

修士学位論文

8 GeV 電子ビームによる  
シリコン及びダイヤモンド単結晶からの  
陽電子生成の研究

東京都立大学大学院 理学研究科 物理学専攻  
高エネルギー実験研究室 修士課程

原 順一

学修番号 0283458

平成16年1月9日

## 概要

2002年に小柴昌俊先生がニュートリノにおける業績からノーベル物理学賞を受賞された。この受賞を今回限りだけのものではなく、将来へ続く素粒子物理学の発展の為に、標準模型の精密検証、さらなる物理や新しい素粒子の発見を目指すことが21世紀となった現在の素粒子物理学の目標となる。この目標の為に、Bファクトリー加速器やGLCなどの次世代リニアコライダーといった加速器においてはルミノシティの増大が必要となる。円形加速器では電子・陽電子の蓄積が可能であるため、粒子源からの1ショット毎の粒子数が少なくとも、時間をかけることでルミノシティを大きくすることができるが、GLCの様な線形加速器の場合では電子・陽電子を蓄積することはできない為、粒子源の生成効率がルミノシティに効いてくる。現在の陽電子源は高エネルギーの電子ビームを重金属標的に入射することで標的内の電磁カスケードシャワーを利用し、このシャワー中の対生成でできた陽電子を利用する。陽電子源からの陽電子生成量を増やすためには、入射電子ビームのエネルギー及び強度を上げ、陽電子収束系のアクセプタンスの向上を図ることである。しかしながら、入射電子ビームの強度やエネルギーをあげることは標的の熱負荷の増大から標的の破壊といった問題が発生する。この問題解決方法の一つとして、陽電子生成標的に単結晶を用いるものがある。電子ビームが結晶軸にほぼ平行に入射された場合、チャネリング放射や制動放射が干渉して起こるコヒーレント制動放射によって高強度の光子が生成される。

我々は単結晶を用いた陽電子源の開発のために、タングステン単結晶標的の実験を1997年に高エネルギー加速器研究機構(KEK)田無分室において1.2GeV電子ビームを利用して行い、1998年同分室1GeV電子ビーム、同年KEK BファクトリーLinacにおける3GeV電子ビームと、行って来た。2000年9月からは場所をKEKに移し、8GeV電子ビームを用いた実験を行い、タングステン単結晶標的を用いた場合の陽電子生成量の運動量依存や、標的の厚さ依存など測定を行った。それにより18mmの多結晶タングステンよりも陽電子生成率を約20~30%増大させ標的を薄くできる結果を得た。

2002年8月から私自身は実験に携わり、陽電子生成標的をタングステン単結晶からシリコン(2.55mm,9.9mm,29.9mm,48.15mm)及びダイヤモンド(4.57mm)に変更し、軽単結晶を用いた実験を行って来た。2次元スキャンを導入した2002年12月より結晶軸を簡便かつ正確に見つけることが出来るようになり、2003年9月にはダイヤモンド単結晶を用いて陽電子と電子の収集量の違いを測定した。また、2次元スキャンの導入によりダイヤモンド単結晶とシリコン単結晶が異なる特徴を示す結果を得ることが出来た。

これら測定により、ダイヤモンドで単結晶状態と多結晶状態での陽電子収量の比が20倍を超え、シリコンでも10倍強と今までの実験中で最大の値を得ることが出来た。ダイヤモンドやシリコンはタングステンに比べ高い結晶の効果を持つが、その物質量は少ないため多結晶タングステンと組み合わせた標的を使用してもシリコ

ン単結晶 48.15mm の場合で、陽電子収量が最大 10%程度増大にとどまった。しかし、ダイヤモンドの物質量や放射長を考えれば使用した標的は非常に薄く、ダイヤモンドを標的に使用することでより良好な結果が得られると期待出来る。単結晶による陽電子と電子の収量比への影響はダイヤモンドを用いた場合、多結晶状態でその比を計測した時とほぼ同様に、電子収量が陽電子収量を 30%程度上回るという結果を得た。加速器への高強度陽電子源の研究という目的とは少し異なる結果ではあるが、高エネルギー電子ビームを用いた単結晶からの陽電子の研究、及び結晶効果を取り入れたシミュレーションコードの基礎となる研究成果を報告する。

# 目次

<b>第1章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	高エネルギー加速器	1
1.2	既存の陽電子源と問題点	2
1.3	単結晶標的からの陽電子生成	4
1.3.1	チャネリング放射	4
1.3.2	コヒーレント制動放射	5
1.4	本実験における陽電子生成	5
1.5	これまでの実験結果	7
1.6	研究目的	8
<b>第2章</b>	<b>実験</b>	<b>9</b>
2.1	電子ビーム	10
2.2	陽電子生成系	12
2.2.1	単結晶標的	12
2.2.2	ゴニオメーター	15
2.2.3	Xステージ	15
2.3	検出系	16
2.3.1	スペクトロメーター	16
2.3.2	検出器	16
2.3.3	陽電子検出系のアクセプタンス	19
2.4	データ収集系	20
2.5	測定方法	21
2.5.1	標的からのデータ取得とバックグラウンド	21
2.5.2	電流値とバックグラウンド	24
<b>第3章</b>	<b>実験結果</b>	<b>25</b>
3.1	解析方法	25
3.2	単結晶標的のみの測定結果	26
3.2.1	単結晶における陽電子収量の角度依存性	26
3.2.2	Rocking Curve	27
3.2.3	Rocking Curve Peak Width	27
3.2.4	Enhancement	36
3.3	単結晶と多結晶タングステンとを組み合わせた測定	37

3.3.1	組み合わせ型標的での Enhancement . . . . .	37
3.3.2	陽電子生成率 . . . . .	39
3.4	ダイヤモンド単結晶での電子・陽電子の生成率 . . . . .	48
第 4 章	まとめと考察	50
第 5 章	今後の課題	52

# 目 次

1.1	加速器のエネルギー	2
1.2	次世代リニアコライダー	3
1.3	チャネリング放射とコヒーレント制動放射のイメージ	5
1.4	単結晶標的による陽電子生成法	6
1.5	ダイヤモンドの結晶構造	7
2.1	高エネルギー加速器研究機構と電子・陽電子線形加速器	10
2.2	実験セットアップの概念図	11
2.3	実験装置	11
2.4	単結晶標的の形状	13
2.5	単結晶標的を固定するアルミプレート	14
2.6	X ステージと標的ホルダー	14
2.7	ゴニオメーター	15
2.8	スペクトロメーター	17
2.9	チェレンコフ放射	18
2.10	陽電子検出器	19
2.11	回路図	21
2.12	ゴニオメーターの回転軸	22
2.13	バックグラウンドイメージ (2003)	24
2.14	ビーム電流モニター (2003)	24
3.1	ダイヤモンドにおける陽電子収量の角度依存性	26
3.2	シリコンにおける陽電子収量の角度依存性	26
3.3	シリコンのロッキングカーブ 1	28
3.4	シリコンのロッキングカーブ 2	29
3.5	シリコンのロッキングカーブ 3	30
3.6	シリコンのロッキングカーブ 4	31
3.7	ダイヤモンドのロッキングカーブ	32
3.8	電子生成でのロッキングカーブ	33
3.9	ロッキングカーブのピーク幅	35
3.10	ピーク幅の放射長依存性	36
3.11	エンハンスメント	38
3.12	エンハンスメントの放射長依存性	38

3.13 エンハンスメントの標的の放射長依存性 . . . . .	39
3.14 組み合わせ型標的の陽電子生成率 1 . . . . .	42
3.15 組み合わせ型標的の陽電子生成率 2 . . . . .	43
3.16 組み合わせ型標的の陽電子生成率 3 . . . . .	44
3.17 組み合わせ型標的の陽電子生成率 4 . . . . .	45
3.18 結晶効果の厚さ依存性 1 . . . . .	46
3.19 結晶効果の厚さ依存性 2 . . . . .	47
3.20 On-Axis と Off-Axis での電子・陽電子生成率 . . . . .	49

# 表 目 次

1.1	ダイヤモンドとシリコン	7
2.1	入射電子ビームのコンディション	12
2.2	単結晶標的一覧	13
2.3	陽電子の運動量と $\beta, \beta^2$	18
2.4	陽電子検出器のアクセプタンス	20
3.1	単結晶とピーク幅	34
3.2	単結晶と多重散乱による入射ビームの広がり	35
3.3	単結晶とエンハンスメント	36
3.4	単結晶による標的を最も薄くできる効果	41
3.5	ダイヤモンド単結晶標的での電子・陽電子収量の比	48
3.6	陽電子生成率	49



# 第1章 序論

## 1.1 高エネルギー加速器

現在、高エネルギー物理学を研究する上で、加速器は必要不可欠な装置である。中でも電子・陽電子衝突型加速器は衝突そのものが素過程であるため、ハドロン型衝突加速器と比べ、反応の始状態と終状態の量子数を明確に識別することが可能であり且つバックグラウンドも少ない為、標準模型の精密実験等に於いて大きな利点を持つ。

21世紀となった現在、標準模型を超える物理を目指すにはより高いエネルギーの加速器が必要となる。現在主流である円形加速器では、加速された荷電粒子が起こすシンクロトロン放射によるビームのエネルギー損失が、加速器のエネルギーを容易には上げることが出来ない大きな原因となっている。一つの荷電粒子が円軌道を一周する際にシンクロトロン放射によって失うエネルギー  $E_{loss}$  は

$$E_{loss} = \frac{4\pi}{3} \frac{E^4}{(m_0c^2)^3} \frac{r_e}{R} \quad (1.1)$$

- $E_{loss}$  : 荷電粒子のエネルギー
- $m_0c^2$  : 荷電粒子の質量
- $r_e$  : 古典電子半径
- $R$  : 円形加速器の曲率半径

与えられる。式 (1.1) の様にシンクロトロン放射によるエネルギー損失はビームエネルギーの4乗、荷電粒子の質量の $-3$ 乗、曲率半径の $-1$ 乗に比例する。よって、円形加速器でビームエネルギーを上げようとした場合には巨大な曲率半径を持つ加速器を作り、シンクロトロン放射によるエネルギー損失よりも莫大なエネルギーを加速器に供給する必要がある、これは技術的にも経済的にも現実的ではない。

このような問題を克服できる電子・陽電子衝突型加速器としてシンクロトロン放射の起こらない線形衝突型加速器、リニアコライダーが考え出された。線形加速器では、曲率半径は無窮大であり、シンクロトロン放射によるエネルギー損失をゼロに抑えることが出来る。次世代の300GeV~1TeVの領域のリニアコライダー計画として、GLC (Globe Liner Collider; KEK)、NLC (Next Liner Collider; SLAC)、TESLA (TeV Superconducting Liner Accelerator; DESY)、CLIC (Compact Liner Collider; CERN) などがある。

円形加速器では電子・陽電子の蓄積が可能であるため、粒子源からの1ショット毎の粒子数が少なくとも、時間をかけることでルミノシティを大きくすることがで

きる。線形加速器の場合では1回の衝突でビームは捨てられてしまうため、1ショット毎に十分な強度のビームを供給する必要がある。

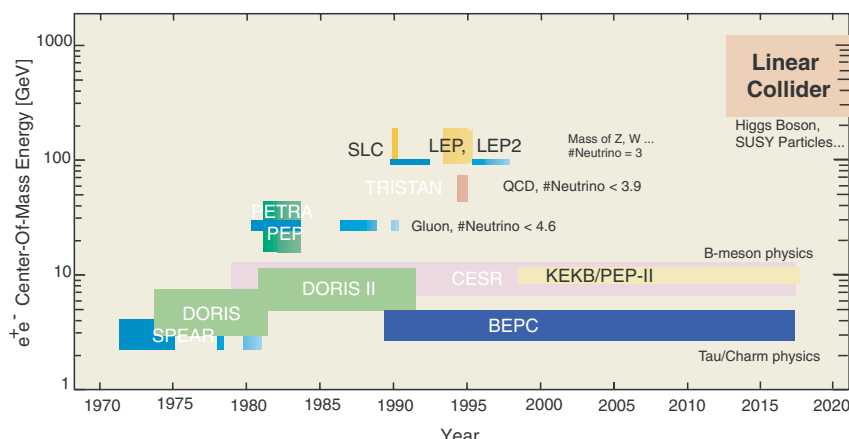


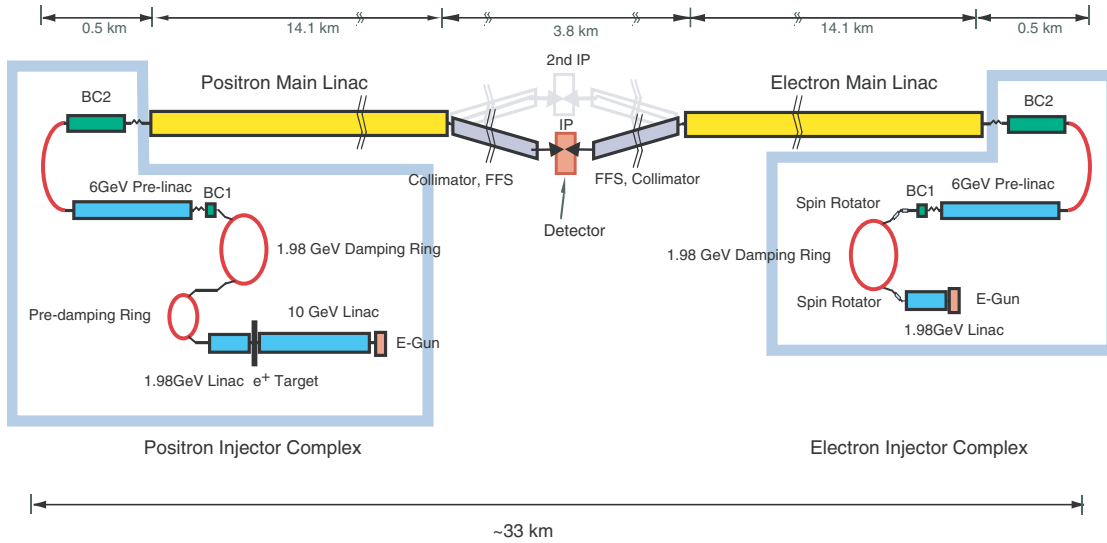
図 1.1: 電子・陽電子衝突型加速器のエネルギー。重心系での全エネルギーで示されている。(出典 文献 [1])

## 1.2 既存の陽電子源と問題点

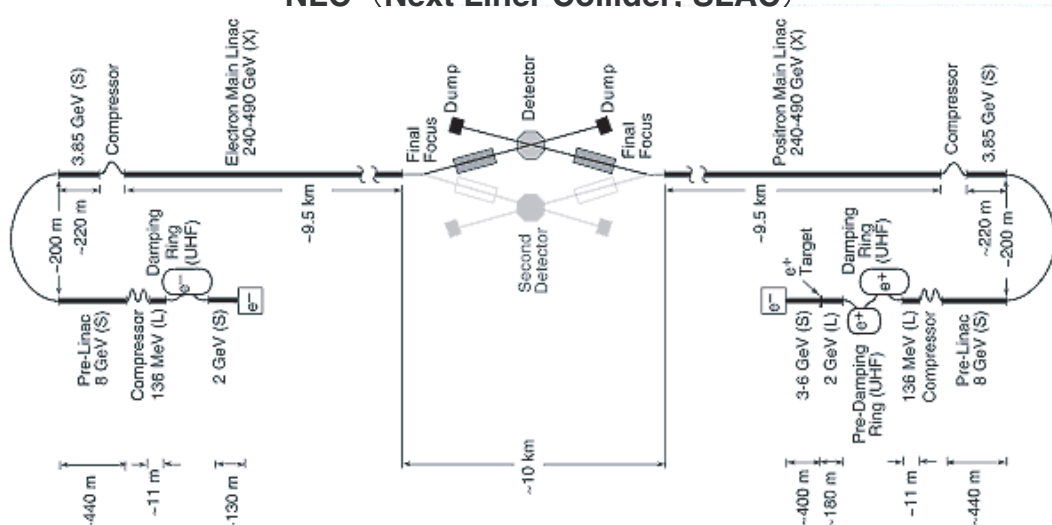
陽電子を作り出す素過程で代表的なものは光子 ( $\gamma$  線) からの電子・陽電子対生成である。電子・陽電子対生成の全断面積は光子が通過する物質の原子番号を  $Z$  したとき  $Z^2$  に比例する。よってタングステン等の  $Z$  の大きい重金属物質中では電子・陽電子対生成の全断面積は増大する。エネルギーが十分大きい電子または  $\gamma$  線が物質に入射すると、電子の制動放射による  $\gamma$  線の生成、 $\gamma$  線による対生成の過程がくりかえされることにより多数個の電子及び陽電子と光子を増殖する電磁カスケードシャワー現象が起こる。電磁カスケードシャワーはエネルギー数百 MeV 以上の電子や  $\gamma$  線が物質中に入射した場合、ほぼ  $1X_0$  (放射長) 程度の深さからシャワーが始まり、入射粒子のエネルギーに応じて  $3X_0 \sim 7X_0$  あたりで電子と陽電子の数が最大となり、さらにその 4~5 倍の深さに達すると消えてしまう。ここで  $1X_0$  とは入射した荷電粒子が最初に持っていたエネルギーを  $1/e$  に減少する迄に物質中を進む距離であり、通過する物質に固有の物理量である。

一般に加速器の陽電子源には多結晶重金属に電子ビームを入射し、そのときに起こる電磁カスケードシャワー中で対生成された陽電子を後方のソレノイドコイルで収束させるといった方法を用いる。この方法でより高強度の陽電子を得るためには、陽電子収束系のアクセプタンスの向上を図り、入射電子ビームの強度やエネルギーを上げていく方法が考えられる。しかし、入射電子ビームの強度及びエネルギーを上げることによって、標的内で発熱量が増大し、生成可能な陽電子数の制限や熱負荷による標的の破壊、放射線損傷による標的の劣化、といった問題が無視できなくなる。

## GLC (Global Linear Collider; KEK)



## NLC (Next Liner Collider: SLAC)



## TESLA (TeV Superconducting Liner Accelerator; DESY)

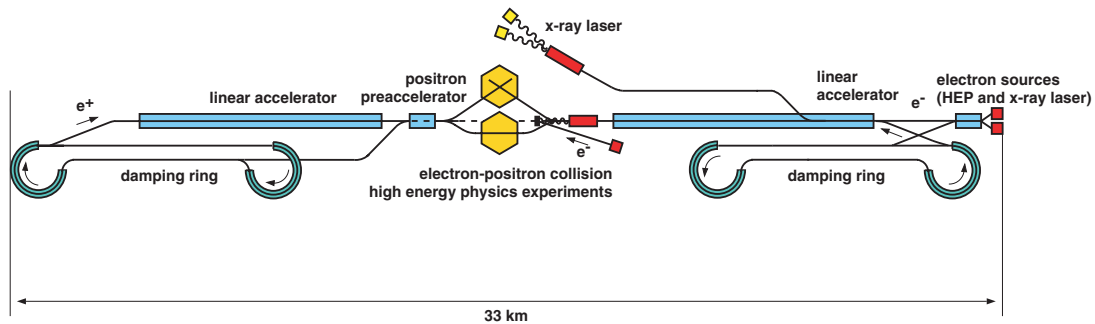


図 1.2: 次世代リニアコライダー (出典 文献 [1][2][3])

これらの問題点を回避し且つ大強度の陽電子を得る手段として、陽電子生成用標的として用いる多結晶重金属の代わり、単結晶標的を使用する方法がある。これは単結晶が持つ周期的な結晶電場と電子・光子の相互作用を利用し、陽電子生成率の向上を図るというものである。次節に単結晶が持つ特徴的な物理過程について述べる。

## 1.3 単結晶標的からの陽電子生成

単結晶は単一の結晶粒から構成され、多結晶とは異なり結晶粒界からの影響を受けることなく結晶方位性を示す特徴がある。単結晶に電子ビームを打ち込んだ場合、ある条件が満たされると通常の制動放射以外にチャネリング放射やコヒーレント制動放射と言った単結晶特有の現象が起きる。

### 1.3.1 チャネリング放射

単結晶の結晶軸、又は結晶面にほぼ平行に電子が入射した場合、その電子は結晶の原子列によって形成される強力な磁場によって捕らえられ、その結晶軸（面）に沿って進んでいき、透過率がいちじるしく大きくなる現象が起こり、これをチャネリング（Channeling）現象という。結晶軸に束縛されるものを軸チャネリングと言い、結晶面に束縛されるものを面チャネリングと言う。高速な運動をする電子の場合、結晶軸にほぼ平行に入射した電子は結晶原子核のポテンシャルを各々区別することなく一本の紐状ポテンシャルとみなし、結晶軸の周りを螺旋運動しながら進んでいく。螺旋運動は加速度運動であり、電子は電荷を持つため干渉性のある  $\gamma$  線を放出する。これをチャネリング放射（Channeling Radiation）といい、電子の進行方向と角度  $\theta$  をなす方向で観測される  $\gamma$  線のエネルギー  $E_\gamma$  と  $\theta$  との間には

$$E_\gamma = \frac{\hbar n \omega_0}{1 - \beta \cos \theta} \simeq \frac{2\gamma^2 \hbar n \omega_0}{1 + \gamma^2 \theta^2} \quad \gamma \gg 1, \theta \ll 1 \quad (1.2)$$

の関係がある。ただし、 $\omega_0$  は実験室系でのチャネリング電子の角振動数、 $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 、 $\beta = \frac{v}{c}$ 、 $n = 1, 2, \dots$  である。チャネリングは原子核の周りに存在する電子や、原子核の熱振動によってチャネリング電子が散乱するまで続く。このような散乱によってチャネリングが終わることをデチャネリングと呼ぶ。軸チャネリングが起こるためには電子ビームと結晶軸がほぼ平行でなければならない。この際になす角は臨界角以下でなければならない、この臨界角  $\psi_L$  は Lindhard によって求められていて Lindhard 角と呼ばれ、以下のような式で表される。

$$\psi_L = \sqrt{\frac{4Ze^2}{Ed}} \quad (1.3)$$

- $Z$  : 原子番号
- $e$  : 素電荷
- $d$  : 結晶内の原子間距離
- $E$  : 入射電子ビームのエネルギー

### 1.3.2 コヒーレント制動放射

相対論的な運動をする電子が結晶軸や結晶面に対して  $\psi_L$  よりも大きな角度  $\phi$  で入射した場合、入射電子のエネルギーが十分大きければ制動放射による  $\gamma$  線はほぼ前方に発生し、その  $\gamma$  線のエネルギーが入射電子のエネルギーに比べて小さければ、入射電子は速度をほぼ保ったまま運動し続ける。この際、ある列での原子との相互作用によって制動放射を起こした電子と放射された  $\gamma$  線は殆ど同じ軌道を通り、他の列の原子や原子面で同様に制動放射を起こす。これらは結晶の周期性によって干渉し強められ、チャネリング放射と同様に電子の進行方向に高強度の放射が起こる。これをコヒーレント制動放射 (Coherent Bremsstrahlung) と言う。相対論的な運動をする電子がある原子列の原子と相互作用をして制動放射を起こした後、放射した  $\gamma$  線との間で次の原子列に到達するまでに

$$\Delta t = \frac{d}{\sin \phi} \left( \frac{1}{v} - \frac{1}{c} \right) = \frac{d}{c \sin \phi} \left( \frac{1 - \beta}{\beta} \right) \quad (1.4)$$

$\beta = \frac{v}{c}$ 、 $d$  は原子間距離

の時間のズレが生じる。このズレが式 (1.6) を満たし、 $\gamma$  線の周期の整数倍となった時に発生した  $\gamma$  線同士は同位相となり、ブラッグ反射のように干渉が起こる。

$$\Delta t = \frac{nh}{E_\gamma} = \frac{d}{c \sin \phi} \left( \frac{1 - \beta}{\beta} \right) \simeq \frac{d}{c\phi} \frac{1}{2\gamma^2} \quad (1.5)$$

$$\Rightarrow \phi \simeq \frac{dE_\gamma}{2nhc\gamma^2} \quad (1.6)$$

$$n = 1, 2, \dots, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

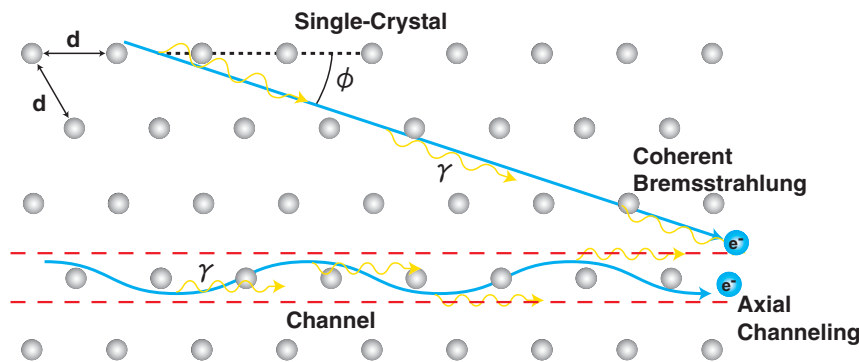
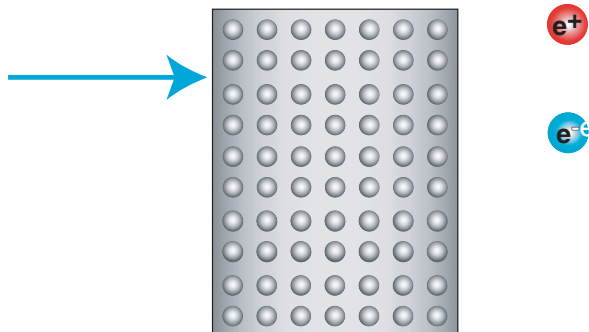


図 1.3: チャネリング放射とコヒーレント制動放射のイメージ

## 1.4 本実験における陽電子生成

単結晶標的を用いて陽電子を生成する方法には二通りある。図 1.4 の (a) のように比較的厚めの単結晶を用意し、チャネリング放射やコヒーレント制動放射等によ

る  $\gamma$  線の放射とその  $\gamma$  線が起こす対生成を一つの単結晶内で起こさせる方法である。一方、図 1.4 の (b) にあるように、前方に置いた薄い単結晶で主に  $\gamma$  線の放射を起こさせ、後方の多結晶標的に対生成を起こさせる方法である。以降、前者 (a) を『単結晶標的』、後者 (b) を『組み合わせ型標的』と呼ぶこととする。



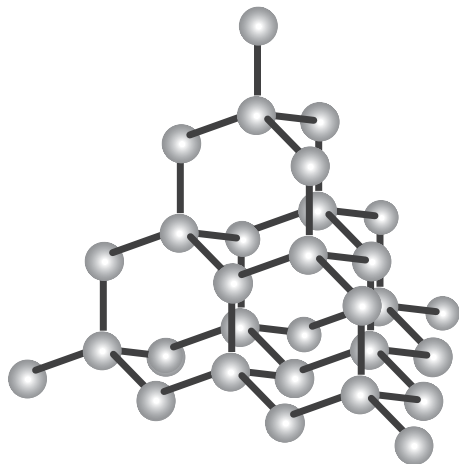


図 1.5: ダイヤモンドの結晶構造

を使用している。

	ダイヤモンド	シリコン	タングステン
原子番号 (Z)	6	14	74
最短原子間距離 (Å)	1.54	2.35	2.74
放射長 $1X_0$ (mm)	123	93.6	3.5 (多結晶)

表 1.1: ダイヤモンドとシリコン

本実験で使用したダイヤモンドとシリコンの特徴を 1.1 に整理した。タングステンと比較してダイヤモンドやシリコンの放射長は原子番号  $Z$  が小さいため非常に長い。

## 1.5 これまでの実験結果

これまで我々は、高エネルギー加速器研究機構田無分室の電子シンクロトロン (ES) と、KEK-B ファクトリー電子ビームリニアックを利用して、単結晶を用いた陽電子生成のための基礎実験を以下に示すように行ってきた。

1. 1997 年 3 月、KEK 田無分室に於いて 1.2GeV 電子ビームを 1.2mm 厚タングステン単結晶に入射し、陽電子の運動量分布、角度分布を測定した。2.5 ~ 3 のエンハンスメント<sup>1</sup>を測定。
2. 1998 年 4 月、KEK-B Linac に於いて 3GeV 電子ビームを用いて 1.7mm 厚タングステン単結晶と 7mm 多結晶タングステンと組み合わせ型標的を測定した。1.4 のエンハンスメントを測定。

<sup>1</sup>節 3.2.4 参照

3. 1998年11月、KEK 田無分室に於いて1GeV電子ビームを用いて0.4mm,1.2mm,2.2mmのタングステン単結晶、0.36mm,5.0mm厚のガリウムヒ素、1.1mm厚ダイヤモンドでの測定を行った。2~2.5のエンハンスメントを測定。
  4. 1999年5月、KEK 田無分室に於いて電子ビームのエネルギーを600MeV,800MeV,1GeVと変化させ、1.2mm厚タングステン単結晶及び0.5mm厚ガリウムヒ素を用いて、入射電子ビームのエネルギーが陽電子生成率に与える影響を測定した。エンハンスメントが入射電子ビームエネルギーの増加に伴い、1.6から2へと変化する結果を得た。
  5. 2000年9月、KEK-B Linac に於いて8GeV電子ビームを用いて2.2mm厚タングステン単結晶標的と5mm,10mm厚の多結晶タングステンとの組み合わせ標的での測定を行った。
  6. 2001年4月、KEK-B Linac に於いて8GeV電子ビームを用いて2.2mm,9mm厚のタングステン単結晶標的と、9mm厚タングステン単結晶と5mm,10mm厚の多結晶タングステンとの組み合わせ標的での測定を行った。
  7. 2001年9月、KEK-B Linac に於いて8GeV電子ビームを用いて2.2mm,5.3mm,9mm厚のタングステン単結晶標的と、Xステージによる多結晶タングステンの陽電子収量の測定を行った。
- ⇒2000年以降の実験より2~6.5のエンハンスメントを測定。  
9mm厚タングステン単結晶で18mm厚多結晶タングステンの陽電子収量よりも30%増大。

## 1.6 研究目的

過去の実験では重金属であるタングステンを中心に陽電子生成実験を行ってきた。タングステンでは単結晶のチャネリング放射やコヒーレント制動放射だけでなく、その原子番号の大きさ故に電磁カスケードシャワーが多結晶タングステンと同様に起こりより高強度の陽電子が生成できるためである。ここで今までと視点を変えて単結晶を純粋に $\gamma$ 線の生成に利用することを考えた。ダイヤモンドやシリコンと言った軽金属ではタングステンの様な電磁カスケードシャワーの効果は期待できないが、タングステン単結晶に比べて結晶としての性質が優れているため、効率よく $\gamma$ 線を生成することに期待が持てる。本研究の目的は、シリコン及びダイヤモンド単結晶を用いた場合に、陽電子生成率等の物理量に結晶としての性質の効果がどのように影響するのかや、組み合わせ型標的において軽単結晶標的から放射された $\gamma$ 線が効率良く陽電子に変換されるには、後段の多結晶の厚さはどの程度必要なのかと言ったことを実験で検証することである。また、本研究結果は結晶の効果を取り込んだシミュレーションコードに対し重要な基礎となる。



## 第2章 実験

本実験は茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の電子・陽電子線形加速器 (KEK Linac) のビームスイッチヤードに設けられたテストビームラインに於いて、計3回の実験を行った。それぞれの実験の内容と実験に使用した単結晶標的を以下に示す。

- 2002年8月
  - － 単結晶標的
    - \* 2.55mm 厚シリコン
    - \* 29.9mm 厚シリコン
    - \* 48.15mm 厚シリコン
    - \* 4.57mm 厚ダイヤモンド
  - － 測定
    - \* 単結晶を用いた場合の陽電子収量の変化
    - \* 多結晶タングステンと組み合わせた標的の効果
- 2002年12月
  - － 単結晶標的
    - \* 9.9mm 厚シリコン
    - \* 29.9mm 厚シリコン
    - \* 48.15mm 厚シリコン
    - \* 4.57mm 厚ダイヤモンド
  - － 測定
    - \* 水平方向と垂直方向の両角度を変化させ、陽電子収量の角度依存性を測定 (節 3.2.1 参照)
    - \* 単結晶を用い陽電子収集量についてより精度良く測定
- 2003年9月
  - － 単結晶標的
    - \* 4.57mm 厚ダイヤモンド

## － 測定

- \* 入射電子ビームのカレントモニタのペDESTALを実験と同時に測定
- \* ダイヤモンドによる陽電子収量のより精密な測定
- \* 単結晶による電子・陽電子収集量の変化

この章では単結晶標的、入射電子ビーム、陽電子生成系、検出計、データ収集計といった実験セットアップについて以下の節で述べていく。図 2.2 は実験装置を模式化して示したものである。図 2.3 に実際に使用した実験装置を載せた。右側のパイプから中心のゴニオメーター（標的）に向かって8GeV 電子ビームが入射される。

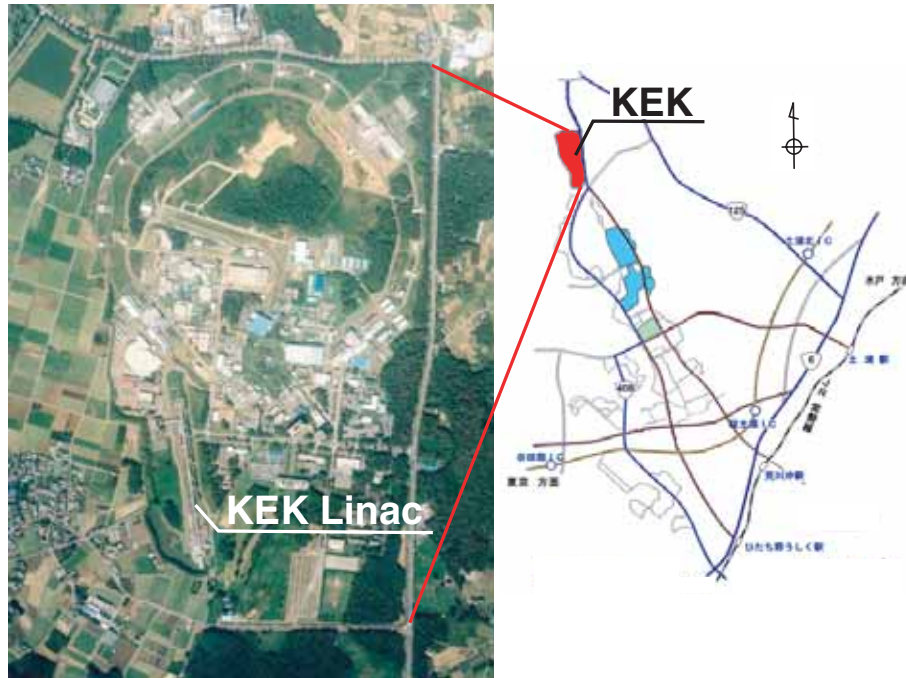


図 2.1: 高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と電子・陽電子線形加速器 (KEK Linac)

## 2.1 電子ビーム

線形加速器 (Linac) では、一連の円筒形の加速空洞に導波管または空洞共振器を利用し、高周波発信器 (クライストロン) からの高周波電圧を加えることによって電極と電極の間のギャップの電場を発生させ、空洞内を通過する荷電粒子を加速する。荷電粒子がギャップから次のギャップに達するまでの時間を高周波の半周期になるように電極の長さを選ぶと、ギャップでの電場の向きを常に粒子を加速させるようにすることができる。この結果、電子ビームは不連続の束 (バンチ) に収束される。本実験ではバンチ幅 9ps 中に  $10^9$  個の電子が凝縮した、極短バンチの電子ビームを用いて実験を行った。また、入射電子ビームバンチの繰り返しは 25Hz で実験を行った。

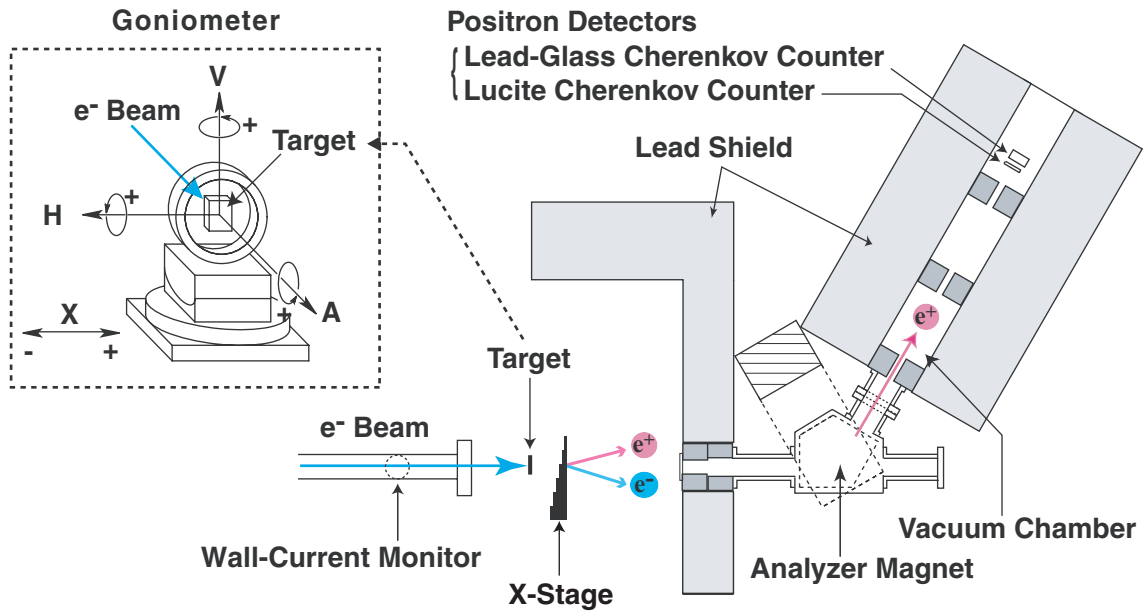


図 2.2: 実験セットアップの概念図

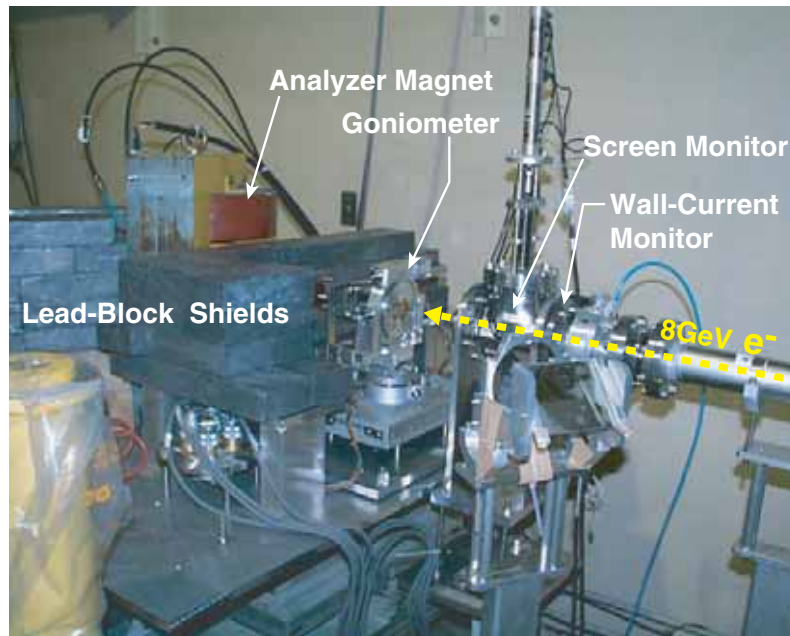


図 2.3: 実験装置

8GeV に加速されテストビームラインに到達した電子ビームはビーム窓 (30 $\mu$ m 厚ステンレス SUS304) を通して大気中に放たれ、ゴニオメーターに搭載された標的に照射される。ビーム窓での多重散乱は 8GeV 電子ビームの広がりを考慮して 60 ~ 70 $\mu$ rad 程度であり、これは 8GeV のエネルギーを持った電子がダイヤモンドに入射する場合の Lindhard 角  $\psi_L = 170\mu$ rad よりも小さい。ビームの形状と位置、標的ホルダー表面に用意した蛍光板をモニターで目視して確認した後、ビームを入射ながら陽電子の収量が最大または標的の中心になるようにビームを  $x, y$  方向にふって位置を微調整した。表 2.1 に三回の実験でのビームコンディションをまとめる。

入射電子ビームのパラメータ		2002 年 8 月	2002 年 12 月	2003 年 9 月
エネルギー	GeV	8	8	8
強度	nC/bunch	0.16	0.12	0.11
繰り返し	Hz	25	25	25
バンチ幅 (FWHM)	ps	9	10	10
ビームサイズ (FWHM)	$\phi$ mm	0.2	1.5	2.0
エミッタンス: $\epsilon_x$	$\pi$ mm $\cdot$ mrad	359	138	423
エミッタンス: $\epsilon_y$	$\pi$ mm $\cdot$ mrad	364	278	546

表 2.1: 入射電子ビームのコンディション

## 2.2 陽電子生成系

### 2.2.1 単結晶標的

実験に使用した単結晶の材質はダイヤモンド及びシリコンである。ダイヤモンドは天然の石を使用している。実験に使用したダイヤモンドは 4.57mm の一種類、シリコンは 2.55mm, 9.9mm, 29.9mm, 48.25mm の四種類である。ダイヤモンド単結晶の放射長は  $1X_0=123$ mm、シリコン単結晶は  $1X_0=93.6$ mm である<sup>1</sup>。使用する結晶軸はダイヤモンド、シリコン共に  $\langle 110 \rangle$  である。 $\langle 110 \rangle$  が結晶の軸ポテンシャルが一番大きくなる訳ではなく、調達した単結晶の形状による。表 2.2 に以上をまとめる。図 2.4 はそれぞれの単結晶標的の形状である。

これら単結晶標的は穴の開いた 0.4mm 厚のアルミプレート (図 2.5) に取り付けられる。アルミプレートには二つの穴が開いており、両方共にカプトン (50.8 $\mu$ m 厚) が張られている。中心の円形の穴に単結晶標的を接着剤で貼り付け、他方の穴は標的なしでのバックグラウンド等の測定に用いる。29.9mm, 48.15mm などの長いシリコン単結晶を接着剤で貼り付けても、実験中に自重で角度が変わってしまう恐れがあるため、幅 15mm 程度の L 字型金具を使用してアルミプレートに固定した。単結晶標的を取り付けたアルミプレートは図 2.6 の標的ホルダーにネジ留めされ、後述の

<sup>1</sup> タングステンの放射長は  $1X_0=3.5$ mm

Material	Diamond	Silicon				<i>cf.</i> Tungsten
Thickness	4.57	2.55	9.9	29.9	48.15	5.3
放射長 ( $X_0$ )	0.0372	0.272	0.106	0.319	0.514	1.51
Orientation	$\langle 110 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 111 \rangle$
$\psi_L$ (mrad)	0.17	0.21				0.43
Mosaicity (mrad)	0.04	no measured				0.5

表 2.2: 単結晶標的一覧

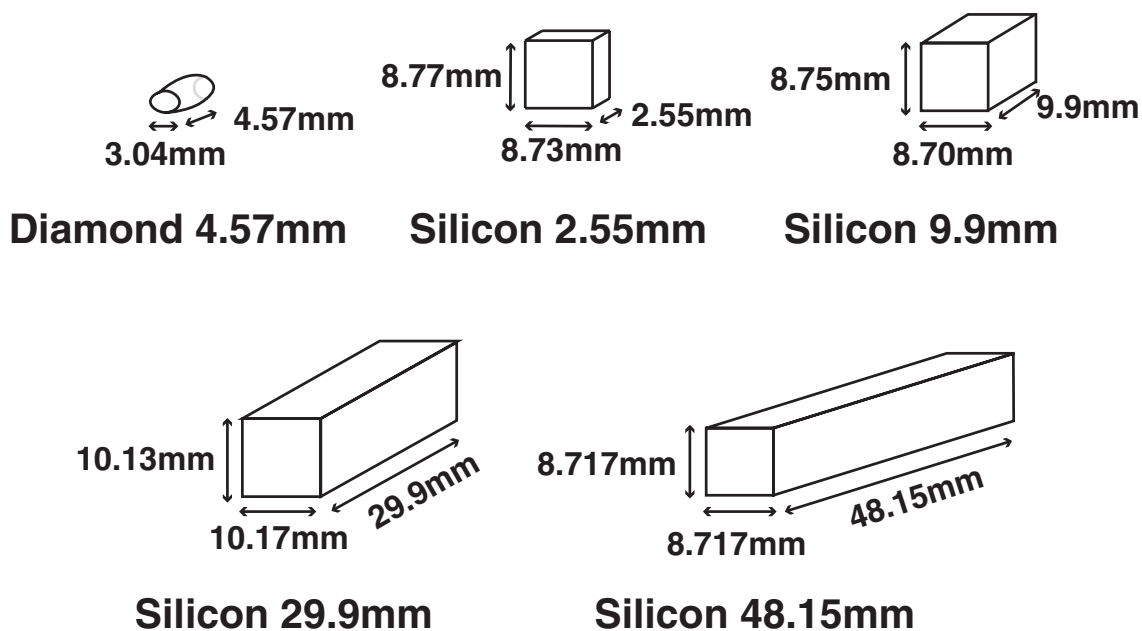


図 2.4: 単結晶標的の形状

ゴニオメーターに搭載される。標的ホルダーの電子ビームの入射側にはアルミナ蛍光板 (Demarquest,  $Al_2O_3$ 99.5%  $CrO_3$ 0.5%) が貼り付けられており、電子ビームの位置や形を TV モニターで直接確認できるようになっている。

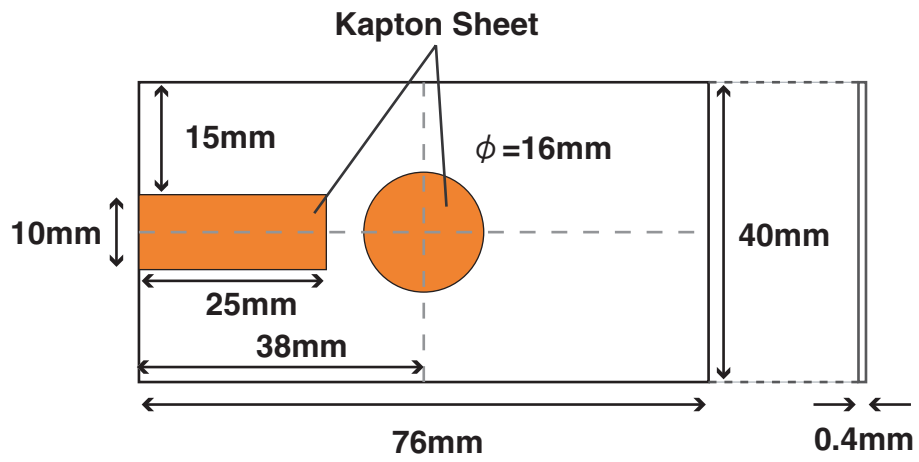


図 2.5: 単結晶標的を固定するアルミプレート

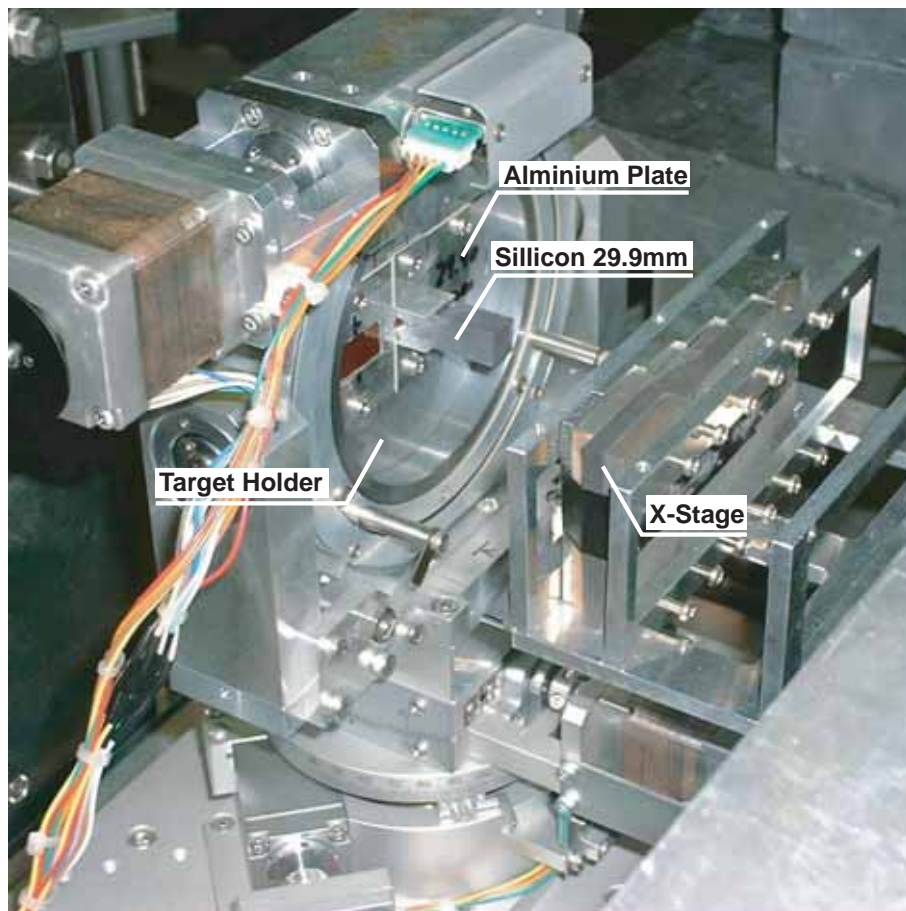


図 2.6: X ステージと標的ホルダー

## 2.2.2 ゴニオメーター

ゴニオメーターは4軸のパルスモーターによって動作し、ビームの照射される標的から離れたコントロールルームからPCを使って制御することが可能である。ゴニオメーターはX軸方向に0.001mm/step, V軸0.035mrad/step, H軸0.010mrad/step, A軸は0.013mrad/stepの精度で標的の位置と角度を変化させることが出来る。ただし、2002～2003年の実験に於いてA軸を使用した実験は行っていない。

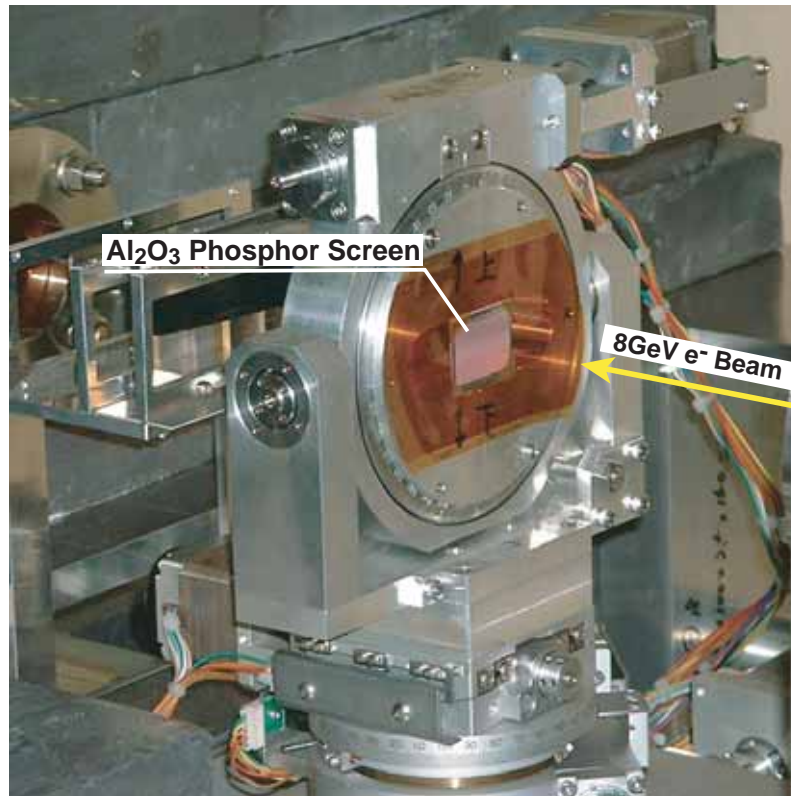


図 2.7: ゴニオメーター

## 2.2.3 Xステージ

ゴニオメーターの後方にはX軸方向にスライド可能なXステージが設置されている(図2.6参照)。Xステージには3mm～18mmまでの3mm毎に厚さが変化する多結晶タングステンがマウントされている。Xステージはゴニオメーターと同様にX軸方向に0.001mm/stepの精度でタングステン多結晶を動かすことが可能である。それぞれの厚さの多結晶タングステンは15mmの幅を持ち、8GeV電子ビームが入射して出来る電磁カスケードシャワーの広がりを十分に収めることが出来るように設計されている。タングステン多結晶を設置していない箇所が用意されており、通常はその位置にXステージをセットしておき、単結晶標的のみの実験データを取得する。Xステージは単結晶と組み合わせて電子・陽電子収量を計測する際に、入射電

子ビームを停止させることなく連続的にデータを取得出来る利点がある。また、時期や条件が異なる測定結果を解析する際にリファレンスとして使用することが可能である。

## 2.3 検出系

### 2.3.1 スペクトロメーター

検出系はスペクトロメーターと二つの検出器から構成されている。陽電子生成部の後方に、標的から放たれた陽電子の角度広がりを絞る為のコリメーターと、陽電子（または電子）だけを選別し目的の運動量を持った荷電粒子のみを取り出す荷電粒子用電磁石（Analyzer Magnet 以下分析電磁石）があり、これらによってスペクトロメーターとして機能する。分析電磁石は磁場を 0.9 ~ 5.2kG の範囲で変化させることによって、荷電粒子にローレンツ力を加え、5 ~ 30MeV/c の運動量範囲の粒子を選択することが可能である。本実験では基本的に陽電子を選別して測定を行ったが、2003年9月の実験では電子収量の測定も行った。この際に分析電磁石に流す電流の向きを逆にすることで、電子のみの選別と目的の運動量をもった電子の取り出しをした。逆電流を流した際の荷電粒子用電磁石の磁場の強さの誤差は1%以下である。

スペクトロメーター前方にある標的で生成され放たれた陽電子は直径  $\phi=30\text{mm}$  と  $\phi=40\text{mm}$  のコリメーターを通過した後、分析電磁石によってビーム軸から 60 度軌道を曲げられる。さらに直径  $\phi=20\text{mm}$  のコリメーターを3つ通過することで角度広がりが絞られ、運動量が選択されて検出器に到達する。図 2.8 にスペクトロメーターの外観を示す。

### 2.3.2 検出器

物質中では、荷電粒子が一様な運動をするときでも、その速さが物質中の光の速度より大きい場合にはチェレンコフ放射が起きる。つまり、物質中での荷電粒子の速さが  $v$  である時、次の式が成り立てばチェレンコフ光は放射される。

$$v > \frac{c}{n} \quad (2.1)$$

$n$  は物質の屈折率である。一方、 $\beta = v/c$  とし、荷電粒子の質量を  $m$ 、運動量を  $P$  とすると

$$P = \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (2.2)$$

の関係式が成り立つ。ここで陽電子の質量を  $511(\text{keV}/c^2)$  とし、運動量を  $20\text{MeV}/c$  とすると  $\beta \simeq 1$  となる。この結果と、ルーサイトと鉛ガラスの屈折率  $n=1.5, 1.7$  を用いると式 (2.1) は満たされ、MeV/c オーダーの運動量を持った電子や陽電子はルーサイトや鉛ガラス中でチェレンコフ光を放射することが分かる。チェレンコフ光の



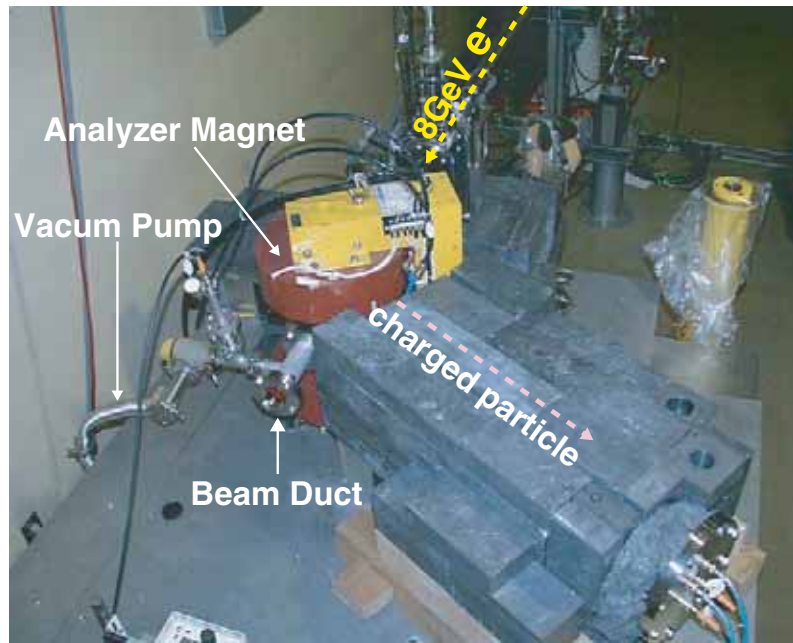


図 2.8: スペクトロメーター

放射方向は図 2.9 の様に物質中を通過する荷電粒子の速度に依存し、その進行方向に対する放射角  $\theta$  は

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (2.3)$$

で表すことが出来る。このとき発生するチェレンコフ光の光子数  $N_c$  は

$$N_c = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{2\pi z^2 e^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) d\nu \quad (2.4)$$

で計算することが出来る。 $ze$  は通過する荷電粒子の電荷である。式 (2.4) を見ると通過する物質が同一の物である場合、ある振動数範囲のチェレンコフ光の光子数  $N_c$  は  $\beta$  のみに依存する。ここで、荷電粒子を陽電子とし、 $10 \sim 30 \text{ MeV}/c$  の運動量を持っていたと仮定する。運動量と  $\beta$ 、 $\beta^2$  の関係をまとめた表 2.3 を参照すると、 $10 \text{ MeV}/c$  と  $30 \text{ MeV}/c$  の運動量の場合が  $\beta^2$  の違いは 1% 未満であり、光子数  $N_c$  に与える影響は無視できる。以上より光速に近い速さを持った荷電粒子の検出をする場合にはチェレンコフ放射を利用したチェレンコフカウンタが適している。

本実験では陽電子検出器はルーサイトと鉛ガラスを光電子増倍管と組み合わせた二種類のチェレンコフカウンタを使用しており、チェレンコフカウンタに使用した光電子増倍管の時間分解能は半値幅 (FWHM) で約  $230 \text{ ps}$  である。KEK Linac を利用した本実験では入射電子ビームのバンチ幅が  $10 \text{ ps}$  と極めて短いため、標的から放出される陽電子も同様に極短のバンチとなって検出器へ到達する。よって、検出器では陽電子の個数を測定することは出来ないが、その積分値をチェレンコフカウンタのパルス波高として測定することが出来る。ルーサイトチェレンコフカウンタのパルス幅は半値幅で約  $7 \text{ ns}$ 、鉛ガラスチェレンコフカウンタでは約  $8 \text{ ns}$  と非常に短

Pe <sup>+</sup> (MeV/c)	$\beta$	$\beta^2$
5	0.9948	0.9897
10	0.9987	0.9974
15	0.9994	0.9988
20	0.9997	0.9993
25	0.9998	0.9996
30	0.9999	0.9997

表 2.3: 陽電子の運動量と  $\beta, \beta^2$

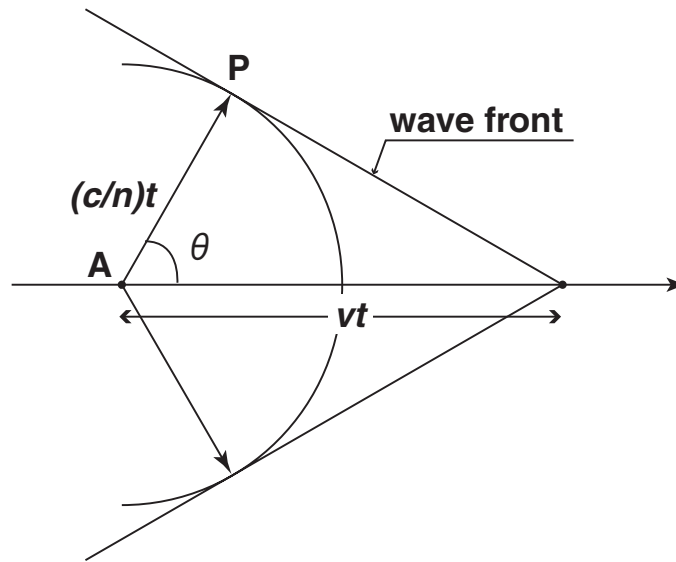


図 2.9: チェレンコフ放射

いパルスのデータが測定される。本実験で使用しているチェレンコフカウンタの問題点はチェレンコフカウンタに使用している光電子増倍管のダイナミックレンジが狭いため、陽電子の運動量や標的の種類によって検出器にかける電圧 (HV) を変えなければならないことである。例えば、測定する陽電子の運動量に 10MeV/c 選ぶと S/N 比が悪くなるので電圧を上げるが、同じ電圧で運動量 30MeV/c の陽電子を測定するとサチュレーションしてしまうため、電圧を下げなければいけなくなる。電圧を変化させるとデータ間の絶対値が変わってしまうため容易に比較できなくなってしまう<sup>2</sup>。

コリメーターと陽電子検出器は真空チェンバー内に設置され、 $10^{-1}Pa$  程度の真空で測定が可能である。これにより低運動量の陽電子が空気と散乱されることがなくなり、低運動量域の陽電子の測定も効率よく行うことが出来る。図 2.10 に陽電子検

<sup>2</sup>本論文では X-Stage を利用して比較している。ダイナミックレンジの広いフォトダイオードを使った検出器も試作したが今のところ上手く動作していない。本研究では用いなかったがこの問題は  $G = AV^\alpha$  で fit することにより電圧 vs ゲインをあらかじめ修正しておくことで解決できる。



図 2.10: 陽電子検出器

出器の様子を示す。分析電磁石で選別された陽電子は図 2.10 の左側から検出器に入射される。

### 2.3.3 陽電子検出系のアクセプタンス

分析電磁石の磁場の強さやコリメーター、真空度などスペクトロメーターの特性をある条件に設定すると、陽電子の検出可能な放射角度と運動量の広がり幾何学的に決まる。放射角度と運動量には相関があるため、立体角と運動量幅の積  $\delta\Omega \cdot \delta P$  で表したものをスペクトロメーターのアクセプタンスと定義する。ここで、アクセプタンスの単位は  $[(\text{MeV}/c) \cdot \text{sr}]$  となる。検出器から取得されるデータにはアクセプタンスが含まれているので、条件を異にする実験データ同士で比較する場合にはアクセプタンスの分を考慮しなければならない。

標的から陽電子が一定の運動量を持って全方位に一様に放射された仮定すると、放出された陽電子の内、検出された粒子の数はその検出系の放射角度に対するアクセプタンスに対応する。 $N_0$  個の陽電子が放射されたとして、 $N_1$  個が検出出来たとすると、この検出系の放射角度のアクセプタンス  $\delta\Omega$  は、

$$\frac{N_0}{4\pi} = \frac{N_1}{\delta\Omega}, \quad \delta\Omega = 4\pi \frac{N_1}{N_0} \quad (2.5)$$

と表すことが出来る。陽電子が放出された角度は全方位でなくとも  $\delta\Omega$  を十分に含む領域であれば同様の結果を得ることが可能であるので、運動量が一定で放出角度範囲  $\Delta\Omega (\supset \delta\Omega)$  の条件で  $N_2$  個の陽電子が放出されたとすると、

$$\frac{N_2}{\Delta\Omega} = \frac{N_1}{\delta\Omega}, \quad \delta\Omega = \Delta\Omega \frac{N_1}{N_0} \quad (2.6)$$

と示すことができ、この関係式から放射角度のアクセプタンスを見積もることが出来る。前述したように本実験のスペクトロメーターのアクセプタンスには放射角度と

運動量に相関があるため、運動量についても同様にアクセプタンスを求める必要がある。標的から運動量を  $\Delta P$  の範囲、放射角度を  $\Delta\Omega$  の範囲で一様に、 $N_0$  個の陽電子が放射され、 $N_1$  個の陽電子が検出器まで辿り着いたとするとスペクトロメータのアクセプタンスは、

$$\frac{N_0}{\Delta P \Delta\Omega} = \frac{N_1}{\delta P \delta\Omega}, \quad \delta P \delta\Omega = \Delta P \Delta\Omega \frac{N_1}{N_0} \quad (2.7)$$

と計算することが出来る。

以上の結果から我々の実験セットアップと収集する陽電子にあった分析電磁石の磁場の強度を GEANT3 に取り込み、シミュレーションを用いてアクセプタンスの見積もりを行った。GEANT3 では光電効果、対生成、コンプトン散乱、電子及び陽電子についての多重散乱、制動放射、バーバー散乱などの物理過程が考慮される<sup>3</sup>。シミュレーションでは入射電子ビームの方向を Z 軸とする座標軸を取り、極角を  $\theta$ 、方位角を  $\phi$  とし、 $0 \leq \theta \leq 0.08$ ,  $0 \leq \phi \leq 2\pi(\text{rad})$ ,  $\Delta P = 20\%$  の範囲で一様に陽電子を発生させ検出器に入射した陽電子数を記録した。極角  $\theta$ 、方位角  $\phi$  と立体角  $\Delta\Omega$  の間には

$$\Delta\Omega = \int_0^\theta 2\pi \sin \theta d\theta = 2\pi(1 - \cos \theta) \quad (2.8)$$

の関係式が成り立つ。

このようにしてシミュレーションより見積もられたアクセプタンスを表 2.4 にまとめると。

Pe <sup>+</sup> (MeV/c)	Acceptance (10 <sup>-4</sup> × (MeV/c) · sr)
5	1.08 ± 0.03
10	2.47 ± 0.07
15	3.80 ± 0.10
20	4.81 ± 0.12
30	8.87 ± 0.21

表 2.4: 陽電子検出器のアクセプタンス

## 2.4 データ収集系

図 2.11 にデータが保存されるまでの簡単な回路図を示した。検出器から送られた信号は NIM ( Nuclear Instrument Module ) の回路を經由し、PC で制御される CAMAC モジュール ( Computer Automated Measurement And Control ) に辿り着く。電子ビームのバンチ毎の電流値はビーム電流モニターで測定され、最終的に ADC ( Analog to Digital Converter ) でデジタル化されるが、ビーム電流モニターの信号

<sup>3</sup>但し、本実験の主目的である結晶の効果はシミュレートできない

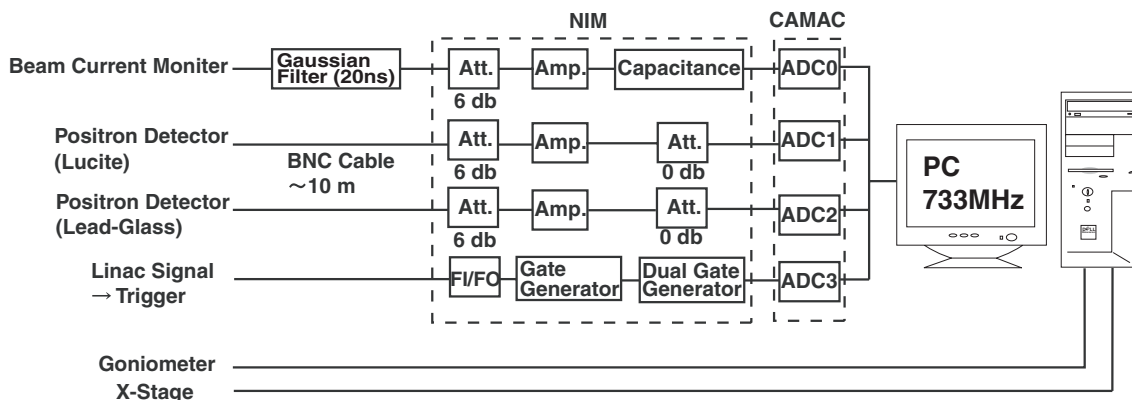


図 2.11: 回路図

の時間幅は1ns であるため ADC が反応するには早すぎることから、先にガウシアンフィルターによって 20ns 程度の信号に平均化した後に NIM を経由させて CAMAC モジュールへ到達する。CAMAC モジュールに到達したアナログ信号は KEK Linac の信号をトリガーにして ADC でデジタル信号化された後、最終的に ADC のカウント数として実験室の PC に記録される。ADC のアナログからデジタルへの変化時間は  $\mu\text{s}$  オーダーなので、KEK Linac からの 25Hz (または 50Hz) のトリガー信号に対し十分な余裕がある。

ゴニオメーターや X ステージは、実験装置を直接操作することで動作させることも可能だが、実験時には RS-232C インターフェイスを利用して実験室の PC からリモートコントロールすることで標的の位置や角度、X ステージの多結晶タングステン<sup>4</sup>の厚さ等を変更することが出来る。これらの装置は、陽電子検出器からの信号とビーム電流モニターからのビーム電流値を自動的に取得する DAQ (Data Acquisition System) と連動して動作する。データをハードディスクに保存する PC と実験装置を操作制御する PC は同一のマシンであり、性能は intel PentiumIII 733MHz メモリ 128MByte OS に Slackware を使用している。

## 2.5 測定方法

### 2.5.1 標的からのデータ取得とバックグラウンド

データの測定方法 (手順) と、それに付随するバックグラウンド及びベダスタルの測定について記す。以下のバックグラウンドの処理は 2002 年のデータ用である。図 2.12 に結晶軸とゴニオメーターの回転軸を示す。

- ロッキングカーブ<sup>4</sup>

1. 単結晶標的のみを用い、ゴニオメーターの H (又は V) 軸周りに回転させ ロッキングカーブを取得

<sup>4</sup>節 3.2.2 参照

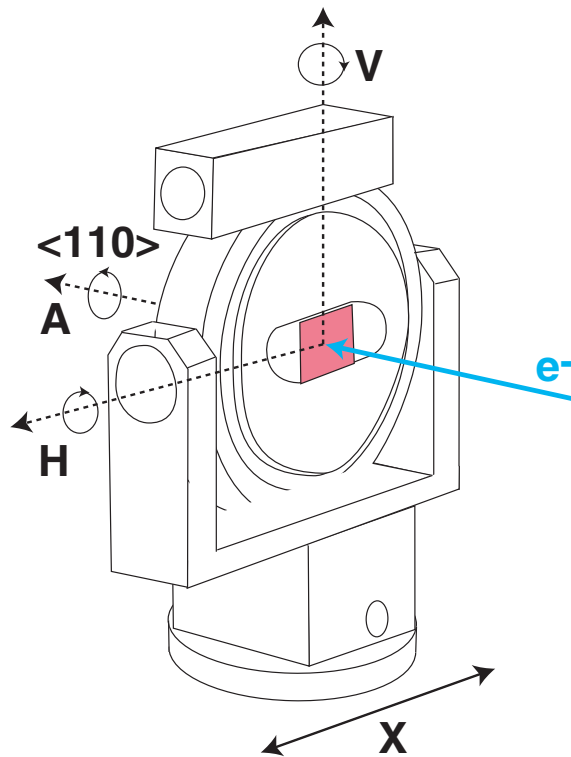


図 2.12: ゴニオメーターの回転軸

2. 分析電磁石への電流を止め単結晶標的を残したまま、X ステージを動かしながらバックグラウンドを測定。  
 実際には X ステージの多結晶タングステンがない状態をバックグラウンドと見なす。  
 ここで得られたバックグラウンドはペDESTALを含んだデータとなる。
  3. 各運動量毎に 1,2 を繰り返す
  4. ロッキングカーブから上記のバックグラウンドを差し引いたものがデータとなる
- 組み合わせ標的
    1. ゴニオメーターを単結晶標的の軸に合わせた状態で X ステージを動かしながら測定
    2. ゴニオメーターを単結晶標的の軸から大きく外した状態で X ステージを動かしながら測定
    3. ゴニオメーターの X 軸を動かし単結晶標的無し状態で X ステージを動かしながら測定
    4. 分析電磁石への電流を止め、ゴニオメーターを単結晶標的の軸に合わせた状態で X ステージを動かしながら測定
    5. 分析電磁石への電流を止め、ゴニオメーターを単結晶標的の軸から大きく外した状態で X ステージを動かしながら測定

6. 分析電磁石への電流を止め、ゴニオメーターの X 軸を動かし単結晶標的無しの状態での X ステージを動かしながら測定
7. 各運動量毎に 1~6 を繰り返す
8. 必要であれば単結晶と X ステージとで組み合わせ標的のロッキングカーブのデータを取得する。  
結晶の効果が殆ど見えないため、2002,2003 年の実験ではこれはほぼ行っていない。
9. 必要とするデータにより 3~6 のいずれかがバックグラウンドとなる。  
本論文では 6 をバックグラウンドとして陽電子生成率への変換等の解析を行った。

2003 年 9 月の実験ではロッキングカーブのバックグラウンドの測定が異なる。理由は陽電子検出器に加える電圧 (以下 HV) が低すぎた場合、S/N が小さすぎるため非常に解析が難しくなるからである。そこで以下のような手順を踏みバックグラウンドを求めた。

1. HV を様々に変化させ、磁場、電子ビーム共に ON の状態で各 HV 毎に単結晶標的を軸から外した状態でゴニオメーターを X 軸方向にスキャンする。  
ゴニオメーターの X 軸方向のスキャンなので単結晶標的の有無でのデータ (B) が取得できる。
2. ペDESTALとして磁場 OFF 電子ビーム OFF、標的有りの条件でデータ (C) を取得
3. ロッキングカーブ (A) と 1 から 2 のペDESTALを引いておく
4. HV 毎に 1 の結果を標的有り無し双方でプロットし、適当な関数 (exponential 等) で Fit する
5. 4 で Fit した関数からロッキングカーブ測定時の HV での標的有り無しの値を求める
6. 5 で求めた標的有りの値がロッキングカーブの Off-Axis 時の値と同じになる実数  $A$  を積算する
7. 6 の  $A$  を 4 で求めた標的無しの値と積算しそれをバックグラウンドとする

求めるバックグラウンドを  $BG$  とすると

$$BG = \frac{\text{Off-Axis}_{RC} - \text{Pedestal}}{f_{\text{off}}(HV_{RC})} \times f_{\text{out}}(HV_{RC}) \quad (2.9)$$

と書くことが出来る。Off-Axis<sub>RC</sub> はロッキングカーブの Off-Axis 時の値、 $f_{\text{off}}(x)$  は 4 で求めたの標的有りの関数、 $f_{\text{out}}(x)$  は標的無しの関数、 $HV_{RC}$  はロッキングカーブ測定時の HV の値とする。図 2.13 に 2003 年の実験でのバックグラウンドのイメージ図を示す。

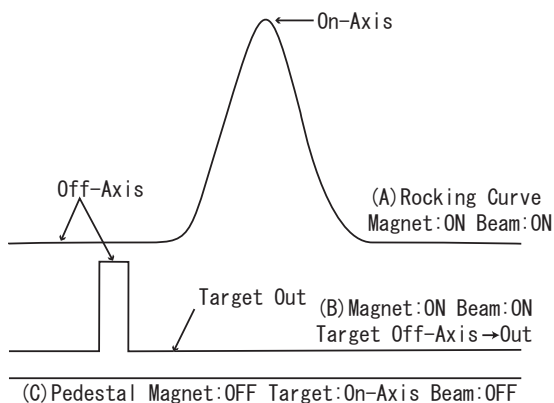


図 2.13: バックグラウンドイメージ (2003)

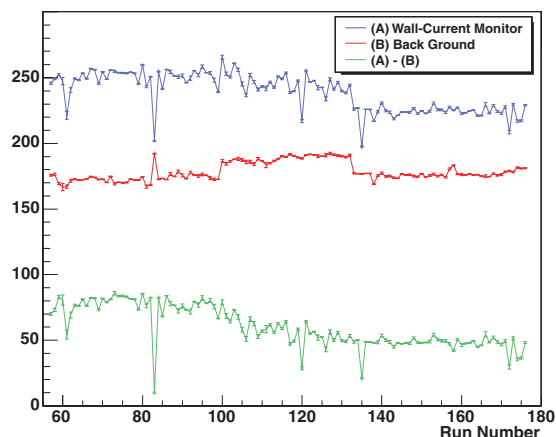


図 2.14: ビーム電流モニター (2003)

## 2.5.2 電流値とバックグラウンド

2002年の実験ではビーム電流モニターによるビーム電流の値は検出器からの陽電子収量と共に保存されていたが、ビーム電流の測定におけるバックグラウンド（ペDESTALを含む）に関しては標的を交換する前後などに不連続に測定した。その際のバックグラウンドの測定方法は電子ビーム OFF、磁場 OFF、クライストロン ON の状態で測定した。

2003年の実験では陽電子収量を測定中に同時にビーム電流値のバックグラウンドを測定した。KEK Linac からの信号は 50Hz であり、入射電子ビームの繰り返しは 25Hz であるため、残りの 25Hz に関しては電子ビームがない状態である。そこでこの空いている時間を利用して電流値のバックグラウンドを測定した。2002年までのバックグラウンドの測定方法ではバックグラウンドのふらつきを処理するのが難しかったが、2003年9月の方法であれば精度良くバックグラウンドの処理をすることが可能である。図 2.14 に 2003年9月の電流値の推移を示す。横軸は Run Number で縦軸は ADC 値である。



## 第3章 実験結果

2002年8月、12月、2003年9月の三回にわたり KEK Linac において8GeV 電子ビームを使用してのシリコン及びダイヤモンド単結晶からの陽電子生成実験を行った。2002年9月の実験でシリコンやダイヤモンド単結晶を測定する際に留意すべき事が分かり、同年12月の実験から垂直軸と水平軸双方を動かすことで、単結晶の陽電子収量の角度依存性を2次元でスキャンし結晶軸を求める方法を導入した。これにより、シリコンやダイヤモンド単結晶の興味深い構造を見ることが出来た。また、三回目の実験ではダイヤモンドでの実験を集中的に行い、陽電子だけでなく電子生成の検証を行った。本章では、シリコン・ダイヤモンド単結晶での実験結果を整理し、2000年～2001年に行われたタングステン単結晶の結果と対比を行う。

### 3.1 解析方法

測定用PCには検出器からの信号と入射電子ビームの各バンチごとの電流値がADCによりデジタル化され逐次保存される。検出器からのデータは単結晶の角度毎または位置毎、組み合わせる多結晶タングステンの位置毎にイベント数だけ保存されているので、それぞれの平均値と標準偏差を求めておく。平均化した検出器からのデータからバックグラウンドとペDESTALを差し引く。入射ビームの電流値も角度や位置に合わせてイベント数分を平均値と標準偏差を求める。検出器からのデータと同様に平均化した入射ビームの電流値からもペDESTALを差し引く。各角度または位置毎に電流値で検出器からのデータをノーマライズする。これは電流値がバンチ毎に一定でない為、ビーム電流の変動によらない量にする為と平均値で計算することで特異な測定点<sup>1</sup>からの誤差を抑えることが出来る。

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_n \frac{(Raw Data) - (Back Ground) - (Pedestal)}{(Beam Current) - (Pedestal)} \quad (3.1)$$

$$\delta\bar{x} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (3.2)$$

式(3.1),(3.2)は以上の事をまとめたものであり、 $\bar{x}$ は各角度・位置での平均値、 $\sigma$ はその標準偏差、 $n$ はイベント数(各角度・位置測定回数)である。また、 $\bar{x}$ は相対的な陽電子収量であり、(arb.unit)である。

---

<sup>1</sup>バンチ分だけ Linac から電子ビームが来なかった場合等は実験中には気づかないが、後日の解析中に判明することがある

## 3.2 単結晶標的のみの測定結果

### 3.2.1 単結晶における陽電子収量の角度依存性

本章の導入に書いたように 2002 年 12 月の実験から結晶軸を決定する為に、電子ビームを入射しながら単結晶全体を垂直軸  $V$  と水平軸  $H$  をそれぞれを動かし陽電子収量の角度依存性を 2 次元でみることを行った。図 3.2 の  $V$  軸 0 ~ 10mrad 付近にある谷間は入射電子ビームが止まってしまった為データが記録されていない状態である。

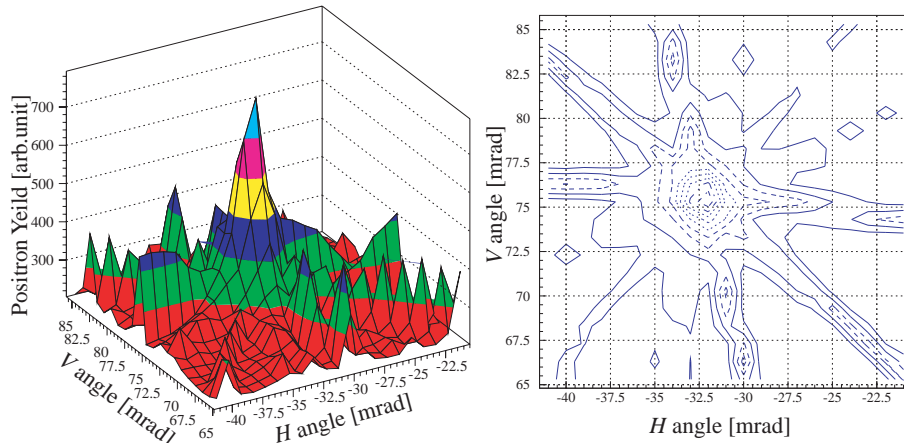


図 3.1: ダイヤモンドにおける陽電子収量の角度依存性

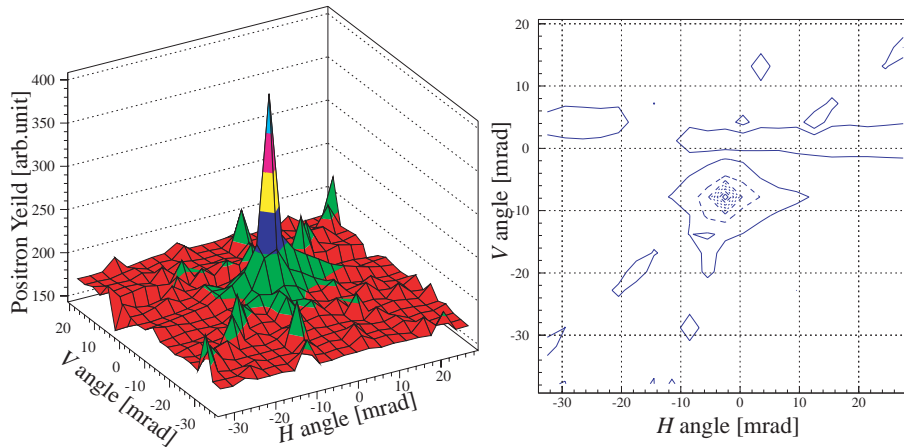


図 3.2: 29.9mm 厚シリコンにおける陽電子収量の角度依存性

陽電子収量の角度依存性を 2 次元で見ることの利点はまさに視覚的に結晶軸の場所を判断することが出来、また結晶軸からずれた箇所を走査した場合でも容易に結晶軸の位置を予測できるところである<sup>2</sup>。例えばダイヤモンドの場合、結晶軸からは

<sup>2</sup>この方法を導入する前は結晶軸を発見・決定するのに数時間を要した

ずれたところをスキャンした結果のデータにピークが重なってできた峰が二つ見つけることが出来れば、その二本の交わるところが結晶軸の位置ということが推測できる。シリコンの様に広い範囲に一つだけの結晶軸を持つ場合でも  $H$  軸や  $V$  軸方向だけの 1 次元のスキャンでは結晶軸から少し外れた地点で測定する可能性が有り、ダイヤモンドが狭い範囲に多数のピークを持ち結晶軸から離れたところでも比較的大きなピークを持つ為、間違ったピークを結晶軸としてしまう可能性が有る。

### 3.2.2 Rocking Curve

チャネリング現象やコヒーレント現象は、入射電子ビームの入射方向が結晶の結晶軸または結晶面に依存した現象である為、前の 2 次元スキャンで見つけた結晶軸を中心に単結晶を  $V$  軸（または  $H$  軸）の周りに回転させることで陽電子収量の変化を測定できる。この陽電子収量の結晶角度依存性を調べた際に観測された曲線をロックンクカーブと呼ぶ。ロックンクカーブは結晶が完全であるほど曲線の半値幅は狭く、ピークは高く、積分強度は一般に小さくなる。ダイヤモンドとシリコンの単結晶標的を用いて、10,20,30MeV の運動量についてロックンクカーブの測定を行った。測定では単結晶標的を回転させながら、各角度毎に 20 イベントのデータを取得した。グラフの各点は 20 イベント分の測定値を平均したものであり、誤差はその統計誤差を示している。縦軸の単位は任意のものであり測定条件によって検出器に印可するハイボルテージ等の条件を変えている為、陽電子収量を直接比べることは出来ない。各結晶標的毎に見てみると運動量が変化しピークの高さは変化していても、ロックンクカーブの形そのものはほぼ変化していない事が分かる。それぞれのロックンクカーブに *Double-Lorentzian* を Fit することで、それぞれのピーク幅及びピークを決定している。Fit 関数  $f(x)$  は

$$f(x) = \frac{2A_1}{\pi} \frac{\omega_1}{4(x-x_1)^2 + \omega_1^2} + \frac{2A_2}{\pi} \frac{\omega_2}{4(x-x_2)^2 + \omega_2^2} + C \quad (3.3)$$

の様になる。 $A_1, A_2, \omega_1, \omega_2, x_1, x_2, C$  はそれぞれ Fitting Parameter である。Fit に *Double-Lorentzian* を用いたのは図 3.3~3.8 を見るとわかるが、二つのピークが重なったようなカーブを描くことと、一般的に使われる *Gaussian* では頂点付近で丸くなってしまい、鋭いピークを持つ単結晶のロックンクカーブに適さなかったからである。

図 3.8 は陽電子ではなく電子を収集した際のロックンクカーブである。

### 3.2.3 Rocking Curve Peak Width

ロックンクカーブに Fit した *Double-Lorentzian*(式 (3.3) 参照) 中の  $\omega_1, \omega_2$  の内、小さい方の値をロックンクカーブのピーク幅 (FWHM) としている。このピーク幅は単結晶標的の結晶性に依存しており、結晶性の良い標的ほどピーク幅が小さくなる。Si(2.55mm) のピーク幅が Si(9.9mm) や Si(29.9mm) と同様またはそれ以上の値

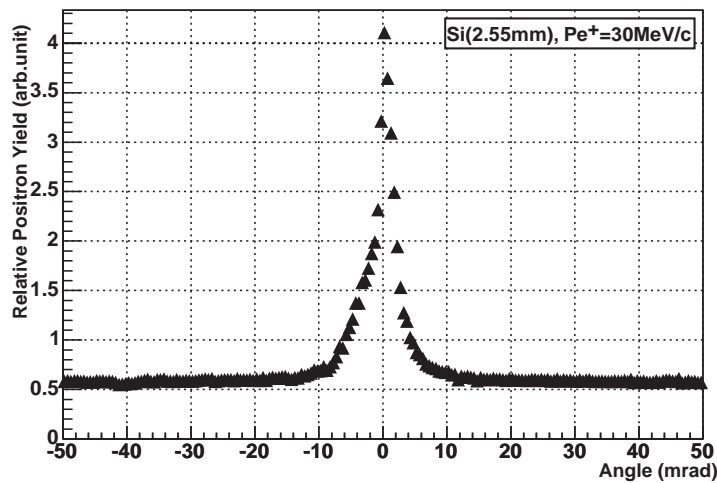
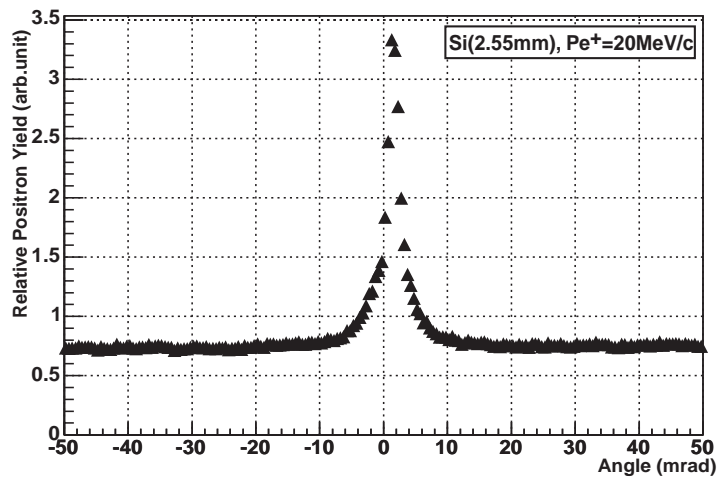
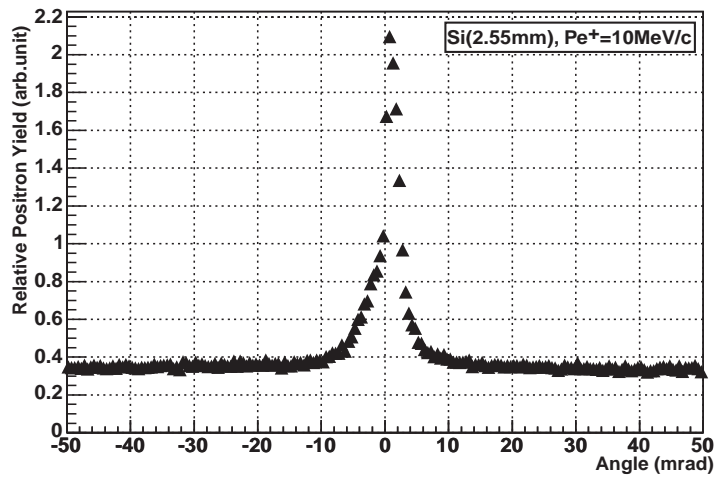


図 3.3: 2.55mm 厚シリコンのロッキングカーブ... 2次元スキャンを導入する前のデータの為か、かなりピーク幅が広いように思われる。結晶軸から少しずれたところをスキャンした可能性が高い

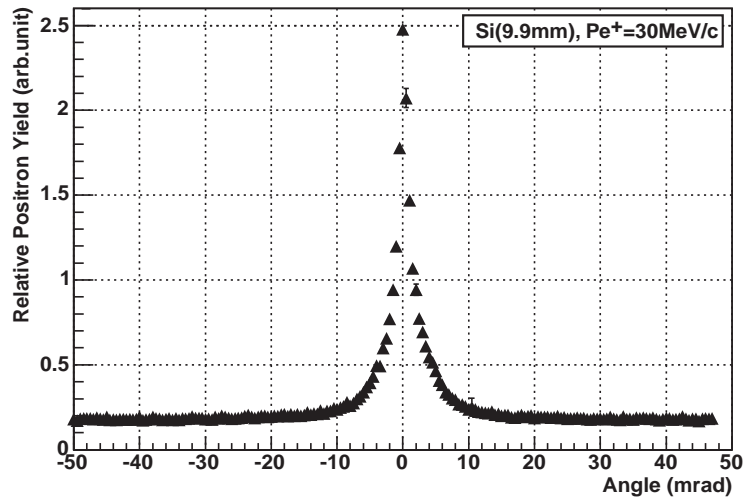
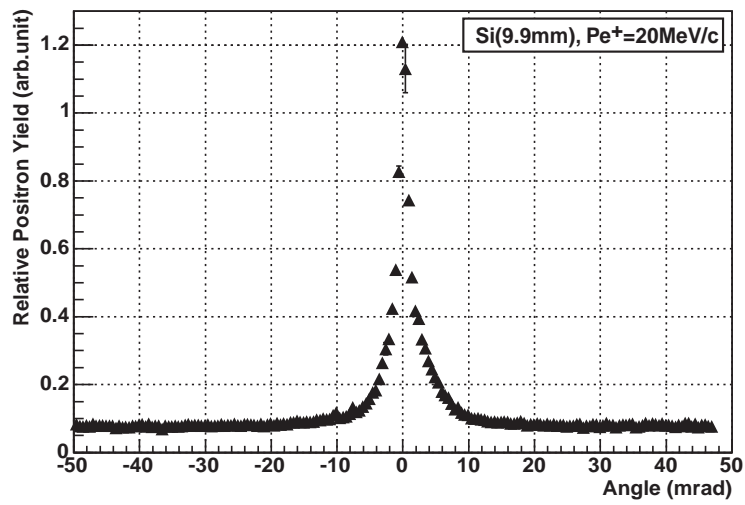
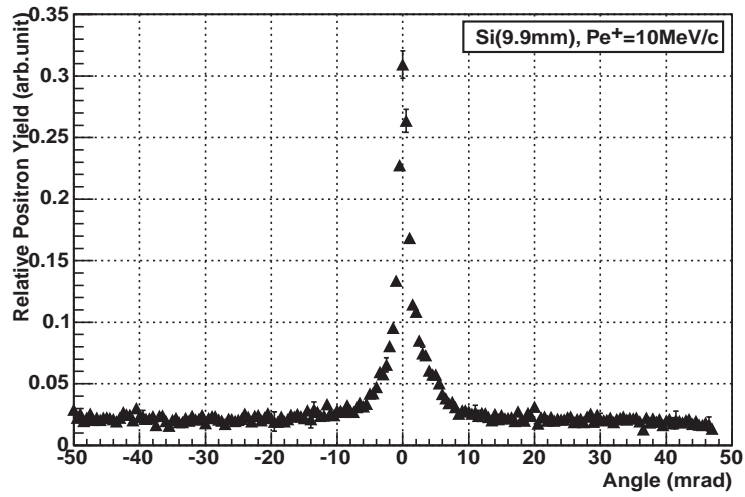


図 3.4: 9.9mm 厚シリコンのロックンクカーブ

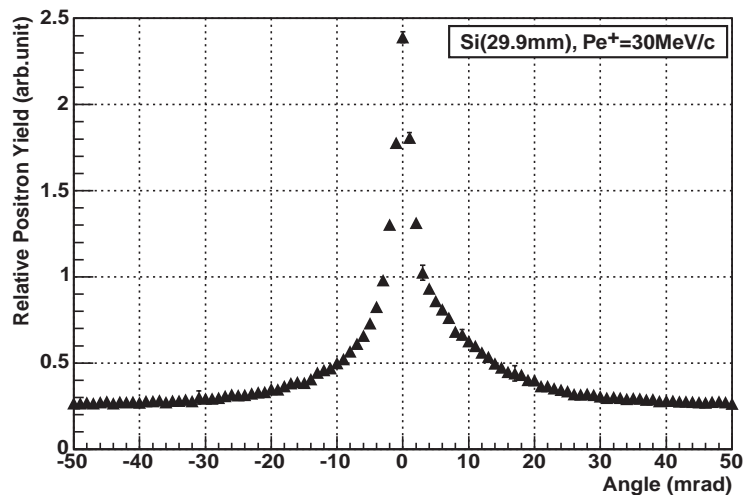
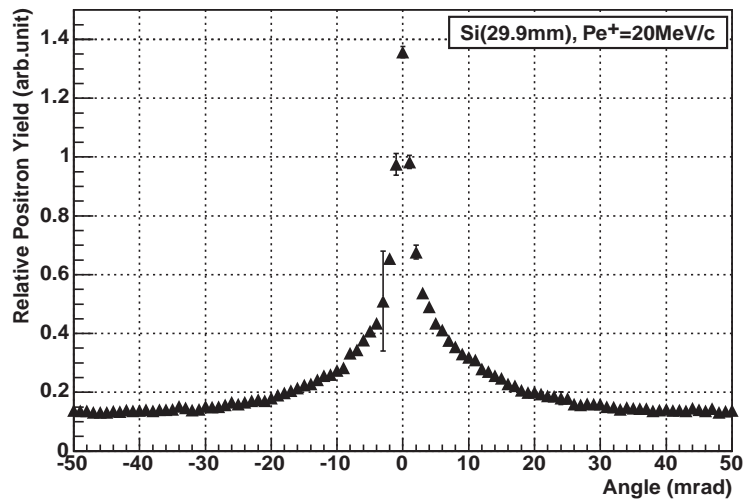
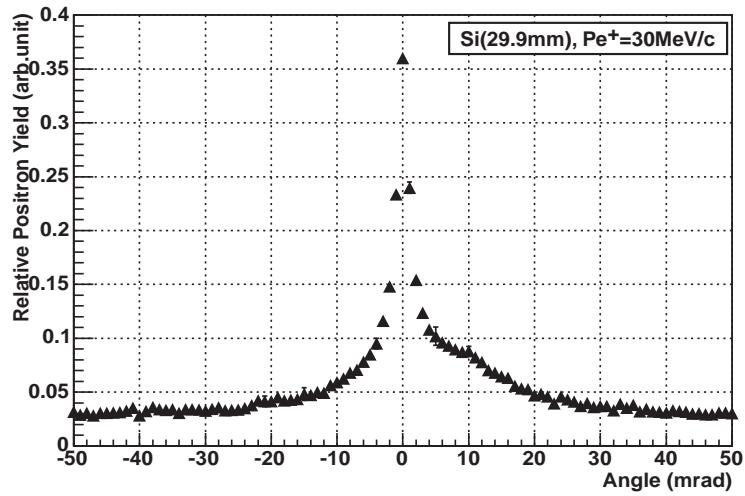


図 3.5: 29.9mm 厚シリコンのロックンクカーブ

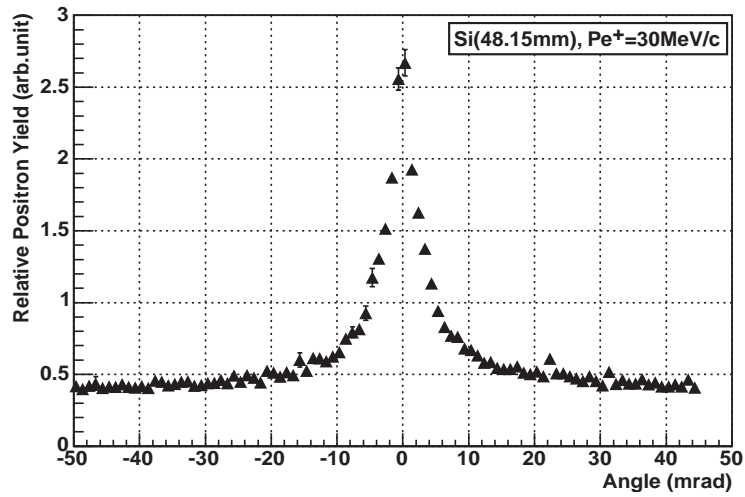
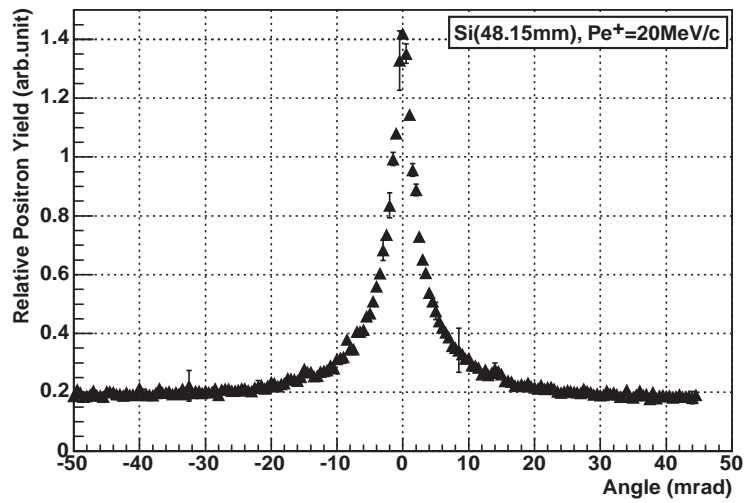
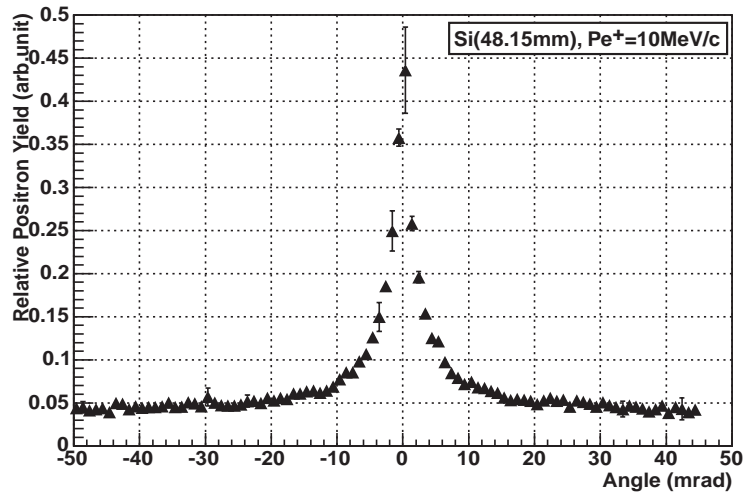


図 3.6: 48.15mm 厚シリコンのロッキングカーブ

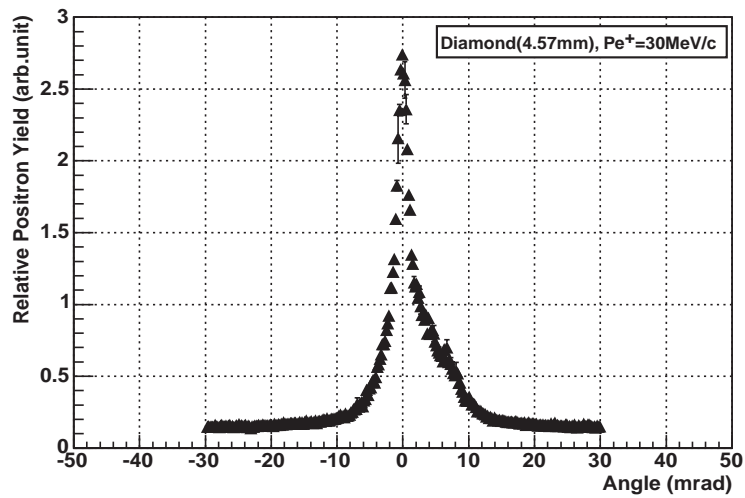
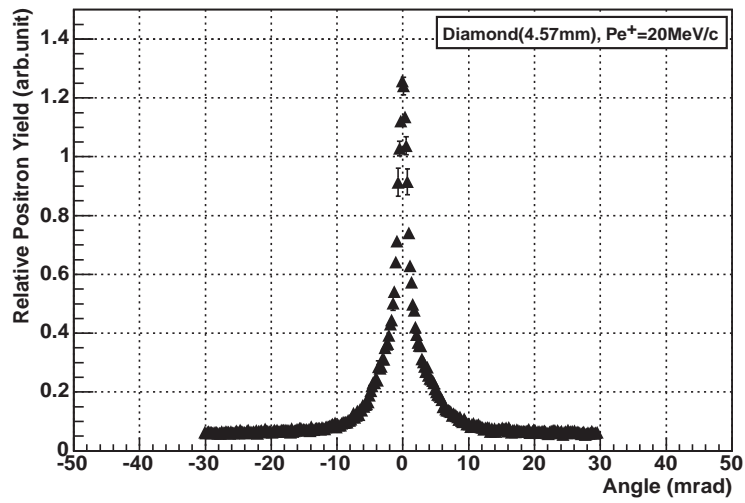
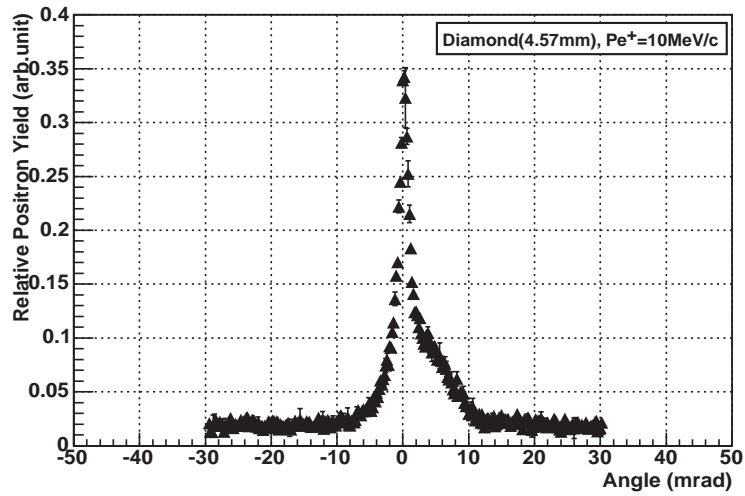


図 3.7: 4.57mm 厚ダイヤモンドのロッキングカーブ



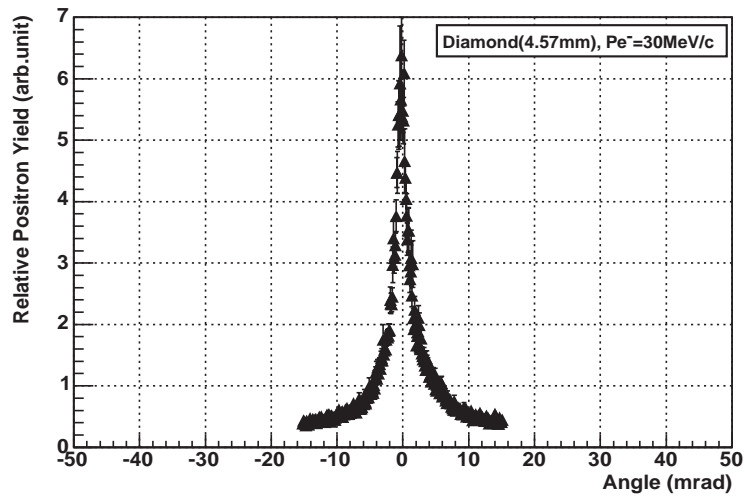
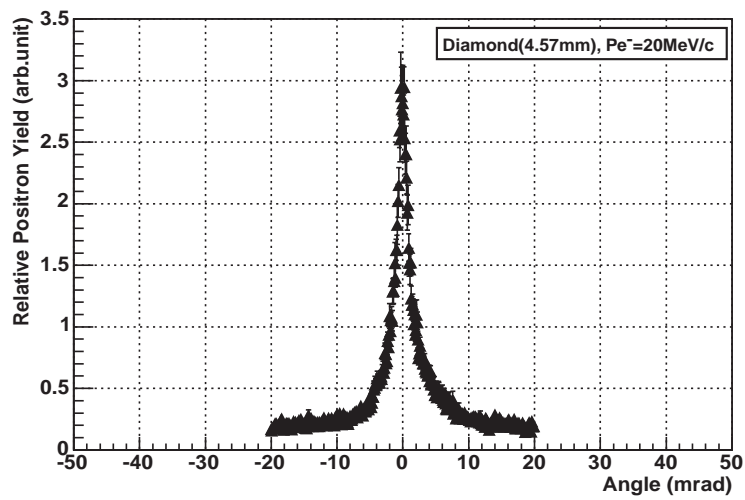
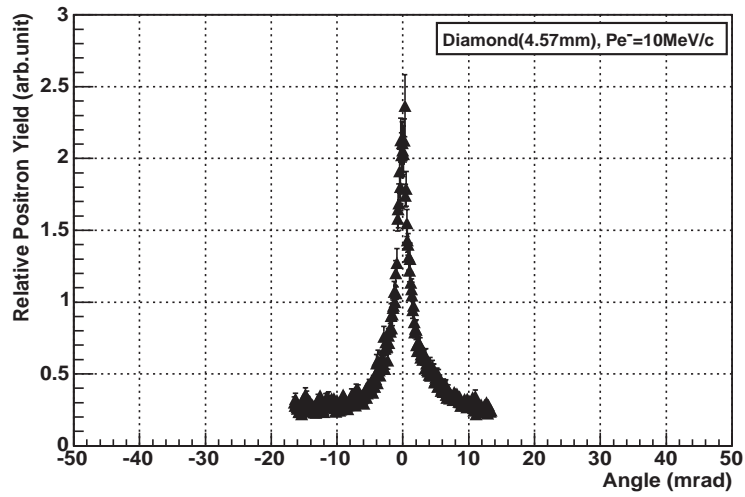


図 3.8: 4.57mm 厚ダイヤモンド、 $e^-$  のロッキングカーブ… 入射ビームがかなり不安定な状態だった為、ピーク付近で誤差が大きくなっている。

単結晶標的	FWHM, ピーク幅 (mrad)		
	10MeV/c	20MeV/c	30MeV/c
Si 2.55mm	2.29±0.0359	1.91±0.0393	2.65±0.0236
Si 9.9mm	1.28±0.0514	1.34±0.0392	1.48±0.396
Si 29.9mm	2.22±0.0455	2.42±0.0621	2.68±0.0738
Si 48.15mm	1.90±0.819	2.88±0.107	2.46±0.353
Diamond	1.76±0.0227	1.40±0.0283	1.90±0.0225
<i>cf.</i> Wc 2.25mm	11	7	<i>no measured</i>

表 3.1: 単結晶とピーク幅

であることから、Si(2.55mm) がピークから多少はずれた箇所でのデータであることが分かる。図 3.9 はピーク幅の運動量依存性を示したものであり、多少ふらつきが有るが運動量が増加するにつれて緩やかにピーク幅が増加してことが分かる。このことはタングステン結晶標的を用いた時と異なる結果 [8] であるが、タングステン単結晶のピーク幅と比べて非常に狭く、誤差も大きいいため、一概に運動量に依存して増加しているとは言い切れない。表 3.1 は図 3.9 を一覽にまとめたものである。これを見ると、タングステン単結晶と比較してシリコン及びダイヤモンド単結晶は数分の一と狭いピーク幅を持つことが分かる。ダイヤモンドの場合、8GeV 電子ビームに対する Lindhard 角  $\psi_L$  は 0.17mrad であり、ピーク幅はそれの 10 倍程度となっている。シリコンの 8GeV 電子ビームに対する Lindhard 角  $\psi_L$  は 0.21mrad であり、最大で十数倍のピーク幅を持つ。タングステンの Lindhard 角が 0.43mrad に対して 20 倍程度のピーク幅を持つことから考えるとダイヤモンドの結晶性の良さが現れている。

ピーク幅が Lindhard 角よりも大きくなるのは、軸チャネリングの効果だけではなく、入射電子ビームが多重散乱により角度広がりを持ったり、臨界角条件の緩やかなコヒーレント制動放射の影響が含まれるためである。荷電粒子線が物質層を通過すると、物質中の原子核のクーロン場による多重クーロン散乱によって粒子線は広がりを持つ。この際、散乱角の平均値  $\langle\theta^2\rangle$  は次の式で与えられる。

$$\langle\theta^2\rangle = \left(\frac{E_s}{pc\beta}\right)^2 \frac{x}{X_0} \quad (3.4)$$

- $E_s$  : 21MeV
- $pc$  : 粒子のエネルギー
- $x$  : 物質の厚さ
- $X_0$  : 物質の放射長

式 (3.4) からダイヤモンドとシリコンに 8GeV 電子ビームが入射した際の角度広がりを求めると、表 3.2 の様に表される。この結果を見ると多重散乱による入射電子ビームの角度広がりには Lindhard 角  $\psi_L$  よりは大いだがロッキングカーブのピーク幅を説

明するには十分の大きさではない。前節でも書いたようにロッキングカーブから得られる曲線は二つのカーブが重なっているように推測できる。二つの曲線の内、ピーク幅の狭い方がチャネリング放射と多重散乱によるカーブであり、他方がコヒーレント制動放射による角度広がりとなると推測していたが、我々の思惑とは合致しなかった。単結晶を用いた場合についてはチャネリング放射、コヒーレント制動放射、多重散乱以外の効果についても検討していく必要がある。

単結晶標的	$\sqrt{\langle\theta^2\rangle}$ (mrad)
Si 9.9mm	0.85
Si 29.9mm	1.5
Si 48.15mm	1.8
Diamond	0.51
<i>cf.</i> Wc 2.25mm	2.1

表 3.2: 単結晶と多重散乱による入射ビームの広がり

図 3.10 は  $Pe^+ = 20MeV/c$  でダイヤモンド及びシリコン単結晶のピーク幅を放射長でプロットしたものである。シリコン ( $0.106X_0$ ) とダイヤモンド ( $0.0372X_0$ ) が同じピーク幅を示していることから、シリコン単結晶の結晶性はダイヤモンドよりも良いと言える。質の良いシリコン単結晶の製造方法<sup>3</sup>がすでに確立している為、天然石であるダイヤモンドよりも結晶性の良いシリコンを実験に使用した可能性がある。

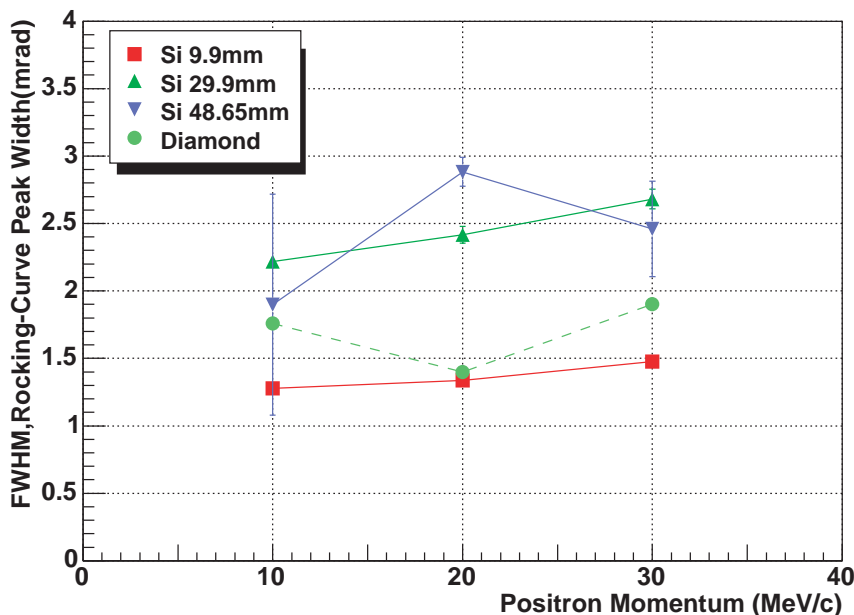


図 3.9: ロッキングカーブのピーク幅

<sup>3</sup>結晶引上げ法、帯域熔融法等の単結晶製造法が存在する。

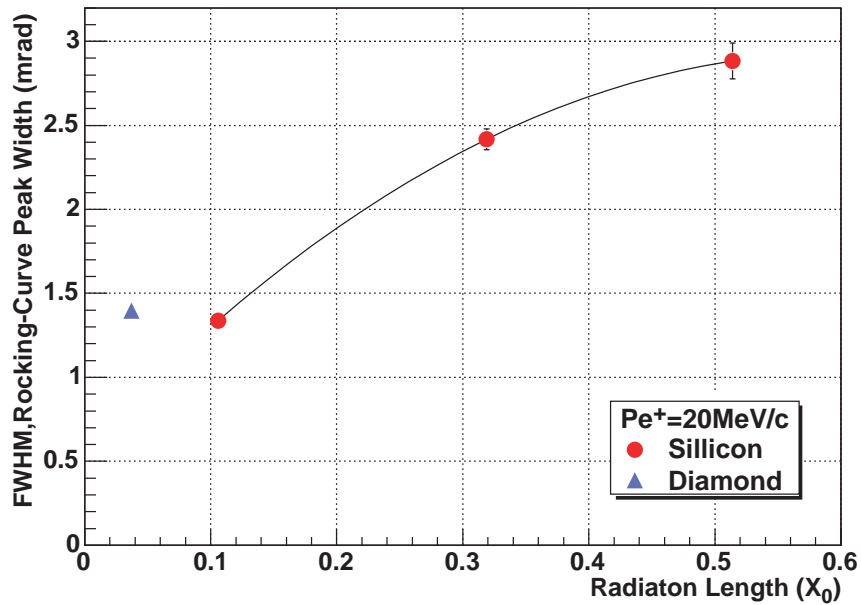


図 3.10: ピーク幅の放射長依存性 ( $Pe^+ = 20MeV/c$ )

### 3.2.4 Enhancement

節 3.2.1 の陽電子収量の角度依存性から求めた結晶軸と入射ビームがほぼ並行 (一致) した時 ( $\equiv$ On-Axis) に陽電子 (電子) 収量は最も大きくなる。逆に結晶軸から大きく外れた時 ( $\equiv$ Off-Axis) は結晶標的の周期的な電場の影響がほとんどなくなってしまふ為、陽電子 (電子) 生成量は多結晶標的と同程度になると考えることが出来る。上記の考え方を仮定するとエンハンスメントは同じ厚さの単結晶と多結晶から生成される陽電子 (電子) 収量の比と見なすことができ、単結晶を用いた場合の陽電子 (電子) 生成量への影響を示す指標となる。この節ではロッキングカーブに Fit した関数 (式 3.3) を用い、Fit 関数が最大になる角度を On-Axis とし、定数項  $C$  を Off-Axis の値として、On-Axis と Off-Axis の陽電子 (電子) 収量の比をエンハンスメント (Enhancement) と定義し、議論を進める。

単結晶標的	Enhancement		
	10MeV/c	20MeV/c	30MeV/c
Si 2.55mm	$6.04 \pm 0.110$	$4.69 \pm 0.122$	$6.88 \pm 0.0736$
Si 9.9mm	$15.6 \pm 0.682$	$16.2 \pm 0.546$	$13.9 \pm 0.531$
Si 29.9mm	$13.5 \pm 0.319$	$10.3 \pm 0.275$	$9.27 \pm 0.0219$
Si 48.15mm	$9.30 \pm 2.34$	$7.33 \pm 2.18$	$6.57 \pm 0.602$
Diamond	$19.9 \pm 2.50$	$23.9 \pm 5.15$	$22.6 \pm 2.06$
<i>cf.</i> Tungsten 2.25mm	$6.5 \pm 0.5$	$3.0 \pm 0.5$	<i>no measured</i>

表 3.3: 単結晶とエンハンスメント

表 3.3 は図 3.3~3.7 のエンハンスメントをまとめた一覧であり、その結果を横軸を運動量としてプロットしたものが図 3.11 である。図 3.11 では誤差の大きいダイヤモンド単結晶を除くと、運動量が増大するに従いエンハンスメントが全体的に減少傾向にある。前回までのタングステン単結晶での実験 [8] でも明確ではないにしても同様の結果が得られていることから考えると、単結晶標的を用いた場合には収集する陽電子の運動量が増大すると結晶の効果が小さくなると推測される。これは収集する陽電子の運動量が大きくなると単結晶・多結晶の状態を問わず、標的から放出される陽電子の数は増える。陽電子数の増大が単結晶・多結晶状態で同程度であった場合、エンハンスメントは単結晶状態での陽電子収量を多結晶状態の陽電子収量で割ったものである為、結果的にエンハンスメントは減少する。図 3.11 で今回の実験の特徴としてダイヤモンド単結晶のエンハンスメントが 20 を超える結果を得た。この結果は我々が今まで実験してきた中で最大のエンハンスメントである。

図 3.12 はエンハンスメントの放射長依存性を示したである。シリコン及びタングステン単結晶をみると標的の長さが増えると共にエンハンスメントは減少していく。これは標的中の長い距離を入射電子ビームが走ると結晶の効果だけでなく制動放射による陽電子生成量も増える為と考えられる。タングステン単結晶では入射電子が結晶軸から外れた場合でも電磁カスケードシャワーによって陽電子は生成される。軽単結晶では入射電子が結晶軸から外れた場合、その物質量の少なさからそれほど陽電子の生成は期待できない。よって、軽単結晶ではより鮮明に結晶の効果が現れ、それがエンハンスメントに反映されシリコン及びダイヤモンド単結晶とタングステン単結晶でエンハンスメントかなり異なる結果となった。また、シリコン単結晶のプロットに直線を Fit し、Fit した直線から  $\text{Si}(2.5\text{mm } 0.0272X_0)$  のエンハンスメントを計算すると 18.5 となりダイヤモンド ( $4.57\text{mm } 0.0372X_0$ ) よりも小さくなり、結晶の効果という点に置いてはダイヤモンド単結晶の方が優れていると言える。

### 3.3 単結晶と多結晶タングステンを組み合わせた測定

シリコン単結晶及びダイヤモンド単結晶と多結晶タングステンを組み合わせ、多結晶タングステンの厚さ毎の陽電子収集量の変化を測定した。測定にはロッキングカーブとは異なり、段階的に多結晶タングステンの厚さを変更していった。多結晶タングステンの厚さは、同一の測定中に変更することが出来る為、ロッキングカーブの時とは異なり同一の条件で測定できることから、データの信頼性が向上している。収集した陽電子の運動量は 10,20,30MeV/c の三種類である。

#### 3.3.1 組み合わせ型標的での Enhancement

ここでのエンハンスメントは組み合わせ型標的のものである。単結晶標的のみの時と同様に結晶軸にほぼ平行な状態を On-Axis、軸から外れてしまっている場合を Off-Axis とし、On-Axis ので陽電子収量を Off-Axis の陽電子収量で割ったものをエンハンスメントとしている。図 3.13 は組み合わせ型標的のエンハンスメントであり、

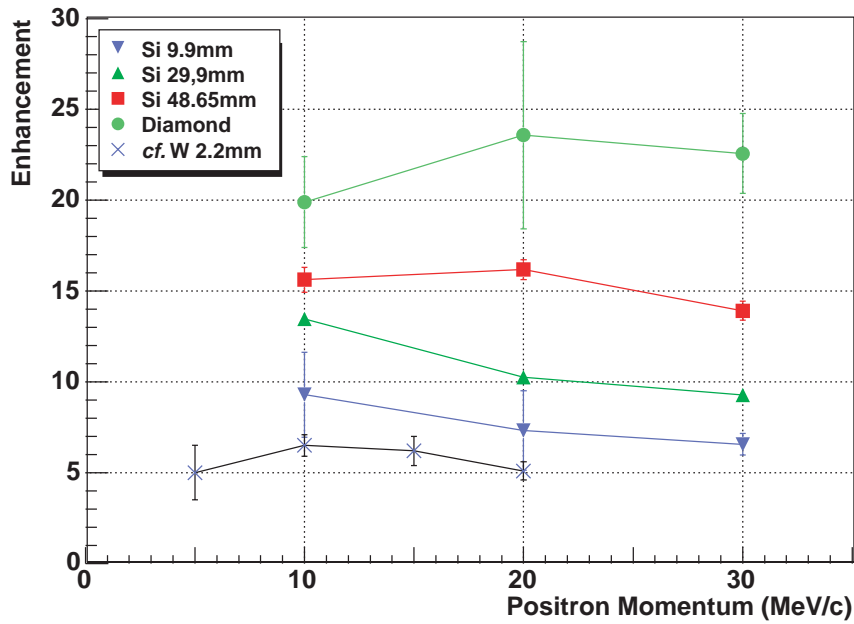


図 3.11: エンハンスメント

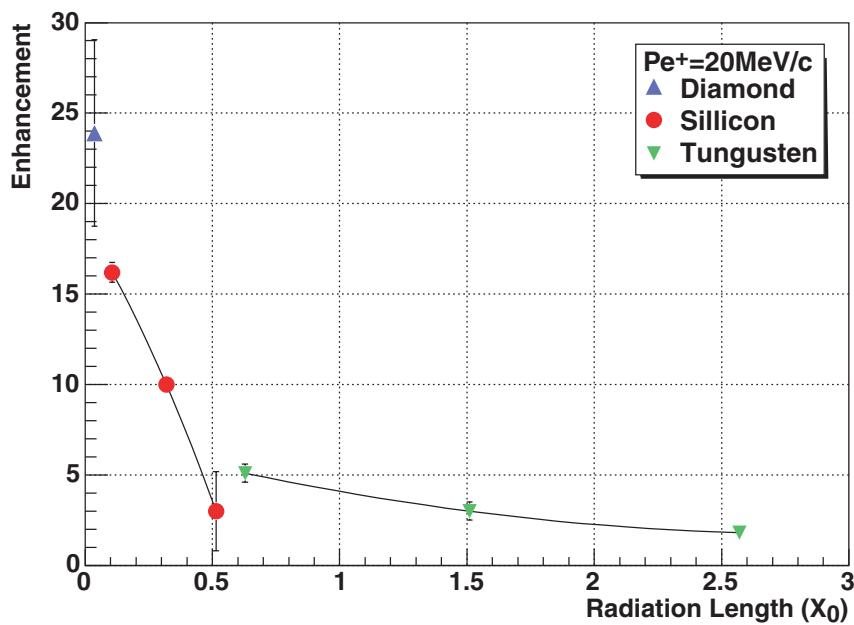


図 3.12: エンハンスメントの放射長依存性

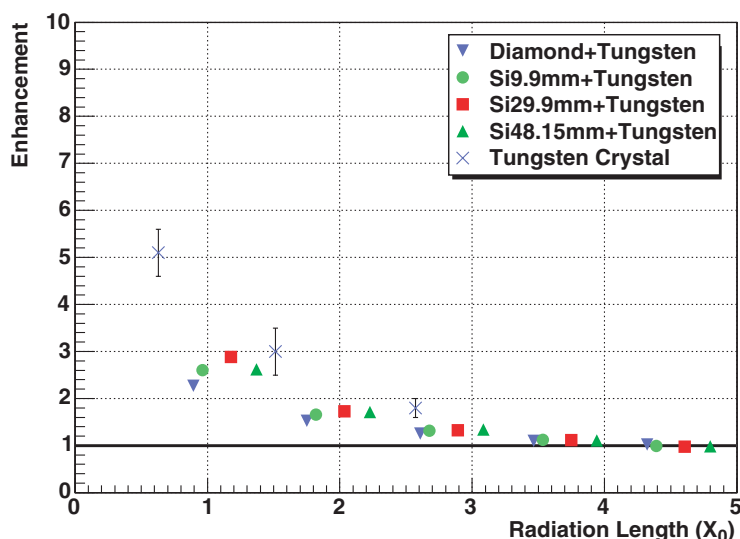


図 3.13: エンハンスメントの標的の放射長依存性 ( $Pe^+ = 20MeV/c$ )

横軸を単結晶と多結晶を合わせたの放射長としてプロットしたものである。単結晶のみの場合には大きなエンハンスメントが得られたが、組み合わせた標的の場合にはかなり小さなエンハンスメントになっている。エンハンスメントが小さいということは陽電子生成に於いて単結晶の寄与が少ないということになる。放射長が  $4X_0$  付近ではエンハンスメントはほぼ 1 となっており、結晶からの  $\gamma$  線の寄与がほぼなくなり大方の陽電子は多結晶タングステンで生成されていると見なすことが出来る。

### 3.3.2 陽電子生成率

収集したデータを陽電子生成率に換算する為、GEANT3 を用いたシミュレーションを行った。GEANT3 に実験のセットアップと運動量毎の磁場の強さ、標的の材質及び厚さなどの実験条件を組み込み、8GeV 電子ビームを入射することで検出器まで到達することの出来る陽電子数をシミュレートした。GEANT3 では我々の実験で狙っているような結晶の効果まではシミュレートすることが出来ない為、多結晶タングステンを標的とし、実験でも多結晶タングステンのみデータを測定した。シミュレーションでは電子を一つ入射する毎に目的の検出器まで到達できる陽電子が生成されるかを計算した。検出器まで到達することの出来る陽電子数の入射電子数に対する割合を陽電子生成率とした。入射電子数は 100 万個、実際の実験で求める同様の運動量の陽電子が得られるように磁場の強さを設定した。1 イベントあたりにかかる時間は約 0.027 秒であり、一種類の厚さ及び運動量をシミュレートするのに 7~8 時間程度である<sup>4</sup>。

<sup>4</sup>二年前では Intel PentiumII 450MHz $\times$ 2 の Linux サーバでおよそ四日間かかった [8]。今回シミュレーションで使用したマシンは AMD AthlonMP 2800+ $\times$ 2 メモリ 2GByte である。但し、どちらのシミュレーションでも 2 つの CPU を同時に使用はしていない。

以上のシミュレーションから計算された陽電子生成率をもとに、多結晶タングステンのみを標的を用いた実験のデータを陽電子生成率のデータに計算し直した。単結晶と多結晶タングステンの組み合わせ標的の実験と多結晶タングステンのみの実験は同一条件で且つ連続して行われているので、この二つの実験のデータは直接比較することが可能である。よって、多結晶タングステンが同じ厚みを持つ時であれば、組み合わせ標的の陽電子収集量の増大は単結晶の効果によると言えるので、前述の GEANT3 によって計算された陽電子生成率に多結晶タングステン標的と組み合わせ標的の比をかけたものを組み合わせ標的の陽電子生成率とした。

図 3.14 ~ 3.17 に以上の解析結果をまとめた。縦軸を陽電子生成率、横軸を陽電子生成標的の放射長とし、ダイヤモンド単結晶標的及びシリコン単結晶標的と、多結晶タングステンのそれぞれの厚さを放射長に直しプロットしてある。多結晶タングステンは左から 0mm, 3mm, 6mm, 9mm, 12mm, 15mm の順となっている。 はダイヤモンドまたはシリコン単結晶と多結晶タングステンの組み合わせ標的であり、一番左端のものが単結晶のみのデータである。 は実験で得た多結晶タングステンのものであり、 は GEANT3 によるシミュレーションから求められた多結晶タングステンのデータである。多結晶タングステンの実験データとシミュレーションのデータは全体的に良く一致していることから、我々の測定が正しく行われたことを示している。但し、多結晶タングステンが厚くなったところでは実験値がシミュレーションよりも低くなる。この原因としては検出器に使用している光電子増倍管が saturation を起こしている可能性等があるが、本研究では多結晶タングステンが厚くなることでの値はあまり重要な意味を持たない為、ここでの詳しい論議は避ける。

運動量 20MeV/c において、陽電子生成率が多結晶タングステン 15mm を超えることが出来たのはシリコン単結晶 29.9mm, 48.15mm の二つだけであり、両者共に 10% 程度の生成率の増加を確認することが出来る。9mm 厚のタングステン単結晶では約 25% の生成率の増加が確認された事 [8] と比較すると有効な結果とは言えない。

表 3.4 は組み合わせ標的と多結晶タングステンが同じ陽電子生成率を持つ時の両者の最大の放射長差を示したものである<sup>5</sup>。これは多結晶タングステンと同程度の陽電子生成率を得るのに必要な標的の厚さを結晶の効果を利用することでどの程度薄くできるかを示している。これを見るとダイヤモンド単結晶が短い放射長の割に標的を薄くする効果がシリコン単結晶 9.9mm と同様であることから考えると、ダイヤモンド単結晶の効果に期待が持てる。また図 3.17 では陽電子生成率の増大という点ではダイヤモンドはあまり効果がないよう見えるが、今回の実験におけるダイヤモンド単結晶は厚さが薄いため、結晶内で十分に  $\gamma$  線が放出されていないと考えられる。よって、ダイヤモンドの厚みを増やすことにより、結晶内で十分に  $\gamma$  線が放射されれば陽電子生成率のさらなる向上が期待できる。

図 3.18, 3.19 は前の図 3.14 ~ 3.17 で組み合わせ型標的の陽電子生成率と多結晶タングステンのみを陽電子生成率の双方を多項式で Fit した後、組み合わせ型標的の陽電子生成率の Fit 関数から多結晶タングステンのみを陽電子生成率の Fit 関数を差し引いたものである。図 3.18 は陽電子の運動量毎の結晶による変化をまとめてあり、

<sup>5</sup>Tungsten(5.3mm) は単結晶タングステンのみ値のため直接比較は難しい



単結晶標的	放射長 ( $X_0$ )	標的を薄くする効果 ( $X_0$ )
Si 9.9mm	0.106	0.8
Si 29.9mm	0.319	1.6
Si 48.15mm	0.514	2.5
Diamond 4.57mm	0.0372	0.85
<i>cf.</i> Tungsten 5.3mm	1.5	1.9

表 3.4: 単結晶による標的を最も薄くできる効果

図 3.19 は運動量による結晶毎の変化を見たものである。どちらも縦軸は陽電子生成率、横軸は多結晶タングステンの厚さである。図 3.18 では 10MeV/c では結晶の厚みに依存しないが、20,30MeV/c では結晶が薄くなるとピークの位置が右にずれていくことが分かる。図 3.19 ではどの結晶も陽電子の運動量が増大するに連れてピークが左側にシフトする。これらのピークは単結晶標的が一番効率良く陽電子を生成できる多結晶タングステンの厚さを示しているが、このピークの位置で組み合わせ標的の陽電子生成率が最大になる訳ではない。また、ここで得られたピークの位置は関数を Fit した結果により得ており、実験から得られた訳ではない<sup>6</sup>。この事とシリコン単結晶で多結晶タングステンが 3mm 付近の位置にピークがある事を考えれば、多結晶タングステンを 0~3mm の間で細かく厚さを変化させて測定する必要がある。

<sup>6</sup>X ステージを利用する多結晶タングステンは 3mm ~ 18mm までの 3mm ステップ

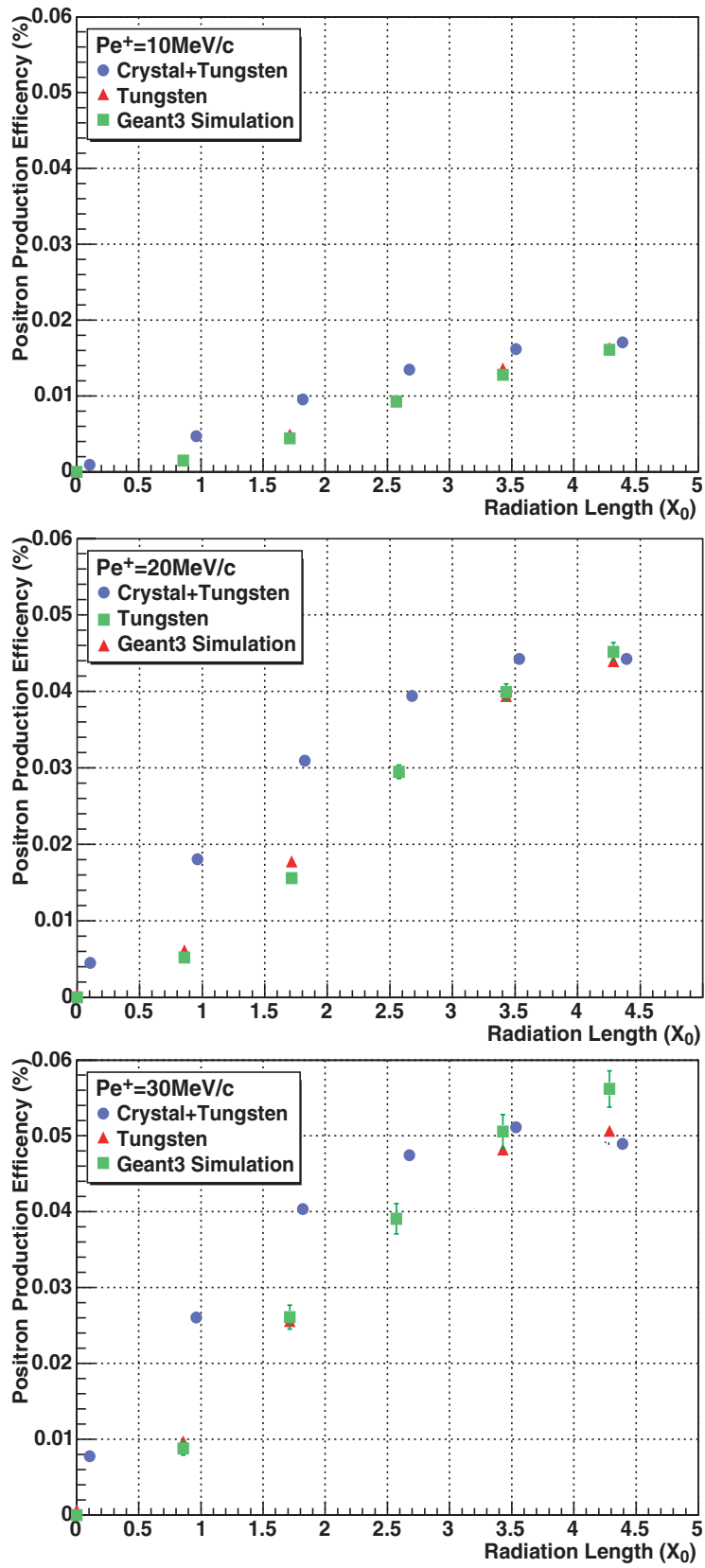


図 3.14: 9.9mm 厚シリコンと多結晶タングステンの組み合わせの陽電子生成率

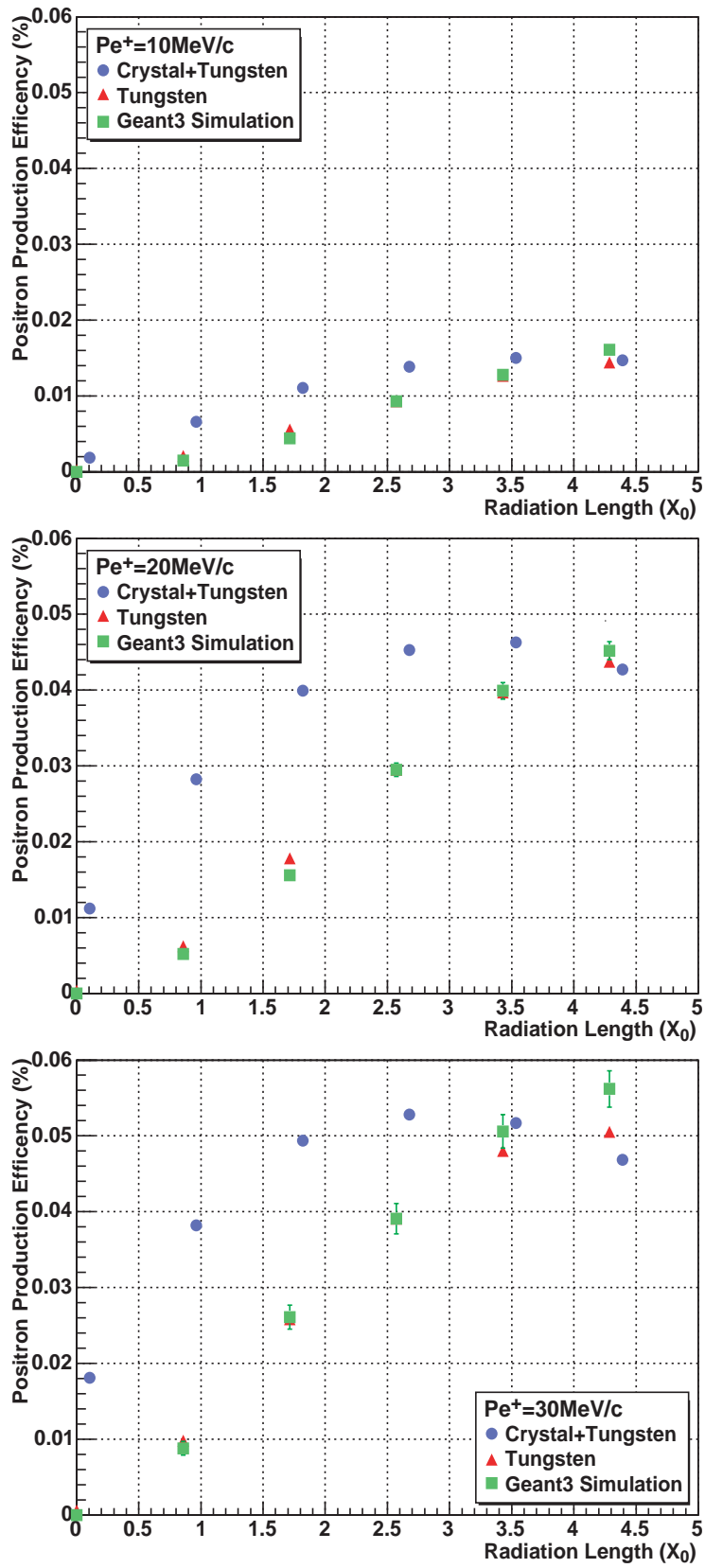


図 3.15: 29.9mm 厚シリコンと多結晶タンゲステンの組み合わせの陽電子生成率

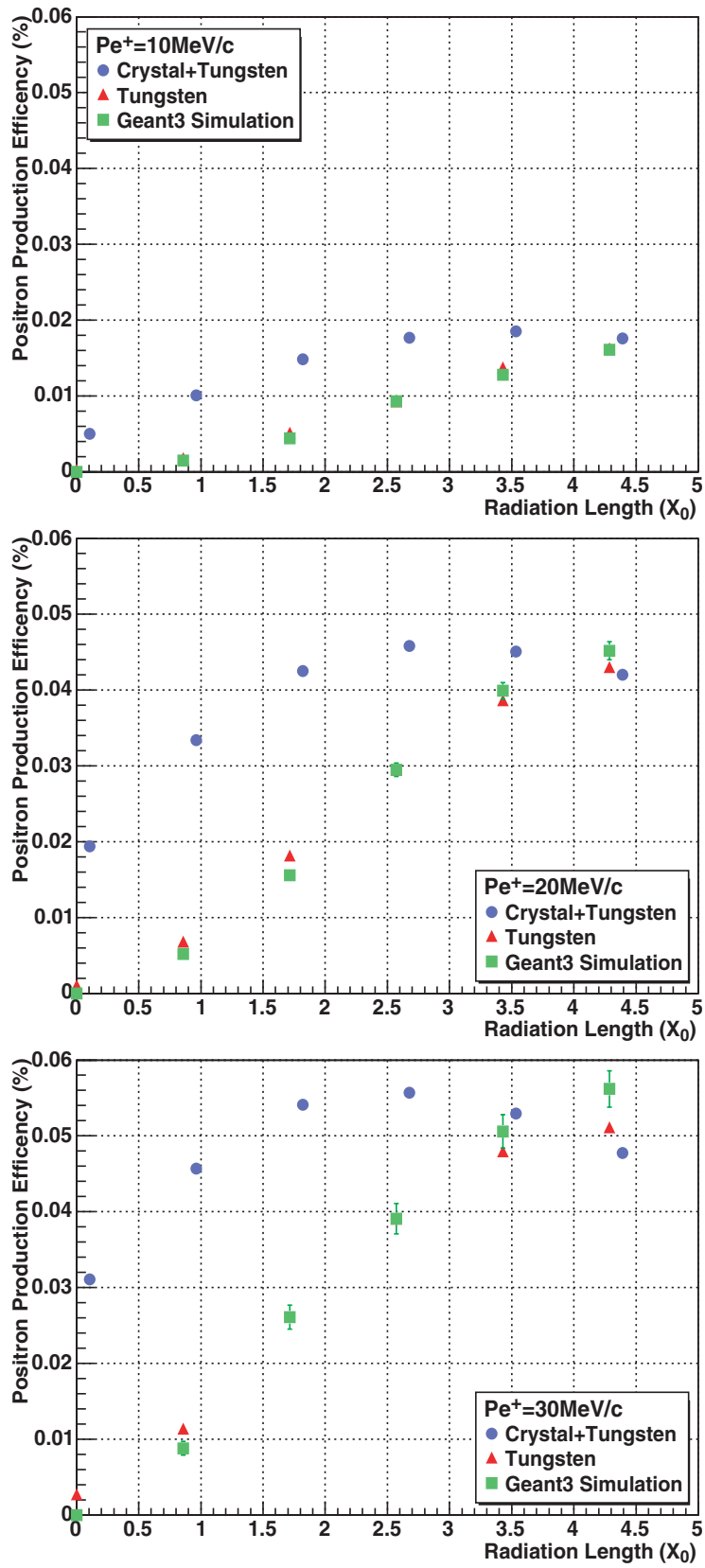


図 3.16: 48.15mm 厚シリコンと多結晶タングステンの組み合わせ陽電子生成率

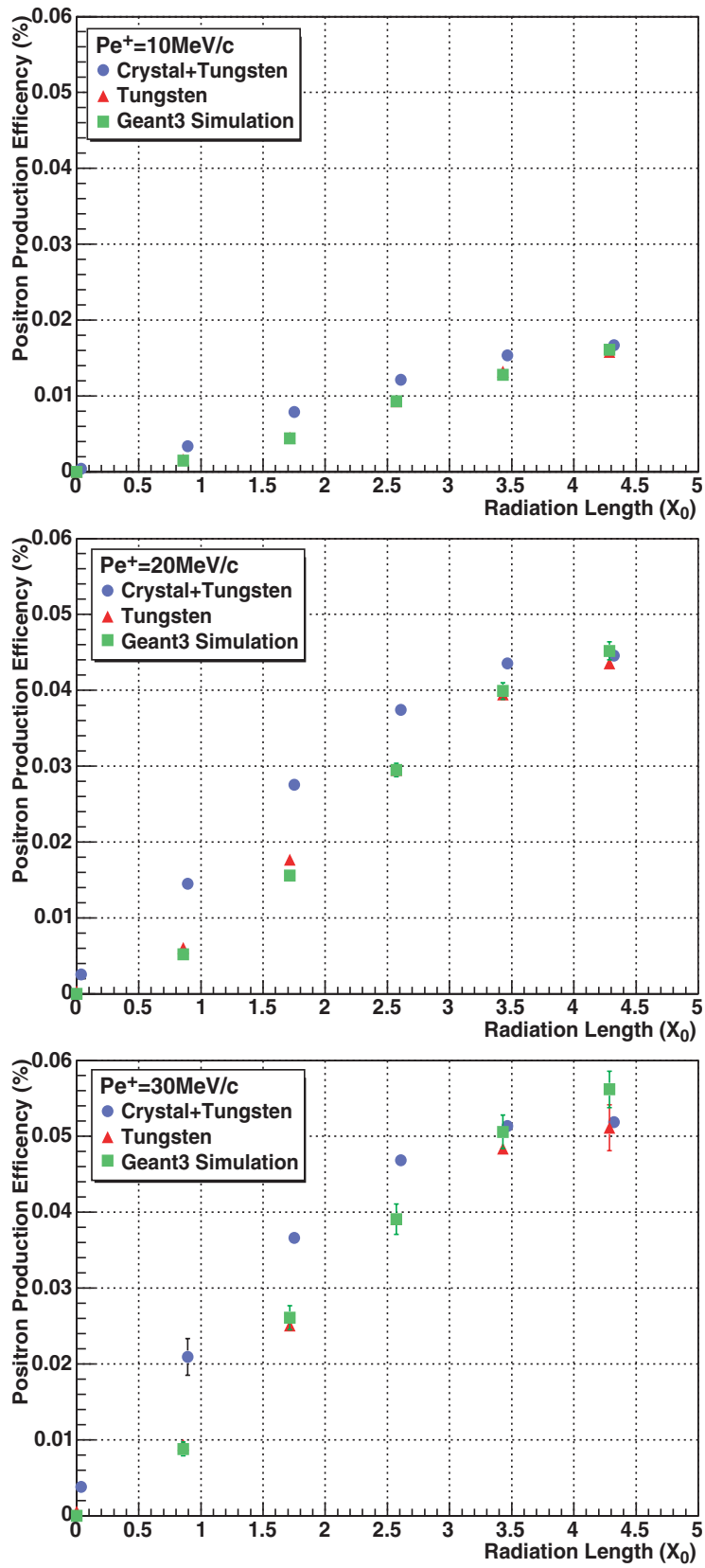


図 3.17: 4.57mm 厚ダイヤモンドと多結晶タングステンの組み合わせ陽電子生成率

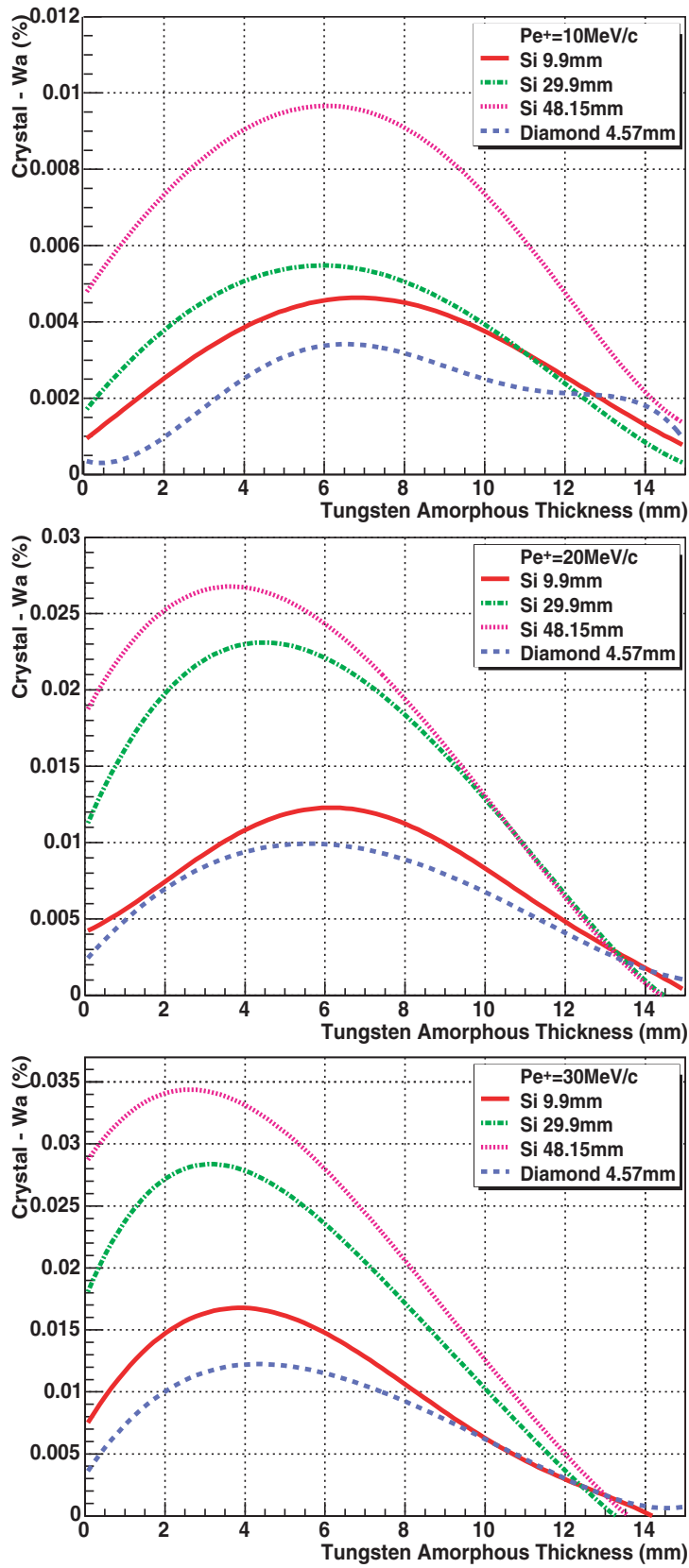


図 3.18: 結晶の効果を最大限に生かす事の出来る多結晶タングステンの厚さ 1

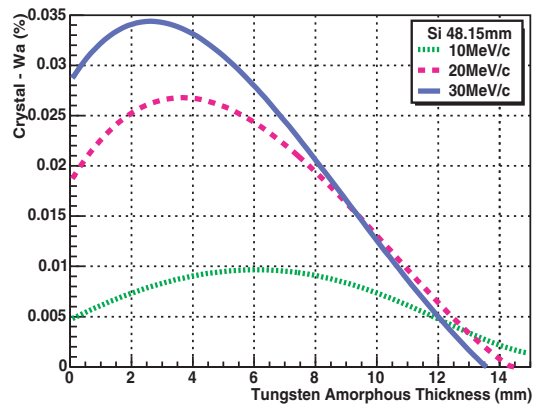
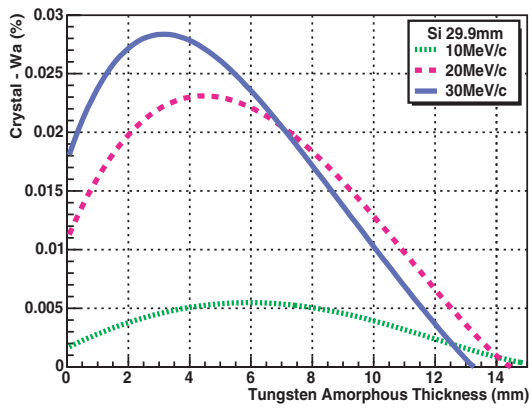
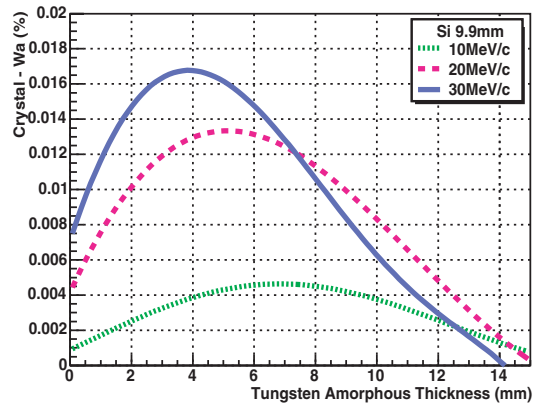
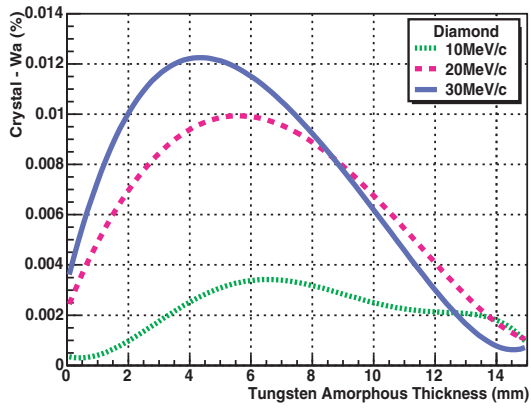


図 3.19: 結晶の効果を最大限に生かす事の出来る多結晶タングステンの厚さ 2

### 3.4 ダイヤモンド単結晶での電子・陽電子の生成率

一般に電磁カスケードシャワーなどを利用して電子・陽電子を収集する場合、陽電子が対消滅で消滅してしまうため、電子の収集量は陽電子の収集量の1.2~1.3倍と言われている。そこで単結晶が電子・陽電子の収集量にどのような影響を与えるのかを調べる為、ダイヤモンド単結晶を用いての電子と陽電子の収集量の違いについて測定した。また、節3.3と同様に多結晶ダイヤモンドでの電子及び陽電子収量のシミュレートを行った。ダイヤモンドは多結晶タンゲステンと異なりかなり物質量が少ない為、節3.3のシミュレーションでの標的をダイヤモンドに変更しただけでは目的の運動量(10,20,30MeV/c)を持った電子・陽電子はほとんど生成されない<sup>7</sup>。そこでダイヤモンドの密度を仮想的に10倍することで電子・陽電子の生成量を増大させた。こうして得られたシミュレーションの結果を更に通常の密度の多結晶ダイヤモンドで収集電子・陽電子の運動量30MeV/cの条件でシミュレートした値でノーマライズすることで、生成率を求めた。

$e^-/e^+$	10MeV/c	20MeV/c	30MeV/c
Off-Axis	1.88 ± 0.01	1.32 ± 0.01	1.34 ± 0.01
On-Axis	1.79 ± 0.38	1.37 ± 0.41	1.29 ± 0.31
GEANT3 ( 仮想密度 )	1.67 ± 0.87	1.32 ± 0.30	1.25 ± 0.23
GEANT3 ( 通常密度 )	not simulated	not simulated	2.29 ± 0.98

表 3.5: ダイヤモンド単結晶標的での電子・陽電子収量の比

表 3.5 は単結晶を結晶軸から傾け多結晶とみなせる Off-Axis、結晶軸とほぼ平行に電子ビームが入射し最大の収量が得られる On-Axis、GEANT3 でのシミュレート結果の3つをそれぞれ電子の収集量と陽電子の収集量の比を示したものである。これを見ると電子の収量が陽電子の収量を上回っていることが分かる。20,30MeV/cでは多結晶状態、単結晶状態ともに電子の収量は陽電子のほぼ、1.3倍程度であることが分かる。つまり単結晶を用いた場合、電子・陽電子両方の収量を増大させるがその収量の割合へ影響を及ぼさないといえる。GEANT3のシミュレーション結果に於いて通常密度での値が他と比べてかなり大きい、これは現在のシミュレーションコードでは十分な統計量を稼ぐことが出来ないことに起因する<sup>8</sup>。

図 3.20 は GEANT3 のシミュレーション ( 通常密度 ) から実験結果の電子・陽電子収量を生成率に変換したものを横軸を運動量としてプロットしたものである。通常密度のシミュレーション結果を使用しているため、図 3.20 から電子の収集量と陽電子の収集量の比を求めた場合、表 3.5 での『On-Axis』『Off-Axis』の電子・陽電子収量の比とは異なる値となる。前節の図 3.19 と陽電子生成率と比較したものを表 3.6 にまとめた。表 3.6 から本節の陽電子生成率が節 3.3.2 の 1/3 程度である。先にも述

<sup>7</sup>アクセプタンスが広く陽電子収量が比較的多いの 30MeV/c でも 100 万個の入射電子に対して陽電子 1~2 個程度

<sup>8</sup>1000 万個の入射電子に対し運動量 30MeV/c の陽電子 12 個、電子 28 個



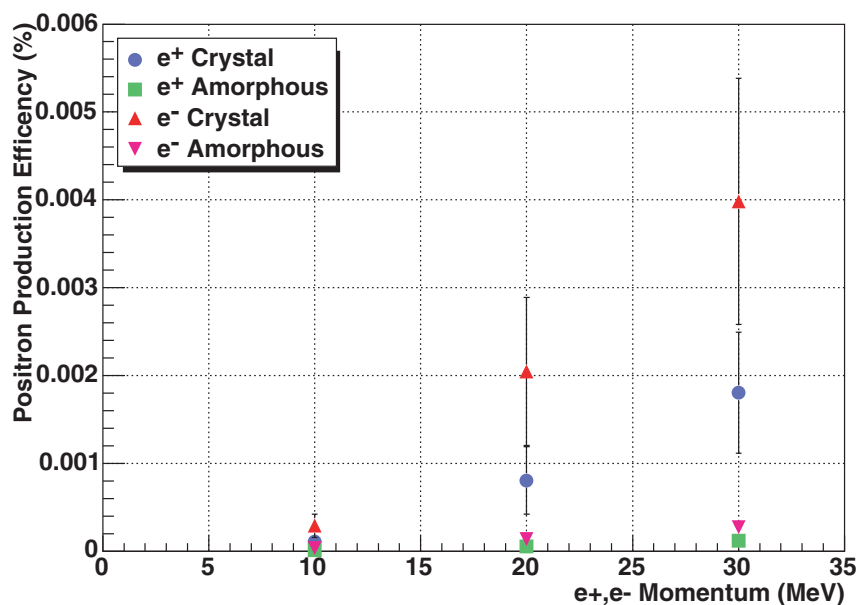


図 3.20: On-Axis と Off-Axis での電子・陽電子生成率

運動量 (MeV/c)	節 3.3.2 (%)	本節 (%)
10	0.00038 ± 0.000051	0.00011 ± 0.000062
20	0.0025 ± 0.00019	0.00081 ± 0.00038
30	0.0038 ± 0.00032	0.0018 ± 0.00069

表 3.6: 陽電子生成率

べたように、GEANT3によるシミュレーションの統計量が少ないためである。現在のシミュレーションコードでは多結晶ダイヤモンドからの電子・陽電子生成を十分な統計量で計算させるには時間的問題から困難を要する。シミュレーションを走らせるマシンスペックの向上はもとより、標的から粒子が飛び出した時点でその粒子が適したものかどうか判断させ、条件に合わない場合には即座に次の入射電子を打ち込むといった改良を施す必要がある。

ダイヤモンド単結晶の結晶の効果を利用すると多結晶ダイヤモンドと比べて電子・陽電子の生成率は非常に増大するが、ダイヤモンド単結晶単体では物質量が少ない為、結晶内で十分に対生成が起こらず多結晶タンゲステンに比べて一桁程度小さい結果となっている。よって、ダイヤモンド単結晶だけでは陽電子生成源とはなりえず、後段で対生成をおこさせる重金属が必要になる。

## 第4章 まとめと考察

本研究では、KEK Linac の 8GeV 電子ビームを用いてシリコン及びダイヤモンド単結晶標的からの陽電子生成実験とダイヤモンド単結晶標的からの電子・陽電子生成比較実験を行った。また 2001 年までに行われたタングステン単結晶からの陽電子生成実験と比較をした。

各単結晶毎に 2 次元スキャンを行った結果、シリコン単結晶では広い範囲に 1 つだけの結晶軸があることが分かり、ダイヤモンド単結晶には狭い範囲に結晶軸が集中することで一つの強大な結晶軸を持つことが初めて分かった。このような結果は以前までの実験では容易に判断することが出来なかった。この 2 次元スキャンにより結晶軸の発見と決定にかかる時間が大幅に減らせるようになり、精度良く結晶軸を決定して実験が行えるようになった。

各単結晶を用いて 10,20,30MeV/c の運動量でのロッキングカーブを測定した結果、ダイヤモンドで 20 倍強、シリコンでも 10 倍以上のエンハンスメントが得られた。これは今までタングステン単結晶 2.2mm で 6 倍程度だった結果と比べても非常に大きな値であり、シリコンやダイヤモンドの結晶性の良さを示すものと言える。エンハンスメントの運動量依存性は緩やかながらも運動量が増大するとエンハンスメントは小さくなるという結果が得られ、これはタングステン単結晶の実験でも同様の結果が得られている。これは運動量が増やす収集される陽電子数が単結晶・多結晶どちらの状態でも増える事により、単結晶状態の陽電子収量を多結晶状態の陽電子収量で割ったエンハンスメントが小さくなったと考えられる。

ロッキングカーブのピーク幅はタングステン単結晶と比較して  $1/5 \sim 1/3$  程度と非常に狭いものであり、シリコンやダイヤモンド単結晶の効果がよく表れた結果となった。ロッキングカーブもそうであるがタングステン単結晶に比べシリコンやダイヤモンド単結晶標的の放射長は短いため、これが影響しているとも考えられるが、エンハンスメントに関して言えば、同じ放射長でタングステンとシリコンやダイヤモンドを比較することが出来れば、後者の方が高い値となると推測される。2 次元スキャン導入前に計測した 2.55mm 厚シリコン単結晶のピーク幅が他のシリコン単結晶のものよりも広く、エンハンスメントの値が小さかったことから考えると、2.55mm 厚シリコン単結晶での測定は結晶軸を正しく捕らえられずに実験を行ってしまったと言える。エンハンスメントの運動量依存性や、ピーク幅がチャネリング放射と入射ビームの多重散乱による角度広がりや説明できないことから、チャネリング放射やコヒーレント制動放射のような放射以外の機構による  $\gamma$  線の放射や陽電子生成の可能性を考える必要がある。

多結晶タングステンとの組み合わせ型標的については 50mm 厚シリコン単結晶の

陽電子生成率が最も高く、多結晶タングステンのみと比較した増大量も 10%程度の結果を得られた。タングステン単結晶を用いた場合には約 20% ~ 30%程度の陽電子生成率の増大が見込まれていることから考えると、この結果は満足のいくものではない。しかし、ダイヤモンド単結晶や 9.9mm シリコン単結晶の厚みが少ないため、結晶標的内で十分に  $\gamma$  線の放射が起こらないことが原因である。これは多結晶タングステンの厚みを増やしていくと、急激にエンハンスメントが低下し結晶の効果が見えなくなることからも明らかである。陽電子生成率のカーブが前方へシフトする幅を見るとダイヤモンド単結晶の効果が良いことと、ダイヤモンドのエンハンスメントから考慮すると、より厚みのあるダイヤモンドを使用した実験に期待が持てる。

ダイヤモンド単結晶を用いて単結晶標的による電子・陽電子の生成率への影響を行った。単結晶状態、多結晶状態どちらの結果も 30%程度電子の生成率が上回った。このことから電子と陽電子の生成率比への単結晶の影響はほとんど無いと言える。しかしながら、現シミュレーションの問題により再現することができなかった。

## 第5章 今後の課題

今後の課題としてはダイヤモンドの厚みが非常に薄くまた、一種類の単結晶のデータしか得られていないことから、より厚いダイヤモンドでの測定がある。また、タングステン単結晶を用いた実験でも脇から漏れてしまう $\gamma$ 線等を有効に活用するためにペンシル型単結晶を用意して測定する必要がある。それと同時に軽単結晶の陽電子生成率を精度良く見積もることの出来るシミュレーションコードを用意する必要がある。現在のままでは十分な統計量を得るのに莫大な時間を要してしまうからである。本研究で使用したダイヤモンド単結晶は天然のものである為、人工的に作られたダイヤモンド単結晶での測定も必要である。これは陽電子収量の角度依存性を測定した際に、ダイヤモンド単結晶とシリコン単結晶とで結晶軸周りでの様子が大きく異なったからであり、ダイヤモンド単結晶の結晶軸の周辺にある細かいピークがダイヤモンド固有のものなのか、それとも不純物の影響なのか知る必要があり、それによるピーク幅やエンハンスメントへの影響も考えられるためである。2002年8月の実験後でダイヤモンド単結晶内部に放射線による着色が確認された。X線解析による診断では劣化として認められるものではなかったが、単結晶を陽電子生成の為に使用していく上でも、放射線損傷の度合いを定量的に調べていくことが必要である。時間的、経済的な制約がある中で数多くの実験を行うことは実質的に不可能である。確かめることの出来ない実験はシミュレーションに頼ることになるが、結晶の効果を取り入れたシミュレーションコードはまだ開発されていない。チャネリング放射やコヒーレント制動放射などの放射過程、結晶原子の熱振動や多重散乱と言った諸条件を取り入れ、結晶の効果を再現できるシミュレーションは非常に重みを増している。本実験結果はそのシミュレーションの基礎を築くものであり、今後もシミュレーションコード確立とその後の単結晶標的を用いた高強度陽電子源の実現にへ向けて、着実な実験していく必要がある。

# 謝辞

本研究はたくさんの方々のお導きとご協力によって至らぬところもあるかもしれませんが、完成まで辿り着くことが出来ました。この場をお借りして、お世話になった皆様に厚く御礼を申し上げたいと思います。

指導教官である浜津良輔先生には、学部四年生の頃から非常に多くのご指導をいただきました。浜津先生がいらっしゃらなければこの論文の完成はあり得なかったと言っても過言ではない次第です。実験解析方法のご指導や解析結果の議論などで多くのお言葉をいただくことが出来ました。また、私の不手際で浜津先生にご迷惑をおかけしたこともありました。まさに浜津先生あっての本論文であり、心から深く感謝いたします。

高エネルギー加速器研究機構においては奥野英樹先生、諏訪田剛先生、古川和朗先生、紙谷琢哉先生、梅森健成先生、佐藤政則先生、北里大学の吉田勝英先生、他多数の方々のご助言、ご協力があって実験を行うことが出来ました。みなさまから格別のご厚情を被り、厚くお礼申し上げます。

直接の先輩にである東京大学の笹原和俊氏にはわざわざ研究室に足をお運びいただき、ご指導ご助言いただけたことを感謝いたします。

住吉孝行先生、汲田哲郎先生、千葉雅美先生、退官された五十子満大先生をはじめとして東京都立大学高エネルギー実験研究室の皆様から日頃温かく見守っていただけたことを感謝いたします。同期の大橋歩君、加藤聡美さん、関貴之君、田邊徹君、李栄篤君にはゼミや研究生生活で大変お世話になりました。特に関君、田邊君、李君とは研究室で料理をし食事をしたり、夜中にお酒を飲んだり、一緒にスーパー銭湯やラーメンを食べに行ったりと、学業以外でも色々なことで充実した研究生生活の支えとなりました。人生で一番長い時間同じ学校に通い、すばらしい先生方、先輩、後輩、仲間たちと研究できた事を心より感謝いたします。

最後に、大学院まで進学させてくれた両親に深く感謝いたします。

# 参考文献

- [1] GLC Project Report (May 27, 2003) <http://lcdev.kek.jp/>
- [2] NLC <http://www-project.slac.stanford.edu/nlc/>
- [3] TESLA <http://tesla.desy.de/>
- [4] 長島順清 素粒子物理学の基礎 朝倉書店
- [5] 福井崇時 粒子物理計測入門 共立出版
- [6] 諏訪田剛 単結晶を利用した陽電子生成 日本物理学会「最近の研究」
- [7] M.Satoh et al., KEK PrePrint 2003-90, Dec.2003 A
- [8] 笹原和俊 修士学位論文 (2002) 東京都立大学大学院 理学研究科
- [9] 小島秀基 修士学位論文 (2000) 東京都立大学大学院 理学研究科
- [10] 増山充彦 修士学位論文 (2000) 東京都立大学大学院 理学研究科
- [11] 中川洋 修士学位論文 (2000) 広島大学大学院 理学研究科