O-7

Berkovits による超開弦の場の理論のダブルブレーン解について
On a Double-brane Solution in the Berkovits' Open Superstring Field Theory

○杉田和優[1]，三輪光嗣[2]
*Kazuhiro Sugita, Akitsugu Miwa

In 2013, Erler found a tachyon vacuum solution in the Berkovits' open superstring field theory. The tachyon vacuum solution represents a vacuum in which no D-brane exists. By using the understanding of the tachyon vacuum solution, we give a candidate for a double-brane solution describing two D-branes. The candidate is based on a structure of the pure-gauge form of the tachyon vacuum solution. To confirm that the candidate describes the double-brane solution, we should evaluate the energy. Since the direct calculation of the energy (from the action) is expected to be difficult, then we try to evaluate the energy from a gauge invariant observable, i.e. the Ellwood invariant.

1. 導入

本講演では弦の場の理論の解析解について議論する．まず、弦理論が研究されている動機の一つは，それが量子重力理論の有力候補であるからである．重力の古典論はすでに知られており，それは Einstein による一般相対性理論である．しかし，一般相対性理論を量子化と呼ばれる操作をして得られる理論には，発散の困難が含まれている．この発散は近距離の発散であり，素粒子を点と考えていることに起因する．そこで，点ではなく，1 次元の拡がりを持った線，つまり弦を基本的な対象と考える理論，つまり弦理論であればこの発散を回避し，重力の量子論が記述できると期待されている．重力を媒介する重力子は閉弦に含まれるが，弦にはもう一つ種類があり，それは開弦である．開弦には端が存在し，そこには膜状に拡がったブレーンと呼ばれる物体が存在している．ブレーンも弦理論の中で重要な対象である．

次に，弦の場の理論とは，弦理論の非摂動論的な定式化を目的とした理論である．弦の場の理論の非摂動論的効果が重要な役割を担った例として，Sen によって予想されたタキオン凝縮という現象がある．この予想は boson 的 cubic 型弦の場の理論において，Schnabl がタキオン真空解の解析解を発見することにより確かめられた．また，弦の場の理論の運動方程式は非線形な方程式であり，解くことが難しい．しかし，Schnabl のタキオン真空解の発見以降，解析解を構成する技術は大きく発達してきた．

2. Berkovits による超開弦の場の理論

弦の場の理論にはいくつか種類が存在するが，ここでは Berkovits によって構成された作用 [1, 2, 3] について書く．まずは弦場について説明する．弦場とは，あらゆる弦の状態を足し合わせたものである．弦の状態は，1 次元の弦が動いた時にできる 2 次元面の理論，すなわち共形場理論を用いて記述される．ここでは，弦の状態として boson 部分にあたる状態のみを用いる．また，この作用は，これより以前から知られていた cubic 型の作用に含まれる picture 変更演算子と呼ばれるものが含まれていない．picture 変更演算子はこれが同じ点にあると発散を生じてしまうことが問題であった．

以下に作用とこれから導かれる運動方程式を書く．

$$S(g) = -\frac{1}{2}\int_0^1 dt\,\mathrm{Tr}[\eta_0(g(t)^{-1}\partial_t g(t))\cdot g(t)^{-1}Q_{\mathrm{B}}g(t)]$$

$$\eta_0(g^{-1}Q_{\mathrm{B}}g) = 0 \tag{1}$$

ここで，$g(t)$ が弦場であり，$g(0) = 1, g(1) = g$ である．また，Tr は弦場を数に写す BPZ 内積と呼ばれる操作を表わし，Q_{B} は BRS 演算子，η_0 は η ゴーストのゼロモードである．また弦場と弦場の積は $*$ 積と呼ばれる積である．この作用は以下のゲージ変換のもとで不変である．

$$g \to g' = \Omega g \Lambda, \quad (Q_{\mathrm{B}}\Omega = 0, \eta_0\Lambda = 0) \tag{2}$$

3. タキオン真空解

Erler は運動方程式 (1) の解として，タキオン真空解を構成した [4]．タキオン真空解とは，D-ブレーンが全て消えた状態であり，そのためタキオン真空解周りには開弦の励起はない．この解のエネルギーは自明な解より D-ブレーン 1 枚のエネルギー分だけ下がっており，非摂動論的な解である．

タキオン真空解を構成する上で重要な役割を果たす，特別な弦場 [5] が存在する．それらは，弦場同士の積，$*$ 積と BRS 演算子 Q_{B} のもとで閉じている．また，この弦場は，弦の状態を記述するために用いられる共形場理論

[1] 日大理工・院（後）・物理
[2] 日大理工・教員・物理

の sliver 座標系と呼ばれる特別な座標系を用いて定義されている．

このタキオン真空解を，後のダブルブレーン解の構成のために以下のように形式的に書く．

$$g_0 = \tilde{\Omega} U_1 \tag{3}$$

ここで，具体的な形は書かないが，$\tilde{\Omega}$ は Q_{B} を演算すると 0 になる弦場であり，U_1 は cubic 型の弦の場の理論 におけるタキオン真空解を pure-gauge 型に書いた時に現れるゲージパラメータであり，η_0 を演算すると 0 になる．従って，タキオン真空解 (3) は形式的には，自明な解 (ここでは $g = 1$) に対して (2) のゲージ変換をして得られる pure-gauge 型の解である．通常ゲージ変換では物理量は変わらないため，pure-gauge であれば，それは自明な解とゲージ等価である．しかし，ここでは物理量を変える特異性をもったゲージ変換 [6] を考えている．実際，このタキオン真空解のエネルギーは自明な解のエネルギーより D-ブレーン 1 枚分だけ下がっていることが計算するとわかり，自明な解とゲージ等価ではないことが確かめられる．

4. ダブルブレーン解

次に我々が提案する，D-ブレーン 2 枚のエネルギーを再現すると期待されるダブルブレーン解について書く．

まず我々は，cubic 型弦の場の理論 において，ダブルブレーン解がどう構成されていたかを思い出すことにする．それは，特異なゲージ変換 U_1^{-1} が D-ブレーンを 1 枚増やすという事実で理解できる．すなわち，タキオン真空解 Ψ_0，D-ブレーンが 1 枚ある自明な解 Ψ_1(ここでは 0)，ダブルブレーン解 Ψ_2 に対して以下の関係があった [7, 8, 9].

$$\Psi_0 \to^{U_1^{-1}} \Psi_1 \to^{U_1^{-1}} \Psi_2$$

ここで矢印は cubic 型弦の場の理論における，ゲージパラメータが U_1^{-1} である特異なゲージ変換を表している．

これを Berkovits による超開弦の場の理論にも応用することにしてみる．まずは，タキオン真空解に対して以下のようなゲージ変換を考える．

$$g_0 \to^{(1,U_1^{-1})} g_1 \coloneqq \tilde{\Omega}$$

ここで矢印はゲージ変換 (2) において $\Omega = 1, \Lambda = U_1^{-1}$ であるゲージ変換を表す．運動方程式の解をゲージ変換して得られたものは運動方程式の解であるため，g_1 は運動方程式 (1) の解である．また，g_1 はエネルギーを計算すると D-ブレーンが 1 枚の状況を記述することがわかる．従って，このゲージ変換はエネルギーを変える特異なゲージ変換であることがわかる．次に，g_1 に対して同様のゲージ変換を行なったものを考える．

$$g_0 \to^{(1,U_1^{-1})} g_1 \to^{(1,U^{-1})} g_2 \coloneqq \tilde{\Omega} U_1^{-1}$$

我々はこの g_2 が D-ブレーン 2 枚のエネルギーを再現する解であると予想する．この予想を確かめるために，この解のエネルギーを作用より計算する必要があるが，計算が g_0, g_1 の場合に比べて複雑になるため，まだ最終的な結論が得られていない．

5. まとめと今後の課題

Berkovits による超開弦の場の理論 における解として，D-ブレーン 2 枚の状況を記述する解の候補を提案した．これがダブルブレーン解であると言うためには，エネルギーを評価する必要があるが，計算途中である．そこで今後は作用を評価するエネルギーの計算ではなく，ゲージ不変量として知られている Ellwood 不変量 [10] という，閉弦の頂点演算子を用いて定義される量を計算すると良いと思われる．この量は boson 的 cubic 型弦の場の理論において，閉弦の頂点演算子として特別なものを用いると，作用より計算するエネルギーと等価であることが知られている [11]．また，計算は一般的にはこちらのほうが簡単であるため，Ellwood 不変量に着目するのは有効である．

参考文献

[1] N. Berkovits, Nucl. Phys. B **450**, 90 (1995).
[2] N. Berkovits, Fortsch. Phys. **48**, 31 (2000).
[3] N. Berkovits, Y. Okawa and B. Zwiebach, JHEP **0411**, 038 (2004).
[4] T. Erler, JHEP **1311**, 007 (2013).
[5] Y. Okawa, JHEP **0604**, 055 (2006).
[6] I. Ellwood, JHEP **0905**, 037 (2009).
[7] M. Murata and M. Schnabl, Prog. Theor. Phys. Suppl. **188**, 50 (2011).
[8] M. Murata and M. Schnabl, JHEP **1207**, 063 (2012).
[9] H. Hata and T. Kojita, JHEP **1201**, 088 (2012).
[10] I. Ellwood, JHEP **0808**, 063 (2008).
[11] T. Baba and N. Ishibashi, JHEP **1304**, 050 (2013).