

学 位 論 文 題 名

V and A Structures of $t\bar{t}Z$ Vertex and Top Quark Polarization

($t\bar{t}Z$ 頂点のV及びA構造と t クォークの偏極)

学位論文内容の要旨

素粒子物理学における標準模型では、6番目のクォークであるトップ-クォーク (t) の存在を予言している。最近CDFの実験グループは t クォークの候補らしきものを発見し、その質量値はおよそ $174 \pm 16 \text{ GeV}$ であると報告した。この値は大変大きい。この場合、 t クォークはすぐにボトム-クォーク (b) と実 W ボソンに崩壊し、又 t クォークの偏極は、崩壊によって生成された終状態の粒子に伝達されると期待される。

この論文では、電子 (e^-) と陽電子 (e^+) の衝突によって創られた t クォークと反 t クォーク ($\bar{t}$) が崩壊して生成された終状態の荷電レプトン (l^+, l^-) と、 b クォーク、反 b クォーク ($\bar{b}$) のエネルギー分布と角度分布を求めた。これらの分布は t クォークのスピン相関効果と偏極効果に依存し、確かに t クォークの偏極の性質が、終状態の粒子に伝達している。所で、標準模型によると、これらの効果は、 t クォーク、 $\bar{t}$ クォークと Z ボソン ($t\bar{t}Z$) 頂点の、ベクトル (V) 型及び軸性ベクトル (A) 型結合定数に依存している。よって、これらの分布を実験測定と較べることによって、結合定数の情報が得られ、質量値が上記の t クォークが標準模型の枠内に納まるのかどうか分かる。

まず出発点となる終状態の粒子に関する微分断面積を求めた。その際、川崎、白藤及び蔡によって開発された方法を用いた。この方法は我々の目的に相応しく、分布の解析的な表現が求められる。以下、始及び終状態の粒子の質量は無視し、又中間状態の t 、 $\bar{t}$ 及び $W^\pm$ ボソンは、実粒子として生成されると仮定する。この最後の仮定、即ち $W^\pm$ ボソンが実粒子として生成されるという仮定が、以下で見るように t クォークとチャーム-クォーク (c) のセミレプトニック崩壊の著しい違いを引き起こす。

分布関数はみな次の形で表される。ダブル分布関数は

$n(x, x') = n_1(x) n_1(x') + S n_2(x) n_2(x') + P [n_2(x) n_1(x') + n_1(x) n_2(x')]$ と表され、シングル分布関数は $n(x) = n_1(x) + P n_2(x)$ と表される。関数 $n_1(x)$ は t の偏極と無関係であり、一方 $n_2(x)$ は t の偏極の名残を表している。係数 S 及び P は、 $t \bar{t} Z$ 頂点の V 型及び A 型結合定数及び t クォークの速度 β に依存した定数であり、 S 項、 P 項はそれぞれ t クォークのスピン相関効果と偏極効果を表している。以下、 t クォークの質量値を 174 GeV 、 W ボソンの質量値を 80 GeV とし、系の重心エネルギーが 360 GeV 、 460 GeV 、及び 560 GeV の場合について S と P の効果を考察した。

まずレプトンのエネルギー分布を求めた。このとき、 x と x' はそれぞれ l^+ と l^- の換算エネルギーである。関数 $n_1(x)$ 及び $n_2(x)$ は、中間状態の W ボソンが実粒子であると仮定したため、 c クォークの場合と全く異なった振舞いを示す。その特徴は t クォークの速度 β の値によって、 $\beta < \beta_0$ 、 $\beta = \beta_0$ 、 $\beta > \beta_0$ に対応した3つの場合に分かれることである。ここで β_0 は t クォークと W ボソンの質量に依存した定数である。上記の質量値を用いると、 $\beta_0 \simeq 0.65$ となり、上のエネルギーはそれぞれ $\beta < \beta_0$ (360 GeV)、 $\beta = \beta_0$ (460 GeV)、 $\beta > \beta_0$ (560 GeV) の場合に対応する。分布関数 $n_1(x)$ 、 $n_2(x)$ は、重心系のエネルギーが増加するにつれてそのエネルギー Spektrum はソフトになる。 $\beta > \beta_0$ のとき $n_1(x)$ は最大プラトーを持つ。 $\beta = \beta_0$ のとき $n_1(x)$ はピークを持つが、これは W ボソンが止まって創られることに対応している。これらは c クォークのときと全く異なった特徴である。以下標準模型におけるシングルエネルギー分布 $n(x)$ と $x = x'$ のときのダブルエネルギー分布 $n(x, x)$ について、 S と P の情報を得ることを考える。エネルギーが 360 GeV のときは、 $n_2(x)$ の値が非常に小さいので t クォークのしきい領域から S と P の情報を得ることはむずかしい。しかし、重心エネルギーが増加するにつれて $n_2(x)$ の最大値が大きくなるので、大きなスピン相関及び偏極効果が期待される。エネルギーが 460 GeV では、最大値でのシングルエネルギー分布の偏極効果はおおよそ 5% であり、ダブルエネルギー分布での S 及び P 項の寄与はおおよそ 10% である。エネルギーが 560 GeV では、最大値でのシングルエネルギー分布の偏極効果はおおよそ 10% で、ダブルエネルギー分布での S 及び P 項の寄与はおおよそ 30% である。さらにこのエネルギーのとき、 $n_1(x)$ のプラトーによる特徴的な振舞いが見える。よって、重心系のエネルギーが増加するにつれて、レプトンのエネルギー分布から、 S と P の情報が得られる

ことを期待できる。次に b クォークのエネルギー分布を求めた。このとき、 x と x' はそれぞれ b と $\bar{b}$ クォークの換算エネルギーである。また S と P は $S(b) = \alpha^2(W) S$ と $P(b) = \alpha(W) P$ に置き換える。ここで $\alpha(W)$ は t クォークと W ボソンの質量に依存した非対称パラメーターである。このときも W ボソンが実粒子として創られるということにより、関数 $n_1(x)$ 、 $n_2(x)$ は c クォークのときと全く異なった、しかし簡単な形を持つ。即ち $n_1(x)$ は一定であり $n_2(x)$ は単調減少関数である。よって、分布関数 $n(x)$ 及び $n(x, x')$ の一定値からのずれを観測することによって、 $S(b)$ と $P(b)$ の情報を得ることができる。次に角度分布を求めた。レプトンの場合、 x と x' はそれぞれ l^+ と t クォーク及び l^- と t クォークの運動量のなす相対角の余弦である。 b クォークの場合は、 x と x' はそれぞれ b クォークと t クォーク及び $\bar{b}$ クォークと t クォークの運動量のなす相対角の余弦であり、 S と P は $S(b)$ と $P(b)$ に置き換える。関数 $n_1(x)$ は x の単調増加関数であり、 $x = 1$ で最大値を持つ。又関数 $n_2(x)$ は、 $x = -1$ で小さな正值を持ち、 $x = \beta$ で零、 $x = 1$ で負の最小値を持つ。以下レプトンの角度分布の場合を考える。 $x = 1$ でのシングル角度分布関数 $n(x)$ は $n_1(x)$ より小さい。又 $x = 1$ での $-P n_2(x)$ と $n_1(x)$ との比はおおよそ、重心エネルギー 360 GeV で 6% 、 460 GeV で 16% 、 560 GeV で 19% である。又 l^+ と l^- が後ろ向きに創られるとき、即ち $x = -x'$ のときのダブル角度分布関数 $n(x, x')$ の場合では、 $x = -x' = 1$ での S 項と P 項の寄与と $n_1^2(x)$ との比は、エネルギーが 360 GeV 、 460 GeV 、 560 GeV で約 30% である。よって、 S と P の情報を得ることができ、特に t クォークのしきい領域では、レプトンのエネルギー分布よりも有利であると思われる。結論として、我々は荷電レプトン及び b クォークのダブル及びシングルエネルギー分布関数と角度分布関数を求めた。これらの分布関数は、 t クォークの偏極の性質を反映した S と P に依存した項を含み、 $t \bar{t} Z$ 頂点の V と A の構造について有用な知見を与えてくれる。又 t クォークの質量値の誤差を縮めるのにも有用であると思われる。よってこれらの分布関数は、標準模型への良い洞察をあたえるであろう。

学位論文審査の要旨

主 査 教 授 藤 井 寛 治

副 査 教 授 石 川 健 三

副 査 教 授 河 本 昇

学 位 論 文 題 名

V and A Structures of $t\bar{t}Z$ Vertex and Top Quark Polarization

($t\bar{t}Z$ 頂点のV及びA構造とtクオークの偏極)

強い相互作用に関与可能な陽子、ラムダ粒子、パイ中間子のような粒子、いわゆるハドロンの3種類の基本構成子u、d、sクォークやそれらの反クォークの結合系であることが1960年代に確立され、さらに第四のクォークcの存在が予言されていた。このcクォークの存在は、70年代前半に実験で確認された。70年代初頭に小林・益川は、その数年前に出されていた電磁・弱相互作用の統一理論が実験の示すようにCP不変性の破れを含むためには、少なくともボトム(b)及びトップ(t)の二つのクォークが存在しなければならないことを理論で示した。それらのうち第五のクォークbは、数年後に陽子の5倍位の質量を持つものとして実験で確認された。これらc及びbの確認とその性質を調べるうえで、明瞭なデータを得ることを可能にしたのは、電子・陽電子衝突の加速器実験であった。ところで、第六のトップの存在は、日本のKEKをはじめいくつかの高エネルギー加速器を用いた探索にも拘らず確認されなかった。1994年にようやく陽子の190倍の質量を持つトップの候補が報告されたが、ハドロンの衝突過程に伴う多様な背景過程のために最終的確認までに到らず、またそのような過程ではトップの相互作用の構造決定も容易ではない。tクォークの存在とその性質の決定は、20世紀後半における素粒子物理を総括し次の展開の出発点を与える重要な課題である。

本申請者は、電子・陽電子衝突でのt・反t生成過程の研究がトップクォークの性質の決定に適していることに着目した。生成したt(反t)は、質量が大きいため

に現実過程として b (反 b) と W ボゾンに崩壊する。 W ボゾンの崩壊で生じた荷電レプトンと b (反 b) について、様々なエネルギー分布、角分布を計算した。これらの分布は、トップクォークのスピン相関効果と偏極効果に依存していることが示された。これらの効果は、 t ・反 t ・ Z 頂点のローレンツ構造に依って決まる。したがってこれらの理論分布式を実験と比べることにより、トップクォークの物理が標準模型の枠内に納まるか否かを知ることができる。

申請者は、先ず考察している過程の終状態に現れる粒子に関する微分断面積を求めた。それを用いて様々なエネルギー及び角分布の理論式を導き、それぞれの構造と特徴を詳しく調べた。それら分布式をトップの偏極に依らない項と依る項に分離したとき、後者に係数 S 及び P が現れる。この係数 S はトップのスピン相関効果を、また係数 P はその偏極効果を表している。電子・陽電子衝突の重心エネルギーが 360 GeV、460 GeV、560 GeV の場合について各項の振る舞いと大きさを調べ、係数 S と P の情報を得る有利な条件がどのような測定で得られるかを詳しく検討した。本論文で得られた結果は、将来のトップクォーク探索の実験研究に重要な示唆を与えるものである。

申請者は、長年に亘り素粒子物理学の教育に従事し多くの学生を指導するとともに、弱い相互作用の研究、電子・陽電子衝突での c ・反 c 生成や b ・反 b 生成に関して幾つか研究成果を国際誌に発表している。また最終試験の成績は極めて良好であり、公聴会に参加した研究科担当教官全員が、申請者が博士（理学）の資格ありと認めた。

以上の理由により、審査担当者は全員、申請者が博士（理学）の学位を得ることが妥当であると判断した。