

TeVスケールB-L模型とヒッグスポテンシャル

折笠 雄太(大阪大学)

共同研究者:
磯 暁 (KEK)
岡田 宣親 (Univ. of Alabama)

B-L模型

Gauge group

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{B-L}$$

New particles

Right-handed neutrino ν_R
3世代のright-handed neutrinoはゲージ・重カアノマリーをキャンセルするために必要

Singlet scalar ϕ
このスカラー場が真空期待値を持つことによってB-L対称性が破れる

$U(1)_{B-L}$ gauge field

Particle contents

	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$U(1)_{B-L}$
q_L^i	3	2	+1/6	+1/3
u_R^i	3	1	+2/3	+1/3
d_R^i	3	1	-1/3	+1/3
ℓ_L^i	1	2	-1/2	-1
ν_R^i	1	1	0	-1
e_R^i	1	1	-1	-1
H	1	2	1/2	0
Φ	1	1	0	+2

Lagrangian

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi + i [g_1 Q^Y B_\mu^1 + (\tilde{g} Q^Y + g_{B-L} Q^{B-L}) B_\mu^2] \phi$$

古典的なコンフォーマル対称性を仮定

$$\mathcal{L} \supset -Y_D^{ij} \bar{\nu}_R^i H^\dagger \ell_L^j - \frac{1}{2} Y_N^i \phi \bar{\nu}_R^i \nu_R^i + h.c.$$

$$V(H, \phi) = \lambda_H (H^\dagger H)^2 + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 + \lambda' (\phi^\dagger \phi) (H^\dagger H)$$

RGEs

$$\frac{dg_1}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \frac{41}{6} g_1^3$$

$$\frac{dg_{B-L}}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \left(12g_{B-L}^3 + 2 \cdot \frac{16}{3} g_{B-L}^2 \tilde{g} + \frac{41}{6} g_{B-L} \tilde{g}^2 \right)$$

$$\frac{d\tilde{g}}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{41}{6} \tilde{g}(\tilde{g}^2 + 2g_1^2) + 2 \cdot \frac{16}{3} g_{B-L}(\tilde{g}^2 + g_1^2) + 12g_{B-L}^2 \tilde{g} \right)$$

$$\frac{d\lambda_H}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \left(24\lambda_H^2 + \lambda'^2 - 6Y_t^4 + \frac{9}{8}g^4 + \frac{3}{8}g_1^4 + \frac{3}{4}g^2g_1^2 + \frac{3}{4}g^2\tilde{g}^2 + \frac{3}{4}g_1^2\tilde{g}^2 + \frac{3}{8}g_{B-L}^2\tilde{g}^2 + \lambda_H(12Y_t^2 - 9g^2 - 3g_1^2 - 3\tilde{g}^2) \right)$$

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \left(20\lambda^2 + 2\lambda'^2 - \frac{1}{2} Tr [Y_N^4] + 96g_{B-L}^4 + \lambda_\phi (2Tr [Y_N^2] - 48g_{B-L}^2) \right)$$

$$\frac{d\lambda'}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} \left[\lambda' \left(12\lambda_H + 8\lambda + 4\lambda' + 6Y_t^2 - \frac{9}{2}g^2 - \frac{3}{2}g_1^2 - \frac{3}{2}\tilde{g}^2 + Tr [Y_N^2] - 24g_{B-L}^2 \right) + 12g_{B-L}^2 g_{B-L}^2 \right]$$

仮定

$$\lambda_H = \lambda' = 0$$

$$g_1 \sim g_{B-L}$$

at Planck scale

→ λ' がとても小さい負の値になる
($\sim O(10^{-3})$) at EW scale

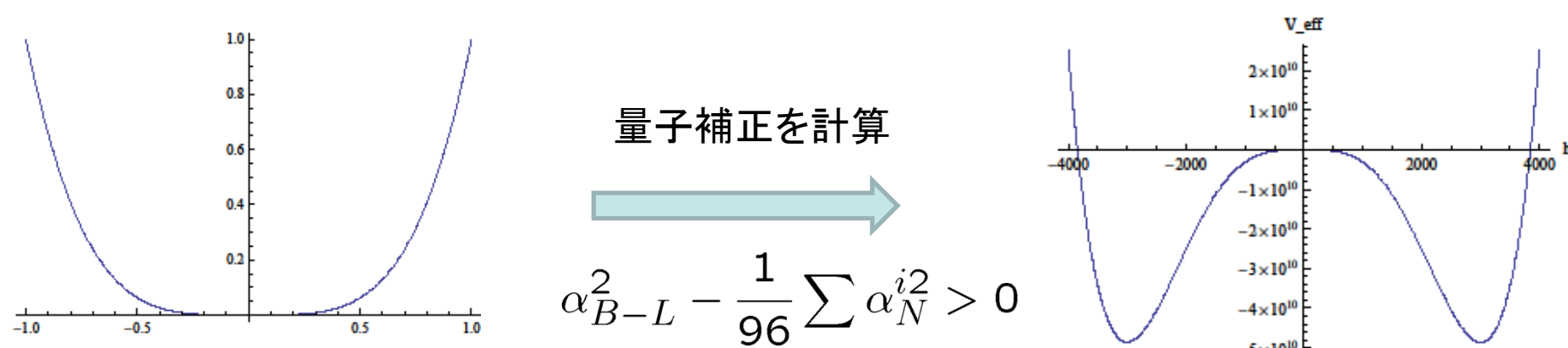
λ' が小さいためSMのセクターとB-Lのセクターのmixingが小さく、それぞれのセクターを別々に考えることができる

まずはB-Lセクターを考える

Coleman-Weinberg potential

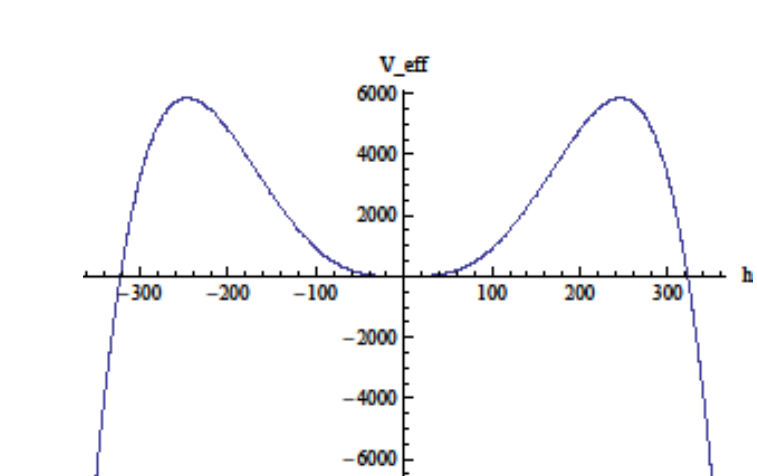
古典的なコンフォーマル対称性の下ではスカラーの質量は禁止されるため、Treeなレベルでの対称性の破れは起きない
そこで何らかの方法でB-L対称性を破らなければいけない

Coleman-Weinberg 機構 (radiative symmetry breaking)



ポテンシャルが原点以外にminimumを持ち、
B-L対称性が量子補正によって破れる

SM



トップ湯川が大きいため、unstableになる

Electroweak Symmetry Breaking

B-L対称性が破れると、そのスカラーの真空期待値がSMのヒッグスにTreeの質量を与え、電弱対称性の破れが引き起こされる

Φ has VEV M .

$$V(h, \phi) \sim \frac{\lambda_H}{4} h^4 + \frac{\lambda'}{4} h^2 \langle \phi \rangle^2 \quad \Rightarrow \quad V(h) \sim \frac{\lambda_H}{4} h^4 + \frac{\lambda'}{4} M^2 h^2$$

SMヒッグスの真空期待値とB-Lスカラーの真空期待値の比は λ' に似寄って与えられるが、これは先ほどの仮定の下で $\lambda' \sim -O(10^{-3})$ であるため、**B-Lの破れのスケールが数TeVに決まる**

$$M = \sqrt{\frac{m_h^2}{|\lambda'|}} \sim \text{few TeV}$$

パラメータ

この模型にパラメータは $\lambda, g_{B-L}, \tilde{g}$ の3つある

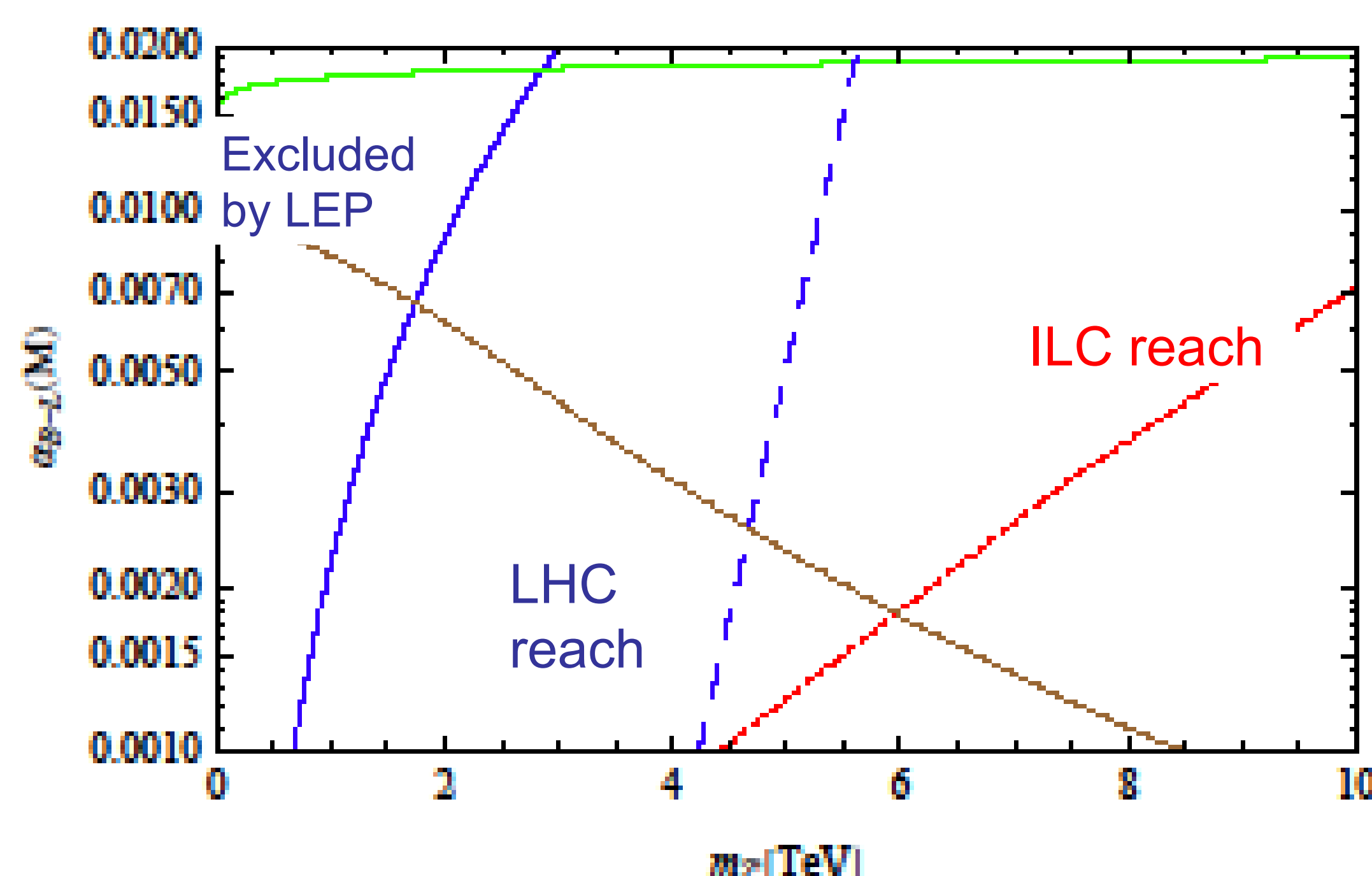
\tilde{g} → SMゲージボソンとB-Lゲージボソンのmixingを表すが、Z'ボソンが発見されていないため、小さい必要がある
今はlow energyで0と置く

λ → High energyで、このスカラーの4点カップリングを決めるとB-Lの破れのスケールが決まるが、この模型ではB-LのスケールとEWスケールの比は他のパラメータによって決まってしまうため、**EWスケールを固定するとfreeなパラメータではない**

g_{B-L} → 今回のセットアップではこれだけがfreeなパラメータ
これを決めることで、すべてが決まる

EWスケールとB-Lスケールの比のB-Lゲージカップリングの依存性を下のグラフに示す

茶色の線がlow energyのB-Lカップリングを決めたときのZ'ボソンの質量である



Higgs mass

High energyで $\lambda_H = 0$ を仮定

Low energyでの λ_H が決まり、 $m_h^2 = 2\lambda_H v^2$ よりヒッグスの質量が決まる
 $v = 246\text{GeV}$

SMではstability boundが129GeV程度であるが、B-L模型では、3GeV下がる。

まとめ

- B-L模型に古典的なコンフォーマル対称性と、PlanckスケールでSMヒッグスのポテンシャルが0と言う仮定をすると、**自然にB-L対称性の破れのスケールがTeVスケールに現れる**
- 2ループの最も効く寄与まで考えれば、125GeVというヒッグスの質量を出せるかもしれない