Gepner 模型の RR チャージと D-brane の存在条件*

佐　藤　　　仁

1．序　論

超弦理論は重力を含む４つの基本的な相互作用を記述できる理論として、注目されて来た[1]。矛盾の無い量子化を行うために時空の次元は10次元であることが要求される。しかし、我々が観測する現実の時空の次元は４次元であるため、残りの６次元空間を観測できないほど小さい空間にコンパクト化されていると考える。これを、内部空間と呼び、 Calabi-Yau 多様体が有力な模型として注目されてきた。

この超弦理論を研究する方法にはいくつかあるが、有力な手法として、２次元の超共形場理論を用いるものがある。中でも注目されているのが Gepner 模型である。

また最近では、超弦理論にＤ－ブレーンと呼ばれる膜のようなものが存在することが知られてきた。我々の現実の世界に存在する素粒子の種類や質量の起源、素粒子間に働く基本的な力（相互作用）などが、Ｄ－ブレーンを用いて説明できると期待されている。ブラックホールの研究などにも利用されている[2]。

本論文では、 Gepner 模型におけるＤ－ブレーンについて考察する。後で述べるように、Gepner 模型の枠内では、Ｄ－ブレーンは境界状態（boundary state）として記述される。この境界状態が存在するためにはいくつかの条件を満たすことが必要である。この必要条件と幾何学的な意味について考察したのが、本論文の主な内容である。

内容の詳細に入る前に、超弦理論の中に出てくるＤ－ブレーンのイメージを説明しておこう。弦（ひも、 string）には、両端が離れている「開いた弦」と、端同士がくっついて輪になった「閉じた弦」の２種類がある。開いた弦を伝わる波の振動モードは、どちらかの端に達すると反射して逆の方向に戻ってくる。したがって、開いた弦の振動は１種類である。し

＊ RR-charges of Gepner models and the Exsistence Conditions for D-branes .
1）たとえば、 Polchinski （1999）参照
2）橋本（2006）

かし、閉じた弦の場合は、左回りの振動と右回りの振動モードが独立であることが知られている。したがって、閉じた弦の振動の状態を表すには、左回りと右回りの２種類のモードが必要である（**図１ａ、ｂ**参照）。

図１ａ：開いた弦
右向きの振動（実線）が右端で反射して、左向きの振動となる。これを繰り返すので、振動モードは１種類

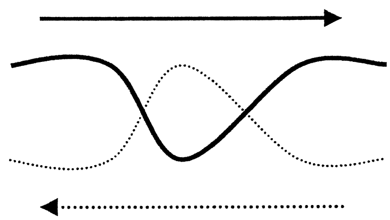
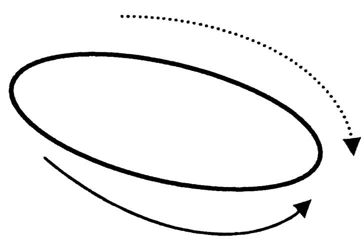


図１ｂ：閉じた弦
左回りの振動（実線）と右回りの振動（点線）が独立。振動モードは２種類



開いた弦の端には、自由に振動できる自由端（たとえば、図１ａ）と、どこかにくっついている固定端の２種類がある。Ｄ－ブレーンは、この「開いた弦の端がくっついている物体」である（**図２ａ**参照）。

図２ａ：
開いた弦とＤ－ブレーンが結合（相互作用）している様子。右方向に伸びた、開いた弦の端点にＤ－ブレーンが結合している。開いた弦は、時間的に図の矢印の方向に１周（ループ）している。これを開いた弦の１ループ振幅と呼ぶ。

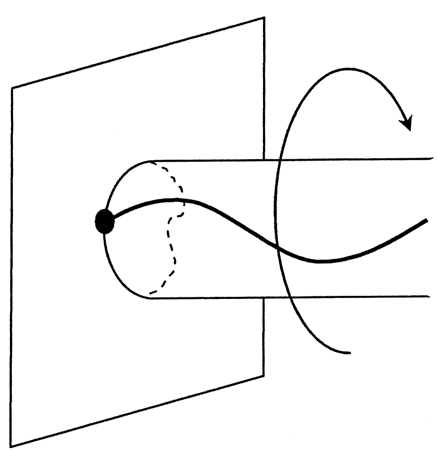
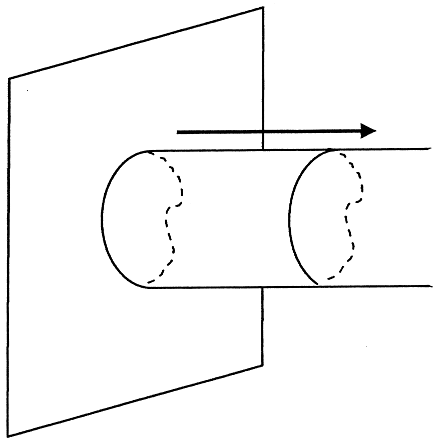


図２ｂ：

閉じた弦からＤ－ブレーンが放出されている様子。閉じた弦は、時間的に図の矢印の方向に飛んでいく。D-ブレーンが閉じた弦の源（source）となっていることがわかる。こう考えたとき、D-ブレーンを表す状態を「境界状態（boundary state)」と呼ぶ。
図２ａと図２ｂは、物理的に同じ現象である。



Ｄ－ブレーンの名前の由来だが、「D」は、弦の固定端境界条件のことをDirichlet（ディリクレ）型境界条件と呼ぶことに起因している。ブレーン（brane）は、膜（membrane）を起源とする用語である。なぜ膜に起因する名前がついているのかは、図２ａを見れば了解していただけるだろう。超弦理論の時空間は10次元なので、実際には２次元の膜だけに限らず、いろいろな次元のＤ－ブレーンが存在する。

このように、もともとＤ－ブレーンは、開いた弦の理論に登場するものであった。しかし図２ａ、ｂにあるように、開いた弦の１ループと閉じた弦の生成は同じ現象と考えられるため、閉じた弦の理論にもＤ－ブレーンが存在するはずである。ただし、開いた弦の理論と違って固定端がないので、Ｄ－ブレーンの定義が少し違ったものとなる。閉じた弦の理論では、Ｄ－ブレーンは弦を生み出す（あるいは吸収する）「源（source)」の役割を果たし、物理的には「境界状態（boundary state)」と呼ばれるものになる。Gepner模型は閉じた弦の模型なので、本論文では境界状態について考察していくことになる。

２．Gepner模型とLandau-Ginzburg模型

Gepner模型は、N＝２のミニマルな超共形場理論を用いて構成されている。この理論には、セントラルチャージという、理論の異状性（アノマリー）を表す量がある。N＝２のミニマルな超共形場理論のセントラルチャージｃは、理論を指定する自然数をk（レベルと呼ぶ）とすると、$c=\frac{3k}{k+2}$で与えられる。明らかに、$c<3$である。ところが超弦理論の無矛盾性より、時空の次元が４次元のとき、内部空間のセントラルチャージは９でなければならない。Gepner（1987、1988）の基本的なアイデアは、いくつかのミニマルなN＝２超共形

場理論のテンソル積をとって、それらのセントラルチャージの和が9になるように構成するということである。

$$c^{\mathrm{tot}} = \sum_i \frac{3k_i}{k_i + 2} = 9 \qquad (1)$$

Gepner はこの式(1)の条件下で、４次元のＮ＝１の時空超対称性をもつモジュラー不変な分配関数が構成できることを示した。モジュラー不変な組み合わせには A-type、D-type、E-type があり「ADE 分類」と呼ばれている。本論文では、A-type の Gepner 模型について考察していく。

ここで見たように、Gepner 模型の構成方法はまったく代数的なものである。しかし、この模型の物理的な内容を調べていくと、Calabi-Yau 多様体上にコンパクト化された超弦理論と深くかかわっていることがわかってきて、大いに注目を集めることとなった。

代表的な対応関係は、理論に存在する粒子に関するものである。基本的な素粒子は、カイラルフェルミオンと呼ばれる種類の粒子であり、それがどのような相互作用をするのかで、分類される。相互作用の種類は、ゲージ群と呼ばれるもので表される。Gepner 模型のゲージ群はE_6であり、カイラルフェルミオンは、E_6の27次元表現と$\overline{27}$次元表現に属する（これは、右巻きの粒子か、左巻きかを表している)。Calabi-Yau コンパクト化においてもゲージ群は同じくE_6であるが、その表現は Calabi-Yau 多様体上のフォームと呼ばれる幾何学的な量に対応させて調べることができる。E_6の27次元表現は(2,1)フォーム、$\overline{27}$次元表現は(1,1)フォームに対応する。すなわち、

E_6の27次元表現⇔(2,1)フォーム

E_6の$\overline{27}$次元表現⇔(1,1)フォーム

この対応関係の発見が重要な契機となり、後にミラー対称性の発見へとつながっていく[3)]。

Gepner 模型の興味ある物理的状態は、Ｎ＝２の超共形場理論のカイラルリングに属している。カイラルリングの特徴は、状態を指定する共形次元 h とＵ(1)チャージ q の間に

$$h = \pm \frac{q}{2}$$

という関係があることである（＋のとき、－のときをそれぞれ、カイラルプライマリー場、アンチ－カイラルプライマリー場と呼ぶ)。この性質があるので、カイラルリングをなす状態はＵ(1)チャージのみで指定される。Gepner 模型は閉じた弦の理論なので、状態を指定する際に、左まわりのモードと右回りのモードのＵ(1)チャージ q_L、q_R が必要となる。これを、(q_L、q_R) 状態と表示する。

カイラルリングの中で特に大切なのは、左回りのモードと右回りのモードのＵ(1)チャージがそれぞれ１の状態―（1，1）状態―と、左回りのモードのＵ(1)チャージは－１だが、右回りのそれが１である状態―（－1、1）状態―である。これらの状態が、それぞれ Calabi-Yau 多様体の(2,1)フォーム、(1,1)フォームに対応することが知られている。先の結果と合わせると、

３） Polchinski （1999）

E_6の27次元表現⇔(2,1)状態⇔(2,1)フォーム

E_6の$\overline{27}$次元表現⇔(−1,1)状態⇔(1,1)フォーム

となる。

このカイラルリングを記述する理論として、Landau-Ginzburg 模型がある。Landau-Ginzburg 模型は、N＝2のカイラル超場 X_i の多項式の形のポテンシャル $W(X_i)$ で定義される。本論文で議論したい A-type の Gepner 模型の場合には、Landau-Ginzburg スーパーポテンシャルは、

$$W = X_1^{a_1} + X_2^{a_2} + X_3^{a_3} + X_4^{a_4} + X_5^{a_5} \tag{2}$$

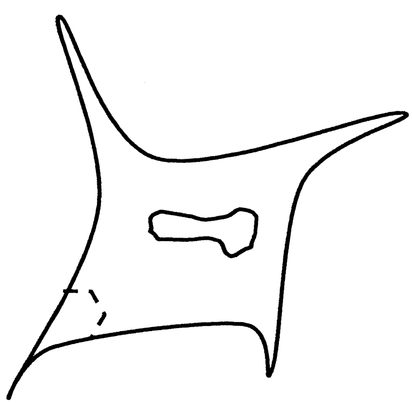
の形となる。

ここで、$a_i = k_i + 2$ であり、k_i は先に出てきたN＝2超共形場理論を特徴付ける自然数（レベル）である。式(2)の形のポテンシャルは、レベル k_i のミニマルなN＝2超共形場理論5つのテンソル積に対応する。

次に、Calabi-Yau 多様体上の弦の様子について説明しておく（**図3**）。Calabi-Yau 多様体には、滑らかな領域以外に、特異点が存在する。特異点とは、たとえば円錐の先のような「尖った」点のことである。特異点の周りに巻きついた弦は移動することができない。これに対して、滑らかな領域上に存在する弦は、自由に移動できる。これらの弦の状態は本質的に異なったものとなる。特異点の周りに巻きついた弦の状態は、理論の中の「ツイストされたセクター」に現れる。特異点を持つ場合には、一般に幾何学的な取り扱いが困難なことが多いが、対応する超弦理論のツイストされたセクターについての考察から、見通しのよい計算方法が見いだされた例がいくつかある。

図3：

Calabi-Yau 多様体上の滑らかな領域に存在する弦（実線）と特異点の周りに巻きついた弦（左下の点線）



Landau-Ginzburg 模型においても、ツイストされたセクターから生じるカイラルリング

の研究が重要である。ツイストされたセクターから生じる状態のU(1)チャージの計算方法は、 Vafa 等(1989, 1990)によって確立されている。今、U(1)ツイスト変換を

$$j : X_i \to e^{2\pi i q_i} X_i \qquad \text{ただし、} q_i = 1/a_i$$

で定義する。 $h = j^{-1}$ とおき、このツイスト変換を

$$h : X_i \to e^{2\pi i \tilde{\theta}_i^h} X_i$$

とする。このとき、ツイストされた状態を $|h\rangle_{(a,c)}$ と表現する。この状態のU(1)チャージは、

$$(-Q + r,\ Q) \qquad \text{ただし、} Q = \sum_{\tilde{\theta}_i^{h'} > 0} (1 - q_i - \tilde{\theta}_i^{h'}) \quad r = \sum_{\tilde{\theta}_i^{h'} = 0} (2q_i - 1) \quad (h' = hj^{-1}) \tag{3}$$

となる。状態 $|h\rangle_{(a,c)}$ の（a,c）は、左回りのモードがアンチ－カイラル、右回りのモードがカイラルであることを意味している。これを（a,c）状態と呼ぶ。

さて、今まで述べてきたカイラルリングはボソン的な状態である。ボソンとは、素粒子や弦の状態を表す量子数のひとつである「スピン」が整数であることを意味する。これ以外にスピンが半整数のフェルミオンも存在する。超弦理論においては、ボソンとフェルミオンが存在する部門は異なり、ボソンはNSセクター、フェルミオンはRセクターにそれぞれ存在する。いままで述べてきたカイラルリングは、 NSセクターにある。

我々にとって興味があるD－ブレーンは、開いた弦のRセクターの状態と直接結合していることが知られている。したがって、いままで考えていたNSセクターではなく、Rセクターの状態について調べていかなければならない。N = 2の超共形場理論には、カイラルリングのあるNSセクターと、Rセクターとの間を結びつけるスペクトラルフローと呼ばれる関係（写像）がある。これによってNSセクターの状態とRセクターの状態は、一対一に対応づけられる。この対応関係を使うと、 NSセクターの状態 $|h\rangle_{(a,c)}$ に対応するRセクターの状態 $|h\rangle_{RR}$ のU(1)チャージは、

$$(-Q + r + \frac{c}{6},\ Q - \frac{c}{6}) \tag{4}$$

となる。ここで、 cはセントラルチャージである。

Calabi-Yauコンパクト化の場合、すなわちN = 2の超共形場理論で記述されるコンパクト化の場合、D－ブレーンと結合可能な状態のRRチャージとして許されるものは、２つの種類しかないことがOoguri（大栗）等（1996）の研究からわかっている。それらは、A-type、 B-typeと名づけられており、

A-type ： $q_L = q_R$

B-type ： $q_L = -q_R$

である。このA-typeの境界条件と、 Gepner模型のモジュラー不変な分配関数のA-typeを混同しないように、注意されたい。

(4)式に注目して、この境界条件について考察してみよう。左回り、右回りのモードのU(1)チャージをそれぞれ q_L, q_R とすると、 r = 0なら、 $q_L = -q_R$ であることがわかる。これはD－ブレーンが存在するためのB-typeの必要条件である。式(3)より、 r = 0の場合

は h というツイストで不変になる場 X_i が存在しないことを意味する。したがって、 h でツイストされたセクターで、不変な場が無いときには、 B-type のD－ブレーンは存在可能ということになる。

それでは、 r ≠ 0 の場合はどうであろうか。我々は、今考えている A-type の Gepner 模型では、 $q_L = + q_R$ となることを、以下のようにして示した。

r ≠ 0 の場合、 h というツイストで不変になる場 X_i が存在するので、その効果を考えなければならない。しかし、 Landau-Ginzburg 模型のままではこの効果を論じにくい。そこで、 Landau-Ginzburg 模型の状態の表示と Gepner 模型の状態の表示の関係を求めて、いったん Gepner 模型の表示に移って議論することを考える。

我々は A-type の Gepner 模型の場合に、 Landau-Ginzburg 模型の状態の表示と Gepner 模型の状態の表示の間の簡単な関係を見いだした。

Gepner 模型の状態は、 3 つの量子数 l、 m、 s で指定され、$\begin{pmatrix} l & m & s \\ \bar{l} & \bar{m} & \bar{s} \end{pmatrix}$ と表される（バーの付いているのは、右回りの状態を指定するもの）。また、U (1) チャージは、

$$q = \frac{m}{k+2} - \frac{s}{2} \tag{5}$$

で与えられる。

我々は、(5)式のU (1) チャージの考察などから、今注目している NS セクターの（a,c）状態について、 Landau-Ginzburg 模型と Gepner 模型の間の次のような関係を見いだした。

$$X_i^{a_j} \left| \rho_i^{-l} \right\rangle_{(a,c)} \Leftrightarrow \begin{pmatrix} a_j & a_j+2 & 2 \\ a_j & a_j & 0 \end{pmatrix} \tag{6}$$

ただし、$\rho_i : X_i \to e^{-2\pi i q_i} X_i$ 、$\tilde{\theta}_i^h > 0$ かつ $\tilde{\theta}_i^{h'} = 0$

この右辺が Gepner 模型の状態の表示である。

（a,c）状態からR－セクターへ、スペクトラルフローで移るときには、(6)式の右辺に $\begin{pmatrix} 0 & -1 & -1 \\ 0 & 1 & 1 \end{pmatrix}$ を加えればよいので、結局、R－セクターでは、

$$\begin{pmatrix} a_j & a_j+1 & 1 \\ a_j & a_j+1 & 1 \end{pmatrix}$$

となる。 $q_L = + q_R$ となることは、明らかであろう。こうして、 h というツイストで不変になる場 X_i が存在するときには、 $q_L = + q_R$ であることがわかった。ただしこの結論は、A-type の Gepner 模型に対してのものであることを強調しておく。

3. Dーブレーンの存在条件

3. 1 ： B-type の境界条件

先に述べたように、N = 2 の超共形場理論で記述されるコンパクト化の場合、D－ブレー

ンと結合可能な状態のRRチャージとして許されるものは、A-type：$q_L = q_R$、B-type：$q_L = -q_R$ の2つの種類しかない。

Gepner模型はミニマルな模型のテンソル積をとっているので、個々の模型のU(1)チャージの和についてこの条件が要求される。すなわち、$q_L^{tot} = \pm q_R^{tot}$ でなければならない。しかし、個々のN＝2の超共形場理論においても同種の条件が成り立たねばならないので、$q_L^{(j)} = \pm q_R^{(j)}$ も要求される。Gepner模型にどのようなD－ブレーンが存在するかを調べる際には、まずこれら2種類の条件が満たされているかどうかを調べねばならない。

B-typeの境界条件を満たす場合（$q_L^{tot} = -q_R^{tot}$）については完全に調べられているので、その結果をまとめておく。

・CASE 1(B)

まず一番簡単なものとして、全てのミニマルな模型について $q_L^{(i)} = -q_R^{(i)}$ が成り立っている場合がある。この場合は、Recknagel と Schomerus（1998）によって研究されており、共形場理論を用いたD－ブレーンの記述（境界状態）が知られている。これをRS braneと呼んでいる。この状態は、対応するCalabi-Yau多様体の滑らかな領域、あるいは簡単な方法（非トーリックなブローアップ）で特異点を除去できる領域からくる（1，1）フォームと関連付けられる。しかし、Calabi-Yau多様体の特異点には、その解消方法がもっと複雑なものがあり、そこからくるブローアップモードに対応するものは、CASE 1(B)には当てはまらない。

・CASE 2(B)

次に、境界条件を少し複雑にしてみる。可能性として考えられるのは、テンソル積をとるいくつかのミニマルな共形場理論においてはB-typeの境界条件 $q_L^{(j)} = -q_R^{(j)}$ が成り立っているが、残りのものについてはA-typeの境界条件 $q_L^{(j)} = q_R^{(j)}$ の成立を許すということである。もちろん、これでだけではテンソル積をとった全体のU(1)チャージの条件 $q_L^{(j)} = -q_R^{(j)}$ が成立しない。これを成立させるために、A-typeの境界条件を満たす模型について更なる条件が必要となる。たとえば、A-typeの境界条件を満たす模型が2つ（i＝1,2）の場合、$q_L^{(1)} = q_R^{(1)}$ $q_L^{(2)} = q_R^{(2)}$ に加えて、$q_L^{(1)} = -q_R^{(2)}$ $q_L^{(2)} = -q_R^{(1)}$ という条件が必要となる。Recknagel（2003）は、A-typeの境界条件を満たす2つのN＝2の超共形場理論のレベルが等しいとき（$k_1 = k_2$）、こうした境界条件を満足するD－ブレーンの構成方法を発見した。これはpermutation braneと呼ばれている。このpermutation braneの導入により、CASE 1(B)には当てはまらなかったCalabi-Yau多様体上の（1，1）フォームのうち、多くのものが取り扱えるようになった。ただし、まだ全てが取り扱い可能となったわけではない。

・CASE 3(B)

Caviezel等（2006）は、前記2つのCASEで、対応するCalabi-Yau多様体のすべての（1，1）フォームを尽くすかどうか検討した。その結果、まだ若干のものが取り扱えないことを発見した。

Caviezel等（2006）が示したのは、残った最後の場合が、CASE 2(B)と同様にB-type

と A-type の境界条件を混ぜるものであるが、 A-type の境界条件を満たす 2 つの N = 2 の超共形場理論のレベルが等しくないとき（$k_1 \neq k_2$）だということである。この場合まで考慮すると、 Calabi-Yau 多様体上の全ての（1，1）フォームそれぞれに、境界状態を対応させることができる。 Caviezel 等は、この境界状態を genaralized permutation brane と呼んでいる。

これで、 A-type の Gepner 模型における、 B-type の境界条件を満たすD－ブレーンの存在条件の分類は完成したことになる。ただし、最後の CASE 3(B) においては、 D－ブレーンに対応する境界状態を共形場理論を用いて直接記述する方法までは、確立されていない。 Caviezel 等（2006）がとったのは、 Matrix Factorization と呼ばれる方法でD－ブレーンのチャージ格子を議論する、新たな数学的な方法である。共形場理論を用いて境界状態を具体的に記述する方法は、研究の途上にある。

3． 2 ： A-type の境界条件

このようにB-type の境界条件の場合についてはすべての場合が知られている。そこで、 A-type の境界条件 $q_L^{tot} = q_R^{tot}$ の場合についてはどうなっているかを調べたのが、我々の研究である。

A-type の境界条件の場合にも、上記の CASE 1、 CASE 2はもちろん存在する。ただし、U (1) チャージの符号の読み替えが必要なので、条件のみを再度まとめておく。

CASE 1(A)

全てのミニマルな模型について $q_L^{(i)} = q_R^{(i)}$ → 境界状態として RS brane が存在

CASE 2(A)

$$q_L^{(1)} = -q_R^{(1)}\ q_L^{(2)} = -q_R^{(2)}\ q_L^{(1)} = q_R^{(2)}\ q_L^{(2)} = q_R^{(1)}\quad (k_1 = k_2)$$
$$q_L^{(j)} = q_R^{(j)}\ j = 3,4,5$$

→ 境界状態として permutation brane が存在

調べてみると、やはりこれだけでは対応する Calabi-Yau 多様体のすべての（2，1）フォームを尽くさない。残りの場合はB-type の境界条件の CASE 3(B) と同様になる。具体的に書くと、

CASE 3(A)

$$q_L^{(1)} = -q_R^{(1)}\ q_L^{(2)} = -q_R^{(2)}\ q_L^{(1)} = q_R^{(2)}\ q_L^{(2)} = q_R^{(1)}\quad (k_1 \neq k_2)$$
$$q_L^{(j)} = q_R^{(j)}\ j = 3,4,5$$

である。

これで残った全ての（2，1）フォームを尽くすことを、我々は次のようにして示した。

A-type の境界条件 $q_L^{tot} = q_R^{tot}$ のとき、考えるべき状態は（1、1）状態であり、これに対応する Calabi-Yau 多様体上のフォームは（2，1）フォームである。このフォームには 3 種類のものがある。

(i) 滑らかな部分からの寄与

(ii) トーリックなブローアップと呼ばれる比較的簡単な方法で除去できる特異点まわりか

らの寄与

(iii)　少し難しい、非トーリックなブローアップと呼ばれる方法で除去した特異点まわりからの寄与

Sato（1994、1996）の研究結果を用いると、CASE 1(A)は、(i)と(ii)に、CASE 2(A)は(iii)の一部にあたることが確かめられる。同様に、CASE 3(A)が(iii)の残りの場合にあたる。これを詳しく説明しよう。

Sato（1994、1996）は、Landau-Ginzburg 模型において、(1、1）状態がどのようなツイストされたセクターから生じるかを考察し、対応する（2、1）フォームの起源について次のようなルールを発見した。

ルール１：ツイストされていないセクターに存在する（1、1）状態は、上記(i)と(ii)に対応する。

ルール２：不変な場が３つあるようなツイストされたセクターに存在する（1、1）状態は、上記(iii)に対応する。

若干の技術的に特殊な場合を除いて、この２つの場合以外のツイストされたセクターには（1、1）状態は、は存在しない。

CASE 2(A)と CASE 3(A)では、$q_L^{(j)} = q_R^{(j)}$ となる共形場理論が３つある。これを Landau-Ginzburg 模型で見ると、第２章で述べたように、ツイストに対して不変な場 X_i が３つあることになる。上記の Sato（1994、1996）の結果より、不変な場 X_i が３つあるようなツイストされたセクターに存在する（1、1）状態は、非トーリックなブローアップで除去した特異点から生じる（2、1）フォームに対応し、しかも全てのフォームを尽くしている。CASE 2(A)と CASE 3(A)の違いは、$q_L^{(j)} = q_R^{(j)}$ とならない残りの共形場理論のレベルが等しいか否かだけであり、これは特異点の除去の方法とは無関係であることがわかる。

こうして、Calabi-Yau 多様体上のすべての（2、1）フォームが、CASE 1〜3で分類されることが示された。ただし、CASE 3(A)での境界状態の構成方法は、まだわかっていない。

４．結　論

われわれは、A-type の Gepner 模型にどのようなＤ－ブレーンが存在可能か考察してきた。

Ｄ－ブレーンと結合可能な物理的状態の境界条件には A-type：$q_L = q_R$ と B-type：$q_L = -q_R$ の２種類がある。B-type の境界条件を満たす状態と結合するＤ－ブレーン（境界状態）についてはすでに調べられていたが、A-type についてはまだ完全ではなかった。

我々は、A-type の境界条件を満たす状態と結合するＤ－ブレーンの存在可能性について研究し、いままで知られていなかった場合があることを発見した。また、幾何学的な考察を加えることにより、これで全ての可能性を尽くすことも示した。

しかし、新たに発見した場合において、共形場理論を用いた境界状態を構成するところまではいたっていない。こうした具体的な構成方法を見出すことが、今後の課題となる。

また今回の研究は、 A-type の Gepner 模型について行ったものである。 Gepner 模型には D-type、 E-type と呼ばれるものもある。今回行った A-type の Gepner 模型についての議論は、こうした別のクラスにすぐに適用できるものではない。 D-type、 E-type の Gepner 模型に対してはどのような結果が得られるのか、現在研究を続けている。

今回の研究は、「超弦理論の内部空間の特異点とＤ－ブレーンについての研究」と題して、平成19年度の大阪商業大学研究奨励を受けて行われた。

参考文献

(1) J. Polchinski, String Theory (2 Volums): Cambridge Monographs on Mathematical Physics, Cambridge University Press (1999) 邦訳。ストリング理論〈全２巻〉（World physics selection:monograph）ジョセフ ポルチンスキー（著)、伊藤克司、松尾泰、小竹悟（翻訳）、シュプリンガーフェアラーク東京（2005/06）

(2) 橋本幸士、「Ｄ－ブレーン　超弦理論の高次元物体が描く世界像」、東京大学出版会（2006）

(3) D. Gepner, “Space-Time Supersymmetry In Compactified String Theory And Superconformal Models”, Nucl. Phys. B296(1988):757

(4) D. Gepner, “Exactly Solvable String Compactifications On Manifolds Of SU(N) Holonomy”, Phys. Lett. B199(1987):380-388

(5) Hirosi Ooguri, Yaron Oz, Zheng Yin, “D-Branes on Calabi-Yau Spaces and Their Mirrors ”, Nucl. Phys. B477 (1996) 407-430

(6) A. Recknagel and V. Schomerus, “D-branes in Gepner models”, Nucl.Phys. B531 (1998) 185-225

(7) C. Vafa, “String Vacua And Orbifoldized L-G Models”, Mod. Phys. Lett. A4 (1989):1169

(8) K.Intriligator and C. Vafa, “Landau-Ginzburg Orbifolds”, Nucl. Phys. B339 (1990) :95-120

(9) A. Recknagel, “Permutation Branes”, JHEP 0304 (2003) 041

(10) Claudio Caviezel, Stefan Fredenhagen, Matthias R. Gaberdiel, “The RR charges of A-type Gepner models”, JHEP 0601 (2006) 111

(11) Hitoshi Sato, “Mirror Symmetry and the Web of Landau-Ginzburg String Vacua”, Nucl.Phys. B505 (1997) 660-678

(12) Hitoshi Sato, “On the Poincaré polynomials for Landau-Ginzburg Orbifolds”, Mod.Phys.Lett. A9 (1994) 885-894