Light Gaugino Problem in Direct Gauge Mediation

Institute for the Physics and Mathematics of the Universe 大河内豊
E-mail: yutaka.ookouchi@ipmu.jp

長年ダイレクト型のゲージメディエーションモデルでは、ゲージーノの質量が超対称性の破れのリーディングオーダーでゼロになる問題が知られている。近年この現象がモデルのポテンシャルの大局的な構造と関連づけられることが指摘された。この講演ではその発展と、問題の回避の方法について紹介する。

ベクトル型の理論でダイナミカル SUSY ブレイキングがおこることが指摘されて以来、実に十年もの月日をようして、ようやくベクトル型のモデルによるそうした超対称性の破れが一般的であると理解されるようになった。この新しい方向性は、 Intriligator-Seiberg-Shih らによって開かれた。彼らは、非常にシンプルなモデルをもとに、準安定状態を用いたダイナミカルに超対称性を破るモデルを構築した。このモデルはそのシンプルさ故に多くの教訓をもたらしてくれた。そのひとつが、SUSY breaking セクターで受け入れることの重要性の認識である。ベクトル型のモデルの特筆すべき点は、モデルを調弦理論で非常に簡単に実現できることである。このブレイクスルーののち、様々な観点から準安定状態を用いたダイナミカルな超対称性の破れが議論され、今では準安定状態であることは、もはやさけられないことなのではないかと主張されるに至っている。

準安定状態を許容することの、大きな魅力は現象論的なモデルを構築するときの制限が満たしやすくなる点である。これにより柔軟なモデルビルディングが可能となる。この観点から既に盛んに議論されていたゲージメディエーションが再び脚光を浴びている。特にダイレクト型のモデルでは、ゲージーノの質量が軽くなってしまう問題が指摘されていたが、実はこの問題の回避が準安定状態と密接に関わっていることが最近になってあきらかになった。ゲージーノが軽くなってしまうと、sfermion が非常に重くなり、ヒッグスの質量に関する補正が大きくなり、その結果 tunining 問題が再発してしまう。

近年 Komargodski と Shih によってこの light gaugino の問題がどうして生じるかの systematic な議論が与えられた。彼らは、繰り込み可能なオラファティモデルでリーティングオーダーのゲージーノの質量が消える理由を調べ、ダイナミカルなモデルでも、その現象が一般的におこっていることを指摘した。ラフにいうと、ポテンシャルのより高いエネルギーの真空で超対称性をやぶるとゲージーノの質量が出るのである。この考えは最初に、北野氏、大栗氏とともに、我々が最初に用いた方法である。彼らはそれをより一般的に議論したのである。

ダイレクト型のゲージメディエーションモデルを構成するときのもうひとつの問題点は、ランダウポール問題とよばるものである。スタンダードモデルのゲージ群を超対称性を破るセクターのグローバル対称性に埋め込むとき、多くの場がスタンダードモデルのチャージをもつことになる。すると、それらの場がゲージカップリングのランニングに寄与し、unification がおこる前に、ゲージカップリングが発散してしまうのである。これをさけるためには、その場（メッセンジャー）の質量を比較的高い値に持っていけばよい。この方法は、ベクトル型のモデルでは比較的容易に実現できる。それは質量を容易に入れることができるからである。この点がカイラルなモデルと

の違いともいえる。したがって、ランダウポール問題を避けることができるモデルはラフに言って典型的に２つのスケールを少なくとも持っている必要がある。一つはメッセンジャースケールもう一つは SUSY breaking スケールである。実はこの２スケールひつようであるということと、uplifted vacuum が構成できるということは、関連していて安定な uplifted vacuum を構成するには、２スケール必要であると主張されることもある。このように、ランダウポール問題が回避されているモデルでは、TeV スケールから sub-Planckian スケールまで信頼できるので、非常に望ましいモデルとなる。

ISS モデルを変形したモデルは多く提案されている。その多くのモデルが共通して持っている性質はグローバル対称性の自発的破れである。とくに、ヒデュンセクターの $U(1)_B$ 対称性の破れである。この $U(1)_B$ 対称性は、ベクトル型特有の対称性であり、この破れに注目することで、これまでの試みとことなるベクトル型特有の予言を得られる可能性がある。それが一つの今回のテーマである。この対称性の破れに関連してゴールドストンボソンが出る。プランクスケールの補正を考えると、この粒子に一般には、質量が与えられる。この粒子のことを pseudo-Nambu-Goldstone boson という。軽い粒子の存在は宇宙論的に非常に重要な結果をもたらす。それは寿命が長くなり、そのエネルギーが宇宙を支配することがあり得るからだ。

この問題を避ける一つの方法は、$U(1)_B$ 対称性をゲージングしてしますことである。一方でゲージ化するとその対称性の破れは安定なコスミックストリングの存在を予言する。とくに、今問題にしているダイレクト型のモデルでは、対称性の破れのスケールとメッセンジャースケールが同じであり、ランダウポール問題を避けるために高いスケールに設定されている。それは非常に観測という点からはのぞましい。コスミックストリングはコンスタントに重力波を通してエネルギーをうしっている。そこで出る重力波の強さは、対称性の破れのスケールと密接に関連しており、スケールが高い場合には十分に強い重力波が出る。したがって、将来計画されている重力波検出実験、Advanced LIGO, LISA and BBO などで、その存在を検出することは十分に可能である。

1 Light gaugino problem

まず始めに、ダイレクト型のゲージメディエーションモデルでしられている、light gaugino 問題についてレビューする。SUSY breaking スケールがメッセンジャースケールに比べて十分に小さい場合には、analytic continuation into superspace と呼ばれるテクニックがつかえる。

1.1 Gaugino screening

メッセンジャーが SUSY breaking field $\langle X\rangle = M + \theta^2 F$ と次のようなインタラクションをもっているとしよう。

$$W = \sum_{ab} \mathcal{M}(X)_{ab} \phi^a \tilde{\phi}^b. \tag{1}$$

ここで、メッセンジャーの質量行列 $\mathcal{M}_{ab}(X)$ は X の正則な関数である。メッセンジャースケールより低いスケールでは、それらは積分され、それにより SM のゲージーノに質量が与えられる。

$$m_\lambda = -\frac{g_{\rm SM}^2}{16\pi^2} F \frac{\partial}{\partial X} \log\det \mathcal{M}(X). \tag{2}$$

明らかに、もし $\det \mathcal{M}(X)$ が定数ならば、リーディングオーダーのゲージーノの質量はゼロとなる。

さて、より一般的なケーラーポテンシャルをメッセンジャーセクターが持つ場合を考えよう。やはりどうようにして、ゲージーノの質量をもとめる。

$$K = \sum_a Z_a(X, X^\dagger)(\phi^{a\dagger} e^{V_{\rm SM}^{(\phi)}} \phi^a + \tilde{\phi}^{a\dagger} e^{V_{\rm SM}^{(\tilde{\phi})}} \tilde{\phi}^a), \tag{3}$$

$Z_a(X, X^\dagger)$ は X の実関数。

ゲージーノの質量は積分されたメッセンジャーが wave function に与える寄与から注出できる。注意すべきなのは物理的なカップリング R と正則なカップリングの違いである。実はノンカノニカルケーラーポテンシャルはリーディングオーダーのゲージーノの質量に寄与することはない。これを見るために、物理的なカップリングをメッセンジャースケールより下のスケールで書いてみる。簡単のために、フェルミオンの質量行列は $\mathcal{M}(X) = m$ とする。したがって $W = m\phi\tilde{\phi}$。物理的な質量は wavefunction renormalization Z_M を用いて

$$\mu_m^2 = \frac{|m|^2}{Z_M(\mu_m)^2}.$$

とかける。このスケールより下では物理的カップリングは以下のように与えられる

$$R(\mu) = R'(\mu_0) + \frac{b}{16\pi^2}\log\frac{\mu^2}{\mu_0^2} + \frac{1}{16\pi^2}\log\frac{|m|^2}{\mu_0^2 Z_M'(\mu_0)^2} + \frac{T_G}{8\pi^2}\log\frac{{\rm Re}S(\mu)}{{\rm Re}S'(\mu_0)} - \sum_r \frac{T_r}{8\pi^2}\log\frac{Z_r(\mu)}{Z_r'(\mu_0)},$$

μ_0 は理論のカットオフである。$S(\mu)$ は正則なカップリングである。これからわかるのは、$Z_M(\mu_m)$ 依存性が低エネルギーでキャンセルしていることである。したがって、ノンカノニカルケーラーがリーディングオーダーのゲージーノの質量に寄与することはない。

2 Generating leading order gaugino mass

R 対称性の破れ方によらずに、非常に多くのモデルでゲージーノの質量がリーディングオーダーで消えてしまうことが知られている。この問題に一般的な議論をあたえたのは、Komargodski-Shih であり、ここではその議論を紹介する。

まず始めに一般かされたウェスズミノモデルでケーラーポテンシャルがカノニカルな物を考えよう。スーパーポテンシャルは繰り込み可能なものとする。

$$W = FX + \frac{1}{2}(\lambda_{ab}X + m_{ab})\phi_a\phi_b + \frac{1}{6}\lambda_{abc}\phi_a\phi_b\phi_c\ .$$

この場合 tree level で超対称性は破れ、X は pseudomoduli 方向となる。ϕ_a が SM のチャージを持っているとする。 $G_{SM} = SU(3)\times SU(2)\times U(1)$。先に示した一般的な公式からゲージーノの質量は、$\det(\lambda X+m)$ が定数のときゼロとなる。したがって、ノンゼロのゲージーノの質量を得るためには、それは、X の関数になっている必要がある。

$$\det(\lambda X+m)=\sum c_i(\lambda,m)X^i\ .$$

ゆえに、Xplane のどこかで、その多項式は零点をもつ。$X=X_0$ そのまわりでは

$$(\lambda X_0+m)v=0\ .$$

これが意味するのは、何か massless fermion が存在するということである。それに対応するボソンのモードはタキオニックになることを示そう。ナイーブには、

$$\mathcal{M}_B^2=\left(\begin{array}{cc}(\mathcal{M}_F^*\mathcal{M}_F)_{a\bar{b}} & \mathcal{F}_{ab}^* \\ \mathcal{F}_{\bar{a}\bar{b}} & (\mathcal{M}_F\mathcal{M}_F^*)_{\bar{a}b}\end{array}\right), \tag{4}$$

ここで $\mathcal{F}_{ab}=F^*(\partial_X\mathcal{M}_F)_{ab}$ なので、ノンゼロの off-diagonal component はネガティブの質量を生じる。これは準安定状態がさけられないという結論をいみしている。一方で、ゲージーノの質量がゼロになるモデルでは、X 方向が完全に安定になっていて、それ故にリーディングオーダーでの質量が出ていないことがわかる。この事実が、どうして、これまでのモデルではゲージーノが軽くなってしまっていたかを明らかにしている。

3 A dynamical model

前のセクションでは準安定状態とリーディングオーダーゲージーノの質量に密接な関係があることをみた。ここでは、ダイナミカルなモデルでそれを実現するモデルがあることを紹介する。

最初に ISS モデルの復習から入る。$SU(N_c)$ gauge theory with N_f flavors Q_i and $\bar{Q}_i$ のモデルで、スーパーポテンシャルは $W=\sum_{i=1}^{N_f} m_iQ^i\bar{Q}_i$ である。多少それを変形してマスを 2 種類に分けることにする。$m_i=\mathrm{diag}(m_0,\cdots,m_0,\mu_0,\cdots,\mu_0)$.

$$W_{\mathrm{mass}}=m_0(Q^I\bar{Q}_I)+\mu_0(Q^a\bar{Q}_a)\ , \tag{5}$$

ここで $I=1,\cdots,N\equiv N_f-N_c$ and $a=1,\cdots,N_c$。これに加えて R 対称性を破るような項を付け加える。

$$W_{\mathrm{def}}=-\frac{1}{m_X}(Q^I\bar{Q}_a)(Q^a\bar{Q}_I)\ , \tag{6}$$

したがって、保たれている対称性は、$SU(N)\times SU(N_c)\times U(1)_P\times U(1)_B$ である。マグネティックデュアルでは、メソンはシングレットに対応し、

$$Y^I{}_J=Q^I\bar{Q}_J\ ,\qquad Z^I{}_a=Q^I\bar{Q}_a\ ,\qquad \tilde{Z}^a{}_I=Q^a\bar{Q}_I\ ,\qquad \Phi^a{}_b=Q^a\bar{Q}_b\ . \tag{7}$$

スーパーポテンシャルは次のように与えられる。

$$W = h\mathrm{Tr}\left[m^2 Y + \mu^2\Phi - \chi Y\tilde{\chi} - \chi Z\tilde{\rho} - \rho\tilde{Z}\tilde{\chi} - \rho\Phi\tilde{\rho} - m_z Z\tilde{Z}\right], \tag{8}$$

ここで $m^2 \equiv m_0\Lambda$ and $\mu^2 \equiv \mu_0\Lambda$ である。このモデルにはいくつもの安定な真空が存在する。

$$\begin{aligned}
&Y^I{}_J = \frac{\mu^2}{m_z}\,(\mathbf{1}_N^n)^I_J\ , \qquad \Phi^a{}_b = \frac{m^2}{m_z}\,(\mathbf{1}_N^n)^a{}_b + \gamma_*\mathbf{1}^a{}_b \\
&\chi^I{}_J = m\delta^I_J\ , \qquad \tilde{\chi}^I{}_J = m\delta^I_J \\
&\rho^I{}_a = \mu\Gamma^I{}_a\ , \qquad \tilde{\rho}^a{}_I = \mu\Gamma^a{}_I \\
&Z^I{}_a = -\frac{m\mu}{m_z}\Gamma^I{}_a\ , \qquad \tilde{Z}^a{}_I = -\frac{m\mu}{m_z}\Gamma^a{}_I\ ,
\end{aligned} \tag{9}$$

n は 0 から N までの整数。

$$\Gamma^a{}_I = \begin{pmatrix} \mathbf{1}_n & 0_{n\times(N-n)} \\ 0_{(N_c-n)\times n} & 0_{(N_c-n)\times(N-n)} \end{pmatrix}\ , \qquad \Gamma^I{}_a = \begin{pmatrix} \mathbf{1}_n & 0_{n\times(N_c-n)} \\ 0_{(N-n)\times n} & 0_{(N-n)\times(N_c-n)} \end{pmatrix}\ . \tag{10}$$

$\mathbf{1}_m$ は $m\times m$ 次の単位行列で $\mathbf{1}_q^p$ は最初の p 個の対格成分が 1 でそれ以外がゼロの $q\times q$ 行列である。

この超対称性を保つ真空で保たれる対称性は、$SU(n)\times SU(N_f-N_c-n)\times SU(N_c-n)\times U(1)^2$。$SU(N-n)$ をゲージ化した場合にはゲージーノ質量はリーディングオーダーで

$$m_\lambda \simeq -\frac{g^2(N_c-n)}{(4\pi)^2}\frac{h\mu^2 m_z}{m^2}\left(1+\mathcal{O}(\frac{m_z^2}{m^2})\right).$$

となる。同様に、$SU(N_c-n)$ をゲージ化した場合には

$$m_\lambda = -\frac{g^2(N-n)}{(4\pi)^2}\frac{h\mu^2 m_z}{m^2}\left(1+\mathcal{O}(\frac{m_z^2}{m^2})\right).$$

となる。一方でもし $SU(n)$ をゲージ化した場合にはメッセンジャーはタキオニックな方向を持たずモデュライ空間がどこでも安定になり、ゲージーノの質量はゼロとなる

4 Cosmological aspects

これまで困難とされてきたモデルの構成が可能になったので、こうした新しいモデル特有の性質を議論することは有用である。

ISS モデルを変形したモデルは多く提案されているが、その多くのモデルが共通して $U(1)_B$ 対称性を自発的に破っている。この $U(1)_B$ 対称性は、ベクトル型特有の対称性であり、この破れに注目することで、これまでの試みとことなるベクトル型特有の予言を得られる可能性がある。この

対称性の破れに関連してゴールドストンボソンが出る。プランクスケールの補正を考えると、この粒子に一般には、質量が与えられる。この粒子のことを pseudo-Nambu-Goldstone boson という。軽い粒子の存在は宇宙論的に非常に重要な結果をもたらす。それは寿命が長くなり、その振動のエネルギーが宇宙を支配することがわかる。

この問題を避けるため、$U(1)_B$ 対称性をゲージングすると、その今度は安定なコスミックストリングの存在を予言する。とくに、今問題にしているダイレクト型のモデルでは、対称性の破れのスケールとメッセンジャースケールが同じであり、ランダウポール問題を避けるために高いスケールに設定されている。それは非常に観測という点からはのぞましい。コスミックストリングはコンスタントに重力波を通してエネルギーをうしっている。そこで出る重力波の強さは、対称性の破れのスケールと密接に関連しており、スケールが高い場合には十分に強い重力波が出る。したがって、将来計画されている重力波検出実験、Advanced LIGO, LISA and BBO などで、その存在を検出することは十分に可能である。

この用に新たなモデルビルティングの方向性は、宇宙論的な面においても影響をあたえることがわかる。今後さらに、宇宙論的な考察および、実験からくる制限が重要になると考えられる。

References

[1] K. A. Intriligator, N. Seiberg and D. Shih, JHEP **0604**, 021 (2006) [arXiv:hep-th/0602239].

[2] R. Kitano, H. Ooguri and Y. Ookouchi, arXiv:1001.4535 [hep-th].

[3] Z. Komargodski and D. Shih, JHEP **0904**, 093 (2009) [arXiv:0902.0030 [hep-th]].

[4] K. Hanaki, M. Ibe, Y. Ookouchi and C. S. Park, arXiv:1106.0551 [hep-ph].