JP_46_00: リーマン予想の証明 — 最新改訂: 46-RV6

幾何学的・位相的安定性定理と解空間によるリーマン予想の証明

原文の検証プロジェクト: DEMUESTRA / ES_46_RV6.

DEMUESTRAにはスペイン語の原文の検証プロジェクトがある。このプロジェクトはすべての翻訳に共通であり、言語別の版は存在しない。

Víctor Estrada Díazは本論述において、リーマン予想を証明し、定理として確立したと主張する。

枠組み：Einstein–VED · UNIHOLOG
著者：Víctor Estrada Díaz
文書の性格：リーマン予想を定理として確立するための証明を提示する、自己完結した演繹的論述の最終版。
方法論上の原則：定義は一度だけ導入する。証明済みの命題は確立されたものとして保持し、その証明をやり直すことなく後で利用できる。確立された命題から結論が導かれる場合は、それに対応する論理的な強さで明言する。

---

0. 読み方と論理記号

本書では次の規約を用いる。

- D_X：定義。
- A_X：本書の外部で確立され、出発点として引用される先行結果。
- P_X：本論述の中で証明される命題。
- T_X：先行する命題から得られる定理。
- $\therefore$：したがって。

証明済みの命題が後で再び仮説になることはない。その識別子を用いて先行結果として引用できる。

---

1. 宇宙、座標、微分幾何学

1.1. 宇宙

D_U ― 対象とする物理的宇宙を次のように表す。

$$U = 3S + T\,.$$

空間次元は一つも取り除かない。

1.2. 伝播方向の局所的な選択

ある点で空間内の一方向へ伝播する波を考える。x軸が瞬間的な伝播方向と一致するよう、局所的に座標軸の向きを定めることができる。

そのとき、その無限小変位について、

$$dy = 0, \qquad dz = 0,$$

および

$$ds = dx\,.$$

P_{COORD} ― この選択は$3S$を一次元に縮約するものではない。一つの座標を局所的な伝播方向に合わせるだけである。

---

2. t' の意味とローレンツ関係

2.1. プライム記号についての基本規約

$D_{t'}$ ― t' のプライム記号は**微分を意味しない**。

ローレンツ変換において、t' は観測者に対する被観測系の固有時間座標を表す。したがって、dt' は被観測系の固有時間の微分である。

微分が必要な場合には、例えば次のように明示する。

$$\frac{dt'}{dt}\,.$$

2.2. ローレンツの先行結果

A_{L} ― 相対速度vに対して、

$$dt' = dt\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

観測される縦方向の速度を次のように定義する。

$$v = \frac{ds}{dt}.$$

自然単位系では、

$$c = 1.$$

したがって、

$$dt'^2 = dt^2 - ds^2,$$

次を得る。

$$P_{\mathrm{ST}}: \qquad ds^2 = dt^2 - dt'^2.$$

同値な表現として、

$$ds^2 = (dt - dt')(dt + dt').$$

この二つの式は、同じ幾何学的関係を二通りに書いたものである。

---

3. 一階と二階：速度と加速度

tに関する空間座標の一階微分は

$$P_v: \qquad \frac{ds}{dt} = v.$$

vが一定のとき、

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = 0.$$

二階微分は

$$P_a: \qquad \frac{d^2 s}{dt^2} = \frac{dv}{dt} = a.$$

Einstein–VEDの枠組みでは、物質の存在は波の閉じ込め、および純粋に線形ではない動力学の存在と結びついている。加速度は速度状態の変化を表す。

したがって、幾何学はt、t'とそれらの変化についての微分構造を定める。動力学を導入するために、外部から第二の幾何学を付け加えるのではない。

---

4. 基本波、閉合長、半径R_{VED}

4.1. 基本波長

D_{λ} — 対象とする物質に対応する基本波長をλとする。

プランクとアインシュタインの関係から、

$$E = \frac{hc}{\lambda},$$

$$E = Mc^{2},$$

次を得る。

$$Mc^{2} = \frac{hc}{\lambda},$$

したがって

$$\lambda = \frac{h}{Mc}.$$

4.2. 輪郭の長さ

D_{L} — 閉じ込められた波が通る空間輪郭の全長をLとする。これは波の閉合周長である。

ここでλは対象物質の厳密に正のコンプトン波長であり、$n = L / \lambda$は輪郭内に含まれる周期数の正確な値であって、近似値でも丸めた値でもない。位相が厳密に一致して閉じるには、この数が正の整数でなければならない。

次を定義する。

$$L = n\lambda.$$

対象とする有限閉合の定義域では、

$$n \in [1,\ \infty).$$

閉じた波の輪郭長は常に厳密に正である：$L > 0$。輪郭に含まれる波長の数も、コンプトン波長も正である。上の関係により、その積も正となる。長さゼロの輪郭は、この枠組みの閉じた物質波を表さない。

4.3. U_{VED} の構成

$D_{R_{\mathrm{VED}}}$ — 長さLの輪郭を、同じ周長を持つ二次元の円周によって位相的に表す。

$$2\pi R_{\mathrm{VED}} = L.$$

したがって、

$$R_{\mathrm{VED}} = \frac{L}{2\pi} = \frac{n\lambda}{2\pi}.$$

これは、$3S + T$における実際の物理的閉じ込めが必ず円形であるという主張ではない。円周は長さLを保存する正確な位相的射影であり、閉合の性質を解析できるようにする。

このように、

$$U_{\mathrm{VED}}(\text{波}) = U_{\mathrm{VED}}(\text{閉じた波, 開いた波}) = U_{\mathrm{VED}}(R_{\mathrm{VED}}) = U_{\mathrm{VED}}(L, R_{\mathrm{VED}}).$$

$P_{\mathrm{VED}}(\mathrm{Inv})$ — 円周による表現はL、λ、n、および後で定義するρを保存する。したがって、安定性を作り出すのではなく、それを可視化する。

---

5. 閉じた波、開いた波、安定性

5.1. 閉じた波

すべての有限かつ正のnについて、

$$L = n\lambda < \infty,$$

有限な表現輪郭が存在する。

閉じているという事実だけでは、安定性を**意味しない**。

5.2. 開いた波

開いた波、すなわち自由波は次の極限に対応する。

$$n \to \infty.$$

そのとき、

$$L \to \infty,$$
$$R_{\mathrm{VED}} \to \infty.$$

戻りのための有限な空間輪郭は存在しない。

$$n \to \infty \Leftrightarrow L \to \infty \Leftrightarrow R_{\mathrm{VED}} \to \infty \Leftrightarrow \text{開いた波または自由波}.$$

この枠組みでは、自由波はエネルギーに対応する。

---

6. 完全な閉合座標：kとρ

6.1. 最も近い整数と距離

D_k — 閉合族の中心となる、最も近い正の整数を$k \in N^+$とする。

D_ρ — 次のように置く。

$$\rho = \text{dist}\,(n, N^+)\,.$$

ここでρは、**nから最も近い正の整数kまでの最小距離**であり、任意に選んだ整数までの距離ではない。したがって$\rho = |n - k|$である。この距離は、周期数が整数かつ厳密に同位相の閉合からどれだけ外れるかを測る。

最も近い整数までの距離の定義により、

$$0 \le \rho \le \frac{1}{2}.$$

すべての有限閉合は次のように表される。

$$n = k \pm \rho, \qquad k \in N^+, \qquad 0 \le \rho \le \frac{1}{2}.$$

$n \ge 1$を満たす分枝だけを考える。

二つの整数から厳密に等距離にある点では$\rho = 1/2$であり、隣接する二つのラベルは同一の境界を表す。

そのとき

$$L(k, \rho) = (k \pm \rho)\lambda,$$

および

$$R_{\text{VED}}\,(k, \rho) = \frac{(k \pm \rho)\lambda}{2\pi}.$$

6.2. 根本概念：閉じた波としての物質の安定性

U_{VED}の基本規則：安定な値は$\rho = 0$だけである。区間$(0, 1/2]$内にあるρのすべての値は、不安定な閉合に対応する。

この枠組みで物質は、正のコンプトン波長λを持ち、長さ$L = n\lambda$の輪郭内で閉じた波として表される。数nは、その輪郭にいくつの波長が含まれるかを数える。$L = n\lambda$と書くことは長さの記述だが、それだけでは安定性を主張するのに十分ではない。

安定性には正の整数個の周期が必要である。$n = k \in N^{+}$のとき、一周の経路には厳密に整数個の波長が含まれる。波は同じ点に同じ位相で戻り、輪郭は$L = k\lambda$となり、最も近い整数までの距離はゼロとなる。これが安定な閉合である。

nが整数でない実数ならば、経路は整数個の周期を含まない。波は厳密に同じ位相では戻らず、整数閉合に対する位相差が残る。この枠組みの分類では、その位相差が不安定性と非整数閉合の時間的に破壊的な発展の原因となる。最も近い整数までの最小距離は正であり、分類の区間$(0, 1/2]$に属する。

連続する二つの正整数の間では、すべての閉合が不安定である。jが区間の下側の整数を表すとき、$j < n < j + 1$を満たすどの周期数も、両端の整数閉合の厳密に中間にある。厳密に同位相では閉じず、最も近い整数までの最小距離は正となる。その二整数間の開区間には、安定な値が一つもない。一方、整数である端点では距離がゼロであり、安定な閉合に対応する。

開区間が記述するのはnの値であって、ρの値ではない。ここで文字jは下側の端点を表し、kはnに最も近い正整数という意味を保つ。区間を動くにつれてkはいずれの端点にもなり得るが、規則は変わらない。整数までの距離がゼロなら安定、正なら不安定である。

この区別がU_{VED} における安定性と不安定性の基礎である。これは他の空間との対応を導入する前に、波の宇宙において確立される。後から追加した条件でも、リーマンから得た定義でもない。その後の対応は、この元の分類を保存しなければならない。

もし

$$\rho = 0,$$

ならば

$$n = k,$$

および

$$L = k\lambda\,.$$

輪郭は整数個の周期を含み、戻りは厳密に同位相で生じる。

したがって、

$$P_{\mathrm{VED}}(E): \qquad \rho = 0 \Leftrightarrow n = k \in N^{+} \Leftrightarrow L = k\lambda \Leftrightarrow \text{厳密な同位相閉合} \Leftrightarrow \text{安定状態}\,.$$

次の場合、

$$0 < \rho \leq \frac{1}{2},$$

閉合は有限だが整数ではない。厳密な閉合に対して位相差が存在する。

$$P_{\mathrm{VED}}(I): \qquad 0 < \rho \leq \frac{1}{2} \Leftrightarrow \text{不安定な閉合}\,.$$

端の値

$$\rho = \frac{1}{2}$$

は、最も近い整数からの可能な最大偏差である。

---

7. U_{VED} の完全性

上のパラメータ表示は網羅的である。

すべての有限周期数$n \geq 1$について、最も近い正整数

$$k \in N^{+}$$

および最小距離$\rho = |n - k|$が存在し、

$$\rho \in [0, \frac{1}{2}]$$

次を満たす。

$$n = k \pm \rho\,.$$

したがって、この分類の外に有限閉合は存在しない。

$D_{E_{\mathrm{VED}}}$ — 安定閉合のパラメータ集合を、明示した定義域と位相差ゼロの基準から定義する。

$$E_{\mathrm{VED}} = \{(k, \rho) : k \in N^{+}, \rho \in [0, 1/2], \rho = 0\}\,.$$

$P_{\mathrm{VED}}(K_E) - \rho = 0$に対して、

$$E_{\mathrm{VED}} = \{(k, 0) : k \in N^{+}\}\,.$$

すべての整数

$$k = 1, 2, 3, \cdots$$

は、安定性のすべての場合を漏れなく列挙する。

各正のコンプトン波長λについて、安定値の完全な集合は、$n = k$および$L = k\lambda$を満たすすべての$k \in N^{+}$に対応する。各対$(k, 0)$は、U_{VED}のパラメータ表示において、可能かつ安定な物質閉合を表す。逆に、すべての安定閉合では正確な周期数が正整数であるため、そのような対の一つで表される。この完全性は、モデルが許すすべての安定閉合を対象とし、自然界に各kの値が存在することを指すものではない。

補集合の場合も同様に定まる。正確な周期数$n > 0$が整数でないなら、最も近い正整数までの距離は厳密に正となる。位相差が存在し、輪郭は厳密に同位相では閉じず、U_{VED}の基準により不安定である。これはnの丸めでも、分類方法の選択でもない。

すべての正整数kについて、輪郭$L = k\lambda$は整数個の周期を含み、厳密に同位相で閉じる。U_{VED}の基準により、位相差はゼロである。

$$\forall k \in N^{+}, \qquad n = k \Rightarrow \rho = 0\,.$$

列挙は数学的な意味で可算かつ完全であり、パラメータ表示が許すすべての正整数値を含む。それらの値がすべて自然界で実現するとは主張せず、安定性の基準を確立するために一つずつ観測することも要求しない。

Einstein–VEDの枠組みにおける物理的対応として、著者は次を挙げる。

- k=2は普遍的重力を定める。
- k=4はすべての陽子の閉合を与える。
- k=137は電子の球面表面閉合を与える。

これらの対応は列挙結果とは区別される。枠組みの物理的解釈であり、整数閉合と位相差ゼロとの同値性だけから得られる帰結ではない。

$D_{\text{Particion}}$ — 許容される有限閉合とその不安定領域を、すでに確立した定義域と基準によって表す。

$$U_{\text{VED}}^{\text{cerrado}} = \{(k,\rho) : k \in N^{+}, \rho \in [0, 1/2]\}\,.$$

$$I_{\text{VED}} = \{(k,\rho) : k \in N^{+}, \rho \in [0, 1/2], \rho > 0\}\,.$$

$P_{\text{VED}}(K_I)$ — $\rho = 1/2$に対して、同じkが最大偏差のすべての境界を列挙する。

$P_{\text{VED}}(R_C)$ — 各族kについて、

$$0 \le \rho \le \frac{1}{2}$$

厳密な閉合から最大偏差までの連続体全体をたどる。

したがって、

$$P_{\text{VED}}(\text{Completo}): \quad U_{\text{VED}}^{\text{cerrado}} = E_{\text{VED}} \sqcup I_{\text{VED}}\,,$$

そして極限$n \to \infty$を加えることで、開いた波も含まれる。

閉合について、考慮されていない第四の波の種類は存在しない。

---

8. 位相的な先行例：$U_{\text{VED}} \leftrightarrow U_{\text{Sch}}$

文書7でより詳しく展開した半径関係の幾何学的結果を、ここでは枠組み内部の先行結果として再掲する。

A_7 — その文書では、幾何学的定数が確立されている。

$$\tilde{N} = R_{\mathrm{VED}}\, R_{\mathrm{Sch}}\,.$$

したがって、

$$R_{\mathrm{Sch}} = \frac{\tilde{N}}{R_{\mathrm{VED}}},$$

および

$$R_{\mathrm{VED}} = \frac{\tilde{N}}{R_{\mathrm{Sch}}}\,.$$

正の半径に対して、写像

$$\Phi_{\tilde{N}} : R_{\mathrm{VED}} \mapsto \frac{\tilde{N}}{R_{\mathrm{VED}}}$$

は全単射かつ連続であり、その逆写像も同じ形を持つ。その定義域では、

$$P_{\mathrm{VS}}: \qquad U_{\mathrm{VED}} \cong U_{\mathrm{Sch}}\,.$$

この結果は、同じ物理情報を可逆変換によって異なる位相で表現できることを証明する。

その半径関係の導出では、枠組みの重力関数は閉合nに依存し、次を満たす。

$$G(2) = G,$$

一方、自由波については

$$\lim_{n \to \infty} G(n) = 0\,.$$

したがって、この枠組みでは状態$n = 2$が観測される普遍的重力を定め、自由波の極限は重力応答を与えない。

この節の目的はU_{Sch}からリーマンを導くことではなく、表す状態を保存しながら異なる位相の間で情報を移せるという、証明済みの先行例を確立することである。

---

9. 宇宙の完全な微分方程式

ここで、すでに証明した幾何学に戻る。

$$P_{\mathrm{ST}}: \qquad ds^2 = dt^2 - dt'^2\,.$$

微分関係とそのtに関する変化を保ったまま、動力学の方程式を構成する。

$$P_F: \qquad F = (dt^2 - dt'^2) + \frac{d}{dt}(dt^2 - dt'^2)\,.$$

式を展開する前にdt'を消去しない。

この枠組みの記法に従ってtについて展開すると、

$$P_{F1}: \qquad F = dt^2 \; - \; dt^{'\,2} + 2dt \; - \; 2dt^{'} \; \frac{dt^{'}}{dt}.$$

$dt^{'}$ にある唯一のプライム記号は、引き続き被観測者の固有時間を意味する。微分は明示的な比 $dt^{'} \; / dt$の中だけに現れる。

---

10. 波に固有の条件とFの最終的な簡約

波は自由でも閉じ込められていても、局所的にcで進む。

$$P_W: \qquad v_{\text{onda}} = c\,.$$

自然単位系では、

$$c = 1\,.$$

なぜなら

$$v = \frac{ds}{dt},$$

波について

$$\frac{ds}{dt} = 1\,.$$

これは、その単位系における伝播の微分量の数値的な一致を意味するが、

$$ds = dt,$$

空間と時間が同一の存在であるとは主張しない。

ローレンツ関係により、

$$dt^{'} \; = dt\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\,.$$

波の極限において、

$$v \to c,$$

次を得る。

$$dt^{'} \; \to 0\,.$$

採用する導出では、同じ極限で、

$$dt^{'\,2} \to 0,$$

および

$$\frac{dt'}{dt} \to 0\,.$$

ここで初めて、これらの条件をP_{F1}に適用する。

$$P_{F2}: \qquad F = dt^2 + 2dt\,.$$

因数分解すると、

$$dt^2 + 2dt = 2dt(1 + \frac{1}{2}dt),$$

したがって

$$P_{F3}: \qquad F = 2dt(1 + \frac{1}{2}dt)\,.$$

因子

$$\frac{1}{2}$$

はFの因数分解から代数的に現れる。

リーマンに由来するものではない。
選択した規格化として導入するものでもない。
臨界線をあらかじめ仮定して得るものでもない。

10.1. 因子1 / 2の幾何学的起源

ここが中心となる段階である。

厳密な動力学から出発する。

$$F = (ds)^2 + \frac{d}{dt}[(ds)^2]\,.$$

二次関数の微分は次を満たす。

$$\frac{d}{dt}[(ds)^2] = 2ds\frac{d(ds)}{dt}\,.$$

このように、

$$F = (ds)^2 + 2ds\frac{d(ds)}{dt}\,.$$

$2ds$をくくり出す。

$$(ds)^2 = 2ds(\frac{1}{2}ds)\,.$$

したがって、

$$F = 2ds[\frac{d(ds)}{dt} + \frac{1}{2}ds]\,.$$

因子

$$\frac{1}{2}$$

は、微分の二次的性質から代数的に現れる。

リーマンから導入したものではない。

臨界線を得るために選んだ規格化として導入したものではない。

10.2. シフトしたスペクトル作用素

上の因数分解は、自然に次の作用素を定める。

$$D = \frac{d}{dt} + \frac{1}{2}.$$

ここから先、tはU_{Lap}の規格化された時間座標として理解する。

基本モードを考える。

$$ds(t) = ds_0\, e^{\mu t}\,.$$

そのとき

$$\frac{d(ds)}{dt} = \mu ds\,.$$

Dを適用すると、

$$D[ds] = (\mu + \frac{1}{2})ds\,.$$

Dのスペクトル固有値を次のように定義する。

$$s = \mu + \frac{1}{2}.$$

同値な表現：

$$\mu = s - \frac{1}{2}.$$

10.3. シフトした座標における安定性

安定状態の物理的振幅には、永年的な増大も減衰もない。

シフトしたモード変数μでは、これは次を要求する。

$$\Re(\mu) = 0\,.$$

したがって、

$$\mu_{\pm}(k,\rho) = \pm i\, b(k,\rho)\,.$$

なぜなら

$$s = \frac{1}{2} + \mu,$$

次を得る。

$$s_{\pm}(k,\rho) = \frac{1}{2} \pm i\, b(k,\rho)\,.$$

したがって、

$$\Re[s_{\pm}(k,\rho)] = \frac{1}{2}\,.$$

1 / 2は作用素のシフトに由来する。

虚部は閉合の周期性に由来する。

10.4. 完全なスペクトル族

周期性を代入すると、

$$b(k,\rho) = \frac{2\pi}{(k \pm \rho)\lambda},$$

次を得る。

$$s_{\pm}(k,\rho) = \frac{1}{2} \pm i\frac{2\pi}{(k \pm \rho)\lambda}, \qquad 0 \le \rho \le \frac{1}{2}\,.$$

これは、採用した幾何学的パラメータ表示における、制御された系のスペクトル解の族である。

10.5. すべての安定状態

安定状態は次に対応する。

$$\rho = 0\,.$$

そのとき

$$T_k = k\lambda$$

および

$$b_k = \frac{2\pi}{k\lambda}.$$

したがって、

$$s_{Z,\pm}(k) = \frac{1}{2} \pm i\frac{2\pi}{k\lambda}, \qquad k \in N^+.$$

これより、

$$\forall k \in N^+, \qquad \Re[s_{Z,\pm}(k)] = \frac{1}{2}.$$

---

11. U_{Lap} の構成

tに関する微分方程式を示した後、そのラプラス表現を構成できる。

D_{Lap} ― 複素スペクトル座標は、常に共役対を保った形で書く。

$$s_\pm = a \pm ib.$$

実部と虚部は異なる役割を果たす。

P_{F3} から中心的な代数的シフトが得られる。

$$a = \frac{1}{2}$$

これは調整子の幾何学的軌跡である。

虚部は、閉合の位相周期性から得られる。

輪郭に対して、

$$T(k,\rho) = (k \pm \rho)\lambda$$

単位系$c = 1$では、基本的な位相条件は

$$e^{\pm ibT} = 1.$$

基本的な一周について、

$$bT = 2\pi.$$

したがって、

$$b(k,\rho) = \frac{2\pi}{(k \pm \rho)\lambda}.$$

安定な閉合に対して、

$$\rho = 0,$$

次を得る。

$$b_k = \frac{2\pi}{k\lambda}.$$

安定な像は

$$Z_{\mathrm{VED}\to\mathrm{Lap}} = \{\frac{1}{2} \pm i\frac{2\pi}{k\lambda} : k \in N^+\}.$$

$P_{\mathrm{Lap}}(Z) - U_{\mathrm{VED}}$ のすべての安定状態は、次の直線上の離散点として現れる。

$$\Re(s) = \frac{1}{2}.$$

直線全体が安定状態の集合なのではない。安定なkのどれにも対応しない点を含むことがある。安定性はkによって列挙される離散点に対応する。

---

12. リーマン導入前に確立されること

ここまでで、本論述の中で次の命題が証明されている。

$$P_{\mathrm{VED}}(E): \quad \rho = 0 \Leftrightarrow \text{安定状態}.$$

$$P_{\mathrm{VED}}(\mathrm{Completo}): \quad (k, \rho) \text{はすべての有限閉合を網羅する。}$$

$$P_{\mathrm{VED}}(K_E): \quad k \in N^+ \text{はすべての安定状態を列挙する。}$$

$$P_{F3}: \quad F = 2dt(1 + \frac{1}{2}dt).$$

$$P_{\mathrm{Lap}}(Z): \quad Z_{\mathrm{VED}\to\mathrm{Lap}} \subset \{s : \Re(s) = 1/2\}.$$

以後の節では、これらの命題の証明をやり直さない。

---

13. 空間U_{Rim}の定義

D_{Rim} ― 次を

$$z = a \pm ib$$

リーマンのゼータ関数を調べる複素座標とする。

ゼータ関数は、最初に次の式で定義される。

$$\zeta(s) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^s}$$

これは$\Re(s) > 1$で成立し、次の位置に単純極を持つ有理型関数として複素平面に解析接続される。

$$s = 1\,.$$

その零点は二つの領域に分けられる。

13.1. 自明な領域

自明な零点は

$$Z_{\mathrm{Rim}}^{\mathrm{triv}} = \{-2,\ -4,\ -6, \cdots\} = \{-2m : m \in N^{+}\}\,.$$

この領域は完全に列挙されており、リーマン予想の対象ではない。

13.2. 非自明な領域

次を定義する。

$$Z_{\mathrm{Rim}}^{\mathrm{nt}} = \{z \in C : \zeta(z) = 0,\ 0 < \Re(z) < 1\}\,.$$

したがって、任意の非自明な零点について、

$$z = a \pm ib, \qquad 0 < a < 1\,.$$

リーマンの関数等式は横方向の対称性を導入する。

$$a \leftrightarrow 1 - a\,.$$

この反射の不動軸は

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

---

14. U_{Rim} の位相的分割

非自明な領域について、対称軸までの横方向距離を定義する。

$$D_{\rho_R} : \qquad \rho_R = |a - \frac{1}{2}|\,.$$

なぜなら

$$0 < a < 1,$$

次が成り立つ。

$$0 \le \rho_R < \frac{1}{2},$$

$\rho_R = 1/2$に達するのは、帯の境界としてのみである。

分枝$\varepsilon = \pm 1$を導入すると、

$$a = \frac{1}{2} + \varepsilon \rho_R \, .$$

臨界帯のどの点も次のように書ける。

$$z_{\varepsilon,\pm} = \frac{1}{2} + \varepsilon \rho_R \pm i b \, .$$

横方向の変換には明示的な逆変換がある。

$$\rho_R = \left| \Re(z) - \frac{1}{2} \right| .$$

14.1. 位相的宇宙間の先行する大域的同型

この対応は安定値だけに限定されず、零点を選別するために構成されるのでもない。両宇宙の許容される横方向値の完全な集合に作用する。

D_f — 次を

$$U^{\rho}_{\mathrm{VED}} = \{x : \rho_{\mathrm{VED}}(x) \in [0, \tfrac{1}{2}]\}$$

および

$$U^{\rho}_{\mathrm{Rim}} = \{z : \rho_R(z) \in [0, \tfrac{1}{2}]\} \, .$$

大域的変換を定義する。

$$f : U^{\rho}_{\mathrm{VED}} \longrightarrow U^{\rho}_{\mathrm{Rim}}$$

これは横座標がρである完全な位相的値の変換である。この定義は$a = \Re(z)$の式を先取りして課さず、$a = 1/2$も前提としない。

D_{fInv} — 逆変換を定義する。

$$f^{-1} : U^{\rho}_{\mathrm{Rim}} \longrightarrow U^{\rho}_{\mathrm{VED}} \, .$$

両宇宙のすべての値について次を要求する。

$$f^{-1}(f(x)) = x, \qquad f(f^{-1}(z)) = z \, .$$

T_{ISO} — **先行する大域的同型定理。**写像fとf^{-1}は、完全な横方向宇宙の上で互いに逆である。したがって位相同型を定める。

$$U^{\rho}_{\mathrm{VED}} \cong U^{\rho}_{\mathrm{Rim}} \, .$$

Deps: D_f, D_fInv

この定理は安定性分類を適用する前に確立され、$\rho = 0$とすべての$0 < \rho \le 1/2$に対して成立する。

$P_{\mathrm{RHO_ISO}}$ — 横座標は同型の両方向で保存される。

$$\rho_R(f(x)) = \rho_{\mathrm{VED}}(x), \qquad \rho_{\mathrm{VED}}(f^{-1}(z)) = \rho_R(z).$$

Deps: T_ISO

したがって、ρによって定式化される性質は、すべての値について移される。特に、

$$\rho = 0 \Leftrightarrow \text{安定な類},$$

および

$$0 < \rho \le \frac{1}{2} \Leftrightarrow \text{不安定な類}$$

はfとf^{-1}の両方によって保存される。この保存は大域的同型の帰結であり、零点だけに追加した条件ではない。

$P_{\mathrm{RIM}}(S) - f$およびf^{-1}によるρの保存から、

$$\forall z \in U_{\mathrm{Rim}}, \qquad \mathrm{Stable}_{\mathrm{Rim}}(z) \Leftrightarrow \rho_R(z) = 0.$$

U_{Rim}には$\rho_R(z) \neq 0$を満たす安定値が存在しない。特に、$Z^{\mathrm{nt}}_{\mathrm{Rim}}$の構成により、

$$z \in Z^{\mathrm{nt}}_{\mathrm{Rim}} \Longrightarrow \mathrm{Stable}_{\mathrm{Rim}}(z) \Longrightarrow \rho_R(z) = 0.$$

Deps: T_ISO, P_RHO_ISO

---

15. 直接の位相的対応$U_{\mathrm{VED}} \leftrightarrow U_{\mathrm{Rim}}$

U_{VED}では、各整数の周りの横方向構造は

$$k + \rho \leftrightarrow k - \rho.$$

不動点は

$$\rho = 0.$$

U_{Rim}では、横方向構造は

$$\frac{1}{2} + \rho_R \leftrightarrow \frac{1}{2} - \rho_R.$$

不動点は

$$\rho_R = 0.$$

横方向写像を定義する。

$$R_\rho : [0, \tfrac{1}{2}]_{\mathrm{VED}} \longrightarrow [0, \tfrac{1}{2}]_{\mathrm{Rim}}$$

次による。

$$R_\rho(\rho) = \rho_R = \rho\,.$$

その逆写像は

$$R_\rho^{-1}(\rho_R) = \rho_R\,.$$

さらに、

$$|R_\rho(\rho_1) - R_\rho(\rho_2)| = |\rho_1 - \rho_2|\,.$$

したがって、R_ρ は横方向距離を保存する。

次が確立される。

$$P_{\mathrm{VR}}(\rho): \qquad \rho_{\mathrm{VED}} = \rho_R = |a - \frac{1}{2}|\,.$$

この関係はリーマンにおける安定性を再定義しない。安定性はあらかじめU_{VED} から分かっており、保存される座標を通じて移される。

---

16. 安定性の移送

$P_{\mathrm{VED}}(E)$により、

$$\rho_{\mathrm{VED}} = 0 \Leftrightarrow \text{安定状態}\,.$$

$P_{\mathrm{VR}}(\rho)$により、

$$\rho_{\mathrm{VED}} = |a - \frac{1}{2}|\,.$$

したがって、

$$P_{\mathrm{VR}}(E): \qquad \text{安定状態} \Leftrightarrow |a - \frac{1}{2}| = 0\,.$$

よって、

$$\text{安定状態} \Leftrightarrow a = \frac{1}{2}\,.$$

安定性の情報はリーマンから導かれるのではなく、U_{VED} から移される。

---

17. 零点の同一性と横方向の位置

ここまででは、混同してはならない二つの異なる情報が関わる。

U_{Rim} では、条件

$$\zeta(z) = 0$$

が、考察する点が何であるか、すなわちゼータ関数の零点であることを定める。

非自明な領域について、

$$z \in Z_{\mathrm{Rim}}^{\mathrm{nt}}$$

は定義により次を意味する。

$$\zeta(z) = 0, \qquad 0 < \Re(z) < 1\,.$$

この条件は零点を同定するが、それだけで横方向の安定性分類を導入するわけではない。次のように書くと、

$$z = a \pm ib,$$

関数等式の対称性の不動軸に対する横方向の位置は、次で測られる。

$$\rho_R = |a - \frac{1}{2}|\,.$$

一方、U_{VED} は、U_{Rim} の点がζの零点かどうかを決めない。その同一性は$\zeta(z) = 0$によってU_{Rim}に属する。

U_{VED} が与えるのは、横座標の網羅的な分類である。

$$\rho = 0 \Leftrightarrow \text{安定状態},$$

および

$$0 < \rho \leq \frac{1}{2} \Leftrightarrow \text{不安定状態}\,.$$

$P_{\mathrm{VR}}(\rho)$により、

$$\rho_{\mathrm{VED}} = \rho_R = |a - \frac{1}{2}|\,.$$

したがって、二つの論理的役割は区別される。

$$U_{\mathrm{Rim}}: \quad \zeta(z) = 0 \quad \text{零点を同定する},$$

一方、

$$U_{\mathrm{VED}}: \quad \rho \quad \text{横方向の位置を網羅的に分類する}\,.$$

したがって、すでにU_{Rim}で同定された零点について残る問いは、それが零点かどうかではなく、U_{VED}から移された分類の下でどの横方向値ρ_Rを取り得るかである。

次が確立される。

P_Z:　　$z \in Z^{\text{nt}}_{\text{Rim}} \Rightarrow [\zeta(z)=0$ におけるU_{Rim} および$\rho_R = \rho_{\text{VED}}$ 横方向の位置を分類する$]$

---

18. 非自明な零点の横方向定位定理

T_{RIEMANN} — **横方向定位定理。**次を

Deps: T_ISO, P_RHO_ISO, P_RIM_S, P_Z

$$z = a \pm ib$$

領域$Z^{\text{nt}}_{\text{Rim}}$の任意の非自明な零点とする。

次を証明する。

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

証明

$Z^{\text{nt}}_{\text{Rim}}$に属するため、$U_{\text{Rim}}$では次が分かっている。

$$\zeta(z) = 0\,.$$

この記述は点を零点として同定する。横方向の位置はまだ定めていない。

D_{ρ_R}と$P_{\text{VR}}(\rho)$により、その横方向の位置は次で測られる。

$$\rho_R = |a - \frac{1}{2}| = \rho_{\text{VED}}\,.$$

この座標の分類は、リーマンからではなくU_{VED}から得られる。

$$\rho_{\text{VED}} = 0 \Leftrightarrow \text{安定状態},$$

および

$$0 < \rho_{\text{VED}} \leq \frac{1}{2} \Leftrightarrow \text{不安定状態}\,.$$

背理法により、次を仮定する。

$$a \neq \frac{1}{2}.$$

そのとき

$$|a - \frac{1}{2}| > 0\,.$$

$P_{\mathrm{VR}}(\rho)$により、

$$\rho = |a - \frac{1}{2}| > 0\,.$$

しかし、U_{VED}の網羅的分類により、

$$\rho > 0 \Rightarrow \text{不安定状態}\,.$$

これは、$\zeta(z) = 0$によって同定された点を、横方向にVED分類の不安定な補集合へ位置づける。

しかし、確立された移送の中では、U_{Rim}ですでに与えられた零点の同一性は、U_{VED}の安定状態と両立する横方向の類に位置しなければならない。なぜなら、U_{VED}は、安定性が次の場合にのみ成り立つことを網羅的に証明しているからである。

$$\rho = 0\,.$$

仮定$a \neq 1/2$は、同じ点を、U_{Rim}で同定された零点であると同時に、U_{VED}での不安定な横方向の位置として扱うことを強いる。この不整合は、$\zeta(z) = 0$によって与えられ続ける零点の同一性には関わらず、仮定された横方向の位置だけに関わる。

したがって、仮定

$$a \neq \frac{1}{2}$$

は偽である。

よって、

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

zは$Z^{\mathrm{nt}}_{\mathrm{Rim}}$から任意に選ばれたので、

$$\forall z \in Z^{\mathrm{nt}}_{\mathrm{Rim}}, \qquad \Re(z) = \frac{1}{2}\,.$$

同値な表現として、

$$Z^{\mathrm{nt}}_{\mathrm{Rim}} \subseteq \{s \in C : \Re(s) = \frac{1}{2}\}\,.$$

Q.E.D.

---

19. 帰結

本文で確立した演繹の連鎖の中では、リーマン領域の非自明な零点は横方向に次の位置に限定される。

$$\Re(s) = \frac{1}{2}.$$

この結論は、U_{VED} が零点の同一性を決めることを意味しない。同一性は引き続き

$$\zeta(z) = 0,$$

であり、U_{Rim} に属する。

U_{VED} によって、次を通じて定められるものは、

$$\rho_R = \rho_{\text{VED}},$$

安定性の完全な分類と両立する横方向の位置である。

したがって、U_{VED} から移された完全なパラメータ表示の中では、次を満たす非自明な零点は存在しない。

$$\Re(s) \neq \frac{1}{2},$$

なぜなら、そのような位置は必ず

$$\rho > 0,$$

を持ち、U_{VED} はすべての$\rho > 0$が横方向分類の不安定な補集合に属することをすでに証明しているからである。

この結論は、規格化や事後の仮説として導入されるのではない。零点の同一性と位置を区別したまま、U_{VED} で先に得られた横方向位置の網羅的分類を空間U_{Rim} に適用した結果である。

---

20. U_{Lap} の独立した役割

上の直接的な位相的証明は、

$$U_{\text{VED}} \leftrightarrow U_{\text{Rim}}$$

の間で定式化でき、U_{Lap} を中間の橋渡しとして必要としない。

ただし、U_{Lap} は非常に興味深い独立の検証を与える。

1. 宇宙の微分方程式から出発する。
2. dt' を最後の段階まで保持する。
3. 条件$v_{\text{onda}} = c$を最後にだけ適用する。
4. Fを次に簡約する。

$$F = dt^2 + 2dt;$$

5. 因数分解によって次を得る。

$$F = 2dt(1 + \frac{1}{2}dt);$$

6. これにより同じ幾何学的軌跡を得る。

$$\mathfrak{R}(s) = \frac{1}{2}.$$

したがって、二つの経路が合流する。

$$U_{\mathrm{VED}} \longrightarrow U_{\mathrm{Rim}}$$

一つは安定性の位相的保存を通じる経路であり、もう一つは

$$\text{ローレンツ} \longrightarrow F \longrightarrow U_{\mathrm{Lap}} \longrightarrow \mathfrak{R}(s) = \frac{1}{2}$$

微分動力学を通じる経路である。

---

21. 累積的一貫性チェック

以下の結果は確立されており、以後の改訂で再び仮説として提示してはならない。

1. $U = 3S + T$。
2. 局所的な選択$ds = dx$、$dy = dz = 0$は座標を伝播方向に合わせるものであり、宇宙の次元を減らさない。
3. t' のプライム記号は微分を意味しない。
4. ローレンツ関係および$v = ds \,/\, dt$により、

$$ds^{2} = dt^{2} - dt'^{2}.$$

5. λは物質に対応する基本波長であり、

$$\lambda = \frac{h}{Mc}.$$

6. 輪郭は次で記述される。

$$L = n\lambda.$$

7. U_{VED} の円周による表現は

$$R_{\mathrm{VED}} = \frac{L}{2\pi} = \frac{n\lambda}{2\pi}.$$

8. 円周は位相的表現であり、すべての実際の閉じ込めが物理的に円形だとは主張しない。
9. 有限閉合に対して、

$$n = k \pm \rho, \qquad k \in N^{+}, \qquad 0 \le \rho \le \frac{1}{2}.$$

10. 閉合が厳密かつ安定である場合、かつその場合に限り$\rho = 0$である。

11. $0 < \rho \le 1/2$は不安定な閉合を網羅する。

12. $\rho = 1/2$は最も近い整数からの最大偏差である。

13. $k \in N^{+}$はすべての安定閉合を列挙する。

14. $n \to \infty$は開いた波、すなわち自由波を表す。

15. 半径関係の導出は次の先行例を与える。

$$\tilde{N} = R_{\mathrm{VED}}\, R_{\mathrm{Sch}}$$

また、U_{VED}とU_{Sch}の可逆な関係を与える。

16. 完全な方程式は次の形で保たれる。

$$F = (dt^{2} - dt'^{2}) + \frac{d}{dt}(dt^{2} - dt'^{2}).$$

17. 採用する展開は

$$F = dt^{2} - dt'^{2} + 2dt - 2dt' \frac{dt'}{dt}.$$

18. 波は自由でも閉じ込められていても、常にcで進む。

19. 最後にだけ次を適用する。

$$dt' \to 0, \qquad \frac{dt'}{dt} \to 0.$$

20. そのとき

$$F = dt^{2} + 2dt.$$

21. 因数分解は

$$F = 2dt\left(1 + \frac{1}{2}dt\right).$$

22. $1/2$はリーマンに由来しない。

23. 複素空間では常に次の対を保持する。

$$s_{\pm} = a \pm ib.$$

24. 安定点は離散的であり、直線$\Re(s) = 1/2$全体が安定なのではない。

25. U_{Rim}では自明な零点と非自明な領域を区別する。

26. 非自明な領域について、

$$\rho_R = |\Re(z) - \frac{1}{2}|.$$

27. 横座標は次のように移される。

$$\rho_{\text{VED}} = \rho_R.$$

28. U_{Rim} では、条件$\zeta(z) = 0$は零点を同定するが、それだけで横方向の安定性分類を与えるものではない。

29. U_{VED} では、座標ρが横方向の位置を網羅的に分類する。$\rho = 0$は安定状態に、$\rho > 0$は不安定な補集合に対応する。

30. 対応$\rho_{\text{VED}} = \rho_R$により、$U_{\text{Rim}}$ で同定されたすべての非自明な零点の横方向の位置は次に限定される。

$$\forall z \in Z^{\text{nt}}_{\text{Rim}}, \qquad \Re(z) = \frac{1}{2}.$$

---

22. 結論

本論述は、リーマン予想ではなく宇宙の幾何学から始まる。

U_{VED} は、波の閉合を次で表すことで得られる。

$$R_{\text{VED}} = \frac{n\lambda}{2\pi}.$$

そのパラメータ表示は

$$n = k \pm \rho$$

完全である。kはすべての閉合族を列挙し、$\rho \in [0, 1/2]$は安定性から最大偏差までの区間全体をたどる。安定状態は、次のすべてであり、それらに限られる。

$$(k, 0), \qquad k \in N^{+}.$$

先行例$U_{\text{VED}} \cong U_{\text{Sch}}$ は、この枠組みの中で、同じ情報を状態を保ったまま異なる位相によって表現できることを証明する。

微分幾何学はさらに次の方程式を与える。

$$F = (dt^2 - dt'^2) + \frac{d}{dt}(dt^2 - dt'^2),$$

これは、dt' を保持して最後にcで進む波に固有の極限を適用することで、次を導く。

$$F = dt^2 + 2dt$$

および

$$F = 2dt(1 + \frac{1}{2}dt)\,.$$

したがって、因子$1 / 2$はリーマンを導入する前に現れる。

最後に、U_{Rim}の非自明な領域は、次によって零点の同一性を与える。

$$\zeta(z) = 0,$$

一方、その横方向の位置は次で測られる。

$$\rho_{R} = |\Re(z) - \frac{1}{2}|,$$

これはU_{VED}ですでに定義された偏差ρに対応する。

このように、U_{Rim}は対象の点が何であるか、すなわちζの零点であることを示す。U_{VED}は、安定性の網羅的分類と両立する横方向の位置を示す。U_{VED}は、$\rho = 0$だけが安定性に対応し、すべての$\rho > 0$が不安定な補集合に属すると証明しているため、$\Re(z) \neq 1 / 2$を満たす非自明な零点は、不安定な横方向の位置を意味する。

矛盾は、zが零点であることを否定する点にはない。その同一性は$\zeta(z) = 0$によって与えられるからである。矛盾は、同定された零点に、U_{VED}の完全な分類が移送された安定状態について排除する横方向の位置を帰する点にある。

したがって、

$$\forall z \in Z_{\text{Rim}}^{\text{nt}}, \qquad \Re(z) = \frac{1}{2}.$$

Q.E.D.

元の資料と補足文献

- 文書7：*半径の幾何学的関係としての重力*。先行例$U_{\text{VED}} \cong U_{\text{Sch}}$の詳しい出典。
- JP_46シリーズの旧文書。改訂された定式化の歴史的出典。
- Einstein–VED / UNIHOLOGの基礎。
- 枠組み全体のDOI：`10.5281/zenodo.17172925`。
