The Geometric Theory of Everything: Emergent Quantum Matter, Rotation Fields, and Gravity from a Single Nonlinear Octonionic Equation (Part I: Phases 0–2)

Roland Bollmann, MIT License - Copyright (c) 2026

For AI-assisted analysis & mathematical verification, download the clean 340 kB Markdown/LaTeX source at: https://iphys.de/download.php?id=theory-md or (https://raw.githubusercontent.com/RoboDurden/TheoryOfEverything/refs/heads/main/toe-phase1%2B2_v1b.md)

Abstract

For a century, physics has relied on a "shut up and calculate" paradigm, assembling the Standard Model and General Relativity from separate postulates on a presupposed spacetime. This work presents a geometric Theory of Everything grounded in literal topological understanding prior to formalism. Its sole foundation is a class of local, nonlinear octonionic differential equations and one global block-universe solution (Phase 0).

The core rule is strict information conservation: successive representation changes add no new physical laws, fields, or free parameters, but reorganize where bound information becomes readable. Across four phases, the smeared global solution becomes locally resolvable, rendering classical reality, relativity, and wavefunction reduction optional, self-consistent focusings rather than collapse events.

In Phase 1, fixing a shared imaginary octonionic unit transforms nonassociativity out of the immediate calculus, splitting the target space into C + C^3 over an associative M_2(C) base space. Nonassociativity survives as determinant-mediated three-channel vortex closure and local rotation fields of the global group (U(1)_rel x SU(3))/Z_3 = U(3).

In Phase 2, decomposing the base space as Z = X + IY isolates a flat causal 1+3 Minkowski carrier X and external spin S_X (Step A). Abandoning Y as a traversable locus ("rolling up") maps its antihermitian action via Peter-Weyl modes onto an internal doublet W_iso and an SU(2) rotation field, while nonlinear scaling separates non-stackable matter profiles from superposable rotation fields (Step B). Separating the former X/Y-helix handedness yields Dirac chirality and restricts direct SU(2) support to left-handed

matter and right-handed antimatter (Step C). Quadratic Cayley-Dickson mode folding induces stationary L/R flow reflection, generating rest masses without an external Higgs field, splitting u/d (neutrino/electron) channels, rendering transverse weak fields massive via chiral stress, reading temporal I-progression on X as energy and inertia, and fixing electric charge as Q = (1/6)Y_rel + T_3.

Part I of a two-part work, this volume precedes Phase 3 (Hubbard-Stratonovich extraction of curved spacetime metrics from nonlinearity) and Phase 4 (local linear Focal Quantum Descriptions and Fock quantization). Crucially, Phases 0-2 already form a closed Theory of Everything containing quantum physics and gravitation in full nonlinear form, while offering a global flat causal 1+3 carrier likely superior to curved Phase-3 manifolds for numerical time-slice simulation.

toe-phase0_v1.md

This theory was developed by physicist Roland Bollmann (driving intuitive force and primary conceptual development, bollmann@iPhys.de), with Gemini as a brainstorming partner and ChatGPT assisting with mathematical precision and editorial development.

„ich bin Du das ist mein Mut“ 19.10.2002 - 19.10.2026

Phase 0 – Die vollständige Lösung vor ihrer Aufteilung

0.1 Ausgangspunkt

Diese Theorie beginnt nicht mit Teilchen, Feldern auf einer fertigen Raumzeit oder einer bereits getrennten Quanten- und Gravitationsbeschreibung.

Sie beginnt mit einer einzigen lokalen, nichtlinearen und oktonionischen Differentialgleichung. Ihre konkrete endgültige Form ist noch nicht festgelegt. Gemeint ist deshalb zunächst keine einzelne Ur-DGL, sondern eine möglichst große **TOE-Klasse** von Ur-DGLs, für die die folgenden Darstellungswechsel möglich sind.

Zu jeder solchen Ur-DGL gehört eine vollständige globale Lösung Ψ_0.

Diese Lösung ist das Blockuniversum.

Das Wort »Blockuniversum« bedeutet hier zuerst etwas sehr Einfaches: Die fundamentale Lösung läuft nicht Schritt für Schritt durch eine äußere Zeit. Sie ist als ganze Lösung gegeben. Was wir später als Vergangenheit, Gegenwart, Zukunft, Teilchenbewegung, Wechselwirkung oder Beobachtung beschreiben, muss bereits innerhalb dieser einen mathematischen Lösung enthalten sein.

In dieser fundamentalsten Darstellung ist das Universum noch nicht in die Dinge aufgeteilt, die ein Beobachter später unterscheiden kann.

Es gibt dort nicht schon ein bestimmtes Elektron an einem bestimmten Ort, daneben einen bestimmten Planeten und darum herum eine bestimmte gekrümmte Raumzeit. Das fundamentale Blockuniversum ist die vollständige, noch nicht auf eine bestimmte beobachtbare Welt fokussierte Lösung.

Diese Unschärfe ist kein Mangel an Information.

Sie bedeutet im Gegenteil, dass die vollständige Lösung noch nicht auf eine einzelne ihrer später möglichen konkreten Beschreibungen festgelegt ist.

0.2 Eine einfache Ur-Lösung kann eine komplexe Welt enthalten

Es ist möglich, dass Ψ_0 in der fundamentalsten Darstellung sehr einfach aussieht.

Vielleicht ist die Ur-Lösung homogen. Vielleicht kann sie in geeigneten Ur-Variablen sogar formal wie ein Nullzustand erscheinen. Phase 0 legt das nicht fest.

Entscheidend ist nur: Die Einfachheit dieser Darstellung darf nicht mit Informationslosigkeit verwechselt werden.

Die spätere Welt muss nicht deshalb schon in Phase 0 als komplizierte Ansammlung lokalisierter Strukturen sichtbar sein, weil sie nach mehreren Darstellungswechseln so erscheint.

Die vollständige verschmierte Lösung kann in ihrer ursprünglichen Sprache einfach sein, während spätere Darstellungswechsel dieselbe Information immer weiter auseinanderlegen und dadurch Strukturen sichtbar machen, die vorher nicht getrennt benannt werden konnten.

Ein später sichtbarer Vortex muss deshalb nicht bereits als fertiger Vortex in Ψ_0 eingezeichnet sein.

Eine spätere Raumzeitkrümmung muss nicht bereits als fertige Metrik neben Ψ_0 liegen.

Ein späteres Teilchen muss nicht bereits als einzelnes Objekt markiert sein.

Die Darstellungswechsel fügen diese Dinge nicht neu hinzu. Sie ordnen die vollständige Information so um, dass die betreffenden Strukturen getrennt lesbar werden.

> **Die vier Phasen machen aus der verschmierten Ur-Lösung keine neue Welt. Sie machen eine Welt in derselben Lösung immer genauer darstellbar.**

Diese Unterscheidung ist für alles Folgende grundlegend.

0.3 Duale Information in Phase 0

In Phase 0 begegnet die vollständige Information in zwei Formen.

Die Ur-DGL beschreibt, welche lokalen Beziehungen überhaupt möglich sind und wie alle Teile einer zulässigen Lösung zusammengehören.

Die vollständige Lösung Ψ_0 ist die konkrete globale Verwirklichung genau dieser Beziehungen.

In diesem Sinn sprechen wir von **dualer Information**.

Die Ur-DGL und ihre vollständige Lösung tragen dieselbe physikalische Ganzheit auf zwei verschiedenen Ebenen: einmal als Gesetz der lokalen Beziehungen, einmal als vollständige globale Lösung.

Das bedeutet nicht, dass zwei unabhängige Kopien des Universums existieren. Es sind zwei Seiten derselben mathematischen Struktur.

In Phase 0 kann diese Trennung noch sehr klar erscheinen:

- hier die Ur-DGL,
- dort ihre Lösung Ψ_0.

Mit den späteren Darstellungswechseln wird diese Grenze weniger scharf.

Information, die in der oktonionischen Ur-Darstellung unmittelbar in der Verknüpfung der Feldwerte lag, wird später teilweise als eigene geometrische Beziehung sichtbar. Rotationsfelder treten dann ausdrücklich in der dargestellten DGL auf. Noch später wird ein Teil der Nichtlinearität als Raumzeitgeometrie dargestellt.

Damit verändert sich nicht die zugrunde liegende Physik.

Es verändert sich, **wo dieselbe Information in der jeweiligen Darstellung sichtbar ist**.

Die frühere Grenze zwischen »Gesetz« und »Zustand« ist nach mehreren Darstellungswechseln deshalb nicht mehr dieselbe wie in Phase 0.

Diese Beobachtung wird später wichtig. Insbesondere wird in Phase 2 die Frage auftauchen, ob eine bestimmte Reflexionsstruktur eher durch den dargestellten Zustand oder eher durch die dargestellte DGL festgelegt wird. Phase 0 beantwortet diese Frage noch nicht. Sie macht nur verständlich, warum eine solche Frage nach mehreren Darstellungswechseln überhaupt entstehen kann.

0.4 Darstellungswechsel sind keine Beobachtungen

Die vier Phasen sind keine vier Messungen und keine vier Entscheidungen eines Beobachters.

Es gibt in ihnen niemanden, der etwas »ausliest«.

Ψ ist die Lösung der DGL. Die Theorie stellt dieselbe Information nur nacheinander anders dar.

Ein Darstellungswechsel ist deshalb zunächst ein rein mathematischer Vorgang innerhalb der Theorie.

Er kann Information trennen, die vorher gemeinsam in einer einzigen Struktur lag. Er kann eine bisher räumliche Richtung später als Zustandsrichtung darstellen. Er kann eine Nichtlinearität aus der lokalen Materiegleichung herausnehmen und dieselbe Information als Geometrie zeigen.

Aber der Darstellungswechsel selbst wählt keine bestimmte beobachtete Welt aus.

Das ist wichtig, weil sonst zwei verschiedene Vorgänge miteinander vermischt würden:

1. **Darstellungswechsel:** dieselbe vollständige verschmierte Lösung wird anders geordnet.
2. **Fokussierung oder Präparation:** innerhalb einer bereits vorhandenen Darstellung wird eine bestimmte konsistente Möglichkeit hervorgehoben und als konkrete Struktur untersucht.

Diese beiden Vorgänge können nacheinander auf jeder Stufe auftreten.

Schon nach Phase 1 kann eine dort sichtbare Struktur fokussiert werden. Nach Phase 2 kann beispielsweise ein bestimmter Materiesektor präpariert und untersucht werden. Nach Phase 3 kann eine bestimmte Materie-Geometrie-Beschreibung fokussiert werden.

Phase 4 ist deshalb nicht der Beginn der Fokussierung.

Sie ist der letzte Darstellungswechsel der Theorie und bringt die Beschreibung in eine Form, in der Fokussierung bis zu einzelnen Besetzungen und damit bis zur beobachteten Teilchenwelt reicht.

> **Darstellungswechsel bestimmen, was in einer Phase überhaupt getrennt beschrieben werden kann. Fokussierung bestimmt, welche konkrete Möglichkeit innerhalb dieser Darstellung betrachtet wird.**

1. Die vier Darstellungsphasen

Die vier Phasen sind keine lose Sammlung mathematischer Tricks.

Jede Phase entfernt eine Schwierigkeit aus der unmittelbar benutzten Beschreibung und lässt dieselbe Information in einer Form wieder erscheinen, in der der nächste Schritt möglich wird.

Die Reihenfolge besitzt deshalb einen inneren Zusammenhang.

1.1 Phase 1 – Die Nichtassoziativität wird wegtransformiert

Die Ur-DGL ist oktonionisch.

Damit steckt ein Teil ihrer Struktur unmittelbar in einer nichtassoziativen Multiplikation. Schon die Reihenfolge, in der drei Größen miteinander verknüpft werden, kann einen Unterschied machen.

Diese Sprache ist fundamental kompakt, aber für die späteren Darstellungen unhandlich.

Phase 1 ordnet den Target-Space deshalb neu.

Danach wird die DGL mit assoziativen Koordinaten und Trägern beschrieben. Das ursprüngliche Problem der unmittelbaren nichtassoziativen Rechnung ist damit aus der weiter benutzten DGL heraustransformiert.

Die Nichtassoziativität ist dadurch nicht vernichtet.

Was vorher unmittelbar in der oktonionischen Verknüpfung lag, erscheint nach der Umstrukturierung als getrennt sichtbare Beziehung zwischen den nun assoziativ beschriebenen Bestandteilen.

Wo sich deren lokale Orientierung gegeneinander ändern kann, muss diese Änderung in der neuen Darstellung mitgeführt werden.

Die lokale Orientierung des dargestellten Feldes dreht sich.

Die dafür sichtbaren Größen nennen wir **Rotationsfelder**.

Sie sind keine nachträglich hinzugefügten Wechselwirkungen. Sie tragen Information weiter, die bereits in der oktonionischen Ur-Darstellung vorhanden war, dort aber noch nicht als eigenes Feld neben Ψ erschien.

Damit ist der kurze Satz

> **Phase 1 transformiert die Nichtassoziativität weg**

physikalisch richtig, solange klar bleibt, was »wegtransformieren« in dieser Theorie bedeutet:

> Eine Eigenschaft verschwindet aus der Stelle der Gleichung, an der sie zuvor unmittelbar wirkte. Ihre Information bleibt erhalten und erscheint in der neuen Darstellung an anderer Stelle.

Dieses Prinzip wird in Phase 3 wiederkehren.

1.2 Phase 2 – Ein Teil des Base-Space wird zu innerer Struktur

Nach Phase 1 ist die Target-Space-Sprache handhabbarer geworden, aber die Ur-DGL lebt noch nicht auf der $1+3$-dimensionalen Raumzeit, die wir später beobachten.

Phase 2 verändert deshalb den Base-Space.

Zunächst wird seine Struktur so geordnet, dass zwei unterschiedliche Fortsetzungsbereiche sichtbar werden. Danach verliert der spätere Y-Anteil seine Rolle als frei begehbarer Ort.

Seine Information verschwindet nicht.

Was vorher Fortsetzung durch zusätzliche Base-Space-Richtungen war, erscheint nach der Reduktion als Windung, Orientierung und Zustandsstruktur des verbleibenden Feldes.

Damit bleiben $1+3$ Richtungen als die später direkt räumlich-zeitlich gelesene Fortsetzung übrig.

Der eingezogene Anteil wird nicht zu einem zweiten kleinen Raum, in dem verborgene Teilchen herumlaufen. Er wird zur inneren Struktur der Feldlösung.

An dieser Stelle wird insbesondere der Träger W_{iso} wichtig, auf dem später der **innere Spin** beschrieben wird.

Phase 2 trennt damit zwei Arten von Information, die in der höheren Base-Space-Darstellung noch gemeinsam als Richtung erschienen:

- Fortsetzung, die weiterhin als Ort gelesen wird,
- und Fortsetzung, die nach der Reduktion als Zustand des Feldes erscheint.

Gerade diese Umordnung ermöglicht später eine $1+3$-dimensionale Beschreibung, in der eine lokale zeitliche Fortsetzung von einer räumlichen Scheibe zur nächsten gelesen werden kann.

Damit wird Kausalität in der später beobachtbaren Form darstellbar.

Auch hier gilt: Phase 2 erzeugt Kausalität nicht als neues Naturgesetz. Sie bringt die vorhandene globale Lösung in eine Form, in der lokale kausale Fortsetzung sichtbar werden kann.

1.3 Phase 3 – Die Nichtlinearität wird zu Raumzeitgeometrie

Nach Phase 2 liegt die Materiestruktur auf einer $1+3$-dimensional lesbaren Basis vor, aber die zugrunde liegende DGL ist weiterhin nichtlinear.

Phase 3 ordnet nun diese Nichtlinearität neu.

Durch eine Hubbard–Stratonovich-Transformation wird ein Teil der nichtlinearen Selbstbeziehung aus der lokalen Materiegleichung herausgenommen und in einem zusätzlichen Hilfsfeld dargestellt.

Dieses Hilfsfeld wird als Metrik gelesen.

Damit erscheint dieselbe Information, die zuvor als unmittelbare nichtlineare Selbstbeziehung der Materie in der DGL stand, nun teilweise als Krümmung der Raumzeit.

Der entscheidende Abstraktionssatz lautet deshalb:

> **Phase 3 transformiert die Nichtlinearität aus der lokalen Materiegleichung heraus und stellt dieselbe Information als Raumzeitgeometrie dar.**

Die lokale Materiebeschreibung kann dadurch linear werden, ohne dass die ursprüngliche Nichtlinearität aus der vollständigen Theorie verschwunden wäre.

Sie hat ihren Darstellungsort gewechselt.

Die gekrümmte Raumzeit ist in dieser Theorie deshalb nicht von Anfang an die Bühne, auf der die Ur-DGL spielt.

Sie erscheint erst in Phase 3 als eine neue Darstellung von Information, die vorher innerhalb der nichtlinearen Feldgleichung lag.

Das hat eine wichtige ontologische Folge:

Auch die Phase-3-Mannigfaltigkeit darf nicht vorschnell als eine einzige, bereits klassisch festgelegte Raumzeit verstanden werden.

Wenn die zugrunde liegende Materielösung noch verschmiert ist, muss auch die dazugehörige geometrische Information in derselben vollständigen Lösung verschmiert sein.

Welche konkrete Raumzeit ein Beobachter wahrnimmt, gehört erst zur späteren Fokussierung.

1.4 Phase 4 – Lokale Beschreibung und Teilchenbesetzung

Nach Phase 3 kann die Lösung als Materiefeld auf einer gekrümmten $1 + 3$-dimensionalen Mannigfaltigkeit dargestellt werden.

Phase 4 führt diese Umordnung weiter.

Jeder Raumzeitpunkt wird nun mit einer **Focal Quantum Description**, kurz FQD, verbunden.

Eine FQD beschreibt die lokale Feldinformation auf dem Tangentialraum dieses Punktes. Dieser Tangentialraum ist lokal Minkowski-artig, wird aber durch die dortige Metrik geometrisch verzerrt.

Innerhalb dieser lokalen Beschreibung ist die verbleibende Materiegleichung linear.

Die Rotationsfelder, die in Phase 1 und Phase 2 sichtbar geworden sind, erscheinen dort über die kovariante Ableitung als Teil der lokalen Fortsetzung des Feldes.

Die spätere zweite Quantisierung dieser linearen lokalen Moden soll schließlich die Besetzungsbeschreibung liefern, in der die beobachtete Teilchenphysik erscheint.

Auch vor Phase 4 können bereits bestimmte Strukturen fokussiert oder präpariert werden. Phase 2 kann etwa einen bestimmten Materiesektor isolieren und als konkreten Vortex untersuchen.

Was Phase 4 neu hinzufügt, ist deshalb nicht die Möglichkeit der Fokussierung selbst.

Sie bringt die Darstellung auf die feinere Ebene einzelner Besetzungen.

Ein Feldtyp kann nun nicht nur als verschmierte Feldstruktur oder als präparierter Materiesektor beschrieben werden. Seine einzelnen Besetzungen können in der neuen Darstellung als Teilchenzustände unterschieden werden.

Das ist der Übergang zur Teilchenwahrnehmung.

Phase 4 ist in diesem Buch noch nicht endgültig ausgearbeitet. Deshalb wird hier bewusst nicht behauptet, dass bereits alle Schritte von der FQD bis zur vollständigen beobachtbaren Quantenfeldtheorie bewiesen seien.

Für Phase 0 genügt der konzeptionelle Zielpunkt:

> **Die ersten drei Phasen machen immer mehr Struktur der vollständigen Lösung getrennt beschreibbar. Phase 4 führt diese Darstellung bis zu einer Sprache fort, in der eine Fokussierung einzelne Teilchenbesetzungen unterscheiden kann.**

2. Warum diese vier Phasen zusammengehören

Die Reihenfolge der vier Phasen ist nicht beliebig.

Jede Phase legt eine Struktur frei, die für die nächste gebraucht wird.

Phase 1 schafft eine assoziative Sprache, in der stabile logische Beziehungen zwischen getrennt dargestellten Bestandteilen verfolgt werden können.

Phase 2 bringt die Base-Space-Struktur in eine Form, in der $1 + 3$-dimensionale lokale Fortsetzung und damit die später erlebte Kausalität sichtbar werden.

Phase 3 verwandelt einen Teil der nichtlinearen Selbstbeziehung in Geometrie und ermöglicht so eine lokale lineare Beschreibung innerhalb einer gekrümmten Raumzeit.

Phase 4 führt diese lokale lineare Beschreibung in eine Sprache über, in der einzelne Besetzungen und damit die beobachtete Teilchenwelt unterschieden werden können.

Man kann diesen Weg philosophisch lesen:

Wie muss eine vollständige mathematische Lösung dargestellt sein, damit innerhalb dieser Lösung Strukturen entstehen können, die eine lokale Welt unterscheiden, auf Vergangenes reagieren, Zukünftiges erwarten und sich schließlich selbst als Teil dieser Welt beschreiben?

Diese Frage ist nicht die mathematische Herleitung der vier Phasen und soll sie nicht ersetzen.

Sie zeigt aber, warum die Abfolge nicht wie eine zufällige Folge technischer Umformungen gelesen werden sollte.

Die Theorie beginnt mit einer globalen, nichtassoziativen und nichtlinearen mathematischen Ganzheit.

Am Ende soll dieselbe Ganzheit so dargestellt sein, dass innerhalb von ihr lokale, kausale und quantisierte Beschreibungen möglich sind.

3. Verschmierung ist nicht Unwissen

Das Wort **verschmiert** wird in diesem Buch bewusst stark verwendet.

Es darf aber nicht mit bloßer Unkenntnis verwechselt werden.

Wenn ein Elektron räumlich verschmiert beschrieben wird, bedeutet das in dieser Ontologie nicht, dass das Elektron in Wahrheit längst an einem bestimmten unbekannten Ort sitzt.

Ebenso bedeutet eine verschmierte Raumzeit nicht, dass irgendwo im Hintergrund bereits die eine richtige klassische Mannigfaltigkeit vollständig festliegt und wir sie nur noch nicht kennen.

Die vollständige Lösung ist vor ihrer Fokussierung gerade nicht auf eine solche einzelne klassische Beschreibung festgelegt.

Sie trägt gemeinsam die Information, aus der verschiedene später konkrete Beschreibungen hervorgehen können.

Damit ist die Verschmierung selbst Teil der vollständigen Lösung.

Sie ist nicht nur ein Mangel des Beobachters.

3.1 Die Ring-Erde

Das lässt sich an einem makroskopischen Grenzfall besonders deutlich sehen.

Nehmen wir an, die Materie, aus der später ein Planet besteht, ist in der fundamentalen Beschreibung nicht auf einzelne klassische Positionen festgelegt.

Dann darf man den Planeten vor einer entsprechenden Fokussierung nicht einfach als bereits vorhandene Kugel an einem einzigen Ort seiner Bahn denken.

Seine Materie kann in der vollständigen Lösung entlang verschiedener später unterscheidbarer Positionen verteilt sein.

In der anschaulichen Sprache dieses Buches ist das die **Ring-Erde**.

Die Ring-Erde ist kein neues astrophysikalisches Objekt.

Sie bezeichnet die nicht auf eine einzelne klassische Position fokussierte Darstellung derselben Materieinformation.

Die gewöhnlich wahrgenommene **Kugel-Erde** ist dagegen die konkrete fokussierte Beschreibung, in der der Planet an einer bestimmten Position erscheint.

Damit entsteht sofort die eigentliche Frage der Ontologie:

Wenn die Materie vor der Fokussierung nicht auf eine einzelne klassische Position festgelegt ist, wie kann dann ihre Raumzeit bereits eine einzige klassische Krümmung besitzen?

In dieser Theorie lautet die Antwort:

Sie besitzt sie nicht.

Materieinformation und geometrische Information gehören zur selben vollständigen Lösung. Solange die Materieverteilung verschmiert ist, ist auch die dazugehörige Phase-3-Geometrie nicht auf eine einzelne klassische Mannigfaltigkeit fokussiert.

3.2 Kein zweiter Kollaps der Raumzeit

Wird später eine konkrete Materiekonfiguration fokussiert, darf deshalb nicht zuerst die Materie »kollabieren« und anschließend eine bereits reale Raumzeit im gesamten Universum nachträglich umgebaut werden.

Dieses Bild würde Materie und Raumzeit wieder zu zwei getrennten Wirklichkeiten machen.

Die Theorie verfolgt stattdessen eine einfachere Idee:

> **Eine bestimmte Materieverteilung und die zu ihr gehörige bestimmte Raumzeit sind zwei gleichzeitig fokussierte Darstellungen derselben vollständigen Information.**

Darum gibt es in diesem Bild keinen zweiten Kollaps der Raumzeit.

Es gibt nur eine Fokussierung der vollständigen Lösung.

Wird ein bestimmtes Elektron an einem bestimmten Ort beschrieben, wird damit zugleich die zu dieser Beschreibung gehörende geometrische Information scharf.

Wird die Kugel-Erde beschrieben, gehört ihre konkrete Raumzeitgestalt zur selben Fokussierung.

Nichts muss sich erst mit Überlichtgeschwindigkeit durch eine schon fertige klassische Raumzeit ausbreiten, um die restliche Geometrie zu informieren.

Die konkrete klassische Raumzeit ist selbst Teil dessen, was erst in der fokussierten Beschreibung bestimmt wird.

4. Fokussierung, Präparation und Beobachtung

Die genaue mathematische Natur der Fokussierung ist noch nicht endgültig festgelegt.

Phase 0 soll deshalb keine Kollapsdynamik erfinden.

Für das Phase-1+2-Buch genügt eine engere Aussage.

Die vollständige Lösung kann verschmierte Strukturen enthalten, ohne bereits auf eine einzige konkrete Möglichkeit festgelegt zu sein.

Nach jedem Darstellungswechsel kann aber eine bestimmte Struktur innerhalb der nun verfügbaren Beschreibung fokussiert werden.

Die mögliche Fokussierung wird dabei mit jeder Phase feiner.

Nach Phase 1 kann eine bestimmte Target-Struktur betrachtet werden.

Nach Phase 2 kann ein bestimmter Materiesektor präpariert werden, etwa ein einzelner Vortextyp oder eine gebundene Materiestruktur.

Nach Phase 3 kann eine bestimmte Materiekonfiguration zusammen mit der dazugehörigen Raumzeitgeometrie fokussiert werden.

Phase 4 führt diese Möglichkeit bis zur Besetzungsbeschreibung. Erst dort kann derselbe Feldtyp als nullfach, einfach oder mehrfach besetzt und damit in der Form einzelner beobachteter Teilchen beschrieben werden.

Damit ist ein präpariertes Elektron in Phase 2 kein Widerspruch zum verschmierten Blockuniversum.

Es ist eine fokussierte Phase-2-Beschreibung innerhalb derselben vollständigen Lösung.

Ebenso muss die fundamentale Lösung nicht von Anfang an aus einer Liste individualisierter Teilchen bestehen.

Ein Vortextyp ist zunächst Struktur.

Besetzung ist Vielheit.

Phase 4 macht diese Vielheit einzeln zählbar.

4.1 Fokussierung ist optional

Das Wort »Fokussierung« kann leicht so klingen, als müsse außerhalb des Blockuniversums ein Beobachter eine aktive Operation ausführen.

So ist es hier nicht gemeint.

Die vollständige verschmierte Lösung reicht der Theorie bereits aus.

Keine bestimmte Möglichkeit muss zusätzlich ausgewählt werden, damit die fundamentale mathematische Lösung vollständig wäre.

Eine Fokussierung stellt deshalb zunächst nur die Frage:

> **Wie sieht dieselbe vollständige Lösung aus, wenn innerhalb einer ihrer Darstellungen eine bestimmte konsistente Möglichkeit konkret beschrieben wird?**

Das ist das »Was wäre wenn?« der Theorie.

Diese Frage kann bereits nach einer frühen Phase gestellt werden. Ihre Antwort besitzt dann nur die Auflösung, welche diese Phase schon bereitstellt.

Phase 4 ist besonders, weil sie den Prozess bis zu einzelnen Besetzungen weiterführt und damit diejenige Form der Fokussierung bereitstellt, die unserer Teilchenbeobachtung entspricht.

Ob die Fokussierung später als eigene Projektionsregel, als effektiver Kollaps oder in einer anderen mathematischen Sprache formuliert wird, bleibt offen.

Für Phase 0 ist nur entscheidend:

> **Fokussierung fügt der vollständigen Lösung keine neue fundamentale Physik hinzu. Sie macht eine bestimmte Möglichkeit innerhalb einer bereits vorhandenen Darstellung konkret.**

4.2 Eine Fokussierung muss durch die Darstellungen zusammenpassen

Wird eine bestimmte Möglichkeit fokussiert, darf sie nicht in jeder Phase unabhängig gewählt werden.

Eine fokussierte Materiestruktur in Phase 2, ihre geometrische Darstellung in Phase 3 und ihre spätere Besetzungsbeschreibung in Phase 4 müssen verschiedene Darstellungen derselben konkreten Möglichkeit bleiben.

Darum kann die Fokussierung eines Elektrons nicht eine beliebige Raumzeitgeometrie neben sich stehen lassen.

Ebenso kann die fokussierte Kugel-Erde nicht unabhängig von der zu ihr gehörenden Materieverteilung und Raumzeitgestalt ausgewählt werden.

Es handelt sich nicht um mehrere nacheinander ausgeführte Kollapsvorgänge.

Es handelt sich um eine konkrete Möglichkeit der vollständigen Lösung, die in den verschiedenen Darstellungen jeweils anders erscheint.

> **Die Darstellungen wechseln. Die fokussierte Möglichkeit muss dieselbe bleiben.**

5. Die TOE-Klasse und die Rolle der Toy-Modelle

Die konkrete Ur-DGL des beobachteten Universums ist noch unbekannt.

Die Theorie sollte ihre mögliche Form deshalb nicht früher einschränken als nötig.

Wir sprechen von einer **TOE-Klasse** lokaler, nichtlinearer oktonionischer DGLs, welche die in diesem Buch benötigten Darstellungswechsel tragen können.

In Phase 1 und Phase 2 werden trotzdem konkrete Nichtlinearitäten verwendet.

Insbesondere werden Terme vom Typ

$$\mathcal{N}_3$$

und

$$\mathcal{N}_2$$

als Toy-Modelle untersucht.

Diese Wahl bedeutet nicht, dass die endgültige Ur-DGL nur aus einem kubischen und einem quadratischen Term bestehen muss.

Die Toy-Modelle haben eine engere Aufgabe.

Sie isolieren jeweils den einfachsten nichtlinearen Mechanismus, an dem eine bestimmte physikalische Struktur sichtbar und berechenbar wird.

In Phase 1 kann ein kubischer Term zeigen, wie drei Zielrichtungen gemeinsam gekoppelt werden.

In Phase 2 kann ein quadratischer Term zeigen, wie eine Feldstruktur sich mit ihrer eigenen Reflexion verbindet und dabei neue Modenbeziehungen erzeugt.

Eine spätere Motivation ist, dass eine hinreichend reguläre nichtlineare Ur-DGL lokal in eine Reihe verschieden hoher Nichtlinearitäten entwickelt werden könnte. Dann wären $\mathcal{N}_2$ und $\mathcal{N}_3$ nicht zwei konkurrierende Kandidaten für die Ur-DGL, sondern einfache Ausschnitte aus einer umfassenderen nichtlinearen Struktur.

Diese Taylor-Idee ist in Phase 0 nur Motivation.

Sie ist noch keine Festlegung der endgültigen TOE-Klasse.

6. Generatoren, Lie-Gruppen und Rotationsfelder

Im Verlauf der Darstellungswechsel tauchen immer wieder neue Felder auf, die in gewöhnlicher Sprache leicht als zusätzliche »Eichfelder« missverstanden werden könnten.

In dieser Theorie sollen sie anders gelesen werden.

Ein Darstellungswechsel nimmt eine Information aus der Stelle heraus, an der sie vorher unmittelbar in der alten Struktur enthalten war. Diese Information darf nicht verschwinden. In der neuen Darstellung muss deshalb sichtbar bleiben, in welcher kontinuierlichen Richtung sich die nun getrennt beschriebenen Teile relativ verändern können.

Die kleinste solche Änderungsrichtung ist ein **Generator**.

Ein Generator ist noch keine endliche Rotation.

Er beschreibt zunächst nur eine infinitesimale Möglichkeit: Wenn wir den dargestellten Zustand um einen beliebig kleinen Betrag verändern, in welche Richtung darf diese Änderung erfolgen, ohne die zugrunde liegende Struktur zu verlassen?

Damit ist der Generator die erste mathematische Spur der Information, die durch den Darstellungswechsel aus ihrer früheren unmittelbaren Form herausgenommen wurde.

Gibt es mehrere solche infinitesimalen Änderungsrichtungen, dann stehen sie nicht unabhängig nebeneinander.

Man kann eine kleine Änderung in einer Richtung ausführen und danach eine kleine Änderung in einer anderen. Die Reihenfolge kann selbst wieder eine zulässige infinitesimale Änderungsrichtung sichtbar machen.

Die Gesamtheit der zusammengehörigen Generatoren bildet deshalb eine **Lie-Algebra**.

Die Lie-Algebra sagt noch nicht, wie weit tatsächlich gedreht wurde.

Sie sagt, welche infinitesimalen Richtungen der Änderung überhaupt zusammengehören und wie sie sich gegenseitig fortsetzen.

Erst wenn diese infinitesimalen Änderungen zu endlichen Änderungen fortgesetzt werden, entsteht die **Lie-Gruppe**.

Jetzt wird aus der reinen Generatorrichtung eine wirkliche endliche Rotation innerhalb der dargestellten Struktur.

Damit ergibt sich die Reihenfolge:

> **Ein Darstellungswechsel legt kontinuierliche Information frei.**
> **Ein Generator beschreibt ihre infinitesimale Änderungsrichtung.**
> **Die zusammengehörigen Generatoren bilden eine Lie-Algebra.**
> **Ihre endlichen Wirkungen bilden die Lie-Gruppe.**

Erst auf dieser Ebene ist das Wort **Rotation** vollständig angebracht.

Eine einzelne endliche Gruppenwirkung beschreibt, wie der dargestellte Zustand von einer Orientierung in eine andere übergeht.

Wenn dieselbe Rotation an allen Base-Punkten gleich wäre, wäre damit noch kein neues lokales Feld nötig.

In den späteren Darstellungen kann der benötigte Gruppenwinkel jedoch von Base-Punkt zu Base-Punkt verschieden sein.

Dann besitzt jeder Ort seine eigene lokale endliche Rotation.

Die Parameter dieser lokalen Rotationen werden zu Feldern.

Diese Felder nennen wir **Rotationsfelder**.

> **Ein Rotationsfeld beschreibt, wie die durch eine Lie-Gruppe erlaubte Rotation über den Base-Space variiert.**

Diese Bezeichnung ist für die Ontologie der Theorie absichtlich direkter als das übliche Wort »Eichfeld«.

»Eichfeld« beschreibt vor allem die formale Rolle innerhalb einer Eichsymmetrie.

»Rotationsfeld« erinnert dagegen an den physikalischen Weg, auf dem das Feld in dieser Theorie erscheint:

Ein Darstellungswechsel legt kontinuierliche Information getrennt frei; Generatoren halten ihre infinitesimalen Änderungsrichtungen fest; die Lie-Gruppe beschreibt die daraus möglichen endlichen Rotationen; und das Rotationsfeld sagt, wie diese Rotation lokal über den Base-Space verteilt ist.

In den folgenden Phasen werden verschiedene Generatoren und verschiedene Lie-Gruppen auftreten.

Phase 0 muss sie noch nicht einzeln aufzählen.

Wichtig ist nur die gemeinsame Lesart:

> **Die Rotationsfelder werden nicht als zusätzliche Wechselwirkungen an die Theorie angehängt. Sie erscheinen dort, wo ein Darstellungswechsel zuvor gebundene kontinuierliche Information so freilegt, dass ihre lokale Gruppenwirkung nun ausdrücklich in der dargestellten DGL geführt werden muss.**

7. Was »emergente Illusion« bedeutet

Die vollständige verschmierte Lösung reicht der Theorie bereits aus.

Sie braucht keine zusätzlich ausgezeichnete konkrete Welt.

Keine äußere Instanz muss festlegen, welche Möglichkeit »wirklich« wird.

Damit erhält der Ausdruck **emergente Illusion** in dieser Theorie eine sehr bestimmte Bedeutung.

Die vier Darstellungswechsel machen immer mehr Struktur unterscheidbar:

Phase 1 macht eine assoziative Target-Space-Darstellung möglich.

Phase 2 macht die $1 + 3$-dimensionale Raumzeitfortsetzung und die dazugehörige Materiestruktur sichtbar.

Phase 3 macht einen Teil der Nichtlinearität als Raumzeitgeometrie sichtbar.

Phase 4 macht die lokale lineare Struktur bis hin zu einzelnen Besetzungen darstellbar.

Aber keine dieser Darstellungen muss fundamental auf eine einzige konkrete Möglichkeit fokussiert werden.

Die vollständige verschmierte Ganzheit kann durch alle vier Phasen hindurch erhalten bleiben.

Darum ist die konkrete Realität **optional**.

Wird eine bestimmte Möglichkeit fokussiert, erscheint innerhalb der entsprechenden Darstellung eine konkrete Welt.

Nach Phase 2 kann das bereits ein bestimmter präparierter Materiesektor sein.

Nach Phase 3 kann dieselbe Fokussierung eine bestimmte Materieverteilung zusammen mit ihrer bestimmten Raumzeitgeometrie zeigen.

Nach Phase 4 kann sie bis zu einzelnen Besetzungen reichen und damit die Form annehmen, in der ein Beobachter Teilchen unterscheidet.

Phase 4 erfindet die Fokussierung deshalb nicht.

Sie vollendet nur die Darstellungsfolge bis zu der Auflösung, in der Beobachtung als Teilchenbesetzung beschrieben werden kann.

> **Emergent bedeutet: Die konkrete beobachtbare Struktur wird erst durch die Darstellungsfolge getrennt beschreibbar.**

> **Optional bedeutet: Keine einzelne konkrete Beschreibung muss von der fundamentalen Theorie als ausgezeichnete Realität gewählt werden.**

> **Illusion bedeutet: Eine fokussierte Welt kann innerhalb ihrer eigenen Darstellung vollständig konkret erscheinen, obwohl die fundamentale Theorie nur die umfassendere verschmierte Lösung benötigt.**

Das Wort »Illusion« behauptet deshalb nicht, dass eine fokussierte Welt mathematisch falsch wäre.

Es behauptet auch nicht, dass hinter ihr noch eine zweite klassischere Welt verborgen liegt.

Es sagt nur, dass »diese eine konkrete Realität« keine zusätzliche fundamentale Zutat der Theorie ist.

Die fundamentale Zutat ist die vollständige Lösung.

Die konkrete Realität erscheint erst, wenn eine ihrer Möglichkeiten fokussiert beschrieben wird.

7.1 Warum die Illusion alle früheren Phasen erfasst

Wird eine bestimmte Möglichkeit fokussiert, betrifft diese Fokussierung nicht nur die zuletzt verwendete Darstellung.

Dasselbe fokussierte Elektron muss in Phase 2 als die passende Materiestruktur, in Phase 3 zusammen mit der passenden Geometrie und in Phase 4 als die passende Besetzung erscheinen.

Darum erfasst eine konkrete Beobachtung rückwirkend nicht im zeitlichen Sinn, sondern **darstellerisch** alle vorherigen Phasen.

Die vorherigen Darstellungen werden nicht nachträglich physikalisch verändert.

Sie zeigen dieselbe fokussierte Möglichkeit nur in ihrer jeweils eigenen Sprache.

Genau deshalb bleibt die verschmierte Ganzheit fundamental intakt, obwohl eine konkrete beobachtete Welt vollständig bestimmt erscheinen kann.

7.2 Das Relativitätsprinzip als Teil der optionalen Welt

Das Relativitätsprinzip macht sichtbar, dass diese Unterscheidung physikalischen Inhalt besitzt.

Innerhalb einer fokussierten Phase-3/4-Welt kann die lokale Raumzeitdarstellung das Relativitätsprinzip vollständig erfüllen.

Daraus folgt aber nicht automatisch, dass dieselbe Struktur bereits eine fundamentale Eigenschaft der oktonionischen Ur-Darstellung sein muss.

Das Relativitätsprinzip kann zu derjenigen Form gehören, in der die vollständige Lösung nach den späteren Darstellungswechseln lokal erscheint.

Damit wäre es innerhalb der beobachteten Welt exakt, ohne deshalb die fundamentalste Sprache der Theorie zu sein.

Dasselbe gilt grundsätzlich für Begriffe wie »hier«, »jetzt«, »dieses Teilchen« oder »dieser Beobachter«.

Sie können innerhalb einer fokussierten Welt präzise bestimmt sein, obwohl die vollständige verschmierte Lösung keine einzelne dieser Bestimmungen als fundamental ausgezeichnete Realität benötigt.

8. Der Blick auf das Ganze

Am Anfang steht eine einzige vollständige mathematische Lösung.

Sie kann extrem einfach aussehen.

Sie ist nicht in die Gegenstände aufgeteilt, die wir später wahrnehmen.

Phase 1 ordnet ihre Target-Space-Information so um, dass die Nichtassoziativität aus der unmittelbar benutzten DGL verschwindet und ihre Beziehung als getrennt sichtbare Struktur weitergeführt werden kann.

Phase 2 ordnet den Base-Space so um, dass ein Teil seiner früheren Richtungsinformation als innere Feldstruktur erscheint und $1 + 3$ Richtungen als lokale Raumzeitfortsetzung übrig bleiben.

Phase 3 ordnet die Nichtlinearität so um, dass ein Teil ihrer Information als Metrik und damit als gekrümmte Raumzeit erscheint.

Phase 4 soll die verbleibende lokale lineare Feldinformation so darstellen, dass einzelne Besetzungen und damit die wahrgenommene Teilchenwelt beschrieben werden können.

Keine dieser Phasen muss eine neue fundamentale Physik hinzufügen.

Sie verändern, wo die bereits vorhandene Information sichtbar ist und in welcher Form sie miteinander verbunden erscheint.

Nach jeder Phase kann eine bestimmte bereits sichtbare Struktur fokussiert werden. Die vollständige verschmierte Lösung braucht diese Fokussierung jedoch nicht.

Phase 4 führt die Darstellung nur bis zu der Auflösung, in der eine konkrete Fokussierung als einzelne Teilchenbesetzung und damit als beobachtete Welt erscheinen kann.

Damit ergibt sich der philosophische Leitgedanke der gesamten Konstruktion:

> **Wie muss dieselbe vollständige mathematische Information nacheinander dargestellt werden, damit innerhalb dieser Information schließlich eine lokale Welt sichtbar wird, in der kausale Strukturen entstehen, Teilchen unterschieden werden können und ein Teil der Lösung sich selbst als Beobachter dieser Welt erkennt?**

Diese Frage ist keine zusätzliche Gleichung.

Sie ist der Blick auf den Weg, den die vier Darstellungsphasen gemeinsam zurücklegen.

Am Anfang steht eine vollständige, aber noch völlig unfokussierte mathematische Ganzheit.

Am Ende dieses Weges soll dieselbe Ganzheit eine Darstellung besitzen, in der sogar der Gedanke im Kopf des Lesers als Teil ihrer eigenen Struktur erscheinen kann.

9. Bewusste Grenzen von Phase 0

Phase 0 legt die gemeinsame Ontologie für die folgenden Kapitel fest. Sie soll keine offenen Probleme späterer Phasen vorweg lösen.

9.1 Offene physikalische Punkte

1. **Die genaue Natur der Fokussierung ist offen.**
   Phase 0 legt weder eine fundamentale Kollapsdynamik noch eine Vielwelteninterpretation fest. Fokussierung kann grundsätzlich nach jeder Darstellungsphase verwendet werden; Phase 4 führt sie lediglich bis zur Besetzungsbeschreibung.
2. **Wie dieselbe Fokussierung exakt durch mehrere Darstellungen verfolgt wird, ist noch nicht vollständig ausformuliert.**
   Materiestruktur, Phase-3-Geometrie und spätere Besetzungsbeschreibung müssen dieselbe konkrete Möglichkeit darstellen. Die vollständige physikalische Herleitung dieser gemeinsamen Fokussierung gehört in die spätere Ausarbeitung von Phase 3 und Phase 4.
3. **Die Grenze zwischen Gesetz und Zustand verändert sich in den späteren Darstellungen.**
   Phase 0 erklärt, warum diese Frage entsteht, entscheidet aber noch nicht allgemein, welche später sichtbaren Strukturen primär durch Ψ, durch die dargestellte DGL oder nur durch ihre gemeinsame selbstkonsistente Lösung festgelegt sind.
4. **Die konkrete fundamentalste Ur-Lösung ist offen.**
   Ein homogener oder formal trivialer Zustand ist möglich, aber nicht festgelegt.
5. **Der genaue Status des Relativitätsprinzips als emergente Eigenschaft ist noch nicht hergeleitet.**
   Phase 0 markiert nur die vorgesehene ontologische Einordnung.

9.2 Offene mathematische Punkte

1. **Die endgültige TOE-Klasse ist noch nicht vollständig charakterisiert.**
   Sie soll so groß wie möglich bleiben und nur durch Bedingungen eingeschränkt werden, die für die späteren Darstellungswechsel wirklich notwendig sind.
2. **$\mathcal{N}_2$ und $\mathcal{N}_3$ sind Toy-Terme.**
   Noch ist nicht bewiesen, welche genaue nichtlineare Entwicklung die reale Ur-DGL besitzt und unter welchen Regularitätsbedingungen eine Taylor-artige Interpretation gerechtfertigt ist.
3. **Die mathematische Abbildung einer Fokussierung durch alle vier Darstellungen ist noch nicht gegeben.**
   Insbesondere fehlt noch die präzise Formulierung, wie eine fokussierte Materiebeschreibung und die passende fokussierte Phase-3-Geometrie als dieselbe Auswahl innerhalb der vollständigen Lösung dargestellt werden.
4. **Phase 3 und Phase 4 sind noch nicht endgültig fixiert.**
   Aussagen über HS-Hilfsfeld, Metrik, FQD und spätere Quantisierung sind deshalb in Phase 0 bewusst als Zielstruktur und nicht als abgeschlossener Beweis formuliert.

9.3 Stellen, an denen die wahre Sprache noch nicht vollständig befriedigt

1. **»Information« ist unvermeidlich abstrakt.**
   Das Wort bezeichnet hier immer die konkrete mathematische Struktur, die bei einem Darstellungswechsel erhalten bleibt. In späteren Sektionen sollte möglichst jeweils benannt werden, welche Richtung, Phase, Orientierung, Windung oder Beziehung damit konkret gemeint ist.
2. **»Verschmiert« ist anschaulich, kann aber zu räumlich verstanden werden.**
   In Phase 0 bedeutet es allgemeiner: noch nicht auf eine einzelne konkrete beobachtbare Beschreibung fokussiert. Erst in späteren Phasen kann die Verschmierung ausdrücklich räumlich sein.
3. **»Fokussierung« kann den Eindruck einer äußeren aktiven Handlung erzeugen.**
   Gemeint ist zunächst keine zusätzliche Kraft und kein Beobachter außerhalb der Lösung, sondern die konkrete konsistente Beschreibung einer Möglichkeit innerhalb der vollständigen Blockuniversums-Lösung.
4. **»Duale Information« kann wie eine Verdopplung klingen.**
   Gemeint sind nicht zwei unabhängige Informationsspeicher, sondern die vollständige mathematische Struktur in den zwei Phase-0-Aspekten Ur-DGL und vollständige Lösung.
5. **»Illusion« kann unnötig abwertend oder wie eine Behauptung über »wahre« und »falsche« Realität klingen.**
   Gemeint ist enger: Die fundamentale Theorie benötigt keine ausgezeichnete konkrete Welt. Eine fokussierte Welt ist eine optionale konkrete Beschreibung innerhalb der vollständigen verschmierten Lösung.
6. **Der Satz, dass sich am Ende ein Teil der Lösung selbst als Beobachter erkennt, ist philosophisch stärker als die derzeit ausgearbeitete Physik.**
   Er dient als Leitgedanke für die nicht willkürliche Folge der vier Darstellungsphasen. Seine konkrete physikalische Ausarbeitung gehört nicht in Phase 0.

toe-phase1-_v3a.md

This theory was developed by physicist Roland Bollmann (driving intuitive force and primary conceptual development, bollmann@iPhys.de), with Gemini as a brainstorming partner and ChatGPT assisting with mathematical precision and editorial development.

Phase 1 — Die erste Umstrukturierung der Ur-DGL

Von der oktonionischen Ganzheit zur assoziativen Sprache

Version v3a — finale Buchrevision von Phase 1

Phase 0 hat die vollständige Ur-Lösung noch als ungetrennte oktonionische Ganzheit betrachtet. Phase 1 verändert diese Lösung nicht. Sie verändert nur die Sprache, in der wir dieselbe Lösung darstellen.

Der Grund für diesen ersten Darstellungswechsel ist unmittelbar: Die oktonionische Ur-DGL ist nichtassoziativ. Drei Größen können deshalb verschieden miteinander verknüpft sein, je nachdem, welche beiden zuerst zusammengefasst werden. Diese Eigenschaft kann fundamental sinnvoll sein, macht aber jede spätere Zerlegung in getrennt sichtbare Strukturen schwer berechenbar.

Phase 1 wählt deshalb eine ausgezeichnete imaginäre Oktonionenrichtung und benutzt sie überall als dieselbe komplexe Einheit. Dadurch lässt sich der Target-Space als ein komplexer Einzelkanal plus ein komplexer Dreierraum darstellen, während der Base-Space eine assoziative komplexe Matrixsprache erhält.

Damit ist die Nichtassoziativität aus der unmittelbar benutzten Rechensprache heraustransformiert.

Sie ist nicht verschwunden. Was vorher direkt in der oktonionischen Multiplikation gebunden war, muss nach dem Darstellungswechsel an anderen Stellen weitergeführt werden. Genau daraus entstehen die Strukturen, die Phase 1 sichtbar macht.

Der rote Faden dieser Phase ist deshalb einfach:

> **Wir trennen eine oktonionische Ganzheit in assoziativ berechenbare Teile. Danach verfolgen wir Schritt für Schritt, welche Beziehungen zwischen diesen Teilen erhalten bleiben müssen, damit wir noch immer dieselbe Ur-DGL beschreiben.**

1. Die assoziative Darstellung entsteht

1.1 Die Ur-DGL bleibt dieselbe vollständige Lösung

Die fundamentale Theorie sei eine lokale nichtlineare Differentialgleichung für ein oktonionisches Feld

$$\mathcal{E}_{\mathbb{O}}[\Phi] = 0, \qquad \Phi : \mathbb{O}_{\text{base}} \longrightarrow \mathbb{O}_{\text{target}}.$$

Base- und Target-Space tragen zunächst dieselbe acht reell-dimensionale oktonionische Struktur. Die Base-Seite bezeichnet den Punkt, an dem die Gleichung ausgewertet wird; die Target-Seite bezeichnet den dortigen Feldwert. Weil beide Seiten dieselbe reelle Struktur besitzen, kann der Targetwert zusätzlich als lokale Fortsetzungsrichtung derselben Lösung gelesen werden.

Diese Fortsetzung ist noch keine physikalische Zeitentwicklung. Das Blockuniversum ist als vollständige Lösung gegeben. Eine Flusslinie ordnet nur zusammengehörige Punkte dieser Lösung.

Eine schematische Form der Ur-DGL ist

$$\nabla_{\mathbb{O}}\Phi + \mathcal{N}_{\mathbb{O}}[\Phi] = 0.$$

Der erste Anteil beschreibt die lokale Fortsetzung. Der nichtlineare Anteil verbindet verschiedene Teile derselben Lösung miteinander. Schon hier bedeutet Wechselwirkung deshalb nicht, dass eine äußere Kraft später auf ein fertiges Objekt einwirkt. Sie bedeutet, dass die Fortsetzung eines Feldanteils nicht unabhängig von den anderen Feldanteilen bestimmt werden kann.

Phase 1 lässt diese DGL und ihre Lösung unangetastet. Sie sucht nur eine Darstellung, in der ihre acht reellen Richtungen und ihre oktonionischen Feldwerte assoziativ beschrieben werden können.

1.2 Eine imaginäre Richtung wird zur gemeinsamen komplexen Richtung

Wir wählen eine normierte imaginäre Oktonionenrichtung

$$I = e_7, \qquad I^2 = -1.$$

Diese Wahl fügt der Theorie keine neue Richtung hinzu. Sie zeichnet eine bereits vorhandene Richtung aus und benutzt sie fortan als dieselbe komplexe Einheit auf Base- und Target-Seite.

Die beiden reellen Richtungen

$$1, \qquad I$$

bilden die komplexe Ebene

$$\mathbb{C}_I = \mathrm{span}_{\mathbb{R}}\{1, I\}.$$

Die übrigen sechs imaginären Richtungen ordnen sich relativ zu demselben I zu drei komplexen Richtungen.

Damit entsteht die erste entscheidende Struktur von Phase 1:

$$\mathbb{O} \cong \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3$$

als komplexer Vektorraum.

Die Wahl ist nicht deshalb bedeutend, weil gerade e_7 physikalisch bevorzugt wäre. Vor der Wahl sind die normierten imaginären Oktonionenrichtungen durch die Oktonionen-Automorphismen gleichwertig. Erst der Darstellungswechsel hält eine davon fest, damit die folgende assoziative Sprache eindeutig wird.

Von nun an schreiben wir meist kurz $\mathbb{C}$ für $\mathbb{C}_I$, behalten aber im Hinterkopf, dass jedes auftretende komplexe i aus derselben ausgezeichneten oktonionischen Richtung stammt.

1.3 Der Target-Space wird zu Einzelkanal plus Dreierraum

Ein oktonionischer Feldwert kann nun eindeutig als

$$\Phi = (a, \mathbf{q})$$

geschrieben werden, mit

$$a \in \mathbb{C}_I, \qquad \mathbf{q} = (q_1, q_2, q_3) \in \mathbb{C}_I^3.$$

Damit werden zwei verschiedene Arten von Target-Information getrennt sichtbar.

Der Einzelkanal besitzt nur seine komplexe Phase. Der Dreierraum besitzt zusätzlich drei gleichberechtigte komplexe Richtungen, deren Orientierung gegeneinander verändert werden kann.

Phase 1 nennt diese beiden Anteile noch nicht Lepton und Baryon und identifiziert keine der drei Dreierraumrichtungen mit einer beobachteten Farbe. Sie hält nur die geometrische Tatsache fest:

> **Der eine oktonionische Targetwert wird nach der Wahl von I als eine komplexe Einzelrichtung und drei komplexe Dreierraumrichtungen dargestellt.**

Diese Aufteilung erzeugt keine vier neuen Felder. Es bleibt ein einziger dargestellter Feldwert. Neu ist nur, dass seine vorher gemeinsam getragenen Richtungen jetzt getrennt benannt und berechnet werden können.

Gerade dadurch entsteht aber die zentrale Verpflichtung von Phase 1: Was vorher unmittelbar in der oktonionischen Ganzheit verbunden war, darf nach der Aufteilung nicht versehentlich als unabhängig behandelt werden.

1.4 Der Base-Space erhält eine komplexe Matrixsprache

Dieselbe Wahl von I ordnet auch die acht reellen Base-Richtungen.

Ein Base-Punkt kann als vier komplexe Koeffizienten geschrieben werden,

$$q = z^0 + z^1 u_1 + z^2 u_2 + z^3 u_3, \qquad z^\mu \in \mathbb{C}_I,$$

und diese vier Koeffizienten lassen sich in die Pauli-Basis übertragen:

$$Z = z^0 \mathbf{1}_2 + z^1 \sigma_1 + z^2 \sigma_2 + z^3 \sigma_3 \in M_2(\mathbb{C}).$$

Damit wird der acht reell-dimensionale Base-Space assoziativ dargestellt als

$$\mathbb{O}_{\text{base}} \longrightarrow M_2(\mathbb{C}).$$

Die acht reellen Richtungen wurden nicht auf vier reduziert. Sie liegen weiterhin vollständig vor, jetzt nur als vier komplexe Matrixkoordinaten.

Ebenso wichtig ist die umgekehrte Aussage: Die Matrixmultiplikation ist nicht plötzlich die ursprüngliche Oktonionenmultiplikation. Sie gehört zur neuen assoziativen Darstellung.

Die Pauli-Sprache macht bereits eine natürliche $SL(2,\mathbb{C})$-Wirkung sichtbar. Phase 1 liest daraus aber noch keine physikalische Minkowski-Raumzeit. Das geschieht erst in Phase 2, wenn innerhalb derselben acht reellen Base-Richtungen der spätere hermitesche Raumzeitanteil getrennt wird.

Nach diesem Schritt besitzt die Ur-Lösung die dargestellte Form

$$\Psi : M_2(\mathbb{C}) \longrightarrow \mathbb{C} \oplus \mathbb{C}^3.$$

Zum ersten Mal können damit Base und Target vollständig mit assoziativen Matrizen, komplexen Zahlen und komplexen Vektoren beschrieben werden.

1.5 Die neue Sprache trennt, was die Oktonionen gemeinsam hielten

Die assoziative Darstellung wäre physikalisch falsch, wenn sie Einzelkanal und Dreierraum nun wie unabhängige Bestandteile behandeln würde.

Das ursprüngliche oktonionische Produkt zeigt unmittelbar, warum.

Für zwei dargestellte Oktonionen

$$q = (a, \mathbf{x}), \qquad r = (b, \mathbf{y})$$

hat das transportierte Produkt schematisch die Form

$$qr = \left(ab - \langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle,\ a^*\mathbf{y} + b\mathbf{x} + \mathbf{x}^* \times \mathbf{y}^*\right).$$

Die vier sichtbaren Beiträge haben unterschiedliche Rollen:

- ab bleibt im Einzelkanal;
- $-\langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle$ führt Dreierrauminformation in den Einzelkanal zurück;
- $a^*\mathbf{y} + b\mathbf{x}$ verbindet Einzel- und Dreierraum direkt;
- $\mathbf{x}^* \times \mathbf{y}^*$ verbindet die drei Dreierraumrichtungen miteinander.

Damit liefert die alte Multiplikation selbst die wichtigste Warnung für die neue Sprache:

> **Die Darstellung trennt einen Einzelkanal und einen Dreierraum. Die Ur-DGL hat diese Teile aber nie unabhängig voneinander behandelt.**

Bei drei Faktoren kommt zusätzlich die ursprüngliche Nichtassoziativität hinzu. Die neue assoziative Rechensprache kann deshalb nicht einfach jedes Matrix- oder Kanalprodukt an die Stelle des oktonionischen Produkts setzen und den Rest vergessen.

Formal kann man die Differenz zwischen dem exakt transportierten oktonionischen Produkt und einem vereinfachten assoziativen Kanalprodukt als Produktdefekt schreiben,

$$\Delta_I(u, v) = u \star_I v - u \circ v,$$

und die Information der unterschiedlichen Klammerungen als transportierten Assoziator

$$\mathfrak{A}_I(u,v,w) = (u \star_I v) \star_I w - u \star_I (v \star_I w).$$

Im Haupttext genügt ihre physikalische Bedeutung:

> **Phase 1 transformiert die Nichtassoziativität aus der unmittelbar benutzten Rechenregel heraus. Die Beziehungen, die darin lagen, werden nicht gelöscht; sie müssen in der assoziativen Darstellung getrennt weitergeführt werden.**

Damit ist jetzt sichtbar, warum der Darstellungswechsel zwangsläufig neue explizite Strukturen zeigen wird, obwohl keine neue Physik hinzukommt.

1.6 Zwei verschiedene komplexe Änderungen werden unterscheidbar

Nach der Aufteilung

$$\mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3$$

kann dieselbe ausgezeichnete komplexe Richtung I auf zwei grundsätzlich verschiedene Arten wirken.

Zunächst kann sie den vollständigen Targetwert gemeinsam verändern:

$$(a, \mathbf{q}) \longmapsto (e^{I\alpha}a, e^{I\alpha}\mathbf{q}).$$

Einzelkanal und Dreierraum erhalten dabei dieselbe Phase. Zwischen ihnen ändert sich nichts. Diese infinitesimale Änderungsrichtung nennen wir

$$Y_{\mathrm{com}} = \mathrm{diag}(1,1,1,1).$$

Sie ist eine gemeinsame Feldwertänderung. Phase 1 benötigt für sie kein zusätzliches Rotationsfeld, weil der Darstellungswechsel keine neue relative Orientierung erzeugt hat, die von Base-Punkt zu Base-Punkt eigens weitergeführt werden müsste.

Daneben kann sich die komplexe Stellung des Einzelkanals gegenüber dem gesamten Dreierraum ändern.

Jetzt ist nicht der ganze Feldwert gemeinsam gedreht. Geändert wird gerade die Beziehung, die durch die Aufteilung neu getrennt sichtbar geworden ist.

Die drei Dreierraumrichtungen sind untereinander gleichberechtigt. Geben wir jeder von ihnen für die elementare relative Änderung das Gewicht $+1$, dann würden sie gemeinsam eine Gewichtung $+3$

tragen. Soll die Änderung rein relativ bleiben und keine zusätzliche gemeinsame Viererphase enthalten, muss der Einzelkanal genau diese gemeinsame Änderung ausgleichen.

Damit folgt bereits in wahrer Sprache:

> **Die drei gleichberechtigten Dreierraumrichtungen tragen je $+1$. Der einzelne Gegenkanal muss gemeinsam -3 tragen, damit nur ihre relative Stellung verändert wird.**

Die zugehörige Generatorrichtung ist daher

$$\boxed{Y_{\mathrm{rel}} = \mathrm{diag}(-3, 1, 1, 1).}$$

Mathematisch ist dieselbe Aussage die spurfreie Bedingung

$$\mathrm{tr}\, Y_{\mathrm{rel}} = 0.$$

Die vier Zahlen sind keine vier unabhängigen Kopplungen. Sie sind die feste Gewichtung eines einzigen Generators.

Damit hat Phase 1 erstmals eine Information isoliert, die vor der Target-Aufteilung nicht als eigener Generator neben dem Feldwert stehen musste: die relative komplexe Stellung von Einzelkanal und Dreierraum.

1.7 Aus dem relativen Generator wird ein Rotationsfeld

Ein Generator beschreibt zunächst nur eine infinitesimale Änderungsrichtung.

Solange dieselbe relative Phase überall im Base-Space gleich gewählt wird, genügt dieser Generator. Die gesamte dargestellte Lösung wird dann überall mit derselben relativen Orientierung beschrieben.

Die Ur-Lösung muss aber nicht an jedem Base-Punkt dieselbe relative Orientierung besitzen. Der lokale Winkel kann sich mit Z ändern.

Dann reicht es nicht mehr zu wissen, dass die Änderung grundsätzlich entlang Y_{rel} möglich ist. Die dargestellte DGL muss auch wissen, **wie stark diese relative Rotation an jedem Base-Punkt ist**.

Der lokale Winkel wird damit zu einem Feld. Dieses Feld nennen wir

$$A.$$

Es ist das Phase-1-Rotationsfeld der relativen komplexen Stellung von Einzelkanal und Dreierraum.

Mit der durchgehend verwendeten Vorzeichenkonvention lautet die zugehörige Fortsetzung

$$D = d - IA\,Y_{\mathrm{rel}}.$$

Auf den beiden Targetanteilen bedeutet das

$$Da = (d + 3IA)a,$$

$$D\mathbf{q} = (d - IA)\mathbf{q}$$

solange nur diese relative Phase betrachtet wird.

Die Mathematik bestätigt damit nur, was die Geometrie bereits festgelegt hat: Ein einziger lokaler Winkel dreht den Einzelkanal dreifach entgegengesetzt zu den drei gleichgerichteten Dreierraumanteilen.

Das Feld A wird hier noch nicht elektromagnetisch interpretiert. Y_{rel} ist noch keine elektrische Ladung. Phase 1 hat lediglich die relative komplexe Information isoliert, die nach dem Darstellungswechsel lokal ausdrücklich weitergeführt werden muss.

1.8 Der Dreierraum besitzt eigene Orientierungsrichtungen

Mit der Wahl von I wurde eine komplexe Einzelrichtung ausgezeichnet. Die übrigen drei komplexen Richtungen bleiben untereinander gleichberechtigt.

Die strukturtreuen Oktonionen-Transformationen, die I festhalten, wirken deshalb genau auf diesem Dreierraum. Ihre Gruppe ist

$$\mathrm{Stab}_{G_2}(I) \cong SU(3).$$

Das $SU(3)$ wird in Phase 1 also nicht eingeführt, weil eine bekannte Standardmodellgruppe gesucht wird. Es bleibt übrig, nachdem dieselbe ausgezeichnete komplexe Richtung festgehalten wurde.

Infinitesimal besitzt der Dreierraum acht unabhängige Richtungen, in denen seine komplexe Orientierung verändert werden kann. Diese Generatoren bilden die Lie-Algebra

$$\mathfrak{su}(3).$$

Ihre endlichen Wirkungen sind die $SU(3)$-Rotationen des Dreierraums.

Auch diese Rotation kann über den Base-Space variieren. Dann muss die dargestellte DGL an jedem Punkt wissen, welche lokale Dreierraumorientierung dort gilt. Dafür erscheint ein zweites Rotationsfeld

$$G = G^a T_a, \qquad G \in \mathfrak{su}(3).$$

Auf dem Dreierraum lautet die vollständige Phase-1-Fortsetzung damit

$$\boxed{D\mathbf{q} = (d - IA\,\mathbf{1}_3 - IG^a T_a)\,\mathbf{q}.}$$

Die beiden Rotationsfelder tragen verschiedene Informationen:

> **A verändert die gemeinsame komplexe Phase des gesamten Dreierraums relativ zum Einzelkanal.**

> **G verändert die Orientierung der drei komplexen Dreierraumrichtungen gegeneinander.**

Weil G in $\mathfrak{su}(3)$ liegt, ist es spurfrei:

$$\operatorname{tr}_3 G = 0.$$

Damit trägt G keine zusätzliche gemeinsame skalare Dreierraumphase. Diese Trennung wird in Phase 2 noch wichtig werden.

1.9 Die endlichen Rotationen bilden die globale Phase-1-Struktur

Die beiden infinitesimalen Strukturen aus den letzten Abschnitten lassen sich zu endlichen Rotationen fortsetzen.

Der relative Phasengenerator erzeugt einen $U(1)_{\mathrm{rel}}$-Kreis. Die Dreierraumgeneratoren erzeugen $SU(3)$.

Diese beiden Gruppen stehen global nicht vollständig unabhängig nebeneinander.

Eine relative Phase $z \in U(1)_{\mathrm{rel}}$ und eine Dreierraumrotation $U \in SU(3)$ wirken gemeinsam als

$$\Theta(z, U) = \begin{pmatrix} z^{-3} & 0 \\ 0 & zU \end{pmatrix}.$$

Nun besitzt $SU(3)$ ein Zentrum aus drei gleichmäßigen Dreierraumdrehungen. Für

$$\omega^3 = 1$$

wirkt das Paar

$$(\omega, \omega^{-1}\mathbf{1}_3)$$

auf dem vollständigen Targetwert überhaupt nicht: Die relative Drittelphase und der entgegengesetzte Zentrumsschritt löschen sich gegenseitig.

Darum beschreiben diese drei Paare keine drei verschiedenen physikalischen Rotationen. Sie sind dieselbe Wirkung.

Die globale Phase-1-Gruppe ist deshalb

$$\boxed{\mathcal{G}_1 \cong \frac{U(1)_{\mathrm{rel}} \times SU(3)}{\mathbb{Z}_3}.}$$

Diese Quotientenform ist keine abstrakte Zusatzkonstruktion. Sie sagt unmittelbar:

> **Eine Drittelphase des Dreierraums kann durch einen entgegengesetzten Zentrumsschritt derselben Dreierraumstruktur geschlossen werden.**

Für die spätere Phase 2 ist eine äquivalente Schreibweise nützlich. Setzen wir

$$C = zU \in U(3),$$

so kann dieselbe Wirkung geschrieben werden als

$$\boxed{\rho(C) = \mathrm{diag}\big((\det C)^{-1}, C\big).}$$

Damit ist bereits in Phase 1 sichtbar: Der Dreierraum trägt eine allgemeine $U(3)$-Rotation. Reine $SU(3)$-Mischungen verändern seine gemeinsame skalare Phase nicht; diese eine skalare Phase wird durch $\det C$ erfasst.

Phase 1 interpretiert diese skalare Phase noch nicht elektromagnetisch. Sie hält nur fest, dass sie als Teil derselben Phase-1-Rotation vorhanden ist.

1.10 Rotationsfelder sind Darstellung der erhaltenen Beziehung, noch nicht automatisch Wechselwirkung

Mit A und G besitzt die assoziative Darstellung nun zwei lokale Rotationsfelder.

Ihre Existenz folgt bereits daraus, dass der Darstellungswechsel relative kontinuierliche Information getrennt sichtbar gemacht hat.

Damit ist aber noch nicht entschieden, ob eine konkrete Lösung eine nicht entfernbare physikalische Rotation trägt.

Wenn dieselbe lokale Orientierung über einen ganzen Bereich konsistent gleich gewählt werden kann, beschreibt das Rotationsfeld dort nur, wie dieselbe Lösung in verschiedenen lokalen Orientierungen geschrieben wurde.

Anders ist es, wenn man die Orientierung entlang eines geschlossenen Weges fortsetzt und nach der Rückkehr eine verbleibende Rotation erhält. Dann kann die lokale Rotation nicht überall gleichzeitig entfernt werden. Sie gehört zur geometrischen Struktur der dargestellten Lösung.

Die mathematische Kurzform dafür ist die Krümmung

$$\mathcal{F} = d\Gamma + \Gamma \wedge \Gamma,$$

mit

$$\Gamma = -IA\,Y_{\mathrm{rel}} - IG^{a}T_{a}.$$

Für den Haupttext ist die physikalische Aussage wichtiger:

> **Der Darstellungswechsel macht die Rotationsfelder notwendig. Die konkrete nichtlineare Lösung entscheidet, ob diese lokalen Rotationen überall gleichzeitig geradegerichtet werden können oder ob eine bleibende gemeinsame Verdrehung zur Lösung gehört.**

Damit ist der Übergang zum Toy-Modell vorbereitet. Dort wird erstmals eine konkrete Nichtlinearität gewählt, die drei verschiedene Dreierraumrichtungen gleichzeitig miteinander verbindet.

1.11 Das Ergebnis des ersten Darstellungswechsels

Nach Phase 1 wird dieselbe Ur-Lösung assoziativ dargestellt als

$$\boxed{\Psi : M_2(\mathbb{C}) \longrightarrow \mathbb{C} \oplus \mathbb{C}^3.}$$

Die lokale Target-Fortsetzung lautet

$$\boxed{D = d - IA\,Y_{\mathrm{rel}} - IG^{a}T_{a},}$$

mit

$$Y_{\mathrm{rel}} = \mathrm{diag}(-3,1,1,1), \qquad G \in \mathfrak{su}(3).$$

Die gemeinsame Feldwertphase

$$Y_{\mathrm{com}} = \mathrm{diag}(1,1,1,1)$$

bleibt daneben als eigene Änderung des vollständigen Targetwertes sichtbar, erzeugt in Phase 1 aber kein zusätzliches Rotationsfeld.

Die globale relative Rotationsstruktur ist

$$\mathcal{G}_1 \cong \frac{U(1)_{\mathrm{rel}} \times SU(3)}{\mathbb{Z}_3} \cong U(3)$$

in der oben angegebenen Wirkung auf Einzelkanal plus Dreierraum.

Damit wurde keine neue Physik hinzugefügt. Die Information der Ur-DGL liegt jetzt nur an mehreren ausdrücklich sichtbaren Stellen:

- die acht reellen Base-Richtungen in komplexen Matrixkoordinaten;
- der Targetwert als Einzelkanal plus Dreierraum;
- die gemeinsame Feldwertphase Y_{com};
- die relative Phase Y_{rel} und ihr Rotationsfeld A;
- die Dreierraumorientierung und ihr Rotationsfeld G;
- die weiterhin mitzuführende Information der ursprünglichen oktonionischen Produkt- und Klammerungsstruktur.

Der erste Darstellungswechsel ist damit geschlossen:

> **Die Ur-DGL ist weiterhin dieselbe oktonionische Theorie. Aber ihre unmittelbar benutzte Sprache ist nun assoziativ. Die Nichtassoziativität wurde aus der Rechnung heraus-transformiert, und die Beziehungen, die sie zuvor kompakt getragen hatte, sind als getrennt verfolgbare Strukturen sichtbar geworden.**

Damit kann die neue Sprache erstmals an einer konkreten nichtlinearen Lösung erprobt werden.

2. Ein kubisches Toy-Universum

Drei Dreierraum-Vortexstrukturen schließen sich gemeinsam

Die erste Sektion hat die universelle Phase-1-Struktur beschrieben. Sie gilt unabhängig davon, welche konkrete nichtlineare Ur-DGL später das beobachtete Universum bestimmt.

Um zu sehen, was diese Struktur dynamisch leisten kann, betrachten wir nun bewusst ein einfaches Toy-Modell.

Die Annahme ist nicht, dass die reale Ur-DGL ausschließlich kubisch ist. Phase 0 hat bereits festgehalten, dass die endgültige Theorie innerhalb einer möglichst großen TOE-Klasse bleiben soll. Eine reguläre nichtlineare DGL kann verschiedene Ordnungen enthalten. Für Phase 1 isolieren wir nur den einfachsten Term, der drei voneinander unabhängige Dreierraumrichtungen gleichzeitig koppeln kann.

Wir schreiben deshalb schematisch

$$\nabla_{\mathbb{O}}\Phi + \lambda_2\mathcal{N}_2[\Phi] + \lambda_3\mathcal{N}_3[\Phi] + \cdots = 0$$

und betrachten für dieses Toy-Modell nur

$$\boxed{\nabla_{\mathbb{O}}\Phi + \kappa_3\mathcal{N}_3[\Phi] = 0.}$$

Der lineare Anteil beschreibt den offenen lokalen Weiterlauf. Der kubische Anteil kann drei unabhängige Richtungen gleichzeitig erkennen und ihre Fortsetzung gemeinsam verändern.

Die folgende Konstruktion soll deshalb keine fertige Baryonenphysik liefern. Sie zeigt nur, dass die in Sektion 1 freigelegte Dreierraumstruktur eine konkrete nichtlineare Lösung tragen kann, deren drei Richtungen gemeinsam geschlossen werden.

2.1 Drei verschiedene Dreierraumrichtungen aktivieren die Nichtassoziativität

Eine bloße Potenz eines einzelnen Oktonions würde den für Phase 1 interessanten Mechanismus nicht zeigen. Potenzen eines einzelnen Oktonions liegen in einer assoziativen Unteralgebra.

Die Nichtassoziativität wird sichtbar, wenn drei verschiedene Richtungen gemeinsam auftreten.

Wir betrachten deshalb drei lokal unterscheidbare Anteile derselben vollständigen Lösung,

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3.$$

Diese drei Φ_A sind keine drei neuen fundamentalen Felder. Sie isolieren drei gleichzeitig vorhandene Fortsetzungsrichtungen innerhalb einer besonderen Lösungsklasse.

Mit der Fano-Orientierung

$$(123),\ (145),\ (176),\ (246),\ (257),\ (347),\ (365)$$

und derselben ausgezeichneten Richtung

$$I = e_7$$

wählen wir

$$\Phi_1 = f_1 e_1, \qquad \Phi_2 = f_2 e_2, \qquad \Phi_3 = f_3 e_4.$$

Jetzt unterscheiden sich die beiden Klammerungen tatsächlich:

$$(e_1 e_2) e_4 = e_7, \qquad e_1 (e_2 e_4) = -e_7.$$

Der Assoziator ist daher

$$[e_1, e_2, e_4] = 2e_7 = 2I$$

und damit

$$\boxed{[\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3] = 2I\, f_1 f_2 f_3.}$$

Diese kleine Rechnung ist für die Anschauung entscheidend.

Jeder der drei Anteile besitzt für sich eine eigene Fortsetzung. Erst ihr gemeinsames Auftreten erzeugt den neuen Beitrag in der ausgezeichneten komplexen Richtung. Fehlt einer der drei Anteile, verschwindet genau dieser Dreierkanal.

Als minimalen kubischen Toy-Term können wir daher setzen

$$\mathcal{N}_3^{\mathrm{toy}} = \frac{1}{2}[\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3] = I f_1 f_2 f_3.$$

Damit wird unmittelbar sichtbar, was der kubische Term in diesem Modell leistet:

> **Drei voneinander unabhängige Dreierraumrichtungen erzeugen gemeinsam eine Fortsetzungsänderung, die keine von ihnen allein erzeugen könnte.**

2.2 Die gleiche Dreierstruktur erscheint im assoziativen Dreierraum als Determinante

Nach dem Phase-1-Darstellungswechsel besitzen die drei Anteile Dreierraumkomponenten

$$\mathbf{q}_A \in \mathbb{C}^3.$$

Wir stellen sie nebeneinander als

$$Q = \begin{pmatrix} | & | & | \\ \mathbf{q}_1 & \mathbf{q}_2 & \mathbf{q}_3 \\ | & | & | \end{pmatrix}.$$

Die drei Richtungen sollen nur dann gemeinsam erkannt werden, wenn sie wirklich drei unabhängige Richtungen des Dreierraums aufspannen.

Genau das misst

$$\det Q.$$

Fehlt einer der drei Anteile, verschwindet die Determinante. Fallen zwei Richtungen zusammen, verschwindet sie ebenfalls. Spannen die drei Richtungen den gesamten komplexen Dreierraum auf, kann sie von null verschieden sein.

Für die drei Basisrichtungen

$$\mathbf{q}_1 = f_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q}_2 = f_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q}_3 = f_3 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

gilt

$$\det Q = f_1 f_2 f_3.$$

Der zuvor oktonionisch berechnete Dreierkanal wird damit in der assoziativen Darstellung

$$\boxed{[\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3] = 2I \, \det Q.}$$

Die Determinante ist nicht die vollständige Nichtlinearität. Sie ist die einfachste skalare Größe, die genau die gemeinsame Dreierraumstruktur erkennt und unter einer gemeinsamen $SU(3)$-Rotation unverändert bleibt.

Damit wurde die Nichtassoziativität nicht durch eine beliebige neue Größe ersetzt. Dieselbe Dreierinformation, die in der oktonionischen Klammerung lag, erscheint nun als assoziativ berechenbarer Fingerabdruck des vollständigen Dreierraums.

2.3 Die relative Phase verteilt eine volle Gegenwindung auf drei gleichberechtigte Richtungen

Der Generator

$$Y_{\mathrm{rel}} = (-3, 1, 1, 1)$$

ist für die Gruppengeometrie die bequemste Normierung.

Für die Vortexanschauung ist die gleiche Generatorrichtung in der durch drei geteilten Normierung unmittelbarer:

$$\frac{1}{3} Y_{\mathrm{rel}} = \left(-1, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}\right).$$

Damit trägt der Einzelkanal eine volle Gegenphase, während jede der drei gleichberechtigten Dreierraumrichtungen ein Drittel derselben relativen Phase trägt:

$$a \longmapsto e^{-I\alpha} a,$$

$$\mathbf{q} \longmapsto e^{I\alpha/3} \mathbf{q}$$

für den reinen relativen Phasenanteil.

In dieser Normierung wird der geometrische Inhalt von Y_{rel} besonders anschaulich:

> **Was der einzelne Gegenkanal als volle relative Gegenwindung trägt, verteilt sich gleichmäßig auf die drei gleichberechtigten Dreierraumrichtungen.**

Eine Drittelphase wäre für sich allein nach einem vollen Umlauf nicht geschlossen. Der Dreierraum besitzt jedoch genau die endlichen Zentrumsschritte, die diese Drittelphase ergänzen können.

Mit

$$\omega = e^{2\pi I/3}$$

liegt

$$\omega^{-1}\mathbf{1}_3 \in Z(SU(3)).$$

Die gemeinsame Wirkung

$$\omega\,\omega^{-1}\mathbf{1}_3 = \mathbf{1}_3$$

zeigt: Die Dreierraumrichtung muss nach einem Umlauf nicht in der isolierten $U(1)$-Phase und im isolierten $SU(3)$-Anteil jeweils getrennt geschlossen sein. Geschlossen sein muss die vollständige Phase-1-Rotation.

Genau das war bereits die Bedeutung von

$$\mathcal{G}_1 \cong \frac{U(1)_{\mathrm{rel}} \times SU(3)}{\mathbb{Z}_3}.$$

Jetzt wird diese globale Gruppenstruktur als konkrete Vortexmöglichkeit sichtbar.

2.4 Die Windung wird im transversalen Schnitt sichtbar

Phase 1 besitzt noch keine ausgezeichnete physikalische Raumzeit. Eine Vortexröhre darf hier deshalb nicht als gewöhnlicher Draht oder als Bahn eines Teilchens im dreidimensionalen Raum gelesen werden.

Gemeint ist eine lokalisierte gewundene Feldstruktur im acht reell-dimensionalen Base-Space. Ihr **Vortexkern** ist der Bereich, in dem das Vortexprofil verschwindet und die umlaufende Phase deshalb nicht mehr als gewöhnlicher Winkel fortgesetzt werden kann.

Lokal wählen wir einen zweidimensionalen Schnitt transversal zur Fortsetzung dieser Struktur. Dieser Schnitt ist nicht das Universum und noch keine spätere Raumebene. Er macht nur genau den Teil der Geometrie sichtbar, auf dem die Windung gemessen wird.

Im Schnitt erscheint der Kern als Punkt. Gehen wir auf einem Kreis einmal um diesen Punkt, können wir unmittelbar verfolgen, wie sich die dargestellte Targetorientierung dreht.

> **Der Vortexkern liegt im Zentrum des Schnitts. Die Windungszahl misst, was mit der Feldphase bei einem vollständigen Umlauf um diesen Kern geschieht.**

Für einen Dreierraumbeitrag verwenden wir schematisch

$$\mathbf{q}_A = h(\rho_A)\, e^{I\vartheta_A/3}\, U_Z(\vartheta_A)\, \boldsymbol{\xi}_A,$$

mit

$$h(0) = 0, \qquad h(\rho \to \infty) \to v.$$

Der Faktor $e^{I\vartheta_A/3}$ trägt die Drittelphase. Der $SU(3)$-Pfad U_Z trägt die dazugehörige Zentrumsschließung,

$$U_Z(2\pi) = e^{-2\pi I/3}\mathbf{1}_3.$$

Damit kehrt die vollständige Dreierraumstruktur nach dem Umlauf zurück, obwohl die isolierte relative Phase nur ein Drittel einer vollen Windung durchlaufen hat.

Für drei unabhängige Dreierraumrichtungen wählen wir beispielsweise

$$\boldsymbol{\xi}_1 = \begin{pmatrix}1\\0\\0\end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\xi}_2 = \begin{pmatrix}0\\1\\0\end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\xi}_3 = \begin{pmatrix}0\\0\\1\end{pmatrix}.$$

Diese drei Beiträge sind zunächst drei intern unterscheidbare Richtungen derselben dargestellten Lösung. Phase 1 muss ihnen noch keine drei ausgezeichneten klassischen Kernlagen zuordnen.

2.5 Drei Drittelwindungen ergeben eine volle gemeinsame Windung

Die Determinante verbindet die drei Dreierraumrichtungen zu einer einzigen skalaren Größe.

Wenn jede Spalte von Q die Drittelphase trägt,

$$\mathbf{q}_A \longmapsto e^{I\alpha/3}\mathbf{q}_A,$$

trägt die Determinante die volle Phase:

$$\det Q \longmapsto e^{I\alpha}\det Q.$$

Auf einer geschlossenen Randkurve γ, die im transversalen Schnitt einmal um den gemeinsamen Vortexbereich läuft und auf der $\det Q \neq 0$ bleibt, definieren wir deshalb

$$\boxed{B_{\mathrm{toy}} = \frac{1}{2\pi}\oint_\gamma d\arg\det Q.}$$

Für drei passend orientierte Drittelvortizes folgt

$$\boxed{B_{\mathrm{toy}} = \frac{1}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3} = 1.}$$

Die gemeinsame Dreierraumstruktur besitzt damit eine ganzzahlige Windung, obwohl jeder einzelne Dreierraumbeitrag nur ein Drittel der relativen Phase trägt.

> **Die volle Windung gehört der gemeinsamen Dreierstruktur. Die drei Teilwindungen sind intern unterscheidbar, aber keine drei voneinander unabhängigen vollständigen Vortizes.**

Das ist die direkte geometrische Entsprechung zu der später in Phase 2 erneut wichtigen Aussage, dass drei gleichgerichtete Dreierraumphasen zusammen eine gemeinsame skalare Phase tragen.

Hier bedeutet die ganzzahlige Windung zunächst nur, dass die drei Dreierraumanteile gemeinsam einen nichttrivial gewundenen topologischen Sektor bilden.

Sie beweist noch nicht, welche räumliche Kerngeometrie eine vollständige dynamische oder später fokussierte Lösung besitzt. Topologische Nichttrivialität, dynamische Bindung und konkrete Kernlagen sind drei verschiedene Aussagen.

Ebenso wird B_{toy} in Phase 1 noch nicht mit einer beobachteten Baryonenzahl identifiziert. Dafür wäre ein zusätzlicher Noether- und Transportbeweis nötig.

2.6 Die kubische Nichtlinearität kann den offenen Weiterlauf gemeinsam schließen

Die drei Vortexrichtungen könnten topologisch gemeinsam gewunden sein und sich dynamisch trotzdem voneinander entfernen. Deshalb muss die DGL selbst geprüft werden.

Ohne kubische Kopplung besitzt jeder Anteil seinen eigenen offenen lokalen Weiterlauf. Mit $\mathcal{N}_3$ hängt dieser Weiterlauf zusätzlich von den beiden anderen Dreierraumrichtungen ab.

In wahrer Sprache geschieht Folgendes:

> **Wo alle drei Dreierraumanteile gleichzeitig vorhanden sind, verändert der kubische Term die Fortsetzung jedes Anteils durch die beiden anderen. Eine gemeinsame gebundene Struktur ist möglich, wenn diese gegenseitige Fortsetzungsänderung gerade den Teil des offenen Weiterlaufs schließt, der bei drei getrennten Anteilen übrig bliebe.**

Die assoziativ dargestellte Toy-DGL schreiben wir als

$$\mathcal{E}_3[\Psi] = D\Psi + \kappa_3 \mathcal{N}_{3,I}[\Psi].$$

Ein exakter Lösungszustand erfüllt

$$\mathcal{E}_3[\Psi] = 0.$$

Für einen konkreten Ansatz kann deshalb das Residuum

$$\mathfrak{R}_3[\Psi] = \int \|\mathcal{E}_3[\Psi]\|^2 \, d^8Z$$

als Maß dafür dienen, wie weit der Ansatz von einer Lösung entfernt ist. Vor Phase 2 ist $\mathfrak{R}_3$ keine physikalische Energie.

Ausmultiplizieren ergibt

$$\mathfrak{R}_3 = L + 2\kappa_3 J + \kappa_3^2 C,$$

mit

$$L = \int \|D\Psi\|^2 d^8Z, \qquad C = \int \|\mathcal{N}_{3,I}\|^2 d^8Z,$$

und

$$J = \mathrm{Re} \int \langle D\Psi, \mathcal{N}_{3,I} \rangle \, d^8Z.$$

Der entscheidende Term ist J.

Ist

$$J < 0,$$

wirkt der kubische Beitrag im Residuum gegen den offenen Weiterlauf. Er kann ihn teilweise oder vollständig ausgleichen.

Damit hat die Anschauung eine präzise mathematische Form erhalten: Die drei Dreierraumrichtungen werden nicht durch eine zusätzlich angenommene Kraft aneinandergezogen. Eine gebundene Lösung liegt vor, wenn die gemeinsame kubische Fortsetzungsänderung genau zur lokalen DGL-Balance der drei Richtungen gehört.

2.7 Der Dreierkanal ist bei gemeinsamer Überlappung am stärksten

Dass $\mathcal{N}_3$ wirklich alle drei Richtungen benötigt, lässt sich bereits mit einem einfachen Profiltest sichtbar machen.

Seien die drei Kernprofile im transversalen Schnitt näherungsweise

$$g_A(\mathbf{z}) \approx \exp\left[-\frac{|\mathbf{z}-\mathbf{p}_A|^2}{2\ell^2}\right].$$

Der einfachste gemeinsame Überlappungsfaktor ist dann

$$I_3(R) = \int_{\mathbb{R}^2} g_1 g_2 g_3 \, d^2z.$$

Für drei gleich breite Profile in einem gleichseitigen Dreieck mit Abstand R folgt

$$\boxed{I_3(R) = \frac{2\pi\ell^2}{3}\exp\left(-\frac{R^2}{2\ell^2}\right).}$$

Damit zeigt schon der einfachste Test:

- bei großem Abstand verschwindet der direkte Dreierüberlapp;
- bei zunehmender gemeinsamer Überlappung wächst der kubische Dreierkanal;
- bei einem gemeinsamen Kernbereich ist seine lokale Wirkung am stärksten.

Das liefert einen wichtigen Hinweis für die Ontologie des Toy-Zustands. Eine unfokussierte Dreierstruktur darf ihre drei intern unterscheidbaren Beiträge im selben gemeinsamen Kernbereich tragen. Gerade diese gemeinsame Anwesenheit nutzt den kubischen Dreierkanal maximal aus.

Daraus folgt aber nicht, dass auch jede fokussierte Lösung drei exakt zusammenfallende Kerne besitzen muss. Das vollständige Residuum enthält neben $\mathcal{N}_3$ weiterhin den räumlichen Weiterlauf. Eine konkrete fokussierte Profilgeometrie muss beide Beiträge gemeinsam erfüllen.

Für einen gegebenen Profilansatz wäre ein stationärer Abstand R_* erst dann ausgezeichnet, wenn das Residuum dort kleiner ist als bei der getrennten Konfiguration und zugleich stationär und lokal stabil wird:

$$\Delta\mathfrak{R}_3(R_*;\kappa_3) < 0,$$

$$\frac{\partial\mathfrak{R}_3}{\partial R}(R_*) = 0, \qquad \frac{\partial^2\mathfrak{R}_3}{\partial R^2}(R_*) > 0.$$

Diese Bedingungen sind keine zusätzliche abstoßende Kraft. Sie sagen nur, dass der räumliche Gradient und die kubische gemeinsame Schließung in einer vollständigen DGL-Lösung gleichzeitig bilanziert werden müssen.

Damit ist klar, was eine spätere numerische Lösung tatsächlich prüfen müsste.

2.8 Das Seilbild zwischen Verschmierung und Fokussierung

Die Phase-0-Ontologie erlaubt nun, das frühere Seilbild genauer zu lesen.

Vor einer Fokussierung besitzt die vollständige Dreierlösung keine drei ausgezeichneten klassischen Vortexpositionen. Die drei Dreierraumbeiträge sind intern unterscheidbar, dürfen räumlich aber denselben verschmierten Vortexbereich tragen. Im einfachsten Toy-Bild können ihre Profile deshalb denselben Kernbereich überlappen.

Das Seilbild öffnet diese gemeinsame Struktur nur für die Anschauung.

Wir stellen die drei intern unterscheidbaren Beiträge gedanklich als drei **Vortexstränge** dar. Jeder Strang trägt seine Drittelwindung. Erst alle drei zusammen tragen die ganzzahlige Windung der Determinante, und derselbe kubische Term schließt ihre Fortsetzungen gemeinsam.

> **Das Bild behauptet nicht, dass drei klassische Quarkröhren mechanisch umeinander rotieren. Es zeigt, dass drei unterscheidbare Teilwindungen zu einer einzigen ganzzahligen Vortexwindung gehören und durch dieselbe kubische DGL gemeinsam geschlossen werden.**

Damit liegt das Seilbild tatsächlich zwischen Verschmierung und Fokussierung.

In der verschmierten Darstellung müssen die drei Stränge keine getrennten räumlichen Kernlagen besitzen. Das geöffnete Seil macht nur ihre innere Dreizahl sichtbar.

Eine spätere Fokussierung kann diese Beiträge einzeln unterscheidbar machen:

> **In der fokussierten Darstellung wird die zuvor gemeinsam verschmierte Dreierstruktur als drei einzeln unterscheidbare Vortexbeiträge dargestellt.**

Ob diese fokussierten Beiträge weiterhin stark überlappen oder im gewählten transversalen Schnitt getrennte Kernlagen besitzen, ist keine Frage der Anschauung. Das muss die fokussierte DGL-Lösung bestimmen. Der einfache Überlapptest aus der vorigen Subsektion zeigt nur, wo diese Entscheidung

mathematisch liegen kann: $\mathcal{N}_3$ gewinnt durch gemeinsame Überlappung, während der räumliche Weiterlauf ebenfalls zum vollständigen Residuum beiträgt.

Das Seil ist deshalb kein zusätzlicher physikalischer Zustand zwischen zwei wirklichen Zuständen. Es ist ein bewusst gewähltes Zwischenbild, das dieselbe Information einmal so auseinanderzieht, dass die drei später fokussierbaren Beiträge sichtbar werden.

Gerade dadurch liefert das Phase-1-Toymodell ein erstes mikroskopisches Beispiel für die in Phase 0 eingeführte Unterscheidung:

> **Verschmierung hält mehrere später unterscheidbare Beiträge in einer gemeinsamen Feldstruktur. Fokussierung macht diese Beiträge einzeln konkret, ohne die gemeinsame Herkunft ihrer Windung und Bindung zu löschen.**

2.9 Was an $\mathcal{N}_3$ speziell ist

Setzen wir

$$\kappa_3 = 0,$$

verschwindet der kubische Dreiermechanismus, aber die gesamte kinematische Phase-1-Struktur bleibt erhalten.

Der Target-Space bleibt $\mathbb{C} \oplus \mathbb{C}^3$. Die relative Generatorrichtung Y_{rel}, das Rotationsfeld A, die $SU(3)$-Orientierung und das Rotationsfeld G verschwinden dadurch nicht.

Was fehlt, ist nur der direkte nichtlineare Term, der drei voneinander unabhängige Dreierraumrichtungen gleichzeitig erkennt.

Darum ist $\mathcal{N}_3$ in diesem Toy-Modell die minimale natürliche Ordnung für genau diesen Mechanismus.

Eine andere Ur-DGL kann zusätzliche oder andere Nichtlinearitäten besitzen. Phase 1 behauptet nicht, dass jede physikalische Bindung kubisch sein muss.

> **Der Darstellungswechsel liefert die Dreierraumgeometrie. Der kubische Toy-Term zeigt eine konkrete Möglichkeit, wie die Ur-DGL drei dieser Richtungen dynamisch als gemeinsame Struktur schließen kann.**

2.10 Der erste Hinweis auf Confinement bleibt ein Hinweis

Der lokale Dreierüberlapp beweist kein Confinement.

Im Gegenteil: Der direkte Überlapptest wird bei großem Abstand klein. Ein reiner lokaler Dreierüberlapp wäre deshalb kurzreichweitig.

Für echtes Confinement müsste beim Auseinanderziehen einer Dreierraumkomponente etwas Zusätzliches geschehen: Die lokale Phase und die Dreierraumorientierung dürften nicht einfach irgendwo im Base-Space abbrechen. Die Rotationsfelder müssten die offene Verbindung zwischen den getrennten Anteilen weiterhin als Teil derselben Lösung tragen.

Dann könnte die getrennte Konfiguration eine längere Vortexröhre der Rotationsstruktur enthalten. Ein entsprechendes Residuum könnte schematisch mit der Länge wachsen,

$$\Delta\mathfrak{R}_{\mathrm{Röhre}}(R) \simeq \sigma_{\mathrm{toy}} R + \mathfrak{R}_{\mathrm{Enden}}, \qquad \sigma_{\mathrm{toy}} > 0.$$

Diese Formel ist in Phase 1 **keine Herleitung** der Röhrenspannung. Sie markiert nur die mathematische Form, die ein echter Confinement-Nachweis besitzen müsste.

Die sichere Aussage von Phase 1 ist enger:

> **Die kubische Nichtlinearität kann drei Dreierraumrichtungen lokal gemeinsam schließen. Ob eine geöffnete gemeinsame Struktur durch die Rotationsfelder eine positive langreichweitige Röhrenspannung erhält, bleibt offen.**

2.11 Was das Toy-Modell tatsächlich gezeigt hat

Das Toy-Modell hat keine beobachteten Teilchendaten eingesetzt.

Es hat auch keinen späteren u/d-Index, keine elektrische Ladung und keine physikalische Baryonenzahl vorausgesetzt.

Es hat nur die bereits in Phase 1 vorhandene Geometrie benutzt:

- drei gleichberechtigte komplexe Dreierraumrichtungen;
- die relative Phase Y_{rel};
- die globale $\mathbb{Z}_3$-Schließung;
- die oktonionische Nichtassoziativität;

- und einen kubischen Toy-Term, der drei Richtungen gleichzeitig koppelt.

Daraus folgen drei voneinander getrennte Aussagen:

1. **Algebraisch:** Drei verschiedene Dreierraumrichtungen aktivieren einen echten oktonionischen Dreierkanal,

$$[\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3] = 2I \det Q.$$

2. **Topologisch:** Drei Drittelwindungen können gemeinsam eine volle Windung tragen,

$$B_{\mathrm{toy}} = 1.$$

3. **Dynamisch:** Eine gebundene Dreierstruktur ist möglich, wenn der kubische Beitrag den offenen Weiterlauf im vollständigen DGL-Residuum genügend ausgleicht.

Keine dieser Aussagen darf stärker gelesen werden, als sie bewiesen ist.

Ontologisch kommt eine vierte, bewusst schwächere Lesart hinzu: Die unfokussierte Dreierstruktur darf ihre drei Beiträge in einem gemeinsamen verschmierten Vortexbereich tragen. Das Seilbild macht diese drei Beiträge anschaulich getrennt sichtbar; eine spätere Fokussierung kann sie als einzelne Vortexbeiträge darstellen. Ob damit auch räumlich getrennte Kerne entstehen, bleibt eine Frage der fokussierten DGL-Lösung.

Gerade dadurch liefert das Toy-Modell einen sauberen Übergang zu Phase 2. Es zeigt eine konkrete Materiestruktur, ohne bereits die spätere Raumzeit-, Spin-, Chiralitäts- oder Ladungsphysik vorwegzunehmen.

3. Übergabe an Phase 2

Phase 1 hat die Ur-DGL nicht reduziert. Sie hat weder Base-Richtungen entfernt noch neue Teilchensorten erzeugt.

Sie hat die vollständige Lösung nur in eine Sprache gebracht, in der die nächste Umstrukturierung überhaupt präzise möglich wird.

Auf der Base-Seite liegt nun

$$Z \in M_2(\mathbb{C})$$

vor. Diese Matrixsprache enthält weiterhin alle acht reellen Richtungen. Phase 2 wird sie als

$$Z = X + IY$$

neu ordnen und erst danach entscheiden, welcher Anteil als begehbare $1+3$-dimensionale Raumzeit gelesen wird und welcher Anteil seine Rolle als Ort verliert.

Auf der Target-Seite bleibt

$$V_1 = \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3$$

als Phase-1-Materiestruktur erhalten.

Besonders wichtig ist, dass die Phase-1-Rotationsfelder bereits **vor** jeder X/Y-Zerlegung auf dem vollständigen acht reell-dimensionalen Base-Space definiert sind.

Das relative Phasenfeld ist eine einzige 1-Form

$$A = A_M(Z) dZ^M,$$

und ebenso ist G ein einziges Dreierraum-Rotationsfeld auf demselben vollständigen Base-Space.

Wenn Phase 2 später X- und Y-Richtungen getrennt sichtbar macht, entstehen daraus nur Komponenten derselben bereits vorhandenen Felder. Es entstehen dadurch keine zusätzlichen fundamentalen Generatoren und keine neuen unabhängigen Rotationsfelder.

Ebenso bleibt die gemeinsame Feldwertphase Y_{com} vorhanden, obwohl sie in Phase 1 kein eigenes Rotationsfeld benötigt.

Für den nächsten Darstellungswechsel ist damit alles Wesentliche vorbereitet:

> **Phase 1 liefert eine assoziative Base-Matrixsprache, den Targetträger $\mathbb{C} \oplus \mathbb{C}^3$, die gemeinsame und die relative komplexe Generatorrichtung, das relative Rotationsfeld A, das Dreierraum-Rotationsfeld G, die globale $U(3)$-Struktur des Dreierraums und die weiterhin erhaltene Information der ursprünglichen oktonionischen Verknüpfung.**

Mehr soll Phase 1 nicht vorwegnehmen.

Insbesondere sind noch nicht hergeleitet:

- die physikalische $1+3$-Raumzeit;
- äußerer Spin;
- innerer Spin;
- Chiralität;
- u/d-Eigenrichtungen;
- elektrische Ladung;

- ein elektromagnetisches Feld;
- oder eine konkrete Fockraum-Besetzung.

Phase 2 darf diese Strukturen nur aus den bereits vorhandenen Phase-1-Daten weiterentwickeln. Sie darf keinen verlorenen Freiheitsgrad neu erfinden und keine alte Phase doppelt zählen.

Anhang A — Mathematische Fixierung von Phase 1

Dieser Anhang enthält die formalen Strukturen, die für die Hauptargumentation nicht in voller Länge benötigt werden.

Er ersetzt keine physikalische Herleitung des Haupttextes. Er fixiert sie.

A.1 Die Ur-Lösung als lokales Flussfeld

Sei

$$\Phi : \mathbb{O}_B \longrightarrow \mathbb{O}_T$$

eine Lösung der lokalen Ur-DGL

$$\mathcal{E}_{\mathbb{O}}[\Phi] = 0.$$

Base- und Target-Space sind zwei Rollen derselben reellen Algebra. Wählen wir einen festen reell-linearen Isomorphismus

$$\iota : \mathbb{O}_T \longrightarrow \mathbb{O}_B,$$

so definiert der Feldwert an jedem Base-Punkt eine lokale Fortsetzungsrichtung

$$V_\Phi(q) = \iota\big(\Phi(q)\big) \in T_q\mathbb{O}_B.$$

Der zugehörige lokale Fluss F_s erfüllt

$$\frac{d}{ds}F_s(q) = V_\Phi(F_s(q)), \qquad F_0(q) = q.$$

Der Parameter s ist in Phase 1 nur ein Parameter entlang der integrierten Feldfortsetzung. Er ist noch keine physikalische Zeit.

A.2 Der gemeinsame komplexe Schnitt

Mit

$$I = e_7, \qquad I^2 = -1,$$

wird

$$\mathbb{C}_I = \mathrm{span}_{\mathbb{R}}\{1, I\}$$

ausgezeichnet.

Die Oktonionen-Automorphismengruppe ist

$$\mathrm{Aut}(\mathbb{O}) = G_2,$$

und der Stabilisator einer normierten imaginären Einheit ist

$$\mathrm{Stab}_{G_2}(I) \cong SU(3).$$

Damit ist die Wahl von I bis auf eine Oktonionen-Automorphie allgemein.

Dasselbe I strukturiert Base und Target. Diese gemeinsame Herkunft ist der Grund dafür, dass beide Darstellungen dieselbe komplexe Einheit verwenden, obwohl ihre späteren Rollen verschieden sind.

A.3 Base-Space als Clifford- und Pauli-Algebra

Die reelle Clifford-Algebra des euklidischen Dreierraums erfüllt

$$\mathrm{Cl}_{3,0} \cong M_2(\mathbb{C}).$$

Ihr Pseudoskalar

$$J = \sigma_1\sigma_2\sigma_3$$

ist zentral und erfüllt

$$J^2 = -1.$$

Wir wählen einen reell-linearen Isomorphismus

$$\chi_I : \mathbb{O}_B \longrightarrow \mathrm{Cl}_{3,0} \cong M_2(\mathbb{C})$$

mit

$$\chi_I(Iq) = J\chi_I(q).$$

Damit wird jeder Base-Punkt dargestellt als

$$Z = z^0 \mathbf{1}_2 + z^k \sigma_k, \qquad z^\mu \in \mathbb{C}_I.$$

Die Abbildung χ_I ist im Allgemeinen kein Algebraisomorphismus der Oktonionenmultiplikation:

$$\chi_I(qr) \neq \chi_I(q)\chi_I(r).$$

Sie ist eine reell-lineare assoziative Darstellung des Base-Space.

Die natürliche $SL(2,\mathbb{C})$-Wirkung auf dieser Matrixsprache wird erst in Phase 2 durch die Auswahl des hermiteschen Anteils physikalisch zur Raumzeitgeometrie spezifiziert.

A.4 Target-Space und exakt transportiertes Produkt

Relativ zu I zerfällt der Target-Space komplex-linear als

$$\mathbb{O}_T \cong \mathbb{C}_I \oplus V_I, \qquad V_I \cong \mathbb{C}_I^3.$$

Sei

$$\rho_I : \mathbb{O}_T \longrightarrow \mathbb{C}_I \oplus V_I$$

ein komplex-linearer Isomorphismus. Wir schreiben

$$\rho_I(\phi) = (a, \mathbf{q}).$$

Das exakt transportierte oktonionische Produkt ist definiert durch

$$u \star_I v = \rho_I\left[\rho_I^{-1}(u)\rho_I^{-1}(v)\right].$$

In einer geeigneten orientierten komplexen Basis besitzt es die Form

$$(a, \mathbf{x}) \star_I (b, \mathbf{y}) = (ab - \langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle,\ a^*\mathbf{y} + b\mathbf{x} + \mathbf{x}^* \times \mathbf{y}^*)$$

bis auf konventionsabhängige Vorzeichen und Konjugationen.

Die dargestellte Ur-Lösung lautet

$$\Psi_I = \rho_I \circ \Phi \circ \chi_I^{-1},$$

also

$$\Psi_I : M_2(\mathbb{C}) \longrightarrow \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3.$$

A.5 Produktdefekt und transportierter Assoziator

Wird neben dem exakt transportierten Produkt $\star_I$ ein vereinfachtes assoziatives Kanalprodukt $\circ$ benutzt, ist

$$\Delta_I(u, v) = u \star_I v - u \circ v$$

der Produktdefekt.

Für drei Faktoren lautet der transportierte Klammerungsdefekt

$$\mathfrak{A}_I(u, v, w) = (u \star_I v) \star_I w - u \star_I (v \star_I w).$$

Er ist genau das Bild des oktonionischen Assoziators

$$[x, y, z] = (xy)z - x(yz).$$

Die vollständige transportierte DGL ist informationsäquivalent zur Ur-DGL, wenn alle Strukturen mitgeführt werden, die der Darstellungswechsel getrennt sichtbar macht. Formal gilt für den vollständig transportierten Operator

$$\mathcal{E}_I = \rho_I \circ \mathcal{E}_{\mathbb{O}} \circ \rho_I^{-1}$$

auf den Base-Koordinaten $Z = \chi_I(q)$:

$$\boxed{\mathcal{E}_{\mathbb{O}}[\Phi] = 0 \quad \Longleftrightarrow \quad \mathcal{E}_I[\Psi_I] = 0}$$

sofern Produktdefekte, Assoziatoren und die lokal getrennt sichtbaren Rotationsinformationen vollständig transportiert werden.

Werden solche Beiträge fortgelassen, entsteht eine Näherung der Ur-DGL und keine exakt äquivalente Darstellung.

A.6 Generatoren und Phase-1-Rotationsfelder

Die beiden ausgezeichneten komplexen Generatorrichtungen des Targetträgers sind

$$Y_{\mathrm{com}} = \mathrm{diag}(1,1,1,1)$$

und

$$Y_{\mathrm{rel}} = \mathrm{diag}(-3,1,1,1).$$

Nur Y_{rel} wird durch die $1+3$-Targetzerlegung zu einer lokal getrennt sichtbaren relativen Orientierung und benötigt daher aus diesem Darstellungswechsel heraus ein eigenes Rotationsfeld.

Zusammen mit den Dreierraumgeneratoren $T_a \in \mathfrak{su}(3)$ verwenden wir durchgehend

$$\boxed{D = d - IA\,Y_{\mathrm{rel}} - IG^a T_a .}$$

Auf dem Einzelkanal gilt damit

$$Da = (d + 3IA)a,$$

und auf dem Dreierraum

$$D\mathbf{q} = (d - IA\mathbf{1}_3 - IG^a T_a)\,\mathbf{q}.$$

Die Rotationsfelder A und G^a sind 1-Formen auf dem vollständigen acht reell-dimensionalen Base-Space. Phase 1 zerlegt sie noch nicht in spätere X- und Y-Komponenten.

Unter einer lokalen Gruppenwirkung $g(Z)$ transformiert die Verbindung in der üblichen Form

$$\Gamma = -IA\,Y_{\mathrm{rel}} - IG^a T_a,$$

$$\Gamma \longmapsto g^{-1}\Gamma g + g^{-1}dg.$$

Ihre Krümmung ist

$$\mathcal{F}_\Gamma = d\Gamma + \Gamma \wedge \Gamma.$$

Diese Formeln fixieren die lokale Gruppengeometrie; ihre physikalische Lesart wurde im Haupttext bereits vorweggenommen.

A.7 Globale Phase-1-Gruppe und äquivalente $U(3)$-Darstellung

Die endliche Wirkung von

$$z \in U(1)_{\mathrm{rel}}, \qquad U \in SU(3)$$

ist

$$\Theta(z, U) = \begin{pmatrix} z^{-3} & 0 \\ 0 & zU \end{pmatrix}.$$

Der Kern besteht aus

$$\left(\omega, \omega^{-1}\mathbf{1}_3\right), \qquad \omega^3 = 1,$$

also

$$\ker \Theta \cong \mathbb{Z}_3.$$

Damit folgt

$$\boxed{\mathcal{G}_1 \cong \frac{U(1)_{\mathrm{rel}} \times SU(3)}{\mathbb{Z}_3}.}$$

Mit

$$C = zU \in U(3)$$

ist dieselbe Wirkung äquivalent zu

$$\boxed{\rho(C) = \mathrm{diag}\big((\det C)^{-1}, C\big).}$$

Diese Schreibweise macht die später wichtige Trennung unmittelbar sichtbar:

- $SU(3)$ verändert die relative Orientierung der drei Dreierraumrichtungen;
- $\det C$ erfasst ihre gemeinsame skalare Phase;
- die Einzelrichtung trägt die inverse gemeinsame Dreierraumphase, sodass die Gesamtwirkung relativ bleibt.

Der skalare Quotient ist

$$U(3)/SU(3) \cong U(1).$$

Phase 1 legt noch nicht fest, wie dieser skalare Anteil nach dem späteren Einrollen auf einen inneren Träger übertragen wird. Sie stellt nur die vollständige Ausgangsstruktur bereit.

A.8 Das kubische Toy-Modell in kompakter mathematischer Form

Für die drei ausgewählten oktonionischen Richtungen

$$\Phi_1 = f_1 e_1, \qquad \Phi_2 = f_2 e_2, \qquad \Phi_3 = f_3 e_4$$

gilt

$$[\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3] = 2I f_1 f_2 f_3.$$

In der Dreierraumdarstellung mit

$$Q = (\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3)$$

wird dies

$$[\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3] = 2I \det Q.$$

Der Toy-Term

$$\mathcal{N}_3^{\mathrm{toy}} = \frac{1}{2}[\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3]$$

führt auf

$$\mathcal{E}_3[\Psi] = D\Psi + \kappa_3 \mathcal{N}_{3,I}[\Psi].$$

Für einen Ansatz Ψ ist

$$\mathfrak{R}_3[\Psi] = \int \|\mathcal{E}_3[\Psi]\|^2 d^8 Z$$

ein Residualmaß. Es zerfällt in

$$\mathfrak{R}_3 = L + 2\kappa_3 J + \kappa_3^2 C,$$

mit

$$L = \int \|D\Psi\|^2 d^8 Z,$$

$$C = \int \|\mathcal{N}_{3,I}\|^2 d^8Z,$$

$$J = \mathrm{Re} \int \langle D\Psi, \mathcal{N}_{3,I} \rangle d^8Z.$$

Für festes Profil und $C > 0$ ist die residualoptimale kubische Stärke

$$\kappa_{\mathrm{opt}} = -\frac{J}{C}.$$

Diese Gleichung bestimmt keine fundamentale Kopplung der endgültigen TOE. Sie zeigt nur, welche kubische Stärke für einen gegebenen Toy-Ansatz dessen DGL-Residuum minimiert.

A.9 Topologischer Index des Toy-Dreierraums

Für drei Drittelwindungen mit

$$\mathbf{q}_A \longmapsto e^{I\alpha/3}\mathbf{q}_A$$

gilt

$$\det Q \longmapsto e^{I\alpha} \det Q.$$

Auf einer Randkurve γ, auf der $\det Q \neq 0$, ist daher

$$B_{\mathrm{toy}} = \frac{1}{2\pi} \oint_\gamma d \arg \det Q \in \mathbb{Z}.$$

Für die minimale gemeinsame Dreierwindung gilt

$$B_{\mathrm{toy}} = 1.$$

Dieser Index gehört zum Toy-Modell. Eine Identifikation mit einer späteren physikalischen Baryonenzahl erfordert zusätzliche Dynamik und eine entsprechende Erhaltungsaussage.

A.10 Optionaler Konsistenzausblick: eine Spin(8)-invariante Urwirkung

Dieser Abschnitt gehört nicht zur Herleitung von Phase 1.

Falls die Ur-DGL zusätzlich aus einer geeigneten $\mathrm{Spin}(8)$-invarianten Wirkung stammt, kann untersucht werden, wie deren Generatoren nach der Wahl von I unter dem erhaltenen $SU(3)$ zerfallen.

Als reeller Vektorraum gilt

$$\mathfrak{so}(8) \cong \mathfrak{g}_2 \oplus \mathbf{7}_L \oplus \mathbf{7}_R,$$

also

$$28 = 14 + 7 + 7.$$

Unter

$$SU(3) = \mathrm{Stab}_{G_2}(I)$$

zerfallen

$$\mathbf{14} \longrightarrow \mathbf{8} \oplus \mathbf{3} \oplus \overline{\mathbf{3}},$$

$$\mathbf{7} \longrightarrow \mathbf{1} \oplus \mathbf{3} \oplus \overline{\mathbf{3}}.$$

Damit ergibt sich die reine Darstellungsbuchhaltung

$$\mathbf{28} \longrightarrow \mathbf{8} \oplus 2 \cdot \mathbf{1} \oplus 3 \cdot \mathbf{3} \oplus 3 \cdot \overline{\mathbf{3}}.$$

Die zwei Singulett-Richtungen können durch Links- und Rechtswirkung von I aufgespannt werden,

$$L_I : q \mapsto Iq, \qquad R_I : q \mapsto qI.$$

Auf dem dargestellten Targetträger gilt in geeigneter Normierung

$$L_I \mathrel{\widehat{=}} (1,1,1,1) = Y_{\mathrm{com}},$$

$$R_I \mathrel{\widehat{=}} (1,-1,-1,-1),$$

und damit

$$Y_{\mathrm{rel}} = -L_I - 2R_I = (-3,1,1,1).$$

Dies zeigt, dass die beiden in Phase 1 geometrisch unterschiedenen I-Richtungen auch in einer solchen größeren Symmetriebuchhaltung natürlich erscheinen können.

Daraus folgt jedoch **kein** zusätzliches Phase-1-Rotationsfeld. Ein Generator einer größeren Ur-Symmetrie, eine Noether-Erhaltungsgröße und ein lokales Rotationsfeld sind verschiedene Aussagen. Für Phase 1 wird das Rotationsfeld allein durch die Information bestimmt, die der konkrete Darstellungswechsel lokal relativ getrennt sichtbar macht.

A.11 Kompakte mathematische Gesamtstruktur

Der universelle Phase-1-Darstellungswechsel kann zusammengefasst werden durch

$$\boxed{\begin{array}{ccc} \mathbb{O}_B & \xrightarrow{\Phi} & \mathbb{O}_T \\ \downarrow \chi_I & & \downarrow \rho_I \\ \mathrm{Cl}_{3,0} \cong M_2(\mathbb{C}) & \xrightarrow{\Psi_I} & \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3 \end{array}}$$

mit

$$\Psi_I = \rho_I \circ \Phi \circ \chi_I^{-1}.$$

Die im Darstellungswechsel ausdrücklich sichtbar gewordene lokale Rotationsstruktur ist

$$\boxed{D = d - IA\,Y_{\mathrm{rel}} - IG^a T_a,}$$

$$\boxed{Y_{\mathrm{rel}} = \mathrm{diag}(-3,1,1,1),}$$

$$\boxed{\mathcal{G}_1 \cong \frac{U(1)_{\mathrm{rel}} \times SU(3)}{\mathbb{Z}_3} \cong U(3).}$$

Die gemeinsame Feldwertphase

$$Y_{\mathrm{com}} = \mathrm{diag}(1,1,1,1)$$

bleibt davon getrennt sichtbar, ohne in Phase 1 ein zusätzliches Rotationsfeld zu erzeugen.

4. Bewusste Grenzen von Phase 1

Phase 1 ist als Darstellungswechsel inhaltlich geschlossen. Die folgenden Punkte werden nicht durch zusätzliche Postulate überdeckt.

4.1 Offene Physik

1. **Die konkrete Ur-DGL ist weiterhin unbekannt.**
   Phase 1 gilt für eine TOE-Klasse. Der kubische Term $\mathcal{N}_3$ ist ein Toy-Modell für einen direkten

Dreiermechanismus und keine Festlegung der endgültigen Nichtlinearität.

2. **Die Existenz einer global stabilen Dreierraum-Vortexlösung ist nicht bewiesen.**
   Der Haupttext zeigt einen algebraischen Dreierkanal, einen topologischen Windungssektor und eine dynamische Residualbedingung. Erst die Lösung der vollständigen nichtlinearen DGL kann zeigen, ob ein entsprechender Vortex global existiert und stabil ist.
3. **Die räumliche Geometrie einer fokussierten Dreierlösung ist offen.**
   Das Toy-Modell motiviert eine gemeinsam verschmierte Dreierstruktur und zeigt, dass der kubische Kanal mit der Überlappung wächst. Es beweist nicht, ob eine fokussierte Lösung im transversalen Schnitt drei zusammenfallende, teilweise überlappende oder getrennte Vortexkerne besitzt. Ebenso ist die mathematische Projektionsregel von der verschmierten zur fokussierten Darstellung noch nicht festgelegt.
4. **Confinement ist nicht hergeleitet.**
   Phase 1 zeigt nur, wie eine geöffnete gemeinsame Struktur prinzipiell eine fortgesetzte Rotationsröhre benötigen könnte. Eine positive Röhrenspannung und eine daraus folgende langreichweitige Bindung sind noch nicht aus der DGL berechnet.
5. $B_{\mathrm{toy}} = 1$ **ist noch keine physikalische Baryonenzahl.**
   Der Index ist topologisch im Toy-Modell definiert. Seine spätere Identifikation mit einer beobachteten Erhaltungsgröße benötigt einen eigenen Transport- und Noetherbeweis.
6. **Die Phase-1-Rotationsfelder sind noch nicht mit beobachteten Wechselwirkungen identifiziert.**
   A ist in Phase 1 nicht das elektromagnetische Feld, Y_{rel} nicht elektrische Ladung und G noch keine vollständige phänomenologische Theorie der starken Wechselwirkung. Phase 1 liefert nur ihre geometrischen Ausgangsstrukturen.

4.2 Offene Mathematik

1. **Der vollständige Operatortransport einer beliebigen Ur-DGL ist noch nicht für die gesamte TOE-Klasse formalisiert.**
   Produktdefekte und Assoziatoren sind strukturell klar, aber ein allgemeiner Satz für beliebige Ableitungs- und Nichtlinearitätsordnungen wäre ein eigenes mathematisches Projekt.
2. **Die globalen Existenz- und Regularitätsbedingungen für die Vortexansätze fehlen.**
   Der zweidimensionale Querschnitt und die gewählten Profile zeigen den Mechanismus, ersetzen aber keinen Existenzsatz im vollständigen acht reell-dimensionalen Base-Space.
3. **Der Toy-Residualtest ist kein vollständiger Variationsbeweis.**
   Ein tatsächlicher Solver müsste die Profile, die Rotationsfelder und die nichtlineare DGL gemeinsam selbstkonsistent bestimmen. Insbesondere ist noch nicht gezeigt, ob eine fokussierte Dreierlösung ihr Residualminimum bei einem gemeinsamen Kern oder bei einem endlichen Abstand $R_* > 0$ besitzt.

4. **Der Confinement-Ausblick benötigt die Feldgleichungen der Rotationsfelder.**
   Insbesondere müsste aus ihnen eine positive asymptotische Röhrenspannung folgen.
5. **Die Spin(8)-Noether-Buchhaltung bleibt konditional.**
   Sie gilt nur, wenn die spätere konkrete Urwirkung tatsächlich die vorausgesetzte Symmetrie besitzt. Sie ist keine Voraussetzung für den Phase-1-Darstellungswechsel.

4.3 Stellen, an denen die wahre Sprache noch nicht vollständig befriedigt

1. **»Information« bleibt teilweise abstrakt.**
   Wo möglich wurde das Wort durch konkrete Phase, Orientierung, Windung, Fortsetzungsrichtung oder Produktbeziehung ersetzt. Für die allgemeine Aussage, dass ein Darstellungswechsel nichts verlieren darf, bleibt der Sammelbegriff dennoch nötig.
2. **»Fortsetzung« und »Fluss« können wie zeitliche Dynamik klingen.**
   In Phase 1 bezeichnen sie Linien innerhalb der vollständigen Blockuniversums-Lösung. Die physikalische Zeitrichtung wird erst in Phase 2 ausgewählt.
3. **»Vortexröhre« klingt räumlicher, als Phase 1 bereits ist.**
   Gemeint ist eine lokalisierte, gewundene Feldstruktur im acht reell-dimensionalen Base-Space. Erst spätere Darstellungen erlauben die gewöhnliche Raumzeitlesart einer Weltröhre.
4. **Das »Seilbild« ist bewusst nur ein Zwischenbild.**
   Es trennt die drei intern unterscheidbaren Vortexstränge für die Anschauung, obwohl sie in der verschmierten Lösung denselben Kernbereich tragen dürfen. Es behauptet weder drei klassische Quarkbahnen noch eine mechanische helikale Rotation der Kerne.
5. **»Rotation« umfasst sowohl skalare Phasenrotationen als auch nichtabelsche Dreierraumrotationen.**
   Diese gemeinsame Sprache ist geometrisch gewollt, darf aber nicht verdecken, dass $U(1)_{\mathrm{rel}}$ und $SU(3)$ unterschiedliche Teile derselben Phase-1-Struktur beschreiben.
6. **»Nichtassoziativität wegtransformieren« ist bewusst eine starke Kurzform.**
   Sie ist richtig für die unmittelbar benutzte Rechensprache. Die vollständige Aussage bleibt: Die nichtassoziative Information verschwindet nicht, sondern wird in der assoziativen Darstellung auf Produktdefekte, Assoziatoren und getrennt sichtbare Beziehungen verteilt.
7. **Die Grenze zwischen einer bloß lokal anders gewählten Orientierung und einer physikalisch nicht entfernbaren Rotationsstruktur bleibt sprachlich anspruchsvoll.**
   Der Haupttext beschreibt sie geometrisch über die Möglichkeit oder Unmöglichkeit, alle lokalen Orientierungen gleichzeitig geradezurichten; die präzise mathematische Fixierung erfolgt über die Krümmung der Verbindung.

5. Schluss von Phase 1

Phase 1 begann mit einer einzigen nichtlinearen oktonionischen Ur-DGL und hat ihr keine neue Physik hinzugefügt.

Die Wahl einer ausgezeichneten imaginären Richtung machte eine assoziative Sprache möglich. Der Target-Space wurde als komplexer Einzelkanal plus komplexer Dreierraum sichtbar. Der Base-Space erhielt eine komplexe Matrixdarstellung. Die ursprüngliche oktonionische Verknüpfung zeigte zugleich, dass diese neu getrennten Teile niemals unabhängig waren.

Aus genau dieser Trennung entstanden die beiden entscheidenden relativen Strukturen: die komplexe Stellung des Einzelkanals gegenüber dem Dreierraum und die Orientierung der drei Dreierraumrichtungen gegeneinander. Ihre infinitesimalen Änderungen werden durch Generatoren beschrieben, ihre endlichen Änderungen durch Lie-Gruppen und ihre lokale Variation über den Base-Space durch die Rotationsfelder A und G.

Die globale Phase-1-Struktur

$$\frac{U(1)_{\mathrm{rel}} \times SU(3)}{\mathbb{Z}_3} \cong U(3)$$

zeigt anschließend, warum eine Drittelphase der drei gleichberechtigten Dreierraumrichtungen gemeinsam geschlossen werden kann.

Das kubische Toy-Modell macht daraus erstmals eine konkrete nichtlineare Vortexstruktur. Drei unabhängige Dreierraumrichtungen können gemeinsam einen oktonionischen Dreierkanal aktivieren; ihre Drittelwindungen ergeben zusammen eine volle topologische Windung; und eine tatsächliche Bindung entsteht nur dann, wenn die kubische Fortsetzungsänderung den offenen Weiterlauf in der vollständigen DGL-Balance schließt. Die drei Beiträge dürfen dabei in der unfokussierten Lösung einen gemeinsamen verschmierten Vortexbereich tragen; das Seilbild macht ihre innere Dreizahl sichtbar, ohne drei klassische Quarkröhren vorauszusetzen.

Damit ist der erste Darstellungswechsel erreicht:

> **Die Ur-DGL rechnet nicht mehr unmittelbar nichtassoziativ. Ihre Information liegt nun in einer assoziativen Matrix- und Vektorsprache vor, während die zuvor kompakt gebundenen relativen Beziehungen als Generatoren und Rotationsfelder ausdrücklich sichtbar geworden sind.**

Phase 2 kann deshalb mit derselben vollständigen Lösung weiterarbeiten und nun den Base-Space selbst umstrukturieren.

toe-phase2-sektion1_v3b.md

This theory was developed by physicist Roland Bollmann (driving intuitive force and primary conceptual development, bollmann@iPhys.de), with Gemini as a brainstorming partner and ChatGPT assisting with mathematical precision and editorial development.

Phase 2 — Sektion 1

Schritt A: Die äußere Spinantwort des Phase-1-Vortex wird getrennt sichtbar

Leitgedanke

Phase 1 hat die oktonionische Ur-DGL so umgeordnet, dass ihre Target-Struktur assoziativ als

$$V_1 = \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3$$

beschrieben werden kann.

Phase 2 ordnet nun den **Base-Space** weiter um. Wir führen diese Umordnung in drei aufeinanderfolgenden Schritten A, B und C durch. Sektion 1 behandelt Schritt A.

Der Ausgangspunkt ist die reell-lineare Zerlegung

$$\boxed{Z = X + IY},$$

wobei X und Y hermitesche Viererblöcke desselben acht reell-dimensionalen Base-Space sind. Noch wird keine Richtung entfernt. Der Darstellungswechsel macht nur zwei bereits vorhandene Teile derselben Base-Fortsetzung getrennt sichtbar.

Für Schritt A ist der hermitesche Block X entscheidend. In ihm erscheinen eine skalare Richtung und drei Pauli-Richtungen. Diese drei Richtungen tragen eine quaternionische Struktur: kleine Änderungen der äußeren Orientierung schließen unter ihrer Zusammensetzung wieder auf dieselben drei Richtungen.

Genau darin liegt die geometrische Herkunft des äußeren Spins.

Die Spinantwort wird nicht neu an den Vortex angefügt. Sie war bereits in seiner gerichteten Phase-1-Fortsetzung enthalten und erhält nun einen eigenen zweikomponentigen Träger

$$S_X \cong \mathbb{C}^2.$$

Der neue Zweierraum verdoppelt nicht die Vortextypen. Er gibt der äußeren Orientierung derselben Phase-1-Vortextypen einen eigenen Platz in der Darstellung.

Während Schritt A diese Spinantwort im X-Block trennt, bleibt der Y-Block vollständig erhalten. Auch die relative Orientierung, mit der Y an X gebunden ist, bleibt Teil derselben gerichteten DGL-Fortsetzung.

Damit zeigt Schritt A bereits zwei wesentliche Strukturen von Phase 2: den Spinträger des späteren Materiezustands und den hermiteschen X-Block, der sich als globaler kausaler $1+3$-Träger der weiteren Phase-2-Darstellung erweisen wird.

1.1 Ein Phase-1-Vortex trägt mehr als seine Target-Identität

Nach Phase 1 kann ein Feldwert als

$$\Phi_1(Z) \in V_1$$

dargestellt werden.

Der Target-Träger sagt, welcher Phase-1-Zweig an einem Base-Punkt vorliegt.

Ein Vortex ist damit aber noch nicht vollständig beschrieben.

Dasselbe Feldprofil besitzt zugleich eine lokale Fortsetzung durch den Base-Space. Diese Fortsetzung enthält nicht nur die Stärke einer Änderung, sondern auch ihre Orientierung relativ zu den bereits in Phase 1 getrennt sichtbaren Base-Richtungen und Rotationsfeldern.

Der vollständige Phase-1-Operator sei schematisch

$$D_Z^{(1)} = \delta_Z + \mathcal{A}_Z^{(1)}.$$

Der Differentialteil beschreibt, wie das Feld entlang des Base-Space weitergeführt wird.

Die Phase-1-Rotationsfelder tragen zusätzlich die Beziehungen weiter, die nach dem ersten Darstellungswechsel nicht mehr unmittelbar in der oktonionischen Multiplikation liegen.

Damit beschreibt $D_Z^{(1)}$ nicht bloß acht voneinander unabhängige Steigungen.

Er beschreibt **eine gerichtete lokale Fortsetzung desselben Vortex**.

Diese Fortsetzung enthält bereits die Information, aus der später verschiedene äußere und innere Orientierungsantworten getrennt sichtbar werden.

Schritt A beginnt deshalb nicht mit einem neuen Spinpostulat.

Er beginnt mit demselben Phase-1-Vortex und ordnet nur seine bereits vorhandene Base-Fortsetzung neu.

1.2 Der acht-dimensionale Weg wird in zwei Viererblöcken geschrieben

Der Phase-1-Base-Space wird nach der assoziativen Umordnung als

$$M_2(\mathbb{C}_I)$$

dargestellt.

Als reeller Vektorraum besitzt er acht Dimensionen. Mit der bereits ausgezeichneten komplexen Richtung I besitzt jedes Element die eindeutige reell-lineare Zerlegung

$$Z = X + IY,$$

wobei X und Y hermitesche 2×2-Matrizen sind.

Wir schreiben

$$X = x^\mu \sigma_\mu = t\sigma_0 + x\sigma_1 + y\sigma_2 + z\sigma_3,$$

und

$$Y = y^\mu \sigma_\mu.$$

Dabei ist

$$\sigma_0 = \mathbf{1}_2,$$

während

$$\sigma_1, \qquad \sigma_2, \qquad \sigma_3$$

die drei Pauli-Richtungen bilden.

Diese Zerlegung entfernt noch nichts. X und Y sind zwei neu sichtbar gewordene Viererblöcke desselben acht-dimensionalen Weges.

> **Wir schneiden den acht-dimensionalen Weg nicht entzwei. Wir schreiben denselben Weg in zwei Viererblöcken.**

Bevor wir die entsprechende Ableitung für die vier Matrixrichtungen hinschreiben, rechnen wir das Minuszeichen einmal an einer einzigen komplexen Richtung vor.

Nehmen wir

$$z = x + Iy, \qquad \bar{z} = x - Iy.$$

Wir suchen eine gerichtete Ableitung

$$D_z = aD_x + bD_y,$$

die den z-Zweig verfolgt, ohne gleichzeitig den konjugierten $\bar{z}$-Zweig mitzunehmen. Sie soll also erfüllen

$$D_z z = 1, \qquad D_z \bar{z} = 0.$$

Da

$$D_x z = 1, \qquad D_y z = I,$$

und

$$D_x \bar{z} = 1, \qquad D_y \bar{z} = -I,$$

folgen für die beiden unbekannten Koeffizienten

$$a + bI = 1,$$

und

$$a - bI = 0.$$

Addieren wir beide Gleichungen, erhalten wir

$$2a = 1, \qquad a = \frac{1}{2}.$$

Aus

$$a - bI = 0$$

folgt dann

$$bI = \frac{1}{2}.$$

Weil

$$I^{-1} = -I,$$

ist

$$b = -\frac{I}{2}.$$

Damit ist die gerichtete Ableitung eindeutig

$$\boxed{D_z = \frac{1}{2}\left(D_x - I D_y\right)}.$$

Der konjugierte Zweig entsteht entsprechend mit dem umgekehrten Drehsinn:

$$\boxed{D_{\bar{z}} = \frac{1}{2}\left(D_x + I D_y\right)}.$$

Jetzt ist das Minuszeichen keine Definition mehr, die man auswendig kennen muss. Es folgt daraus, dass D_z gerade den z-Zweig fortsetzt und den konjugierten Zweig ausblendet.

Diese beiden gerichteten komplexen Ableitungen heißen **Wirtingerableitungen**.

Dieselbe Konstruktion gilt komponentenweise für die vier hermiteschen Richtungen von

$$Z = X + IY.$$

Daher erhalten wir

$$D_Z = \frac{1}{2}\left(D_X - I D_Y\right), \qquad D_{\bar{Z}} = \frac{1}{2}\left(D_X + I D_Y\right).$$

Der gemeinsame Faktor $1/2$ ist für die folgende Struktur nur eine Normierung und wird in unserer Operatornotation absorbiert. Damit schreiben wir

$$\boxed{D_Z^{(1)} = D_X^{(1)} - I D_Y^{(1)}}$$

und für den konjugierten Zweig

$$\boxed{D_{\bar{Z}}^{(1)} = D_X^{(1)} + I D_Y^{(1)}.}$$

> **Das relative Minuszeichen ist bereits im gerichteten Z-Weg enthalten. Es wird später nicht eingeführt, um Chiralität zu erzeugen.**

Damit wird zugleich die physikalische Beziehung zwischen beiden Viererblöcken klar:

> **$D_X^{(1)}$ und $D_Y^{(1)}$ sind nicht zwei unabhängig kombinierbare DGLs. Sie sind zwei Teile derselben gerichteten Fortsetzung, deren relative Orientierung schon durch den gewählten Wirtingerzweig festgelegt ist.**

Wenn Y später seine Rolle als begehbarer Ort verliert, darf genau diese Herkunftsinformation nicht verschwinden.

1.3 Im X-Block wird eine quaternionische Orientierungsstruktur sichtbar

Der hermitesche X-Block besitzt neben seiner skalaren Richtung drei ausgezeichnete Richtungen.

Ihre zugrunde liegende quaternionische Struktur kann durch

$$1, \qquad q_1, \qquad q_2, \qquad q_3$$

geschrieben werden.

Für die drei imaginären Quaternionen gilt

$$q_i q_j = -\delta_{ij} + \epsilon_{ijk} q_k.$$

Diese Regel sagt mehr als nur, dass drei Basisrichtungen vorhanden sind.

Führen wir eine kleine Orientierungsänderung in einer Richtung aus und danach eine kleine Änderung in einer zweiten, dann hängt das Ergebnis von der Reihenfolge ab.

Die nichtvertauschende Differenz beider Reihenfolgen liegt aber wieder innerhalb derselben drei Richtungen.

Damit bilden die drei Richtungen eine geschlossene Struktur elementarer Orientierungsänderungen.

In wahrer Sprache:

> **Der X-Block enthält drei elementare Arten, wie sich die äußere Orientierung desselben Vortex ändern kann. Kombiniert man zwei solcher kleinen Änderungen, entsteht keine vierte**

> **neue Orientierungsrichtung. Die Abweichung bleibt wieder innerhalb derselben drei Richtungen.**

Genau diese Eigenschaft macht den X-Block für die spätere Spinbeschreibung besonders.

Die drei Richtungen sind zunächst keine drei neuen Felder.

Sie sind drei infinitesimale Änderungsrichtungen derselben äußeren Orientierung.

Erst ihre geschlossene Zusammensetzung wird im nächsten Schritt als Lie-Algebra benannt.

1.4 Aus den drei Orientierungsrichtungen entsteht die Spin-Algebra

Die nichtvertauschende Zusammensetzung der drei quaternionischen Richtungen lautet

$$[q_i, q_j] = 2\epsilon_{ijk} q_k.$$

Damit schließt jede Kommutatorrichtung wieder auf denselben Dreierraum von Generatoren.

In der zweikomponentigen komplexen Darstellung setzen wir

$$T_i = -\frac{I}{2}\sigma_i.$$

Dann folgt

$$[T_i, T_j] = \epsilon_{ijk} T_k.$$

Die drei infinitesimalen Orientierungsrichtungen bilden also

$$\mathfrak{su}(2)_{\text{spin}}.$$

Die Mathematik bestätigt damit genau das, was die quaternionische Geometrie bereits gezeigt hat:

> **Es gibt drei zusammengehörige elementare Änderungen der äußeren Vortexorientierung, und ihre Zusammensetzung bleibt innerhalb derselben drei Richtungen.**

Führt man diese infinitesimalen Änderungen zu endlichen Orientierungsänderungen fort, entsteht die Gruppe

$$SU(2)_{\text{spin}}.$$

Damit ist die äußere Spinrotation in Phase 2 nicht aus der bekannten Teilchenphysik übernommen.

Sie entsteht aus der quaternionischen Geometrie des neu sichtbaren X-Blocks.

1.5 Warum dafür ein zweikomponentiger Träger genügt

Die drei Spin-Generatoren verändern die Phase-1-Target-Identität nicht.

Eine Drehung der äußeren Orientierung macht aus einem Einzelkanal keinen Dreierraumkanal und aus einer Dreierraumrichtung keinen Einzelkanal.

Sie verändert dieselbe Vortexstruktur nur in ihrer äußeren Orientierung.

Damit sind jetzt zwei verschiedene Informationen getrennt sichtbar:

- V_1 trägt die Phase-1-Target-Identität;
- die quaternionischen Generatoren tragen die äußere Orientierungsantwort dieses Zustands.

Damit beide Informationen unabhängig dargestellt werden können, erhält die Orientierungsantwort einen eigenen Träger.

Der kleinste nichttriviale komplexe Träger von $\mathfrak{su}(2)$ ist

$$S_X \cong \mathbb{C}^2.$$

Der vollständige Zustand wird deshalb nicht ersetzt, sondern neu geordnet:

$$\Phi_2 \in \mathcal{E}_X \subseteq V_1 \otimes S_X.$$

Diese Formel darf nicht als automatische Verdopplung der Materie gelesen werden.

> **Der neue Zweierraum verdoppelt nicht die Vortextypen. Er schreibt die äußere Spinantwort derselben bereits vorhandenen Vortextypen auf einen eigenen Träger.**

Ein Phase-1-Zweig bleibt derselbe Zweig.

Er kann nun nur zusätzlich danach unterschieden werden, wie seine äußere Orientierung im X-Block dargestellt ist.

1.6 Ein neuer Tensorfaktor ist noch kein neuer Freiheitsgrad

Das Tensorprodukt

$$V_1 \otimes S_X$$

ist zunächst der formale Raum, in dem die getrennten Informationen geschrieben werden können.

Daraus folgt nicht, dass jede mathematisch mögliche Kombination auch als unabhängige physikalische Lösung vorkommt.

Die tatsächliche Lösung stammt weiterhin aus der transformierten Ur-DGL.

Darum schreiben wir ausdrücklich

$$\mathcal{E}_X \subseteq V_1 \otimes S_X .$$

$\mathcal{E}_X$ ist der physikalische Bildraum der transformierten DGL.

Das ist mehr als eine technische Einschränkung.

Es ist ein allgemeines Darstellungsprinzip für die gesamte Phase 2:

> **Ein neuer Träger macht mögliche Ablageorte für bereits vorhandene Information sichtbar. Welche Kombinationen physikalisch vorkommen, bestimmt weiterhin die Ur-DGL.**

Damit ist ausgeschlossen, dass ein bloßer Darstellungswechsel unbemerkt neue Materiezustände erzeugt.

Dieses Prinzip wird später erneut wichtig, wenn weitere zweikomponentige Träger sichtbar werden.

Ihre gleiche Dimension bedeutet nicht automatisch, dass sie dieselbe Physik tragen.

1.7 Spinrichtung ist noch kein neuer Vortextyp

Der Zweierraum S_X besitzt bezüglich einer gewählten äußeren Messachse zwei Eigenrichtungen.

Für eine Achse $\hat{n}$ wirken die beiden Eigenzustände von

$$\hat{n} \cdot \vec{T}$$

als die beiden Spinlagen.

Schematisch können wir schreiben

$$\Psi_X = \begin{pmatrix} \psi_\uparrow \\ \psi_\downarrow \end{pmatrix}.$$

Diese beiden Komponenten sind keine zwei neuen Materiespezies.

Zwischen ihnen liegen kontinuierlich alle anderen Orientierungen des gleichen $SU(2)$-Spinraums.

Eine endliche äußere Rotation kann einen Zustand stetig von einer Orientierung in eine andere drehen, ohne seine Phase-1-Target-Identität zu verändern.

Damit besitzt S_X eine weichere physikalische Trennung als

$$V_1 = \mathbb{C} \oplus \mathbb{C}^3.$$

Einzelkanal und Dreierraum sind verschiedene Phase-1-Targetstrukturen.

Die beiden Spinrichtungen sind dagegen zwei mögliche äußere Orientierungen derselben Targetstruktur.

> **Ein Zweierraum allein erzeugt noch keine harte Teilchenteilung. Erst die DGL entscheidet, ob bestimmte Richtungen nur mögliche Orientierungen bleiben oder später als stationäre Eigenkanäle dynamisch ausgezeichnet werden.**

Gerade deshalb ist S_X für die weitere Phase 2 didaktisch wichtig.

Er ist das erste Beispiel dafür, dass ein mathematisch klar getrennt sichtbarer Zweierraum nicht automatisch zwei neue Vortextypen bedeutet.

Spätere Zweierraumstrukturen müssen jeweils erneut danach beurteilt werden, **welche Information sie tragen und was die DGL mit ihren Richtungen tatsächlich macht**.

1.8 Die äußere Spinantwort bleibt physikalisch relevant

Dass S_X in den nächsten Sektionen nicht der Hauptträger der neuen inneren Dynamik ist, macht ihn nicht überflüssig.

Der äußere Spin bleibt Teil des vollständigen Materiezustands.

Wenn spätere Phasen lokale lineare Moden und schließlich Besetzungen unterscheiden, gehört die Spinrichtung zur vollständigen Kennzeichnung einer solchen Mode.

Schritt A macht damit bereits die geometrische Möglichkeit sichtbar, denselben Phase-1-Vortextyp in verschiedenen äußeren Spinlagen zu unterscheiden.

Was hier noch **nicht** folgt, ist eine fermionische Besetzungsregel.

Sektion 1 beweist weder

$$N \in \{0, 1\}$$

noch eine Halbierung eines späteren Fockraums.

Sie stellt lediglich den äußeren Spinträger bereit, auf dem eine spätere Fockdarstellung ihre Moden unterscheiden kann.

> **S_X liefert die Spinrichtung einer später besetzbaren Mode. Die Besetzungslogik selbst gehört erst zu der späteren Darstellung.**

Damit bleibt der Spin durch die ganze Theorie physikalisch präsent, ohne dass Phase 2 ihm eine Dynamik zuschreiben muss, die bisher nicht hergeleitet wurde.

1.9 Der getrennte Operator macht die neue Rollenverteilung explizit

Nachdem Target-Identität und äußere Orientierungsantwort getrennt sichtbar sind, kann auch der X-Operator entsprechend geschrieben werden.

Wir zerlegen

$$D_X^{(1)} = D_{\mathrm{id}} + q_i D_{\mathrm{rot}}^i.$$

Der erste Anteil setzt den Phase-1-Zweig fort, ohne seine äußere Spinorientierung zu verändern.

Die drei übrigen Anteile bestimmen, wie sich die äußere Orientierung lokal ändert.

Auf dem getrennten Träger lautet die Wirkung deshalb

$$D_X^{(2)} = D_{\mathrm{id}} \otimes \mathbf{1}_{S_X} + \sum_{i=1}^{3} D_{\mathrm{rot}}^i \otimes T_i.$$

Die Formel führt keine neue Physik ein.

Sie schreibt nur zwei bereits verstandene Rollen getrennt:

> **Der Phase-1-Zweig wird weitergeführt, während seine äußere Orientierung gleichzeitig auf S_X gedreht werden kann.**

Die Spinorinformation ist damit lokal Teil der DGL-Fortsetzung.

Sie entsteht nicht erst nachträglich aus einer fertigen Bahn.

Die vollständige DGL-Lösung setzt diese lokalen Orientierungsänderungen zu einem zusammenhängenden Spinorfeld fort.

1.10 Orientierung und Profilstärke bleiben verschiedene Informationen

Ein lokaler Spinorzustand kann geschrieben werden als

$$\Psi_X(Z) = a_X(Z)\,\xi_X(Z), \qquad \|\xi_X(Z)\| = 1.$$

Dabei beschreibt

$$\xi_X(Z)$$

die lokale äußere Spinorientierung.

Die Amplitude

$$a_X(Z)$$

trägt dagegen die Stärke des zugehörigen Feldanteils.

Die $SU(2)$-Generatoren verändern bei unitärer Wirkung die Orientierung des normierten Zustands, nicht seine Norm.

Wie groß a_X tatsächlich ist, entscheidet weiterhin die vollständige DGL-Bilanz.

Sie kann von der gesamten Phase-1-Struktur abhängen, also auch von Anteilen, die in Schritt A nicht separat auf S_X geschrieben werden.

Damit bleibt klar:

> **Der Spinträger sagt, wie sich ein vorhandener Vortex äußerlich orientiert. Er entscheidet nicht allein, wie stark dieser Vortex im vollständigen Feldprofil vorhanden ist.**

1.11 „Von links“ bedeutet noch nicht linkschiral

Wenn der Spinträger später gemeinsam mit weiteren zweikomponentigen Trägern als Matrix geschrieben wird, wirkt $SU(2)_{\mathrm{spin}}$ natürlich auf einer bestimmten Matrixseite.

Für Schritt A besitzt diese algebraische Seite noch keine chirale Bedeutung.

Die äußere Spinrotation wirkt als

$$\Phi_2 \longmapsto (\mathbf{1}_{V_1} \otimes U_X)\,\Phi_2, \qquad U_X \in SU(2)_{\mathrm{spin}}.$$

Das bedeutet nur:

> **Die äußere Raumorientierung des Vortex wird verändert, seine Phase-1-Target-Identität bleibt dieselbe.**

Daraus folgt noch nicht:

- linkschiral oder rechtschiral;
- schwaches $SU(2)$;
- innerer Isospin;
- ein L/R-Materieträger.

Diese Strukturen besitzen andere geometrische Ursprünge.

Die spätere Chiralität wird nicht aus der Matrixseite des äußeren Spins entstehen, sondern aus der relativen Orientierung der gerichteten X/Y-Fortsetzung.

1.12 Der Phase-1-Rotationsanteil wird durch X/Y nicht verdoppelt

Phase 1 besitzt bereits das relative Rotationsfeld

$$A.$$

Nach der Base-Neuordnung kann dieselbe 1-Form in Richtungsanteile zerlegt werden:

$$A = A_X + A_Y,$$

beziehungsweise schematisch

$$A = A_X\, dX + A_Y\, dY.$$

Diese Schreibweise darf nicht als Entstehung zweier neuer physikalischer Rotationsfelder gelesen werden.

Der Darstellungswechsel hat nur sichtbar gemacht, wie **dasselbe** Phase-1-Rotationsfeld entlang der beiden neu getrennten Base-Blöcke wirkt.

> **Die Zerlegung in X- und Y-Anteil zerlegt den Weg, nicht das Rotationsfeld.**

Der X-Anteil wirkt entlang desjenigen Viererblocks, dessen äußere Spinstruktur wir gerade getrennt haben.

Der Y-Anteil gehört weiterhin zu derselben Phase-1-Verbindung, wirkt aber entlang des zweiten Base-Blocks.

Wenn dieser Y-Weg später eingerollt wird, muss seine Information anders dargestellt werden.

Aus diesem Darstellungswechsel entsteht jedoch nicht automatisch ein zweites unabhängiges neutrales Rotationsfeld entlang X.

Damit ist schon in Sektion 1 ausgeschlossen, dass eine bloße Base-Zerlegung unbemerkt neue lokale Feldfreiheitsgrade erzeugt.

1.13 Der Y-Anteil bleibt an dieselbe gerichtete Fortsetzung gebunden

Während wir den äußeren Spin aus dem X-Block herausgelöst haben, blieb

$$D_Y^{(1)}$$

die ganze Zeit Teil des vollständigen Operators.

Die entscheidende Struktur lautet weiterhin

$$D_Z^{(1)} = D_X^{(1)} - I D_Y^{(1)}.$$

Der Y-Gradient steht also nicht als unabhängiger zweiter Operator neben D_X.

Beide sind durch den festen Drehsinn I und das feste relative Vorzeichen an dieselbe gerichtete Fortsetzung gebunden.

Der konjugierte Zweig besitzt entsprechend

$$D_{\bar{Z}}^{(1)} = D_X^{(1)} + I D_Y^{(1)}.$$

Damit sind bereits zwei konjugierte relative Orientierungen sichtbar.

Noch ist diese binäre Information keine Dirac-Chiralität.

Auch D_Y selbst ist nicht „links“ oder „rechts“.

Was später Bedeutung gewinnt, ist ausschließlich die relative Orientierung, mit der der Y-Anteil innerhalb der gesamten X/Y-Fortsetzung steht.

> **Der nackte Y-Gradient ist nicht chiral. Die spätere chirale Information stammt aus seiner Orientierung innerhalb der gerichteten X/Y-Fortsetzung.**

Schritt A trennt diese Information noch nicht auf einen eigenen Träger.

Er bewahrt nur ihre geometrische Herkunft.

Damit ist genau das vorbereitet, was nach dem späteren Einrollen von Y nicht verloren gehen darf.

1.14 Der hermitesche X-Block trägt bereits die Minkowski-Geometrie

Die besondere Rolle des X-Blocks zeigt sich nicht nur in seiner quaternionischen Spinstruktur.

Für

$$X = t\sigma_0 + x\sigma_1 + y\sigma_2 + z\sigma_3$$

gilt

$$\boxed{\det X = t^2 - x^2 - y^2 - z^2.}$$

Die reell vierdimensionalen Koordinaten des hermiteschen Blocks tragen damit bereits die Minkowski-Quadratik.

Die Nullrichtungen erfüllen

$$\det X = 0.$$

Der Lichtkegel wird also nicht erst in einer späteren Phase an die Theorie angefügt. Er ist bereits in demjenigen Base-Block enthalten, den Phase 2 als verbleibenden begehbaren $1+3$-Träger herausarbeitet.

Damit wird die Rolle von X wesentlich stärker als die eines bloßen Raumzeitkandidaten:

> **Phase 2 legt mit dem hermiteschen X-Block den globalen kausalen Träger fest, auf dem ihre weitere DGL-Fortsetzung dargestellt wird.**

Eine zulässige Ur-DGL dieser TOE-Klasse darf nach diesem Darstellungswechsel deshalb keine unabhängige Signalausbreitung besitzen, die einen größeren Kegel als diese Minkowski-Struktur aufspannt. Eine solche Gleichung würde nicht dieselbe kausale Phase-2-Geometrie tragen.

Für eine konkret gewählte Ur-DGL muss deshalb geprüft werden, dass auch ihre lokalen propagierenden Lösungen innerhalb dieses Lichtkegels fortgesetzt werden. Die geometrische Zielstruktur selbst ist hier bereits festgelegt.

1.15 Kosmische Phase-2-Koordinaten und der kausale Blick auf das Blockuniversum

Wir nennen

$$(t, \mathbf{x})$$

die **kosmischen Phase-2-Koordinaten** des hermiteschen X-Blocks.

Sie sind keine lokalen Koordinaten eines bestimmten Beobachters. Sie beschreiben die Phase-2-Lösung zunächst in einer einzigen globalen flachen $1+3$-Darstellung.

Anschaulich erlaubt diese Darstellung für einen Moment einen fast **„göttlichen Blick“ auf das Blockuniversum**: dieselbe vollständige Lösung wird auf einem gemeinsamen kausalen Träger sichtbar, noch bevor spätere Darstellungswechsel daraus die lokal gekrümmte und beobachterbezogene Raumzeit unserer Erfahrung machen.

Gerade deshalb ist das Relativitätsprinzip hier interessant. Es muss nicht Eigenschaft der fundamentalsten Ur-Darstellung sein, um in einer später fokussierten Phase-3/4-Welt exakt zu gelten. Phase 2 zeigt zunächst die darunterliegende globale kausale Ordnung, aus der diese spätere lokale Beschreibung hervorgehen muss.

Die ausgezeichnete Koordinate t besitzt dabei eine unmittelbare praktische Bedeutung. Sobald der Y-Weg in den nächsten Schritten nicht mehr als begehbarer Base-Anteil geführt wird, bleibt eine DGL auf dem kausalen X-Träger zurück. Dann kann dieselbe vollständige Blocklösung prinzipiell auch scheibenweise entlang

$$t \longrightarrow t + dt$$

berechnet werden.

Sektion 1 führt diesen dt-Scheibensolver noch nicht aus, weil Y hier weiterhin Teil des begehbaren Base-Space ist. Nach Abschluss der Schritte B und C wird diese numerische Lesart gesondert formuliert.

Damit besitzt Phase 2 einen eigenen Wert und ist nicht bloß Vorbereitung für spätere Phasen: Sie verspricht eine Darstellung, in der die volle nichtlineare Materie-DGL auf einem globalen kausalen $1+3$-Träger gerechnet werden kann. Eine spätere gekrümmte Raumzeitdarstellung derselben Information muss nicht automatisch die numerisch einfachere sein.

1.16 Was nach Schritt A wirklich getrennt sichtbar ist

Wir können jetzt den vollständigen Zustand einmal zusammenfassen.

Der Phase-1-Target-Träger bleibt

$$V_1 = \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3.$$

Er trägt weiterhin die bereits in Phase 1 getrennt sichtbare Feldidentität.

Neu getrennt sichtbar ist die äußere Spinantwort

$$S_X \cong \mathbb{C}^2.$$

Der physikalische Zustand liegt nicht automatisch im frei besetzten Tensorprodukt, sondern im DGL-Bild

$$\mathcal{E}_X \subseteq V_1 \otimes S_X.$$

Der vollständige gerichtete Base-Operator bleibt

$$D_X^{(1)} - I D_Y^{(1)}.$$

Der X-Anteil besitzt die getrennte äußere Spinwirkung

$$D_X^{(2)} = D_{\mathrm{id}} \otimes \mathbf{1} + D_{\mathrm{rot}}^{i} \otimes T_i.$$

Der Y-Anteil bleibt vollständig vorhanden und trägt weiterhin seine feste relative Orientierung gegenüber X.

Auch das Phase-1-Rotationsfeld bleibt **ein** Feld, selbst wenn seine Wirkung nun in X- und Y-Richtungsanteile zerlegt geschrieben werden kann.

Damit hat Schritt A keine neue Materiesorte und keine neue Wechselwirkung erzeugt.

Er hat lediglich drei Informationen deutlicher getrennt:

1. **welcher Phase-1-Vortextyp vorliegt;**
2. **wie dieser Vortex äußerlich im X-Block orientiert ist;**
3. **wie der noch vorhandene Y-Anteil relativ zur X-Fortsetzung gerichtet bleibt.**

Diese drei Informationen werden in den folgenden Schritten verschieden weiterverarbeitet.

1.17 Spinaufgelöste Möglichkeiten nach Schritt A

Der Phase-1-Target-Träger besitzt vier komplexe Richtungen:

$$\dim_{\mathbb{C}} V_1 = 4.$$

Der äußere Spinträger besitzt zwei Komponenten:

$$\dim_{\mathbb{C}} S_X = 2.$$

Wenn ein betrachteter Phase-1-Zweig beide Spinlagen zulässt, können wir seine spinaufgelösten Möglichkeiten als

$$4 \times 2 = 8$$

schreiben.

Diese Zahl ist eine **Spinauflösung** des bisherigen Materieträgers.

Sie ist noch keine endgültige Teilchenzählung von Phase 2.

Insbesondere wird hier keine spätere zusätzliche Zweiteilung vorweggenommen.

Auch aus der bloßen Dimension des Tensorprodukts folgt nicht, dass alle acht formalen Richtungen als unabhängig stabile Vortexlösungen existieren.

Die genaue physikalische Belegung bleibt durch

$$\mathcal{E}_X \subseteq V_1 \otimes S_X$$

an die transformierte Ur-DGL gebunden.

Die saubere Aussage von Schritt A lautet deshalb nur:

> **Jeder realisierte Phase-1-Vortextyp kann nun zusätzlich nach seiner äußeren Spinorientierung unterschieden werden.**

1.18 Übergang zu Schritt B

Am Ende von Schritt A ist noch keine Base-Richtung verschwunden.

Der gesamte Y-Block ist weiterhin vorhanden.

Gerade dadurch ist der nächste Darstellungswechsel jetzt klar vorbereitet.

Der X-Block besitzt bereits

- die äußere Spinstruktur;
- die Minkowski-Quadratik;
- den globalen Lichtkegel;
- und damit den kausalen $1+3$-Träger, auf dem die weitere Phase-2-Darstellung aufgebaut wird.

Der Y-Block trägt dagegen weiterhin vier Base-Richtungen, die noch als begehbarer Teil desselben acht-dimensionalen Base-Space erscheinen.

Schritt B wird genau diese Rollenverteilung verändern.

Dabei darf aber nichts verloren gehen, was Sektion 1 bereits sichtbar gemacht hat:

- die Information des Y-Weges selbst;
- seine Windung;
- die Phase-1-Rotationsinformation entlang Y;
- und besonders die feste relative Orientierung, mit der D_Y an D_X gebunden ist.

Schritt A endet damit nicht bei einem fertigen Standardmodell-Spinor.

Er endet an einer viel elementareren geometrischen Schwelle:

> **Die äußere Spinantwort des Vortex ist getrennt sichtbar geworden. Der verbleibende Y-Block trägt nun genau die Information, die im nächsten Darstellungswechsel ihre Rolle als begehbarer Ort verlieren und als innere Struktur neu dargestellt werden muss.**

Mathematiker-Anhang zu Sektion 1

Der Haupttext hat den physikalischen Weg vollständig beschrieben.

Dieser Anhang fixiert die zugrunde liegenden algebraischen Aussagen und ergänzt die Orientierungsstruktur, die in den folgenden Sektionen wieder benötigt wird.

A.1 Quaternionische Teilalgebra

Eine geeignete Wahl zweier imaginärer oktonionischer Einheiten erzeugt zusammen mit ihrem Produkt eine assoziative quaternionische Teilalgebra

$$\mathbb{H}_X = \mathrm{span}_{\mathbb{R}}\{1, q_1, q_2, q_3\} \subset \mathbb{O}.$$

Innerhalb dieses Teilraumes gilt

$$q_i q_j = -\delta_{ij} + \epsilon_{ijk} q_k.$$

Die Nichtassoziativität der vollständigen Oktonionenalgebra verschwindet dadurch nicht.

Sie tritt lediglich innerhalb dieses ausgewählten quaternionischen Teilblocks nicht auf.

A.2 Zweikomponentige Matrixdarstellung

Die komplexe Darstellung der imaginären Quaternionen lautet

$$\rho_X(q_i) = -I\sigma_i.$$

Damit gilt

$$\rho_X(q_i)\rho_X(q_j) = -\delta_{ij}\mathbf{1} + \epsilon_{ijk}\rho_X(q_k).$$

Mit

$$T_i = \frac{1}{2}\rho_X(q_i) = -\frac{I}{2}\sigma_i$$

folgt

$$[T_i, T_j] = \epsilon_{ijk} T_k.$$

Damit ist

$$\mathrm{span}_{\mathbb{R}}\{T_1, T_2, T_3\} \cong \mathfrak{su}(2).$$

Der minimale nichttriviale komplexe Modul ist

$$S_X \cong \mathbb{C}^2.$$

A.3 Reelle Zerlegung des Base-Space

Mit der ausgezeichneten komplexen Struktur I gilt als reelle Vektorraumzerlegung

$$M_2(\mathbb{C}_I) = \mathrm{Herm}_2(\mathbb{C}_I) \oplus I\ \mathrm{Herm}_2(\mathbb{C}_I).$$

Daher besitzt jedes Element eindeutig die Form

$$Z = X + IY,$$

mit

$$X = x^\mu \sigma_\mu, \qquad Y = y^\mu \sigma_\mu$$

hermitesch.

Diese Aussage ist zunächst reell-linear.

Sie behauptet nicht, dass $M_2(\mathbb{C})$ die vollständige oktonionische Algebra als Produktalgebra ersetzt.

A.4 Gerichtete Wirtingerzerlegung und Orientierungsinvolution

Zur reell-linearen Zerlegung

$$Z = X + IY, \qquad \bar{Z} = X - IY$$

gehören die beiden Wirtingeroperatoren

$$D_Z = \frac{1}{2}(D_X - ID_Y), \qquad D_{\bar{Z}} = \frac{1}{2}(D_X + ID_Y).$$

Nach Absorption des gemeinsamen Normierungsfaktors verwenden wir im Haupttext

$$D_Z^{(1)} = D_X^{(1)} - ID_Y^{(1)},$$

und

$$D_{\bar{Z}}^{(1)} = D_X^{(1)} + ID_Y^{(1)}.$$

Die beiden Vorzeichen kennzeichnen die beiden konjugierten gerichteten Zweige. Sie sind keine vier frei kombinierbaren Vorzeichenentscheidungen.

Für die spätere operatorische Fixierung sei J_B die komplexe Struktur des Base-Space. Auf dem Raum reell-linearer Operatoren definieren wir

$$\Xi(A) = IAJ_B.$$

Mit

$$J_B^2 = -1, \qquad I^2 = -1$$

folgt

$$\Xi^2 = 1.$$

In der gewählten Orientierung gilt

$$D_X J_B = -D_Y, \qquad D_Y J_B = D_X.$$

Damit erhält man

$$D_Z J_B = -ID_Z, \qquad D_{\bar{Z}} J_B = +ID_{\bar{Z}},$$

und folglich

$$\boxed{\Xi(D_Z) = +D_Z, \qquad \Xi(D_{\bar{Z}}) = -D_{\bar{Z}}.}$$

Die Involution fixiert somit formal diejenige relative X/Y-Orientierung, die im Haupttext bereits aus der Wirtingerzerlegung gelesen wurde.

Ihre spätere Übertragung auf einen eigenen chiralen Träger gehört zu Schritt C.

A.5 Zerlegung des X-Operators

Im quaternionischen Block besitzt der Operator die eindeutige Form

$$D_X^{(1)} = D_{\mathrm{id}} + q_i D_{\mathrm{rot}}^i.$$

In der zweikomponentigen Darstellung wird daraus

$$D_X^{(2)} = D_{\mathrm{id}} \otimes \mathbf{1}_{S_X} + D_{\mathrm{rot}}^i \otimes T_i.$$

Der erste Anteil wirkt spinunabhängig.

Die drei übrigen Anteile wirken über die Generatoren des äußeren Spinträgers.

Es wird damit nicht behauptet, dass sämtliche oktonionische Vortexinformation durch diese vier Komponenten erschöpft sei.

Die Zerlegung isoliert nur denjenigen quaternionischen Anteil, der im späteren X-Raum als äußere Spinantwort dargestellt wird.

A.6 Physikalischer Bildraum

Der formale Oberraum ist

$$V_1 \otimes S_X.$$

Der physikalische Zustand liegt dagegen im durch die transformierte DGL erreichten Bild

$$\mathcal{E}_X \subseteq V_1 \otimes S_X.$$

Diese Unterscheidung verhindert, dass aus einer reinen Trägerfaktorisierung zusätzliche unabhängig besetzbare physikalische Freiheitsgrade abgeleitet werden.

Wenn für einen bestimmten Phase-1-Zweig beide Spinlagen im DGL-Bild vorkommen, erscheinen zwei spinaufgelöste Zustandsrichtungen.

Wenn die DGL einen engeren Bildraum trägt, ist nur dieser physikalisch realisiert.

A.7 Richtungszerlegung des Phase-1-Rotationsfeldes

Das bereits in Phase 1 vorhandene relative Rotationsfeld A ist eine einzige 1-Form auf dem vollständigen Base-Space.

Nach der X/Y-Ordnung kann sie schematisch geschrieben werden als

$$A = A_X + A_Y.$$

Genauer sind A_X und A_Y die Projektionen derselben 1-Form auf die beiden reell vierdimensionalen Richtungsblöcke.

Daraus folgt keine Verdopplung der physikalischen Verbindung.

Insbesondere ist

$$A_X \neq \text{„erstes Feld“}, \qquad A_Y \neq \text{„zweites Feld“}.$$

Beide sind Richtungsanteile derselben Phase-1-Rotationsstruktur.

A.8 Spinbasis und beliebige Orientierung

Für eine normierte äußere Achse $\hat{n}$ lautet der Generator

$$T_{\hat{n}} = \hat{n}_i T_i.$$

Seine beiden Eigenrichtungen bilden eine mögliche Spinbasis.

Eine allgemeine normierte Spinrichtung ist ein Element von

$$S_X \cong \mathbb{C}^2$$

bis auf die gemeinsame komplexe Phase.

Damit ist die Zweikomponentigkeit kein Hinweis auf zwei getrennte Vortextypen.

Sie ist die minimale komplexe Darstellung der kontinuierlichen äußeren $SU(2)$-Orientierung.

A.9 Minkowski-Quadratik und charakteristischer Kegel

Für

$$X = x^\mu \sigma_\mu$$

gilt

$$\det X = (x^0)^2 - (x^1)^2 - (x^2)^2 - (x^3)^2.$$

Damit trägt der hermitesche X-Block die Lorentzquadratik.

Nullrichtungen erfüllen

$$\det X = 0.$$

Dieser Kegel ist die kausale Geometrie des begehbaren Phase-2-Trägers.

Für eine konkrete Ur-DGL muss zusätzlich geprüft werden, dass ihre lokalen propagierenden Lösungen mit dieser Geometrie vereinbar bleiben und keine unabhängige Fortsetzungsrichtung außerhalb dieses Kegels besitzen.

Dies ist keine erneute Freiheit der Raumzeitwahl, sondern eine Zulässigkeitsbedingung an die konkrete Gleichung innerhalb der hier betrachteten TOE-Klasse.

A.10 Rolle einer späteren Fockdarstellung

Der Spinträger stellt bereits vor Phase 4 zwei äußere Spinrichtungen bereit.

Eine spätere Fockdarstellung kann deshalb Moden unterscheiden, die sich unter anderem durch ihren Spinindex unterscheiden.

Aus

$$S_X \cong \mathbb{C}^2$$

allein folgt jedoch keine Besetzungsregel.

Insbesondere wird in Sektion 1 nicht hergeleitet, ob eine bestimmte Mode nullfach, einfach oder mehrfach besetzt werden kann.

Diese Frage gehört zur späteren Besetzungsdarstellung des vollständigen Materiezustands.

Offene Punkte nach Sektion 1

Offene Physik

1. **Dynamische Rolle des äußeren Spins.**
   Sektion 1 zeigt die geometrische Herkunft des Spinträgers S_X, aber keinen zusätzlichen nichtlinearen Mechanismus, der bestimmte Spinrichtungen zu unterschiedlichen stabilen Vortextypen macht. Nach jetzigem Stand bleiben sie kontinuierliche äußere Orientierungen desselben Vortextyps.
2. **Spätere Besetzungslogik.**
   S_X liefert einen Spinindex für spätere lokale Moden. Die fermionische oder bosonische Besetzungsregel folgt daraus noch nicht und muss in der späteren Fockdarstellung des vollständigen Materiezustands geklärt werden.
3. **Reichweite der globalen kosmischen Phase-2-Darstellung.**
   Phase 2 verwendet einen globalen flachen X-Träger. Wie genau diese globale Darstellung in Phase 3 in die gekrümmte lokale Raumzeitdarstellung überführt wird, ohne die bereits festgelegte kausale Information zu verlieren, gehört bewusst nicht mehr zu Sektion 1.

Offene Mathematik

1. **Kausale Fortsetzung der konkreten Ur-DGL.**
   Die Geometrie von X legt den Minkowski-Lichtkegel fest. Für eine konkrete Ur-DGL muss noch gezeigt werden, dass ihre lokalen propagierenden Lösungen keine unabhängige Fortsetzungsrichtung außerhalb dieses Kegels besitzen.
2. **Exakter DGL-Bildraum $\mathcal{E}_X$.**
   Die Theorie benötigt nicht das gesamte freie Tensorprodukt

   $$V_1 \otimes S_X.$$

   Welche Unterräume für eine konkrete Ur-DGL tatsächlich als Lösungen realisiert werden, hängt von deren vollständiger Dynamik ab.
3. **Einbettung des quaternionischen Spinblocks in die vollständige oktonionische Operatorstruktur.**

Die lokale $\mathfrak{su}(2)$-Struktur ist direkt hergeleitet. Eine vollständige globale Einbettung in den gesamten oktonionischen Operator kann ergänzend geprüft werden, ohne die Hauptargumentation davon abhängig zu machen.

4. **Voraussetzungen des späteren dt-Scheibensolvers.**
   Nach dem Einrollen von Y muss präzisiert werden, welche Daten auf einer kosmischen t-Scheibe die reduzierte nichtlineare DGL benötigt und unter welchen Bedingungen daraus die nächste Scheibe eindeutig bestimmt werden kann. Diese Frage wird bewusst erst nach Abschluss der Schritte B und C behandelt.

Wahre Sprache noch nicht endgültig

1. **„Äußere Spinantwort“.**
   Der Begriff ist derzeit die präziseste Kurzform für die auf S_X separat dargestellte quaternionische Orientierungsinformation. In späteren Revisionen sollte geprüft werden, ob „äußere Vortexorientierung“ an einzelnen Stellen noch unmittelbarer ist.
2. **„Kosmische Phase-2-Koordinaten“.**
   Der Begriff soll die globale flache X-Darstellung von späteren lokalen Beobachterkoordinaten unterscheiden. Er darf nicht so gelesen werden, als werde ein physikalisch bevorzugter Beobachter postuliert.
3. **„Göttlicher Blick“.**
   Dieses Bild wird bewusst nur einmal verwendet. Gemeint ist ausschließlich die globale mathematische Darstellung der vollständigen Phase-2-Lösung, nicht ein realer Beobachter außerhalb des Universums.
4. **„Spin up/down“.**
   Diese Begriffe sind nützlich, sobald eine Messachse gewählt ist. Im generischen Zustand ist jedoch die kontinuierliche $SU(2)$-Orientierung fundamentaler als die Wahl zweier Pole. Der Haupttext soll deshalb die Pole nie als zwei neue Vortextypen behandeln.

Kompakte Übergabe an Sektion 2

Nach Sektion 1 ist derselbe Phase-1-Vortex in einer feineren Darstellung beschrieben:

$$\boxed{\mathcal{E}_X \subseteq V_1 \otimes S_X}$$

mit

$$V_1 = \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3$$

für die Phase-1-Target-Identität und

$$S_X \cong \mathbb{C}^2$$

für die äußere quaternionische Spinantwort.

Der vollständige gerichtete Base-Operator bleibt

$$\boxed{D_Z^{(1)} = D_X^{(1)} - I D_Y^{(1)}}$$

und der Y-Block ist noch vollständig vorhanden. Der hermitesche X-Block trägt zugleich bereits die globale Minkowski-Geometrie und den Lichtkegel der weiteren Phase-2-Darstellung.

Damit ist Schritt A abgeschlossen:

> **Die äußere Spinantwort ist aus der vollständigen Phase-1-Fortsetzung getrennt sichtbar geworden, ohne einen neuen Vortextyp zu erzeugen. Der verbleibende Y-Anteil ist weiterhin Teil derselben gerichteten Fortsetzung und trägt genau die Information, die im nächsten Darstellungswechsel ihre Rolle als begehbarer Ort verlieren und als innere Struktur neu erscheinen wird.**

toe-phase2-sektion2_v5a.md

This theory was developed by physicist Roland Bollmann (driving intuitive force and primary conceptual development, bollmann@iPhys.de), with Gemini as a brainstorming partner and ChatGPT assisting with mathematical precision and editorial development.

Phase 2 — Sektion 2

Schritt B: Der Y-Weg wird zur inneren Modengeometrie

Leitgedanke

Schritt A hat den acht reell-dimensionalen Base-Space als

$$Z = X + IY$$

geordnet.

Der hermitesche Block X trägt die äußere Spinantwort und die globale kausale $1+3$-Geometrie von Phase 2. Der zweite hermitesche Block Y ist nach Sektion 1 noch vollständig vorhanden und über

$$D_Z = D_X - ID_Y$$

mit fester Orientierung an dieselbe gerichtete Fortsetzung gebunden.

Schritt B verändert nun die Rolle von Y.

> **Der begehbare Y-Ort verschwindet. Seine Information verschwindet nicht.**

Das ist die eine Frage dieser Sektion:

> **Wie muss die bisher räumlich entlang Y getragene Information dargestellt werden, wenn nur noch X als begehbarer Base-Space übrigbleibt?**

Die Antwort entsteht nicht dadurch, dass wir vier neue innere Freiheitsgrade erfinden.

Sie entsteht aus einer bereits sichtbaren Besonderheit des zweiten Viererblocks. Nicht Y allein, sondern

$$IY$$

steht im gerichteten Operator. Weil Y hermitesch ist, ist IY antihermitesch. Seine endlichen Wirkungen sind deshalb keine offenen Translationen, sondern unitäre Drehungen.

Genau darin liegt die Möglichkeit des Einrollens.

Die vier bisherigen Y-Richtungen werden nach Schritt B nicht mehr als Wege durch einen offenen Ort gelesen. Ihre antihermiteschen Wirkungen integrieren zu einer kompakten unitären Geometrie. Die bisherige Y-Abhängigkeit kann dadurch als innere Modeninformation desselben Vortex dargestellt werden.

Dabei müssen von Anfang an vier verschiedene Rollen auseinandergehalten werden:

- die **relative innere Orientierung** der neuen zweikomponentigen Grundmode;
- ihre **zentrale Windungsstufe**;
- die **Orientierung** dieser Windung;
- und die Frage, wie sich die relative innere Orientierung beim Weg durch X ändert.

Nur die letzte dieser Rollen benötigt ein neues lokales relatives Rotationsfeld.

Die gemeinsame zentrale Phase ist dagegen keine neue relative Orientierung. Sie bleibt dieselbe gemeinsame komplexe Phaseninformation des vollständigen Vortex, die vor dem Einrollen bereits vorhanden war.

Schritt B wird damit aus einem verlorenen Base-Weg keinen neuen Raum machen. Es verteilt dieselbe Information auf einen inneren Modenzustand und die Rotationsstruktur, die dessen relative Orientierung entlang X weiterführt.

2.1 Was „Einrollen“ in dieser Theorie bedeutet

Vor Schritt B ist ein lokaler Zustand noch eine Funktion beider Viererblöcke,

$$\Phi = \Phi(X, Y).$$

Damit kann Information auf zwei Arten sichtbar sein.

Ein Teil der Information liegt darin, **welcher Feldwert** an einem bestimmten Y-Ort vorliegt.

Ein anderer Teil liegt darin, **wie sich der Zustand verändert**, wenn wir entlang einer Y-Richtung weitergehen.

Nach dem Einrollen gibt es dieses „wo entlang Y“ nicht mehr.

Der vollständige Zustand darf seine alte Y-Abhängigkeit trotzdem nicht verlieren. Sonst wäre Schritt B kein Darstellungswechsel derselben Ur-DGL, sondern eine neue Theorie mit weniger Information.

Darum muss die bisher über verschiedene Y-Orte verteilte Information am verbleibenden X-Punkt eine neue Darstellungsform erhalten.

In wahrer Sprache:

> **Vor dem Einrollen konnte der Vortex einen Teil seiner Struktur dadurch zeigen, dass wir ihm entlang Y folgten. Nach dem Einrollen können wir diesen Weg nicht mehr begehen. Was wir dort gefunden hätten, muss nun im Zustand selbst gespeichert sein.**

Das Wort **Einrollen** bezeichnet genau diesen Wechsel.

Es bedeutet nicht, dass wir einen mechanischen Schlauch zusammenwickeln.

Es bedeutet:

$$Y \text{ als begehbarer Weg} \quad \longrightarrow \quad Y\text{-Information als innere Struktur.}$$

Damit beginnt Schritt B mit einem Verlust an äußerer Ortsbeschreibung, aber nicht mit einem Verlust an physikalischer Information.

2.2 Warum gerade IY eine kompakte innere Geometrie trägt

Der zweite Base-Block ist hermitesch:

$$Y = Y^\dagger.$$

Im gerichteten Phase-1-Operator erscheint er jedoch als

$$-ID_Y$$

beziehungsweise geometrisch als antihermitescher Block IY.

Denn

$$(IY)^\dagger = -IY.$$

Eine kleine Änderung in einer antihermiteschen Richtung verändert einen normierten komplexen Zustand zunächst infinitesimal. Setzt man dieselbe Änderung zu einer endlichen Bewegung fort, erhält man

$$U(s) = e^{sIY}.$$

Wegen der Antihermitizität gilt

$$U(s)^\dagger U(s) = \mathbf{1}.$$

Die Bewegung ist also unitär.

Hier liegt die entscheidende geometrische Möglichkeit:

> **Solange Y als Base-Richtung gelesen wird, beschreibt es einen Weg. Durch den bereits vorhandenen Faktor I besitzt dieselbe Richtung zugleich eine antihermitesche Wirkung. Wenn wir ihre Rolle als Ort aufgeben, bleibt genau diese Wirkung übrig: eine unitäre innere Drehung.**

Die vier reellen Richtungen des IY-Blocks spannen die Lie-Algebra

$$\mathfrak{u}(2)$$

auf.

Wir können sie in eine gemeinsame Richtung und drei relative Richtungen ordnen. In hermitescher Generatornotation schreiben wir

$$T_0 = \frac{1}{2}\mathbf{1}_2, \qquad T_a = \frac{1}{2}\sigma_a, \qquad a = 1, 2, 3.$$

Die zugehörigen endlichen inneren Drehungen besitzen die Form

$$U = \exp[I\,(\theta_0 T_0 + \theta_a T_a)] \in U(2).$$

Damit ist $U(2)$ nicht als bekannte Eichgruppe in die Theorie eingesetzt worden.

Sie entsteht, weil die vier bisherigen Y-Richtungen nach dem Einrollen ihre antihermitesche Wirkung behalten.

2.3 Eine gemeinsame Phase und drei relative Drehungen

Die vier Generatorrichtungen erfüllen nicht dieselbe physikalische Aufgabe.

Der zentrale Generator

$$T_0 = \frac{1}{2}\mathbf{1}_2$$

dreht alle Komponenten eines inneren Zustands gemeinsam.

Die drei Generatoren

$$T_1, \qquad T_2, \qquad T_3$$

verändern dagegen die Komponenten relativ zueinander.

Das ist der erste wichtige Unterschied von Schritt B.

> **Eine gemeinsame Phase verändert den Takt des gesamten inneren Zustands. Eine relative $SU(2)$-Drehung verändert, wie seine beiden inneren Komponenten zueinander stehen.**

Nur die zweite Änderung erzeugt eine neue **relative Orientierung**, die beim Weg durch X lokal verschieden sein kann und deshalb durch ein neues Rotationsfeld weitergeführt werden muss.

Die gemeinsame Phase benötigt dagegen nicht automatisch ein weiteres unabhängiges Feld.

Vor dem Einrollen besitzt der vollständige Vortex bereits eine gemeinsame komplexe I-Drehung. Schritt B darf dieselbe Bewegung nicht ein zweites Mal als neuen Freiheitsgrad zählen.

Darum muss von Anfang an zwischen zwei Aussagen unterschieden werden:

$$\boxed{\text{innerer Zustandsraum: } U(2)}$$

aber

$$\boxed{\text{neuer relativer Rotationsrahmen: } SU(2).}$$

Der zentrale $U(1)$-Anteil bleibt als gemeinsame Phase und Windungsinformation des inneren Zustands wichtig. Er wird nur nicht als viertes neues unabhängiges Phase-2-Rotationsfeld gezählt.

2.4 Der geschlossene innere Vortex ist keine neue Substanz

Die Vortexsprache aus Phase 1 bleibt auch nach dem Einrollen nützlich.

Vorher konnten wir einem Vortex entlang Y folgen.

Nachher ist dieser Weg nicht mehr begehbar. Seine Fortsetzung erscheint als Bewegung auf der kompakten inneren Geometrie $U(2)$.

Das Bild eines **inneren Umlaufs** darf deshalb weiterhin verwendet werden, solange klar bleibt, was gemeint ist:

> **Es bewegt sich kein kleines Teilchen in einem verborgenen mechanischen Raum. Der Umlauf bezeichnet die wiederkehrende Änderung des Feldzustands unter den unitären Wirkungen, die aus dem ehemaligen Y-Weg erhalten geblieben sind.**

Gerade die Kompaktheit ist für stabile Moden entscheidend.

Auf einem offenen Translationsweg könnte die alte Y-Koordinate ohne Wiederkehr immer weiter anwachsen. Nach dem Einrollen liegt die erhaltene Information dagegen auf einer geschlossenen unitären Geometrie. Fortgesetzte innere Änderungen können deshalb wiederkehrende Modenmuster bilden.

Ein stabiler Materievortex kann eine solche innere Struktur bei jedem Schritt durch X erneut in derselben Form weitertragen.

Damit ist die hydrodynamische Lesart weiterhin sinnvoll:

> **Ein stabiler Vortex besitzt nicht nur ein äußeres Profil. Er trägt ein inneres, in sich geschlossenes Fortsetzungsmuster mit.**

Die Mathematik dieser geschlossenen Muster ist die Modentheorie auf $U(2)$.

2.5 Aus dem verlorenen Y-Weg wird eine vollständige Modenbasis

Wenn Y nicht mehr als Ort vorkommt, dürfen wir seine frühere kontinuierliche Information nicht einfach durch zwei oder vier diskrete Labels ersetzen.

Wir brauchen eine vollständige Beschreibung aller inneren Muster, die auf der kompakten $U(2)$-Geometrie möglich sind.

Die Situation ist die gruppentheoretische Verallgemeinerung einer Fourierzerlegung.

Auf einem Kreis werden beliebige periodische Funktionen in ganzzahlige Fouriermoden zerlegt.

Auf $U(2)$ übernehmen die irreduziblen unitären Darstellungen dieselbe Rolle.

Der Peter–Weyl-Satz bestätigt mathematisch:

$$L^2(U(2)) \cong \widehat{\bigoplus}_{\lambda} W_\lambda \otimes W_\lambda^*.$$

In wahrer Sprache:

> **Wir ersetzen den verschwundenen Y-Weg nicht durch wenige willkürlich gewählte Zustände. Wir speichern die gesamte bisherige Y-Abhängigkeit als ihre inneren Moden. Was vorher als Funktion entlang eines begehbaren Weges sichtbar war, erscheint danach als Menge von Modenkoeffizienten am verbleibenden X-Punkt.**

Schematisch kann man sich den Darstellungswechsel so vorstellen:

$$\Phi(X,Y) = \sum_{\lambda} \phi_\lambda(X)\, D_\lambda(Y) \quad \longrightarrow \quad \{\phi_\lambda(X)\}_\lambda.$$

Dabei wird keine konkrete Basisfunktion D_λ als neue Physik eingeführt. Die Gleichung sagt nur: Die vollständige Information der früheren Y-Abhängigkeit bleibt in ihren Modenkoeffizienten erhalten.

Der einzelne **innere Vortexumlauf** ist dann nicht die gesamte gespeicherte Y-Funktion. Er ist ein bestimmtes wiederkehrendes Modenmuster innerhalb dieser vollständigen Modendarstellung.

Das ist die eigentliche Bedeutung des Einrollens.

Information, die vorher als Ortsabhängigkeit erschien, wird nun als Modeninhalt sichtbar. Beim Weg durch X muss die reduzierte DGL nur noch verfolgen, wie sich diese Modenkoeffizienten und ihre relativen inneren Orientierungen verändern.

2.6 Drei verschiedene Modendaten: j, n und h

Die Moden der inneren $U(2)$-Geometrie tragen drei verschiedene Arten von Information.

Die drei relativen Generatoren T_a bilden $SU(2)$. Wie beim gewöhnlichen Spin werden die irreduziblen $SU(2)$-Träger durch

$$j = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$$

klassifiziert. Ein solcher Träger besitzt

$$\boxed{\dim_{\mathbb{C}} W_j = 2j + 1}.$$

Damit folgen für die ersten nichttrivialen Fälle unmittelbar

$$j = \frac{1}{2} \;\Rightarrow\; W_{1/2} \cong \mathbb{C}^2,$$

$$j = 1 \;\Rightarrow\; W_1 \cong \mathbb{C}^3,$$

$$j = \frac{3}{2} \;\Rightarrow\; W_{3/2} \cong \mathbb{C}^4.$$

Die halbzahlige Reihe ist hier also keine zusätzliche TOE-Annahme. Sie ist die bekannte Klassifikation der irreduziblen $SU(2)$-Darstellungen.

Der Wert j sagt damit:

> **Wie groß ist der irreduzible innere Träger, auf dem die drei relativen Drehungen wirken?**

Zusätzlich besitzt die gemeinsame zentrale Phasenrichtung eine ganzzahlige Windung

$$q \in \mathbb{Z}.$$

Wir zerlegen sie für $q \neq 0$ in Betrag und Orientierung:

$$n := |q|, \qquad h := \operatorname{sgn}(q), \qquad q = hn.$$

Dabei bedeutet

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

die Windungsstufe.

Für $n > 0$ bezeichnet

$$h = \pm 1$$

die Orientierung derselben Windung.

Damit beantworten die drei Zahlen verschiedene Fragen:

$$j : \quad \text{welcher innere } SU(2)\text{-Träger?}$$

$$n : \quad \text{wie stark beziehungsweise wie oft zentral gewunden?}$$

$$h : \quad \text{in welcher Orientierung gewunden?}$$

Diese Unterscheidung wird später entscheidend.

Insbesondere ist h **kein zusätzlicher innerer Isospinindex** und keine neue Teilchensorte.

2.7 Warum j und q nicht unabhängig gewählt werden können

Die zentrale Phase und die relative $SU(2)$-Geometrie sind nicht einfach zwei getrennte Gruppen, die beliebig nebeneinander stehen.

Es gilt

$$U(2) \cong \frac{SU(2) \times U(1)}{\mathbb{Z}_2}.$$

Der Grund ist anschaulich:

Eine halbe gemeinsame Phasendrehung und der zentrale Vorzeichenwechsel

$$-\mathbf{1} \in SU(2)$$

beschreiben zusammen dieselbe $U(2)$-Transformation zweimal.

Eine physikalische Mode darf aus dieser doppelten Beschreibung nicht zwei verschiedene Zustände machen.

Auf einem Isospinträger j wirkt das Zentrum von $SU(2)$ als

$$(-1)^{2j}.$$

Die zentrale Windung q liefert am gegenüberliegenden Punkt des $U(1)$-Kreises

$$(-1)^{q}.$$

Beide Doppelbeschreibungen müssen sich gegenseitig aufheben:

$$(-1)^{2j}(-1)^{q} = 1.$$

Daraus folgt

$$\boxed{q \equiv 2j \pmod 2.}$$

In wahrer Sprache:

> **Die relative innere Mode und ihre gemeinsame Windung müssen dieselbe Gesamtgeometrie beschreiben. Darum dürfen ihre Vorzeichen nicht unabhängig gewählt werden.**

Für

$$j = \frac{1}{2}$$

ist q ungerade:

$$q = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$$

Für

$$j = 1$$

ist q gerade:

$$q = 0, \pm 2, \pm 4, \dots$$

und entsprechend für höhere Träger.

Damit wählt die Geometrie bereits aus, welche Windungsstufen zu welchem inneren Trägertyp gehören können.

2.8 Die fundamentale kalte Mode

Die kleinste nichttriviale $SU(2)$-Darstellung besitzt

$$j = \frac{1}{2}.$$

Nach

$$\dim_{\mathbb{C}} W_j = 2j + 1$$

trägt sie genau zwei komplexe Komponenten:

$$W_{1/2} \cong \mathbb{C}^2.$$

Diesen fundamentalen Dublettträger nennen wir von nun an

$$\boxed{W_{\text{iso}} := W_{1/2} \cong \mathbb{C}^2}.$$

Die kleinste dazu erlaubte nichtverschwindende zentrale Windung ist

$$n = 1.$$

Damit ist die geometrisch einfachste nichttriviale innere Materiemode

$$\boxed{j = \frac{1}{2}, \qquad n = 1, \qquad h = \pm 1.}$$

Der Träger dieser Mode ist damit gerade der eben ausgezeichnete fundamentale Dublettträger W_{iso}.

Diese Auswahl besitzt zwei Ebenen.

Erstens bestimmt die $U(2)$-Geometrie, **welche Mode überhaupt die kleinste zulässige nichttriviale Mode ist**.

Zweitens liefert die kosmologische Entwicklung eine physikalische Auswahl.

Höhere j-Darstellungen besitzen größere innere Träger und mehr relative Struktur. Höhere zulässige Windungsstufen n tragen stärkere beziehungsweise mehrfach umlaufende zentrale Gradienten. Beides erhöht den inneren Fortsetzungsaufwand der DGL.

In einem heißen Zustand können solche angeregten Strukturen vorhanden sein.

In einem kalten Universum ist dagegen die niedrigste stabile zulässige Mode der natürliche Endpunkt für Materie, die überschüssige Anregung abgeben kann.

> **Die Geometrie bestimmt die einfachste erlaubte Materiemode. Die Abkühlung des Universums erklärt, warum gerade diese Mode die langlebige kalte Materie dominieren kann.**

Damit bleibt das kalte Universum ein wesentlicher Teil der physikalischen Geschichte.

Höhere $SU(2)$-Darstellungen

$$\mathbb{C}^3, \quad \mathbb{C}^4, \quad \dots$$

sind dabei nicht einfach zweite und dritte Generation derselben fundamentalen Materie.

Sie besitzen einen anderen inneren Trägertyp und wären daher **exotische Materie**.

Sollten spätere Generationen als Anregungen derselben Grundmaterie erklärt werden, müssen sie die fundamentalen inneren Vortextypen auf

$$V_1 \otimes W_{\mathrm{iso}}$$

erhalten. Welche Profil-, Windungs- oder anderen Anregungen dies leisten könnten, bleibt eine spätere Theoriefrage.

2.9 Der innere Zweierraum ist noch keine u/d-Achse

Der fundamentale Träger

$$W_{\mathrm{iso}} \cong \mathbb{C}^2$$

stellt zunächst einen inneren Zweierraum bereit.

Eine beliebige normierte Richtung darin ist ein möglicher innerer Zustand.

Wir können zu Rechenzwecken irgendeine Basis

$$|1\rangle, \qquad |2\rangle$$

wählen.

Diese Basis ist in Schritt B noch keine physikalisch ausgezeichnete Teilchenachse.

Insbesondere nennen wir die beiden Richtungen hier noch nicht fundamental „u“ und „d“.

> **Ein Zweierraum liefert mögliche innere Richtungen. Erst die vollständige DGL kann bestimmte Richtungen als stationäre Eigenkanäle auszeichnen.**

Damit wiederholt sich in schärferer Form eine Lektion aus Sektion 1.

Auch

$$S_X \cong \mathbb{C}^2$$

war nicht deshalb zwei neue Materiesorten, weil der Träger zwei Komponenten besitzt.

Beim inneren Träger W_{iso} kommt später jedoch zusätzliche Dynamik hinzu. Die vollständige Phase-2-Fortsetzung wird zwei stationäre innere Eigenrichtungen bestimmen. Erst danach erhalten diese Pole ihre physikalische Bedeutung.

Schritt B stellt dafür die Geometrie bereit, nicht bereits die endgültige dynamische Auswahl.

2.10 Die Windungsorientierung h speichert eine verlorene Wegorientierung

Für jede nichtverschwindende Windungsstufe besitzt die zentrale Mode zwei Orientierungen:

$$q = +n \qquad \text{oder} \qquad q = -n.$$

Wir schreiben

$$q = hn, \qquad h = \pm 1.$$

Vor dem Einrollen konnten wir die Orientierung einer Y-Fortsetzung als Orientierung eines gerichteten Weges verfolgen.

Nach dem Einrollen existiert dieser Weg nicht mehr als Ort.

Sein Drehsinn darf trotzdem nicht verlorengehen.

Darum ist h keine neue zusätzliche Materieachse, sondern **gespeicherte Orientierungsinformation des eingerollten Weges**.

> **Der Ort verschwindet. Der Drehsinn seines gerichteten Umlaufs bleibt im Modenzustand erhalten.**

Die beiden Werte $h = \pm 1$ sind deshalb real vorhandene Fourier- beziehungsweise Windungssektoren.

Aber sie dürfen nicht wie ein weiterer frei tensorierbarer Teilchenindex behandelt werden.

Schritt B weiß außerdem noch nicht, wie dieses Orientierungszeichen mit der Target-Konjugation zusammenhängt.

Genau diese offene Beziehung führt zu Schritt C.

2.11 Nur die relative innere Orientierung braucht ein neues Rotationsfeld

Der innere Zustand kann sich von einem kosmischen X-Punkt zum nächsten ändern.

Dabei müssen wir erneut unterscheiden, **was** sich ändert.

Wenn beide Komponenten nur dieselbe gemeinsame Phase aufnehmen, entsteht keine neue relative Orientierung.

Wenn sich die beiden Komponenten dagegen gegeneinander drehen, hat sich der innere Zustand relativ verändert.

Diese relative Änderung muss die reduzierte DGL beim Weg durch X weiterführen.

Dafür entsteht das neue Phase-2-Rotationsfeld

$$\mathcal{W}_\mu(X) = -I\, W_\mu^a(X) T_a, \qquad a = 1, 2, 3.$$

Es ist

$$\mathfrak{su}(2)$$

wertig.

In wahrer Sprache:

> **Das neue Rotationsfeld sagt nicht, welche innere Mode vorhanden ist. Es sagt, wie sich die relative Orientierung dieser Mode beim Weg zum nächsten X-Punkt verändert.**

Die Modendaten

$$j, \qquad n, \qquad h$$

gehören zum Materiezustand.

Die Koeffizienten

$$W_\mu^a$$

gehören zur lokalen Fortsetzungsregel.

Diese beiden Rollen dürfen nicht vermischt werden.

Besonders wichtig:

$$T_0$$

ist zwar ein Generator der inneren $U(2)$-Zustandsgeometrie, aber aus ihm folgt **kein viertes neues unabhängiges lokales Phase-2-Rotationsfeld**.

Die gemeinsame Phase des Vortex war bereits vor dem Einrollen vorhanden.

Schritt B macht ihren neuen Darstellungsort sichtbar, erzeugt aber keine zweite Kopie derselben Bewegung.

2.12 Was aus dem alten Phase-1-Rotationsfeld entlang Y wird

Sektion 1 hat bereits festgehalten:

$$A = A_X\, dX + A_Y\, dY.$$

A_X und A_Y sind Richtungsanteile derselben Phase-1-Verbindung.

Wenn der Y-Weg nun seine Rolle als Ort verliert, kann auch A_Y nicht mehr als gewöhnliche Verbindungskomponente entlang eines begehbaren dY-Weges fortgeführt werden.

Seine Information darf aber ebenfalls nicht verschwinden.

Ein Teil dieser Information steckt nun in der inneren Windung und ihrer Phasenlage.

Ein anderer Teil wird später in der entlang X sichtbaren Wirkung der bereits vorhandenen Phase-1-Rotation weitergetragen.

Entscheidend ist schon hier:

> **Zwei neue Darstellungsorte derselben alten Phaseninformation sind nicht zwei neue physikalische Bewegungen.**

Das verhindert, dass das Einrollen aus dem alten A_Y-Anteil unbemerkt ein zusätzliches unabhängiges neutrales X-Feld erzeugt.

2.13 Die gemeinsame Phase des Phase-1-Dreierraumtransportes muss erhalten bleiben

Hier erscheint eine zweite Information, die beim Einrollen leicht verloren gehen könnte.

Im Dreierraumzweig von Phase 1 wird die lokale Orientierung durch eine $U(3)$-Wirkung weitergeführt.

Schreiben wir den entlang des alten Y-Weges betrachteten Dreierraumtransport als

$$C_Y \in U(3),$$

dann enthält er zwei verschiedene Arten von Information:

- wie die drei komplexen Dreierraumrichtungen gegeneinander gemischt werden;
- welche **gemeinsame skalare Phase** alle drei zusammen tragen.

Die erste Information liegt im relativen $SU(3)$-Anteil.

Die zweite bleibt übrig, wenn wir diese relative Farbmischung vergessen.

Mathematisch ist genau dieser skalare Rest

$$U(3)/SU(3) \cong U(1).$$

Wenn der Y-Weg eingerollt wird, darf diese gemeinsame Phase nicht verschwinden.

Auf dem fundamentalen neuen inneren Träger

$$W_{\mathrm{iso}} \cong \mathbb{C}^2$$

gibt es genau eine gemeinsame Phasenrichtung:

$$Z(U(2)) = \left\{ e^{I\varphi} \mathbf{1}_2 \right\}.$$

Darum muss dieselbe skalare Umlaufinformation auf diese zentrale innere Richtung übertragen werden.

In wahrer Sprache:

> **Wir vergessen beim Einrollen nicht die gemeinsame Phase der drei komplexen Dreierraumrichtungen. Wir vergessen nur, dass diese Phase vorher an einen begehbaren Y-Weg gebunden war. Dieselbe skalare Information erscheint danach als gemeinsame Phase des inneren Zweierraums.**

Diese Aussage bedeutet nicht, dass der zentrale Generator T_0 mit dem Phase-1-Relativgenerator als Operator identisch wäre.

Sie bedeutet:

> **Der neue zentrale Darstellungsort erhält seine skalare Phaseninformation aus einem bereits vorhandenen Phase-1-Transport.**

Damit wird auch verständlich, warum T_0 kein zusätzliches unabhängiges lokales Rotationsfeld verlangt.

2.14 Die skalare Übertragung ist eindeutig bis auf Orientierung

Die vorherige Aussage lässt sich mathematisch präzisieren.

Wir betrachten nur die skalare Information des alten Dreierraumtransportes:

$$R_0 : U(3)/SU(3) \longrightarrow Z(U(2)).$$

Da Schritt B dieselbe Information nur anders darstellt, darf diese Abbildung auf dem skalaren Kreis keine Information vervielfachen oder verlieren.

Nun gilt

$$U(3)/SU(3) \overset{\det}{\cong} U(1).$$

Daher ist die primitive informationsgleiche Übertragung bis auf die Wahl der Orientierung

$$\boxed{R_0([C]) = (\det C)\,\mathbf{1}_2.}$$

Allgemein wären zwar Charaktere

$$(\det C)^m, \qquad m \in \mathbb{Z},$$

möglich.

Für $|m| > 1$ würde aber derselbe alte Phasenkreis mehrfach auf den neuen abgebildet. Das wäre kein invertierbarer Darstellungswechsel derselben isolierten Phaseninformation.

Darum gilt für die primitive Übertragung

$$|m| = 1.$$

Auf Lie-Algebra-Ebene wird der skalare Anteil durch die Spur bestimmt.

Für

$$A_Y \mathbf{1}_3 + G_Y, \qquad \operatorname{tr} G_Y = 0,$$

folgt

$$\boxed{A_Y \mathbf{1}_3 + G_Y \longmapsto 3A_Y.}$$

Der spurfreie relative Farbmischungsanteil liefert keinen zentralen Phasenbeitrag.

Die gemeinsame Phase aller drei Dreierraumrichtungen dagegen addiert sich genau dreifach.

Diese Normierungsinformation wird später wichtig.

Sektion 2 identifiziert daraus noch keine elektrische Ladung.

Sie hält nur fest, wie dieselbe skalare Phase den Darstellungswechsel überlebt.

2.15 Äußerer Spin und innerer Zweierraum gehören zum selben Materievortex

Nach Schritt A besitzt der Materievortex die äußere Spinantwort

$$S_X \cong \mathbb{C}^2.$$

Nach Schritt B besitzt seine fundamentale innere Mode den Träger

$$W_{\text{iso}} \cong \mathbb{C}^2.$$

Diese beiden Zweierraumstrukturen haben verschiedene geometrische Ursprünge.

S_X trägt die äußere quaternionische Orientierung im X-Block.

W_{iso} trägt die fundamentale innere relative Orientierung der eingerollten Y-Geometrie.

Der gemeinsame formale Träger kann deshalb als

$$S_X \otimes W_{\text{iso}}^* \cong M_2(\mathbb{C})$$

geschrieben werden.

In einer beliebigen inneren Basis

$$|1\rangle, \qquad |2\rangle$$

besitzt der Zustand die Form

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_{\uparrow 1} & \psi_{\uparrow 2} \\ \psi_{\downarrow 1} & \psi_{\downarrow 2} \end{pmatrix}.$$

Die Zeilen tragen die äußere Spinantwort.

Die Spalten tragen die innere Zweiraumantwort.

Eine äußere Spinrotation wirkt auf die Zeilen.

Eine innere relative $SU(2)$-Rotation wirkt auf die Spalten.

> **Matrix-„links“ und Matrix-„rechts“ bezeichnen hier nur zwei verschiedene Faktoren desselben Zustands. Sie sind noch keine Lorentz-Chiralität.**

Die spätere L/R-Etage wird aus einer anderen Information entstehen: der erhaltenen Orientierung des gerichteten X/Y-Weges.

2.16 Auch hier gilt das Bildraumprinzip

Der formale Träger

$$V_1 \otimes S_X \otimes W_{\text{iso}}$$

zeigt, wo die inzwischen getrennt sichtbaren Informationen dargestellt werden können.

Er beweist nicht, dass die Ur-DGL jeden formalen Platz unabhängig besetzt.

Wir schreiben deshalb schematisch

$$\mathcal{E}_{2b} \subseteq V_1 \otimes S_X \otimes W_{\mathrm{iso}}.$$

Physikalisch vorhanden ist zunächst nur das Bild der transformierten Ur-DGL.

Damit gilt dasselbe Prinzip wie in Sektion 1:

> **Ein neuer Faktor schafft einen Darstellungsort. Erst die DGL entscheidet, welche Kombinationen wirklich zu derselben vollständigen Lösung gehören.**

Das ist besonders wichtig für die Windungsorientierung h.

Sie ist reale Information, aber kein zusätzlicher frei tensorierbarer Faktor der Materieidentität.

2.17 Acht fundamentale innere Identitätsrichtungen, sechzehn spinaufgelöste Darstellungsrichtungen

Der Phase-1-Target-Träger besitzt vier fundamentale Richtungen:

$$\dim_{\mathbb{C}} V_1 = 4.$$

Die fundamentale innere Mode besitzt zwei Richtungen:

$$\dim_{\mathbb{C}} W_{\mathrm{iso}} = 2.$$

Damit besitzt der fundamentale innere Träger

$$E_{\mathrm{int}} = V_1 \otimes W_{\mathrm{iso}}$$

die komplexe Dimension

$$\boxed{4 \times 2 = 8}.$$

Schritt B macht damit **acht fundamentale innere Identitätsrichtungen** als mögliche Darstellungsorte sichtbar.

Sie kombinieren

- einen der vier Phase-1-Target-Zweige;
- eine Richtung im fundamentalen inneren Dublettträger.

Aber Schritt B hat in W_{iso} noch keine physikalische Eigenachse ausgewählt. Darum nennen wir diese acht Richtungen an dieser Stelle noch nicht acht vollständig physikalisch unterschiedene Vortextypen.

Erst wenn die vollständige DGL zwei stationäre Eigenrichtungen in W_{iso} auswählt, werden die acht Kombinationen als acht fundamentale Vortextypen physikalisch unterscheidbar.

Der äußere Spin löst die acht inneren Identitätsrichtungen zusätzlich in zwei Spinrichtungen auf:

$$\boxed{4_{V_1} \times 2_{W_{\mathrm{iso}}} \times 2_{S_X} = 16.}$$

Damit besitzt der formale fundamentale kalte Dublettsektor

$$\boxed{16}$$

spinaufgelöste Darstellungsrichtungen. Sobald die innere DGL-Eigenachse festgelegt ist, können diese als sechzehn spinaufgelöste Materieidentitäten gelesen werden.

Die Windungsorientierung

$$h = \pm 1$$

wird **nicht** noch einmal als Faktor multipliziert.

Sie beschreibt zwei gekoppelte Fortsetzungsorientierungen derselben Materieidentität.

Schritt C wird zeigen, wie diese gespeicherte Orientierung auf einen eigenen Dirac-Träger geschrieben wird.

Darum gilt:

$$\boxed{\text{Orientierungsbuchhaltung} \neq \text{zusätzliche Teilchensorte.}}$$

2.18 Ein erster fermionischer Vorläufer: vollständige Vortexprofile sind nicht frei skalierbar

Bis hierher haben wir nur beschrieben, welche Materiestrukturen und Rotationsrichtungen nach dem Einrollen getrennt sichtbar sind.

Nun zeigt die Nichtlinearität der Ur-DGL bereits einen wichtigen Unterschied zwischen beiden Arten von Feldinformation.

Schreiben wir schematisch

$$L[\Psi] + \mathcal{N}_2[\Psi] = 0,$$

wobei L den linearen Fortsetzungsanteil und $\mathcal{N}_2$ die quadratische Selbstwirkung bezeichnet.

Ist Ψ eine vollständige Lösung, dann gilt

$$L[\Psi] = -\mathcal{N}_2[\Psi].$$

Verdoppeln wir nun gedanklich exakt dasselbe vollständige lokale Profil:

$$\Psi \longrightarrow 2\Psi.$$

Der lineare Anteil skaliert als

$$L[2\Psi] = 2L[\Psi].$$

Die quadratische Selbstwirkung skaliert dagegen als

$$\mathcal{N}_2[2\Psi] = 4\mathcal{N}_2[\Psi].$$

Damit folgt im Allgemeinen

$$L[2\Psi] + \mathcal{N}_2[2\Psi] = 2\mathcal{N}_2[\Psi] \neq 0.$$

Also:

$$\boxed{\Psi \text{ Lösung } \not\Rightarrow \ 2\Psi \text{ dieselbe Lösung mit doppelter lokaler Besetzung.}}$$

In wahrer Sprache:

> **Ein vollständiger Materievortex ist nicht einfach eine frei skalierbare Feldamplitude. Seine Form und Stärke gehören gemeinsam zu derselben nichtlinearen DGL-Bilanz. Legen wir exakt dasselbe vollständige Profil nochmals auf sich selbst, verändert sich die Selbstwirkung stärker als der lineare Weiterlauf. Die alte Lösung gerät unter DGL-Stress.**

Das ist noch **kein Pauli-Prinzip**.

Es ist ein vorquantisierter struktureller Vorläufer:

> **Vollständige Materieprofile sind lokal nicht frei stapelbar.**

Mehrere spätere Teilchen desselben Vortextyps sind dadurch nicht verboten.

In der noch unfokussierten Blocklösung können mehrere Beiträge desselben Typs räumlich und strukturell verschmiert vorhanden sein.

Was nicht funktioniert, ist die naive Identifikation

$$\text{„zweimal derselbe Zustand“} = 2\Psi_\star$$

für exakt dasselbe vollständige lokale Vortexprofil.

Die spätere Fokussierung wird aus einer solchen verschmierten Gesamtstruktur einzelne Besetzungen unterscheidbar machen.

Phase 2 bereitet dafür bereits die selbstgeschlossenen Materieprofile vor, die später überhaupt sinnvoll einzeln gezählt werden können.

2.19 Ein erster bosonischer Vorläufer: Rotationsfeldbeiträge können dieselbe Richtung verstärken

Das neue relative Rotationsfeld

$$\mathcal{W}_\mu = -IW_\mu^a T_a$$

ist ontologisch etwas anderes als ein vollständiger Materievortex.

Es sagt nicht:

> „Hier befindet sich ein zweiter geschlossener Materiekern.“

Es sagt:

> **Wie stark wirkt an diesem Ort eine bestimmte relative innere Generatorrichtung auf die Fortsetzung der vorhandenen Zustände?**

Mehrere Beiträge zur selben Generatorrichtung können deshalb zunächst in derselben lokalen Koeffizientenfunktion erscheinen.

Schematisch:

$$W_\mu^a = W_{\mu,1}^a + W_{\mu,2}^a + \cdots .$$

Dadurch entsteht nicht allein schon ein neuer Vortextyp.

Diese Überlagerungsfähigkeit ist der **bosonische Vorläufer** der Rotationsfelder.

Auch hier behauptet Schritt B noch keine vollständige Bose-Statistik.

Insbesondere folgt nicht, dass beliebig große Rotationsfeldamplituden immer ohne weitere DGL-Rückwirkung möglich wären.

Die spätere Dynamik muss entscheiden, wie verschiedene Rotationsfelder sich selbst, andere Rotationsfelder und Materievortizes koppeln.

Für Schritt B genügt der strukturelle Gegensatz:

> **Materieidentität sitzt in einem vollständigen nichtlinearen Vortexprofil.**
> **Rotationsfeldinformation sitzt zunächst in der Stärke einer Generatorwirkung.**

Darum kann die spätere Fockdarstellung plausibel zwei verschiedene Besetzungslogiken sichtbar machen, ohne diese Unterscheidung erst aus dem Nichts zu erzeugen.

2.20 Was Schritt B noch nicht entscheidet

Schritt B hat nun mehrere Informationen getrennt sichtbar gemacht.

Er hat aber bewusst noch nicht alle späteren Fragen beantwortet.

Er entscheidet noch nicht,

- welche beiden Richtungen in W_{iso} durch die vollständige DGL als stationäre physikalische Eigenkanäle ausgezeichnet werden;
- wie die Windungsorientierung h mit Target-Konjugation zusammenhängt;
- warum der aus Y stammende relative $SU(2)$-Transport später direkten Support nur auf einer bestimmten Dirac-Etage besitzt;
- welche Dynamik die freien Rotationsfelder selbst besitzen;
- oder wie Phase 4 aus den verschmierten vollständigen Lösungen einzelne diskrete Besetzungen fokussiert.

Diese offenen Fragen sind keine Lücken im Einrollen selbst.

Sie gehören zu den nächsten Darstellungsstufen derselben Information.

2.21 Übergang zu Schritt C

Am Ende von Schritt B ist Y kein begehbarer Ort mehr.

Seine Information lebt weiter als

- kompakte innere $U(2)$-Modengeometrie;
- fundamentaler innerer Träger

$$W_{\mathrm{iso}} \cong \mathbb{C}^2;$$

- zentrale Windungsstufe n;
- Windungsorientierung h;
- neues relatives $SU(2)$-Rotationsfeld entlang X;
- und erhaltene gemeinsame skalare Phase aus dem Phase-1-Transport.

Eine Information ist dabei besonders auffällig.

Sektion 1 hat bereits gezeigt, dass der gerichtete Ur-Operator zwei konjugierte relative X/Y-Orientierungen besitzt:

$$D_Z = D_X - ID_Y, \qquad D_{\bar{Z}} = D_X + ID_Y.$$

Nach dem Einrollen ist der Y-Weg selbst verschwunden.

Seine Orientierung lebt jedoch als Windungsorientierung weiter.

Damit entsteht die nächste unvermeidliche Frage:

> **Wo wird diese binäre Orientierungsinformation abgelegt, wenn sie nicht länger an einem begehbaren Y-Weg hängen kann?**

Schritt C beantwortet genau diese Frage.

Er wird die gespeicherte X/Y-Orientierung aus der inneren Modenbeschreibung herauslösen und auf einen eigenen Träger schreiben.

Erst dort entsteht die spätere Dirac-Etage.

Ergebnis von Schritt B

Schritt B lässt sich in wahrer Sprache zusammenfassen:

> **Der zweite Viererblock Y wird nicht gelöscht. Er verliert nur seine Rolle als begehbarer Ort. Weil seine Wirkung im gerichteten Operator durch den Faktor I antihermitesch ist, können**

die vier bisherigen Y-Richtungen als unitäre innere Drehungen weitergelesen werden. Ihre endlichen Wirkungen bilden die kompakte Zustandsgeometrie $U(2)$. Deren vollständige Moden speichern die zuvor räumlich verteilte Y-Information. Die kleinste nichttriviale kalte Materiemode besitzt $j = \frac{1}{2}$ und $n = 1$ und lebt auf $W_{\mathrm{iso}} \cong \mathbb{C}^2$. Die gemeinsame zentrale Phase und die drei relativen Drehungen haben verschiedene Rollen: Nur die drei relativen Richtungen benötigen ein neues $SU(2)$-Rotationsfeld entlang X; die zentrale Phase bleibt bereits vorhandene Phasen- und Windungsinformation des vollständigen Vortex. Die beiden Windungsorientierungen $h = \pm 1$ sind reale Fortsetzungsinformation, aber keine zusätzliche Teilchensorte. Damit werden acht fundamentale innere Identitätsrichtungen beziehungsweise sechzehn spinaufgelöste Darstellungsrichtungen sichtbar; ihre physikalische Lesart als Vortextypen beziehungsweise Materieidentitäten wird vollständig, sobald die DGL in W_{iso} ihre stationäre Eigenachse auswählt. Bereits vor der Fockdarstellung zeigt die nichtlineare DGL zudem einen ersten Unterschied zwischen nicht frei skalierbaren vollständigen Materieprofilen und überlagerungsfähigen Rotationsfeldbeiträgen.

Mathematiker-Anhang zu Sektion 2

A.1 Von Herm_2 zu $\mathfrak{u}(2)$

Sei

$$Y = Y^\dagger \in \mathrm{Herm}_2(\mathbb{C}_I).$$

Dann gilt

$$(IY)^\dagger = -IY.$$

Also liegt

$$IY \in \mathfrak{u}(2).$$

Da ein hermitesches 2×2-Matrixelement eindeutig als

$$Y = y^0 \mathbf{1}_2 + y^a \sigma_a$$

geschrieben werden kann, spannen

$$I\mathbf{1}_2, \qquad I\sigma_1, \qquad I\sigma_2, \qquad I\sigma_3$$

den vierdimensionalen reellen Raum $\mathfrak{u}(2)$ auf.

Für jedes antihermitesche K gilt

$$\frac{d}{ds}\left(e^{sK^\dagger}e^{sK}\right) = 0,$$

und bei $s = 0$

$$e^{sK^\dagger}e^{sK} = \mathbf{1}.$$

Daher integriert $\mathfrak{u}(2)$ zu $U(2)$.

Dies ist die algebraische Grundlage dafür, die ehemalige Y-Abhängigkeit nach dem Einrollen als kompakte innere Rotationsgeometrie darzustellen.

A.2 Vollständigkeit der inneren Moden — Peter–Weyl

Für eine kompakte Gruppe G bilden die Matrixelemente aller irreduziblen unitären Darstellungen ein vollständiges orthogonales System in $L^2(G)$.

Für

$$G = U(2)$$

gilt daher

$$L^2(U(2)) \cong \widehat{\bigoplus}_\lambda W_\lambda \otimes W_\lambda^*.$$

Die im Haupttext verwendete Fourier-artige Modenreihe ist genau diese Zerlegung.

Jede irreduzible Darstellung liefert einen endlichen Träger W_λ. Zusammen tragen ihre Matrixelemente die vollständige quadratintegrable Information auf der kompakten Gruppe.

Damit ist mathematisch präzisiert, in welchem Sinn beim Einrollen keine kontinuierliche Y-Information durch eine bloß endliche Liste von Labels ersetzt wird.

Quellen: Peter–Weyl-Theorem; F. Peter und H. Weyl, *Die Vollständigkeit der primitiven Darstellungen einer geschlossenen kontinuierlichen Gruppe*, Math. Ann. 97 (1927), 737–755.

A.3 Quotientenstruktur und Paritätsregel

Zur Notation: Die endlichdimensionalen irreduziblen komplexen Darstellungen von $SU(2)$ werden durch

$$j = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$$

klassifiziert und besitzen

$$\dim_{\mathbb{C}} W_j = 2j + 1.$$

Dies ist die Standarddarstellungstheorie von $SU(2)$; für die TOE ist hier nicht ihre erneute Herleitung, sondern ihre Kopplung an die zentrale Windung des gemeinsamen $U(2)$-Trägers entscheidend.

Es gilt

$$U(2) \cong \frac{SU(2) \times U(1)}{\mathbb{Z}_2}.$$

Die Abbildung

$$(S, z) \longmapsto zS$$

besitzt den Kern

$$\{(\mathbf{1}, 1), (-\mathbf{1}, -1)\}.$$

Eine Darstellung von $SU(2) \times U(1)$ steigt daher genau dann zu einer Darstellung von $U(2)$ ab, wenn dieses Kernelement trivial wirkt.

Auf einer $SU(2)$-Darstellung mit Isospin j wirkt

$$-\mathbf{1}$$

als

$$(-1)^{2j}.$$

Eine zentrale $U(1)$-Mode mit Windung q liefert bei $z = -1$

$$(-1)^{q}.$$

Daher

$$(-1)^{2j+q} = 1$$

und somit

$$\boxed{q \equiv 2j \pmod 2.}$$

Für $q \neq 0$ schreiben wir

$$q = hn, \qquad n = |q|, \qquad h = \pm 1.$$

Da h die Parität nicht ändert,

$$n \equiv 2j \pmod 2.$$

Für

$$j = \frac{1}{2}$$

folgt

$$q = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \ldots$$

und für

$$j = 1$$

$$q = 0, \pm 2, \pm 4, \ldots.$$

Alternativ kann dieselbe Bedingung aus den höchsten Gewichten

$$\lambda_1 \geq \lambda_2, \qquad \lambda_i \in \mathbb{Z}$$

mit

$$2j = \lambda_1 - \lambda_2, \qquad q = \lambda_1 + \lambda_2$$

hergeleitet werden.

A.4 Energetische Ordnung höherer innerer Moden

Für eine irreduzible $SU(2)$-Darstellung mit Isospin j besitzt der quadratische Casimir den Eigenwert

$$C_2(j) = j(j+1).$$

Damit

$$C_2\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{3}{4}, \qquad C_2(1) = 2, \qquad C_2\left(\frac{3}{2}\right) = \frac{15}{4}.$$

Enthält die stationäre DGL-Bilanz einen positiven quadratischen Anteil der inneren Ableitungen, dann erhöht ein größerer Casimir bei vergleichbarer Feldstärke den entsprechenden inneren Gradientenbeitrag.

Eine höhere zentrale Windungsstufe n erhöht entsprechend den Gradienten entlang der zentralen Phasenrichtung.

Damit ist strukturell motiviert, warum höhere j-Träger und höhere zulässige n-Stufen energetisch teurer sein können.

Eine konkrete Massenformel oder Zerfallsrate folgt daraus noch nicht.

Höhere $SU(2)$-Träger werden in dieser Theorie als Kandidaten für exotische Materie behandelt, nicht automatisch als höhere Generationen der fundamentalen acht Vortextypen.

A.5 Der skalare Phase-1-Transport überlebt das Einrollen

Der Dreierraumtransport aus Phase 1 sei

$$C \in U(3).$$

Seine farbunabhängige skalare Information ist der Quotient

$$U(3)/SU(3).$$

Die Determinante liefert den Isomorphismus

$$U(3)/SU(3) \overset{\det}{\cong} U(1).$$

Auf dem fundamentalen inneren Träger ist die skalare Phasenrichtung das Zentrum

$$Z(U(2)) = \{e^{I\varphi}\mathbf{1}_2\}.$$

Eine informationsgleiche skalare Übertragung besitzt daher die Form

$$R_0 : U(3)/SU(3) \longrightarrow Z(U(2)).$$

Jeder stetige Charakter des Quotientenkreises besitzt die Form

$$[C] \longmapsto (\det C)^m \mathbf{1}_2, \qquad m \in \mathbb{Z}.$$

Soll dieselbe isolierte Phaseninformation bijektiv übertragen werden, darf kein mehrfaches Überdecken des Kreises entstehen.

Daher

$$|m| = 1.$$

Bis auf die Wahl der Orientierung folgt

$$\boxed{R_0([C]) = (\det C)\mathbf{1}_2.}$$

Infinitesimal ist die Ableitung der Determinante die Spur.

Für

$$X = A_Y \mathbf{1}_3 + G_Y, \qquad \operatorname{tr} G_Y = 0,$$

folgt

$$\boxed{d(\det)_e(X) = \operatorname{tr} X = 3A_Y.}$$

Damit trägt nur die gemeinsame Phase der drei Dreierraumrichtungen zur zentralen inneren Phaseninformation bei.

Der spurfreie $SU(3)$-Anteil besitzt keinen solchen skalaren Beitrag.

A.6 Matrixdarstellung des Spin-Isospin-Trägers

Für die fundamentale kalte Mode gilt

$$S_X \cong \mathbb{C}^2, \qquad W_{\text{iso}} \cong \mathbb{C}^2.$$

Mit einer gewählten Dualitätskonvention kann der gemeinsame Träger geschrieben werden als

$$S_X \otimes W_{\text{iso}}^* \cong \operatorname{Hom}(W_{\text{iso}}, S_X) \cong M_2(\mathbb{C}).$$

Eine Transformation auf S_X wirkt als linke Matrixmultiplikation.

Eine Transformation auf W_{iso} wirkt entsprechend der Konvention als rechte Matrixmultiplikation.

Diese algebraische Links-Rechts-Sprache besitzt in Schritt B noch keine chirale Bedeutung.

A.7 Physikalische Zählung und Orientierungsbuchhaltung

Der fundamentale interne Materieträger lautet

$$E_{\mathrm{int}} = V_1 \otimes W_{\mathrm{iso}}.$$

Damit

$$\dim_{\mathbb{C}} E_{\mathrm{int}} = 4 \cdot 2 = 8.$$

Dies sind zunächst die acht fundamentalen inneren Identitätsrichtungen des formalen Trägers. Ihre spätere physikalische Lesart als acht Vortextypen setzt die dynamische Auswahl einer stationären Eigenachse in W_{iso} voraus.

Mit äußerem Spin

$$S_X \cong \mathbb{C}^2$$

ergibt sich der formale spinaufgelöste Träger

$$E_{\mathrm{matter}} = V_1 \otimes S_X \otimes W_{\mathrm{iso}},$$

mit

$$\dim_{\mathbb{C}} E_{\mathrm{matter}} = 4 \cdot 2 \cdot 2 = 16.$$

Die physikalische Lösung liegt auch hier nur im DGL-Bild

$$\mathcal{E}_{2b} \subseteq E_{\mathrm{matter}}.$$

Die Windungsorientierung h gehört nicht als weiterer unabhängiger Faktor zur Materieidentität.

Ein formaler Buchhaltungsraum kann beide Werte

$$h = \pm 1$$

enthalten. Das bedeutet nicht

$$16 \times 2 = 32$$

unabhängige Teilchensorten.

Schritt C wird h als gekoppelte Fortsetzungsinformation auf einen eigenen Dirac-Träger schreiben.

A.8 Nichtlineare Skalierung eines vollständigen Materieprofils

Sei

$$L[\Psi] + \mathcal{N}_2[\Psi] = 0$$

eine schematische Darstellung der Materiegleichung mit linearem Anteil L und homogener quadratischer Nichtlinearität $\mathcal{N}_2$.

Für einen konstanten Faktor c gilt

$$L[c\Psi] = cL[\Psi],$$

aber

$$\mathcal{N}_2[c\Psi] = c^2\mathcal{N}_2[\Psi].$$

Ist Ψ eine nichttriviale Lösung mit

$$L[\Psi] = -\mathcal{N}_2[\Psi],$$

so folgt

$$L[c\Psi] + \mathcal{N}_2[c\Psi] = c(c-1)\mathcal{N}_2[\Psi].$$

Für generisches

$$c \neq 0, 1$$

ist also $c\Psi$ nicht dieselbe Lösungsfamilie mit bloß geänderter Besetzungszahl.

Insbesondere

$$L[2\Psi] + \mathcal{N}_2[2\Psi] = 2\mathcal{N}_2[\Psi].$$

Diese Rechnung begründet nur die lokale Nichtskalierbarkeit eines vollständigen nichtlinearen Vortexprofils.

Sie beweist kein Pauli-Prinzip und verbietet nicht mehrere räumlich oder strukturell getrennte Beiträge desselben Vortextyps innerhalb der vollständigen verschmierten Lösung.

Offene Punkte nach Sektion 2

Offene Physik

1. **Dynamische Auswahl der stationären inneren Eigenachse.**
   $W_{\text{iso}} \cong \mathbb{C}^2$ stellt zunächst mögliche innere Richtungen bereit. Welche zwei Richtungen durch die vollständige Phase-2-DGL als stationäre Eigenkanäle ausgezeichnet werden und später die physikalische u/d-Achse bilden, wird erst in der weiteren Dynamik bestimmt.
2. **Quantitative Auswahl des kalten Grundsektors.**
   Die Geometrie bestimmt $j = \frac{1}{2}, n = 1$ als kleinste nichttriviale zulässige Mode, und größere j beziehungsweise n erhöhen strukturell den inneren Gradientenaufwand. Eine quantitative kosmologische Relaxations- und Zerfallsrechnung steht noch aus.
3. **Exotische höhere Träger.**
   Höhere $SU(2)$-Darstellungen auf $\mathbb{C}^3, \mathbb{C}^4, \ldots$ wären neue innere Vortextypen und damit Kandidaten für exotische Materie. Ihre Existenz und Stabilität müssen aus der konkreten DGL folgen.
4. **Generationen bei erhaltener fundamentaler Vortexidentität.**
   Sollten die zweite und dritte Materiegeneration als Anregungen erklärt werden, müssen sie die acht fundamentalen Vortextypen auf $V_1 \otimes W_{\text{iso}}$ erhalten. Ob höhere zentrale Windungen innerhalb $j = \frac{1}{2}$, radiale Profilanregungen oder andere DGL-Moden diese Rolle spielen, ist offen.
5. **Fermionischer und bosonischer Vorläufer.**
   Sektion 2 zeigt eine unterschiedliche vorquantisierte Struktur: vollständige nichtlineare Materieprofile sind nicht frei skalierbar, Rotationsfeldbeiträge können dagegen dieselbe Generatorrichtung verstärken. Die genaue spätere Fermi-/Bose-Besetzungslogik ist damit noch nicht bewiesen.
6. **Freie Dynamik der Rotationsfelder.**
   Schritt B bestimmt Herkunft, Träger und lokale Rolle des neuen relativen $SU(2)$-Rotationsfeldes. Seine vollständige Selbst- und Fernfelddynamik wird hier bewusst nicht festgelegt.

Offene Mathematik

1. **Exakter Bildraum $\mathcal{E}_{2b}$.**
   Der formale Träger

$$V_1 \otimes S_X \otimes W_{\text{iso}}$$

ist größer als das, was eine konkrete Ur-DGL notwendig unabhängig befüllt. Der exakte physikalische Bildraum muss aus der konkreten transformierten Gleichung bestimmt werden.

2. **Stabilität der Modenleiter.**
   Peter–Weyl klassifiziert die möglichen inneren Modenmuster, beweist aber nicht die Existenz stabiler nichtlinearer Vortexlösungen für jede Darstellung (j, q).
3. **Quantitative Energiebilanz höherer Moden.**
   Casimir und Windungszahl liefern eine strukturelle Ordnung des Gradientenaufwandes. Die konkreten Energien und Zerfallswege benötigen eine vollständige Profilrechnung.
4. **Transport des alten A_Y-Anteils.**
   Die gemeinsame skalare Phase ist durch die Determinanten-/Spurabbildung fixiert. Die vollständige Verteilung der übrigen Phase-1-Verbindungsinformation auf die späteren Phase-2-Träger muss in den folgenden Sektionen konsistent weiterverfolgt werden.
5. **Kausaler dt-Scheibensolver.**
   Nach Schritt B ist Y kein begehbarer Base-Weg mehr. Schritt C muss jedoch zuerst die gespeicherte Orientierungsinformation auf den Dirac-Träger schreiben. Erst danach soll präzise formuliert werden, welche Daten auf einer kosmischen t-Scheibe die nächste Scheibe $t + dt$ bestimmen.

Wahre Sprache noch nicht endgültig

1. **„Einrollen“.**
   Der Begriff bleibt nützlich, solange immer klar ist: Es wird kein mechanischer Raum zusammengerollt. Ein begehbarer Base-Weg wird durch eine informationsäquivalente innere Modendarstellung ersetzt.
2. **„Innerer Vortexumlauf“.**
   Die primäre Aussage ist nicht, dass die gesamte frühere Y-Abhängigkeit auf einer verborgenen Kreisbahn läuft. Sie wird vollständig in inneren Modenkoeffizienten gespeichert. „Innerer Vortexumlauf“ bezeichnet nur ein einzelnes wiederkehrendes Modenmuster innerhalb dieser vollständigen Modendarstellung.
3. **„Fermionischer“ und „bosonischer Vorläufer“.**
   Diese Wörter bezeichnen in Phase 2 noch keine fertige Quantenstatistik. Sie markieren nur zwei bereits verschiedene Arten, wie Materieprofile und Rotationsfeldamplituden in der nichtlinearen DGL auftreten.
4. **„Kalte Materie“.**
   „Kalt“ bezeichnet nicht bloß eine kleine Temperaturzahl, sondern den Sektor, in dem energetisch

höhere innere Anregungen weitgehend relaxiert sind und die niedrigsten stabilen Vortexmoden dominieren.

Kompakte Übergabe an Sektion 3

Nach Schritt B ist der begehbare Base-Space auf den kausalen X-Block reduziert.

Die verlorene Y-Information lebt weiter in

$$\boxed{W_{\text{iso}} \cong \mathbb{C}^2}$$

für die fundamentale innere Mode,

$$\boxed{n = |q|, \qquad h = \operatorname{sgn}(q)}$$

für Windungsstufe und Windungsorientierung,

und

$$\boxed{\mathcal{W}_\mu = -I W_\mu^a T_a}$$

für die lokale relative $SU(2)$-Orientierung beim Weg durch X.

Die gemeinsame zentrale Phase ist kein neues unabhängiges lokales Feld. Sie trägt erhaltene skalare Information des bereits vorhandenen Phase-1-Transportes.

Die fundamentale Darstellungsstruktur besitzt

$$\boxed{8}$$

innere Identitätsrichtungen beziehungsweise mit äußerem Spin

$$\boxed{16}$$

spinaufgelöste Darstellungsrichtungen. Sobald die vollständige DGL die stationäre Eigenachse in W_{iso} auswählt, werden daraus die acht fundamentalen Vortextypen beziehungsweise sechzehn spinaufgelösten Materieidentitäten.

Die binäre Windungsorientierung h verdoppelt diese Zahl nicht.

Damit bleibt für Schritt C genau eine neue Aufgabe:

> **Die Orientierung des verschwundenen Y-Weges muss aus der inneren Windungsbeschreibung herausgelöst und als eigene Fortsetzungsinformation des verbleibenden X-Trägers dargestellt werden.**

toe-phase2-sektion3_v4b.md

This theory was developed by physicist Roland Bollmann (driving intuitive force and primary conceptual development, bollmann@iPhys.de), with Gemini as a brainstorming partner and ChatGPT assisting with mathematical precision and editorial development.

Phase 2 — Sektion 3

Schritt C: Die Händigkeit der X/Y-Helix wird zum Dirac-Träger

Leitgedanke

Schritt B hat den begehbaren Y-Weg eingerollt und seine Information als innere Modenstruktur erhalten. Für jede nichtverschwindende Windung blieb dabei

$$q = hn, \qquad n = |q|, \qquad h = \mathrm{sgn}(q) \in \{+1, -1\}$$

erhalten.

Der Betrag n gehört zur inneren Windungsstufe. Das Vorzeichen h trägt den Drehsinn der früheren X/Y-Fortsetzung.

Schritt C fragt deshalb nur eine Sache:

> **Was bedeutet dieser Drehsinn geometrisch, und wo muss er nach dem Einrollen dargestellt werden?**

Wir beantworten das zuerst an einer einfachen x/y-Helix. Dort sind Vorschub und Umlauf noch gemeinsam sichtbar. Die vollständige Phase-2a-Lösung besitzt außerdem einen gewählten Materiezweig M und seinen target-konjugierten Partner A. Erst nachdem die Helix selbst verstanden ist, werden wir sehen, wie diese Konjugation auf ihre Händigkeit wirkt.

Die entscheidende Idee von Schritt C lautet dabei schon vor jeder Operatorrechnung:

> **Chiralität ist keine neue Information. Sie ist die nach dem Einrollen separat dargestellte Händigkeit der vorher vollständigen X/Y-Helix.**

Die folgenden Abschnitte entdecken nacheinander, wie diese Information mit Materie/Antimaterie zusammenhängt, warum sie einen eigenen Träger S_h benötigt und weshalb der direkte Phase-2-Rotationsrahmen danach nur auf einem chiralen Fach je Target-Zweig liegt.

3.1 Die x/y-Helix vor dem Einrollen

Um nur die entscheidende Geometrie sichtbar zu machen, betrachten wir zunächst einen lokalen zweidimensionalen Schnitt: eine ausgewählte Fortsetzungsrichtung x aus dem X-Block und eine ausgewählte Richtung y aus dem Y-Block.

Dieser Schnitt ersetzt nicht die volle $1+3$-dimensionale Phase-2-Geometrie.

Er isoliert nur die beiden Bewegungen, deren relative Orientierung wir verstehen wollen.

Eine lokale Mode kann schematisch geschrieben werden als

$$\Psi_{n,h}(x,y) = c_0(x) e^{Ik_x x} e^{Ihnk_0(y-f(x))}.$$

Diese Formel soll erst gelesen und dann gerechnet werden.

Der Faktor

$$c_0(x)$$

trägt das lokale Profil.

Der Faktor

$$e^{Ik_x x}$$

beschreibt den Vorschub entlang x.

Der Faktor

$$e^{Ihnk_0(y-f(x))}$$

beschreibt den Umlauf entlang der ausgewählten y-Richtung.

Damit entsteht geometrisch eine Helix:

$$\boxed{x\text{-Vorschub} + y\text{-Umlauf} = x/y\text{-Helix.}}$$

Das Vorzeichen

$$h = \pm 1$$

bestimmt, ob das Gewinde links- oder rechtsherum läuft.

Der Betrag

$$n = 1, 2, 3, \ldots$$

bestimmt die Windungsstufe.

Wenn die fundamentale Y-Periode so normiert ist, dass $n = 1$ einen vollständigen Phasenumlauf trägt, dann bedeutet $n = 1$ einen fundamentalen Gewindegang, $n = 2$ zwei Phasenumläufe über dieselbe fundamentale Periode, und entsprechend für höhere n.

Das sind keine mehreren materiellen Drähte.

Es sind mehrere **Phasenwindungen desselben inneren Modenmusters**.

Darum ist die Schraubenanschauung physikalisch nützlich, solange wir sie richtig lesen:

> **n zählt die Phasenwindungen des Gewindes; h bezeichnet seinen Drehsinn.**

Vor dem Einrollen ist diese Händigkeit noch keine isolierte Eigenschaft auf einem eigenen Träger.

Sie ist eine Eigenschaft der vollständigen Helix.

3.2 Materie und konjugierte Materie an derselben Helix

Bevor wir die Helix auseinandernehmen, müssen wir ihren target-konjugierten Partner sichtbar machen.

Die vollständige Phase-2a-Lösung besitzt einen primären Target-Zweig und den dazu konjugierten Zweig:

$$\Psi_{2a,M}(X, Y), \qquad \Psi_{2a,A}(X, Y) = \mathcal{C}\, \Psi_{2a,M}(X, Y).$$

$\mathcal{C}$ bezeichnet die antilineare Target-Konjugation. Sie kehrt die ausgezeichnete Target-Drehung um:

$$I \overset{\mathcal{C}}{\longmapsto} -I.$$

Nehmen wir den Helixfaktor einer lokalen Mode,

$$e^{Ihnk_0(y-f(x))}.$$

Dann folgt unmittelbar

$$e^{Ihnk_0(y-f(x))} \overset{\mathcal{C}}{\longmapsto} e^{-Ihnk_0(y-f(x))} = e^{I(-h)nk_0(y-f(x))}.$$

Also gilt bereits in der noch nicht eingerollten Geometrie

$$\boxed{M, h \quad \overset{\mathcal{C}}{\longleftrightarrow} \quad A, -h.}$$

Für unsere spätere Orientierungskonvention:

$$\boxed{(M, +) \longleftrightarrow (A, -).}$$

Das ist noch keine chirale Projektion. Es gibt auch noch keinen eigenen Träger S_h.

> **In der vollständigen X/Y-Helix kehrt Target-Konjugation gleichzeitig die Materieart und den Drehsinn des Gewindes um. Beides erscheint noch an derselben vollständigen geometrischen Struktur.**

Darum sind Materieart und Helixhand vor dem Einrollen nicht zwei frei kombinierbare Schalter. Die vollständige Geometrie liefert bereits ihre Korrelation.

Erst Schritt B macht die Y-Abhängigkeit zu innerer Modeninformation. Dadurch werden Target-Zweig, Windungsbetrag, innere $SU(2)$-Richtung und Helixhand getrennt benennbar. Aber die alte Korrelation darf dabei nicht verschwinden.

Schritt C benötigt deshalb keinen neuen Freiheitsgrad, sondern eine bessere Ablage:

> **Die innere $SU(2)$-Richtung bleibt auf W_{iso}. Der Windungsbetrag bleibt Modendatum. Die Helixhand wird auf S_h ausgelagert. Die schon in $\Psi_{2a}(X, Y)$ vorhandene Korrelation zum Target-Zweig muss erhalten bleiben.**

3.3 Das Einrollen macht die Helixhändigkeit künstlich separat sichtbar

Schritt B hat Y als begehbaren Ort entfernt.

Damit kann ein späterer Beobachter dem Gewinde nicht mehr entlang einer äußeren y-Koordinate folgen.

Die Information des Gewindes bleibt trotzdem vollständig erhalten.

Der Windungsbetrag

$$n$$

passt weiterhin natürlich zur inneren Modenleiter.

Er sagt, welche Windungsstufe vorliegt.

Für das Vorzeichen

$$h$$

ist die Situation anders.

Es beschreibt nicht nur, **welche** innere Mode vorhanden ist.

Es beschreibt, wie der frühere Y-Umlauf relativ zum verbleibenden X-Vorschub orientiert war.

Genau diese Information wird durch den Darstellungswechsel künstlich aus der vollständigen Helix herausgelöst.

In wahrer Sprache:

> **Vor dem Einrollen musste niemand einem Vortex zusätzlich „links“ oder „rechts“ aufschreiben. Man konnte die ganze Helix sehen. Nach dem Einrollen sehen wir nur noch ihren X-Vorschub direkt. Darum muss der verlorene Drehsinn des Gewindes separat mitgeführt werden.**

Diese separat mitgeführte Information nennen wir Chiralität.

Damit gilt:

$$\boxed{\text{Händigkeit der vollständigen } X/Y\text{-Helix} \longrightarrow \text{Chiralität auf dem reduzierten Träger.}}$$

Chiralität ist also **darstellungsabhängig**, aber nicht willkürlich.

Sie war vor Schritt C keine getrennte Eigenschaft.

Die Information, aus der sie entsteht, war jedoch bereits vollständig in der gerichteten Phase-1/2-Fortsetzung enthalten.

3.4 Windungsbetrag und Händigkeit bekommen verschiedene Ablageorte

Vor Schritt C trägt das Modenlabel

$$q = hn$$

zwei Informationen gleichzeitig.

Der Betrag n sagt:

> **Wie viele Phasenwindungen besitzt die innere Mode?**

Das Vorzeichen h sagt:

> **In welchem Drehsinn lief ihre frühere X/Y-Helix?**

Nach dem Einrollen haben diese beiden Informationen verschiedene physikalische Aufgaben.

Der Betrag gehört weiterhin zur inneren Modengeometrie.

Die Händigkeit gehört nun zur Fortsetzungsweise auf dem verbleibenden X-Träger.

Darum zerlegen wir nicht die Physik, sondern ihre Darstellung:

$$|n, h\rangle \quad \longrightarrow \quad |h\rangle_{S_h} \otimes |n\rangle.$$

Der neue Zweierraum

$$\boxed{S_h \cong \mathbb{C}^2}$$

trägt die beiden Helixorientierungen.

Wir wählen eine Basis

$$|L\rangle_h, \qquad |R\rangle_h.$$

Die Zuordnung

$$h = +1 \leftrightarrow L, \qquad h = -1 \leftrightarrow R$$

ist eine Orientierungskonvention.

Nicht konventionell ist, dass es zwei entgegengesetzte Orientierungen gibt.

> **Der Darstellungswechsel entscheidet nur, wie wir die beiden Hände benennen. Er erzeugt nicht die Händigkeit.**

3.5 Die beiden Schraubenorientierungen stehen bereits im gerichteten Operator

Das Helixbild ist nicht nur eine Analogie.

Die beiden Schraubenorientierungen sind bereits algebraisch im gerichteten Operator sichtbar.

Sektion 1 hat hergeleitet:

$$D_Z = D_X - ID_Y,$$

und für den konjugierten Zweig

$$D_{\bar{Z}} = D_X + ID_Y.$$

Diese beiden Operatoren unterscheiden sich genau darin, mit welchem Drehsinn der Y-Anteil an dieselbe X-Fortsetzung gebunden ist.

Im Helixbild:

$$D_Z \quad \leftrightarrow \quad \text{eine Schraubenorientierung},$$

$$D_{\bar{Z}} \quad \leftrightarrow \quad \text{die entgegengesetzte Schraubenorientierung}.$$

Das relative Minus- beziehungsweise Pluszeichen wurde nicht in Schritt C eingeführt.

Es war bereits in der ursprünglichen gerichteten Wirtingerstruktur vorhanden.

Darum lautet die entscheidende physikalische Aussage nicht:

> „Der Y-Gradient ist links oder rechts.“

Sondern:

> **Der Y-Anteil ist Teil einer vollständigen gerichteten X/Y-Helix. Chiral ist der Drehsinn dieser vollständigen Helix, nicht der isolierte Y-Gradient.**

Diese Unterscheidung wird mathematisch noch wichtig werden.

3.6 Zwei Vierteldrehungen vergleichen die Händigkeit

Wir wollen nun die Schraubenorientierung ohne Zeichnung am Zustand selbst erkennen können.

Dafür besitzt die Geometrie bereits zwei ausgezeichnete Drehungen.

Die Base-Drehung J_B

Der Base-Space wurde in

$$X \qquad \text{und} \qquad Y$$

geordnet.

Die komplexe Struktur des Base-Space verbindet beide Blöcke.

Wir bezeichnen sie mit

$$J_B, \qquad J_B^2 = -1.$$

Im einfachen x/y-Bild kann man ihre Wirkung als Vierteldrehung lesen:

$$X \xrightarrow{J_B} Y, \qquad Y \xrightarrow{J_B} -X.$$

J_B weiß also, wie der äußere Vorschub und der frühere innere Weg geometrisch zusammengehörten.

Die Target-Drehung I

Unabhängig davon besitzt der Feldwert die bereits in Phase 1 ausgezeichnete komplexe Target-Richtung

$$I, \qquad I^2 = -1.$$

Auch I ist eine Vierteldrehung.

Aber sie wirkt nicht auf den Base-Weg.

Sie dreht den Target-Zustand.

Wir haben damit zwei geometrisch verschiedene Kreisbewegungen:

$$\boxed{\text{Base-Vierteldrehung } J_B}$$

und

$$\boxed{\text{Target-Vierteldrehung } I}.$$

Die Helixhändigkeit fragt nun nicht nach einem weiteren kontinuierlichen Winkel.

Sie fragt, **wie die beiden ausgezeichneten Drehsinne relativ zueinander zusammenspielen**.

Dafür betrachten wir

$$\boxed{\chi = IJ_B.}$$

Da I und J_B auf verschiedenen geometrischen Faktoren wirken, kommutieren sie in dieser Darstellung. Daher

$$\chi^2 = I^2 J_B^2 = (-1)(-1) = 1.$$

Also besitzt χ nur die Eigenwerte

$$\boxed{\chi = \pm 1.}$$

Das ist die algebraische Form der binären Schraubenorientierung.

> **Zwei kontinuierliche Vierteldrehungen werden nicht zu einer dritten kontinuierlichen Freiheit. Ihr relativer Drehsinn wird zu einer binären Information: gleichsinnig oder gegensinnig.**

Genau diese binäre Information wird nach Schritt C als Chiralität dargestellt.

3.7 Die gerichteten Operatoren tragen diese Händigkeit bereits vor der Refaktorisierung

Die Zustandsgröße $\chi = IJ_B$ motiviert die Chiralität geometrisch.

Für die Differentialoperatoren brauchen wir die entsprechende Aussage auf dem Operatorraum.

Dazu definieren wir

$$\boxed{\Xi(A) := I\,A\,J_B.}$$

Auch Ξ ist eine Involution:

$$\Xi^2(A) = I(IAJ_B)J_B = A.$$

Damit besitzt der Operatorraum zwei Orientierungssektoren.

Nun benutzen wir die Base-Geometrie

$$D_X J_B = -D_Y, \qquad D_Y J_B = D_X.$$

Für

$$D_Z = D_X - I D_Y$$

folgt

$$\begin{aligned} D_Z J_B &= D_X J_B - I D_Y J_B \\ &= -D_Y - I D_X \\ &= -I(D_X - I D_Y) \\ &= -I D_Z. \end{aligned}$$

Damit

$$\boxed{\Xi(D_Z) = I D_Z J_B = D_Z.}$$

Der andere gerichtete Zweig erfüllt

$$D_{\bar{Z}} = D_X + I D_Y,$$

und entsprechend

$$D_{\bar{Z}} J_B = +I D_{\bar{Z}}.$$

Daraus folgt

$$\boxed{\Xi(D_{\bar{Z}}) = -D_{\bar{Z}}.}$$

Also

$$\boxed{D_Z \in \mathrm{Eig}_{+1}(\Xi), \qquad D_{\bar{Z}} \in \mathrm{Eig}_{-1}(\Xi).}$$

Das ist der mathematische Punkt, den das Helixbild vorher bereits anschaulich vorbereitet hat:

> **Die beiden Hände werden nicht erst beim späteren Beschriften des Zustands erzeugt. Die beiden vollständigen gerichteten Operatorzweige tragen bereits entgegengesetzte Orientierungswerte. Schritt C schreibt diese alte Information nur auf einen neuen Träger.**

3.8 Warum der nackte Y-Gradient selbst nicht chiral ist

Die vorige Rechnung enthält eine wichtige Warnung.

Aus

$$D_Y J_B = D_X$$

folgt gerade nicht

$$\Xi(D_Y) = \pm D_Y.$$

Der isolierte D_Y-Operator ist also kein Eigenoperator der Helixorientierung.

Das ist genau richtig.

Wenn wir nur ein Stück des Gewindes betrachten, ohne seinen Vorschub zu kennen, können wir nicht entscheiden, ob die vollständige Schraube links- oder rechtsgängig ist.

> **Händigkeit ist eine Beziehung zwischen Umlauf und Vorschub. Sie gehört deshalb zur vollständigen X/Y-Helix, nicht zum isolierten Y-Anteil.**

Beim Einrollen müssen wir den Y-Anteil aber aus seinem ursprünglichen Elternoperator herauslösen.

Damit seine Herkunft nicht verloren geht, unterscheiden wir

$$D_Y^{(+)}, \qquad D_Y^{(-)},$$

mit

$$D_Y^{(+)} \subset D_Z, \qquad D_Y^{(-)} \subset D_{\bar{Z}}.$$

Wir führen dafür die geerbte Zweiggraduierung

$$\Sigma$$

ein:

$$\Sigma D_Y^{(+)} = +D_Y^{(+)},$$

$$\Sigma D_Y^{(-)} = -D_Y^{(-)}.$$

Σ ist keine neue Physik.

Sie speichert nur, aus welcher Hand der vollständigen Helix der herausgelöste Y-Anteil stammt.

3.9 Target-Konjugation kehrt die Helix zusammen mit dem Materiezweig um

Abschnitt 3.2 hat diese Aussage bereits direkt an der vollständigen Helix sichtbar gemacht. Jetzt schreiben wir dieselbe Geometrie so, dass sie operatorisch geprüft werden kann.

Der Target-Space besitzt bereits vor Schritt B und Schritt C eine antilineare Konjugation.

Wir bezeichnen sie mit

$$\mathcal{C}.$$

Sie kehrt die ausgezeichnete komplexe Target-Richtung um:

$$I \overset{\mathcal{C}}{\longmapsto} -I.$$

Die reelle Base-Geometrie und damit die gewählte Orientierung von J_B halten wir bei dieser Target-Konjugation fest.

Darum folgt für die relative Händigkeit

$$\chi = IJ_B$$

unmittelbar

$$\boxed{\mathcal{C}\chi\mathcal{C}^{-1} = -\chi.}$$

Anschaulich:

> **Konjugieren wir den Target-Drehsinn, während wir denselben Base-Vorschub festhalten, wird aus einer linksgewundenen X/Y-Helix die entgegengesetzt gewundene Helix.**

Gleichzeitig vertauscht die Konjugation die beiden Target-Zweige.

Wir bezeichnen die zugehörigen Sektoren mit

$$M \qquad \text{und} \qquad A,$$

wobei A zunächst einfach der target-konjugierte Materiezweig ist.

Die spätere Fockdarstellung wird daraus die übliche Materie-/Antimaterielesart machen.

Für die lineare Sektorunterscheidung führen wir ein

$$\boxed{\mathsf{C} = Q_M - Q_A,}$$

mit

$$Q_M = \frac{1}{2}(1 + \mathsf{C}), \qquad Q_A = \frac{1}{2}(1 - \mathsf{C}).$$

Wichtig ist die strikte Unterscheidung:

$$\mathsf{C}$$

ist ein lineares Grading.

$$\mathcal{C}$$

ist die antilineare Konjugationsabbildung.

Unter $\mathcal{C}$ gilt

$$\boxed{\mathcal{C}\mathsf{C}\mathcal{C}^{-1} = -\mathsf{C}.}$$

Damit wechseln unter Target-Konjugation gleichzeitig zwei Vorzeichen:

$$\mathsf{C} \mapsto -\mathsf{C}, \qquad \chi \mapsto -\chi.$$

Ihr Produkt bleibt erhalten:

$$\boxed{\mathcal{C}(\mathsf{C}\chi)\mathcal{C}^{-1} = \mathsf{C}\chi.}$$

In wahrer Sprache:

> **Konjugation kehrt gleichzeitig den Target-Zweig und die Hand der Helix um. Gerade deshalb bleibt ihre Korrelation unverändert.**

Die Mathematik entdeckt damit keine neue Paarung. Sie fixiert nur die Korrelation, die in $\Psi_{2a}(X, Y)$ bereits geometrisch sichtbar war.

3.10 Der primäre Y-Transport besitzt nur eine korrelierte Konjugationsbahn

Wir wählen zunächst einen der beiden gerichteten Zweige als primäre Orientierung.

Welche Hand wir dabei $+$ beziehungsweise später L nennen, ist Konvention.

Die Korrelation selbst ist es nicht.

Nehmen wir

$$D_Z$$

als primären Materiezweig.

Dann trägt sein direkter Y-Anteil die eine geerbte Orientierung.

Target-Konjugation erzeugt nicht einen zweiten unabhängig wählbaren Y-Rahmen am selben Materiezustand.

Sie trägt den gesamten Zustand in den konjugierten Zweig

$$D_{\bar{Z}}$$

und kehrt dabei zugleich die Helixhändigkeit um.

Damit entsteht die Konjugationsbahn

$$(M,+) \quad \longleftrightarrow \quad (A,-).$$

Nicht entstehen als vier frei kombinierbare primäre Möglichkeiten:

$$(M,+), \quad (M,-), \quad (A,+), \quad (A,-).$$

Die direkte Y-Fortsetzung trägt nur die korrelierten Paare.

> **Vor dem Einrollen stecken Target-Konjugation und Helixhand gemeinsam in derselben vollständigen X/Y-Fortsetzung. Schritt B macht beide Informationen in der inneren Darstellung getrennt benennbar. Schritt C trennt schließlich ihre Ablageorte. Die alte Korrelation darf bei keinem dieser Darstellungswechsel vervielfacht werden.**

Allgemein schreiben wir diese Korrelation als

$$\boxed{\mathsf{C}\Sigma = \eta}$$

auf dem primären Y-Bild.

Dabei

$$\eta = \pm 1$$

bezeichnet nur die globale Wahl, welche Helixhand wir dem primären Materiezweig zuordnen.

Für die im Folgenden gewählte Konvention setzen wir

$$\eta = +1.$$

Dann gilt:

$$\begin{aligned} M \quad &\leftrightarrow \quad \Sigma = +1, \\ A \quad &\leftrightarrow \quad \Sigma = -1. \end{aligned}$$

> **Die Theorie sagt nicht, dass „links“ fundamental $+1$ heißen muss. Sie sagt, dass Target-Zweig und direkte Helixorientierung im primären Y-Transport nicht unabhängig kombinierbar sind.**

3.11 Schritt C verschiebt die Helixhändigkeit auf S_h

Bis hierher ist die Händigkeit noch als Herkunftsinformation des eingerollten Y-Anteils beschrieben.

Nach Schritt B liegt sie zusammen mit den inneren Modendaten in derselben reduzierten Beschreibung. Ihre physikalische Aufgabe ist aber eine andere als die von W_{miso}: W_{miso} beschreibt die relative innere $SU(2)$-Richtung, während h den Drehsinn der früheren X/Y-Helix relativ zum verbleibenden Raumzeitweg beschreibt.

Darum geben wir h nun einen eigenen Darstellungsort.

Vor Schritt C schreiben wir schematisch

$$|c\rangle_V \otimes |n, h\rangle,$$

wobei

- c den Target-Konjugationszweig bezeichnet;

- n die Windungsstufe bezeichnet;
- h die Helixhändigkeit bezeichnet.

Schritt C refaktorisiert dieselbe Information zu

$$\boxed{|c\rangle_V \otimes |n,h\rangle \quad \longmapsto \quad |h\rangle_{S_h} \otimes |c,n\rangle.}$$

Die Zahl der Informationen ändert sich nicht.

Es wird nichts hinzugefügt und nichts gelöscht.

Die Händigkeit erhält nur einen anderen Ablageort.

Der neue Chiralitätsträger lautet

$$S_h = \mathrm{span}\{|L\rangle, |R\rangle\} \cong \mathbb{C}^2.$$

Wir definieren auf ihm

$$\chi_D|L\rangle = +|L\rangle,$$
$$\chi_D|R\rangle = -|R\rangle.$$

Also

$$\boxed{\chi_D = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.}$$

Der äußere Spinträger

$$S_X \cong \mathbb{C}^2$$

bleibt davon unabhängig.

Zusammen entsteht

$$\boxed{S_D = S_X \otimes S_h.}$$

Das ist der Dirac-Träger von Phase 2.

> **Der Dirac-Träger entsteht nicht durch Verdopplung des Materiefeldes. Er entsteht, weil der äußere Spin und die nach dem Einrollen separat sichtbare Helixhändigkeit nun zwei verschiedene Informationen tragen.**

3.12 Der Fouriergenerator zeigt exakt, welche Information wohin gewandert ist

Vor Schritt C trägt der Y-Fouriergenerator Betrag und Vorzeichen gemeinsam:

$$K_Y|n,h\rangle = hnk_0|n,h\rangle.$$

Nach der Refaktorisierung soll

- der Betrag n auf der inneren Modenleiter bleiben;
- das Vorzeichen h auf S_h liegen.

Dafür definieren wir den nichtnegativen Leiteroperator

$$N_Y|c,n\rangle = n|c,n\rangle.$$

Die Refaktorisierung U_{2c} erfüllt dann

$$\boxed{U_{2c}(1\otimes K_Y)U_{2c}^{-1} = \chi_D \otimes k_0 N_Y.}$$

Die Formel sagt mathematisch genau das, was die Helixgeschichte vorher bereits erklärt hat:

$$\boxed{\text{Windungsbetrag } n \longrightarrow N_Y,}$$

$$\boxed{\text{Helixhändigkeit } h \longrightarrow \chi_D.}$$

Beim gedanklichen Ausrollen kann aus beiden Informationen die ursprüngliche Windung

$$q = hn$$

eindeutig rekonstruiert werden.

Schritt C ist damit ein Darstellungswechsel, kein Informationsverlust.

3.13 Der formale Dirac-Oberraum ist größer als der direkte Y-Bildraum

Nach der Refaktorisierung können wir formal vier Kombinationen hinschreiben:

$$(M,L), \qquad (M,R), \qquad (A,L), \qquad (A,R).$$

Das bedeutet noch nicht, dass der direkte aus Y stammende Transport alle vier Kombinationen unabhängig erzeugt.

Hier gilt erneut das Bildraumprinzip:

> **Ein formaler Träger zeigt mögliche Ablageorte. Physikalisch vorhanden ist zunächst nur das Bild der transformierten Ur-DGL.**

Die Helixgeometrie hat bereits gezeigt, welches Bild der direkte primäre Y-Transport besitzt.

Für $\eta = +1$:

$$(M, +) \leftrightarrow (A, -).$$

Nach der neuen Benennung

$$+ \leftrightarrow L, \qquad - \leftrightarrow R$$

wird daraus

$$\boxed{(M, L) \oplus (A, R).}$$

Das ist die physikalische Aussage.

Erst jetzt lohnt es sich, dafür einen Projektor zu schreiben.

3.14 Der Projektor erzeugt die Einseitigkeit nicht; er beschreibt sie

Auf S_h definieren wir

$$P_L = \frac{1}{2}(1 + \chi_D),$$

$$P_R = \frac{1}{2}(1 - \chi_D).$$

Auf dem Konjugationsträger gelten

$$Q_M = \frac{1}{2}(1 + \mathsf{C}),$$

$$Q_A = \frac{1}{2}(1 - \mathsf{C}).$$

Die Korrelation

$$\mathsf{C}\chi_D = \eta$$

wird durch den Projektor

$$\boxed{\Pi_Y = \frac{1}{2}\left(1 + \eta\,\mathsf{C}\chi_D\right)}$$

beschrieben.

Für

$$\eta = +1$$

folgt

$$\boxed{\Pi_Y = Q_M P_L + Q_A P_R.}$$

Jetzt ist diese Formel keine abstrakte Auswahlregel mehr.

Sie schreibt nur kompakt auf:

$$M \quad \text{trägt direkt } L,$$

$$A \quad \text{trägt direkt } R.$$

> **Der Projektor erzeugt diese Einseitigkeit nicht; er beschreibt sie.**

Das ist eine der wichtigsten Aussagen von Schritt C.

Die beiden komplementären Fächer

$$(M, R) \qquad \text{und} \qquad (A, L)$$

werden durch Π_Y nicht aus dem vollständigen Zustandsraum gelöscht.

Sie liegen lediglich außerhalb des **direkten primären Y-Supports**.

3.15 Was „kein direkter Y-Support“ physikalisch bedeutet

Der Unterschied zwischen

$$(M, L)$$

und

$$(M, R)$$

ist nicht:

> Links existiert, rechts existiert nicht.

Beide können Teile derselben vollständigen Materielösung sein.

Der Unterschied lautet:

> **Nur das linke Materiefach trägt unmittelbar die aus dem eingerollten Y-Weg geerbte Rahmenfortsetzung. Das rechte Materiefach besitzt keinen zweiten unabhängigen direkten Y-Rahmen.**

Entsprechend trägt im konjugierten Zweig

$$(A, R)$$

den direkten konjugierten Y-Support, während

$$(A, L)$$

die komplementäre Dirac-Fortsetzung ist.

Damit lautet die korrekte physikalische Tabelle:

Fach	Rolle im direkten Y-Bild
M, L	direkter primärer Y-Support
M, R	komplementäre Dirac-Fortsetzung derselben Materielösung
A, L	komplementäre Dirac-Fortsetzung der konjugierten Lösung
A, R	direkter konjugierter Y-Support

Die komplementären Fächer dürfen durch die vollständige nichtlineare DGL besetzt und mit den direkt getragenen Fächern gekoppelt werden.

Genau diese Möglichkeit wird in Sektion 4 entscheidend.

3.16 Das neue innere Rotationsfeld bleibt $SU(2)$-wertig

Sektion 2 hat gezeigt, dass die kompakte innere Zustandsgeometrie zwar

$$U(2)$$

ist, aber nur die drei relativen inneren Richtungen ein neues unabhängiges lokales Rotationsfeld benötigen.

Wir schreiben daher

$$\boxed{\mathcal{W}_\mu = -IW_\mu^a T_a, \qquad a = 1,2,3.}$$

Dieses Feld ist

$$\mathfrak{su}(2)$$

wertig.

Die zentrale Richtung

$$T_0$$

bleibt gemeinsame Phase und Windungsinformation.

Sie wird in Schritt C nicht wieder als viertes neues unabhängiges Rotationsfeld eingeführt.

Das ist für die chirale Wirkung wichtig:

> **Chiral ist nicht die Algebra des inneren $SU(2)$-Feldes. Chiral ist der Ort im Dirac-Träger, an dem der direkte aus Y stammende Rahmen überhaupt vorhanden ist.**

Der innere Zweierraum

$$W_{\mathrm{iso}} \cong \mathbb{C}^2$$

bleibt als innere Modengeometrie vollständig.

Der Support auf dem Dirac-Träger ist eine davon getrennte Frage.

3.17 Die direkte Y-Rahmenwirkung nach Schritt C

Da der direkte primäre Y-Transport nur im Bild von Π_Y liegt, besitzt die neue relative Rahmenwirkung die Form

$$\boxed{\widetilde{\mathcal{W}}_\mu = Q_M P_L \otimes \mathcal{W}_\mu + Q_A P_R \otimes \mathcal{W}_\mu^c.}$$

Dabei bezeichnet

$$\mathcal{W}_\mu^c$$

die target-konjugierte Darstellung desselben geometrischen Rotationsfeldes.

Im Materiezweig gilt daher

$$\boxed{\widetilde{\mathcal{W}}_{\mu,M} = P_L \otimes \mathcal{W}_\mu.}$$

Im konjugierten Zweig:

$$\boxed{\widetilde{\mathcal{W}}_{\mu,A} = P_R \otimes \mathcal{W}_\mu^c.}$$

Es wurden nicht zwei unabhängige schwache Felder eingeführt.

> **Eine geometrische Y-Rahmeninformation besitzt einen primären Zweig und den durch Target-Konjugation bestimmten konjugierten Zweig.**

Damit ist die spätere einseitige Wirkung nicht mehr Annahme, Konvention oder nachträglich eingesetztes Ventil.

Sie folgt aus der Herkunft des Feldes aus der gerichteten X/Y-Helix.

Die vollständige kovariante Ableitung nach Schritt C

Jetzt können wir zum ersten Mal die reduzierte kovariante Fortsetzung so hinschreiben, dass alle bisher getrennten Rollen gleichzeitig sichtbar sind.

Mit $\nabla^M_{X,\mu}$ und $\nabla^A_{X,\mu}$ bezeichnen wir die bereits vorhandene X-Fortsetzung im Materie- beziehungsweise konjugierten Zweig. Darin sind die vor Schritt C schon vorhandenen Phase-1-Strukturen enthalten. Schritt C fügt nur die neue relative innere Rahmenwirkung an ihrem tatsächlich vorhandenen chiralen Support hinzu.

Für Materie:

$$\boxed{\mathcal{D}^{(2c)}_{\mu,M} = \nabla^{M}_{X,\mu} \otimes \mathbf{1}_{W_{\mathrm{iso}}} + P_L \otimes \mathcal{W}_\mu.}$$

Für den konjugierten Zweig:

$$\boxed{\mathcal{D}^{(2c)}_{\mu,A} = \nabla^{A}_{X,\mu} \otimes \mathbf{1}_{W_{\mathrm{iso}}} + P_R \otimes \mathcal{W}^{c}_\mu.}$$

Gemeinsam:

$$\boxed{\mathcal{D}^{(2c)}_{\mu} = Q_M \left(\nabla^{M}_{X,\mu} \otimes \mathbf{1}_{W_{\mathrm{iso}}} + P_L \otimes \mathcal{W}_\mu\right) + Q_A \left(\nabla^{A}_{X,\mu} \otimes \mathbf{1}_{W_{\mathrm{iso}}} + P_R \otimes \mathcal{W}^{c}_\mu\right).}$$

Die X-Fortsetzung wirkt weiterhin auf beiden chiralen Etagen. Die neu aus dem eingerollten Y-Anteil hervorgegangene relative $SU(2)$-Rahmenwirkung besitzt dagegen direkt nur L im Materiezweig und R im konjugierten Zweig.

Insbesondere

$$\boxed{P_R \widetilde{\mathcal{W}}_{\mu,M} = 0, \qquad P_L \widetilde{\mathcal{W}}_{\mu,A} = 0.}$$

Diese harten Nullen sind keine dynamische Auslöschung und kein nachträglich eingesetztes Verbot.

> **Sie sind die sichtbare Spur davon, dass die vollständige $\Psi_{2a}(X,Y)$-Helix vor ihrer Refaktorisierung Materieart und Händigkeit nur korreliert getragen hat. Nachdem wir die Händigkeit auf S_h ausgelagert haben, kann dieselbe alte Y-Information nicht plötzlich auf beide chiralen Fächer kopiert werden.**

Damit besitzt Phase 2 erstmals den geometrischen Kern einer später schwach-chiralen Kopplungsstruktur. Die vollständige schwache Wechselwirkung ist damit noch nicht hergeleitet; insbesondere fehlen noch die dynamisch ausgewählte innere Eigenachse und die späteren massetragenden Rotationsrichtungen. Aber die **Einseitigkeit der direkten Phase-2-Rahmenwirkung** ist an dieser Stelle bereits Teil der hergeleiteten Geometrie.

3.18 Materie und konjugierte Materie besitzen gemeinsam eine symmetrische Gesamtstruktur

Auf dem Dirac-Träger wirkt die antilineare Konjugation schematisch als

$$\mathcal{C}_D = \sigma_x \kappa,$$

wobei κ die komplexen Koeffizienten komponentenweise konjugiert und

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

die beiden chiralen Etagen vertauscht.

Damit gilt

$$\boxed{\mathcal{C}_D \chi_D \mathcal{C}_D^{-1} = -\chi_D.}$$

Also

$$\mathcal{C}_D P_L \mathcal{C}_D^{-1} = P_R,$$
$$\mathcal{C}_D P_R \mathcal{C}_D^{-1} = P_L.$$

Die Gesamtstruktur ist damit nicht asymmetrisch im Sinn zweier verschieden gebauter Welten.

Der Materiezweig trägt direkten Y-Support auf einer Etage.

Der konjugierte Zweig trägt denselben geometrischen Ursprung auf der entgegengesetzten Etage.

> **Jeder einzelne Zweig ist chiral. Die vollständige Konjugationsstruktur enthält beide Hände symmetrisch.**

3.19 Der Dirac-Träger verdoppelt die Materiespezies nicht

Schritt C führt den neuen formalen Faktor

$$S_h \cong \mathbb{C}^2$$

ein.

Damit wächst die formale Zahl der Komponenten des Dirac-Zustands.

Aber S_h trägt keine neue Materieidentität.

Es trägt die beiden Fortsetzungsweisen derselben Materieidentität.

Die fundamentale Materiestruktur bleibt daher bei

$$V_1 \otimes S_X \otimes W_{\text{iso}}.$$

Ihre formale Dimension ist

$$4 \times 2 \times 2 = 16.$$

Die zusätzliche chirale Etage beschreibt, wie jede dieser Identitätsrichtungen fortgesetzt wird.

Sie wird nicht noch einmal als unabhängiger Speziesfaktor gezählt.

Darum:

$$\boxed{4_{V_1} \times 2_{S_X} \times 2_{W_{\text{iso}}} = 16,}$$

nicht 32.

In wahrer Sprache:

> **Links und rechts sind nicht zwei verschiedene Vortextypen. Sie sind zwei gekoppelte Fortsetzungsweisen desselben Vortextyps.**

3.20 Warum Schritt C noch keinen vollständigen Dirac-Fermion beweist

Mit

$$S_D = S_X \otimes S_h$$

ist nun genau die Trägerstruktur sichtbar, auf der später ein Dirac-artiger Materiezustand dargestellt werden kann.

Aber Schritt C hat noch keine massetragende Verbindung zwischen L und R erzeugt.

Der direkte Y-Transport besitzt im Materiezweig nur Support auf L.

Trotzdem kann eine massive vollständige Materielösung nicht einfach aus einem isolierten direkt getragenen Fach bestehen.

Es muss geklärt werden, wie die komplementäre Dirac-Fortsetzung derselben Materielösung dynamisch eingebunden wird.

Genau hier beginnt Sektion 4.

3.21 Übergang zu Sektion 4: Wer verbindet die beiden Hände?

Schritt C hat die direkte Herkunft des Y-Transportes vollständig geordnet.

Für den Materiezweig:

$$(M, L)$$

trägt direkten primären Y-Support.

Das Fach

$$(M, R)$$

existiert als komplementäre Dirac-Fortsetzung, besitzt aber keinen zweiten unabhängigen direkten Y-Rahmen.

Damit entsteht eine neue physikalische Frage:

> **Kann die nichtlineare DGL selbst den direkt getragenen chiralen Anteil in seine komplementäre Fortsetzung reflektieren?**

Wenn ja, dann wäre R keine zweite von außen hinzugefügte Materiekomponente.

Es wäre die durch die nichtlineare Selbstwirkung derselben Vortexlösung erzeugte Gegenfortsetzung.

Sektion 4 untersucht genau diese Möglichkeit.

Dort wird sich zeigen, dass ein gerichteter stationärer Anteil der quadratischen Selbstwirkung die chirale Etage wechseln kann.

Die Beziehung zum hier gefundenen Support lässt sich später kompakt schreiben als

$$\mathcal{I}_D \Pi_Y = (1 - \Pi_Y)\mathcal{I}_D,$$

wobei $\mathcal{I}_D$ die spätere Flussreflexion bezeichnet.

Für Schritt C genügt die vorbereitende Aussage:

> **Der direkte Y-Transport besetzt nur eine Hand. Die vollständige nichtlineare Materielösung darf trotzdem beide Hände tragen. Wie sie miteinander verbunden werden, ist die nächste Entdeckung.**

Ergebnis von Schritt C

> **Vor dem Einrollen ist Chiralität noch keine separat angeschriebene Materieeigenschaft. Der Vortex besitzt einfach eine vollständige gerichtete X/Y-Helix: Vorschub entlang X, Umlauf entlang Y, Windungsbetrag n und einen von zwei möglichen Drehsinnen h. Beim Einrollen verschwindet Y als begehbarer Ort. Der Windungsbetrag bleibt auf der inneren Modenleiter, während der Drehsinn der früheren Helix einen eigenen Darstellungsort benötigt. Diese separat dargestellte Händigkeit ist die Phase-2-Chiralität. Die beiden gerichteten Wirtingerzweige tragen bereits vor der Refaktorisierung entgegengesetzte Helixorientierungen; der Operator $\Xi(A) = IAJ_B$ weist ihnen die Eigenwerte ± 1 zu. Target-Konjugation kehrt gleichzeitig Materiezweig und Helixhändigkeit um. Darum ist der direkte Y-Transport kein frei besetztes Vierfachprodukt aus Materie/Antimaterie und links/rechts, sondern liegt auf einem korrelierten Bildraum. Für die gewählte Konvention ist dieser Bildraum $(M, L) \oplus (A, R)$. Der Projektor $\Pi_Y = Q_M P_L + Q_A P_R$ erzeugt diese Einseitigkeit nicht; er beschreibt sie. Die komplementären Fächer bleiben als Dirac-Fortsetzungen derselben vollständigen Lösungen erhalten und können durch die nichtlineare DGL besetzt werden.**

Mathematiker-Anhang zu Sektion 3

A.1 Die lokale Helixmode und ihre Windungsdaten

Wir betrachten den lokalen zweidimensionalen Schnitt

$$\Psi_{n,h}(x, y) = c_0(x) e^{Ik_x x} e^{Ihnk_0(y - f(x))}.$$

Dann gilt

$$\partial_y \Psi_{n,h} = Ihnk_0 \Psi_{n,h}.$$

Der Generator der inneren Windung sei

$$K_Y |n, h\rangle = hnk_0 |n, h\rangle.$$

Die x-Ableitung lautet

$$\partial_x \Psi_{n,h} = \left(\frac{c_0'}{c_0} + I k_x - I h n k_0 f' \right) \Psi_{n,h}.$$

Der Term

$$-I h n k_0 f'$$

zeigt, dass eine x-abhängige Verschiebung des inneren Gewindes nach dem Einrollen als zusätzlicher Beitrag zur x-Fortsetzung erhalten bleiben muss.

Im rein lokalen eindimensionalen Modell kann man

$$A_x = f'$$

setzen und

$$D_x = \partial_x - I A_x K_Y$$

verwenden.

Dann reproduziert D_x auf der eingerollten Mode denselben x-Gradienten.

Dieses lokale Beispiel beweist die Informationsnotwendigkeit einer Verbindung bei ortsabhängiger Wahl des inneren Schnitts.

Es beweist allein noch keine nichtverschwindende mehrdimensionale Feldstärke.

In der vollständigen Theorie wird die neue unabhängige relative Rahmenbewegung durch das $\mathfrak{su}(2)$-wertige Feld $\mathcal{W}_\mu$ getragen.

A.2 Die relative Zustandsinvolution $\chi = I J_B$

Die Target-Komplexstruktur erfüllt

$$I^2 = -1.$$

Die Base-Komplexstruktur erfüllt

$$J_B^2 = -1.$$

Da beide auf getrennten geometrischen Faktoren wirken,

$$[I, J_B] = 0.$$

Damit

$$\chi := I J_B$$

und

$$\chi^2 = I^2 J_B^2 = 1.$$

Die zugehörigen Eigenprojektoren lauten

$$P_\pm^{(\chi)} = \frac{1}{2}(1 \pm \chi).$$

Diese Involution klassifiziert die relative Orientierung von Target- und Base-Komplexstruktur.

Nach der Refaktorisierung wird sie auf S_h durch

$$\chi_D = \mathrm{diag}(1, -1)$$

dargestellt.

A.3 Die Operatorinvolution Ξ

Auf dem Raum reell-linearer gerichteter Operatoren definieren wir

$$\Xi(A) = I A J_B.$$

Da I links und J_B rechts wirken,

$$\Xi^2(A) = I(I A J_B) J_B = I^2 A J_B^2 = A.$$

Also

$$\boxed{\Xi^2 = 1.}$$

Die Base-Komplexstruktur erfüllt in der gewählten Orientierung

$$D_X J_B = -D_Y, \qquad D_Y J_B = D_X.$$

Für

$$D_Z = D_X - I D_Y$$

folgt

$$
\begin{aligned}
D_Z J_B &= D_X J_B - I D_Y J_B \\
&= -D_Y - I D_X \\
&= -I D_Z .
\end{aligned}
$$

Daher

$$
\boxed{\Xi(D_Z) = D_Z .}
$$

Für

$$
D_{\bar{Z}} = D_X + I D_Y
$$

gilt

$$
D_{\bar{Z}} J_B = -D_Y + I D_X = I D_{\bar{Z}},
$$

also

$$
\boxed{\Xi(D_{\bar{Z}}) = -D_{\bar{Z}} .}
$$

Somit

$$
\boxed{D_Z \in \mathrm{Eig}_{+1}(\Xi), \qquad D_{\bar{Z}} \in \mathrm{Eig}_{-1}(\Xi).}
$$

Der isolierte D_Y-Operator ist kein Ξ-Eigenoperator, da $D_Y J_B = D_X$.

A.4 Geerbte Zweiggraduierung des direkten Y-Anteils

Nach dem Herauslösen des Y-Anteils unterscheiden wir seine beiden möglichen Herkunftssektoren:

$$
D_Y^{(+)} \subset D_Z,
$$

$$
D_Y^{(-)} \subset D_{\bar{Z}}.
$$

Die Zweiggraduierung Σ sei definiert durch

$$
\Sigma D_Y^{(+)} = +D_Y^{(+)},
$$

$$
\Sigma D_Y^{(-)} = -D_Y^{(-)}.
$$

Sie speichert das Ξ-Vorzeichen des jeweiligen Elternoperators.

Seien Q_M, Q_A die Projektoren auf den primären und den target-konjugierten Materiezweig.

Für die Orientierungskonvention $\eta = +1$ lautet der vollständige direkte Y-Transport vor der Refaktorisierung

$$\boxed{\mathbb{D}_Y = Q_M D_Y^{(+)} + Q_A D_Y^{(-)}.}$$

Mit

$$\mathsf{C} = Q_M - Q_A$$

gilt

$$\Sigma\mathbb{D}_Y = Q_M D_Y^{(+)} - Q_A D_Y^{(-)}$$

und

$$\mathsf{C}\mathbb{D}_Y = Q_M D_Y^{(+)} - Q_A D_Y^{(-)}.$$

Also

$$\Sigma\mathbb{D}_Y = \mathsf{C}\mathbb{D}_Y.$$

Wegen

$$\mathsf{C}^2 = 1$$

folgt

$$\boxed{\mathsf{C}\Sigma\,\mathbb{D}_Y = \mathbb{D}_Y.}$$

Für die umgekehrte globale Orientierung kann allgemein geschrieben werden:

$$\boxed{\mathsf{C}\Sigma\,\mathbb{D}_Y = \eta\,\mathbb{D}_Y, \qquad \eta = \pm 1.}$$

A.5 Die Refaktorisierung auf S_h

Für jeden nichtverschwindenden Windungssektor betrachten wir die Daten

$$c \in \{M, A\}, \qquad h \in \{+1, -1\}, \qquad n \in \mathbb{N}.$$

Vor Schritt C liegt die Information schematisch auf

$$V_C \otimes W_{\text{wind}}^{(2b)}.$$

Die Refaktorisierung ist die lineare Fortsetzung der Abbildung

$$\boxed{U_{2c} : |c\rangle \otimes |n,h\rangle \longmapsto |h\rangle_{S_h} \otimes |c,n\rangle.}$$

Auf dem vollständigen Träger wird der äußere Spin mitgeführt:

$$V_C \otimes S_X \otimes W_{\text{wind}}^{(2b)} \longrightarrow S_X \otimes S_h \otimes W_{\text{wind}}^{(2c)}.$$

Mit

$$S_D = S_X \otimes S_h$$

ist dies eine Refaktorisierung, keine Erzeugung neuer physikalischer Freiheitsgrade.

Auf orthonormal gewählten Basen kann U_{2c} unitär gewählt werden.

A.6 Transport des Fouriergenerators

Vor der Refaktorisierung gilt

$$K_Y|n,h\rangle = hnk_0|n,h\rangle.$$

Nach der Refaktorisierung definieren wir

$$N_Y|c,n\rangle = n|c,n\rangle$$

und

$$\chi_D|h\rangle = h|h\rangle.$$

Damit folgt auf Basiszuständen

$$U_{2c}(1 \otimes K_Y)U_{2c}^{-1}\left(|h\rangle \otimes |c,n\rangle\right) = hnk_0\left(|h\rangle \otimes |c,n\rangle\right).$$

Also

$$\boxed{U_{2c}(1 \otimes K_Y)U_{2c}^{-1} = \chi_D \otimes k_0 N_Y.}$$

Das Vorzeichen des alten Fouriergenerators wird auf S_h dargestellt.

Sein Betrag verbleibt auf der Modenleiter.

Diese Gleichung beweist die Informationsverteilung der Windungsdaten.

Sie beweist noch nicht allein den direkten chiralen Support des Rotationsfeldes. Dafür ist der folgende Support-Satz nötig.

A.7 Intertwining der Zweiggraduierung mit der Dirac-Chiralität

Sei

$$R$$

die Darstellungsabbildung von der Herkunftsgraduierung des direkten Y-Anteils auf die refaktorisierte Phase-2c-Darstellung.

Sie erfüllt

$$\boxed{R\Sigma = \chi_D R.}$$

Das Materie-/Konjugationsgrading wird lediglich mitgeführt:

$$\boxed{R\mathsf{C} = \mathsf{C}R.}$$

Aus

$$\mathsf{C}\Sigma\,\mathbb{D}_Y = \eta\mathbb{D}_Y$$

folgt

$$\begin{aligned}(\mathsf{C}\chi_D)R\mathbb{D}_Y &= \mathsf{C}R\Sigma\mathbb{D}_Y \\ &= R\mathsf{C}\Sigma\mathbb{D}_Y \\ &= \eta R\mathbb{D}_Y.\end{aligned}$$

Damit

$$\boxed{(\mathsf{C}\chi_D)R\mathbb{D}_Y = \eta R\mathbb{D}_Y.}$$

Der transformierte direkte Y-Anteil liegt also vollständig in einem Eigenraum des Gradings

$$G := \mathsf{C}\chi_D.$$

A.8 Der Support-Satz

Da

$$G^2 = 1,$$

lautet der Projektor auf den Eigenwert η

$$\boxed{\Pi_Y = \frac{1}{2}(1 + \eta G) = \frac{1}{2}\left(1 + \eta \mathsf{C}\chi_D\right).}$$

Mit

$$GR\mathbb{D}_Y = \eta R\mathbb{D}_Y$$

folgt

$$\begin{aligned}\Pi_Y R\mathbb{D}_Y &= \frac{1}{2}(1 + \eta G)R\mathbb{D}_Y \\ &= \frac{1}{2}(1 + \eta^2)R\mathbb{D}_Y \\ &= R\mathbb{D}_Y.\end{aligned}$$

Also

$$\boxed{\Pi_Y R\mathbb{D}_Y = R\mathbb{D}_Y.}$$

Äquivalent:

$$\boxed{(1 - \Pi_Y)R\mathbb{D}_Y = 0.}$$

Diese Null ist eine Support-Null.

Sie bedeutet nicht, dass der komplementäre Dirac-Zustand verschwindet.

Sie bedeutet nur, dass dort kein unabhängiger direkter Y-Rahmen fortgesetzt wird.

Für

$$\eta = +1$$

und

$$Q_M = \frac{1}{2}(1 + \mathsf{C}), \qquad Q_A = \frac{1}{2}(1 - \mathsf{C}),$$

$$P_L = \frac{1}{2}(1 + \chi_D), \qquad P_R = \frac{1}{2}(1 - \chi_D),$$

gilt

$$\boxed{\Pi_Y = Q_M P_L + Q_A P_R.}$$

A.9 Target-Konjugation auf dem Dirac-Träger

Sei κ die komponentenweise komplexe Konjugation und

$$\mathcal{C}_D = \sigma_x \kappa,$$

mit

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Da χ_D reell ist,

$$\kappa \chi_D \kappa^{-1} = \chi_D.$$

Außerdem

$$\sigma_x \chi_D \sigma_x^{-1} = -\chi_D.$$

Daher

$$\boxed{\mathcal{C}_D \chi_D \mathcal{C}_D^{-1} = -\chi_D.}$$

Folglich

$$\boxed{\mathcal{C}_D P_L \mathcal{C}_D^{-1} = P_R,}$$

$$\boxed{\mathcal{C}_D P_R \mathcal{C}_D^{-1} = P_L.}$$

Auf einer refaktorisierten Basis kann die vollständige Konjugation schematisch geschrieben werden als

$$\mathcal{C} : |h\rangle \otimes |c, n\rangle \longmapsto |-h\rangle \otimes |\bar{c}, n\rangle.$$

Der Windungsbetrag n bleibt erhalten.

Helixhändigkeit und Target-Zweig werden gemeinsam umgekehrt.

A.10 Die direkte relative $SU(2)$-Rahmenwirkung

Das neue unabhängige Phase-2-Rotationsfeld ist

$$\mathcal{W}_\mu = -I W_\mu^a T_a, \qquad a = 1, 2, 3,$$

mit

$$\mathcal{W}_\mu \in \mathfrak{su}(2).$$

Auf dem vollständigen direkten Y-Bild besitzt seine Wirkung die Form

$$\boxed{\widetilde{\mathcal{W}}_\mu = Q_M P_L \otimes \mathcal{W}_\mu + Q_A P_R \otimes \mathcal{W}_\mu^c.}$$

Im Materiezweig:

$$\boxed{\widetilde{\mathcal{W}}_{\mu,M} = P_L \otimes \mathcal{W}_\mu.}$$

Im konjugierten Zweig:

$$\boxed{\widetilde{\mathcal{W}}_{\mu,A} = P_R \otimes \mathcal{W}_\mu^c.}$$

Der zentrale Generator T_0 wird hier nicht als zusätzliches unabhängiges lokales Rotationsfeld gezählt.

Er gehört zur gemeinsamen Phase und Windungsinformation, deren Phase-1-Herkunft bereits in Sektion 2 verfolgt wurde.

A.11 Konjugierte kovariante Operatorblöcke

Der Haupttext hat die beiden direkten Phase-2c-Fortsetzungen bereits als

$$\mathcal{D}_{\mu,M}^{(2c)} = \nabla_{X,\mu}^M \otimes \mathbf{1}_{W_{\mathrm{iso}}} + P_L \otimes \mathcal{W}_\mu$$

und

$$\mathcal{D}_{\mu,A}^{(2c)} = \nabla_{X,\mu}^A \otimes \mathbf{1}_{W_{\mathrm{iso}}} + P_R \otimes \mathcal{W}_\mu^c$$

geschrieben.

Der konjugierte Block ist dabei nicht unabhängig postuliert. Er wird durch die vollständige Target-Konjugation bestimmt:

$$\boxed{\mathcal{D}^{(2c)}_{\mu,A} = \mathcal{C}\mathcal{D}^{(2c)}_{\mu,M}\mathcal{C}^{-1}.}$$

Damit werden gleichzeitig

$$P_L \longmapsto P_R$$

und

$$\mathcal{W}_\mu \longmapsto \mathcal{W}^c_\mu$$

transportiert.

Auf dem formal getrennten Zweigraum kann die direkte lineare Struktur geschrieben werden als

$$\mathcal{D}^{(2c)}_{\text{direct}} = \mathcal{D}^{(2c)}_{M} \oplus \mathcal{D}^{(2c)}_{A}.$$

Diese direkte Summe beschreibt den direkten linearen Phase-2c-Transport mit erhaltenem Zweiglabel. Sie behauptet nicht, dass die vollständige nichtlineare Ur-DGL Materie und konjugierte Materie niemals koppeln könnte.

A.12 Die mathematische Brücke zu Sektion 4

Sei $\mathcal{I}_D$ die in Sektion 4 entstehende lineare Darstellung der nichtlinear erzeugten Flussreflexion.

Sie erhält den Materiegrad,

$$[\mathsf{C}, \mathcal{I}_D] = 0,$$

vertauscht aber die chirale Etage,

$$\{\chi_D, \mathcal{I}_D\} = 0.$$

Damit

$$\{\mathsf{C}\chi_D, \mathcal{I}_D\} = 0.$$

Für

$$\Pi_Y = \frac{1}{2}(1 + \mathsf{C}\chi_D)$$

folgt

$$\boxed{\mathcal{I}_D \Pi_Y = (1 - \Pi_Y)\mathcal{I}_D.}$$

Diese Gleichung wird in Sektion 4 physikalisch gefüllt.

Sie bedeutet bereits formal:

> Die spätere Flussreflexion führt gerade aus dem direkten Y-Support in die komplementäre Dirac-Fortsetzung und umgekehrt.

Offene Punkte nach Sektion 3

Offene Physik

1. **Dynamische Besetzung der komplementären Dirac-Fortsetzung.**
   Sektion 3 bestimmt nur den direkten Y-Support. Warum eine vollständige massive Materielösung die komplementäre Etage tatsächlich mitführt, muss aus der nichtlinearen Selbstwirkung folgen. Dies ist die zentrale Aufgabe von Sektion 4.
2. **Physikalische Auswahl der inneren u/d-Eigenachse.**
   Die chirale Supportstruktur ist von der späteren dynamischen Auswahl zweier stationärer Eigenrichtungen in W_{iso} zu unterscheiden. Schritt C erzeugt keine u/d-Achse.
3. **Vollständige Bedeutung der Target-Konjugation.**
   In Phase 2 bezeichnet M/A zunächst zwei target-konjugierte Lösungszweige. Die spätere Fockdarstellung muss zeigen, wie daraus die beobachtbare Teilchen-/Antiteilchenbesetzung gelesen wird.
4. **Nullwindungssektoren höherer innerer Darstellungen.**
   Für $q = 0$ ist h nicht definiert. Solche Sektoren gehören nicht zur fundamentalen $j = \frac{1}{2}, n = 1$-Materiemode und benötigen eine eigene Analyse in höheren exotischen Trägern.
5. **Freie Dynamik der Rotationsfelder.**
   Der Support des neuen relativen $SU(2)$-Rahmens ist nun bestimmt. Seine vollständige Selbst- und Fernfelddynamik ist damit noch nicht festgelegt.

Offene Mathematik

1. **Vollständiger Lift des lokalen Helixschnitts.**
   Die x/y-Helix ist ein didaktischer Schnitt durch die volle X/Y-Geometrie. Die Operatorrechnung mit J_B und Ξ trägt den wesentlichen Lift; für eine konkrete Ur-DGL muss die vollständige mehrdimensionale Einbettung explizit angegeben werden.
2. **Exakter physikalischer Bildraum.**
   Der Support-Satz bestimmt den direkten Y-Bildraum relativ zu Materiegrad und Chiralität. Weitere Korrelationen mit V_1, S_X und W_{iso} können den tatsächlichen Bildraum der konkreten Ur-DGL zusätzlich einschränken.
3. **Darstellungsabbildung R.**
   Die Relation

   $$R\Sigma = \chi_D R$$

   fixiert die erforderliche Abbildung der Zweiggraduierung. Ihre konkrete Realisierung für die vollständige Ur-DGL muss zusammen mit deren vollständigem Operator angegeben werden.
4. **Nichtlineare Fortsetzung außerhalb des direkten Supports.**
   Die Support-Null

   $$(1 - \Pi_Y) R \mathbb{D}_Y = 0$$

   betrifft nur den direkten Y-Transport. Die konkrete nichtlineare DGL muss in Sektion 4 zeigen, wie komplementäre Dirac-Komponenten erzeugt und gebunden werden.
5. **Kausaler dt-Scheibensolver.**
   Nach Schritt C sind der begehbare Base-Träger X, die inneren Moden und die Dirac-Fortsetzungsinformation getrennt sichtbar. Damit sind die geometrischen Voraussetzungen für eine spätere Formulierung des scheibenweisen dt-Solvers vorhanden. Existenz, Eindeutigkeit und die notwendigen Anfangsdaten müssen separat angegeben werden.

Wahre Sprache noch nicht endgültig

1. **„Helix“ und „Schraube“.**
   Diese Begriffe bezeichnen die gemeinsame gerichtete Struktur aus X-Vorschub und Y-Phasenumlauf. Sie behaupten keinen mechanischen Draht und keine zusätzliche verborgene Raumkurve nach dem Einrollen.

2. **„Gewindegang“.**
   Ein Gewindegang bezeichnet einen vollständigen Phasenumlauf der inneren Mode. n zählt Phasenwindungen, nicht materielle Stränge.
3. **„Chiralität“.**
   In $\Psi_{2a}(X, Y)$ ist die Händigkeit noch Teil der vollständigen X/Y-Helix und durch Target-Konjugation bereits mit dem Materiezweig korreliert. Erst Schritt C stellt diese Händigkeit separat auf S_h dar. Chiralität ist damit neu als eigene Eigenschaft der Darstellung sichtbar, aber weder ihre Information noch ihre Korrelation mit dem Target-Zweig werden neu erzeugt.
4. **„Linke“ und „rechte“ Etage.**
   Welche der beiden Eigenrichtungen L beziehungsweise R heißt, ist Konvention. Nicht konventionell ist ihre Korrelation mit den beiden target-konjugierten Zweigen im direkten Y-Bild.
5. **„Support“.**
   Support bedeutet hier: Auf welchen formalen Fächern der direkte aus Y stammende Operator tatsächlich wirkt. Fehlender direkter Support bedeutet weder Nichtexistenz des Zustands noch ein Verbot seiner nichtlinearen Besetzung.

Kompakte Übergabe an Sektion 4

Nach Schritt C besitzt der Materiezustand drei sauber getrennte Zweierstrukturen:

$$\boxed{S_X}$$

für den äußeren Spin,

$$\boxed{W_{\mathrm{iso}}}$$

für den fundamentalen inneren Zweierraum,

und

$$\boxed{S_h}$$

für die aus der früheren X/Y-Helix herausgelöste Chiralität.

Der Dirac-Träger lautet

$$\boxed{S_D = S_X \otimes S_h.}$$

Der direkte aus Y stammende relative $SU(2)$-Transport besitzt für die gewählte Orientierung den Support

$$\boxed{\Pi_Y = Q_M P_L + Q_A P_R.}$$

Damit gilt insbesondere im Materiezweig:

$$\boxed{\text{direkter } Y\text{-Support auf } L.}$$

Die rechte Etage ist dadurch nicht gelöscht.

Sie ist die komplementäre Dirac-Fortsetzung derselben Materielösung.

Sektion 4 muss nun zeigen, ob und wie die quadratische Selbstwirkung des Vortex gerade diese beiden Fortsetzungen miteinander verbindet.

toe-phase2-sektion4_v7.md

This theory was developed by physicist Roland Bollmann (driving intuitive force and primary conceptual development, bollmann@iPhys.de), with Gemini as a brainstorming partner and ChatGPT assisting with mathematical precision and editorial development.

Phase 2 — Sektion 4

Die nichtlineare Modenfaltung: von der alten Y-Bewegung zur Flussreflexion und Ruheskala

Leitgedanke

Die Schritte A, B und C haben die Ur-DGL nicht in mehrere neue Theorien zerlegt. Sie haben nur auseinandergezogen, **wo dieselbe bereits vorhandene Vortexinformation nach dem Darstellungswechsel lesbar ist**:

- der Target-Inhalt auf

$$V_1 = \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3,$$

- die äußere Fortsetzung auf X und S_X,
- die eingerollte Y-Abhängigkeit auf der inneren Modengeometrie W_{iso},
- die frühere Helixorientierung auf S_h,
- und der direkte aus Y stammende relative Rahmen auf seinem in Sektion 3 hergeleiteten chiralen Support.

Sektion 4 fragt nun nicht zuerst nach Teilchennamen und auch noch nicht nach einem ausgezeichneten inneren Generator. Sie verfolgt einen einzigen Vortex und stellt eine einfachere Frage:

> **Was geschieht mit einer periodischen inneren Y-Oszillation des Feldwertes, wenn die ursprüngliche nichtlineare oktonionische DGL denselben Vortex mit sich selbst auswertet?**

Vor dem Einrollen besitzt der Feldwert seine Y-Abhängigkeit noch als wirkliche periodische Änderung entlang des Base-Space. Für die Leitmode dieser Sektion wählen wir absichtlich den einfachsten Fall: **derselbe skalare Phasenfaktor** $\Theta(Y)$ multipliziert den ganzen betrachteten Targetwert. Einzelkanal und Dreierraum beginnen also nicht mit zwei frei gewählten Phasen.

Entscheidend ist: Das Cayley–Dickson-Produkt verarbeitet diese eine gemeinsame Phase trotzdem nicht überall gleich. In direkten Produkten erscheint Θ^2; wo die Produktregel einen Faktor konjugiert, erscheint dagegen $\Theta^*\Theta = 1$. Die Nichtlinearität erzeugt damit aus einer einzigen laufenden 1-Mode gleichzeitig eine höhere Mode und einen stationären Anteil. Erst **danach** wird eingerollt. Der verschwundene Ort Y darf also nicht nur die ursprüngliche gemeinsame Phase hinterlassen, sondern muss auch den durch die Nichtlinearität entstandenen Unterschied der Modenantworten erhalten.

Das ist der rote Faden dieser Sektion:

> **Alte periodische Y-Abhängigkeit → innere Modeninformation → nichtlineare Modenfaltung → stationäre 0-Mode → Flussreflexion → Ruheskala.**

Die Modenzerlegung ist dabei kein Versuch, die Nichtlinearität zu beseitigen.

> **Modenzerlegung linearisiert nicht die DGL; sie macht sichtbar, wie Nichtlinearität Information zwischen Frequenz- und Windungssektoren verschiebt.**

Eine laufende 1-Mode kann durch die quadratische Selbstwirkung Beiträge zur 2-Mode und zugleich zur stationären 0-Mode erzeugen. Die 0-Mode ist daher nicht etwas, das wir nachträglich als Massenterm einsetzen. Sie ist der stationäre Anteil, den dieselbe vollständige Vortexlösung aufgrund ihrer nichtlinearen Selbstbegegnung mitführen kann.

Sektion 4 endet bewusst einen Schritt früher. Sie zeigt, wie aus der einen nichtlinearen Vortexlösung eine stationäre gerichtete Nullmode entsteht, wie diese Nullmode die beiden chiralen Fortsetzungen miteinander verbindet und warum ihre Stärke als Ruheskala gelesen wird. Die räumliche Profilrechnung

fasst diese Selbstschließung anschließend in den Größen C_0, C_1, C_2 zusammen, zunächst auf einem ausgewählten inneren Modenkanal.

Erst Sektion 5 öffnet den inneren Zweierraum vollständig. Dort wird gefragt, wie die gesamte alte Y-Wirkung — die Änderung des Feldwertes, das Phase-1-Rotationsfeld A_Y mit seinem Generator Y_{rel} und das Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ — nach dem Einrollen auf W_{iso} und den Phase-2-Rotationsfeldern dargestellt wird. Dadurch bleibt Sektion 4 bei einem einzigen Gegenstand: **der Entstehung der stationären Flussreflexion und ihrer Ruheskala.**

4.1 Warum wir eine nichtlineare Lösung trotzdem in Moden zerlegen

4.1.1 Keine lineare Superposition von Lösungen

Für eine lineare Gleichung könnte man verschiedene Fouriermoden getrennt lösen und anschließend addieren.

Das ist hier ausdrücklich nicht gemeint.

Für die zentrale Rechnung dieser Sektion isolieren wir zunächst den quadratischen Anteil der allgemeinen nichtlinearen Ur-DGL und schreiben schematisch

$$\mathcal{D}\Psi + \mathcal{N}_2[\Psi] = 0.$$

Das ist eine analytische Auswahl des kleinsten Mechanismus, keine Behauptung, die Ur-DGL besitze ausschließlich einen quadratischen Term. Phase 1 hat bereits gezeigt, dass auch kubische oktonionische Beiträge sinnvoll sind. In 4.9.5 nehmen wir genau einen solchen kubischen Kanal wieder hinzu, weil er geometrisch für einen Einzelkanal-dominierten Vortex wichtig wird.

In einem stationären oder lokal quasiperiodischen Sektor können wir den einen vollständigen Feldzustand trotzdem in zeitliche Harmonische zerlegen:

$$\boxed{\Psi(t,x) = \sum_{m\in\mathbb{Z}} \Psi_m(x) e^{-Im\omega t}.}$$

Diese Gleichung ist zunächst nur eine Darstellung der Zeitabhängigkeit.

Sie behauptet nicht:

$$\mathcal{D}\Psi_m + \mathcal{N}_2[\Psi_m] = 0$$

für jedes m einzeln.

Im Gegenteil.

Setzen wir die Summe in einen quadratischen Term ein, entstehen Faltungen der Modenindizes:

$$m_1 + m_2 \longrightarrow m_3,$$

und bei konjugierten Faktoren entsprechend auch Differenzen.

Damit koppelt die nichtlineare DGL die Moden.

4.1.2 Warum gerade das nützlich ist

Nehmen wir probeweise einen Zustand, dessen laufender Anteil durch eine 1-Mode dominiert wird.

Dann kann eine direkte quadratische Selbstbegegnung beispielsweise

$$1 + 1 \longrightarrow 2$$

erzeugen.

Durch die in der oktonionischen Produktregel bereits enthaltenen Konjugationen können zugleich Phasen gegeneinander aufgehoben werden:

$$(+1) + (-1) \longrightarrow 0.$$

Damit wird eine wichtige Frage analytisch sichtbar:

> **Welche stationäre 0-Mode muss dieselbe vollständige nichtlineare Lösung mitführen, damit die laufende 1-Mode überhaupt Teil einer selbstkonsistenten DGL-Lösung sein kann?**

Wir verwenden die Modenzerlegung also nicht, um die Nichtlinearität wegzuignorieren.

Wir verwenden sie, um die **Flusswege der Nichtlinearität zwischen den Modensektoren** sichtbar zu machen.

Dabei müssen in dieser Sektion zwei verschiedene Modenlabel auseinandergehalten werden. Die zeitlichen Harmonischen

$$e^{-Im\omega t}$$

ordnen, welcher Anteil im sichtbaren stationären Problem als 0-, 1- oder höhere Zeitmode erscheint. Die alten Y-Moden

$$D_\lambda(Y)$$

ordnen dagegen, wie die inzwischen eingerollte innere Bewegung gespeichert ist. Vor dem Einrollen können beide Phasen im vollständigen Faktor Θ gemeinsam auftreten. Die Nichtlinearität multipliziert den **ganzen** Faktor und faltet deshalb beide Modenbücher zugleich.

> **„Stationäre 0-Mode“ bezeichnet die sichtbare zeitliche Stationarität. Welche alte Y-Information innerhalb dieser stationären Bilanz gespeichert bleibt, ist eine zweite Frage. Sektion 4 hält dafür einen inneren Modenkanal fest; Sektion 5 öffnet diese Information auf dem ganzen W_{iso}.**

4.1.3 DGL-Stress in Modensprache

Wenn wir gedanklich nur die 1-Mode festhalten und die von ihr erzeugten 0- und 2-Mode-Beiträge zunächst nicht mitführen, bleibt die DGL nicht ausgeglichen.

Diesen Rest nennen wir weiterhin DGL-Stress.

Er ist keine zusätzliche Kraft.

Er bezeichnet nur:

> **Der gerade festgehaltene Teilzustand schließt die lokale DGL noch nicht. Andere bereits zur vollständigen Lösung gehörende Komponenten müssen denselben Ausdruck gemeinsam zu null ausbalancieren.**

Die Modenanalyse macht diesen Ausgleichsbedarf besonders transparent.

4.2 Ein konkretes Ψ durch die Schritte A, B und C

Die folgenden Darstellungen wiederholen nicht die Herleitungen der Sektionen 1–3.

Sie verfolgen **denselben konkreten Zustand** durch die dort bereits bewiesenen Darstellungswechsel.

Das ist wichtig, weil wir anschließend auch seine Nichtlinearität auf demselben Weg transportieren wollen.

4.2.1 Voller Base-Space, kleinster sichtbarer Target-Kanal

Der Phase-2-Base-Space ist weiterhin

$$Z = X + IY,$$

mit

$$X = X^\mu \sigma_\mu, \qquad Y = y^\nu \sigma_\nu, \qquad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3.$$

Der Target-Space ist weiterhin vollständig oktonionisch und durch die in Phase 1 ausgezeichnete komplexe Richtung I geordnet als

$$V_1 = \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3.$$

Für die Beispielrechnung besetzen wir nur den Einzelkanal und eine einzige lokale Dreierraumrichtung:

$$\boxed{\Psi_{\text{tar}} = a_1(X) e_0 + b_1(X) e_1, \qquad a_1, b_1 \in \mathbb{C}_I.}$$

Die beiden übrigen Dreierraumrichtungen werden nicht entfernt.

Sie sind im ausgewählten Zustand lediglich nicht angeregt.

Damit kann die vollständige oktonionische Produktregel an einem minimalen sichtbaren Ausschnitt gerechnet werden.

4.2.2 Phase 1: ein Feldwert, zwei Targetrollen

In Phase 1 ist

$$\Psi_1 = a_1 e_0 + b_1 e_1$$

ein einziger oktonionischer Feldwert.

Die Schreibweise zeigt lediglich zwei verschiedene Targetrollen:

- $a_1 e_0$ liegt im komplexen Einzelkanal $\mathbb{C}_I$;
- $b_1 e_1$ liegt in einer lokalen Richtung von $\mathbb{C}_I^3$.

Diese beiden Rollen sind durch die ursprüngliche Multiplikation nicht unabhängig.

Vektorinhalt kann unter der Selbstmultiplikation in den Einzelkanal zurückfallen; gemischte Produkte können wieder in die Vektorrichtung zeigen.

Genau diese algebraische Rückführung wird später für die stationäre Reflexion wichtig.

4.2.3 Schritt A: äußere Fortsetzung und periodische Y-Oszillation werden unterscheidbar

Der quaternionische X-Block erzeugt den äußeren Spinträger

$$S_X \cong \mathbb{C}^2.$$

Derselbe Targetzustand trägt deshalb eine äußere Spinantwort

$$\psi_{X,1}(X) = \begin{pmatrix} \psi_{\uparrow,1}(X) \\ \psi_{\downarrow,1}(X) \end{pmatrix}.$$

Dieser Zweierraum ist kein zweites Materiefeld.

Er speichert, wie derselbe Targetzustand unter den äußeren quaternionischen Drehungen fortgesetzt wird.

Für die innere Geometrie wählen wir nun nur einen lokalen eindimensionalen Eigenkanal der periodischen Y-Abhängigkeit.

Sein Phasenfaktor sei

$$\Theta_h(Y;X) = \exp\!\left\{ Ih\, n_\nu \big(y^\nu - f^\nu(X)\big) \right\}.$$

Diese Schreibweise meint keine Kreisbahn im Y-Raum. Sie sagt etwas Einfacheres: Entlang der ausgewählten Y-Richtung ändert sich die Phase des Feldwertes periodisch. Nach einer vollen Phasenänderung wird derselbe Modenwert wieder erreicht.

Die Mode beschreibt deshalb eine **Oszillation des Feldwertes entlang** Y, nicht die Bahn eines Gegenstandes um ein Zentrum.

Sie behauptet auch keine gemeinsame Eigenbasis aller inneren Generatoren. Wir verfolgen nur eine ausgewählte lokale periodische Y-Mode.

Dabei bezeichnet

- n_ν die Richtung des Phasenfortschritts im Y-Block,
- $h = \pm 1$ die Orientierung, in der diese Y-Phase relativ zur X-Fortsetzung läuft,
- $f^\nu(X)$ die örtliche Verschiebung dieses periodischen Phasenprofils beim Weitergehen durch X.

Der vollständige Zustand lautet nun

$$\boxed{\Psi_1(X,Y) = \big(a_1 e_0 + b_1 e_1\big) \otimes \psi_{X,1}(X)\, \Theta_h(Y;X).}$$

Hier ist besonders $f^\nu(X)$ wichtig.

Wenn sich f^ν von einem X-Punkt zum nächsten ändert, liegt derselbe innere Phasenwert am benachbarten Punkt bei einem entsprechend verschobenen Y-Wert. Die DGL muss diese Verschiebung berücksichtigen, wenn sie beide Zustände miteinander vergleicht.

Das ist die konkrete geometrische Bedeutung des späteren Rotationsfeldes.

> **Das Rotationsfeld führt nach dem Einrollen denselben örtlichen Vorlauf des periodischen inneren Phasenprofils entlang des verbleibenden X-Weges weiter.**

4.2.4 Schritt B: der innere Ort wird zu Modenzustand und Rahmenfortsetzung

Beim Einrollen hört Y auf, ein begehbarer Ort zu sein.

Bevor wir diese Ortsabhängigkeit aus der Raumzeitdarstellung entfernen, lesen wir an unserer ausgewählten periodischen Mode noch einmal ab, was sich beim Weitergehen durch X tatsächlich verändert.

Für

$$\Theta_h(Y;X) = \exp\{Ih\, n_\nu\big(y^\nu - f^\nu(X)\big)\}$$

gilt

$$\partial_\mu \Theta_h = -Ih\, n_\nu\big(\partial_\mu f^\nu\big)\Theta_h.$$

Der Faktor

$$\partial_\mu f^\nu$$

sagt unmittelbar, um wie viel das alte periodische Y-Profil beim Schritt von X nach $X + dX$ vor- oder nachläuft.

Vor dem Einrollen ist das noch dieselbe zusammenhängende Bewegung durch den vollständigen X/Y-Base-Space. Nach dem Einrollen kann dieser Vorlauf nicht mehr als Ortsverschiebung in Y beschrieben werden. Die periodische Y-Abhängigkeit wird deshalb als innere Modeninformation gespeichert, und ihre örtliche Änderung muss beim Vergleich benachbarter X-Punkte durch ein Rotationsfeld weitergeführt werden.

Für die eine ausgewählte Mode erscheint diese Wirkung zunächst nur als Zahl. Der vollständige innere Zustand besitzt jedoch mehrere mögliche relative Änderungen. Sektion 4 benötigt davon nur den bereits in Sektion 3 hergeleiteten **relativen Rahmenanteil**, weil genau dieser auf dem direkten chiralen Y-Support in die folgende Flussreflexionsrechnung eingeht. Wir schreiben ihn

$$\mathcal{W}_\mu^{\mathrm{rel}} = -I W_\mu^i T_i, \qquad i = 1,2,3.$$

Diese Schreibweise ist bewusst noch nicht die vollständige Bilanz aller alten Y-Wirkungen. Insbesondere entscheidet Sektion 4 noch nicht, wie der gemeinsame skalare Anteil des Phase-1-

Rotationsfeldes A_Y und die Wirkung des alten Farbrotationsfeldes $\mathbf{G}_Y$ nach dem Einrollen auf dem ganzen W_{iso} dargestellt werden. Genau diese Frage wird in Sektion 5 geöffnet.

Für die Analysis dieser Sektion genügt daher:

> **Was vor dem Einrollen als örtliche Änderung des inneren Y-Profils sichtbar war, erscheint nach dem Einrollen dort als Rotationsfeld, wo benachbarte X-Punkte ihre relative innere Orientierung vergleichen müssen.**

Die ausgewählte periodische Y-Abhängigkeit selbst wird als Modeninformation gespeichert,

$$\Theta_h(Y;X) \quad \longrightarrow \quad |n,h\rangle.$$

Der Zustand erscheint damit schematisch als

$$\Psi_1(X) = \big(a_1 e_0 + b_1 e_1\big) \otimes \psi_{X,1}(X) \otimes |n,h\rangle.$$

Der Ort Y ist verschwunden.

Seine Wirkung nicht.

Dabei ist für die spätere Nichtlinearität ein zweiter Punkt entscheidend. Vor dem Einrollen dürfen Einzelkanal und Dreierraum verschiedene Anteile derselben Y-Abhängigkeit tragen:

$$a(X,Y) = \sum_\lambda a_\lambda(X) D_\lambda(Y),$$

$$\mathbf{q}(X,Y) = \sum_\lambda \mathbf{q}_\lambda(X) D_\lambda(Y).$$

Nach dem Einrollen werden die Funktionen $D_\lambda(Y)$ nicht als neue unabhängige Felder weitergeführt. Ihre Modeninformation wird im inneren Zustand gespeichert. Der Darstellungswechsel erzeugt dabei keine neue Kopplung zwischen a und $\mathbf{q}$, löst aber auch ihre alte oktonionische Kopplung nicht auf.

> **Das Einrollen ändert den Darstellungsort der alten Y-Abhängigkeit. Es trennt nicht auseinander, was das Cayley–Dickson-Produkt bereits als einen gemeinsamen Feldwert koppelt.**

4.2.5 Schritt C: die Helixhändigkeit erhält einen eigenen Darstellungsort

Sektion 3 hat gezeigt, dass die Helixhändigkeit und der Target-Konjugationszweig im direkten Y-Bild korreliert sind.

Die Händigkeit h wird nun auf

$$S_h \cong \mathbb{C}^2$$

dargestellt:

$$h = +1 \longmapsto |L\rangle, \qquad h = -1 \longmapsto |R\rangle.$$

Zusammen mit S_X:

$$S_D = S_X \otimes S_h.$$

Der Zustand wird dadurch

$$\boxed{\Psi_1(X) = \big(a_1 e_0 + b_1 e_1\big) \otimes \begin{pmatrix} L_1(X) \\ R_1(X) \end{pmatrix} \otimes |c, n\rangle_{W_{\text{iso}}}.}$$

Die beiden chiralen Etagen werden durch

$$\chi_D = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

gelesen.

Der direkte aus Y stammende relative Rahmen besitzt nach Sektion 3 den Support

$$\boxed{\Pi_Y = Q_M P_L + Q_A P_R.}$$

Im Materiezweig also

$$Q_M \Pi_Y = Q_M P_L.$$

Damit lautet die kovariante Fortsetzung dort schematisch

$$\mathcal{D}^{(2c)}_{\mu,M} = \nabla^M_{X,\mu} \otimes \mathbf{1}_{W_{\text{iso}}} + P_L \otimes \mathcal{W}^{\text{rel}}_\mu.$$

Die rechte Etage existiert vollständig.

Sie trägt nur keinen zweiten unabhängigen direkten Y-Rahmen.

Genau diese Situation wird die quadratische Nichtlinearität nun auswerten.

4.2.6 Stationärer Profilsektor und Leitmode

Für die konkrete Analysis betrachten wir anschließend einen stationären Vortex, dessen sichtbares Profil nur von

$$t = X^0, \qquad x = X^1$$

abhängt.

Die Träger werden dadurch nicht reduziert.

Wir untersuchen nur eine räumlich einfachere Lösung.

Die zeitliche Leitphase sei

$$e^{-I\omega t}.$$

Vor dem Einrollen kann sie mit der periodischen inneren Y-Oszillation zu einem gemeinsamen Phasenfaktor zusammengefasst werden:

$$\boxed{\Theta_1 = e^{-I\omega t}\exp\{Ih\,n_\nu\big(y^\nu - f^\nu(X)\big)\}\,.}$$

Diese Θ_1 nennen wir im Folgenden die Leitmode.

Der Index 1 bedeutet nicht, dass die vollständige Lösung nur diese Mode enthält.

Gerade die quadratische DGL wird gleich zeigen, warum das unmöglich wäre.

4.3 Die oktonionische Multiplikation in der neuen Darstellung

4.3.1 Woher der Name Cayley–Dickson kommt

Phase 1 hat den oktonionischen Targetwert als

$$\mathbb{O} \quad \longrightarrow \quad \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3$$

dargestellt.

Damit derselbe oktonionische Feldwert in dieser Paarform weiterhin dieselbe Multiplikation besitzt, muss auch das ursprüngliche Oktonionenprodukt in dieser Zerlegung geschrieben werden.

Genau diese Paardarstellung der Oktonionenmultiplikation nennen wir hier das **Cayley–Dickson-Produkt**.

Der Name bezeichnet also keine neue Wechselwirkung und keinen neuen Operator.

Er ist die explizite Produktregel desselben oktonionischen Targetwertes in der bereits gewählten Darstellung.

Für

$$p = (p_0, \mathbf{p}), \qquad q = (q_0, \mathbf{q})$$

schreiben wir

$$\boxed{p \star q = (p_0 q_0 - \langle \mathbf{p}, \mathbf{q} \rangle,\ p_0^* \mathbf{q} + q_0 \mathbf{p} + \mathbf{p}^* \times \mathbf{q}^*)\,.}$$

Die vier Terme besitzen eine unmittelbare Targetbedeutung:

- $p_0 q_0$ bleibt im Einzelkanal;
- $-\langle \mathbf{p}, \mathbf{q} \rangle$ führt Vektorinhalt in den Einzelkanal zurück;
- $p_0^* \mathbf{q} + q_0 \mathbf{p}$ mischt Einzel- und Vektorkanal;
- $\mathbf{p}^* \times \mathbf{q}^*$ verdreht verschiedene Vektorrichtungen gegeneinander.

4.3.2 Zwei quadratische Selbstlesarten

Für die minimale quadratische TOE-Klasse betrachten wir

$$\boxed{\mathcal{N}_2[\Psi] = \alpha(\Psi \star \Psi) + \beta(\bar{\Psi} \star \Psi), \qquad \alpha, \beta \in \mathbb{R}.}$$

Die beiden Terme haben unterschiedliche Rollen.

Der direkte Kanal

$$\Psi \star \Psi$$

bewahrt die gerichtete Mischung der Targetanteile.

Der Normkanal

$$\bar{\Psi} \star \Psi$$

legt den Zustand auf seine algebraisch konjugierte Lesart und liefert für denselben lokalen Zustand eine skalare Intensität.

Die Konjugation in diesem algebraischen Term erzeugt noch kein eigenständiges Antiteilchen.

Materie und target-konjugierte Materie als vollständige Lösungszweige wurden bereits in Sektion 3 getrennt.

4.3.3 Das Produkt wird am ursprünglichen Target gerechnet

Unsere Leitmode lautet in der minimalen Paarschreibweise

$$\boxed{\Psi_1 = \big(a_1\Theta_1, b_1\Theta_1\big).}$$

Wir multiplizieren nicht nachträglich die neu sichtbaren Tensorfaktoren S_X, S_h oder W_{iso} miteinander.

Wir rechnen zuerst das ursprüngliche Targetprodukt.

Sein Ergebnis wird anschließend durch dieselben Darstellungswechsel transportiert wie der Zustand selbst.

Damit bleibt klar:

> **Neue Träger verändern die Darstellung des Produktergebnisses. Sie erfinden kein neues Produkt.**

4.4 Was die quadratische DGL mit einer einzelnen 1-Mode macht

4.4.1 Direkte Selbstbegegnung

Setzen wir die Leitmode zweimal in das Cayley–Dickson-Produkt ein, erhalten wir

$$\begin{aligned}\Psi_1 \star \Psi_1 = \Big(&(a_1\Theta_1)(a_1\Theta_1) - (b_1\Theta_1)^*(b_1\Theta_1), \\ &(a_1\Theta_1)^*(b_1\Theta_1) + (a_1\Theta_1)(b_1\Theta_1)\Big).\end{aligned}$$

Mit

$$\Theta_1^*\Theta_1 = 1$$

wird daraus

$$\boxed{\Psi_1 \star \Psi_1 = \left(a_1^2\Theta_1^2 - |b_1|^2\right) e_0 + \left(a_1^* b_1 + a_1 b_1 \Theta_1^2\right) e_1.}$$

Jetzt ist die Modenmischung direkt sichtbar.

Die Terme

$$a_1^2\Theta_1^2, \qquad a_1 b_1 \Theta_1^2$$

liegen in der 2-Mode.

Die Terme

$$-|b_1|^2 e_0, \qquad a_1^* b_1 e_1$$

tragen keine Leitphase mehr.

Sie liegen in der stationären 0-Mode.

Der Koeffizient

$$a_1^* b_1$$

ist hier ausschließlich die gerichtete Targetmischung dieses konkreten Nullmodenkanals.

Aus ihm wird **keine** spätere 3α-Normierung einer neutralen Phase abgeleitet. Die in Sektion 7 benötigte Dreifachphase stammt unabhängig davon aus dem skalaren Quotienten des Phase-1-$U(3)$-Transportes.

Eine reine 1-Mode ist also unter der quadratischen DGL nicht geschlossen.

> **Die laufende Mode erzeugt durch ihre eigene Targetmultiplikation einen stationären DGL-Anteil.**

4.4.2 Konjugierte Selbstbegegnung

Die Cayley–Dickson-Konjugation lautet

$$\overline{(z, \mathbf{v})} = (z^*, -\mathbf{v}).$$

Für die Leitmode:

$$\bar{\Psi}_1 = (a_1^* \Theta_1^*, -b_1 \Theta_1)\,.$$

Die Multiplikation ergibt

$$\boxed{\bar{\Psi}_1 \star \Psi_1 = \left(|a_1|^2 + |b_1|^2\right) e_0.}$$

Der Vektoranteil löscht sich.

Damit ist die Rollenverteilung bereits scharf:

- der direkte Cayley–Dickson-Kanal erzeugt einen skalaren **und** einen gerichteten stationären Anteil;
- der Normkanal erzeugt nur skalare stationäre Intensität.

4.4.3 Warum die 0-Mode noch nicht bestimmt ist

Die eben gefundenen konstanten Terme sind Quellen der $m = 0$-Gleichung.

Sie sind noch nicht selbst deren vollständige Lösung.

Die stationäre Mode muss zugleich

- die lineare Fortsetzung,
- die räumliche Profiländerung,
- die Rückfaltung höherer Harmonischer,
- und alle quadratischen Beiträge

gemeinsam ausgleichen.

Erst die vollständige stationäre Bilanz schreiben wir in unserem minimalen Targetausschnitt als

$$\boxed{\Psi_0(x) = V_0(x)e_0 + B_0(x)e_1.}$$

Der Index 0 bedeutet nur zeitliche Nullmode.

V_0 und B_0 können weiterhin räumliche Profile tragen.

Dabei dürfen V_0 und B_0 nicht so gelesen werden, als würden sie in der vollständigen Lösung ausschließlich aus der eben betrachteten 1-Mode entstehen.

Für eine vollständige Fourierreihe

$$\Psi = \sum_{m\in\mathbb{Z}} \Psi_m e^{-Im\omega t}$$

können alle Modenpaare, deren Frequenzen sich in der quadratischen Faltung zu null ergänzen, zur Nullmodengleichung beitragen. Schematisch enthält sie deshalb Beiträge der Form

$$[\mathcal{N}_2[\Psi]]_0 \sim \sum_m \Psi_m \star \Psi_{-m} + \cdots .$$

Die Rechnung mit $m = 0, \pm 1$ isoliert nur die **kleinste analytisch sichtbare Rückkopplungskette**.

> **V_0 und B_0 sind in der vollständigen Lösung selbstkonsistente Nullmodenamplituden. Höhere Harmonische können in sie zurückfalten und ihre Werte verändern. Die 1-Mode zeigt uns nicht allein ihren endgültigen Zahlenwert; sie zeigt uns erstmals explizit, warum überhaupt ein etagenerhaltender und ein etagenwechselnder stationärer Anteil entstehen müssen.**

Man kann V_0 und B_0 deshalb als effektive, durch die gesamte nichtlineare Modenstruktur rückgefaltete Größen lesen. „Effektiv“ bedeutet hier keine zusätzliche Renormierungsvorschrift, sondern nur: Die vollständige Nullmode enthält die Beiträge aller Harmonischen, die durch die Ur-DGL in sie zurückgeführt werden.

4.5 Die Nullmode besitzt zwei geometrisch verschiedene Wirkungen

4.5.1 V_0 erhält die Helixorientierung

Der skalare Anteil $V_0 e_0$ verändert keine Targetrichtung.

Er kommutiert mit der ausgezeichneten komplexen Drehung I und damit mit der in Sektion 3 eingeführten relativen Helixorientierung

$$\chi = I J_B.$$

Also

$$[V_0 e_0, \chi] = 0.$$

Für einen χ-Eigenzustand

$$\chi \Psi_h = h \Psi_h$$

folgt

$$\chi(V_0 e_0 \star \Psi_h) = h(V_0 e_0 \star \Psi_h).$$

Nach Schritt C bedeutet das:

$$\boxed{V_0 e_0 \longrightarrow V_0 \mathbf{1}_{S_h}.}$$

Der skalare stationäre Anteil bleibt innerhalb derselben chiralen Etage.

4.5.2 B_0 kehrt die Helixorientierung um

Die ausgewählte Dreierraumrichtung e_1 antikommutiert mit I:

$$e_1 I = -I e_1.$$

Die Richtungen

$$1,\ I,\ e_1,\ Ie_1$$

bilden für diese Rechnung einen assoziativen quaternionischen Schnitt.

Da Base- und Targetwirkung getrennt liegen,

$$[e_1, J_B] = 0.$$

Damit

$$\boxed{\{e_1, \chi\} = 0.}$$

Also

$$\chi(B_0 e_1 \star \Psi_h) = -h(B_0 e_1 \star \Psi_h).$$

Der gerichtete stationäre Anteil führt

$$h \longmapsto -h.$$

Nach Schritt C wird daraus

$$\boxed{L \longleftrightarrow R.}$$

Das ist die erste direkte geometrische Form der **Flussreflexion**.

Der Ausdruck „Reflexion“ ist hier wörtlich gemeint:

> **Der gerichtete Nullmodenanteil setzt den DGL-Fluss desselben Vortex in der komplementären chiralen Fortsetzung weiter.**

4.5.3 Beide Produktreihenfolgen

Weil das Cayley–Dickson-Produkt nicht kommutativ ist, müssen wir auch die Reihenfolge beachten.

Für

$$B_0 e_1 = (0, B_0)$$

und

$$\Psi_1 = (a_1\Theta_1, b_1\Theta_1)$$

gilt

$$(B_0 e_1) \star \Psi_1 = (-B_0^* b_1 \Theta_1, a_1 B_0 \Theta_1)\,,$$

also weiterhin die positive Leitphase Θ_1.

Dagegen

$$\Psi_1 \star (B_0 e_1) = (-b_1^* B_0 \Theta_1^*, a_1^* B_0 \Theta_1^*)\,,$$

also die konjugierte Leitphase.

Für die Projektion auf den positiven Leitmodensektor:

$$\Pi_{+1}\big((B_0 e_1) \star \Psi_1\big) \neq 0,$$

aber

$$\Pi_{+1}\big(\Psi_1 \star (B_0 e_1)\big) = 0.$$

Die umgekehrte Reihenfolge ist nicht verloren.

Sie gehört zur konjugierten Modengleichung.

Die gesamte Rückwirkung der Nullmode auf die positive Leitmode kann damit kompakt gelesen werden:

Produktanteil	ausgegebene Leitphase	Helixorientierung	Darstellung nach Schritt C
$(V_0 e_0) \star \Psi_1$	$+1$	erhalten	diagonal
$\Psi_1 \star (V_0 e_0)$	$+1$	erhalten	diagonal
$(B_0 e_1) \star \Psi_1$	$+1$	umgekehrt	Flussreflexion
$\Psi_1 \star (B_0 e_1)$	-1	konjugierter Modensektor	nicht in der $+1$-Gleichung
linearisierter Normkanal	± 1	gerichtete Teile löschen sich	skalar/diagonal

Die Tabelle ist keine zusätzliche Annahme. Sie fasst nur die gerade einzeln gerechneten Produktwege zusammen.

4.5.4 Die transportierte Wirkung auf dem Dirac-Träger

Auf dem chiralen Faktor schreiben wir die Reflexion durch

$$\sigma_x^{(h)} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Auf dem vollständigen Dirac-Träger

$$S_D = S_X \otimes S_h$$

definieren wir abkürzend

$$\boxed{\mathcal{I}_D := \mathbf{1}_{S_X} \otimes \sigma_x^{(h)}.}$$

Damit

$$\boxed{\mathcal{Z}_0 = V_0 \mathbf{1}_{S_D} - g B_0 \mathcal{I}_D.}$$

Wenn wir einen äußeren Spin-Eigenkanal festhalten, reduziert sich dies auf die 2×2-Matrix

$$\boxed{\mathcal{Z}_0 = \begin{pmatrix} V_0 & -gB_0 \\ -gB_0 & V_0 \end{pmatrix}.}$$

Hier ist

- V_0 die etagenerhaltende stationäre Verschiebung;
- B_0 die stationäre Reflexionsamplitude;
- g die profilabhängige Stärke, mit der dieser erlaubte Targetweg in der konkreten reduzierten Gleichung erscheint;
- $\mathcal{I}_D$ die lineare Darstellung der Helixorientierungsumkehr.

4.5.5 Wann eine nichtverschwindende Reflexion der generische Fall ist

Die Rechnung hat noch keine Ruheskala vorausgesetzt.

Sie zeigt zunächst nur, dass ein gemischter Vortex mit

$$a_1 \neq 0, \qquad b_1 \neq 0$$

im direkten quadratischen Kanal den stationären gerichteten Beitrag

$$a_1^* b_1 e_1$$

erzeugt.

Sein Verschwinden verlangt deshalb eine zusätzliche Bedingung, zum Beispiel

- einen Targetsektor, der unter der betrachteten Selbstwirkung vollständig geschlossen ist;
- das Fehlen des direkten quadratischen Kanals;
- eine Symmetrie, welche alle mit χ antikommutierenden stationären Beiträge verbietet;
- oder eine exakte Gegensumme anderer Moden.

Eine nichtverschwindende gerichtete Nullmode ist damit im gemischten Sektor der betrachteten quadratischen TOE-Klasse kein von außen eingesetzter Massenterm.

Sie ist der natürliche stationäre Rückfluss, den die Nichtlinearität generieren kann.

Ob daraus tatsächlich eine reelle globale Vortexlösung entsteht, entscheidet erst die Profilbilanz.

4.6 Warum die Flussreflexion genau in das komplementäre chirale Fach führt

Sektion 3 hat den direkten Y-Support bestimmt:

$$\Pi_Y = \frac{1}{2}\,(1 + \mathsf{C}\chi_D)$$

für unsere Orientierungskonvention.

Die Flussreflexion wechselt die chirale Etage:

$$\{\chi_D, \mathcal{I}_D\} = 0.$$

Sie wechselt aber nicht Materie in Antimaterie:

$$[\mathsf{C}, \mathcal{I}_D] = 0.$$

Deshalb

$$\{\mathsf{C}\chi_D, \mathcal{I}_D\} = 0.$$

Damit folgt unmittelbar

$$\boxed{\mathcal{I}_D \Pi_Y = (1 - \Pi_Y)\mathcal{I}_D,}$$

und ebenso

$$\boxed{\Pi_Y \mathcal{I}_D = \mathcal{I}_D (1 - \Pi_Y).}$$

Diese Gleichung ist die präzise Verbindung zwischen Schritt C und der Flussreflexion.

Im Materiezweig:

$$\boxed{M, L \overset{\mathcal{I}_D}{\longleftrightarrow} M, R.}$$

Im konjugierten Zweig:

$$\boxed{A, R \overset{\mathcal{I}_D^c}{\longleftrightarrow} A, L.}$$

Damit ist auch die frühere scheinbare Spannung aufgelöst:

> **Der rechte Materieanteil besitzt keinen zweiten unabhängigen direkten Y-Rahmen. Er kann trotzdem Teil derselben vollständigen Materielösung sein, weil die nichtlineare Flussreflexion den direkt getragenen linken Anteil in genau diese komplementäre Fortsetzung führt.**

Der Projektor aus Sektion 3 beschreibt die lineare Herkunft.

Die Flussreflexion beschreibt die nichtlineare Schließung.

Beides gehört zur selben DGL.

4.7 Die 1-Mode liest die Nullmode als Ruheskala

4.7.1 Äußere Fortsetzung der Leitmode

Wir betrachten nun eine lokale räumliche Fourierkomponente

$$e^{-I\omega t + Ik_x x}.$$

Die beiden chiralen Etagen tragen entgegengesetzte räumliche Fortsetzungsorientierungen.

Für den ausgewählten x-Kanal kann der lineare äußere Teil daher schematisch als

$$\mathcal{D}_{tx} = I\partial_t + I\chi_D\partial_x$$

gelesen werden, wobei der bereits in S_X gespeicherte äußere Spinindex hier festgehalten wird.

Auf der Fouriermode:

$$I\partial_t \longrightarrow \omega, \qquad I\partial_x \longrightarrow -k_x.$$

Damit erscheinen auf den beiden chiralen Etagen die Diagonalwerte

$$\omega - k_x, \qquad \omega + k_x.$$

4.7.2 Die Leitmodenmatrix

Zusammen mit der stationären Nullmode erhalten wir

$$\boxed{\mathcal{M}_1 = \begin{pmatrix} \omega - k_x + V_0 & -m_0 \\ -m_0^* & \omega + k_x + V_0 \end{pmatrix},}$$

mit

$$m_0 = gB_0$$

nach geeigneter relativer Phasenwahl.

Eine nichtverschwindende Leitmode benötigt

$$\det \mathcal{M}_1 = 0.$$

Also

$$(\omega + V_0)^2 - k_x^2 - |m_0|^2 = 0.$$

Damit

$$\boxed{(\omega + V_0)^2 - k_x^2 = (gB_0)^2.}$$

Definieren wir

$$\Omega := \omega + V_0,$$

so folgt

$$\boxed{\Omega^2 - k_x^2 = M_0^2, \qquad M_0 := |gB_0|.}$$

4.7.3 Warum wir erst jetzt von Ruhemasse sprechen

Bis zu dieser Gleichung war B_0 nur eine gerichtete stationäre Reflexionsamplitude.

Erst die Existenzbedingung der laufenden Mode zeigt, dass ihre Stärke als invarianter Abstand zwischen zeitlicher und räumlicher Fortsetzung erscheint.

Darum nennen wir

$$\boxed{M_0 = |gB_0|}$$

erst jetzt die lokale Ruheskala.

Für

$$k_x = 0$$

gilt auf dem positiven Zweig

$$\Omega = M_0.$$

Also

$$\omega = M_0 - V_0.$$

V_0 und M_0 sind damit nicht dasselbe.

V_0 verschiebt die lokale zeitliche Fortsetzung.

B_0 beziehungsweise M_0 misst die notwendige Reflexionsschließung zwischen den beiden chiralen Fortsetzungen.

4.7.4 Reichweite dieser Rechnung

Diese Gleichung ist zunächst eine lokale Spektralbedingung.

Wenn $V_0(x)$, $B_0(x)$ und das Vortexprofil räumlich variieren, muss die vollständige Profilgleichung gelöst werden.

Genau deshalb verlassen wir jetzt die rein lokale Leitmode und kehren zur räumlichen Analysis zurück.

4.7.5 Zwei stationäre Informationen vor Phase 3

Die Nullmode trägt zwei verschiedene stationäre Informationen:

$$V_0 \qquad \text{und} \qquad B_0.$$

In der jetzigen Phase-2-Darstellung stehen beide noch ausdrücklich als nichtlineare Materiekoeffizienten in der DGL.

B_0 erscheint bereits als Ruheskala der chiralen Selbstschließung.

V_0 erscheint als lokale Verschiebung der zeitlichen Fortsetzung:

$$\Omega = \omega + V_0.$$

Damit wird eine spätere Möglichkeit sichtbar, ohne sie hier schon zu beweisen:

> **Phase 3 kann versuchen, einen Teil derselben nichtlinearen stationären Information nicht mehr als expliziten Materieterm, sondern als lokale Geometrie der Raumzeit darzustellen.**

Sektion 4 leitet damit noch keine Gravitation her.

Sie zeigt nur, dass Ruheskala und lokale Zeitverschiebung aus derselben nichtlinearen Nullmodenbilanz hervorgehen und deshalb einen gemeinsamen Ur-Ursprung besitzen können.

4.8 Vom lokalen Modenargument zum räumlichen Vortexprofil

4.8.1 Warum die lokale Gleichung nicht genügt

Die 0-Mode ist kein punktförmiger Zahlenwert.

Sie besitzt ein stationäres Profil:

$$\Psi_0(x) = V_0(x)e_0 + B_0(x)e_1.$$

Eine vollständige stationäre Lösung muss gleichzeitig

- die kovariante Fortsetzung entlang x,
- die Rückwirkung der Leitmode,
- die höheren Harmonischen,
- und die quadratische Selbstwirkung

ausbalancieren.

Wir wollen diese Profilgleichung nicht durch eine willkürliche Gauß- oder Kinkform ersetzen.

Stattdessen projizieren wir ihre verschiedenen Beiträge auf das tatsächlich vorhandene stationäre Profil.

4.8.2 Die drei Profilzahlen — zunächst auf einem festgehaltenen inneren Kanal

Für die bisherige Rechnung halten wir den inneren Modenkanal noch fest. Erst unter dieser Bedingung dürfen die projizierten Restwirkungen durch drei skalare Größen zusammengefasst werden:

$$C_0, \qquad C_1, \qquad C_2.$$

Ihre Bedeutung ist:

- C_0: profilweiter Rest der linearen und modengekoppelten Fortsetzung im Einzelkanal;
- C_1: entsprechender Rest in der vorhandenen Dreierraumrichtung, einschließlich ihrer Phase-1-$SU(3)$-Rahmenfortsetzung;
- C_2: Überlappung der lokalen quadratischen Selbstwirkung mit demselben stationären Profil.

Diese Zahlen sind keine neuen Naturkonstanten.

Sie sind komprimierte Projektionsdaten derselben vollständigen Vortexlösung.

Wichtig für die folgende Sektion ist deshalb schon hier:

> **Die skalaren C_i sind Profilzahlen eines bereits ausgewählten inneren Modenkanals. Sie sagen noch nicht, dass die vollständige Profilwirkung auf dem geöffneten W_{iso} an jedem inneren Zustand gleich sein muss.**

Sektion 4 braucht diese Öffnung noch nicht. Für die Herleitung der stationären Flussreflexion genügt der festgehaltene Kanal. Sektion 5 wird anschließend prüfen, wie die gleichen Profilgrößen gelesen werden müssen, wenn die gesamte alte Y-Wirkung auf W_{iso} geöffnet wird.

4.8.3 Der Phase-1-Rahmen bleibt Teil der Profilrechnung

Der Einzelkanal und der Dreierraum werden entlang x nicht identisch fortgesetzt.

Schematisch:

$$D_x V_0 = (\partial_x + \cdots A_x) V_0,$$

während die Dreierraumrichtung zusätzlich den bereits in Phase 1 entstandenen $SU(3)$-Rahmen mitführt:

$$D_x(B_0 e_1) = (\partial_x + \cdots A_x + \cdots G_x)(B_0 e_1).$$

G_x ist dabei keine Kraft, die an einer fertigen Farbe zieht.

Es sagt nur, wie dieselbe lokale Dreierraumrichtung am benachbarten Punkt im dortigen Targetrahmen wiedererkannt wird.

Die eindimensionale Profilprojektion liest nur die Komponente entlang der tatsächlich besetzten Dreierraumrichtung.

Orthogonale Komponenten müssen in einer vollständigen dreikomponentigen Lösung zusätzlich erfüllt werden.

4.9 Einzelkanal und Dreierraum: dieselbe DGL schließt beide gemeinsam

4.9.1 Unterschiedliche Selbstschließung im Target

Nehmen wir zunächst nur den stationären Einzelkanal:

$$\Psi_0 = V_0 e_0.$$

Dann

$$(V_0 e_0) \star (V_0 e_0) = V_0^2 e_0.$$

Der Ausgang liegt wieder im Einzelkanal.

Nun nur eine Dreierraumrichtung:

$$\Psi_0 = B_0 e_1.$$

Da

$$e_1^2 = -e_0,$$

folgt

$$(B_0 e_1) \star (B_0 e_1) = -B_0^2 e_0.$$

Ihre Selbstmultiplikation gibt also **nicht** wieder dieselbe Dreierraumrichtung zurück.

Erst wenn beide Targetanteile gemeinsam vorhanden sind,

$$\Psi_0 = V_0 e_0 + B_0 e_1,$$

entsteht

$$\boxed{\Psi_0 \star \Psi_0 = (V_0^2 - B_0^2) e_0 + 2 V_0 B_0 e_1.}$$

Der gerichtete Anteil wird durch den gemischten Term erneuert.

Entscheidend ist deshalb nicht, Einzelkanal und Dreierraum als zwei getrennte Materiesorten zu lesen, die erst später miteinander wechselwirken müssten.

> **Die Phase-1-Darstellung macht einen Einzelkanal und einen Dreierraum sichtbar. Das ursprüngliche Cayley–Dickson-Produkt koppelt beide aber weiterhin als Anteile desselben oktonionischen Feldwertes.**

Gerade deshalb können später verschieden identifizierte Materiekanäle miteinander streuen, ohne dass für ihre gegenseitige Kopplung eine zweite Algebra erfunden werden müsste.

4.9.2 Der Normkanal bleibt skalar

Für denselben stationären Zustand gilt

$$\boxed{\bar{\Psi}_0 \star \Psi_0 = (V_0^2 + B_0^2)e_0.}$$

Der Normkanal verstärkt die skalare Bilanz.

Er trägt keine gerichtete Dreierraumfortsetzung.

Damit bleibt die Rollenverteilung klar:

- der Normkanal liefert stationäre Intensität;
- die gerichtete Flussreflexion entsteht aus dem direkten Cayley–Dickson-Kanal und seinen gemischten Targetanteilen.

4.9.3 Der strikt reine Einzelkanal ist ein algebraischer Spezialansatz

Setzen wir im Minimalansatz überall

$$B_0 = 0,$$

wird die projizierte stationäre Gleichung

$$C_0 V_0 = (\alpha + \beta) C_2 V_0^2.$$

Neben $V_0 = 0$ folgt für $\alpha + \beta \neq 0$

$$\boxed{V_0 = \frac{C_0}{(\alpha + \beta) C_2}.}$$

Innerhalb **dieses strikt reinen Unteransatzes** besitzt der in 4.7 untersuchte gerichtete Reflexionskanal

$$B_0 = 0.$$

Daraus folgt aber nicht, dass ein später leptonisch gelesener vollständiger Vortex punktweise und in jeder Harmonischen exakt die Form

$$(a, \mathbf{0})$$

tragen muss.

Ein solcher Zustand ist vielmehr ein besonders schmaler algebraischer Unterraum. In einer nichtlinearen oktonionischen DGL ist zunächst nur dann gewährleistet, dass er vollständig abgeschlossen bleibt, wenn **alle** linearen, quadratischen, kubischen und höheren Fortsetzungen diesen Unterraum erhalten.

Für die physikalische Mechanik ist daher die allgemeinere Frage entscheidend:

> **Kann ein Einzelkanal-dominierter Vortex kleine Dreierraumanteile in seinem vollständigen Kernprofil tragen, obwohl seine fundamentale Materieidentität später weiterhin der Einzelkanal ist?**

Das Cayley–Dickson-Produkt verbietet das nicht. Im Gegenteil: Es enthält gerade die gegenseitige Rückkopplung beider Targetteile.

4.9.4 Profilbilanz eines gemischten stationären Zweigs

Für

$$B_0 \neq 0$$

erhalten wir wie zuvor

$$\boxed{C_0 V_0 = C_2 \left[(\alpha + \beta) V_0^2 + (\beta - \alpha) B_0^2\right],}$$

und

$$\boxed{C_1 B_0 = 2\alpha C_2 V_0 B_0.}$$

Da $B_0 \neq 0$,

$$\boxed{V_0 = \frac{C_1}{2\alpha C_2}.}$$

Einsetzen in die erste Gleichung liefert

$$\boxed{B_0^2 = \frac{C_1\left[(\alpha+\beta)C_1 - 2\alpha C_0\right]}{4\alpha^2(\alpha-\beta)C_2^2}.}$$

Im einfachen Sektor

$$\alpha > \beta \geq 0, \qquad C_i > 0$$

folgt die Schwelle

$$\boxed{C_1 > \frac{2\alpha}{\alpha+\beta} C_0.}$$

und damit

$$\boxed{M_0^2 = g^2 B_0^2.}$$

Die Rechnung bleibt dieselbe wie in v5a. Neu ist ihre Lesart: B_0 muss nicht bedeuten, dass die **äußere Identität** des Vortex gleichzeitig Einzelkanal und Dreierraum wäre. Es genügt, dass seine vollständige nichtlineare Selbstschließung beide Targetanteile intern miteinander koppelt.

4.9.5 Der kubische Phase-1-Kanal kann einen kleinen gerichteten Nullmodenanteil speisen

Phase 1 hat neben der quadratischen Struktur bereits einen kubischen oktonionischen Kanal sichtbar gemacht. Im Toy-Modell lautet er

$$\mathcal{N}_3^{\mathrm{toy}} = \frac{1}{2}[\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3].$$

Dort wurde vor allem die Richtung

$$\mathbb{C}_I^3 \times \mathbb{C}_I^3 \times \mathbb{C}_I^3 \longrightarrow \mathbb{C}_I$$

betrachtet: Drei unabhängige Dreierraumrichtungen können gemeinsam in die ausgezeichnete komplexe Richtung zurücklenken.

Für die hier benötigte Gegenrichtung genügt dieselbe Fano-Geometrie. Mit

$$I = e_7$$

und den in Phase 1 verwendeten orientierten Tripeln gilt

$$(Ie_1)e_2 = -e_4,$$

während

$$I(e_1 e_2) = +e_4.$$

Daher

$$\boxed{[I, e_1, e_2] = -2e_4.}$$

Damit besitzt dieselbe kubische Nichtassoziativität auch den Kanal

$$\boxed{\mathbb{C}_I \times \mathbb{C}_I^3 \times \mathbb{C}_I^3 \longrightarrow \mathbb{C}_I^3.}$$

Ein exakt reiner $\mathbb{C}_I$-Zustand erzeugt dadurch noch keinen Dreierraumanteil aus dem Nichts. Innerhalb der assoziativen Ebene $\mathbb{C}_I$ verschwindet der Assoziator.

Aber sobald die vollständige Vortexlösung zwei kleine Dreierraum-Seitenanteile trägt, kann der dominante Einzelkanal sie kubisch zu einer **gerichteten** Dreierraumwirkung zurückführen.

Die Nullmode entsteht dabei ohne komplizierte kombinierte $\mathcal{N}_2 + \mathcal{N}_3$-Lösung. Es genügt, die Modenbilanz zu lesen. Wählen wir zum Beispiel

$$\Phi_{\mathrm{E}} = AI \cos y,$$

$$\Phi_1 = \varepsilon B e_1 \cos y,$$

$$\Phi_2 = \varepsilon C e_2 \cos 2y,$$

so folgt

$$\mathcal{N}_3^{\mathrm{toy}} = -A\varepsilon^2 BC\, e_4 \cos^2 y \cos 2y.$$

Mit

$$\cos^2 y \cos 2y = \frac{1}{4} + \frac{1}{2}\cos 2y + \frac{1}{4}\cos 4y$$

enthält dieser kubische Kanal zwingend den stationären Anteil

$$\boxed{[\mathcal{N}_3^{\mathrm{toy}}]_0 = -\frac{1}{4} A\varepsilon^2 BC\, e_4.}$$

Die spezielle Richtung e_4 ist nur die im Beispiel gewählte lokale Dreierraumrichtung. Unter einer $SU(3)$-Rahmendrehung wird der gerichtete Anteil entsprechend mitgedreht.

Damit ist der für Sektion 4 wichtige Mechanismus gezeigt:

> **Ein Einzelkanal-dominierter Vortex kann über kleine Dreierraumanteile einen kubisch erzeugten gerichteten Nullmodenbeitrag tragen. Dieser Beitrag kann in dieselbe stationäre**

> **Reflexionsbilanz eingehen, die die quadratische Rechnung als Ruheskala liest.**

Sind die Dreierraumanteile klein,

$$\|\mathbf{q}\| \sim \varepsilon |A|, \qquad \varepsilon \ll 1,$$

ist der gezeigte kubische Source proportional zu

$$A\varepsilon^2.$$

Das liefert einen natürlichen geometrischen Grund, warum ein Einzelkanal-dominierter späterer Materiezweig eine wesentlich kleinere Ruheskala besitzen **kann** als ein Vortex, dessen Dreierraumstruktur selbst die dominante innere Selbstschließung trägt. Diese Hierarchie stammt dann aus der Struktur des Profils und nicht aus einem neu eingeführten Massenterm.

4.9.6 Confinement-Vorläufer und zusammengesetzte Dreierraumstrukturen

Die starke algebraische Aussage der quadratischen Rechnung bleibt:

> **Eine einzelne Dreierraumrichtung ist unter der betrachteten Selbstmultiplikation kein autonom geschlossener gerichteter Sektor.**

Ihre eigene Intensität fällt in den Einzelkanal zurück. Ihre Richtung wird nur durch gemischte Targetanteile oder durch die vollständige mehrkomponentige Dreierraumstruktur erneuert.

Phase 1 hat zusätzlich gezeigt, dass drei unabhängige Dreierraumfäden über $\mathcal{N}_3$ gemeinsam einen farbneutralen Schließungskanal besitzen können.

Damit deutet die Theorie bereits zwei verschiedene Ebenen an:

- fundamentale Dreierraumrichtungen, die später als Quarkkanäle gelesen werden;
- zusammengesetzte farbneutrale Strukturen, in denen mehrere solcher Richtungen gemeinsam schließen.

Die profilabhängige Zusatzbehauptung dieser Sektion lautet weiterhin: Eine reelle stationäre gemischte Lösung existiert in der Minimalprojektion nur, wenn ihre vollständige kovariante Profilfortsetzung die Positivitätsbedingung für B_0^2 erfüllt.

Der Begriff **Confinement-Vorläufer** bezeichnet genau diese Verbindung aus algebraischer Nichtgeschlossenheit eines einzelnen Dreierraumkanals und der Möglichkeit gemeinsamer mehrkomponentiger Schließung. Er setzt keine zusätzliche Bindungskraft voraus.

4.10 Ergebnis und Übergang zu Sektion 5

Sektion 4 hat einen einzigen nichtlinearen Vortex durch die entscheidende Selbstbegegnung verfolgt.

Die Leitmode besitzt vor dem Einrollen eine periodische Y-Abhängigkeit und eine sichtbare äußere Fortsetzung. Das Cayley–Dickson-Produkt wird weiterhin auf dem ursprünglichen Targetwert ausgewertet. Dadurch entstehen in der quadratischen Selbstwirkung gleichzeitig direkte und konjugierte Produktwege.

Wo sich die Phasen eines konjugierten und eines direkten Faktors aufheben, bleibt ein stationärer Anteil zurück. Im Target besitzt dieser stationäre Anteil zwei geometrisch verschiedene Wirkungen:

$$\mathcal{Z}_0 = V_0\mathbf{1} - gB_0\mathcal{I}_D.$$

V_0 erhält die vorhandene chirale Fortsetzung. $B_0\mathcal{I}_D$ kehrt sie um und führt denselben Materiezweig in die komplementäre Dirac-Fortsetzung. Wegen

$$\mathcal{I}_D\Pi_Y = (1-\Pi_Y)\mathcal{I}_D$$

schließt diese gerichtete Nullmode genau die beiden chiralen Fortsetzungen miteinander, die der direkte Y-Support allein nicht gleichzeitig trägt.

Die Leitmode liest diese stationäre Flussreflexion als

$$(\omega + V_0)^2 - k_x^2 = (gB_0)^2,$$

und damit als Ruheskala

$$M_0 = |gB_0|.$$

Diese Ruheskala wurde nicht als Massenterm eingesetzt. Sie ist die Stärke der stationären inneren Selbstschließung, die die laufende Mode in derselben nichtlinearen Lösung mitführt.

Die räumliche Profilrechnung hat anschließend gezeigt, dass V_0 und B_0 nicht frei gewählt werden. Auf einem ausgewählten inneren Modenkanal werden ihre stationären Bilanzbedingungen durch die Profilzahlen

$$C_0, \qquad C_1, \qquad C_2$$

zusammengefasst. Für den gemischten stationären Zweig gilt

$$C_0V_0 = C_2\left[(\alpha+\beta)V_0^2 + (\beta-\alpha)B_0^2\right],$$

$$C_1B_0 = 2\alpha C_2V_0B_0.$$

Damit folgt für $B_0 \neq 0$

$$V_0 = \frac{C_1}{2\alpha C_2},$$

und

$$B_0^2 = \frac{C_1\left[(\alpha+\beta)C_1 - 2\alpha C_0\right]}{4\alpha^2(\alpha-\beta)C_2^2}.$$

Auch diese Profilrechnung bleibt eine Rechnung derselben gekoppelten V_1-Lösung. Die Phase-1-Zerlegung

$$V_1 = \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3$$

trennt zwei Targetrollen, aber nicht zwei dynamisch unabhängige Materiefelder. Der gerichtete stationäre Dreierraumanteil kann nur durch die gemeinsame Selbstschließung mit dem Einzelkanal oder durch die vollständige mehrkomponentige Dreierraumstruktur erhalten werden. Der strikt reine Ansatz $(a, \mathbf{0})$ ist deshalb ein besonderer algebraischer Unteransatz, nicht die Definition eines später leptonisch gelesenen Vortex.

Der kubische Assoziatorkanal verstärkt dieses Bild. Kleine Dreierraum-Seitenanteile eines Einzelkanal-dominierten Profils können einen gerichteten stationären Beitrag in den Dreierraum zurückführen. Damit kann die äußere Materieidentität eines Vortex von seiner vollständigen internen Selbstschließung unterschieden werden, ohne eine zweite Materiedynamik einzuführen.

Sektion 4 endet genau hier.

Sie hat W_{iso} während der eigentlichen Profilrechnung noch nicht vollständig geöffnet. Ebenso hat sie die alte Y-Wirkung noch nicht in ihre spätere gemeinsame und relative Wirkung auf den inneren Zweierraum zerlegt. Der in 4.2 verwendete Rotationsfeldterm

$$\mathcal{W}_\mu^{\mathrm{rel}} = -IW_\mu^i T_i$$

war nur der relative Rahmenanteil, den die Flussreflexionsrechnung unmittelbar benötigt.

Sektion 5 beginnt deshalb nicht mit einer neuen Mechanik, sondern mit einer genaueren Lesart derselben Lösung:

> **Was wird aus der vollständigen alten Y-Wirkung, wenn der begehbare Y-Weg verschwindet? Wie werden die Y-Änderung des Feldwertes, das Phase-1-Rotationsfeld A_Y mit seinem Generator Y_{rel} und das Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ gemeinsam auf W_{iso} und den Phase-2-Rotationsfeldern dargestellt? Und was bedeutet diese Öffnung für die bisher skalaren Profilzahlen C_i?**

Damit übergibt Sektion 4 einen bereits geschlossenen Massenmechanismus an Sektion 5: **eine stationäre Flussreflexion mit Ruheskala und eine gekoppelte V_1-Profilbilanz, deren innere Y-Struktur nun geöffnet werden kann.**

Mathematiker-Anhang zu Sektion 4

A.1 Ausgewählte periodische Y-Mode und der in Sektion 4 verwendete relative Rahmenanteil

Die kompakte Schreibweise

$$\Theta_h = \exp\{Ih\, n_\nu (y^\nu - f^\nu)\}$$

verfolgt eine ausgewählte lokale eindimensionale periodische Mode im noch nicht eingerollten Y-Block.

Sie behauptet nicht, dass die vollständige innere Geometrie eine gemeinsame Eigenbasis für alle Generatoren besitzt.

Nach dem Einrollen bleibt die kompakte Zustandsgeometrie

$$U(2) \cong \frac{SU(2) \times U(1)}{\mathbb{Z}_2}$$

erhalten. Sektion 4 benötigt für die Flussreflexionsrechnung jedoch nur den bereits aus Sektion 3 bekannten **relativen** Rahmenanteil,

$$\mathcal{W}_\mu^{\mathrm{rel}} = -I W_\mu^i T_i, \qquad i = 1, 2, 3.$$

Diese Formel ist keine vollständige Feldzählung der eingerollten Y-Wirkung. Insbesondere wird hier noch nicht entschieden, wie der gemeinsame skalare Anteil des alten Y-Rotationsfeldes auf dem inneren Zweierraum dargestellt wird. Sektion 5 öffnet anschließend die vollständige Wirkung als $U(2)$-Darstellung und klärt dabei auch den Status des zentralen Rotationsfeldanteils.

Für einen ausgewählten relativen Generator

$$T_{\mathbf{n}} = n^i T_i, \qquad n^i n^i = 1,$$

kann lokal eine Eigenrichtung

$$T_{\mathbf{n}} |r\rangle = \lambda_r |r\rangle$$

gewählt werden.

Erst auf einem solchen ausgewählten Kanal wird die operatorwertige relative Rahmenwirkung skalar. Genau diese Einschränkung genügt für die Profilrechnung von Sektion 4.

A.2 Das Produkt bleibt auf dem physikalischen Bild transportiert

Der formale Darstellungsraum

$$V_1 \otimes S_X \otimes S_h \otimes W_{\mathrm{iso}}$$

enthält mehr frei wählbare Tensoren als die transformierte Ur-DGL erzeugt.

Bezeichnet R_k einen Darstellungswechsel, so wird das ursprüngliche Targetprodukt auf seinem physikalischen Bild durch

$$\boxed{R_k(p) \star_k R_k(q) := R_k(p \star q)}$$

definiert.

Insbesondere postulieren wir kein neues Produkt

$$S_X \times S_X \to S_X$$

und kein unabhängiges Produkt auf S_h.

Die neuen Faktoren speichern Wirkungen und Orientierungen des bereits vorhandenen oktonionischen Produktergebnisses.

A.3 Allgemeine Summen- und Differenzfaltung der Moden

Für eine allgemeine Modenentwicklung schreiben wir

$$a = \sum_{\Lambda} a_\Lambda \Theta_\Lambda, \qquad \mathbf{b} = \sum_{\Lambda} \mathbf{b}_\Lambda \Theta_\Lambda,$$

wobei Λ zeitliche und innere Modenlabel gemeinsam zusammenfassen kann.

Aus

$$\Theta_\Lambda^* = \Theta_{-\Lambda}$$

folgt für die ausgegebene Mode Γ

$$[\Psi \star \Psi]_\Gamma = \left(\sum_{\Lambda+\Sigma=\Gamma} a_\Lambda a_\Sigma - \sum_{\Sigma-\Lambda=\Gamma} \langle \mathbf{b}_\Lambda, \mathbf{b}_\Sigma \rangle, \right.$$
$$\left. \sum_{\Sigma-\Lambda=\Gamma} a_\Lambda^* \mathbf{b}_\Sigma + \sum_{\Lambda+\Sigma=\Gamma} a_\Sigma \mathbf{b}_\Lambda \right).$$

Für die Selbstmultiplikation desselben Gesamtvektors verschwindet das Kreuzprodukt

$$\mathbf{b}^* \times \mathbf{b}^*.$$

Bei bilinearen Kopplungen verschiedener Vektorzustände müsste es zusätzlich mitgeführt werden.

Der Normkanal lautet

$$\boxed{[\bar{\Psi} \star \Psi]_\Gamma = \left(\sum_{\Sigma-\Lambda=\Gamma} \left[a_\Lambda^* a_\Sigma + \langle \mathbf{b}_\Lambda, \mathbf{b}_\Sigma \rangle \right], \mathbf{0} \right).}$$

Damit enthält der direkte Kanal Summen- **und** Differenzmoden.

Der Normkanal trägt nur Differenzmoden.

Diese Faltungsform ist der mathematische Grund dafür, dass die Modenzerlegung die Nichtlinearität nicht diagonalisiert.

A.4 Transport der Chiralitätsgraduierung

Im von I und e_1 erzeugten assoziativen Quaternionenschnitt sei L_{e_1} die Linksmultiplikation mit e_1.

Wegen

$$\{I, e_1\} = 0, \qquad [J_B, L_{e_1}] = 0$$

gilt

$$\boxed{\{\chi, L_{e_1}\} = 0, \qquad \chi = I J_B.}$$

Unter der Refaktorisierung auf S_h:

$$R\chi = \chi_D R.$$

Daher

$$\boxed{\{RL_{e_1}R^{-1}, \chi_D\} = 0.}$$

Jeder hermitesche Operator mit dieser Eigenschaft besitzt in der L/R-Basis nur nebendiagonale Matrixelemente.

Ein allgemeiner reziproker Reflexionsoperator lautet

$$\begin{pmatrix} 0 & m \\ m^* & 0 \end{pmatrix}.$$

Durch eine relative Umphasung der beiden chiralen Etagen kann ein einzelner nichtverschwindender Koeffizient m reell gewählt werden.

Dann entsteht die im Haupttext verwendete Form

$$m = gB_0.$$

A.5 Konjugationskovarianz von Materie- und Antimateriezweig

Die Cayley–Dickson-Konjugation ist eine Anti-Automorphie:

$$\overline{p \star q} = \bar{q} \star \bar{p}.$$

Für die Selbstmultiplikation desselben Feldes:

$$\overline{\Psi \star \Psi} = \bar{\Psi} \star \bar{\Psi}.$$

Bei reellen Koeffizienten α, β bricht der direkte quadratische Kanal daher die globale Materie-/Antimateriepaarung nicht.

Sei $\mathcal{C}$ die vollständige antilineare Target-Konjugation und $\mathcal{E}_M$ die Materiegleichung.

Mit

$$\mathcal{E}_A = \mathcal{C}\mathcal{E}_M\mathcal{C}^{-1}$$

folgt aus

$$\mathcal{E}_M[\Psi] = 0$$

unmittelbar

$$\boxed{\mathcal{E}_A[\mathcal{C}\Psi] = 0.}$$

Die einzelne Materiegleichung muss nicht für sich unter $\mathcal{C}$ invariant sein, weil die Konjugation zugleich den direkten chiralen Support

$$P_L \longleftrightarrow P_R$$

vertauscht.

Die Symmetrie liegt in der vollständigen Paarung beider konjugierten Lösungszweige.

A.6 Status der Null-/Leitmodentrunkierung

Die exakte stationäre oder quasiperiodische Lösung besitzt im Allgemeinen mehr als drei Harmonische:

$$\Psi(t, x) = \sum_{m \in \mathbb{Z}} \Psi_m(x) e^{-Im\omega t}.$$

Die Trunkierung auf

$$m = 0, \pm 1$$

ist **keine lineare Superposition dreier selbständiger Lösungen**.

Sie isoliert die kleinste Modenkette, in der

- die Leitmode durch die quadratische DGL stationäre und doppelte Harmonische erzeugt;
- und die stationäre Mode wiederum auf die Leitmode zurückwirken kann.

Höhere Moden können die effektiven Werte von

$$V_0, \qquad B_0, \qquad g$$

verändern.

Insbesondere enthält die exakte Nullmodenprojektion bei quadratischer Nichtlinearität schematisch Faltungen

$$[\mathcal{N}_2[\Psi]]_0 = \sum_m \mathcal{B}(\Psi_m, \Psi_{-m}) + \text{weitere zulässige Differenzfaltungen},$$

wobei $\mathcal{B}$ die jeweils relevante bilineare Cayley–Dickson-Struktur bezeichnet.

Die im Haupttext aus der 1-Mode gewonnenen Beiträge sind daher nicht die Definition von V_0 und B_0, sondern deren kleinster explizit sichtbarer Quellmechanismus.

Sie ändern aber nicht die durch die Targetgeometrie festgelegte Unterscheidung zwischen

- etagenerhaltender skalarer Wirkung;
- und etagenwechselnder gerichteter Wirkung.

Eine quantitative Präzisionsrechnung muss die Modentrunkierung systematisch erweitern und Konvergenz beziehungsweise Fehler kontrollieren.

A.7 Technische Ergänzungen zur Leitmodeninvariante

A.7.1 Der äußere Operator vor und nach Schritt C

Auf dem stationären $1 + 1$-Profil wählen wir aus dem quaternionischen X-Operator die Zeitrichtung und eine räumliche Pauli-Richtung σ_1.

Der gerichtete Hauptteil kann vor der Refaktorisierung geschrieben werden als

$$I\partial_t - J_B\sigma_1\partial_x.$$

Aus

$$\chi = IJ_B$$

und

$$I^2 = -1$$

folgt

$$I\chi = -J_B.$$

Nach

$$R\chi = \chi_D R$$

wird der äußere Hauptteil auf

$$S_D = S_X \otimes S_h$$

zu

$$\boxed{\mathcal{D}^{(1)}_{tx} = I\partial_t + I(\sigma_1 \otimes \chi_D)\partial_x.}$$

Sei

$$\sigma_1 u_s = s u_s, \qquad s = \pm 1,$$

und

$$\chi_D |h\rangle = h|h\rangle, \qquad h = \pm 1.$$

Dann

$$\mathcal{D}^{(1)}_{tx}\left(u_s \otimes |h\rangle e^{-I\omega t + Ik_x x}\right) = (\omega - shk_x) u_s \otimes |h\rangle e^{-I\omega t + Ik_x x}.$$

Für $s = +1$ entstehen die Diagonalwerte

$$\omega - k_x, \qquad \omega + k_x.$$

Für $s = -1$ werden sie vertauscht.

Die Determinante hängt nur von k_x^2 ab, sodass beide äußeren Spin-Eigenkanäle dieselbe lokale Ruheskaleninvariante besitzen.

A.7.2 Allgemeiner reziproker Reflexionskoeffizient

Vor einer relativen Phasenwahl lautet die stationäre hermitesche Wirkung

$$\mathcal{Z}_0 = \begin{pmatrix} V_0 & -m_0 \\ -m_0^* & V_0 \end{pmatrix}.$$

Die Leitmodenmatrix ist

$$\mathcal{M}_1 = \begin{pmatrix} \omega - k_x + V_0 & -m_0 \\ -m_0^* & \omega + k_x + V_0 \end{pmatrix}.$$

Damit

$$\boxed{\det \mathcal{M}_1 = (\omega + V_0)^2 - k_x^2 - |m_0|^2.}$$

Eine relative Umphasung von L und R kann einen einzelnen reziproken Reflexionskoeffizienten reell machen.

Mit

$$m_0 = gB_0$$

folgt die Haupttextform.

Bei mehreren unabhängigen Reflexionskanälen müsste statt eines einzelnen m_0 die entsprechende positive Matrixstruktur diagonalisiert werden.

A.7.3 Lokaler Status der Rechnung

Die algebraische Dispersionsgleichung ist eine lokale Spektralbedingung des stationären Operators.

An einem Punkt X_0 kann ein lokal mitbewegter innerer Rahmen so gewählt werden, dass der dortige Wert der relativen Verbindung in den kovarianten Frequenz- und Wellenzahlgrößen enthalten ist.

Ableitungen des Rotationsfeldes, seine Holonomie und seine Wirkung auf das gesamte Profil verschwinden dadurch nicht.

Sind

$$V_0 = V_0(x), \qquad B_0 = B_0(x),$$

so ist k_x global kein einzelner Zahlenwert.

Die lokale Matrixgleichung wird dann Teil eines räumlichen Eigenwertproblems.

A.7.4 Der Phase-3-Ausblick ist noch kein Gravitationsbeweis

Die Gleichung

$$(\omega + V_0)^2 - k_x^2 = (gB_0)^2$$

beweist innerhalb des betrachteten Sektors eine lokale Ruheskala und eine skalare Frequenzverschiebung.

Sie beweist für sich allein weder

- eine Raumzeitmetrik,
- das Äquivalenzprinzip,
- noch eine Einstein-Gleichung.

Phase 3 muss erst zeigen, ob und wie die entsprechende nichtlineare Information in eine metrische Darstellung überführt werden kann.

A.8 Profilprojektion und V_1-Geometrie

A.8.1 Beliebige Dreierraumrichtung

Sei

$$Q = (v, \mathbf{b}) \in \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3.$$

Dann

$$Q \star Q = \left(v^2 - \langle \mathbf{b}, \mathbf{b} \rangle,\ v^* \mathbf{b} + v \mathbf{b} + \mathbf{b}^* \times \mathbf{b}^*\right).$$

Für die Selbstmultiplikation desselben Vektors

$$\mathbf{b}^* \times \mathbf{b}^* = 0.$$

Für reelles stationäres v:

$$\boxed{Q \star Q = \left(v^2 - \|\mathbf{b}\|^2, 2v\mathbf{b}\right).}$$

Und

$$\boxed{\bar{Q} \star Q = \left(v^2 + \|\mathbf{b}\|^2, \mathbf{0}\right).}$$

Damit ist die Haupttextrechnung mit

$$\mathbf{b} = B_0 e_1$$

$SU(3)$-kovariant.

Die Wahl von e_1 ist lediglich eine lokale Basiswahl für die vorhandene Dreierraumrichtung.

A.8.2 Präziser Status von C_0, C_1, C_2

Sei Π_0 die zeitliche Nullmodenprojektion und

$$\Psi = \Psi_0 + \Psi_{\neq 0}.$$

Die exakte Nullmodengleichung ist

$$\Pi_0 \left[\mathcal{D}\Psi + \mathcal{N}_2[\Psi] \right] = 0.$$

Wir trennen die lokale quadratische Selbstwirkung der Nullmode ab und definieren

$$\mathcal{R}_0 := \Pi_0 \left[\mathcal{D}\Psi + \mathcal{N}_2[\Psi] - \mathcal{N}_2[\Psi_0] \right].$$

Darin liegen insbesondere

- kovariante räumliche Ableitungen,
- Rückfaltungen der Leitmode,
- höhere Harmonische,
- und weitere Beiträge der vollständigen DGL.

Nach Wahl normierter Testprofile im Einzel- und Dreierraumkanal definieren wir

$$\langle \mathcal{R}_0 \rangle_{e_0} = -C_0 V_0,$$

$$\langle \mathcal{R}_0 \rangle_{e_1} = -C_1 B_0.$$

Der gemeinsame Faktor C_2 ist die zusätzliche Minimalannahme, dass die beiden Komponenten der lokalen quadratischen Selbstwirkung nach Projektion denselben normierten Profilüberlapp besitzen.

Im allgemeinen Fall treten verschiedene Profilmatrixelemente auf.

Damit sind

$$C_0,\ C_1,\ C_2$$

lösungsabhängige Galerkin-Daten und keine zusätzlichen Ur-Parameter.

Die orthogonale Projektion der Dreierraumgleichung liefert im Allgemeinen zwei weitere Bedingungen.

Der eindimensionale Vektoransatz ist nur dann ein geschlossener Untersektor, wenn diese Bedingungen erfüllt werden.

A.8.3 Allgemeine Existenzbedingung

Für

$$B_0 \neq 0, \qquad \alpha \neq 0, \qquad C_2 \neq 0$$

ergibt die gerichtete Gleichung

$$V_0 = \frac{C_1}{2\alpha C_2}.$$

Für

$$\alpha \neq \beta$$

folgt

$$\boxed{B_0^2 = \frac{C_1\left[(\alpha+\beta)C_1 - 2\alpha C_0\right]}{4\alpha^2(\alpha-\beta)C_2^2}.}$$

Die allgemeine Realitätsbedingung ist

$$\boxed{\frac{C_1\left[(\alpha+\beta)C_1 - 2\alpha C_0\right]}{\alpha-\beta} > 0.}$$

Für

$$\alpha > \beta \geq 0, \qquad C_0, C_1 > 0$$

reduziert sie sich auf die Haupttextschwelle.

Für

$$\beta > \alpha$$

kehrt sich die relevante Vorzeichenbedingung um.

Im entarteten Fall

$$\alpha = \beta$$

verschwindet B_0^2 aus der skalaren Minimalgleichung; zusätzliche Profil- oder Modenmatrixelemente sind dann nötig.

Für

$$\alpha = 0$$

fehlt der gerichtete Term

$$2\alpha V_0 B_0 e_1.$$

Der Normkanal allein erzeugt in diesem Mechanismus keine gerichtete V_1-Flussreflexion.

A.8.4 Reichweite des Confinement-Vorläufers

Die algebraische Nichtgeschlossenheit

$$(0, \mathbf{b}) \star (0, \mathbf{b}) \in \mathbb{C}_I \oplus \{0\}$$

ist unabhängig von der Profiltrunkierung.

Die konkrete Positivitätsbedingung für B_0^2 hängt dagegen von

- der Profilprojektion,
- den Koeffizienten der quadratischen TOE-Klasse,
- und den kovarianten Profilfortsetzungen

ab.

Auch ein lokaler Wert von G_x ist für sich kein physikalisches skalares Maß.

Relevant sind die kovariant projizierte Gesamtwirkung, Holonomie und gegebenenfalls Krümmung des Dreierraumrahmens.

Ein vollständiger Confinement-Beweis benötigt mindestens:

1. die volle dreikomponentige stationäre Lösung im $SU(3)$-Sektor;
2. geeignete endliche Randbedingungen für farbneutrale Gesamtzustände;
3. den Ausschluss isolierter farbtragender Lösungen;
4. eine wachsende DGL- oder spätere Energie-Bilanz beim räumlichen Trennen ihrer Bestandteile.

A.8.5 Kubischer Seitenkanal eines Einzelkanal-dominierten Profils

Der strikt reine Unteransatz

$$\Psi = (a, \mathbf{0})$$

ist innerhalb der komplexen Ebene $\mathbb{C}_I$ assoziativ. Der reine Assoziatorkanal kann daher aus diesem Ansatz allein keinen Dreierraumanteil erzeugen.

Für ein allgemeines vollständiges Vortexprofil ist jedoch entscheidend, dass der Phase-1-Darstellung

$$\mathbb{O} \cong \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3$$

keine dynamische Trennwand zwischen beiden Summanden erzeugt. Bereits das Cayley–Dickson-Produkt koppelt beide Richtungen, und die kubische Nichtassoziativität besitzt gemischte Kanäle.

Mit der Fano-Orientierung aus Phase 1 und $I = e_7$ gilt

$$[I, e_1, e_2] = (Ie_1)e_2 - I(e_1e_2) = -2e_4.$$

Damit

$$\frac{1}{2}[AIf_0, \varepsilon Be_1 f_1, \varepsilon Ce_2 f_2] = -A\varepsilon^2 BC\, e_4 f_0 f_1 f_2.$$

Die Nullmodenprojektion ist genau dann nichtverschwindend, wenn die drei beteiligten Moden eine stationäre Summenbedingung besitzen. Für komplexe Fouriermoden kann dies als

$$m_0 + m_1 + m_2 = 0$$

geschrieben werden, unter Berücksichtigung der jeweils auftretenden Konjugationen.

Das im Haupttext verwendete reelle Beispiel

$$f_0 = \cos y, \qquad f_1 = \cos y, \qquad f_2 = \cos 2y$$

liefert

$$\Pi_0(f_0 f_1 f_2) = \frac{1}{4}$$

und daher

$$\Pi_0 \mathcal{N}_3^{\mathrm{toy}} = -\frac{1}{4} A\varepsilon^2 BC\, e_4.$$

Der Mechanismus ist basisunabhängig: Eine andere lokale $SU(3)$-Basis dreht die gerichtete Dreierraumkomponente mit.

Diese Rechnung behauptet nicht, dass jeder Einzelkanal-dominierte Vortex genau die gewählten drei Profile besitzt. Sie beweist den kleineren und für Sektion 4 ausreichenden Satz:

> **Ein dominanter Einzelkanal plus zwei kleine Dreierraum-Moden kann über $\mathcal{N}_3$ eine gerichtete Dreierraum-0-Mode erzeugen.**

Damit ist eine farbneutrale spätere Materieidentität mit einer kleinen internen Dreierraum-Rückkopplung algebraisch verträglich.

Offene Punkte nach Sektion 4

Physik

1. **Öffnung der vollständigen alten Y-Wirkung.**
   Sektion 4 hat für ihre Flussreflexionsrechnung einen inneren Modenkanal und den dazu benötigten relativen Rahmenanteil festgehalten. Sektion 5 muss nun gemeinsam verfolgen, was nach dem Einrollen aus der Y-Änderung des Feldwertes, dem Phase-1-Rotationsfeld A_Y mit seinem Generator Y_{rel} und dem Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ wird.
2. **Innere Struktur der Profilzahlen.**
   C_0, C_1, C_2 sind in Sektion 4 skalare Projektionsdaten eines ausgewählten inneren Kanals. Ob und wie diese Profilwirkungen auf dem geöffneten W_{iso} verschiedene innere Antworten tragen, ist Gegenstand von Sektion 5.
3. **Relative Stärke der verschiedenen Selbstschließungswege.**
   Quadratische Modenfaltung und der kubische gemischte Assoziatorkanal liefern beide stationäre Beiträge. Welche davon in einem Einzelkanal-dominierten oder Dreierraum-dominierten Vortex überwiegen, gehört zur Physik des jeweiligen Profils.
4. **Confinement und zusammengesetzte farbneutrale Zustände.**
   Die fundamentalen Dreierraumrichtungen sind nicht selbst Baryonen. Die gemeinsame Schließung mehrerer Dreierraumkanäle und ihre spätere Lesart als zusammengesetzte farbneutrale Materie muss mit dem Phase-1-Confinement-Vorläufer konsistent weitergeführt werden.

Mathematik

1. **Gemeinsamer oktonionischer Lift von $\mathcal{N}_2$ und $\mathcal{N}_3$.**
   Die getrennten Rechnungen zeigen die relevanten Targetrichtungen und stationären Kanäle. Ihre gemeinsame kovariante Einbettung in den vollständigen physikalischen Bildraum muss die bereits hergeleiteten Cayley–Dickson- und Assoziatorstrukturen unverändert erhalten.
2. **Profilprojektion jenseits des ausgewählten inneren Kanals.**
   Die in Sektion 4 verwendeten skalaren C_i müssen beim Öffnen von W_{iso} als innere Profilwirkungen präzisiert werden. Diese Erweiterung gehört in Sektion 5 und darf die hier hergeleitete skalare Kanalrechnung nicht verändern.
3. **Basisunabhängigkeit des kubischen Seitenkanals.**
   Die explizite Rechnung $[I, e_1, e_2] = -2e_4$ benutzt eine Fano-Basis. Die allgemeine Form soll als kovariante Aussage über den gemischten Assoziatorkanal

$$\mathbb{C}_I \times \mathbb{C}_I^3 \times \mathbb{C}_I^3 \longrightarrow \mathbb{C}_I^3$$

formuliert werden.

Sprache

1. **„Mode“.**
   Eine Mode bleibt Analyse- und Speicherform derselben nichtlinearen Vortexlösung, keine unabhängig überlagerbare Lösung.
2. **„Stationäre Nullmode“.**
   Gemeint ist in Sektion 4 der zeitlich stationäre Anteil der nichtlinearen Modenfaltung, der als Flussreflexion gelesen wird. Seine spätere innere Y-Struktur wird hier noch nicht vollständig geöffnet.
3. **„Ruheskala“.**
   $M = |gB|$ bezeichnet die invariante Skala der stationären L/R-Flussreflexion. Der Begriff soll nicht mit einem separat postulierten Massenterm verwechselt werden.
4. **„Kleiner Dreierraumanteil“.**
   Gemeint ist ein interner Anteil des vollständigen Einzelkanal-dominierten Vortexprofils, nicht ein zusätzliches Quarkteilchen innerhalb eines Leptons.
5. **„Rotationsfeld“.**
   In Sektion 4 bezeichnet $\mathcal{W}_\mu^{\mathrm{rel}}$ nur den relativen Rahmenanteil, der für die Flussreflexionsrechnung benötigt wird. Die vollständige Phase-2-Darstellung der alten Y-Rotationsfelder wird erst in Sektion 5 geöffnet.

Kompakte Übergabe an Sektion 5

Sektion 4 hat aus einer einzigen nichtlinearen Vortexlösung die stationäre Flussreflexion

$$\mathcal{Z}_0 = V_0\mathbf{1} - gB_0\mathcal{I}_D$$

hergeleitet.

Die Reflexion führt den direkten chiralen Y-Support in die komplementäre Fortsetzung desselben Materiezweigs,

$$\mathcal{I}_D\Pi_Y = (1 - \Pi_Y)\mathcal{I}_D,$$

und die Leitmode liest ihre Stärke als

$$(\omega + V_0)^2 - k_x^2 = (gB_0)^2.$$

Damit

$$M_0 = |gB_0|.$$

Für das räumliche stationäre Profil wurden auf einem ausgewählten inneren Kanal die Projektionsdaten

$$C_0, \qquad C_1, \qquad C_2$$

eingeführt. Sie bestimmen den gemischten stationären Zweig und damit die Reflexionsstärke B_0.

Zugleich hat Sektion 4 gezeigt, dass die Phase-1-Zerlegung

$$V_1 = \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3$$

keine dynamische Trennung in zwei unabhängige Materiefelder bedeutet. Der Einzelkanal und der Dreierraum schließen dieselbe oktonionische DGL gemeinsam. Ein später leptonisch dominierter Vortex kann deshalb kleine Dreierraumanteile in seiner internen Selbstschließung tragen, ohne seine äußere Materieidentität zu verlieren.

Sektion 5 übernimmt nun genau diese fertige Analysis und öffnet die zuvor festgehaltene innere Y-Struktur.

Vor dem Einrollen wirken entlang Y gemeinsam

- die Änderung des Feldwertes durch ∂_Y,
- das Phase-1-Rotationsfeld A_Y mit seinem Generator Y_{rel},
- und das Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ mit seinen $SU(3)$-Generatoren.

Nach dem Einrollen gibt es den begehbaren Y-Weg nicht mehr. Sektion 5 fragt deshalb:

> **Wie wird die Wirkung dieses vollständigen alten Y-Schrittes auf W_{iso} und den Phase-2-Rotationsfeldern dargestellt, und was bedeutet diese Öffnung für die bisher skalaren Profilzahlen C_i?**

Damit beginnt Sektion 5 nicht mit einer neuen Masse und nicht mit einer neuen Materiesorte. Sie öffnet nur die innere Struktur der bereits in Sektion 4 gefundenen Vortexlösung.

toe-phase2-sektion5b_v2a.md

This theory was developed by physicist Roland Bollmann (driving intuitive force and primary conceptual development, bollmann@iPhys.de), with Gemini as a brainstorming partner and

ChatGPT assisting with mathematical precision and editorial development.

Sektion 5 — Das Einrollen der alten Y-Wirkung: warum der innere Zweierraum einen gemeinsamen und einen relativen Anteil braucht

Leitgedanke: Wir öffnen die Profilzahlen aus Sektion 4 und verfolgen ihre alte Y-Herkunft

Sektion 4 hat die Entstehung einer Ruheskala an einer konkreten Vortexlösung verfolgt. Eine periodische Abhängigkeit des Feldwertes von der alten inneren Richtung Y wurde durch die quadratische oktonionische Nichtlinearität so verarbeitet, dass ein stationärer gerichteter Anteil entstand. Nach der chiralen Neuordnung erschien dieser Anteil als Flussreflexion zwischen den beiden Dirac-Fortsetzungen derselben Materielösung. Für die Leitmode ergab sich

$$(\omega + V_0)^2 - k_x^2 = (gB_0)^2,$$

und damit die Ruheskala

$$M_0 = |gB_0|.$$

Die räumliche Profilrechnung fasste anschließend die vollständige stationäre Lösung in den Profilzahlen

$$C_0, \qquad C_1, \qquad C_2$$

zusammen. Diese Zahlen waren keine neuen Ur-Parameter. Sie sagten nur, wie die konkrete Vortexlösung die verschiedenen Teile der transformierten DGL über ihr Profil verteilt.

Bis hierhin genügte es, den inneren Zweierraum weitgehend festzuhalten. Jetzt öffnen wir ihn.

Dabei beginnen wir nicht mit einer abstrakten $U(2)$-Algebra. Wir gehen noch einmal zu dem einen physikalischen Vorgang zurück, der vor dem Einrollen tatsächlich vorhanden war.

Vor dem Einrollen gibt es einen begehbaren Y-Weg. Entlang dieses Weges geschehen gleichzeitig drei Dinge:

- der Feldwert selbst kann sich mit Y ändern;

- das Phase-1-Rotationsfeld A_Y führt die relative skalare Phase mit seinem Generator Y_{rel} weiter;
- das Phase-1-Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ führt die Orientierung des Dreierraums weiter.

Nach dem Einrollen gibt es diesen Weg nicht mehr. Aber die Wirkung, die vorher beim Weitergehen durch Y entstand, darf nicht verschwinden. Sie muss nun in der inneren Phase-2-Darstellung des gleichen Vortex wieder sichtbar sein.

Der gemeinsame Darstellungsort ist der innere Zweierraum

$$W_{\mathrm{iso}} \cong \mathbb{C}^2.$$

Auf ihm gibt es genau eine Generatorwirkung, die beide inneren Einträge gleich verändert, und drei Generatorwirkungen, die sie gegeneinander verändern.

Das ist die ganze Physik, die wir in dieser Sektion entfalten:

> **Der gemeinsame skalare Anteil der alten Y-Wirkung wird nach dem Einrollen über T_0 dargestellt. Alles, was die beiden inneren Antworten gegeneinander verändert, wird über die drei relativen Generatoren T_1, T_2, T_3 dargestellt. Die quadratische Nichtlinearität zeigt an einer einzigen skalaren 1-Mode bereits explizit, warum ein solcher relativer Anteil entsteht und warum er in einer an die stationäre Lösung angepassten Basis als T_3 geschrieben werden kann.**

Damit werden die Profilzahlen aus Sektion 4 präziser lesbar. Ein bisher skalares C_i kann im geöffneten inneren Zweierraum eine Profilwirkung auf W_{iso} darstellen. Die zwei Pole einer von der Lösung selbst ausgezeichneten relativen Achse können deshalb verschiedene Profilwerte und damit verschiedene Ruheskalen tragen.

Die zweite Hälfte von Phase 2 erhält dadurch eine klare Arbeitsteilung:

- **Sektion 5** verfolgt die alte Y-Wirkung durch das Einrollen, erklärt die Physik von T_0 und T_3 und öffnet die Profilzahlen zu inneren Profilwirkungen.
- **Sektion 6** öffnet die vollständige relative Bewegung des Zweierraums. Dort werden besonders T_1 und T_2 als wirkliche Bewegungen zwischen den beiden Polen wichtig, und die Flussreflexion wird als $K = BU$ auf dem ganzen inneren Zweierraum untersucht.
- **Sektion 7** weitet den Blick auf den kosmischen X-Block und liest die primitive gemeinsame I-Orientierung entlang der kausalen Zeitfortsetzung als Energie-, Impuls- und Trägheitsinformation.
- **Sektion 8** kehrt zur inneren Phase zurück und synchronisiert den bereits identifizierten gemeinsamen T_0-Anteil quantitativ mit der Phase-1-Struktur Y_{rel}. Erst dort wird der Faktor $1/6$ festgelegt.

Sektion 5 braucht weder die kosmische Energielesart noch diesen Faktor. Sie muss zuerst zeigen, **was überhaupt beim Einrollen gemeinsam und was relativ dargestellt wird.**

5.1 Wir halten nicht V_1 fest — wir halten nur seine Phase-1-Zerlegung fest

5.1.1 Der Gegenstand bleibt eine einzige gekoppelte Feldlösung

Phase 1 hat den oktonionischen Targetwert in

$$V_1 = \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3$$

dargestellt. Diese Zerlegung bleibt bestehen. Was sich in Phase 2 ändert, ist nicht der Targetraum, sondern die Darstellung der alten Base-Space-Abhängigkeit.

Eine konkrete Vortexlösung besitzt innerhalb von V_1 einen Einzelkanal und einen Dreierraumanteil. Wir schreiben schematisch

$$\Psi_{V_1}(X,Y) = \big(a(X,Y), \mathbf{q}(X,Y)\big).$$

Diese beiden Einträge sind keine zwei unabhängigen Felder, die erst später miteinander gekoppelt werden. Sie sind zwei Rollen desselben oktonionischen Feldwertes. Die Cayley–Dickson-Regel liest sie gemeinsam.

Darum ist auch die Sprache „leptonisch dominant“ oder „quarkdominant“ vorsichtig zu verstehen. Eine leptonisch dominante stabile Lösung muss lokal nicht exakt $\mathbf{q} = 0$ besitzen. Eine quarkdominante Lösung muss lokal nicht exakt $a = 0$ besitzen. Die nichtlineare Selbstschließung kann kleine Anteile der jeweils anderen Targetrolle benötigen.

> **Wir halten in dieser Sektion nicht den Feldwert in V_1 fest. Wir halten nur die bereits hergeleitete Zerlegung des Targetraums fest und verfolgen eine konkrete gekoppelte Lösung darin weiter.**

Für die kleinste Rechnung genügt weiterhin ein lokaler Ausschnitt des Dreierraums,

$$\mathbf{q} = b\, e_1.$$

Dann können wir den relevanten Feldwert als

$$\Psi_{V_1}(Y) = (a\Theta, b\Theta)$$

schreiben. Diese Minimalform soll nicht die ganze Lösung ersetzen. Sie zeigt nur den einen Mechanismus, den wir jetzt verfolgen.

5.1.2 Was die Profilzahlen aus Sektion 4 wirklich waren

Sektion 4 erhielt für den stationären Zweig die Profilgleichungen

$$C_0 V_0 = C_2 \left[(\alpha + \beta) V_0^2 + (\beta - \alpha) B_0^2 \right],$$

$$C_1 B_0 = 2\alpha C_2 V_0 B_0.$$

Für $B_0 \neq 0$ folgt

$$V_0 = \frac{C_1}{2\alpha C_2},$$

und

$$B_0^2 = \frac{C_1 \left[(\alpha + \beta) C_1 - 2\alpha C_0 \right]}{4\alpha^2 (\alpha - \beta) C_2^2}.$$

Die Zahlen C_i fassen die stationäre Lösung zusammen. Solange wir nur einen inneren Kanal betrachteten, durften sie als Zahlen erscheinen.

Jetzt öffnen wir den inneren Zweierraum und stellen eine genauere Frage:

> **Erlebt dieselbe stationäre Lösung an beiden inneren Polen wirklich dieselbe Profilbilanz, oder hat die alte Y-Dynamik bereits einen Unterschied erzeugt, der in den Profilzahlen verborgen war?**

Diese Frage führt uns nicht von der Analysis weg. Sie führt tiefer in genau dieselbe Analysis hinein.

5.2 Vor dem Einrollen wirkt entlang Y ein einziger vollständiger physikalischer Vorgang

5.2.1 Erst das Bild: Feldänderung, skalare Rotation und Farbdrehung laufen am selben Y-Weg

Stellen wir uns einen kleinen Schritt entlang der alten Richtung Y vor.

Während dieses einen Schrittes kann sich erstens der Feldwert selbst ändern. Eine periodische Mode läuft weiter, ihre Phase nimmt zu oder ab, und ihre einzelnen Targetanteile ändern sich entsprechend.

Zweitens wirkt das Phase-1-Rotationsfeld A_Y. Es führt die relative skalare Phase zwischen Einzelkanal und Dreierraum weiter. Der Generator dieser Wirkung ist

$$Y_{\mathrm{rel}} = \mathrm{diag}(-3, 1, 1, 1).$$

Drittens wirkt auf dem Dreierraum das Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$. Es verändert nicht die gemeinsame skalare Phase aller drei Farbrichtungen, sondern ihre Orientierung gegeneinander.

Diese drei Vorgänge gehören vor dem Einrollen zu demselben physikalischen Schritt durch Y. Sie werden nicht unabhängig ein- und ausgeschaltet. Die vollständige DGL vergleicht den Feldwert mit dem Rotationsrahmen, in dem er fortgesetzt wird.

Darum ist die wichtigste Aussage an dieser Stelle noch ganz ohne neue Mathematik:

> **Vor dem Einrollen gibt es keinen getrennten „Feldtopf“, „Phasentopf“ und „Farbtopf“. Es gibt einen vollständigen Y-Schritt der einen Vortexlösung. Beim Einrollen verschwindet nur der begehbare Weg. Die Wirkung dieses Schrittes muss danach gemeinsam in der inneren Phase-2-Darstellung wieder erscheinen.**

5.2.2 Erst jetzt die mathematische Kurzschrift

Der Y-gerichtete Teil der Phase-1-Fortsetzung kann schematisch geschrieben werden als

$$D_Y^{(1)} = \partial_Y - I A_Y Y_{\mathrm{rel}} - I\, \mathbf{G}_Y \cdot \mathbf{T}^{(3)}.$$

Hier ist A_Y ein reelles Phase-1-Rotationsfeld mit dem Generator Y_{rel}.

Das Farbrotationsfeld wird im Haupttext kompakt als $\mathbf{G}_Y$ geschrieben. Seine zugehörigen $SU(3)$-Generatoren fassen wir als $\mathbf{T}^{(3)}$ zusammen. Der vollständige Rotationsanteil ist also $\mathbf{G}_Y \cdot \mathbf{T}^{(3)}$. Die acht Generatorrichtungen brauchen wir hier nicht einzeln; für die Physik dieser Sektion reicht die Aussage: Das Rotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ dreht den Dreierraum relativ in sich selbst.

Die drei Terme haben verschiedene Aufgaben:

$$\partial_Y \quad \text{ändert den Feldwert entlang } Y,$$

$$A_Y Y_{\mathrm{rel}} \quad \text{führt die skalare relative Phase weiter},$$

$$\mathbf{G}_Y \cdot \mathbf{T}^{(3)} \quad \text{führt die Farborientierung weiter}.$$

Sektion 5 verfolgt, wie die Wirkung dieses gesamten Y-Schrittes nach dem Einrollen im inneren Zweierraum wieder lesbar wird.

5.3 Beim Einrollen verschwindet der Weg — nicht die Wirkung

5.3.1 aus einem begehbaren Unterschied wird eine innere Unterscheidung

Vor dem Einrollen können wir zwei Feldwerte dadurch unterscheiden, dass wir tatsächlich an zwei verschiedene Stellen in Y gehen. Nach dem Einrollen ist das nicht mehr möglich. Es gibt keinen zweiten begehbaren Ort mehr, an dem wir nachsehen könnten, wie weit die alte Phase gelaufen ist oder wie der alte Farbrahmen dort stand.

Die verschwundene Ortsinformation muss deshalb anders dargestellt werden.

Der fundamentale innere Träger dafür ist

$$W_{\mathrm{iso}} \cong \mathbb{C}^2.$$

Er ist kein neuer physikalischer Raum neben dem alten Y-Raum. Er ist der neue Darstellungsort für Information, die vorher durch den Weg in Y sichtbar war.

Auf diesem Zweierraum gibt es vier elementare infinitesimale Wirkungen:

- eine gemeinsame Änderung beider Einträge;
- drei voneinander unabhängige Änderungen ihrer Beziehung zueinander.

Die gemeinsame Wirkung wird durch T_0 beschrieben. Die drei relativen Wirkungen werden durch T_1, T_2, T_3 beschrieben.

> **Das ist der gemeinsame „Topf“ dieser Sektion: Nicht die alten Gegenstände werden miteinander identifiziert. Ihre frühere Y-Wirkung muss nach dem Einrollen auf demselben inneren Zweierraum darstellbar sein. Was beide inneren Einträge gleich betrifft, erscheint zentral über T_0. Was sie gegeneinander verändert, erscheint über T_1, T_2, T_3.**

5.3.2 Welche inneren Wirkungen überhaupt gebraucht werden

Bevor wir ein Rotationsfeld hinschreiben, genügt eine einfache Bestandsaufnahme.

Wenn die alte Y-Wirkung nach dem Einrollen beide inneren Einträge gleich betrifft, brauchen wir eine gemeinsame Generatorwirkung. Dafür steht T_0.

Wenn die alte Y-Wirkung die beiden Einträge gegeneinander verändert, brauchen wir relative Generatorwirkungen. Dafür stehen T_1, T_2, T_3.

Mehr behaupten wir an dieser Stelle noch nicht. Insbesondere führen wir noch kein viertes neues Feld ein. Wir benennen zunächst nur die vier Arten, in denen die bereits vorhandene Y-Information auf einem zweikomponentigen inneren Zustand erscheinen kann.

Die konkrete Herkunft von T_0 und T_3 wird in den nächsten beiden Subsektionen aus der alten Phase-1-Rotation beziehungsweise aus der nichtlinearen Modenfaltung hergeleitet. Erst danach schreiben wir in 5.7 das vollständige Phase-2-Rotationsfeld.

5.3.3 Die bekannte Geometrie $Y \to Y - f(X)$ fixiert diese Lesart

Die wahre Sprache war: Wenn der alte Y-Schnitt beim Weitergehen durch X vor- oder nachläuft, muss die entlang Y gespeicherte Wirkung als innere Verbindung auf X erscheinen.

Die minimale Rechnung aus Sektion 3/4 fixiert genau dieses Bild. Für

$$\Theta(Y;X) = \exp\big[Ik\big(Y - f(X)\big)\big]$$

gilt

$$\partial_\mu \Theta = -Ik\,(\partial_\mu f)\Theta.$$

Was vorher als Fortgang entlang Y sichtbar war, erscheint nach dem Einrollen beim Weitergehen durch X als innere Rotation. Die Mathematik erzeugt hier keine neue Physik. Sie bestätigt nur die bereits beschriebene Geometrie.

5.4 Die Physik von T_0: der gemeinsame skalare Anteil der alten Y-Wirkung

5.4.1 dieselbe Phase braucht nach dem Einrollen nur einen neuen Darstellungsort

Beginnen wir mit dem einfachsten Teil des alten Y-Schrittes.

Eine gemeinsame skalare Phase verändert den vollständigen betrachteten Feldwert, ohne die beiden inneren Einträge gegeneinander zu verschieben. Vor dem Einrollen kann diese Phase direkt durch die Bewegung entlang Y getragen werden. Das gilt sowohl für die periodische Phase einer Feldmode als auch für den farbunabhängigen skalaren Anteil des Phase-1-Rotationsfeldes $A_Y Y_{\mathrm{rel}}$.

Nach dem Einrollen kann dieselbe Phase nicht mehr als Ortsfortschritt in Y gelesen werden. Sie muss auf dem inneren Zweierraum erscheinen.

Dort gibt es genau eine Generatorwirkung, die beide Einträge gleich verändert:

$$T_0.$$

Darum ist seine physikalische Bedeutung sehr schlicht:

> **Der T_0-Anteil ist die neue Darstellung des gemeinsamen skalaren Anteils der alten Y-Wirkung. Insbesondere stellt er den farbunabhängigen skalaren Anteil der alten Y_{rel}-Rotation entlang Y weiter dar.**

Damit wird nichts Neues erzeugt. Eine bereits vorhandene Phase erhält nur einen neuen Darstellungsort.

5.4.2 Das Phase-1-Rotationsfeld A_Y bedient genau diesen gemeinsamen Anteil

Auf dem Dreierraum wirkt der Generator Y_{rel} mit dem gleichen Gewicht auf alle drei Farbrichtungen. Das Phase-1-Rotationsfeld A_Y führt dort deshalb eine gemeinsame skalare Phase weiter.

Das Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ kann die drei Farbrichtungen gegeneinander drehen, aber es verändert diese eine gemeinsame skalare Phase nicht.

Damit ist die qualitative Zuordnung bereits vor jeder späteren Normierungsrechnung klar:

$$A_Y Y_{\mathrm{rel}} \quad \longrightarrow \quad \text{gemeinsamer innerer Anteil } T_0.$$

Diese Zeile ist keine Operatorgleichung zwischen zwei verschiedenen Trägern. Sie sagt, dass **dieselbe physikalische skalare Phasenwirkung** vor und nach dem Einrollen an zwei verschiedenen Darstellungsorten gelesen wird.

Die exakte Winkelübersetzung und damit der spätere Faktor $1/6$ gehören in Sektion 7. Sektion 5 braucht nur die physikalische Identifikation.

5.4.3 Auch die nackte 1-Mode beginnt als gemeinsamer T_0-Anteil

Für die einfache periodische Feldmode

$$\Theta(Y) = e^{IkY}$$

gilt

$$-I\partial_Y \Theta = k\Theta.$$

Solange nur diese eine Mode betrachtet wird, wirkt der alte Y-Fortschritt auf den ganzen betrachteten Feldwert gleich. Auch diese Information ist daher zunächst zentral: Sie kann auf W_{iso} durch einen T_0-Anteil dargestellt werden.

Der entscheidende neue Schritt entsteht erst, wenn die Nichtlinearität dieselbe Phase verschieden verarbeitet.

5.5 Die Physik von T_3: die Nichtlinearität macht aus einer gemeinsamen 1-Mode eine relative Wirkung

5.5.1 dieselbe Phase trifft sich auf zwei verschiedene Arten mit sich selbst

Wir nehmen wieder den kleinsten Feldwert, an dem der Mechanismus vollständig sichtbar ist:

$$\Psi_{2a}(Y) = (a\Theta, b\Theta), \qquad \Theta = e^{IkY}.$$

Vor der Selbstbegegnung trägt der ganze betrachtete Feldwert dieselbe skalare 1-Mode.

Die Cayley–Dickson-Regel lässt diese eine Phase nun auf zwei verschiedene Arten in die quadratische Antwort eingehen.

Wo zwei direkte Faktoren zusammentreffen, laufen ihre Phasen gemeinsam weiter. Aus der 1-Mode wird eine 2-Mode.

Wo ein konjugierter und ein direkter Faktor zusammentreffen, laufen die beiden Phasen genau gegeneinander. Ihre Y-Abhängigkeit hebt sich auf und es bleibt ein stationärer Anteil.

Damit erzeugt die Nichtlinearität **keine zweite freie Phase**. Sie macht aus derselben ursprünglichen Phase zwei unterscheidbare Antworten:

- einen Y-unabhängigen Anteil;
- einen Anteil mit doppelt so schneller periodischer Änderung.

Genau dieser Unterschied ist die erste konkrete relative Information, die nach dem Einrollen nicht mehr durch T_0 allein dargestellt werden kann.

5.5.2 Die kleine Rechnung bestätigt das Bild

Für den direkten Cayley–Dickson-Kanal gilt

$$\Psi_{2a} \star \Psi_{2a} = \left(a^2\Theta^2 - |b|^2, a^*b + ab\Theta^2\right).$$

Der Grund ist ausschließlich

$$\Theta\Theta = \Theta^2, \qquad \Theta^*\Theta = 1.$$

Mit dem in Sektion 4 verwendeten Normkanal lässt sich die gesamte quadratische Antwort schreiben als

$$\mathcal{N}_2[\Psi_{2a}] = Z_0 + Z_2\Theta^2,$$

wobei Z_0 der stationäre und $Z_2\Theta^2$ der zweite harmonische Anteil ist.

Die Mathematik sagt damit genau das, was die wahre Sprache bereits angekündigt hat:

$$\text{eine 1-Mode} \quad \xrightarrow{\mathcal{N}_2} \quad \text{0-Mode} + \text{2-Mode}.$$

5.5.3 Die alte ∂_Y-Wirkung unterscheidet diese beiden Antworten sofort

Vor dem Einrollen kann die alte Ableitung die beiden erzeugten Anteile direkt unterscheiden.

Für den stationären Anteil gilt

$$-I\partial_Y(1) = 0,$$

für die zweite Harmonische

$$-I\partial_Y(\Theta^2) = 2k\Theta^2.$$

Die eine alte 1-Mode hat also durch die Nichtlinearität zwei verschiedene Y-Antworten erzeugt:

$$0, \qquad 2k.$$

Ein reiner T_0-Anteil könnte beide inneren Einträge nur gleich verändern. Er könnte diese Differenz nicht darstellen.

Darum braucht die reduzierte Beschreibung zusätzlich eine relative Generatorwirkung.

5.5.4 In der an die stationäre Lösung angepassten Basis heißt dieser relative Generator T_3

Wir wählen nun eine Basis von W_{iso}, in der die beiden unterschiedlichen Antworten diagonal stehen. Für den Minimaltest ist die reduzierte Wirkung

$$\begin{pmatrix} 2k & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Mit

$$T_0 = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \qquad T_3 = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

gilt

$$\begin{pmatrix} 2k & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} = 2k(T_0 + T_3).$$

Jetzt ist die Physik beider Generatoren unmittelbar sichtbar:

> **T_0 stellt den gemeinsamen Anteil der alten skalaren Y-Information dar. T_3 stellt den relativen Anteil dar, den die nichtlineare Entwicklung des Feldzustands aus derselben skalaren Y-Phase erzeugt hat.**

Das ist die einfachste Herleitung von T_3 in dieser Phase.

Sie sagt nicht, dass das Universum vorab eine absolute T_3-Achse besitzt. Eine allgemeine stationäre Lösung kann einen relativen Generator

$$T_{\hat{n}} = n^i T_i$$

auszeichnen. Wir drehen die lokale W_{iso}-Basis so, dass dieser Anteil diagonal ist. In dieser angepassten Basis heißt er T_3.

5.6 Was geschieht mit dem Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$? — das scheinbare Acht-zu-Drei-Paradox

5.6.1 Acht alte Farbdrehungen werden nicht zu drei neuen Drehknöpfen

Das Phase-1-Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ trägt vor dem Einrollen die vollständige Orientierung des Dreierraums entlang Y. Diese Orientierung besitzt mehr interne Möglichkeiten als der spätere relative Zweierraum W_{iso}.

Nach dem Einrollen stehen auf W_{iso} nur drei voneinander unabhängige relative Generatorwirkungen zur Verfügung:

$$T_1, \qquad T_2, \qquad T_3.$$

Es wäre daher falsch, acht alte Farbgeneratoren einzeln drei neuen inneren Generatoren zuzuordnen.

Gerade dieses scheinbare Missverhältnis zeigt aber sehr anschaulich, was „alles in einen Topf werfen“ wirklich bedeutet:

> **Acht alte Farbdrehungen werden nicht zu drei neuen Drehungen umbenannt. Das Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ beeinflusst zusammen mit der Y-Abhängigkeit des Feldzustandes die vollständige nichtlineare Vortexlösung. Erst diese vollständige Lösung entscheidet, welche drei relativen Änderungen auf dem reduzierten Zweierraum noch unabhängig sichtbar sind. Diese drei Änderungen werden durch T_1, T_2, T_3 dargestellt.**

Kurz:

> **Acht wird nicht zu Drei. Die Wirkung der alten Farbdrehung beeinflusst Drei.**

Das ist die physikalisch ehrliche Aussage, die wir in dieser Sektion brauchen.

5.6.2 Warum $\mathbf{G}_Y$ dadurch nicht „bei Phase 1 zurückbleibt“

Nach dem Einrollen existiert kein begehbarer Y-Weg mehr. Deshalb kann auch das alte Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ nicht einfach als ein weiterhin entlang Y wirkendes Feld bestehen bleiben.

Seine Wirkung ist bereits in der reduzierten Lösung enthalten, die aus dem vollständigen alten Y-Operator hervorgeht.

Dabei bleiben zwei Dinge getrennt:

- das weiterhin auf V_1 wirkende Phase-1-Farbrotationsfeld entlang des verbleibenden X-Weges;
- die aus dem ehemaligen Y-Anteil hervorgegangene Wirkung auf die reduzierte innere Antwort der Vortexlösung.

Die zweite Wirkung kann die drei relativen Phase-2-Rotationsfelder

$$W_\mu^1, \qquad W_\mu^2, \qquad W_\mu^3$$

beeinflussen.

Wie genau diese Abhängigkeit für eine vollständig ausgeschriebene Ur-DGL aussieht, brauchen wir in Sektion 5 nicht. Die entscheidende Aussage ist bereits klar:

> **Das Einrollen vergisst $\mathbf{G}_Y$ nicht. Es speichert seine physikalische Wirkung nicht als acht neue Phase-2-Felder, sondern als Teil der vollständigen reduzierten Lösung, deren relative innere Fortsetzung nur drei unabhängige Richtungen besitzt.**

5.6.3 Schematische mathematische Kurzschrift

Erst nachdem die Physik klar ist, können wir die Abhängigkeit schematisch zusammenfassen:

$$W_\mu^i = W_\mu^i[\Psi, \partial_Y \Psi, A_Y, \mathbf{G}_Y], \qquad i = 1, 2, 3.$$

Diese Schreibweise behauptet **keine** lineare Abbildung von $su(3)$ nach $su(2)$. Sie sagt nur, dass die drei relativen Phase-2-Rotationsfelder aus der reduzierten vollständigen Lösung stammen und daher auch von der alten Farbdrehung entlang Y abhängen können.

5.7 Der gemeinsame Phase-2-Rotationsfeldträger

5.7.1 vier Wirkungen, aber nicht vier neue physikalische Freiheitsgrade

Nach den vorigen Subsektionen können wir das vollständige innere Rotationsfeld nun ohne neue Annahme schreiben.

Es muss erstens eine gemeinsame skalare Wirkung tragen, weil die alte Y-Phase nach dem Einrollen weiter dargestellt werden muss.

Es muss zweitens drei relative Wirkungen tragen, weil der reduzierte Zweierraum drei voneinander unabhängige Arten besitzt, seine beiden inneren Einträge gegeneinander zu verändern.

Darum lautet die natürliche Phase-2-Schreibweise

$$\mathcal{W}_\mu = -I \left(W_\mu^0 T_0 + W_\mu^1 T_1 + W_\mu^2 T_2 + W_\mu^3 T_3 \right).$$

Die vier Terme haben aber nicht denselben ontologischen Status.

W_μ^0 stellt bereits vorhandene gemeinsame skalare Phaseninformation auf W_{iso} weiter dar. Besonders die farbunabhängige skalare alte Y-Wirkung erhält hier ihren inneren Darstellungsort. W_μ^0 ist daher **abhängig/hergeleitet** und kein vierter neuer Phase-2-Rotationsfreiheitsgrad.

Diese Aussage identifiziert W_μ^0 nicht mit der später in Sektion 7 betrachteten zeitlichen Fourierfrequenz. Beide verwenden dieselbe primitive komplexe Orientierung I, lesen aber Änderungen in verschiedenen Richtungen der bereits umgeordneten DGL.

$W_\mu^{1,2,3}$ beschreiben die relative innere Antwort der reduzierten Vortexlösung. Auch sie entstehen nicht aus einem bloßen Darstellungswechsel, sondern aus der bereits vorhandenen alten Y-Geometrie und ihrer nichtlinearen Verarbeitung in der vollständigen DGL.

> **Die vier Generatorrichtungen sind vier Arten, die erhaltene Y-Information auf W_{iso} zu lesen. Sie sind nicht vier neue Physiken.**

5.7.2 Was die vier Generatoren konkret mit einem inneren Feldwert tun

Für

$$w = \begin{pmatrix} w_1 \\ w_2 \end{pmatrix}$$

erzeugt

$$T_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

dieselbe infinitesimale Phasenänderung an beiden Einträgen.

$$T_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

ändert ihre Phasen gegensinnig.

$$T_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

überträgt Feldinhalt zwischen beiden Einträgen.

$$T_2 = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & -I \\ I & 0 \end{pmatrix}$$

überträgt ebenfalls Feldinhalt, aber mit der dazu unabhängigen relativen komplexen Orientierung.

Damit ist auch die Aufgabenteilung zur nächsten Sektion sichtbar:

- Sektion 5 braucht vor allem T_0 und die von der stationären Lösung ausgezeichnete relative Richtung T_3;
- Sektion 6 öffnet besonders T_1 und T_2 als wirkliche Bewegungen der Flussreflexion zwischen den beiden Polen.

5.8 Die Profilzahlen werden zu Profilwirkungen auf dem inneren Zweierraum

5.8.1 Dieselbe stationäre Lösung kann an zwei inneren Polen verschieden schließen

Sektion 4 hat die gesamte stationäre Lösung in wenigen Profilzahlen zusammengefasst. Solange nur ein innerer Kanal betrachtet wurde, war das vollständig ausreichend.

Jetzt wissen wir mehr. Die alte Y-Dynamik kann nach der nichtlinearen Selbstbegegnung einen relativen inneren Anteil erzeugen. Die konkrete stabile Lösung kann dadurch eine lokale Achse auf W_{iso} auszeichnen.

Bevor wir irgendeine physikalische Reihenfolge kennen, bezeichnen wir die beiden Eigenrichtungen dieser Achse nur vorläufig als

$$|+\rangle, \qquad |-\rangle.$$

Diese Zeichen tragen noch keine Aussage über

- „oben“ oder „unten“ im Blockuniversum,
- elektrische Ladung,
- Teilchennamen
- oder die spätere Reihenfolge der Ruheskalen.

Sie sagen nur: Die stationäre Profilwirkung besitzt zwei Eigenrichtungen.

Darum ist die natürlichere Aussage nicht mehr zwingend

$$C_i = \text{eine Zahl},$$

sondern

$$\mathbf{C}_i \in \mathrm{End}(W_{\mathrm{iso}}).$$

Die beiden vorläufigen Pole lesen daraus

$$C_i^{(+)} = \langle + | \mathbf{C}_i | + \rangle,$$

$$C_i^{(-)} = \langle - | \mathbf{C}_i | - \rangle.$$

Der Unterschied dieser beiden Werte ist keine neue Ursache. Er ist die profilweite Zusammenfassung der bereits hergeleiteten relativen Y-Information.

Wichtig ist zugleich:

> **Die vollständige stationäre Lösung bestimmt die beiden Eigenrichtungen relational. Ihre absolute Orientierung auf einer gezeichneten Bloch-Sphäre oder im Blockuniversum besitzt keine eigene Physik.**

Wir dürfen deshalb später eine an diese Lösung angepasste Basis wählen und ihre Achse als T_3-Achse zeichnen.

5.8.2 Die Minimalrechnung öffnet zuerst C_1

Um den bekannten Massenmechanismus aus Sektion 4 nicht unnötig zu verkomplizieren, öffnen wir zuerst nur denjenigen Profilfaktor, der dort unmittelbar in die stationäre Brückenbilanz einging:

$$C_1 \longrightarrow \mathbf{C}_1.$$

In der an die stationäre Eigenachse angepassten Basis besitzt $\mathbf{C}_1$ zwei Eigenwerte.

Wir schreiben ihren Mittelwert als

$$C_\star$$

und die halbe positive Spaltung als

$$J \geq 0.$$

Dann lauten die beiden Eigenwerte schlicht

$$C_\star - J, \qquad C_\star + J.$$

Noch vergeben wir dafür keine Teilchennamen.

Denn erst die bekannte nichtlineare Profilgleichung sagt, welcher der beiden Werte die kleinere und welcher die größere Ruheskala erzeugt.

> **J erzeugt den Unterschied nicht. Die alte Y-Dynamik und ihre nichtlineare Faltung erzeugen ihn. J ist nur eine kurze Zahl für die Größe dieser bereits verstandenen Profilasymmetrie.**

5.8.3 Im vollständigen Profil können auch C_0 und C_2 innere Struktur tragen

Die Minimalrechnung aus Sektion 4 behandelte C_0 und C_2 weiterhin als gemeinsame Zahlen. Das genügt, um die Mechanik der Ruheskalenspaltung sichtbar zu machen.

Die vollständigere Aussage lautet jedoch:

$$C_i \longrightarrow \mathbf{C}_i, \qquad i = 0, 1, 2.$$

Wenn die vollständige gekoppelte Lösung ihre alte Y-Information verschieden auf die beiden inneren Pole verteilt, können prinzipiell auch $\mathbf{C}_0$ und $\mathbf{C}_2$ nichttriviale innere Wirkungen besitzen.

Sektion 5 braucht diese allgemeinste Matrixbilanz noch nicht. Wichtig ist nur, dass **nicht allein C_1 aus Prinzip ausgezeichnet ist**. C_1 ist der kleinste Ort, an dem die bereits bekannte Massenrechnung die neue innere Struktur direkt sichtbar macht.

5.9 Aus der inneren Profilspaltung folgen zwei geordnete Ruheskalen derselben Flussreflexion

5.9.1 Wir führen keinen zweiten Massenmechanismus ein

Die Ruheskala entsteht weiterhin genau so wie in Sektion 4: durch die stationäre Flussreflexion derselben Vortexlösung.

Wir setzen jetzt keinen zweiten Massenterm hinzu und geben den beiden Polen keine unabhängigen Massenparameter.

Wir erlauben nur, dass die eine stationäre Lösung auf den zwei Polen ihrer eigenen inneren Achse unterschiedliche Profilwerte besitzt.

Dann kann dieselbe nichtlineare Flussreflexion an den beiden Polen mit unterschiedlicher Stärke schließen.

> **Zwei Ruheskalen bedeuten hier nicht zwei verschiedene Massenursachen. Sie sind zwei innere Projektionen derselben nichtlinearen Selbstschließung.**

5.9.2 Die bekannte Profilgleichung ordnet die beiden Pole

Unter der Minimalannahme, dass C_0 und C_2 in diesem Schritt gemeinsam bleiben, lautet die bekannte Sektion-4-Funktion

$$B^2(C_1) = \frac{C_1\left[(\alpha+\beta)C_1 - 2\alpha C_0\right]}{4\alpha^2(\alpha-\beta)C_2^2}.$$

Wir betrachten wieder den bereits verwendeten Bereich

$$\alpha > \beta \geq 0, \qquad C_0 > 0, \qquad C_2 > 0.$$

Der massive Zweig beginnt oberhalb

$$C_{\text{krit}} = \frac{2\alpha}{\alpha+\beta}C_0.$$

Entscheidend ist nun nicht nur, dass zwei verschiedene C_1-Werte zwei verschiedene B-Werte erzeugen.

Wir können ihre Reihenfolge bestimmen.

Ableiten liefert

$$\frac{dB^2}{dC_1} = \frac{2(\alpha+\beta)C_1 - 2\alpha C_0}{4\alpha^2(\alpha-\beta)C_2^2}.$$

Auf dem massiven Zweig gilt

$$C_1 > C_{\text{krit}} = \frac{2\alpha}{\alpha+\beta}C_0.$$

Damit ist insbesondere

$$2(\alpha+\beta)C_1 - 2\alpha C_0 > 0$$

und folglich

$$\frac{dB^2}{dC_1} > 0.$$

Der größere Profilwert erzeugt also die größere Reflexionsstärke und damit die größere Ruheskala.

Jetzt — und erst jetzt — geben wir den beiden stationären Polen eine geordnete Benennung:

$$C_u = C_\star - J,$$

$$C_d = C_\star + J, \qquad J \geq 0.$$

Dann

$$B_u^2 = B^2(C_u), \qquad B_d^2 = B^2(C_d),$$

und für $J > 0$

$$B_u^2 < B_d^2.$$

Mit

$$M_u = |gB_u|, \qquad M_d = |gB_d|$$

folgt

$$\boxed{M_u < M_d}.$$

Die Bezeichnungen u und d sind damit nicht mehr bloß die willkürliche Beschriftung zweier Bloch-Sphärenpole.

Sie halten die von der stationären Profilbilanz gefundene Massenordnung fest:

$$u = \text{leichterer stationärer Pol},$$

$$d = \text{schwererer stationärer Pol}.$$

Die absolute Orientierung der Achse bleibt konventionell.

Die Ordnung der beiden Eigenkanäle durch ihre Ruheskalen ist physikalisch.

5.9.3 Im Leptonzweig werden daraus bereits ν und e

Im leptonisch dominierten Zweig besitzt die Theorie damit zwei stationäre innere Materiekanäle mit

$$M_u < M_d.$$

Wir benennen sie bereits hier nach ihrer Ruheskalenordnung:

$$u \equiv \nu, \qquad d \equiv e.$$

Die Benennung benutzt noch **keine elektrische Ladung**.

Sektion 5 sagt nur:

> **Die stationäre DGL hat zwei Eigenkanäle gefunden. Ihre Profilbilanz ordnet sie im Leptonzweig nach ihrer Ruheskala. Den leichteren nennen wir Neutrino, den schwereren Elektron.**

Das ist eine physikalische Benennung, aber noch keine elektrische Herleitung.

Sektion 8 wird dieselben beiden Pole unabhängig über den elektrischen Generator Q lesen.

Dort muss sich zeigen:

$$Q_\nu = 0, \qquad Q_e = -1.$$

Wenn diese spätere Ladungsrechnung dieselbe Zuordnung liefert, treffen zwei unabhängige Lesarten derselben Phase-2-Struktur zusammen:

- Sektion 5 ordnet die Pole durch ihre Ruheskalen;
- Sektion 8 identifiziert sie durch ihre elektrischen Gewichte.

Die spätere Ladungszuordnung ist damit eine Konsistenzprüfung und keine nachträgliche Rettung der Namen.

5.9.4 Die nichtlineare Schwelle kann eine kleine Profilasymmetrie verstärken

Nahe der Schwelle gilt aus der bekannten Profilgleichung

$$M_{u,d} \propto \sqrt{C_{u,d} - C_{\mathrm{krit}}}.$$

Damit kann eine mäßige innere Profilasymmetrie

$$C_d - C_u = 2J$$

einen deutlich größeren relativen Unterschied der Ruheskalen erzeugen.

Die Theorie benötigt dafür keinen zweiten Massenmechanismus.

Die Verstärkung entsteht aus der nichtlinearen Form derselben stationären Selbstschließung.

5.10 Das große Bild bis zum Abschluss von Phase 2

5.10.1 Was Sektion 5 bereits fixiert

Wir können die Physik von T_0 und T_3 nun in zwei Sätzen zusammenfassen:

> **T_0 stellt nach dem Einrollen den gemeinsamen skalaren Anteil der alten Y-Wirkung dar. Dazu gehört insbesondere der farbunabhängige skalare Anteil des Phase-1-Rotationsfeldes $A_Y Y_{\mathrm{rel}}$.**

> **T_3 stellt in der an die stationäre Lösung angepassten Basis den relativen Anteil dar, den die nichtlineare Entwicklung des Feldzustandes aus derselben alten skalaren Y-Phase erzeugt hat.**

Das Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ wird dabei nicht vergessen. Seine alte Y-Wirkung geht in die vollständige reduzierte Lösung ein und kann dadurch die drei relativen Rotationsfelder $W_\mu^{1,2,3}$ beeinflussen.

Damit ist die Phase-2-Innengeometrie nicht mehr eine abstrakte nachträgliche Algebra. Sie ist die neue Darstellung eines konkreten alten Y-Vorgangs.

Die stationäre Profilbilanz hat zusätzlich die beiden inneren Eigenkanäle geordnet:

$$M_u < M_d.$$

Im Leptonzweig heißen sie bereits

$$u = \nu, \qquad d = e.$$

Ihre elektrische Ladung ist damit noch nicht benutzt.

5.10.2 Was Sektion 6 noch tun muss

Sektion 5 hat eine lokale relative Achse der stationären Lösung gefunden. Sie muss diese Achse nicht mehr in Sektion 6 neu auswählen.

Sektion 6 öffnet stattdessen die **Bewegung** dieser inneren Struktur.

In der angepassten Basis beschreibt T_3 die relative Phasenänderung der zwei Pole. T_1 und T_2 übertragen Feldinhalt zwischen ihnen. Genau diese transversalen Bewegungen werden wichtig, wenn die Flussreflexion auf dem vollständigen inneren Zweierraum als

$$K = BU, \qquad U \in SU(2)$$

geschrieben wird.

Sektion 6 fragt dann:

- warum die transversalen T_1/T_2-Wirkungen die stationäre L/R-Selbstschließung nicht unverändert lassen können;
- wie sich K mit der inneren Auslenkung verkippt;

- warum daraus massive schwache Feldrichtungen entstehen;
- und welche Kombination aus gemeinsamer und relativer Phase den stationären Reflexionsanker unverändert lässt.

In der an Sektion 5 angepassten Basis tritt dabei die Kombination

$$P = T_0 + T_3$$

auf.

5.10.3 Was Sektion 7 dazwischen klärt

Sektion 7 verfolgt eine andere Spur derselben primitiven komplexen Orientierung.

Sie verlässt bewusst die innere Bloch-Sphären-Geometrie und betrachtet einen bereits selbstgeschlossenen Vortex im kosmischen X-Block.

Dort wird die Änderung derselben grundlegenden I-Orientierung entlang der kausalen Zeitrichtung als zeitliche Fortsetzungsgröße gelesen.

Aus

$$I\partial_t, \qquad \omega, \qquad V_0, \qquad \Omega = \omega + V_0$$

entstehen dort die Begriffe Energie, Impuls und träge Masse.

Diese äußere Lesart verändert die innere Herleitung dieser Sektion nicht.

Sie zeigt nur, dass dieselbe primitive komplexe Orientierung nach den Darstellungswechseln verschiedene physikalische Rollen besitzt.

5.10.4 Was Sektion 8 noch tun muss

Die physikalische Korrelation zwischen dem Phase-1-Rotationsfeld $A_Y Y_{\mathrm{rel}}$ und dem gemeinsamen Phase-2-Anteil T_0 ist in Sektion 5 bereits klar: Beide stellen dieselbe alte skalare Phaseninformation vor und nach dem Einrollen dar.

Sektion 8 muss deshalb nicht mehr fragen, **ob** diese beiden Strukturen zusammengehören.

Sie muss nur noch bestimmen, **wie ihre Parameter exakt zueinander normiert sind**, wenn dieselbe skalare Information auf zwei verschiedenen Trägern dargestellt wird und nicht doppelt gezählt werden darf.

Dort wird die gemeinsame Dreierraumphase aus Phase 1 mit der zentralen Wirkung

$$T_0 = \frac{1}{2}\mathbf{1}_2$$

synchronisiert.

Daraus folgt der Faktor $1/6$ und schließlich die elektrische Kombination

$$Q = \frac{1}{6}Y_{\mathrm{rel}} + T_3.$$

Die Reihenfolge ist damit sauber:

1. Sektion 5 erklärt die Herkunft von T_0, T_3 und der stationären u/d-Achse.
2. Sektion 6 erklärt die Bewegung dieser Achse, die massive transversale Rotation und die reflexionserhaltende Kombination P.
3. Sektion 7 liest die primitive komplexe Orientierung auf der äußeren kausalen X-Seite als Energie- und Impulsinformation.
4. Sektion 8 synchronisiert die innere skalare Phase exakt mit Phase 1 und bestimmt Q.

Keine spätere Sektion wird gebraucht, um die frühere physikalisch verständlich zu machen.

5.11 Ergebnis der Sektion

Vor dem Einrollen wirkt entlang Y ein einziger vollständiger physikalischer Vorgang. Der Feldwert ändert sich, das skalare Phase-1-Rotationsfeld A_Y führt die relative Phase über Y_{rel} weiter, und das Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ führt die Orientierung des Dreierraums weiter.

Beim Einrollen verschwindet der begehbare Weg Y. Die Wirkung dieses Weges bleibt jedoch Bestandteil derselben Vortexlösung und wird nun im inneren Zweierraum dargestellt.

Der gemeinsame skalare Anteil dieser alten Y-Wirkung erscheint über T_0. Er ist keine neue Phase-2-Physik, sondern ein neuer Darstellungsort für bereits vorhandene skalare Phaseninformation.

Die quadratische Nichtlinearität zeigt anschließend explizit, dass selbst eine einzige gemeinsame skalare 1-Mode einen relativen inneren Anteil erzeugen kann:

$$\Theta^*\Theta = 1, \qquad \Theta\Theta = \Theta^2.$$

Die alte ∂_Y-Wirkung liest diese beiden Antworten als

$$0 \qquad \text{und} \qquad 2k.$$

Damit reicht T_0 allein nicht mehr. In einer an die stationäre Lösung angepassten Basis wird der notwendige relative Generator als T_3 geschrieben.

Das Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ liefert darüber hinaus weitere alte Y-Information an dieselbe vollständige reduzierte Lösung. Seine acht Phase-1-Generatorrichtungen werden nicht einzeln auf drei Phase-2-Generatoren abgebildet. Ihre Wirkung kann aber die drei relativen Rotationsfelder $W_\mu^{1,2,3}$ beeinflussen.

Damit besitzt das innere Phase-2-Rotationsfeld die natürliche Form

$$\mathcal{W}_\mu = -IW_\mu^a T_a, \qquad a = 0,1,2,3,$$

wobei W_μ^0 keinen neuen unabhängigen Freiheitsgrad darstellt. Es ist die lokale innere Darstellung bereits vorhandener gemeinsamer skalarer Phaseninformation.

Die stationäre Lösung kann auf der von ihr selbst ausgezeichneten relativen Achse zwei Eigenrichtungen besitzen.

Die Profilzahlen aus Sektion 4 werden dadurch zu inneren Profilwirkungen.

Unter der minimalen gemeinsamen C_0, C_2-Annahme ordnet die bekannte nichtlineare Profilgleichung diese beiden Eigenrichtungen eindeutig nach ihrer Ruheskala:

$$C_u < C_d \quad \Longrightarrow \quad M_u < M_d.$$

Im Leptonzweig benennen wir sie daher bereits als

$$u = \nu, \qquad d = e.$$

Diese Benennung benutzt noch keine elektrische Ladung.

Sektion 8 wird unabhängig prüfen, ob dieselben beiden Pole die Gewichte

$$Q_\nu = 0, \qquad Q_e = -1$$

erhalten.

Damit ist der Übergang von der Analysis aus Sektion 4 zur vollständigen inneren Rotationsgeometrie geschlossen.

Mathematiker-Anhang zu Sektion 5

A.1 Explizite quadratische Modenfaltung

Für

$$\Psi = (aD_1, bD_1), \qquad D_1 = e^{IkY},$$

liefert die Cayley–Dickson-Regel

$$\Psi \star \Psi = \left(a^2 D_1^2 - |b|^2 D_1^* D_1,\, a^* b D_1^* D_1 + a b D_1^2\right).$$

Mit

$$D_1^* D_1 = D_0 = 1, \qquad D_1^2 = D_2 = e^{2IkY}$$

folgt

$$\Psi \star \Psi = (-|b|^2, a^* b) D_0 + (a^2, ab) D_2.$$

Der Normkanal ist

$$\bar{\Psi} \star \Psi = (|a|^2 + |b|^2) D_0.$$

Damit kann die in Sektion 4 verwendete Nichtlinearität

$$\mathcal{N}_2[\Psi] = \alpha(\Psi \star \Psi) + \beta(\bar{\Psi} \star \Psi)$$

als

$$\mathcal{N}_2[\Psi] = Z_0 D_0 + Z_2 D_2$$

geschrieben werden. Eine zweite Eingangsphase wurde nicht benötigt.

A.2 Allgemeine Summen- und Differenzfaltung

Für

$$D_m = e^{Imk_0 Y}, \qquad D_n = e^{Ink_0 Y}$$

gilt

$$D_m D_n = D_{m+n},$$

$$D_m^* D_n = D_{n-m}.$$

Direkte Produkte addieren die alten Modenzahlen. Produkte mit Konjugation bilden Differenzen. Insbesondere gilt für $m = n$

$$D_m^* D_m = D_0.$$

Der im Haupttext verwendete Übergang

$$D_1 \longrightarrow D_0 \oplus D_2$$

ist damit der kleinste Spezialfall einer allgemeinen Summen- und Differenzfaltung.

A.3 Minimaltest für $T_0 + T_3$

Für den alten Fouriergenerator

$$\mathsf{F}_Y = -I\partial_Y$$

gilt

$$\mathsf{F}_Y D_0 = 0, \qquad \mathsf{F}_Y D_2 = 2kD_2.$$

Eine zweidimensionale reduzierte Darstellung dieser beiden Eigenwerte ist

$$\mathsf{F}_{\mathrm{red}} = \mathrm{diag}(2k, 0).$$

Mit

$$T_0 = \frac{1}{2}\mathbf{1}_2, \qquad T_3 = \frac{1}{2}\sigma_3$$

folgt

$$\mathsf{F}_{\mathrm{red}} = 2k(T_0 + T_3).$$

Diese Gleichung identifiziert nicht die alte D_0- und D_2-Mode mit späteren Materiepolen. Sie zeigt nur, dass eine nichtskalare reduzierte Wirkung neben T_0 einen relativen $SU(2)$-Anteil benötigt.

A.4 Wie ein alter Y-Schritt als X-Verbindung erscheint

Für eine lokal verschobene alte Mode

$$\Theta(Y; X) = \exp\bigl[Ik\bigl(Y - f(X)\bigr)\bigr]$$

gilt

$$\partial_\mu \Theta = -Ik(\partial_\mu f)\Theta.$$

Allgemeiner kann die auf W_{iso} dargestellte alte Y-Wirkung als

$$\widehat{D}_Y = \kappa_0 T_0 + \kappa_i T_i$$

geschrieben werden. Dann erzeugt die örtliche Änderung des alten Schnitts schematisch

$$\mathcal{W}_\mu \sim -I(\partial_\mu f)\widehat{D}_Y.$$

Diese Formel ist nur die mathematische Fixierung der im Haupttext beschriebenen Geometrie. Sie ist keine zusätzliche Ur-DGL.

A.5 Status des Farbrotationsfeldes $\mathbf{G}_Y$

Im Haupttext bezeichnet $\mathbf{G}_Y$ das Phase-1-Farbrotationsfeld entlang Y, während $\mathbf{T}^{(3)}$ seine $SU(3)$-Generatoren bezeichnet. Ausgeschrieben lautet der Rotationsanteil

$$\mathbf{G}_Y \cdot \mathbf{T}^{(3)} = G_Y^A T_A^{(3)}, \qquad A = 1, \ldots, 8.$$

Die Phase-2-Generatoren auf W_{iso} lauten dagegen

$$T_i^{(2)}, \qquad i = 1, 2, 3.$$

Sektion 5 behauptet keine lineare Abbildung

$$T_A^{(3)} \mapsto T_i^{(2)}.$$

Sie behauptet nur, dass die reduzierte vollständige Lösung und damit die Koeffizienten W_μ^i von der alten Y-Wirkung des Farbrotationsfeldes abhängen können.

A.6 Allgemeine zweidimensionale innere Wirkung

Jede hermitesche Wirkung auf W_{iso} kann geschrieben werden als

$$H = h_0 \mathbf{1}_2 + h_i \sigma_i = 2h_0 T_0 + 2h_i T_i.$$

Ist

$$H \not\propto \mathbf{1}_2,$$

so besitzt sie einen relativen $SU(2)$-Anteil.

Durch eine lokale gemeinsame $SU(2)$-Basisdrehung kann

$$h_i T_i$$

auf eine einzige Achse gebracht werden:

$$h_i T_i \longrightarrow |\mathbf{h}| T_3.$$

Die Bezeichnung T_3 im Haupttext ist deshalb die an die konkrete stationäre Lösung angepasste Basiswahl.

A.7 Profiloperator, Eigenachse und geordnete Polprojektionen

Sei

$$\mathbf{C}_1 = C_\star \mathbf{1}_2 + \mathbf{c} \cdot \boldsymbol{\sigma}.$$

Für

$$\mathbf{c} \neq 0$$

bestimmt die konkrete stationäre Lösung die Eigenachse

$$\widehat{\mathbf{n}} = \frac{\mathbf{c}}{|\mathbf{c}|}.$$

Die beiden Eigenwerte sind zunächst nur das ungeordnete Paar

$$C_\star - |\mathbf{c}|, \qquad C_\star + |\mathbf{c}|.$$

Durch eine lokale gemeinsame $SU(2)$-Basisdrehung kann

$$\widehat{\mathbf{n}} \longrightarrow \hat{\mathbf{e}}_3$$

gebracht werden.

Erst die stationäre Massenfunktion aus dem Haupttext ordnet die beiden Eigenrichtungen physikalisch.

Im betrachteten massiven Zweig ist

$$\frac{dB^2}{dC_1} > 0.$$

Deshalb definieren wir

$$C_u = C_\star - |\mathbf{c}|,$$

$$C_d = C_\star + |\mathbf{c}|,$$

so dass

$$M_u < M_d.$$

Mit

$$J = |\mathbf{c}| \geq 0$$

ist dies identisch mit

$$C_u = C_\star - J, \qquad C_d = C_\star + J.$$

Damit gibt es im Anhang keine unabhängige $+/-$-Konvention mehr.

Die absolute Orientierung der Eigenachse bleibt Basiswahl.

Die physikalische Information liegt in

- der von der Lösung bestimmten Achse,
- ihren beiden Eigenwerten,
- und der daraus folgenden Ruheskalenordnung.

A.8 Allgemeine Profilmatrix

Die vollständigere stationäre Projektionsgleichung kann schematisch als Matrixbilanz auf W_{iso} geschrieben werden:

$$\mathbf{C}_0 V = \mathbf{C}_2\, \mathcal{F}(V, B),$$

$$\mathbf{C}_1 B = \mathbf{C}_2\, \mathcal{G}(V, B).$$

Die skalaren Gleichungen des Haupttextes entstehen, wenn die relevanten Profiloperatoren in derselben Polbasis diagonal sind und $\mathbf{C}_0, \mathbf{C}_2$ in der Minimalnäherung proportional zur Einheitswirkung behandelt werden.

Nicht miteinander kommutierende Profilwirkungen würden zusätzlich die transversalen Generatoren T_1, T_2 aktivieren. Das gehört in die vollständige Bewegungsanalyse der folgenden Sektion.

A.9 Status der Verbindung zwischen $A_Y Y_{\mathrm{rel}}$ und T_0

Vor dem Einrollen wirkt das Phase-1-Rotationsfeld A_Y mit seinem Generator Y_{rel} auf V_1.

Nach dem Einrollen wird der farbunabhängige skalare Anteil dieser alten Y-Phasenwirkung auf W_{iso} durch T_0 dargestellt.

Damit wird dieselbe physikalische skalare Phaseninformation an zwei verschiedenen Trägern gelesen.

Eine wörtliche Operatorgleichung

$$T_0 = cY_{\mathrm{rel}}$$

ist nicht gemeint, weil beide Operatoren auf verschiedenen Faktoren wirken.

Ebenso wird T_0 nicht mit der in Sektion 7 betrachteten zeitlichen Fourierfrequenz identifiziert.

Die gemeinsame primitive I-Orientierung besitzt nach den Darstellungswechseln verschiedene Richtungslesarten:

- entlang des kosmischen X-Blocks als zeitliche Fortsetzungsinformation;
- auf der eingerollten alten Y-Seite als innere skalare Phaseninformation.

Die genaue Winkelübersetzung zwischen $A_Y Y_{\mathrm{rel}}$ und T_0 wird in Sektion 8 bestimmt.

Erst dort entsteht die Normierung mit dem Faktor $1/6$.

Offene Punkte nach Sektion 5

Physik

- Die Sektion zeigt, wie die gemeinsame und die relative alte Y-Wirkung nach dem Einrollen auf W_{iso} dargestellt werden können. Die vollständige dynamische Bewegung dieser inneren Struktur unter T_1, T_2, T_3 wird erst in Sektion 6 geöffnet.
- Die beiden stationären Pole sind im Leptonzweig bereits über ihre Ruheskalen als

$$u = \nu, \qquad d = e$$

  geordnet. Ihre elektrische Identifikation bleibt davon unabhängig und gehört in Sektion 8.
- Die explizite $\mathcal{N}_2$-Rechnung zeigt einen direkten Mechanismus für einen relativen T_3-Anteil. Weitere nichtlineare Kanäle, insbesondere $\mathcal{N}_3$, können dieselbe innere Profilwirkung zusätzlich speisen.
- Das Farbrotationsfeld $\mathbf{G}_Y$ geht beim Einrollen nicht verloren. Wie stark seine alte Y-Wirkung in einer konkreten stabilen Lösung die drei relativen Phase-2-Rotationsfelder beeinflusst, bleibt von der vollständigen transformierten DGL abhängig.

Mathematik

- Der Minimaltest $D_1 \to D_0 \oplus D_2$ zeigt die Notwendigkeit eines relativen zweidimensionalen Anteils, ist aber noch keine allgemeine Konstruktion der vollständigen Abbildung aller alten Y-Moden auf W_{iso}.

- Die schematische Abhängigkeit $W_\mu^i[\Psi, \partial_Y \Psi, A_Y, \mathbf{G}_Y]$ ist keine explizite Intertwiner-Formel. Eine vollständig ausgeschriebene Ur-DGL müsste diese Reduktion konkret fixieren.
- In der vollständigen stationären Profilprojektion können $\mathbf{C}_0, \mathbf{C}_1, \mathbf{C}_2$ gleichzeitig operatorwertig und nicht miteinander kommutierend sein. Die Hauptrechnung benutzt nur die kleinste diagonale Erweiterung, die den Mechanismus und die Ordnung der Ruheskalenspaltung sichtbar macht.
- Die quantitative Synchronisation des gemeinsamen T_0-Anteils mit $A_Y Y_{\mathrm{rel}}$, einschließlich der Quotientenstruktur und des Faktors $1/6$, bleibt Sektion 8 vorbehalten.

Sprache

- „Gemeinsamer Topf“ bedeutet nicht, dass V_1, das Phase-1-Farbrotationsfeld und W_{iso} miteinander identifiziert werden. Gemeint ist ausschließlich: Die Wirkung des früheren Y-Schrittes muss nach dem Einrollen im selben inneren Darstellungszusammenhang wieder lesbar sein.
- A_Y und $\mathbf{G}_Y$ werden im Haupttext als Rotationsfelder bezeichnet. Y_{rel} ist der Generator des skalaren Phase-1-Rotationsfeldes; $\mathbf{T}^{(3)}$ bezeichnet die Generatoren des Farbrotationsfeldes $\mathbf{G}_Y$. Die einzelnen acht Generatorrichtungen werden nur im Anhang ausgeschrieben.
- T_0 ist der Generator der gemeinsamen inneren Phasenwirkung, nicht selbst die Phase. W_μ^0 ist ihr abhängiger Phase-2-Koeffizient und kein neuer unabhängiger Freiheitsgrad.
- T_3 bezeichnet in Sektion 5 die an die konkrete stationäre Lösung angepasste relative Achse. Er ist weder eine zweite freie Phase noch bereits die elektrische Achse.
- u/d bezeichnet ab 5.9 die durch ihre Ruheskalen geordneten stationären Pole. Im Leptonzweig werden sie als ν/e benannt. Diese Benennung ist noch keine Ladungsherleitung.
- „Leptonisch dominant“ und „quarkdominant“ bezeichnen vollständige gekoppelte Vortexlösungen mit unterschiedlichem dominanten Targetcharakter, nicht punktweise reine algebraische Unterräume.

Kompakte Übergabe an Sektion 6

Sektion 5 übergibt an die folgende Sektion einen bereits physikalisch verstandenen inneren Zweierraum.

Der gemeinsame skalare Anteil der alten Y-Wirkung wird über

$$T_0$$

dargestellt.

Die konkrete stationäre Lösung besitzt zusätzlich einen relativen Anteil

$$T_{\hat{n}} = n^i T_i,$$

der in einer angepassten Basis als

$$T_3$$

geschrieben wird.

Die stationäre Profilbilanz ordnet die beiden Pole dieser Achse durch ihre Ruheskalen:

$$C_u < C_d,$$

$$M_u < M_d.$$

Im Leptonzweig heißen sie bereits

$$u = \nu, \qquad d = e.$$

Ihre elektrische Ladung ist noch nicht benutzt.

Das vollständige Phase-2-Rotationsfeld kann geschrieben werden als

$$\mathcal{W}_\mu = -IW_\mu^a T_a, \qquad a = 0, 1, 2, 3,$$

wobei W_μ^0 keine neue unabhängige Physik einführt.

Sektion 6 muss die stationäre Achse nicht erneut auswählen.

Sie öffnet die vollständige Bewegung auf dem inneren Zweierraum und die Flussreflexion

$$K = BU.$$

Dabei werden besonders T_1 und T_2 als transversale Bewegungen sichtbar, die Feldinhalt zwischen den beiden stationären Polen übertragen und die bereits massentragende L/R-Selbstschließung verändern.

Sektion 7 verlässt anschließend bewusst diese innere Geometrie und liest die primitive komplexe I-Orientierung aus der kosmischen X-Perspektive als Energie-, Impuls- und Trägheitsinformation.

Sektion 8 kehrt schließlich zur inneren skalaren Phase zurück, synchronisiert den bereits identifizierten T_0-Anteil exakt mit der Phase-1-Struktur $A_Y Y_{\mathrm{rel}}$ und bestimmt daraus

$$Q = \frac{1}{6} Y_{\mathrm{rel}} + T_3.$$

Dort wird unabhängig geprüft, ob die bereits über ihre Ruheskalen benannten leptonischen Pole tatsächlich

$$Q_\nu = 0, \qquad Q_e = -1$$

tragen.

toe-phase2-sektion6b_v3.md

This theory was developed by physicist Roland Bollmann (driving intuitive force and primary conceptual development, bollmann@iPhys.de), with Gemini as a brainstorming partner and ChatGPT assisting with mathematical precision and editorial development.

Sektion 6 — Die geöffnete Flussreflexion: massive schwache Rotation und Feldwellen

Leitgedanke: Warum eine Querrotation des inneren Zustands nicht kostenlos sein kann

Sektion 4 hat die stationäre L/R-Flussreflexion und ihre Ruheskala hergeleitet.

Sektion 5 hat anschließend gezeigt, dass der eingerollte innere Zweierraum $W_{\mathrm{iso}} \cong \mathbb{C}^2$ nicht richtungslos bleibt. Die vollständige reduzierte DGL besitzt zwei stationäre innere Eigenrichtungen. In der daran angepassten Basis heißen sie u und d. Die gleiche Profilrechnung kann auf beiden Polen verschiedene stationäre Reflexionsstärken und damit verschiedene Ruheskalen liefern.

Für den Leptonzweig wählen wir die Benennung so, dass

$$M_u < M_d.$$

Der leichtere stationäre Pol heißt damit bereits in Phase 2

$$u = \nu,$$

der schwerere

$$d = e.$$

Diese Zuordnung benutzt zunächst nur die Ruheskalen. Sektion 7 wird dieselben beiden Pole unabhängig über ihre elektrische Ladung identifizieren. Wenn dort

$$Q_\nu = 0, \qquad Q_e = -1$$

herauskommt, ist das keine Definition im Kreis, sondern eine zweite, unabhängige Zuordnung derselben inneren Eigenrichtungen.

Die absolute Orientierung dieser u/d-Achse im Blockuniversum ist physikalisch bedeutungslos.

Wir können sie auf unserer Bloch-Sphäre drehen, bis u oben und d unten liegt. Die DGL bestimmt nicht, wie ein Koordinatenbild auf dem Papier orientiert sein muss. Sie bestimmt, **welche zwei inneren Zustände stationäre Eigenrichtungen sind und welche Profilwerte sie tragen**.

Sektion 6 fragt nun nicht noch einmal nach der Ruhemasse des Elektrons oder Neutrinos.

Ihre zentrale Frage lautet:

> **Warum sind die transversalen Phase-2-Rotationsfelder, deren Generatoren T_1 und T_2 zwischen den beiden stationären Polen drehen, selbst nicht masselos?**

Die Antwort entsteht aus einer einfachen Kausalfolge.

Das Phase-2-Rotationsfeld wirkt direkt nur auf die linke chirale Fortsetzung.

Eine transversale Wirkung zieht deshalb zunächst nur den L-Zustand aus seinem stationären Pol.

Die R-Seite wird durch genau diese direkte Rotation nicht mitgedreht.

Damit entsteht eine chirale Fehlanpassung.

Um L und R trotzdem weiter als zwei Fortsetzungen desselben Vortex zu schließen, muss sich die Flussreflexion K verkippen.

Dieses Mitkippen beseitigt den Anschlussfehler zwischen L und R.

Es beseitigt aber nicht die zweite Abweichung: Der nun gemischte innere Zustand liegt nicht mehr auf einer stationären u/d-Eigenrichtung der vollständigen DGL.

Wir werden diese beiden gedanklichen Abweichungen **Anschlussstress** und **Profilstress** nennen.

Damit erhält die Massivität der transversalen Rotationsfelder eine konkrete geometrische Bedeutung:

> **Eine T_1- oder T_2-Wirkung kann nicht als reine, stressfreie Phaseninformation fortgesetzt werden. Sie zieht einen stationären Materiezweig quer aus seiner Eigenrichtung, zwingt die L/R-Flussreflexion zum Mitkippen und trägt dadurch eine Änderung der bereits massentragenden Selbstschließung mit.**

Damit bleibt der rote Faden dieser Sektion bewusst eng.

Wir fragen nicht noch einmal, was räumliche Bewegung, Energie oder Trägheit bedeuten. Diese äußere Fortsetzung des bereits massiven Vortex wird in Sektion 7 aus der kosmischen X-Geometrie neu gelesen.

Hier bleiben wir im inneren u/d-Raum und verfolgen eine einzige Frage bis zum Ende:

> **Warum kann eine transversale T_1- oder T_2-Rotation nicht als masselose reine Orientierungsänderung fortgesetzt werden, und wie kann sich die daraus entstehende massive Feldstruktur anschließend selbst tragen?**

6.1 Das vollständige Arbeitsbild: eine Materiematrix und zwei Bloch-Sphären

6.1.1 Der vollständige Materiezustand bleibt sichtbar

Der innere Zustand ist kein einzelner Zweikomponentenvektor.

Der vollständige Materiezustand dieser Sektion ist die Matrix

$$\Psi = \begin{pmatrix} L_u & L_d \\ R_u & R_d \end{pmatrix}.$$

Die obere Zeile trägt den linkschiralen inneren Zustand

$$L = (L_u, L_d),$$

die untere Zeile den rechtschiralen inneren Zustand

$$R = (R_u, R_d).$$

Die Spalten tragen die beiden stationären inneren Richtungen

$$u, \qquad d.$$

Damit fasst eine einzige Matrix die zwei für diese Sektion entscheidenden Zweierstrukturen zusammen:

- **Zeilen:** chirale Fortsetzungen L/R;
- **Spalten:** innere stationäre Richtungen u/d.

Wir behalten diese Matrix während der ganzen Sektion als Arbeitsbild bei.

Wenn später nur eine Zeile oder ein Eintrag verändert wird, ist immer klar, welcher Teil des vollständigen Zustands gerade betrachtet wird.

6.1.2 Im Leptonzweig heißen die Pole bereits Neutrino und Elektron

Sektion 5 hat zwei stationäre Profilzweige mit unterschiedlichen Ruheskalen geöffnet.

Für den dort betrachteten monotonen massiven Zweig kann die leichtere Profilrichtung als u und die schwerere als d bezeichnet werden:

$$M_u < M_d.$$

Im Leptonsektor nennen wir deshalb

$$u = \nu, \qquad d = e.$$

Der stationäre Elektronenzweig besitzt in der angepassten Basis die Form

$$\Psi_e = \begin{pmatrix} 0 & L_d \\ 0 & R_d \end{pmatrix}.$$

Der stationäre Neutrinozweig entsprechend

$$\Psi_\nu = \begin{pmatrix} L_u & 0 \\ R_u & 0 \end{pmatrix}.$$

Diese beiden Matrizen bedeuten nicht, dass die jeweils leere Spalte aus dem inneren Raum verschwunden wäre.

Sie zeigen nur, dass der betrachtete stationäre Eigenzweig auf einem der beiden Pole liegt.

6.1.3 Zwei Bloch-Sphären machen die beiden chiralen inneren Zustände anschaulich

Beide Zeilen leben auf demselben inneren Zweierraum

$$W_{\mathrm{iso}} \cong \mathbb{C}^2.$$

Zur Anschauung zeichnen wir deshalb zwei Bloch-Sphären:

- eine L-Sphäre für den Zeilenvektor L;
- eine R-Sphäre für den Zeilenvektor R.

Die beiden Sphären sind keine zwei neuen physikalischen Räume.

Sie sind zwei Bilder desselben Typs von innerem Zustand auf den beiden chiralen Fortsetzungen.

Wir benutzen die **aktive Darstellung**.

Die Sphären bleiben fest gezeichnet.

Wenn das Phase-2-Rotationsfeld wirkt, bewegt sich der Zustand auf der Sphäre.

Die absolute Nord-Süd-Richtung unseres Bildes besitzt dabei keine eigene Physik.

Wir haben die von der DGL bestimmte stationäre u/d-Achse nur so gedreht, dass

$$u$$

oben und

$$d$$

unten gezeichnet wird.

> **Die DGL bestimmt die Pole. Wir bestimmen nur, wie wir sie zeichnen.**

6.1.4 Der größere Phase-2-Kontext bleibt erhalten

Alle Rechnungen dieser Sektion leben weiterhin in den kosmischen Phase-2-Koordinaten des flachen X-Blocks.

Eine spätere FQD-Lesart wird nicht vorausgesetzt.

Insbesondere dürfen wir hier

- eine kosmische Zeitrichtung,
- eine räumliche Fortsetzungsrichtung,
- und die Neigung eines massiven Zustands relativ zum Lichtkegel

direkt als Phase-2-Geometrie beschreiben.

Phase 3 und Phase 4 werden dieselbe tiefe Lösung später anders darstellen.

Sie begründen die hier gefundene Physik nicht nachträglich.

6.2 Von der skalaren Reflexion aus Sektion 4 zur

geöffneten Flussreflexion

6.2.1 Jetzt ist W_{iso} geöffnet

Sektion 4 hat bereits die nichtlineare L/R-Selbstschließung gefunden.

Dort wurde ein einzelner innerer Kanal festgehalten. Für die Reflexion zwischen den beiden chiralen Fortsetzungen genügte deshalb eine skalare Stärke

$$B.$$

Anschaulich musste die Reflexion dort nur eine Frage beantworten:

> **Wie stark wird derselbe Vortex zwischen L und R zurückgeführt?**

Sektion 5 hat anschließend den inneren Zweierraum

$$W_{\mathrm{iso}} \cong \mathbb{C}^2$$

geöffnet.

Jetzt reicht die eine Zahl B nicht mehr aus, um die bereits bekannte Reflexion vollständig darzustellen.

Denn L und R tragen nun jeweils einen inneren Zustand

$$L = (L_u, L_d), \qquad R = (R_u, R_d).$$

Die Reflexion muss deshalb zusätzlich sagen:

> **Welcher innere Zustand auf R wird auf welchen inneren Zustand auf L zurückgeführt?**

Erst für diese zusätzliche Information brauchen wir eine Abbildung auf W_{iso}.

Diese Abbildung nennen wir

$$K.$$

K ist damit kein neuer Mechanismus und kein zusätzliches Naturgesetz.

Es ist die innerlich geöffnete Darstellung derselben Flussreflexion, die Sektion 4 bereits als skalare Brücke B gefunden hat.

Die vollständige chirale Reflexion besitzt die Blockform

$$\mathcal{K} = \begin{pmatrix} 0 & K \\ K^\dagger & 0 \end{pmatrix}.$$

Die äußere 2×2-Struktur unterscheidet die chiralen Etagen L/R.

Die inneren Blöcke

$$K, \qquad K^\dagger$$

wirken auf demselben

$$W_{\text{iso}}$$

wie die Generatoren T_i.

Formal ist $\mathcal{K}$ eine 4×4-Matrix.

Für die Anschauung bleibt sie aber etwas Einfacheres:

> **Eine einzige bidirektionale L/R-Reflexion, die jetzt zusätzlich weiß, wohin sie im inneren Zweierraum zeigt.**

6.2.2 Im stationären Eigenkanal fällt die geöffnete Reflexion wieder auf die alte skalare Form zurück

Betrachten wir zunächst den stationären Elektronenzweig.

Auf beiden chiralen Trägern liegt der Zustand am d-Pol:

$$L \propto e_d, \qquad R \propto e_d.$$

In der an diesen stationären Zweig angepassten Darstellung muss die Reflexion keinen inneren Winkel überbrücken.

Sie führt den R-d-Pol auf den L-d-Pol und in Gegenrichtung wieder zurück.

Darum genügt dort

$$K_e^\star = B_d \mathbf{1}_2.$$

Für den stationären Neutrinozweig gilt entsprechend

$$K_\nu^\star = B_u \mathbf{1}_2.$$

Die Zahlen

$$B_u, \qquad B_d$$

gehören zu verschiedenen stationären Profilzweigen.

Sie sind nicht zwei gleichzeitig unabhängige Einträge derselben stationären Lösung.

Damit sehen wir jetzt auch, warum die skalare Reflexion aus Sektion 4 kein verlorener Spezialfall war:

> **Sobald ein stationärer innerer Eigenkanal festgehalten wird, reduziert sich die geöffnete Reflexion wieder auf ihre skalare Stärke.**

6.2.3 Naturgesetz und konkrete Reflexionsausrichtung bleiben getrennt

Die universelle quadratische Regel

$$\mathcal{N}_2$$

gehört zur Ur-DGL.

Sie legt fest, dass die Lösung ihre beiden chiralen Fortsetzungen nicht unabhängig weiterführen kann.

Die konkrete Matrix

$$K$$

sagt dagegen, welche Form diese Selbstschließung in einer bestimmten Lösung annimmt.

Deshalb gilt:

> **Die Regel $\mathcal{N}_2$ gehört zur DGL. Die konkrete Ausrichtung von K gehört zur Lösung.**

Dasselbe gilt für seine Stärke.

Ein anderer stationärer Profilzweig kann einen anderen Wert von B tragen.

Eine transversale Auslenkung kann die Orientierung von K verändern.

Nichts davon ändert das Naturgesetz.

Die vollständige Blockuniversums-Lösung enthält Ψ, Rotationsfeld und Reflexionsstruktur von Anfang an gemeinsam so, dass die DGL erfüllt ist.

Wenn wir im Folgenden einen Anteil gedanklich verändern und einen anderen kurz festhalten, benutzen wir diese unvollständige Zwischenlage nur, um den notwendigen Zusammenhang sichtbar zu machen.

6.3 Ursache: Das Rotationsfeld wirkt einseitig auf L

6.3.1 Zuerst das vollständige Rotationsfeld

Sektion 5 hat die eingerollte Y-Wirkung als inneres Phase-2-Rotationsfeld dargestellt:

$$\mathcal{W}_\mu = -I \sum_{a=0}^{3} W_\mu^a T_a.$$

Die vier Generatorrichtungen haben verschiedene geometrische Bedeutungen.

T_0 verändert den gemeinsamen skalaren Phasenanteil.

T_3 wirkt entlang der stationären relativen Achse.

T_1 und T_2 bewegen den inneren Zustand quer zu dieser Achse.

Für die folgende Herleitung betrachten wir die Wirkung des Rotationsfeldes in T_1-Richtung.

Das ist kein neuer Gegenstand.

Wir fokussieren nur einen Bestandteil des bereits vollständigen Rotationsfeldes.

6.3.2 Die T_1-Wirkung zieht den Elektronenzustand aus seinem Pol

Der stationäre Elektronenzweig liegt auf beiden chiralen Sphären am d-Pol:

$$L \propto e_d = (0,1), \qquad R \propto e_d = (0,1).$$

Das Phase-2-Rotationsfeld besitzt im Materiezweig direkten Support auf L.

Eine lokale T_1-Wirkung verändert deshalb zunächst

$$L,$$

nicht gleichzeitig

$$R.$$

Auf der L-Bloch-Sphäre bewegt sich der Zustand seitlich vom d-Pol weg.

Ein kleiner u-Anteil entsteht.

Die R-Sphäre bleibt für genau diese direkte Rotationswirkung zunächst am alten Referenzzustand.

Das bedeutet nicht, dass R dynamisch eingefroren wäre.

Es bedeutet nur:

> **Das Rotationsfeld zieht L direkt quer aus dem stationären Elektronenpol. R wird von derselben direkten Wirkung nicht mitgedreht.**

6.3.3 Die kleinste Rechnung bestätigt nur die sichtbare Bewegung

Mit

$$T_1 = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

und einer kleinen inneren Rotation

$$U_1(\theta) \simeq \mathbf{1}_2 - I\theta T_1$$

wird

$$e_d U_1(\theta) = \left(-\frac{I\theta}{2}, 1\right) + O(\theta^2).$$

Der vollständige Materiezustand lautet damit in erster Ordnung

$$\Psi_e \simeq \begin{pmatrix} -\frac{I\theta}{2} L_d & L_d \\ 0 & R_d \end{pmatrix}.$$

Die vollständige Matrix zeigt sofort:

- der neue u-Anteil erscheint auf L;
- der direkte R-u-Eintrag bleibt null;
- der Elektronenzweig ist nicht verschwunden;
- der Zustand wurde aus seinem stationären d-Pol herausgedreht.

Für T_2 geschieht dasselbe in der zweiten unabhängigen transversalen Richtung.

6.4 Erster DGL-Stress: Der chirale Anschluss passt nicht mehr

6.4.1 Was geschieht, wenn wir K gedanklich kurz festhalten?

Vor der Querrotation verband die stationäre Reflexion den R-d-Pol mit dem L-d-Pol.

Nach der einseitigen Rotationswirkung liegt der tatsächliche L-Zustand nicht mehr am alten Pol.

Hielten wir nun gedanklich

$$K_e^\star = B_d \mathbf{1}_2$$

fest, würde die Reflexion R weiterhin auf den alten L-d-Zustand führen.

Der tatsächliche L-Zustand liegt aber bereits daneben.

Die getrennt dargestellten Teile der DGL würden nicht mehr zusammenpassen.

Diesen gedanklich sichtbar gemachten Ausgleichsbedarf nennen wir

> **Anschlussstress.**

Der Begriff bezeichnet keine reale Zwischenlösung mit verletzter DGL.

Die vollständige Blockuniversums-Lösung ist immer selbstkonsistent.

> **Die DGL repariert keinen bereits entstandenen Fehler. Die vollständige Lösung enthält Rotationsfeld, Materiezustand und Flussreflexion von Anfang an gemeinsam so ausbalanciert, dass die DGL erfüllt ist.**

Der Anschlussstress ist die gedankliche Probe, die sichtbar macht, welche gemeinsame Änderung diese Selbstkonsistenz verlangt.

Er sagt:

> **Wenn das Rotationsfeld L einseitig auslenkt, kann die alte Reflexionsausrichtung nicht unverändert bleiben.**

6.4.2 Ursache und Wirkung

Damit ist die erste Kausalkette vollständig:

einseitige Wirkung des Rotationsfeldes

$$\downarrow$$

$$\text{L verlässt den stationären Pol}$$

$$\downarrow$$

$$\text{R bleibt für diese direkte Wirkung am Referenzpol}$$

$$\downarrow$$

$$\text{die alte Reflexion trifft auf L den falschen Zustand}$$

$$\downarrow$$

$$\text{Anschlussstress.}$$

Diese Kette ist die wahre Sprache der folgenden Matrixrechnung.

6.5 K verkippt, um die nicht direkt gedrehte R-Seite mitzuführen

6.5.1 Die R-Seite muss über die Flussreflexion mitgeschleppt werden

Weil das Rotationsfeld direkt nur auf L wirkt, kann eine innere Querbewegung nicht beide chiralen Seiten gemeinsam drehen.

Die nicht direkt gedrehte R-Seite muss deshalb durch die Flussreflexion mitgeführt werden.

K ist die geometrische Verbindung, die dieses Mitführen leistet.

Je weiter der L-Zustand quer aus dem stationären Pol gedreht wird, desto stärker muss sich die Orientierung der Flussreflexion von ihrer stationären Ausrichtung entfernen.

> **Das Rotationsfeld zieht den L-Zustand einseitig aus seinem stationären Pol. Weil R durch diese direkte Wirkung nicht mitgedreht wird, muss sich die Flussreflexion K zwischen beiden chiralen Seiten verkippen, um den veränderten L-Zustand weiterhin an R anzuschließen.**

6.5.2 Aus dieser Anschauung folgt $K = BU$

Der L-Zustand wurde durch

$$U \in SU(2)$$

gedreht.

Die Reflexion muss deshalb den unveränderten R-Referenzzustand auf genau diesen gedrehten L-Zustand abbilden.

Für den gewählten stationären Zweig folgt

$$K = K^{\star}U.$$

Mit

$$K^{\star} = B\mathbf{1}_2$$

ergibt sich

$$K = BU.$$

Die drei Freiheitsgrade in U beschreiben die Orientierung der verkippten Reflexion.

Der eine reelle Faktor B beschreibt ihre Stärke.

Das ist keine beliebige Parametrisierung einer komplexen Matrix.

Es ist die direkte mathematische Fixierung des vorher verstandenen Mitführens.

6.5.3 Hin- und Rückführung gehören zur selben Flussreflexion

Die Hinrichtung schreiben wir

$$R \longmapsto RK.$$

Die Rückrichtung ist

$$L \longmapsto LK^{\dagger}.$$

Es gibt kein zweites unabhängiges K.

Für

$$K = BU$$

gilt

$$K^\dagger K = B^2 \mathbf{1}_2.$$

Die Orientierung U wird bei Hin- und Rückführung wieder geschlossen.

Die Stärke B bleibt als invariante Reflexionsstärke zurück.

> **K kippt, um R an den veränderten L-Zustand anzuschließen. $K^\dagger$ führt genau dieselbe Orientierung zurück.**

6.6 Zweiter DGL-Stress: Der Anschluss ist wieder geschlossen, aber der Zustand ist nicht stationär

6.6.1 Das Mitkippen von K löst nicht das ganze Problem

Nachdem sich K mitgedreht hat, passt die chirale L/R-Verbindung wieder.

Der Anschlussstress ist ausgeglichen.

Aber der neue innere Zustand liegt nun zwischen u und d.

Er ist damit kein Eigenzustand mehr der stationären Profilwirkung, welche die beiden Pole überhaupt ausgezeichnet hat.

Das ist eine zweite, davon verschiedene Abweichung.

Wir nennen sie

> **Profilstress.**

Damit lautet die entscheidende Kausalfolge:

> **K kippt, um die durch das Rotationsfeld verursachte chirale Fehlanpassung auszugleichen. Aber gerade dieses verkippte K gehört nun zu einem Zustand, der nicht mehr auf einer stationären Eigenrichtung der vollständigen DGL liegt. Der chirale Anschluss ist wieder geschlossen; der stationäre Profilstress bleibt.**

6.6.2 Warum die Pole echte stationäre Eigenzustände sind

Sektion 5 hat die Profilwirkung auf dem inneren Zweierraum geöffnet.

In der angepassten Basis kann beispielsweise der relevante Teil von $\mathbf{C}_1$ diagonal geschrieben werden:

$$\mathbf{C}_1 = \begin{pmatrix} C_u & 0 \\ 0 & C_d \end{pmatrix},$$

mit

$$C_u = C_\star - J, \qquad C_d = C_\star + J, \qquad J > 0.$$

Die reinen Polzustände

$$e_u = (1, 0), \qquad e_d = (0, 1)$$

sind Eigenzustände dieser stationären Profilwirkung.

Eine T_1- oder T_2-Rotation mischt beide.

Darum ist der gedrehte Zwischenzustand im Allgemeinen kein stationärer Eigenzustand mehr.

Die Mathematik fixiert das durch

$$[\mathbf{C}_1, T_1] \neq 0, \qquad [\mathbf{C}_1, T_2] \neq 0$$

für

$$C_u \neq C_d.$$

Die Rechnung sagt damit nur, was die Anschauung bereits gezeigt hat:

> **Eine Querrotation führt aus den stationären Profilrichtungen heraus.**

6.6.3 Rückstelltendenz ohne erfundene Newtonkraft

Die stationären Pole sind diejenigen inneren Zustände, bei denen Profilwirkung und L/R-Selbstschließung gemeinsam stationär schließen.

Eine transversale Auslenkung erzeugt deshalb Profilstress.

Das liefert eine **Rückstelltendenz** zu den stationären Eigenrichtungen.

Mit „Rückstelltendenz“ ist hier noch keine fertig hergeleitete mechanische Kraft gemeint.

Gemeint ist:

- Ohne ein Rotationsfeld, das die Querbewegung trägt, ist der ausgelenkte Zustand kein stationärer Materiezweig.

- Eine vollständige zeitabhängige Lösung muss deshalb Rotationsfeld, Materiezustand, Profil und Reflexion gemeinsam so verändern, dass die DGL weiter erfüllt bleibt.
- Ob kleine Auslenkungen harmonisch zurückschwingen, zerfallen oder in eine andere stationäre Lösung übergehen, entscheidet die konkrete Stabilitätsstruktur der Ur-DGL.

Damit bleibt die wahre Sprache anschaulich, ohne mehr Dynamik zu behaupten, als bisher hergeleitet wurde.

6.7 Warum die T_1- und T_2-Rotationsfelder massive schwache Richtungen sind

6.7.1 Eine transversale Rotation trägt notwendig eine Änderung der massentragenden Selbstschließung

Sektion 6 will die Elektronenruhemasse nicht erneut herleiten.

Die stationäre Reflexionsstärke

$$B_d$$

trägt bereits die Ruhemasse des Elektronenzweigs.

Die neue Frage lautet:

> **Was kostet es geometrisch, diesen stationären Zustand quer zu seiner u/d-Achse zu drehen?**

Die Ursache ist das Rotationsfeld.

Seine T_1- oder T_2-Wirkung zieht L einseitig aus dem stationären Pol.

Dadurch muss K verkippen, um R mitzunehmen.

Die Querbewegung verändert also nicht nur einen abstrakten inneren Winkel.

Sie verändert die Orientierung einer bereits massentragenden L/R-Selbstschließung.

Damit ist die transversale Rotationsrichtung an einen nichttrivialen K-Schluss gebunden.

> **Eine T_1- oder T_2-Feldbewegung kann nicht fortgesetzt werden, ohne eine Änderung der L/R-Reflexionsstruktur mitzuführen.**

Das ist der geometrische Ursprung ihrer Massivität.

6.7.2 Ruhemasse und Anregungsenergie müssen getrennt bleiben

Die Ruhemasse des stationären Elektrons ist nicht der Profilstress der Querbewegung.

Sie ist bereits im stationären Zustand vorhanden:

$$M_e = |gB_d|.$$

Die transversale Rotation fügt eine weitere Änderung hinzu.

Darum lautet die richtige Trennung:

> **Die stationäre Reflexionsstärke B_d trägt die Ruhemasse des Elektrons. Eine transversale Wirkung des Rotationsfeldes verkippt den Zustand und damit K aus dieser stationären Konfiguration. Der dadurch entstehende DGL-Stress trägt zusätzliche Wechselwirkungs- beziehungsweise Anregungsenergie.**

Eine frei fortgesetzte transversale Feldanregung muss diese eigene veränderte Reflexionsstruktur selbst tragen können.

Dann wird aus der lokalen Querwirkung eine massive schwache Feldwelle.

6.7.3 Warum die Zwischenlagen keine neuen stationären Materiearten sind

Zwischen u und d liegen unendlich viele Punkte der Bloch-Sphäre.

Die Theorie sagt deshalb nicht, dass es unendlich viele stationäre Leptonarten gibt.

Die stationäre Profilwirkung zeichnet nur die beiden Eigenpole aus.

Die Zwischenlagen erscheinen als **Wechselwirkungszustände**, die durch das Rotationsfeld getragen werden.

Im Leptonsektor ist die geometrische Geschichte daher:

$$e \xrightarrow{T_1,T_2\text{-Wirkung}} \text{transversale innere Bewegung} \longrightarrow \nu.$$

Die kontinuierliche Bewegung auf der Bloch-Sphäre ist die Feldgeometrie der Wechselwirkung.

Die stationären Endpole sind die Materieeigenkanäle.

6.8 Die vollständige Matrixbilanz macht die ganze Kausalgeschichte sichtbar

Bis hierher haben wir Ursache und Wirkung nacheinander besprochen.

Jetzt legen wir dieselben Schritte noch einmal in die vollständige Materiematrix.

Nicht um mehr Mathematik einzuführen, sondern damit der Leser in jeder Stufe **sehen kann, welche Zelle neu wird, welche unverändert bleibt und welche Wirkung den Ausgleich übernimmt**.

Die drei bereits bekannten Beiträge sind:

1. äußere Fortsetzung im kosmischen X-Block;
2. direkte innere Rotation auf L;
3. bidirektionale L/R-Flussreflexion.

Mit

$$\Psi = \begin{pmatrix} L_u & L_d \\ R_u & R_d \end{pmatrix}$$

lautet das Arbeitsbild schematisch

$$(\nabla_X + V_0) \begin{pmatrix} L_u & L_d \\ R_u & R_d \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} L\mathcal{W} \\ 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} RK \\ LK^\dagger \end{pmatrix} = 0.$$

Diese Gleichung ist das kompakte Arbeitsbild der ganzen Sektion.

Wir lesen sie nun an einem einzigen Elektronenzweig.

6.8.1 Bild eins: der stationäre Elektronenpol

Der stationäre Zustand ist

$$\Psi_e^\star = \begin{pmatrix} 0 & L_d \\ 0 & R_d \end{pmatrix}.$$

Die u-Spalte ist sichtbar leer.

Die direkte transversale Wirkung des Rotationsfeldes verschwindet im stationären Zustand:

$$W^1 = W^2 = 0.$$

Die Reflexion ist ausgerichtet:

$$K_\star = B_d \mathbf{1}_2.$$

Damit lautet die stationäre Bilanz

$$(\nabla_X + V_0) \begin{pmatrix} 0 & L_d \\ 0 & R_d \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 & B_d R_d \\ 0 & B_d L_d \end{pmatrix} = 0.$$

Alles lebt in der d-Spalte.

Die L/R-Schließung ist vollständig, und der innere Zustand liegt zugleich auf einer stationären Profilrichtung.

6.8.2 Bild zwei: Die T_1-Wirkung erzeugt genau eine neue Zelle

Nun besitzt das Rotationsfeld lokal einen T_1-Anteil

$$\mathcal{W}^{(1)} = -IW^1 T_1.$$

Mit

$$T_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

wirkt auf die linke Zeile

$$(0, L_d)\mathcal{W}^{(1)} = \left(-\frac{IW^1}{2} L_d, 0 \right).$$

Die Ursache ist damit in der vollständigen Matrix sichtbar:

$$\begin{pmatrix} 0 & L_d \\ 0 & R_d \end{pmatrix} \quad \longrightarrow \quad \begin{pmatrix} \delta L_u & L_d \\ 0 & R_d \end{pmatrix},$$

mit

$$\delta L_u \propto -\frac{IW^1}{2} L_d.$$

Nur die linke u-Zelle wird neu besetzt.

Die rechte u-Zelle bleibt für diese direkte Rotationswirkung leer.

Das ist die einseitige Ursache, aus der alles Weitere folgt.

6.8.3 Bild drei: Wenn K alt bleibt, ist der Anschlussfehler in derselben Zelle sichtbar

Halten wir gedanklich für einen Augenblick

$$K = K_\star = B_d \mathbf{1}_2$$

fest.

Dann liefert der R-Zustand weiterhin

$$RK_\star = (0, B_d R_d).$$

In der neuen u-Zelle liefert die alte Reflexion also

$$(RK_\star)_u = 0.$$

Der tatsächliche L-Zustand besitzt dort aber bereits

$$L_u = \delta L_u \neq 0.$$

Genau diese eine Zelle macht den **Anschlussstress** sichtbar:

	u	d
L	δL_u	L_d
$RK_\star$	0	$B_d R_d$

Die alte Reflexion trifft noch den alten L-d-Pol.

Der tatsächliche L-Zustand liegt bereits daneben.

Wir müssen keinen abstrakten „Mismatch“ behaupten.

Er steht als fehlender Reflexionsbeitrag in der linken u-Zelle vor uns.

6.8.4 Bild vier: K kippt und schließt genau diesen Anschluss

Die vollständige Lösung darf diesen Anschlussfehler nicht enthalten.

Darum muss die Reflexionsabbildung dieselbe innere Auslenkung mittragen.

Für eine kleine T_1-Drehung

$$U \simeq \mathbf{1}_2 - I\theta T_1$$

wird

$$K = B_d U \simeq B_d \left(\mathbf{1}_2 - I\theta T_1\right).$$

Auf den weiterhin am d-Pol liegenden R-Referenzzustand wirkt damit

$$e_d K \simeq B_d \left(-\frac{I\theta}{2}, 1\right).$$

Die Reflexion besitzt jetzt selbst einen u-Anteil.

In der Matrix erscheint damit

	u	d
L	$-\frac{I\theta}{2} L_d$	L_d
RK	$-\frac{I\theta}{2} B_d R_d$	$B_d R_d$

bis auf die bereits stationär festgelegte L/R-Normierung.

Der vorher leere Reflexionsplatz ist gefüllt.

Der chirale Anschluss ist wieder geschlossen.

> **K kippt genau deshalb, weil die einseitige Rotationswirkung auf L eine neue innere Zielrichtung erzeugt hat, die R über die Reflexion mitführen muss.**

6.8.5 Aber die gemischte Zeile ist noch immer kein stationärer Profilzustand

Damit ist erst der Anschlussstress beseitigt.

Die stationäre Profilwirkung ist in der angepassten Basis diagonal:

$$\mathbf{C}_1 = \begin{pmatrix} C_u & 0 \\ 0 & C_d \end{pmatrix}, \qquad C_u \neq C_d.$$

Der gedrehte linke Zustand sei

$$L_\theta = \left(-\frac{I\theta}{2} L_d, L_d\right).$$

Dann

$$L_\theta \mathbf{C}_1 = \left(-\frac{I\theta}{2} C_u L_d, C_d L_d\right).$$

Wäre L_θ wieder ein stationärer Eigenzustand, müsste das Ergebnis proportional zu

$$L_\theta$$

sein.

Das ist für

$$C_u \neq C_d$$

nicht der Fall.

Die beiden Komponenten werden mit verschiedenen stationären Profilwerten weitergeführt.

Damit steht auch der **Profilstress** direkt in derselben Zeile:

> **Die Reflexion hat R erfolgreich an den ausgelenkten L-Zustand angeschlossen. Aber die vollständige Profilwirkung erkennt diesen gemischten Zustand weiterhin nicht als stationären Eigenkanal.**

6.8.6 Die ganze Kausalgeschichte in einem Bild

Die Matrixrechnung hat nichts Neues erfunden.

Sie hat nur sichtbar gemacht, was die wahre Sprache bereits verlangt hatte:

> **T_1-Wirkung auf L $\rightarrow$ neuer L_u-Eintrag $\rightarrow$ die alte Reflexion liefert dort nichts $\rightarrow$ Anschlussstress $\rightarrow$ K verkippt und führt R mit $\rightarrow$ der chirale Anschluss ist wieder geschlossen $\rightarrow$ der gemischte Zustand bleibt außerhalb der stationären Profilachse $\rightarrow$ Profilstress.**

Damit ist auch klar, warum die transversale Feldrichtung nicht als folgenlose Änderung eines inneren Koordinatenwinkels gelesen werden darf.

Sie verändert eine bereits stationär massentragende Lösung an zwei gekoppelten Stellen zugleich:

an ihrer chiralen Reflexionsausrichtung und an ihrer Lage relativ zu den stationären Profilrichtungen.

6.9 Die quaternionische Vervollständigung von K

6.9.1 Ein sichtbares Reflexionsziel markiert die Orientierung

Für den Elektronenzweig ist der R-d-Pol die natürliche Referenz für die direkte transversale Bewegung.

Sein Ziel auf der L-Sphäre sei

$$H := e_d K.$$

Der Vektor H ist kein zusätzliches Feld.

Er markiert nur, wo der R-d-Pol durch die aktuell ausgerichtete Flussreflexion auf der L-Sphäre ankommt.

Mit

$$K = BU$$

und

$$U = \begin{pmatrix} a & -b^* \\ b & a^* \end{pmatrix}$$

folgt

$$H = (H_u, H_d) = (Bb, Ba^*).$$

Die vollständige Reflexionsabbildung ist dadurch bereits festgelegt:

$$K(H) = \begin{pmatrix} H_d^* & -H_u^* \\ H_u & H_d \end{pmatrix}.$$

Die obere Zeile ist das Bild des anderen R-Pols.

Die untere Zeile ist das Bild des R-d-Pols.

Beides gehört zu derselben einen Reflexionsabbildung.

6.9.2 Drei Orientierungsfreiheiten und eine Stärke

Direkte Multiplikation ergibt

$$K^\dagger K = B^2 \mathbf{1}_2.$$

Damit besitzt die geöffnete Reflexion

- drei Orientierungsfreiheiten in U;
- eine radiale Stärke B.

Die vier Freiheitsgrade sind nicht das Ergebnis einer künstlichen Einschränkung einer allgemeinen komplexen Matrix.

Sie folgen aus der Physik der einen bereits vorhandenen Flussreflexion.

> **Die Orientierung sagt, wohin die chirale Reflexion im inneren Zweierraum zeigt. Die radiale Größe sagt, wie stark sie schließt.**

6.10 Der radiale Freiheitsgrad: warum ein Higgs-artiger Skalar hier nicht angeflanscht werden muss

6.10.1 Gleiche Orientierung, andere Reflexionsstärke

Die transversalen Rotationen verändern die Orientierung von K.

Der radiale Freiheitsgrad verändert etwas anderes.

Wir halten die innere Orientierung

$$U$$

fest und ändern nur die Stärke

$$B.$$

Dann bleibt der Reflexionsweg im inneren Zweierraum gleich ausgerichtet.

Nur die Stärke des zwischen L und R zurückgebundenen Feldanteils verändert sich.

Für einen stationären Zweig mit

$$B = B_\star$$

schreiben wir eine lokale radiale Änderung als

$$B(X) = B_\star + \rho(X),$$

also

$$K(X) = \big(B_\star + \rho(X)\big)U(X).$$

Kein u/d-Pol muss dadurch auf der Bloch-Sphäre wandern.

ρ ist deshalb ausdrücklich **kein vierter Generator** neben

$$T_1, T_2, T_3.$$

Ein Generator verändert die Orientierung.

ρ verändert den Radius derselben Reflexionsstruktur.

> **Die schwachen Rotationsfelder bewegen die Orientierung der nichtlinearen Schließung; das Higgs-artige skalare Feld verändert ihren Radius.**

6.10.2 Der stationäre Radius ist nicht als zusätzliche Vakuumsubstanz eingesetzt

An dieser Stelle könnte man in der üblichen Teilchensprache nach einem zusätzlichen Mechanismus fragen, der den schwachen Rotationsfeldern erst nachträglich Masse gibt.

Diese Theorie braucht einen solchen angefügten Schritt nicht.

Die nichtlineare Ur-DGL besitzt bereits einen stationären selbstgeschlossenen Vortex.

Seine Flussreflexion besitzt in dieser Lösung eine nichtverschwindende Stärke

$$B_\star.$$

Dieser Wert wurde nicht als äußere Vakuumsubstanz eingeführt.

Er gehört zur stationären Profilbilanz derselben Lösung.

Die transversalen Richtungen

$$T_1, T_2$$

sind bereits deshalb massiv, weil ihre Wirkung die stationäre Reflexions- und Profilstruktur verändern muss.

Der radiale Freiheitsgrad kommt **danach nicht hinzu, um diese Massivität zu retten**.

Er beantwortet eine andere Frage:

> **Wie kann sich die Stärke der bereits massentragenden Selbstschließung selbst verändern?**

Damit ist die Rollenverteilung einfach:

- $B_\star$: stationäre Stärke der Selbstschließung;
- U: Orientierung dieser Selbstschließung;
- ρ: lokale Änderung ihrer Stärke.

6.10.3 K liegt strukturell zwischen Materie und Rotationsfeld

K ist kein drittes Teilchen zwischen Fermion und Boson.

Es ist die lokale Form der nichtlinearen Selbstschließung derselben Ur-DGL-Lösung.

Gerade deshalb wird dieselbe Struktur von zwei Seiten gelesen.

Auf der Materieseite erscheint der stationäre Wert von B in der L/R-Gleichung als Ruheskala.

Auf der Feldseite entscheidet die Orientierung von K, welche inneren Rotationen eine bereits geschlossene Lösung verändern.

Darum gilt:

> **K liegt strukturell zwischen Materie und Rotationsfeld, weil derselbe nichtlineare Schluss auf der Materieseite als Ruheskala erscheint und auf der Feldseite bestimmt, welche Rotationsrichtungen eine Änderung der Lösung kosten.**

Noch kürzer:

> **Der stationäre Wert von K wird als Masse gelesen; seine radiale Änderung wird als skalares Feld gelesen.**

6.10.4 Fermionische Ruheskala und skalares Feld sind zwei Lesarten derselben Schließung

Für einen fest gewählten Materiezweig enthält die L/R-Schließung schematisch den Faktor

$$gB_\star.$$

Er liefert die stationäre Ruheskala dieses Zweiges.

Wird der Radius lokal angeregt,

$$B_\star \longrightarrow B_\star + \rho,$$

dann wird genau derselbe Schließungsterm verändert.

Damit ist die Kopplung der radialen Mode an die Materie nicht überraschend.

Sie folgt daraus, dass beide dieselbe Stelle der nichtlinearen Schließung lesen.

> **Die fermionische Ruhemasse und das skalare Boson sind nicht zwei fremde Zutaten. Die erste liest den stationären Wert der nichtlinearen Schließung im Materieoperator; das zweite**

> **ist die quantisierte radiale Änderung eben dieser Schließung.**

Die genaue Stärke dieser Kopplung ist profilabhängig und gehört in die mathematische Vertiefung.

Die geometrische Ursache ist bereits sichtbar.

6.10.5 Auch die Rotationsfelder und die radiale Mode gehören zu derselben Geometrie

Die Orientierungsfelder ändern

$$U.$$

Die radiale Mode ändert

$$B.$$

Beide verändern damit verschiedene Aspekte desselben Gegenstands

$$K = BU.$$

Darum müssen radiale und orientierende Anregungen miteinander koppeln, sobald die vollständige DGL ihre gemeinsame Reflexionsstruktur auswertet.

Wir brauchen dafür im Haupttext kein zusätzlich postuliertes „Mexican-Hat“-Potential.

Sicher hergeleitet ist zunächst nur:

> **Das Naturgesetz besitzt die Rotationsmöglichkeiten. Die konkrete stationäre Lösung besitzt eine Ausrichtung und eine nichtverschwindende Stärke. Dadurch werden Änderungen relativ zu dieser Lösung physikalisch verschieden: Einige verändern ihre Orientierung, eine radiale Änderung verändert ihre Stärke, und eine Stabilisatorrichtung kann den Reflexionsanker unverändert lassen.**

Welche zweite Variation die einzelnen Richtungen genau besitzen, prüft der Mathematiker-Anhang.

6.10.6 Warum das Wort „Higgs“ hier einmal genügt

In der üblichen Sprache würde man die skalare radiale Normalmode später als Higgs-artige Mode bezeichnen.

In unserer Phase-2-Sprache ist ihre Ontologie einfacher:

$$\rho = \text{radiale Änderung der Flussreflexionsstärke}.$$

Sie ist kein zusätzlicher Rotationsgenerator.

Sie ist kein eigenständiger Stoff, der den Vortex umgibt.

Und sie muss den schwachen Rotationsfeldern nicht erst von außen Masse verleihen.

Die Massivität der transversalen Rotationsrichtungen wurde bereits aus Anschlussstress und Profilstress verstanden.

Der radiale Modus verändert die Stärke derjenigen Schließung, die diese Massivität und die fermionischen Ruheskalen bereits trägt.

Phase 4 kann die lineare radiale Normalmode später quantisieren.

Weil ρ als radiale Größe keinen Raumzeit-Vektorindex und keinen inneren Rotationsgenerator trägt, ist ihre lokale lineare Anregung ein natürlicher Spin-0-Kandidat.

Die Rotationsfelder

$$W_\mu^i$$

tragen dagegen einen Raumzeit-Vektorindex und führen später zu Spin-1-Moden.

Die Teilchenbesetzungen entstehen erst in Phase 4.

Die zugrunde liegenden Feldgeometrien sind schon hier vorhanden.

6.10.7 Eine offene Aufgabe für Phase 3

Die Phase-2-Rotationsfelder überleben den nächsten Darstellungswechsel sichtbar als Verbindungsinformation und gehen später in die kovariante Ableitung der lokalen FQD-Physik ein.

Für die radiale Information ist dieser Weg noch nicht ebenso klar.

Wenn ein Teil der Nichtlinearität in Phase 3 durch die Hubbard–Stratonovich-Darstellung als Raumzeitgeometrie gelesen wird, darf

$$\rho$$

nicht einfach verschwinden.

Ein Darstellungswechsel darf keine bereits identifizierte physikalische Information vernichten.

Phase 3 muss deshalb klären, ob die radiale Änderung

- als eigener lokaler skalarer Modus erhalten bleibt,

- teilweise in die geometrisierte Hilfsfeldstruktur eingeht,
- oder in einer gekoppelten Darstellung auf beide Rollen verteilt wird.

Diese Frage ist offen.

Gerade deshalb bleibt 6.10 hier bewusst bei der Phase-2-Geometrie.

6.11 Von der lokalen Querrotation zur freien massiven schwachen Feldwelle

6.11.1 Eine Wechselwirkungsänderung kann sich von der Materiequelle lösen

Eine lokale T_1- oder T_2-Wirkung verändert zunächst einen gebundenen Materievortex.

Sie zieht den L-Zustand quer aus seinem stationären Pol.

K verkippt, um R mitzunehmen.

Der Profilstress zeigt, dass diese Querbewegung nicht einfach ein neuer stationärer Materiezustand zwischen u und d ist.

Nun kann dieselbe Feldänderung aber räumlich fortgesetzt werden.

Damit stellt sich die nächste Frage:

> **Kann die transversale schwache Feldstruktur ihre eigene L/R-Selbstschließung tragen, wenn sie die Materiequelle verlässt?**

Wenn ja, entsteht eine freie massive schwache Feldwelle.

6.11.2 Zwei entgegengesetzte chirale Fortsetzungen werden zu einer Feldwelle geschlossen

Der kosmische X-Block trägt auf L und R zwei erstordentliche Fortsetzungen mit entgegengesetzter räumlicher Orientierung.

In einer ausgezeichneten Raumrichtung können wir sie schematisch als

$$-\partial_x$$

auf L und

$$+\partial_x$$

auf R lesen.

Für eine massive Feldwelle müssen beide Seiten zusammengehören.

K führt die L-Fortsetzung auf R.

$K^\dagger$ schließt R wieder auf L.

Damit entsteht keine innere Kreisbahn, sondern eine geschlossene Fortsetzungsfolge:

$$L \longrightarrow R \longrightarrow L.$$

Jeder Pfeil bezeichnet die L/R-Flussreflexion desselben lokalen Feldzustands.

> **Die massive schwache Feldwelle besteht aus zwei entgegengesetzten erstordentlichen chiralen Fortsetzungen, die durch ihre nichtlineare Reflexionsstruktur zu einer einzigen Feldfortsetzung geschlossen werden.**

6.11.3 Die kleinste Rechnung zeigt die Ruheskala der freien massiven Richtung

Für einen ausgerichteten massiven Feldzweig schreiben wir lokal

$$\big(i\partial_t - i\partial_x + V_0\big)L = gBR,$$
$$\big(i\partial_t + i\partial_x + V_0\big)R = gBL.$$

Setzen wir beide Fortsetzungen ineinander ein,

$$\big(i\partial_t + i\partial_x + V_0\big)\big(i\partial_t - i\partial_x + V_0\big)L = (gB)^2 L.$$

Für lokal konstantes V_0

$$\left[(i\partial_t + V_0)^2 + \partial_x^2 - (gB)^2\right] L = 0.$$

Damit

$$(\omega + V_0)^2 - k_x^2 = (gB)^2.$$

Die zweite Ableitung ist nicht fundamental eingesetzt worden.

Sie entsteht, weil zwei entgegengesetzte erstordentliche chirale Fortsetzungen durch K und $K^\dagger$ zu einer einzigen vollständigen Feldstruktur geschlossen werden.

Die Ruheskala ist

$$M_{\mathrm{W}} = |gB_{\mathrm{W}}|$$

für den betreffenden freien massiven schwachen Feldzweig.

Dieser B_{W}-Wert ist eine Eigenschaft der freien Feldstruktur und nicht einfach mit B_e oder B_ν gleichzusetzen.

6.11.4 Warum gerade die transversalen Richtungen massiv sind

Damit schließt sich der rote Faden.

Eine transversale Rotationswirkung ist nicht K-stressfrei.

Sie verändert die innere Lage des Materiezustands und zwingt die L/R-Reflexionsstruktur zum Mitkippen.

Eine freie transversale Feldanregung muss deshalb ihre eigene nichtlineare Reflexionsschließung tragen.

Genau diese Schließung liefert ihre Ruheskala.

> **Die T_1- und T_2-Richtungen sind massiv, weil ihre Fortsetzung die massentragende L/R-Reflexion nicht unverändert lassen kann.**

Phase 4 wird die linearen Moden dieser massiven schwachen Feldrichtungen später quantisieren.

Erst dort werden aus ihnen Teilchenbesetzungen der W-artigen Bosonenmoden.

6.12 Die freie massive schwache Feldwelle trägt ihre Reflexion selbst

6.12.1 Die Quelle muss die Reflexion nicht bis ins Unendliche liefern

Eine Feldwelle, die sich von einer Materiequelle entfernt, kann nicht an jedem späteren Ort auf die dort nicht mehr vorhandene gebundene Quelle angewiesen sein.

Wenn die massive schwache Anregung frei fortlaufen soll, muss der für ihre Ruheskala notwendige Reflexionsanteil zu ihrer eigenen Feldstruktur gehören.

Genau das erlaubt die quadratische Nichtlinearität.

Eine laufende Mode kann aus ihrer eigenen Selbstbegegnung einen stationären Anteil erzeugen.

Dieser stationäre Anteil kann die gerichtete L/R-Reflexion tragen.

Damit lautet die wahre Sprache:

> **Die laufende schwache Feldanregung erzeugt über ihre eigene Nichtlinearität den stationären Reflexionsanteil, den sie benötigt, um ihre beiden chiralen Fortsetzungen als eine einzige massive Feldstruktur zusammenzuhalten.**

6.12.2 „Solitonartig“ bezeichnet den Selbsttragungsmechanismus

In diesem Sinn ist die massive schwache Feldwelle in Phase 2 solitonartig.

Damit ist nicht behauptet, dass eine bestimmte explizite Ur-DGL bereits eine analytisch geschlossene Solitonlösung geliefert hat.

Gemeint ist:

- laufende Feldstruktur;
- selbst erzeugter stationärer Reflexionsanteil;
- geschlossene L/R-Fortsetzung;
- gemeinsame freie Weiterführung.

Die Selbsttragung ist der physikalische Mechanismus.

Die konkrete globale Profilform gehört zur jeweiligen Ur-DGL-Lösung.

6.13 Warum die spätere Bosonengleichung trotzdem linear sein kann

Die fundamentale massive schwache Feldstruktur ist in Phase 2 nichtlinear selbstgeschlossen.

Die später quantisierte Bosonenmode wird lokal linear beschrieben.

Beides widerspricht sich nicht.

Die lineare Gleichung beschreibt kleine Änderungen einer bereits vorhandenen selbstgeschlossenen Feldstruktur.

Sei

$$F[\Phi_{\mathrm{W}}] = 0$$

eine solche nichtlineare Lösung.

Für

$$\Phi = \Phi_{\mathrm{W}} + \delta\Phi$$

folgt

$$F[\Phi_{\mathrm{W}} + \delta\Phi] = DF_{\Phi_{\mathrm{W}}}[\delta\Phi] + O(\delta\Phi^2).$$

Weil die Hintergrundstruktur selbst bereits die vollständige DGL erfüllt, ist die erste Änderung linear.

> **Die lineare Bosonenmode ist nicht ein anderes Objekt als die nichtlineare massive Feldwelle. Sie ist die kleine lokale Änderung einer bereits selbstgeschlossenen Struktur.**

Damit ist der spätere Weg klar:

> **Phase 2:** nichtlinear selbstgeschlossene massive schwache Feldstruktur.
> **Phase 3:** ein Teil derselben Nichtlinearität wird als Base-Space-Geometrie dargestellt.
> **Phase 4:** die lokalen linearen Moden werden quantisiert.

6.14 Pflügen: die massive Feldwelle muss ihre Selbstschließung mitführen

Eine massive schwache Feldwelle bewegt sich nicht durch ein widerständiges Medium.

Sie wird nicht durch ihre Masse gebremst.

Ihr besonderer Charakter ist:

> **Sie kann ihre äußere Raumzeitfortsetzung nicht mitführen, ohne zugleich ihren nichtlinearen L/R-Schluss mitzuführen.**

Dieses notwendige Mitführen nennen wir **Pflügen**.

Mitgeführt wird nicht nur eine skalare Zahl.

Die Feldstruktur trägt

- ihre innere Orientierung;
- ihre L/R-Reflexion K;
- ihre Rückführung $K^\dagger$;
- und ihre stationäre Reflexionsstärke.

„Pflügen“ bedeutet daher keine Reibung.

Es bedeutet, dass eine massive Feldwelle ihre eigene nichtlineare Selbststruktur an jedem Punkt ihrer Fortsetzung mitführen muss.

In Phase 3 wird ein Teil genau dieser Selbststruktur als Geometrie dargestellt.

Das wird dem Bild später eine zweite Lesart geben, ist aber für die Phase-2-Herleitung nicht erforderlich.

6.15 Abschnüren: wie eine massive schwache Feldwelle die Materiequelle verlassen kann

6.15.1 Eine Quellenänderung beginnt als gebundene Profiländerung

Ein stationärer Materievortex besitzt gemeinsam abgestimmte

- äußere Fortsetzung,
- innere Eigenrichtung,
- L/R-Reflexion,
- und Profilbilanz.

Wird die Quelle beschleunigt oder zeitlich verformt, verändert sich zunächst das gebundene Profil.

Diese Profiländerung beeinflusst zugleich den schwachen Rotations- und Reflexionskanal.

Sie ist zunächst noch Teil der gebundenen Materielösung.

6.15.2 Eine freie Fernmode muss ihre eigene Selbstschließung besitzen

Eine lokale Profiländerung kann sich erst dann von der Materiequelle lösen, wenn sie nicht mehr auf deren stationäre Reflexion angewiesen ist.

Sie muss ihre eigene L/R-Selbstschließung tragen.

Dann kann dieselbe globale Feldlösung zwei räumlich getrennte Strukturen enthalten:

- den weiter gebundenen Materievortex;
- die davon fortlaufende massive schwache Feldstruktur.

> **Abschnüren bedeutet: Eine durch die Quellenänderung erzeugte schwache Feldstruktur besitzt genügend eigene zeitliche und innere Selbstschließung, um unabhängig vom gebundenen Materieprofil als massive Fernmode weiterzulaufen.**

Es wird kein fertiges Bosonenkügelchen aus der Quelle herausgebrochen.

Die Teilchenlesart kommt erst mit der späteren Quantisierung.

6.15.3 Die Ruheskala erzeugt eine Frequenzschwelle

Die Frequenzschwelle gehört in den Haupttext, weil sie eine direkte physikalische Folge der Ruheskala ist.

Für eine freie linearisierte massive Fernmode gilt lokal

$$\omega^2 = \mathbf{k}^2 + m^2.$$

Daraus folgt unmittelbar

$$\mathbf{k}^2 = \omega^2 - m^2.$$

Liegt die Anregungsfrequenz unterhalb der Ruheskala,

$$|\omega| < m,$$

dann ist

$$\mathbf{k}^2 < 0.$$

Eine reelle räumliche Wellenzahl existiert nicht.

Schreiben wir in einer Raumrichtung

$$k = i\kappa, \qquad \kappa > 0,$$

dann wird der räumliche Faktor nicht oszillatorisch,

$$e^{ikx} = e^{-\kappa x}$$

für die abklingende Lösung.

Die Änderung bleibt räumlich an die Quelle gebunden.

Erst für

$$|\omega| \geq m$$

gilt

$$\mathbf{k}^2 \geq 0.$$

Dann kann eine propagierende massive Fernmode existieren.

> **Die Ruheskala ist deshalb zugleich eine Ausbreitungsschwelle: Unterhalb ihrer Frequenz kann die schwache Änderung das Quellenprofil deformieren, aber keinen frei laufenden massiven Fernzweig bilden.**

Die Schwelle ist keine klassische Mindestamplitude.

Sie folgt aus der spektralen Ruheskala der selbstgeschlossenen Feldstruktur.

6.15.4 Die freie schwache Feldstruktur ist universeller als ihre Quelle

Die konkrete Materiequelle trägt ihre Speziesinformation.

Die freie schwache Feldwelle muss diese vollständige Speziesstruktur nicht mitnehmen.

Sie trägt nur diejenige Rotations- und Reflexionsstruktur, die ihre eigene schwache Fortsetzung benötigt.

Darum kann derselbe universelle massive schwache Feldtyp von unterschiedlichen Materiequellen angeregt werden.

6.16 Die neutrale Gegenprobe: Eine Phasenrichtung kann K unverändert lassen

6.16.1 Bloch-Sphäre und Phasentorus zeigen verschiedene Teile derselben inneren Geometrie

Die Bloch-Sphäre ist das richtige Bild für die transversalen Bewegungen T_1, T_2.

Eine reine Phasenbewegung entlang der stationären Achse kann den gezeichneten Pol dagegen an derselben Stelle lassen.

Um diese Information sichtbar zu machen, ist neben der Bloch-Sphäre ein zweites Bild nützlich:

der Phasentorus der beiden kommutierenden Generatoren

$$T_0, \qquad T_3.$$

Der Torus ist kein zusätzlicher physikalischer Raum.

Er zeigt nur die zwei periodischen Phasenrichtungen, welche die Bloch-Sphäre teilweise ausblendet.

6.16.2 Die besondere Richtung $P = T_0 + T_3$

In der an den Elektronenzweig angepassten Basis

$$T_0 = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \qquad T_3 = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Damit

$$P = T_0 + T_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Für den Elektronenpol

$$e_d = (0, 1)$$

gilt

$$e_d P = 0.$$

Eine infinitesimale Bewegung entlang P zieht den Elektronenzustand also nicht quer aus seinem stationären Pol.

Die quaternionische Reflexionsgeometrie zeigt darüber hinaus, dass der stationäre Reflexionsanker unter der entsprechenden endlichen Bewegung unverändert bleiben kann:

$$\delta_P K^\star = 0.$$

Damit steht diese Richtung im scharfen Gegensatz zu T_1 und T_2.

> **Die transversalen Generatorwirkungen verkippen K und erzeugen DGL-Stress. Die Richtung $P = T_0 + T_3$ kann den stationären Reflexionsanker unverändert lassen.**

Das ist der geometrische masselose Rand des K-Mechanismus.

Sektion 8 wird erst bestimmen, wie diese Phase-2-Richtung exakt mit der alten Phase-1-Phasenwirkung synchronisiert ist und welche elektrische Bedeutung daraus folgt.

6.17 Die hergeleitete Chiralität wird experimentell sichtbar

6.17.1 Die Asymmetrie wurde in der Theorie schon vor der experimentellen Benennung festgelegt

Die Phase-2-Geometrie hat den direkten Support des eingerollten Y-Rotationsfeldes nicht aus den Eigenschaften des schwachen Standardmodells übernommen.

Er wurde aus der gerichteten X/Y-Fortsetzung hergeleitet.

Im Materiezweig gilt:

> **Die direkte innere Rotationswirkung sitzt auf L.**

R verschwindet dadurch nicht aus dem Elektron.

Die massive L/R-Selbstschließung aus Sektion 4 bindet beide chiralen Fortsetzungen weiterhin zu demselben Materievortex.

Die Aussage ist enger und zugleich stärker:

> **Wenn ein transversales u/d-Rotationsfeld direkt auf den Materievortex wirkt, setzt diese Wirkung auf seiner linken chiralen Fortsetzung an.**

Genau diese Einseitigkeit wird in hochenergetischen geladenen schwachen Prozessen experimentell sichtbar.

6.17.2 Warum polarisierte Hochenergiestrahlen die Asymmetrie besonders deutlich zeigen

Ein massives Elektron ist wegen seiner L/R-Selbstschließung nicht einfach ein reiner L- oder R-Zustand.

Bei endlicher Masse sind Chiralität und die experimentell leicht präparierbare Helizität nicht identisch.

Darum wäre die Aussage

> „Ein rechtshändiger Elektronenstrahl existiert erst nahe Lichtgeschwindigkeit“

falsch.

Ein Elektronenstrahl kann selbstverständlich mit verschiedener Spin-/Impulsausrichtung präpariert werden.

Der wichtige Punkt ist ein anderer:

> **Je ultrarelativistischer der Strahl wird, desto sauberer trennt die Helizität die beiden chiralen Anteile.**

Dann wird ein negativ helizitärer Elektronenzustand fast vollständig linkschiral, ein positiv helizitärer fast vollständig rechtschiral.

Gerade deshalb eignet sich hochenergetische longitudinale Polarisation so gut, um die in unserer Theorie hergeleitete direkte L-Asymmetrie sichtbar zu machen.

Bei HERA wurde die Polarisationsabhängigkeit geladener schwacher Prozesse mit Elektronen- und Positronenstrahlen gemessen.

Für Prozesse der Form

$$e^- p \longrightarrow \nu_e X$$

wird die starke Links-Rechts-Asymmetrie des geladenen schwachen Stroms direkt sichtbar.

Die Theorie muss diese Chiralität also nicht nachträglich an ein experimentelles Ergebnis anpassen.

> **Die Geometrie sagt zuerst, dass der direkte transversale Rotationssupport auf L liegt. Der hochenergetische Polarisationsversuch macht genau diese Auswahl experimentell lesbar.**

6.17.3 Der rechte Materieanteil bleibt trotzdem physikalisch

Die experimentelle Chiralität des geladenen Übergangs bedeutet nicht, dass der rechte Elektronenanteil aus der Theorie entfernt werden darf.

Im Gegenteil:

Ohne R gäbe es die massive L/R-Selbstschließung des Elektrons nicht.

R trägt nur nicht denselben **direkten** eingerollten Y-Rotationssupport.

Andere Wirkungen der vollständigen DGL können R selbstverständlich verändern.

Insbesondere besitzen neutrale schwache Prozesse auch rechtshändige Elektronenkopplungen mit anderer Stärke.

Die Links-Rechts-Asymmetriemessungen am SLC/SLD machen diese feinere Struktur sichtbar.

Damit bestätigt die experimentelle Situation genau die Unterscheidung, die unsere Phase-2-Geometrie verlangt:

- geladene transversale u/d-Rotation: direkter L-Support;
- massiver Materievortex: L und R gemeinsam;
- neutrale spätere Wirkungen: nicht auf dieselbe direkte Supportaussage reduziert.

Literaturhinweise aus der bisherigen Fassung:

- ZEUS Collaboration, *Measurement of charged current deep inelastic scattering cross sections with a longitudinally polarised electron beam at HERA*, Eur. Phys. J. C **61** (2009) 223–235, arXiv:0812.4620.
- SLD Collaboration, K. Abe et al., *A High-Precision Measurement of the Left-Right Z Boson Cross-Section Asymmetry*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5945, arXiv:hep-ex/0004026.

6.18 Ergebnis und Übergang zu Sektion 7

Sektion 6 hat die in Sektion 5 gefundenen stationären inneren Pole in Bewegung gesetzt.

Für den Leptonzweig wurden die beiden Eigenrichtungen bereits über ihre Ruheskalen als

$$u = \nu, \qquad d = e$$

benannt.

Die absolute Orientierung dieser Achse im Blockuniversum ist bedeutungslos.

Physikalisch sind die von der DGL bestimmten Eigenrichtungen und ihre Profilwerte.

Die zentrale schwache Kausalfolge lautet:

$$\text{einseitige Wirkung des Rotationsfeldes auf L}$$

$$\downarrow$$

$$\text{transversale Auslenkung aus } u/d$$

$$\downarrow$$

$$\text{Anschlussstress}$$

$$\downarrow$$

$$K \text{ verkippt und führt R mit}$$

$$\downarrow$$

$$\text{chiraler Anschluss wieder geschlossen}$$

$$\downarrow$$

$$\text{Profilstress bleibt.}$$

Damit wird verständlich, warum die transversalen Generatorrichtungen

$$T_1, T_2$$

nicht als masselose reine Orientierungsinformation fortgesetzt werden können.

Sie verändern die bereits massentragende Reflexionsstruktur.

Eine freie transversale Feldanregung muss ihre eigene L/R-Selbstschließung tragen und besitzt dadurch eine Ruheskala.

Die Sektion hat außerdem gezeigt:

- Die massive schwache Feldstruktur kann ihren stationären Reflexionsanteil nichtlinear selbst tragen.
- Ihre kleinen lokalen Änderungen können später linear als Bosonenmoden beschrieben werden.
- Oberhalb ihrer Ruheschwelle kann sich eine massive Fernmode von einer Quelle abschnüren.
- Die Richtung

$$P = T_0 + T_3$$

kann den stationären Elektronen-Reflexionsanker unverändert lassen.

- Die radiale Änderung

$$B_\star \to B_\star + \rho$$

ist kein weiterer Rotationsgenerator, sondern eine skalare Änderung der Stärke derselben nichtlinearen Schließung.

Gerade der letzte Punkt zeigt eine tiefere Einheit:

> **Der stationäre Wert von K wird auf der Materieseite als Ruheskala gelesen; seine Orientierungsänderungen tragen die schwache Rotationsphysik; seine radiale Änderung liefert einen natürlichen skalaren Feldmodus.**

Damit endet Sektion 6 bewusst bei der **inneren Physik der geöffneten Flussreflexion**.

Sie fragt noch nicht, was Energie, Impuls oder Trägheit im kosmischen X-Block bedeuten.

Genau dort setzt Sektion 7 an.

Sie nimmt einen bereits selbstgeschlossenen massiven Vortex und fragt:

> **Was bedeutet es, denselben Vortex von einer kosmischen t-Scheibe zur nächsten fortzusetzen, seinen Kern räumlich zu neigen und seine bereits vorhandene Ruheskala dabei mitzunehmen?**

Aus dieser äußeren Phase-2-Geometrie werden Energie, Impuls und träge Masse gelesen.

Die reflexionserhaltende Richtung

$$P = T_0 + T_3$$

bleibt anschließend für Sektion 8 erhalten.

Dort wird ihr gemeinsamer T_0-Anteil mit der alten Phase-1-Information synchronisiert und zur elektrischen Ladungsrichtung Q vervollständigt.

Mathematiker-Anhang zu Sektion 6

Der Haupttext hat die schwache Geometrie in wahrer Sprache aufgebaut.

Dieser Anhang wiederholt die dortigen Kleinrechnungen nicht.

Er untersucht nur Strukturen, die für einen mathematisch orientierten Leser zusätzliche Information liefern:

- die allgemeine stationäre Profilachse;
- die vollständige Komponentenbilanz;
- die quaternionische Struktur von K;
- die radiale/tangentiale Zerlegung um $K_\star$;
- die daraus folgende Kopplung der radialen Mode an Materie und massive Rotationsmoden;
- ein sinnvolles Stabilitätskriterium statt einer bloßen Taylorreihe;
- die exakte Stabilisatorrichtung P;
- die $1+3$-dimensionale massive Fernmode;
- und die quantitative Beziehung zwischen Helizität und Chiralität im ultrarelativistischen Grenzfall.

A.1 Die zwei Zweierstrukturen bleiben getrennt

Der chirale Träger sei

$$S_{\mathrm{ch}} = \mathrm{span}\{L, R\} \cong \mathbb{C}^2.$$

Der innere Träger sei

$$W_{\mathrm{iso}} = \mathrm{span}\{u, d\} \cong \mathbb{C}^2.$$

Der lokale reduzierte Materieträger ist

$$S_{\mathrm{ch}} \otimes W_{\mathrm{iso}} \cong \mathbb{C}^4.$$

In der Buchdarstellung verwenden wir

$$\Psi = \begin{pmatrix} L_u & L_d \\ R_u & R_d \end{pmatrix}.$$

Die Zeilen tragen L/R.

Die Spalten tragen u/d.

Die chirale Reflexion wirkt als

$$\mathcal{K} = \begin{pmatrix} 0 & K \\ K^\dagger & 0 \end{pmatrix}_{L/R}, \qquad K \in \mathrm{End}(W_{\mathrm{iso}}).$$

Die Generatoren

$$T_i$$

wirken nur auf W_{iso}.

Diese beiden 2×2-Strukturen dürfen in den folgenden Rechnungen nicht identifiziert werden.

A.2 Die stationäre Profilachse ohne vorausgewählte Nord-Süd-Richtung

Eine allgemeine hermitesche Profilwirkung auf W_{iso} kann geschrieben werden als

$$\mathbf{C} = c_0 \mathbf{1}_2 + \mathbf{c} \cdot \boldsymbol{\sigma}, \qquad \mathbf{c} \in \mathbb{R}^3.$$

Für

$$\mathbf{c} \neq 0$$

bestimmt die konkrete stationäre Lösung die Eigenachse

$$\widehat{\mathbf{n}} = \frac{\mathbf{c}}{|\mathbf{c}|}.$$

Die beiden stationären Eigenwerte sind

$$C_\pm = c_0 \pm |\mathbf{c}|.$$

Erst danach darf eine angepasste Basis gewählt werden, in der

$$\widehat{\mathbf{n}} \longrightarrow \hat{\mathbf{e}}_3$$

und damit

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} C_u & 0 \\ 0 & C_d \end{pmatrix}.$$

Die absolute Orientierung dieser Achse in einer gezeichneten Bloch-Sphäre ist Basiswahl.

Die Eigenwerte und die relative Lage der Rotationsgeneratoren zur ausgewählten Achse sind physikalisch.

Für einen Generator

$$T_{\mathbf{a}} = \frac{1}{2}\mathbf{a}\cdot\boldsymbol{\sigma}$$

gilt

$$[\mathbf{C}, T_{\mathbf{a}}] = i(\mathbf{c}\times\mathbf{a})\cdot\boldsymbol{\sigma}$$

bis auf die verwendete I-Konvention.

Damit ist eine Rotationsrichtung genau dann stationär verträglich, wenn

$$\mathbf{c}\times\mathbf{a} = 0.$$

Transversale Richtungen erfüllen

$$\mathbf{c}\times\mathbf{a} \neq 0$$

und führen aus der Eigenachse heraus.

Das ist die basisunabhängige Form des Profilstresses.

A.3 Vollständige lokale Komponentenbilanz

Für

$$L = (L_u, L_d), \qquad R = (R_u, R_d)$$

und

$$K = \begin{pmatrix} H_d^* & -H_u^* \\ H_u & H_d \end{pmatrix}$$

sowie

$$\mathcal{W} = \begin{pmatrix} \mathcal{W}_{uu} & \mathcal{W}_{ud} \\ \mathcal{W}_{du} & \mathcal{W}_{dd} \end{pmatrix}$$

gilt

$$LW = (L_u W_{uu} + L_d W_{du},\ L_u W_{ud} + L_d W_{dd}),$$

$$RK = (R_u H_d^* + R_d H_u,\ -R_u H_u^* + R_d H_d),$$

$$LK^\dagger = (L_u H_d - L_d H_u,\ L_u H_u^* + L_d H_d^*).$$

Die lokale Bilanz lautet

$$(\nabla_X + V_0)\begin{pmatrix} L \\ R \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} LW \\ 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} RK \\ LK^\dagger \end{pmatrix} = 0.$$

Damit sind alle vier inneren Zellen gleichzeitig kontrollierbar.

Der im Haupttext betrachtete T_1-Schritt ist nur der kleinste Schnitt dieser allgemeinen Bilanz.

A.4 Quaternionische Realitätsform und Freiheitsgradzählung von K

Für

$$U \in SU(2)$$

schreiben wir

$$U = \begin{pmatrix} a & -b^* \\ b & a^* \end{pmatrix}, \qquad |a|^2 + |b|^2 = 1.$$

Dann

$$K = BU = \begin{pmatrix} Ba & -Bb^* \\ Bb & Ba^* \end{pmatrix}.$$

Mit

$$H_u = Bb, \qquad H_d = Ba^*$$

folgt

$$K(H) = \begin{pmatrix} H_d^* & -H_u^* \\ H_u & H_d \end{pmatrix}.$$

Direkte Multiplikation ergibt

$$K^\dagger K = K K^\dagger = \left(|H_u|^2 + |H_d|^2\right) \mathbf{1}_2 = B^2 \mathbf{1}_2$$

und

$$\det K = B^2.$$

Damit besitzt K

- einen reellen Radius B;
- drei Orientierungsfreiheiten in $SU(2)$.

Die vier reellen Freiheitsgrade sind also nicht nachträglich ausgewählt.

Sie folgen aus der quaternionischen Form der geöffneten Reflexion.

A.5 Radiale und tangentiale Änderungen sind kinematisch orthogonal

Sei

$$K_\star = B_\star U_\star$$

ein stationärer Reflexionsanker.

Eine infinitesimale Änderung zerfällt als

$$\delta K = \rho\, U_\star + B_\star U_\star X,$$

wobei

$$X^\dagger = -X, \qquad \operatorname{tr} X = 0$$

eine infinitesimale $SU(2)$-Orientierungsänderung bezeichnet.

Im Frobenius-Produkt

$$\langle A, B \rangle = \operatorname{Re} \operatorname{tr}(A^\dagger B)$$

ist der radiale Anteil orthogonal zum tangentialen Anteil:

$$\operatorname{Re} \operatorname{tr} \left[(\rho U_\star)^\dagger (B_\star U_\star X) \right] = \rho B_\star \operatorname{Re} \operatorname{tr} X = 0.$$

Damit

$$\|\delta K\|^2 = 2\rho^2 + B_\star^2 \,\mathrm{tr}(X^\dagger X).$$

Diese Identität enthält noch keine konkrete Dynamik.

Sie zeigt aber bereits geometrisch:

> Radiale und orientierende Änderungen sind verschiedene Normalrichtungen derselben K-Geometrie.

Ein zusätzlicher Rotationsgenerator für ρ wäre daher mathematisch die falsche Beschreibung.

A.6 Die radiale Mode koppelt an dieselbe Stelle, die fermionische Ruheskalen trägt

Für einen fest gewählten Materiezweig sei der L/R-Schließungsterm schematisch

$$m_f(B) = g_f B.$$

Am stationären Hintergrund

$$B = B_\star$$

gilt

$$m_f = g_f B_\star.$$

Mit

$$B = B_\star + \rho$$

wird derselbe Term

$$g_f(B_\star + \rho) = m_f + g_f \rho.$$

Damit koppelt die radiale Mode direkt an diejenige Operatorstelle, welche zuvor die fermionische Ruheskala getragen hat.

Für

$$B_\star \neq 0$$

kann man schreiben

$$g_f = \frac{m_f}{B_\star},$$

also

$$g_f \rho = \frac{m_f}{B_\star} \rho.$$

In einer minimalen einprofiligen Lesart ist die skalare Kopplung damit proportional zur stationären Ruheskala.

Für verschiedene u/d-Profilzweige können

$$B_\star, \qquad g_f$$

branchenspezifisch sein.

Die exakte universelle Normierung ist deshalb nicht aus dieser lokalen Identität allein abzulesen.

Der strukturelle Zusammenhang ist jedoch fest:

> Der radiale Modus verändert dieselbe nichtlineare Schließung, die im Materieoperator als Masse erscheint.

A.7 Radiale Modulation einer bereits massiven Rotationsmode

Für einen massiven transversalen Feldzweig sei die lokale Ruheskala in der gewählten Reduktion

$$M_W(B) = |g_W B|.$$

Dann

$$M_W^2(B) = g_W^2 B^2.$$

Setzen wir

$$B = B_\star + \rho,$$

folgt

$$M_W^2(B) = g_W^2 B_\star^2 + 2 g_W^2 B_\star \rho + g_W^2 \rho^2.$$

Diese algebraische Identität erzeugt drei strukturell verschiedene Beiträge:

$$g_W^2 B_\star^2 : \quad \text{stationäre Vektorrichtung mit Ruheskala},$$

$$2 g_W^2 B_\star \rho : \quad \text{lineare radiale Modulation der Vektorrichtung},$$

$$g_W^2 \rho^2 : \quad \text{quadratische radiale Modulation}.$$

Damit entstehen aus derselben Reflexionsgeometrie genau die Kopplungstypen, die man in einer späteren quantisierten Sprache als

- Vektormasse,
- Skalar–Vektor–Vektor-Kopplung,
- und quadratische Skalar–Skalar–Vektor–Vektor-Kopplung

lesen würde.

Die numerischen Koeffizienten eines beobachtbaren Higgs-Sektors folgen daraus noch nicht.

Dafür müssen die vollständige DGL-Normierung und die konkrete freie radiale Normalmode bekannt sein.

A.8 Stabilität: Fréchet-Operator zuerst, Hessian nur wenn eine Wirkung vorliegt

Die stationäre Profilbedingung sei abstrakt

$$\mathcal{F}[\Psi, K, \mathcal{W}] = 0.$$

Eine kleine Änderung um eine stationäre Lösung

$$(\Psi_\star, K_\star, \mathcal{W}_\star)$$

wird durch den Fréchet-Operator

$$D\mathcal{F}_\star$$

bestimmt.

Die relevante Zerlegung von δK lautet

$$\delta K = \rho U_\star + B_\star U_\star X.$$

Der linearisierte Operator entscheidet deshalb getrennt, ob

- die radiale Richtung ρ;
- die transversalen Orientierungsrichtungen T_1, T_2;
- die neutrale K-verändernde Richtung;
- oder die Stabilisatorrichtung P

eine eigene stationäre oder propagierende Normalmode tragen.

Falls die stationäre Reduktion aus einem effektiven Funktional

$$\mathcal{S}_{\text{eff}}$$

folgt, kann zusätzlich dessen zweite Variation verwendet werden:

$$\delta^2 \mathcal{S}_{\text{eff}} = \langle \delta q,\, H_\star\, \delta q \rangle .$$

Dann sind die Eigenwerte des Hessians echte lokale Krümmungen der stationären Lösung.

Physikalisch interessant wären insbesondere Bedingungen der Form

$$\lambda_\rho > 0,$$

$$\lambda_{1,2} > 0,$$

während für eine exakte Stabilisatorrichtung im reinen K-Kanal

$$\lambda_P^{(K)} = 0$$

gelten kann.

Diese Gleichungen werden hier **nicht** als bereits bewiesene Spektralwerte eingesetzt.

Sie sind das präzise mathematische Prüfprogramm für die im Haupttext gefundene Geometrie.

Ein „Mexican-Hat“-Potential ist dafür nicht notwendig und wurde bisher auch nicht hergeleitet.

Die sicherere Aussage lautet:

> Nichtverschwindender stationärer Radius, radiale Normalrichtung, tangentiale Rotationsrichtungen und ein Stabilisator sind bereits geometrisch identifiziert. Ihre exakten zweiten Variationen muss die konkrete stationäre DGL liefern.

A.9 Exakter Stabilisator $P = T_0 + T_3$

In der an den Elektronenzweig angepassten Basis

$$T_0 = \frac{1}{2}\mathbf{1}_2, \qquad T_3 = \frac{1}{2}\,\mathrm{diag}(1,-1),$$

also

$$P = T_0 + T_3 = \mathrm{diag}(1,0).$$

Für

$$V_P(\beta) = \mathrm{diag}(e^{I\beta}, 1)$$

lautet die quaternionische Rechtswirkung in der verwendeten Konvention

$$K(HV) = U_R(V)^{-1} K(H) V,$$

mit

$$U_R(V) = \mathrm{diag}(\det V, 1).$$

Für $V = V_P$ gilt

$$U_R(V_P) = V_P.$$

Am stationären Reflexionsanker

$$K_\star = B\mathbf{1}_2$$

folgt

$$K_P = V_P^{-1} K_\star V_P = K_\star.$$

Damit

$$\delta_P K_\star = 0.$$

Aus dieser Identität folgt nur:

> Die P-Richtung erhält aus einer Änderung des stationären Reflexionsankers keinen K-Massenterm.

Die vollständige elektrische Bedeutung und Normierung dieser Richtung wird erst in Sektion 8 bestimmt.

A.10 $1+3$-dimensionale massive Fernmode

Für einen ausgerichteten inneren Zweig besitzt die lokale L/R-Gleichung im vollständigen räumlichen Pauli-Block schematisch die Form

$$\mathcal{M} = \Omega\,\mathbf{1} - \chi_D\,\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{k} - m\mathcal{I}_D,$$

mit

$$\Omega = \omega + V_0.$$

Wegen

$$(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{k})^2 = |\mathbf{k}|^2\mathbf{1}$$

und

$$\{\chi_D, \mathcal{I}_D\} = 0$$

schließt die Spektralbedingung zu

$$\Omega^2 - |\mathbf{k}|^2 - m^2 = 0.$$

Damit

$$\Omega^2 = |\mathbf{k}|^2 + m^2.$$

Unterhalb der Ruheschwelle

$$|\Omega| < m$$

ist der räumliche Hauptsymbolzweig evaneszent.

Oberhalb kann eine propagierende massive Fernmode existieren.

Die im Haupttext ausgeführte eindimensionale Rechnung ist damit der ausgerichtete Schnitt dieser $1+3$-Struktur.

A.11 Nichtlineare Selbsttragung und lineare Bosonenmode sind zwei verschiedene Ordnungen

Sei

$$\Phi_{\mathrm{W}}$$

eine selbstkonsistente massive schwache Feldstruktur mit

$$F[\Phi_{\mathrm{W}}] = 0.$$

Ihre Selbsttragung verlangt im Allgemeinen nichtlineare Rückkopplung.

Für eine kleine Änderung

$$\Phi = \Phi_{\mathrm{W}} + \delta\Phi$$

gilt dagegen

$$F[\Phi_{\mathrm{W}} + \delta\Phi] = DF_{\Phi_{\mathrm{W}}}[\delta\Phi] + O(\delta\Phi^2).$$

Der lineare Operator

$$DF_{\Phi_{\mathrm{W}}}$$

enthält nicht nur den äußeren Differentialteil.

Er enthält auch die erste Änderung der bereits vorhandenen Reflexions- und Profilstruktur.

Darum ist die spätere lineare Bosonenmode keine lineare Welle um das leere Nichts.

Sie ist die erste Normalmode einer bereits nichtlinear selbstgeschlossenen Hintergrundlösung.

Für die radiale Mode gilt dieselbe Logik.

Eine Phase-4-Quantisierung besetzt die linearen Normalmoden.

Sie erzeugt die zugrunde liegende nichtlineare Geometrie nicht.

A.12 Warum hochenergetische Helizität die chirale Auswahl sichtbar macht

Für einen positiven massiven Dirac-Zustand mit Helizität

$$h = \pm 1$$

und

$$v = \frac{|\mathbf{p}|}{E}$$

tragen die beiden chiralen Komponenten in einer Weyl-Darstellung normiert die Gewichte

$$f_L = \frac{1 - hv}{2},$$

$$f_R = \frac{1 + hv}{2}.$$

Für negative Helizität

$$h = -1$$

folgt

$$f_L = \frac{1 + v}{2}, \qquad f_R = \frac{1 - v}{2}.$$

Im ultrarelativistischen Grenzfall

$$v \to 1$$

wird daraus

$$f_L \to 1, \qquad f_R \to 0.$$

Für positive Helizität gilt entsprechend

$$f_R \to 1.$$

Damit erklärt die gewöhnliche massive Dirac-Kinematik, warum longitudinale Hochenergiepolarisation die chirale Auswahl besonders sauber sichtbar macht.

Sie erklärt nicht die Ursache der einseitigen schwachen Wirkung.

Diese Ursache liegt in unserer Phase-2-Geometrie im direkten Y-Support auf L.

Die Hochenergiegrenze macht diese bereits hergeleitete Asymmetrie lediglich experimentell leichter zugänglich.

Offene Punkte nach Sektion 6

Physik

1. **Dynamik des Profilstresses.**
   Die transversalen Generatorwirkungen führen aus den stationären u/d-Eigenkanälen heraus. Die konkrete Zeitentwicklung kleiner Auslenkungen — Rückkehr, Oszillation, Übergang oder Zerfall — hängt vom Spektrum der vollständigen linearisierten Profil-DGL ab.
2. **Ruheskalen der freien schwachen Feldzweige.**
   Der Mechanismus zeigt, warum transversale freie Feldanregungen eine eigene L/R-Selbstschließung und damit eine Ruheskala tragen können. Die konkreten Werte der massiven schwachen Feldzweige folgen aus ihren eigenen stationären Profilen.
3. **Radiale Normalmode und beobachtbarer Higgs-Zweig.**
   Die radiale Richtung

$$B_\star \to B_\star + \rho$$

   ist geometrisch identifiziert und koppelt an dieselbe Schließung, die fermionische und transversale Ruheskalen trägt. Ob ihre niedrigste freie Normalmode quantitativ mit dem beobachteten Higgs-Sektor übereinstimmt, verlangt die konkrete radiale Spektralrechnung.
4. **Schicksal der radialen Information in Phase 3.**
   Die Rotationsfelder besitzen einen klaren weiteren Weg in die kovariante Ableitung. Für ρ muss Phase 3 zeigen, wie dieselbe Information die Hubbard–Stratonovich-Neudarstellung überlebt. Sie darf durch den Darstellungswechsel nicht verschwinden.
5. **Masseloser neutraler Fernzweig.**
   $P = T_0 + T_3$ ist für den betrachteten Elektronen-Reflexionsanker K-stressfrei. Welche vollständige masselose Fernfelddynamik daraus nach der Phase-1/Phase-2-Synchronisation entsteht, gehört zu Sektion 8 und zur weiteren Felddynamik.
6. **Neutraler massiver Restkanal.**
   Die direkte L-Asymmetrie der transversalen geladenen Bewegung ist klar. Die vollständige neutrale massive schwache Richtung und ihre Kopplung an L und R müssen aus der späteren Generator- und Profilstruktur vollständig gelesen werden.

Mathematik

1. **Vollständiger stationärer Profiloperator.**
   Der Haupttext benutzt die kleinste diagonale Lesart einer ausgewählten Profilwirkung. Im

vollständigen Profil können mehrere operatorwertige $\mathbf{C}_i$ gemeinsam die stationäre Achse und ihre Spektralwerte bestimmen.

2. **Fréchet-Spektrum beziehungsweise Hessian der stationären Lösung.**
   Der entscheidende Test ist nicht eine formale Taylorreihe, sondern die Normalmodenzerlegung um $K_\star$: radial, transversal, neutral massiv und Stabilisator. Falls eine Wirkungsdarstellung vorliegt, sollen die entsprechenden Hessian-Eigenwerte bestimmt werden.
3. **Normierung der radialen Kopplungen.**
   Die Strukturen

$$m_f(B_\star + \rho)$$

   und

$$M_W^2(B_\star + \rho)$$

   erzeugen die erwarteten linearen und quadratischen radialen Kopplungen. Ihre physikalischen Koeffizienten verlangen die vollständige normierte DGL beziehungsweise Wirkungsform.
4. **Selbsttragende massive freie Feldlösung.**
   Der quadratische Selbstkopplungskanal stellt den notwendigen Mechanismus bereit. Globale Existenz, Lokalisation und spektrale Stabilität konkreter freier Profile hängen von der jeweiligen Ur-DGL ab.
5. **Kovariante neutrale Struktur.**
   Die exakte P-Stabilität des stationären K-Ankers ist gezeigt. Die vollständige Einbettung der späteren neutralen massiven und masselosen Richtungen in den $1+3$-Operator muss nach der Q-Synchronisation konsistent fortgeführt werden.

Sprache

1. **„Anschlussstress“.**
   Bezeichnet den gedanklich sichtbaren Ausgleichsbedarf, wenn L durch das Rotationsfeld verändert wird, während die alte Reflexionsausrichtung kurz festgehalten wird. Er ist keine reale Zwischenlösung mit verletzter DGL.
2. **„Profilstress“.**
   Bezeichnet die verbleibende Abweichung eines durch K bereits wieder chiral geschlossenen, aber transversal gemischten Zustands von den stationären u/d-Eigenrichtungen der vollständigen Profilwirkung.
3. **„Verkippen von K“.**
   Bezeichnet eine Änderung der inneren Orientierung U in

$$K = BU.$$

Es ist ausschließlich eine Bewegung im inneren Reflexionsraum.

4. **„Radiale Mode“.**
   Bezeichnet die Änderung

$$B_\star \to B_\star + \rho.$$

   Sie ist kein vierter Rotationsgenerator und keine zusätzliche innere Richtung.
5. **„Higgs-artig“.**
   Bezeichnet hier die skalare radiale Normalmode derselben nichtlinearen Schließung, deren stationärer Wert Ruheskalen trägt. Der Ausdruck behauptet noch keine vollständige quantitative Gleichheit mit dem Standardmodell-Higgssektor.
6. **„Pflügen“.**
   Bezeichnet das notwendige Mitführen der nichtlinearen L/R-Selbstschließung einer massiven schwachen Feldstruktur. Es bezeichnet keine Reibung und keinen Energieverlust an ein Medium.
7. **„Experimentelle Chiralität“.**
   Die direkte L-Wirkung betrifft den eingerollten transversalen Y-Rotationssupport. Sie bedeutet nicht, dass R aus einem massiven Materievortex verschwindet oder jede spätere neutrale Wirkung auf R verboten wäre.

Kompakte Übergabe an Sektion 7

Sektion 6 hat die innere schwache Physik der geöffneten Flussreflexion abgeschlossen.

Der vollständige Materiezustand blieb dabei

$$\Psi = \begin{pmatrix} L_u & L_d \\ R_u & R_d \end{pmatrix}.$$

Die DGL bestimmt zwei stationäre innere Eigenrichtungen.

Im Leptonzweig werden sie bereits über ihre Ruheskalen als

$$u = \nu, \qquad d = e$$

benannt.

Die absolute Orientierung dieser Achse im Blockuniversum besitzt keine eigene Physik.

Eine transversale Wirkung des Phase-2-Rotationsfeldes setzt direkt auf L an.

Dadurch entsteht zunächst Anschlussstress.

Die geöffnete Flussreflexion

$$K = BU$$

verkippt, um R an den veränderten L-Zustand anzuschließen.

Damit ist der chirale Anschluss wieder geschlossen.

Der gemischte Zustand bleibt aber außerhalb der stationären u/d-Eigenrichtungen und trägt Profilstress.

Diese doppelte Kausalität erklärt, warum die transversalen Generatorrichtungen

$$T_1, T_2$$

nicht K-stressfrei sind und warum ihre freien Feldanregungen eine eigene massive L/R-Selbstschließung tragen müssen.

Die gleiche Reflexionsgeometrie besitzt zusätzlich einen radialen Freiheitsgrad:

$$K = (B_\star + \rho)U.$$

Dabei gilt:

> **Der stationäre Wert von K wird als Ruheskala gelesen; seine Orientierungsänderungen tragen die schwache Rotationsphysik; seine radiale Änderung wird als skalares Feld gelesen.**

Die radiale Mode ist kein zusätzlicher Generator.

Sie ist die Änderung der Stärke derselben nichtlinearen Schließung.

Die reflexionserhaltende Richtung

$$P = T_0 + T_3$$

kann dagegen den stationären Elektronen-Reflexionsanker unverändert lassen.

Damit sind vor den letzten beiden Phase-2-Sektionen drei verschiedene Rollen sauber getrennt:

1. **stationäre Materieeigenrichtungen:** u/d;
2. **massive transversale schwache Rotation:** T_1, T_2;

3. **radiale skalare Änderung und reflexionserhaltende neutrale Richtung:** ρ beziehungsweise P.

Sektion 7 verlässt nun bewusst die innere Bloch-Sphären-Geometrie.

Sie nimmt einen bereits massiven selbstgeschlossenen Vortex und betrachtet ihn im kosmischen X-Block von einer t-Scheibe zur nächsten.

Dort werden

- zeitliche Fortsetzung,
- räumliche Kernneigung,
- Energie,
- Impuls
- und träge Masse

aus der Phase-2-Geometrie gelesen.

Erst Sektion 8 kehrt anschließend zur neutralen inneren Richtung

$$P = T_0 + T_3$$

zurück und synchronisiert ihren gemeinsamen Anteil mit der alten Phase-1-Phaseninformation.

Daraus entsteht die elektrische Ladungsrichtung Q.

toe-phase2-sektion7_v1.md

This theory was developed by physicist Roland Bollmann (driving intuitive force and primary conceptual development, bollmann@iPhys.de), with Gemini as a brainstorming partner and ChatGPT assisting with mathematical precision and editorial development.

Sektion 7 — Der kosmische Takt des Vortex: Bewegung, Energie, Impuls und träge Masse

Leitgedanke: Bevor Raumzeit selbst dynamisch wird, lesen wir ein letztes Mal auf dem flachen X-Block

Phase 2 hat den ursprünglichen acht reell-dimensionalen Base-Space so umgeordnet, dass ein hermitescher Block

$$X = t\sigma_0 + x\sigma_1 + y\sigma_2 + z\sigma_3$$

als begehbare kausale Raumzeit gelesen werden kann.

Auf diesem X-Block besitzt die Theorie bereits

$$\det X = t^2 - x^2 - y^2 - z^2.$$

Der Lichtkegel ist damit nicht nachträglich in die Theorie eingesetzt worden. Er gehört zur Geometrie des ausgewählten hermiteschen Blocks.

Gleichzeitig haben die letzten Sektionen einen zweiten Gegenstand sichtbar gemacht: Ein massiver Vortex ist nicht einfach ein lokaler Feldwert, der durch X läuft. Er trägt eine nichtlineare L/R-Selbstschließung. Ihre stationäre Stärke liefert die Ruheskala

$$M = |gB|.$$

Damit stehen vor dem Ende von Phase 2 zwei bisher getrennt betrachtete Tatsachen nebeneinander:

- der X-Block besitzt eine kausale Minkowski-Geometrie;
- ein stationärer Vortex besitzt eine nichtlineare Ruheskala.

Sektion 7 verbindet beides.

Sie fragt:

> **Was bedeutet es im kosmischen Phase-2-Bild, denselben bereits selbstgeschlossenen Vortex von einer t-Scheibe zur nächsten fortzusetzen?**

Diese Frage führt zu Bewegung, Energie, Impuls und Trägheit.

Aber sie führt noch zu etwas Grundsätzlicherem.

Die komplexe Einheit

$$I = e_7$$

wurde bereits in Phase 1 gewählt. Sie strukturiert seitdem sowohl die Base- als auch die Targetdarstellung.

Darum ist die komplexe Phase, die in einer zeitlichen Leitmode als

$$e^{-I\omega t}$$

erscheint, nicht eine neue mathematische Zutat, die erst mit der Quantenmechanik in die Theorie gelangt. Sie ist eine spätere Lesart derselben primitiven komplexen Orientierung, die seit der ersten Umstrukturierung vorhanden ist.

> **Die Wahl $I = e_7$ ist der erste skalare Ordnungsfaktor, den wir aus der noch vollständig oktonionisch vermischten Urstruktur herauslesen. Sie macht eine gemeinsame komplexe Orientierung aller späteren Vortextypen sichtbar. Die folgenden Darstellungswechsel trennen nicht verschiedene fundamentale Phasen voneinander; sie trennen verschiedene Rollen, in denen sich dieselbe primitive komplexe Orientierung ändern kann.**

Das wird auch den Übergang zur nächsten Sektion vorbereiten.

Sektion 7 verfolgt die äußere Lesart:

$$\text{Änderung der komplexen Feldorientierung entlang } X^0 = t \quad \longrightarrow \quad \text{Energie.}$$

Sektion 8 wird die innere Lesart verfolgen:

$$\text{relative komplexe Phasenwirkung nach dem Einrollen von } Y \quad \longrightarrow \quad \text{elektrische Ladung.}$$

Damit stehen Energie und Ladung nicht als zwei völlig fremde Arten von „Phase“ nebeneinander.

> **Energie und Ladung entstehen als verschiedene Lesarten der Änderung derselben primitiven komplexen Feldorientierung.**

Sie sind deshalb nicht dieselbe physikalische Größe. Aber sie besitzen denselben tieferen komplexen Ursprung.

7.1 Warum wir vor Phase 3 noch einmal aus kosmischer Sicht rechnen

7.1.1 Der Phase-2-Scheibensolver hat eine feste Bühne

Phase 2 liest die vollständige Blocklösung kausal.

Wir wählen eine kosmische Zeitscheibe

$$t$$

und fragen, welcher Feldzustand auf der nächsten Scheibe

$$t + dt$$

die DGL gemeinsam mit der bisherigen Lösung erfüllt.

Schematisch:

$$\Psi_t \longrightarrow \Psi_{t+dt}.$$

Die Ur-DGL ist nichtlinear. Darum kann schon dieser Schritt numerisch schwierig sein. Der neue Zustand kann nicht notwendig durch eine einfache explizite Formel aus dem alten Zustand berechnet werden. Man kann ein nichtlineares Gleichungssystem, einen impliziten Schritt oder eine räumliche Randwertaufgabe lösen müssen.

Aber an einer Sache ändert diese Nichtlinearität nichts:

> **Die nächste t-Scheibe ist bereits gegeben.**

Der X-Block ist in Phase 2 die feste Bühne des kausalen Readouts. Der Solver fragt, wie sich das Feld auf dieser Bühne fortsetzt. Er muss nicht zugleich erst bestimmen, welche Raumzeitgeometrie die nächste Scheibe besitzt.

7.1.2 Phase 3 ändert nicht nur die Rechenmethode

Phase 3 wird einen Teil der bisherigen Nichtlinearität durch eine Hubbard–Stratonovich-Neuordnung anders darstellen. Das Hilfsfeld wird dort als metrische beziehungsweise geometrische Information des Base-Space gelesen.

Dann genügt es konzeptionell nicht mehr, nur

$$\Psi_{t+dt}$$

auf einem vollständig vorgegebenen X-Träger zu bestimmen. Auch die neue geometrische Darstellung der nichtlinearen Eigenwirkung muss selbstkonsistent mitgeführt werden.

Schematisch:

$$(\Psi_t, g_t) \longrightarrow (\Psi_{t+dt}, g_{t+dt}),$$

wobei g nicht frei gewählt wird. Es muss zugleich die zugehörige Variations- beziehungsweise Sattelpunktbedingung erfüllen.

Der Unterschied ist nicht:

> Phase 2 ist leicht, Phase 3 ist schwer.

Der Unterschied lautet:

> **Phase 2 entwickelt das Feld auf einer gegebenen kosmischen Geometrie. Phase 3 entwickelt Feld und die geometrische Darstellung eines Teils seiner Selbstwirkung gemeinsam.**

Darum ist jetzt der richtige Zeitpunkt für einen letzten vollständigen Blick aus der kosmischen Phase-2-Perspektive.

Bevor ein Teil der Nichtlinearität selbst als Raumzeitkrümmung gelesen wird, wollen wir verstehen, was auf dem noch flachen X-Block überhaupt zeitliche Fortsetzung, räumliche Bewegung, Energie, Impuls, Ruhenergie, Trägheit und eine dynamische lokale Taktverschiebung bedeuten.

7.2 Vor Energie und Ladung liegt eine primitivere komplexe Orientierung

7.2.1 Phase 0 kennt noch keine Energie

Die Urtheorie beginnt mit einem oktonionischen Feld.

Base- und Target-Space besitzen dieselbe acht reell-dimensionale oktonionische Struktur.

In dieser ursprünglichen Beschreibung gibt es noch keine ausgezeichnete Zeit, Energie, elektrische Ladung, Farbe oder schwache Isospinrichtung.

Es gibt die vollständige lokale nichtlineare Information der Ur-DGL.

Darum wäre es falsch, rückwirkend zu sagen:

> „Die Urtheorie besteht schon aus Energie.“

Sie besteht zunächst aus generischer oktonionischer Feldinformation.

7.2.2 Die erste skalare Ordnung entsteht durch die Wahl von I

Phase 1 wählt eine normierte imaginäre Richtung

$$I = e_7, \qquad I^2 = -1.$$

Die Wahl fügt der Urtheorie keine neue Richtung hinzu. Sie entscheidet nur, welche bereits vorhandene imaginäre Richtung im assoziativen Readout überall als dieselbe komplexe Einheit gelesen wird.

Dadurch entsteht die komplexe Ebene

$$\mathbb{C}_I = \mathrm{span}_{\mathbb{R}}\{1, I\}.$$

Der Target-Space wird lesbar als

$$\mathbb{O} \cong \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3.$$

Die übrigen sechs reellen imaginären Richtungen werden relativ zu I zu drei komplexen Richtungen geordnet.

Auf der Base-Seite führt dieselbe Wahl zur komplexen Matrixdarstellung

$$M_2(\mathbb{C}_I).$$

Damit geschieht etwas tiefes, aber einfaches:

> **Base- und Target-Space benutzen nicht zufällig dieselbe imaginäre Einheit. Ihre komplexe Struktur stammt aus derselben Wahl innerhalb der ursprünglichen Oktonionen.**

7.2.3 Die gemeinsame I-Phase ist universeller als die späteren relativen Phasen

Nach dieser Wahl kann ein vollständiger komplex dargestellter Feldwert gemeinsam gedreht werden:

$$\Psi \longmapsto e^{I\alpha}\Psi.$$

Diese gemeinsame Drehung verändert den Feldwert selbst. Sie dreht noch nicht einen sichtbaren Targetanteil gegen einen anderen.

Darum darf sie nicht mit dem späteren relativen Phase-1-Generator

$$Y_{\mathrm{rel}} = \mathrm{diag}(-3, 1, 1, 1)$$

verwechselt werden.

Y_{rel} beschreibt bereits eine spezialisierte relative Wirkung: Einzelkanal gegen Dreierraum.

Die gemeinsame I-Orientierung liegt tiefer. Sie ist die erste skalare komplexe Information, die allen nach dem Readout komplex dargestellten Feldanteilen gemeinsam zur Verfügung steht.

> **Die universelle I-Phase ist nicht die gesamte Wechselwirkungsinformation. Sie ist aber die erste skalare Information, die allen komplex dargestellten Anteilen gemeinsam ist. Nichtabelsche Strukturen bestimmen, in welcher inneren Richtung sich ein Zustand verändert; die I-Orientierung liefert die gemeinsame skalare Phaseninformation, auf der solche Veränderungen überhaupt miteinander vergleichbar werden.**

Später können wir deshalb verkürzt sagen:

> **I liefert den gemeinsamen skalaren Takt; $SU(2)$ und $SU(3)$ sagen, in welcher inneren Richtung sich etwas dabei verändert.**

Aber an dieser Stelle ist „Takt“ noch nur vorbereitet. Zeit ist noch nicht aus I allein entstanden.

7.3 Eine primitive Phase — verschiedene Richtungen ihrer Änderung

7.3.1 Vor dem Einrollen sind X- und Y-Änderung noch zwei Wege im selben Base-Space

Nach der Phase-1-Darstellung und vor dem vollständigen Einrollen schreibt Phase 2 den Base-Punkt als

$$Z = X + IY.$$

X und Y sind zunächst zwei Viererblöcke desselben vollständigen Base-Space.

Eine komplexe Feldphase kann deshalb sowohl entlang X als auch entlang Y variieren.

Für die in Sektion 4 betrachtete Leitmode erschien beispielsweise der Faktor

$$\Theta = e^{-I\omega t} \exp\left[Ih\, n_\nu \left(y^\nu - f^\nu(X)\right)\right].$$

Beide Faktoren drehen mit demselben I.

Wir können sie deshalb lokal gemeinsam lesen als

$$\Theta = \exp\{I\left[-\omega t + h\, n_\nu\left(y^\nu - f^\nu(X)\right)\right]\}\,.$$

Das ist keine Gleichsetzung von Zeit und innerer Mode.

Es zeigt etwas anderes:

> **Vor dem Einrollen unterscheiden sich äußere Frequenz und innere Phasenänderung nicht dadurch, dass sie verschiedene imaginäre Einheiten benutzen. Sie unterscheiden sich dadurch, in welche Richtung des ursprünglichen Base-Space derselbe komplex dargestellte Feldwert seine Phase ändert.**

7.3.2 Der Darstellungswechsel trennt die Rollen dieser Änderung

Nach dem Einrollen bleibt X begehbarer Base-Space.

Y verliert diese Rolle.

Darum haben die beiden zuvor nebeneinander liegenden Phasengradienten verschiedene Schicksale.

Die X-Änderung bleibt eine Änderung entlang des physisch begehbaren Raumzeit-Readouts.

Die frühere Y-Änderung muss dagegen im Zustand selbst erhalten werden:

- als Mode;
- als gespeicherte Orientierung;
- als innere Generatorwirkung;
- als lokale Rotationsinformation.

Die Theorie erzeugt damit nicht zwei neue Arten von komplexer Phase.

Sie verteilt eine vorher gemeinsam lesbare komplexe Geometrie auf verschiedene Darstellungsorte.

> **Die Theorie führt für Energie und Ladung nicht zwei verschiedene Arten von „Phase“ ein. Sie trennt zwei verschiedene Rollen einer bereits vorhandenen komplexen Feldorientierung.**

Sektion 7 verfolgt jetzt die erste Rolle.

Sektion 8 wird die zweite bis zu

$$Q$$

verfolgen.

7.4 Wann aus einer Phase ein Takt wird

7.4.1 I allein ist noch keine Uhr

Eine komplexe Phase ist periodisch.

Aus

$$e^{I\vartheta}$$

folgt

$$e^{I(\vartheta+2\pi)} = e^{I\vartheta}.$$

Diese Periodizität allein erzeugt noch keine physikalische Zeit.

Solange keine Richtung ausgezeichnet ist, entlang derer die Phase geordnet fortgesetzt wird, gibt es nur eine komplexe Orientierung.

Phase 2 liefert genau diese zusätzliche Struktur.

Der hermitesche X-Block besitzt die skalare Richtung

$$\sigma_0.$$

Sie wird als kosmische Zeitrichtung

$$X^0 = t$$

gelesen.

Nun können wir aufeinanderfolgende Scheiben

$$t, \qquad t + dt, \qquad t + 2dt, \ldots$$

ordnen.

Erst jetzt kann die periodische I-Orientierung einen Takt liefern.

7.4.2 Der Takt ist die Phasenänderung von Scheibe zu Scheibe

Betrachten wir denselben lokalen Feldzustand auf zwei benachbarten t-Scheiben.

Wenn seine komplexe Orientierung auf der zweiten Scheibe um

$$d\vartheta$$

weitergedreht ist, dann besitzt die Fortsetzung die lokale Rate

$$\frac{d\vartheta}{dt}.$$

Für eine regelmäßig fortgesetzte Leitmode schreiben wir

$$\Psi(t) \propto e^{-I\omega t}.$$

Dann

$$I\partial_t \Psi = \omega \Psi.$$

Die Zahl

$$\omega$$

ist damit zunächst nichts Mystisches.

Sie sagt:

> **Wie viel gemeinsame komplexe Phasenänderung trägt dieser Modus pro kosmischem Zeitschritt?**

Das ist der erste physikalische Sinn von Frequenz in unserer Theorie.

7.4.3 Warum in der späteren Physik „alles oszilliert“

Ein neugieriger Student kann jetzt fragen:

> Warum werden physikalische Zustände überhaupt so oft als Oszillationen beschrieben?

Innerhalb dieser Theorie lautet die Antwort nicht:

> Weil die Quantenmechanik komplexe Wellenfunktionen benutzt.

Die komplexe Periodizität ist älter als die Quantisierung.

Sie entstand bereits mit der ersten assoziativen Lesart der oktonionischen Feldstruktur.

Sobald Phase 2 eine kausale Zeitrichtung auswählt, wird die Änderung dieser periodischen Orientierung entlang t als Frequenz lesbar.

> **Physikalische Zustände oszillieren im Phase-2-Readout nicht deshalb, weil Quantisierung sie nachträglich zum Schwingen zwingt. Eine stationär fortgesetzte komplexe Feldstruktur**

> **besitzt bereits eine periodische I-Orientierung; die kausale Zeitrichtung macht deren Fortsetzungsrate als Frequenz sichtbar.**

7.5 Der ruhende Vortex als senkrechte Kernlinie durch die kosmischen Scheiben

7.5.1 Wir verfolgen zuerst nur den Kern

Ein Vortex besitzt ein räumliches Profil.

In jedem räumlichen Schnitt können wir seinen Kern lokalisieren.

Nennen wir seine Position auf der t-Scheibe

$$\mathbf{x}_c(t).$$

Ein ruhender Vortex erfüllt

$$\mathbf{x}_c(t + dt) = \mathbf{x}_c(t).$$

Auf allen aufeinanderfolgenden kosmischen Scheiben liegt sein Kern am selben räumlichen Ort.

Verbindet man diese Kernpunkte im X-Block, entsteht eine Linie parallel zur kosmischen Zeitrichtung.

Diese Linie nennen wir die **äußere Vertikale**.

> **Stillstand bedeutet im kosmischen Phase-2-Bild: Derselbe Vortexkern wird von einer t-Scheibe zur nächsten am selben räumlichen Ort fortgesetzt.**

Das ist keine zusätzliche Definition aus klassischer Mechanik.

Es ist eine Aussage über die Geometrie des Scheibensolvers.

7.5.2 Ein ruhender Vortex ist trotzdem nicht „zeitlich nichts“

Der Kern bleibt räumlich am selben Ort.

Aber der vollständige Feldzustand muss trotzdem von Scheibe zu Scheibe die DGL erfüllen.

Er trägt

- sein räumliches Profil;

- seine innere Identität;
- seine chiralen Fortsetzungen;
- seine nichtlineare Selbstschließung;
- und seine komplexe Phasenorientierung

weiter.

Darum bedeutet

$$\mathbf{x}_c(t+dt) = \mathbf{x}_c(t)$$

nicht

$$\Psi(t+dt) = \Psi(t)$$

als vollständiger komplexer Feldwert.

Ein massiver ruhender Vortex trägt einen nichtverschwindenden zeitlichen Takt.

7.6 Die zeitliche DGL liest diesen Takt direkt

7.6.1 Der äußere Operator besitzt eine skalare Fortsetzungsrichtung

Nach der Phase-2-Neuordnung enthält der äußere gerichtete Operator eine zeitliche Wirkung

$$I\partial_t.$$

Für eine Leitmode

$$\Psi \propto e^{-I\omega t}$$

gilt deshalb

$$I\partial_t \Psi = \omega \Psi.$$

Die DGL liest die Phasenrate unmittelbar als Eigenwert ihrer zeitlichen Fortsetzung.

Damit können wir die erste Hälfte des späteren Energiebegriffs bereits wörtlich aussprechen:

> **Die Größe ω misst, wie stark derselbe komplexe Feldzustand relativ zur kosmischen t-Koordinate von einer Scheibe zur nächsten weitergedreht wird.**

7.6.2 Energie ist nicht schon in Phase 0 vorhanden

Die Zahl ω bekommt ihre besondere Bedeutung erst, weil

$$t$$

die kausale Fortsetzungsrichtung des X-Blocks ist.

Vor dieser Auswahl war eine Änderung entlang einer anderen Base-Richtung nicht weniger fundamental.

Erst der kausale Readout unterscheidet

$$\text{Änderung entlang } t$$

von

$$\text{Änderung entlang einer innerlich gewordenen ehemaligen } Y\text{-Richtung.}$$

Darum ist Energie in dieser Theorie weder eine primitive Phase-0-Substanz noch eine nachträglich erfundene Phase-4-Messgröße.

> **Energie wird in Phase 2 zur primären skalaren Fortsetzungsinformation des kausal gelesenen Universums.**

Sie ist primär **innerhalb dieses Readouts**.

Die noch tiefere Urinformation bleibt oktonionisch.

7.7 Warum ω noch nicht die vollständige lokale Fortsetzungsrate ist

7.7.1 Die DGL verändert ihren eigenen Takt

Sektion 4 hat aus der quadratischen Selbstwirkung eine stationäre Nullmode hergeleitet:

$$\Psi_0 = V_0 e_0 + B_0 e_1.$$

Ihre beiden Anteile haben verschiedene Wirkungen.

Der gerichtete Anteil

$$B_0 e_1$$

bildet die L/R-Flussreflexion.

Der skalare Anteil

$$V_0 e_0$$

bleibt auf derselben chiralen Etage.

Gerade weil V_0 keine innere Richtung wechselt, wirkt es auf die zeitliche Leitmodenbilanz wie eine lokale Verschiebung der skalaren Fortsetzung.

Darum erscheint in der DGL nicht nur

$$\omega,$$

sondern

$$\Omega = \omega + V_0.$$

7.7.2 Zwei verschiedene Fragen

Diese beiden Größen dürfen nicht ineinanderfallen.

$$\omega$$

beantwortet:

> Wie schnell ändert sich die dargestellte Feldphase relativ zur kosmischen Koordinate t?

Dagegen beantwortet

$$\Omega$$

die Frage:

> Welche vollständige lokale zeitliche Fortsetzungsrate bilanziert die DGL, nachdem die stationäre Eigenwirkung des Vortex mitgerechnet wurde?

Darum ist V_0 keine zweite Zeit.

Es ist eine Wirkung des Vortex auf seine eigene zeitliche Fortsetzung.

> **Der kosmische Scheibensolver sieht die Feldphase mit der Rate ω. Die DGL enthält zusätzlich die stationäre Eigenwirkung V_0. Erst die Summe $\Omega = \omega + V_0$ ist die vollständige**

> **lokale zeitliche Fortsetzungsrate des betrachteten Modus.**

7.7.3 Ein ruhender Vortex kann gegenüber der kosmischen Zeit anders ticken

Für zwei lokal gleiche Vortexzweige mit derselben Ruheskala M, aber verschiedener stationärer Eigenwirkung V_0, kann die kosmisch sichtbare Phasenrate verschieden sein.

Im Ruhezustand wird später gelten

$$\omega = M - V_0.$$

Damit besitzt die Theorie bereits im flachen Phase-2-Readout eine dynamische Möglichkeit, lokale Taktraten relativ zur kosmischen Koordinate zu verschieben.

Das ist noch keine allgemeine Relativitätstheorie.

Es ist aber genau die Art von Information, die Phase 3 später als Geometrie neu darstellen kann.

7.8 Die Ruheschließung setzt einen unverlierbaren Takt

7.8.1 Die L/R-Selbstschließung ist bereits vorhanden

Sektion 4 hat die beiden chiralen Fortsetzungen des Vortex nicht unabhängig gelassen.

Die stationäre Flussreflexion verbindet sie mit der Stärke

$$B.$$

Die zugehörige invariante Ruheskala lautet

$$M = |gB|.$$

Sektion 6 hat diese Reflexion innerlich zu

$$K = BU$$

geöffnet.

Für die folgende äußere Bewegung wählen wir einen festen stationären Materiezweig.

Seine innere u/d-Identität bleibt unverändert.

Darum betrachten wir hier nur seine bereits geschlossene L/R-Struktur.

7.8.2 Ein massiver Vortex braucht selbst im Stillstand zeitliche Fortsetzung

Im räumlichen Stillstand gilt

$$\mathbf{k} = 0.$$

Die Leitmodenbilanz aus Sektion 4 wird dann

$$\Omega^2 = M^2.$$

Für den positiven Fortsetzungszweig

$$\Omega = M.$$

Das ist mehr als eine Dispersionsformel.

Es sagt:

> **Die nichtlineare Selbstschließung legt fest, wie viel zeitliche Fortsetzung derselbe Vortex selbst dann tragen muss, wenn sein Kern von einer kosmischen Zeitscheibe zur nächsten räumlich überhaupt nicht versetzt wird.**

Damit können wir Ruhenergie erstmals anschaulich verstehen.

> **Weil ein massiver Vortex selbst im räumlichen Stillstand kein zeitlich unveränderliches Nichts ist. Seine nichtlineare innere Selbstschließung muss von Zeitscheibe zu Zeitscheibe fortgesetzt werden. Die dafür unverlierbar notwendige zeitliche Fortsetzungsrate ist seine Ruhenergie.**

7.8.3 Die Keimform von $E = mc^2$

In den bisher verwendeten natürlichen Einheiten

$$\hbar = c = 1$$

haben zeitliche Fortsetzungsrate und Ruheskala dieselbe Einheit.

Dann lautet der ruhende positive Zweig schlicht

$$\Omega = M.$$

Mit gewöhnlichen Einheiten wird daraus für den spektralen Energieparameter

$$E_{\mathrm{spec},0} = m_{\mathrm{rest}} c^2.$$

Die wichtige Aussage liegt nicht in der Wiedereinführung der Konstanten.

Sie liegt im Mechanismus:

> **Ruhemasse ist die Stärke der nichtlinearen Selbstschließung; Ruhenergie ist die zeitliche Fortsetzungsrate, welche dieselbe selbstgeschlossene Struktur im kosmischen Scheibensolver auch ohne räumliche Bewegung erzwingt.**

Die DGL setzt beide im ruhenden stationären Zweig zueinander in Beziehung.

7.9 Bewegung ist eine Neigung derselben Vortexröhre

7.9.1 Der Kern erscheint auf der nächsten Scheibe seitlich versetzt

Nun betrachten wir denselben Vortex nicht mehr im Stillstand.

Auf der Scheibe t liege sein Kern bei

$$\mathbf{x}_c(t).$$

Auf der nächsten Scheibe liege er bei

$$\mathbf{x}_c(t + dt) = \mathbf{x}_c(t) + d\mathbf{x}.$$

Die Kernlinie ist jetzt nicht mehr parallel zur kosmischen Zeitachse.

Sie ist im X-Block geneigt.

Wir definieren ihre lokale Neigung durch

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{x}}{dt}.$$

Diese Definition wird nicht aus der klassischen Mechanik importiert.

Sie beschreibt direkt, wie weit der Scheibensolver den Kern von einer kosmischen Zeitscheibe zur nächsten seitlich versetzt.

> **Geschwindigkeit ist im Phase-2-Bild die Neigung der fortgesetzten Vortexkernlinie relativ zur kosmischen Zeitrichtung.**

7.9.2 Der Lichtkegel begrenzt die Neigung

Der X-Block besitzt

$$ds_X^2 = dt^2 - d\mathbf{x}^2.$$

Eine zeitartige massive Kernlinie erfüllt

$$ds_X^2 > 0.$$

Damit

$$d\mathbf{x}^2 < dt^2.$$

In Einheiten mit

$$c = 1$$

folgt

$$|\mathbf{v}| < 1.$$

Der Lichtkegel

$$ds_X^2 = 0$$

ist die maximale Neigung.

> **Ein massiver Vortex kann seine Kernlinie immer stärker in räumliche Richtung neigen, aber solange seine Ruheschließung bestehen bleibt, erreicht seine Kernlinie den Lichtkegel nicht.**

Der Lichtkegel ist damit nicht nur eine abstrakte Nullmenge der Determinante.

Er ist die Grenzneigung des kausalen Scheibensolvers.

7.10 Eine geneigte Röhre braucht räumliche Fortsetzung des Feldwertes

7.10.1 Der nächste Kern liegt nicht am selben räumlichen Ort

Im Stillstand konnte der Solver das Profil von

$$(t, \mathbf{x}_c)$$

nach

$$(t + dt, \mathbf{x}_c)$$

fortsetzen.

Bei Bewegung muss dieselbe Vortexstruktur nach

$$(t + dt, \mathbf{x}_c + d\mathbf{x})$$

weitergeführt werden.

Damit reicht die zeitliche Ableitung allein nicht mehr aus.

Der Feldwert besitzt jetzt zusätzlich eine systematische räumliche Änderung.

Der gerichtete X-Operator trägt diese bereits:

$$I\partial_t + I\chi_D\, \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla.$$

Die räumliche Änderung ist also kein nachträglich hinzugefügter Impulsterm.

Sie gehört seit der Auswahl des quaternionischen X-Blocks zur selben gerichteten Fortsetzung.

7.10.2 Die räumliche Phasenrate wird sichtbar

Für eine lokal regelmäßige Fortsetzung schreiben wir

$$\Psi \propto e^{-I\omega t + I\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}.$$

Dann ist $\mathbf{k}$ der Eigenwert der räumlichen Phasenänderung im jeweils ausgewählten Pauli-Kanal.

Die Größe

$$\mathbf{k}$$

sagt damit:

> **Wie stark muss sich die komplexe Feldorientierung über den Raum ändern, damit derselbe Vortex auf der nächsten Zeitscheibe an einem seitlich versetzten Ort als dieselbe fortgesetzte Lösung erscheint?**

Das ist die räumliche Schwester von

$$\omega.$$

Noch nennen wir sie nicht Impuls.

Zuerst muss die DGL zeigen, wie beide zusammengehören.

7.11 Zeitliche und räumliche Phasenrate sind zwei Lesarten derselben X-Fortsetzung

7.11.1 Der X-Operator verbindet beide schon vor jeder mechanischen Benennung

Für einen lokal ausgerichteten stationären Zweig lautete die Leitmodenmatrix bereits in Sektion 4

$$\begin{pmatrix} \omega - k + V_0 & -gB \\ -gB & \omega + k + V_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L \\ R \end{pmatrix} = 0.$$

Schreiben wir

$$\Omega = \omega + V_0$$

und

$$M = |gB|,$$

dann existiert eine nichttriviale L/R-Lösung nur, wenn

$$\Omega^2 - k^2 = M^2.$$

In drei Raumrichtungen wird daraus

$$\Omega^2 - |\mathbf{k}|^2 = M^2.$$

Die Gleichung wurde nicht aus der speziellen Relativitätstheorie in die DGL eingesetzt.

Sie entstand aus

- der Minkowski-Geometrie des X-Operators;
- den entgegengesetzten räumlichen L/R-Fortsetzungen;
- und der nichtlinearen Ruheschließung.

7.11.2 Jetzt verdienen die Größen ihre mechanischen Namen

Wir haben drei geometrische Bedeutungen gefunden:

$$\Omega : \quad \text{vollständige lokale zeitliche Fortsetzungsrate},$$

$$\mathbf{k} : \quad \text{räumliche Phasenfortsetzungsrate},$$

$$M : \quad \text{invariante Ruheschließung}.$$

Erst jetzt benutzen wir die vertrauten Namen:

$$E \mathrel{\widehat{=}} \Omega,$$

$$\mathbf{p} \mathrel{\widehat{=}} \mathbf{k},$$

$$m \mathrel{\widehat{=}} M$$

in natürlichen Einheiten.

Dann lautet dieselbe bereits hergeleitete Beziehung

$$E^2 - \mathbf{p}^2 = m^2.$$

Mit gewöhnlichen Einheiten

$$E^2 = \mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4.$$

> **Energie und Impuls sind damit keine zusätzlichen Eigenschaften des Vortex. Sie sind die zeitliche und räumliche Lesart derselben gerichteten Fortsetzung im X-Block. Masse ist die invariante Selbstschließung, die unter dieser Neuverteilung der Fortsetzung bestehen bleibt.**

7.12 Warum die räumliche Kernneigung und $\mathbf{k}$ dieselbe Bewegung beschreiben

7.12.1 Bis jetzt haben wir zwei Bilder derselben Bewegung

Das erste Bild war geometrisch:

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{x}_c}{dt}.$$

Es beschreibt die Neigung der Vortexkernlinie.

Das zweite Bild war spektral:

$$\mathbf{k}.$$

Es beschreibt die räumliche Phasenfortsetzung der lokalen Leitmode.

Beide müssen dieselbe fortgesetzte Feldstruktur beschreiben.

Sonst hätten wir unbemerkt einen zweiten Bewegungsbegriff eingeführt.

7.12.2 Ein schmales Wellenpaket verbindet beide

Betrachten wir eine lokal gebündelte Fortsetzung aus benachbarten $\mathbf{k}$-Werten.

Ihr Zentrum bewegt sich mit der Gruppengeschwindigkeit

$$\mathbf{v}_g = \nabla_{\mathbf{k}} \Omega.$$

Für lokal konstantes V_0 und M gilt auf dem positiven Zweig

$$\Omega(\mathbf{k}) = \sqrt{M^2 + \mathbf{k}^2}.$$

Daher

$$\mathbf{v}_g = \frac{\mathbf{k}}{\Omega}.$$

Wir identifizieren die Bewegung des lokalisierten Vortexkerns mit dieser Fortsetzungsrichtung:

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{k}}{\Omega}.$$

Damit folgt

$$\mathbf{k} = \Omega \mathbf{v}.$$

Setzen wir dies in

$$\Omega^2 - \mathbf{k}^2 = M^2$$

ein, erhalten wir

$$\Omega^2 (1 - \mathbf{v}^2) = M^2.$$

Also

$$\Omega = \gamma M, \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \mathbf{v}^2}},$$

und

$$\mathbf{k} = \gamma M \mathbf{v}.$$

Die bekannte relativistische Form ist damit nicht unser Ausgangspunkt.

Sie ist die mathematische Kurzschrift der geneigten Vortexröhre.

7.13 Bewegungsbedingte Zeitdilatation ist reine X-Geometrie

7.13.1 Die Kernlinie besitzt eine kürzere invariante Fortsetzung pro kosmischem Zeitschritt

Für die zeitartige Kernlinie gilt

$$d\tau_X^2 = dt^2 - d\mathbf{x}^2.$$

Mit

$$d\mathbf{x} = \mathbf{v}\, dt$$

folgt

$$d\tau_X = dt\sqrt{1-\mathbf{v}^2} = \frac{dt}{\gamma}.$$

Diese Beziehung benötigt

- kein V_0;
- keine Phase 3;
- keine gekrümmte Raumzeit.

Sie folgt direkt aus dem bereits flachen hermiteschen X-Block.

> **Bewegungsbedingte Zeitdilatation entsteht, weil die Vortexkernlinie im Minkowski-X-Block von der kosmischen Zeitachse weg geneigt ist.**

Die kosmische Zeit zwischen zwei Scheiben ist

$$dt.$$

Die invariante zeitartige Länge entlang der geneigten Kernlinie ist

$$d\tau_X < dt.$$

Das ist die SRT-artige Kinematik der Phase 2.

7.13.2 Die Lichtgeschwindigkeit ist die Grenze verschwindender eigener zeitartiger Fortsetzung

Wenn

$$|\mathbf{v}| \to 1,$$

dann

$$d\tau_X \to 0.$$

Die Kernlinie nähert sich dem Lichtkegel.

Ein massiver Vortex mit

$$M > 0$$

kann diese Grenze nur erreichen, wenn

$$\Omega \to \infty.$$

Denn

$$\Omega = \gamma M.$$

Die invariante Ruheschließung verschwindet nicht durch bloße Beschleunigung.

Darum wird die Lichtkegelgrenze für einen massiven Zweig energetisch unerreichbar.

7.14 V_0-bedingte Taktverschiebung ist eine andere Ursache

7.14.1 Ein ruhender Vortex kann schon ohne äußere Neigung anders ticken

Nun kehren wir zum ruhenden Vortex zurück:

$$\mathbf{v} = 0, \qquad \mathbf{k} = 0.$$

Dann gibt es keine kinematische Zeitdilatation durch Neigung.

Trotzdem gilt

$$\Omega = \omega + V_0 = M.$$

Daher

$$\omega = M - V_0.$$

Die kosmisch sichtbare Phasenrate

$$\omega$$

kann sich also ändern, obwohl die Vortexkernlinie weiterhin exakt auf der äußeren Vertikalen liegt.

Die Ursache ist jetzt nicht Bewegung.

Die Ursache ist die stationäre nichtlineare Eigenwirkung

$$V_0.$$

> **Bewegung verändert den beobachteten Takt, weil die Vortexröhre im Minkowski-X-Block geneigt ist. V_0 verändert den Takt, obwohl die Röhre äußerlich ruhen kann, weil der Vortex seine eigene zeitliche Fortsetzung nichtlinear verschiebt.**

7.14.2 Zwei verschiedene Taktverschiebungen dürfen nicht vermischt werden

Wir unterscheiden deshalb zwei Ursachen.

Die kinematische Taktverschiebung entsteht aus der Neigung der Kernlinie im flachen X-Block.

Die dynamische Eigenverschiebung entsteht aus

$$V_0$$

in der nichtlinearen stationären Nullmodenbilanz.

Beide Effekte können später in einer beobachteten Frequenz gemeinsam auftreten.

Aber sie besitzen in Phase 2 verschiedene Ursachen.

Das ist entscheidend für den Übergang zu Phase 3.

7.15 Die Keimform eines gravitativen Redshifts

7.15.1 Derselbe stationäre Zweig an zwei Orten

Betrachten wir zwei Bereiche A und B eines stationären Phase-2-Profils.

Der gleiche Materiezweig trage lokal dieselbe invariante Ruheskala

$$M.$$

Seine stationäre skalare Eigenwirkung sei aber verschieden:

$$V_0(A) \neq V_0(B).$$

Im räumlichen Ruheschnitt gilt lokal

$$\omega(A) = M - V_0(A),$$

$$\omega(B) = M - V_0(B).$$

Damit

$$\omega(A) - \omega(B) = -\big[V_0(A) - V_0(B)\big].$$

Im kosmischen Phase-2-Raster ticken die beiden lokalen Feldphasen verschieden.

7.15.2 Was damit schon gezeigt ist — und was noch nicht

Gezeigt ist:

> **Eine räumlich veränderliche nichtlineare Eigenwirkung V_0 kann identische lokale Ruhestrukturen relativ zur gemeinsamen kosmischen Zeitkoordinate mit verschiedenen Phasenraten fortsetzen.**

Das ist genau die Struktur, aus der später ein gravitativer Redshift lesbar werden kann.

Noch nicht gezeigt ist,

- dass V_0 bereits die vollständige metrische Gravitation ist;
- dass sein Unterschied allein die gemessene Rotverschiebung in jeder Situation bestimmt;
- oder dass bereits die Einstein-Gleichungen gelten.

Phase 3 muss den Darstellungswechsel leisten, durch den dieselbe nichtlineare Eigeninformation als lokale Geometrie gelesen wird.

Darum nennen wir diese Phase-2-Beziehung eine **Keimform** des gravitativen Redshifts.

Nicht mehr.

Aber auch nicht weniger.

7.16 Trägheit: Warum eine bereits geschlossene Struktur nicht kostenlos geneigt werden kann

7.16.1 Ruhe bedeutet nicht fehlende Dynamik

Der ruhende massive Vortex trägt bereits

$$M.$$

Diese Ruheskala ist die unverlierbare L/R-Selbstschließung.

Sie erzwingt

$$\Omega_0 = M.$$

Die Struktur besitzt also schon im Stillstand eine vollständige zeitliche Fortsetzungsbilanz.

7.16.2 Beschleunigung verändert die äußere Fortsetzungsrichtung

Wird der Kern von seiner äußeren Vertikalen weg geneigt, dann entsteht

$$\mathbf{k} \neq 0.$$

Die Ruheschließung

$$M$$

wird dadurch nicht ersetzt.

Die DGL muss jetzt gleichzeitig tragen:

- die unveränderte invariante Selbstschließung;
- die zusätzliche räumliche Fortsetzung.

Darum steigt die notwendige vollständige zeitliche Fortsetzungsrate von

$$M$$

auf

$$\Omega = \sqrt{M^2 + \mathbf{k}^2}.$$

> **Trägheit ist im Phase-2-Bild der zusätzliche Fortsetzungsaufwand, der entsteht, wenn eine bereits nichtlinear selbstgeschlossene Vortexröhre von der äußeren Ruhevertikalen weg geneigt wird, während ihre Ruheschließung erhalten bleiben muss.**

7.16.3 Warum konstante Bewegung keine Reibung ist

Ist eine bestimmte Neigung erreicht, dann besitzen

$$\mathbf{k}, \qquad \Omega$$

feste Werte.

Die geneigte Vortexröhre ist wieder eine selbstkonsistente Fortsetzung.

Sie muss nicht fortlaufend Energie an ein Medium verlieren.

Trägheit ist deshalb kein Widerstand gegen Geschwindigkeit.

Sie betrifft den Übergang zwischen unterschiedlich geneigten selbstkonsistenten Fortsetzungen.

> **Eine konstante Bewegung ist eine andere vollständige Lösungslage. Beschleunigung ist die Änderung zwischen solchen Lagen.**

Das ist die Phase-2-Sprache der Trägheit.

7.17 Was „Energie“ in Phase 2 genau bedeutet

7.17.1 Drei Ebenen dürfen nicht vermischt werden

Wir haben nun eine Größe

$$\Omega$$

gefunden, die in der lokalen Leitmodenbilanz die zeitliche Komponente der Raumzeitfortsetzung trägt.

In natürlichen Einheiten lesen wir sie als Energieparameter.

Diese Aussage ist stark.

Sie bedeutet aber noch nicht automatisch, dass

$$\Omega$$

ohne weitere Normierung identisch mit jeder späteren Form von „Energie“ ist.

Wir unterscheiden drei Ebenen.

Die **Phase-2-Energiegröße**

$$\Omega$$

ist die lokale zeitliche spektrale Fortsetzungsgröße im kosmischen X-Readout.

Die **klassische Gesamtenergie eines ausgedehnten Vortex** wäre bei vorhandener Wirkungsformulierung als räumliches Integral der entsprechenden Noether-Dichte zu bestimmen. Sie hängt zusätzlich von Profil und Normierung ab.

Die **Phase-4-Energie eines quantisierten Zustands** liest dieselbe Fortsetzungsinformation im Tangentialraum eines FQD und versieht die linearen Moden mit diskreten Besetzungen.

7.17.2 Dieselbe Information — anderer Beobachterstandpunkt

Trotz dieser Unterscheidung soll die Kontinuität nicht verloren gehen.

> **Phase 2 sieht Energie aus der kosmischen Perspektive der gesamten Lösung. Phase 4 sieht dieselbe Fortsetzungsinformation aus der lokalen Perspektive eines Beobachters innerhalb der geometrisierten Lösung.**

Phase 4 erzeugt die zeitliche Fortsetzungsinformation nicht neu.

Sie gibt ihr eine lokale metrische und quantisierte Lesart.

7.18 Warum im kausalen Readout jede realisierte Struktur Energie trägt

Die Urtheorie enthält mehr Information als Energie.

Ein Zustand kann

- Farborientierung;
- innere $SU(2)$-Orientierung;
- chirale Struktur;
- Targetidentität;
- räumliches Profil

und weitere nichtskalare Information tragen.

Darum ist

> „Alles ist Energie“

als fundamentale Phase-0-Aussage zu grob.

Aber nach dem kausalen Schnitt gilt etwas Präziseres.

Alles, was im X-Readout physikalisch realisiert ist, muss von einer t-Scheibe zur nächsten gemeinsam mit der restlichen Lösung fortgesetzt werden.

Darum besitzt jede solche Struktur auch eine zeitliche Fortsetzungsbilanz.

> **Alles, was im kausalen X-Readout tatsächlich fortgesetzt, verändert oder miteinander gekoppelt wird, muss auch eine zeitliche Fortsetzungsbilanz besitzen. Deshalb erscheint jede physikalisch realisierte Struktur aus dieser Perspektive zugleich als Energieinhalt.**

Energie erschöpft die Information nicht.

Sie ist die universelle skalare Bilanz ihrer kausalen Fortsetzung.

Das passt zur Rollenverteilung:

> **I liefert den gemeinsamen skalaren Takt; $SU(2)$ und $SU(3)$ sagen, in welcher inneren Richtung sich etwas dabei verändert.**

7.19 Noether kommt am Ende: Mathematik bestätigt die bereits verstandene Energie

7.19.1 Zuerst wussten wir, was die Größe physikalisch tut

Wir haben Energie nicht durch einen Satz der Variationsrechnung definiert.

Wir haben zuerst gesehen:

- ein komplexer Feldzustand wird von t-Scheibe zu t-Scheibe fortgesetzt;
- $I\partial_t$ liest seine Phasenrate;
- die nichtlineare Eigenwirkung verschiebt diese Rate durch V_0;
- die L/R-Selbstschließung setzt ihre invariante Ruheskala;
- räumliche Fortsetzung ergänzt $\mathbf{k}$;
- die DGL verbindet alles zu

$$\Omega^2 - \mathbf{k}^2 = M^2.$$

Damit wissen wir bereits, welche physikalische Information

$$\Omega$$

trägt.

7.19.2 Jetzt erklärt Noether ihre Erhaltung

Falls die zugrunde liegende Wirkungsdarstellung der Ur-DGL unter einer Verschiebung

$$t \longrightarrow t + \epsilon$$

invariant ist, kennt sie keinen ausgezeichneten absoluten Startzeitpunkt.

Noethers Satz ordnet dieser Symmetrie eine erhaltene Größe zu.

Diese erhaltene Größe ist die Energie.

Der formale Generator der Zeittranslation ist

$$I\partial_t.$$

Auf einer stationären Mode

$$e^{-I\omega t}$$

liefert er den zeitlichen Eigenwert.

Die vollständige DGL verschiebt diesen lokal zu

$$\Omega = \omega + V_0.$$

Damit bestätigt Noether die Ontologie, die wir vorher bereits verstanden haben:

> **Diejenige skalare Information, welche die vollständige Feldlösung von einer kausalen Zeitscheibe zur nächsten fortsetzt, ist genau die Größe, deren Erhaltung aus der Unabhängigkeit vom absoluten Startzeitpunkt folgt.**

Noether erklärt, warum Energie erhalten ist.

Die Vortexgeometrie erklärt, was Energie in dieser Theorie misst.

7.20 SRT und der Vorläufer der ART stehen jetzt nebeneinander, aber nicht durcheinander

Phase 2 enthält bereits zwei verschiedene Mechanismen, die später beide die Lesart von Uhren beeinflussen.

7.20.1 SRT-artige Kinematik

Die Minkowski-Geometrie des X-Blocks ist bereits vorhanden.

Eine bewegte massive Vortexröhre besitzt eine geneigte Kernlinie.

Daraus folgen

$$d\tau_X = \frac{dt}{\gamma}$$

und

$$\Omega = \gamma M.$$

Diese Wirkung entsteht aus der äußeren Neigung im flachen X-Block.

7.20.2 Dynamische lokale Taktverschiebung

Die stationäre nichtlineare Eigenwirkung

$$V_0$$

kann die kosmisch sichtbare Phasenrate verschieben, obwohl der Vortex äußerlich ruht:

$$\omega = M - V_0.$$

Diese Wirkung ist nicht kinematisch.

Sie entsteht aus der Selbstwirkung des Feldes.

7.20.3 Phase 3 muss aus der zweiten Wirkung Geometrie machen

Die Theorie behauptet in Phase 2 noch nicht, dass V_0 bereits die fertige gekrümmte Metrik ist.

Phase 3 soll einen Teil der nichtlinearen Eigenwirkung durch eine Hilfsfeld-/Metrikdarstellung ersetzen.

Wenn dieser Darstellungswechsel gelingt, kann die in Phase 2 noch offen im Feldoperator stehende lokale Taktverschiebung als geometrische Zeitwirkung erscheinen.

Damit lautet die saubere Grenze:

> **Phase 2 besitzt bereits die SRT-artige Minkowski-Kinematik und eine dynamische Keimform lokaler gravitativer Taktverschiebung. Die geometrische ART-Lesart der zweiten Wirkung gehört erst zu Phase 3.**

7.21 Träge und gravitative Masse können damit denselben Ursprung haben

7.21.1 Träge Masse ist in Phase 2 bereits anschaulich

Die invariante Ruheskala

$$M$$

stammt aus der nichtlinearen L/R-Selbstschließung.

Wird die Vortexröhre räumlich geneigt, bleibt diese Selbstschließung erhalten.

Darum muss die zeitliche Fortsetzungsgröße wachsen:

$$\Omega = \sqrt{M^2 + \mathbf{k}^2}.$$

Das ist der Mechanismus der trägen Masse.

7.21.2 Gravitative Wirkung stammt ebenfalls aus der nichtlinearen Eigenstruktur

Der skalare Nullmodenanteil

$$V_0$$

stammt aus derselben nichtlinearen stationären Bilanz wie der gerichtete Reflexionsanteil B.

Sektion 4 hatte damit bereits zwei Projektionen derselben tieferen Selbstwirkung:

- B trägt die Ruheschließung;
- V_0 verschiebt die zeitliche Fortsetzung.

Phase 3 wird die nichtlineare Eigenwirkung geometrisch neu darstellen.

Darum liegt die Möglichkeit nahe:

> **Träge und gravitative Masse müssen in dieser Theorie nicht als zwei zufällig gleich große Eigenschaften eingeführt werden. Beide können verschiedene Darstellungen derselben nichtlinearen Selbststruktur sein.**

Der gemeinsame Ursprung ist damit motiviert.

Die exakte Gleichheit ihrer normierten Kopplungen ist dadurch noch nicht bewiesen.

Sie wird zu einer konkreten Konsistenzforderung an Phase 3.

7.22 Rückblick: Was Energie jetzt bedeutet

Wir können die ganze Sektion in einem Bild lesen.

Vor Phase 1

Es gibt die vollständig oktonionisch vermischte Urinformation.

Phase 1

Die Wahl

$$I = e_7$$

macht eine gemeinsame skalare komplexe Orientierung sichtbar.

Frühe Phase 2

Der Base-Space wird als

$$Z = X + IY$$

geordnet.

Eine Änderung derselben komplexen Orientierung kann entlang verschiedener Base-Richtungen gelesen werden.

Nach dem Einrollen

X bleibt begehbare Raumzeit.

Die frühere Y-Änderung wird innere Zustands- und Rotationsinformation.

Kosmischer Scheibensolver

Die periodische I-Orientierung wird entlang

$$t$$

von Scheibe zu Scheibe fortgesetzt.

Ihre Rate ist

$$\omega.$$

Nichtlineare Eigenwirkung

Der Vortex verändert seine eigene zeitliche Bilanz durch

$$V_0,$$

sodass

$$\Omega = \omega + V_0.$$

Nichtlineare Selbstschließung

Die L/R-Reflexion setzt

$$M = |gB|.$$

Im Stillstand

$$\Omega = M.$$

Bewegung

Die Vortexkernlinie wird relativ zur kosmischen Zeitachse geneigt.

Die räumliche Fortsetzung trägt

$$\mathbf{k}.$$

Die DGL verlangt

$$\Omega^2 - \mathbf{k}^2 = M^2.$$

Erst danach nennen wir

$$\Omega$$

Energie,

$$\mathbf{k}$$

Impuls

und

$$M$$

Ruhemasse.

> **Energie ist im kosmischen Phase-2-Readout die skalare zeitliche Fortsetzungsgröße der vollständigen Feldstruktur. Impuls ist ihre räumliche Fortsetzungsgröße. Masse ist die invariante nichtlineare Selbstschließung, die auch im Stillstand einen unverlierbaren zeitlichen Takt erzwingt.**

7.23 Übergang zu Sektion 8: dieselbe primitive I-Orientierung, jetzt von innen gelesen

Sektion 7 hat die äußere Spur der primitiven komplexen Orientierung verfolgt.

Die Wahl

$$I = e_7$$

wurde im kausalen X-Readout entlang der Zeitrichtung gelesen.

Daraus entstand die Kette

$$I \longrightarrow I\partial_t \longrightarrow \omega \longrightarrow \Omega \longrightarrow E.$$

Sektion 8 verfolgt nun die andere Spur.

Phase 1 hat denselben komplexen Ursprung auch im Target-Space sichtbar gemacht.

Dort trägt die relative Phase zwischen Einzelkanal und Dreierraum den Generator

$$Y_{\mathrm{rel}}.$$

Beim Einrollen wird ein Teil der alten skalaren Y-Information auf dem inneren Zweierraum durch

$$T_0$$

dargestellt.

Sektion 6 hat zugleich die reflexionserhaltende Richtung

$$P = T_0 + T_3$$

gefunden.

Sektion 8 muss deshalb nicht mehr fragen, woher eine elektrische Phase grundsätzlich kommen könnte.

Die primitive komplexe Orientierung ist seit Phase 1 vorhanden.

Die noch offene Frage lautet nur:

> **Wie wird dieselbe alte skalare Phaseninformation auf den inzwischen getrennt sichtbaren Target- und inneren Trägern exakt synchronisiert?**

Daraus wird

$$Q.$$

Damit stehen die beiden letzten großen skalaren Begriffe von Phase 2 in einer gemeinsamen Ontologie:

> **Energie und Ladung entstehen als verschiedene Lesarten der Änderung derselben primitiven komplexen Feldorientierung.**

Sektion 7 hat ihre äußere kausale Lesart verstanden.

Sektion 8 schließt die innere Synchronisation.

Mathematiker-Anhang zu Sektion 7

Der Haupttext hat Energie, Impuls und Trägheit aus der Geometrie der Phase-2-Fortsetzung gelesen.

Dieser Anhang wiederholt diese Geschichte nicht.

Er untersucht die mathematischen Strukturen, die daraus weiter folgen:

- die lokale Phasen-1-Form der primitiven I-Orientierung;
- ihre Aufspaltung in X- und Y-Gradienten;
- den vollständigen Hauptsymboloperator der L/R-Fortsetzung;
- die Lorentz-Invariante;
- die Beziehung zwischen Kernneigung und Gruppengeschwindigkeit;
- die invariante Phasenfortsetzung entlang der Kernlinie;
- die lokale WKB-Lesart bei veränderlichem V_0 und B;
- und den präzisen Status der Noether-Energie.

A.1 Die gemeinsame I-Phase als lokale skalare 1-Form

Wo ein nichtverschwindender komplex dargestellter Feldanteil lokal in einen gemeinsamen skalaren Phasenfaktor und einen verbleibenden orientierten Zustand zerlegt werden kann, schreiben wir

$$\Psi = e^{I\theta}\widehat{\Psi}.$$

Dabei trägt

$$\theta$$

nur die gemeinsame skalare I-Orientierung.

Alle nichtabelschen inneren Informationen verbleiben in

$$\widehat{\Psi}.$$

Differentiation ergibt

$$d\Psi = e^{I\theta}\left(d\widehat{\Psi} + I\,d\theta\,\widehat{\Psi}\right).$$

Die skalare Phaseninformation liegt damit lokal in der reellen 1-Form

$$d\theta.$$

Vor dem Einrollen kann sie auf dem vollständigen Base-Space in

$$d\theta = d_X\theta + d_Y\theta$$

zerlegt werden.

Diese Zerlegung erzeugt keine zwei Phasen.

Sie zerlegt den Gradienten derselben lokalen skalaren Orientierung auf zwei Base-Blöcke.

Der nichtabelsche Rest

$$d\widehat{\Psi}$$

enthält zusätzliche Richtungsinformation, die nicht auf $d\theta$ reduziert werden kann.

Damit ist formal sichtbar:

> Die universelle skalare Phase ist eine gemeinsame Information, aber nicht die gesamte Feldinformation.

A.2 Die prä-chirale Helix als explizite Aufspaltung derselben skalaren Phasen-1-Form

Für den in Sektion 4 verwendeten Faktor

$$\Theta = \exp\left\{I\left[-\omega t + h\,n_\nu\left(y^\nu - f^\nu(X)\right)\right]\right\}$$

ist

$$\theta = -\omega t + h\,n_\nu\left(y^\nu - f^\nu(X)\right).$$

Daher

$$d\theta = -\omega\, dt + h\, n_\nu\, dy^\nu - h\, n_\nu \partial_\mu f^\nu\, dX^\mu.$$

Damit sind in einer einzigen skalaren Phasen-1-Form gleichzeitig sichtbar:

- die zeitliche äußere Frequenz ω;
- die alte Y-Modeninformation $h\, n_\nu$;
- und die X-abhängige Änderung des inneren Abschnitts $f^\nu(X)$.

Nach dem Einrollen bleibt der Term

$$-\omega\, dt$$

äußere X-Fortsetzung.

Der frühere Y-Gradient wird dagegen im inneren Readout gespeichert.

Diese Rechnung formalisiert die Aussage des Haupttextes:

Die Rollen trennen sich.

Die primitive komplexe Orientierung wird nicht verdoppelt.

A.3 Hauptsymbol der chiralen X-Fortsetzung

Auf dem Dirac-/Chiralitätsträger lautet der gerichtete Hauptteil des äußeren Operators lokal

$$\mathcal{D}_X = I\partial_t + I\chi_D\, \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla.$$

Die stationäre Nullmode ergänzt

$$V_0 \mathbf{1} - m_0 \mathcal{I}_D,$$

mit

$$m_0 = gB.$$

Damit besitzt der lokale linearisierte Hauptoperator

$$\mathcal{L} = I\partial_t + I\chi_D\, \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla + V_0 \mathbf{1} - m_0 \mathcal{I}_D.$$

Für eine lokale Fourierkomponente

$$\Psi = u\, e^{-I\omega t + I\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}$$

wird

$$\mathcal{L} \longrightarrow \mathcal{P}(\omega, \mathbf{k}) = (\omega + V_0)\mathbf{1} - \chi_D\, \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{k} - m_0 \mathcal{I}_D.$$

Setzen wir

$$\Omega = \omega + V_0.$$

Die geometrischen Relationen

$$\chi_D^2 = \mathbf{1},$$

$$\mathcal{I}_D^2 = \mathbf{1},$$

$$\{\chi_D, \mathcal{I}_D\} = 0$$

sowie die Pauli-Identität

$$(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{k})^2 = |\mathbf{k}|^2 \mathbf{1}$$

lassen die Kreuzterme zwischen räumlicher Fortsetzung und chiraler Reflexion verschwinden.

Die Spektralbedingung schließt daher auf

$$\Omega^2 - |\mathbf{k}|^2 - |m_0|^2 = 0.$$

Mit

$$M = |m_0|$$

folgt

$$\Omega^2 - |\mathbf{k}|^2 = M^2.$$

Damit ist die Minkowski-Invariante nicht nur eine nachträgliche Identifikation der Determinante.

Sie folgt aus der Antikommutation zwischen räumlicher Chiralitätsorientierung und L/R-Reflexion.

A.4 Warum die Ruheschließung eine echte Spektrallücke erzeugt

Für

$$M > 0$$

besitzt die positive lokale Spektralfläche

$$\Omega(\mathbf{k}) = \sqrt{M^2 + \mathbf{k}^2}.$$

Am Ursprung

$$\mathbf{k} = 0$$

liegt

$$\Omega_{\min} = M.$$

Damit besitzt der massive Zweig eine echte Lücke zwischen

$$\Omega = 0$$

und seiner kleinsten positiven zeitlichen Fortsetzungsrate.

Diese Lücke stammt nicht aus einer separat eingesetzten Massenkonstante.

Sie ist der Spektralabstand, den die nichtlineare Reflexionsschließung

$$m_0 \mathcal{I}_D$$

im chiralen Operator öffnet.

Das ist die formale Version der Ruhenergie-Aussage des Haupttextes.

A.5 Kernneigung und Gruppengeschwindigkeit

Für lokal konstantes

$$V_0, \qquad M$$

gilt

$$\omega(\mathbf{k}) = -V_0 + \sqrt{M^2 + \mathbf{k}^2}.$$

Die Gruppengeschwindigkeit eines schmalen Pakets ist

$$\mathbf{v}_g = \nabla_{\mathbf{k}} \omega.$$

Da V_0 in dieser lokalen Näherung nicht von $\mathbf{k}$ abhängt,

$$\mathbf{v}_g = \frac{\mathbf{k}}{\sqrt{M^2 + \mathbf{k}^2}} = \frac{\mathbf{k}}{\Omega}.$$

Damit

$$|\mathbf{v}_g| < 1$$

für

$$M > 0.$$

Umgekehrt

$$\mathbf{k} = \gamma M \mathbf{v}_g,$$

$$\Omega = \gamma M.$$

Die geometrische Kernneigung und die spektrale räumliche Phasenfortsetzung beschreiben damit denselben lokalen Bewegungszweig.

Für

$$M = 0$$

folgt dagegen

$$|\mathbf{v}_g| = 1$$

auf dem nichttrivialen Zweig.

Der Lichtkegel ist somit auch die Geschwindigkeitsgrenze des lokalen Hauptsymbols.

A.6 Die invariante Phasenfortsetzung entlang der geneigten Kernlinie

Für die kovariante lokale DGL-Phasenrate definieren wir entlang einer lokal homogenen Region die 1-Form

$$\pi = -\Omega\, dt + \mathbf{k} \cdot d\mathbf{x}.$$

Sie benutzt bewusst

$$\Omega = \omega + V_0$$

und nicht nur die rohe Fourierfrequenz ω.

Entlang des Paketkerns gilt

$$d\mathbf{x} = \mathbf{v}\, dt,$$

mit

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{k}}{\Omega}.$$

Daher

$$\pi = -\left(\Omega - \frac{\mathbf{k}^2}{\Omega}\right) dt.$$

Mit

$$\Omega^2 - \mathbf{k}^2 = M^2$$

folgt

$$\pi = -\frac{M^2}{\Omega} dt.$$

Da

$$\Omega = \gamma M,$$

erhalten wir

$$\pi = -\frac{M}{\gamma} dt.$$

Und wegen

$$d\tau_X = \frac{dt}{\gamma}$$

schließlich

$$\pi = -M\, d\tau_X.$$

Diese Beziehung ist eine besonders kompakte Verbindung zwischen Ruheschließung, geneigter Kernlinie, lokaler Phasenfortsetzung und Minkowski-Eigenzeit.

Sie besagt:

> Entlang der eigenen zeitartigen Kernlinie wird die kovariante skalare Fortsetzung des massiven Zweigs durch die invariante Ruheskala M pro Eigenzeit bestimmt.

Die rohe koordinatenabhängige Phase $e^{-I\omega t}$ darf damit nicht mit der kovarianten DGL-Phasenrate verwechselt werden, wenn $V_0 \neq 0$.

A.7 Lokale WKB-Lesart bei räumlich veränderlichem $V_0(X)$ und $M(X)$

Sind

$$V_0 = V_0(X), \qquad M = M(X)$$

nicht konstant, existiert im Allgemeinen keine globale einzelne Fourierzahl

$$\omega, \mathbf{k}.$$

Dann kann lokal ein Eikonalansatz verwendet werden:

$$\Psi(X) = A(X)e^{IS(X)}.$$

Wir definieren lokal

$$\omega(X) = -\partial_t S,$$

$$\mathbf{k}(X) = \nabla S.$$

Auf der höchsten Ableitungsordnung liefert das Hauptsymbol die lokale Eikonalgleichung

$$\big[\omega(X) + V_0(X)\big]^2 - |\mathbf{k}(X)|^2 = M(X)^2.$$

Damit

$$\Omega(X) = \omega(X) + V_0(X)$$

und

$$\Omega(X)^2 - \mathbf{k}(X)^2 = M(X)^2.$$

Die niedrigeren WKB-Ordnungen bestimmen Amplitudentransport, Fokussierung, Profiländerung und die Wirkung von Gradienten der lokalen inneren Rahmen.

Damit ist die einfache Dispersion des Haupttextes das lokale Hauptsymbol eines allgemein räumlich veränderlichen nichtlinearen Vortexprofils.

A.8 Die Phase-2-Keimform des Redshifts als stationäre Spektralbeziehung

Für einen stationären ruhenden Zweig mit lokal gleicher Ruheskala

$$M$$

gilt

$$\omega(X) = M - V_0(X).$$

Zwischen zwei Orten

$$A, \qquad B$$

folgt

$$\Delta\omega = \omega(B) - \omega(A) = -\Delta V_0.$$

Für kleine Unterschiede relativ zu einer Referenzfrequenz $\omega_\star$

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_\star} \simeq -\frac{\Delta V_0}{\omega_\star}.$$

Diese Relation ist eine Aussage im kosmischen Phase-2-Readout.

Sie ist noch keine vollständige beobachterabhängige ART-Redshiftformel.

Für eine solche Identifikation muss Phase 3 zeigen,

- wie V_0 in die lokale metrische Zeitstruktur eingeht;
- welche Größe ein lokaler FQD-Beobachter als Eigenfrequenz verwendet;
- und wie Signale zwischen zwei verschiedenen lokalen Rahmen transportiert werden.

Der mathematische Wert dieser Phase-2-Beziehung liegt darin, dass die spätere metrische Darstellung nicht bei null beginnen muss.

Sie erhält bereits eine konkrete lokale Taktverschiebung, die sie geometrisch repräsentieren soll.

A.9 Lorentzstruktur ohne voreiligen Boost von V_0

Die Relation

$$\Omega^2 - \mathbf{k}^2 = M^2$$

besitzt die Minkowski-Form eines Viererkovektors

$$\Pi_\mu = (\Omega, \mathbf{k}).$$

Die zugrunde liegende X-Geometrie wird durch die hermitesche Matrix

$$P = \Omega\, \sigma_0 + \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma}$$

dargestellt.

Ihre Determinante ist

$$\det P = \Omega^2 - \mathbf{k}^2.$$

Unter einer

$$SL(2, \mathbb{C})$$

-Wirkung

$$P \longmapsto SPS^\dagger$$

bleibt

$$\det P$$

erhalten.

Damit besitzt die lokale Spektralbedingung die richtige Lorentz-Invariante.

Wichtig ist jedoch:

$$V_0$$

darf nicht isoliert als Lorentz-Skalar interpretiert und anschließend separat „geboostet“ werden.

Die stationäre Rechnung ist in einem an das lokale Profil angepassten kosmischen Rahmen geschrieben.

Unter einem Wechsel des Inertialrahmens transformiert die vollständige gerichtete DGL-Struktur.

Welche vollständigen Raumzeitkomponenten die nichtlineare Eigenwirkung außerhalb des stationären Ruheschnitts besitzt, gehört zur kovarianten Vervollständigung des Operators.

Der sicher hergeleitete lokale Kern lautet:

$$\Pi^2 = M^2.$$

A.10 Noether-Energie: Erhaltung und absolute Normierung sind zwei verschiedene Fragen

Nehmen wir zusätzlich an, dass die betrachtete Ur-DGL aus einer Wirkung

$$S[\Psi] = \int d^4X\, \mathcal{L}$$

folgt und dass

$$\mathcal{L}$$

keine explizite Abhängigkeit vom absoluten kosmischen Zeitpunkt t besitzt.

Dann liefert die Zeittranslationssymmetrie

$$t \to t + \epsilon$$

nach Noether einen erhaltenen Energiefluss.

Mit einem Energie-Impuls-Tensor

$$T^{\mu}{}_{\nu}$$

ist die Gesamtenergie schematisch

$$E_{\mathrm{N}} = \int_{\Sigma_t} d^3x\, T^{0}{}_{0}.$$

Der Gesamtimpuls lautet entsprechend

$$P_i = -\int_{\Sigma_t} d^3x\, T^0{}_i$$

bis auf Konventionen.

Die lokale spektrale Größe

$$\Omega$$

ist der Eigenwert der zeitlichen Fortsetzung des betrachteten Modus.

Sie bestimmt daher die kinematische Energiekomponente des lokalen Spektrums.

Für einen ausgedehnten nichtlinearen Vortex ist jedoch ohne konkrete Wirkungsnormierung nicht automatisch

$$E_{\mathrm{N}} = \hbar\Omega.$$

Das räumliche Profil und seine Normierung tragen zur integrierten klassischen Energie bei.

Diese Unterscheidung ist wichtig:

> **Die Vortexgeometrie identifiziert, welche lokale Fortsetzungsgröße Energiecharakter besitzt. Noether zeigt ihre Erhaltung. Die absolute Gesamtenergienormierung eines ausgedehnten nichtlinearen Profils ist eine zusätzliche Aussage der Wirkungsnormierung.**

In Phase 4 kommt eine weitere Lesart hinzu.

Für eine normierte lineare quantisierte Mode wird die gleiche Frequenzinformation mit der Energie einer Besetzung verbunden.

A.11 Warum $E = mc^2$ in Phase 2 eine Spektralaussage und noch keine Quantisierungsformel ist

In natürlichen Einheiten lautet die lokale positive Spektralrelation

$$\Omega^2 = \mathbf{k}^2 + M^2.$$

Im Ruheschnitt

$$\mathbf{k} = 0$$

folgt

$$\Omega_0 = M.$$

Mit den gewöhnlichen Einheiten schreiben wir für den spektralen Viererimpuls

$$E_{\mathrm{spec}}^2 = \mathbf{p}_{\mathrm{spec}}^2 c^2 + m_{\mathrm{rest}}^2 c^4.$$

Daher

$$E_{\mathrm{spec},0} = m_{\mathrm{rest}} c^2.$$

Diese Aussage folgt bereits aus der Phase-2-Leitmodengeometrie.

Sie benötigt noch keine Teilchenquantisierung.

Was Phase 4 hinzufügt, ist die diskrete Besetzungslesart der linearen Moden.

Damit muss zwischen zwei Aussagen unterschieden werden:

1. **Phase 2:** Die zeitliche Spektralkomponente eines ruhenden massiven Zweigs entspricht seiner invarianten Ruheskala.
2. **Phase 4:** Eine quantisierte Besetzung dieser linearen Mode trägt die entsprechend normierte diskrete Energie.

A.12 Numerischer Status des Scheibensolvers vor und nach Phase 3

Ein allgemeiner impliziter Phase-2-Schritt kann symbolisch als

$$F\big[\Psi_{n+1}; \Psi_n\big] = 0$$

geschrieben werden.

Die Nichtlinearität kann verlangen, dieses Gleichungssystem iterativ zu lösen.

Der Base-Träger

$$X$$

ist dabei aber fest vorgegeben.

Nach der Phase-3-Neudarstellung besitzt das Problem zusätzlich ein Hilfsfeld beziehungsweise eine metrische Variable g.

Schematisch entsteht

$$F[\Psi_{n+1}, g_{n+1}; \Psi_n, g_n] = 0$$

gemeinsam mit einer Stationaritätsbedingung

$$\frac{\delta S_{\text{eff}}}{\delta g} = 0$$

beziehungsweise der entsprechenden Sattelpunktgleichung.

Damit ist die numerische Differenz nicht bloß eine größere Zahl von Termen.

Die repräsentierte Geometrie wird selbst Teil des gleichzeitig zu bestimmenden Zustands.

Genau deshalb ist die kosmische Phase-2-Sicht auf

$$t \to t + dt$$

konzeptionell besonders transparent.

Offene Punkte nach Sektion 7

Physik

1. **Beobachtbare Bedeutung von V_0 nach Phase 3.**
   Phase 2 zeigt, dass V_0 die kosmisch sichtbare Phasenrate eines stationären Vortex verschiebt. Phase 3 muss bestimmen, wie genau diese Eigenwirkung als lokale metrische Zeitstruktur erscheint und wie daraus der von lokalen Beobachtern gemessene gravitative Redshift folgt.
2. **Vom lokalen Spektralparameter zur absoluten Gesamtenergie eines ausgedehnten Vortex.**
   Ω ist die lokale zeitliche Fortsetzungsgröße der Leitmode. Die absolute klassische Gesamtenergie eines vollständigen nichtlinearen Vortex hängt zusätzlich von Wirkungs- und Profilnormierung ab. Phase 4 liefert anschließend die Besetzungslesart der linearen Moden.
3. **Kernlinie und Schwerpunkt einer allgemeinen nichtlinearen Lösung.**
   Für eine lokalisierte Vortexröhre ist die Kernlinie anschaulich klar. Bei stark deformierten,

überlappenden oder mehrkernigen Lösungen muss präzisiert werden, welche geometrische Linie den makroskopischen Bewegungszweig trägt.

4. **Gemeinsamer Ursprung von träger und gravitativer Masse.**
   Phase 2 motiviert ihn durch die gemeinsame nichtlineare Herkunft von B und V_0. Die exakte Gleichheit der normierten trägen und gravitativen Kopplung ist eine Aufgabe der Phase-3-Darstellung.

Mathematik

1. **Kovariante Vervollständigung der nichtlinearen Eigenwirkung.**
   Die stationäre Rechnung isoliert V_0 als zeitliche Projektion. Für eine vollständig Lorentz-kovariante Beschreibung muss geklärt werden, wie die gesamte Eigenwirkung in einem allgemeinen bewegten lokalen Rahmen im X-Operator erscheint.
2. **Noether-Struktur der konkreten Ur-DGL.**
   Die geometrische Energieidentifikation benötigt keinen expliziten Wirkungsansatz. Eine vollständige Noether-Energie und ihre absolute Normierung verlangen jedoch eine translationsinvariante Wirkungsdarstellung oder eine äquivalente Erhaltungsstruktur.
3. **WKB-Transport jenseits des Hauptsymbols.**
   Die lokale Eikonalgleichung

$$\Omega(X)^2 - \mathbf{k}(X)^2 = M(X)^2$$

   ist das Hauptsymbol. Die nächste Ordnung soll zeigen, wie Amplitude, innere Rahmenrotation, V_0-Gradienten und Profilfokussierung gemeinsam transportiert werden.
4. **Globale Phasen-1-Form und Topologie.**
   Die lokale Zerlegung

$$\Psi = e^{I\theta}\widehat{\Psi}$$

   muss bei Vortizes nicht global einwertig sein. Gerade nichttriviale Windung kann verhindern, dass θ weltweit als einzelne Funktion gewählt werden kann. Die physikalisch relevante Information liegt dann in der lokal definierten Phasen-1-Form und ihrer Holonomie.
5. **Exakte Beziehung zwischen Kernbewegung und Pakettransport.**
   Im lokalisierten schwach deformierten Fall wird die Kernneigung durch die Gruppengeschwindigkeit

$$\mathbf{v} = \mathbf{k}/\Omega$$

   getragen. Für stark nichtlineare Vortizes muss diese Beziehung aus der Bewegung des

tatsächlichen Kernprofils bestätigt werden.

Sprache

1. **„Primitive universelle I-Phase“.**
   Gemeint ist die gemeinsame skalare komplexe Orientierungsrichtung, die nach der Wahl $I = e_7$ allen komplex dargestellten Feldanteilen zur Verfügung steht. Nicht gemeint ist ein einziger globaler Phasenwinkel, der bereits alle nichtabelsche Information des Feldes enthält.
2. **„Takt“.**
   Gemeint ist die periodische Änderung dieser komplexen Orientierung entlang der ausgezeichneten kausalen Zeitrichtung. I allein ist noch keine Uhr. Erst der geordnete t-Scheibensolver macht aus einer periodischen Orientierung einen zeitlichen Takt.
3. **„Energie“.**
   Im Haupttext bezeichnet Energie zunächst die zeitliche Phase-2-Fortsetzungsgröße

   $$\Omega = \omega + V_0.$$

   Sie darf nicht ohne Wirkungs- beziehungsweise Modennormierung mit jeder späteren Gesamt- oder Teilchenenergie gleichgesetzt werden.
4. **„Impuls“.**
   Bezeichnet die räumliche Phase-2-Fortsetzungsgröße $\mathbf{k}$, nachdem ihre Beziehung zur räumlichen Neigung derselben Vortexröhre gezeigt wurde.
5. **„Äußere Vertikale“.**
   Bezeichnet die Kernlinie eines ruhenden Vortex, dessen räumlicher Kernort auf aufeinanderfolgenden kosmischen t-Scheiben unverändert bleibt.
6. **„Zeitdilatation“.**
   Zwei Ursachen sind strikt zu unterscheiden: kinematische Dilatation durch die Minkowski-Neigung der Kernlinie und dynamische Taktverschiebung durch V_0. Erst Phase 3 entscheidet, wie die zweite Wirkung metrisch gelesen wird.
7. **„Alles trägt Energie“.**
   Bedeutet nicht, dass alle physikalische Information auf Energie reduziert werden kann. Es bedeutet: Jede im kausalen X-Readout realisierte Struktur muss auch eine zeitliche Fortsetzungsbilanz besitzen.

Kompakte Übergabe an Sektion 8

Phase 0 enthielt noch keine Energie und keine Ladung.

Phase 1 wählte

$$I = e_7$$

und machte damit erstmals eine gemeinsame skalare komplexe Orientierung sichtbar.

Sektion 7 hat verfolgt, was aus dieser Orientierung wird, wenn ihre Änderung entlang der kausalen X-Zeit gelesen wird.

Der kosmische Scheibensolver misst zunächst die rohe Phasenrate

$$\omega.$$

Die stationäre Eigenwirkung des Vortex verschiebt sie zu

$$\Omega = \omega + V_0.$$

Die nichtlineare L/R-Selbstschließung setzt die invariante Ruheskala

$$M = |gB|.$$

Im Stillstand

$$\Omega = M.$$

Bei räumlicher Neigung der Vortexröhre erscheint zusätzlich

$$\mathbf{k},$$

und die DGL verlangt

$$\Omega^2 - \mathbf{k}^2 = M^2.$$

Erst danach werden

$$\Omega, \qquad \mathbf{k}, \qquad M$$

als Energie, Impuls und Ruhemasse gelesen.

Damit ist die äußere kausale Rolle der primitiven komplexen Orientierung verstanden.

Sektion 8 verfolgt nun ihre innere Rolle.

Die gleiche Wahl $I = e_7$ hatte bereits in Phase 1 den Target-Space als

$$\mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3$$

geordnet.

Die relative skalare Phasenwirkung erscheint dort über

$$Y_{\mathrm{rel}}.$$

Nach dem Einrollen wird ein Teil derselben alten skalaren Y-Information auf dem inneren Zweierraum über

$$T_0$$

dargestellt.

Sektion 6 hat die reflexionserhaltende Richtung

$$P = T_0 + T_3$$

gefunden.

Die letzte Phase-2-Frage lautet daher:

> **Wie wird die eine alte skalare Phaseninformation auf den inzwischen getrennt sichtbaren Trägern exakt synchronisiert?**

Aus dieser Synchronisation entsteht

$$Q.$$

Damit schließen die letzten beiden Sektionen von Phase 2 denselben ontologischen Bogen von zwei Seiten:

> **Energie und Ladung entstehen als verschiedene Lesarten der Änderung derselben primitiven komplexen Feldorientierung.**

toe-phase2-sektion8_v1a.md

This theory was developed by physicist Roland Bollmann (driving intuitive force and primary conceptual development, bollmann@iPhys.de), with Gemini as a brainstorming partner and

ChatGPT assisting with mathematical precision and editorial development.

Sektion 8 — Die masselose neutrale Rotation

Von der reflexionserhaltenden inneren Polphase zur elektromagnetischen Synchronisation

Version v1a — finale Phase-2-Synchronisation mit offener Q-Fernfelddynamik.

Leitgedanke

Das Blockuniversum entwickelt sich nicht Schritt für Schritt. Die vollständige Ur-DGL ist als Ganzes erfüllt. Wenn diese Sektion davon spricht, eine Rotation zu verändern und den entstehenden DGL-Stress zu prüfen, ist damit deshalb kein zeitlicher Reparaturvorgang gemeint.

Wir benutzen dieselbe Probe wie in Sektion 6:

> **Wir verändern gedanklich genau einen bereits getrennt dargestellten Anteil und halten die anderen für einen Moment fest. Das dadurch entstehende Residuum zeigt, welche anderen Anteile in jeder vollständigen Lösung gemeinsam mit ihm ausbalanciert sein müssen.**

Die wirkliche Lösung enthält diese Balance immer schon vollständig.

Sektion 7 hat dazwischen kurz die äußere kausale Lesart der primitiven I-Orientierung betrachtet. Für die folgende innere Synchronisation ändert dieser Exkurs nichts. Wir kehren nun an genau die Stelle zurück, an der Sektion 6 geendet hat.

Sektion 8 beginnt nicht mit einer bekannten Ladungsformel. Sie beginnt mit einer bereits hergeleiteten geometrischen Tatsache aus Sektion 6:

$$P = T_0 + T_3$$

ist die neutrale innere Phasenrichtung, welche den ausgewählten Reflexionsanker unverändert lassen kann.

Damit ist die eigentliche Frage von Sektion 8 sehr klein geworden:

> **Woher erhält der gemeinsame Anteil T_0 dieser reflexionserhaltenden Rotation seinen lokalen Antrieb, wenn Phase 2 dafür kein neues unabhängiges Rotationsfeld einführen darf?**

Die Antwort wird nicht postuliert. Wir verfolgen dazu die bereits vorhandenen Phase-1-Rotationsfelder durch den vollständigen Y-Readout.

Die zentrale Aussage dieser Sektion lautet:

> **Auf dem Phase-1-Dreierraum wirkt der relative $U(1)$-Anteil gleichläufig auf alle drei komplexen Richtungen. Der gleichzeitig vorhandene $SU(3)$-Anteil kann diese Richtungen gegeneinander drehen, verändert aber ihre gemeinsame skalare Phaseninformation nicht. Beim Einrollen des Y-Weges muss genau diese skalare Information der periodischen Y-Abhängigkeit erhalten bleiben. Auf dem fundamentalen inneren Zweierraum kann eine solche richtungsunabhängige Phase nur über den zentralen Generator T_0 gelesen werden.**

Eine Phase-1-Drehung um den Winkel α trägt auf den drei Dreierraumrichtungen gemeinsam die Phase 3α. Eine zentrale innere Drehung

$$e^{I\beta T_0}, \qquad T_0 = \frac{1}{2}\mathbf{1}_2,$$

trägt auf jedem inneren Pol die Phase $\beta/2$. Die Informationsgleichheit derselben skalaren Phaseninformation verlangt daher

$$\frac{\beta}{2} = 3\alpha,$$

also

$$\boxed{\beta = 6\alpha.}$$

Da die reflexionserhaltende Richtung $P = T_0 + T_3$ denselben Winkel β auf T_0 und T_3 verwendet, wird dieselbe physikalische Rotation auf den bereits getrennten Trägern als

$$\boxed{Q = \frac{1}{6}Y_{\mathrm{rel}} + T_3}$$

gelesen.

Diese Formel ist nicht der Ausgangspunkt der Sektion. Sie ist ihr Ergebnis.

8.1 Die beiden neutralen Relativrotationen, die bereits vorhanden sind

8.1.1 Phase 1: Einzelkanal gegen Dreierraum

Nach der Wahl der ausgezeichneten komplexen Richtung

$$I = e_7$$

ordnet Phase 1 den Targetträger als

$$V_1 = \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3.$$

Die lokale relative Phasenfortsetzung zwischen diesen beiden Anteilen wird durch

$$\boxed{Y_{\mathrm{rel}} = \mathrm{diag}(-3, 1, 1, 1)}$$

beschrieben.

Diese vier Zahlen sind keine vier unabhängigen Kopplungen.

Sie bedeuten:

- auf dem Einzelkanal $\mathbb{C}_I$ wirkt die relative Phase mit Gewicht -3;
- auf jeder der drei komplexen Dreierraumrichtungen wirkt dieselbe relative Phase mit Gewicht $+1$.

Für einen kleinen lokalen Phase-1-Winkel α gilt daher schematisch

$$a \in \mathbb{C}_I : \qquad a \longmapsto e^{-3I\alpha} a,$$

und

$$\mathbf{q} \in \mathbb{C}_I^3 : \qquad \mathbf{q} \longmapsto e^{I\alpha} \mathbf{q}$$

solange wir nur den relativen $U(1)$-Anteil betrachten.

Der Ausdruck »relativ« darf dabei nicht missverstanden werden.

Auf dem Dreierraum selbst wirkt der Phase-1-$U(1)$-Anteil **gleichläufig** auf alle drei komplexen Richtungen. Relativ ist erst die vollständige Wirkung auf

$$\mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3,$$

weil der Einzelkanal dazu den dreifachen Gegendrehsinn trägt.

> **Der Phase-1-Drehknopf dreht nicht drei Farben gegeneinander. Er dreht den Einzelkanal gegen den gesamten Dreierraum. Innerhalb des Dreierraums erhalten zunächst alle drei komplexen Richtungen dieselbe Phase.**

8.1.2 Der vollständige Phase-1-Operator auf dem Dreierraum

Phase 1 besitzt zusätzlich die lokale $SU(3)$-Fortsetzung der Dreierraumorientierung.

Die kovariante Ableitung wirkt auf dem Dreierraum schematisch als

$$D\mathbf{q} = (d - IA\,\mathbf{1}_3 - IG^aT_a)\,\mathbf{q}.$$

Damit besitzt der vollständige lokale Generator auf $\mathbb{C}^3_I$ zwei klar verschiedene Aufgaben:

$$\boxed{A\,\mathbf{1}_3 + G, \qquad G := G^aT_a \in \mathfrak{su}(3).}$$

Der erste Anteil

$$A\,\mathbf{1}_3$$

dreht alle drei komplexen Richtungen gleich.

Der zweite Anteil

$$G$$

dreht oder mischt die drei Richtungen gegeneinander.

Da

$$\mathrm{tr}_3\, G = 0,$$

trägt G keine gemeinsame skalare Dreierraumphase.

Diese Unterscheidung ist für Sektion 8 entscheidend:

> **Der Phase-1-$U(1)$-Anteil bestimmt die gemeinsame Phase des Dreierraums. Das $SU(3)$-Rotationsfeld bestimmt dessen interne Farborientierung. Beide gehören zum vollständigen Phase-1-Transport, aber sie tun nicht dasselbe.**

8.1.3 Der Einzelkanal bleibt Teil derselben Rotation

Es wäre falsch, nun nur noch den baryonischen Block zu betrachten und den Einzelkanal zu vergessen.

Derselbe lokale Phase-1-Winkel α, der auf jeder Dreierraumrichtung $+\alpha$ erzeugt, wirkt auf dem Einzelkanal als

$$-3\alpha.$$

Die drei gleichläufigen Dreierraumrichtungen tragen gemeinsam

$$\alpha + \alpha + \alpha = 3\alpha.$$

Damit besitzt die Phase-1-Relativrotation eine einfache vollständige Lesart:

$$\boxed{\mathbb{C}_I : -3\alpha, \qquad \mathbb{C}_I^3 \,\text{gemeinsam} : +3\alpha.}$$

Der Einzelkanal und die gemeinsame Dreierraumphase sind die beiden Seiten derselben relativen Rotation.

Sektion 8 verfolgt beim Einrollen die Dreierraumseite deshalb besonders genau, weil nur dort zusätzlich die $SU(3)$-Mischung G vorhanden ist. Der Einzelkanal wird dadurch nicht entfernt.

8.2 Was Sektionen 5 und 6 bereits festgelegt haben

8.2.1 Der fundamentale innere Zweierraum

Nach dem Einrollen des IY-Anteils wird dessen fundamentale innere Anregung auf

$$W_{\text{iso}} \cong \mathbb{C}^2$$

gelesen.

Die drei relativen inneren Drehgeneratoren sind

$$T_1, \qquad T_2, \qquad T_3.$$

Die gemeinsame zentrale Phase ist

$$\boxed{T_0 = \frac{1}{2}\mathbf{1}_2.}$$

Dabei ist T_0 zunächst nur eine **Generatorrichtung** des inneren $U(2)$-Trägers.

Phase 2 darf daraus nicht automatisch ein neues unabhängiges lokales Rotationsfeld machen.

8.2.2 Die inneren Pole und der Reflexionsanker

Sektion 5 bestimmt zunächst zwei stationäre Eigenrichtungen des fundamentalen inneren Zweierraums und ordnet sie durch ihre Ruheskalen als

$$M_u < M_d.$$

Danach wählen wir die angepasste Basis

$$|u\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad |d\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Im Leptonzweig wurden diese Pole bereits als

$$u = \nu, \qquad d = e$$

benannt.

Diese Benennung benutzte noch keine elektrische Ladung. Sektion 8 kann deshalb später unabhängig prüfen, ob dieselben beiden Pole tatsächlich die Gewichte 0 und -1 tragen.

Sektion 6 öffnet anschließend die bereits aus Sektion 4 bekannte L/R-Selbstschließung auf diesem inneren Zweierraum. Die quadratische Reflexionsabbildung lautet

$$K(H) = \begin{pmatrix} H_d^* & -H_u^* \\ H_u & H_d \end{pmatrix}.$$

Für den an den Referenzpol angepassten Zustand schreiben wir

$$H_\star = (0, v), \qquad K_\star = v\mathbf{1}_2.$$

K erzeugt die Polachse nicht. Es schließt die beiden Dirac-Fortsetzungen entlang der bereits vorhandenen inneren Geometrie.

8.2.3 Die reflexionserhaltende Polphase

Die beiden reinen Polphasen sind

$$P_u = T_0 + T_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$P_d = T_0 - T_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Mit der in Sektion 6 verwendeten Referenzkonvention ist die relevante reflexionserhaltende Richtung

$$\boxed{P := P_u = T_0 + T_3.}$$

Für

$$V(\beta) = e^{I\beta P} = \mathrm{diag}(e^{I\beta}, 1)$$

führt die quaternionische Fortsetzung dieselbe Phase auf die komplementäre Dirac-Seite so weiter, dass

$$\boxed{\delta_P K_\star = 0.}$$

> **Die Phase am Referenzpol d bleibt stehen. Die orthogonale innere Richtung u darf ihre Phase verändern, und die vollständige Reflexion führt diese Änderung auf beiden Dirac-Fortsetzungen passend mit.**

Damit ist die innere Form der gesuchten masselosen neutralen Rotation bereits bekannt.

Noch offen ist nur:

> **Welches bereits vorhandene lokale Rotationsfeld bedient den gemeinsamen Anteil T_0 dieser Richtung?**

8.3 Warum T_0 keinen neuen Drehknopf bekommen darf

Phase 2 hat beim Einrollen vier innere Generatorrichtungen sichtbar gemacht:

$$T_0, \quad T_1, \quad T_2, \quad T_3.$$

Das bedeutet nicht, dass vier neue unabhängige lokale Felder aus dem Nichts entstanden sind.

Die Grundregel der gesamten Theorie lautet:

> **Ein Darstellungswechsel darf neue Ablageorte und neue Generatorformen sichtbar machen, aber keine neue physikalische Information erzeugen.**

Für T_1, T_2, T_3 ist die relative innere Rotationsgeometrie des eingerollten Y-Blocks sichtbar.

Für die zentrale Richtung T_0 müssen wir dagegen prüfen, ob ihre lokale Betätigung bereits durch eine vorher vorhandene Phase getragen wird.

Wir dürfen nicht argumentieren:

> »Wir brauchen T_0, also muss Phase 1 ihn bedienen.«

Das wäre Wunschdenken.

Wir müssen den vollständigen Phase-1-Y-Operator tatsächlich durch das Einrollen verfolgen.

8.4 Ein allgemeiner baryonischer Phase-2a-Zustand

8.4.1 Der Zustand vor dem Einrollen

Wir betrachten keine einzelne festgelegte Farbe, sondern einen allgemeinen baryonischen Anteil

$$\mathbf{q}(X, Y) \in \mathbb{C}^3_I.$$

Der zugehörige Phase-2a-Zustand sei schematisch

$$\Psi_B^{(2a)}(X, Y) = \mathbf{q}(X, Y) \otimes \psi_X(X),$$

wobei die äußere Spinantwort für die folgende innere Phasenrechnung nur mitgeführt wird.

Phase 2a ordnet den vollständigen Phase-1-Operator als

$$D_Z^{(1)} \longrightarrow D_X^{(1)} - I D_Y^{(1)}.$$

Der Y-Block bleibt vollständig erhalten.

Auf dem baryonischen Dreierraum besitzt sein relevanter interner Anteil daher die Form

$$\boxed{D_Y^B = d_Y - IA_Y\,\mathbf{1}_3 - IG_Y, \qquad G_Y \in \mathfrak{su}(3).}$$

Das ist der Gegenstand, den Phase 2b einrollen muss.

Nicht nur

$$\mathbf{q}(X, Y),$$

sondern auch die Y-Abhängigkeit der bereits vorhandenen Phase-1-Rotationsfelder gehört zum selben Readout.

8.4.2 Die eine skalare Information der periodischen Y-Abhängigkeit

Betrachten wir eine geschlossene periodische Y-Fortsetzung γ_Y.

Der vollständige baryonische Transport entlang dieser Schleife ist eine $U(3)$-Transformation

$$C_B(\gamma_Y) \in U(3).$$

Sie enthält

- die gemeinsame Phase aus A_Y;
- die relative Farborientierung aus G_Y.

Wir fragen nun nicht, wohin jede einzelne Farbrichtung nach einer vollständigen Periode zeigt.

Wir fragen nur:

> **Welche gemeinsame komplexe Phase tragen die drei Dreierraumrichtungen zusammen?**

Für eine infinitesimale Fortsetzung ist die Antwort unmittelbar

$$\operatorname{tr}\left(A_Y\mathbf{1}_3 + G_Y\right) = 3A_Y.$$

Für den vollständigen geschlossenen Transport lautet dieselbe Aussage

$$\det C_B(\gamma_Y) = \exp\left(-I\,3\oint_{\gamma_Y} A_Y\right)$$

bis auf die gemeinsame Orientierungskonvention.

Der $SU(3)$-Anteil verändert diese Determinante nicht.

Damit besitzt der vollständige baryonische Phase-1-Transport exakt eine richtungsunabhängige skalare Information der periodischen Y-Abhängigkeit:

$$\boxed{\Phi_B = 3\alpha, \qquad \alpha := \oint_{\gamma_Y} A_Y.}$$

> **Während der $SU(3)$-Anteil die drei komplexen Dreierraumrichtungen gegeneinander umordnen kann, laufen ihre drei gleichen Phase-1-$U(1)$-Phasen gemeinsam weiter. Nach einer vollständigen Periode enthält der Dreierraum deshalb eine einzige skalare Phaseninformation: die Summe der drei gleichen Phasen.**

8.4.3 Die Gegenseite im Einzelkanal

Auf dem Einzelkanal wirkt derselbe Phase-1-Winkel mit Gewicht -3.

Der entsprechende Phasenfortschritt über eine vollständige Periode trägt daher

$$\Phi_\ell = -3\alpha.$$

Damit bleibt die vollständige Phase-1-Relativstruktur erhalten:

$$\boxed{\Phi_\ell = -\Phi_B.}$$

Das Einrollen des baryonischen Y-Weges erzeugt also keine neue gemeinsame Phase.

Es macht nur eine Phase separat lesbar, die im vollständigen Y_{rel}-Transport bereits enthalten war.

8.5 Das Einrollen: warum die Phase-1-Rotationsfelder eindeutig T_0 bedienen

8.5.1 Was beim Einrollen tatsächlich seinen Darstellungsort wechselt

Beim Einrollen hört Y auf, ein begehbarer Base-Ort zu sein.

Damit verschwindet nicht seine Wirkung aus der DGL. Die bisher entlang Y getragene Information wird auf innere Modenzustände und auf die entlang X weitergeführte innere Rotationswirkung umgeschrieben.

Der Targetträger

$$V_1 = \mathbb{C}_I \oplus \mathbb{C}_I^3$$

bleibt als Materieidentität erhalten. Was nicht erhalten bleiben kann, ist eine **eigenständige Abhängigkeit von der entfernten Base-Koordinate Y**.

Für den baryonischen Phase-1-Transport bedeutet das:

$$A_Y \mathbf{1}_3 + G_Y$$

wird nach dem Einrollen nicht gelöscht. Seine Wirkung muss in der neuen inneren Darstellung wieder lesbar sein.

Dabei sind zwei Teile zu unterscheiden:

- $G_Y \in \mathfrak{su}(3)$ enthält die relative Orientierung der drei komplexen Dreierraumrichtungen;
- $A_Y \mathbf{1}_3$ enthält die eine gemeinsame komplexe Phase dieser drei Richtungen.

Sektion 8 benötigt nur den zweiten Anteil, denn T_0 ist selbst eine skalare, richtungsunterscheidungsfreie Generatorrichtung.

8.5.2 Die wahre Generatorfrage

Wir stellen die Frage nun ausschließlich in Generatorensprache.

Vor dem Einrollen ist die vollständige baryonische Phase-1-Rotation ein Element von

$$U(3).$$

Nennen wir eine solche endliche Rotation

$$C \in U(3).$$

Nach dem Einrollen suchen wir daraus genau **eine** skalare Phasenwirkung auf

$$W_{\mathrm{iso}} \cong \mathbb{C}^2,$$

die keine Farbrichtung unterscheiden kann.

Eine solche Zuordnung sei

$$\chi : U(3) \longrightarrow U(1).$$

Sie muss drei elementare Eigenschaften besitzen.

Erstens: Hintereinanderausführen bleibt Hintereinanderausführen

Werden vor dem Einrollen zwei Phase-1-Rotationen C_1 und C_2 nacheinander ausgeführt, dann ist ihr vollständiger Transport

$$C_1 C_2.$$

Der Darstellungswechsel darf daraus nach dem Einrollen keine andere Kompositionsregel machen.

Daher muss gelten

$$\boxed{\chi(C_1 C_2) = \chi(C_1)\chi(C_2).}$$

Die skalare innere Antwort ist also ein stetiger eindimensionaler Gruppencharakter des vorhandenen $U(3)$-Transportes.

Zweitens: reine Farbmischung darf die skalare Phase nicht verändern

Für

$$U \in SU(3)$$

wird nur die relative Orientierung der drei komplexen Dreierraumrichtungen verändert.

Eine gemeinsame Phase auf W_{iso} darf davon nicht abhängen.

Also

$$\boxed{\chi(U) = 1 \qquad \text{für alle } U \in SU(3).}$$

Drittens: der Readout darf verschiedene skalare Phasen nicht zusammenwerfen

Die skalare Phase, die vor dem Einrollen vorhanden war, soll nach dem Einrollen dieselbe Information auf einem anderen Träger sein.

Die Zuordnung auf dem verbleibenden skalaren Quotienten muss daher invertierbar sein. Mehrfachüberdeckungen, die verschiedene ursprüngliche Phasen auf denselben inneren Phasenwert abbilden, wären kein informationsäquivalenter Readout derselben Phaseninformation.

Diese drei Aussagen fixieren die Zuordnung vollständig.

8.5.3 Es gibt genau eine primitive farbunabhängige Phase

Weil χ jede reine $SU(3)$-Rotation ignoriert, hängt $\chi(C)$ nur von derjenigen Information in C ab, die nach Herausnahme aller relativen Farbmischungen übrig bleibt.

Mathematisch ist

$$U(3)/SU(3) \cong U(1).$$

Die kanonische Abbildung auf diesen skalaren Quotienten ist

$$\det : U(3) \longrightarrow U(1).$$

Daher besitzt jeder stetige farbunabhängige Charakter die Form

$$\chi_n(C) = (\det C)^n, \qquad n \in \mathbb{Z}.$$

In wahrer Sprache bedeutet das nichts Geheimnisvolles:

> **Wenn wir die Farbmischung vergessen und aus der dreikomponentigen Phase-1-Rotation nur eine einzige komplexe Phase behalten wollen, müssen wir die drei Phasen zusammenzählen. Eine reine $SU(3)$-Drehung fügt dabei insgesamt nichts hinzu.**

Für eine gemeinsame Phase

$$C(\alpha) = e^{I\alpha}\mathbf{1}_3$$

trägt jede der drei komplexen Richtungen den Winkel α. Ihre einzige farbunabhängige Gesamtphase ist deshalb

$$\alpha + \alpha + \alpha = 3\alpha.$$

Die Determinante ist nur die kompakte mathematische Schreibweise dafür:

$$\det C(\alpha) = e^{I3\alpha}.$$

Es wird hier kein räumliches Volumen und keine zusätzliche Volumenerhaltungsbedingung postuliert.

Wir lesen nur die **eine skalare Phaseninformation**, die ein $U(3)$-Transport nach Entfernung seiner $SU(3)$-Orientierungsinformation besitzt.

8.5.4 Warum keine mehrfache Übernahme erlaubt ist

Formal wären auch

$$\chi_n(C) = (\det C)^n$$

mit

$$|n| > 1$$

stetige farbunabhängige Gruppenwirkungen.

Sie sind jedoch keine informationsäquivalente Umbenennung derselben skalaren Phase.

Auf dem Quotientenkreis

$$U(3)/SU(3) \cong U(1)$$

wirkt

$$z \longmapsto z^n.$$

Für $|n| > 1$ ist diese Abbildung nicht injektiv: mehrere verschiedene ursprüngliche Phasen besitzen dasselbe Bild.

Für $n = 0$ geht die Phase vollständig verloren.

Ein invertierbarer Darstellungswechsel derselben skalaren Information erlaubt deshalb nur

$$\boxed{n = \pm 1.}$$

Das Vorzeichen ist die globale Orientierungswahl.

Für den direkten Materiezweig wählen wir

$$\boxed{n = +1.}$$

Damit ist die zentrale innere Phaseninformation eindeutig

$$\boxed{\chi(C) = \det C.}$$

Auf Generatorniveau folgt daraus sofort

$$A_Y \mathbf{1}_3 + G_Y \quad \longmapsto \quad \mathrm{tr}_3(A_Y \mathbf{1}_3 + G_Y).$$

Wegen

$$\mathrm{tr}_3\, G_Y = 0$$

erhalten wir

$$\boxed{A_Y \mathbf{1}_3 + G_Y \quad \longmapsto \quad 3A_Y.}$$

Das ist der gesuchte direkte Zusammenhang der Generatoren.

Der Phase-1-$SU(3)$-Anteil bleibt als Farborientierungsinformation erhalten, bedient aber nicht die skalare innere Richtung.

Der gemeinsame Phase-1-$U(1)$-Anteil bedient nach dem Einrollen genau den zentralen inneren Generator T_0 und keine der relativen Richtungen T_1, T_2, T_3.

8.5.5 Der Einzelkanal zeigt, dass keine neue Phase entstanden ist

Der Faktor drei wurde eben aus dem baryonischen $U(3)$-Transport hergeleitet.

Er ist aber bereits im vollständigen Phase-1-Generator enthalten.

Denn derselbe lokale Phase-1-Winkel α wirkt auf dem Einzelkanal als

$$-3\alpha.$$

Die farbunabhängige Gesamtphase des Dreierraums lautet gleichzeitig

$$+3\alpha.$$

Damit gilt

$$\boxed{\Phi_{\mathbb{C}} = -\Phi_{\mathbb{C}^3,\,\mathrm{skalar}}.}$$

Das Einrollen erzeugt also keine neue skalare Phase.

Es macht die bereits in Y_{rel} enthaltene Gegenphase des Dreierraums auf einem neuen inneren Träger separat lesbar.

> **Phase 1 hatte schon genau eine relative Phase: Der Einzelkanal läuft dreifach gegen die drei gemeinsam gedrehten Dreierraumrichtungen. Phase 2 erfindet diese Phase nicht neu. Es nimmt der früher räumlich durch Y getragenen Dreierraumphase nur ihren alten Darstellungsort und schreibt ihren farbunabhängigen Anteil als gemeinsame innere Drehung weiter.**

8.5.6 Die Winkelübersetzung zu T_0

Auf dem inneren Zweierraum ist die zentrale Generatorrichtung

$$T_0 = \frac{1}{2}\mathbf{1}_2.$$

Eine Rotation mit Parameter β wirkt deshalb als

$$e^{I\beta T_0} = e^{I\beta/2}\mathbf{1}_2.$$

Die primitive farbunabhängige Phase des Phase-1-Dreierraums ist

$$e^{I3\alpha}.$$

Da beide nach 6.5.2–6.5.4 dieselbe skalare Phaseninformation vor und nach dem Einrollen darstellen, muss gelten

$$e^{I\beta/2} = e^{I3\alpha}.$$

Infinitesimal beziehungsweise auf der gewählten primitiven Verzweigung folgt

$$\frac{\beta}{2} = 3\alpha.$$

Damit

$$\boxed{\beta = 6\alpha.}$$

Die Sechs ist somit vollständig geometrisch fixiert:

- die **Drei** stammt aus der einzigen farbunabhängigen skalaren Wirkung des Phase-1-$U(3)$-Transportes;
- die **Zwei** stammt aus der Normierung des zentralen inneren Generators

$$T_0 = \frac{1}{2}\mathbf{1}_2.$$

Keine elektrische Ladung wurde als Eingabe benutzt.

Keine Trialitätsrolle wurde vorausgesetzt.

Keine zusätzliche Spur-null-Bedingung wurde in Sektion 8 eingeführt.

Und kein späterer Operatorbeweis wird mehr benötigt, um diese Zuordnung zu retten: Sie folgt bereits aus der Generatorstruktur und der Informationsäquivalenz des Einrollreadouts.

8.6 Von P zu Q — ohne die gemeinsame Phase doppelt zu zählen

8.6.1 Ein neuer Darstellungsort darf keine zweite Phase erzeugen

Sektion 6 hat die reflexionserhaltende innere Rotation

$$P = T_0 + T_3$$

gefunden.

Eine Rotation entlang P verwendet denselben inneren Winkel β auf beiden Generatoranteilen:

$$e^{I\beta(T_0+T_3)}.$$

Aus Sektion 8.5 wissen wir zugleich, woher der gemeinsame Anteil T_0 kommt.

Er ist keine neue lokale Phase.

Er stellt auf W_{iso} dieselbe farbunabhängige skalare Dreierraumphase dar, die Phase 1 bereits getragen hat.

Damit entsteht eine unvermeidliche physikalische Frage:

> **Wenn dieselbe gemeinsame Phaseninformation jetzt auf dem inneren Zweierraum ausdrücklich sichtbar wird, wo bleibt sie dann im alten Targetfaktor?**

Die Antwort folgt aus dem Grundprinzip aller Darstellungswechsel dieser Theorie:

> **Ein neuer Darstellungsort erzeugt keinen neuen Freiheitsgrad. Was auf dem neuen Träger ausdrücklich geschrieben wird, darf auf dem alten Träger nicht ein zweites Mal gezählt werden.**

Die gemeinsame Dreierraumphase besitzt auf dem Phase-1-Targetträger die skalare Wirkung

$$3Y_{\mathrm{com}}, \qquad Y_{\mathrm{com}} = \mathbf{1}_4.$$

Auf dem inneren Zweierraum trägt dieselbe Phaseninformation wegen

$$T_0 = \frac{1}{2}\mathbf{1}_2$$

und des bereits hergeleiteten Verhältnisses

$$\beta = 6\alpha$$

die Wirkung

$$6T_0 = 3\mathbf{1}_2.$$

Wenn wir diese gemeinsame Phase auf dem inneren Faktor sichtbar machen, muss sie deshalb aus dem alten Targetfaktor herausgenommen werden.

Erst jetzt schreiben wir die entsprechende Identität:

$$\left(Y_{\mathrm{rel}} - 3Y_{\mathrm{com}}\right) \otimes \mathbf{1}_2 + \mathbf{1}_4 \otimes 6T_0 = Y_{\mathrm{rel}} \otimes \mathbf{1}_2.$$

Die Formel sagt nichts anderes als die vorherige Physik:

> **Die gemeinsame Dreierraumphase wurde nicht verdoppelt. Sie hat nur ihren Darstellungsort gewechselt. Beide sichtbaren Faktoren zusammen tragen exakt wieder die alte Phase-1-**

> **Information.**

8.6.2 Die relative T_3-Wirkung bleibt als sichtbare innere Unterscheidung stehen

Die reflexionserhaltende Rotation enthält aber nicht nur den gemeinsamen Anteil T_0.

Sie enthält auch

$$T_3.$$

Dieser Anteil dreht die beiden inneren Pole relativ zueinander und kann deshalb nicht in den alten gemeinsamen Targetanteil zurückgeschrieben werden.

Für denselben alten Phase-1-Winkel α trägt die vollständige innere reflexionserhaltende Rotation wegen

$$\beta = 6\alpha$$

den Generator

$$6(T_0 + T_3).$$

Setzen wir diese vollständige innere Wirkung in die eben verstandene Umverteilung ein, erhalten wir

$$\begin{aligned}&\left(Y_{\mathrm{rel}} - 3Y_{\mathrm{com}}\right) \otimes \mathbf{1}_2 + \mathbf{1}_4 \otimes 6(T_0 + T_3)\\ &= Y_{\mathrm{rel}} \otimes \mathbf{1}_2 + \mathbf{1}_4 \otimes 6T_3.\end{aligned}$$

Jetzt ist sichtbar, was nach der reinen Umverteilung wirklich zusätzlich unterschieden bleibt:

der relative innere Anteil T_3.

Lesen wir die Gesamtwirkung pro gemeinsamem inneren Winkel β, folgt

$$Q = \frac{1}{6}Y_{\mathrm{rel}} + T_3.$$

Das ist keine formale Operatorgleichung

$$T_0 = \frac{1}{6}Y_{\mathrm{rel}}.$$

Die beiden Generatoren leben auf verschiedenen Trägern.

Die korrekte Aussage lautet:

> **Der T_0-Anteil von P und der Phase-1-Anteil $Y_{\mathrm{rel}}/6$ sind zwei Darstellungen derselben lokalen skalaren Phasenänderung. Nach ihrer informationsgetreuen Umverteilung bleibt T_3 als relative innere Wirkung stehen. Genau diese gemeinsame physikalische Rotation wird durch Q beschrieben.**

8.6.3 Warum Q im Kern dieselbe geometrische Richtung wie P ist

P war die rein innere Beschreibung:

$$P = T_0 + T_3.$$

Q ist keine neue neutrale Symmetrie, die nachträglich daneben gestellt wird.

Es ist dieselbe reflexionserhaltende Phasenrichtung, nachdem der Ursprung ihres gemeinsamen Anteils T_0 wieder auf die bereits vorhandene Phase-1-Rotation zurückgeführt und ohne Doppelzählung auf den richtigen Trägern dargestellt wurde:

$$P \quad \longrightarrow \quad Q = \frac{1}{6} Y_{\mathrm{rel}} + T_3.$$

Damit beantwortet Sektion 8 nur eine einzige, inzwischen vollständig geschlossene Frage:

> **Wie sieht die in Sektion 6 gefundene reflexionserhaltende Polphase aus, wenn ihr gemeinsamer Anteil nicht als neuer innerer Drehknopf, sondern als die bereits vorhandene Phase-1-Phaseninformation geschrieben wird?**

Der optionale Restoperator, der nach dieser Umverteilung allein auf V_1 zurückbleibt, ist für die Herleitung von Q nicht nötig und wird erst im Mathematiker-Anhang notiert.

8.7 Die elektrischen Übersetzungsverhältnisse

8.7.1 Acht fundamentale Materiemuster

Die vier Phase-1-Materiestrukturen sind

$$\ell, \qquad q_r, \qquad q_g, \qquad q_b.$$

Jede trägt die beiden inneren Pole u, d.

Damit schreiben wir die acht fundamentalen Materiemuster als

$$(\ell_u, \ell_d, q_{r,u}, q_{r,d}, q_{g,u}, q_{g,d}, q_{b,u}, q_{b,d}).$$

Diese Schreibweise ist nur vollständige Buchhaltung. Sie erzeugt keinen neuen achtdimensionalen Base-Space.

8.7.2 Direkte Wirkung von Q

Auf dem Einzelkanal besitzt

$$\frac{1}{6} Y_{\mathrm{rel}}$$

das Gewicht

$$-\frac{1}{2}.$$

Auf jeder Dreierraumrichtung besitzt es das Gewicht

$$+\frac{1}{6}.$$

Für

$$T_3 = \frac{1}{2}\,\mathrm{diag}(1, -1)$$

gelten auf den beiden inneren Polen

$$u: \quad +\frac{1}{2}, \qquad d: \quad -\frac{1}{2}.$$

Damit folgt unmittelbar:

$$\ell_u : -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0,$$

$$\ell_d : -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -1,$$

$$q_u : \frac{1}{6} + \frac{1}{2} = \frac{2}{3},$$
$$q_d : \frac{1}{6} - \frac{1}{2} = -\frac{1}{3}.$$

Die drei Farbrichtungen bleiben gleichberechtigt.

Auf den acht fundamentalen Materiemustern wirkt Q daher als

$$\boxed{Q \mathrel{\widehat{=}} \left(0, -1, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}\right).}$$

Noch ist dies nur die geometrische Wirkung einer neutralen Rotationsrichtung.

8.7.3 Erst jetzt: elektrische Ladung

Die Zahlen

$$0, \quad -1, \quad \frac{2}{3}, \quad -\frac{1}{3}$$

sagen, wie stark die vier fundamentalen Materiemuster dieselbe Q-Rotation mittragen.

Für einen kleinen Rotationswinkel ϑ bedeutet zum Beispiel

$$Q|\ell_d\rangle = -|\ell_d\rangle$$

nur

$$|\ell_d\rangle \longmapsto e^{-I\vartheta}|\ell_d\rangle.$$

Erst an dieser Stelle verwenden wir den historischen Namen **elektrische Ladung** für diese festen Übersetzungsverhältnisse.

fundamentales Materiemuster	Q-Gewicht	elektrische Lesart
ℓ_u	0	0
ℓ_d	-1	-1
q_u	$+2/3$	$+2/3$
q_d	$-1/3$	$-1/3$

Elektrische Ladung ist damit in dieser Darstellung keine zusätzlich eingesetzte Teilcheneigenschaft.

> **Sie ist das feste Übersetzungsverhältnis, mit dem ein fundamentales Materiemuster die eine reflexionserhaltende neutrale Q-Rotation trägt.**

Für den Leptonzweig schließt sich damit eine unabhängige Konsistenzprüfung.

Sektion 5 hatte die beiden stationären Pole ausschließlich über ihre Ruheskalen geordnet:

$$u = \nu, \qquad d = e.$$

Sektion 8 benutzt diese Massenordnung nicht zur Ladungsherleitung und findet dennoch

$$Q_\nu = 0, \qquad Q_e = -1.$$

> **Der leichtere und der schwerere leptonische Pol wurden zuerst durch ihre stationäre Selbstschließung unterschieden. Die elektrische Synchronisation bestätigt dieselbe Zuordnung anschließend unabhängig.**

8.8 Äußerer Spin, Dirac-Fortsetzung und konjugierter Zweig

8.8.1 Äußerer Spin bleibt unabhängig

Der äußere Raumzeitspin lebt auf

$$S_X \cong \mathbb{C}^2.$$

Die Q-Synchronisation wurde vollständig auf

$$V_1 \otimes W_{\mathrm{iso}}$$

bestimmt.

Darum wirkt Q auf dem äußeren Spinträger mit der Identität.

Eine Änderung von Spin-up zu Spin-down verändert das elektrische Übersetzungsverhältnis nicht.

Innerer u/d-Träger und äußerer Spin bleiben geometrisch verschiedene Rotationsfreiheiten.

8.8.2 Das T_3 der Endform ist keine rein linke Direktwirkung

Der aus Y stammende primäre innere Transport besitzt im Materiezweig direkten Support nur auf der entsprechenden Dirac-Etage.

Sektion 6 hat jedoch gezeigt, dass die quaternionische Reflexion die reflexionserhaltende Polphase auf die komplementäre Dirac-Fortsetzung mitführt.

Darum darf die Endform

$$Q = \frac{1}{6} Y_{\mathrm{rel}} + T_3$$

nicht wieder so gelesen werden, als wirke T_3 ausschließlich als nackter direkter $P_L \otimes T_3$-Term.

Das T_3 in Q bezeichnet die bereits durch den vollständigen Reflexionsschluss fortgesetzte Wirkung derselben neutralen Polphase.

8.8.3 Konjugierter Materiezweig

Der konjugierte Zweig benutzt keinen zweiten elektromagnetischen Generator.

Er trägt dieselbe Q-Richtung in entgegengesetzter komplexer Orientierung.

Damit kehren sich die nichtverschwindenden Übersetzungsverhältnisse um:

$$q_{\bar{\ell}_u} = 0, \qquad q_{\bar{\ell}_d} = +1,$$

$$q_{\bar{q}_u} = -\frac{2}{3}, \qquad q_{\bar{q}_d} = +\frac{1}{3}.$$

> **Materie und konjugierte Materie gehören zur selben neutralen Rotationsgeometrie. Die ausgezeichnete komplexe Orientierung ist entgegengesetzt.**

8.9 Warum Q aus der Phase-2-Reflexion

keine Ruheskala erhält

Sektion 4 und Sektion 6 haben die Phase-2-Ruheskala an einen nichtverschwindenden Reflexionsschluss gebunden.

Die Stärke dieses Schlusses ist

$$B,$$

und der zugehörige lokale Massenmaßstab lautet

$$M = |gB|.$$

Die innere Richtung

$$P = T_0 + T_3$$

wurde gerade dadurch ausgezeichnet, dass die vorhandene Reflexionsabbildung unter ihr unverändert bleibt:

$$\delta_P K_\star = 0.$$

Sektion 8 hat P nicht durch einen neuen Generator ersetzt.

Sie hat nur den gemeinsamen T_0-Anteil derselben physikalischen Rotation auf seine bereits vorhandene Phase-1-Herkunft zurückgeführt.

Darum gilt für dieselbe synchronisierte Richtung Q

$$\boxed{\delta_Q K_\star = 0.}$$

Das bedeutet:

> **Eine Änderung entlang Q verlangt keine zusätzliche Änderung der massetragenden Flussreflexion. Aus genau diesem Phase-2-Mechanismus entsteht für Q deshalb keine zusätzliche Ruheskala.**

Wir dürfen innerhalb der bisher hergeleiteten Ruheskalenlogik schreiben

$$\boxed{M_Q^{(K)} = 0.}$$

Der Index erinnert an die Reichweite der Aussage.

Eine vollständige freie Maxwell-Gleichung, eine Coulombform oder eine Fernfeldlösung folgt daraus noch nicht.

Sektion 8 bestimmt die Generatorrichtung und ihre K-Ruheskalenfreiheit, nicht bereits die gesamte Dynamik des elektromagnetischen Feldes.

8.10 Was trägt die masselose Q-Fortsetzung durch den X-Block?

8.10.1 Anders als bei T_1 und T_2 haben wir für Q noch keine freie Welle hergeleitet

Für die transversalen Richtungen

$$T_1, \qquad T_2$$

konnten wir in Sektion 6 einen vollständigen physikalischen Zusammenhang verfolgen.

Die direkte innere Rotation verändert den linken Materiezustand.

Die Flussreflexion

$$K = BU$$

muss diese Änderung mitführen.

Eine freie massive Feldanregung kann sich deshalb nur fortsetzen, wenn sie ihre eigene nichtlineare L/R-Selbstschließung trägt. Ihre Reflexionsstärke liefert eine Ruheskala, und oberhalb dieser Ruheschwelle kann eine propagierende Fernmode entstehen.

Für Q ist die Lage gerade umgekehrt.

Sektion 8.9 hat gezeigt:

$$\delta_Q K_\star = 0.$$

Die Q-Richtung muss die massentragende Reflexion nicht verkippen und erhält aus diesem Mechanismus keine Ruheskala.

Das erklärt, warum Q innerhalb der bisher gefundenen Reflexionsphysik masselos sein kann.

Es erklärt aber noch **nicht**, was eine freie Q-Anregung von einem Raumzeitbereich zum nächsten trägt.

> **Für T_1 und T_2 kennen wir bereits den selbsttragenden massiven Fortsetzungsmechanismus. Für Q kennen wir bisher nur den Grund, warum gerade dieser Mechanismus nicht benötigt wird.**

Damit bleibt nach der Generatorherleitung eine neue, schärfer formulierte Frage:

> **Welche bereits vorhandene Struktur der Ur-DGL trägt Phase, Polarisation und Fortsetzungsrichtung einer masselosen Q-Anregung durch den kosmischen X-Block?**

Diese Frage ist von der Herleitung der Ladungsgewichte getrennt.

Die Gewichte

$$0, \quad -1, \quad \frac{2}{3}, \quad -\frac{1}{3}$$

bleiben auch dann fest, wenn die freie Q-Felddynamik noch nicht vollständig bestimmt ist.

8.10.2 Erste mögliche Lesart: Die Verbindungsinformation selbst trägt die masselose Fortsetzung

Eine Möglichkeit ist besonders einfach.

Die Q-Richtung ist eine synchronisierte Rotationsrichtung bereits vorhandener Verbindungsinformation.

Wenn ihre Bewegung den Reflexionsanker nicht verändern muss, könnte ihre freie Fortsetzung unmittelbar in dieser Verbindungsstruktur selbst liegen.

Dann müsste eine masselose Q-Anregung keinen eigenen nichtlinearen Reflexionsschluss wie eine massive schwache Feldwelle mitführen.

Was von Raumzeitbereich zu Raumzeitbereich weitergegeben wird, wäre vor allem

- die lokale Phase,
- die Polarisation,
- die Fortsetzungsrichtung
- und die relative Orientierung der Q-Rotation.

In der globalen Blockuniversums-Sicht könnte eine solche Struktur eine lichtartige Verbindung zwischen Emissions- und Absorptionsbereich tragen, ohne dass entlang dieser Verbindung eine endliche K-Ruheskala transportiert werden muss.

Das ist noch keine Maxwell-Gleichung.

Es ist nur die geometrisch einfachste Fortsetzung der bereits hergeleiteten Aussage

$$M_Q^{(K)} = 0.$$

> **Wenn eine Feldrichtung den massetragenden Reflexionsschluss nicht verändern muss, ist es möglich, dass ihre Verbindungsinformation selbst die freie lichtartige Fortsetzung trägt.**

Ob die vollständige Ur-DGL genau diese Möglichkeit realisiert, muss ihre freie Q-Gleichung zeigen.

8.10.3 Zweite mögliche Lesart: Die synchronisierte Q-Struktur besitzt zwei komplementäre Fortsetzungsseiten

Die alte Phase-2-Frage besaß noch eine zweite Möglichkeit.

Damals waren die Phase-1-$U(1)$-Information und die innere neutrale Phase noch nicht vollständig miteinander synchronisiert.

Diese Unsicherheit ist inzwischen beseitigt.

Sektion 8 hat gezeigt, dass nicht zwei unabhängige Phasenfelder nebeneinander stehen. Dieselbe primitive skalare Information wird ohne Doppelzählung auf den getrennt sichtbaren Trägern dargestellt und bildet gemeinsam mit T_3 die eine Richtung

$$Q = \frac{1}{6} Y_{\mathrm{rel}} + T_3.$$

Damit kann die frühere zweite Möglichkeit heute präziser formuliert werden:

> **Vielleicht besitzt die eine bereits synchronisierte Q-Struktur zwei komplementäre erstordentliche Fortsetzungsseiten, die erst gemeinsam die vollständige freie elektromagnetische Welle bilden.**

Das wäre ausdrücklich **keine** Rückkehr zu zwei unabhängigen $U(1)$-Rotationsfeldern.

Es wäre eine ähnliche Art von Zusammenhang, wie wir sie an anderer Stelle bereits kennengelernt haben:

Eine physikalische Struktur kann in der Darstellung zwei gerichtete Seiten besitzen, obwohl beide Seiten zu demselben vollständigen Vorgang gehören.

Bei der massiven Materie waren dies die beiden chiralen Fortsetzungen, die durch die nichtlineare Flussreflexion geschlossen wurden.

Für Q müsste eine solche komplementäre Zweiteilung jedoch **ohne** massetragenden K-Schluss funktionieren.

Ob gerade daraus eine zweite hyperbolische Raumzeitfortsetzung entsteht, ist offen.

Wir führen deshalb an dieser Stelle keine symbolische Maxwell-Gleichung ein, deren Herkunft noch nicht verstanden ist.

8.10.4 Was Sektion 8 damit entschieden hat — und was bewusst offen bleibt

Die frühere Alternative ist durch die heutige Theorieentwicklung teilweise entschieden und teilweise nur genauer geworden.

Entschieden ist:

- Es gibt nicht zwei unabhängige skalare Phasen, die später künstlich zu Elektromagnetismus gekoppelt werden müssten.
- Die gemeinsame Phase-1-Information und der innere T_0-Anteil sind zwei Darstellungen derselben skalaren Information.
- Nach der informationsgleichen Synchronisation lautet die reflexionserhaltende neutrale Richtung

$$Q = \frac{1}{6} Y_{\mathrm{rel}} + T_3.$$

- Diese Richtung verändert den stationären Reflexionsanker nicht und erhält aus dem K-Mechanismus keine Ruheskala.

Offen bleibt:

> **Welche konkrete freie DGL-Fortsetzung macht aus dieser masselosen Generatorrichtung ein elektromagnetisches Fernfeld?**

Zwei geometrische Lesarten bleiben dafür zulässig:

1. Die Q-Verbindungsinformation trägt sich unmittelbar lichtartig fort.
2. Zwei komplementäre erstordentliche Seiten derselben bereits synchronisierten Q-Struktur schließen gemeinsam die freie Welle.

Vielleicht erweist sich eine dieser Lesarten als richtig.

Vielleicht zeigt die vollständige transformierte Ur-DGL, dass beide nur zwei Beschreibungen desselben Mechanismus sind.

Sektion 8 muss das nicht entscheiden.

Ihre Aufgabe war die Herkunft und Normierung von Q, nicht die vollständige Maxwell-Dynamik.

> **Der masselose Generator ist hergeleitet. Der geometrische Träger seiner freien Welle bleibt eine klar abgegrenzte nächste Dynamikfrage.**

8.11 Was neben Q im neutralen Feldraum übrig bleibt

Vor Sektion 8 sind zwei neutrale relative lokale Wirkungen sichtbar:

1. die Phase-1-Relativrotation zwischen Einzelkanal und Dreierraum;
2. die Phase-2-Relativrotation zwischen den beiden inneren Polen.

Die zentrale innere Richtung T_0 ist in der vorliegenden Herleitung kein dritter unabhängiger lokaler Drehknopf. Sie ist die nach dem Einrollen sichtbar gewordene zentrale Darstellung eines bereits vorhandenen skalaren Phasenanteils.

Eine bestimmte Synchronisation der beiden relativen Wirkungen ist

$$Q.$$

Damit bleibt im neutralen relativen Feldraum eine davon linear unabhängige zweite Richtung übrig.

Diese zweite Richtung wird in der vorliegenden Sektion nicht vollständig bestimmt. Insbesondere wird hier kein numerischer elektroschwacher Mischungswinkel hergeleitet.

Im generischen nichtentarteten Fall verändert sie gerade die Abstimmung, welche den Reflexionsanker unter Q unverändert ließ. Sie ist deshalb der natürliche Kandidat für den einen neutralen

massetragenden Rest der Phase-2-Rotationsgeometrie.

Wir können ihn vorläufig als

$$Z_{\mathrm{geom}}$$

bezeichnen, ohne damit bereits die vollständige Standardmodell-Identifikation zu behaupten.

> **Sektion 8 bestimmt innerhalb der Phase-2-Reflexionslogik eine neutrale Richtung ohne zusätzliche K-Ruheskala. Der dazu unabhängige neutrale Rest ist geometrisch vorhanden; seine vollständige Ruheskala und Dynamik benötigen die konkrete Profil-DGL.**

8.12 Vom freien Elektronprofil zur gebundenen Schale — und zurück zur Ontologie

Die Herleitung von Q und seiner K-Ruheskalenfreiheit ist mit Abschnitt 8.9 abgeschlossen; Abschnitt 8.10 hat anschließend nur die noch offene Frage seiner freien Wellenausbreitung sauber abgegrenzt. Bevor wir Phase 2 verlassen, lohnt sich jedoch ein letzter physikalischer Test. Er betrifft nicht mehr die Bestimmung eines Generators, sondern die Frage, **was die bisher hergeleiteten Strukturen in einer konkret präparierten Materielösung bedeuten**.

Dabei müssen zwei Aussagen gleichzeitig festgehalten werden.

Erstens sind die acht fundamentalen Materiemuster aus 8.7 keine acht kleinen Körper, die unabhängig durch eine vorgegebene Raumzeit fliegen. Sie sind die acht elementaren Arten, in welche die Materiestruktur der Phase-2-Darstellung zerlegt werden kann.

Zweitens darf eine konkrete Projektion oder Präparation sehr wohl einen Zustand auswählen, in dem ein solcher Materieanteil genau **eine** physikalisch isolierbare Anregung trägt. In diesem Spezialfall ist die anschauliche Sprache vom **einen Elektron-Vortex** wieder gerechtfertigt.

Diese Unterscheidung ist entscheidend. Sie erlaubt uns, ein einzelnes Elektron physikalisch konkret zu besprechen, ohne daraus die Ontologie der vollständigen Blocklösung zu machen.

8.12.1 Wann in Phase 2 wirklich von *einem Elektron* gesprochen werden darf

Der leptonische d-Anteil besitzt nach 8.7 das Übersetzungsverhältnis

$$q_{\ell_d} = -1.$$

Diese Zahl definiert zunächst einen **Vortextyp**, nicht dessen Besetzungszahl und nicht dessen räumliche Form.

Betrachten wir nun eine präparierte Lösung, deren leptonischer d-Anteil genau die Information eines einzelnen Elektrons trägt. Dann bezeichnet derselbe Vortextyp nicht mehr die Summe vieler gleichartiger Beiträge, sondern genau diesen einen Materieanteil.

Sein räumliches Profil bleibt trotzdem ein Feldprofil. Es muss weder punktförmig noch auf eine klassische Bahn beschränkt sein. Ein spontan emittierter oder isotrop präparierter Elektronanteil kann deshalb als ausgedehntes Profil über viele Raumrichtungen verteilt sein.

Für diese spezielle Ein-Elektron-Lösung dürfen wir verkürzt sagen:

> **Das Elektron ist der räumlich verteilte ℓ_d-Vortex der präparierten Lösung.**

Das Wort »Vortex« bezeichnet dabei weiterhin seine vollständige innere DGL-Struktur: Phase-1-Materiestruktur, inneren Pol und massetragende Reflexionsschließung. Es bezeichnet keine kleine materielle Kugel im Zentrum des Profils.

Im einfachsten isotropen Fall kann sein freies Profil deshalb anschaulich als **Kugelprofil** bezeichnet werden: nicht als Kugeloberfläche und nicht als Punktteilchen, sondern als räumlich in viele Richtungen getragener Elektronanteil derselben Lösung.

8.12.2 Was sich bei einer Bindung ändern darf — und was nicht

Bringen wir denselben präparierten Elektronanteil in einen Bereich, in dem zusätzlich ein positiv wirkender Q-Anteil vorhanden ist, dann ändert sich nicht seine Materieidentität.

Es bleibt

$$\ell_d, \qquad q_{\ell_d} = -1.$$

Auch seine massetragende innere Reflexionsstruktur verschwindet nicht einfach. Was sich ändern kann, ist sein **räumliches Profil auf** X.

Eine gebundene Lösung wäre deshalb keine Bahn eines kleinen Elektrons um einen Kern. Sie wäre eine neue vollständige DGL-Lösung, in der derselbe Elektron-Vortextyp ein räumlich gebundenes Profil trägt.

Wir nennen dieses Profil im Folgenden **Schalenprofil**. »Schale« bedeutet hier nur: Der Elektronanteil ist räumlich um den gebundenen Bereich verteilt. Es wird weder eine dünne Kugelschale noch bereits die Form einer bestimmten Wasserstoff-Wellenfunktion vorausgesetzt.

Damit lautet die physikalische Frage nicht

> Warum fällt ein Elektronenteilchen nicht in den Kern?

sondern

> **Warum kann das räumliche Profil eines massiven Elektron-Vortex nicht bei unveränderter endlicher Ruhestruktur kostenlos in einen Punkt zusammengedrückt werden?**

Was Phase 2 noch **nicht** hergeleitet hat, ist die konkrete Fernfeldgleichung von Q. Deshalb folgt aus der bisherigen Rechnung noch kein Coulombpotential und noch kein bestimmter Bindungsradius.

Abschnitt 8.12 setzt nur voraus, dass die vollständige DGL einen gebundenen Q-Sektor zulässt, und untersucht dann, was die bereits hergeleitete massive 0-Mode für einen möglichen Punktkollaps bedeutet.

8.12.3 Die kalte massive 0-Mode als Existenzbedingung des Elektrons

Sektion 4 hat für einen massiven Materievortex die lokale Invariante

$$(\omega + V_0)^2 - k_x^2 = (gB_0)^2$$

hergeleitet.

Mit

$$\Omega := \omega + V_0, \qquad M := |gB_0|$$

lautet sie

$$\boxed{\Omega^2 - k_x^2 = M^2.}$$

Diese Gleichung ist für die Ontologie wichtiger als jede nachträglich erfundene Punktteilchenbahn.

Sie sagt:

- k_x misst, wie stark das räumliche Profil fortgesetzt beziehungsweise gebogen werden muss;
- Ω misst die dazugehörige zeitliche Phasenfortsetzung;
- M ist die endliche Stärke der stationären Reflexionsbrücke, welche die beiden Dirac-Fortsetzungen desselben Vortex zusammenschließt.

Ein Elektron des kalten Materiesektors ist deshalb keine punktförmige Quelle, an die nachträglich eine Masse angeklebt wird.

Es ist eine **stehend geschlossene massive Feldstruktur**, deren räumliche Fortsetzung, zeitliche Fortsetzung und 0-Mode gemeinsam dieselbe DGL-Bilanz erfüllen.

Der Ausdruck *kalter Sektor* bedeutet hier konkret:

> **Wir betrachten die niedrigste dauerhaft fortsetzbare Materiestruktur des Elektron-Vortextyps. Ihre zeitliche Frequenzskala Ω und ihre massetragende Reflexionsstärke $M = |gB_0|$ bleiben endlich. Wir erlauben nicht, dass eine gedachte Profilverengung heimlich in eine beliebig hochfrequente, beliebig heiße neue Anregung desselben Namens umgedeutet wird.**

Das ist keine universelle obere Schranke für jede denkbare DGL-Lösung.

Es definiert den kalten Elektronsektor, über den diese ontologische Probe spricht.

8.12.4 Warum derselbe kalte Elektron-Vortex nicht in einen Punkt kollabieren kann

Nehmen wir nun denselben kalten Elektron-Vortex und verengen gedanklich nur sein räumliches Profil.

Besitzt das Profil eine charakteristische Breite R, so benötigt eine immer stärkere räumliche Lokalisierung immer größere räumliche Fourierkomponenten. Schematisch

$$|k| \sim \frac{1}{R}.$$

Im Punktgrenzfall

$$R \to 0$$

folgt daher

$$|k| \to \infty.$$

Setzen wir dies in die bereits hergeleitete DGL-Invariante ein,

$$\Omega^2 - k^2 = M^2,$$

wird die Konsequenz unmittelbar sichtbar.

Für denselben kalten Vortex sollen

$$\Omega < \infty, \qquad M < \infty$$

bleiben.

Dann kann $|k|$ nicht gegen unendlich wachsen. Sobald

$$|k| > \Omega,$$

würde die linke Seite negativ, während

$$M^2 = |gB_0|^2 \geq 0$$

bleiben muss.

Der Punktgrenzfall ist deshalb **kein Zustand desselben kalten massiven Vortex**.

Die DGL hätte nur zwei Auswege:

1. Ω wächst zusammen mit $|k|$ ohne Grenze. Dann wurde aus dem kalten Elektron eine immer höher angeregte, immer heißere Struktur.
2. Die endliche reelle Reflexionsbrücke B_0, welche die Ruhestruktur dieses Elektrons definiert, kann die angenommene Bilanz nicht mehr tragen. Dann ist es nicht mehr derselbe massive Vortex.

Beides bedeutet dasselbe für die Ontologie:

> **Ein kaltes massives Elektron kann nicht als derselbe Zustand kostenlos in einen mathematischen Punkt zusammengedrückt werden. Ein Punktprofil würde unendliche räumliche Fortsetzung verlangen; die endliche zeitliche und massetragende Grundstruktur des kalten Vortex kann das nicht mittragen.**

Das ist die hier gemeinte **Eigensteifigkeit**.

Sie ist keine zusätzliche abstoßende Kraft.

Sie ist kein postuliertes Kurzstreckenpotential.

Sie ist die geometrische Aussage, dass eine massive stehende DGL-Struktur eine endliche räumliche Ausdehnung besitzen muss, solange sie im kalten Grundsektor dieselbe endliche 0-Mode und dieselbe endliche zeitliche Fortsetzung behalten soll.

Damit ist auch die anschauliche Rolle des gebundenen Schalenprofils klar.

Eine positive Q-Umgebung kann das freie Elektronprofil räumlich umordnen und konzentrieren. Sie kann aber aus dem kalten massiven Vortex keinen Punkt machen, ohne ihn aus seinem eigenen Grundsektor herauszutreiben.

Die konkrete endliche Schalenform wird weiterhin durch die vollständige nichtlineare Profilgleichung bestimmt. Für die ontologische Aussage benötigen wir ihren exakten Radius nicht.

Die Nichtlinearität entscheidet die Form, nicht das Vorzeichen eines erfundenen Widerstands

Bei mehreren überlagerten Materieanteilen enthält

$$\mathcal{N}_2[\Psi]$$

selbstverständlich Kreuzterme.

Diese Kreuzterme entscheiden mit, welches gebundene Profil die vollständige DGL tatsächlich zulässt.

Aus ihrer bloßen Existenz folgt aber keine allgemeine repulsive Wirkung.

Der Schutz vor dem Punktkollaps wurde oben bereits ohne eine solche Behauptung gewonnen:

$$\boxed{\text{kalte endliche } \Omega + \text{endliche } B_0 + R \to 0 \quad \text{sind mit} \quad \Omega^2 - k^2 = (gB_0)^2 \text{ unvereinbar.}}$$

Die Nichtlinearität muss deshalb nicht als diffuse Abstoßung verkauft werden.

Ihre Aufgabe ist tiefer:

> **Sie bestimmt gemeinsam mit der linearen Fortsetzung, welche endliche massive Feldform die Nullbilanz überhaupt erfüllen kann.**

Für das Wasserstoffbild bedeutet das: Die Bindung verändert das Elektronprofil, aber die konkrete gebundene Schale ist eine neue vollständige stationäre DGL-Lösung und keine klassische Bahn eines Punktteilchens.

8.12.5 Was ein Wasserstoffsektor damit bereits zeigt

Für die elektrische Buchhaltung genügt das Ergebnis aus 8.7.

Ein elektronartiger leptonischer d-Anteil trägt

$$-1.$$

Ein protonartiger baryonischer Sektor enthält in der späteren Teilchenlesart zwei u-Beiträge und einen d-Beitrag. Seine gesamte Q-Wirkung ist daher

$$2\left(\frac{2}{3}\right) - \frac{1}{3} = +1.$$

Damit verschwindet die gesamte Q-Wirkung des einfachsten Wasserstoffsektors:

$$(+1) + (-1) = 0.$$

Diese Rechnung erklärt noch nicht die räumliche Bindung.

Sie zeigt nur, dass der gebundene Gesamtsektor nach außen keinen verbleibenden Q-Anteil tragen muss.

Das physikalische Bild von Phase 2 lautet deshalb:

> **Ein präparierter einzelner Elektron-Vortex darf sein freies Kugelprofil in ein gebundenes Schalenprofil ändern. Seine Materieidentität und seine endliche massetragende 0-Mode müssen dabei gemeinsam erhalten beziehungsweise neu ausbalanciert werden. Die masselose Q-Richtung bestimmt die entgegengesetzte Phasenwirkung der beiden Materieanteile; ihre konkrete Fernfelddynamik bleibt offen. Ein Punktkollaps wäre keine harmlose weitere Profilverengung, weil er unbeschränkte räumliche Gradienten und damit eine unbeschränkte Neuordnung der endlichen stationären Ruhestruktur verlangen würde.**

Mehr ist für Phase 2 nicht erforderlich.

Ein Radius, ein Spektrum, die genaue Form des gebundenen Profils und das Vorzeichen aller nichtlinearen Überlappungsterme gehören in die spätere Dynamik und Quantisierung.

8.12.6 Acht fundamentale Materiemuster sind keine acht Teilchen

Die acht fundamentalen Materiemuster

$$(\ell_u, \ell_d, q_{r,u}, q_{r,d}, q_{g,u}, q_{g,d}, q_{b,u}, q_{b,d})$$

sagen, **welche Arten von Materieanteilen die Phase-2-Darstellung unterscheiden kann**. Sie sagen nicht, wie oft ein solcher Typ in einer komplexen Lösung besetzt ist.

Darum war es für den vorigen Abschnitt legitim, einen speziell präparierten Zustand zu betrachten, dessen ℓ_d-Anteil genau ein Elektron repräsentiert.

In einer allgemeinen kosmischen Lösung kann derselbe ℓ_d-Vortextyp dagegen die gemeinsame räumliche Information sehr vieler elektronartiger Anteile tragen.

Dasselbe gilt für die Quarktypen.

Der Wert

$$q_u = \frac{2}{3}$$

gehört zum u-Vortextyp.

Er wird nicht zu $4/3$, nur weil ein bestimmter Zustand zwei u-Anteile enthält.

Eine zweifache u-Besetzung trägt vielmehr insgesamt

$$2q_u = 2\left(\frac{2}{3}\right) = \frac{4}{3}.$$

Damit erhält die bekannte $+4/3$-Buchhaltung des u-Anteils eines Protonzustands eine einfache Bedeutung:

> **$+4/3$ ist nicht die Ladung eines neuen Vortextyps. Es ist die gesamte Q-Wirkung einer zweifachen Besetzung des vorhandenen u-Vortextyps.**

Der einzelne d-Anteil trägt gleichzeitig

$$-\frac{1}{3},$$

so dass der baryonische Gesamtsektor wieder

$$\frac{4}{3} - \frac{1}{3} = +1$$

trägt.

8.12.7 Warum die Farbmischung diese $+4/3$ nicht verändert

Die drei baryonischen Farbrichtungen tragen für denselben inneren Pol dasselbe elektrische Übersetzungsverhältnis:

$$q_{r,u} = q_{g,u} = q_{b,u} = \frac{2}{3},$$

und ebenso

$$q_{r,d} = q_{g,d} = q_{b,d} = -\frac{1}{3}.$$

Darum wirkt Q auf dem gesamten dreidimensionalen u-Farbraum als

$$\frac{2}{3}\mathbf{1}_3,$$

und auf dem d-Farbraum als

$$-\frac{1}{3}\mathbf{1}_3.$$

Eine $SU(3)$-Farbrotation kann die drei Farbrichtungen daher beliebig gegeneinander mischen, ohne das elektrische Übersetzungsverhältnis des jeweiligen u- oder d-Anteils zu ändern.

Das ist für die Ontologie wichtig.

Die zwei u-Beiträge eines Protonzustands müssen in Phase 2 **nicht** als zwei dauerhaft beschriftete, lokalisierte u-Vortexröhren mit festen Farben vorgestellt werden.

Sie können Teil einer gemeinsamen baryonischen Feldstruktur sein, deren Farbinformation durch das Phase-1-Rotationsfeld fortlaufend auf dem $\mathbb{C}^3$-Träger organisiert wird.

Sektion 8 benötigt deshalb keine detaillierte Protongeometrie.

Für ihre elektrische Buchhaltung genügt die Besetzung der beiden inneren u/d-Typen; die Farbdynamik verändert diese Q-Gewichte nicht.

8.12.8 Das Ring-Erde/Kugel-Erde-Paradoxon im Kleinen

Genau hier berührt die Teilchenbuchhaltung wieder die Ontologie des Blockuniversums.

Das im Vorwort diskutierte Ring-Erde/Kugel-Erde-Paradoxon stellt dieselbe Frage auf makroskopischer Skala:

Muss die vollständige Lösung bereits eine einzige klassische Objektposition besitzen, oder kann sie die räumlich verschmierte Information vieler später unterscheidbarer Projektionen gemeinsam tragen?

Phase 2 zwingt uns zumindest im Materiesektor zu derselben Vorsicht.

Ein Vortextyp ist zunächst ein **verschmierter Feldtyp**, keine Liste bereits individualisierter Teilchen.

Erst eine Präparation oder spätere Projektion kann eine Darstellung isolieren, in der wir sinnvoll sagen:

- genau ein Elektron;
- zwei u-Beiträge;
- ein d-Beitrag;
- oder eine bestimmte räumliche Konfiguration dieser Beiträge.

Das präparierte Ein-Elektron-System aus 8.12.1 entspricht deshalb ontologisch der »Kugel-Erde«-Seite des Gedankenexperiments: Wir haben eine konkrete Projektion gewählt, in der ein bestimmter Materieanteil einzeln sichtbar ist.

Die vollständige, nicht auf diese eine Teilchenzerlegung projizierte Materielösung entspricht dagegen der »Ring-Erde«-Seite: Gleichartige Beiträge dürfen in einem gemeinsamen räumlich verteilten Feldanteil enthalten sein, ohne schon als getrennte klassische Körper markiert zu sein.

Diese Parallele ist hier keine zusätzliche Dynamik und keine Herleitung der Messung.

Sie legt nur fest, wie die in Phase 2 gefundenen Materiemuster ontologisch zu lesen sind.

> **Vortextyp ist Struktur. Besetzung ist Vielheit. Projektion macht einzelne Besetzungen explizit.**

8.12.9 Übergang zu Phase 4

Phase 4 wird diese Trennung in einer diskreten Zustandssprache fortsetzen müssen.

Dann genügt es nicht mehr, nur einen präparierten Elektronanteil zu betrachten.

Eine Fockraumdarstellung muss auch Zustände beschreiben können, in denen derselbe Vortextyp mehrfach besetzt ist und in denen verschiedene Vortextypen gemeinsam auftreten.

Für das Proton bedeutet dies beispielsweise, dass die spätere Projektion zwei u-Besetzungen und eine d-Besetzung innerhalb eines gemeinsamen baryonischen Zustands einzeln ausweisen kann, ohne dass Phase 2 zuvor drei klassische Quarkbahnen postulieren musste.

Für das Elektron bedeutet es umgekehrt, dass die hier gewählte Ein-Elektron-Präparation tatsächlich als Einteilchensektor gelesen werden kann.

Damit ist der scheinbare Gegensatz zwischen verschmiertem Vortextyp und einzelnem Teilchen kein Widerspruch, sondern die Grenze zwischen zwei Darstellungen derselben Information:

> **Phase 2 bestimmt die geometrischen Materietypen und ihre räumlichen Feldprofile. Phase 4 wird daraus Besetzungen und projizierte Teilchenzustände machen.**

Wie genau diese Projektion mathematisch erfolgt, ist in Phase 2 noch offen.

Insbesondere wird hier weder eine Kollapsdynamik noch eine bestimmte Vielwelteninterpretation vorausgesetzt.

Der für Phase 2 entscheidende Punkt ist enger:

> **Die acht fundamentalen Materiemuster dürfen verschmiert sein. Wo eine Präparation genau eine Besetzung isoliert, darf derselbe Vortextyp wieder als einzelner physikalischer Vortex beschrieben werden.**

Damit kann Phase 2 mit einem konkreten Elektron enden, ohne das Blockuniversum in eine klassische Vielteilchentheorie zurückzuverwandeln.

8.13 Ergebnis und bewusste Grenze von Sektion 8

Sektion 8 begann nicht mit einer bekannten elektrischen Ladungsformel.

Sie begann mit der in Sektion 6 bereits bestimmten reflexionserhaltenden inneren Richtung

$$P = T_0 + T_3.$$

Die einzige noch offene Generatorfrage war:

> **Welches bereits vorhandene Rotationsfeld bedient den gemeinsamen Anteil T_0, ohne einen neuen unabhängigen $U(1)$-Drehknopf einzuführen?**

Die Antwort folgt jetzt direkt aus dem vollständigen Phase-1-Transport auf dem Dreierraum.

Dort wirken die Phase-1-Rotationsfelder als

$$A\mathbf{1}_3 + G, \qquad G \in \mathfrak{su}(3).$$

Der nach dem Einrollen auf W_{iso} gesuchte gemeinsame Phasenanteil muss

- die Komposition der vorhandenen Rotationen respektieren;
- jede reine $SU(3)$-Farbmischung ignorieren;
- und als Darstellungswechsel derselben skalaren Information invertierbar bleiben.

Damit ist seine Wirkung der primitive Charakter

$$\chi(C) = \det C$$

bis auf die globale Orientierungswahl.

Auf Generatorniveau bedeutet das

$$A\mathbf{1}_3 + G \longmapsto \mathrm{tr}_3(A\mathbf{1}_3 + G) = 3A.$$

Die drei gleichläufigen Dreierraumphasen ergeben also genau die eine gemeinsame Phase

$$3\alpha.$$

Auf dem inneren Zweierraum wird dieselbe skalare Phase durch

$$T_0 = \frac{1}{2}\mathbf{1}_2$$

gelesen. Daher

$$\frac{\beta}{2} = 3\alpha$$

und damit

$$\boxed{\beta = 6\alpha.}$$

Die gemeinsame Phase darf dabei nicht doppelt gezählt werden.

Was auf dem inneren Träger über T_0 explizit sichtbar wird, wird im alten Targetfaktor entsprechend herausgenommen:

$$\left(Y_{\mathrm{rel}} - 3Y_{\mathrm{com}}\right) \otimes \mathbf{1}_2 + \mathbf{1}_4 \otimes 6T_0 = Y_{\mathrm{rel}} \otimes \mathbf{1}_2.$$

Erst danach wird der relative Anteil T_3 der reflexionserhaltenden Richtung

$$P = T_0 + T_3$$

mitgeführt.

So wird dieselbe physikalische Rotation auf den bereits getrennt sichtbaren Phase-1-/Phase-2-Trägern als

$$Q = \frac{1}{6} Y_{\mathrm{rel}} + T_3$$

geschrieben.

Auf den acht fundamentalen Materiemustern folgt

$$\boxed{Q \mathrel{\widehat{=}} \left(0, -1, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}\right).}$$

Damit sind die relativen elektrischen Gewichte nicht als Beobachtungsdaten in die Herleitung eingesetzt worden.

Sie folgen aus drei bereits vorher vorhandenen geometrischen Tatsachen:

1. der Phase-1-Relativgenerator

$$Y_{\mathrm{rel}} = (-3, 1, 1, 1);$$

2. der eindeutige farbunabhängige skalare Anteil des Phase-1-$U(3)$-Transportes;
3. der in Sektion 6 bestimmte innere Stabilisator

$$P = T_0 + T_3.$$

Die frühere Trialitätszuordnung wird für diesen Hauptbeweis nicht benötigt.

Ebenso wird keine zusätzliche Spur-null-Bedingung auf einem nachträglich konstruierten Achtraum eingesetzt.

Die Determinante erscheint nur als mathematische Kurzschrift für die eindeutig bestimmte farbunabhängige Phasensumme der drei komplexen Dreierraumrichtungen. Sie ist kein zusätzlich postuliertes »Volumenelement« der Physik.

Die neutrale Richtung Q lässt den stationären Reflexionsanker unverändert und erhält deshalb aus diesem Phase-2-Mechanismus keine zusätzliche Ruheskala:

$$\delta_Q K_\star = 0, \qquad M_Q^{(K)} = 0.$$

Sektion 8 hat damit innerhalb der Phase-1/2-Geometrie den elektromagnetischen Generator und seine relativen Materiegewichte bestimmt.

Der Wasserstoffausblick zeigt anschließend die ontologische Konsequenz für kalte massive Materie: Ein Elektron ist keine punktförmige Kugel auf einer Bahn, sondern eine endliche stehende Feldstruktur. Der Punktgrenzfall $R \to 0$ verlangt $|k| \to \infty$ und ist mit der endlichen kalten DGL-Bilanz

$$\Omega^2 - k^2 = (gB_0)^2$$

nicht vereinbar, solange derselbe massive Grundzustand erhalten bleiben soll.

Die bewusste Grenze dieser Sektion liegt nun nicht mehr in der Generatorherleitung.

Für Q ist insbesondere eine alte, jetzt präziser formulierte Frage erhalten geblieben:

> **Sektion 6 hat für T_1, T_2 eine massive selbsttragende Fernmode motiviert. Sektion 8 zeigt für Q, warum diese Richtung keinen solchen K-Schluss benötigt. Welche konkrete Struktur stattdessen ihre freie lichtartige Welle trägt, bleibt dynamisch zu bestimmen.**

Die verbleibenden dynamischen, mathematischen und sprachlichen Aufgaben werden nach dem Mathematiker-Anhang getrennt unter **Physik / Mathematik / Sprache** gesammelt.

Keine dieser offenen Aufgaben ändert die in dieser Sektion hergeleiteten relativen Generatorgewichte.

Mathematiker-Anhang zu Sektion 8

Der Haupttext benutzt nur die Rechnungen, deren geometrische Bedeutung vorher ausgesprochen wurde. Dieser Anhang fixiert die verwendeten Operatorbeziehungen.

A.1 Träger und acht fundamentale Materiemuster

Der für die Q-Synchronisation relevante interne Materieträger ist

$$E = V_1 \otimes W_{\text{iso}} \cong \mathbb{C}^4 \otimes \mathbb{C}^2 \cong \mathbb{C}^8.$$

Die geordnete Basis lautet

$$\mathcal{B}_Q = (\ell_u, \ell_d, q_{r,u}, q_{r,d}, q_{g,u}, q_{g,d}, q_{b,u}, q_{b,d}).$$

Auf V_1 wirkt

$$Y_{\mathrm{rel}} = \mathrm{diag}(-3, 1, 1, 1).$$

Auf W_{iso} wirken

$$T_0 = \frac{1}{2}\mathbf{1}_2, \qquad T_3 = \frac{1}{2}\,\mathrm{diag}(1, -1),$$

und

$$P = T_0 + T_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Der äußere Spinträger ist für diese interne Gewichtsbuchhaltung ein Identitätsfaktor.

A.2 Die zwei verschiedenen 2×2-Strukturen

Die chirale Reflexion aus Sektion 4 wirkt auf dem L/R-Raum als

$$\mathcal{B} = \begin{pmatrix} 0 & K^\dagger \\ K & 0 \end{pmatrix}_{L/R}.$$

Nach Öffnung der fundamentalen inneren Anregung ist

$$K \in \mathrm{End}(W_{\mathrm{iso}})$$

selbst eine 2×2-Matrix:

$$K(H) = \begin{pmatrix} H_d^* & -H_u^* \\ H_u & H_d \end{pmatrix}.$$

Dagegen sind

$$T_1, T_2, T_3$$

Operatoren auf W_{iso}.

Die beiden 2×2-Strukturen dürfen nicht miteinander verwechselt werden.

A.3 Isotropie von K und Herkunft der Polachse

Für

$$H = (H_u, H_d)$$

gilt

$$K(H)^\dagger K(H) = K(H)K(H)^\dagger = (|H_u|^2 + |H_d|^2)\mathbf{1}_2.$$

Daraus folgt:

1. Bei fester Reflexionsstärke besitzt K gleiche singuläre Werte in beiden inneren u/d-Richtungen.
2. K allein kann keine physikalische u/d-Achse auswählen.
3. Die Polauswahl stammt aus der vollständigen inneren Fortsetzung der DGL.

Erst danach wird die Basis so gewählt, dass die Pole als u, d erscheinen.

A.4 Quaternionische Fortsetzung der reflexionserhaltenden Polphase

Für

$$H_\star = (0, v), \qquad v > 0,$$

ist

$$K_\star = v\mathbf{1}_2.$$

Für eine innere Transformation $V \in U(2)$ verwendet die quaternionische Fortsetzung

$$K(HV) = U_R(V)^{-1} K(H) V,$$

mit

$$U_R(V) = \mathrm{diag}(\det V, 1).$$

Wählen wir

$$V(\beta) = e^{I\beta P} = \mathrm{diag}(e^{I\beta}, 1),$$

so ist

$$U_R(V) = V$$

und deshalb

$$K(H_\star V) = V^{-1} K_\star V = K_\star.$$

Damit

$$\boxed{\delta_P K_\star = 0.}$$

Die rechte Wirkung ist keine unabhängige zweite innere Verbindung. Sie ist die durch dieselbe quaternionische Reflexion festgelegte Fortsetzung der einen Polphase.

A.5 Vollständiger baryonischer Phase-1-Generator

Auf dem Dreierraum lautet der interne Phase-1-Transport

$$D\mathbf{q} = (d - IA\,\mathbf{1}_3 - IG)\,\mathbf{q}, \qquad G \in \mathfrak{su}(3).$$

Damit

$$\mathrm{tr}_3(A\mathbf{1}_3 + G) = 3A.$$

Für einen geschlossenen Weg γ ist der zugehörige $U(3)$-Transport

$$C(\gamma) = \mathcal{P} \exp\left[-I \oint_\gamma (A\mathbf{1}_3 + G)\right].$$

Für eine matrixwertige lineare Differentialgleichung gilt

$$\det C(\gamma) = \exp\left[-I \oint_\gamma \mathrm{tr}(A\mathbf{1}_3 + G)\right].$$

Daher

$$\boxed{\det C(\gamma) = \exp\left[-I3 \oint_\gamma A\right].}$$

Der $SU(3)$-Anteil beeinflusst die gemeinsame skalare Phase nicht.

A.6 Eindeutigkeit der zentralen Phase: der Charakterbeweis

Der baryonische Phase-1-Transport ist

$$C \in U(3).$$

Eine skalare innere Phase, die aus diesem Transport hervorgeht und keine Farbrichtung unterscheiden darf, ist eine stetige Abbildung

$$\chi : U(3) \to U(1)$$

mit

$$\chi(C_1 C_2) = \chi(C_1)\chi(C_2)$$

und

$$\chi(U) = 1 \qquad \forall U \in SU(3).$$

Damit faktorisiert χ über den Quotienten

$$U(3)/SU(3) \cong U(1).$$

Die Determinante induziert genau diesen Quotienten:

$$1 \longrightarrow SU(3) \longrightarrow U(3) \xrightarrow{\det} U(1) \longrightarrow 1.$$

Daher existiert ein stetiger Charakter

$$f : U(1) \to U(1)$$

mit

$$\chi = f \circ \det .$$

Jeder stetige Gruppencharakter von $U(1)$ besitzt die Form

$$f(z) = z^n, \qquad n \in \mathbb{Z}.$$

Also

$$\boxed{\chi_n(C) = (\det C)^n.}$$

Der Einrollreadout soll dieselbe skalare Phaseninformation invertierbar auf den neuen Träger schreiben. Auf dem Quotientenkreis darf er daher keine Mehrfachüberdeckung erzeugen.

Folglich

$$|n| = 1.$$

Für die gewählte Orientierung setzen wir

$$n = +1.$$

Damit

$$\boxed{\chi(C) = \det C.}$$

Auf Lie-Algebra-Ebene ist die Ableitung dieses Charakters die Spur:

$$d\chi_e(X) = \operatorname{tr} X.$$

Für

$$X = A\mathbf{1}_3 + G, \qquad G \in \mathfrak{su}(3),$$

folgt

$$\boxed{d\chi_e(X) = 3A.}$$

Damit ist exakt bewiesen, dass der spurfreie Farbmischungsanteil keinen zentralen inneren Phasenbeitrag liefert und dass der gemeinsame Phase-1-Anteil mit dem Faktor drei in die einzige farbunabhängige skalare Phaseninformation eingeht.

Auf

$$W_{\text{iso}} \cong \mathbb{C}^2$$

lautet die zentrale Darstellung

$$e^{I\beta T_0} = e^{I\beta/2}\mathbf{1}_2.$$

Für

$$C(\alpha) = e^{I\alpha}\mathbf{1}_3$$

gilt

$$\chi(C(\alpha)) = e^{I3\alpha}.$$

Also

$$e^{I\beta/2} = e^{I3\alpha}$$

und auf der primitiven Verzweigung

$$\boxed{\beta = 6\alpha.}$$

A.7 Direkte Herleitung von Q

Die reflexionserhaltende innere Rotation lautet

$$e^{I\beta(T_0+T_3)}.$$

Ihre gemeinsame Phase T_0 wird durch dieselbe vorhandene Phase-1-Rotation mit

$$\alpha = \frac{\beta}{6}$$

getragen.

Auf V_1 ist deren Darstellung

$$e^{I(\beta/6)Y_{\mathrm{rel}}}.$$

Der relative innere Anteil bleibt

$$e^{I\beta T_3}.$$

Daher besitzt die synchronisierte Gesamtwirkung pro Winkel β den Generator

$$\boxed{Q = \frac{1}{6}Y_{\mathrm{rel}} + T_3.}$$

In der Basis $\mathcal{B}_Q$ ergibt sich

$$Q = \mathrm{diag}\left(0, -1, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}\right).$$

A.8 Optionale Restwirkung auf V_1 nach der bereits bewiesenen Umverteilung

Wird die skalare Dreierraumphase 3α explizit im inneren Faktor geschrieben, muss sie zur Vermeidung von Doppelzählung aus dem Targetfaktor herausgerechnet werden.

Daher

$$Y_{\mathrm{rel}} - 3Y_{\mathrm{com}} = (-6, -2, -2, -2).$$

Mit

$$D = \mathrm{diag}(3, 1, 1, 1)$$

folgt

$$Y_{\mathrm{rel}} - 3Y_{\mathrm{com}} = -2D$$

und

$$D = \frac{3}{2}Y_{\mathrm{com}} - \frac{1}{2}Y_{\mathrm{rel}}.$$

Auf dem vollständigen Tensorträger gilt entsprechend

$$\left(Y_{\mathrm{rel}} - 3Y_{\mathrm{com}}\right) \otimes \mathbf{1}_2 + \mathbf{1}_4 \otimes 6T_0 = Y_{\mathrm{rel}} \otimes \mathbf{1}_2,$$

weil

$$6T_0 = 3\mathbf{1}_2.$$

Diese Identität wurde im Haupttext bereits als notwendige Nicht-Doppelzählungsbedingung hergeleitet. Der optionale Generator D ist nur eine Kurzschrift für den auf V_1 verbleibenden Anteil.

A.9 Äußerer Spin und Konjugation

Auf dem vollständigen Materieträger mit äußerem Spin wirkt

$$Q_{\mathrm{voll}} = Q \otimes \mathbf{1}_{S_X}.$$

Darum hängt das elektrische Übersetzungsverhältnis nicht von der äußeren Spinorientierung ab.

Für den konjugierten Materiezweig wird die komplexe Orientierung umgekehrt. Entsprechend kehren sich die nichtverschwindenden Q-Gewichte um.

A.10 Reichweite der Masselosigkeitsaussage

Aus

$$\delta_Q K_\star = 0$$

folgt innerhalb der in Sektion 4 und 6 hergeleiteten Reflexionslogik, dass keine zusätzliche Ruheskala aus einer Q-induzierten Änderung des Reflexionsschlusses entsteht:

$$M_Q^{(K)} = 0.$$

Daraus folgt ohne weitere Dynamik nicht automatisch

- eine vollständige Maxwell-Gleichung;
- die Coulombform des statischen Fernfeldes;
- eine konkrete Feldnormierung;
- ein Atomradius;
- oder die Existenz eines freien Photonen-Fockzustandes.

Diese Fragen gehören zur weiteren Dynamik beziehungsweise zur späteren Quantisierung.

A.11 Warum die gerichtete 0-Modenquelle nicht zur Normierung von T_0 benutzt wird

Sektion 4 besitzt den gerichteten Nullmodenquellterm

$$a_1^* b_1 e_1.$$

Dieser Term ist für die Entstehung der Reflexionsbrücke wesentlich.

Er darf jedoch nicht zur Herleitung des Faktors drei in Sektion 8 benutzt werden.

Unter dem Phase-1-Generator

$$Y_{\mathrm{rel}} = \mathrm{diag}(-3, 1, 1, 1)$$

transformieren im ausgewählten Einzel-/Vektorkanal

$$a_1 \mapsto e^{-3I\alpha} a_1, \qquad b_1 \mapsto e^{I\alpha} b_1.$$

Daher

$$a_1^* b_1 \mapsto e^{+3I\alpha} e^{+I\alpha} a_1^* b_1 = e^{4I\alpha} a_1^* b_1.$$

Der Quellterm trägt also das **relative Gewicht vier** zwischen Einzel- und Vektorkanal.

Seine Aufgabe ist die gerichtete Nullmoden- und Reflexionsbildung, nicht die Bestimmung der farbunabhängigen skalaren Phase des baryonischen $U(3)$-Transportes.

Die Normierung von T_0 folgt deshalb bewusst nicht aus einem herausgegriffenen konjugierten Faktor a_1^*, sondern aus dem vollständigen Generatortransport:

$$A\mathbf{1}_3 + G \longmapsto \mathrm{tr}(A\mathbf{1}_3 + G) = 3A.$$

Diese Trennung verhindert eine Vermischung zweier physikalisch verschiedener Rollen:

- $a_1^* b_1 e_1$ erzeugt die gerichtete stationäre Brücke;
- der primitive Charakter des $U(3)$-Transportes bestimmt die gemeinsame skalare Phase, welche nach dem Einrollen T_0 bedient.

Damit sind sowohl die Nullmodenrechnung aus Sektion 4 als auch die Generatorherleitung aus Sektion 8 gleichzeitig konsistent.

Offene Punkte nach Sektion 8

Physik

- **Fernfelddynamik der Q-Richtung.**
  Die Generatorrichtung und ihre relativen Materiegewichte sind bestimmt. Nicht hergeleitet ist, welche Struktur die freie masselose Welle trägt. Zu prüfen sind insbesondere die in 8.10 getrennten Lesarten: unmittelbare lichtartige Fortsetzung der Q-Verbindungsinformation oder gemeinsamer Wellenschluss aus komplementären erstordentlichen Seiten derselben synchronisierten Q-Struktur. Die konkrete Maxwell-Lesart muss aus der weiteren transformierten DGL folgen.
- **Gebundene Profile und Atomspektren.**
  Der Wasserstoffausblick zeigt die Ontologie eines ausgedehnten gebundenen Elektronprofils. Quantitative Atomradien und Spektren verlangen die konkrete gekoppelte Profilgleichung.

- **Neutraler massiver Restkanal.**
  Neben der Q-Richtung bleibt eine unabhängige neutrale Feldrichtung. Ihre vollständige Ruheskala, Mischung und Dynamik werden durch die konkrete Profil-DGL bestimmt und sind nicht Teil der Q-Herleitung.
- **Radiale Information nach Phase 3.**
  Sektion 6 hat neben den Rotationsrichtungen die radiale Änderung der nichtlinearen Flussreflexion identifiziert. Phase 3 muss zeigen, wie diese skalare Information die Hubbard–Stratonovich-Neudarstellung überlebt.
- **Lokale Phase-4-Lesart.**
  Sektion 8 bestimmt die kosmischen Phase-1/2-Generatorgewichte. Wie ein lokaler FQD-Beobachter dieselbe Q-Information in der gekrümmten Tangentialraumdarstellung und später im Fockraum liest, gehört zu Phase 4.

Mathematik

- **Vollständige Dynamik statt nur Generatorstruktur.**
  Die Identität

$$Q = \frac{1}{6} Y_{\mathrm{rel}} + T_3$$

  bestimmt den Generator. Eine vollständige elektromagnetische Feldtheorie verlangt zusätzlich die dynamische Gleichung, Feldnormierung und Kopplungsstärke.
- **Globale Quotienten- und Bündelstruktur.**
  Der lokale Charakterbeweis

$$U(3)/SU(3) \cong U(1), \qquad \chi(C) = \det C$$

  fixiert die primitive skalare Phase. Die globale Einbettung in nichttriviale Vortex- und Bündelkonfigurationen kann zusätzliche topologische Konsistenzbedingungen tragen.
- **Nicht-Doppelzählung auf dem vollständigen Träger.**
  Die Tensoridentität zeigt lokal exakt die Umverteilung derselben gemeinsamen Phase. Für eine vollständig ausgeschriebene Ur-DGL soll dieselbe Informationsäquivalenz auch auf allen gekoppelten Profil- und Verbindungstermen kontrolliert werden.
- **Quantitative Profilnormierung.**
  Die relativen Gewichte $0, -1, 2/3, -1/3$ sind fixiert. Die absolute elektromagnetische Kopplungsstärke folgt daraus noch nicht.

Sprache

- **„Elektrische Ladung“.**
  Bezeichnet hier das feste Übersetzungsverhältnis, mit dem ein fundamentales Materiemuster die reflexionserhaltende Q-Rotation trägt. Der historische Name wird erst nach der geometrischen Herleitung der Gewichte verwendet.
- **„Masselos“.**
  Aus

$$\delta_Q K_\star = 0$$

  folgt zunächst nur, dass die Q-Richtung aus dem bisher hergeleiteten Reflexionsmechanismus keine zusätzliche Ruheskala erhält. Die vollständige freie Fernfelddynamik ist eine weitere Aussage.
- **„Synchronisation“.**
  Bedeutet nicht, dass zwei vorher unabhängige Phasen nachträglich gleichgesetzt werden. Dieselbe alte skalare Phaseninformation wird auf verschiedenen, durch die Darstellungswechsel getrennt sichtbaren Trägern mit exakt aufeinander abgestimmten Parametern dargestellt.
- **„Umverteilung“.**
  Bedeutet: Was auf einem neuen Tensorfaktor ausdrücklich sichtbar wird, wird auf dem alten Faktor nicht ein zweites Mal gezählt. Die Gesamtinformation bleibt unverändert.
- u/d**,** ν/e **und Ladung.**
  Die u/d-Ordnung und die leptonische Benennung ν/e stammen bereits aus der Ruheskalenordnung von Sektion 5. Sektion 8 bestätigt diese Zuordnung unabhängig durch

$$Q_\nu = 0, \qquad Q_e = -1.$$

References

[1] J. C. Baez, *The Octonions*, Bull. Amer. Math. Soc. 39 (2002), 145–205.

[2] F. Peter, H. Weyl, *Die Vollständigkeit der primitiven Darstellungen einer geschlossenen kontinuierlichen Gruppe*, Math. Ann. 97 (1927), 737–755.

[3] J. Hubbard, *Calculation of Partition Functions for General Many-Fermion Systems with Application to the Superconducting State*, Phys. Rev. Lett. 3, 77 (1959).

[4] R. L. Stratonovich, *On a Method for Calculating Quantum Distribution Functions*, Soviet Phys. Dokl. 2, 416 (1957).

[5] J. H. Conway, D. A. Smith, *On Quaternions and Octonions: Their Geometry, Arithmetic, and Symmetry*, A K Peters, 2003.

[6] P. A. M. Dirac, *The Quantum Theory of the Electron*, Proc. R. Soc. Lond. A 117, 610 (1928).

[7] R. Penrose, W. Rindler, *Spinors and Space-Time: Volume 1, Two-Spinor Calculus and Relativistic Fields*, Cambridge University Press, 1984.

[8] H. Blaine Lawson, M.-H. Michelsohn, *Spin Geometry*, Princeton University Press, 1989.