

ABJM 理論における brane の組み替えについて

Brane recombination in ABJM theory

○江成隆之¹, 三輪光嗣², 瀧見知久³*Takayuki Enari¹, Akitsugu Miwa², Tomohisa Takimi³

Abstract : In superstring theory, it is known that intersecting two D-branes recombine. D-brane recombination can be analyzed by super Yang-Mills description. We attempt to analyze recombination in ABJM theory, which is a candidate of low-energy effective theory of multiple M2-branes.

1. 導入

素粒子—万物の究極的な構成要素は、電磁気力、強い力、弱い力、重力の4つの力を媒介する粒子と種々の物質を構成する粒子からなる。現在、電磁気力、強い力、弱い力の3つの力及び物質は標準模型とよばれる1つの理論で記述されており、これまでに多くの成果が得られてきた。この理論に重力が含まれていないのは、標準模型のエネルギースケールでは重力の効果を無視できるからである。より大きなエネルギースケールでは重力の量子効果を無視できないと考えられているが、通常の場合の量子論の枠組みを用いて重力の量子効果を扱うと処理できない発散が現れるなどの困難に直面する。これを克服する理論の1つの候補が超弦理論である。超弦理論は標準模型と異なり、素「粒子」を、粒子でなく1次元に広がった物体—弦として扱う。弦には様々な振動のモードがあり、それらのモードの違いが各素粒子に対応する。さらに弦だけでなく、より高次元に広がった膜状の物体も構成要素として存在し、これをD-braneとよぶ。その他の特徴として、時空の次元が4を超えることが挙げられる。これは理論の整合性からくるもので、超弦理論では時空の次元は10（時間1次元+空間9次元）になる。

摂動論的に無矛盾な超弦理論は5種類あることが知られているが、これらをすべて包含する超弦理論を超えた理論の存在が示唆されている。この理論はM理論とよばれ、時間1次元+空間10次元の11次元で定義される。M理論には空間2方向と空間5方向に広がった膜状の物体があり、それぞれM2-brane, M5-braneとよばれる。M理論は未完成の理論であり、多体系の物理を記述する理論は知られていなかった。しかし近年、M2-brane（以下、M2と略）に関してはその多体系を記述する低エネルギー有効理論が提唱され、ABJM理論とよばれている[1]。

我々の研究の目的は、M2の多体系の力学現象をABJM理論を用いて調べることである。特に、我々が着目したのは組み替え(recombination)とよばれる現象である。D-braneに関しては組み替え現象は良く研究されており、本

研究ではこれと同様の手法を用いてABJM理論を解析した。

2. D-brane の組み替え

組み替えの話に入る前に、D-braneについて少し説明する。D-braneは超弦理論に含まれる基本的物体であり、その振る舞いは、D-brane上に端を持つ開弦の励起によって記述される(Fig.1)。開弦の基底状態はゲージ粒子を含むため、D-braneの低エネルギー理論はsuper Yang-Mills(SYM)理論となる。

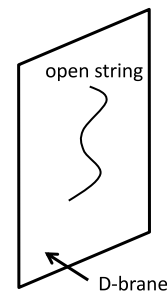


Fig. 1 Open string and D-brane

ここからD-braneの組み替えとその解析について述べる[2]。まず、Fig.2aの上側の図のように2枚の交差したD-braneがあるとき、これらの中には開弦が伸びることができる。弦のエネルギーはその長さに比例するので、長くなるためにはエネルギーを得る必要がある。従って、図のような交差点付近にある開弦はここから遠くに行くことは出来ず、交差点付近に局在する。このような交差点付近に局在する開弦のスペクトルの基底状態が不安定になっている。これは交差したD-braneの不安定性を示すもので、Fig.2aの下側の図のような配位になる。すなわち組み替えが起こることを示している。これがD-braneの組み替えとよばれる現象である。

この章のはじめに述べたように、D-braneの低エネルギーでの振る舞いはSYM理論で記述される。[2]ではD-braneの組み替え現象がこうしたSYM理論を用いて解析されている。その概略をD2-brane（空間2方向に広がっ

¹ 日大理工・院(後)・物理 ² 日大理工・教員・物理 ³ Harish-Chandra Research Institute, India

た D-brane) の場合で説明する.

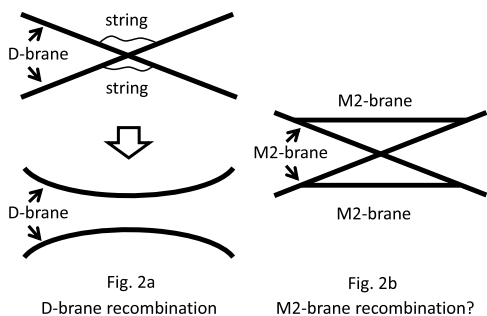


Fig. 2a

D-brane recombination

Fig. 2b

M2-brane recombination?

2 枚の D2-brane (以下, D2 と略) の作用は

$$S_{D2} = - \int d^3x \text{Tr} \left[(D_\mu \Phi_i)^2 - \frac{1}{2} [\Phi_i, \Phi_j]^2 + \frac{1}{2} (F_{\mu\nu})^2 \right] \quad (1)$$

で与えられる. ここに Φ_i ($i = 3, 4, \dots, 9$) はスカラー場で, D2 の 10 次元時空中における座標に対応し, $F_{\mu\nu}$ ($\mu, \nu = t, x, y$) は D2 上のゲージ場の強さである. 2 枚の D2 が原点で交差している状態に対応する古典解を

$$\bar{\Phi}_9 = qxT^3, \quad \bar{A}_\mu = 0 \quad (q \text{ は定数}) \quad (2)$$

で与える. ここに T^a ($a = 1, 2, 3$) は $(1/2) \times$ Pauli 行列であり, T^0 は $(1/2) \times$ 単位行列である. 一方, この古典解まわりのゆらぎは

$$\Phi_9 = \varphi T^1, \quad A_x = aT^2 \quad (3)$$

で与える. スカラー場, ゲージ場共に非対角成分は D2 間に伸びた弦の励起に対応する. (2), (3) を (1) に代入し, 2 次のゆらぎに対する運動方程式が求められる. この運動方程式から, スカラー場のゆらぎの基底状態が得られ, これと古典解 (2) の和を改めて対角化すると, 原点で交差しない配位に変わっている. このようにして, 組み替えが起こることが示される.

3. ABJM 理論での組み替え

前章では D-brane の組み替えは, 交差点付近に局在する開弦によって引き起こされることを説明した. M2 間の相互作用を媒介する励起に対する理解は未解決問題の一つであるが, 仮に Fig.2b のように, 交差した M2 の間に別の M2 が伸びているとする. M2 のエネルギーは面積に比例するので, 面積を一定に保ったままいくらでも細長く伸びることができる. つまり, 弦とは異なり交差点付近に局在する必要がない. このため, M2 の組み替えは興味深い研究課題である. ところで, 1 章で述べたように, M2 の低エネルギーでの振る舞いは, ABJM 理論で記述できる. 従って D-brane と同様に, 交差した 2 枚の M2 に対応する古典解周りのゆらぎを解析することで M2 の組み替えを調べることができると考えられる. 今回我々はこうし

た研究の第一歩として, [2] で調べられた D-brane の組み替えが ABJM 理論にどのように埋め込まれるかを調べた. ABJM 理論は novel Higgs mechanism とよばれるメカニズムによって SYM 理論に帰着することが知られており [3], 我々もこのメカニズムを用いて解析を行った. (紙面の都合上, novel Higgs mechanism の説明はしない)

ABJM 理論の作用は次のように与えられる [4]:

$$S_{ABJM} = \frac{k}{2\pi} \int d^3x \text{Tr} \left[-D^\mu Y^A D_\mu Y_A + V_6 + \varepsilon^{\mu\nu\lambda} \times \right. \\ \left. \times \left(A_\mu^+ \partial_\nu A_\lambda^- + A_\mu^- \partial_\nu A_\lambda^+ - 2i A_\mu^+ A_\nu^+ A_\lambda^- - \frac{2i}{3} A_\mu^- A_\nu^- A_\lambda^- \right) \right]. \quad (4)$$

ここに $Y^A = \chi^A + i\chi^{A+4}$ ($A = 1, 2, 3, 4$) は複素スカラー場で, M2 の 11 次元時空中における座標に対応する. A_μ^\pm ($\mu = t, x, y$) はそれぞれ M2 上のゲージ場, V_6 は複素スカラー場の 6 次のポテンシャルである. D2 と同様, スカラー場の対角成分が M2 の座標を表しているとして, 古典解

$$\bar{Y}^3 = \lambda xT^3, \quad \bar{Y}^4 = vT^0 \quad (\lambda, v \text{ は定数}) \quad (5)$$

を与える. ただし, D2 の場合と異なるのは, M2 どうしが交差している方向とは別の方向に, v だけ原点からずれていることである. これは novel Higgs mechanism を用いる際に必要となる項である. 古典解まわりのゆらぎはスカラー場とゲージ場の非対角成分に与える:

$$\chi^{3,1}T^1, \chi^{8,2}T^2, A_\mu^{+2}T^2, A_\mu^{-2}T^2. \quad (6)$$

(5), (6) を (4) に代入して 2 次のゆらぎに対する運動方程式が求められる. この運動方程式は 2 章で説明した, D2 の組み替えの解析で現れる方程式に帰着することが確かめられる.

講演ではこれ以外にも, この章のはじめに述べたような M2 固有の現象の解析の可能性も議論する.

参考文献

[1] O. Aharony, O. Bergman, D. L. Jafferis and J. Maldacena, JHEP **0810**, 091 (2008).
 [2] K. Hashimoto and S. Nagaoka, JHEP **0306**, 034 (2003).
 [3] S. Mukhi and C. Papageorgakis, JHEP **0805**, 085 (2008); P. -M. Ho, Y. Imamura and Y. Matsuo, JHEP **0807**, 003 (2008); Y. Honma, S. Iso, Y. Sumitomo and S. Zhang, Phys. Rev. D **78**, 105011 (2008); Y. Pang and T. Wang, Phys. Rev. D **78**, 125007 (2008).
 [4] M. A. Bandres, A. E. Lipstein and J. H. Schwarz, JHEP **0809**, 027 (2008).