マージナル変形された背景上のタキオン真空解

奈良女子大学　稲富　晶子

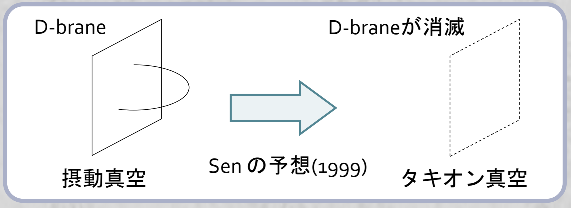
I. Kishimoto, T. Takahashi , S. I

[hep-th: ******]

背景

- 弦理論にとって非摂動な解析が重要。
- 弦の場の理論は非摂動な現象の記述が可能。
- 非摂動的現象であるタキオン凝縮に適用された。

Sen-Zwiebach (1999)



Bosonic open string field theory　Witten (1986)

作用

$$S[\Psi] = -\frac{1}{g^2}\int\left(\frac{1}{2}\Psi * Q_B\Psi + \frac{1}{3}\Psi * \Psi * \Psi\right)$$

運動方程式

$$Q_B\Psi + \Psi * \Psi = 0$$

マージナル解　Takahashi-Tanimoto (2001,2002)

$$\Psi_0 = -V_L(f)I - \frac{1}{4}C_L(f^2)I$$

$$V_L(f) = \int_{C_{\mathrm{left}}}\frac{dz}{2\pi i}\frac{1}{\sqrt{2}}f(z)c\,j(z)$$

U(1) カレント

$$C_L(f^2) = \int_{C_{\mathrm{left}}}\frac{dz}{2\pi i}f^2(z)c(z)$$

解まわりで展開した理論の BRST 演算子

$$Q' = Q_B - V(f) - \frac{1}{4}C(f^2)$$

Erler-Schnabl 解　Erler-Schnabl (2009)

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{1+K}}[c + cKBc]\frac{1}{\sqrt{1+K}}$$

$$K = \frac{\pi}{2}(K_1)_L|I\rangle \qquad B = \frac{\pi}{2}(B_1)_L|I\rangle \qquad c = \frac{1}{\pi}c(1)_L|I\rangle$$

KBc代数の代数関係　Okawa (2006)

$$Bc + cB = 1 \qquad [K, B] = 0$$
$$B^2 = 0 \qquad c^2 = 0$$

$$\boxed{QK = 0 \qquad QB = K \qquad Qc = cKc}$$

マージナル解周りで展開

- マージナル解周りで展開した理論での運動方程式の解を KBc代数を使って表す。
- 運動方程式の古典解

$$\phi_0 = F(K')cK'\frac{1}{1-F(K')^2}BcF(K')$$
$$= UQ'U^{-1}$$

$$U = 1 - F(K')BcF(K')$$
$$U^{-1} = 1 + \frac{F(K')}{1-F(K')^2}BcF(K')$$

- 下記のようにとれば Erler-Schnabl 解と同じ

$$F(K') = \frac{1}{\sqrt{1+K'}}$$

- K′Bc 代数
  - KBc代数と同じ代数関係が使える。

$$\boxed{Q'K' = 0 \qquad Q'B = K' \qquad Q'c = cK'c}$$

$$Q'B = K - \frac{\pi}{2}J_L((1+z^2)f)|I\rangle - \frac{\pi}{8}\int_{C_{\mathrm{left}}}\frac{dz}{2\pi i}(1+z^2)f^2(z)|I\rangle = K'$$

- コホモロジー
  - Homotopy operator A が存在すれば、コホモロジーは 0 である。

$$A = B\frac{1}{1+K'} \qquad \{Q', A\} = 1$$

目的

- マージナル変形された背景上でのタキオン真空の物理量の変化をみる。

方法

- タキオン真空を記述している解
  - Schnabl解 (2005), Erler-Schnabl解 (2009)
- マージナル変形に対応した解
  - Identity-based解　Takahashi-Tanimoto (2001,2002)
- 上記の解を用いて、マージナル変形解周りの理論で直接的にタキオン真空の物理量が計算できる新しい解を構成した。

真空エネルギー

$$E = \frac{1}{6}\mathrm{Tr}\left(c\frac{1}{1+K'}cK'c\frac{1}{1+K'}\right)$$

- トレースの計算は円柱上の相関関数の計算に変換できる。

$$\bar{z} = \arctan z$$

- Sliver frame　Erler-Schnabl (2005)

$$E = \lim_{t_2\to 0}\frac{-1}{6}\frac{\partial}{\partial t_2}\int_0^\infty dt_1\int_0^\infty dt_3\left(\frac{2}{\pi}\right)^3 e^{-t_1-t_3}$$
$$\times\left\langle c(\frac{\pi}{2}(t_1+t_2+t_3))c(\frac{\pi}{2}(t_2+t_3))c(\frac{\pi}{2}t_3)e^{-\int_0^{t_1+t_2+t_3}\mathfrak{J}(t)dt}\right\rangle_{C_{\frac{\pi}{2}(t_1+t_2+t_3)}}$$

この相関関数の部分がマージナル変形の無い時との違い

$$\left\langle e^{-\int_0^t \mathfrak{J}(t')dt'}\right\rangle_{C_{\frac{\pi}{2}t}} = 1 \qquad t = t_1 + t_2 + t_3$$

タキオン真空のエネルギーは、マージナル変形によって変化しない

オーバーラップ

- 開弦と閉弦の相互作用

Matter vertex operator

$$O'(V) = \mathrm{Tr}\left(Vc\frac{1}{1+K'}\right) \qquad V = Nc(i)c(-i)\varphi(i,-i)|I\rangle$$

$$O'(V) = \int_0^\infty e^{-t}\frac{2N}{\pi}\lim_{M\to\infty}\langle c(iM)c(-iM)c(0)\rangle_{C_{\frac{\pi t}{2}}}\left\langle\varphi(iM,-iM)e^{-\int_0^t dt'\mathfrak{J}(t')}\right\rangle_{C_{\frac{\pi t}{2}}}$$

この相関関数の部分がマージナル変形の無い時との違いをうむ

例として

空間の第25方向をディリクレ方向とする。
カレントjとして25方向のU(1)カレントをとる。
Matter vertex operator としてclosed string tachyon vertex operatorをとる。

$$O'(V) = \exp\left[\frac{-\sqrt{2\alpha'}iwR}{2\alpha'}\times 2\pi i\times\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dy}{2\pi}\frac{\sqrt{2}}{1-i\sinh(2y)}f(\frac{\pi}{4}+iy)\right]\times O(V)$$

- 位相のずれを評価する。

$$f(z) = i\lambda\left(z+\frac{1}{z}\right)\frac{1}{z}$$

第25方向を半径Rにコンパクト化する。

$$\boxed{\exp\left(i\frac{wR}{\alpha'}2\sqrt{\alpha'}\lambda\right)}$$

まきつき数　$w = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$

オーバーラップでは位相のずれが生じ、その値は他の論文と一致する。

Katsumata-Takahashi-Zeze (2004)

まとめ

- マージナル変形解周りの理論で直接的にタキオン真空の物理量が計算できる新しい解を構成した。
- 真空エネルギー変化はなかった。
- オーバーラップは位相のずれが生じた
  - CFT で知られている効果と一致している。

Recknagel-Schomerus (1999)