■ 研究紹介

束縛系 QED における高次補正検証実験

東京大学素粒子物理国際研究センター
陣内 修 、浅井 祥仁、小林 富雄
jinnai3@icepp.s.u-tokyo.ac.jp, asai@icepp.s.u-tokyo.ac.jp, tomio@icepp.s.u-tokyo.ac.jp
1999 年 12 月 15 日

1. はじめに

現在 QED(量子電磁力学) は様々な精密測定実験によって高精度に検証されており、40 桁近い範囲のエネルギースケールにおいて適応出来ることが知られている。そのため一般的に QED は、既に確立されたものであり十分に理解しつくされた理論であると考えられている。ところが粒子系が束縛状態にあるという条件の元での QED が実はあまり理解されてなく、実験的にも十分には検証されていないことは案外知られていない。本稿ではオルソポジトロニウムの寿命測定を用いて現在行なわれている、束縛系 QED の高次補正項検証について紹介する。

1.1. なぜオルソポジトロニウムの寿命測定を用いるか

ポジトロニウムは電子と陽電子が電磁相互作用により束縛されたシステムであり、このうち 3 重項状態のオルソポジトロニウム (o-Ps) は、荷電共役変換に対して奇であるために、ほとんどが 3 体の γ 線に崩壊する。この 3 体崩壊の寿命は十分に長いため ($\sim 140nsec$)、o-Ps の寿命は直接測定することの出来る数少ない現象の一つである。

また o-Ps はレプトンのみで構成されているので、この系は束縛系における量子電磁力学 (QED of bound states) というもので記述される。理論上、核子モデルなどの不定性をまったく含まない非常にクリーンなシステムである。

以上の理由から、現在 o-Ps は束縛系 QED を検証する上で最も有効な手段であると考えられている。

1.2. 束縛系 QED とは

QED の結合定数である微細構造定数 α は十分に小さいため、高次項を摂動的に取り扱うことが出来て、o-Ps の寿命は α の展開式で以下の様に表せる。

$$\tau_{o-Ps}^{-1} = \tau_{LO}^{-1}\left[1 - 10.286606(10)\frac{\alpha}{\pi} - \frac{\alpha^2}{3}\ln\frac{1}{\alpha} + B_o(\frac{\alpha}{\pi})^2 - \frac{3\alpha^3}{2\pi}\ln^2\frac{1}{\alpha} + \cdots\right] \quad (1)$$

ここで τ_{o-Ps} は o-Ps の寿命を、$\tau_{LO}(= 138.674nsec)$ は最低次における o-Ps の寿命を表す。式 (1) で、α の 1 次の項 [1] と $\alpha^2\ln\frac{1}{\alpha}$ [2], $\alpha^3\ln^2\frac{1}{\alpha}$[3] の項までは、係数が非常に良い精度で求められており、各項の補正量の大きさはそれぞれ -2.3900%、$-87ppm$、$-4.5ppm$ である。

一般的に自由粒子の QED に関しては、非常に高次の項まで理論の定式化は確立されている。ところが束縛系 QED の場合、ダイアグラム上では 2 対の散乱のように扱っているにもかかわらず、現実には電子・陽電子間で常に仮想光子をやりとりしているので、輻射補正に対する取り扱いが非常に難しい。そのため束縛系 QED に関しては、高次の項はあまり良く理解されていない。

2 次の補正項に関しても部分的には計算されているが、完全な形で計算されたものは現在のところ存在しない。しかし、いくつかの部分的な計算の寄与を評価したもの [4] によると、2 次の補正項の係数 B_o は ~ 99 つまり o-Ps の寿命に与える影響は 530ppm 程度であり、2 次の補正を入れた o-Ps の寿命は 142.01nsec になる (以下では QED $O(\alpha^2)$ と参照する時はこの値を指すことにする)。従って実験的にこの精度で o-Ps の寿命を測定出来れば、束縛系における 2 次の補正を検証することが出来ることが分かる。

1.3. オルソポジトロニウムの寿命問題とは

初めて o-Ps の寿命が測られたのは今から約 30 年前の 1968 年である。それから 10 年ほど経ち、QED の検証が議論出来る測定精度が得られ始めた。ところが 1978 年からミシガン大学のグループを中心に行なわれてきた一連の寿命測定実験では、一貫して QED の予言値よりも短い結果が得られた。図 1 から分かるように、QED $O(\alpha^2)$ の予言値と、1990 年までの実験結果のずれは統計的に明らかに有意である。1990 年にミシガン大学が出した最新の結果は、$\tau_{o-Ps} = 141.88 \pm 0.033nsec$ (誤差は 230ppm に相当する) であった [5]。この値は QED $O(\alpha^2)$ の予言値よりも 920ppm 短いものである。この QED の予言値からの逸脱は「オルソポジトロニウムの

寿命問題」と呼ばれた。

崩壊寿命の測定値が、理論値に対して常に短く測られるということは、未知の崩壊モードが寄与している可能性を示唆している。そこで、ずれを説明するために様々な未知崩壊モードの探索実験が行なわれた[6][7][8][9][10][11][12]。しかし一連の探索実験の結果はすべて否定的なものであった。

もし仮に理論と実験のずれを α^2 補正項で埋め合わせようとすれば、$B_o \sim 250$ という値になる。これは 1 次項の係数が 10.3 であることを考えると不自然に大きく、やはり何かしら実験側に問題があるのではないかという疑いが出てくる。

1.4. o-Ps の熱化による寿命問題への影響

o-Ps は放射線源から放出された陽電子と、物質中の電子により生成される。電子を供給する物質は o-Ps を生成するために不可欠である。しかしこれらの物質は o-Ps 中の陽電子との間で pick-off と呼ばれる対消滅を起こすために、寿命測定の主要なバックグラウンドとなる。このため測定される o-Ps の崩壊率 λ_{obs} は、真空中での崩壊率 $\lambda_{3\gamma}$ と pick-off 消滅率 λ_{pick} の和で表され、

$$\lambda_{obs}(t) = \lambda_{3\gamma} + \lambda_{pick}(t) \tag{2}$$

となる。この pick-off の効果を如何に補正し、真空中の寿命を評価するかが、実験の成否を分ける重要な鍵になる。ここで pick-off 消滅率が時間の関数になるのは、後述する熱化過程を取り入れているためである。

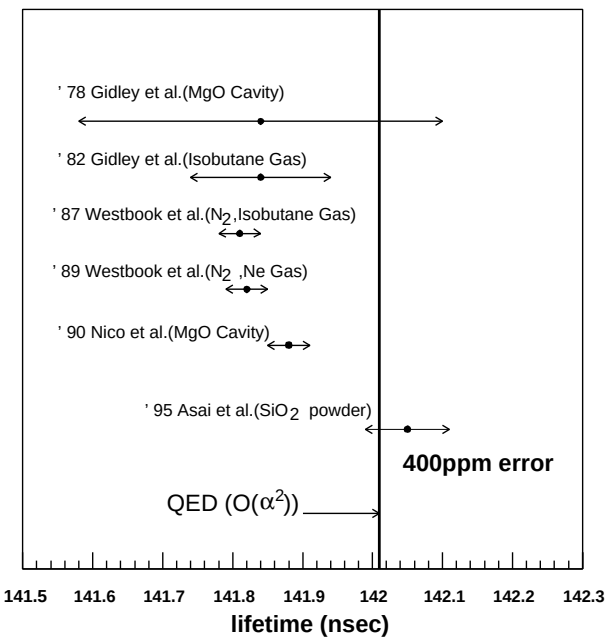

図 1. o-Ps 寿命測定の歴史　1990 年以前のミシガン大学グループの寿命測定は、一貫して QED $O(\alpha^2)$ よりも短い結果が得られている。

従来のすべての実験は、o-Ps 生成物質の密度を変えて寿命の測定を行ない、各点での値を密度ゼロに外挿することによって真空中の寿命を評価して来た。しかしこの手法には、o-Ps の「熱化に伴う問題点」がある。o-Ps は生成された直後約 $1eV$ の運動エネルギーを持っている。これが、物質と弾性散乱を繰り返しながら徐々に速度を落し、常温 $(\sim 0.03eV)$ になるまでの過程を熱化と呼ぶ。十分に熱化していない o-Ps は高速で運動しているため、単位時間当たりの物質との衝突頻度も高く、従って pick-off の確率も高い。物質密度を低くすると熱化にかかる時間が非常に長くなるため、測定は熱化していない o-Ps からの系統誤差を大きく受けることになる。外挿を用いる従来の方法が有効になるためには、熱化過程が十分早く終了していて、$\lambda_{pick}(t)$ を定数として扱うことが出来るという仮定が必要になる。

ところが熱化過程の影響に関しては、ミシガン大学のグループも、最近ガス中での測定を実際に行ない、以前彼らが考察していたよりも熱化に時間がかかることを認めている [13]。したがって外挿を用いる従来の方法で実験した場合、pick-off の効果を正しく評価することが出来ずに、寿命を短く測定してしまう可能性があった。

1.5. 熱化過程を測定に取り込む

我々は、独自に o-Ps の寿命測定方法としてまったく新しい手法を考案した。その方法とは、問題になっている熱化過程をむしろ積極的に測定に取り込むことにより、外挿などの手段によらず、o-Ps の寿命を直接求めることが出来るものである。この手法を用いて 1995 年に行なった実験の結果は、400ppm の誤差で得られ、ミシガン大学の結果を否定し、誤差の範囲で QED $O(\alpha^2)$ と一致するものであった (図 1 参照)[14]。

この測定により「オルソポジトロニウムの寿命問題」の原因を理解し、その影響を受けない測定手法が確立されたが、測定本来の目的である「高次補正の実験的な検証」を行なうには統計・系統誤差ともに大きく、精度は十分ではなかった。また測定系の時間特性精度に不十分な点があり、これ以上の精度を得るためには抜本的にセットアップを改良する必要があった。

2. 測定

1998 年から、時間特性向上を中心にして全面的にセットアップを見直し、新しい測定系の有効性を評価するために、いくつかのテスト測定を行なってきた。ここでは

まず新しい手法について説明しよう。

2.1. 新しい測定手法の原理

観測される o-Ps の崩壊率を式 (2) のように時間依存の形式で表したとき、時間 t における o-Ps の存在数 $N(t)$ は、

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\lambda_{3\gamma}\int_0^t \left(1+\frac{\lambda_{pick}(t')}{\lambda_{3\gamma}}\right)dt'\right) \qquad (3)$$

となる。$\lambda_{pick}(t')$ が時間の関数になっているのは、上述した熱化の過程を取り込んでいるためである。ここで pick-off は 2 対消滅なので $511keV$ の単色スペクトラムをつくり、3γ 崩壊は 3 体なので $511keV$ 以下の連続分布になる。この 2 種類の γ 線はエネルギーを精密に測定すれば容易に識別がつくので、放出された γ 線のエネルギーと時間の両方を正確に測定することが出来れば $\lambda_{pick}(t)/\lambda_0$ を時間の関数として求めることが出来る。そして式 (3) を用いて、time spectrum を fitting すれば、熱化の影響による不定性なしに直接 $\lambda_{3\gamma}$ を決定することが出来る。

2.2. 実験のセットアップ

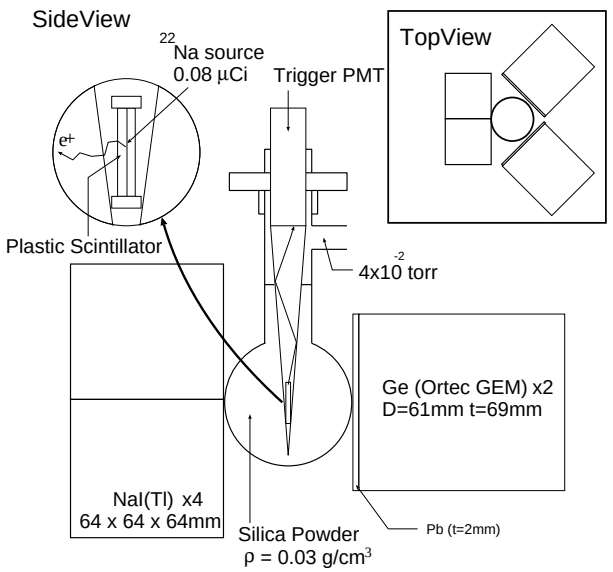

図 2. 実験セットアップを摸式的に表したもの

図 2 が現在の測定系のセットアップである。非常に弱い ^{22}Na の陽電子線源 $(0.08\mu Ci)$ を、厚さ $100\mu m$ のプラスチックシンチレータのシートで挟み、薄い $25\mu m$ 厚のアルミナイズド・マイラーで作ったコーンの中に保持している。このコーンは密度 $0.03g/cm^3$、粒子径 $7nm$ のシリカパウダー (SiO_2) で満たしたフラスコ中に置かれており、このフラスコは $4\times10^{-2}torr$ まで真空引きされている。線源から出たほとんどの陽電子はプラスチック・シンチレータを通過してトリガー信号を作る。このトリガー信号が各検出器用 TDC のスタート入力に入れられ測定の基準時間になる。一方、コーンを通過した陽電子は、シリカパウダー中で止まりポジトロニウムを生成する。その崩壊で出てくる γ 線は 2 種類の検出器で測定される。

γ 線測定にはゲルマニウム半導体検出器 (Ge) と NaI($T\ell$) シンチレーション検出器を用いており、どちらもエネルギーと同時に時間も測定する。

Ge 検出器の主な役割は、精密なエネルギースペクトルを測定することによって、$\lambda_{pick}(t)/\lambda_{3\gamma}$ を決定することである。ここで、$\lambda_{pick}(t)/\lambda_{3\gamma}$ は 0.01 未満の小さな割合であるため、式 (3) から分かるように、$\lambda_{pick}(t)/\lambda_{3\gamma}$ からの誤差の伝搬が寿命に与える影響は十分に抑制される。そのためここでは統計を溜めることよりも、pick-off と 3γ イベントを確実に分離することを重視し、エネルギー分解能のよい Ge 検出器を採用している。

一方 NaI($T\ell$) 検出器の役割は統計を十分に溜めて、fitting に用いる精密な time spectrum を得ることにある。この time spectrum を用いて直接寿命を決定するため、統計の多さを最重要視する必要がある。NaI($T\ell$) 検出器はシグナルの立ち上がりが速く、時間応答に優れているため、正確な time spectrum を得られるという利点がある。同時に、検出効率が高く、また安価なため大立体角を覆うことが可能であることから統計を多く溜めることが出来る。以上の理由により、ここでは NaI($T\ell$) 検出器を採用している。

2.3. $\lambda_{pick}(t)/\lambda_{3\gamma}$ の決定

図 3 の実線が Ge 検出器で得られたエネルギースペクトルである。3γ による $511keV$ 以下の緩やかな連続分布の上に、pick-off 消滅による $511keV$ のピークがのっているのが分かる。図のピークを持たない点線の連続分布はモンテカルロ・シミュレーション (MC) で 3γ 分布を再現したものである。この MC は $O(\alpha)$ の効果まで取り入れていて、測定データの連続分布を非常に良く再現していることが分かる。測定データから MC を引いた図中の n_{pick} が pick-off イベントの個数になる。また図のように $480keV$ から $505keV$ の間の 3γ イベントを $n_{3\gamma}$ と定義すると、この数の比率 $n_{pick}/n_{3\gamma}$ に規格因子をかけたものが $\lambda_{pick}/\lambda_{3\gamma}$ になる。この pick-off の割合 $\lambda_{pick}/\lambda_{3\gamma}$ が時間と共に推移していく様子を plot したものが図 4 である。ここで横軸の時間は、放射線源から陽電子が放出された時間を基準にしたものである。この

fitting で得られた関数 $(\lambda_{pick}(t)/\lambda_{3\gamma})$ は後程 NaI($T\ell$) 検出器の time spectrum fitting で用いる (式 (3) を参照)。図から熱化の過程は非常にゆっくりと進行し、十分に熱化するまでには $\sim 600nsec$ 程度の時間が必要であることが分かる。

2.4. NaI($T\ell$) の time spectrum fitting

図 5 が NaI($T\ell$) 検出器の time spectrum である。3γ イベントを効率良く抽出するために、NaI($T\ell$) 検出器で得られたエネルギーが $350 \sim 450keV$ であるイベントを選択している。時間 $t = 0$ にある鋭いピークはプロンプト・ピークと呼ばれ、ポジトロニウムが生成せずに e^+, e^- が対消滅したものと、p-Ps の崩壊からの $2\gamma(\tau_{p-Ps} \simeq 125psec)$ の寄与が混ざったものである。その後に続く緩やかなスロープが o-Ps の 3γ 崩壊によるものである。$t > 1\mu sec$ に続く平らな部分は、トリガーを作った陽電子とは無相関な γ 線で stop 信号が作られたもので、アクシデンタル・イベントと呼んでいる。

3γ 崩壊イベントが線源強度に比例する一方、アクシデンタル・イベントは線源強度の 2 乗に比例する。そのため 3γ 崩壊のスロープを長く取るためには線源強度を弱くする必要がある。従来ミシガン大学で行なわれてきた実験では、数 $mCi \sim$ 数十 mCi の非常に強い線源を用いているため、アクシデンタル率が非常に高く、fitting に使用できるスロープが短くなる。一方、速い時間帯側 $(t < 600nsec)$ は熱化による系統誤差を大きく受けてしまう。そのため、fitting に有効なスロープの領域は少なく、結果は必然的に信頼性の薄いものになる。上述した理由により我々は非常に弱い放射線源を使用している $(0.08\mu Ci)$、その結果、図 5 のように o-Ps の寿命の約 8 倍もの長さのスロープを使用することが出来る。

この崩壊カーブを式 (3) を用いてフィットすることになる。ここで fitting 領域の右端 (stop time) は $10\mu sec$ に固定し、左端 (start time) は $100nsec \sim 600nsec$ とし、その間をスキャンすると、図 6 の結果が得られた。ここで注意しなくてはいけないのは、図 6 上の任意の 1 点を得るのに必要なデータ・セットは、常にその右側の点を作るデータ・セットの上位集合になっていることである。このため plot の各点は統計的に独立ではない。図中、実線の誤差は fitting(MINUIT) からの寄与で、点線の誤差は Ge 検出器のデータを用いて決定した $\lambda_{pick}(t)/\lambda_{3\gamma}$ の誤差が伝搬してきたものである。

ここで得られた結果と plot はすべて 1999 年 4 月に行なった 1ヵ月半程度のテスト実験のデータを用いている。そのため結果を見ても分かるように、統計誤差自体がかなり大きい。しかしこの統計誤差の範囲でもはっきりと言えることは、新しい setup でのデータが 1995 年の結果を非常に良く再現していることである。

そこで次節では、1995 年の測定からの改良点、そして 1999 年 4 月のテスト実験後に更に新しく導入した手法などを中心に、この精密測定においてどのような効果が問題になるのか、そして要求される精度はどれくらいなのかを説明する。

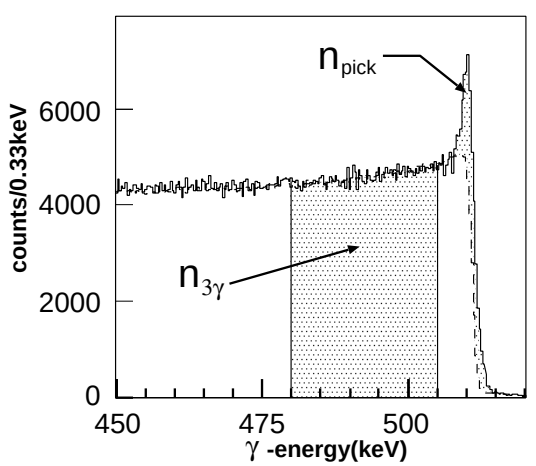

図 3. Ge 検出器のエネルギースペクトル　外側の実線が測定で得られたものである。トリガーシグナル後、$160nsec \sim 710nsec$ のイベントだけを取り出している。点線は 3γ イベントを再現したモンテカルロ・シミュレーションによるもの。

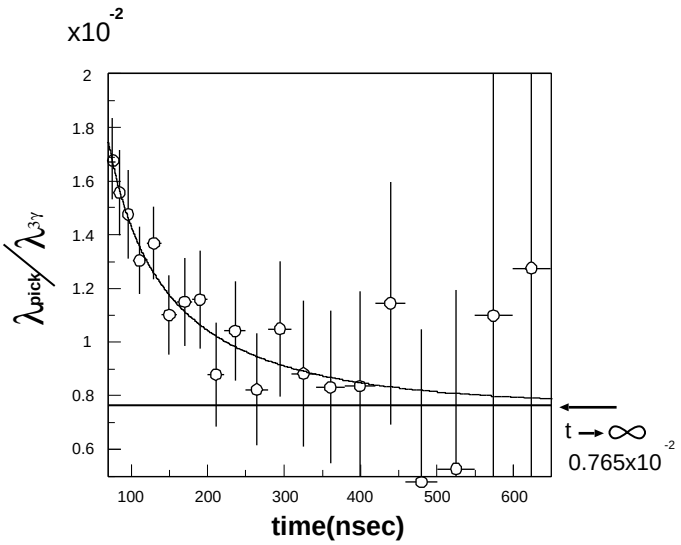

図 4. pick-off の割合の時間推移　緩やかに pick-off の割合が減っていることは、熱化の過程に時間がかかることを示している。

3. 具体的な問題点と改良点

3.1. Pile-up 事象の抑制

TDC で得られた時間情報を本来の time spectrum に焼き直す時に、γ 線のエネルギーの大きさ (チャージ型 ADC の値) に応じて time-walk の補正をする必要がある。このとき pile-up 事象が起きると、チャージは加算されるのでエネルギーは大きく見積もられる。そのため、もしこの様にエネルギー情報が間違っていた場合、time-walk 補正の大きさが変わってしまうので、time spectrum の形に大きな影響を与えてしまう。そこで pile-up 事象は出来るだけ抑える必要がある。

1995 年の実験では、time spectrum 測定用検出器として CsI(Tℓ) 検出器を使用していた。CSI(Tℓ) 検出器の場合、検出効率が高いという特徴がある一方、シンチレーションの減衰時間が $1\mu sec$ と比較的長い。ADC のゲートはトリガーのタイミングを使って共通に開いていたため、十分に遅いイベントも取る必要性から $12\mu sec$ もの長いあいだ開く必要があった。当然長いゲートでチャージを貯めると言うことは pile-up を意味する。

そこで今回我々は、各検出器の ADC チャンネルに対応するゲートを各々独立にした。すなわち、ADC ゲートを各検出器のシグナルのタイミングで開くことが出来るため、シグナルが収まるようになるべく短いゲートを使うことが出来る。

また、シンチレータを減衰時間 $230nsec$ である NaI($T\ell$) 検出器に替えることにより、ゲート時間自体を狭めることが出来た ($3\mu sec$ 幅)。ここで、この立ち上がりからテイルまでが十分に入り切るゲート ($3\mu sec$ 幅) での ADC 情報 (WIDE GATE ADC) と同時に、立ち上がり前 $200nsec$ の ADC 情報 (BASE ADC)、立ち上がりから減衰の途中までのゲート ($250nsec$ 幅) での ADC 情報 (NARROW GATE ADC) を取っている。

- BASE ADC を見ることにより、シグナルの直前に減衰途中のシグナルがないかどうかが分かる。減衰途中に pile-up した形でシグナルが来ると、本来の時間より早く threshold を越えるので時間情報が早くなると同時にエネルギーも大きく見積もられてしまう。

- WIDE GATE ADC と NARROW GATE ADC を比較することにより、NARROW GATE が閉じた後に pile-up が起きたかどうかが分かる。

従って、上記のようなカット条件を変化させることで、pile-up 事象から起因する系統誤差を評価し、時間応答の不明瞭さを解決することが出来るようになった。

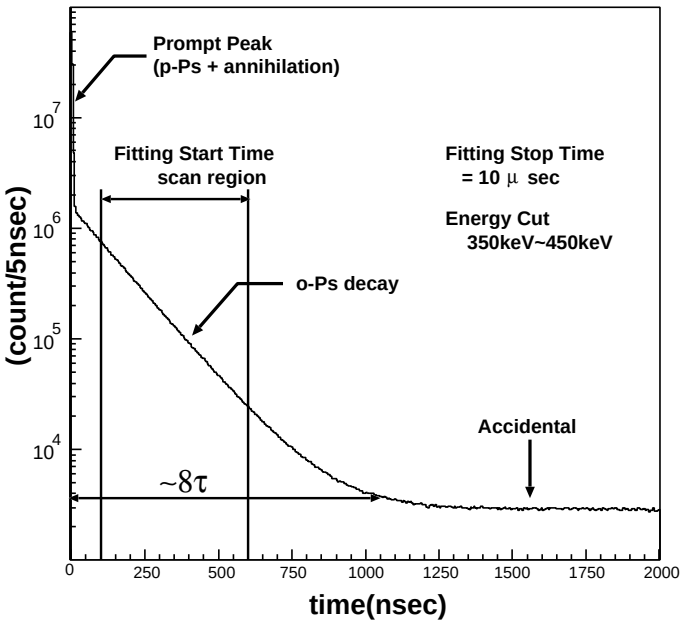

図 5. NaI($T\ell$) 検出器の time spectrum $t = 0$ のプロンプト・ピークはポジトロニウムが生成されずに e^+, e^- が対消滅したものと、p-Ps 崩壊からの寄与が混ざったもの、その後に続く緩やかなカーブが o-Ps 崩壊による 3γ イベントである。$t > 1\mu sec$ に続く平らな部分は、トリガーと無相関な γ 線で stop 信号が作られたアクシデンタル・イベントである。

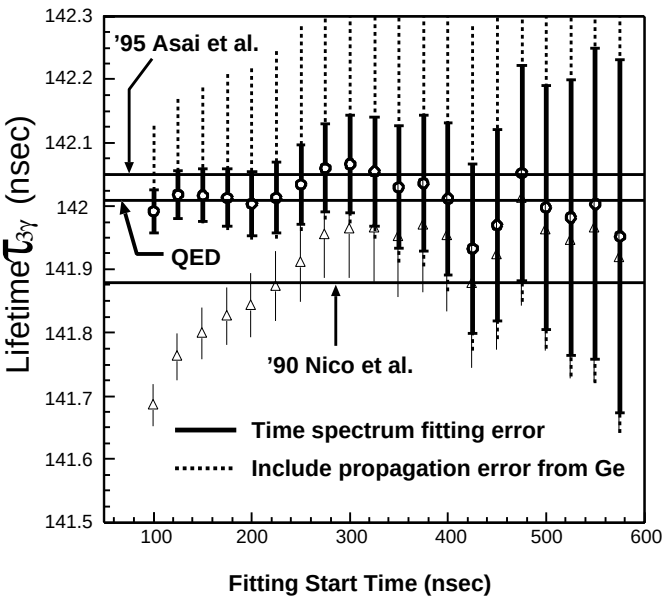

図 6. NaI($T\ell$) 検出器の time spectrum fitting の結果　三角点の plot は、熱化の効果を考慮せずに単純な指数関数で fitting を行なった場合の結果である。丸点の plot は、熱化の効果を取り入れて fitting を行なった場合の o-Ps の寿命を表す。太い実線は fitting における誤差を、点線は $\lambda_{pick}(t)/\lambda_{3\gamma}$ から伝搬してくる誤差を表す。

3.2. TDC の線形性

従来型の TDC は大まかに、内蔵 ADC 型とクロック・カウンター型の 2 種類に分けられる。

内蔵 ADC 型は start 信号から stop 信号までの間コンデンサーに電荷を貯め、それを AD 変換することで時間を求めている。そのため内蔵している ADC の線形性をそのままの形で受けてしまい、微分非線形性 (DNL···differential nonlinearity)、積分非線形性 (INL···integral nonlinearity) ともに比較的大きい。

一方、クロック・カウンター型のものは内部クロックで start,stop 信号の時間差中カウントする方式なので、INL はクロックの精度 (10^{-6}) で決まり、非常に小さい。しかし内部のカウンターが引き込む電流がビットの繰り上がりで異なり、結果としてカウントが 2,4,8,16channel··· などの倍数毎に, 周期性を持って bin 幅が変化する現象が起こる (DNL が大きい $\sim$ 数%)。

これらの特性を補正するためには各 bin 幅の正確な情報が必要であり、DNL,INL 補正用の別の測定をしなくてはいけない。測定方法として例えば、start 信号としては放射線源から作ったまったくランダムな時間のシグナルを入れ、stop 信号としてはクロックから作った正確な一定間隔のシグナルを入れ、その TDC 分布を見る方法がある。この場合理想的にはまったくランダムな時間差なので、フラットな TDC 分布が得られるはずだが、実際の TDC 分布は $\ll$ 統計誤差+DNL 特性による bin 幅の違い $\gg$ でギザギザしたものになる。DNL 特性だけを浮き彫りにして見るためには統計誤差を十分に減らす必要があり、本番の長期測定に近い補正用測定をする必要がある。また DNL は測定レートに依存するので、この補正用測定を速い測定レートで行ない (線源を強めるなどして) 時間を短縮する方法は取れない。

そこで今回、実験用途に合わせて DNL,INL 共に非常に小さい TDC の開発を KEK の回路室と共同で行なった。この TDC はダイレクト・クロック・カウンター方式を用いている。2GHz 周期の外部オシレータ・クロックを使って、start-stop シグナルの時間差をカウントしている。従来のカウンター方式の TDC では、基板上のカウンター IC に直接 start,stop 信号を入れているため、各 bit の繰り上がりによる電流の引き込みの違いが初段 bit の on,off に影響し、カウンターの数に依存した形で bin 幅が異なっていた。

KEK 製 TDC では、入力段の 1bit 目のカウンター部と上位 bit の部分を分離することによって、初段 bit の on,off にカウンターの数が影響しないようにした。また、グランド基板を強化し、カウンターが繰り上がる際のグランド基板のふらつきを抑えることにより、グランド基板伝いの電流引き込みの影響が出ないようにした。

以上の条件を揃えた結果、INL に関しては、オシレータ自身の精度で得られ 10^{-6}、DNL に関しては、0.1%以下の精度に (1nsec resolution で) 抑えることが出来た。また full range は 16bit で $\sim 32\mu sec$ となり、十分に長いものが得られている。

もともと、INL の補正をすることは時間軸方向の絶対値を操作することであり、寿命決定が最終目的であるこの測定においては、一歩間違えれば致命的になりかねない行為である。今回の new TDC の開発の結果、絶対時間に補正をかける必要がなくなり、非常にクリーンで信頼のおけるデータを得ることが出来るようになった。

3.3. Ge 検出器の時間応答

Ge 検出器の時間応答は遅く、波形の立ち上がりには 100nsec 近くかかる。そこで時間計測をする時は特別なシステムを組む必要がある。通常の手段としては、まず FFA(fast filter amplifier) で波形を整形し、CFD(constant fraction discriminator) で波形の立ち上がり方の差による時間差を補正する [15]。ここで Ge の結晶には 2500V 程度の高電圧をかけるが、構造上電圧の不均一な場所があり、図 7(a) の様に 100nsec 以上後に遅延するような成分がある (slow risetime event···SRT と呼ぶ)。この成分は CFD module が持っている機能

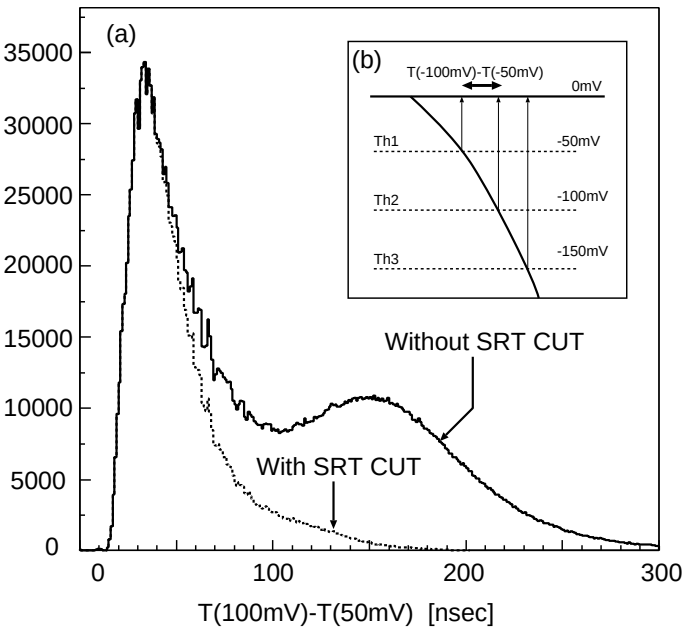

図 7. (a)Ge 検出器の時間応答 コブになって見えるのが SRT イベント。オフラインで SRT cut を行なうことにより、きれいに SRT イベントを落せることが分かる。(b)3LEVEL の threshold 各レベルでの時間情報を元にして、SRT cut を行なうとともに、 time walk の補正も行なう。

に、シグナルが threshold level:-50mV、-100mV を越える時間差が 25nsec 以上かかるイベントをカットするというものがあるため (SRT reject 機能)、ハードウェア上で落すことが出来る。しかし、ある割合で t=0 での Prompt イベントが 3γ のスロープに雪崩れ込むことがあり、その結果図 4 のように、データ点がばらつく。特に t=100nsec 以前の速い成分は Prompt の影響を受けている可能性が大きく、SRT cut を確実に行なわなくては、速い時間帯における熱化過程を確実に抑えることが出来なくなり、信頼のおける補正を行なうことが難しくなる。そこで我々が導入したのは、CFD を使わず

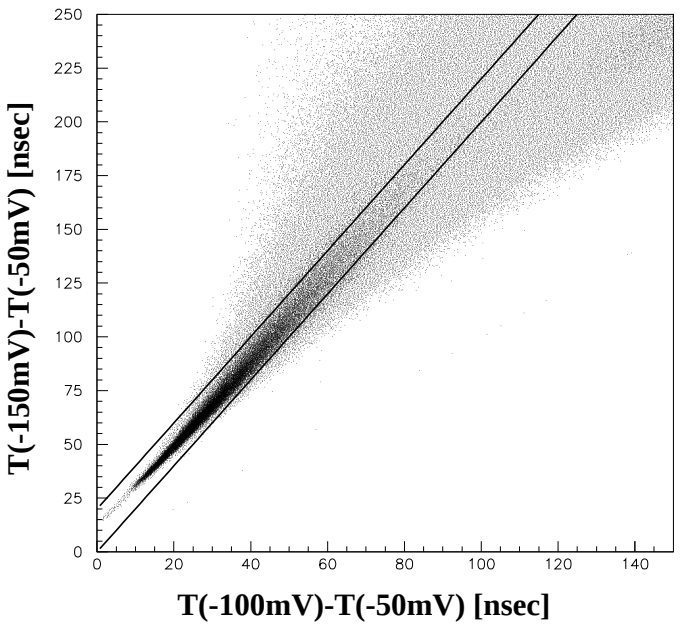

図 8. 新しく導入した SRT cut　図 7(b) の 3 レベルのうち、Th2-Th1 の時間差を横軸に、Th3-Th1 の時間差を縦軸にして 2 次元 plot したもの。対角線上のイベントを取ることにより、効率良く SRT を落すことが出来る。

に 3LEVEL(Th0:-50mV,Th1:-100mV,Th2:-150mV) の leading edge discriminator を使って SRT cut を行なう方法である (図 7(b))。本来の timing で来た Ge のイベントの場合、Th2-Th0 の時間差と Th1-Th0 の時間差の関係は図 8 の様に直線上にのる。そこで対角線を残すようなカットをすると、図 7(a) の点線の様に SRT だけきれいに落すことが出来る。

またこの 3LEVEL を用いる手法の利点は、今まで CFD が行なっていた time walk 補正を、Th0,Th1,Th2 の時間情報を元にオフラインの解析上で行なうことが出来ることである。図 7(b) から分かるように、1 次近似においては、Th0,Th1 での時間差分を外挿すれば、シグナルの立ち上がりでの時間が正確に求まる。

この方法を用いて Ge 検出器の時間応答を求めたところ、CFD 使用時に $\sigma \sim 8.0 nsec$ であった時間分解能が $\sigma \sim 4.0 nsec$ まで向上することが分かった。Th2 の時間情報を用いて外挿方法を最適化することが出来れば、更なる時間分解能の向上も期待できる。

4. まとめと展望

非常に簡略ではあるが、o-Ps の精密寿命測定について紹介してきた。1.2 でも強調したように、束縛系 QED の高次補正検証を行なうためには $200 ppm$ 以下の実験精度での測定が必要になる。我々は現在の方法で、最終的に精度 $150 ppm$ の測定を目指している。

また、理論側のテクニックも進歩し、パラ・ポジトロニウムの $O(\alpha^2)$ 補正項については完全な計算がつい最近終了し [16]、以前見積られていた量よりもかなり小さいことが分かった (o-Ps と同様な定式化において 2 次の係数は $B_p = 1.73(30)$ とかなり小さいことが分かった)。著者の一人、Andrzej Czarnecki 氏は、「o-Ps についても全く同様な手法が適用することが出来るので、B_o に関してもかなり小さいことが予想される [17]。」とコメントしている。したがって、1.2 で述べたように一方では部分的に行なわれてきた計算を足した結果として、$B_o = 99$ 程の大きさにもなるが、他方ではパラ・ポジトロニウムと同様に $B_o \approx 1$ になる可能性もある。この違いは、$200 ppm$ 以下の精度で測定結果が求まれば、明確に判別することが出来るものであり、我々の実験によって近い将来において決定することが期待される。

この束縛系 QED の高次補正項の理解は、束縛系 QCD への応用が考えられる。QCD では結合定数 α_s が大きいため、QED とは異なり 2 次以上の高次項からの寄与が、1 次項からの寄与に匹敵する大きさであることが分かっている。一方で、クォーコニウムなどの束縛系 QCD 粒子は Ps との類似性から、エネルギー準位などの構造が Ps と同一であることも知られている。

そのため、高次補正項の理解は、重要な課題であり、ここでの研究がクォーコニウムなどの束縛系 QCD の物理を理解する上で、大きく貢献することになるであろう。

参考文献

[1] G. S. Adkins, Phys. Rev. Lett. **76**, 4903 (1996).

[2] W. E. Caswell and G. P. Lepage, Phys. Rev. A **20**, 36 (1979).

[3] S. G. Karshenboim, JTEP **76**, 541 (1993).

[4] S. Asai, *New measurement of orthopositronium lifetime*, Ph. D. thesis, 1994, University of Tokyo.

[5] J. S. Nico, D. W. Gidley, A. Rich and P. W. Zitzewitz, Phys. Rev. Lett. **65**, 1344 (1990).

[6] S. Asai, S. Orito, K. Yoshimura and T. Haga, Phys. Rev. Lett. **66**, 2440 (1991).

[7] S. Orito, K. Yoshimura, T. Haga and M. Tsuchiaki, Phys. Rev. Lett. **63**, 597 (1989).

[8] S. Asai, K. Shigekuni, T. Sanuki and S. Orito, Phys. Lett. B **323**, 90 (1994).

[9] M. Tsuchiaki, S. Orito, T. Yoshida and M. Minowa, Phys. Lett. B **236**, 81 (1990).

[10] T. Mitsui, K. Maki, N. Muramoto, T. Sato and S. Asai, Europhys. Lett. **33**, 111 (1996).

[11] T. Mitsui, R. Fujimoto, Y. Ishisaki, Y. Ueda, Y. Yamazaki, S. Asai, and S. Orito, Phys. Rev. Lett. **70**, 2265 (1993).

[12] S. Asai, S. Orito, T. Sanuki, M. Yasuda, and T. Yokoi, Phys. Rev. Lett. **66**, 1298 (1991).

[13] M. Skalsey, J. J. Engbrecht, R. K. Bithell, R. S. Vallery, and D. W. Gidley, Phys. Rev. Lett. **80**, 3727 (1998).

[14] S. Asai, S. Orito and N. Shinohara, Phys. Lett. **B357**, 475 (1995).

[15] EG & G ORTEC, Principles and Applications of Timing Spectroscopy, AN-42.

[16] A. Czarnecki, K. Melnikov, A. Yelkhovsky, Phys. Rev. Lett. **83**, 1135 (1999).

[17] Andrzej Czarnecki, private communication.