

## 修士論文

# 電子ビームエネルギー精密測定のための アンジュレータ放射光干渉法

Undulator radiation interferometry  
for electron beam energy measurement

東京大学大学院 理学研究科 物理学専攻  
中村哲研究室

西 幸太郎

令和 7 年 (2025 年)



# 目次

<b>第1章 導入</b>	9
1.1 ハイパー核 . . . . .	9
1.1.1 ハイペロンとハイパー核 . . . . .	9
1.1.2 ハイパー核研究の意義 . . . . .	11
1.1.3 ハイパー核質量分光 . . . . .	13
1.1.4 ハイパートライトンパズル . . . . .	15
1.2 崩壊パイ中間子法 . . . . .	15
1.2.1 原理 . . . . .	16
1.2.2 系統誤差 . . . . .	18
1.3 電子ビームエネルギー測定 . . . . .	19
1.3.1 MAMI における従来手法 . . . . .	19
1.3.2 逆コンプトン散乱法 . . . . .	20
1.3.3 偏極電磁石による電子ビームエネルギー測定 . . . . .	20
1.3.4 アンジュレータ放射光干渉法の開発の経緯 . . . . .	21
<b>第2章 アンジュレータ放射光干渉法の原理</b>	23
2.1 アンジュレータ放射光 . . . . .	23
2.1.1 アンジュレータ放射光発生の原理 . . . . .	23
2.1.2 アンジュレータ放射光 - タンデムアンジュレータ . . . . .	28
2.1.3 干渉の原理 . . . . .	29
2.1.4 電子ビームエネルギーと干渉光周期の関係式 . . . . .	29
2.1.5 補正 - 放射角度と干渉光周期の関係式 . . . . .	30
2.2 光学系 . . . . .	31
2.2.1 回折の定式化 . . . . .	32
2.2.2 回折格子とレンズによる分光 . . . . .	39
2.2.3 回折格子による平面波化 . . . . .	39
2.2.4 電子ビームの集団運動 . . . . .	40
2.2.5 撮影画像 . . . . .	40
2.2.6 モデル関数 . . . . .	40

<b>第3章</b>	<b>MAMIにおける測定手法</b>	43
3.1	装置とセットアップ . . . . .	43
3.1.1	マインツマイクロトロン(MAMI) . . . . .	43
3.1.2	アンジュレータ . . . . .	46
3.1.3	分光光学系 . . . . .	50
3.1.4	光学系のアラインメント . . . . .	51
3.2	データ取得 . . . . .	52
3.2.1	分光光学系の波長較正 . . . . .	52
3.2.2	データ取得 . . . . .	53
3.2.3	電子ビームエネルギー測定 . . . . .	53
3.2.4	弾性散乱実験との同時運用 . . . . .	53
3.2.5	下流側アンジュレータによるデータ測定 . . . . .	53
<b>第4章</b>	<b>データ解析と結果</b>	55
4.1	画像処理 . . . . .	55
4.1.1	平滑化 . . . . .	57
4.2	波長較正 . . . . .	57
4.3	モデル関数によるフィッティング . . . . .	59
4.3.1	1電子放射光関数 . . . . .	60
4.3.2	フレネル回折 . . . . .	60
4.3.3	電子ビームサイズ . . . . .	63
4.3.4	パラメータ . . . . .	63
4.3.5	パラメータ較正 . . . . .	64
4.4	単独アンジュレータの解析 . . . . .	65
4.5	2台のアンジュレータの解析 . . . . .	67
4.6	統計誤差の見積もり . . . . .	68
4.7	系統誤差の見積もり . . . . .	69
<b>第5章</b>	<b>考察</b>	73
5.1	考察 . . . . .	73
5.1.1	波長依存性による系統誤差 . . . . .	73
5.1.2	光学系 . . . . .	73
5.1.3	汎用的な電子ビームエネルギー測定手法としての改善点 . . . . .	73
5.1.4	原子核実験との同時測定 . . . . .	73

# 図目次

1.1	バリオン 8 重項 . . . . .	10
1.2	主なハイパー核生成反応のファインマンダイアグラム . . . . .	13
1.3	MAMI 実験ホール . . . . .	17
1.4	過去実験での $p_\pi$ スペクトル . . . . .	18
1.5	電子弹性散乱によるスペクトロメータ較正 . . . . .	19
1.6	逆コンプトン散乱法 . . . . .	21
2.1	座標系 . . . . .	25
2.2	干渉の原理 . . . . .	29
2.3	アンジュレータ放射光干渉法の概要 . . . . .	30
2.4	光学系の概要 . . . . .	31
2.5	回折積分の座標系 . . . . .	33
2.6	スリットによる回折の模式図 . . . . .	35
2.7	レイリーゾンマーフェルト積分の座標系 . . . . .	37
2.8	波長分光の概要 . . . . .	39
2.9	撮影画像の概要 . . . . .	40
3.1	MAMI のフロアマップ . . . . .	44
3.2	RTM3 の模式図 . . . . .	45
3.3	ホール B と X1 ホールの模式図 . . . . .	46
3.4	ホール B の写真 . . . . .	47
3.5	ミラーボックスの写真 . . . . .	47
3.6	アンジュレータ . . . . .	48
3.7	ホールプローブ . . . . .	48
3.8	ホールプローブの走査 . . . . .	49
3.9	ホールプローブによる磁場測定の結果 . . . . .	49
3.10	分光光学系の全体図 . . . . .	50
3.11	シリンドリカルレンズ . . . . .	51
3.12	青色レーザー . . . . .	52

---

4.1	ピクセルの平均値と標準偏差の関係 . . . . .	56
4.2	背景画像。ピクセル値が 150 以上のピクセルは 150 に置き換えて表示している。 . . . . .	57
4.3	背景画像の光量分布 . . . . .	58
4.4	背景画像のピクセル値の平均値分布 . . . . .	59
4.5	水銀灯の波長較正-1 . . . . .	60
4.6	水銀灯の波長較正-2 . . . . .	61
4.7	水銀灯の波長較正-3 . . . . .	61
4.8	フーリエ変換による畳み込みの数値計算 . . . . .	63
4.9	電子ビームサイズによる回折パターンのぼやけ . . . . .	64
4.10	パラメータの定義 . . . . .	65
4.11	アンジュレータ位置依存性 . . . . .	66
4.12	アンジュレータ位置依存性 . . . . .	67
4.13	干渉による画像の変化 . . . . .	68
4.14	アンジュレータ位置に対する振幅の変化 . . . . .	69
4.15	エネルギーの推定値の位置依存性 . . . . .	70
4.16	アンジュレータ位置に対するエネルギーの推定値 . . . . .	71

# 表目次

1.1	クォークとレプトンの一覧 . . . . .	10
1.2	ハイペロンの性質。数値の末尾に付けた括弧は統計誤差を表す。[1] . . .	11
3.1	MAMI の主要パラメータ . . . . .	44
3.2	アンジュレータの磁場設定値 . . . . .	50
4.1	変数の定義 . . . . .	63
4.2	パラメータの説明 . . . . .	64



# 第1章

## 導入

本論文は、ドイツ、マインツ大学にある連続電子線加速器マインツマイクロトロン(MAMI)における200 MeV領域の電子ビームエネルギー測定について論じる。電子ビームエネルギーの絶対値を $\delta E/E \sim 10^{-4}$ の精度で測定し、磁気運動量スペクトロメータの系統誤差を $\delta p/p \sim 10^{-4}$ に抑えることで、過去に我々が測定した $^4_{\Lambda}H$ における $\Lambda$ 粒子の束縛エネルギーの精度100 keVから向上させ、ハイパートライトン $^3_{\Lambda}H$ における $\Lambda$ 束縛エネルギーを10 keVを切る精度で決定することを目指す。ハイパートライトンにおける $\Lambda$ 束縛エネルギーの決定精度向上は、まだ謎の多い $\Lambda N$ 相互作用に対しさらなる知見を与える。

本章でははじめにハイパー核とその研究の歴史、ハイパー核生成実験について述べる。次に我々がマインツマイクロトロンにおいて独自に開発した $\Lambda$ ハイパー核精密質量分光手法である崩壊パイ中間子法とその課題となっている電子ビームエネルギー測定精度の重要性について述べた後、最後に本研究の目的を述べる。

### 1.1 ハイパー核

#### 1.1.1 ハイペロンとハイパー核

素粒子の標準理論によれば、自然界の粒子は全てそれ以上分割できない最小単位の粒子(素粒子)からなり、素粒子の間に働く力は、強い力、弱い力、電磁気力、重力の4種類の力であると理解されている。素粒子は物質を構成する粒子と力を媒介する粒子に分類でき、さらに物質を構成する粒子は強い相互作用をするクォークと強い相互作用をしないレプトンに分類できる。クォークは表1.1に示すように三世代に分類されている。

クォークは単体で存在することはできず、一般に3つ集まつたバリオンか2つ集まつたメソンの形で存在する。我々の身の回りの物質はハドロンである陽子と中性子からなる原子核と、その周りを囲む電子からなる原子によって構成されている。陽子、中性子は特に通常原子核を構成する意味で核子(nucleon)と呼ばれている。

構成子クォークモデルでは、陽子はuudクォーク、中性子はuddクォークからなり、そ

	1世代	2世代	3世代	電荷	スピン
クォーク	u	c	t	+2/3e	1/2
	d	s	b	-1/3e	1/2
レプトン	e	$\mu$	$\tau$	-e	1/2
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	1/2

表 1.1: クォークとレプトンの一覧

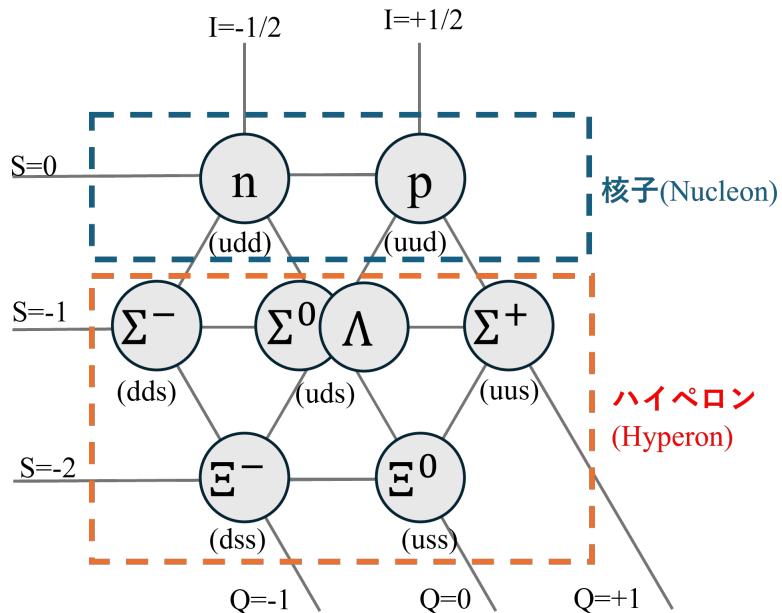


図 1.1: バリオン 8 重項。アイソスピン I、電荷 Q に加え、ストレンジネス S の計 3 つの量子数を示した

それぞれ電荷 +1 と 0 を持つ。クォークにはそれぞれアイソスピンと呼ばれる量子数を導入することでスピン演算子と同じ枠組みで扱うことができる事が知られている。u クォーク、d クォークはそれぞれアイソスピン  $+1/2$ 、 $-1/2$  を持ち、陽子、中性子は  $+1/2$ 、 $-1/2$  を持つ。強い相互作用はアイソスピンの SU(2) 空間回転に対してほとんど対称である事が知られている。u、d クォークの SU(2) 対称性に s クォークを加えて拡張した SU(3) 対称性は、u、d クォークに比べて s クォークが比較的重く、疑似的な対称性とみなされている。これら u、d、s クォークからなるバリオンはフレーバー SU(3) の枠組みにおいて、スピン  $1/2$  のバリオン 8 重項、スpin  $3/2$  のバリオン 10 重項に分類される（図 1.1）。一方で c、b、t クォークは u,d,s クォークと比較すると極端に重いため、SU(N) の対称性が破れる。

特に s クォークを含むバリオンをハイペロンと呼ぶ。その中でも u、d、s クォークからなる  $\Lambda$  粒子は最も軽い基本的なハイペロンである。

ハイペロン	質量 ( $\text{MeV}/c^2$ )	寿命 (s)	主な崩壊モード	分岐比 (%)
$\Lambda$	1115.683(6)	$2.632(10) \times 10^{-10}$	$p + \pi^-$ $n + \pi^0$	63.9(5) 35.8(5)
$\Sigma^0$	1192.642(4)	$7.4(7) \times 10^{-20}$	$\Lambda + \gamma$	100
$\Sigma^+$	1189.37(7)	$0.799(5) \times 10^{-10}$	$p + \pi^0$ $n + \pi^+$	51.57(30) 48.31(30)
$\Sigma^-$	1197.45(7)	$0.486(5) \times 10^{-10}$	$n + \pi^-$	99.848(5)

表 1.2: ハイペロンの性質。数値の末尾に付けた括弧は統計誤差を表す。[1]

原子核中に核子だけでなくハイペロンを含む原子核をハイパー核と呼ぶ。ハイパー核には通常核子には見られない性質が現れることが知られており、それ自体が重要な研究対象である。ここではハイパー核の性質の一つとして、崩壊モードについてこの章で詳しく述べる。自由空間では  $\Lambda$  粒子の寿命は  $10^{-10}$  秒程度で、 $\pi$  中間子を放出して崩壊する。これは中間子弱崩壊と呼ばれる。

一方  $\Lambda$  粒子が原子核に束縛されている  $\Lambda$  ハイパー核の場合には、中間子弱崩壊で  $\pi$  中間子とともに放出された核子が、原子核の他の核子の影響を受けてフェルミの排他律を受けることにより、中間子弱崩壊が抑制される。その結果、中間子を放出しないような崩壊、いわゆる非中間子弱崩壊が主な崩壊モードとなる。

軽いハイパー核の場合には核子によって占められているフェルミ準位が低いため、重いハイパー核と比較すると中間子弱崩壊が起こりやすいと言える。

他にもハイペロンとして  $\Sigma$  粒子や  $\Xi$  粒子がある。 $\Sigma$  粒子は核子との相互作用が斥力的であることが知られており、束縛系を作ることが困難であるため散乱実験が有力な研究方法となる。また  $\Xi$  粒子は過去に  $\Xi$  ハイパー核を生成する実験が行われた [Khaustov, 2] が、統計と分解能が不十分であった。現在は J-PARC で  $\Xi$  ハイパー核を生成する実験が行われている。

### 1.1.2 ハイパー核研究の意義

この節では特に  $\Lambda$  ハイパー核に焦点をあててハイパー核研究の意義について述べる。ハイパー核研究において、通常核子間の核力 (NN 相互作用) に加えてハイペロンと核子の相互作用 (YN 相互作用) を調べることができる。ハイパー核の研究では、この YN 相互作用の知見を得ることが一つの重要なモチベーションとなっている。

YN 相互作用に関する重要な研究テーマにはハイペロンパズル、荷電対称性の破れ、ハイパートライトンパズル等がある。

## ハイペロンパズル

中性子星内部では中性子のフェルミエネルギーが $\Lambda$ 粒子の生成エネルギーを上回るため、 $\Lambda$ 粒子が生成されるという理論的予想が提唱されている[3]。従って、中性子星内部の状態方程式には $\Lambda N$ 相互作用の項が自然に含まれると考えられる。現在の $\Lambda N$ 相互作用の理解に基づく状態方程式によると、中性子星の質量は太陽質量の2倍よりも大きくなることはないとされている[4]。しかし近年、宇宙観測によって太陽質量の2倍以上の質量をもつ中性子星(PSR J1614-2330[5], PSR J0348+0432[toniadis2013], PSR J740+6620[6])が観測された。この宇宙観測と理論予測の矛盾が「ハイペロンパズル」と呼ばれ、ハイパー核研究の重要な問題になっている。ハイペロンパズルの解決には $\Lambda N$ 相互作用のより正確な知見が不可欠であり、三体バリオン斥力を用いたモデル計算[7]などがハイペロンパズルの解決の糸口を提供しているが、同時に実験的な検証が求められている状況である。

## 荷電対称性の破れ

NN相互作用においては、クーロン力の効果を除いた核力は荷電対称性を持つ。すなわち、陽子-陽子間に働く力と中性子-中性子に働く力は核力においてほとんど区別されない。特に質量数A=3程度の軽い原子核において、実験と理論の両側面から荷電対称性の破れは数keVの精度で理解されている[8-11]。

一方で $\Lambda$ 粒子と核子間の相互作用には荷電対称性の破れが存在することが実験的に検証された。 $^4_{\Lambda}H$ と $^4_{\Lambda}He$ のA=4体系のハイパー核において、2012年に我々の研究グループが行ったハイパー核分光実験によって $^4_{\Lambda}H$ の基底状態における $\Lambda$ 粒子束縛エネルギーを $B_{\Lambda} = 2.12 \pm 0.01(\text{stat.}) \pm 0.09(\text{sys.})$  MeVと決定した[9, 12]。またJ-PARCで行われたハイパー核 $\gamma$ 線分光実験では、 $^4_{\Lambda}He$ が $1^+$ 状態から $0^+$ 状態に遷移する時に放出される $\gamma$ 線を測定し、 $E_{\gamma} = 1.406 \pm 0.002(\text{stat.}) \pm 0.002(\text{sys.})$  MeVと決定した[13]。この結果と過去の原子核乾板実験の結果から、基底状態の束縛エネルギーの差が $\Delta B_{\Lambda} = B_{\Lambda}(^4_{\Lambda}H) - B_{\Lambda}(^4_{\Lambda}He) = -270 \pm 90$  keVと得られた。この値は $^3H, ^3He$ の強い相互作用による束縛エネルギーの差やクーロン力でも説明できない $\Lambda N$ 相互作用における荷電対称性の破れとして理解されている。

A=4程度の少数多体系においても $\Lambda N$ 相互作用の荷電対称性の破れが依然として理解が不十分であり、軽い $\Lambda$ ハイパー核における束縛エネルギーの精密測定の重要性は非常に高いといえる。J-PARCではA=7体系における荷電対称性の破れの測定が進行中である。

## ハイパートライトンパズル

ハイパートライトンは $p, n, \Lambda$ からなるA=3体系のもっとも基本的な $\Lambda$ ハイパー核である。前節で軽いハイパー核の研究の重要性については述べたが、ハイパートライトンパズルの重要性については1.1.4章で詳しく述べる。

### 原子核深部のプローブ

ハイパー核研究の目的は YN 相互作用の測定だけにとどまらない。ハイペロンは核子とは量子数の異なる粒子であるためパウリの排他律を受けて、エネルギー準位の低い（深い）軌道にも束縛される。このため、ハイパー核内での  $\Lambda$  粒子のエネルギー準位を調べることによって、原子核深部の情報を得ることができる強力な実験手法である。また、原子核深部におけるバリオンの振る舞いを調べたり、 $\Lambda$  粒子を入れることで原子核構造を変化させたりすることができる点もハイパー核研究の魅力である。

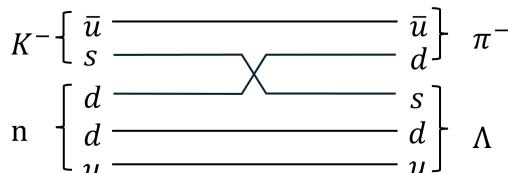
#### 1.1.3 ハイパー核質量分光

ハイパー核を生成し、その質量を測定する実験手法を質量分光と呼ぶ。分光実験には様々な手法があるが、特にハイパー核の生成方法と、生成したハイパー核の質量を決定する方法でそれぞれ分類することができる。

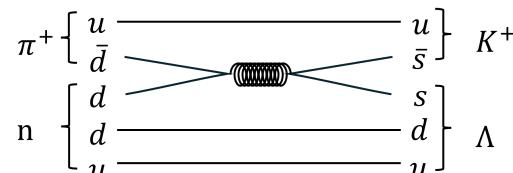
ハイパー核の生成反応は主に  $(K^-, \pi^-)$  反応、 $(\pi^+, K^+)$  反応、 $(e, e' K^+)$  反応がある。

##### $(K^-, \pi^-)$

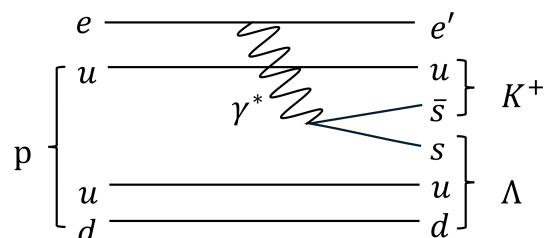
クォーク交換反応である。s クォークを生成する必要がないため、他の生成反応と比較しても最も  $\Lambda$  粒子の生成断面積が大きい。他の反応とは異なり発熱反応であるので静止した  $K^-$  からでも  $\Lambda$  粒子を生成することができるという点が特徴的である。



(a)  $(K^-, \pi^-)$  反応



(b)  $(\pi^+, K^+)$  反応



(c)  $(e, e' K^+)$  反応

図 1.2: 主なハイパー核生成反応のファインマンダイアグラム

**$(\pi^+, K^+)$** 

核内で  $d, \bar{d}$  クォークが対消滅し、 $s, \bar{s}$  クォークが生成される。この反応は  $(K^-, \pi^-)$  と比較すると  $\Lambda$  粒子の生成断面積が小さいが、一般に  $K$  ビームよりも  $\pi^-$  ビームが強度の高いビームを得られるため、問題とならない。運動量移行が大きいため、 $\Lambda$  が様々な軌道角運動量に入った状態を生成することができる。

 **$(e, e' K^+)$** 

電子ビームを用いて、仮想光子を媒介して  $s, \bar{s}$  クォークを生成する反応である。電磁相互作用による反応であるため 3 つの反応の中で最も生成断面積が小さいが、電子ビームは高い強度が得られるため、十分な統計量を得ることができる。更に  $\pi, K$  といった中間子ビームは二次ビームであるのに対して、加速器で直接加速した高品質な一次電子ビームを用いることができるため、高い分解能を得ることができる。

生成したハイパー核の質量は、入射ビーム運動量及び崩壊によって生成する粒子の運動量、エネルギーを測定することで、欠損質量法<sup>\*1</sup>や不变質量法<sup>\*2</sup>などによって求めることができる。また本研究では崩壊パイ中間子法と呼ばれる手法によってハイパー核の質量を決定している。詳細については 1.2 章で述べる。

同じカウンター実験であるが、全く異なるハイパー核生成の手法が近年注目されている。

**重イオン衝突実験**

原子核同士を高エネルギーに加速させて衝突させると様々な反応が同時に起こる。これをを利用してハイパー核を生成し、生成した粒子の運動量を測定することで不变質量を計算しハイパー核の質量を決定する。前節までの反応分光とは異なり生成可能なハイパー核の各種が標的によらず、様々なハイパー核を生成することが可能である。

ここまで紹介したカウンター実験と対照的な手法として原子核乾板による質量分光法がある。

**原子核乾板実験**

原子核乾板はアクリル板などに AgBr などの乳剤を添付したものである。原子核乾板中を荷電粒子が通過すると、乾板中の原子核が電離され、発生した電離電子によって乾板中

<sup>\*1</sup> 欠損質量法は生成したハイパー核以外の入射、散乱粒子全ての運動量を測定することで、エネルギー・運動量保存則から生成した粒子のエネルギー・運動量を決定する。エネルギー・運動量が求まれば  $m = \sqrt{E^2 - p^2}$  によって質量を求めることができる。

<sup>\*2</sup> 不変質量法はハイパー核が崩壊して生成した全ての粒子の運動量・エネルギーを測定することによって親核のハイパー核質量を  $m = \sqrt{(\sum E_i)^2 - (\sum p_i/c)^2}$ 。

の銀イオンが結合し粒子の軌跡が残る。この軌跡を読み取ることで、粒子の識別、運動量測定を同時にうのが原子核乾板による粒子検出法、質量分光法である。過去には  $\Lambda$  粒子を 2 個含んだダブルハイパー核の観測に世界で初めて観測することに成功するなど [14]、まれな事象を検出するのに有効な手法である。

#### 1.1.4 ハイパートライトンパズル

このように様々な手法によってハイパー核研究が進められてくる中で、近年注目を集めているテーマの一つがハイパートライトンパズルである。

ハイパー核の中でも最も基本的な束縛系が  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、ハイパートライトンである。これは陽子、中性子、 $\Lambda$  粒子がそれぞれ一つずつからなるハイパー核である。1960 年代に原子核乾板や泡箱実験によって  $B_\Lambda = 130 \pm 50(\text{stat.}) \pm 40(\text{syst.}) \text{ keV}$  とされており [15]、この結果が約 50 年間信じられてきた。100 keV 程度の弱い束縛から計算すると、 $\Lambda$  粒子の波動関数は鉛原子核の半径程度の広がりを持つことが示唆される。これは陽子、中性子からなるコア核の束縛状態よりも、自由空間の  $\Lambda$  粒子に近い状態であると考えられる。従ってその寿命は自由空間の  $\Lambda$  粒子と同程度であると見積もられる。

これに対して 2010 年台に重イオン衝突実験が、ハイパートライトンの寿命が予測よりも有意に短いことを示唆する実験結果を次々と報告した [16–19]。これらの値は  $\tau \sim 200 \text{ ps}$  であり、 $B_\Lambda = 130 \text{ keV}$  の結果と整合性のある物理的な解釈はいまだない。この問題をハイパートライトンパズルと呼ぶ。

2020 年代に STAR, ALICE の 2 つの重イオン衝突実験が報告した結果によれば、それぞれ  $B_\Lambda = 102 \pm 63(\text{stat.}) \pm 67(\text{syst.}) \text{ keV}$  [20],  $B_\Lambda = 406 \pm 120(\text{stat.}) \pm 110(\text{syst.}) \text{ keV}$  [21] であり、どちらのグループの結果も系統誤差が比較的大きい。

## 1.2 崩壊パイ中間子法

崩壊パイ中間子法は 2010 年代にドイツのマインツ大学マイクロトロン (MAMI) で我々の研究グループによって開発されたハイパー核の質量分光法である [12]。10 keV を切る高いエネルギー分解能が実証されている [22] ため、ハイパートライトンパズルの解明に有効な手法であると期待されている。この章では崩壊パイ中間子法の原理を述べる (1.2.1 節)。そして高い分解能が実現できる理由と、解決すべき課題について述べる。

### 1.2.1 原理

電子ビームで電磁生成したハイパー核が核破碎し、目的のハイパー核が標的中で静止し2体崩壊する反応を検出する。この時ハイパー核の質量  $m(^A_\Lambda Z)$  は2体崩壊に注意すると

$$m(^A_\Lambda Z) = \sqrt{m(^A(Z+1))^2 + (p_\pi/c)^2} + \sqrt{m_\pi^2 + (p_\pi/c)^2} \quad (1.2.1)$$

と  $\pi$  中間子の運動量  $p_\pi$  のみで求めることができる。

$\Lambda$  ハイパー核の質量  $m(^A_\Lambda Z)$  からこのハイパー核における  $\Lambda$  粒子の束縛エネルギー  $B_\Lambda$  は、 $\Lambda$  粒子を除いたコア核の質量  $m_{core}$  と  $\Lambda$  粒子の質量  $m_\Lambda$  を用いて

$$B_\Lambda = m_{core} + m_\Lambda - m(^A_\Lambda Z) \quad (1.2.2)$$

と求めることができる。

ハイパートライトンがパイ中間子を放出する崩壊モードは



であるから、式(1.2.1)、式(1.2.2)より、 $m(^3_\Lambda H)$

$$m(^3_\Lambda H) = \sqrt{m({}^3 He)^2 + p_\pi^2} + \sqrt{m_\pi^2 + p_\pi^2} \quad (1.2.4)$$

$$B_\Lambda = m_{^3 H} + m_\Lambda - m(^3_\Lambda H) \quad (1.2.5)$$

とかける。 $p_\pi$  を除く  $m({}^3 He)$ 、 $m_\pi$ 、 ${}^2 H$  はそれぞれ 2.42 eV[8]、0.35 keV[1] の高精度で求まっているため、 $B_\Lambda$  の決定精度は、静止かつ2体崩壊という崩壊の特徴により放出される单色  $p_\pi$  の測定精度にのみよって決まる。従って高分解能の運動量スペクトロメータを用いることができれば、高精度な  $B_\Lambda$  の決定が可能である。またこの時、 $s$  クォークが生成されたイベントを選択するために  $K^+$  中間子のタグが必要である。このような条件がそろえば、崩壊パイ中間子法が高い質量分解能を実現できる。

#### マインツマイクロトロン (MAMI)

我々の研究グループはドイツ、マインツ大学マイクロトロン (MAMI) において、崩壊パイ中間子法を用いてハイパー核の質量分光を行ってきた。質量分光実験を行う実験ホール (A1 Hall) には、標的チャンバーを中心に、磁気運動量スペクトロメータ (Spek A,C)、Kaos スペクトロメータが配置されている。

2014年に行った ${}^4_\Lambda H$  の実験 [22] では、 $\pi$  中間子の運動量が  $p_\pi = 132.867 \pm 0.007(\text{stat.}) \pm$

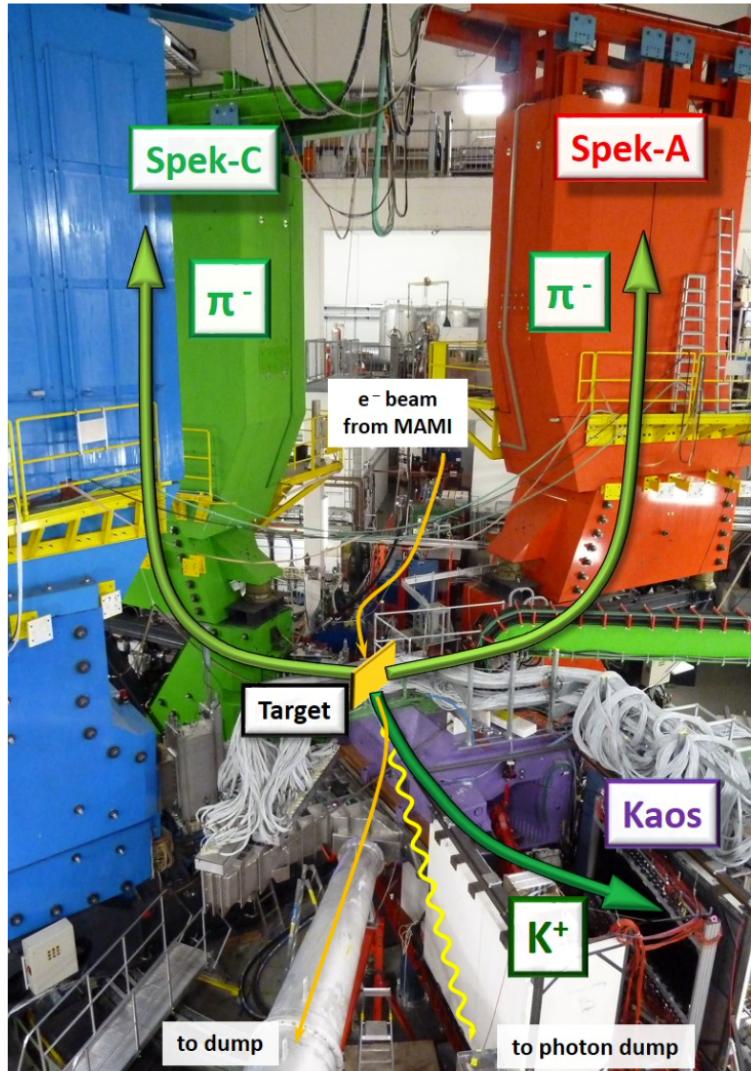


図 1.3: A1 Hall 概観図。MAMI 加速器で加速された電子がビームラインを通って標的 チェンバー内の標的に照射される。崩壊パイ中間子法では、照射されて生成されたハイパー核が崩壊する際の  $\pi$  中間子の運動量を Spek A,C で測定する。また Kaos スペクトロメータでは  $K^+$  中間子の粒子識別を行うことでイベント選択を行う。[12]

0.106(syst.) MeV/c と測定され、10 keV 以下の運動量分解能を実現している。

ここから、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  の  $\Lambda$  粒子の束縛エネルギー  $B_\Lambda$  は  $B_\Lambda = 2.157 \pm 0.005(\text{stat.}) \pm 0.077(\text{syst.})$  MeV と決定された。

MAMI の持つ高分解能運動量スペクトロメータ (Spek A,C) によって実現される高い 分解能は、他のハイパー核質量分光法や重イオン衝突実験では実現できない。これは崩壊 パイ中間子法の大きな特徴であると言える。ただし、崩壊パイ中間子法は基底状態にのみ 適用できるという点で他の手法とは相補的である。

### 磁気運動量スペクトロメータ (Spek A, Spek C)

ハイパー核の崩壊に伴う  $\pi$  中間子の運動量  $p_\pi$  を測定するためには、MAMI の磁気運動量スペクトロメータを用いる。実験ホール内のスペクトロメータは Spek A,C の 2 つのスペクトロメータと後段の Kaos スペクトロメータから構成される。Spek A,C では  $\pi$  中間子の運動量を精密に測定するのに対し、Kaos では  $K^+$  を検出することで  $\Lambda$  ハイパー核が生成されたイベントの選択に用いる。運動量測定用の Spek A,C は電磁石と飛跡検出用のドリフトチャンバー、粒子識別用のシンチレーションカウンターとチェレンコフ光検出器から構成されている。入射した荷電粒子は電磁石によって曲げられるが、その曲率は粒子の運動量に依存する。この性質を利用してことで、ドリフトチャンバーによる位置測定の結果から入射粒子の運動量を決定することができる。

#### 1.2.2 系統誤差

10 keV を切る束縛エネルギーの統計誤差に対して、崩壊パイ中間子法の系統誤差は 100 keV 程度と大きい。これは  $p_\pi$  の決定精度に対する系統誤差が 100 keV 程度あることに由来する。磁気スペクトロメータの運動量絶対値較正のために MAMI では電子弾性散乱を利用している。標的の質量を  $m_T$ 、電子質量を  $m_e$ 、入射電子ビームのエネルギーを  $E_{beam}$  として、標的で弾性散乱された電子の運動量  $p'_e$  は散乱角  $\theta$  に対して一意に決まり、

$$p'_e = \sqrt{\left( \frac{E_{beam}}{1 + E_{beam}/m_T(1 - \cos \theta)} \right)^2 - m_e^2} \quad (1.2.6)$$

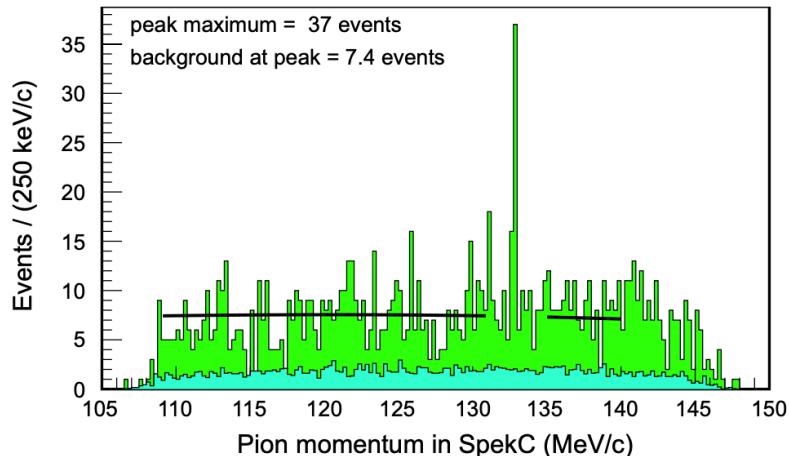


図 1.4: 高分解能の  $\pi$  中間子スペクトル。細いピークが 133 MeV/c 付近に位置しており、これは  ${}^4\Lambda$ H の崩壊で得られる  $p_\pi$  である [22]

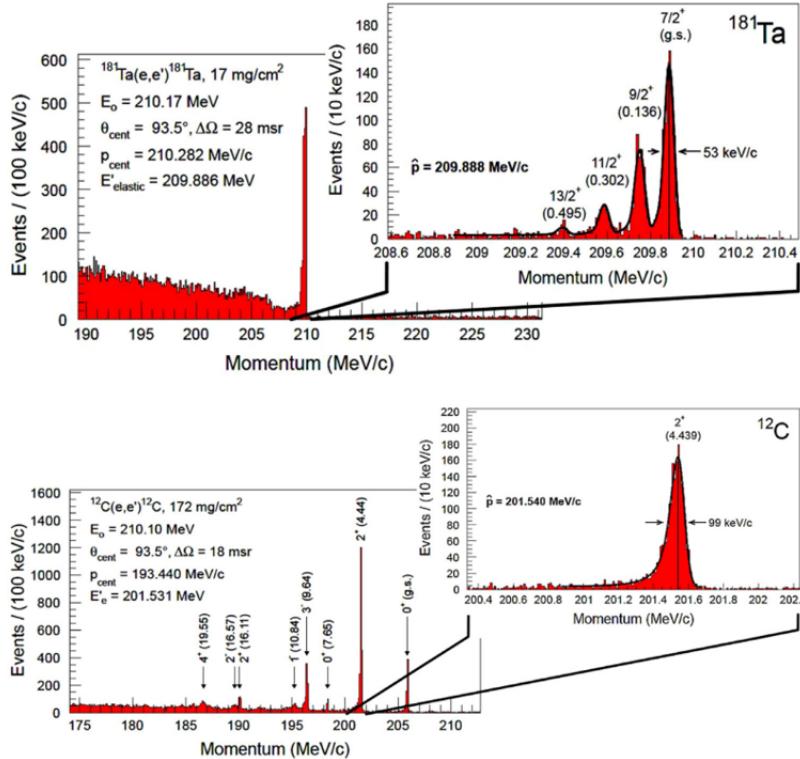


図 1.5: 電子弾性散乱によるスペクトロメータ較正実験で得られる散乱電子スペクトル。  
210 MeV で  $^{181}\text{Ta}$  標的と  $^{12}\text{C}$  標的を用いて電子弾性散乱を行った例を示している。[23]

と計算できる。散乱角と入射エネルギーに対して弾性散乱のピークから運動量の絶対値を較正する。ハイパー核の崩壊で放出される  $\pi$  の運動量はおよそ 100 - 140 MeV/c の領域にあるため、散乱電子も同程度の運動量であることが望ましい。MAMI の電子線加速器が出せる最低エネルギーである 180、195、210 MeV の 3 種類のエネルギーに対して電子弾性散乱による較正を行っている。

しかしこれまでは 200 MeV 領域の入射電子ビームエネルギー  $E_{beam}$  の決定精度が  $10^{-3}$  つまり 200 keV 程度と大きかった。式 (1.2.6) からわかるように散乱電子の運動量の決定誤差のオーダーは  $E_{beam}$  の決定誤差と同程度であり、結果的に運動量較正の精度も 100 keV/c 程度になる。これが 100 keV/c の大きな系統誤差の原因である。 $10^{-4}$  すなわち 20 keV で電子ビームエネルギーを決定することができれば、崩壊パイ中間子法の実験全体の誤差を統計誤差と同程度の 10 keV に抑制することができる。

## 1.3 電子ビームエネルギー測定

### 1.3.1 MAMI における従来手法

MAMI ではビームエネルギーを測定するために、偏向電磁石における電子周回軌道の半径を測定する手法がもちいられていたが、これは 1.2 GeV 領域の電子ビームを 100 keV

程度の精度で測定し、200 MeV 領域の電子ビームエネルギーを外挿して求めていたため、200 MeV 領域では 20 keV 以下の精度を実現することは困難であった。詳細は MAMI 加速器の項目で説明する。このような背景からいくつかの新しい手法が提案されてきた。

### 1.3.2 逆コンプトン散乱法

電子ビームエネルギーを直接測定する手法として、逆コンプトン散乱法がある。コンプトン後方散乱法は、電子ビームとレーザー光を衝突させ、コンプトン散乱で散乱された光子のエネルギーから電子ビームエネルギーを計算する手法である。レーザー光のエネルギー  $E_1$ 、電子ビームのエネルギーを  $\gamma mc^2$ 、レーザーと電子ビームの衝突角を  $\theta$ 、散乱光子の散乱角を  $\phi$  として、散乱光子のエネルギー  $E_2$  は

$$E_2 = E_1 \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \phi + \frac{E_1}{\gamma mc^2} (1 - \cos(\theta + \phi))} \quad (1.3.1)$$

と計算できる。電子ビームのエネルギーが高く、レーザー光のエネルギーが十分小さいとして無視できるとき、正面衝突 ( $\theta = 0$ ) かつ前方散乱 ( $\phi \ll 1$ ) の場合に散乱光子のエネルギーは最大となり、

$$E_2 = \frac{4E_1\gamma^2}{1 + \gamma^2\phi^2} \quad (1.3.2)$$

と表される。Ge 検出器のような  $\gamma$  線検出器で散乱電子のエネルギーを測定することで、1.3.2 式で表される最大エネルギー領域にコンプトンエッジが現れる。このエッジの位置から電子ビームエネルギーを求めることができる。しかしながらこの手法で 200 MeV 領域の電子ビームエネルギーを測定するには、断面積が小さく、高強度の電子ビームが必要となる。MAMI 加速器では十分な強度の電子ビームを得ることができない。

### 1.3.3 偏極電磁石による電子ビームエネルギー測定

磁場中を運動する荷電粒子は円運動をする。相対論的運動論によれば、B の磁場を運動するエネルギー  $\gamma mc^2$  の電子の運動半径は

$$r = \frac{\gamma mc}{B} \quad (1.3.3)$$

である。磁場の精密測定と電子ビームの位置測定によって電子ビームのエネルギーを測定する手法が検討された。磁場の測定精度および電子ビームの位置決定精度は共に  $10^{-4}$  の水準を達成しており、電子ビームの決定精度も  $10^{-4}$  の精度で決定できることが実証され

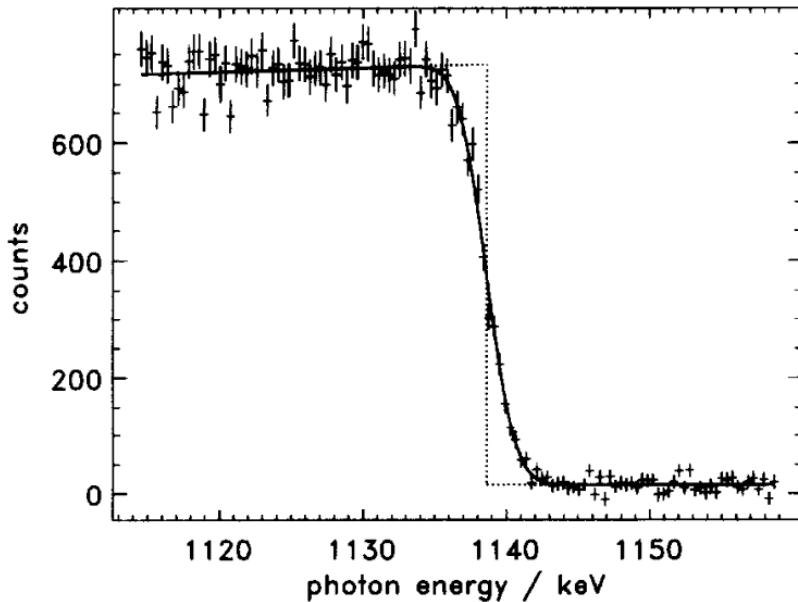


図 1.6: 逆コンプトン散乱法による電子ビームエネルギー測定で得られるコンプトンエッジ [24]

た。しかしこの手法は 180 MeV の電子ビームでの実証にとどまっており、195 MeV や 210 MeV の電子ビームでは十分な精度を得ることができなかった。

#### 1.3.4 アンジュレータ放射光干渉法の開発の経緯

崩壊パイ中間子法の系統誤差を抑えるためには、200 MeV 領域の電子ビームエネルギーの高精度測定が必要であるが、従来の手法や既知の手法では十分な精度を得ることができなかった。そこで我々は 2016 年からアンジュレータによる放射光を用いた電子ビームエネルギー較正手法（アンジュレータ放射光干渉法）の開発に取り組んできた [25], [26]。本研究の目的はアンジュレータ放射光干渉法を用いて電子弾性散乱によるスペクトロメータ較正実験を行い、 $10^{-4}$  以上の電子ビーム絶対値較正精度を達成することである。



## 第2章

# アンジュレータ放射光干渉法の原理

アンジュレータ放射光干渉法の概要を以下の図に示す。初めに 2.1.1 章でアンジュレータ放射光の発生原理と放射される放射光の性質を述べる。続いて 2.1.2 節以降で 2 台のアンジュレータを用いることによる干渉の原理を示す。軸上 ( $\theta = 0$ ) 放射の場合と、一般的  $\theta$  におけるエネルギー決定公式を導く。続いて 2.2 章で放射光観測のための光学系による光学処理の原理を示す。最後にこれらの原理をまとめた完全な物理モデルによる関数系の概要を示す。

## 2.1 アンジュレータ放射光

高エネルギーの荷電粒子が磁場中を通過するなどして加速度運動をすると、シンクロトロン放射光と呼ばれる電磁波が発生する。特に素粒子実験や加速器設計の立場からは、シンクロトロン放射によるエネルギー損失は無視できない問題であった。一方、電磁石の磁場を用いることで人為的に放射光を発生させ、利用する技術が開発してきた。シンクロトロン放射は一般に指向性が高く極めて強い放射光を得ることができるため、物性科学や生物科学、医学などの広い分野で分光法やイメージング法に利用されている。

さらに、偏極電磁石による円軌道からの放射だけでなく、周期的な磁場を用いることでより高輝度で単色性の放射光が得られることが知られている。このような周期的磁場の発生装置をウィグラーと呼び、特に電子ビームラインに挿入する形で用いられることから挿入光源と総称される。アンジュレータ放射光干渉法はこのアンジュレータを利用した電子ビームエネルギー測定法である。次節ではまず、放射光の発生原理について述べる。

### 2.1.1 アンジュレータ放射光発生の原理

この節ではアンジュレータの原理を示す。

### 放射光の一般原理

リエナール・ヴィーヘルト・ポテンシャルから出発して、放射強度の角分布についての一般的な性質を説明する。電子から観測点へ向かうベクトルを  $\mathbf{R}$ 、これに平行な単位ベクトルを  $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$ 、電子の電荷  $e$ 、電子の相対論的速度  $\beta = v/c$ 、放射が発生した時刻（遅延時刻） $t'$ 、放射の観測時刻  $t$  として

$$\mathbf{A}(t) = \frac{\mu_0 c}{4\pi} \frac{e\beta(t')}{(1 - \mathbf{n}(t') \cdot \beta(t'))\mathbf{R}(t')} \quad (2.1.1)$$

$$\varphi(t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{(1 - \mathbf{n}(t') \cdot \beta(t'))\mathbf{R}(t')} \quad (2.1.2)$$

$$t = t' + \frac{R(t')}{c} \quad (2.1.3)$$

放射される電磁場は、電磁ポテンシャルの定義より得ることができる。

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (2.1.4)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.1.5)$$

したがって、電磁場は

$$\mathbf{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{(1 - \beta^2)(\mathbf{n}(t') - \beta(t'))}{R(t')^2(1 - \mathbf{n}(t') \cdot \beta(t'))^3} + \frac{\mathbf{n}(t') \times \{(\mathbf{n}(t') - \beta(t')) \times \dot{\beta}(t')\}}{cR(t')(1 - \mathbf{n}(t') \cdot \beta(t'))^3} \right) \quad (2.1.6)$$

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{n} \times \mathbf{E}}{c} \quad (2.1.7)$$

と与えられる。 $1/R(t')^2$  の項は遠方で無視できるとして簡単にすると、

$$\mathbf{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{n}(t') \times \{(\mathbf{n}(t') - \beta(t')) \times \dot{\beta}(t')\}}{cR(t')(1 - \mathbf{n}(t') \cdot \beta(t'))^3} \quad (2.1.8)$$

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{n} \times \mathbf{E}}{c} \quad (2.1.9)$$

放射強度はポインティングベクトル  $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/\mu_0 = |\mathbf{E}|^2 \mathbf{n}/c\mu_0$  を用いて、 $dP(t) = (\mathbf{S} \cdot \mathbf{n}) R^2 d\Omega$  と表される。ただし、このままでは左辺が  $t$  の関数として与えられているの

に対し、右辺は  $t'$  の関数であり扱いづらい。ここでは  $t'$  に統一して、

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{dP(t)}{d\Omega} \frac{dt}{dt'} = \frac{e^2}{16\pi^2\epsilon_0 c} \frac{\left| \mathbf{n} \times \{(\mathbf{n} - \beta) \times \dot{\beta}\} \right|^2}{(1 - \mathbf{n} \cdot \beta)^5} \quad (2.1.10)$$

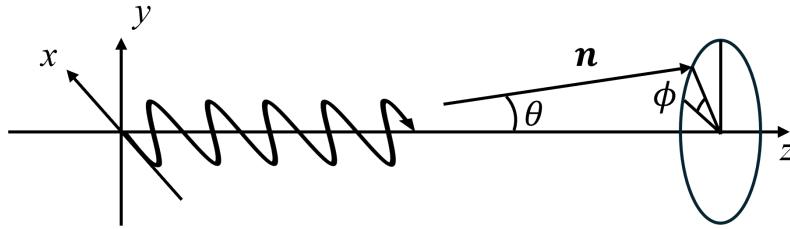


図 2.1: 座標系

今はアンジュレータの磁場による偏向運動を考えたいため、 $\beta \perp \dot{\beta}$  として議論を進めます。電子の運動方向を  $z$  軸にとり  $\beta = (0, 0, \beta)$  とする。また、磁場が  $y$  軸に向いているとすれば、 $\dot{\beta} = (\dot{\beta}, 0, 0)$  とおける。3 次元極座標表示で、 $\mathbf{n} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$  とすると、

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2 \dot{\beta}^2}{16\pi^2\epsilon_0 c} \frac{(\cos \theta - \beta)^2 + (1 - \beta^2) \sin^2 \theta \sin^2 \phi}{(1 - \beta \cos \theta)^5} \quad (2.1.11)$$

$\beta \approx 1$  の時に式 (2.1.11) の分母が  $\theta \ll 1$  で 0 に近づくことにより、放射強度は電子の進行方向に鋭く集中することがわかる。 $\theta \ll 1$  のもとで  $(1 - \beta \cos \theta)^{-1}$  が最大値の  $1/2$  になる角度を  $\theta_{SR}$  とすると、

$$\theta_{SR} = \sqrt{2 \left( \frac{1}{\beta} - 1 \right)} \sim \frac{1}{\gamma} \quad (2.1.12)$$

となり、この角度より狭い円錐の中に放射強度の大部分が集中することがわかる。

### アンジュレータの周期的磁場による放射

アンジュレータによって発生させられた周期的な磁場  $B = B_0 \sin(2\pi z/\lambda_u)$  中を電子が運動すると、同じ周期長  $\lambda_u$  を持つ正弦波状の軌道を描き、いわゆる蛇行 (undulation) 運

動をする。この磁場中の電子の運動方程式を解くと、電子の速度および位置を

$$\beta_x = \frac{K\beta}{\gamma} \cos(\omega_0 t') \quad (2.1.13)$$

$$\beta_z = \beta \left[ 1 - \frac{K^2}{4\gamma^2} - \frac{K^2 \cos(2\omega_0 t')}{4\gamma^2} \right] \quad (2.1.14)$$

$$r_x = \frac{K\lambda_U}{2\pi\gamma} \sin(\omega t') \quad (2.1.15)$$

$$r_z = \left( 1 - \frac{K^2}{4\gamma^2} \beta c t' \right) - \frac{K^2 \lambda_U \sin(2\omega_0 t')}{16\pi\gamma^2} \quad (2.1.16)$$

と得ることができる。ここで

$$\omega_0 = 2\pi c \beta \frac{1 - K^2 / 4\gamma^2}{\lambda_U} \quad (2.1.17)$$

であり、 $K$  は偏向定数と呼ばれ、電子軌道の最大偏角  $\Psi$  と

$$K = \gamma\Psi = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi mc^2} = 93.4 \frac{B_0}{[\text{T}]} \frac{\lambda_u}{[\text{m}]} \quad (2.1.18)$$

のように関係づけられる。表式からわかるように、アンジュレータの周期と磁場によって偏向定数が決まる。

アンジュレータ放射は偏向定数によって特徴づけられる。電子軌道は最大偏角  $\Psi = K/\gamma$  のサイン型であり、2.1.1節で述べたように、放射強度の広がりは  $1/\gamma$  程度となることから、 $K \sim 1$  の場合には電子からの放射はほとんどすべて観測者に到達する。この時の電場はほぼサイン型になり、フーリエ変換して得られるスペクトルは単色性を持つ。このような放射をアンジュレータ放射と呼ぶ。一方、 $K \gg 1$  の場合には、電子がサイン型軌道の頂点を通過するときにのみ放射が観測されるため、大きくゆがんだパルス状になる。フーリエ変換によって得られるスペクトルは高調波が卓越する。このような放射をウィグラー放射と呼ぶ。このように偏向定数によって放射特性を変化させることができ、実用上は磁場強度を変化させることで求められる特性の放射を取り出すことができる。

また放射スペクトル、すなわち放射強度の周波数 ( $\omega$ ) 分布を求めたい。そのためには式 2.1.8 に 2.1.13 を代入し、電場の時間変化を得たうえでフーリエ変換を行えばよい。電場のフーリエ変換は観測点における周波数成分を求めるに対応するため

$$\mathbf{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(t') \exp(-i\omega t) dt \quad (2.1.19)$$

とすれば、全放射強度の角密度は

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dP(t)}{d\Omega} dt = \frac{1}{2c\mu_0\pi} \int_0^{\infty} |RE|^2 dt = \frac{1}{c\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{F}(\omega) \mathbf{F}(\omega)^* d\omega \quad (2.1.20)$$

と変形できる。一方で、単位周波数当たりの全放射強度は

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int_0^{\infty} \frac{d^2I}{d\omega d\Omega} d\omega \quad (2.1.21)$$

したがって

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{2c\mu_0\pi} \mathbf{F}(\omega) \mathbf{F}(\omega)^* \quad (2.1.22)$$

ただし遅延時刻  $t'$  で評価された式も観測時刻  $t$  でフーリエ変換されていることに注意する。 $\mathbf{n} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$  を再び用いると、 $\mathbf{n} \perp \mathbf{E}$  であるから、 $\mathbf{n}$  に垂直な 2 成分だけなので、特に  $x - z$  平面と平行な成分  $E_{\parallel}$  およびこれに垂直な成分  $E_{\perp}$  に分解することができる。フーリエ変換した結果は次のように表せる。

$$E_{\parallel} = g\xi \{2S_0\gamma\theta \cos \phi - K(S_1 + S_{-1})\} \quad (2.1.23)$$

$$E_{\perp} = g\xi \{2S_0\gamma\theta \sin \phi\} \quad (2.1.24)$$

この式で、 $N$  をアンジュレータの周期数として、

$$g = -i \frac{e\gamma}{cR} \frac{\sin(N\pi(\omega/\omega_1 - 1))}{\omega/\omega_1 - 1} \exp[-ik\omega_1 R/c] \quad (2.1.25)$$

$$\omega_1 = \frac{2\gamma^2\omega_0}{1 + K^2/2 + (\gamma\theta)^2} \quad (2.1.26)$$

$$\xi = \frac{1}{1 + (\gamma\theta)^2 + K^2/2} \quad (2.1.27)$$

$$S_q = \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_{1+2p+q}(2\xi K\gamma\theta \cos \phi) J_p(K^2/4) \quad (2.1.28)$$

であり、 $J_p$  は  $p$  次のベッセル関数である。このようにして、アンジュレータ放射光のス

ペクトルを求めることができる。

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2\gamma^2\xi^2}{\pi^2c} \frac{\sin^2\{N\pi(\omega/\omega_1 - 1)\}}{(\omega/\omega_1 - 1)^2} \times [ \{2S_0\gamma\theta\cos\phi - K(S_1 + S_{-1})\}^2 + \{2S_0\gamma\theta\sin\phi\}^2 ] \quad (2.1.29)$$

最後に、電場の時間変化について簡単な計算を行う。 $\theta = 0$  で観測することを考えるアンジュレータの入口に到達する時刻を  $t' = t'_1$ 、アンジュレータの出口から出る時刻を  $t' = t'_2$  とする。アンジュレータの長さを  $L$  とすれば、 $t'_2 - t'_1 \simeq L/v$  と書ける。さらにアンジュレータの出口から観測点までの距離を  $R$  とすれば、電場の時間変化の始まりと終わりを検知する時刻は、 $t_1 = t'_1 + (R + L)/c$ 、 $t_2 = t'_2 + R/c$  と書ける。したがって観測者が検知するパルス幅  $\Delta t$  は、 $v/c \simeq 1 - 1/2\gamma^2$  を考慮して

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{L}{v} - \frac{L}{c} \simeq \frac{L}{2c\gamma^2} \quad (2.1.30)$$

同様の計算は、アンジュレータの1周期について行うことも可能であり、電場変化の周期は  $L \rightarrow \lambda_U$  の変換によって求められる。電場変化の周期はアンジュレータの磁場変化の周期に対応することから、アンジュレータ放射の時間構造は磁場と同じ回数振動するパルス状の波形になる。アンジュレータ内の蛇行運動によって  $z$  軸方向の平均の相対論的速度は式 2.1.13 より  $\langle \beta_z \rangle = \beta(1 - K^2/4\gamma^2)$  であることがわかり、結果として観測される放射の周期は

$$T = \frac{\lambda_U}{v(1 - K^2/4\gamma^2)} \quad (2.1.31)$$

$$= \frac{\lambda_U}{2c\gamma^2}(1 + K^2/2) \quad (2.1.32)$$

したがってアンジュレータ放射の波長は

$$\lambda_L = \frac{\lambda_U}{2\gamma^2}(1 + K^2/2) \quad (2.1.33)$$

にピークを持つようなスペクトルを持つことがわかる。

### 2.1.2 アンジュレータ放射光 - タンデムアンジュレータ

アンジュレータを電子ビームに沿って 2つ連結した構成は放射光科学において広く使われている。これらのアンジュレータ間にシケイン電磁石を配置することで遅延を調整することが可能になる。アンジュレータの種類や構成によって位相や偏光状態の異なる様々な

形状の放射光を得ることができる。

本研究では、タンデムアンジュレータを用いる。アンジュレータ自体を移動させることでアンジュレータ間の物理的距離を変化させる点が特徴的な構成である。

### 2.1.3 干渉の原理

2.1.1 節の議論を応用すると、タンデム型アンジュレータから放射される放射光はダブルパルス型の波形となることがわかる。そのままで2つのパルスは干渉することができないため、遅延を発生させる必要がある。この役割を担っているのが回折格子である。回折格子のそれぞれの溝から散乱された光は格子間隔に比例して遅延された光の干渉となる。そのためダブルパルスの二つのパルスは格子による遅延を受けて干渉できることになる(図2.2)。

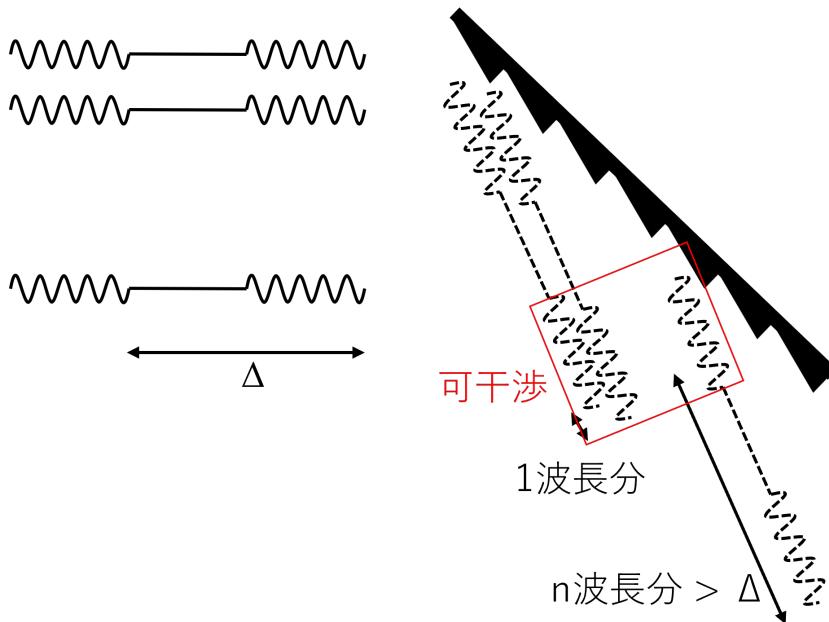


図2.2: ダブルパルス間の間隔以上の遅延が回折格子の溝同士で起きれば、パルス同士の干渉作用を観測することができる。

### 2.1.4 電子ビームエネルギーと干渉光周期の関係式

ダブルパルスの間隔は以下のような近似で理解することができる。上流のアンジュレータで発生する放射光は電子ビームよりも早く、電子が下流側のアンジュレータに到達した時にはアンジュレータ間の距離に比例した光路差が生じる。

$$\Delta = \frac{1}{2\gamma^2} d \quad (2.1.34)$$

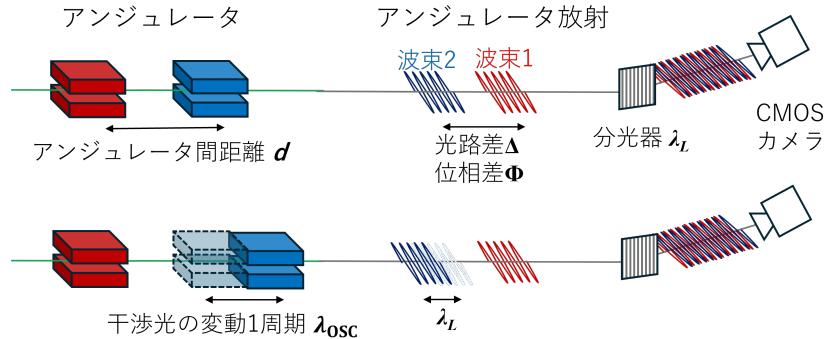


図 2.3: アンジュレータ放射光干渉法の概要

この時間差は放射光の 2 つのパルスの位相差となる。

$$\Phi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda_L} \quad (2.1.35)$$

位相差に対応して干渉光は強めあい、干渉光強度は

$$|\tilde{E}(1 + e^{i\Phi})|^2 = |\tilde{E}|^2(1 + \cos(\Phi)) \quad (2.1.36)$$

$$= |\tilde{E}|^2 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{2\gamma^2\lambda_L}d\right)\right) \quad (2.1.37)$$

これより、 $d$  を変化させると干渉光の位相差が変化し強度が周期的に変動することがわかる。式 (2.1.37) から、アンジュレータ間距離を  $2\gamma^2\lambda_L$  だけ動かした時に 1 周する。この周期を  $\lambda_{osc}$  とおけば  $\gamma$  および電子ビームエネルギーが

$$\gamma = \sqrt{\frac{\lambda_{osc}}{2\lambda_L}} \quad (2.1.38)$$

$$E_{beam} = m_e c^2 \sqrt{\frac{\lambda_{osc}}{2\lambda_L}} \quad (2.1.39)$$

すなわち、干渉光の波長  $\lambda_L$  と、アンジュレータ間距離を変動させた時の干渉光の変動の周期  $\lambda_{osc}$  を精密に測定することで電子ビームエネルギーが精密に測定できる。

### 2.1.5 補正 - 放射角度と干渉光周期の関係式

式 (2.1.34) は放射光角度が電子ビームと同じとき ( $\theta = 0$ ) の光路差である。電子ビームの軸と放射光の放射角 (近似的に放射光の観測角) を  $\theta$  とおくと、アンジュレータ間の距離  $d$  と  $\theta$  で光路差が  $d(1 - \cos \theta)$  と表される。これと電子ビームの遅延による光路差の両

方を考慮した光路差は、

$$\Delta = d \frac{1}{2\gamma^2} + d(1 - \cos \theta) \quad (2.1.40)$$

$$\sim d \left( \frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\theta^2}{2} \right) \quad (2.1.41)$$

$$(2.1.42)$$

と表せる。したがって放射光の観測角 ( $\simeq$  放射角) の補正を入れることで干渉光の周期は

$$\lambda_{\text{osc}} = \frac{\lambda_L}{\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\theta^2}{2}} \quad (2.1.43)$$

となる。

より現実に即した計算として、放射光の振幅と位相を式 (2.1.29) に従って計算し、スリット直前での干渉光を  $y$  座標の関数として表したのが図??である。下流アンジュレータの位置に対して周期的な変動が見られる。また  $y$  座標は放射角に対応しており、周期的変動の周期、位相が放射角に依存していることがわかる。

## 2.2 光学系

放射光は光学系を通してカメラで光学的に撮影する。光学系の役割は分光とパルス波形の平面化にある。式 (4.2) が示すとおり、電子ビームエネルギーは波長の閉方向の逆数に比例するため  $10^{-4}$  のエネルギー絶対値較正精度を得るために波長決定精度は少なくとも  $10^{-4}$  程度必要となる。またタンデムアンジュレータから放射される放射光は 2.1.1 節で示したようにダブルパルス型の波形を持ちこのままでは 2 つのパルスは干渉を起こさない。そのため平面波化（フーリエ変換）が必要となる。図 2.4 に光学系の概要を示す。矩

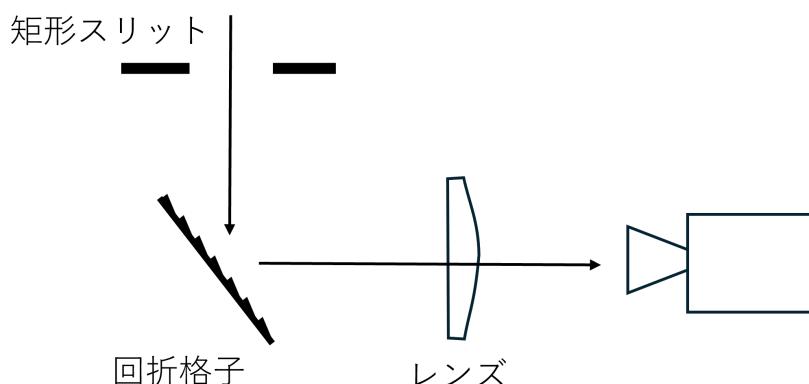


図 2.4: 光学系の概要

形スリットで整形した光波は伝搬に伴って回折を生じる(2.2.1章)。後段には回折格子およびレンズがあり、光波は分光と平面波化(2.2.2,2.2.3章)を受けカメラに到達する。

### 2.2.1 回折の定式化

この節ではマクスウェル方程式から出発して回折現象の定式化を行い、光学系に入射する放射光がカメラに作る像を計算する計算式を導出する。

#### ヘルムホルツ方程式

光波の伝搬はマクスウェル方程式に従う。マクスウェル方程式から、電場の従う波動方程式が

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.2.1)$$

と導ける。これは磁場についても同様であるから、これを一般化し、以降波動方程式のスカラー解を  $u(P, t)$  とあらわす。ここで  $P$  は空間座標を表す。さらに単色光を考えることで

$$u(P, t) = Re [U(P) \exp(-i\omega t)] \quad (2.2.2)$$

と時間に依存する項を分けることができる。 $U(P)$  は空間座標に関する複素関数である。式(2.2.2)を式(2.2.1)に代入することで、 $U$  に関する方程式

$$(\nabla^2 + k^2) U(P) = 0 \quad (2.2.3)$$

を導くことができる。ここで  $k$  は波数であり、 $k = 2\pi\omega/c = 2\pi/\lambda_L$  である。方程式(2.2.3)をヘルムホルツ方程式と呼ぶ。

ヘルムホルツ方程式はグリーン関数を用いて解くことができる。 $U(P), G(P)$  を位置に関する複素関数、体積  $V$  の領域を囲む閉曲面  $S$  を定義すると、

$$\int_V (U \nabla^2 G - G \nabla^2 U) dv = \int_S \left( U \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial U}{\partial n} \right) ds \quad (2.2.4)$$

というグリーンの定理が成り立つ。ここで  $\partial/\partial n$  は閉曲面に垂直な外向きのベクトルに沿った偏微分を表す。適当なグリーン関数  $G$  を定義することで  $U(P)$  に関する方程式を立てることができる。

### フレネル・キルヒホッフ回折積分

観測点の座標を  $P_0$ 、 $P_0$  を囲む任意の閉曲面を  $S$  とする(図 2.5)。 $P_0$  における光波  $U(P_0)$  を  $S$  の表面の光波で表すことを考えたい。ここでグリーン関数として、 $P_0$  を原点

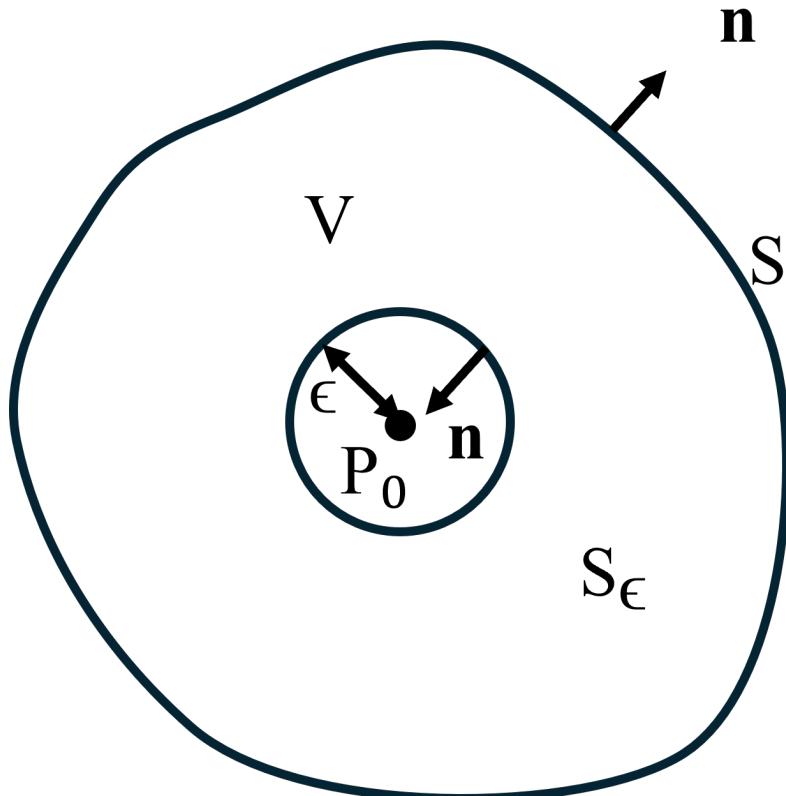


図 2.5: 表面積分の積分領域  $S$  と観測点  $P_0$

とする一様振幅の球面波を考えることにする。すなわち、空間上の任意の点  $P_1$  に対して

$$G(P_1) = \frac{\exp(ikr)}{r}, \quad r = |P_0 - P_1| \quad (2.2.5)$$

この式は  $P_0$  において発散するので、積分領域に工夫が必要である。 $P_0$ を中心とした微小半径  $\epsilon$  の球面  $S_\epsilon$ を考え、体積分の積分領域を  $S$  と  $S_\epsilon$  で囲まれた領域とする。この時、面積分の積分領域は  $S$  および  $S_\epsilon$  である(図 2.5)。領域  $V$  内部でグリーン関数(2.2.5)は

$$(\nabla^2 + k^2) G = 0 \quad (2.2.6)$$

を満たす。これによりグリーンの定理 2.2.4 の左辺は、 $U$  もヘルムホルツ方程式をみたすことから、

$$\int_V (U \nabla^2 G - G \nabla^2 U) dv = - \int_V (k^2 U G - k^2 G U) dv = 0 \quad (2.2.7)$$

となる。したがって、右辺から、

$$\int_{S+S_\epsilon} \left( U \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial U}{\partial n} \right) ds = 0 \quad (2.2.8)$$

$$- \int_{S_\epsilon} \left( U \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial U}{\partial n} \right) ds = \int_S \left( U \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial U}{\partial n} \right) ds \quad (2.2.9)$$

ここに  $G(P_1) = \exp(ikr)/r$  を代入すると、

$$\frac{\partial G(P_1)}{\partial n} = \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) \left( ik - \frac{1}{r} \right) \frac{\exp(ikr)}{r} \quad (2.2.10)$$

となる。特に  $S_\epsilon$ においては、 $\epsilon \rightarrow 0$  の極限をとることで、

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_S \left( U \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial U}{\partial n} \right) ds = 4\pi U(P_0) \quad (2.2.11)$$

と計算できるから、

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left( \frac{\partial U}{\partial n} \left[ \frac{\exp(ikr)}{r} \right] - U \frac{\partial}{\partial n} \left[ \frac{\exp(ikr)}{r} \right] \right) ds \quad (2.2.12)$$

より、 $U(P_0)$  が任意の閉曲面  $S$  の境界上の光波  $U(P)$  から計算できることがわかる。

これをスリットによる回折現象のように、ある平面上の波面から回折像を計算する場面に適用したい。そのために図 2.6 のように半径  $R$  の球面  $S_2$  をスリットの平面  $S_1$  で切断した閉曲面を考える。観測点  $P_0$  における光波は  $S_1$  および  $S_2$  を合わせた閉曲面上の積分となり、

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_1+S_2} \left( \frac{\partial U}{\partial n} \left[ \frac{\exp(ikr)}{r} \right] - U \frac{\partial}{\partial n} \left[ \frac{\exp(ikr)}{r} \right] \right) ds \quad (2.2.13)$$

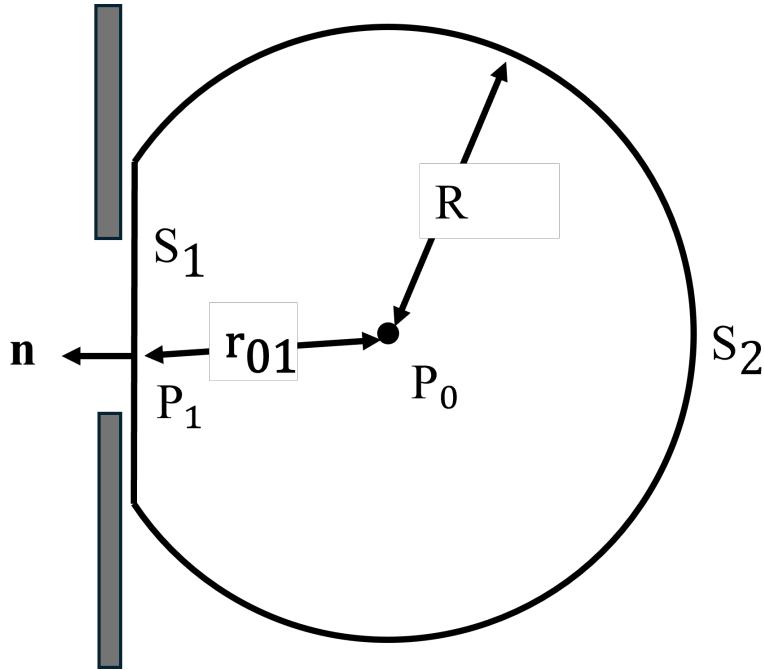


図 2.6: スリットによる回折のための閉曲面の定義。観測点  $P_0$  を中心とする半径  $R$  の球面を  $S_2$ 、この球面が開口のある平面で切断される平面を  $S_1$  とおく。また開口面の領域を  $\Sigma$  と置く。

$R$  が十分大きい極限で、 $S_2$  の寄与が無視できることを示したい。 $S_2$  上では

$$G = \frac{\exp(ikR)}{R} \quad (2.2.14)$$

であるから、十分大きな  $R$  に対して

$$\frac{\partial G}{\partial n} = \left( jk - \frac{1}{R} \right) \frac{\exp(ikR)}{R} \simeq jkG \quad (2.2.15)$$

と近似できる。この時  $S_2$  上の積分は

$$\int_S = \left[ G \frac{\partial U}{\partial n} - U(jkG) \right] ds = \int G \left( \frac{\partial U}{\partial n} - jkU \right) R^2 d\Omega \quad (2.2.16)$$

と変換できる。ここで  $|RG|$  は  $S_2$  上で定数であるから、 $S_2$  上での積分が無視できる十分条件は、

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R \left( \frac{\partial U}{\partial n} - jkU \right) = 0 \quad (2.2.17)$$

が等方的に成り立つことである。 $U$  が外向きの球面波と近似できるときにはこの条件が成り立つが、今考えている状況は  $S_2$  上での内向きの光波を考える必要がないため、結論として  $S_2$  上での積分は 0 と計算できる。したがって、最終的に

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_1} \left( \frac{\partial U}{\partial n} G - U \frac{\partial G}{\partial n} \right) ds \quad (2.2.18)$$

によって計算できることが確かめられる。

最後に、 $S_1$  全体における積分を開口面  $\Sigma$  のみに制限した積分計算で置き換えることが可能かを検討する。 $S_1$  上の積分を  $\Sigma$  の積分で置き換えるためには、

- $\Sigma$  における  $U, \partial U / \partial n$  が、開口面がない時の  $S_1$  と正確に一致すること
- $\Sigma$  以外の  $S_1$  上で  $U$  と  $\partial U / \partial n$  の寄与が 0 であること

を仮定する必要がある。これらの条件は**キルヒホッフの境界条件**として知られる。この条件は  $\Sigma$  の長さスケールが波長より十分大きい時には成り立つことが知られており、この場合には

$$U(p_0) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} \left( \frac{\partial U}{\partial n} G - U \frac{\partial G}{\partial n} \right) ds \quad (2.2.19)$$

$$= \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} \left( \frac{\partial U}{\partial n} \frac{\exp(ikr)}{r} - U \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) \left( ik - \frac{1}{r} \right) \frac{\exp(ikr)}{r} \right) \quad (2.2.20)$$

と簡単にできる。

近似.1 として、 $k \gg 1/r$  の時には、

$$U(P_0) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} \frac{\exp(ikr)}{r} \left[ \frac{\partial U}{\partial n} - ikU \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) \right] \quad (2.2.21)$$

本実験では  $r \sim 4$  m、 $\lambda_L \sim 400$  nm であるからこの近似が正当化できる。

### レイリー・ゾンマーフェルト回折積分

フレネル・キルヒホッフの回折積分ではキルヒホッフの境界条件が暗に仮定されているが、 $U$  および  $\partial U / \partial n$  が開口面の外で同時に 0 になることを仮定すると、全領域に渡って  $U = 0$  となることが解析的に得られる。これは物理的な解とは言えない。フレネル・キルヒホッフの回折積分は厳密にはこのような不整合性を内在している。この問題を解決するために、式 (2.2.4) において別のグリーン関数を定義して解く方法が知られている。これがレイリーゾンマーフェルト回折積分である。

グリーン関数として、 $P_0$  を原点とする球面波と、開口面  $S_1$  平面に対する鏡像の球面波

の和を考える(図2.7)。すなわち

$$G(P) = \frac{\exp(ikr_{01})}{r_{01}} - \frac{\exp(ikr_{\tilde{01}})}{r_{\tilde{01}}} \quad (2.2.22)$$

と取ると、 $S_1$  平面上で  $G = 0$  となる。したがって、 $\Sigma$  の外で  $U = 0$  であることに注意す

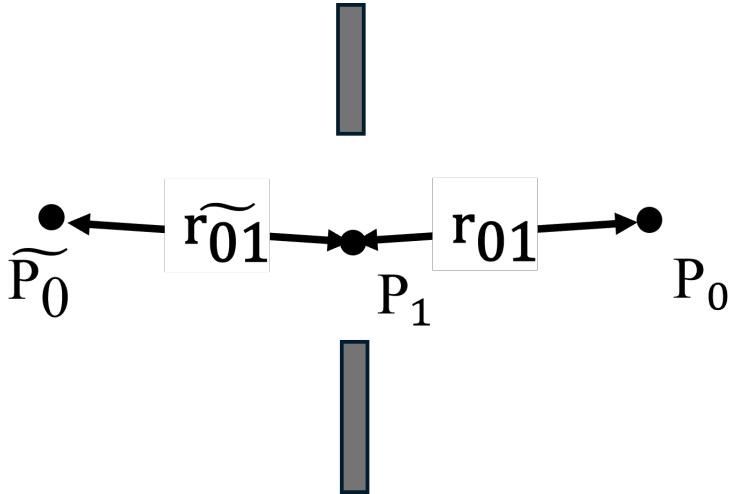


図2.7: レイリーゼンマーフェルト回折積分のグリーン関数

れば、

$$U(P_0) = -\frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} \left( U \frac{\partial G}{\partial n} \right) ds \quad (2.2.23)$$

対応する  $G$  の法線微分は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial n} &= \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) \left( ik - \frac{1}{r_{01}} \right) \frac{\exp(ikr_{01})}{r_{01}} \\ &\quad - \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{\tilde{01}}) \left( ik - \frac{1}{r_{\tilde{01}}} \right) \frac{\exp(ikr_{\tilde{01}})}{r_{\tilde{01}}} \end{aligned} \quad (2.2.24)$$

$P_1$  が  $S_1$  上にあるから、 $r_{01} = r_{\tilde{01}}$ 、 $\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) = -\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{\tilde{01}})$

$$\frac{\partial G}{\partial n} = 2 \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) \left( ik - \frac{1}{r_{01}} \right) \frac{\exp(ikr_{01})}{r_{01}} \quad (2.2.25)$$

フレネル・キルヒホップの回折積分と同様に、近似  $1k \gg 1/r$  の近似を用いるとより簡単

に表せて、これを代入すれば、

$$U(P_0) = \frac{1}{i\lambda} \int_{\Sigma} U(P_1) \frac{\exp(ikr_{01})}{r_{01}} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) ds \quad (2.2.26)$$

と計算できることになる。この時、キルヒホップの境界条件は  $U = 0$  のみを用いているため、フレネル・キルヒホップの回折積分で生じた不整合は解決できた。

フレネル・キルヒホップの回折積分もレイリー・ゾンマーフェルトの回折積分も実験結果を正しく説明できることが知られており、解析的にも等価であることが示せる [27]。ここでは計算の簡略化のため、以降レイリー・ゾンマーフェルトの回折積分の表式を用いて計算することにする。

改めて書き下すと

$$U(P_0) = \frac{1}{i\lambda} \int_{\Sigma} U(P_1) \frac{\exp(ikr)}{r} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) ds \quad (2.2.27)$$

開口面  $\Sigma$  上の座標  $P_1$  における光波  $U(P_1)$  から、観測点  $P_0$  における光波  $U(P_0)$  を、 $r = |P_0 - P_1|$  を用いて計算できる。今回のセットアップでは更に近似を用いて簡潔に表すことができる。観測点  $P_0$  は  $\Sigma$  から 4 m 離れた平行な平面上（カメラのスクリーン）にあり、 $\Sigma$  は高さ 6 mm の矩形スリット、スクリーンの幅は 15 mm とする。

- $k \gg 1/r$  の近似。 $r \sim 4$  m、 $\lambda_L \sim 400$  nm であるから、この近似が正当化できる。
- $\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) = 1$  の近似。 $\mathbf{n}, \mathbf{r}$  がなす角  $\theta$  の最大値は  $\tan \theta = 10.5$  mm/4 m  $\sim 0.0027$  であり、この時  $\theta \sim 0.027$  rad、 $\cos \theta \sim 1 - \theta^2/2$  であるから、この近似が正当化できる。
- $\Sigma$  上で  $r = \text{const.}$  の近似。 $z \sim 4$  m、 $|y| < 10$  mm であるから、この近似が正当化できる。

これらの近似により、により式 (2.2.1) は

$$U(P_0) = -\frac{i}{2\lambda r} \int_{\Sigma} U(P_1) \exp(ikr) ds \quad (2.2.28)$$

と計算できる。このような回折現象は伝搬距離によっては近似計算できることが知られている。以下では積分領域  $S$  上の座標を  $x, y$ 、観測点  $P$  の座標を  $x_0, y_0$  と表記する。

$$r = \sqrt{z^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} \quad (2.2.29)$$

$$= z + \frac{1}{2} \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{z} - \frac{1}{8} \frac{[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]^2}{z^3} + \dots \quad (2.2.30)$$

と展開できるから、 $[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]^2 / 8\lambda_L \ll z^3$  が成立するなら

$$U(x_0, y_0) \sim -\frac{i}{2\lambda z} \int U(x, y) \exp\left(ik \left\{z + \frac{1}{2} \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{z}\right\}\right) \quad (2.2.31)$$

これはフレネル近似として知られている。更に  $z$  が大きく、 $(x - 2 + y^2)/\lambda_L \ll z$  が成り立つならば、

$$U(x_0, y_0) \sim -\frac{i}{2\lambda z} \int U(x, y) \exp\left(ik \left\{z - \frac{xx_0 + yy_0}{z}\right\}\right) \quad (2.2.32)$$

というフラウンホーファー近似が成立する。

数値計算手法については第 3 章に記述する。

## 2.2.2 回折格子とレンズによる分光

波面は回折格子で波長ごとに特定の方向に分光される。レンズによって集光することでカメラでは特定の波長が鋭いピークとなるため、高い波長分解能を実現できる。

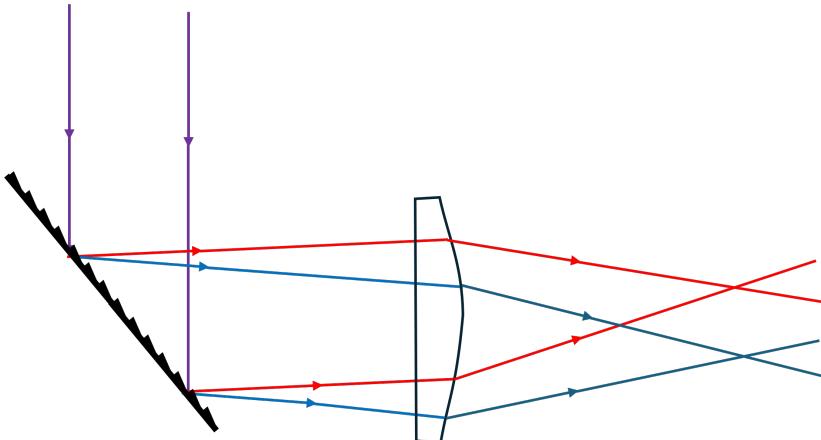


図 2.8: 波長分光の概要

## 2.2.3 回折格子による平面波化

回折格子は図 (2.2) のようにブレードと呼ばれる溝が掘られている。光波はブレードによって反射されるが、隣り合うブレードから反射される光波は干渉を起こし、平面波となる。このような平面波化はフーリエ変換として理解できる。タンデム型アンジュレータから放射されるダブルパルス型の放射光が回折格子によって平面波化されることで、前後のパルスが干渉を起こす。

### 2.2.4 電子ビームの集団運動

これまでの議論は電子1個の場合について述べたが、実際には電子ビームは多数の電子からなり、放射光もその一つ一つから放射されるパルスの重ね合わせである。そのため、異なる電子から放射されたパルス同士が干渉することも考慮しなければいけないが、自己相関の干渉項以外はランダム性から無視できると考えられる。

### 2.2.5 撮影画像

これらの一連の流れを図(2.9)に示した。放射光がスリットによって回折を受けると、

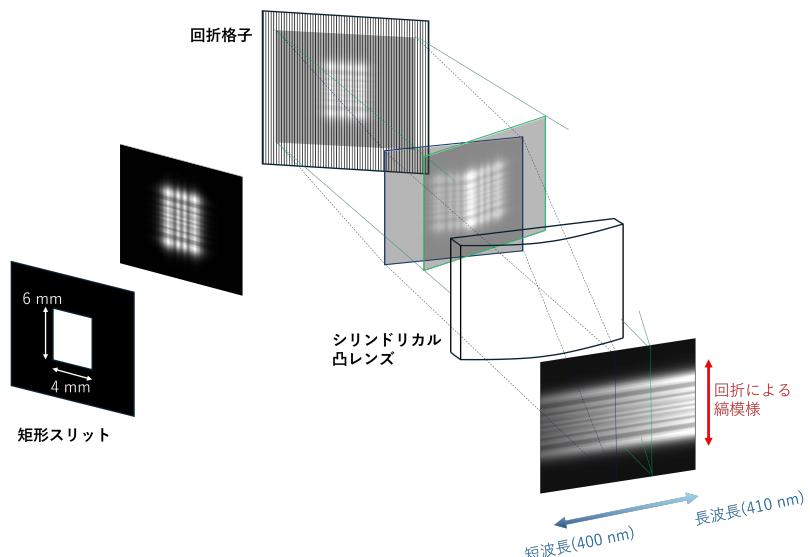


図2.9: 撮影画像の概要。スリットによる回折の縞模様が、回折格子で水平方向にのみ平面波化される結果、水平方向の縞模様の画像が得られる。

カメラでは2次元の回折パターン構造が得られると推定される。一方で回折格子による分光、平面波化作用は水平方向にのみ作用する。従って画像の横軸は波長に対応し、縦軸の座標は観測角に対応する。

### 2.2.6 モデル関数

モデル関数の概要を示す。モデル関数は、アンジュレータの位置座標とカメラにおけるy座標の関数として定義され、カメラの撮影画像を再現する。放射光関数と光学関数の2つの関数に分離される。放射光関数は、電子ビームとアンジュレータのパラメータを入力としてスリット直前の入射光の振幅および位相を計算する。振幅は式(2.1.29)によって計算され、位相はアンジュレータの位置を光源とした球面波位相  $\exp(-ikr)$  を仮定する。光学関数は、入射光の位相と振幅を入力としてスクリーンにおける回折光の振幅を計算す

る。水平方向には平面波化されるため、回折積分は  $y$  軸方向のみ計算すれば十分である。

撮影画像を再現する最も確からしいパラメータの組を求めてことで、電子ビームのエネルギーが決定できる。



## 第3章

# MAMIにおける測定手法

この章の目的は、実験に用いた装置の性能や仕様、およびセットアップの手法を説明することである。まず加速器と MAMI の概要を示し、高品質のアンジュレータ放射光を得るために制御方法を説明する。次に、電子ビームエネルギー測定に不可欠な分光光学系の構成とアライメント方法を示す。最後に、ビームタイム中のデータ取得の手順を示す。

### 3.1 装置とセットアップ

#### 3.1.1 マインツマイクロtron (MAMI)

MAinz MIcrotron (MAMI) はドイツ、マインツ大学が所有する連続電子線加速器施設である。最大エネルギー 1508 MeV の電子ビームを供給する 3 台の RTM(Race Track Microtron) および 1 台の HDSM(Harmonic Double Sided Micrtron) から構成される。MAMI のフロアマップを図 3.1 に、主なパラメータを表 3.1 に示した。ハイパー核生成実験では HDSM を用いて最大エネルギーの 1508 MeV の電子ビームを供給する。

スペクトロメータ較正実験では、RTM3 まで加速された 180 MeV から 210 MeV までの電子ビームを用いる。ここでは本研究で用いる 200 MeV 領域の電子ビームに注目し、RTM3 における加速機構を説明する。図 3.2 に RTM3 の模式図を示した。2 つの 180° 偏向電磁石の間には線形加速器 (LINAC) が設置されている。前段の加速器で 180 MeV まで加速され入射された電子は LINAC で加速されるごとにおよそ 15 MeV エネルギーを得る。加速されると偏向電磁石での軌道半径が大きくなり、一つ外側の周回軌道を通り再び LINAC で加速を受ける。このようにして電子は周回軌道を繰り返し、最終的に最大で 855 MeV まで加速されて実験ホールに供給される。周回軌道の途中にはビーム取り出しのためのキッカーマグネットが設置されており、このキッカーマグネットをどの軌道に設置するかによって周回回数を調節し、供給するエネルギーを決定する。

RTM3 の直後には供給するビームラインを選ぶための偏向電磁石が設置されており極性をレバーで変えることで、アンジュレータ放射光干渉法による電子ビームエネルギー測定を行う X1 ホールと、電子弾性散乱によるスペクトロメータ較正を行う A1 ホールに

表 3.1: MAMI の主要パラメータ

	RTM3	HDSM
最大エネルギー	855.1 MeV	1508 MeV
最大強度	100 $\mu$ A	100 $\mu$ A
周回数	90	43
偏光磁石の磁場	1.28 T	0.95 - 1.53 T
周波数	2.45 GHz	2.45 / 4.9 GHz
エネルギー幅	13 keV	110 keV
水平方向エミッタス	$13 \pi \mu\text{m mrad}$	$27 \pi \mu\text{m mrad}$
垂直方向エミッタス	$0.84 \pi \mu\text{m mrad}$	$1.2 \pi \mu\text{m mrad}$

ビームを供給するモードを切り替えることができる。

### X1 ホール

電子ビームエネルギー測定を行うホール B と X1 ホールの構成を図 3.3,3.4 に示す。電

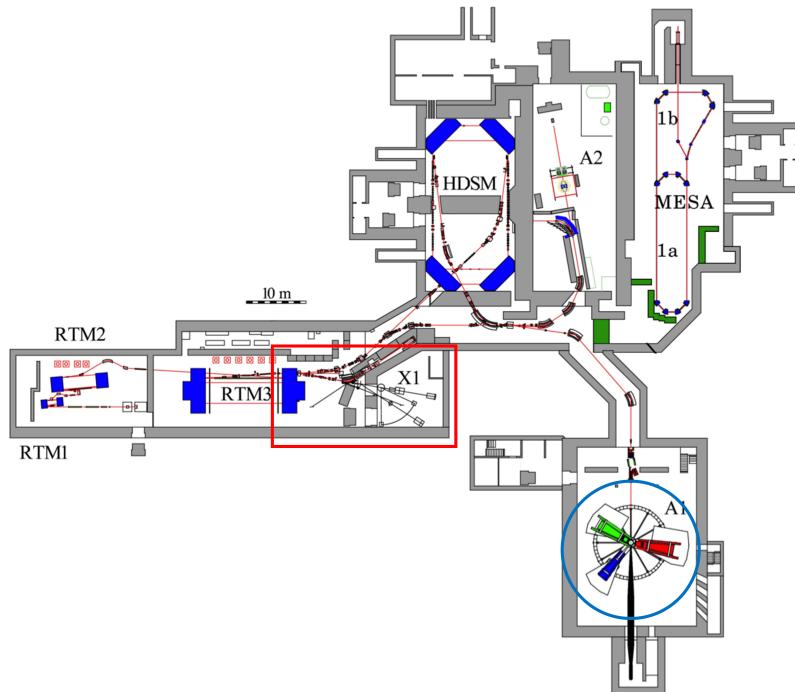


図 3.1: MAMI のフロアマップ。RTM1,RTM2,RTM3 で加速された電子ビームは X1 ホール (赤) または A1 ホール (青) に供給される。X1 ホールではアンジュレータ放射光干渉法による電子ビームエネルギー測定を行う。また A1 ホールでは電子弹性散乱実験を行う。

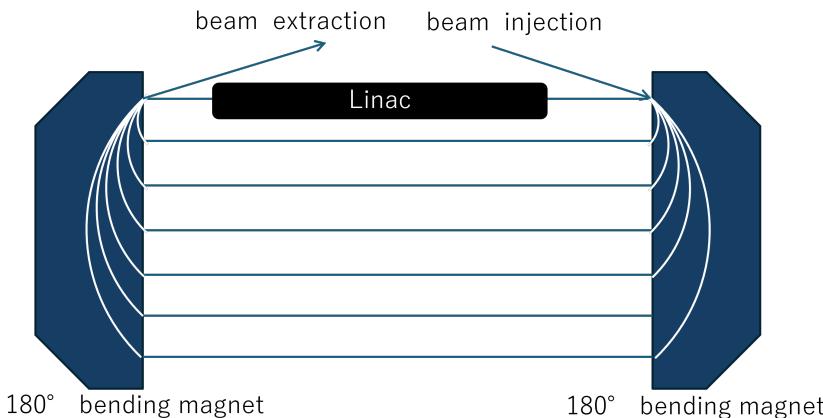


図 3.2: RTM3 の模式図。前段の RTM2 で 180 MeV まで加速された電子ビームは 180° 偏向電磁石でもっとも軌道半径の小さい周回軌道に入る。1 周して LINAC で加速されるごとに 15 MeV ずつエネルギーが増加し、これに伴い軌道半径が大きくなり、一つ外側の周回軌道を通り再び LINAC で加速を受ける。軌道中に設置したキッカーマグネットによって周回軌道からずれビーム取り出しビームラインに供給される。

子ビームの軌道を調整するための電磁石が RTM3 に設置されており、水平方向、垂直方向のビーム位置を調整する。RTM の直後にはビームライン選択用の偏向電磁石が設置されている。更に下流には四重極電磁石が 2 つ (Q1,Q2) 設置されており、その間にミラーボックスが設置されている。Q2 の下流にアンジュレータを 2 台設置する。その下流に更に 2 台の四重極電磁石 (Q3,Q4) が設置されている。4 台の四重極電磁石はアライメントの基準となるほか、ビーム調整時にも利用するが、測定を行う際には原則利用しない。その下流には偏向電磁石が設置されており、電子ビームをビームダンプに導くことができる。これにより放射光のみをコンクリート壁に通したビームパイプを通じて X1 ホールに導くことができる。X1 ホールには光学系が設置されており、放射光を観測する。アンジュレータから光学系まではおよそ 10 m の距離がある。更にその下流側にはアライメント用のセオドライトが設置されている。

またホール B のビームライン上には光学系の較正用の水銀灯や青色レーザー、ビームライン内の可動式ミラーが設置されている。水銀灯や青色レーザーによる較正を行う際にはミラーボックス内のミラーをビームライン中心に移動させることで水銀灯や青色レーザーを光学系に供給することができる。

### ビーム調整

まずビームプロファイルモニタを用いてフェイントビームの位置を目測で調整する。この時の精度は数 mm 程度である。続いて、ビーム強度を  $5 \mu\text{A}$  に上げつつホール B 内の放射線モニターで測定される放射線レベルが MAMI の安全基準よりも低くなるように微調整を行う。この時放射線レベルが安全基準よりも高くなることは、ビームがビームダン

まで輸送されるまでにビームパイプ中心から外れ、ビームラインの内壁にビームが当たってしまっていることを示す。最後にカメラを用いて放射光を見ながらビームの位置を調整する。スリットに対してビーム中心がずれている場合には回折パターンが上下非対称になる。

### 3.1.2 アンジュレータ

アンジュレータは自作のコイルを用いて製作した。各コイル対が独立に制御可能な電磁石となっている。1台のアンジュレータに計13個のコイルが等間隔かつ極性が交互に配置されている。上下のギャップは18mmである。ギャップサイズは固定し、電磁石の電流を調整することで磁場調整を行う。全長が520mmである。

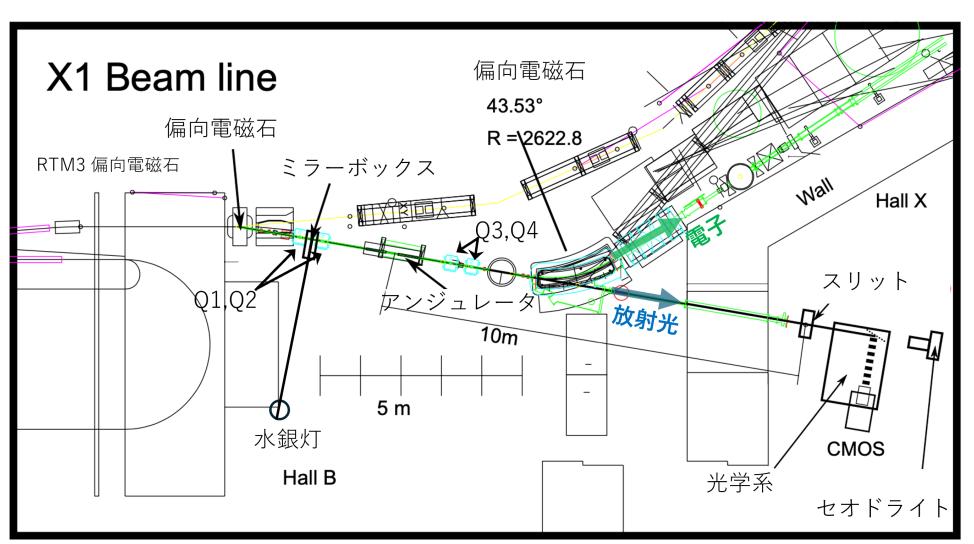


図3.3: ホールBとX1ホールの模式図。電子ビームは図の左のRTM3側から供給される。RTM3偏向電磁石の直後にある一つ目の偏向電磁石では電子ビームを供給するビームラインを選択する。電子ビームエネルギー測定をおこなうときには電子ビームは図の下側のビームラインへ供給される。四重極電磁石(Q1,Q2)の間にはミラーボックスを設置し光学系の較正用のレーザー光をビームラインに導く。Q2の下流にアンジュレータを設置し、ここで放射光を発生させる。アンジュレータの下流には更に2つの四重極電磁石Q3,Q4、および偏向電磁石が設置されている。偏向電磁石によって電子ビームはビームダンプへ導かれ、放射光のみを観測する光学系に導くことができる。コンクリート壁を隔ててX1ホールに光学系を設置し放射光のデータ取得を行うほか、更に下流にはアラインメント用のセオドライトを設置する

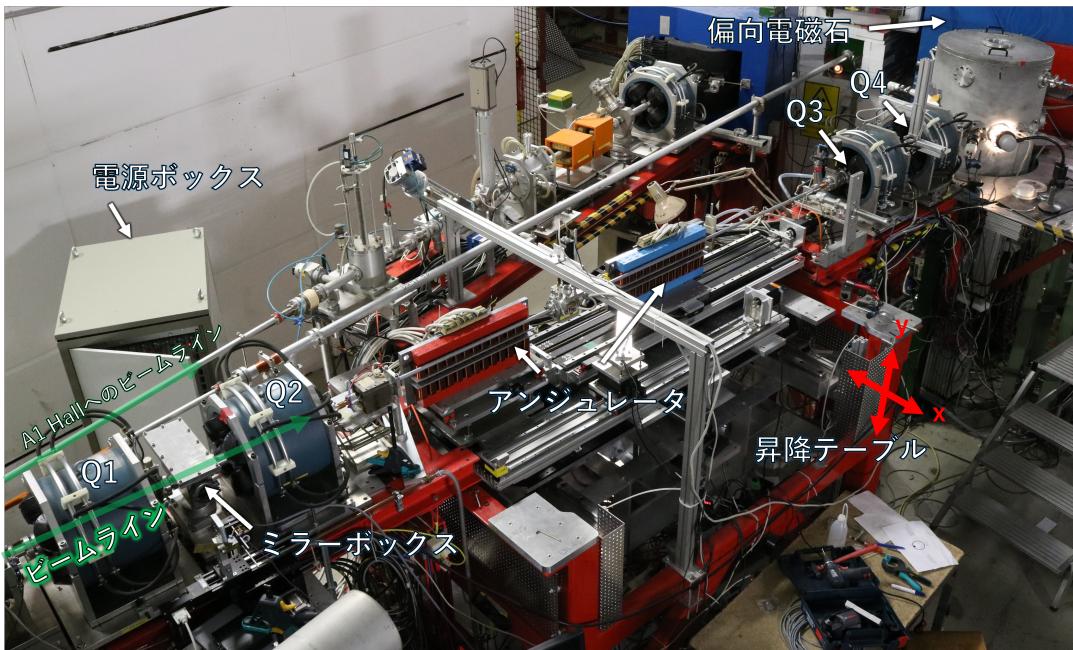


図 3.4: ホール B のビームラインを上から撮影した画像。図 3.3 の模式図の Q1 からビームダンプへの偏向電磁石までが見えている。

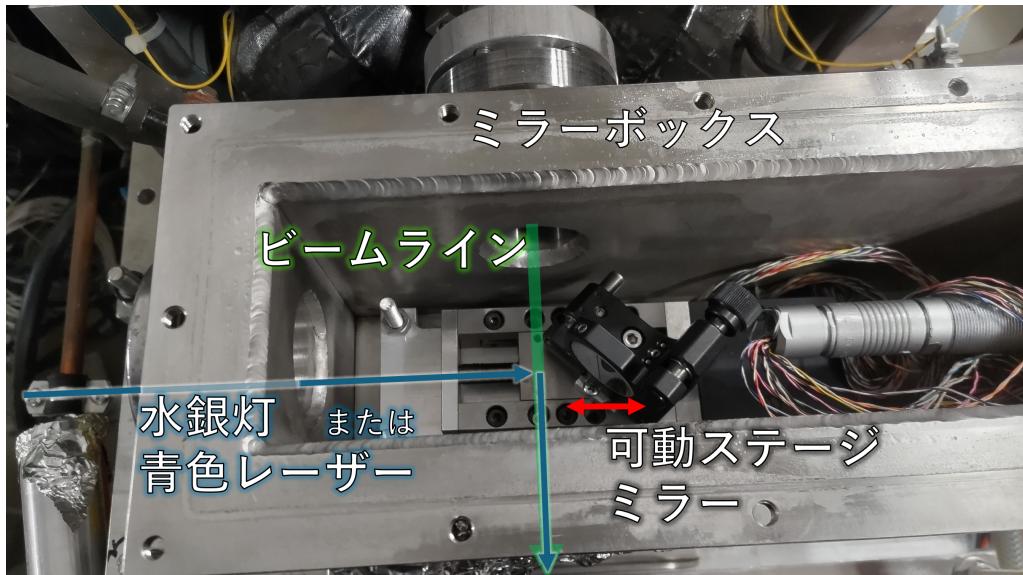


図 3.5: ホール B 内に設置されたミラー ボックスを真上から撮影した画像。ビームタイム中は蓋がされており、遠隔でモーターを駆動することでミラーを移動させる。写真では電子ビームを供給するモードの状態になっており、電子軌道からミラーが外れている。水銀灯による較正を行う際にはミラーが電子軌道に挿入され、図の左から入射する水銀灯の光をビームラインに平行に X1 ホールに供給できる



図 3.6: 測定に用いた 2 台のアンジュレータ。上流側の赤色アンジュレータは固定されているのに対し、下流側の青色アンジュレータはステージに取り付けられており、825 mm の可動範囲で  $z$  軸方向に移動できる。2 台のアンジュレータの設計は同一で、13 個のコイルが等間隔かつ極性が交互に配置されている。磁場 1 周期すなわちコイル 2 個分の長さは 80 mm で、全長は 520 mm である。図の手前には磁場調整の際に用いるホールプローブ取り付け台が設置されている。

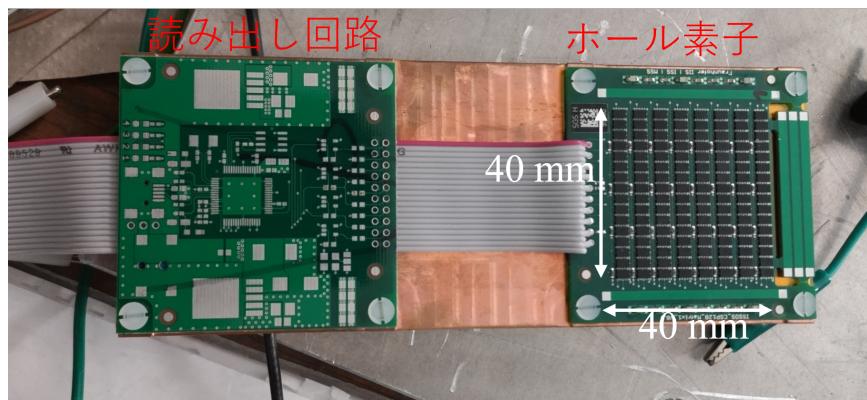


図 3.7: マトリックス型のホールプローブ。 $40 \times 40 \text{ mm}^2$  の領域に  $16 \times 16$  個、合計 256 個のホール素子を持ち、磁場の 3 次元成分を測定する。

### 磁場制御

各コイルには電源ボックスから電流を供給する。電流値を調整することで正弦波状の磁場を発生させることができる。磁場の調整の際には、マトリックス型のホールプローブによる磁場測定を行う。ホールプローブは  $40 \times 40 \text{ mm}^2$  の領域に  $16 \times 16$  個、合計 256 個のホール素子を持ち、磁場の 3 次元成分を測定する(図 3.7)。ホールプローブはアンジュレータの中心を走査し磁場測定を行う。測定の様子を図 3.8 に示す。アンジュレータ内の磁場は隣り合う複数の電磁石から影響を受けるため、適切な磁場を得るために全ての電磁石の電流を同時に調整する必要がある。ホールプローブによる測定と最適な電流値の決定を数回繰り返すことで、アンジュレータ内の磁場を調整する。調整を止める基準として、アンジュレータを通過した後の電子軌道が  $10 \mu\text{m}$  以下になることを定めて調整した。調整後の磁場と、磁場の積分から計算される電子軌道の推定値を図に示す。最後に、電



図 3.8: ホールプローブによるアンジュレータの磁場測定の様子。ホールプローブはアンジュレータの中心を走査し、磁場の 3 次元成分を測定する。

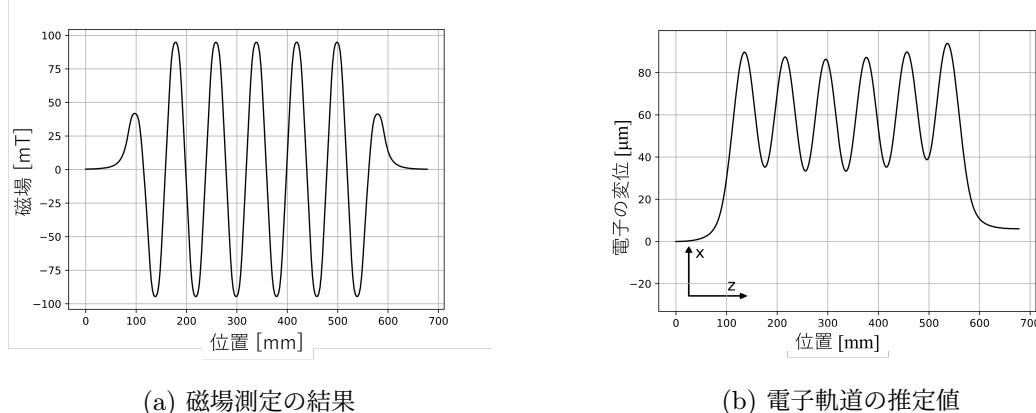


図 3.9:  $E = 180 \text{ MeV}$  の時の磁場測定 ( $B = 95 \text{ mT}$ ) の結果を示す。調整の結果、電子軌道の変位は  $10 \mu\text{m}$  以下に抑えられている。

子ビームエネルギーに対する目標磁場と偏向定数、および共鳴波長 (放射光のピーク波長 2.1.1) を表 3.2 に示す。

### 位置制御と読み取り

アンジュレータは可動式ステージに取り付けられており、モーターによって移動させる。可動範囲はビームライン上の制約から最大 825 mm に制限されており、間隔は通常の測定では 5 mm で指定する。移動したアンジュレータの絶対値は、リニアエンコーダ (Heidenhain LC415) で 5  $\mu\text{m}$  の精度で読み出す。

エネルギー [MeV]	磁場設定値 [mT]	偏向定数 $K$	共鳴波長 [nm]
180	95	0.710	403.6
195	130	0.971	404.2
210	140	1.046	366.4

表 3.2: アンジュレータの磁場設定値と偏向定数および共鳴波長(放射光のピーク波長)。180 MeV および 195 MeV では較正波長の 404 nm と共鳴波長がほぼ一致したセットアップを実現できたが、210 MeV ではアンジュレータのコイルの過電流を避けるために共鳴波長を短くする必要があった。

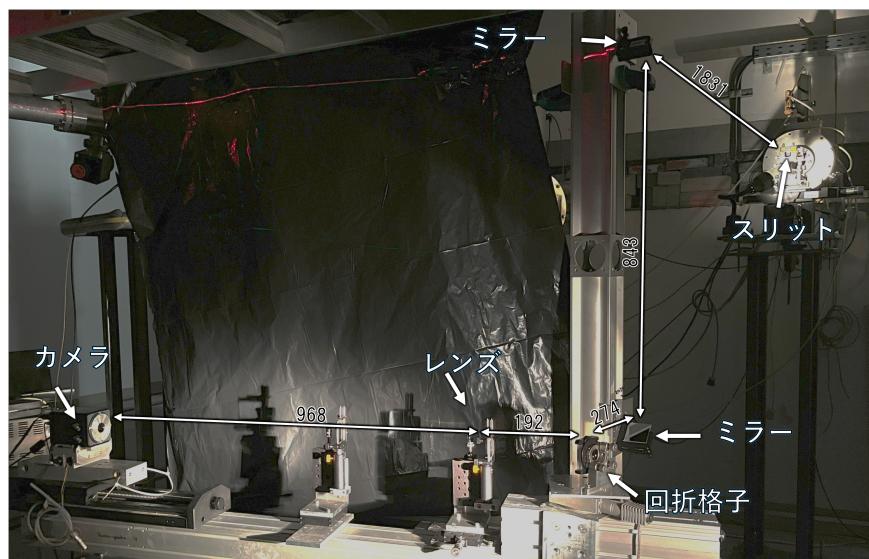


図 3.10: 分光光学系の全体図。光学素子間の長さの単位は mm である。

### アライメント

セオドライトを用いてアンジュレータと較正用水銀灯、スリットの位置を調整した。セオドライトの基準は X1 Hall の壁に設置されたマーカーと四重極電磁石の中心で、四重極電磁石はマーカーを基準に精密に水平に設置されていることが保証されている。

#### 3.1.3 分光光学系

分光光学系全体の構成を図 3.10 に示す。各素子間の長さは、素子の中心同士を結ぶ直線を測定した。放射光の光軸が必ずしも素子の中心を通ることは保証されていないため、測定誤差と合わせて全ての値に 1 mm の誤差を見積もった。

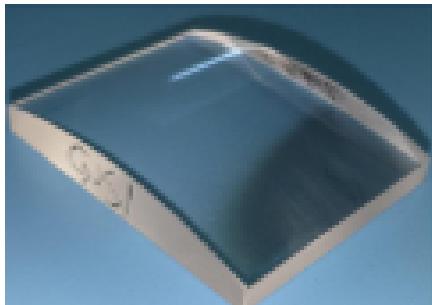


図 3.11: シリンドリカルレンズ。水平方向のみに光波を収束し、垂直方向には窓として作用する。

### スリット

矩形スリットを用いる。スリット幅は 4 mm(vert) x 6 mm(hori) であり、調節ねじにより上下、および左右のブレードが連動して動き、スリット幅を調整可能である。これを  $x$  軸、 $y$  軸方向の可動ステージに乗せることでスリット全体の位置を 0.1 mm 単位で調整可能にした。

### 回折格子

回折格子は Thorlab 製の回折格子 [28] を用いた。格子定数は 1200/mm、大きさは  $50 \times 50 \text{ mm}^2$  である。ピッチ・ヨー方向に調節可能な光学マウントによって固定され、さらに光学マウントが水平方向の回転ステージに設置されている。これにより分光された放射光がカメラ方向に水平に反射される。

### 波長分散レンズ

水平方向にのみ光波を収束するシリンドリカルレンズを用いた。大きさは  $40 \times 50 \text{ mm}^2$ 、焦点距離は 1 m である。350 - 410 nm の波長領域に対して AR コーティングが施されている。このレンズもピッチ・ヨー方向および  $y$  軸方向の調節が可能な光学マウントによって固定される。水平墨出しレーザーの反射光を用いることでピッチ・ヨー回転の調整ができる。

### CMOS カメラ

光学系は波長が 400 nm の領域において動作するため、可視光領域のカメラを用いることができる。HAMAMATSU C14440-20UP を用いた。仕様を以下に示す。

#### 3.1.4 光学系のアラインメント

青色レーザを用いて光学系全体の光軸調整を行った。青色レーザーの光軸はセオドライトを用いてビームライン中心と合わせる。ビーム中心と合わせた青色レーザー光を光学系

ピクセル数	$2304 \times 2304$
ピクセルサイズ	$6.5 \mu\text{m} \times 6.5 \mu\text{m}$
チップサイズ	$14.976 \text{ mm} \times 14.976 \text{ mm}$
ビット深さ	16 bit

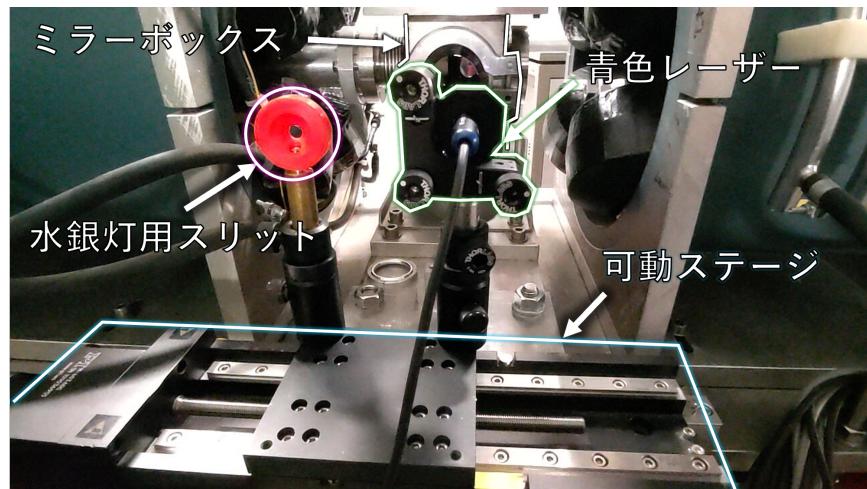


図3.12: 青色レーザーと水銀灯用スリット。セオドライトを通してミラーボックスを目で見て、ビームライン中心にアラインメントした。

に通し、各光学素子の中心をとおるようにアラインメントを行う。またレーザー墨出し器を用いて光学系全体の水平を確認する。回折格子とレンズの水平は青色レーザー光の位置を基準に調整した。青色レーザーはミラーボックスの横 20 cm の位置に設置され、次節で説明する水銀灯の較正にもミラーボックスを利用できるようモーターで横方向に移動可能である。

## 3.2 データ取得

### 3.2.1 分光光学系の波長較正

波長較正として水銀灯を用いる。400nm領域には2本の輝線があり、このスペクトルを光学系で観測することで2つの輝線スペクトルを観測できる。水銀灯ランプはビームラインから垂直に5 mの位置に設置されており、ミラーボックス内のミラーを用いて電子ビームラインと同じ軌道を通って光学系に導かれる(図??)。ミラーボックスの直前には水銀灯用の円形スリットを設置した。3.12

輝線スペクトルをガウス関数でフィッティングし、中心位置のピクセルを対応する波長にする。2つのスペクトル以外のピクセルは2本の輝線の波長 - ピクセル関係の線形性を仮定して決定する。

### 3.2.2 データ取得

- 指定の位置にアンジュレータが移動する
- カメラによる画像撮影の信号が 4 回送られる
- 画像撮影が完了すると DAQ に信号が送られる
- アンジュレータのモータに次の指定位置の信号が送られる
- アンジュレータが指定位置まで移動する。

#### 配線

### 3.2.3 電子ビームエネルギー測定

### 3.2.4 弹性散乱実験との同時運用

弹性散乱実験と並行してアンジュレータによる電子ビームエネルギー測定を行った。基本的なランプランは、弹性散乱実験の前後にエネルギー測定を行う形である。

### 3.2.5 下流側アンジュレータによるデータ測定

パラメータ較正を目的として、下流側アンジュレータのみを用いたデータ取得を行う。



## 第4章

# データ解析と結果

この章ではデータ解析の手順と結果について述べる。

単独アンジュレータのデータおよびエネルギー測定用の2台のアンジュレータのデータの2つのデータセットがある。画像処理までの手順は共通であるのでまずは画像処理について述べる。続いて単独アンジュレータのデータの解析結果を述べる。最後に2台のアンジュレータのデータの解析結果について述べる。

なおエネルギー測定のデータセットは以下のように構成されている。

- 水銀灯の波長較正データ 1 枚
- アンジュレータの位置データ 166 個の値
- 干渉光の画像データ 166 position × 4 画像 = 664 枚

これを反映し、エネルギーデータ解析の手順は以下のようになる。

1. 波長較正: ピクセル-波長直線を求める
2. 画像の統合:664 枚 → 166 枚の二次元データ
3. 較正波長でのデータの切り出し:166 枚の二次元データ → 166 個の 1 次元データ
4. モデル関数によるフィッティング

### 4.1 画像処理

#### 解析

各ピクセルにおける発光量に対応して、0 から 65535(16 bit) の整数値が割り当てられる。この値をピクセル値と定義する。

まず電子ビームを入射していない状態の画像を取得し、これを背景画像とする。露光時間 1 秒で 10 枚の画像を連続で取得し、各ピクセルごとにピクセル値の平均値を計算し、背景画像とする。

各 run では、各ピクセルごとに同一条件（アンジュレータ位置、波長などの条件）で 4 枚の画像が取得される。これらの 4 枚の画像について、各ピクセルごとにピクセル値の平

均値を取り、代表値とする。またピクセルの誤差は4枚の画像におけるピクセル値の標準偏差とする。

予想される回折パターンの性質を考えると、隣り合うピクセル同士の発光量の差は周囲の上下左右のピクセルに対して極端に発光量が多いピクセルはノイズであると判断してマスクし、フィッティングの対象に含まない。

### 結果

あるピクセルにおける、4枚の画像のピクセル値の平均値と標準偏差の関係を図4.1に示す。ピクセルの発光量はポアソン分布に従うことから、標準偏差は平均値の平方根に比

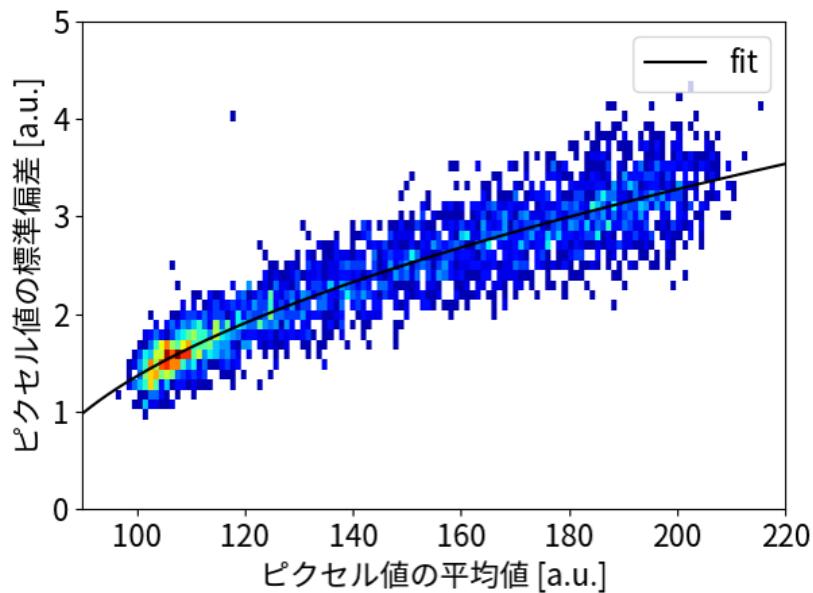


図4.1: ピクセルの平均値と標準偏差の関係

例すると考えられる。オフセットを考慮してフィッティングした結果、平均値と標準偏差の関係は

$$\text{標準偏差} = 0.298(4) \sqrt{\text{平均値} - 79.2(1.6)} \quad (4.1.1)$$

となった。

背景画像の結果を図4.2に示す。発光量が極端に多いノイジーなピクセルが見られるが、ピクセル値が150以上のピクセルは150に置き換えて表示している。背景画像のピクセル値の分布を図4.4に示す。全画素にわたるピクセル値の平均値は98.91、標準偏差は4.57であった。ピクセル値が150以上のピクセルは全体の0.14%であった。

全てのピクセルの平均値と標準偏差の関係を示す。

周囲のピクセルと比較した超過値の分布を示す。閾値として今回は40を設定した。超

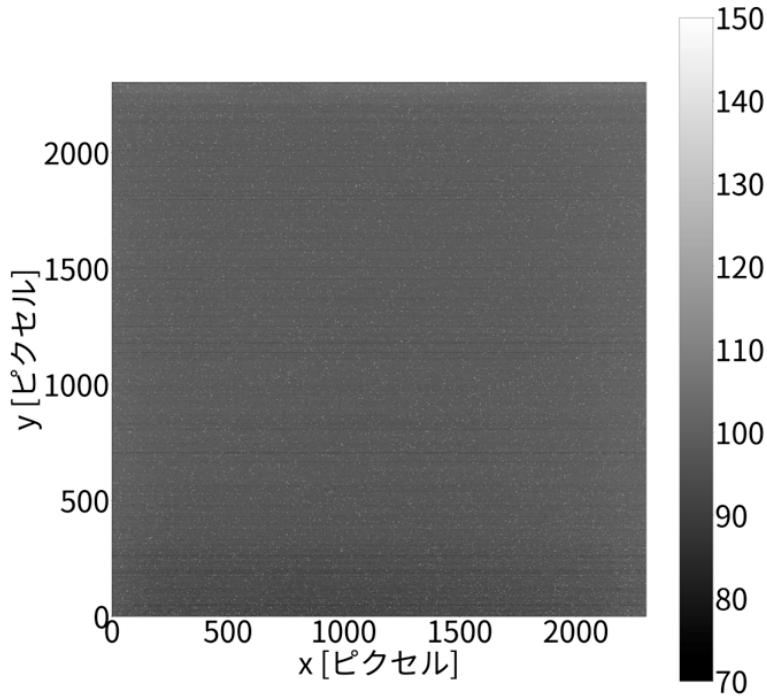


図 4.2: 背景画像。ピクセル値が 150 以上のピクセルは 150 に置き換えて表示している。

過値が 40 を超えるピクセルはノイズピクセルとして除去した。ノイズピクセルと判定されたピクセルの割合は平均して??% であった。また、ピクセルが異常を起こし、常にノイズピクセルとして判定される割合は??% 程度だったのに対し、放射線など偶発的にノイズが乗るピクセルは??% 程度であった。

#### 4.1.1 平滑化

画像の平滑化が必要な場合には、波長方向にのみ行う。同様にノイズピクセルをマスクしたうえで、マスクされなかったピクセルの平均値と標準偏差を計算し、ピクセルの誤差は標準偏差を計算に用いたピクセルの数の平方根で割った値(標準誤差)とする。

## 4.2 波長較正

### 解析

水銀灯の 404.656 nm および 407.781 nm の輝線スペクトルを取得する。画像の y 軸方向に 50 ピクセルのカットをかけた 1 次元データを取得し、ガウシアンによるフィッティングを行う。フィッティングで得られたピークの中心値と波長から、ピクセル-波長関係

を求める。ピークの中心決定精度から波長較正の精度を求める。

### 結果

水銀灯の波長較正で得られた画像の例を図 4.5 に示す。 $y$  軸方向に 50 ピクセルのカットをかけて、ガウシアンによるフィッティングを行った結果を図 4.2 に示す。輝線スペクトルの中心付近でのカットの結果、中心値のピクセルとフィットによる中心決定精度は

$$\text{ピクセル}_{404.7} = 1209.5912(9) \quad (4.2.1)$$

$$\text{ピクセル}_{407.8} = 1868.155(4) \quad (4.2.2)$$

と求められた。これらの値を元に、ピクセル-波長関係が求められる。特に 1 ピクセルあたりの波長分散は、

$$\lambda/\text{ピクセル} = 0.0047 \text{ nm} \quad (4.2.3)$$

である。また、輝線スペクトルの幅 ( $\sigma$ ) は 404.656 nm のピークが 3.5 ピクセル、407.781 nm のピークが 2.1 ピクセルと見積もられているが、これはそれぞれ 0.0016 nm、0.0010 nm の波長分散に相当し、較正波長約 400 nm に対して  $10^{-4}$  以下に抑えられている。

次に水銀灯の輝線がカメラに対してどの程度傾いているかを調べた。 $y$  軸方向のカットをかけるピクセルを輝線が明瞭に見える  $y = 700$  ピクセルから  $y = 1800$  ピクセルの範

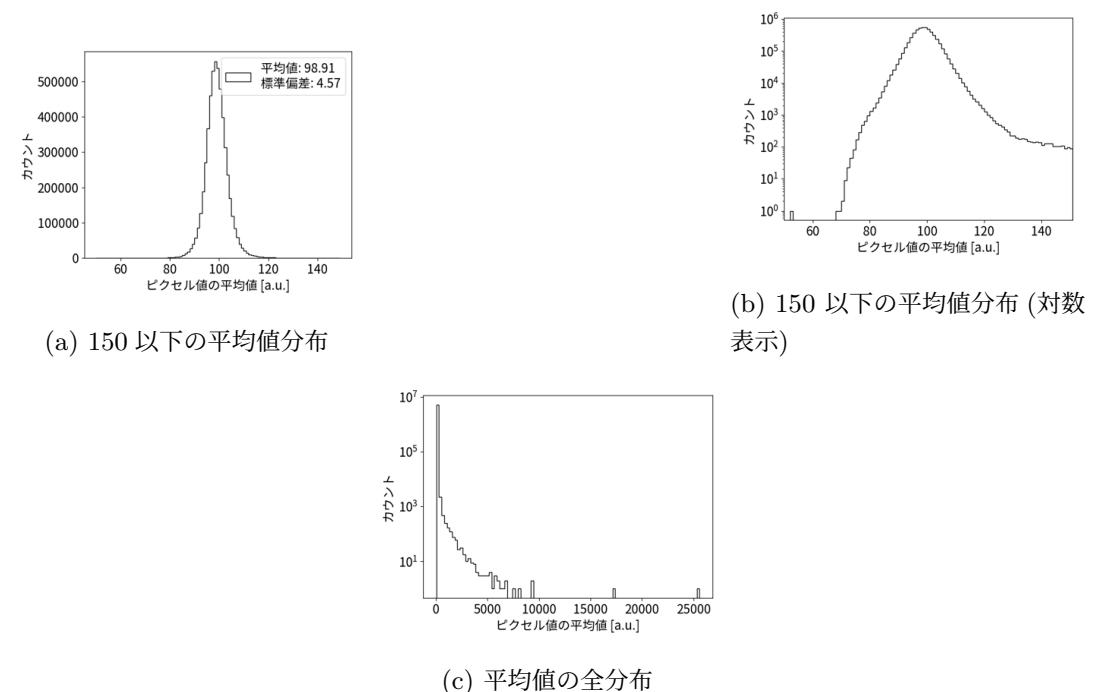


図 4.3: 背景画像のピクセルの平均値分布

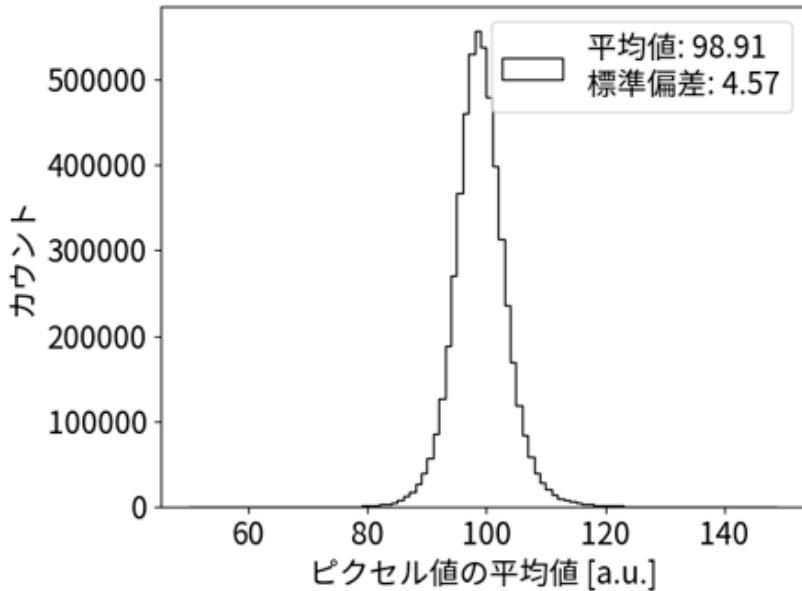


図 4.4: 背景画像のピクセル値の平均値分布

囲で変えてガウシアンフィッティングを行い、ピークの中心値の依存性を調べた結果を図 4.7 に示す。2 つのピークで中心値の傾きは線形で近似可能であり、これは光軸に対してカメラが傾いている効果で説明可能である。またその傾きは線形フィットによれば

$$x \text{ 方向の変位}/y \text{ 軸方向の変位} = 5 \times 10^{-3} \quad (4.2.4)$$

程度に抑えられており、カメラの上下 2304 ピクセルに対して約 12 ピクセルの変位が生じることがわかる。1 ピクセルあたりの波長分散は 0.0047 nm であるからこれは 0.05 nm に相当する。しかし、発光量の多い領域は高々 1500 ピクセル程度の範囲に限られており、この領域における波長分散は最大 0.035 nm 程度と見積もられる。式  $E_{beam} = m_e c^2 \sqrt{\lambda_{osc}/2\lambda_L}$  によって、波長決定精度がエネルギー決定精度に与える影響を見積もると、 $\delta E_{beam}/E_{beam} = \delta \lambda_L/\delta \lambda_L$  であり、ここに較正波長  $\lambda_L \sim 400$  nm、 $\delta \lambda_L \sim 0.0035$  nm を代入すればカメラの傾きによる波長分散の効果は  $10^{-4}$  以下に抑えられていると言える。

## 4.3 モデル関数によるフィッティング

### 解析

この節では、単独アンジュレータのデータおよび 2 台のアンジュレータのデータ両方の解析に用いるモデル関数について述べる。モデル関数は、エネルギーを含む各種パラメータとアンジュレータの位置を入力として、回折パターンの形状をカメラの  $y$  座標の関数と

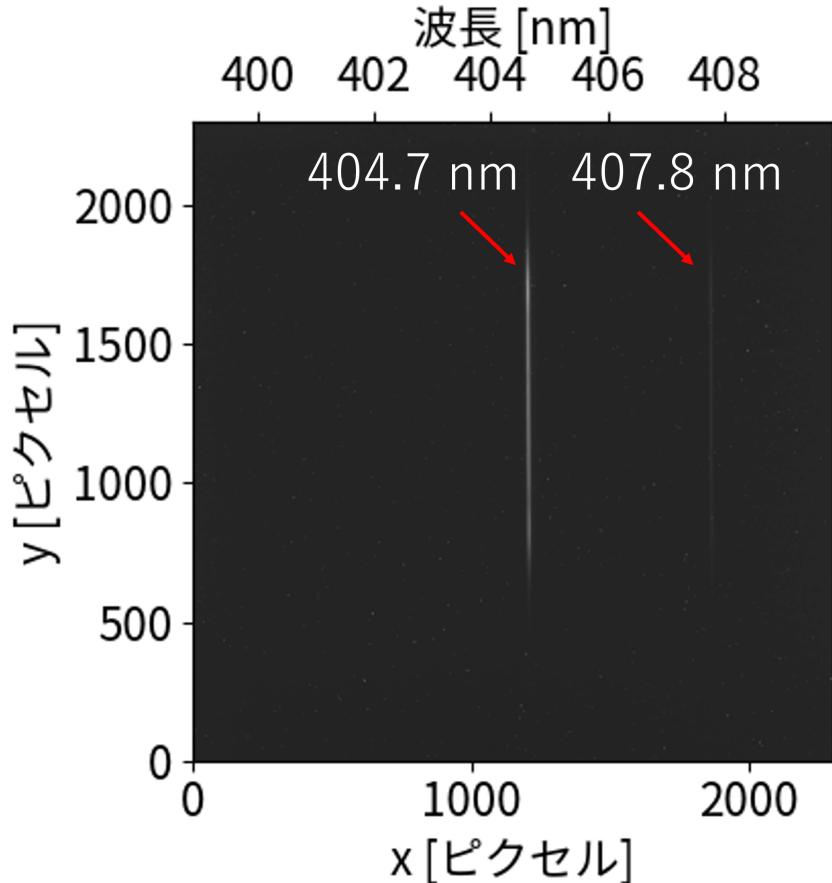


図 4.5: 水銀灯の波長較正で得られた画像。404.656 nm と 407.781 nm に対応する輝線が見える。この輝線スペクトルをもとにピクセル-波長関係から得られた波長の値が画像の上の軸である。

して出力する関数である。

#### 4.3.1 1電子放射光関数

アンジュレータ放射光の振幅は放射角の関数として式 (2.1.29) のように計算できる。また放射光の位相は、アンジュレータの位置を光源とする球面波位相として計算する。

#### 4.3.2 フレネル回折

放射光関数で計算されたスリットにおける光波 ( $U(x)$ ) から、カメラにおける回折光を計算する。

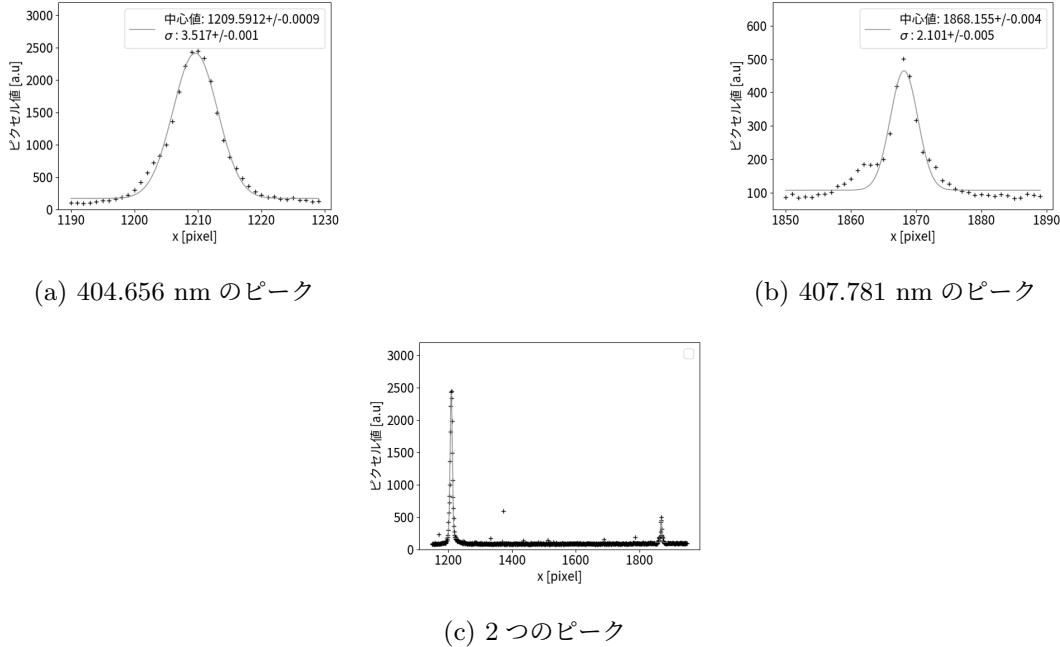


図 4.6: 水銀灯のデータをガウシアンでフィッティングした結果。フィッティングパラメータの中心値および標準偏差  $\sigma$  の結果を判例に示した。これらの数値に付けられている誤差はフィッティングの誤差を表す。

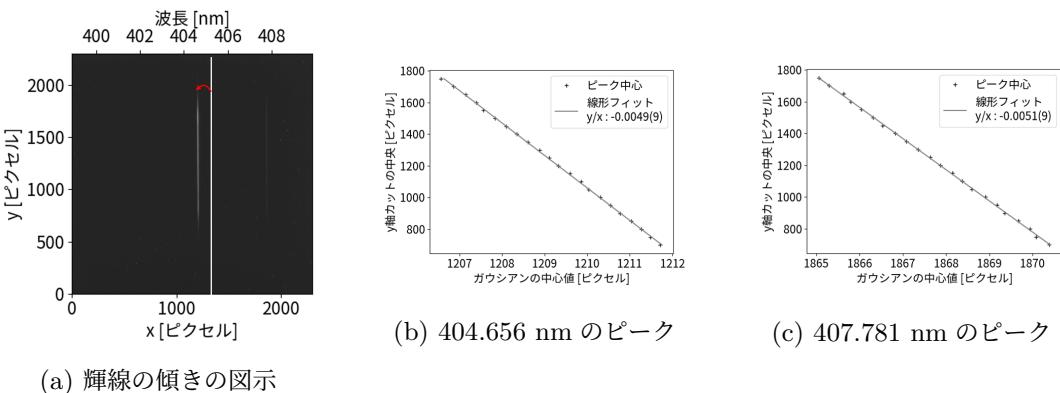


図 4.7: 輝線スペクトルの傾きの解析結果。 $y$  軸方向に 50 ピクセルのカットをかける範囲を変えてガウシアンフィッティングを行い、その中心値をプロットした。2 つのピークに対して  $y$ -ガウシアンの中心関係を線形フィットして得られた傾きの値を凡例に示した。

### 数値計算上の計算手法

数値計算を実行する上では数値積分の手法では、伝搬後の  $N$  次元の配列が伝搬前の  $N$  次元配列全ての積分を用いて計算されるため計算量は  $N^2$  となる。このような計算コストの高い計算を避けるために、高速フーリエ変換を用いた計算が一般に用いられている。式

(2.2.28) を再度  $x, y, x_0, y_0$  で書き直すと

$$U(x_0, y_0) \sim \frac{1}{2i\lambda z s} \int_S U(x, y) \exp\left(ik\sqrt{z^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}\right) dx dy \quad (4.3.1)$$

これはカーネル関数  $f(x, y) = \sqrt{z^2 + x^2 + y^2}$  であるような畳み込みの形で書ける。

$$U(x_0, y_0) \sim (U * f)(x, y) \quad (4.3.2)$$

畳み込みはフーリエ変換を用いることで

$$(U * f)(x, y) = \mathcal{F}^{-1}(\mathcal{F}(U) \times \mathcal{F}(f)) \quad (4.3.3)$$

と表せる。ここで  $\mathcal{F}$  はフーリエ変換を表す。これは以下のように示すことができる。

$$(U * f)(x) = \int_{-\infty}^{\infty} U(t) f(x - t) dt \quad (4.3.4)$$

これをフーリエ変換したものは、

$$\mathcal{F}(U * f)(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(t) f(x - t) dt \exp(-ikx) dx \quad (4.3.5)$$

積分の順序を交換して  $x - t = y$  とおくと、

$$\mathcal{F}(U * f)(k) = \int_{-\infty}^{\infty} U(t) \exp(-ikt) dt \int_{-\infty}^{\infty} f(y) \exp(-iky) dy \quad (4.3.6)$$

$$= \mathcal{F}(U) \times \mathcal{F}(f) \quad (4.3.7)$$

したがって式 (4.3.3) が示される。

フーリエ変換による計算では、空間領域  $(x, y)$  の光波を周波数領域  $(k_x, k_y)$  に変換する場合、空間領域の光波は計算に用いた空間領域を 1 周期とする周期的な光波として扱われている (図 4.3.2(a))。そのため、そのまま逆変換を行うと隣り合う空間領域の光波が干渉してしまい、いわゆる円状畳み込みの結果を与える。これを防ぐために、計算空間の端を 0 で埋めた上で計算に用いる空間領域を拡大するゼロパディングを行うことで、(直線状) 畳み込みの結果を得ることができる (図 4.3.2(b))。

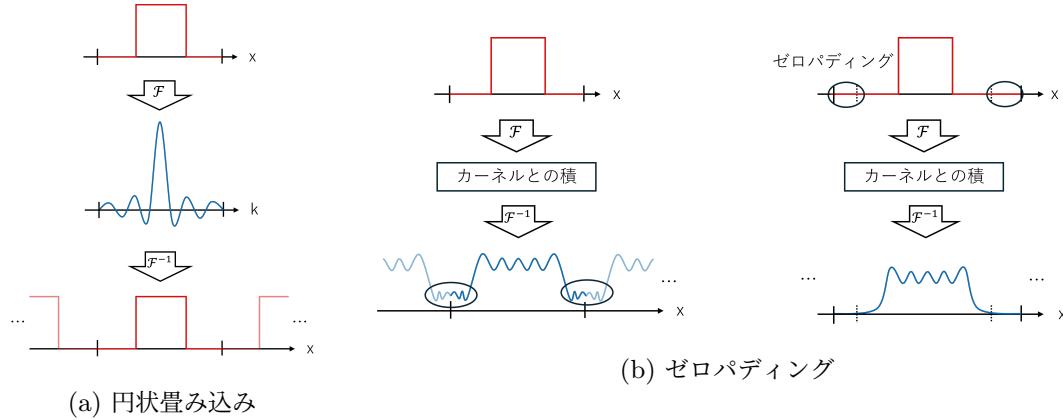


図 4.8: フーリエ変換による畳み込みの数値計算。左図のように周波数領域では周期的な光波として扱われている。そのため、畳み込みを行うと隣り合う空間領域が干渉しあう。ゼロパディングを行うとこの干渉を抑制することができる。

### 4.3.3 電子ビームサイズ

1 電子の放射光であると仮定していた放射光関数は、電子ビームサイズを考慮すると、異なる電子からの放射光関数の重ね合わせとして表現できると考えられる。 $y$  軸方向のビームサイズを  $\sigma_y$  としてガウス状の広がりを仮定し、放射光関数をこのガウシアンで畳みこむ。これにより 1 電子放射光関数から得られる回折パターンはぼやける。電子ビームサイズによって回折パターンがぼやける様子を計算で再現した結果を図 4.9 に示す。

### 4.3.4 パラメータ

モデル関数は、波長、カメラの  $y$  座標、アンジュレータの位置の関数として表現される。これらの変数を表 4.1 に示す。モデル関数で出力される放射光の形状を制御するパラ

$\lambda_L$	観測光の波長。波長較正によってカメラの $x$ 軸と波長の関係が求められている。
$y$	カメラにおける $y$ 座標。カメラのチップサイズ 14.976 mm に対応して -74.88 mm から 74.88 mm の値をとる
$d$	アンジュレータの最上流を 0 と定義し、下流方向を正にとる。0 - 825 mm の値をとる

表 4.1: 変数の定義

メータの定義を表 4.2 および図 4.10 に示す。

上流と下流のアンジュレータ放射の位相差は電子がアンジュレータ間を移動するのにかかる時間に比例する。この時間はアンジュレータ間の距離に比例するのではなく、電子がアンジュレータ内で蛇行することによる平均の速度も影響するため、 $\delta\phi$  というパラメータで位相差を調整する。

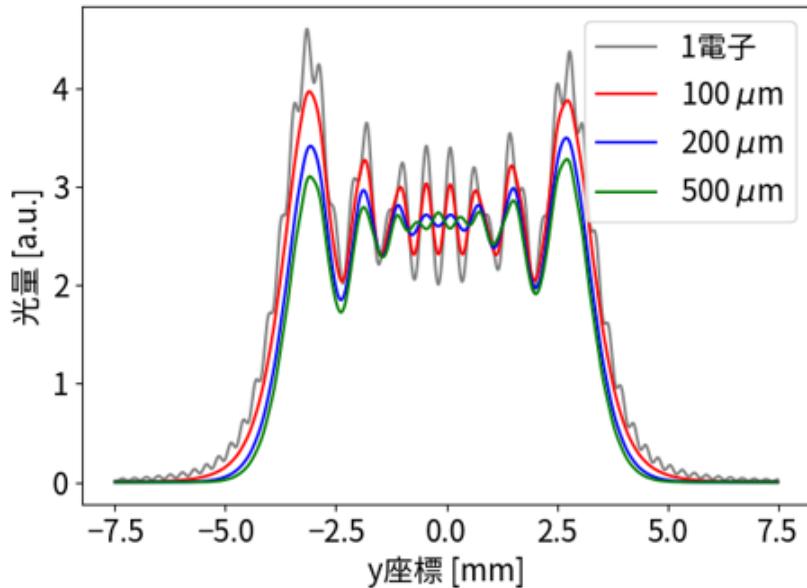


図 4.9: 電子ビームサイズによる回折パターンのぼやけ。畠み込みがない場合 (灰色) と比較してビームサイズの効果を入れた赤、緑、青の線は回折の微細構造がぼやけている

$\gamma$	電子ビームエネルギーのローレンツ因子
$K$	アンジュレータの偏向定数
$z(U1 - slit)$	下流アンジュレータ-スリット間の距離
$z(U2 - slit)$	下流アンジュレータ-スリット間の距離
$z(slit - cam)$	スリット-カメラ間の距離
$w(slit)$	スリットの鉛直方向の長さ
$y(beam)$	カメラに対するビーム中心の $y$ 座標
$y(slit)$	カメラに対するスリット中心の $y$ 座標
$\delta\phi$	上流と下流のアンジュレータ放射の位相のずれ
ampl	光量にかかる比例係数

表 4.2: パラメータの説明

### 4.3.5 パラメータ較正

単独アンジュレータのデータを解析し、 $z(U2 - slit)$ ,  $z(slit - cam)$ ,  $w(slit)$  の最適値を求める。2台のアンジュレータのデータではこれらのパラメータを固定してフィッティングを行う。ただし系統誤差を見積もるために、パラメータを変化させた場合のフィッティングも行う。

また、アンジュレータが下流に移動することによる光量の変化を ampl パラメータの  $d$  依

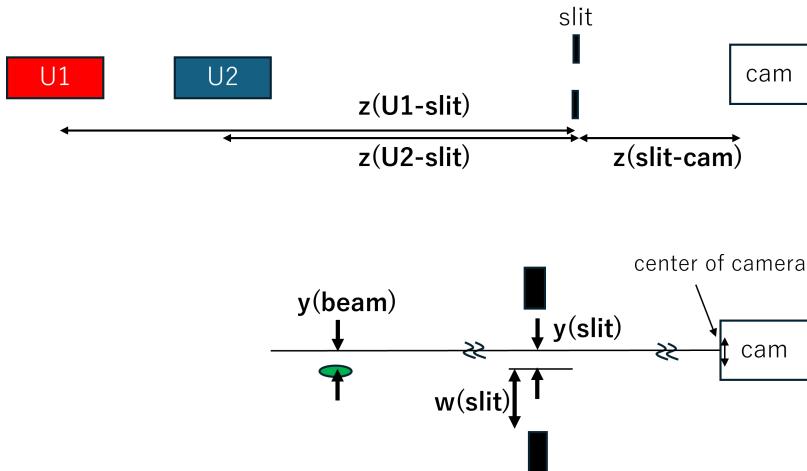


図 4.10: パラメータの定義。アンジュレータ、光学系、ビーム同士の幾何学的な位置関係に関するパラメータを示した。

存性に押し込む。この依存性から、上流アンジュレータと下流アンジュレータの寄与の係数も決定できる。

## 4.4 単独アンジュレータの解析

### 解析

パラメータ較正を目的とした単独アンジュレータのデータの解析を述べる。下流アンジュレータのみの磁場によって得られるデータから、放射光関数の位置依存性の情報が抽出できる。理想的な条件では、アンジュレータが下流に移動すると以下のようないいえが見られると考えられる。

- アクセプタンスの増加による振幅の増加
- 光学的な位置関係の変化による回折パターンの形状の変化

振幅の上昇と回折パターンの形状の変化から、距離のパラメータ  $z(U2 - slit)$ ,  $z(slit - cam)$ ,  $w(slits)$  の最適値を求めることができる。 $z(U2 - slit)$ ,  $z(slit - cam)$ ,  $w(slits)$  を固定してフィッティングを行い、適合度がもっとも良いパラメータの組を最適な値として定義する。

### 結果

電子ビームエネルギー 210 MeVにおいて取得した単独アンジュレータのデータを解析した。

### 位置依存性

アンジュレータが下流に移動することによる回折パターンの変化を図 4.11 に示す。上流側のパターンと比較すると、下流側 ( $d = 825$ ) の回折パターンは振幅が大きくなり、回

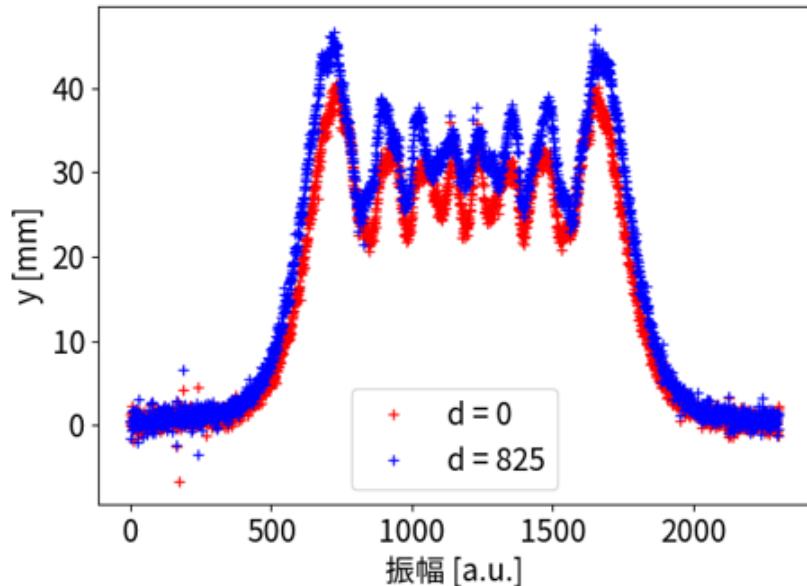


図 4.11: 単独アンジュレータデータの位置依存性。アンジュレータが最上流(赤)と最下流(青)に移動したときの回折パターンを比較すると、振幅やパターン全体の幅、回折のピーク同士の高さが変化していることがわかる。

折パターン全体の幅が広がっていることがわかる。また回折パターンは上流下流にかかわらず 8 つのピークがあるが、ピーク同士の相対的な高さの変化も見られる。

回折パターンの形状の変化はモデル関数において、放射光関数の球面波位相が変化することで説明できると考えられる。振幅の変化は、 $ampl$  パラメータを  $d$  によって変化するパラメータ  $ampl(d)$  としてフィッティングを行うことで詳しく調べられる。フィッティングをおこない  $ampl$  パラメータを  $d$  に対してプロットした結果を図 4.12 に示す。 $d$  に対して全体的に上昇する傾向と、周期的に変動する傾向が見られる。この周期的変動は約 135 mm であり、測定に用いた電子ビームエネルギー 210 MeV に対応する周期的変動の周期(式 (??)) $\lambda_{osc} = 2\gamma^2 \lambda_L \simeq 135$  mm に一致している。これはアンジュレータ放射光と可干渉で、 $d$  に依存しない位相の光波が入射しており、この光波と下流アンジュレータの放射光の相対的な位相が  $d$  に依存して変化していると考えられる。偏向電磁石によるシンクロトロン放射はこの条件を満たしており、アンジュレータ下流の偏向電磁石による放射が単独アンジュレータの放射光の観測では無視できない。

また、振幅の上昇が、アクセプタンスの増加によるものだと仮定すると、振幅は見込む立体角に比例すると近似できるから、 $d$  依存性は  $1/z(U2 - slit)^2$  を反映したものになると考えられる。これらの仮定を踏まえて

$$ampl(d) = \frac{1}{(d - z(U2 - slit))^2} + \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda'_{osc}}d + \phi\right) \quad (4.4.1)$$

というモデル関数を用いてフィッティングを行うと、 $z(U2 - slit) = 10.51$  m、 $\lambda_{osc} = 135.33$  mm という値が得られた。

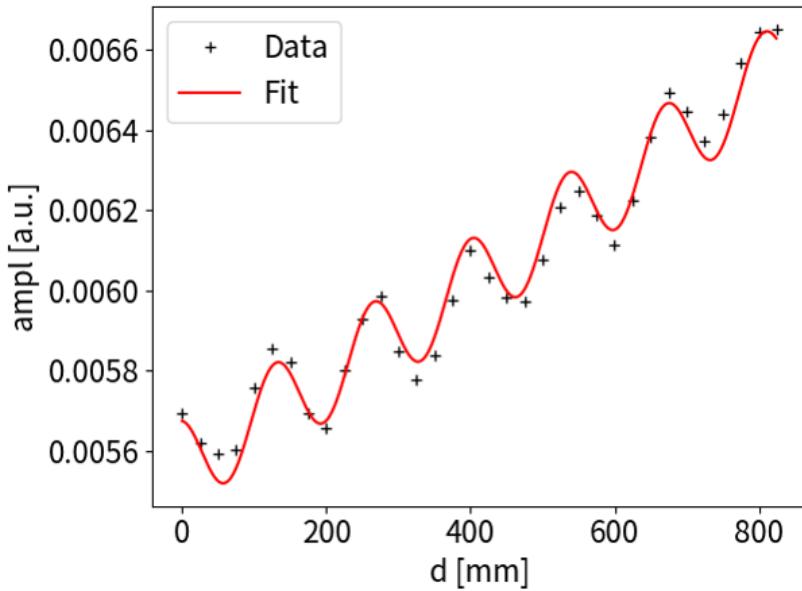


図 4.12: アンジュレータ位置に対する  $ampl$  パラメータの変化。アンジュレータが下流 ( $D=825$  側) に移動すると振幅が増加するとともにおよそ 135 mm 周期で振動する傾向が見られる。

下流アンジュレータの  $1/(z(U2 - slit))^2$  の依存性を外挿し、上流アンジュレータに対応する  $ampl$  パラメータも決定できる。2台のアンジュレータの解析では、 $ampl(d)$  パラメータを用いてフィッティングを行う。

## 4.5 2台のアンジュレータの解析

### 解析

パラメータ較正によって決定したパラメータを用いて2台のアンジュレータのデータを解析する。動かすパラメータは以下の通りである。

$\gamma$	電子ビームエネルギーのローレンツ因子
$y(beam)$	カメラに対するビーム中心の $y$ 座標
$y(slit)$	カメラに対するスリット中心の $y$ 座標
$\delta\phi$	上流と下流のアンジュレータの位相のずれ
$ampl$	振幅

これらのパラメータを動かしてモデル関数によるデータのフィッティングを行う。フィッティングは既約カイ二乗値による最小二乗法を用いる。また python の lmfit パッ

ケージ [29] を用いてフィッティングを行う。

フィッティングで得られた  $\gamma$  の値から電子ビームエネルギーを求める。

### 結果

図 4.13 に 2 台のアンジュレータで得られる画像の例を示す。アンジュレータの位置  $d$  によって回折パターンの形状が変化することがわかる。波長によって振動の初期位相が違うため、強弱が長波長側に移動していくように見える。

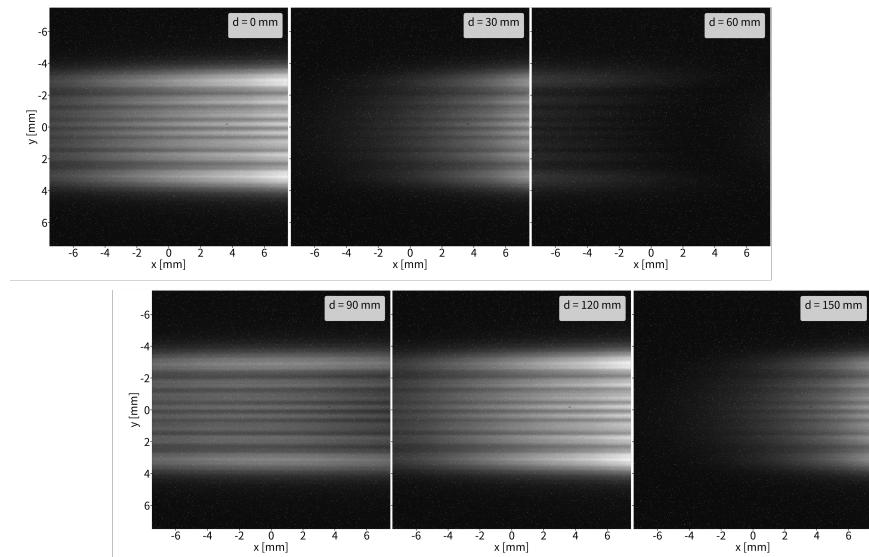


図 4.13: 2 台のアンジュレータで得られた画像の変化

較正波長 404.65 nm、y 軸方向の中心のピクセルの周期的変動を、アンジュレータの位置  $d$  に対してプロットした結果の例を示す。周期的変動がみられることがわかる。

## 4.6 統計誤差の見積もり

### 解析

統計誤差の見積もりはブートストラップ法によって行う。ブートストラップ法はデータから復元抽出を行い、その復元抽出データから統計量を計算することで統計量の分布を推定する手法である。下流アンジュレータの位置に関してランダムに復元抽出を複数回行い、抽出されたデータの集合に対してフィッティングを行う。得られたパラメータの分布から統計誤差を見積もる。

また各パラメータ同士の相関もブートストラップ法の復元抽出データから求めることができる。理想的には全てのパラメータ同士が相関を持たない。

### 結果

ブートストラップ法による統計誤差の見積もりの結果を示す。100 個の異なる復元抽出

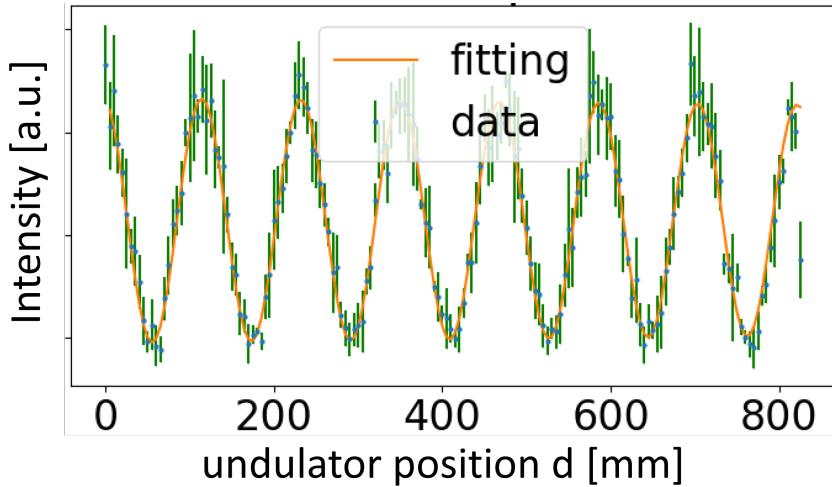


図 4.14: アンジュレータ位置に対する振幅の変化。較正波長 404.65 nm、 $y = 0$  mm のピクセルを選び、ピクセル値を  $d$  に対してプロットすると周期的変動が見られる。

データから得られる  $\gamma$  の分布を示す。この分布から求めた  $\gamma$  の平均値と標準偏差は

$$\gamma = 381.232 \pm 0.052 \quad (4.6.1)$$

である。

## 4.7 系統誤差の見積もり

波長依存性と位置依存性による誤差が主要な系統誤差の要因と考えられる。

### 波長依存性

#### 解析

前節で求めた較正波長 (404.65 nm) におけるエネルギー測定の結果に加えて、同じモデル関数を用いて異なる波長でのデータからエネルギーを求める。各波長に対してブートストラップ法を用いて統計誤差を見積もる。異なる波長に対するエネルギーの分布から、モデル関数や装置のもつ波長依存性による系統誤差を見積もる。

#### 結果

横軸を波長に、縦軸をその波長における  $\gamma$  の推定値としたグラフを図 4.15 に示す。

また、アクセプタンス全体における  $\gamma$  の分布の平均値および標準偏差は、

$$\gamma = 381.242 \pm 0.059 \quad (4.7.1)$$

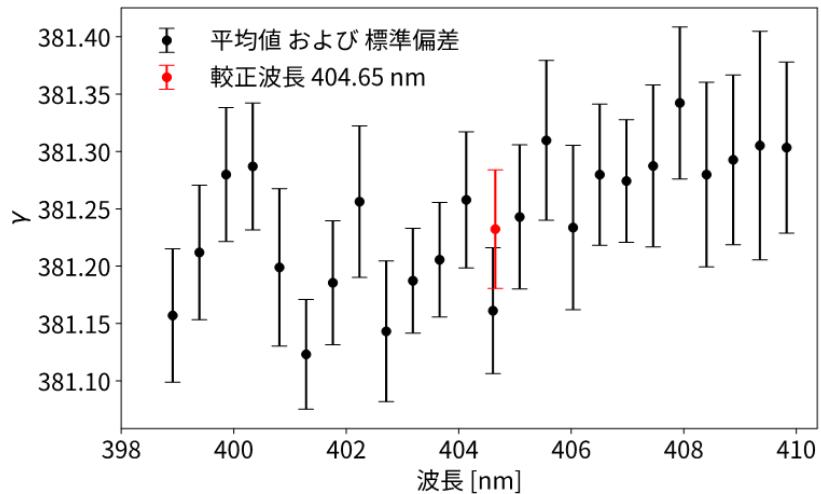


図 4.15: エネルギーの推定値の位置依存性

## 位置依存性

### 解析

アンジュレータの位置によるエネルギーの推定値の違いを見積もる。具体的には、アンジュレータの位置を4つの区間に分割し、各区間でエネルギーを求める。アンジュレータ位置に対する放射光関数の補正がどの程度の影響を持つかを見積もる。

### 結果

横軸を4分割の区間のインデックス、縦軸を各区間で得られた $\gamma$ の推定値としたグラフを図4.16に示す。

## エネルギー依存性

180、195、210 MeVの3つのエネルギーの結果を表に示す。

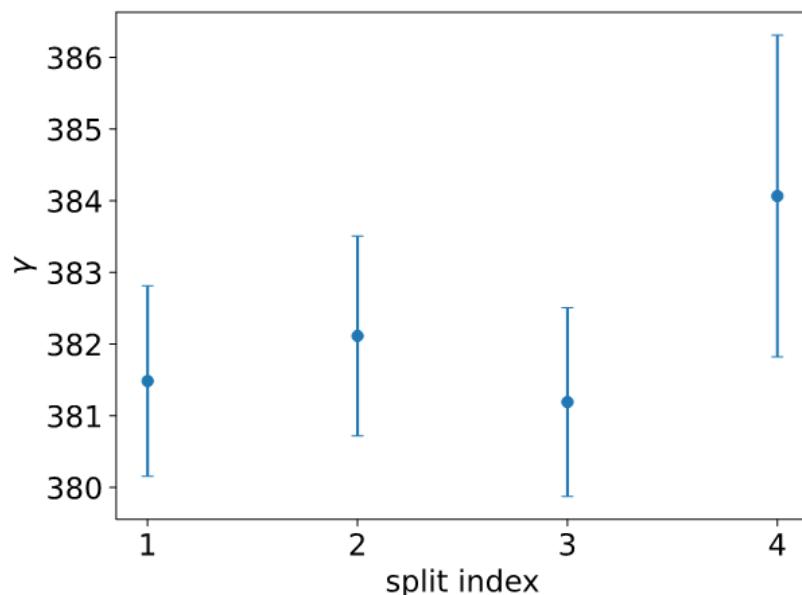


図 4.16: アンジュレータ位置に対するエネルギーの推定値。split index 1 がもっとも上流であり、アンジュレータの可動範囲の最上流を 0 mm としたときに split index 1 は 0 mm から 205 mm、split index 2 は 205 mm から 410 mm、split index 3 は 415 mm から 620 mm、split index 4 は 620 mm から 825 mm の範囲を示す。



# 第5章

## 考察

### 5.1 考察

#### 5.1.1 波長依存性による系統誤差

波長依存性による系統誤差の要因として2つの要因に分類ができる。

一つはモデル関数のもつ波長依存性である。放射光関数および光学系関数双方で波長パラメータが含まれるが、波長依存性の効果を正確に取り入れられていないことが原因で、測定されるエネルギーが波長依存性をもつ。

もう一つは光学系の持つ波長依存性である。レンズの収束や波長による有効距離の違いが影響を与える。

#### 5.1.2 光学系

回折パターンを決定する要素として放射光関数と光学系関数がある。エネルギーを求めるには放射光の情報が分かれば良いが、今回は放射光関数を仮定している。光学系関数の光学計算は原理的には正確に計算可能である光学系によって、分光された光の情報から入射光の情報を逆演算する系を構築することができれば精度の向上につながる

#### 5.1.3 汎用的な電子ビームエネルギー測定手法としての改善点

#### 5.1.4 原子核実験との同時測定



# 参考文献

- [1] J. Beringer *et al.* Phys. Rev. D, 010001 (2012).
- [2] T. Fukuda *et al.* Physical Review C **58**, 1306 (1998).
- [3] V. A. Ambartsumyan and G. S. Saakyan, Sov. Astron. AJ 4 (1960).
- [4] H.-J. Schulze *et al.* Physical Review C **73**, 058801 (2006).
- [5] P. B. Demorest *et al.* Nature **467**, 1081 (2010).
- [6] H. T. Cromartie *et al.* Nature Astronomy **4**, 72 (2019).
- [7] Y. Yamamoto *et al.* Physical Review C **90**, 045805 (2014).
- [8] G. Audi *et al.* Nucl. Phys. A, 337 (2003).
- [9] S. Nagao, Doctral Thesis Tohoku University.
- [10] J. Friar, Nuclear Physics A **156**, 43 (1970).
- [11] R. A. BRANDENBURG *et al.* Nucl. Phys. A **294**, 305 (1978).
- [12] A. Esser, S. Nagao, *et al.* Phys. Rev. Lett. **114**, 232501 (2015).
- [13] T. O. Yamamoto *et al.* Physical Review Letters **115**, 222501 (2015).
- [14] H. Takahashi *et al.* Physical Review Letters **87**, 212502 (2001).
- [15] M. J. c et al., Nucl. Phys. B **1**, 1 (1973).
- [16] C. Rappold *et al.* Nucl. Phys. A, 170 (2013).
- [17] L. Adamczy *et al.* Phys. Rev. C **5**, 054909 (2018).
- [18] S. Collaboration, Science, 58 (2010).
- [19] J. Adam *et al.* Phys. Lett. B, 360 (2016).
- [20] S. Collaboration, Nat. Phys. **4**, 409 (2020).
- [21] S. Acharya *et al.* Phys. Rev. Lett., 102302 (2023).
- [22] F. Schulz, Doctral Thesis Jhonas Gutenberg-Universität Mainz (2015).
- [23] P. Achenbach *et al.* NIM A **1043**, 167500 (2022).
- [24] R. Klein, T. Mayer, P. Kuske, R. Thornagel, and G. Ulm, NIM A **384**, 293 (1997).
- [25] P. Klag *et al.* NIM A **910**, 147 (2018).
- [26] P. Klag *et al.* J. Phys.: Conf. Ser. **2482**, 012016 (2023).
- [27] J. W. Goodman, Introduction to Fourier Optics (third edition) (2004).
- [28] <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=GR50-1204>.

[29] <https://lmfit.github.io/lmfit-py/>.