Some Generalization of Lorentzian BLG Model

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻　博士2年

柴　正太郎

2008年12月20日

（共同研究者：松尾　泰 氏、Pei-Ming Ho 氏）

Bagger-Lambert-Gustavsson Model as Multiple M2s' Theory in M-theory

[Bagger-Lambert] [Gustavsson]

$$\begin{aligned}\mathcal{L} \;=\; & -\frac{1}{2}h^{ab}D_\mu X^I_a D_\mu X^I_b + \frac{i}{2}h^{ab}\bar{\Psi}_a\Gamma^\mu D_\mu \Psi_b + \frac{i}{4}h^{ae}f^{bcd}{}_e\bar{\Psi}_a\Gamma_{IJ}X^I_b X^J_c \Psi_d \\ & -\frac{1}{12}h^{gh}f^{abc}{}_g f^{def}{}_h X^I_a X^J_b X^K_c X^I_d X^J_e X^K_f \\ & +\frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\lambda}\left(h^{de}f^{abc}{}_e A_{\mu ab}\partial_\nu A_{\lambda cd} + \frac{2}{3}h^{bh}f^{cda}{}_g f^{efg}{}_h A_{\mu ab}A_{\nu cd}A_{\lambda ef}\right)\end{aligned}$$

- 3次元N=8の超対称性を持つ。
- ボソン場がSO(8)対称性を持つ。
- ゲージ群はLie 3-algebraで定義される。

metric

$$\begin{aligned}\langle T^a, T^b\rangle &= h^{ab} \\ [T^a, T^b, T^c] &= f^{abc}{}_d T^d\end{aligned}$$

structure constants

Bagger-Lambert-Gustavsson Model as Multiple M2s' Theory in M-theory

- BLG模型においてLie 3-algebraが満たすべき性質

  1. fundamental identity (∼ Jacobi identity)

$$f^{efg}{}_{d} f^{abc}{}_{g} \stackrel{!}{=} f^{efa}{}_{g} f^{bcg}{}_{d} + f^{efb}{}_{g} f^{cag}{}_{d} + f^{efc}{}_{g} f^{abg}{}_{d}$$

  2. invariant metric $f^{abcd} := h^{de} f^{abc}{}_{e} \stackrel{!}{=} f^{[abcd]}$

  3. decoupling of negative-norm states (ghosts)

[Ho-Hou-Matsuo] [Papadopoulos]

positive-norm statesのみの場合 → A_4代数とその直和に限られる。

[Chu-Ho-Matsuo-S]

null-norm statesを含む場合 → Lagrangianレベルでの議論が難しい。

さらなる具体例を構成するには、negative-norm statesを含むものを考えるしかない。但し、それらは物理的に何らかの寄与をしてはならない。

Lorentzian BLG Model as a famous example of BLG Model

- この模型で採用されるLie 3-algebra $\{T^i, u, v\}$

[Muhki-Papageorgakis]

$$[u, T^i, T^j] = f^{ij}{}_k T^k, \quad [T^i, T^j, T^k] = -f^{ijk} v, \quad [v, *, *] = 0.$$

$$f^{uij}{}_k = f^{ij}{}_k, \quad f^{ijk}{}_v = -f^{ijk}; \quad h^{uv} = 1, \quad h^{ij} : \text{positive}; \quad \text{otherwise} = 0.$$

- この模型が持つ著しい特徴として、超対称性とゲージ対称性を全て保持したまま、場にVEVを与えられることが挙げられる。

$$X^I_u = \text{const}, \quad \Psi_u = 0; \quad X^I_v, \ \Psi_v : \text{decouple}.$$

[Ho-Imamura-Matsuo]

- そうして得られた模型は、IIA型超弦理論におけるD2-braneが複数枚重なった系の理論に一致することが示せる。従って、場にVEVを与えることは、それに対応する方向をコンパクト化することを意味していると理解できる。(コンパクト化 ： M→IIA, M2→D2)

2- or more-Lorentzian BLG Models as new examples of BLG Model

[Ho-Matsuo-S, to appear]

- Lie 3-algebraを一般の場合に拡張する。 $\{T^i, u_a, v_a\}$

$$f^{ijkl},\ f^{u_a ijk} = g_a f^{ijk},\ f^{u_a u_b ij} = g_{ab} J^{ij},\ f^{u_a u_b u_c i} = g_{abc} L^i,\ f^{u_a u_b u_c u_d} = g_{abcd}.$$

- 特に、fundamental identityから強い制限が課される。

（例）2-Lorentzianの場合 $J^{in} f^{njk} + J^{jn} f^{nki} + J^{kn} f^{nij} = 0$

- 同様に、超対称性とゲージ対称性を全て保持したまま、VEVを与えることができる。 $X^I_{u_a} = \mathrm{const},\ \ \Psi_{u_a} = 0;\ \ X^I_{v_a},\ \Psi_{v_a}\ : \mathrm{decouple}.$

- このとき、J^{ij} に比例した質量項が現れることになる。超対称性があることより、全ての場は同じ質量を持つ。 $m = |J|\sqrt{\vec{X}_{u_a} \times \vec{X}_{u_b}}$

Chern-Simons ゲージ場 → massless ゲージ場 → massive ゲージ場

(0-Lorentzian:自由度0)　(1-Lorentzian:自由度1) (2-Lorentzian:自由度2)

2- or more-Lorentzian BLG Models as new examples of BLG Model

- それぞれの単独での寄与をまとめると、次のようになる。

0-Lorentzian	f^{ijkl}	M2-braneが2枚の系とその直和
1-Lorentzian	$f^{u_a ijk}$	D2-brane上のmassless場
2-Lorentzian	$f^{u_a u_b ij}$	ほぼ自由場であるmassive場
3-Lorentzian	$f^{u_a u_b u_c i}$	定数項を付け加える程度
4-Lorentzian	$f^{u_a u_b u_c u_d}$	Lagrangianに寄与しない

- これらを組み合わせると、BLG模型の新しい具体例が作れる。fundamental identityによる制限が非常に厳しいことから、具体例を構築することは一般に大変難しいと考えられている。これはその困難を克服した価値ある例であると考えられる。
- 特に、2-Lorentzianに関しては、IIB型超弦理論に基づいた物理的な解釈が可能であると考えている。