

最近の研究から

重いクォークの束縛状態 B_c 中間子の発見

金 信弘 (筑波大学物理学系 305茨城県つくば市天王台1-1-1 e-mail:skim@hep.px.tsukuba.ac.jp)

鈴木潤一 (KEK素粒子原子核研究所 305茨城県つくば市大穂1-1 e-mail:jsuzuki@bmail.kek.jp)

1947年の π 中間子の発見以来、現在までに多くの中間子が発見されてきた。15種類ある基本的な中間子のうち未発見なものは反ボトム(\bar{b})クォークとチャーム(c)クォークの束縛状態である B_c 中間子のみとなった。この最後の中間子である B_c 中間子の発見に成功した。この B_c 中間子は重いクォークの束縛状態であるために構造の計算が高精度のできるのので、今後、強い相互作用の研究に役立つことが期待される。

1. はじめに

米国フェルミ国立加速器研究所の陽子反陽子衝突型加速器テバトロンを用いたCDF(Collider Detector at Fermilab)実験グループは1987年以来、重い新粒子の検出を主目的として重心系エネルギー 1.8TeV (10^{12} 電子ボルト) の衝突実験を行ってきた。その最大の成果は既に発表されたトップクォークの発見である¹⁾。またCDF実験では、 b クォークの生成が豊富であることを活用して、 b -ハドロン (b クォークを含む中間子あるいはバリオン、バリオンは3つのクォークからなる粒子) の質量・寿命、 B^0 - \bar{B}^0 混合などのBの物理の研究を行ってきた。今回報告するのは B_c 中間子の発見である²⁾。

中間子はクォークと呼ばれる素粒子から構成される。クォークには6種類あり、それぞれ、アップ(u)、ダウン(d)、ストレンジ(s)、チャーム(c)、ボトム(b)、トップ(t)と名付けられている。また、各クォーク q に対応してそれぞれの反粒子

(反クォーク) \bar{q} が存在する。中間子はすべてクォークと反クォークから構成される。6種類のクォークのうちトップクォークは寿命が非常に短く、生成されると中間子になる前に崩壊してしまう。この結果、5種類のクォークと5種類の反クォークから計25種類の中間子ができることになる。しかしながら、そのうち10種類の中間子は別の10種類の中間子の反粒子に過ぎず別の粒子とは数えないため、結局、中間子には表1に示される15の種類があることになる。現在までに14種類の中間子が見つかっており、1種類だけが未発見であった。それが \bar{b} クォークと c クォークで構成される B_c 中間子であった。

強い相互作用で結合してクォークと反クォークは束縛状態の中間子になる。素粒子物理学の標準模型では、この強い相互作用は量子色力学(QCD)で記述されており、これまでのあらゆる測定結果はQCDによる予言と矛盾がない。 B_c 中間子の質量はQCDポテンシャル模型で精度良く計算されており、 $6.25 \sim 6.29 \text{ GeV}/c^2$ の範囲にあると予言されている^{3, 4)}。これは陽子の質量の約6倍である。また、その寿命も計算されているが、これは模型に大きく依存しており、 $0.4 \sim 1.4 \text{ ps}$ と広い範囲にわたっている^{5~10)}。

B_c 中間子の研究には次に述べるような意義がある。 c クォークと b クォークは重いので、 B_c 中間子の質量の予言に見られるように、 $c\bar{c}$ 、 $c\bar{b}$ 、 $b\bar{b}$ の束縛状態の質量スペクトルはQCDポテンシャル模型で精度良く計算できる。現在 $c\bar{c}$ 、 $b\bar{b}$ の質量スペクトルの測定値からQCDポテンシャルと c クォークと b クォークの質量が決められている。今後新たに $c\bar{b}$ の束縛状態の質量スペクトルを測定することは、過去に水素原子のスペクトル観測が電磁相互作用の研究の発展に大きく寄与したように、クォークと反クォークの間に働く強い相互作用の研究の発展に寄与することが期待できる。この強い相互作用の研究は現在の素粒子物理学の標準模型の柱

となる重要な研究である。

2. B_c 中間子の候補事象とその統計的有意性

これまでに B_c 中間子はLEP^{11~13)} およびCDF¹⁴⁾ で探索が行なわれ、生成断面積の上限値を与えた。これらの探索では、 B_c 中間子を構成する \bar{b} クォークと c クォークのうち、 \bar{b} クォークが弱い相互作用で崩壊し、終状態に $c\bar{c}$ の束縛状態である J/ψ 粒子が現れる崩壊モードが用いられた。 c クォークが存在するために J/ψ 粒子を終状態に持つ分岐比は他の B 中間子に比べて大きい。また、 $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 崩壊モードは終状態がクリーンで同定が容易であり、ハドロンコライダーではトリガーとして用いることができる。今回の B_c 中間子探索はセミレプトニック崩壊モード $B_c \rightarrow J/\psi l \nu$, $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 、(ただし l は電子または μ 粒子)を用いて行なった。この崩壊モードのファインマン・ダイアグラムが図1に示される。この崩壊モードは、先のCDFでの探索に用いられた $B_c \rightarrow J/\psi \pi$ モードに比べて、分岐比が3~15倍大きいという利点を持つ。また、この崩壊モードの終状態は、3つのレプトン(この場合、レプトンは電子あるいは μ 粒子であり、飛跡検出器、カロリメーター、 μ 粒子検出器の情報を用いて同定される。)が共通の二次崩壊点をもつという特徴があるので、同定が容易である。

CDFでは1992年から1995年にかけて、約十兆回の陽子反陽子衝突を起こし(積分ルミノシティー 110 pb^{-1})、そのうち約一億回の衝突のデータを記録した。この時CDF検出器にはシリコン・バーテックス検出器(SVX)が設置されていた。SVXは4層 ($|z| < 25.5 \text{ cm}$, $3 < r < 8 \text{ cm}$ 、ここで z 軸はビーム軸で、 r 座標は z 軸からの距離)から構成され、ビーム軸に垂直な面での情報を与える。SVXの情報を使って再構成される飛跡の衝突パラメーター(Impact parameter)の分解能は $(13 + 40/P_T(\text{GeV}/c)) \mu\text{m}$ である。 P_T は横方向(ビーム軸に

垂直な方向) 運動量である。この高位置分解能の飛跡検出器が B_c 中間子の発見に大きく貢献した。というのは、二次崩壊点の分解能は約 $25 \mu\text{m}$ で、 B_c 中間子の平均寿命が理論の予想の最も短い場合 (0.4 ps 、即ち平均崩壊長 $120 \mu\text{m}$) でも、その二次崩壊点の検出が可能だったからである。

μ 粒子対トリガーによって収集したデータから、 $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 事象の選択を行ない、約196,000個の $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 事象を得た。この事象の中から、もう一つレプトンを含む事象を探した。この時、第3レプトンが電子の場合は P_T が $2 \text{ GeV}/c$ 以上、 μ 粒子の場合は P_T が $3 \text{ GeV}/c$ 以上と13う条件と、さらに J/ψ 粒子と第3レプトンとは同一半球上にあり、3つのレプトンが共通の二次崩壊点から出ているという条件を満たす事象を選んだ。この崩壊モードでは、検出されないニュートリノ(ν)による消失運動量があり、 B_c 中間子の質量と運動量を完全再構成することができない。そこで、 J/ψ 粒子と第3レプトンの系の質量 $M(J/\psi l)$ を用いる。モンテカルロ・シミュレーションから、 B_c 中間子の信号は $4 < M(J/\psi l) < 6 \text{ GeV}/c^2$ に分布するので、この領域を信号領域とした。ただし $3.35 < M(J/\psi l) < 11.0 \text{ GeV}/c^2$ の領域に入る事象を B_c 中間子の候補事象とみなした。これは、 B_c 信号に対する質量分布とバックグラウンド事象から期待される質量分布の間にみられる明らかな相違を信号を見つけるのに利用するためである。 $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 事象の約80%は b クォークの崩壊以外の反応で生成される。これらのバックグラウンド事象を除くために、衝突点と3つのレプトンが作る二次崩壊点との距離を3つのレプトンの静止系に焼き直した擬崩壊長 (Pseudo-proper decay length) ct^* が $60 \mu\text{m}$ 以上であるという条件を満たす事象を選んだ。この条件により、衝突点で生成された $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 事象の約85%を取り除くことができる。また $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ 事象は $J/\psi K^\pm$ 系の質量を用いて除いた。これらの全ての要求を満たす事象 (信号領域内の事象) は $B_c \rightarrow$

$J/\psi e X$ モード（以下電子モード）で23(19)事象、 $B_c \rightarrow J/\psi \mu X$ モード（ μ 粒子モード）で14(12)事象、合わせて37(31)事象あった。

主要なバックグラウンドは $B \rightarrow J/\psi X$ 崩壊による π, K などのハドロンがレプトンと誤まって同定されたもの（偽レプトン）である^{15,16}。電子モードのバックグラウンドは、偽レプトン、 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ による光子が検出器内で e^+e^- に変換したものの（ γ 変換バックグラウンド）、 $b\bar{b}$ 生成により、 J/ψ 粒子が一方の b から、電子がもう一方の \bar{b} から生成され、これらがたまたま選別条件を通ったもの（ $b\bar{b}$ バックグラウンド）である。 μ 粒子モードのバックグラウンドは、偽レプトン、 $b\bar{b}$ バックグラウンドである。偽レプトンは、 π, K などのハドロンがハドロンカロリメータ内で相互作用を起こさずに通りぬけ μ 粒子検出器に到達したもの（punch-through）、または主に飛跡検出器内でハドロンが μ 粒子に崩壊したものの（decay-in-flight）による。これらのバックグラウンドは実験データとモンテカルロ・シミュレーションを併用して評価した。表2に示すように電子モードの全バックグラウンド事象数は 8.6 ± 2.0 、 μ 粒子モードの全バックグラウンド事象数は 12.8 ± 2.4 と評価された。

このバックグラウンドの評価の妥当性を、 B_c 中間子の候補事象と独立で同質のバックグラウンド事象を用いて確認した。 b -ハドロンの崩壊から来ていると考えられる同じ電荷をもつレプトン対があり、しかもこのレプトン対が共通の二次崩壊点をもつ事象を177個選び出した。この事象ではトリガーにかかるレプトンは $P_T > 7.5 \text{ GeV}/c$ の条件を満たしており、約90%の確率13本当のレプトンである。第2レプトンは $B_c \rightarrow J/\psi l X$ 候補事象の第3レプトンと同じ選択条件を満たしており、これは偽レプトン、 γ 変換、 $b\bar{b}$ バックグラウンドのいずれかである。この第2レプトンが電子、 μ 粒子のどちらの場合にも、観測された同電荷レプトン対の事象数は、

期待されるバックグラウンド事象数と誤差の範囲内で一致したので、このバックグラウンド事象の評価方法が妥当であることが確認できた。

B_c 候補事象の J/ψ 質量分布を B_c 信号とバックグラウンド事象から期待される質量分布の和に最尤法 (maximum likelihood method) を使って最適化する。この時、電子モードと μ 粒子モードの信号の数の比はモンテカルロ・シミュレーションにより期待される検出効率の比で制限し、それぞれのバックグラウンドの数および分布の形は評価された不確実性で制限し、 B_c 信号の数 N_{B_c} だけを制限をうけないパラメータとしてフィットを行なった。このフィットの結果、 $N_{B_c} = 20.4 + 6.2/-5.6$ を得た。図 2 に B_c 候補事象の J/ψ 質量分布とフィットによって得られた信号分布およびバックグラウンド分布を示す。

この結果の統計的有意性を評価するために、35万回をこえるモンテカルロ・シミュレーション実験を行なった。各実験では、バックグラウンドの数と分布を統計的にゆらがせて、 B_c 信号の寄与のないバックグラウンド・サンプルを生成し、 B_c 候補事象の場合と同様にその質量分布に対してフィットを行なった。このフィットによって得られる N_{B_c} が、 B_c 候補事象に対するフィットにより得られた N_{B_c} の中心値 20.4 を超える実験の数を評価した。その結果、観測された質量分布がバックグラウンドの統計的ゆらぎで説明される確率は 0.63×10^{-6} (4.8標準偏差の効果) であることがわかった。このことから、 B_c 中間子の生成を観測したという結論に達した。

3. B_c 中間子の質量、寿命、生成断面積と崩壊分岐比の積

このようにして我々は B_c 中間子の発見を確認したので、次に B_c 中間子の基本的性質の測定を行なった。

まず B_c 中間子の質量は次のようにして測定した。前章で述べたように、 B_c 中間子の信号が統計的に有意であるかどうかを調べるために、 B_c 候補事象の $M(J/\psi)$ 分布を信号分布とバックグラウンド分布の和へ最適化した。その時、 B_c 中間子の質量は $6.27\text{GeV}/c^2$ に固定していた。ここでは B_c 中間子の質量を求めるために、それを $5.52\text{GeV}/c^2$ から $7.52\text{GeV}/c^2$ まで変えて、それぞれの質量の B_c 中間子の信号に対して期待される $M(J/\psi)$ 分布を用いて同じように最尤法によるフィットを行なって最大尤度(likelihood)を求めた。この最大尤度の B_c 中間子の質量への依存性から、統計誤差と系統誤差を含めて、 B_c 中間子の質量値を $6.40\text{GeV}/c^2 \pm 0.39(\text{統計誤差}) \pm 0.13(\text{系統誤差}) \text{GeV}/c^2$ と決定した。系統誤差は主に信号分布の不定性に起因している。

次に B_c 中間子の寿命を測定した。まず B_c 中間子の候補事象を選択するとき擬崩壊長に課した $ct^* > 60\mu\text{m}$ という条件をゆるめて $ct^* > -100\mu\text{m}$ にして、 ct^* 分布をほぼ全領域で最適化できるようにした。このように条件をゆるめた後に71個の候補事象が残った。この候補事象に対する ct^* 分布を図3に示す。これを B_c 中間子の寿命 τ をパラメータにして B_c 中間子の信号分布とバックグラウンド分布の和へ最適化した。その結果、 B_c 中間子の寿命の測定値は $0.46 \pm 0.18(\text{統計誤差}) \pm 0.03(\text{系統誤差}) \text{ps}$ となった。この時、バックグラウンド事象の ct^* 分布は $M(J/\psi)$ 分布の時と同様に実験データとモンテカルロ・シミュレーションを併用して求めた。寿命の系統誤差は主に崩壊長分解能に起因する。

次に B_c 中間子の生成断面積とセミレプトニック崩壊分岐比の積 $\sigma(B_c^+) \cdot \text{BR}(B_c^+ \rightarrow J/\psi l^+ \nu)$ を $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi$ の生成断面積と崩壊分岐比の積に対する相対値 R として測定した。 $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi$ に対する相対値にすると、系統誤差の元となるルミノシティ、 J/ψ のトリガー効率、飛跡検出効率の不確定性は打ち消しあうので、系統誤差の小さい測定になる。前章

で求めた B_c 中間子の信号事象数 $20.4 + 6.2/-5.5$ 、 $B^\pm \rightarrow K^\pm J/\psi$ 事象数 290 ± 19 、 $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi$ と $B_c^+ \rightarrow J/\psi l^+ \nu$ の相対検出効率を用いて、 $R \equiv \sigma(B_c^+) \cdot BR(B_c^+ \rightarrow J/\psi l^+ \nu) / \sigma(B^+) \cdot BR(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi) = 0.132 + 0.041/-0.037$ (統計誤差) ± 0.031 (系統誤差) $+0.032/-0.020$ (寿命系統誤差)という測定結果を得た。ここで系統誤差は主に電子同定効率の不定性に起因する。また寿命系統誤差というのは、先に測定された寿命の不確定性に起因する系統誤差のことである。

この R と寿命の測定値を二次元プロットで示したのが図4である。測定値を囲む曲線は標準偏差だけずれた点をつないだものである。また図中の2つの帯はそれぞれ異なるセミレプトニック崩壊幅($30.6 \times 10^{-15} \text{GeV}^5$)、 $16.5 \times 10^{-15} \text{GeV}^5$)から計算される理論予言曲線である。CDFの測定値は理論予言曲線と誤差の範囲で一致した。

4. おわりに

CDF検出器で記録された1億回の陽子反陽子衝突の中から B_c 中間子特有の性質をもつ事象を探した。そして、厳密な条件を満たす37個の候補事象を見つけ出した。この中には、もっと軽い B 中間子のような粒子の崩壊過程からきたものを誤って B_c 中間子と同定してしまったいわゆる「バックグラウンド事象」も含まれているが、このバックグラウンド事象の数と J/ψ 質量分布を評価した結果、候補事象すべてがこのような既知のバックグラウンド事象の統計的ゆらぎであると解釈できる確率は実に百万分の1程度であることがわかった。

そこで、これら候補事象の超過分を何か新しい粒子によるものと仮定し、その粒子の質量、寿命、生成の頻度の測定を行なった。その結果、質量は $6.40 \pm 0.41 \text{GeV}/c^2$ 、寿命は $0.46 \pm 0.18 \text{ps}$ 、生成断面積と崩壊分岐比の積は($B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ に対する比として) $0.133 + 0.061/-0.052$ となった。これらの

測定結果すべてが理論で計算された B_c 中間子の予想値と一致したのである。これが新粒子発見の決定的な証拠となった。

2000年より再開されるCDF実験のデータ収集では、データ量が現在の20倍になる予定である。このデータを解析して、我々は B_c 中間子の質量、寿命、崩壊分岐比をより高精度で測定する。これによって、Bの物理の研究と同時に、クォーク間に働く強い相互作用の研究をすすめることができる。

参考文献

- 1) F. Abe, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 73, 225 (1994).
F. Abe, *et al.*: Phys. Rev. D50, 2966 (1994).
F. Abe, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995).
S. Abachi, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995).
近藤都登、滝川紘治、金 信弘、近松 健：
日本物理学会誌50 (1995) 176.
- 2) F. Abe, *et al.*: FERMILAB-PUB-98/121-E (submitted to Phys. Rev. D).
- 3) W. Kwong and J. Rosner: Phys. Rev. D44, 212 (1991).
- 4) E. Eichten and C. Quigg: Phys. Rev. D49, 5845 (1994).
- 5) M. Lusignoli and M. Masetti: Z. Phys. C51, 549 (1991).
- 6) I. I. Bigi: Phys.Lett. 371B,105 (1996).
- 7) M. Beneke and G. Buchalla: Phys. Rev. D53, 4991 (1996).
- 8) S. S. Gershtein, *et al.*: J. Mod. Phys. A6, 2309 (1991).
- 9) P. Colangelo, *et al.*: Z. Phys. C57, 43 (1993).
- 10) C. Quigg, *Proceedings of the Workshop on B Physics at Hadron Accelerators* ed. by P. McBride and C. Shekhar Mishra, FERMILAB-CONF-93/267 (1994).
- 11) P. Abreu, *et al.* The DELPHI Collaboration: Phys. Lett. 398B, 207 (1997).
- 12) K. Ackerstaff, *et al.* The OPAL Collaboration: CERN

Preprint CERN-PPE-/97-137, (submitted to Phys. Lett. B)).

- 13) R. Barate, *et al.* The ALEPH Collaboration: Phys. Lett. 402B, 213 (1997).
- 14) F. Abe, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 77, 5176 (1996).
- 15) 電子モードのバックグラウンドおよび解析の詳細については鈴木潤一博士論文「Observation of the Bc Meson in 1.8-TeV Proton-Antiproton Collisions」筑波大学、1998 を参照されたい。
- 16) μ 粒子モードのバックグラウンドおよび解析の詳細についてはPrem P. Singh 「Search for the Bc Meson at CDF」 Ph.D. Dissertation, University of Pittsburgh, 1997 を参照されたい。
- 17) D. Scora and N. Isgur: Phys. Rev. D49, 3399 (1995).

表 1. 15種類の基本的な中間子。クォークと反クォークの組み合わせとそれに対応する中間子。

\bar{u}	\bar{d}	\bar{s}	\bar{c}	\bar{b}	
$u\bar{u}$ π^0, η, η'	$u\bar{d}$ π^+	$u\bar{s}$ K^+	$u\bar{c}$ \bar{D}^0	$u\bar{b}$ B^+	u
	$d\bar{d}$ π^0, η, η'	$d\bar{s}$ K^0	$d\bar{c}$ D^-	$d\bar{b}$ B^0	d
		$s\bar{s}$ η, η'	$s\bar{c}$ D_s^-	$s\bar{b}$ B_s	s
			$c\bar{c}$ J/ψ	$c\bar{b}$ B_c^+	c
				$b\bar{b}$ Y	b

表 2. B_c 中間子の候補事象とバックラウンド事象の数。*印はフィットによって得られた値を示す。

	電子モード	μ 粒子モード
偽電子バックグラウンド	4.2 ± 0.4	
γ 変換バックグラウンド	2.1 ± 1.7	
偽 μ 粒子バックグラウンド		11.4 ± 2.4
$b\bar{b}$ バックグラウンド	2.3 ± 0.9	1.44 ± 0.25
全バックグラウンド 評価された数	8.6 ± 2.0	12.8 ± 2.4
フィットの結果*	9.2 ± 2.0	10.6 ± 2.3
B_c 信号数*	$12.1 +3.8/ -3.2$	$8.4 +2.7/ -2.4$
電子モードの割合*	0.58 ± 0.04	
全 B_c 信号数*	$20.4 +6.2/ -5.6$	
B_c 中間子の候補事象の数	23	14
観測された B_c 中間子の候補事象がバックグラウンド事象だけで説明できる確率	0.63×10^{-6}	

図1. B_c 中間子のセミレプトニック崩壊モードのファインマン・ダイアグラム。

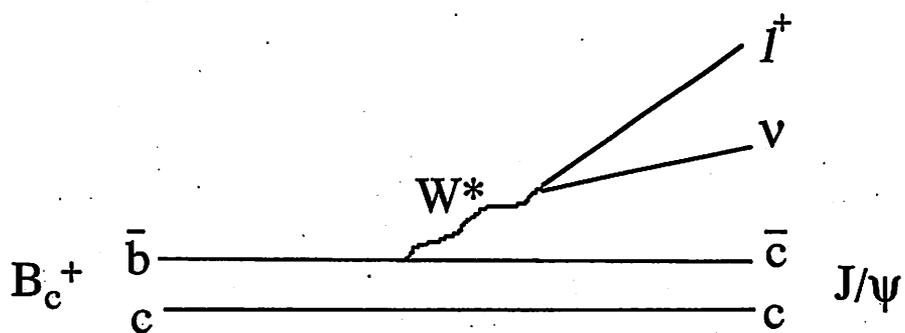


図2. B_c 中間子の候補事象の $J/\psi l$ 質量分布。フィットの結果得られたバックグラウンド（黒色）と B_c 信号（灰色）の $J/\psi l$ 質量分布を共に示す。5.2 GeV/c^2 付近のヒストグラム幅は、 $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi$ を除いた効果を示すために狭くした。このフィットの良さは確率6%で起こりうる程度である。

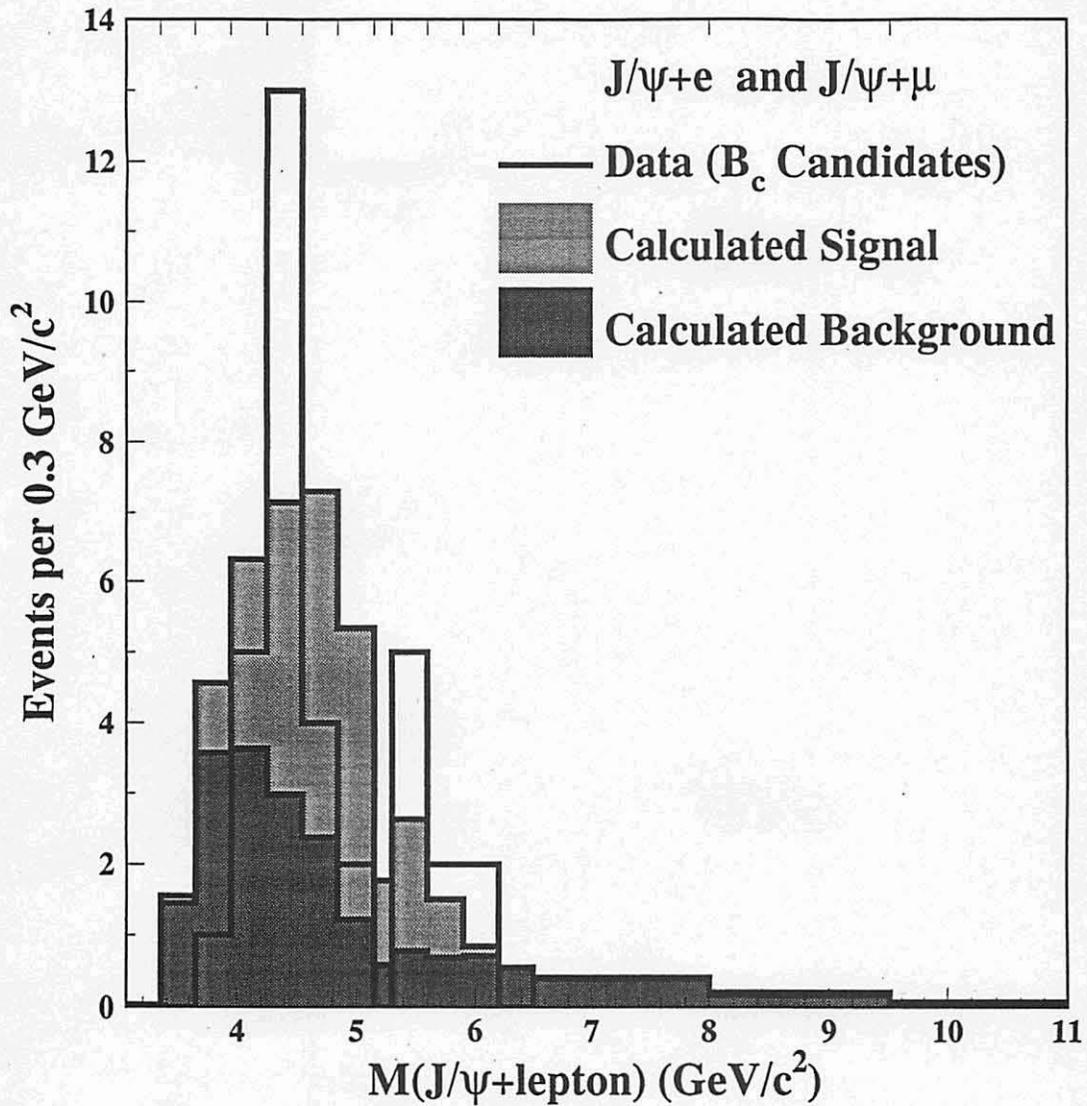


図3. B_c 中間子の候補事象の擬崩壊長 ct^* 分布。フィットの結果得られたバックグラウンド (点線)、 B_c 信号 (灰色)、全体 (実線) の擬崩壊長分布を共に示す。

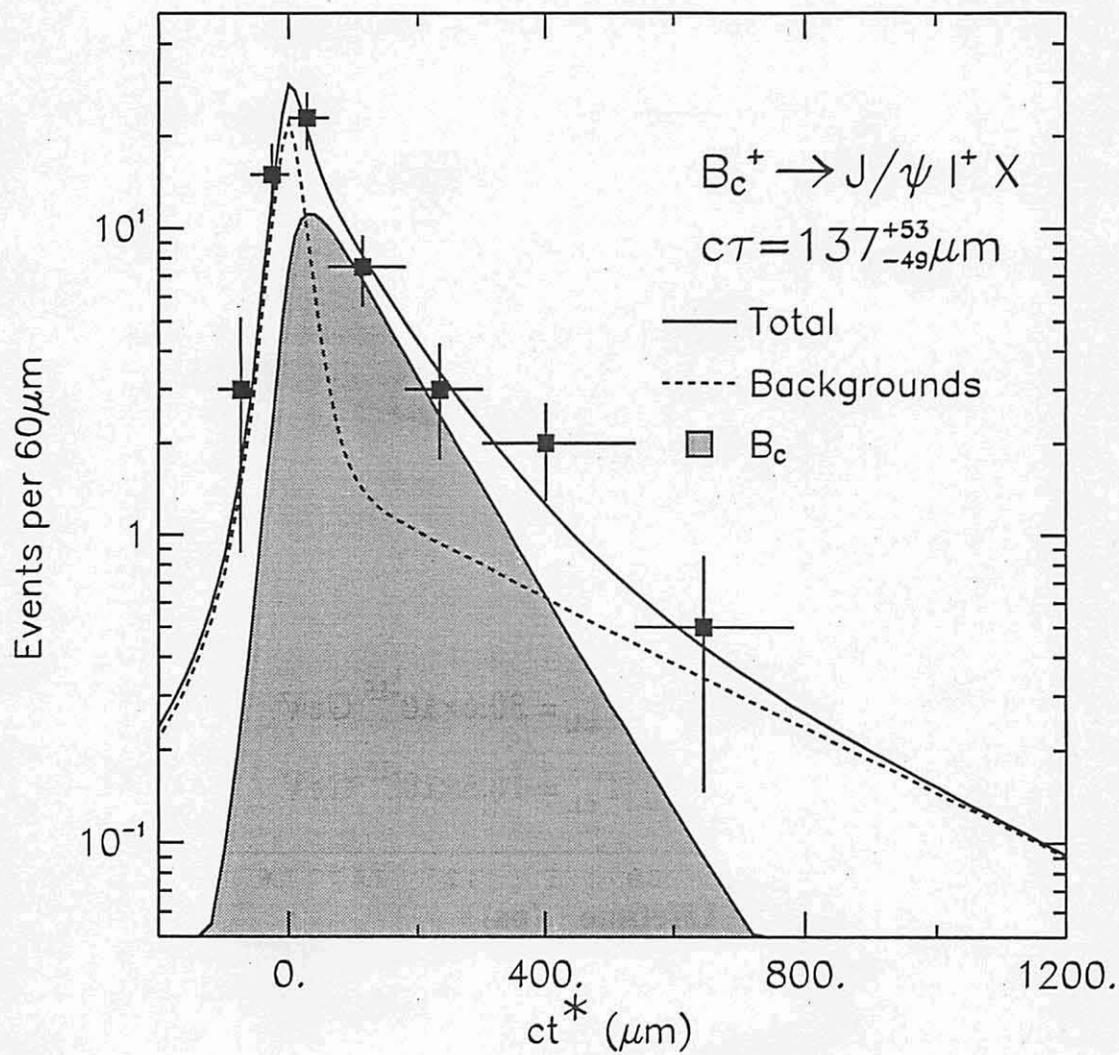


図4. B_c 中間子生成断面積と $B_c^+ \rightarrow J/\psi l^+ \nu$ の分岐比の積の $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi$ の生成断面積と崩壊分岐比の積に対する相対値と、 B_c 中間子の寿命の測定値を二次元プロットで表わした(●)。測定値を囲む曲線は1標準偏差を表わす。また二つの曲線と帯領域は、異なるセミレプトニック崩壊幅から計算される理論予測曲線とその不確定性を示す。

