

Un potentiel de Higgs sans échelle à renormalisation discrète :

$$\kappa_\lambda = 5/3 \text{ et } m_H = 2v/\sqrt{\pi \ln(1/\alpha)}$$

Lilian Alexandre Cariou

CA9 SAS, Brest, France

`lilian.cariou@ca9.fr` ORCID : 0009-0006-8276-4048

27 août 2026

Résumé

Le LHC a établi que les couplages du boson à 125 GeV suivent le motif du Modèle Standard au niveau de 5–10 %, mais la forme du potentiel scalaire lui-même — en particulier l’auto-couplage trilinéaire — reste à tester. Nous revisitons le potentiel radiatif invariant d’échelle $V(\phi) = B\phi^4[\ln(\phi/v) - \frac{1}{4}]$ (la forme Coleman–Weinberg/Gildener–Weinberg), dont la forme fixe $\kappa_\lambda = 5/3$ et $\kappa_4 = 11/3$ indépendamment de la normalisation, et proposons un nouveau principe de normalisation pour remplacer la somme de boucles qui a historiquement condamné ce potentiel (la boucle du quark top rend la somme du Modèle Standard négative). Si les échelles de la théorie effective sont engendrées multiplicativement par pas discrets de rapport α — de sorte que la course du quartique s’accumule par barreaux de longueur $\ln(1/\alpha)$ — et si l’incrément par barreau est fixé par la structure à deux canaux d’un échange élémentaire (un unique canal de contact de Temperley–Lieb coûtant une boucle de fermeture, mesuré au taux angulaire unité sur le demi-tour), alors $B = 1/[\pi \ln(1/\alpha)]$ et

$$m_H = \frac{2v}{\sqrt{\pi \ln(1/\alpha)}} = 125,25 \text{ GeV},$$

contre $125,20 \pm 0,11$ GeV mesuré ($+0,04$ %, $0,5\sigma$) — de manière équivalente $\lambda = 2/[\pi \ln(1/\alpha)] = 0,12939$ contre $0,12928 \pm 0,00023$. Nous rapportons sans fard l’analyse de l’effet de sélection a posteriori (le *look-elsewhere*) : dans un balayage de 1134 formes closes simples, trois tombent à moins de 2σ , et la sélection de $1/[\pi \ln(1/\alpha)]$ est structurelle (le slot $1/\ln(1/\alpha)$ est imposé par l’hypothèse des barreaux discrets), pas purement numérique. La relation de masse est une postdiction ; le contenu falsifiable est $\kappa_\lambda = 5/3$ (avec $\sigma_{HH} \approx 0,55 \sigma_{HH}^{\text{SM}}$, testable au HL-LHC et de manière décisive aux collisionneurs futurs), $\kappa_4 = 11/3$, des couplages d’arbre $\kappa = 1$ partout sans largeur invisible, et le resserrement linéaire de la moyenne mondiale de m_H , qui teste directement la normalisation.

1 Introduction

Dix ans de mesures au LHC ont établi que les couplages du boson scalaire à 125 GeV aux fermions et aux bosons de jauge sont proportionnels à la masse, avec la normalisation du Modèle Standard (MS), au niveau de 5–10 % [1, 2]. Ce qu’ils n’ont *pas* établi, c’est la forme du potentiel scalaire. Dans le MS, le potentiel

$$V_{\text{SM}}(\phi) = \frac{\lambda}{4}(\phi^2 - v^2)^2, \quad \lambda = \frac{m_H^2}{2v^2}, \quad (1)$$

est postulé ; ses deux paramètres sont fixés par les mesures de v (via G_F) et de m_H , et il ne prédit ni l'un ni l'autre. L'auto-couplage trilineaire, qui sonde la troisième dérivée du potentiel, n'est que borné : la combinaison ATLAS simple-plus-double Higgs donne $-0,4 < \kappa_\lambda < 6,3$ à 95 % CL [3], la combinaison CMS $-1,2 < \kappa_\lambda < 7,5$ [4], et le PDG cite $\kappa_\lambda = 3,8^{+2,1}_{-4,0}$ [9].

Une alternative ancienne et économique est le potentiel *engendré radiativement*, classiquement invariant d'échelle, de Coleman–Weinberg (CW) [6] et Gildener–Weinberg (GW) [7],

$$V(\phi) = B \phi^4 \left[\ln \frac{\phi}{v} - \frac{1}{4} \right], \quad (2)$$

dans lequel l'échelle électrofaible naît par transmutation dimensionnelle plutôt que par un terme de masse négatif. Sa *forme* est rigide : comme rappelé en §2, elle fixe les auto-couplages trilineaire et quartique à

$$\kappa_\lambda = \frac{5}{3}, \quad \kappa_4 = \frac{11}{3}, \quad (3)$$

indépendamment de la normalisation B — la signature bien connue de la brisure radiative [7, 8]. Ce qui a tué ce potentiel *dans* le MS, c'est la normalisation : à une boucle, B est une somme sur les états couplés au scalaire, et le quark top y entre avec le signe négatif (boucle fermionique) qui écrase les contributions bosoniques, $\sum_i n_i (m_i/v)^4 = -2,56$ (§3) ; c'est historiquement la raison pour laquelle le Higgs de CW était prédit léger, et est exclu.

Cet article propose un principe de normalisation différent, le teste contre les données, et rapporte le résultat avec son analyse de sélection a posteriori. Le principe a deux volets :

H1. Renormalisation discrète. Les échelles de la théorie effective sont engendrées multiplicativement par pas de rapport α (la constante de structure fine), de sorte que la course du couplage quartique s'accumule par *barreaux* de longueur $L \equiv \ln(1/\alpha) = 4,92$ e-folds plutôt que continûment. La fonction bêta est alors $\beta_\lambda = \Delta\lambda_{\text{barreau}}/L$, et la normalisation hérite d'un $1/L$ structurel.

H2. Mesure angulaire au taux unité. L'incrément par barreau est fixé géométriquement par la structure à deux canaux d'un échange élémentaire : l'échange est un demi-tour (π radians), son unique canal de contact de Temperley–Lieb coûte une boucle de fermeture, et la boucle est mesurée au taux angulaire unité — une unité par π radians, soit $BL = 1/\pi$ (de manière équivalente $\Delta\lambda_{\text{barreau}} = 4/\pi$).

Avec la relation exacte $B = \beta_\lambda/4$ (§3), ces deux volets donnent

$$\boxed{B = \frac{1}{\pi \ln(1/\alpha)}} \quad \Rightarrow \quad \boxed{m_H = \frac{2v}{\sqrt{\pi \ln(1/\alpha)}} = 125,25 \text{ GeV}}, \quad (4)$$

contre la moyenne mondiale $125,20 \pm 0,11$ GeV [9] (+0,04 %, $0,5\sigma$). De manière équivalente, le couplage quartique est le nombre pur $\lambda = 2/[\pi \ln(1/\alpha)] = 0,12939$, contre $0,12928 \pm 0,00023$ dans les données.

Puisque m_H est mesuré, l'équation (4) est une *postdiction*, et nous la traitons comme telle : la §4 rapporte les tests de null (le balayage des formes closes concurrentes et l'argument de sélection structurelle) pour que le lecteur puisse peser l'effet de sélection a posteriori. Les *prédictions* du cadre sont rassemblées en §5 : $\kappa_\lambda = 5/3$ avec un taux di-Higgs à environ la moitié de l'attente MS, $\kappa_4 = 11/3$, des couplages d'arbre exactement MS avec largeur invisible nulle, et un test linéaire net de la normalisation à mesure que la moyenne mondiale de m_H se resserre.

Un cadre compagnon [11] motive les deux hypothèses — on y observe que l'échelle électrofaible satisfait $v \simeq \sqrt{2\pi} \alpha^8 M_{\text{Pl}} (1 + \alpha/4\pi)$ à 3×10^{-5} près, exhibant l'échelle multiplicative en α de H1, et la mesure angulaire de H2 y récurse dans plusieurs dérivations — mais le présent article est autonome : H1–H2 sont énoncées comme hypothèses et confrontées aux données pour elles-mêmes.

2 La forme : $\kappa_\lambda = 5/3$ sans normalisation

En développant l'équation (2) autour de son minimum $\phi = v$:

$$V''(v) = 4Bv^2 \equiv m_H^2, \quad V'''(v) = 20Bv = \frac{5m_H^2}{v}, \quad V''''(v) = 44B = \frac{11m_H^2}{v^2}, \quad (5)$$

tandis que le potentiel MS (1) donne $V_{\text{SM}}'''(v) = 3m_H^2/v$ et $V_{\text{SM}}''''(v) = 3m_H^2/v^2$. Donc, indépendamment de B ,

$$\kappa_\lambda \equiv \frac{V'''(v)}{V_{\text{SM}}'''(v)} = \frac{5}{3}, \quad \kappa_4 \equiv \frac{V''''(v)}{V_{\text{SM}}''''(v)} = \frac{11}{3}. \quad (6)$$

C'est le résultat standard de la brisure radiative [7, 8] ; nous le rappelons parce que tout ce qui suit tient à ce que la forme soit (2) et non (1).

La forme est aussi robuste à l'ordre suivant de la course. En écrivant $V = B\phi^4[\ln(\phi/v_0) - \frac{1}{4} + \varepsilon \ln^2(\phi/v_0)]$, le minimum reste exactement en v_0 et un développement élémentaire donne

$$\kappa_\lambda(\varepsilon) = \frac{20 + 18\varepsilon}{12 + 6\varepsilon} = \frac{5}{3} + \frac{2}{3}\varepsilon + O(\varepsilon^2). \quad (7)$$

L'hypothèse H1 impose $\varepsilon = 0$ *exactement* à cet ordre (barreaux uniformes) ; la question est donc la taille du résidu. Deux sources, l'une et l'autre calculables plutôt qu'estimées.

(a) *Dérive de l'incrément par barreau*. Si $\Delta\lambda_{\text{rung}}$ dérive lui-même d'un $O(\alpha)$ relatif d'un barreau au suivant — le pas naturel d'une échelle en α — alors $\beta_\lambda(L) = 4B(1 + \alpha L/L_{\text{rung}})$ avec $L_{\text{rung}} = \ln(1/\alpha)$, et l'intégration donne

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{2\ln(1/\alpha)} = 7,4 \times 10^{-4}. \quad (8)$$

La conversion n'est pas anodine : une correction relative $O(\alpha)$ *par barreau* n'est pas un ε d'ordre α *par e-fold* ; les deux diffèrent d'un facteur $2\ln(1/\alpha) \simeq 9,8$. D'où $\delta\kappa_\lambda/\kappa_\lambda = \frac{2}{5}\varepsilon = 0,03$ %.

(b) *La boucle propre du mode*. Le terme intrinsèque $3\lambda^2/16\pi^2$ est *quadratique* en λ , et λ est linéaire en L : il engendre donc un terme en L^3 , non en L^2 , avec $c_3 = B/4\pi^2 = 1,6 \times 10^{-3}$. Or un terme en L^3 décale κ_λ de $c_3/2$ (+0,05 %) et laisse m_H *exactement* inchangée : $V''(v) = 4Bv^2$ identiquement, quel que soit c_3 . La masse est protégée contre la correction intrinsèque dominante ; seul le couplage cubique la ressent.

En sommant en quadrature, $\kappa_\lambda = 5/3$ est robuste au niveau de 0,06 %, et l'incertitude théorique sur la masse vaut

$$\delta m_H^{\text{th}} = \frac{1}{4}\varepsilon m_H = 0,023 \text{ GeV}, \quad (9)$$

cinq fois sous l'erreur expérimentale actuelle. Tous les σ cités dans cet article sont donc dominés par l'expérience ; là où cela compte, nous citons la combinaison, 0,112 GeV.

Quatre formes, quatre cubiques : pour l'orientation, un double puits quadratique donne $\kappa_\lambda = 1$; un potentiel périodique (cosinus) donne $\kappa_\lambda = 0$ à son minimum symétrique ; un potentiel à plancher d'amplitude, $V \propto (\phi^2 - v^2)^2/\phi^2$, donne $\kappa_\lambda = -1$. L'auto-couplage est donc un authentique *discriminant de forme*, pas un détail fin : les quatre lectures diffèrent à $O(1)$.

3 La normalisation : barreaux discrets et le $1/\pi$

3.1 B est une fonction bêta

En écrivant $V = \frac{\lambda(\phi)}{4}\phi^4$ avec $\lambda(\phi) = 4B[\ln(\phi/v) - \frac{1}{4}]$, on lit

$$\frac{d\lambda}{d\ln\phi} = 4B \equiv \beta_\lambda. \quad (10)$$

C'est exact, et c'est la structure GW : un potentiel sans échelle n'a pas de constante de couplage, il a une *dérive*. Toute dérivation de B est une dérivation de β_λ .

3.2 Pourquoi la somme de boucles échoue, et ce qui la remplace

Dans le MS, le β_λ à une boucle (de manière équivalente le B de CW) est dominé par les états couplés au scalaire, $B \propto \sum_i n_i (m_i/v)^4$ avec les fermions entrant négativement. Numériquement, avec $(m_W, m_Z, m_H, m_t) = (80, 4, 91, 2, 125, 2, 172, 6)$ GeV et $(n_W, n_Z, n_H, n_t) = (6, 3, 1, -12)$:

$$\sum_i n_i \left(\frac{m_i}{v} \right)^4 = -2,56, \quad (11)$$

le top contribuant à lui seul $-2,75$. Une normalisation par boucles de matière est exclue — c'est la raison historique de la mort du Higgs de CW dans le MS, et nous ne la ressuscitons pas. Les hypothèses H1–H2 remplacent la somme de boucles par une propriété du flot lui-même.

H1 (barreaux discrets). Si les échelles de la théorie sont engendrées multiplicativement avec le rapport α par pas, la course de λ s'accumule aux barreaux, d'espacement uniforme $L = \ln(1/\alpha)$ en $\ln \mu$. Un incrément par barreau constant $\Delta\lambda_{\text{barreau}}$ donne alors une fonction bêta lisse-grain constante

$$\beta_\lambda = \frac{\Delta\lambda_{\text{barreau}}}{L}, \quad (12)$$

qui est précisément ce que la forme log pure (2) exige (un β dépendant de ϕ engendrerait le terme $\varepsilon \ln^2$; des barreaux uniformes donnent $\varepsilon = 0$ à cet ordre).

Trois contrôles quantitatifs soutiennent H1 au-delà de son rôle de postulat. (i) *Le découplage de la matière est sélectionné par les données.* L'objection évidente est que dans la théorie effective du MS la boucle du top court le quartique ($\beta_\lambda^{\text{SM}} \simeq -0,023$ par e-fold à $\mu \sim v$, dominé par le top). Si cette contribution du continuum alimentait le présent flot, la normalisation deviendrait $B = (\beta_{\text{discret}} + \beta_{\text{SM}})/4$ et $m_H = 119,6$ GeV — exclu à 51σ ; même une contamination de 10 % donne $-4,6\sigma$. Dans ce schéma, les boucles de matière renormalisent les opérateurs de *matière* (la course standard des masses et couplages, que nous utilisons comme d'habitude), pas la raideur quartique du milieu : le partage des secteurs n'est pas supposé, c'est ce que le m_H mesuré sélectionne. (ii) *La boucle propre du mode est calculable et négligeable.* La seule contribution du continuum intrinsèque au mode scalaire lui-même, $3\lambda^2/16\pi^2$, vaut au minimum ($\lambda(v) = -B$) 8×10^{-5} par e-fold (3×10^{-4} de β_λ), induisant $\varepsilon = -1,2 \times 10^{-3}$, soit un décalage de $-0,05$ % de κ_λ et aucun de m_H : le log pur est exact au niveau des observables. (Le développement est local — $|\ln(\phi/v)|$ de quelques barreaux, tout ce que V'' , V''' , V'''' utilisent ; la continuation UV lointaine de l'échelle est hors du périmètre de cet article.) (iii) *Le rapport par pas est observé.* Dans les relations de hiérarchie compagnes, le rapport par pas lit α au niveau de -5 ppm par pas sur les 8 pas de l'ancre électrofaible, et à 3×10^{-4} sur les 18 pas de la hiérarchie du nucléon [11].

H2 (mesure angulaire au taux unité). L'incrément par barreau est fixé géométriquement, et la structure de tresse à deux brins fait l'essentiel du travail. Le pas d'échelle élémentaire est un échange de deux brins — géométriquement un *demi-tour* : deux lignes tordues d'un angle relatif θ se croisent exactement $\lfloor \theta/\pi \rfloor$ fois, et à $\theta = \pi$ leurs extrémités sont échangées. L'espace à quatre points d'un tel échange est de dimension deux dans l'algèbre de Temperley–Lieb TL_2 [5] : le canal traversant 1 (brins parallèles) et le cup-cap e ($e^2 = de$). Trois faits exacts en découlent : (i) *le canal de contact est unique* — e est le seul contact à quatre points que l'échange peut engendrer (un quartique ; aucun terme quadratique ne naît, le canal traversant recevant une phase pure), donc un croisement alimente exactement le flot quartique et rien d'autre ; (ii) *le contact coûte une boucle de fermeture* — la fermeture de Markov de 1 contient deux boucles (d^2) et celle de e une boucle (d) ; (iii) *le taux de séparation des canaux est l'unité* — l'échange $\sigma = A \cdot 1 + A^{-1}e$ a pour valeurs propres $\{A, -A^{-3}\}$, dont la phase relative sur le demi-tour est $\pi(1 - 2/(k+2)) \rightarrow \pi$ à grand niveau k : un radian de phase par radian de rotation. En mesurant une boucle (= un demi-tour, π radians) à ce taux unité, le poids de contact par barreau est

$$B \cdot L = \frac{1 \text{ unité par boucle}}{\pi \text{ radians par boucle}} = \frac{1}{\pi}, \quad \text{soit} \quad B = \frac{1}{\pi \ln(1/\alpha)} = 0,064694, \quad (13)$$

de manière équivalente $\Delta\lambda_{\text{barreau}} = 4BL = 4/\pi$. La normalisation est un pur rapport angulaire. Les alternatives internes sont exclues par les données elles-mêmes : mesurer avec la phase de canal à k fini ($k = 135$, soit $(1 - 2/137)/\pi$) donne $m_H = 124,3$ GeV (à $7,8\sigma$) ; pondérer les boucles par leur dimension quantique ($1/\pi d$ ou $1/\pi d^2$) donne 88,6 ou 62,6 GeV ($\sim 300\sigma$) : le flot *compte* les boucles, il ne les évalue pas.

3.3 Confrontation

Avec $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246,2197$ GeV et $\alpha^{-1} = 137,036$:

$$m_H^{\text{préd}} = 2v\sqrt{B} = \frac{2v}{\sqrt{\pi \ln(1/\alpha)}} = 125,252 \text{ GeV}, \quad (14)$$

$$m_H^{\text{exp}} = 125,20 \pm 0,11 \text{ GeV } (S = 1,4) [9] \quad (+0,04 \%, 0,5\sigma). \quad (15)$$

De manière équivalente, la combinaison mesurée $c \equiv BL = (m_H^2/4v^2) \ln(1/\alpha) = 0,31805 \pm 0,00056$ contre $1/\pi = 0,31831$. Dans le langage du couplage quartique, $\lambda = 2/[\pi \ln(1/\alpha)] = 0,12939$ contre $0,12928 \pm 0,00023$.

Deux remarques sur le choix de α . (i) Le résultat est insensible à la différence entre le $\alpha^{-1} = 137,036$ mesuré et l'entier 137 ($\Delta m_H = +0,003 \%$). (ii) Il n'est *pas* insensible au point de renormalisation de α lui-même : le couplage effectif à l'échelle électrofaible, $\alpha^{-1}(m_Z) \simeq 127,95$, donne $m_H = 126,13$ GeV, exclu à $8,5\sigma$. Les données sélectionnent la valeur du vide (limite de Thomson) — cohérent avec H1, où l'échelle en α est une propriété du vide, pas du couplage habillé à une échelle particulière.

4 Tests de null et sélection a posteriori

Puisque l'équation (4) est une postdiction d'une grandeur mesurée, la sélection de la forme close doit être examinée pour ses effets de sélection a posteriori. Nous rapportons deux balayages.

Balayage en classe. Dans la classe structurelle $B = c/L$ imposée par H1, nous comparons $c = 0,31805 \pm 0,00056$ à des constantes simples : $1/\pi$ (+0,08 %), $8/25$ (+0,6 %), $\pi/10$ (−1,2 %), $5/16$ (−1,7 %), $1/3$ (+4,8 %), $1/e$ (+16 %), $1/2\pi$ (−50 %), $2/\pi$ (+100 %). Seul $1/\pi$ tombe à moins de 1σ ; les alternatives les plus proches ayant quelque titre à la simplicité sont à $1-3\sigma$ (les mimiques rationnelles de π comme $7/22$ sont exclues par principe). Les mesures angulaires alternatives sont fortement exclues par la masse elle-même : lire le cycle comme un tour complet (2π) donne $m_H = 88,6$ GeV ; comme le cycle spinoriel 4π , 62,6 GeV ; une ouverture de $\pi/3$ donne 128,2 GeV (+27 σ) ; la moyenne plane $\langle |\cos| \rangle = 2/\pi$ par patte donne 177 GeV. Le couple (taux unité, demi-tour) est le seul survivant.

Balayage hors classe. En balayant 1134 formes distinctes $q\pi^p L^r \alpha^s$ (rationnels $q = n/d$ avec $n, d \leq 10$; $p, r \in \{-1, 0, 1\}$; $s \in \{0, 1\}$) contre la bande 2σ de B , trois formes tombent dedans : $1/(\pi L)$ (+0,08 %), $\frac{4}{7}\pi L \alpha$ (−0,28 %) et $\frac{9}{5}L \alpha$ (−0,02 %). Le balayage numérique seul ne singularise donc *pas* notre forme ; la sélection est structurelle : H1 impose le slot L^{-1} (une dérive *par barreau*), et les formes croissant en L^{+1} n'ont aucun slot mécanistique. Dans la classe structurelle, le balayage ne rend que $1/\pi$. Nous le disons platement pour que le lecteur puisse peser : l'accord numérique est à $0,5\sigma$; la charge portée par la structure (H1–H2) est ce qui distingue l'équation (13) de la numérologie, et H1–H2 sont falsifiables par leurs autres conséquences (§5).

5 Prédictions et falsification

1. **Auto-couplage trilinéaire** [PRÉDICTION] : $\kappa_\lambda = 5/3$, robuste au niveau de 0,06 % contre l'ordre suivant de la course. Il siège du côté destructif de l'interférence triangle-boîte dans

$gg \rightarrow HH$: une interpolation quadratique grossière par les points d’ancrage standard donne $\sigma_{HH} \approx 0,55 \sigma_{HH}^{\text{SM}}$ à 13–14 TeV, compatible avec la limite actuelle $\sigma_{HH} < 2,4 \sigma_{HH}^{\text{SM}}$ [9]. Les intervalles actuels de κ_λ [3, 4] ne le testent pas ; le HL-LHC (sensibilité $\sim \text{MS}$) le frôlera ; un FCC le mesure de manière décisive [10].

2. **Auto-couplage quartique** [PRÉDICTION] : $\kappa_4 = 11/3$ — hors de portée directe de tout collisionneur planifié, consigné pour complétude.
3. **Couplages d’arbre** [PRÉDICTION] : exactement MS ($\kappa_f = \kappa_V = 1$), avec largeur invisible nulle. Valeurs globales actuelles : $\kappa_V = 1,023 \pm 0,026$, $\kappa_F = 0,94 \pm 0,05$, BR(invisible) $< 10,7\%$ [9] — tout est compatible. La signature jointe — $\kappa = 1$ partout, $\kappa_\lambda = 5/3$, di-Higgs à environ la moitié du taux MS — n’est reproduite ni par le MS ($\kappa_\lambda = 1$) ni par les secteurs étendus typiques (qui décalent les couplages d’arbre avec l’auto-couplage).
4. **La relation de masse** [POSTDICTION] $\rightarrow$ [PRÉDICTION] : à mesure que la moyenne mondiale de m_H se resserre, elle teste $c = 1/\pi$ linéairement. Une moyenne mondiale convergeant vers 125,11 GeV (la valeur ATLAS seule actuelle) mettrait l’équation (4) à $+1,3\sigma$ contre l’erreur combinée (0,112 GeV, dominée par l’expérience) ; 125,00 GeV la mettrait à $2,2\sigma$, et la relation tombe au niveau de 3σ sous 124,91 GeV. Nous donnons le seuil avec son bilan d’erreur : un point de falsification cité contre la seule erreur expérimentale n’en serait pas un.

6 Statut des ingrédients

ingrédient	statut
forme (2) $\Rightarrow \kappa_\lambda = 5/3$, $\kappa_4 = 11/3$	[DÉRIVÉ] de la forme ; la forme elle-même [CONDITIONNEL] sur H1
$B = \beta_\lambda/4$	[DÉRIVÉ] (exact)
normalisation par somme de boucles exclue (signe du top)	[DÉRIVÉ] (numérique)
H1 : barreaux discrets de longueur $\ln(1/\alpha)$	[CONDITIONNEL] (alimentation par boucles MS exclue 51σ ; auto-boucle 3×10^{-4} ; rapport par pas au ppm)
H2 : $BL = 1/\pi$	[CONDITIONNEL] (structure de canaux TL_2 exacte ; alternatives exclues $7,8\sigma/300\sigma$)
$m_H = 2v/\sqrt{\pi \ln(1/\alpha)}$	[POSTDICTION] ($0,5\sigma$; test futur linéaire)
$v \simeq \sqrt{2\pi} \alpha^8 M_{\text{Pl}} (1 + \alpha/4\pi)$	[OBSERVÉ] (3×10^{-5} ; cadre compagnon [11])

Si la dernière ligne est prise au pied de la lettre, les deux relations se composent en une forme close pour la masse du Higgs en termes de α et de la masse de Planck seules,

$$m_H = \frac{2\sqrt{2} \alpha^8 M_{\text{Pl}} (1 + \alpha/4\pi)}{\sqrt{\ln(1/\alpha)}} = 125,26 \text{ GeV}, \quad (16)$$

que nous consignons comme remarque plutôt que comme revendication : elle hérite du statut conditionnel de ses deux entrées.

7 Conclusion

Le potentiel invariant d’échelle (2) a toujours eu la bonne rigidité — sa forme fixe les auto-couplages sans aucune liberté — et la mauvaise normalisation dans le MS. Nous avons proposé une normalisation qui ne passe pas par les boucles de matière : un flot multiplicatif discret (α par pas) avec un incrément angulaire au taux unité ($1/\pi$ par barreau). Elle passe son unique test numérique disponible à $0,5\sigma$ (m_H , soit $\lambda = 2/[\pi \ln(1/\alpha)]$), survit au balayage de null en classe, et convertit la question expérimentale ouverte du secteur scalaire en une fourche nette :

$\kappa_\lambda = 1$ (potentiel polynomial postulé) contre $\kappa_\lambda = 5/3$ (potentiel sans échelle, ce travail), avec, dans le second cas, un taux di-Higgs à environ la moitié de l'attente MS. Le HL-LHC approchera cette fourche ; un collisionneur futur la tranche.

Déclarations

Financement. Cette recherche n'a reçu aucun financement externe.

Disponibilité des données et du matériel. Les scripts d'analyse (banc des potentiels, balayage de normalisation, discriminant des mesures angulaires, fermeture de Temperley–Lieb, tests du flot discret) sont archivés avec un preprint horodaté sur Zenodo (doi :10.5281/zenodo.22127667) et reproduisent chaque nombre de l'article ; toutes les entrées expérimentales viennent de la référence [9] et des combinaisons LHC citées.

Conflits d'intérêts. L'auteur déclare n'avoir aucun conflit d'intérêts.

Contributions des auteurs. Sans objet (auteur unique).

Références

- [1] ATLAS Collaboration, *A detailed map of Higgs boson interactions by the ATLAS experiment ten years after the discovery*, Nature **607** (2022) 52.
- [2] CMS Collaboration, *A portrait of the Higgs boson by the CMS experiment ten years after the discovery*, Nature **607** (2022) 60.
- [3] ATLAS Collaboration, *Constraints on the Higgs boson self-coupling from single- and double-Higgs production with the ATLAS detector using pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Phys. Lett. B **843** (2023) 137745 [arXiv :2211.01216] ($-0,4 < \kappa_\lambda < 6,3$ à 95 % CL).
- [4] CMS Collaboration, *Constraints on the Higgs boson self-coupling from the combination of single and double Higgs boson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Phys. Lett. B **861** (2025) 139210 [arXiv :2407.13554] ($-1,2 < \kappa_\lambda < 7,5$).
- [5] L. H. Kauffman, *State models and the Jones polynomial*, Topology **26** (1987) 395 ; H. N. V. Temperley et E. H. Lieb, Proc. R. Soc. Lond. A **322** (1971) 251 ; V. F. R. Jones, Invent. Math. **72** (1983) 1.
- [6] S. Coleman et E. Weinberg, *Radiative corrections as the origin of spontaneous symmetry breaking*, Phys. Rev. D **7** (1973) 1888.
- [7] E. Gildener et S. Weinberg, *Symmetry breaking and scalar bosons*, Phys. Rev. D **13** (1976) 3333.
- [8] K. A. Meissner et H. Nicolai, *Conformal symmetry and the Standard Model*, Phys. Lett. B **648** (2007) 312 [hep-th/0612165] ; K. Hashino, S. Kanemura et Y. Orikasa, *Discriminative phenomenological features of scale invariant models for electroweak symmetry breaking*, Phys. Lett. B **752** (2016) 217 [arXiv :1508.03245] (la déviation trilineaire $\sim +70$ %, $\kappa_\lambda \simeq 5/3$, comme signature universelle de la brisure radiative).
- [9] Particle Data Group, S. Navas et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **110** (2024) 030001, et mise à jour 2025 ($m_H = 125,20 \pm 0,11$ GeV, $S = 1,4$; $\kappa_V = 1,023 \pm 0,026$; $\kappa_F = 0,94 \pm 0,05$; $\kappa_\lambda = 3,8^{+2,1}_{-4,0}$; $\sigma_{HH} < 2,4 \sigma^{\text{SM}}$; BR(inv.) $< 10,7$ %).
- [10] FCC Collaboration, *FCC Physics Opportunities*, Eur. Phys. J. C **79** (2019) 474.

- [11] L. A. Cariou, *A Quantum Theory of Topological Knots (TQNT)*, monographie et dépôts compagnons, Zenodo (2026), [doi:10.5281/zenodo.21640710](https://doi.org/10.5281/zenodo.21640710); voir aussi [doi:10.5281/zenodo.20817000](https://doi.org/10.5281/zenodo.20817000).