

金属表面で生成する
オルソポジトロニウムのエネルギー分布測定

東京都立大学大学院理学研究科修士課程2年
高エネルギー実験研究室所属

学修番号 0283395

田邊 徹

平成16年1月9日

論文要旨

学修番号 0283395 氏名 田邊 徹

我々は、ボーズ・アイシュタイン凝縮 (BEC) をポジトロニウム (P_s) で実現させるための基礎実験としてレーザー冷却実験を進めてきた。レーザー冷却は BEC を達成させるほどの極低温をつくり出すためには極めて有効な手段であり、現在まで通常原子であるアルカリ原子などにおいて確立されてきた技術である。我々が対象としている P_s は、粒子・反粒子系であるために、極めて短時間で γ -ray に崩壊するため、通常原子とは違った新しい冷却手段を必要とする。我々が特に注目しているオルソポジトロニウム (o - P_s) の寿命も 142nsec と短いため、効率良い急速冷却法と、冷却された o - P_s の測定法を確立しなければならない。この目的に向けて、 P_s 生成のための低速陽電子ビームラインと P_s の励起エネルギーである波長 243nm の紫外線レーザー装置を開発した。

P_s のレーザー冷却の効果を検証するためには、 P_s 生成のためのターゲットから放出された P_s の運動量分布を詳細に調べる必要がある。我々が冷却対象としている熱脱離 P_s の速度分布は金属表面から放出される時、金属ターゲットの温度に依存した Maxwell-Boltzmann 分布に従うと予想される。冷却効果は Time-of-Flight 法によって、金属から放出された P_s の速度分布の変化を調べることで検証できる。

しかしながら、現在までに同実験を繰り返し行った結果、陽電子の再入射の存在によりエネルギー分布を正確に求めることが困難であると判明した。陽電子の再入射とは、金属標的に入射した陽電子の一部が放出され、ビームライン上流で反射されて金属標的に再入射するという現象である。このため、解析に使用できる時間が、熱脱離 o - P_s 生成後の 110 ~ 210nsec に限定され、崩壊寿命測定やエネルギー分布測定の妨げとなっていた。この現象を防ぐための機構をビームラインに導入することで、210nsec 以降まで解析可能な範囲を広げ、精度を高めることができた。実際に、TOF 法により速度分布を測定することで得られた熱脱離 o - P_s の温度は、1000K のターゲットにおいて、 1049 ± 103 [K] と求まり、ターゲット温度とよく一致した結果が得られた。

目次

第1章	序章	1
第2章	ポジトロニウムの発生機構	4
2.1	金属へ入射された低速陽電子の熱化過程	4
2.2	高速ポジトロニウム (Fast Ps)	5
2.3	熱脱離ポジトロニウム (Thermal Ps)	6
第3章	実験装置	9
3.1	低速陽電子ビームライン概観	9
3.2	陽電子ビームのエネルギー	10
3.3	陽電子蓄積型パルス化装置	13
3.4	ポジトロニウム生成部と多重 γ 線検出装置	15
3.5	陽電子再入射防止機構	17
3.5.1	崩壊時間分布における2次ピークの原因	17
3.5.2	陽電子再入射防止機構の原理	19
3.5.3	再入射防止機構の考察	21
第4章	測定結果	25
4.1	崩壊時間分布	25
4.2	Time-of-Flight 測定	28
第5章	解析	30
5.1	入射陽電子数	30
5.2	熱脱離 o -Ps の増加	31
5.3	熱脱離 o -Ps のエネルギー分布	33
第6章	結論と今後	38

目 次

1.1	BEC での温度と密度の関係	2
2.1	陽電子の金属表面ポテンシャル	5
3.1	低速陽電子ビームライン	9
3.2	ポテンシャル模式図	11
3.3	タングステンモデレータ	12
3.4	多段ディスク型加速装置	12
3.5	低速陽電子蓄積・パルス化装置の概要図	13
3.6	陽電子パルスの時間構造	14
3.7	低速陽電子蓄積・パルス化装置の外観	14
3.8	多重 γ 線検出装置図	16
3.9	多重 γ 線検出装置拡大図	16
3.10	2 次ピークを含む典型的な崩壊時間分布	17
3.11	反射陽電子の模式図	18
3.12	反射陽電子の模式図	19
3.13	$V_{target}=-950V$ 時のエネルギー拡がり	20
3.14	$V_{target}=-600V$ 時のエネルギー拡がり	20
3.15	ターゲット電位と ADC カウント	21
3.16	陽電子パルスの時間構造	22
3.17	$V_{target}=-600V, V_{target}=-950V$ の崩壊時間分布	23
3.18	崩壊時間分布	24
4.1	崩壊時間分布	26
4.2	崩壊 γ エネルギー分布	27
4.3	Time-of-Flight 測定	29
5.1	2 γ 、3 γ 崩壊混成比	30
5.2	熱脱離 o -Ps の生成	32
5.3	フィッティング開始時間に対する熱脱離 o -Ps の温度変化	35
5.4	1000K–300K、飛行距離 2cm の Time-of-Flight 測定フィッティング	36

5.5	ターゲット温度 = 1000K、飛行距離 2cm の Time-of-Flight 測定フィッティング	37
-----	---	----

表 目 次

2.1	金属に対する The activation energy と仕事関数エネルギー	8
3.1	陽電子線源の例	10
5.1	ターゲット 300K における崩壊時間分布測定時の ADC, TDC カウント	31
5.2	熱脱離 o -Ps の増加	31
5.3	Time-of-Flight 測定において、各温度における o -Ps のピークと、バックグラウンドとなる高速 o -Ps が出現すると期待される時間	35

第1章 序章

ポジトロニウム (Ps) とは、電子 (e^-) とその反粒子である陽電子 (e^+) の束縛状態にある水素様原子である。その換算質量は水素のほぼ半分である為、ボーア半径が水素原子の2倍、束縛エネルギーはその半分となる。また、Psは電子と陽電子のスピン状態によって2つの状態をとる。1つは寿命 125[psec] のスピン1重項状態パラ-ポジトロニウム (p -Ps)、もう1つは寿命 142[nsec] スピン3重項状態オルソ-ポジトロニウム (o -Ps) である。それぞれ偶数本 (主に2本) と奇数本 (主に3本) の γ 線に崩壊する ([1])。

我々は、比較的寿命の長い o -Ps に注目して種々の実験を行っており、その内の一つに Ps の ボーズ・アインシュタイン凝縮 (PsBEC) がある。これまで、通常のアルカリ原子においてレーザー冷却、磁気トラップ、蒸発冷却の組み合わせによりボーズアインシュタイン凝縮 (BEC) が達成されており [2][3]、1998年には D.G.Friedらにより、水素原子でも実現されている [4]。ただし、アルカリ原子や水素原子は、原子核 (ハドロン) を含むため粒子間に強い相互作用が働く。それに対して、Psはレプトンだけで構成させる原子であるために、強い相互作用がなく純粋に電磁相互作用だけで記述できるため、BECの検証には良い対象となる。

BECを起こすには、原子密度 n と熱的ド・ブロイ波長 λ_D が

$$n\lambda_D^3 \geq 2.612 \quad (1.1)$$

の条件を満たさなければならない。さらにド・ブロイ波長 λ_D は温度、質量と

$$\lambda_D = h/\sqrt{2\pi mk_B T} \quad (1.2)$$

という関係がある。よって、BECを起こすには温度と密度の間に一定の条件が必要になる。図 1.1 に温度と密度の関係を示す。この図 1.1 よりも上の領域において BEC が実現される。

Psの質量は 1.8×10^{-30} kg とあらゆる原子の中で最も軽い為、通常原子と比べて高温であってもそのド・ブロイ波長が長くなり、比較的高温で BEC 状態が実現できる。例として、原子密度 $1.8 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ であれば、水素原子が 1mK で凝縮するのに対し、Psは 1K で凝縮する (図 1.1 参照)。このような低温状態の Ps を得るための有効な手法として、1988年に $1S - 2P$ 間の準位を利用したレーザー冷却が提案されて

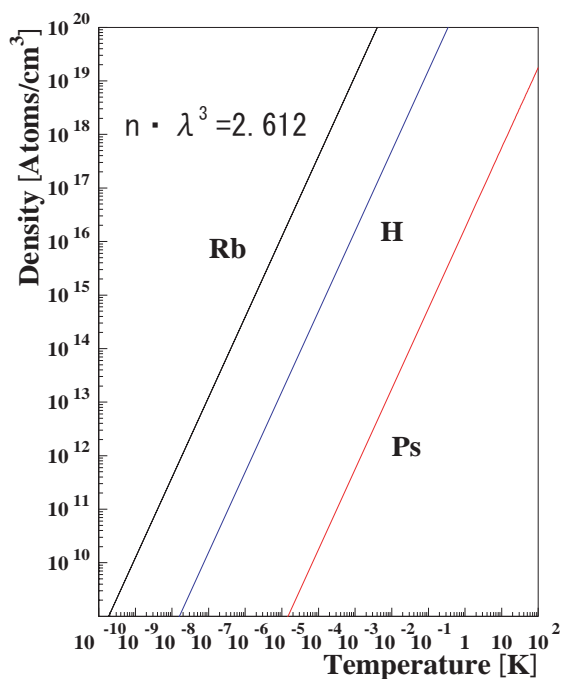


図 1.1: BEC での温度と密度の関係

いる [6]。我々は PsBEC の足掛かりとして、冷却温度 1K を目標とし、*o*-Ps のレーザー冷却実験を進めてきた [7]。

レーザー冷却の基本原理は以下の通りである。Ps の基底状態と励起状態の準位間に相当するレーザーを照射すると、基底状態の Ps は光子を吸収して励起状態になる (誘導吸収)。また、励起状態の Ps はレーザー場により誘導されて、光子を放出して基底状態に戻る (誘導放出)。Ps は誘導吸収・放出の 1 連のサイクルで光子の反跳を受けるが、反跳は大きさが等しく向きが反対であるため、お互いに打ち消し合い、運動量の変化はない。一方、励起状態にいる Ps が基底状態に戻る過程には誘導放出の他に、一定の寿命をもって自発的に基底状態に遷移する自然放出という過程がある。自然放出で放出される光子の方向はランダムである。そのため、誘導吸収・自然放出というサイクルが多数回繰り返されると、自然放出による運動量の変化は打ち消され、誘導吸収による運動量変化のみ残ることになる。結果、Ps の運動量変化は誘導吸収にのみ起因することとなり、レーザーを Ps の持つ運動量と逆方向に照射すれば運動量は減少することになる。

レーザー冷却の対象となる Ps は陽電子ビームを金属標的に照射することにより、

陽電子が金属表面の電子と束縛することで生成される。生成される Ps には 2 種類あり、1 つは金属表面から仕事関数分のエネルギー (1 ~ 数 eV) を持って放出される Ps (高速 Ps) で、もう 1 つは金属標的の温度に依存して熱運動エネルギーを持って放出される Ps (熱脱離 Ps) である。初期エネルギーとして数 eV 程度を持った高速 Ps を、レーザー冷却によって 1K まで冷却するには $1\mu\text{sec}$ 程度必要とする。これは $o\text{-Ps}$ の寿命を考慮すれば実行不可能である。一方、熱脱離 $o\text{-Ps}$ は金属標的が室温の場合には 39meV が代表的なエネルギーである。

ここで、熱脱離 $o\text{-Ps}$ の冷却を考える。十分なレーザー強度の場合、自然放出は 6.4nsec 程の頻度で起こる。自然放出の頻度が減少する理由として、誘導吸収・誘導放出のサイクルが誘導吸収・自然放出のサイクルに比べてはるかに多いため、1S 状態と 2P 状態にある Ps 数が同数となり、見かけ上自然放出の寿命が 3.2nsec の 2 倍の時間がかかるようになるからである。また、2P 状態から γ 線への直接崩壊寿命は 0.1msec であり 1S 状態からの崩壊寿命に比べて遥かに長いため、熱脱離 $o\text{-Ps}$ の崩壊寿命は通常の 2 倍の 284nsec となる。 39meV を持った熱脱離 $o\text{-Ps}$ は、一方向の平均速度を取ると $v_{Ps}=4.8 \times 10^4 [\text{m/s}]$ である。波長 $243 [\text{nm}]$ の光子の放出によって受ける Ps の速度変化 v_r は $v_r = \hbar k / 2 \pi m_{Ps}$ により $v_r = 1.5 \times 10^3 [\text{m/s}]$ である。 v_{Ps} をキャンセルするための光子の吸収回数は $v_{Ps}/v_r \cong 32$ 回である。レーザー強度が十分強いなら $32 [\text{回}]$ のサイクルを行なうには $2 \times 3.2 [\text{nsec}] \times 32 [\text{回}] \sim 200 [\text{nsec}]$ となり、レーザー場中での寿命 284nsec 内で冷却が可能である。放出された熱脱離 $o\text{-Ps}$ のうち、冷却開始から 220nsec 後に 7% が 1K まで冷却されると期待される [30]。

Ps のレーザー冷却の効果を検証するためには、Ps 生成のためのターゲットから放出された Ps の運動量分布を詳細に調べる必要がある。我々が冷却対象としている熱脱離 Ps の速度分布は金属表面から放出されるとき、金属ターゲットの温度に依存した Maxwell-Boltzmann 分布に従うと予想され、冷却効果は Time-of-Flight 法によって、金属から放出された Ps の速度分布の変化を調べることで検証できる [31]。しかしながら、現在までに同実験を繰り返し行った結果、ある現象によりエネルギー分布を正確に求めることが困難であると判明した。それは、金属標的に入射した陽電子の一部が放出され、ビームライン上流で反射されて金属標的に再入射するという事象の存在である。このため解析に使用できるのが熱脱離 $o\text{-Ps}$ 生成後 $110 \sim 210\text{nsec}$ に限定され、崩壊寿命測定やエネルギー分布測定の妨げとなっていた。今回、この現象を防ぐための機構を構築してビームラインに導入後、Time-of-Flight 法により熱脱離 $o\text{-Ps}$ のエネルギー分布測定を行った。

第2章 ポジトロニウムの発生機構

2.1 金属へ入射された低速陽電子の熱化過程

自由 Ps は、数 keV 以下のエネルギーの低い陽電子を金属表面に入射させることで生成できる。

金属に照射された低速陽電子はプラズモン散乱やフォノン励起によって急速に減速され、エネルギーを失う。5keV 以下のエネルギーで金属へ入射された陽電子が熱化されるまでの進入深度は 1000\AA 程度であるので [8]、ほとんどの陽電子が表面まで拡散して戻ってくることができ、電子の浸み出しによって形成される表面双極子層に出会う。表面双極子障壁 $\Delta\phi$ によって電子に対しては閉じ込める作用が働くが、陽電子に対しては金属外に閉め出す作用が働く。陽電子の仕事関数 $\Delta\phi_+$ は、 $\Delta\phi$ と陽電子の化学ポテンシャル μ_+ によって $\Delta\phi_+ = -\Delta\phi - \mu_+$ と与えられる。ここで μ_+ は $\mu_+ = E_0 - E_{corr}^+$ (E_0 は陽電子の金属中での零点エネルギー、 E_{corr}^+ は陽電子の周りに電子がクーロン力によって集まることによる相互作用の効果) である。

陽電子は金属の表面から放出される際、金属表面からの表面双極子層と、化学ポテンシャル、及び鏡像力を考慮したポテンシャルを実際に感じることになる。このポテンシャルの様子を図 2.1 に示す。図 2.1 に示されているように、多くの金属で金属中の陽電子のポテンシャルが正になる。この場合、陽電子の仕事関数は負となり、陽電子は仕事関数エネルギーによって、自由陽電子として金属から放出される。例として、実際に今までに行われた実験から Al(100) は $\Delta\phi_+ = -0.5[eV]$ 、W(111) は $\Delta\phi_+ = -2.54[eV]$ という結果が報告されている (表 2.1 参照)。その他 Au, Ag, Ge, Pt などの金属における仕事関数エネルギーとそれらのデータの出展を表 2.1 に示す。

また、金属表面に到達した陽電子には、非弾性散乱を受け表面ポテンシャルの井戸の中へ落ち、トラップされて表面状態陽電子となる過程も存在する。我々が研究対象としているのは、トラップされた表面状態陽電子が電子を捕獲することにより形成された熱脱離ポジトロニウムであり、仕事関数エネルギーによって放出された自由陽電子や高速ポジトロニウムはバックグランドとなる。

次に、バックグランドとなる高速ポジトロニウムと、研究対象である熱脱離ポジトロニウムの生成機構について詳しく述べる。

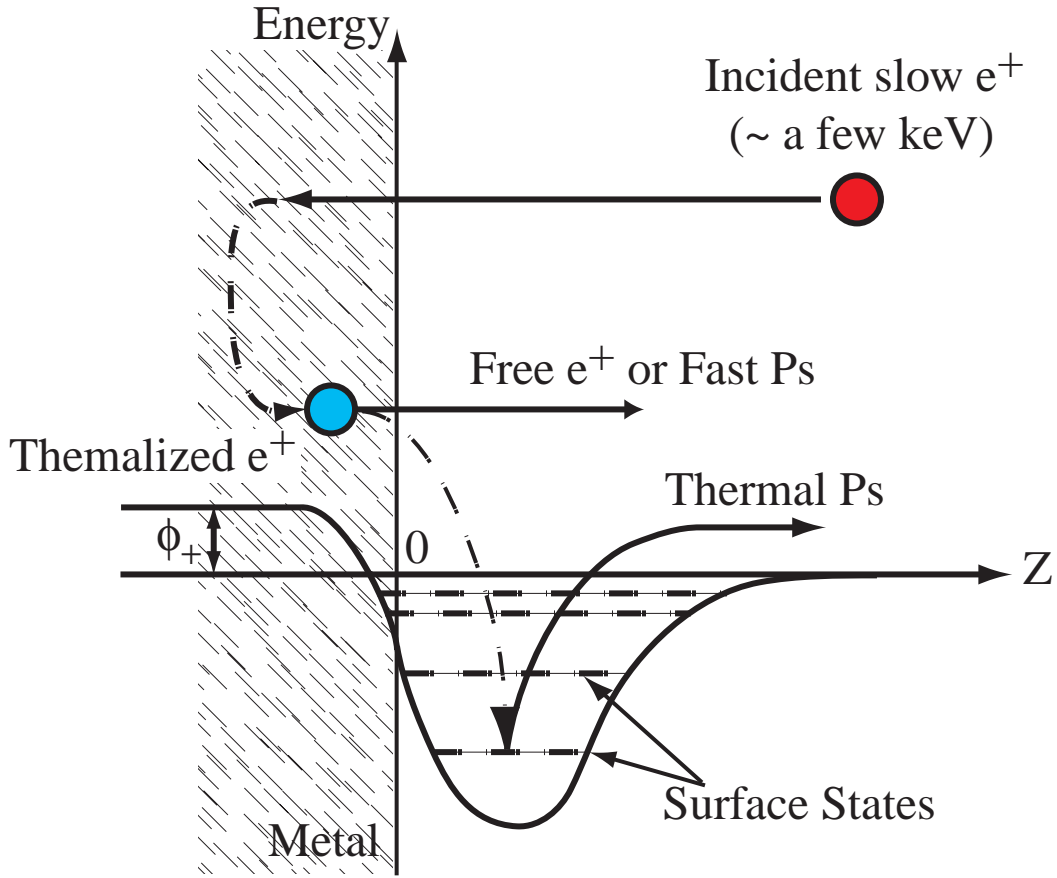


図 2.1: 陽電子の金属表面ポテンシャル

2.2 高速ポジトロニウム (Fast Ps)

金属へ照射された陽電子が表面まで拡散して戻り、かつ仕事関数 ϕ_+ が負の場合は自由陽電子として金属から放出される。しかし通常は、陽電子のまま放出されるよりも電子を捕獲して Ps として放出された方がエネルギー的に有利である。なぜなら Ps を形成することにより、Ps の基底状態の結合エネルギー $-\frac{1}{2}R_\infty = 6.8eV$ だけエネルギーの低下が起こり、このエネルギーは電子の仕事関数 ϕ_- よりもずっと大きいからである。ここで Ps が断熱的に形成されると、Ps はその仕事関数に等しいだけのエネルギーを持って金属から放出されることになる。Ps の仕事関数は電子の仕事関数 ϕ_- と陽電子の仕事関数 ϕ_+ と Ps の基底状態の結合エネルギー $-\frac{1}{2}R_\infty = 6.8eV$ を用いて

$$\phi_{Ps} = \phi_- + \phi_+ - \frac{1}{2}R_\infty \quad (2.1)$$

と表すことができ、全ての金属において $\phi_{Ps} < \phi_+$ となる。Ps の仕事関数 ϕ_{Ps} の大きさは、Al(100) で -2.58eV 、Au(111) で -1.95eV となっている [表 2.1]。これは、熱エネルギーにより放出される熱脱離ポジトロニウムに比べて、はるかに大きなエネルギーを持つため、金属ターゲットの温度による効果は無視することができる [9]。

2.3 熱脱離ポジトロニウム (Thermal Ps)

金属に照射された低速陽電子が表面まで拡散して戻ってくると、電子の浸み出しによって陽電子は金属表面の外側に図 2.1 のような井戸型ポテンシャルを感じるようになる。この井戸型ポテンシャルは金属表面から垂直に数 Å 程度の広がりがある。金属に入射された陽電子が熱化され表面まで拡散される過程において、表面の井戸型ポテンシャルの境界では多重散乱が起こり、この散乱によって陽電子には自由陽電子になるものや高速 Ps になるものの他に、エネルギーを失い、表面の井戸型ポテンシャルにトラップされる陽電子が存在する。表面ポテンシャル井戸にトラップされた陽電子の金属表面への束縛エネルギーは数 eV で、500psec 程度の時間で対消滅する。またポテンシャル井戸の垂直方向の空間的広がりが、熱化陽電子の de Broglie 波長よりも非常に短いために、表面井戸型ポテンシャルにトラップされる陽電子のトラップ率は金属の温度に依存しない [10]。

表面ポテンシャル井戸にトラップされた陽電子の一部は、対消滅する前に表面電子を捕獲して Ps を形成する。この Ps は金属の温度に依存した放出率を持って金属から脱離・放出される。このように金属表面付近で形成され、熱脱離によって放出される Ps のことを熱脱離ポジトロニウム (thermal Ps) と呼ぶ。金属の温度に依存した放出率 f は Ps を形成する確率 z (Ps formation rate)

$$z = z_0 \exp(-E_a/kT) \quad (2.2)$$

を用いて表すことができる。式 2.2 の The activation energy E_a は

$$E_a = E_b + \phi_- - \frac{1}{2}R_\infty \quad (2.3)$$

と表せる。ここで、 E_b は陽電子の金属表面での束縛エネルギー、 ϕ_- は電子の仕事関数、 $\frac{1}{2}R_\infty = 6.8\text{eV}$ は Ps の基底状態の束縛エネルギーである。これら E_a, E_b の過去の実験値および理論計算値を表 2.1 に示す。表 2.1 から分かるように E_b は熱エネルギーよりもはるかに大きいので、表面陽電子が単体で熱脱離することは無視できる。通常は表面束縛エネルギー E_b と電子の仕事関数 ϕ_- の和が Ps の束縛エネルギー $\frac{1}{2}R_\infty$ 程度であるために陽電子は Ps を形成したほうが表面から熱脱離する場合にもエネルギー的に有利となる。表面状態陽電子は表面電子と対消滅することによ

り 2γ 線に崩壊する過程と、Ps を形成する過程あり、この2つの過程は競合状態となる。 2γ 線に崩壊する確率を γ 、Ps を形成する確率を z とすれば、金属表面にトラップされた陽電子が熱脱離 Ps として放出される放出率 f_t は

$$f_t = \frac{zf_s}{\gamma + z} = \frac{z_0 e^{-E_a/kT} f_s}{\gamma + z_0 e^{-E_a/kT}} \quad (2.4)$$

となる。ここで f_s は陽電子が表面ポテンシャル井戸へトラップされる確率である。熱脱離 Ps の放出率は温度の上昇とともに増大し、逆に低温極限のとき放出率 0% と定義することができる。この場合は温度に依存しない高速 Ps のみが放出されると考えることができ、 $T \rightarrow 0$ で f_0 を定義することができる。高温極限 $T \rightarrow \infty$ では $f_\infty = f_0 + f_t$ と考えて良く放出率 f_t を実験的に決定することができる。また高温極限 $T \rightarrow \infty$ において $\gamma \ll z$ ならば f_s は温度にほとんど依存しない関数として考えることができ、結果として金属に陽電子を入射させたときの Ps の放出率 f は

$$f = f_0 + f_t = \frac{f_0 + (z/\gamma)f_\infty}{1 + (z/\gamma)} \quad (2.5)$$

と求めることができる [11]。

また熱脱離 α -Ps の速度分布はターゲットの温度に依存した Maxwell-Boltzmann 分布に従うと考えられ [12]、その速度分布は以下の式で与えられる。

$$\frac{dN}{dE_\perp} = A \exp\left(-\frac{E_\perp}{k_B T}\right) \quad (2.6)$$

ここで E_\perp は Ps の垂直方向のエネルギー、 T は Ps の温度、 k_B はボルツマン定数である。

	ϕ_- [eV]	ϕ_+ [eV]		ϕ_{Ps} [eV]	E_a [eV]	E_b [eV]
	(実験値)	(理論値)	(実験値)		(実験値)	
Ag(100)	4.64	+2.4 ^{a)}	+ ^{b)}	> -2.16	0.43 ^{c)}	2.59
(111)	4.74				0.46 ^{c)}	2.52
Al(100)	4.41	-0.5 ^{d)}	-0.19 ^{e)}	-2.58	0.64 ^{f)}	3.03
(110)	4.28	-0.3 ^{d)}	-0.05 ^{g)}	-2.57	0.40 ^{f)}	2.92
(111)	4.24	+0.1 ^{d)}	-0.04 ^{h)}	-2.60	0.34 ^{f)}	2.90
Au(111)	5.2	+1.1 ^{a)}	+ ⁱ⁾	-1.95 ^{r)}		
Be(0001)	5.10	-0.5 ^{j)}	+ ^{g)}	> -1.70		
Cr(100)	4.5	-2.2 ^{a)}	-2.6 ^{g)}	-4.9		
Cu(100)	4.59	+0.8 ^{a)}	+ ^{g)}		0.56 ^{f)}	2.77
(110)	4.48	+0.8 ^{a)}	-0.13 ^{k)}	-2.45	0.64 ^{f)}	2.96
(111)	4.85	+0.8 ^{a)}	-0.40 ^{k)}	-2.35	0.85 ^{f)}	2.80
Ge(111)	4.8		+ ^{l)}	> -2.0	0.83 ^{g)}	2.8
Ni(100)	5.22	-0.4 ^{a)}	-1.1 ⁱ⁾	-2.68	0.75 ^{m)}	2.33
(111)	5.35	-0.4 ^{a)}				
Si(100)	4.91				0.17 ^{f)}	2.06
(111)	4.74		-1.0 ⁿ⁾		0.49 ^{f)}	2.55
Sn(100)	4.4	+2.7 ^{o)}	+ ^{p)}	> -2.4	0.38 ^{p)}	2.8
W(111)	4.47	-2.1 ^{a)}	-2.54 ^{g)}	-4.87		
	4.47	-2.1 ^{a)}	-2.59 ^{g)}	-4.92	0.48 ^{q)}	2.81

^{a)} R.M. Nieminen and C.H. Hodges (1976) [13]; ^{b)} K.G. Lynn (1979) [14]; ^{c)} A.P. Mills, Jr. (1979) [15]; ^{d)} R.M. Nieminen and J. Oliva (1980) [10]; ^{e)} C.A. Murray and A.P. Mills, Jr. (1980) [16]; ^{f)} I.J. Rosenberg *et. al.* (1980) [17]; ^{g)} A.P. Mills, Jr. [18]; ^{h)} K.G. Lynn and H. Lutz (1980) [19]; ⁱ⁾ K.G. Lynn (refer to [18]); ^{j)} W. Brandt [20]; ^{k)} C.A. Murray *et. al.* (1980) [21]; ^{l)} A.P. Mills, Jr. (1978) [22]; ^{m)} Y.K. Ho (refer to [18]); ⁿ⁾ A.P. Mills, Jr. *et. al.* (1978) [22]; ^{o)} C.H. Hodges and M.J. Stott (1973) [23]; ^{p)} Y.C. Jean *et. al.* (1980) [24]; ^{q)} R.J. Wilson and A.P. Mills, Jr. (1983) [25]; ^{r)} R.H. Howell *et. al.* (1987) [26];

表 2.1: 金属に対する The activation energy と仕事関数エネルギー。 E_a は実験から得られている活性化エネルギーの値。 ϕ_- は電子の仕事関数エネルギーの実験値。 ϕ_+ は陽電子の仕事関数エネルギーの実験値と理論値。 ϕ_{Ps} は $\phi_{Ps} = \phi_+ + \phi_- - 6.80$ を使って算出した Ps の仕事関数エネルギー。ここで ϕ_+ は実験値で、 E_b は $E_b = 6.80 + E_a - \phi_-$ を用いて計算された陽電子の表面結合エネルギーである。

第3章 実験装置

3.1 低速陽電子ビームライン概観

Ps 生成のための低速陽電子ビームラインの図を以下に示す (図 3.1)。このビームラインは主に低速陽電子生成部・輸送部・蓄積型パルス化装置部・陽電子再入射防止機構・Ps 生成部から構成されている。真空装置は、イオンポンプ・ターボ分子ポンプ・ロータリーポンプの3つを組合せており、 $9 \times 10^{-9} Torr$ の真空度が実現されている。陽電子源には2003年12月の時点で $24mCi$ の ^{22}Na の β^+ 崩壊を利用している。

このビームラインの主な特徴としては、加速装置により陽電子ビームのエネルギーを自由に変えられる事、蓄積型パルス化装置を用いてパルスビームの繰り返しを自由に変えられる事、陽電子再入射防止機構により金属ターゲットで反射した陽電子の再入射を防止できる事、などが挙げられる。

以下、これらの特徴について述べる。

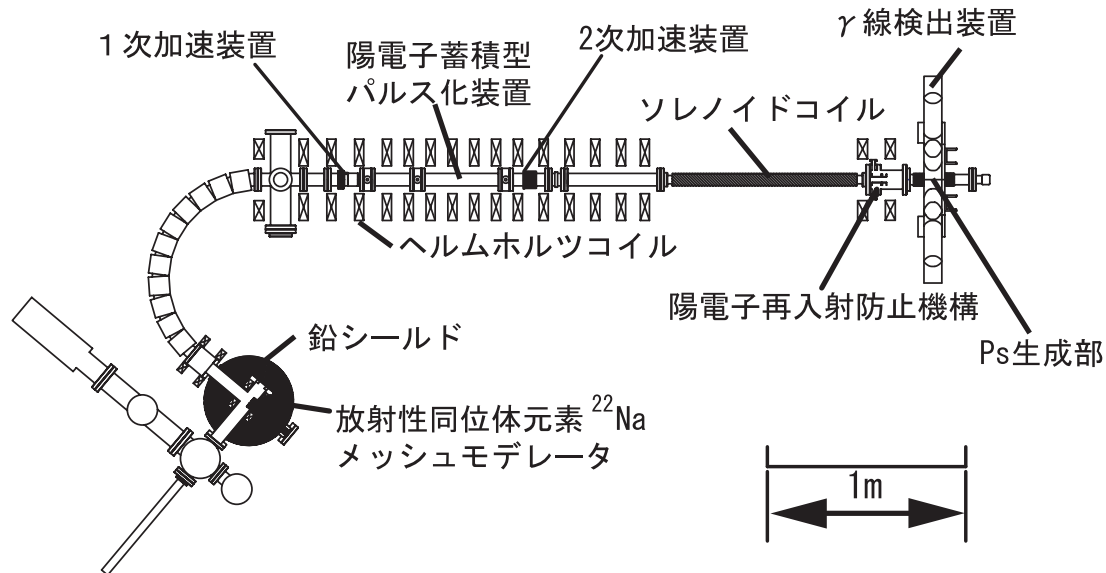


図 3.1: 低速陽電子ビームライン

3.2 陽電子ビームのエネルギー

^{22}Na は以下のような崩壊過程で陽電子を放出する。



^{22}Na は半減期が 2.6 年と比較的長く、 β^+ 崩壊率が 89% と高いため、一般的に陽電子源に利用されている [表 3.1]。我々の ^{22}Na 線源の強度は 24mCi であるから、 $7.8 \times 10^8 e^+/\text{sec}$ の陽電子が発生している。

放射線源名	半減期	β^+ 崩壊の割合	陽電子の最大エネルギー
^{22}Na	2.6 年	89 %	0.55 MeV
^{58}Co	71 日	15 %	0.47 MeV
^{64}Cu	12.8 時間	19 %	0.65 MeV
^{68}Ge	275 日	86 %	1.88 MeV

表 3.1: 陽電子線源の例

線源から得られる陽電子は、最大で 546keV という広いエネルギー幅を持った白色陽電子ビームである。この白色陽電子ビームから、エネルギーの揃った単色陽電子ビームを得るためには、モデレータ（減速材）と呼ばれる金属を用いる。白色陽電子はモデレータに入射されると内部で散乱し熱化される。陽電子に負の仕事関数を与える金属ならば、仕事関数程度のエネルギーを持って、低速単色陽電子として再放出される。この仕事関数は通常数 eV 程度であるため、モデレーターを通すことで、低速かつエネルギーのそろった単色陽電子が得られることとなる。このためモデレータに使用される金属は陽電子に対して負の仕事関数を与える表面状態の清浄なものでなければならず、通常はタングステンの薄膜が用いられる。我々のビームラインでは、変換効率を高めるため太さ $20\mu\text{m}$ ・メッシュ間隔 $250\mu\text{m}$ のタングステンメッシュ 10 枚重ねたものを反射型モデレータとして用いている (図 3.3)。メッシュを用いる理由としては、陽電子が表面ポテンシャルを感じて真空中へ再放出できる表面から 1000\AA 分の、全体積に対する体積比率を大きくする効果があり、結果として低速陽電子の個数が増加する効果があるからである。

線源とモデレーターで得られた低速陽電子の最大エネルギーは、タングステンの仕事関数に等しい 2.54eV で、エネルギー広がりには約 1eV 程度である。モデレーターで十分に減速されなかった高速陽電子や、電子・陽電子の対消滅による γ 線はバックグランドとなるため、 140° 弧状ソレノイドコイルの磁場によって分離する。その際、磁場の不均一性によるエネルギー広がり増大を最小限に抑えるため、グラン

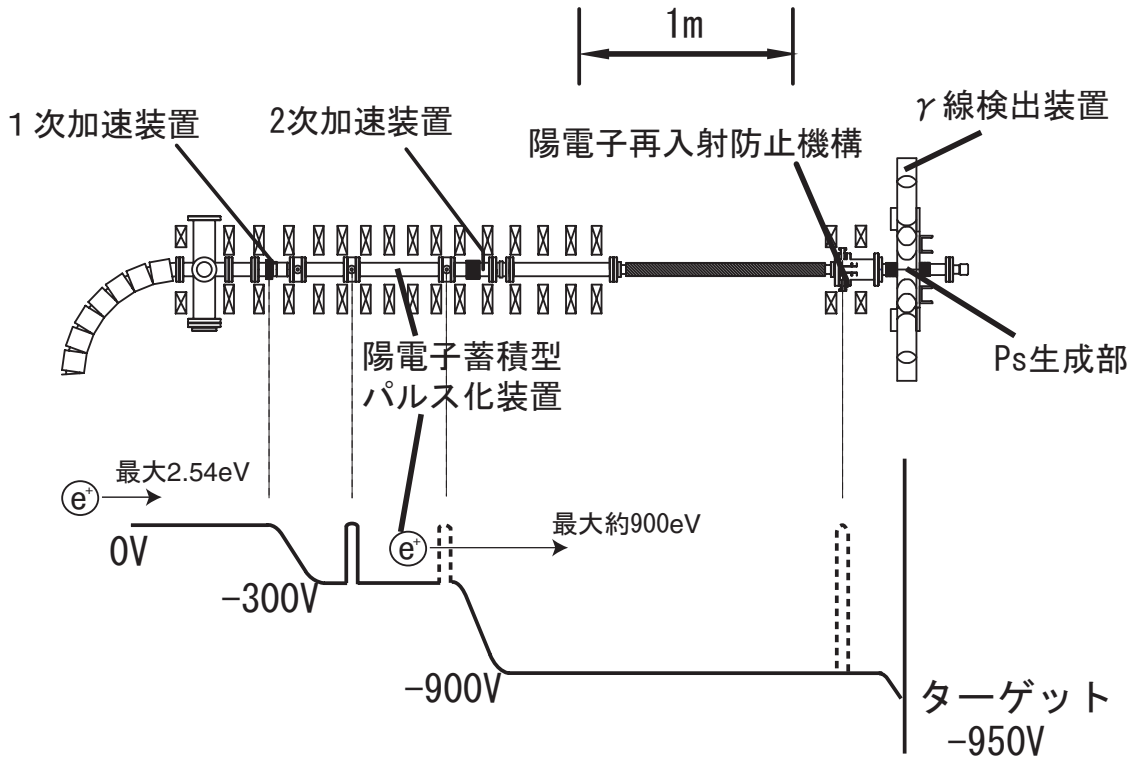


図 3.2: ポテンシャル模式図

ド電位のまま輸送する。直線部分まで輸送したところで陽電子を 300eV まで加速し、蓄積型パルス化装置 (3.3 節参照) により陽電子パルスビームを生成する。蓄積型パルス化装置の蓄積効率は、その性質から入射ビームの質、特にエネルギー広がり大きく依存する。加速の際の急激な電位勾配は陽電子のエネルギー広がりを大きくするため、我々のビームラインでは、加速装置にディスク型 19 段加速装置を使用している (図 3.4)。これは、抵抗分割したディスクを多数用いて電位勾配を緩やかにする装置であり、加速後のエネルギー広がりを抑えることが可能となる [32]。

蓄積型パルス化装置によってパルス化された陽電子は 210 ~ 300eV 程度のエネルギー幅を持つ。エネルギー広がりを抑えるために、パルス化装置直後に再びディスク型 19 段加速装置を用いて 900eV まで加速し、Ps 生成部まで輸送している。

次節では、蓄積型パルス化装置について述べる。

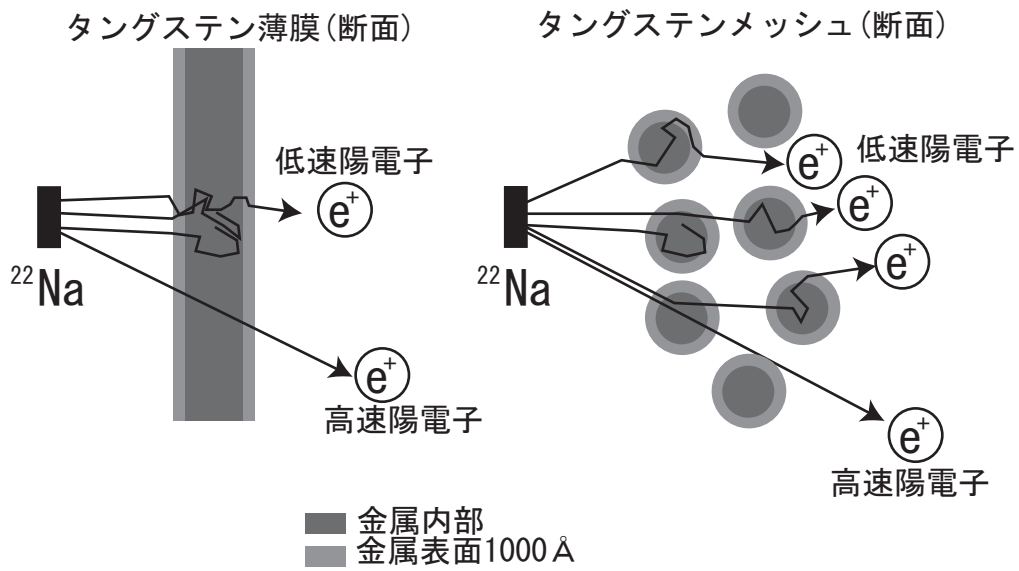


図 3.3: タングステンモデレータ。左図：薄膜、右図：メッシュ。

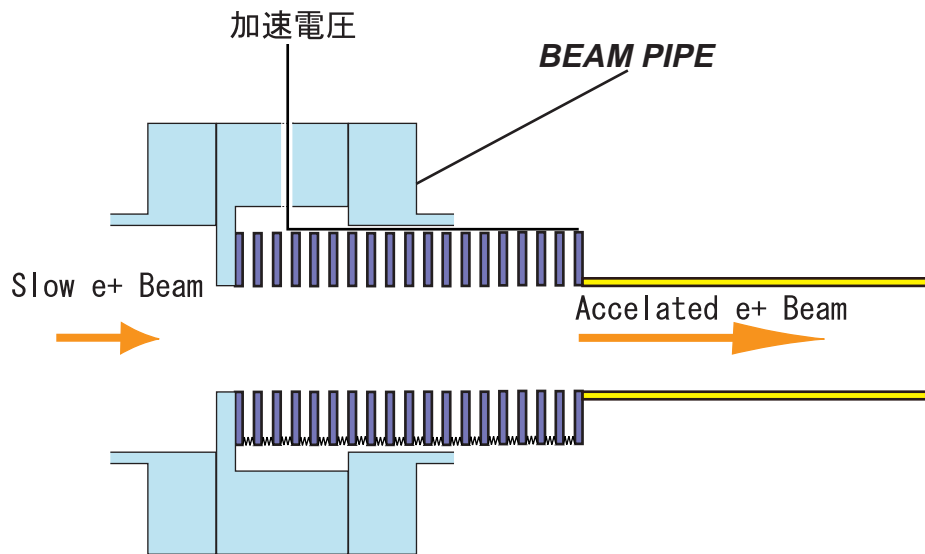


図 3.4: 多段ディスク型加速装置

3.3 陽電子蓄積型パルス化装置

研究対象である α -Ps の運動量分布を測定するには、連続陽電子ビームをパルス化する必要がある。以下に陽電子蓄積型パルス化装置の基本原則を示す [27][29][32]。

1. まず、初期エネルギー E_0 を持った陽電子が静電ポテンシャル V_{IN} の入口電極に到達する。この時、 $E_0 > V_{IN}$ となるように設定すると、陽電子は入口電極を越え、蓄積領域まで達する。
2. ここでビーム軸と垂直な方向に静磁場をかけることで、ローレンツ力を与え、全運動量を保存させたまま r 方向運動量 P_r 、 z 方向運動量 P_z を変化させる。
3. 陽電子は出口電極に印加された V_{IN} によって反射される。そのとき陽電子のサイクロトロン運動の位相が変化する。
4. 反射された陽電子は再び 2 つのキック磁場によって力を受けて P_r 、 P_z を変化させるが、往路とは陽電子のサイクロトロン運動の位相が異なるため異なる力を受ける。結果、実効的な z 方向運動量を減少された陽電子は V_{IN} を越えられず、蓄積領域内に閉じ込められることになる。

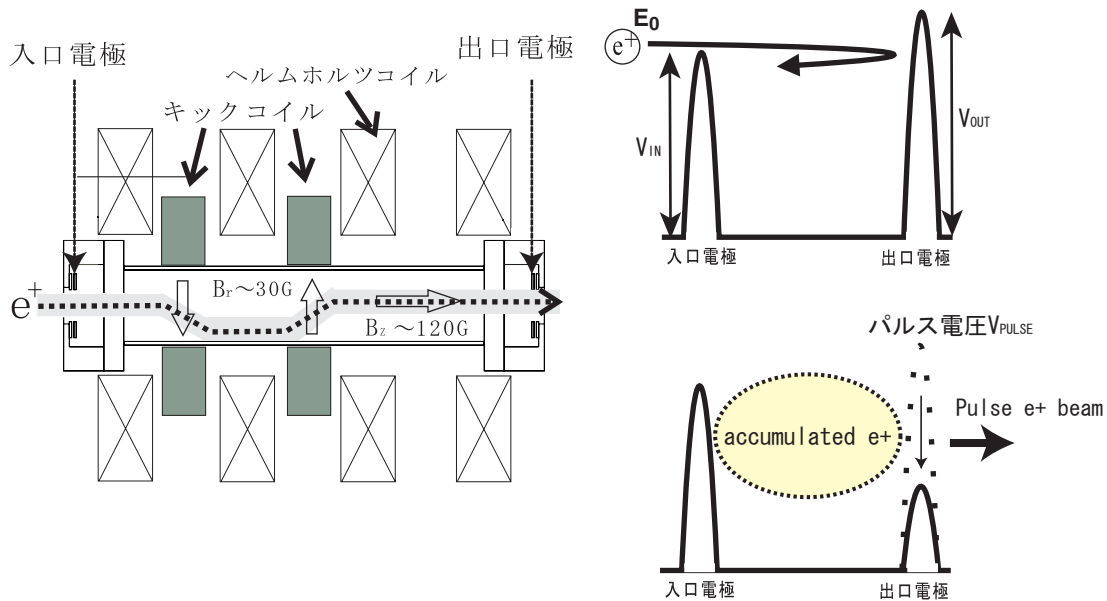


図 3.5: 低速陽電子蓄積・パルス化装置の概要図 (左図：装置概要図、右図:ポテンシャル図)

閉じ込められた陽電子を取り出すときは出口電極に負のパルス電圧 V_{PULSE} を印加する。出口電極にはもともと印加されていた出口電圧 V_{OUT} との足し合わせで $V_{OUT} - |V_{PULSE}|$ が印加していることになり、 $E_z > V_{OUT} - |V_{PULSE}|$ であるようなエネ

ルギーを持った陽電子を蓄積領域から取り出すことができる。現在、 $V_{OUT} - |V_{PULSE}| = -200V$ 程度であるため、パルス化装置から取り出される陽電子は、最大で $100eV \sim 300eV$ のエネルギー拡がりを持つと考えられる。

図 3.6 が、ターゲットにマイクロチャンネルプレート (MCP) を用いることで得られた、蓄積型パルス化装置より 2m 下流における、入射陽電子パルスの時間構造である。この位置に Ps 生成ターゲットが置かれることになる [第 3.4 章参照]。FWHM で 10nsec、裾で 20nsec となっている。 V_{PULSE} の FWHM は 8nsec であることから、パルス化装置出口から取り出された陽電子の実際のエネルギー幅は、 $210 \sim 300eV$ 程度と見積もられる。

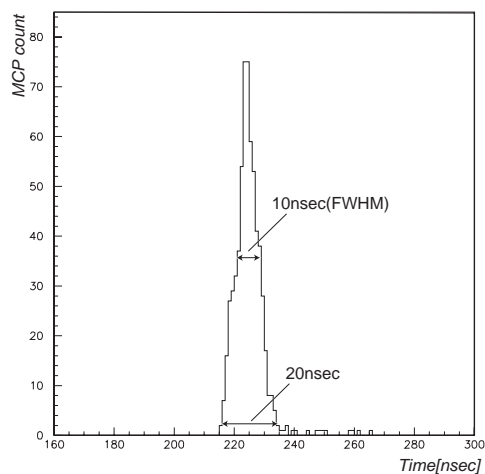


図 3.6: 陽電子パルスの時間構造

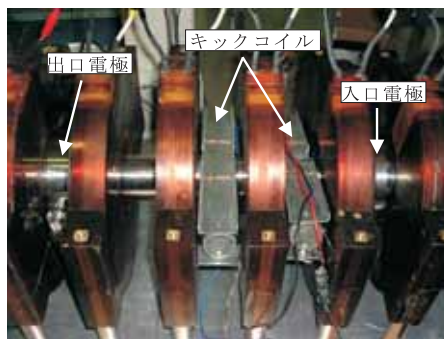


図 3.7: 低速陽電子蓄積・パルス化装置の外観

3.4 ポジトロニウム生成部と多重 γ 線検出装置

Psを生成するためのターゲットには金箔(Au)を用いている。Auは酸化は起こらないが、表面状態を清浄化させるために測定前にあらかじめ1000Kでアニーリング作業を施しておく。Auはモリブデン箔(Mo)に重ね、Moを通電加熱することにより温度を300K~1000Kまで変化させることができる。温度は予め光学高温計によってターゲット上の温度を数点測定し、その平均温度と中心部分の温度差を温度むらとした。Alなどの金属では室温において高速Psの放出率は入射した陽電子に対して50%程度[9]であるのに対し、Auを用いた時は19%程度[31]と低いため、高速Psがバックグランドとなる熱脱離 o -Ps生成にはAuがターゲットとして適していると考えられる。

熱脱離 o -Psのエネルギー分布は、Time-of-Flight法(TOF測定)によって測定する。以下に、TOF測定のための多重 γ 線検出装置(図3.8)を示す。これは選択的に崩壊 γ 線を測定するための鉛スリットと、Psの崩壊時間および崩壊 γ 線のエネルギー分布を測定するためのNaIシンチレーションカウンターがビーム軸に対して垂直に8組配置されている。また、鉛スリットの位置とターゲット間の距離を正確に変化させるためにマイクロメータの先にターゲットが取り付けられている。既知のPsの生成時間、ターゲット-スリット間の距離、Psの崩壊時間を測定することでターゲットから放出されたPsの速度分布を求めることができる。

これまで、鉛スリット $\Delta z=5\text{mm}$ 、鉛スリット-ターゲット間距離 $z=10\sim 30\text{mm}$ としてTOF測定を行ってきた。しかしながら、これでは $\Delta z/z$ の比が大きく、鉛スリットによって限定した範囲外からの崩壊 γ 線の混入もあり、TOF測定におけるピーク的位置に不確かさがあった。今回、鉛スリット Δz を3mmにすることで、位置分解能の向上を図った。

多重 γ 線検出装置は、鉛スリットを外すことでPsの崩壊時間分布及び全Ps崩壊イベントによるエネルギー分布を求めることが可能となる。このときの多重 γ 線検出装置の γ 線の検出効率は、シミュレーションコードGEANTを用いることで 0.205 ± 0.014 と求められている。多重 γ 線検出装置で実際に測定される γ 線のカウントに検出効率を考慮し、実際にPs生成部に到達している陽電子の個数を求めると、本実験では $1474.8\pm 25.7[e^+/\text{sec}]$ の陽電子が金属ターゲットに照射されていると考えることができる[第5章参照]。

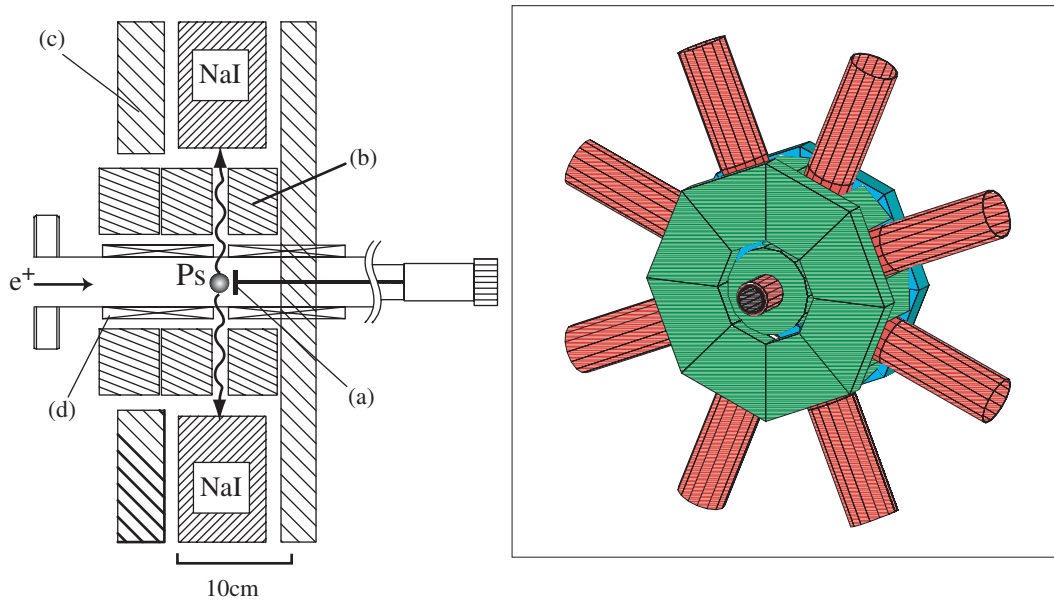


図 3.8: 多重 γ 線検出装置図。(a)Ps 生成用 Au ターゲット (b)Time-of-Flight 測定用鉛スリット (c)前方鉛シールド (d)輸送用ソレノイドコイル

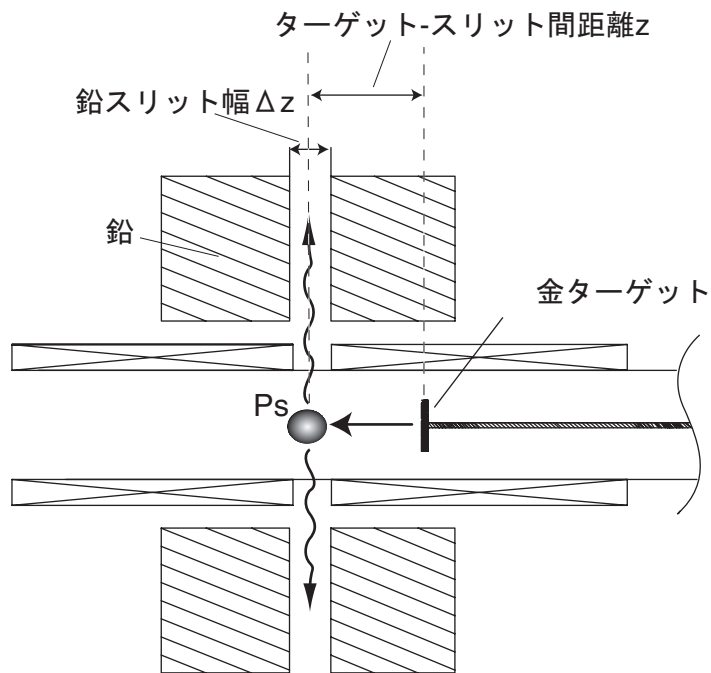


図 3.9: 多重 γ 線検出装置拡大図

3.5 陽電子再入射防止機構

3.5.1 崩壊時間分布における2次ピークの原因

多重 γ 線検出装置のTOF測定用の鉛スリットを全て取り除いた状態で、Psの崩壊時間分布測定を行った結果が図3.10である。実験条件は陽電子ビームの繰り返しが100kHz、パルス幅が9nsec(FWHM)、ターゲットの温度は室温300Kである。本測定においては、このパルス幅9nsecが時間分解能となる。また、加速電位は-900V、ターゲット直前でパルス化陽電子ビームを引き込むため、ターゲットは-950Vの静電圧を印加している。横軸は検出時刻、縦軸は崩壊 γ 線の検出事象数であり、パルス化された陽電子ビームがPs生成ターゲットに到達した時刻を0nsecに合わせた。

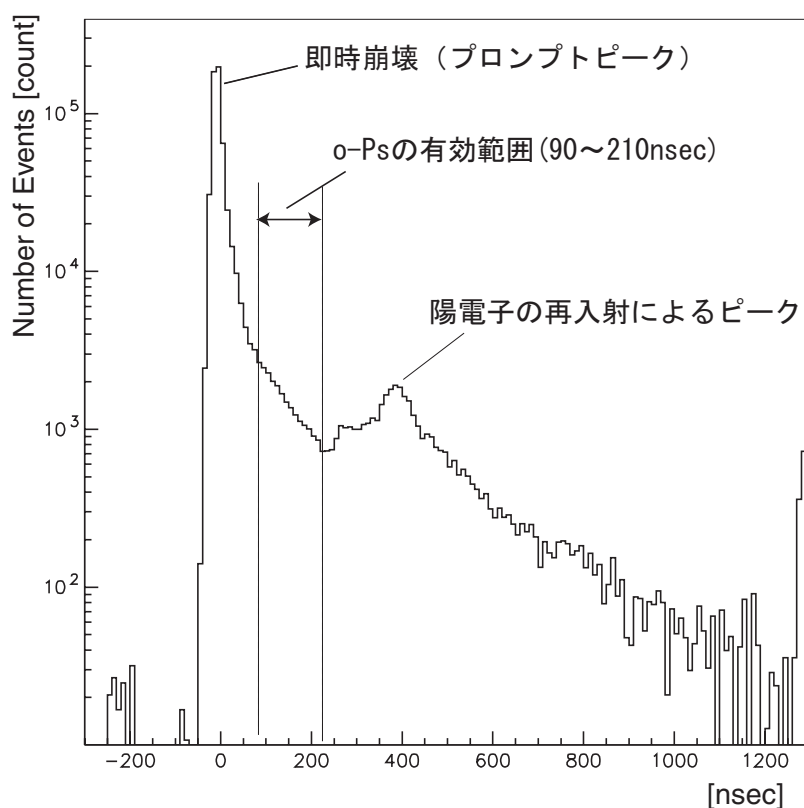


図 3.10: 2次ピークを含む典型的な崩壊時間分布

時刻0nsecのピーク(プロンプトピーク)は、ターゲットにおける電子・陽電子の即時消滅や、寿命0.125nsecである p -Psの崩壊などの事象によるものである。プロンプトピークから数十nsec以降から、142nsecの寿命を持つ o -Psの崩壊による事象が現れている。

ここで問題となるのは、220nsec 以降のピークである。この二次ピークに関する考察をまとめると次のようになる。

- 多重線検出装置は Ps 崩壊イベント以外の粒子線が検出されないようシールドを施してあるため、ターゲットに入射した陽電子イベント以外は考えにくい。
- ターゲットに入射した陽電子には、崩壊や Ps 生成をせずに再放出する過程がある。再放出した陽電子が 900eV のエネルギーで逆流し、上流にあるパルス化装置の出口電極で反射、再びターゲットに再入射した場合、プロンプトピークから 220nsec 程度で到達する。
- ビームラインの輸送電位を変化させることで、問題となる 2 次ピークの発生時刻も変化する。

以上より、二次ピークの原因は、ターゲットから再放出された陽電子の一部が上流のパルス化装置で反射し、再びターゲットに再入射することによる二次的なプロンプトピークであると考えられる (図 3.11)。

我々が研究対象としている熱脱離 o -Ps を確認できるのは、プロンプトピークの影響を無視できる 110nsec 以降の領域である。この反射陽電子による事象は、解析に使用できる領域をさらに 90 ~ 210nsec に限定してしまう。これは、崩壊寿命測定やエネルギー分布測定において大きな妨げとなる。我々は、ターゲットから 250mm 上流に円筒型電極 (シャッター電極) を設置し、そこにポテンシャル障壁を作ること、二次ピークの除去を行った。

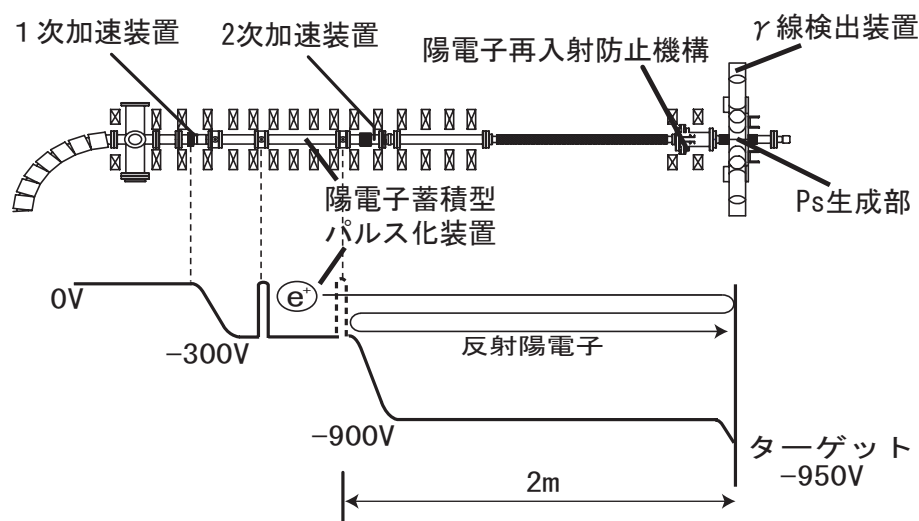


図 3.11: 反射陽電子の模式図

3.5.2 陽電子再入射防止機構の原理

次に陽電子再入射防止機構（以下ビームシャッター）の原理を示す。ここでは、反射により再入射する陽電子を二次陽電子、初めの入射陽電子を一次陽電子とする。

1. まずシャッター電極の電位はパイプ電位と同程度まで下げておく。パルス化された一次陽電子は、シャッター電極の影響を受けずターゲットへ入射する。崩壊も P_s 生成もせず再放出した二次陽電子は、再び逆向きにシャッター電極を通過する。この段階までは、陽電子に影響を与えないよう、シャッター電極の電位は下げておく。
2. パルス化装置まで逆流した二次陽電子は、パルス化装置出口電極のポテンシャル障壁で押し戻され、再び加速しシャッター電極まで戻ってくる。この段階で、シャッター電極の電位を引き上げておくことでポテンシャル障壁を作り、図 3.12 の領域 Ⅰ 内に二次陽電子を閉じ込め、ターゲットへの再入射を防止する。

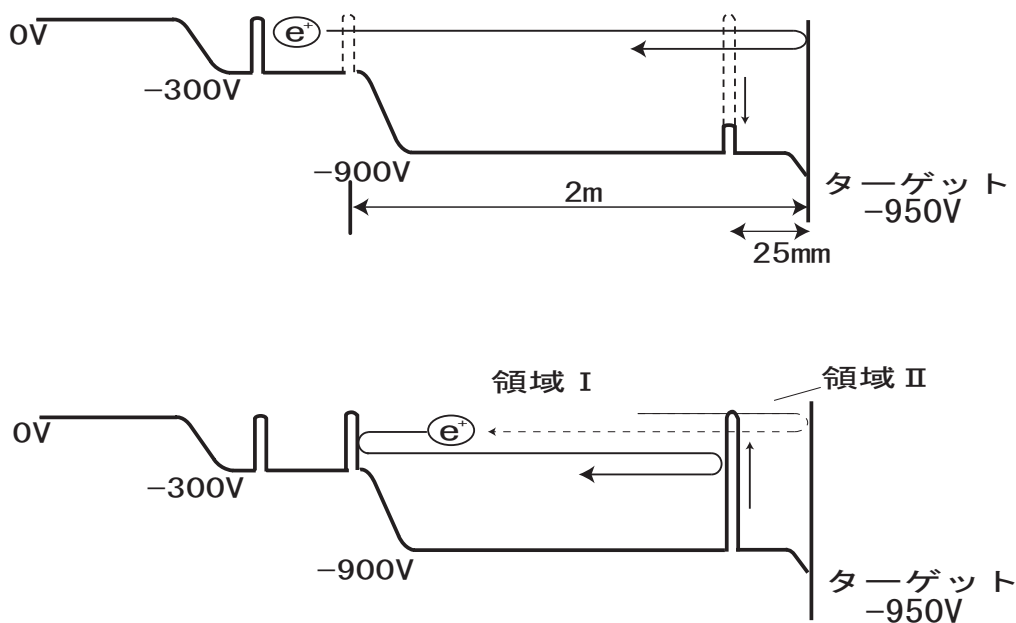


図 3.12: 反射陽電子の模式図

以上の機構は、すべての陽電子が領域 Ⅰ 内にある間に、ポテンシャル障壁を作らなければならない。そのためには、二次陽電子のエネルギー拡がりを抑える必要がある。次に、二次陽電子のエネルギーを制御する方法を述べる。

図 3.10 の二次ピークの裾が 220nsec から 1200nsec まで広がっていることから、二次陽電子は 0eV ~ 900eV という広いエネルギー分布を持つと考えられる。このエネルギー幅では、図に示すように、低エネルギー陽電子がシャッター電極を通過する前に、900eV 陽電子が戻ってくるため、領域 I 内にすべての陽電子を閉じ込めることは出来ない。

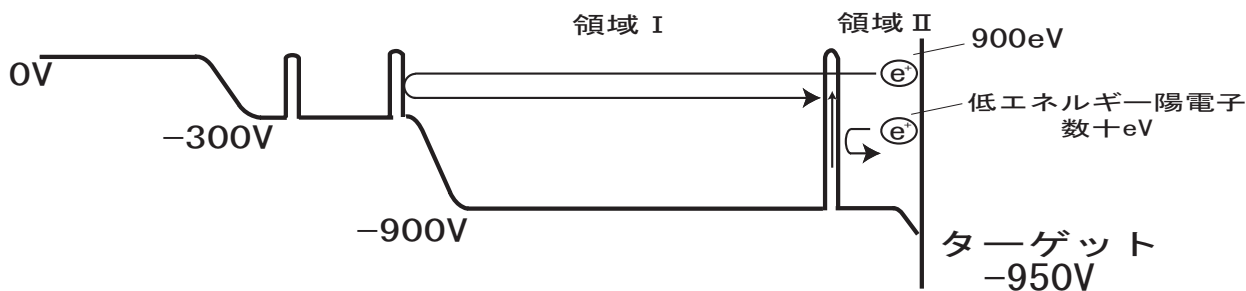


図 3.13: $V_{target} = -950V$ 時のエネルギー拡がり

領域 I 内に、すべての二次陽電子を閉じ込めるには、二次陽電子のエネルギー拡がりを数百 eV ~ 900eV 程度にする必要がある。この問題はターゲット電位 V_{target} を加速電位以上に上げることで解決する。ターゲット内で、エネルギーを失い再放出された陽電子は、放出直後に $|加速電位| - |(V_{target})|$ という電位差で加速される。例えば、ターゲット電位を $-500V$ にした場合、陽電子が非弾性散乱により低エネルギーで再放出したとしても、少なくとも 400eV まで加速されてビームラインを逆流する。この方法により散乱陽電子のエネルギーをコントロールすることが可能である。今回は、加速電位を $-900V$ 、ターゲット電位 $V_{target} = -600V$ として、二次陽電子のエネルギー幅を 300 ~ 900eV に限定することで、その再入射の防止を可能とした。

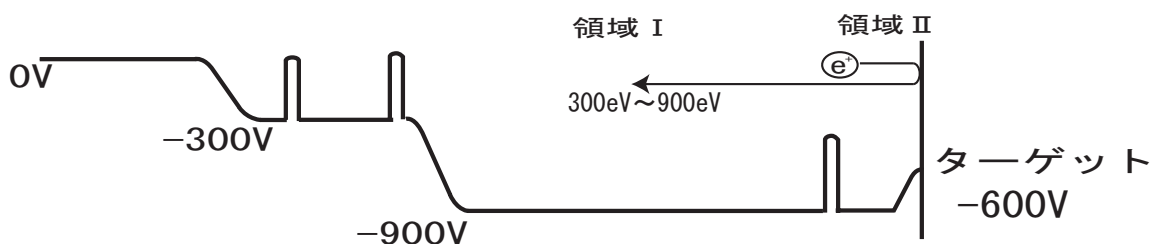


図 3.14: $V_{target} = -600V$ 時のエネルギー拡がり

3.5.3 再入射防止機構の考察

この機構による、一次陽電子への影響を調べるため、ターゲット電位 V_{target} を変化させた時の、トリガー数 (NaI によるカウント) の変化を図 3.15 に示した。ターゲット電位 $V_{target} = -400V$ 程度からトリガー数が減少している。これは、電位の高いターゲットを逸れてしまう陽電子が増えていると考えることができる。 $-950V \sim -400V$ 程度までは、カウント数が一定に保たれていることが確認された。

次に、陽電子パルス の時間構造を図 3.16 に示す。 $-1100V \sim -600V$ 程度まではパルス波形もほぼ保たれ、ターゲット表面での減速による広がり はほとんど見られない。パルス幅は $10nsec$ 程度であり、 $V_{target} = -600V$ においても十分な精度での測定が可能である。

図 3.17 は、ターゲット電位 $V_{target} = -600V, -950V$ とした時の崩壊時間分布である。二次ピークの広がりから、 $V_{target} = -600V$ 時における二次陽電子のエネルギー幅が絞られていることが確認ができる。また、 $V_{target} = -600V$ では、三次ピーク、四次ピークまで確認できる。これは、二次陽電子の最低エネルギーを $300eV$ 以上まで上げたことによる効果と考えられる。

図 3.18 が、ビームシャッターを動作させた時の P_s 崩壊時間分布である。加速電位 = $-900V$ 、 $V_t = -600V$ 。ビームシャッター off の場合、 V_{shut} を $-600V$ の定電位としている。ビームシャッター ON(実線) において、2 次ピークが除去されていることが確認できる。

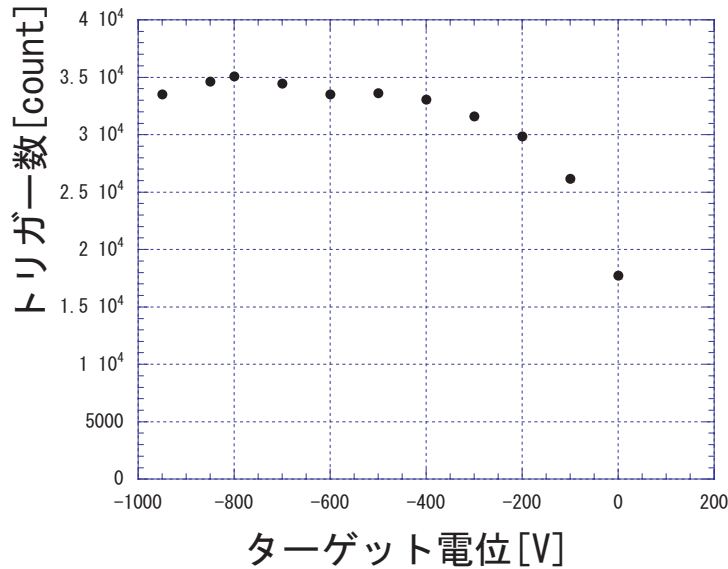


図 3.15: ターゲット電位と ADC カウント

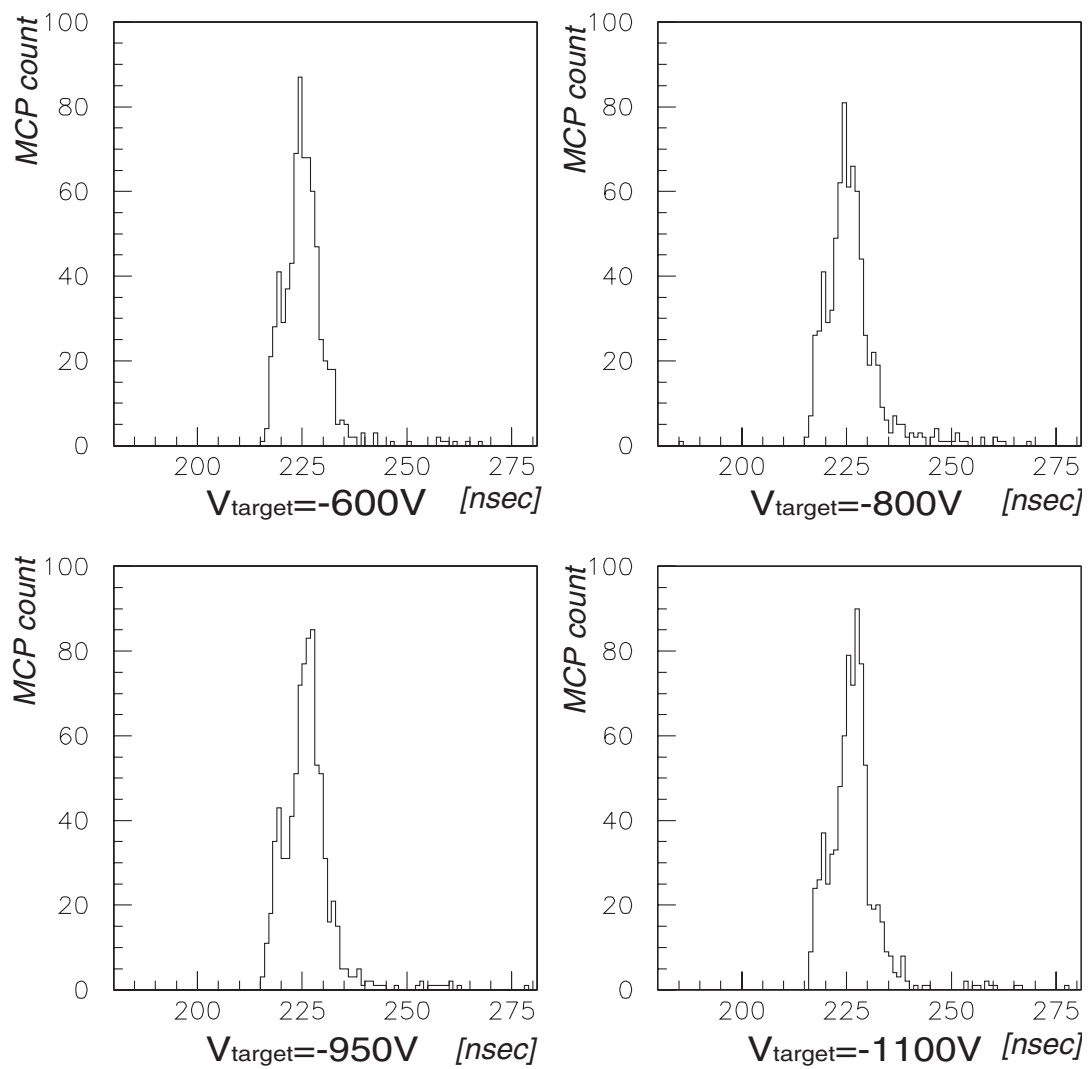


図 3.16: 陽電子パルスの時間構造

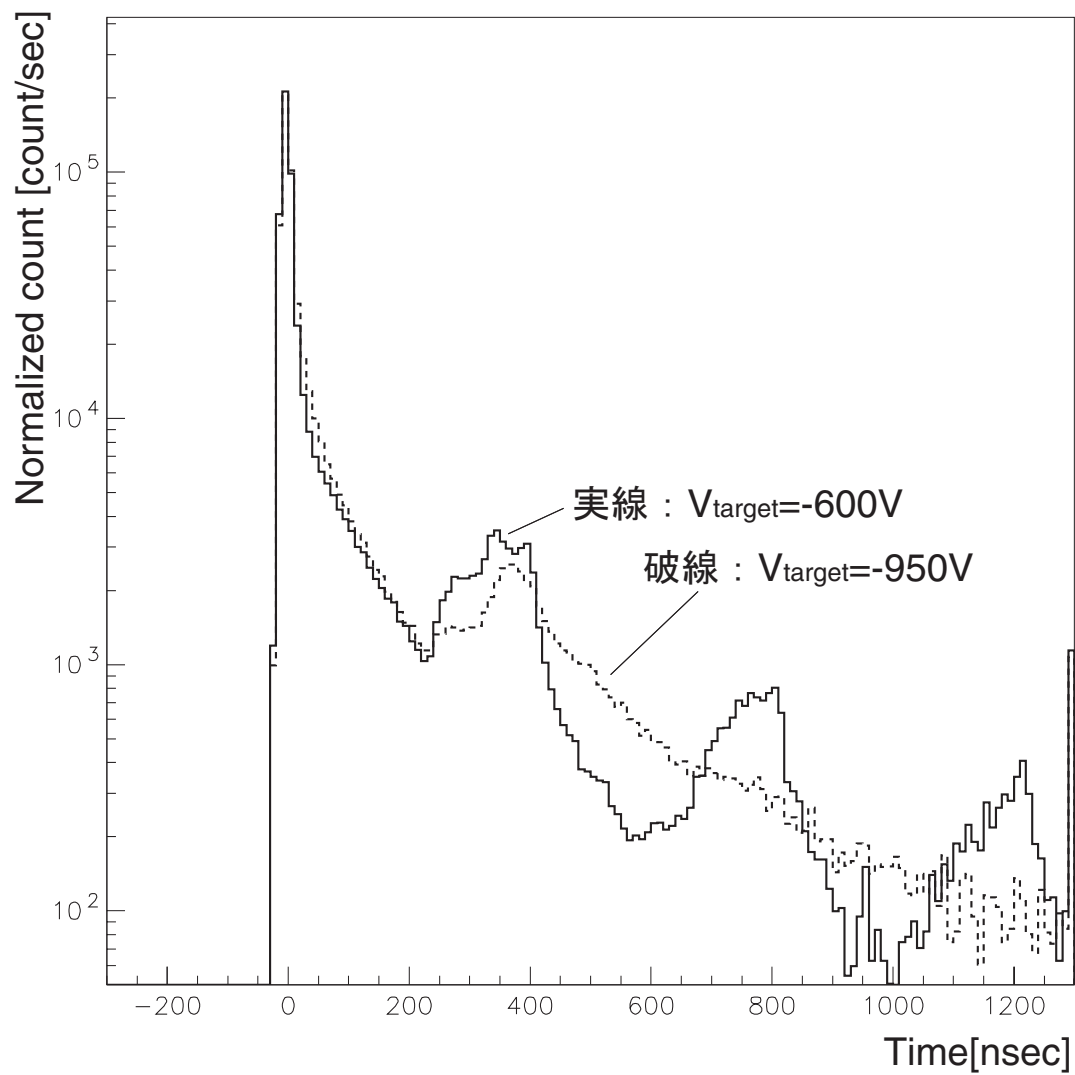


図 3.17: $V_{\text{target}} = -600\text{V}, V_{\text{target}} = -950\text{V}$ の崩壊時間分布

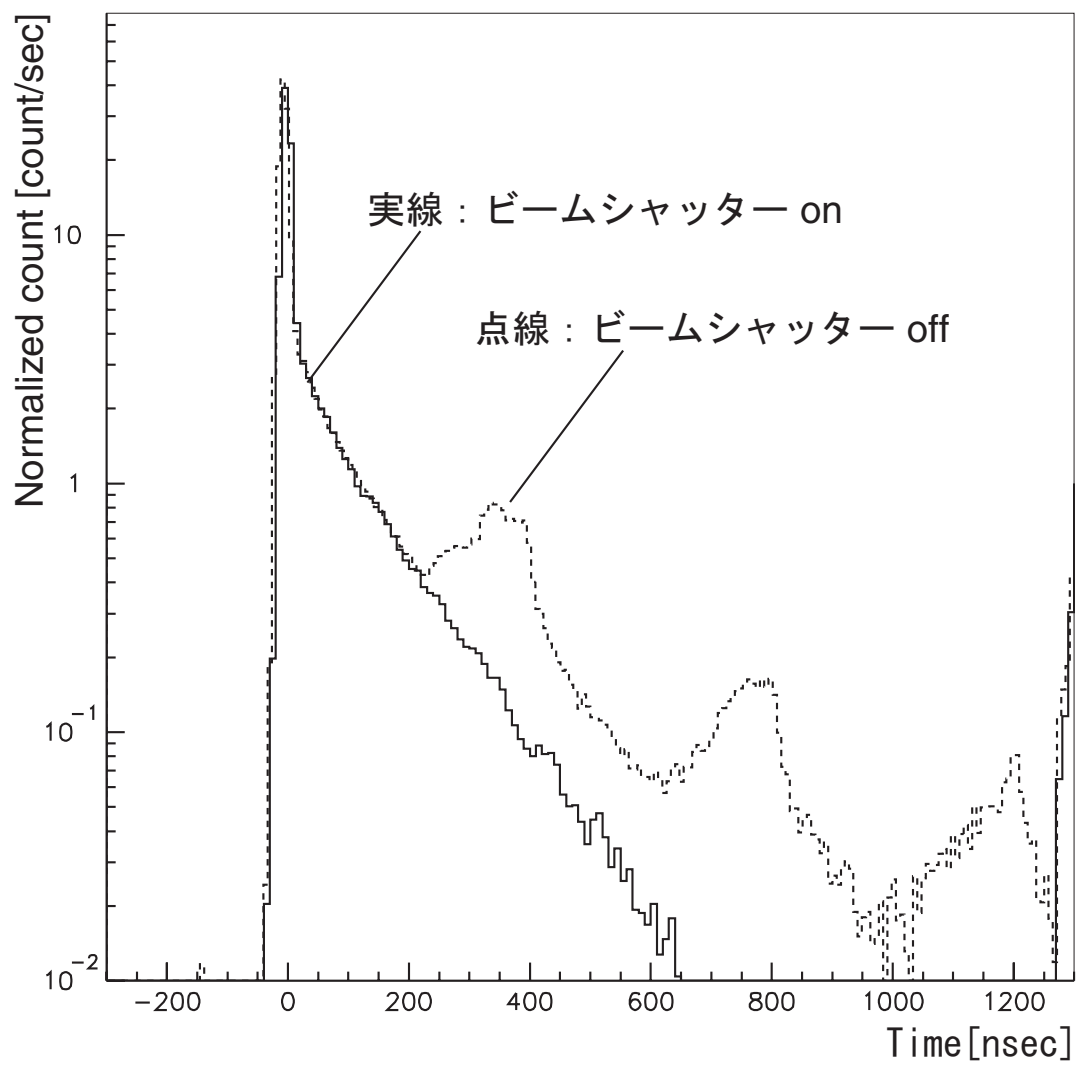


図 3.18: 崩壊時間分布

第4章 測定結果

4.1 崩壊時間分布

我々が注目しているのは、ターゲットから熱脱離することによって放出される初期運動エネルギーの低い、熱脱離 o -Ps である。熱脱離 o -Ps の放出率は、Ps 生成ターゲットの温度の上昇とともに増加することが知られている。我々は金を用いた Ps 生成ターゲットを直接通電法により 300K から 1000K まで温度を変化させながら Ps の崩壊時間分布 (図 4.1)、および Ps の崩壊 γ 線エネルギー分布 (図 4.2) を測定した。

以下に結果を示す。実験条件は、ターゲット電位 V_t を -600V 、陽電子ビームの繰り返しを 50kHz に設定した。また、ビームシャッターを動作させて、反射陽電子による二次ピークを除去してある。

図 4.1 は各温度のヒストグラムについて、バックグラウンドを取り除き、測定時間で規格化した Ps の崩壊時間分布である。ここでバックグラウンドは、パルス化陽電子が到達する前の $-120\text{nsec} \leq t \leq -50\text{nsec}$ の高さ分のイベントをヒストグラム全体から引くことで取り除いた。図 4.1 の時間 100nsec 以降に注目するとターゲットの温度の上昇とともに、 o -Ps のイベントが増加していることが確認できる。金属から放出される 2 種類の o -Ps のうち、仕事関数によって放出される高速 o -Ps は、その放出機構から放出率は温度に依存しないので、増加した Ps は熱脱離 o -Ps であると考えられる。

また、温度の上昇とともに、プロンプトピークのイベント数が減少していることも確認できる。これは、温度によって陽電子が表面電子と即時消滅する過程と、Ps として熱脱離する過程が競合状態にあるためであり、熱脱離 Ps の放出モデルとよく一致した結果である。

図 4.2 はバックグラウンドを取り除いた各温度における Ps 崩壊による γ 線のエネルギー分布である。温度の上昇とともに即時消滅や p -Ps 崩壊に起因する 511keV のピークが減少し、主に o -Ps による 511keV 以下のイベントが増加していることが確認できる。

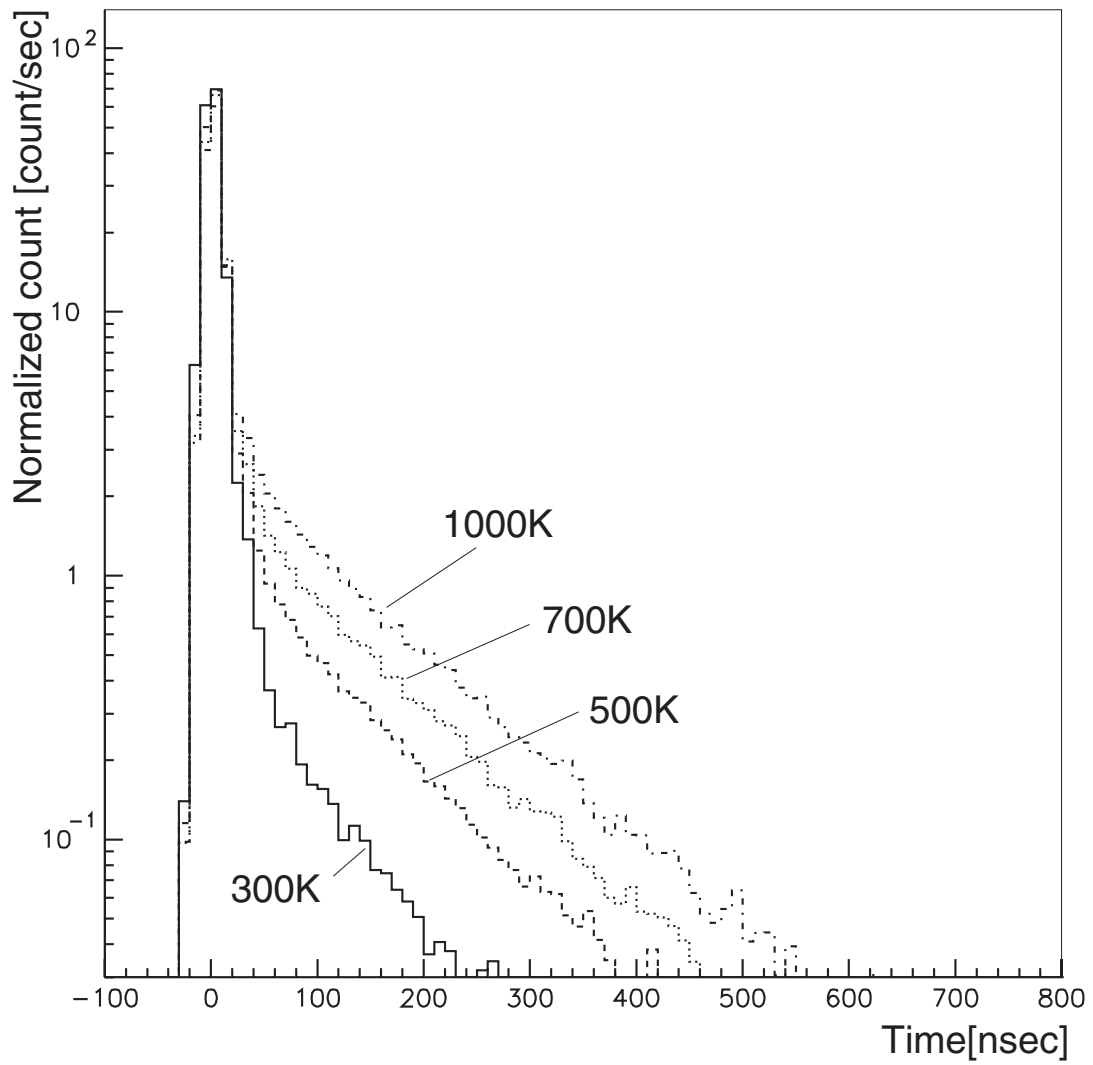


図 4.1: 崩壊時間分布

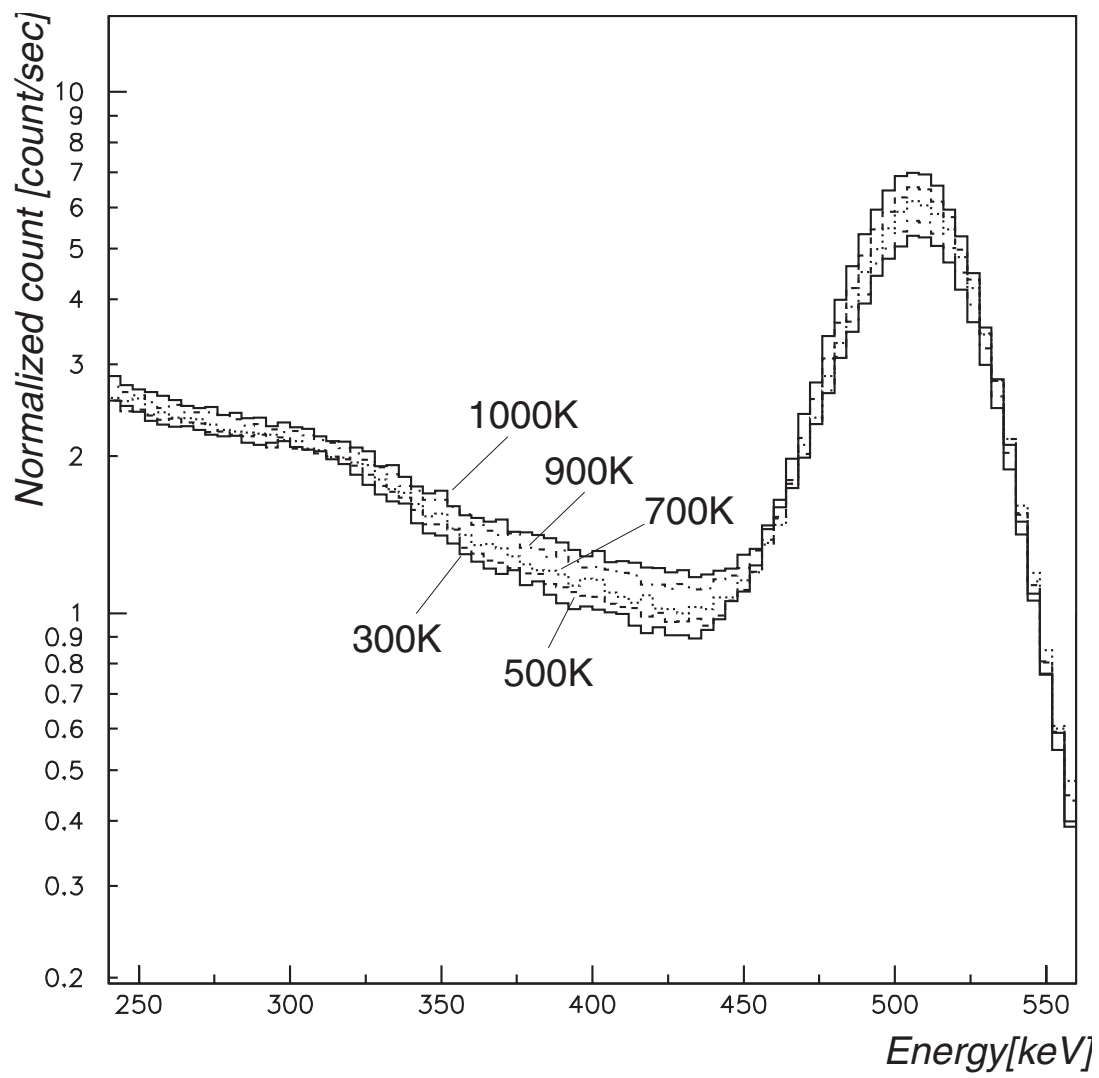


図 4.2: 崩壊 γ エネルギー分布

4.2 Time-of-Flight 測定

多重 γ 線測定装置に鉛スリットを取り付け、Ps 速度の Time-of-Flight 法による測定を行った結果を図 4.3 に示す。ターゲット電位 $V_t = -600\text{V}$ 、鉛スリット幅は 3mm、ターゲットとスリット中心の距離は 20mm として、ターゲット温度を変化させた時の結果である。

60nsec 以降では、図 4.1 と同様に、温度の上昇に対してイベントが増加しているのに対し、プロンプトピークのイベントが減少していることが見て取れる。このことから、熱脱離によって放出された熱脱離 $o\text{-Ps}$ の生成率が温度に依存していることが確認できる。

これに対して 60nsec 付近のピークは、仕事関数によって放出された $o\text{-Ps}$ と考えられ、そのピークの位置は温度に依存していない。この結果から仕事関数相当のエネルギーを持った高速 $o\text{-Ps}$ のエネルギーは、期待されたとおり温度依存性のないことが確認できる。ここで高速 $o\text{-Ps}$ のエネルギーを求めると約 1eV 程度となり、Au の Ps に対する仕事関数 1.95eV(表 2.1) とは異なる結果である。高速 $o\text{-Ps}$ のエネルギーを詳細に求めるには、温度を一定にした上でターゲット-スリット間距離を変化させ見積もる必要がある。

また、高速 $o\text{-Ps}$ は放出率も温度に依存しないことが知られており、ピークの高さも一致することが期待されたが、温度の上昇とともに増加する結果が得られた。これは、熱脱離によるイベントが 45nsec 付近まで広がり高速 $o\text{-Ps}$ と重なっているためと考えられる。

第 5 章においてこの結果を用いて考察を行う。

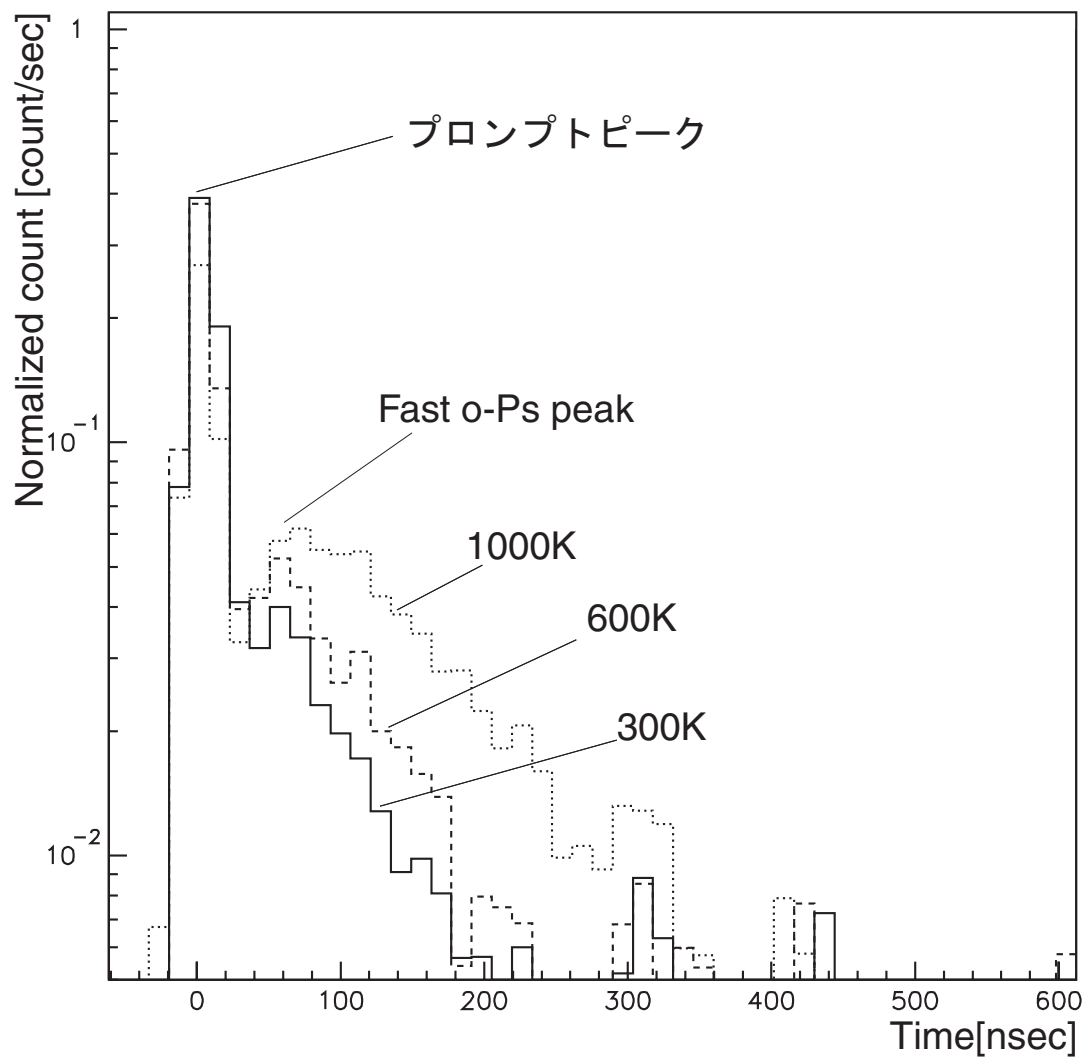


図 4.3: Time-of-Flight 測定

第5章 解析

5.1 入射陽電子数

Ps 生成ターゲットに入射している陽電子の数を求める。混成比には2002年度のシミュレーション結果 [31] を用いた。2 γ (*p*-Ps+陽電子即時消滅) と3 γ (仕事関数 *o*-Ps) を発生させ、その混成比を変えながら、実際の崩壊 γ 線のエネルギー分布測定と一致させたシミュレーション結果が図 5.1 である。

この結果から、混合比は

$$2\gamma : 3\gamma = 76 : 24$$

となった。

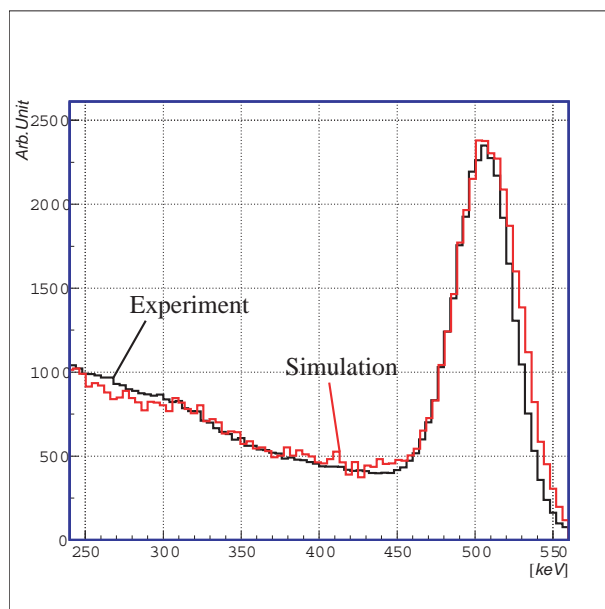


図 5.1: 2 γ 、3 γ 崩壊混成比

この混成比を用いて、入射陽電子数を見積もる。表 5.1 はターゲット 300K における崩壊時間分布測定時の ADC, TDC カウントである。ビームライン上流のゲート・

バルブを閉じると、陽電子がゲートで止められ真空チェンバー内を輸送されないの
で、ゲートをクローズした状態で計測した値をバックグラウンドと定義した。ADC カ
ウントのうち76%が 2γ 線によるイベントで、24%が 3γ 線によるイベントであるの
で、このADCのカウントに多重 γ 線検出装置の検出効率(第3.4章参照)を考慮す
ると、Ps生成ターゲットに入射している陽電子数は $1474.8 \pm 25.7[e^+/\text{sec}]$ と求める
ことができる。またこの時の、 o -Psの生成数は $285.0 \pm 0.9[e^+/\text{sec}]$ と求められた。

	ゲートオープン [1/sec]	ゲートクローズ [1/sec]	シグナル [1/sec]
ADC	294.9 ± 1.4	49.1 ± 0.6	245.8 ± 1.5
TDC	295.1 ± 1.4	50.7 ± 0.6	244.4 ± 1.5

表 5.1: ターゲット 300K における崩壊時間分布測定時の ADC, TDC カウント

5.2 熱脱離 o -Ps の増加

次に、熱脱離 o -Ps の増加数を崩壊時間分布から求める。まず第4章で述べたよう
に、仕事関数により放出された高速 o -Ps のエネルギーと放出率は温度には依存しな
いと仮定する。この仮定により、各ターゲット温度での崩壊時間分布と、300K の崩
壊時間分布との差分をとることで熱脱離 o -Ps だけを取り出すことが可能となる。図
5.2 が、実際に各温度の崩壊時間分布を測定時間で規格化し、300K との差分をとっ
たヒストグラムである。

ここから得られたイベント数を検出効率(第3.4章参照)で割ることにより、各温
度の熱脱離 o -Ps の300Kからの増加数を見積もった(表5.2)。

ターゲット温度	熱脱離 o -Ps の増加数 [個/sec]
400K	17.4 ± 9.2
500K	45.7 ± 14.8
600K	49.6 ± 15.6
700K	87.3 ± 20.6
800K	87.6 ± 20.6
900K	133.7 ± 25.6
1000K	159.5 ± 27.9

表 5.2: 熱脱離 o -Ps の増加

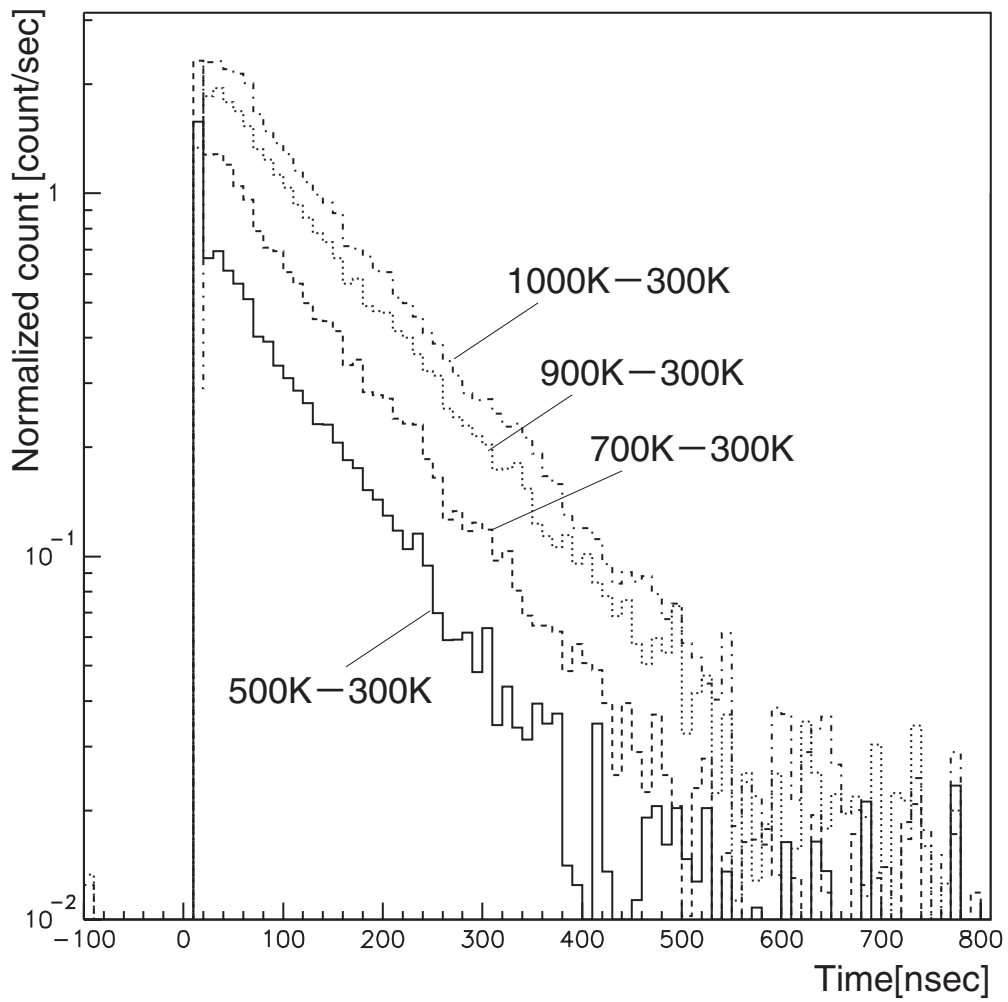


図 5.2: 熱脱離 *o*-Ps の生成。各温度から、300K の崩壊時間分布を引いた。ターゲット電位 = - 500V。

5.3 熱脱離 α -Ps のエネルギー分布

熱脱離 α -Ps はターゲット表面に電子が形成する井戸型のポテンシャルから熱振動によって放出される。そのため、速度分布はターゲット表面の温度に依存した Maxwell-Boltzmann 分布に従うと考えられ、以下の式で与えられる。

$$\frac{dN}{dE_{\perp}} \propto \exp\left(-\frac{E_{\perp}}{k_B T}\right) \quad (5.1)$$

ここで、 E_{\perp} は Ps のターゲット面に対して垂直方向 (z 方向) のエネルギー、 T は Ps の温度、 k_B はボルツマン定数である。

また、 α -Ps は 142nsec の寿命で γ 線に崩壊するため、その崩壊曲線は

$$\frac{dN}{dt} \propto \exp(-t/142) \quad (5.2)$$

となる。式 5.1 と式 5.2 を考慮することで、Time-of-Flight 測定によって得られる時間分布は、

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_0 \lambda \Delta z}{t} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left\{-\left(\frac{mz^2}{2k_B T t^2} + \lambda t\right)\right\} \quad (5.3)$$

と表すことができる。ここで、 N_0 は放出された熱脱離 α -Ps の総数、 Δz は鉛スリット幅、 z はターゲット-スリット間距離、 T はターゲット温度である。

TOF 測定から得られた結果を式 5.3 でフィッティングすることで、熱脱離 α -Ps の温度を求める。ここでまず、300K における熱脱離 α -Ps の放出が無視できる程少なく、さらに高速 α -Ps は温度に依存しないと仮定し、1000K-300K と差分をとることで 1000K の熱脱離 α -Ps のみを分離し、解析する。1000K-300K と差分をとることで、鉛を通り抜けてきた γ 線など、鉛スリットによって限定した範囲外からの混入によるイベントを引くことも出来る。この差分をとった結果を式 5.3 でフィッティングした結果が図 5.4 である。ここから得られた温度は 1700K となり、実際のターゲット温度 1000K とは大きく異なる結果となった。これは、図 4.3 から高速 α -Ps の放出率に温度依存性がないと断定することはできず、また 300K における熱脱離 α -Ps の放出も無視できる程少ないと断定できないところが原因の一つと考えることができる。

よって、300K との差分を取ることなく、1000K の TOF 測定結果をそのまま式 5.3 でフィッティングした結果を次に示す。1000K の TOF 測定の結果には、陽電子の即時消滅、 p -Ps、高速 α -Ps、熱脱離 α -Ps、鉛を通り抜けてきた γ 線などの崩壊イベントが含まれている。これらのイベントの出現時間(表 5.3)を考慮し、特に高速 α -Ps の影響を十分無視できる範囲でフィッティングする必要がある。

フィッティング範囲を 50 ~ 1300nsec から 200 ~ 1300nsec まで変化させたときの結果を図 5.3 に示す。フィッティング開始時間 110nsec までは 1500K 程度の温度が得ら

れているのに対し、その後急激に低下し、110～130nsec 付近では1000K 程度の温度が得られている。これは、熱脱離 o -Ps に比べてはるかに大きいエネルギーを持つ高速 o -Ps が60nsec 付近にピークを作っており、その影響が110nsec 付近まで及んでいるものと考えることができる。

以上から120nsec 以降を熱脱離 o -Ps のみのイベントと考え、120～1300nsec の範囲でフィッティングした結果が図5.5である。実線が実際にフィッティングを行った範囲で、点線はその結果から外挿したものである。このフィッティングから、熱脱離 o -Ps の温度は 1049 ± 103 [K]と求まり、ターゲット温度によく一致した結果を得られた。

	Energy[eV]	Peak 時間 1mm[nsec]	Peak 時間 2mm[nsec]
Fast o-Ps	1.9	17	35
熱脱離 o-Ps(300K)	0.039	121	242
熱脱離 o-Ps(400K)	0.052	105	209
熱脱離 o-Ps(500K)	0.065	94	187
熱脱離 o-Ps(600K)	0.078	86	171
熱脱離 o-Ps(700K)	0.090	79	159
熱脱離 o-Ps(800K)	0.103	75	149
熱脱離 o-Ps(900K)	0.116	70	140
熱脱離 o-Ps(1000K)	0.129	67	133

表 5.3: Time-of-Flight 測定において、各温度における *o*-Ps のピークと、バックグラウンドとなる高速 *o*-Ps が出現すると期待される時間

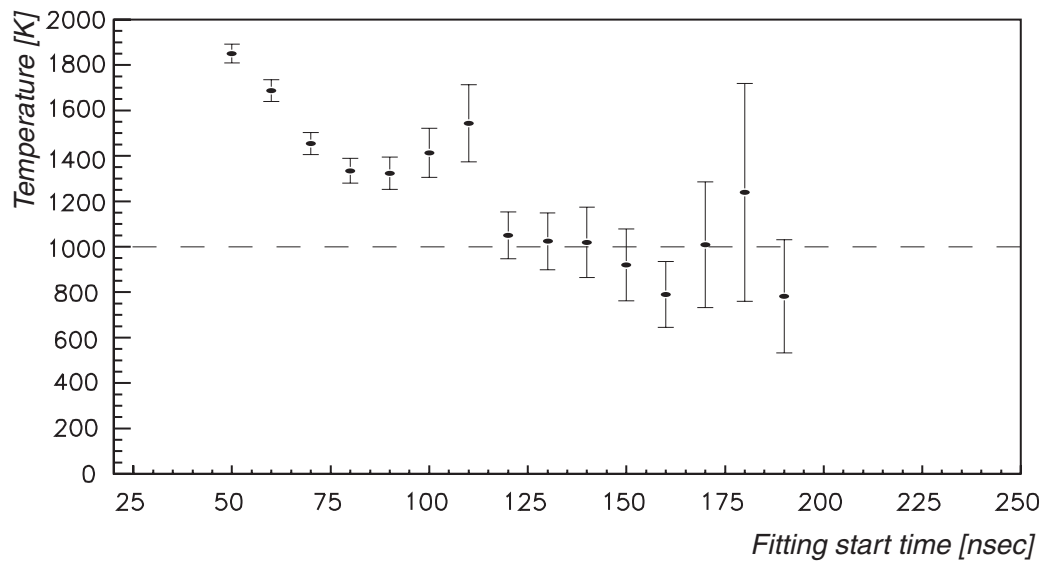


図 5.3: フィッティング開始時間を变化させたときの熱脱離 *o*-Ps の温度変化

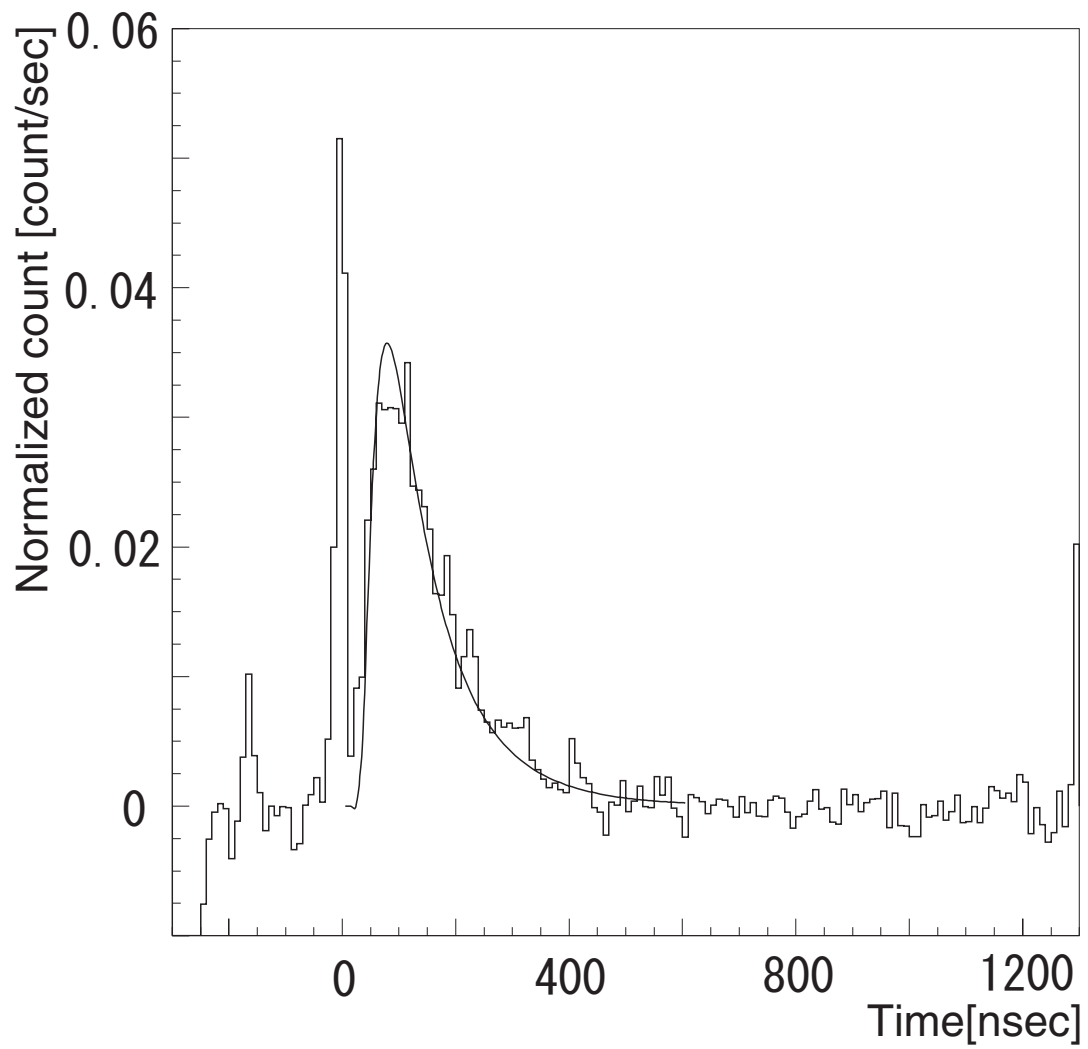


図 5.4: 1000K-300K、飛行距離 2cm の Time-of-Flight 測定フィッティング

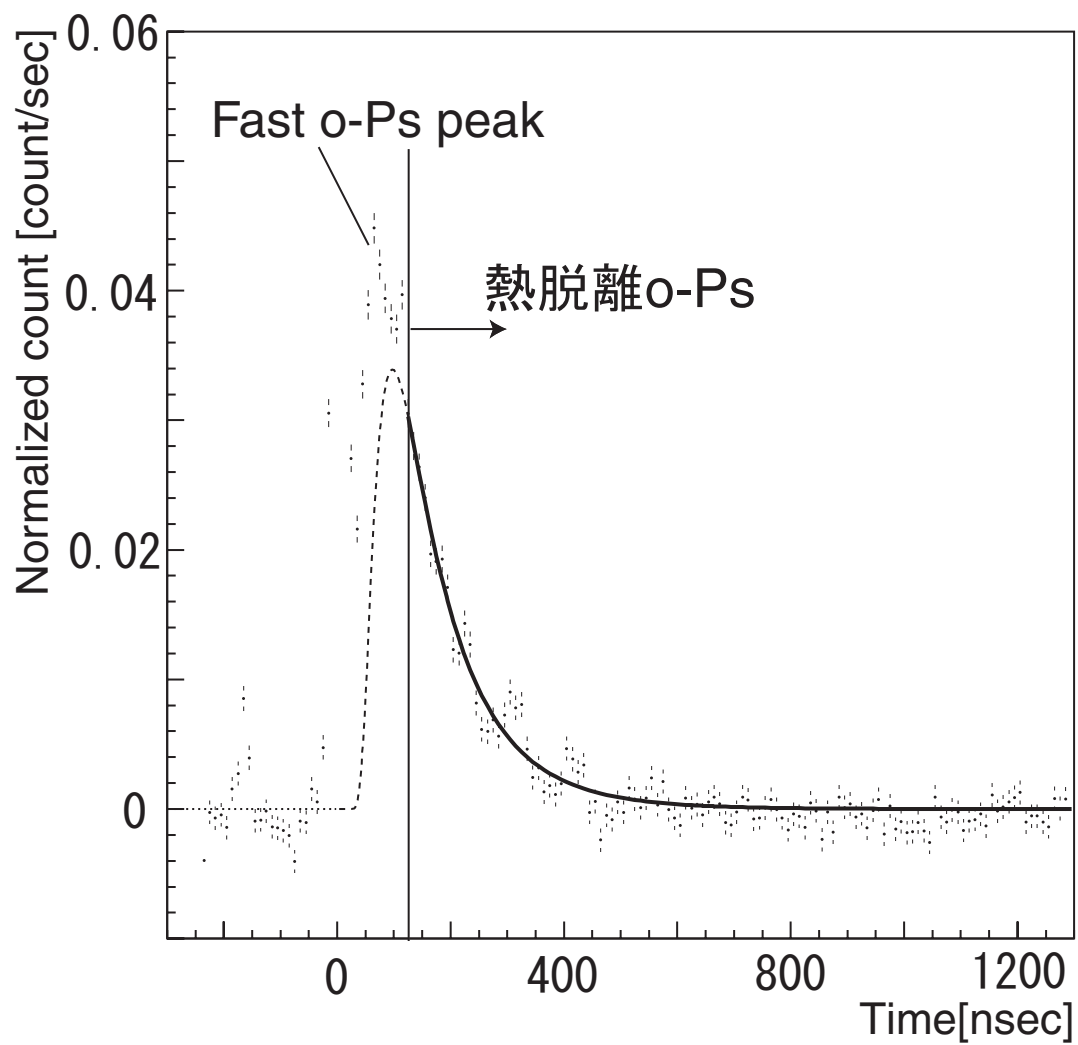


図 5.5: ターゲット温度 = 1000K、飛行距離 2cm の Time-of-Flight 測定フィッティング

第6章 結論と今後

これまで解析の妨げとなっていた二次陽電子の再入射を防ぎ、Time-of-Flight 法により熱脱離 o -Ps のエネルギー分布の測定を行った。これにより、これまで熱脱離 o -Ps 生成後の 210nsec までに限定されていた解析可能な範囲を、1300nsec まで広げることができた。

また、鉛スリット幅を 5mm から 3mm にすることで、温度に依存しない高速 o -Ps のピークを確認することができ、そのエネルギーがターゲット温度に依存しないことを確認することができた。しかしながら、高速 o -Ps のピークの高さ、すなわち放出率も、温度に依存しないことが期待されたが温度の上昇とともに増加する結果となった。熱脱離 o -Ps のエネルギー分布測定を行う際、1000K-300K と差分を取ることによって熱脱離 o -Ps だけを分離することが望ましいが、上記の理由から、差分を取ることができないため、高速 o -Ps の影響を十分無視できる 120nsec 以降を用いて熱脱離 o -Ps の温度測定を行った。実際に、TOF 法により速度分布を測定することで得られた熱脱離 o -Ps の温度は、1000K のターゲットにおいて、 1049 ± 103 [K] と求まり、ターゲット温度とよく一致した結果となった。

ただし、1000K 以下の低温においては Maxwell-Boltzman 分布を再現していない。今後は、より融点の高い金属をターゲットに用いて、1000K 以上で検証をする必要がある。また、1000K における熱脱離 o -Ps は 133nsec 程度にピークを持つことから、Ps に対して大きな仕事関数を持つ金属をターゲットに用いるなどすることで、高速 o -Ps と熱脱離 o -Ps を明瞭に分離することも課題となる。

謝辞

まず、本研究のテーマを与えてくださった指導教官の住吉孝行教授に深く感謝いたします。ミーティングなどで様々な助言を頂いた浜津良輔先生、千葉雅美先生五十子満大先生に感謝致します。多くの助言を下さり、指導して頂いた汲田哲郎先生に心より感謝致します。同じ研究グループの一員として多くのアドバイスをして下さった和田和幸先輩、門屋謙太郎さん、松本文平さん、中野平さんに感謝致します。日頃の研究生生活を共に楽しく過ごした同期の原順一君、李栄篤君、関貴之君に感謝致します。最後に、このような素晴らしい経験をする機会を与えて下さり、常に暖かく見守ってくれた家族に感謝致します。

関連図書

- [1] Arthur Rich , Rev.Mod.Phys,**53**,127(1981)
- [2] K.B.Davis, M.O.Mewes, M.R.Andrews, N.J.van Druten, D.S.Furfee, D.M.Kurn, and W.Ketterle, Phys.Rev.Lett.**75**,3969(1995)
- [3] C.C.Brandley, C.A.Sackett, and R.G.Hulet, Phys.Rev.Lett.**78**,985(1997)
- [4] D.G.Fried, T.C.Killian, L.Willmann, D.Lamdhuis, S.C.Moss, D.Kleppner, and T.J.Greytak Phys.Rev.Lett.**81**,3811(1998)
- [5] P.M.Patzmann, A.P.Mills Jr, Phys.Rev.B.**49**,454(1994)
- [6] K.P.Ziock et al.,J.Phys.B At.Mol.Opt.Phys.**23**,329(1990)
- [7] H.Iijima, T.Asonuma, T.Hirose, M.Irako, T.Kumita, M.kajita, K.Matsuzawa, and K.Wada Nucl.Inst. & Meth.Phys. A **455**,104(2000)
- [8] J.Oliva Phys.Rev.B.**21**,4925(1980)
- [9] A.P.Mills,Jr., E.D.Shaw, M.Leventhal, R.J.Chichester, and D.M.Zuckerman Phys.Rev.B.**44**,5791(1991)
- [10] R.M.Nieminen and J.Oliva, Phys.Rev.B.**22**,2226(1980)
- [11] S.Chu, A.P.Mills,Jr., and C.A.Murray Phys.Rev.Lett.**23**,2060(1981)
- [12] A.P.Mills, Jr., and Loren Pfeiffer, Phys.Rev.B.**32**,53(1985)
- [13] R.M.Nieminen and C.H.Hodges, Solid State Commun.**18**,1115(1976)
- [14] K.G.Lynn, J.Phys.**C21**,L435(1979)
- [15] A.P.Mills, Jr., Solid State Commun.**31**,623(1979)
- [16] C.A.Murray and A.P.Mills, Jr., Solid State Commun.**34**,789(1980)

- [17] I.J.Rosenberg *et. al.*, *J.Vac.Sci.Technol.***17**,253(1980)
- [18] A.P. Mills, Jr., lecture note for International School of Physics, "Enrico Fermi" 83rd session,(Varrena,Italy,1981)edited by W.Brandt and A.Dupasquier.
- [19] K.G.Lynn and H.Lutz, *Phys.Rev.B***22**,4143(1980)
- [20] W. Brandt, "Radiation Effects on Solid Surfaces" edited by M.Kaminsky(American Chemistry Society,1976)219.
- [21] C.A.Murray and A.P.Mills, Jr. *et. al.*, *Surf.Sci.***100**,647(1980)
- [22] A.P.Mills, Jr., P.M.Platzmann and B.L.Brown, *Phys.Rev.Lett.* **41**,1076(1978)
- [23] C.H.Hodges and M.J. Stott, *Phys.Rev.B.***7**,73(1973)
- [24] Y.C.Jean *et. al.*, *Phys.Rev.B.***21**,4935(1980)
- [25] R.J.Wilson and A.P. Mills, Jr., *Phys.Rev.Lett.***43**,3949(1983)
- [26] R.H.Howell, I.J.Rosenberg, and M.J.Fluss *Phys.Rev.B.***35**,4925(1987)
- [27] T.Kumita et al. *Appl.Surf.Sci.* **149**,(1999)106-109
- [28] N.N.Mondal et al., *Appl.Surf.Sci.* **149**,269(1999)
- [29] T.Asonuma, Mater's thesis, Department of Physics, Tokyo Metropolitan University.(2001)
- [30] K.Wada, Mater's thesis, Department of Physics, Tokyo Metropolitan University.(2001)
- [31] Kadoya Kentarou, Master's thesis, Department of Physics, Tokyo Metropolitan university.(2002)
- [32] B.Matsumoto, Mater's thesis, Department of Physics, Tokyo Metropolitan University.(2002)
- [33] taira.nakano, Mater's thesis, Department of Physics, Tokyo Metropolitan University.(2003)