

Belle 実験における $\Upsilon(1S)$ の Invisible 崩壊の探索

高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所

田島 治

osamu.tajima@kek.jp

2007年6月1日

1 はじめに

Invisible 崩壊とは、物質との反応性が非常に低いため検出器内で観測されない終状態の粒子に崩壊することをいう。標準模型ではニュートリノ以外にこのような粒子は定義されていない¹。つまりどんな粒子でも、ニュートリノ以外の invisible 粒子に崩壊することが発見されれば、(物質との反応性が低い) 未知の新粒子を間接的に発見したことに相当する。そのような新粒子は、今や宇宙の4分の1を占めると言われているダークマターである可能性もある [1]。

高エネルギー実験の分野でダークマター探索という直接探索実験が王道である (少なくとも筆者はそう思う)。その名の通り、ダークマターが検出器内の物質とごく稀に反応したときの反跳エネルギーなどの信号を直接測定する。この場合に反跳されるのは検出器を構成する物質の原子核であるので、ダークマター候補の質量がある程度重いほうが探索しやすい。言い方を変えれば、数 GeV/c^2 以下の軽い質量をもつ候補への探索能力は極めて低いともいえる。

一般に多くの理論では、ダークマター候補の質量は数百 GeV/c^2 から数 TeV/c^2 程度が有力 (都合がよい) と言われているので、直接探索の実験結果は多くの理論の構築に役立っているに違いない。しかしながら、星の数ほどある理論予想の中には、もっと軽くてもよい (もしくは軽い方が都合よい) と主張するダークホース理論も沢山ある。その様なものはこれまでの実験的証拠や理論から間接的に排除されるのかと思っていたが、そうでもないらしい。「有力なモデルに従えば排除できるが、完全否定はできない」というほうが正しいようである。結局、どんな理論であれ、実験的に検証せねば正しいとも間違っているともしえない、という当り前の結論に至る。

では、軽いものはどうやって探索すべきなのか? まさに

¹実験によってはニュートリノは visible 粒子であるが、コライダー実験などではニュートリノは invisible 粒子である。

その方法が上述の invisible 崩壊の探索である。既に LEP によって Z^0 や e^+e^- にカップルするような数十 GeV/c^2 以下の invisible 粒子の存在はかなり否定されているので、最後に残ったクォークにカップルする粒子の探索を行うことがもっとも建設的である²。そして、もっとも重いハドロンである $\Upsilon(b\bar{b}$ クォークペア) を使えば、 b クォークより軽い質量をもつ invisible 粒子の探索を効率よく行える。

さて、実験的検証が大事と主張したが、やはり何か目標値 (理論予想) があると実験する方も張り合いがでる。例えば文献 [2] ではクォーク (q) と invisible 粒子 (χ) の間の反応断面積の時間反転不変を仮定して $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \chi\chi) \simeq 6 \times 10^{-3}$ と予想している³。都合のよいことにニュートリノへの崩壊分岐比は非常に小さく $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \nu\bar{\nu}) = (9.9 \pm 0.5) \times 10^{-6}$ と精度よく計算できる [3]。予想値に到達できるのであれば、万馬券になることを期待して馬券を買ってみる (探索してみる) 価値は十分にある。ちなみに、過去に行われた実験のリミットは ARGUS 実験が 23×10^{-3} (90% confidence level) [4]、CLEO 実験が 50×10^{-3} (95% confidence level) [5] となっており、予想値に到達していない。従来の実験より1桁程度以上優れた探索能力が要求される。

2 探索をおこなうための工夫

2.1 加速器の重心系エネルギーの最適化

当然のことながら、 Υ を生成しなければその invisible 崩壊の探索は出来ない。聞き飽きた読者も多いと思うが、日本には世界一のルミノシティを誇る e^+e^- コライダーの KEKB 加速器がある。普段は $\Upsilon(4S)$ レゾナンス上で

²勿論、ゲージボゾン、レプトン、クォークの間のユニバーサリティーを仮定する理論モデルならば、クォークとのカップルへのリミットも計算できるであろう。

³詳細は文献 [2] に譲るが、この予想値は超対称性などの特定の理論を仮定していない。シンプルであるが、時間反転の仮定の不定性がわからないので、最大限の期待値とっておくべきであろう。

一日に約 100 万個の $\Upsilon(4S)$ を生成しており、そのデータは Belle 検出器で測定されている。KEKB 加速器や Belle 検出器の詳細は文献 [6] や [7] にゆずる。 $\Upsilon(4S)$ はほぼ 100% の分岐比で B 中間子・反 B 中間子ペアに崩壊するので、低い準位の Υ を使うほうが invisible 崩壊の探索は容易である。

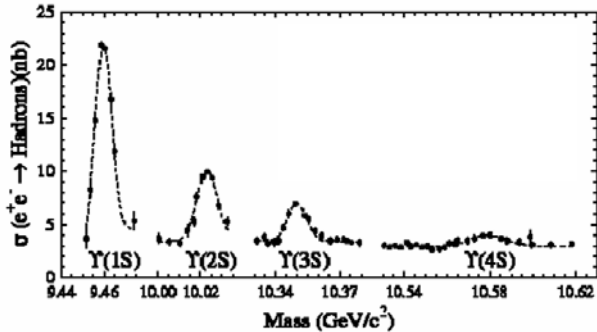


図 1: CLEO 実験による Υ レゾナンススキャンの結果。

KEKB 加速器の重心系エネルギーを下げれば、 $\Upsilon(1S)$ 、 $\Upsilon(2S)$ 、 $\Upsilon(3S)$ と好きな準位を選ぶことができる (図 1)。生成断面積の大きさだけを考えると $\Upsilon(1S)$ レゾナンス上が最高の生成効率となるが、生成された $\Upsilon(1S)$ が invisible 粒子に崩壊してしまえば検出器内に何も信号が残らないので当然ダメである。何かしら検出器に信号が残らないと困る。 $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ などのカスケード崩壊を使えば、2 つの π 中間子の運動量が測定できる。最初に生成される $\Upsilon(3S)$ の運動量はわかっているので、 $\Upsilon(1S)$ が invisible 粒子に崩壊してもその質量が計算でき、 $M_{\pi^+\pi^-}^{\text{recoil}} = \sqrt{(E_{\Upsilon(3S)} - E_{\pi^+} - E_{\pi^-})^2 - (p_{\Upsilon(3S)} - p_{\pi^+} - p_{\pi^-})^2}$ となる。ここで、 E と p はそれぞれの粒子のエネルギーと運動量をあらわし、 $M_{\pi^+\pi^-}^{\text{recoil}}$ は反跳質量 (recoil mass) と呼ばれる。

どのようなカスケード崩壊モードを選ぶかはいくつかの選択肢があるが、崩壊分岐比と測定効率の高いモードを選ぶことが実験する上で重要である。生成断面積と崩壊分岐比の観点からのみ考えると $\Upsilon(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ のモードがよさそうに思えるが、残念ながら 2 つの π 中間子の運動量が測定が小さいので Belle 検出器でトリガーすることが難しい。

結局、われわれは例にあげた $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ のモードを選び、invisible 崩壊の探索を行った。KEKB 加速器のエネルギーを $\Upsilon(3S)$ レゾナンスに合わせて変更し (電子/陽電子ビームのエネルギー 8.0/3.4 GeV \rightarrow 7.8/3.4 GeV)、2006 年の 2 月 24 日から 4 日間の特別ランを行った。積分ルミノシティにして 2.9 fb⁻¹ のデータ (1,100 万個の $\Upsilon(3S)$) を Belle 検出器で取得した。

2.2 トリガーロジックの最適化

今回選んだモードに対して十分な検出効率を達成するには、もう少し工夫が必要となる。通常、Belle 検出器のトリガーシステムでは荷電トラックの数が 2 本以上あることを要求している⁴。さらに、トラック数が 2 本のときにはそれらトラックのビーム軸に垂直な平面 ($r-\phi$ 平面) 上での開き角 (以後、単に「開き角」と書く) が 135° 以上であることも要求している。これらの条件はビームバックグラウンド⁵ による偽イベント (e^+e^- 衝突の結果として生じたイベントでないもの) を抑制するために実装されている。通常の $\Upsilon(4S)$ 上でのランにおいてはトリガーレートは 450 Hz 程度であり、そのうち偽イベントが占める割合は 2 割以下である。

さて、今回探索に用いるモードで visible なものは 2 つの荷電 π 中間子のみである。 $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ 、 $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ のようなカスケード崩壊を再構成した 4,902 イベントのコントロールサンプルを用いると、2 つの荷電 π 中間子トラックの開き角分布を図 2 のようにみることができる。このコントロールサンプルは非常に

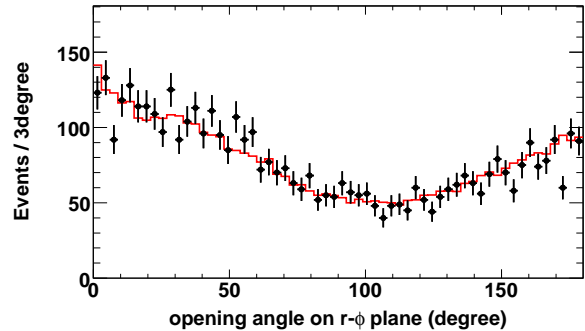


図 2: コントロールサンプル $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ 、 $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ カスケード崩壊における π^+ 、 π^- のビーム軸に垂直な平面上での開き角度分布。十字マークがデータ、実線がモンテカルロシミュレーションをあらわす。

クリーン (シグナル純度 = 99.9%) で、その検出効率は 39.7% である。この図より、開き角 135° 以上というのは非常に厳しいトリガー条件であることがわかる。これを変更することによって探索感度を向上することができる。どこまで緩い条件にできるかは、データ取得時の不感時間をどこまで抑えられるかで決まる。

データの取得は実効的に開き角 30° 程度まで許すようなトリガーロジックでおこなった。トリガー効率は開き

⁴ カロリーメータで大きなエネルギーが検出された場合のみ、荷電粒子トラックが 2 本未満であってもトリガーがかかる。

⁵ 加速器チェンバー内の残留ガス等に散乱されたビームが衝突点付近の物質と引き起こすシャワーなど。

角 30° において 80% である。KEKB 加速器のルミノシティが高いとき ($1.5 \times 10^{34} \text{ cm}^2/\text{s}$) にはトリガーレートは 900 Hz 近くまで達したが、不感時間は 14% 以下に抑えることができた (通常運転時は 3% 程度)。幸運にもこの特別ランを行う数ヵ月前に、Belle 実験ではイベントビルダーのアップグレードを行っていた。これまでのシステムではトリガーレート 600 Hz 以上で不感時間が 50% 以上になると見積もられていたため、非常によいタイミングでアップグレードが行われていたことになる。

また、実データを使ってトリガー効率を見積るためには、見積もりたい条件より緩いトリガー条件のデータが必要となる。そのために荷電トラックが 1 本のイベントに対しても $1/500$ のプリスケールでトリガーをかけることとした。トリガーの段階で 1 トラックと判定されたイベントの中に 2 トラックと判定されたものが何%あるかで、トリガー効率をモニターすることができる。

3 コントロールサンプルを使った校正

3.1 $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ 崩壊特性の校正

知っている読者もいるかも知れないが、探索に使う $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ モードは単純な 3 体崩壊ではない。図 3 に先程と同じコントロールサンプルを用いた π^+ 、 π^- の不変質量 ($M_{\pi^+\pi^-}$) 分布をしめす。特徴的な 2 コブ構造がみてとれ、これは CLEO 実験の結果とも一致している [8]。これを説明するモデルはいくつかあるようだが (文献 [9] など)、はっきりした理由付けはなされていない。とにかくにも、このような構造はトラックの運動学的

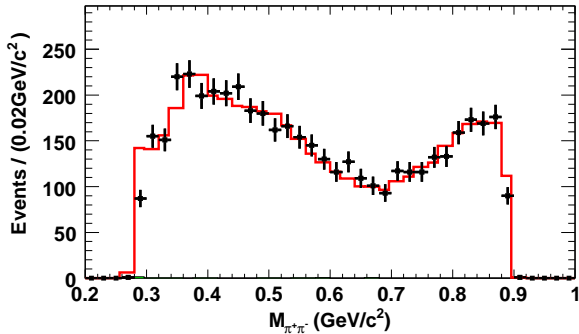


図 3: コントロールサンプル $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ 、 $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ カスケード崩壊における π^+ 、 π^- の不変質量 ($M_{\pi^+\pi^-}$) 分布。十字マーカーがデータ、実線がモンテカルロシミュレーションをあらわす。

分布に反映されるので、モンテカルロシミュレーション

をこの分布を再現するように校正した。 π^+ 、 π^- に崩壊する適当な中間準位をいくつか組み合わせて、不変質量分布を再現した。図は校正後の分布である。校正の結果がデータと一致していることは、各々のトラックの運動量や極角 (θ)、先程の開き角などの分布を調べて確認した。校正後のモンテカルロシミュレーションは検出効率の見積りに用いるので、校正精度は系統誤差の一つとなる。 $M_{\pi^+\pi^-}$ 分布がコントロールサンプルの統計エラーの範囲内で歪んだときの検出効率の違い (7.6%) をその系統誤差として採用している。

3.2 反跳質量分布の校正

コントロールサンプルイベント中の π^+ 、 π^- のみを用いれば反跳質量が再構成できることをデモンストレーションすることができる。図 4 のようにきれいなピークを見ることができる。さらにこの分布を使えば、シグナル数のフィットに用いる確率密度関数 (PDF) を実データから決定することができる。

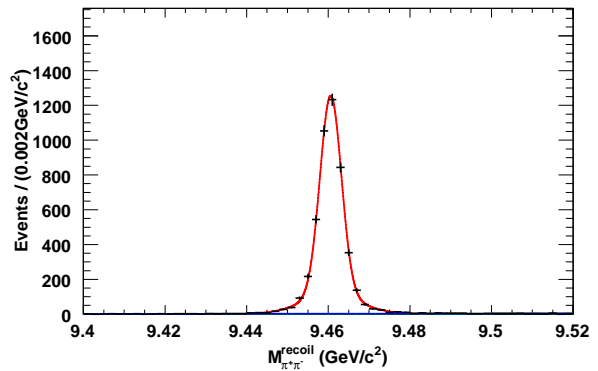


図 4: コントロールサンプル $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ 、 $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ カスケード崩壊における π^+ 、 π^- を使った反跳質量 ($M_{\pi^+\pi^-}^{\text{recoil}}$) 分布。十字マーカーがデータ、実線がモンテカルロシミュレーションをあらわす。

4 探索モードの解析

4.1 イベント選択条件と系統誤差

理想的には、invisible 崩壊イベントには 2 つの荷電 π 中間子のみが存在する。オフラインの解析では、1 イベント中に $\pi^+\pi^-$ に起因する反対の電荷を持った荷電トラックが 1 本づつしか存在しないことを要求した。また、 $\Upsilon(1S)$ が電荷を持たない中性粒子に崩壊するようなバックグラウンドを抑制するために、カロリメータ内で測定され

た全エネルギーが 3 GeV 未満であることも要求した。また、トリガーによるバイアスを最小化するために 2 つのトラック開き角は 30° より大きいこと、両トラックの横運動量は $0.17 \text{ GeV}/c$ より大きく、少なくとも片方の横運動量は $0.30 \text{ GeV}/c$ より大きいことを要求した。

支配的なバックグラウンドは 2 光子過程 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ ($X \rightarrow \pi^+\pi^-, \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-\pi^0$ など) によるものである⁶。 $\pi^+\pi^-\pi^0$ などはイベント内に π^0 の候補がないことを要求して抑制できる。その他の 2 光子過程イベントは「横運動量がバランスしている」、「ビーム軸方向にブーストしている」、「検出器で π^0 の再構成に失敗してもカロリーメータ内にエネルギー損失がある」といった特徴を使って抑制する。実際には Fisher discriminant (\mathcal{F}) という量を構築してイベントを選択する。このときの選択条件は Figure-of-Merit (S/\sqrt{B}) を使って $\mathcal{F} < -0.7$ と決定した。ここで、 S は文献 [2] の予想分岐比を仮定したときのシグナルの数、 B は 2 光子過程からのバックグラウンドの数である。 S はモンテカルロシミュレーションより、 B は反跳質量分布の sideband データ ($9.42 \text{ GeV}/c^2 < M_{\pi^+\pi^-}^{\text{recoil}} < 9.44 \text{ GeV}/c^2$ または $9.48 \text{ GeV}/c^2 < M_{\pi^+\pi^-}^{\text{recoil}} < 9.50 \text{ GeV}/c^2$) より見積もった。

このような選択条件下におけるシグナルの検出効率は、イベント再構成確率 (9.1 %) とトリガー効率 (89.8 %) をかけあわせて 8.2 % となる。イベント再構成確率はモンテカルロシミュレーションより計算でき、シグナルイベントのトリガー効率は開き角等のさまざまな分布に対して見積もったトリガー効率曲線より見積もられた。文献 [2] の予想値が正しければ、われわれは平均 244 イベントのシグナルを検出しているはずである。

分岐比 $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \text{Invisible})$ に対する系統誤差を表 1 にまとめる。トラックの選択、 π^0 を含むイベントの抑制、Fisher discriminant などの選択条件に起因する系統誤差はコントロールサンプルをつかって見積もった。 π^+ 、 π^- に対する選択条件を変えたときのイベント数の変化をデータとモンテカルロシミュレーションで比較して、その差を用いた。 $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ 崩壊特性の校正精度に起因する系統誤差は前述の通りである。これらの系統誤差はイベント選択後のコントロールサンプルの統計エラーの大きさとも相関があるので、今後データ量の増加とともに小さくすることが出来る。

トリガー効率に起因する系統誤差は、開き角や横運動量のトリガー効率曲線の 100 % からのズレを足し合わせたものを安全をみて採用した。なお、 θ 依存性などの様々な分布に対しても潜在的な違いを評価して、それらが与

えた系統誤差より十分に小さいことを確認している。

表 1: 分岐比 $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \text{Invisible})$ に対する系統誤差

Source	(%)
トラックの選択	5.6
π^0 を含むイベントの抑制	2.4
Fisher discriminant	6.1
その他の選択条件	1.1
$\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ 崩壊特性の校正	7.6
トリガー効率	8.7
フィッティング	0.2
コントロールサンプルの統計誤差	1.4
$B(\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-)$	2.0
合計	14.7

4.2 バックグラウンドの見積り

$\Upsilon(1S)$ からの崩壊粒子がすべて検出器アクセプタンスの外 (つまりビーム軸方向) に逃げてしまった場合、invisible 崩壊イベントと区別をつけることが出来ない。そして反跳質量分布にピークをつくる。特に、 $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ や e^+e^- といった崩壊は 2 つのトラックがほぼ正反対方向に放出されるため、検出器前後のアクセプタンス外に逃げやすい。これらピークをつくるバックグラウンドの寄与は、モンテカルロシミュレーションに基づいて表 2 のように見積もった。その数は合計で $133.2^{+19.7}_{-14.6}$ イベントである。図 5 のように Belle 検出器のアクセプタンスは作業できる限界まで広げているが、まだまだ努力をする必要がありそうだ。

これらの見積りの誤差には、イベント再構成効率、分岐比、モンテカルロシミュレーションの統計誤差、トラック検出効率などの不定性も含まれている。コントロールサンプル $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ 、 $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ には 4 つの荷電トラックが含まれている。このうち 3 つのト

表 2: ピークをつくるバックグラウンドのイベント数

$\Upsilon(1S) \rightarrow \nu\bar{\nu}$	0.4 ± 0.1
$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$	77.3 ± 12.0
$\Upsilon(1S) \rightarrow e^+e^-$	50.3 ± 8.2
$\Upsilon(1S) \rightarrow \tau^+\tau^-$	5.2 ± 1.0
その他の $\Upsilon(1S)$ 崩壊	$0.0 + 2.8$
その他 $\Upsilon(1S)$ 以外からの寄与	$0.0 + 12.9$
合計	$133.2^{+19.7}_{-14.6}$

⁶ e^+e^- はビーム軸方向に散乱されて検出されない。

トラック π^+ , π^- と μ^+ (または μ^-) を再構成すれば残りの μ^- (または μ^+) トラックの方向が計算できるので、トラック検出効率の θ 依存性などからアクセプタンスの境界付近での不定性を評価できる。そして、データと対応するモンテカルロシミュレーションの違いから不定性は 3.5 % 程度であると見積もった。

$\Upsilon(1S) \rightarrow e^+e^-$ からの寄与が $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ に比べて小さいが、これはカロリメータのアクセプタンス ($12.4^\circ < \theta < 155.1^\circ$) がドリフトチェンバーのアクセプタンス ($17.0^\circ < \theta < 150.0^\circ$) より大きいので、 e^\pm の大きなエネルギー損失を検出して抑制できるからである。 $\Upsilon(1S) \rightarrow \pi^+\pi^-$ や $p\bar{p}$ などの未だに観測されていない崩壊モードの不定性は PDG [10] に掲載されているリミットより見積もった。その他の崩壊からの寄与はモンテカルロシミュレーションによるとゼロイベントであるが、その統計量から計算されるリミット値を誤差として採用した。



図 5: Belle の一番内側にある SVD 検出器のインストール時の風景。衝突点ビームパイプと検出器のグラウンドが電氣的に接触していないことを確認している。

4.3 探索結果

Invisible 崩壊の数は反跳質量分布に対して unbinned extended maximum likelihood フィットして求めた。図 6 にその結果を示す。Invisible 崩壊候補の数は 38 ± 39 イベントであり、ゼロと一致している。残念ながら統計的に有意な結果は得られなかったが、frequentist approach [11] により分岐比に対するリミットを計算すると⁷ $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \text{invisible}) < 2.5 \times 10^{-3}$ (90% confidence level) となり、文献 [2] で予想している分岐比を否定する結果を得た。

⁷検出効率やピークをつくるバックグラウンドの系統誤差の影響は、疑似モンテカルロを生成に用いる PDF の中で考慮した。

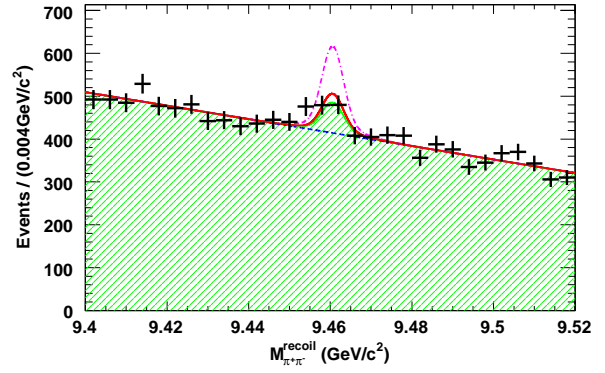


図 6: $\Upsilon(3S) \rightarrow \pi^+\pi^-\Upsilon(1S)$ モードを用いた $\Upsilon(1S)$ の invisible 崩壊の探索結果。反跳質量 ($M_{\pi^+\pi^-}^{\text{recoil}}$) 分布に対するフィット結果を実線で示す。斜線のエリアはバックグラウンドの寄与、点線はそのうちピークをつくらないものの寄与をあらわす。1 点斜線は文献 [2] の予想分岐比 $B(\Upsilon(1S) \rightarrow \chi\chi) = 6 \times 10^{-3}$ をあらわす。

5 まとめと今後の展望

$\Upsilon(1S)$ の invisible 崩壊の探索のために、KEKB 加速器の重心系エネルギーを $\Upsilon(4S)$ から $\Upsilon(3S)$ レゾナンスに変更し、さらに Belle 検出器のトリガーロジックを最適化した特別ランをおこなった。取得した 2.9 fb^{-1} のデータを用いて、分岐比に対して 90% confidence level で 2.5×10^{-3} というリミットを得た。本研究の結果は既に Physical Review Letters に掲載されている [12]。解析の詳細を知りたい方はそちらを御覧ください。また、われわれが論文を投稿した 1ヶ月後に CLEO 実験が $\Upsilon(2S)$ で行った解析結果 [13] を発表したが、そのリミットは 3.9×10^{-3} (90% confidence level) であり Belle 実験が依然として世界一のリミットを与えている。

今後同様な条件でデータを取得していくとどうなるか? 図 7 にその展望をあらわす。ピークをつくるバックグラウンドの寄与のため、探索感度はすぐに頭打ちとなる。解決策の一つは、Belle 検出器の前後にワイヤーチェンバーやカロリメータなどの検出器を新たに設置してビームライン近傍までアクセプタンスを広げることである。 $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ や e^+e^- などのバックグラウンドは検出器の前後反対方向にトラックを同時に放出するので、時間同期をとれば容易に検出できる。これにより探索感度をさらに 1 桁向上できる。

また、 $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma X$ (X は invisible 粒子) など γ を放出するようなモードは invisible 粒子のスピンの情報を与えるので NMSSM の検証に感度があるといわれている [14]。検出する γ 線のエネルギーにもよるが、原理的には

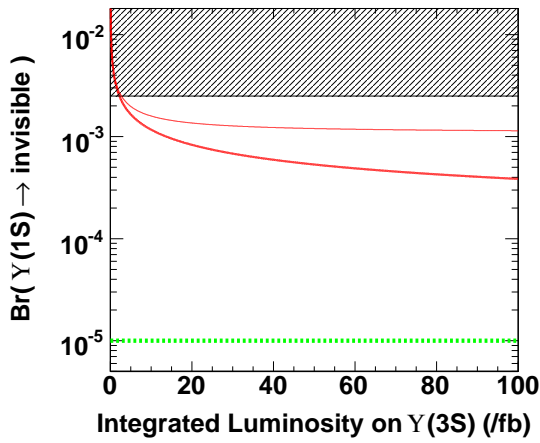


図 7: $\Upsilon(3S)$ レゾナンス上で $\Upsilon(1S)$ の invisible 崩壊を探索したときに得られる 90% confidence level リミット。今回の探索で排他した領域を斜線でしめす。細い実線は今回と同条件でデータを増やしたときに予想されるリミットをあらわす。検出器アクセプタンスをビームライン近傍まで広げると、探索感度をさらに一桁向上できる(太い実線)。点線は標準模型から予想されるニュートリノへの崩壊 $\Upsilon(1S) \rightarrow \nu\bar{\nu}$ の分岐比。

9 GeV/c^2 以下の質量をもつ invisible 粒子の探索がおこなえる⁸。その他にも $B \rightarrow K\nu\bar{\nu}$ などの B 中間子の崩壊を使うと、(ν を χ と読みかえれば) 2 GeV/c^2 以下の質量の invisible 粒子の探索も可能である [15]。現在、Belle 実験ではこのようなモードの解析も積極的におこなわれている [16]。

6 おわりに

本研究は Belle グループの居波 (名古屋大学)、岩崎 (KEK)、上原 (KEK)、羽澄 (KEK)、林井 (奈良女子大学) と筆者が中心となっておこないました。KEKB グループには B ファクトリーなのに B 中間子が生成されないエネルギーで実験をするという奇抜な試みに協力して頂き大変感謝しております。

参考文献

[1] For a review, see G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, Phys. Rept. **405**, 279 (2005).

[2] B. McElrath, Phys. Rev. D **72**, 103508 (2005); we quote the corrected branching fraction value, 6×10^{-3} , from the private communication with the author.

[3] L.N. Chang, O. Lebedev, and J.N. Ng, Phys. Lett. **B 441**, 419 (1998).

[4] ARGUS Collaboration, H. Albrecht *et al.*, Phys. Lett. **B 179** 403 (1986).

[5] CLEO Collaboration, D. Besson *et al.*, Phys. Rev. D **30**, 1433 (1984).

[6] S. Kurokawa and E. Kikutani, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 1 (2003), and other papers included in this Volume.

[7] Belle Collaboration, A. Abashian *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **479**, 117 (2002).

[8] CLEO Collaboration, F. Butler *et al.*, Phys. Rev. D **49**, 40 (1994).

[9] P. Moxhay, Phys. Rev. D **39**, 3497 (1989).

[10] W.-M. Yao *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **33**, 1 (2006).

[11] G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).

[12] Belle Collaboration, O. Tajima, H. Hayashii, M. Hazumi, K. Inami, Y. Iwasaki, S. Uehara *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 132001 (2007).

[13] CLEO Collaboration, R. Rubin *et al.*, Phys. Rev. D **75**, 031104 (2007).

[14] R. Dermisek, J. F. Gunion and B. McElrath, hep-ph/0612031.

[15] C. Bird, Phys. Rev. Lett. **93**, 201803 (2004).

[16] FPCP2007 にて (<http://www-f9.ijs.si/fpcp07/>) 最新結果が報告されている。

⁸Belle 実験で探索をおこなうためには、Bhabha イベントを抑制しているトリガーロジックの改造が必須となる。