

修士論文

NKS2 実験で用いる新光子標識化装置の開発  
Development of a new photon tagging counter  
for the NKS2 experiment

東北大学大学院理学研究科 物理学専攻  
水野 柁哉

令和3年

## 概要

我々はストレンジクォークを含むバリオンであるハイペロンを用いてハドロン間相互作用の研究している。

核子核子 (NN) 相互作用は、今までに行われた NN 散乱実験のデータを高精度で再現するモデルが提唱されており研究が進んでいる。一方、ハイペロン核子 (YN) 相互作用は理論、実験ともに十分な理解ができていない。ハイペロンの寿命が  $10^{-10}$  s 程度と非常に短いため、ハイペロン核子 (YN) 散乱を測定した実験が NN 散乱実験に比べて非常に少ない。別の手法としてハイパー核の束縛エネルギーの測定から YN 相互作用のポテンシャルを決定する実験も行われているが、全てのハイパー核に対して束縛エネルギーを再現するようなポテンシャルモデルは確立されていない。

そこで、我々は  $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$  反応の終状態相互作用による生成断面積への影響を測定することで YN 相互作用ポテンシャルを決定する実験を東北大学電子光理学研究センター (ELPH) で計画している。

実験で用いる光子の標識化は、ELPH の電子加速器 BooSTer-ring (BST-ring) の偏向磁石内に設置されている光子標識化装置によって行われる。既存の装置の検出器に放射線損傷による出力信号のノイズの増加や信号が全くないという不具合があることが判明した。そのため、装置を新しく設計し作り直した。

新しい光子標識化装置は放射線損傷を防ぐため実験中以外は偏向磁石の外に出しておける筐体デザイン、粒子識別のための飛行時間のスタートカウンターとして時間分解能 ( $\sigma \sim 100$  ps) を満たすように設計した。

時間検出器のテスト実験を行い、測定したデータから時間分解能が  $\sigma \sim 50$  ps を達成した。装置を組み立て偏向磁石内に設置し、標識化した光子が標的まで届く割合 (光子透過率) を測定した。得られた光子透過率は 70-80 % であり、既存の装置の光子透過率 75-80 % と同程度を達成した。以上の結果より、光子標識化装置として十分な性能を持っていることを示した。



# 目次

1	序論	1
1.1	ストレンジネスを含むハドロン物理	1
1.2	ハイペロン、ハイパー核生成実験の歴史	3
1.3	ハイパー核分光実験の手法	4
1.3.1	$(K^-, \pi^-)$ 反応	4
1.3.2	$(\pi^+, K^+)$ 反応	6
1.3.3	$(e, e' K^+)$ 反応	7
1.3.4	$(\gamma, K^+)$ 反応	9
1.4	ハドロン間相互作用	9
1.4.1	ELPH における $\Lambda n$ 終状態相互作用測定実験	10
1.5	電子シンクロトロン BST-ring	15
1.5.1	NKS2 スペクトロメータ	16
1.5.2	BST-BM4 光子ビームライン	25
2	新光子標識化装置の設計	28
2.1	開発の動機	28
2.1.1	第一世代光子標識化装置	28
2.1.2	第二世代光子標識化装置	31
2.1.3	第二世代装置の運用中に判明した問題点	32
2.2	要求性能	35
2.2.1	時間分解能	35

2.2.2	光子透過率	36
2.3	設計方針	37
2.4	構成要素	37
2.4.1	散乱電子の位置検出器 (TagF)	38
2.4.2	光子の生成時間検出器 (TagB)	40
2.4.3	増幅回路	40
2.5	シンチレータの配置の最適化	41
2.6	筐体デザイン	44
2.7	組立	45
2.8	BM4 偏向磁石への設置	52
3	<b>性能評価</b>	55
3.1	TagB の時間分解能	55
3.1.1	ELPH GeV $\gamma$ 照射室	55
3.1.2	実験セットアップ	56
3.1.3	TagB テスト機の概要	56
3.1.4	データ収集系	59
3.1.5	タイムウォーク補正	61
3.1.6	固有時間分解能	63
3.1.7	結果	63
3.2	光子透過率	72
3.2.1	実験セットアップ	72
3.2.2	光子透過率の算出	73
3.2.3	解析	73

3.2.4	結果	75
3.2.5	光子透過率の低下要因	77
3.3	TagB と TagF のヒット相関	79
3.3.1	イベント選択	79
3.3.2	シミュレーションとの比較	81
4	まとめと今後の予定	85
4.1	まとめ	85
4.2	今後の予定	86
付録 A	TagB テスト実験の TOF 分解能	91
A.1	バイアス電圧依存性	91
A.2	QTC の閾値依存性	93
A.3	ビーム照射位置依存性	94
A.4	PZC の抵抗値依存性	95
付録 B	TagB と IHR2 の TOF 分布	96
付録 C	TagF と TagB の各セグメントのエネルギー範囲	99
謝辞		106

## 目次

1	標準模型の素粒子一覧 . . . . .	2
2	バリオン八重項の模式図 . . . . .	3
3	代表的な $\Lambda$ 反応における運動量移行入射ビーム依存性 . . . . .	5
4	$(K^-, \pi^-)$ 、 $(\pi^+, K^+)$ 、 $(e, e'K^+)$ 反応のファインマン・ダイアグラム . . . . .	6
5	$\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応における終状態相互作用 . . . . .	10
6	$E_\gamma = 1300$ MeV の時の $d(\gamma, K^+)$ 反応に終状態相互作用の効果を含めた微分断面積 . . . . .	11
7	$E_\gamma = 950, 1250$ MeV の時の $d(\gamma, K^+)$ 反応に終状態相互作用の効果を含めた微分断面積 . . . . .	13
8	ELPH に設置されている加速器と実験室 . . . . .	15
9	Neutral Kaon Spectrometer 2 (NKS2) の概要図 . . . . .	16
10	680 電磁石の磁場の鉛直方向成分依存性 . . . . .	17
11	IH の全体図 . . . . .	18
12	OH の配置図 . . . . .	20
13	CDC の概要図 . . . . .	22
14	VDC の概要図 . . . . .	23
15	Electron veto の概要図 . . . . .	24
16	BST-ring と光子ビームラインの概略図 . . . . .	26
17	光子ビームラインの概要図 . . . . .	27
18	第一世代光子標識化装置 . . . . .	29
19	第一世代光子標識化装置の検出器の配置図 . . . . .	30

20	第二世代光子標識化装置 . . . . .	32
21	TagF のセグメント毎のヒット分布 . . . . .	33
22	第二世代光子標識化装置の $\gamma$ 線のエネルギーに対するヒット数の分布 . . .	34
23	$K$ 、 $\pi$ 、 $p$ の質量二乗分布図 . . . . .	36
24	第一世代光子標識化装置の光子透過率 . . . . .	37
25	TagF の概要図 . . . . .	38
26	EASIROC チップの回路図 . . . . .	39
27	TagB のシンチレータと MPPC 回路 . . . . .	40
28	TagF と TagB の MPPC 基板 . . . . .	41
29	BM4 内にある真空チェンバーと散乱電子の取り出し窓 . . . . .	42
30	シミュレーションによる TagF/TagB の配置案 . . . . .	43
31	新光子標識化装置の筐体の断面図 . . . . .	45
32	新光子標識化装置の最終デザイン . . . . .	46
33	仮組立した筐体 . . . . .	47
34	TagB のシンチレータの遮光 . . . . .	48
35	フロント・エンド・パネル . . . . .	49
36	TagB の MPPC とオペアンプへの電源供給ライン . . . . .	49
37	ケーブル配線作業 . . . . .	51
38	新光子標識化装置のレール . . . . .	52
39	偏向磁石から取り出された新光子標識化装置 . . . . .	53
40	偏向磁石への設置作業 . . . . .	54
41	BST-ring にある二つの光子ビームライン . . . . .	56
42	双極電磁石 RTAGX [1] . . . . .	57

43	TagB テスト実験の概要図 . . . . .	58
44	テスト機毎の MPPC 基板 . . . . .	59
45	テスト実験におけるデータ収集系 . . . . .	60
46	タイムウォーク効果 . . . . .	61
47	TOF-Pulse charge 相関 . . . . .	62
48	時間分解能の MPPC のバイアス電圧依存性 . . . . .	64
49	時間分解能の QTC の閾値依存性 . . . . .	65
50	時間分解能のビーム照射位置の依存性 . . . . .	66
51	時間分解能の PZC の抵抗値依存性 (オンライン解析) . . . . .	67
52	PZC 有り無しでの MPPC の信号の比較 . . . . .	68
53	TagB の Pulse charge の分布 . . . . .	68
54	PZC 取り外し前の QTC の出力 . . . . .	69
55	PZC 取り外し後の QTC の出力 . . . . .	69
56	時間分解能の PZC の抵抗値依存性 (オフライン解析) . . . . .	70
57	光子透過率測定の設定アップ . . . . .	72
58	光子透過率の解析で行ったイベント選択 . . . . .	74
59	TagB の光子透過率 . . . . .	75
60	TagF の光子透過率 . . . . .	76
61	コリメータ前後での第一世代の光子透過率 . . . . .	78
62	ヒット相関の解析で行ったイベント選択 . . . . .	80
63	TagF と TagB のヒット相関の全体図 . . . . .	82
64	TagF セグメント 1-30 と TagB のヒット相関 . . . . .	83
65	TagF セグメント 30-105 と TagB のヒット相関 . . . . .	83

66	シミュレーションより得られた TagB と TagF のヒット相関 . . . . .	84
A.1	TOF 時間分解能のバイアス電圧依存性 . . . . .	91
A.2	時間分解能の MPPC のバイアス電圧依存性 . . . . .	92
A.3	TOF 時間分解能の QTC の閾値依存性 . . . . .	93
A.4	時間分解能の QTC の閾値依存性 . . . . .	93
A.5	TOF 時間分解能のビーム照射位置依存性 . . . . .	94
A.6	時間分解能のビーム照射位置の依存性 . . . . .	94
A.7	TOF 時間分解能の PZC の抵抗値依存性 . . . . .	95
A.8	時間分解能の PZC の抵抗値依存性 . . . . .	95
B.1	TagB1-6 と IHR2 の TOF 分布 . . . . .	96
B.2	TagB7-12 と IHR2 の TOF 分布 . . . . .	97
B.3	TagB13-18 と IHR2 の TOF 分布 . . . . .	97
B.4	TagB19-24 と IHR2 の TOF 分布 . . . . .	98
B.5	TagB25-30 と IHR2 の TOF 分布 . . . . .	98

## 表目次

1	クォークの質量一覧 (Particle Data Group [2] より) . . . . .	2
2	電子シンクロトロン BST-ring の基本性能 . . . . .	15
3	CDC の仕様 . . . . .	21
4	VDC の仕様 . . . . .	23
5	第一世代光子標識化装置で用いたシンチレータと PMT . . . . .	30
6	第二世代光子標識化装置で用いたシンチレータと MPPC . . . . .	31
C.1	TagF のセグメント毎にカバーするエネルギー範囲 . . . . .	99
C.2	TagB のセグメント毎にカバーするエネルギー範囲 . . . . .	103



# 1 序論

## 1.1 ストレンジネスを含むハドロン物理

我々の世界を形成している最小単位は素粒子であり、それらは図 1 に示すように強い相互作用を受ける素粒子 (クォーク) と強い相互作用を受けない素粒子 (レプトン)、力を媒介するゲージ粒子などで構成される。その全てのクォーク及びレプトンは実験で観測されている。スピン ( $J = \frac{1}{2}$ ) を持ち、フェルミ粒子であるクォークはフレーバー・カラー・スピン・パリティという量子数を持ち、パウリの排他律により核内に同粒子・同じ粒子状態を持つことが禁止されている。

クォークの質量を表 1 に示す。クォーク間に働く力はその距離が離れるほど強くなる性質を持っているため、クォークは単体では取り出せず、複数個のクォークが結合した状態になる。複数個のクォークで構成されている粒子をハドロンと呼び、例として陽子や中性子が挙げられる。

陽子はアップクォーク (u) 2 つとダウルクォーク (d) 1 つ、中性子はアップクォーク 1 つとダウルクォーク 2 つで構成されている。陽子や中性子のように、3 つのクォークで構成されている粒子をバリオン、 $\pi$  中間子のように 2 つのクォークで構成されている粒子をメソンと呼ぶ。

現在の原子核物理が解明すべき課題の一つに核力の理解がある。核力は核子同士が集まって原子核を構成するために不可欠な力である。核力は理論的にはクォーク間に働く強い相互作用の基本理論である量子色力学 (QCD) によって説明されると考えられている。

核力は、短距離 ( $<1$  fm) で反発し合う斥力芯があること、陽子・中性子を入れ替えても性質が変わらないこと (荷電対称性) などの特徴がある。これらの特徴は、核力のこういった性質から起きるものかは十分に理解されていない。

そこで、u クォークと d クォークからなる核子だけでなく、s クォークを含んだバリオンにまで研究対象を広げて、核力をバリオン間力として調べる。バリオン間力から核力の起源を理解することが原子核物理の目的の一つである。

スピン  $J^P = \frac{1}{2}^+$  を持つ uds クォークの組み合わせで構成されたバリオン群はバリオン八重項 (2) と呼ばれており、s クォークを含んだバリオンのことを総称してハイペロンと呼ばれている。また、原子核中にハイペロンが含まれている原子核をハイパー核と呼ぶ。現在までに存在することが確認されたハイパー核は、 $\Lambda$ ,  $\Lambda\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$  ハイパー核だけである。

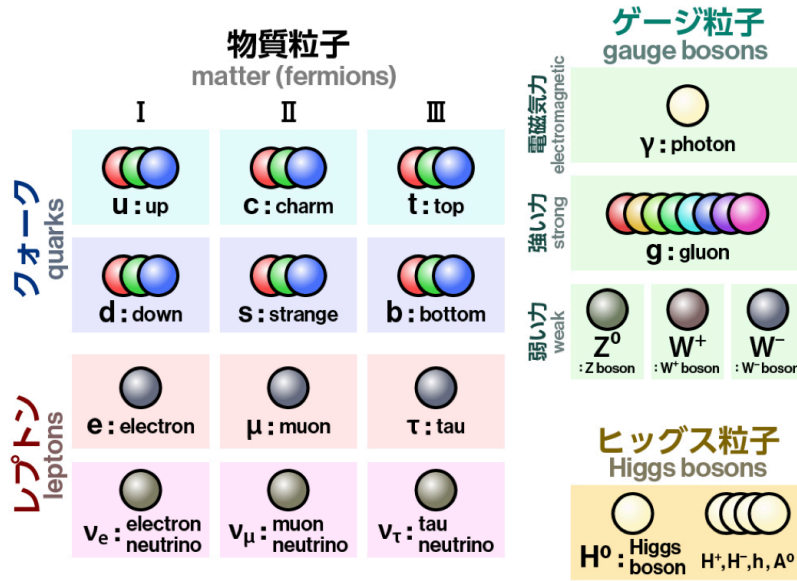


図 1: 標準模型の素粒子一覧。物質構成するスピン  $\frac{1}{2}$  のフェルミオン、力を媒介するスピン 1 のゲージ粒子や対称性を破るスピン 0 のヒッグス粒子から構成されている。図は [3] より出典

表 1: クォークの質量一覧 (Particle Data Group [2] より)

記号	名称	質量 [ $\text{GeV}/c^2$ ]
u	アップ	0.0019 – 0.00265
d	ダウン	0.0045 – 0.00515
c	チャーム	$1.27^{+0.02}_{-0.02}$
s	ストレンジ	0.088 – 0.104
t	トップ	$172.76^{+0.30}_{-0.30}$
b	ボトム	$4.18^{+0.03}_{-0.02}$

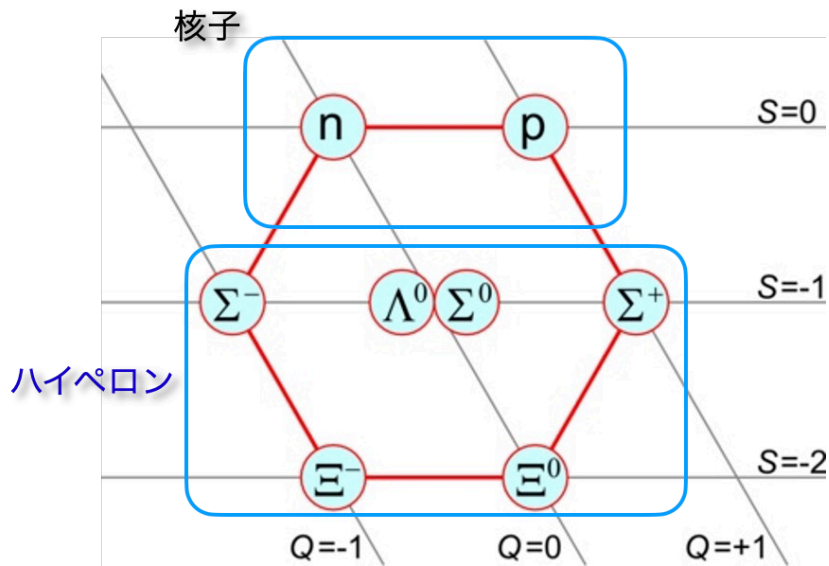


図 2: バリオン八重項の模式図。スピン  $J^P = \frac{1}{2}^+$  を持つ uds クォークの組み合わせで構成されたバリオン群のことをバリオン八重項と呼ぶ。図中の  $Q$  は電荷、 $S$  はストレンジネスを表す。 $S=0$  のバリオンを核子、 $S \geq 1$  のバリオンをハイペロンと呼ぶ。

## 1.2 ハイペロン、ハイパー核生成実験の歴史

1960年代までに行われた原子核分野の実験では、宇宙線と泡箱、霧箱を用いたものが主流であった。1947年に G. D. Rochester、C.C. Butler により、 $K$  中間子と  $\Lambda$  粒子が発見された [4]。この飛跡が発見された当初は、この現象を説明する理論がなかった。

1953年に中野、西島、ゲルマンがストレンジネスという新たな量子数を導入した理論を提唱し、この現象を理論的に説明した (中野・西島・ゲルマンの法則)。その後、1964年にゲルマンらによりクォークモデルが提唱され、ストレンジネスを担うクォークとしてアップ、ダウンクォークと共にストレンジクォークが導入された。また、1952年に M. Danysz と J. Pniewski が原子核乾板を用いた実験でハイパー核を初めて発見した [5]。

1970年代になると加速器技術の発展により、均一のエネルギー・運動量を持つ粒子を加速器ビームとして用いることが可能になった。また、 $10^6$  個/sec の高強度のビームを用

いた実験も行われるようになった。ヨーロッパの欧州原子核研究機構（CERN）において  $K^-$  ビームを用いた  $(K^-, \pi^-)$  反応分光実験や  $\gamma$  線分光実験が最初に行われた。それ以降、アメリカのブルックヘブン国立研究所（BNL）や茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構（KEK）などで  $(\pi^+, K^+)$  反応分光実験などが実施され、ハイパー核分光実験が盛んに行われるようになった。

さらに 2000 年代になると、アメリカのジェファーソン研究所（JLab）で電子線ビームを用いた  $(e, e' K^+)$  反応分光実験が行われるようになり、これまでの反応分光の分解能を 2 倍以上向上した 1 MeV を切るエネルギー分解能を達成するような実験手法が確立された。

また、ストレンジネス生成の素過程を研究するために、光子を用いた  $(\gamma, K^+)$  反応分光実験が東北大学電子光理学研究センター（ELPH）や兵庫県の播磨科学公園都市にある SPring-8 などで行われている。

### 1.3 ハイパー核分光実験の手法

1.2 章では、ハイペロン、ハイパー核実験の歴史を述べた。主な  $\Lambda$  粒子生成反応としては、 $(K^-, \pi^-)$ 、 $(\pi^+, K^+)$ 、 $(e, e' K^+)$  反応である。本節では以上の反応に加えて、我々が東北大学 ELPH の第二実験室でおこなっている  $(\gamma, K^+)$  反応及びこれらの反応の特徴をここでは述べる。

#### 1.3.1 $(K^-, \pi^-)$ 反応

$(K^-, \pi^-)$  反応は最初に行われたハイパー核分光実験の手法である。反応に用いる  $K^-$  ビームは陽子などのビームを金標的や白金標的に照射し、標的とビームとの反応から生成された  $K^-$  を取り出して集めることで二次ビームとして用いている。以下に、この反応の特徴を述べる。

#### 吸熱反応

図 3 の横軸を見ると、 $(K^-, \pi^-)$  反応には反応閾値がない。そのため、 $K^-$  中間子を標的中で静止させて、原子核表面の核子と反応させることができる。

### 原子核内の中性子がハイペロンに変換される

( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) 反応では原子核内の中性子が  $\Lambda$  粒子に変換される。そのため標的と同じ原子番号の  $\Lambda$  ハイパー核を生成することができる。

### 低運動量移行

図 3 の縦軸を値を見ると、他の反応に比べて生成されたハイパー核への運動量移行が小さい。そのため、生成される  $\Lambda$  粒子が持つ軌道角運動量は、変換元の中性子の軌道角運動量と変わらないことがある。このように、変換される中性子の軌道角運動量と生成される  $\Lambda$  粒子の軌道角運動量が同じ状態のことを”substitutional state”と呼ぶ。

### 反応断面積が大きい

図 4 のように、( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) 反応は  $K^-$  の s クォークと中性子の d クォークが交換さ

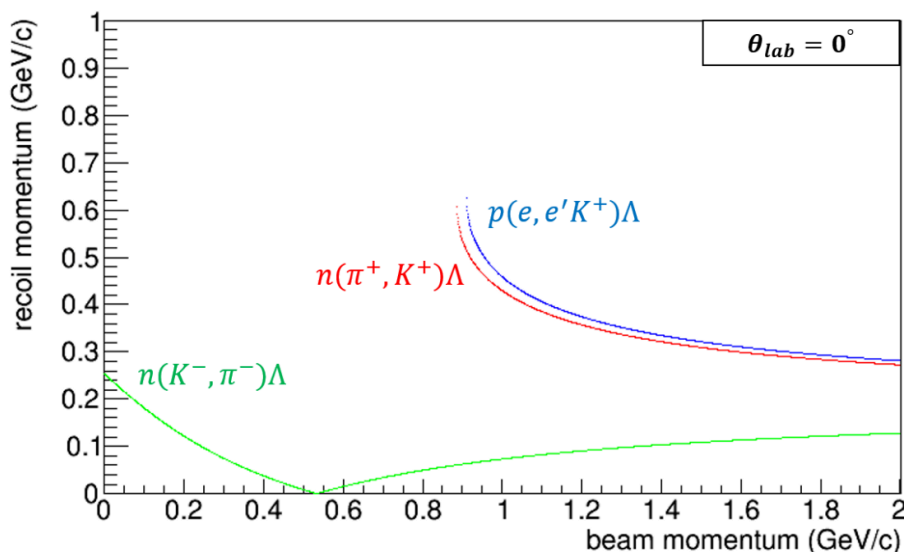


図 3:  $n(K^-, \pi^-)\Lambda$ 、 $n(\pi^+, K^+)\Lambda$ 、 $p(e, e' K^+)\Lambda$  反応におけるビーム運動量（横軸）と運動量移行（縦軸）の図。 $\theta_{lab}$  は実験室系でのビーム軸と  $\Lambda$  粒子の運動量ベクトルの成す角である。この図では、 $\theta_{lab} = 0^\circ$  の場合を示した。図は [6] より出典

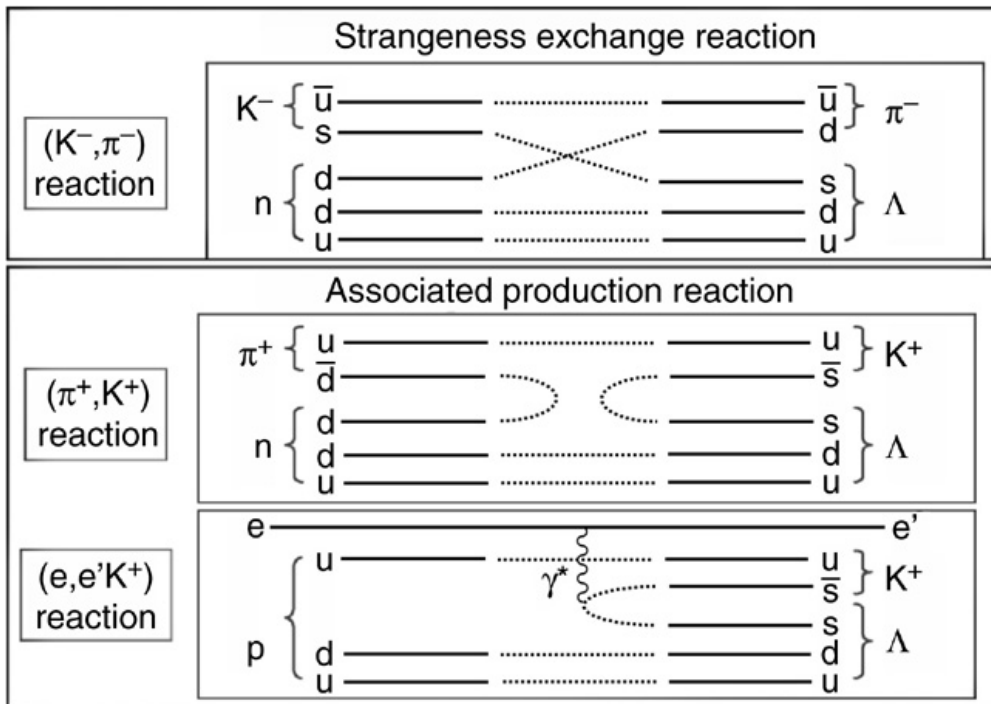


図 4:  $(K^-, \pi^-)$ 、 $(\pi^+, K^+)$ 、 $(e, e' K^+)$  反応のファインマン・ダイアグラム。 $(K^-, \pi^-)$  反応では、 $K^-$  の  $s$  クォークと中性子の  $d$  クォークの交換によって  $\Lambda$  粒子を生成している。一方、 $(\pi^+, K^+)$ 、 $(e, e' K^+)$  反応では対生成によって  $\Lambda$  粒子が生成されている。図は [7] より出典

れる反応である。そのため、他の 2 つの反応のように間接的に  $s$  クォーク対を生成してハイペロンを作る反応過程と比較して反応断面積が大きくなる。典型的な反応断面積は、 $\mu\text{b/sr} - \text{mbr/sr}$  である [8]。

### 1.3.2 $(\pi^+, K^+)$ 反応

$(\pi^+, K^+)$  反応は、 $(K^-, \pi^-)$  反応と同じように、 $\pi^+$  を二次ビームとして取り出して実験を行う。 $(\pi^+, K^+)$  反応でも、原子核中の中性子を  $\Lambda$  粒子生成に用いている。以下にあげる特徴がある。

### 運動量移行が大きい

閾値付近では特に運動量移行が大きく、変換元の中性子と変換後の  $\Lambda$  粒子の軌道角運動量が大きく変わるような事象が多くなる。そのため、ハイペロンが原子核に深く束縛された状態のハイパー核が生成可能である。反応前後で原子核の軌道角運動量の変化量が最大になる状態を”stretched state” と呼ぶ。

### $(e, e' K^+)$ 反応よりも反応断面積が大きい

図 4 より、 $(\pi^+, K^+)$  反応と  $(e, e' K^+)$  反応を比較すると、 $(\pi^+, K^+)$  反応では、ハイペロン生成は  $d\bar{d}$  から  $s\bar{s}$  の強い相互作用によるもの、 $(e, e' K^+)$  反応では、 $\gamma$  から  $s\bar{s}$  の電磁相互作用によるという違いがある。そのため、反応断面積の大きさに違いがでる。典型的な反応断面積は  $\mu\text{b}/\text{sr}$  程度である。

### 1.3.3 $(e, e' K^+)$ 反応

$(e, e' K^+)$  反応では、以下の特徴がある。

#### 一次ビームの使用

$(K^-, \pi^-)$  反応、 $(\pi^+, K^+)$  反応のような二次ビームを使用する際には粒子ごとに運動量を測定する必要がある。

また、ビーム強度も毎秒  $10^6$  個程度であるため、生成される  $\Lambda$  粒子の数を増やすには標的を厚くする必要があった。しかし、標的中のエネルギー損失などの影響により、分解能が悪くなる。そのため、これまでの最高のエネルギー分解能は 1.5 MeV (FWHM) 程度であった [8]。

一方、一次ビームであるため、ビームの運動量分解能が非常に良く ( $\delta p/p \simeq 10^{-4}$ ) かつ小さいビームスポットサイズ (ビーム径  $\simeq 100 \mu\text{m}$ ) で使用することが出来る。また、電子ビームは  $10^{14} - 10^{15}$  /sec という非常にレートの高いビームが使用可能であり、標的を数百  $\text{mg}/\text{cm}^2$  程度まで薄くできる。

例として、 $(e, e' K^+)$  を利用した実験で達成されたエネルギー分解能は、JLab における  ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$  の分光実験で、540 keV (FWHM) である [9]。

また、高いビームレートであるため、数 10 nb/sr 程度と小さい反応断面積を補うことができる。

### 原子核中の陽子がハイペロンに変換される

$(K^-, \pi^-)$  反応、 $(\pi^+, K^+)$  反応とは異なり、 $(e, e' K^+)$  反応では原子核中の陽子がハイペロンに変換される。そのため、 $p(e, e' K^+) \Lambda$ 、 $p(e, e' K^+) \Sigma^0$  のように、ハイペロン生成の素過程のデータを得られることができる。

また、 $(K^-, \pi^-)$  反応と  $(\pi^+, K^+)$  反応で生成されるハイパー核の鏡像核の分光を行うことができる。例えば標的として  $^{12}\text{C}$  標的を用いた場合にて  $(K^-, \pi^-)$  反応と  $(\pi^+, K^+)$  反応によって分光できるハイパー核は  $^{\Lambda}_{\Lambda}^{12}\text{C}$  であるのに対し、 $(e, e' K^+)$  反応では  $^{\Lambda}_{\Lambda}^{12}\text{B}$  の分光を行うことができる。

### 素過程反応によるエネルギー較正が可能

水素標的を用いることで、 $p(e, e' K^+) X$  反応から生成される  $\Lambda, \Sigma^0$  の質量を測定することができる。 $\Lambda, \Sigma^0$  の質量は非常に精度良く決定されている。そのため、測定から得られたものと比較することで質量のキャリブレーションが可能である。以上のことから、ハイパー核の質量の絶対値が測定できる。

### spin-flip 状態と non-spin-flip 状態

$(e, e' K^+)$  反応では仮想光子を介してハイペロンが生成される。仮想光子はスピン 1 を持っているため、反応後のハイペロンのスピンの向きが反転する状態を生成することができる。このように、反応前の核子と反応後のハイペロンのスピンの向きが反転する状態を spin-flip 状態と呼ぶ。spin-flip 状態と non-spin-flip 状態 (spin-flip が起こっていない状態) の生成断面積は同程度のオーダーであることが分かっている [10]。spin-flip 状態と non-spin-flip 状態が同時に測定できるため、 $\Lambda N$  相互作用のスピン依存性を調べることができる。



### 1.3.4 $(\gamma, K^+)$ 反応

反応原理は、 $(e, e' K^+)$  反応と同じであるが、 $(\gamma, K^+)$  反応では実光子を用いている。仮想光子は、入射ビームの電子の反跳により得られたエネルギーと、標的となる陽子の反跳運動量の差がゼロではない。そのため、仮想光子の質量がゼロではないように見える。つまり、横方向の偏極成分だけでなく、進行方向の成分や偏光、干渉の効果も考慮しなければならない。

一方、実光子の場合は質量がゼロであるため、仮想光子に比べて反応断面積などを単純に表すことができる。

$(e, e' K^+)$  反応では、一次ビームを反応に用いることができるが、 $(\gamma, K^+)$  反応では実光子をビームとして用いる必要がある。実光子ビームの取り出し方には、いくつかの方法がある。Frascati National Laboratories (IFNL) [11] や LEPS[12]、GRAAL[13] では、レーザー光による逆コンプトン散乱を用いる方法、東北大学核理研 (LNS) の V 系 Tagger[14] や Mainz 大学の Glasgow-Tagger[15] では取り出し電子を用いる方法、東北大学電子光理学研究センター (ELPH) の BM5-Tagger[16] では制動放射を用いる方法をそれぞれ採用している。

## 1.4 ハドロン間相互作用

核力は、1935年に湯川秀樹により  $\pi$  中間子交換理論が提唱された [17]。この理論より、核力は二核子間で中間子を交換することにより生じるという描像が考えられるようになった。それ以降、核子核子 (NN) 間散乱実験により、広いエネルギー領域で微分断面積や散乱長、偏極度などの測定をする実験が多数行われた。

その後、1990年代に、CD-Bonn [18]、Nijmegen I, II [19]、Argonne v18(AV18) [20] などの核力ポテンシャルモデルが次々と提唱された。これらのモデルは、それまでに行われた NN 散乱実験のデータを  $\chi^2/\text{ndf} \sim 1$  の高精度で再現するものであった。

一方、ハイペロン核子 (YN) 間相互作用のポテンシャルについては理論、実験共に十分な理解が進んでいない。これまでに Nijmegen グループなどが YN 相互作用ポテンシ

ルモデル [21] を提唱している。そのモデルは一部の軽いハイパー核に対しては束縛エネルギーを再現している。しかし、全てのハイパー核に対して束縛エネルギーを再現するようなポテンシャルモデルは確立されていない。

実験的には、ハイペロンの寿命が  $10^{-10}$  s 程度と非常に短く、NN 散乱のように YN 散乱を測定した実験はこれまで非常に少なかった。そのため、ハイパー核の束縛エネルギーの測定や YN 終状態相互作用の測定から YN 相互作用のポテンシャルを決定する実験が行われてきた。しかし、ハイペロンを含む現実的ポテンシャルモデルを構築するために必要な実験データは不十分である。

#### 1.4.1 ELPH における $\Lambda n$ 終状態相互作用測定実験

我々のグループでは、YN 相互作用、とりわけ  $\Lambda N$  相互作用のポテンシャルについて、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$  反応 (図 5) での終状態相互作用による生成断面積への影響を測定する実験を計画している。

$\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$  反応では、中性子と相互作用を起こす粒子は  $K^+$  と  $\Lambda$  である。 $K^+N$  散乱の反応断面積は  $\Lambda N$  散乱の反応断面積よりも 2 桁程度小さいため、 $\Lambda N$  相互作用の効果を議論する際に、 $K^+N$  相互作用の影響は小さいと考えられる [2]。

また、この反応において  $\Lambda$  と相互作用をする核子は一つだけになる。そのため、多体効

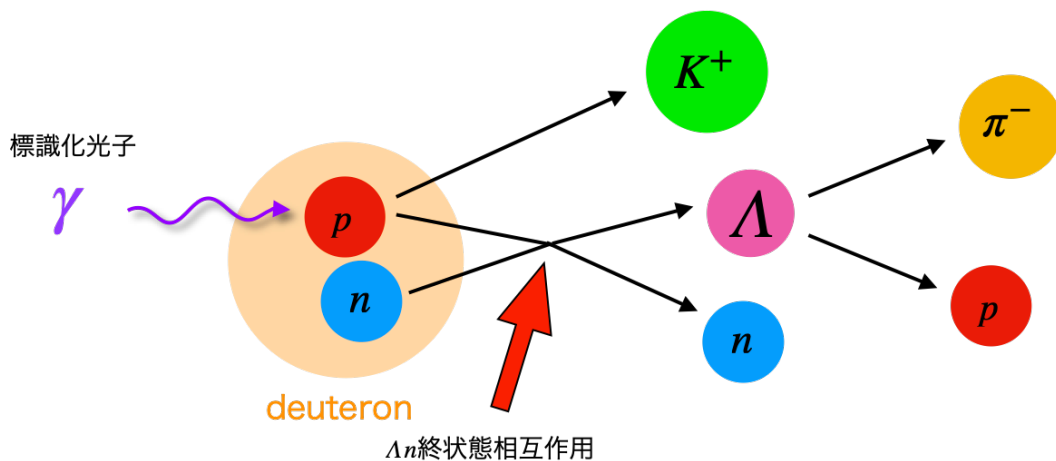


図 5:  $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$  反応における終状態相互作用。

果を除いた終状態相互作用の測定を行うことができる。

$\Lambda N$  相互作用による影響は、 $\Lambda N$  生成閾値近傍に最も強く表れることが分かっている。理由として、生成閾値近傍では  $\Lambda$  が持つ運動量が小さく、核子の運動量との差が小さいため核子との相互作用の影響を受ける時間が長くなることが考えられる。

図 6 は、入射光子エネルギー  $E_\gamma = 1300$  MeV、 $K^+$  の散乱角  $\theta_K = 0^\circ$  の時の

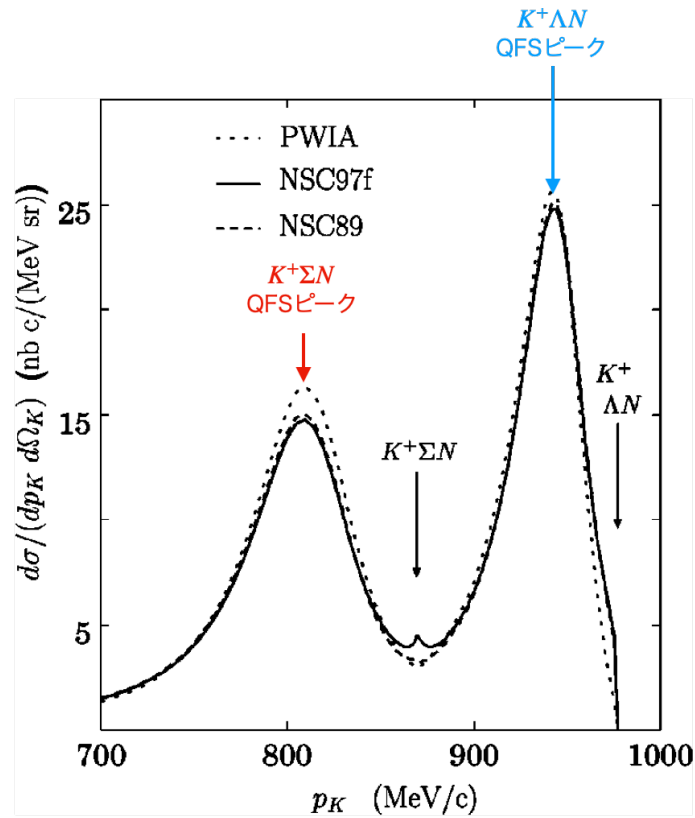


図 6: 入射光子エネルギー  $E_\gamma = 1300$  MeV、ビーム軸に対する  $K^+$  の散乱角度  $\theta_K = 0^\circ$  の時の  $d(\gamma, K^+)$  反応に終状態相互作用の効果を含めた微分断面積の図 [22]。横軸は実験室系の  $K^+$  の運動量、縦軸は  $K^+$  の運動量、立体角に対する実験室系の微分断面積である。NSC97f [23]、NSC89 [24] は Nijmegen グループが提唱した中間子交換力を考慮して計算された  $YN$  相互作用ポテンシャルモデルである。PWIA は平面波インパルス近似 (Plane Wave Impulse Approximation) である。

$d(\gamma, K^+)$  反応に終状態相互作用の効果を理論計算したものである [22]。破線は PWIA (Plane Wave Impulse Approximation) を用いた場合、実線が NSC97f [23]、点線が NSC89 [24] モデルを仮定した場合の微分断面積を表している。

これらのモデルは Nijmegen グループが提唱した中間子交換力を考慮して計算された YN 相互作用ポテンシャルモデルであり、ハイパー核の束縛エネルギーを理論計算する際によく用いられている。

また、図 6 中において黒色の矢印は、 $K^+\Lambda N$  および、 $K^+\Sigma N$  の生成閾値を表している。青色および赤色の矢印は、それぞれ  $K^+\Lambda N$  および、 $K^+\Sigma N$  の Quasi-Free Scattering (QFS) を示している。QFS は重陽子の核子間の相対運動量がゼロである時の過程である。QFS が広がりを持っているのは重陽子中の核子のフェルミモーシオン（原子核中の核子が持つ運動量）によりピークがにじむためである。

終状態相互作用の効果を考慮しない PWIA での計算結果に比べて  $K^+\Lambda N$  および、 $K^+\Sigma N$  生成閾値付近で微分断面積が増大する一方で、ピーク部分では減少している。

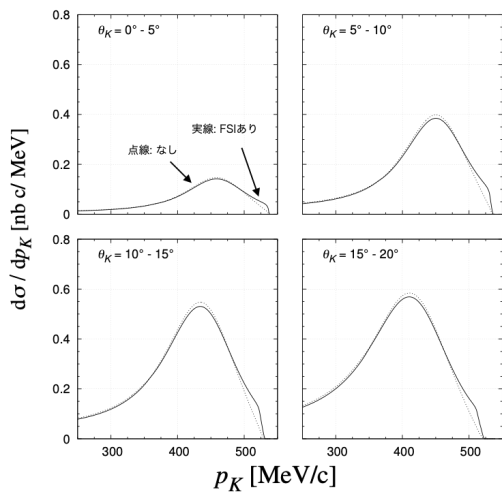
また  $K^+\Sigma N$  生成閾値付近にはカスプと呼ばれる小さな山ができています。カスプは、散乱チャンネルの閾値の分岐点に起因する運動学的な効果である。

図 7a と図 7b は図 6 と同じ反応において、入射光子エネルギー  $E_\gamma = 950, 1250$  MeV、 $K^+$  の散乱角  $\theta_K = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$  の時の微分断面積の理論計算の結果である [25]。それぞれ、横軸が実験室系の  $K^+$  の運動量 [MeV/c]、縦軸が実験室系の微分断面積 [nb/(sr MeV/c)] を表す。計算に用いた YN ポテンシャルモデルは NSC97f である。

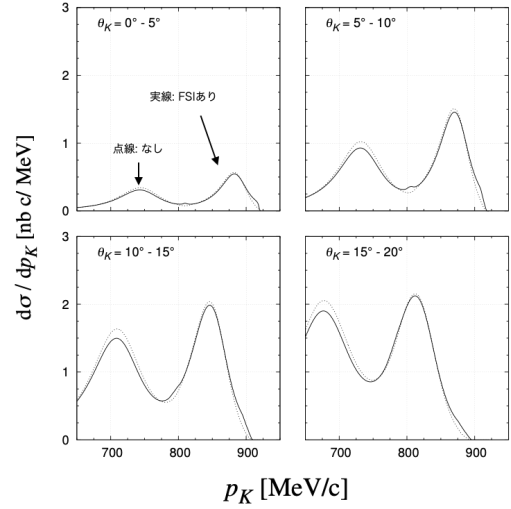
図 7a と図 7b では終状態相互作用の効果を考慮した場合の計算結果を実線で、考慮しない場合の計算結果を点線で示している。図 6 同様に、 $K^+\Lambda N$  生成閾値付近で終状態相互作用の効果によるエンハンスが見える。

図 7a で、 $K^+\Sigma N$  ピークが見えないのは、 $\Sigma$  生成反応の  $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Sigma^0 + n$  および  $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Sigma^- + p$  の生成閾値に対応する  $E_\gamma$  の値はそれぞれ 898.2 MeV および 899.2 MeV である [26] ため、生成閾値付近では断面積が小さく  $\Sigma$  が生成されるイベントがほとんど起こらないためである。

また、 $E_\gamma = 950$  MeV の場合の終状態相互作用の効果によるエンハンスの比率は、 $E_\gamma$



(a)  $E_\gamma = 950$  MeV の場合



(b)  $E_\gamma = 1250$  MeV の場合

図 7:  $E_\gamma = 950, 1250$  MeV の時の  $d(\gamma, K^+)$  反応に終状態相互作用の効果を含めた微分断面積。(a) が  $E_\gamma = 950$  MeV、(b) が  $E_\gamma = 1250$  MeV の場合。ビーム軸に対する  $K^+$  の散乱角度  $\theta_K = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$  の時の終状態相互作用の効果を含んだ微分断面積の理論計算の結果である [25]。

軸は図 6 と同じ。

= 1250 MeV の場合に比べて大きくなっている。

以上から、終状態相互作用の効果によるエンハンスが大きく見える  $E_\gamma = 950$  MeV 付近の光子ビームエネルギーで実験を行うことが求められる。

また、 $K^+\Sigma N$  イベントがほとんど生成されないため、より純粋に  $\Lambda n$  終状態相互作用の効果測定することが可能になる。

$\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$  反応での終状態相互作用測定実験を ELPH 第二実験室で行う利点は、

- $\pi$  sr の立体角を持つスペクトロメータが設置されているため、 $K^+$  の散乱角度  $0^\circ$  の超前方領域だけでなく、広い角度領域を覆える

- スペクトロメータで  $K^+$ 、 $\Lambda$  崩壊由来の  $\pi^-$ 、 $p$  などの荷電粒子を測定できる
- エネルギー  $E_\gamma = 730 - 1250$  MeV の光子ビームラインが設置されているため、 $\Sigma$  がほとんど生成されない  $E_\gamma = 900 - 1000$  MeV の範囲をカバーしており、純粋に  $\Lambda n$  終状態相互作用の効果が測定できる

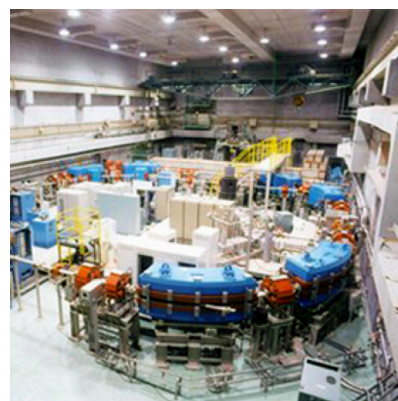
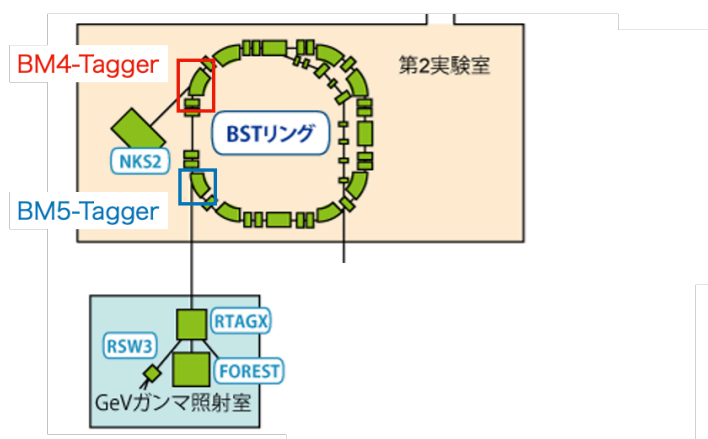
ことが挙げられる。現在、実験実施に向けて新たな飛行時間検出器の開発を進めている。

## 1.5 電子シンクロトロン BST-ring

図 8a は、ELPH における加速器とビームラインの概要図である。図 8b は、第二実験室に設置されている電子シンクロトロン BooSTer-ring (BST-ring) である。BST-ring は入射用電子線形加速器の最大 90 MeV の電子を最大 1.3 GeV まで加速することができる。表 2 に BST-ring の基本性能をまとめた。

表 2: 電子シンクロトロン BST-ring の基本性能

Injection Beam Energy	90 MeV
Injection Repetition	~0.05 Hz (typ.)
Ring Top Energy	0.8 – 1.3 GeV
Storage Beam Current	Max.: ~30 mA



(a) 電子シンクロトロン BST-ring に設置されている光子ビームライン [27] (b) 電子シンクロトロン BST-ring の全体図

図 8: ELPH に設置されている加速器と実験室の概要図。電子シンクロトロン BST-ring には NKS2 と RTAGX の二つのスペクトロメータが設置されている。

### 1.5.1 NKS2 スペクトロメータ

我々は、1 GeV 領域の光子ビームによるストレンジネスおよびハイペロン生成実験を行うために、ELPH 第二実験室に Neutral Kaon Spectrometer 2 (NKS2) を設置している。NKS2 は、双極電磁石を中心に標的、飛行時間検出器と飛跡検出器から構成される。図 9 は、NKS2 の水平方向の断面図である。

荷電粒子の飛行時間検出器として、プラスチックシンチレータカウンターである Inner Hodoscope (IH) と Outer Hodoscope (OH) があり、この二つの時間差から飛行時間を求める。

飛跡検出器は、Cylindrical Drift Chamber (CDC) と Vertical Drift Chamber (VDC) の二組の検出器からなる。CDC はハニカム型、VDC はほぼ正方形に近い台形のセル構造を持ち、3次元での飛跡検出が可能となっている。

### 680 電磁石

680 電磁石は、磁極半径 800 mm、磁極間距離 680 mm の双極電磁石で、中心磁

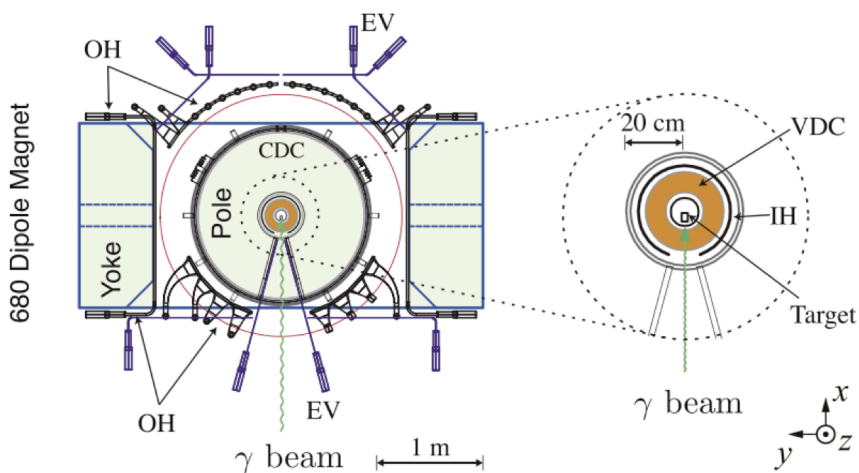


図 9: ELPH 第二実験室に設置されている Neutral Kaon Spectrometer 2 (NKS2) の概要図 [28]。NKS2 の中心から標的、IH、VDC、CDC、OH の順に設置されている。図は、参考文献 [28] より掲載。



場 0.42 T、最大電流 1000 A、総重量は 120 t であるこの電磁石は、東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンターでサイクロトロン用電磁石として使われていた。NKS2 実験に用いるためギャップを拡大し、立体角を増やしている。マグネット上部には直径 20 cm の穴が垂直に開いており、そこから標的を挿入している。

図 10 は、680 電磁石の磁場の  $z$  成分の  $x$  及び  $y$  軸方向の依存性である。

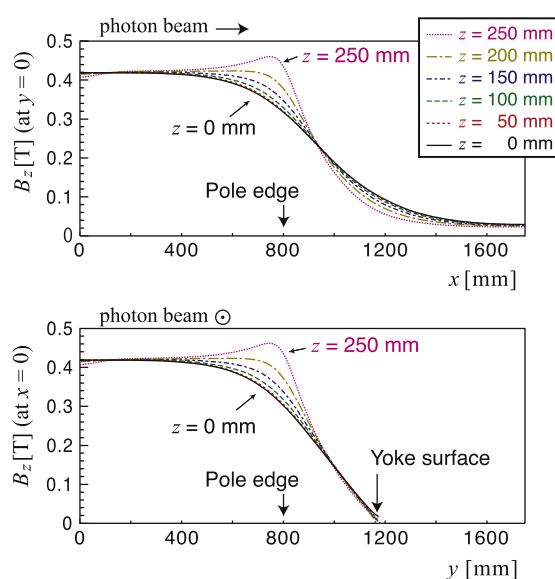


図 10: 680 電磁石の磁場の  $z$  成分 (鉛直方向成分) の  $x$  及び  $y$  軸方向の依存性。座標系は 9 と同じ系である。 $x$  軸方向はビーム軸方向、 $y$  軸方向は  $x$  軸および  $z$  軸に垂直な方向を表している。図は、参考文献 [28] より掲載。

### Inner Hodoscope (IH)

Inner Hodoscope (IH) は厚さ 5 mm、鉛直方向の長さ 380 mm のプラスチックシンチレータと PMT を組み合わせた検出器である。IH は磁場中に設置されているため、PMT は磁場中でも動作可能な Fine-Mesh Dynode 型を用いている。

図 11 のように全 20 セグメントに分けられている。ビーム上流側から見て左側 (L

側)、右側 (R 側) とも IH2-10 は両側読み出しである。IH1 はビームライン上に当たる部分为了避免 (図 11 中の G) 片側読み出しになっている。IH1 の上側のセグメントを IHL1、下側のセグメントを IHR1 とナンバリングしている。

全セグメントで  $-165^{\circ} - 165^{\circ}$  の範囲を覆っている。

時間分解能は、IHL2 が  $\sigma = 143$  ps、IHR2 が  $\sigma = 121$  ps となっている [28]。また、IH3 - IH10 は IH2 よりもセグメント幅が広く、IH1 は片読みのため、それぞれ時間分解能は IH2 よりも悪くなっている。

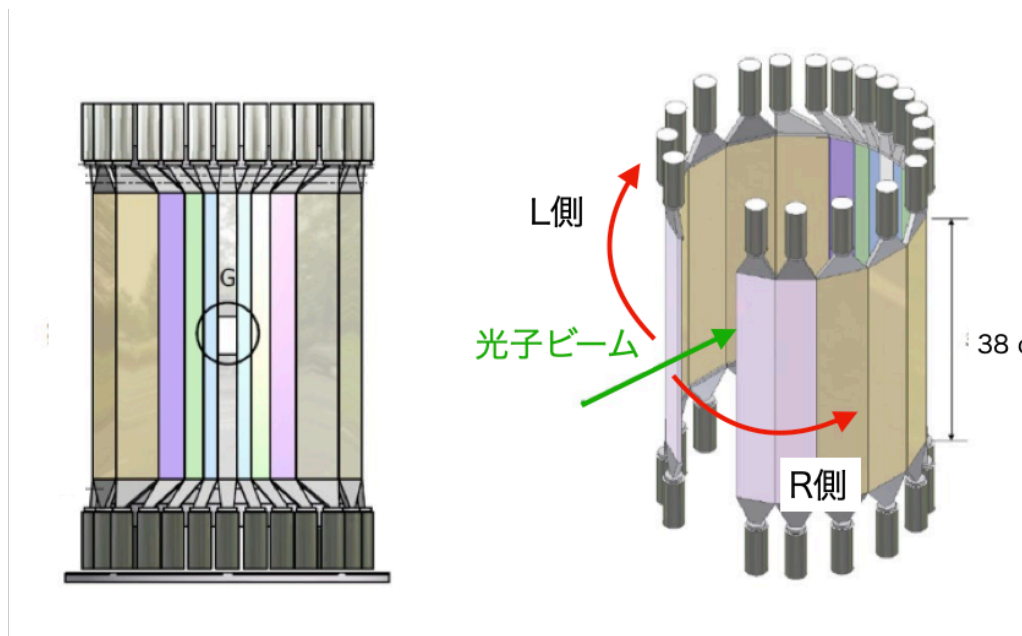


図 11: IH の全体図。左図の G で示した場所は、ビームを避けるために空間を空けている。ビーム上流側から見て左側 (L 側)、右側 (R 側) とし、全 20 セグメントから構成されている。(図の出展は、参考文献 [29])

### Outer Hodoscope (OH)

図 12 のように Outer Hodoscope (OH) は鉛直方向に設置されている OHV、水平方向に設置されている OHH に分けられる。OHV は NKS2 下流側の 8 セグメント (OHV1 - OHV8) と NKS2 上流側の 4 セグメント (OHV9 - OHV12) に分か

れている。それぞれのシンチレータ部分のサイズは、 $748^H \times 150^W \times 20^T \text{ mm}^3$ 、および  $500^H \times 200^W \times 20^T \text{ mm}^3$  である。

OHH はヨーク内部の側壁部分に沿うように設置されており、両側とも 9 つのセグメントに分けられている。シンチレータ部分のサイズは、OHH1 と OHH9 が  $1600^L \times 82.5^H \times 20^T \text{ mm}^3$ 、OHH2-OHH4、OHH6-OHH8 が  $1600^L \times 80^H \times 20^T \text{ mm}^3$  である。OHH5 は標的と同じ水平面に設置されているため標的起因の制動放射による電子陽電子が大量にやってくる。レート耐性を考慮し、他のセグメントに比べて幅が狭くなっている。

OH の各セグメントに接続されている PMT には漏れ磁場対策として鉄管シールドが取り付けられている。ただし、OHVR10 - OHV12 に関しては、冷却水と電力を供給する銅パイプとの干渉を避けるためには磁場中に設置する必要があったため、Fine-mesh dynode type PMT を使用している。

なお、OHVL2、OHVR2 の時間分解能はそれぞれ、 $\sigma = 204 \text{ ps}$ 、 $205 \text{ ps}$  である [28]。また、IH と OH はそれぞれ飛行時間 (Time Of Flight:TOF) のスタート、ストップカウンターとして用いられており、全てのセグメントの組み合わせの平均的な TOF 分解能は、 $\sigma \simeq 400 \text{ ps}$  となっている。

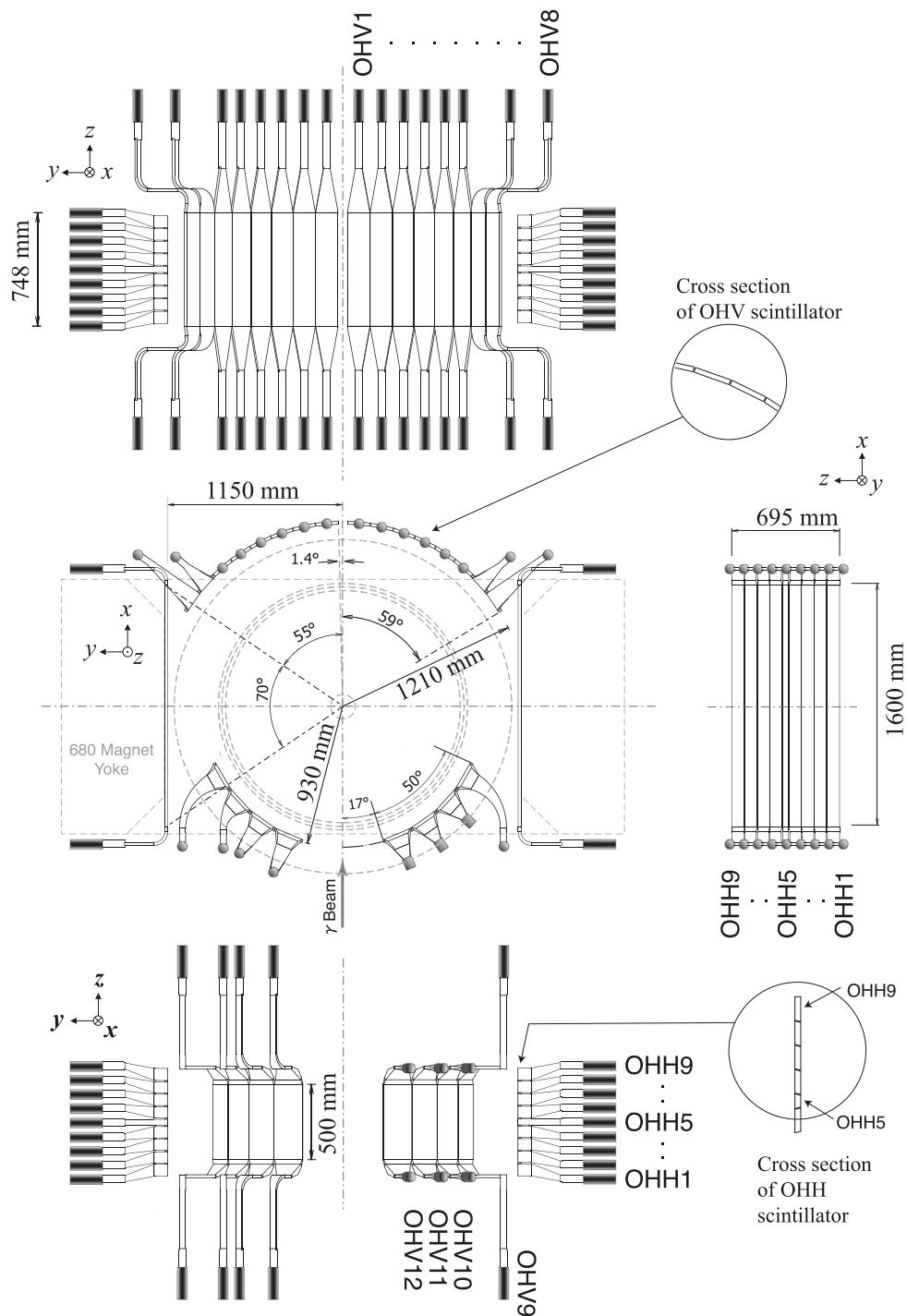


図 12: OH の配置図。鉛直方向に設置されている OHV、水平方向に設置されている OHH に分けられる。OHH はヨーク内部の側壁部分に沿うように設置されている。(図の出展は参考文献 [28])

## Cylindrical Drift Chamber (CDC)

Cylindrical Drift Chamber (CDC) は 680 電磁石の磁極と同じ半径のドリフトチェンバーで、10 レイヤー 5 グループで構成されている。図 13 は CDC の全体図である。CDC のビーム上流側にはビームを避けるためワイヤーが張られていない領域がある。

CDC のレイヤー構造は  $x,x'$ ,  $u,u'$ ,  $x,x'$ ,  $v,v'$ ,  $x,x'$  となっている。  $x,x'$  は重力方向に平行なレイヤー、  $u,u'$ ,  $v,v'$  は重力方向から傾けてあるレイヤーである。  $u,u'$ ,  $v,v'$  レイヤーは重力方向から  $6.5^\circ$  前後傾いている。  $(u,u')$  と  $(v,v')$  ではワイヤーの傾きは逆方向になっている。全てのレイヤーの情報を利用することで 3 次元トラッキングを行うことが出来る。表 3 は CDC の仕様である。

表 3: CDC の仕様

内半径	200 [mm]
外半径	800 [mm]
検出領域の高さ	530 [mm]
検出可能領域	$1.127 \pi$ [sr]
レイヤー数	10
レイヤー構造	$x,x'$ , $u,u'$ , $x,x'$ , $v,v'$ , $x,x'$
使用ガス	Ar : CH <sub>4</sub> = 50 : 50
位置分解能	$\sigma \sim 350 \mu\text{m}$

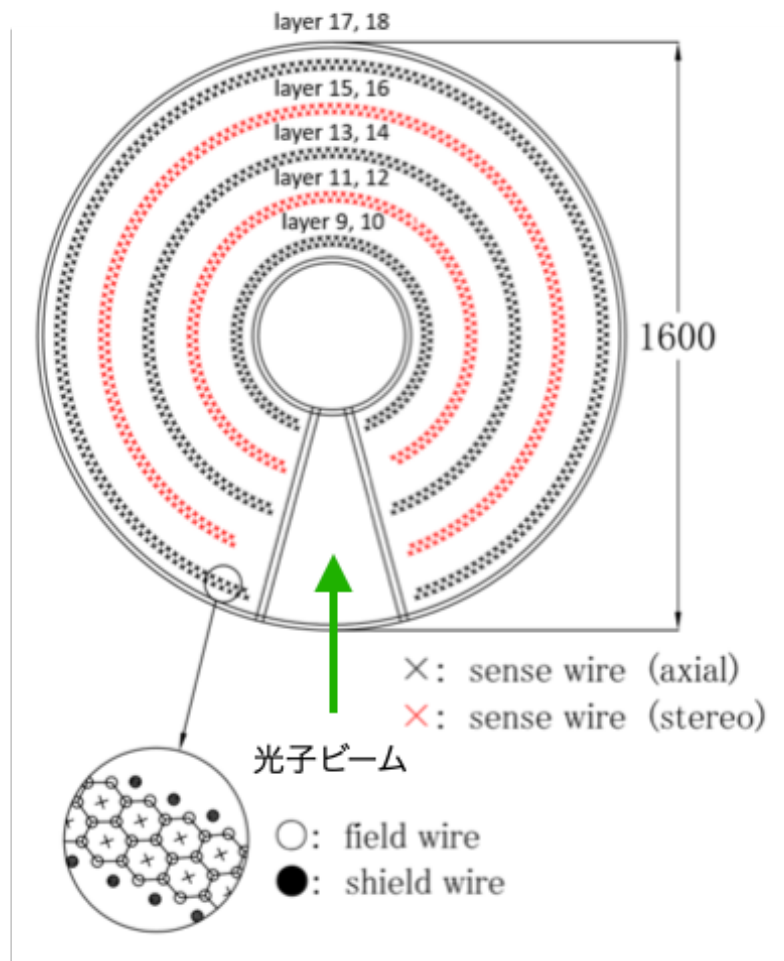


図 13: CDC の概要図。図下部からビームが照射される。ビームを避けるためにワイヤーが張られていない領域がある。(図は、参考文献 [29] より)

### Vertical Drift Chamber (VDC)

Vertex Drift Chamber (VDC) は CDC よりも内側に設置されているドリフトチェンバーで、8 レイヤー 4 グループで構成されている (図 14)。CDC とは異なり、平面方向は 360° を覆っている。VDC のレイヤー構造は  $u, u'$ ,  $v, v'$ ,  $u, u'$ ,  $v, v'$  である。全てのレイヤーのワイヤーは重力方向から傾いた方向に張られている。 $(u, u')$  と  $(v, v')$  はワイヤーの傾け方は逆方向である。表 4 に VDC の仕様を示した。

表 4: VDC の仕様

内半径	55 mm
外半径	200 mm
検出領域の高	406 mm
検出可能領域	$3.277 \pi \text{ sr}$
レイヤー数	8
レイヤー構造	u,u' ,v,v' ,u,u' ,v,v'
使用ガス	Ar:CH <sub>4</sub> = 50 : 50
位置分解能	$\sigma < 200 \mu\text{m}$

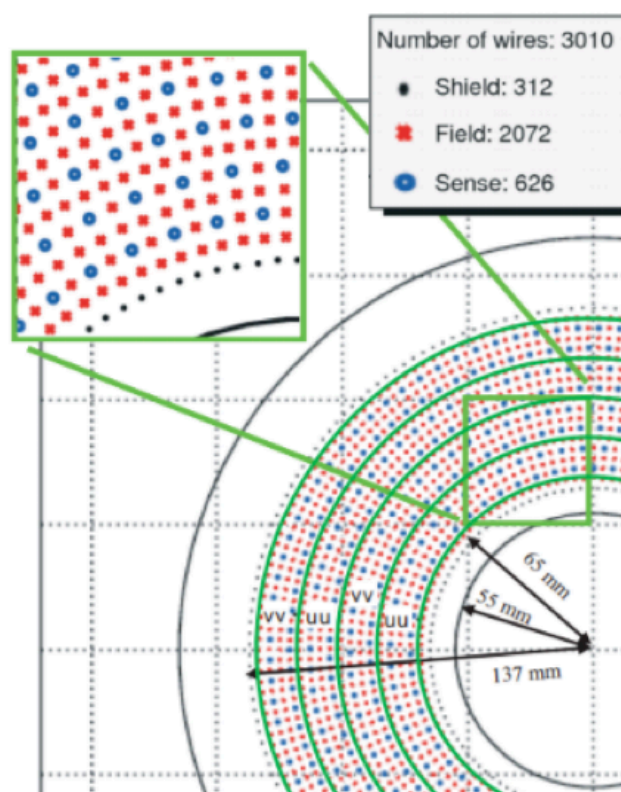


図 14: VDC の概要図。CDC とは異なり、平面方向は  $360^\circ$  を覆っている。  
(図の出展は、参考文献 [29])

## Electron Veto (EV)

Electron Veto (EV) は電子と陽電子による大量のバックグラウンドを除去するために用いられるプラスチック・シンチレーション・カウンターである。EV はビーム平面上に設置されている。

ビーム下流側の L1, L2, R1, R2 は設計時には veto カウンタとして使えるように設置したが、収集データに運動学的バイアスをかけることを避けるためトリガーには入っていない。ビーム上流側の L3, L4, R3, R4 は、標的よりも上流側で生じたバックグラウンドのうち、スイープ・マグネットで除去仕切れなかったものを取り除く為、トリガーに入れている。図 15 に EV の設置位置を示す。

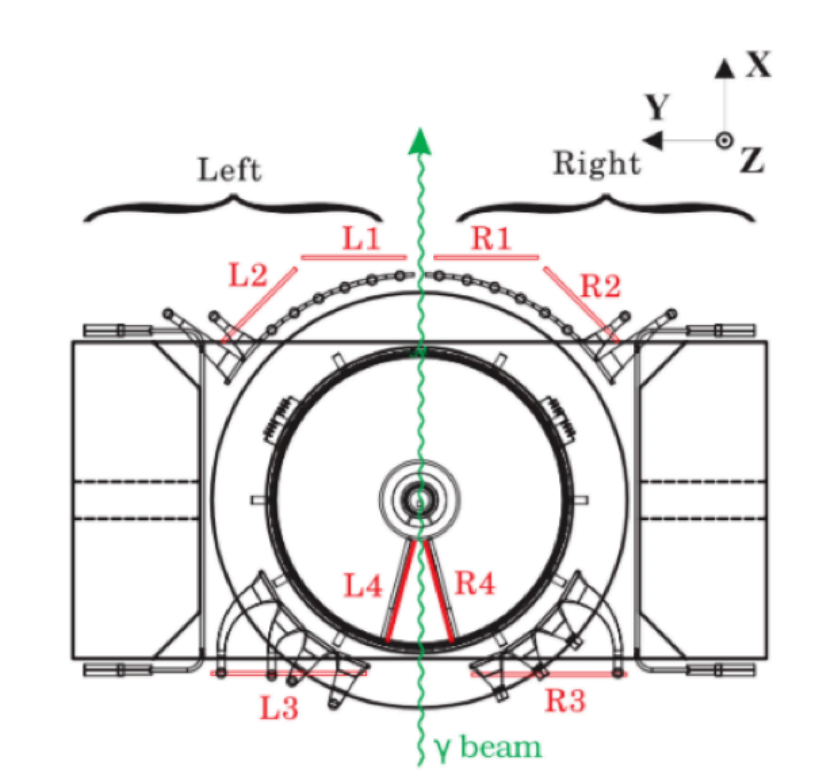


図 15: Electron Veto の設置位置を示した図。赤い線の部分に EV が設置されている。(図の出展は、参考文献 [29])



### 1.5.2 BST-BM4 光子ビームライン

BST-ring の周回電子に直径 11  $\mu\text{m}$  の炭素標的ワイヤー（ラジエータ）を挿入することで、制動放射を起こし光子を生成する。光子の強度が一定になるように、Linux マシン上のプログラムでワイヤーの動き制御している。

初期の頃は、RS-232C を通して制御室からラジエータをコントロールしていた。現在は、第二実験室に置いてある PC から制御している。

制動放射によって散乱された電子は、エネルギーを失って標的の下流にある偏向電磁石によって周回電子が通る軌道よりも内側に曲げられる。この散乱電子のエネルギーと時間を測定することで、光子のエネルギーと生成時間を同定することができる。この目的のために偏向磁石内に設置された装置を光子標識化装置と呼んでいる。

図 16 は BST-ring と光子標識化装置の概略図である。標識化された光子のエネルギー  $E_\gamma$  は、炭素ワイヤーの原子核の反跳エネルギー  $E_{recoil}$ 、周回電子のエネルギー  $E_e$  と散乱電子のエネルギー  $E_{e'}$  を用いて

$$E_\gamma = E_e - E_{e'} - E_{recoil} \quad (1)$$

で表される。 $E_{recoil}$  は無視できるほど小さいため、 $E_{recoil} \simeq 0$  として扱える。また、周回電子は炭素原子核に接近するため、原子核との相互作用するが、原子核に束縛された電子のエネルギーは eV~keV の範囲であるため、標識化を行うエネルギー範囲には影響しない。

図 17 は BST-BM4 光子ビームラインの概要図である。ラジエーターで生成された光子は、鉛コリメータ、スイープ電磁石から標的手前までである真空ダクト、標的の順番で通過する。ラジエーターからスイープ電磁石までの間に光子の対生成で発生した  $e^+ e^-$  はスイープ電磁石によってビームライン上から除去される。標的手前までの真空ダクトは空気による光子の損失を防ぐために設置してある。

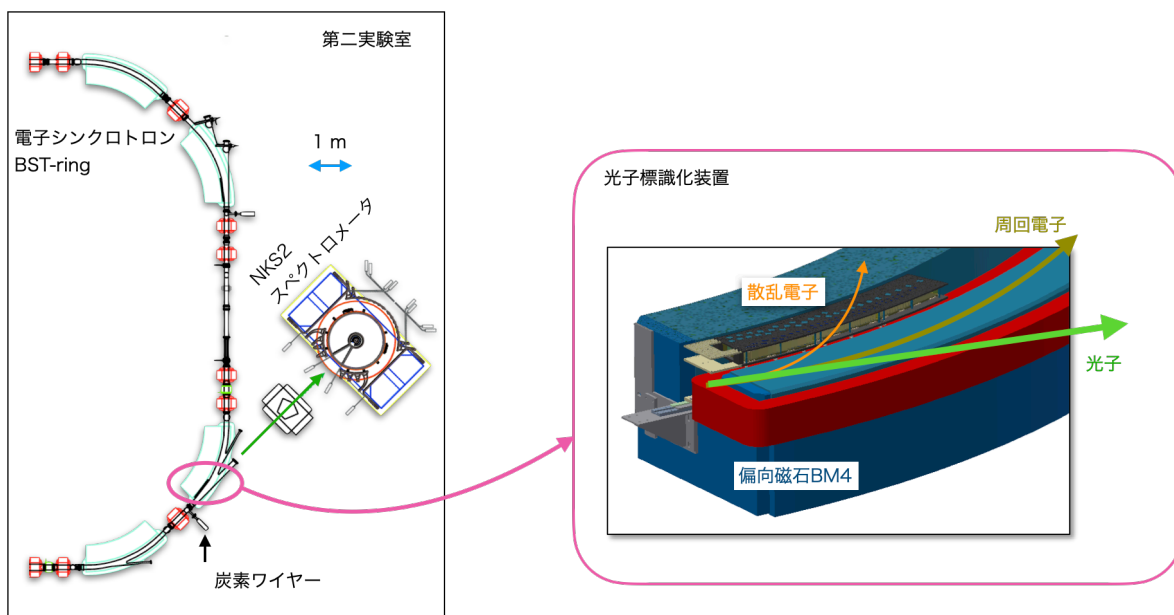


図 16: BST-ring と光子ビームラインの概略図。光子標識化装置は偏向磁石 BM4 内に設置している。NKS2 スペクトロメータは、制動放射により生成された光子の下流に設置されている。また、BM4 マグネットとスペクトロメータの間には、 $e^+e^-$  バックグラウンド低減用におかれた真空パイプと、それよりも上流で発生したバックグラウンドを除去するためのスイープマグネットが置かれている（図 17 も参照のこと）。

## 鉛ガラスチェレンコフ検出器

光子ビームライン最下流に設置した鉛ガラスチェレンコフ検出器は、光子透過率の測定の際に用いる。SF5 という光学ガラスでできており、組成は  $\text{PbO}:\text{SiO}_2=55:45$  である。その他の特性は、密度  $4.07 \text{ g/cm}^3$ 、屈折率 1.67、有感領域  $150 \times 150 \times 300 \text{ mm}^3$ 、放射長 25.4 mm があげられる。

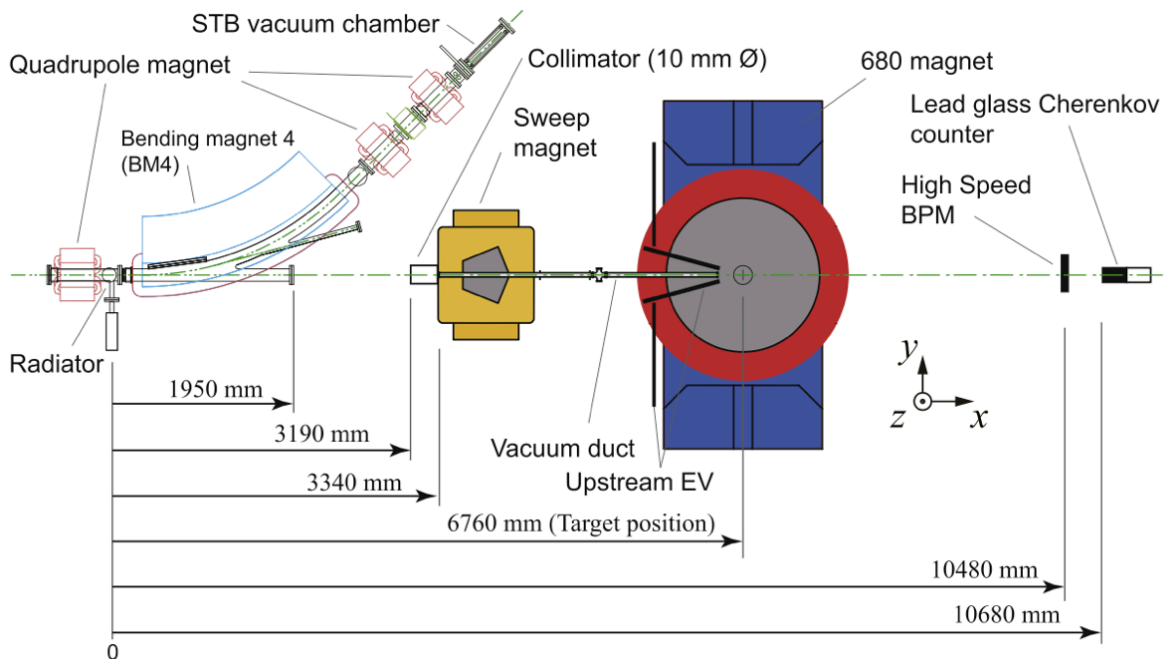


図 17: 光子ビームラインの概要図。ビームライン上には、対生成で発生した  $e^+ e^-$  を除去するスイープ電磁石、NKS2 スペクトロメータや光子透過率を測定する時に用いる鉛ガラスチェレンコフ検出器がある。[28]

## 2 新光子標識化装置の設計

1章で述べたように我々の研究室では光子ビームによるストレンジネス光生成を研究している。光子のエネルギーと生成時間を知るために偏向磁石内に光子標識化装置を設置している。既存の装置は、プラスチックシンチレータと SiPM を用いて構成されていた。

2019 年前期に行われた実験で、放射線損傷によって信号のノイズの増加または、信号が無いセグメントがあることがわかった。そのため、新たに作り直すことになった。作り直すにあたって、散乱電子の検出器のシンチレータのサイズ、配置や MPPC の接続方法を新しく設計した。

また、放射線損傷を低減するために装置の筐体デザインも実験中以外は偏向磁石の外に出しておけるように取り出しやすくした。

### 2.1 開発の動機

開発にするにあたって、参考にした歴代の光子標識化装置の概要を述べた後、装置の運用中に判明した問題点を説明する。

#### 2.1.1 第一世代光子標識化装置

第一世代光子標識化装置は、東日本大震災で被災するまで使われていた。図 18 が偏向磁石内に設置された装置の断面図である。第一世代光子標識化装置では、プラスチックシンチレータと光電子増倍管 (PMT; Hamamatsu K.K H6524-01) を組み合わせた検出器を用いていた。

PMT は磁場中では動作しないこと、また検出器を偏向磁石内の小さな空間に設置することから、シンチレータと PMT を 3 m の光ファイバーケーブルで繋げていた (図 19a)。シンチレータと光ファイバーケーブルの間には、シンチレーション光の損失を低減するために、ライトガイドが取り付けられている。

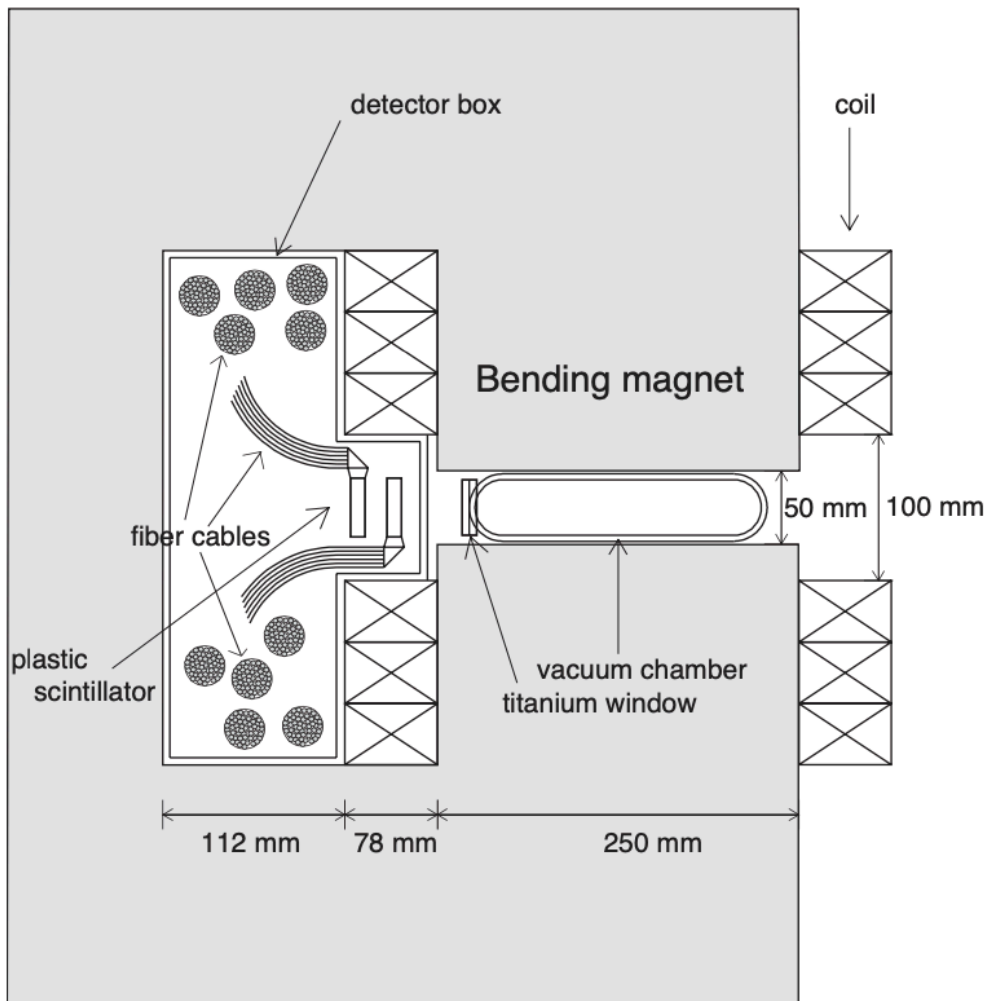


図 18: 偏向磁石 BM4 に設置されている第一世代光子標識化装置。BM4 のヨークに TagB と TagF が入っている検出器箱を置いている。TagF, TagB のシンチレーション光はケース内を通る 3 m 長の光ケーブルによってケース外の PMT へ導かれる。

表 5: 第一世代光子標識化装置で用いたシンチレータと PMT

検出器	シンチレータのサイズ	PMT
TagB	$(25 - 48)^W \times 5^D \times 20^H \text{ mm}^3$	H6524-01
TagF	$(3 - 8)^W \times 5^D \times 20^H \text{ mm}^3$	

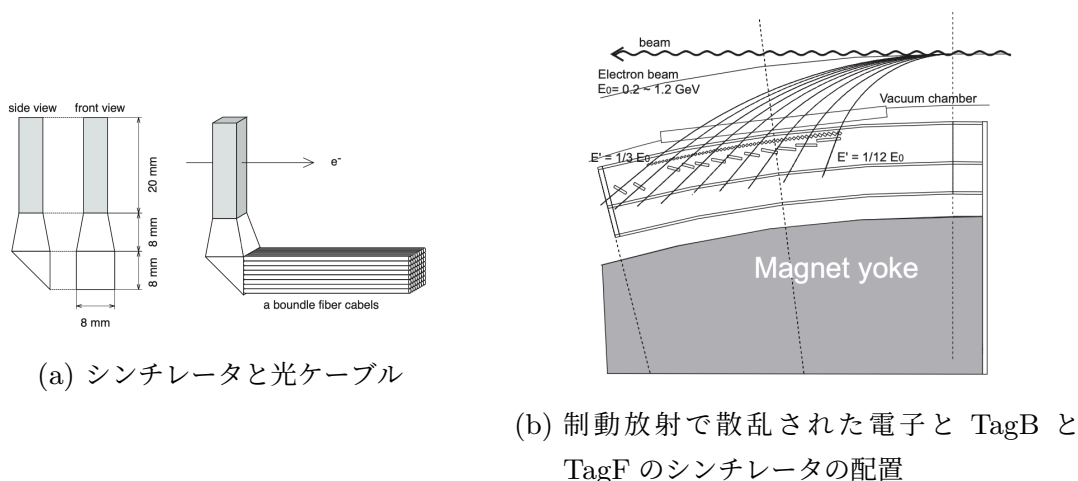


図 19: 第一世代光子標識化装置の概要図。図は、[30] より出典。

図 19b は偏向磁石内に設置された光子標識化装置と制動放射によって散乱された電子の軌道である。シンチレータは幅の狭いものと広いものの二層になっており、それぞれ TagF と TagB と呼んでいる。

TagF は散乱電子のエネルギーを決定し、TagB は散乱電子の時間を測定するものである。TagB の時間分解能は  $\sigma \sim 350\text{ps}$  を達成した。TagF 一個あたりの光子エネルギーの測定範囲は 6 MeV である。加速器の周回電子の最大エネルギー 1.2 GeV に対して、全 50 個の TagF がカバーしている光子のエネルギー範囲は 0.78 - 1.08 GeV である。

TagB と TagF のコインシデンスをとることで、正しい軌道の散乱電子によるトリガーが生成できるようになっている。

表 6: 第二世代光子標識化装置で用いたシンチレータと MPPC

検出器	シンチレータ (EJ-204) のサイズ	MPPC
TagB	$15^W \times 10^D \times 20^H \text{ mm}^3$	S11828-3344(X1)
TagF	$3^W \times 3^D \times 24^H \text{ mm}^3$	S10931-100P

### 2.1.2 第二世代光子標識化装置

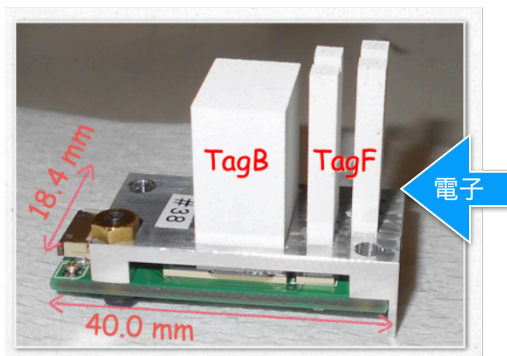
第二世代光子標識化装置では、プラスチックシンチレータと磁場中で動作する SiPM (MPPC; Hamamatsu K.K.) を組み合わせた検出器構成を採用した。また、図 20a のように、TagB 1 つに対して TagF 4 つからなるカウンターユニット 40 個から光子標識化装置を構成した。ユニットは筐体に埋め込んだ角度方向のノックピン 2 本、動径方向にノックピン 1 本を用いて位置を固定していた。このユニットには TagB と TagF のそれぞれの MPPC がハンダ付けされた基板がついている。

TagF と TagB のシンチレータと MPPC はオプティカルセメントで接着されている。シンチレータと MPPC を直付けすることで、TagB の時間分解能  $\sigma \sim 50 \text{ ps}$  を達成した [31]、[32]。

TagF のシンチレータは、入射してくる散乱電子に対して隙間が無くすため前後で 0.1 mm のオーバーラップがあるように設計されている。ユニットの位置を調整することで、正しい散乱電子の軌道を捉えられる。このユニット内の TagB と TagF でコインシデンスをとった信号を NKS2 実験のトリガーとして用いられていた。

標識化した光子のエネルギー測定範囲は、周回電子のエネルギー 1.3 GeV に対して、 $E_\gamma = 0.8 - 1.28 \text{ GeV}$  である。

第二世代光子標識化装置は 2016 年に完成した。エネルギーキャリブレーションのために  $p(\gamma, p)\eta$  生成反応測定が行われている。また、 $d(\gamma, \pi^- p)X$  反応実験も行っている。それら二つの実験結果は、参考文献 [29] に修士論文としてまとめられている。



(a) 1つの TagB と 4つの TagF からなる Unit



(b) 装置で用いる 40 個の Unit を並べた図

図 20: 第二世代光子標識化装置の全体図とユニット

### 2.1.3 第二世代装置の運用中に判明した問題点

第二世代では、PMT の代わりに MPPC を用いた。半導体センサーである MPPC は PMT に比べて放射線損傷に弱い、開発時の見積もりではこれまでと同じ加速器運用で 10 年間は使用できると予想していた。2019 年前期の実験において、放射線損傷により検出器から信号が全く無いものとノイズが増加したものがあることが判明した。(図 21)

また、第二世代のカウンタの配置を最終決定した時に想定されていた周回電子の軌道は、その後の加速器の周回電子の軌道と一致していなかった。そのため、この配置では正しい散乱電子を全て捉えることが出来ないという問題が生じていた。

図 22 は偏向磁石内にある真空チェンバーのビームダクトによる多重散乱の効果をオフにしたシミュレーションによる TagF と TagB のコインシデンス無しと、コインシデンス有りについて、それぞれの  $\gamma$  線のエネルギーに対するヒット数の分布である。検出器の配置から奇数番のユニットにヒットした電子は偶数番のユニットにもヒットしやすいためヒット数が倍になっている範囲がある。分布に隙間がそのエネルギーの光子はカバーできていないことを示している。ユニットの再配置で加速器の周回電子に対応しようとすると、場所によってはユニットの大きさが原因で設置が不可能であることが判明した。

第二世代の装置では、一つのユニット内の TagB と TagF でコインシデンスをとった信



号を NKS2 実験のトリガーとして用いていた。しかし、TagF と TagB の距離が近いことにより、真空チャンバーの壁や内部の柱で散乱された電子が斜めにユニットに入射したものが、トリガーとして生成されているという問題もあった。

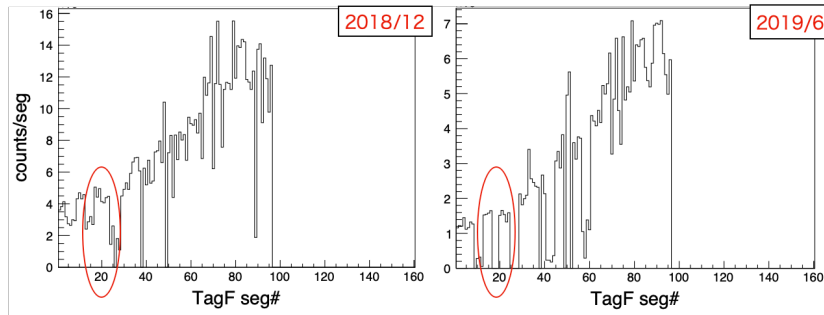


図 21: 2018/12、2019/6 に取得したデータの TagF のセグメント毎のヒット分布。TagF #20 (図中の赤で囲った部分) にあたりに注目すると徐々にヒット数が少なくなっていることがわかる。

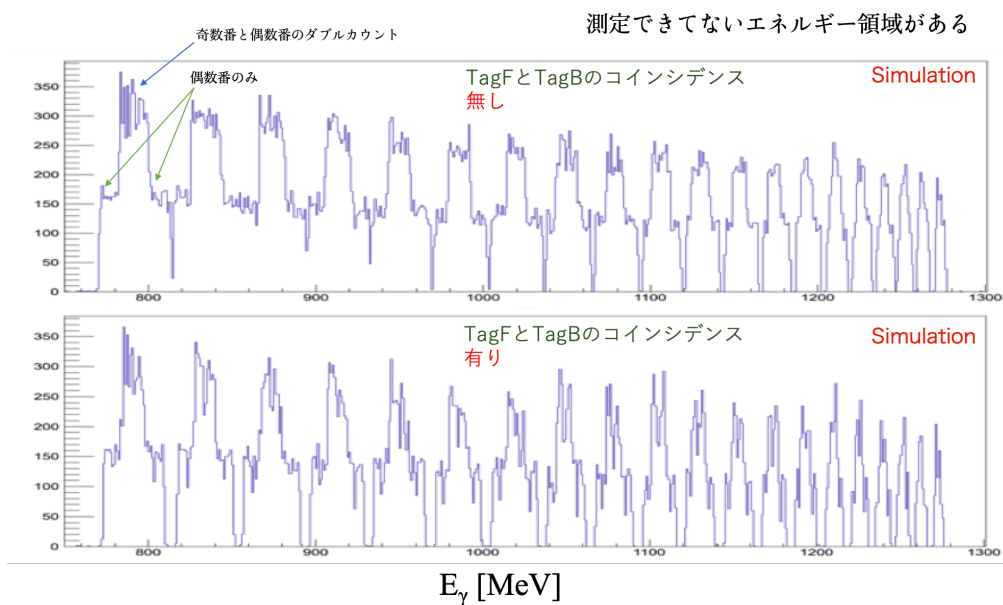


図 22: シミュレーションによる TagF と TagB のコインシデンス無しと、コインシデンス有りについて、それぞれの  $\gamma$  線のエネルギーに対するヒット数の分布。分布に隙間があることは、測定できていない  $\gamma$  線のエネルギー領域があることを意味する。検出器の配置から奇数番のユニットにヒットした電子は偶数番のユニットにもヒットしやすいためヒット数が倍になっている範囲がある。

## 2.2 要求性能

光子標識化装置の開発および設置後に関し、以下の二つの性能が要求される。

- 粒子識別に必要な飛行時間のスタートカウンターとしての時間分解能
- 標識化した光子が実際に標的までどの程度で届いているか（光子透過率）

それぞれに必要なとされる性能について述べる。

### 2.2.1 時間分解能

NKS2 スペクトロメータでは光子ビームを用いたストレンジネス生成実験が行われてきた。NKS2 は磁気スペクトロメータであるため、測定する粒子は、 $\pi^\pm$ ,  $K^+$ ,  $p$  等の荷電粒子である。粒子の識別は、運動量と飛行時間から得られた質量二乗を用いている。質量二乗は、式 (2) のように求められる。

$$m^2 = p^2 \left( \frac{1}{\beta^2} - 1 \right) = p^2 \left( \left( \frac{ct}{L} \right)^2 - 1 \right) \quad (2)$$

$p$  は運動量、 $t$  は飛行時間、 $L$  は飛行距離、 $c$  は光速、 $\beta$  は  $c$  を単位にした速度である。運動量と飛行距離は、VDC や CDC といった飛跡検出器によるトラッキング情報から得られる。飛行時間は、IH や OH といった飛行時間検出器の時間情報の差から得られる。

先行研究 [6] によると、質量二乗分布上で  $K$  と  $\pi$  の分離を行うために必要な飛行時間分解能は、 $\sigma \sim 170$  ps 以下である。この研究では、スタートカウンターとして、これまで用いていた IH を仮定していた。

図 23 は現在 OH が設置されている所に  $\sigma \sim 100$  ps の検出器を置いた時の質量二乗分布である。 $K^+$  の分布にガウス関数をフィットして得られた平均値を  $\mu$ 、標準偏差を  $\sigma$  とすると、 $(\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma)$  の範囲で  $K^+$  の分布に漏れ込む  $\pi$  の分布は、 $K^+$  の数にして 4% ほどである。光子標識化装置の TagB を飛行時間のスタートカウンターとして用いる場合に、達成すべき時間分解能は IH の典型的な分解能 120 ps よりも良いことが求められる。

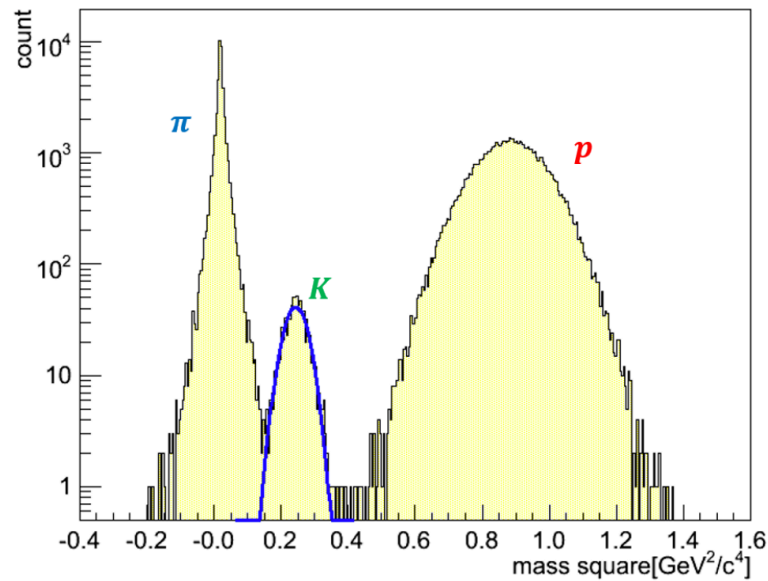


図 23: OH の場所に時間分解能 100 ps の検出器を置いた場合の mass square 分布 (図は [6] より出典)

### 2.2.2 光子透過率

光子の標識化は制動放射で散乱した電子を検出することで行っている。標識化装置が検出した電子には、制動放射で実際に光子を生成したもの以外に、炭素ワイヤーで多重散乱を起こしたものやメラー散乱を起こしたものも含まれている可能性がある。

また、光子が生成されたものでも標的に到達するまでに光子ビームライン上にある物質で電子・陽電子の対生成を起こす場合もある。そのため、光子標識化装置で電子を検出した時に標的まで光子が届いている割合を知る必要がある。光子透過率は、標的での光子数や生成断面積の算出など物理実験において重要な量である。

図 24 は過去の実験で測定した第一世代光子標識化装置の光子透過率で、TagF でおよそ 80% を達成している。

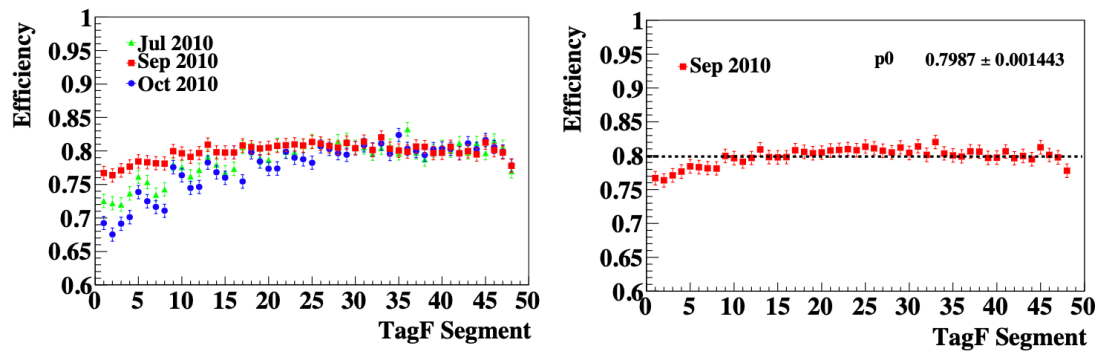


図 24: 第一世代光子標識化装置の TagF の光子透過率。TagB と TagF のコインシデンスをとり計算した。2010 年に行った、 $\gamma + d$  反応実験中のビームタイムでの測定である [33]。図は [33] より出典。

## 2.3 設計方針

2.1、2.2 章で述べた課題と要求性能を踏まえた、新光子標識化装置の設計方針を以下に示す。

- 50 - 570 MeV のエネルギー範囲にある散乱電子を検出する検出器の配置
- 粒子識別のための飛行時間のスタートカウンターとしての時間分解能  
 $\sigma < 100$  ps
- 散乱電子の位置検出器 TagF 1 チャンネル当たりのエネルギー幅を 5 MeV と固定
- 放射線損傷を防ぐために偏向磁石から取り出しやすく、また MPPC や回路の故障にも対応しやすい筐体のデザイン

## 2.4 構成要素

以下では、光子標識化装置の構成要素である、二つの検出器と増幅回路について述べる。

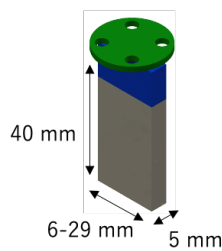
### 2.4.1 散乱電子の位置検出器 (TagF)

TagF は、BM4 偏向磁石によって運動量解析された散乱電子の位置を検出する検出器である。全 105 セグメント配置した。荷電粒子検出部は、プラスチックシンチレータ (Eljen EJ-204) と MPPC (Hamamatsu K.K S14160-3050PS [34]) から構成した。また、シンチレータと MPPC の間はオプティカルグリスによって接続した。

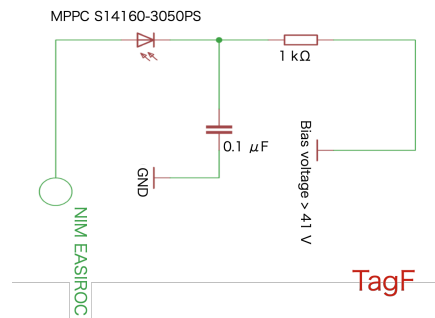
シンチレータのサイズは、 $W(6 - 29) \times D5 \times H40 \text{ mm}^3$  であり、エネルギー幅がほぼ一定になるようにシンチレータの幅は 1 mm ステップで決定した。このサイズは、NKS2 スペクトロメータに設置されているドリフトチェンバーの運動量分解能と同程度のエネルギー幅として 5 MeV で決定できるようにした。TagF は二層構造になっており、一つ目の層と二つ目の層はエネルギー幅で半分ずらして設置している、一個のシンチレータの幅は 10 MeV 相当である。

シンチレータには反射材として、EJ-510 [35] という二酸化チタン顔料と水溶性塗料ベースからなる明るい白色の塗料をコーティングした。

MPPC からの信号と印加電圧は NIM-EASIROC [36] によって制御する。



(a) TagF のシンチレータと MPPC 基板。



(b) TagF MPPC ユニットの回路。

図 25: TagF の概要図。(a) はプラスチックシンチレータと MPPC 基板の図。シンチレータは EJ-510 [35] という明るい白色の反射材でコーティングしている。(b) は MPPC 基板の回路図。保護用の抵抗とコンデンサが実装されている。MPPC の信号は NIM-EASIROC に渡される。

## NIM-EASIROC

全 105 チャンネルの TagF は、NIM-EASIROC と呼ばれる 64ch 汎用 MPPC 読み出しモジュールによって制御されている。NIM-EASIROC には、EASIROC と呼ばれる ASIC チップが 2 個搭載されており、図 26 が 1 個の EASIROC の回路である。EASIROC チップには、プリアンプ、波形整形回路、ディスクリミネーターが内蔵されている。

また、0 ~ 4.5 V 範囲で調整可能な 8-bit DAC が内蔵されており、全チャンネルに供給するバイアス電圧に対するベースラインの制御を行うことで、実効的なバイアス電圧の調整が行える。これを用いて、NIM-EASIROC1 台あたり TagF 64 チャンネルの信号読み出し、バイアス電圧の制御を行う。

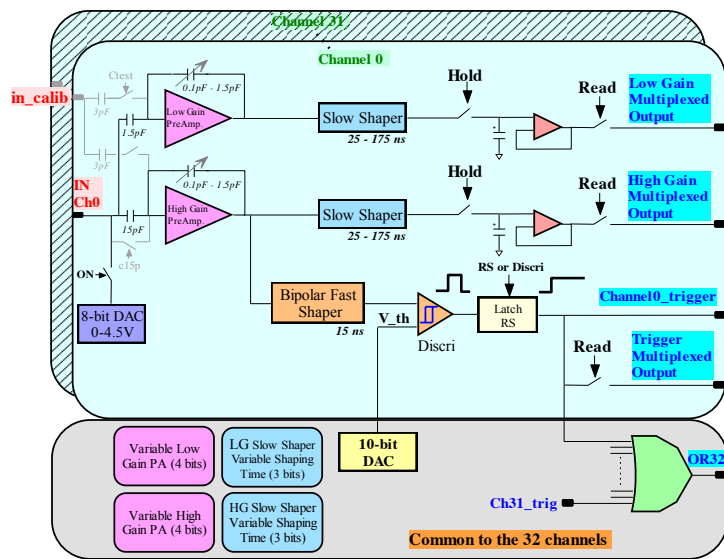


図 26: NIM-EASIROC に搭載されている EASIROC チップの回路図 [36]。EASIROC には、Low gain と High gain のプリアンプが実装されている。TagF の MPPC 信号は High gain のプリアンプで増幅され、slow shaper で波形整形される。また、TagF のバイアス電圧の調整は 8-bit DAC によって各チャンネルに供給するバイアス電圧に対するベースラインの調整することで行っている。図は [36] より出典。

## 2.4.2 光子の生成時間検出器 (TagB)

TagB は、散乱電子の通過時間を測定する検出器である。全 30 セグメント配置した。W20 × D20 × H40 mm<sup>3</sup> のプラスチックシンチレータ (Eljen EJ-204) と MPPC アレイ (Hamamatsu K.K S13361-3050NE-04 [37]) から構成した。シンチレータと MPPC の間はオプティカルグリスによって光学接続した。

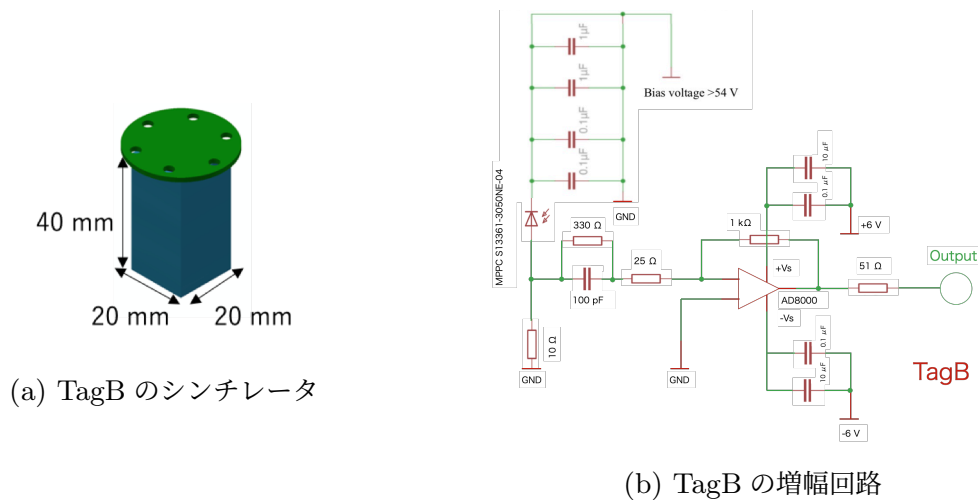


図 27: TagB のシンチレータと MPPC 回路

## 2.4.3 増幅回路

TagB の増幅回路は、EASIROC に内蔵されているものを用いている。ロジックシグナルを生成するラインにあるディスクリミネータの幅は、MPPC からの電荷量に関連する Time-over-threshold になっている。ロジックシグナルの始まりと終わりを記録できる TDC モジュールを用いることで、幅が電荷に関連する量として扱える。

TagB の増幅回路は、第二世代の TagB で用いた回路と同じ設計を用いた。TagB には飛行時間検出器として高い時間分解能を要求されている。そのため、MPPC アレイからの出力信号に対しオペアンプ (ANALOG DEVICES 社 AD8000) を用いた増幅回路にコンデンサー結合することで、信号の高周波成分を増幅し暗電流を抑える設計になっている。



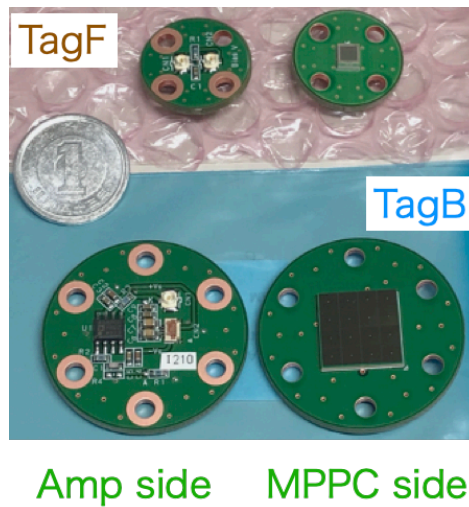


図 28: TagF (図上側) と TagB (図下側) の MPPC 基板。図左側が増幅回路が実装されている面。右側は MPPC を取り付けている面。大きさの比較に 1 円玉をおいた。

このことによりディスクリミネーターにおけるタイミングのばらつきを低減した。これにより増幅器なし場合と比較して時間分解能を向上することができること [38] が分かっている。新光子標識化装置においては、この基本設計に加えてリング防止用の  $24 \Omega$  のダンピング抵抗と Pole Zero Cancellation (PZC) を実装した。PZC の抵抗値は、後述する 3.1.7.4 節での実験結果から決定した。

## 2.5 シンチレータの配置の最適化

TagB と TagF のシンチレータの配置は、Geant4 [39] でのシミュレーションで得た制動放射を起こした後の電子の軌道を基にして決定した。このシミュレーションでは、散乱の効果をおフにしたものを用いた。最終的な配置を決定する為に、電磁石の曲率半径中心からの距離、シンチレータ同士の間隔とオーバーラップのマーヅを設定パラメータとして、自動配置を行うプログラムを作成し、いくつかの候補をつくった。

また、筐体は三分割される。側面の遮光はアルミテープで行うこととしたが、剥がれないように押さえるためのジグを設置した。複数のシンチレータ配置案を組み合わせることで、そのジグを置かれるスペースを確保した。このデザインは、技術職員の梅津氏の功績

である。

TagF は境目による数え落としを防ぐために、二層構造になっている。一層目のシンチレータ群の重なり部分に二層目のシンチレータの中心が来るように配置した。また、偏向磁石内にある真空チェンバー (図 29) の散乱電子の取り出し用チタン窓や窓の支柱による多重散乱や加速器ビームの広がりの影響も考慮した。図 30 は Geant4 で生成された電子の飛跡に基づいた設計例である。

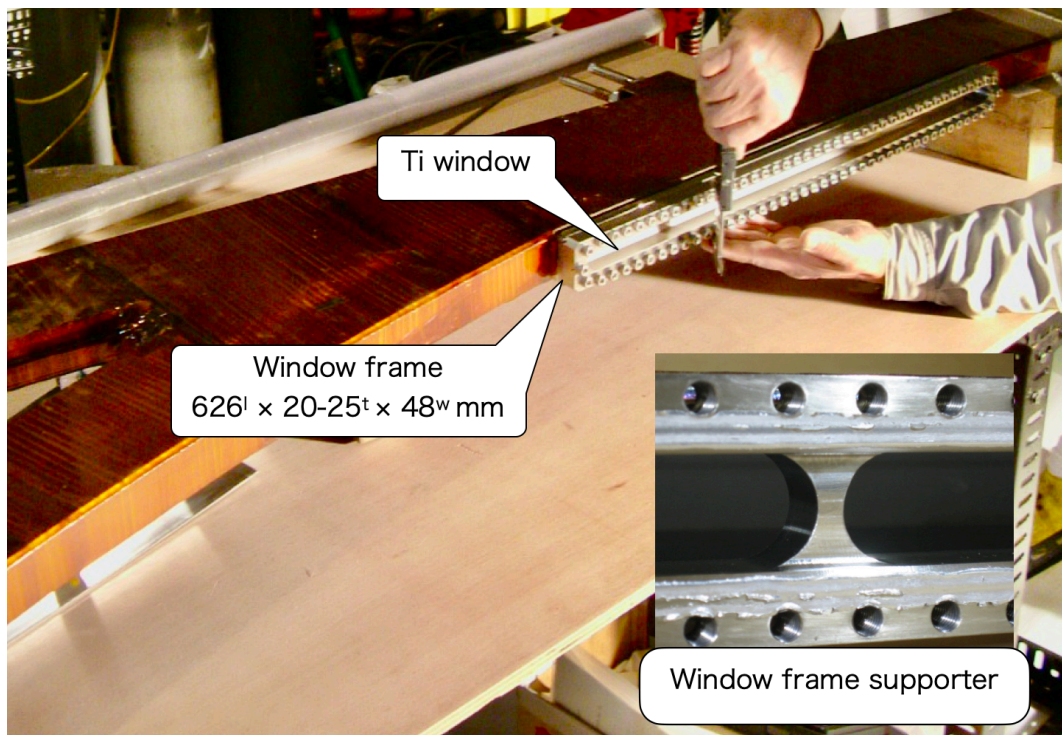


図 29: BM4 内にある真空チェンバーと散乱電子の取り出し窓。取り出し窓には支柱が設置されている。制動放射によって散乱した電子が取り出し窓の支柱で再散乱される。

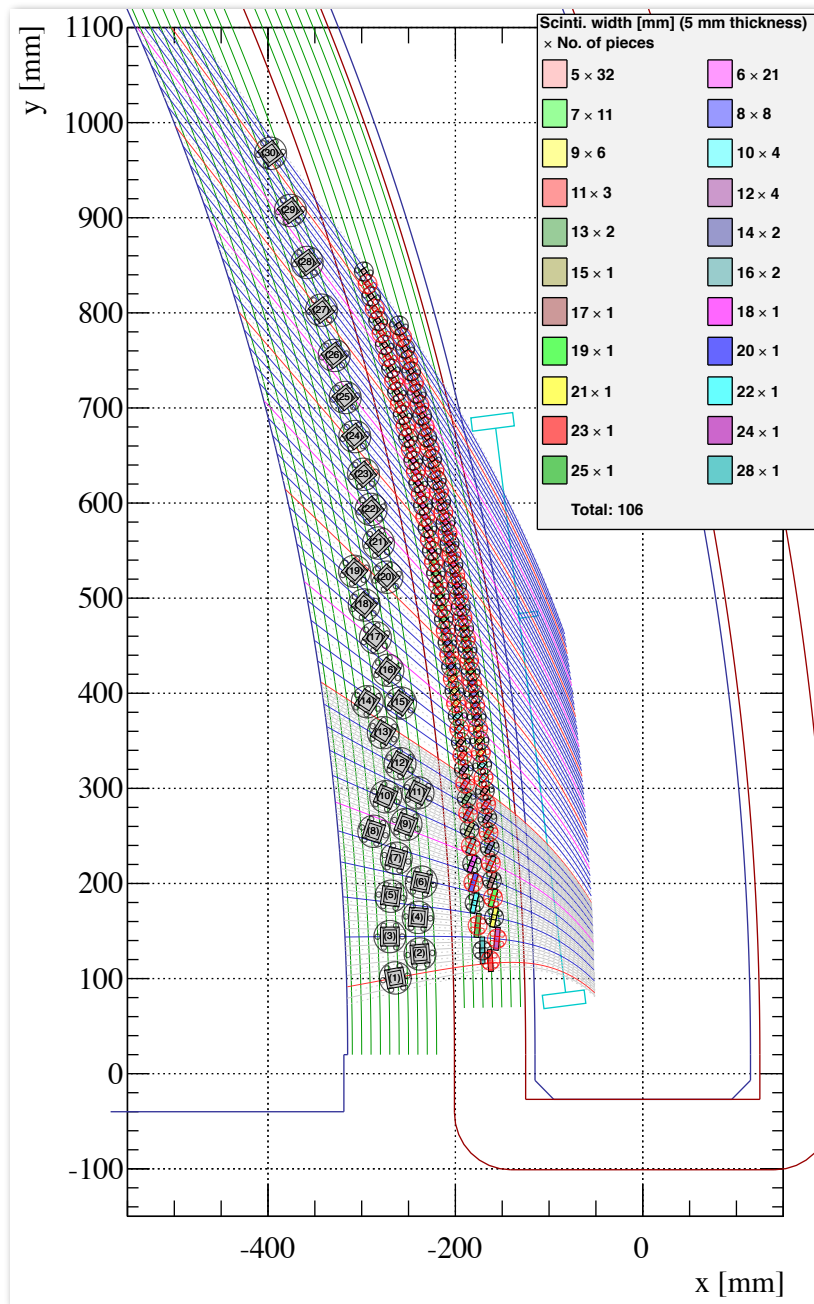


図 30: シミュレーションによる電子の軌跡と TagF/TagB の配置案の例。  
 青と赤の線は散乱電子の軌跡を表す。水色の線は偏向磁石の真空  
 チェンバーの電子取り出し窓のフレームと窓の支柱である。丸い部  
 分は MPPC 基板を表す。電磁石の曲率半径中心からの距離、シン  
 チレータ同士の間隔とオーバーラップのマーヅを設定パラメータ  
 として、自動配置を行うプログラムを作成し、配置を検討した。

## 2.6 筐体デザイン

第二世代目では1つの TagB と4つの TagF を一組のユニットとして、装置を構成するように設計されていた。そのため、MPPC や回路に不具合があった場合にはユニットを交換することで対処出来るようになっていた。

しかし遮光は黒紙で作成した箱を、黒色のシリコン接着剤で固定していた。ユニットを交換するために接着剤を剥がす際に、隣の箱の遮光を破る可能性や箱を破壊する可能性もあった。

新光子標識化装置では、MPPC の交換を簡単にできるように設計した。シンチレータの配置と MPPC がのったプリント基板の配置について、概念図を図 31 に示す。

シンチレータは筐体を開けた穴に固定される。この穴の位置はシミュレーションで決定したシンチレータの配置に合わせてあける。

MPPC を取り付けたプリント基板は、筐体の外側から取り付け、ねじで固定する。遮光のために、基板とプリント基板の間には O リングを入れた。O リングは、桜シール株式会社の SS-200（線径 1 mm、内径 20 mm）を TagB に、SS-080（線径 1 mm、内径 8 mm）を TagF に用いた。

また、第二世代の装置を偏向電磁石のヨーク内部から取り出す時には、偏向電磁石を内側に動かす必要があった。これは、上流にある四重極電磁石と装置が干渉するためである。

偏向磁石を動かすことなく取り出せるように筐体の分割を三つに増やした。簡単に取り出せるようにすることで、ビームタイム以外は装置を外に取り出しておき放射線損傷を防ぐことが出来るようになる。

図 32 は筐体の最終デザインである。偏向磁石のヨークに設置されることから、フレーム材として非磁性材料の ABS 樹脂を使った。

## 2.7 組立

まず最初に、フレームを組み立てし、BM4 偏向磁石を動かさずに装置の着脱が可能かどうかを確認した。図 33 は、仮組したときの写真である。ケーブルの配線はしていないが、使用するコネクタが乗った基板や、脚は取り付けてある。

テストの結果、装置の出し入れには問題はなかった。しかし、偏向磁石入口付近の真空チャンバーを固定しているネジがあり、注意深く設置しないと側面に遮光として張る予定のアルミテープが破損する可能性があることが判明した。

そのため、取り付けおよび取り外し中にネジが装置にぶつからないように、チェンバーと装置の間に保護ボードを入れることとした。装置を出し入れするときに、加速器の電磁石側に保護ボードを取り付けるようにし、必要がないときには取り外せる構造としている。

アルミテープはシンチレータを取り付けている上下の板の側面より内側に張る設計となっている。したがって、筐体本体が保護ボードに当たりながらヨークの隙間に入っていくようにすれば、アルミテープには傷がつかない。

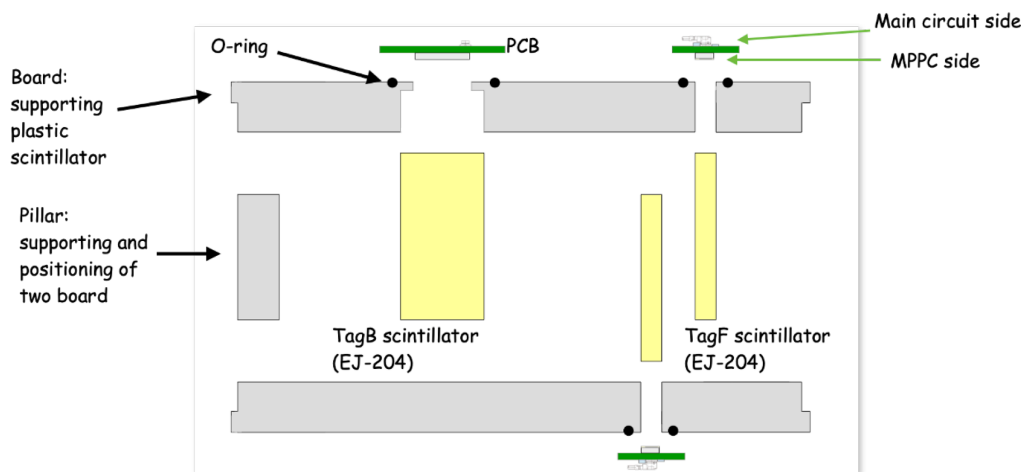


図 31: 筐体の断面図。筐体の上下のフレームにはシンチレータを固定する四角の穴が空けてある。



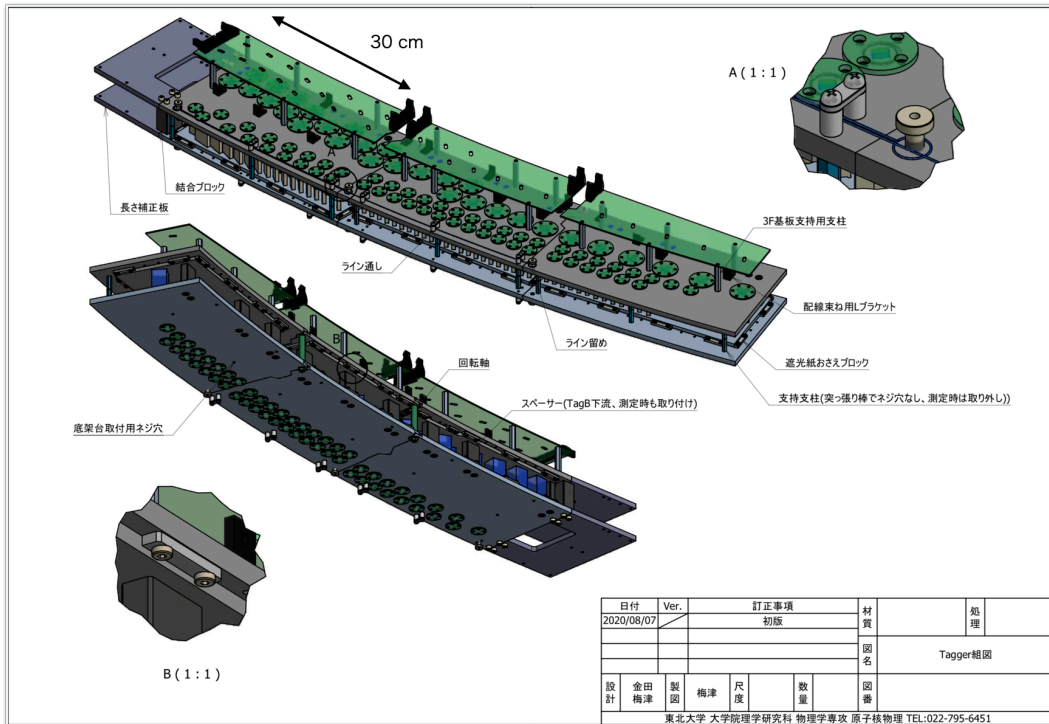


図 32: 新光子標識化装置の筐体の最終デザイン。筐体は三分割されており、それぞれのパーツは棒で接続されており蝶番のようになっている。シンチレータを固定する板は、上下の二層構造になっている。TagB の MPPC とアンプに印可する電圧は、上部に載せたプリント基板を通して配られている。この図面では省略されているが、ヨーク内に設置したレールの上に乗せるための「脚」となるパーツがある。

図 34 のように、反射材としてシンチレータを 100  $\mu\text{m}$  厚のアルミナイズドマイラーで覆った。マイラーの重ね合わせ部分はメンディングテープで固定されている。粘着剤の劣化等ではがれないようにするために、念のためにシールテープ（テフロン）を巻いている。

TagB のシンチレータは、側面状態が鏡面仕上げとして発注した。TagF は、加工後乱反射材を塗布するよう乱反射材を塗布した。そのため、TagB のような処理はしていない。

TagB と TagF のシンチレータを筐体に嵌めて、RTV ゴムでシンチレータを筐体に固定した。すべてのシンチレータを上下のプレートに固定した後、それらのプレートをプラスチック製ネジで固定した。

図 35 に示したように、すべてのケーブルはフロントパネルで接続が切れるようになっている。これにより、装置を電磁石内部から出し入れするときの取り回しを楽にするようにしている。

MPPC ユニットの設置した後、配線を行った。最初に、TagF と TagB それぞれのシグナル読み出しラインおよび TagF のバイアス電圧線をフロントエンド側のコネクタと MPPC ユニットの小型コネクタ付き同軸ケーブル（Hirose, U.FL ケーブル, 直径 1.13 mm）で繋いだ。

TagB の MPPC ユニットのアンプ電源と MPPC へのバイアス電圧は、フレームの上部に取り付けられたプリント回路基板を介して供給される。電圧供給ラインと MPPC ユニットの間はフレキシブル・フラット・ケーブル (FFC) が繋いでいる。図 36 に、電圧供給用の基板と天板上の MPPC 基板とのつなぎ方を示した。

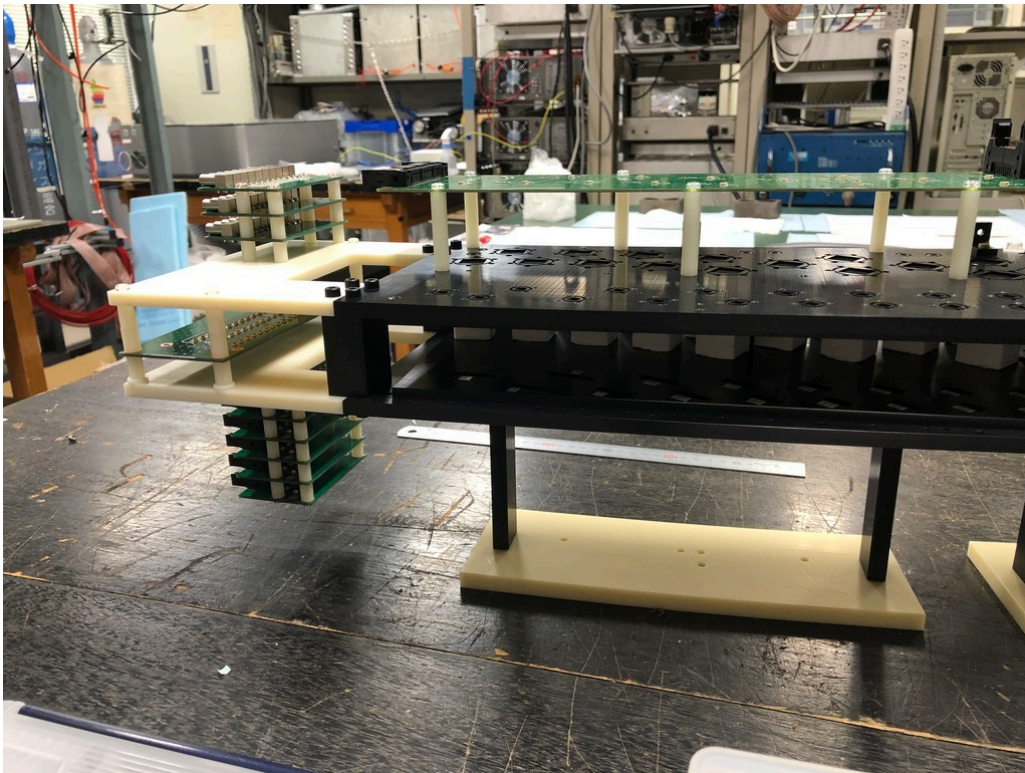


図 33: TagB のシンチレータを入れ仮組立した筐体。筐体の側面は全てのシンチレータを配置した後にアルミテープで遮光する。

図 35 に示されている部分は、偏向磁石入り口側に位置している。TagB と TagF の信号を偏向磁石外にある各モジュールに、電源からバイアス電圧の供給のやり取りをしている。

TagF のバイアス電圧は、外部の直流定電圧電源から、LEMO ケーブルを用いて供給される。分配基盤の上で各 TagF のチャンネルに並列に分割して配られている。細い同軸ケーブルのコネクタとして Hirose U.FL-R-SMT-1 が基板上に実装されている。

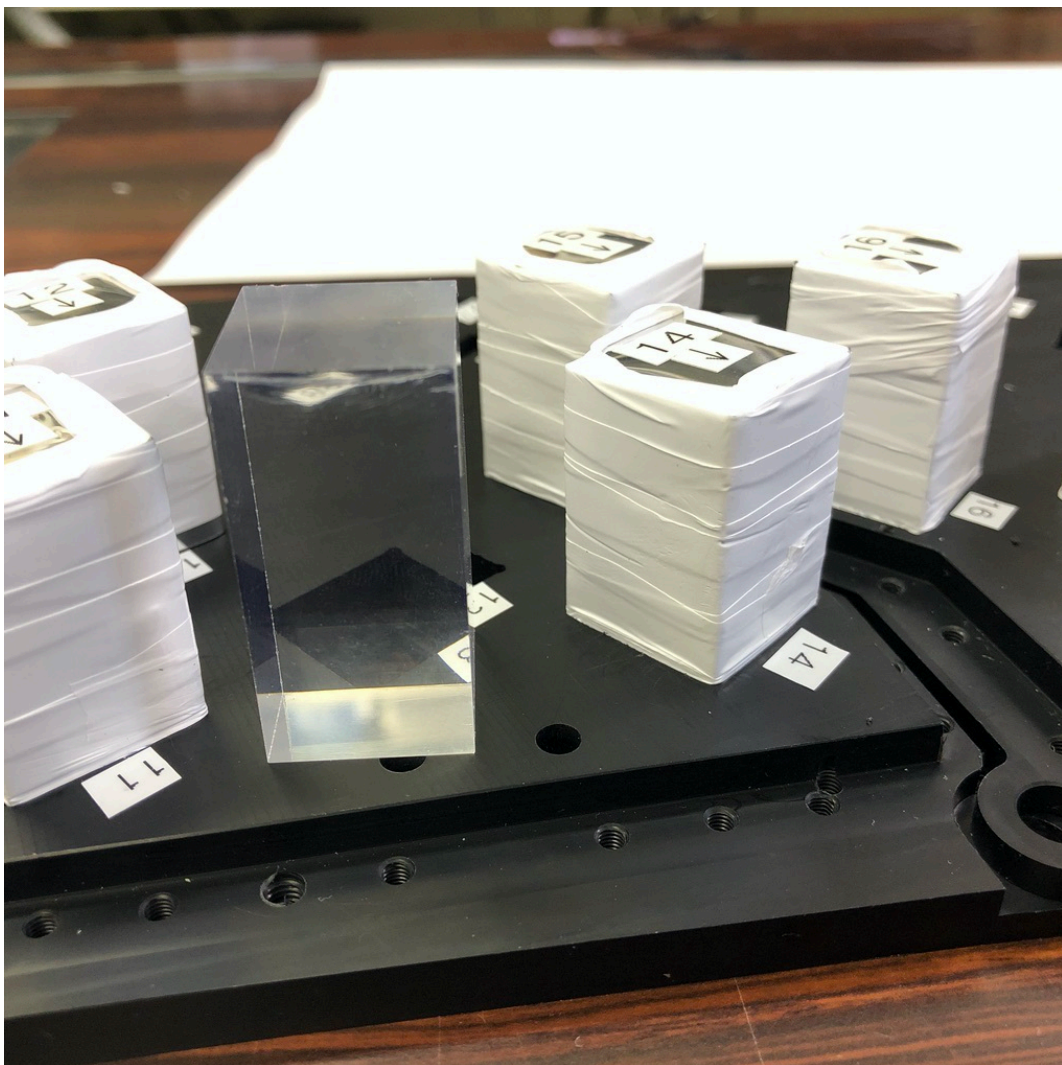


図 34: TagB のプラスチック・シンチレータに反射材をまいて天板に入れる作業をしているときの写真。天板についている段差は、遮光のためのアルミテープを張るための面である。



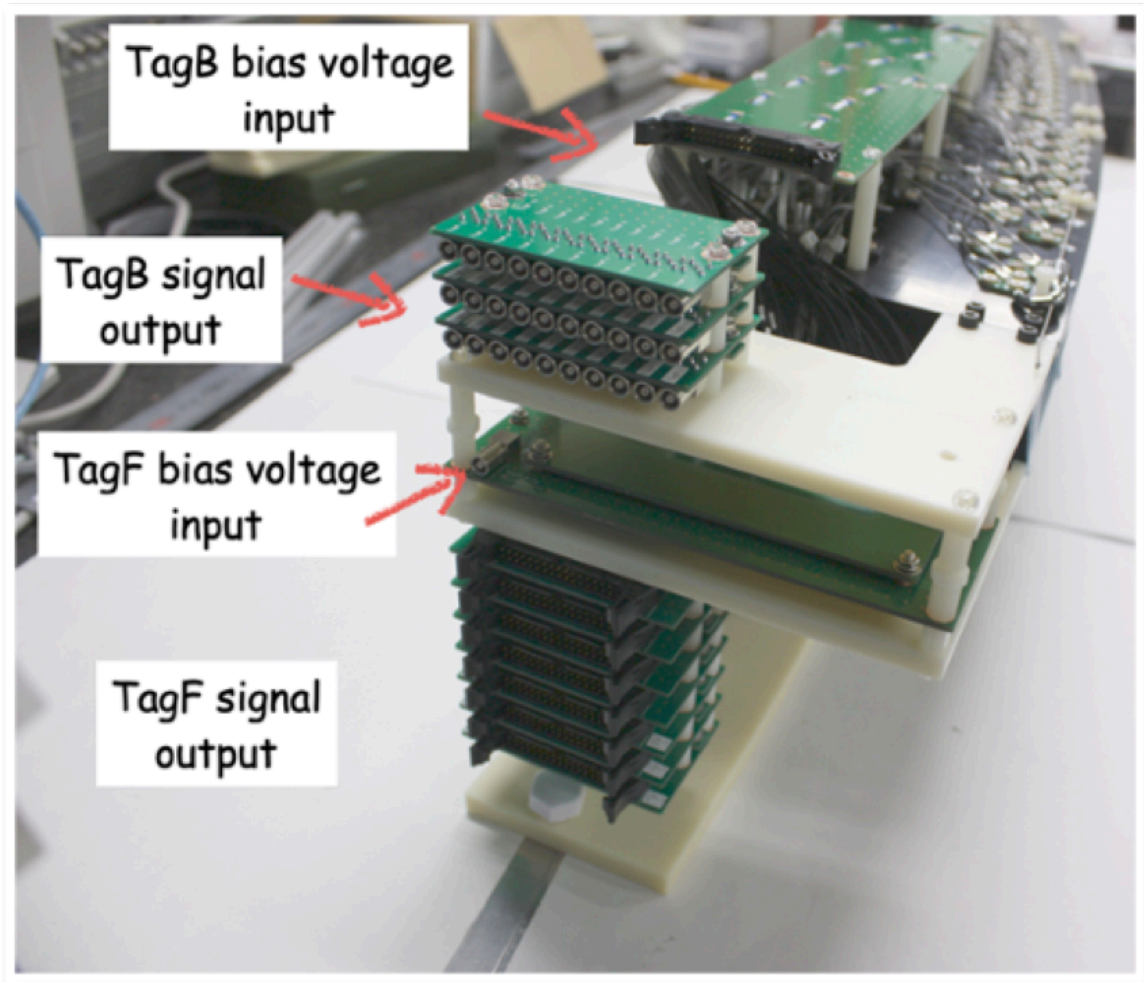


図 35: フロント・エンド・パネルの写真。

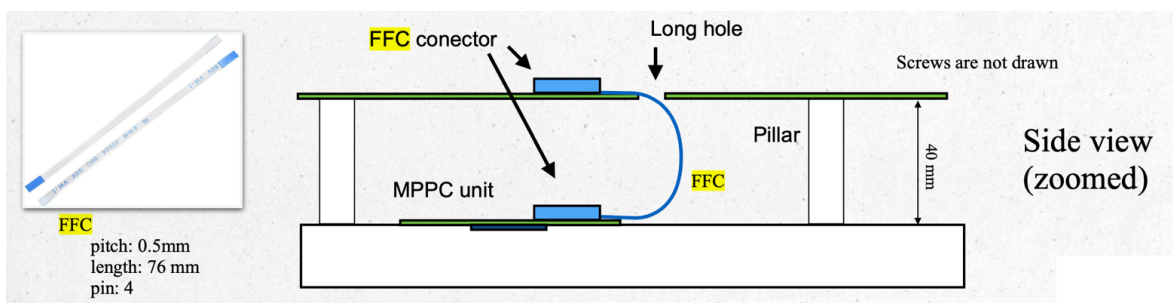


図 36: TagB の MPPC とオペアンプへの電源供給

TagF のシグナルは、フロント・エンド・パネルに取り付けられた MIL コネクタを経由し、NIM-EASIROC へ送られる。ケーブルは、第二世代の装置に使用されていた、両端 34ch. MIL コネクタ付きツイストペアケーブル（シールド付き）を再利用した。

NIM-EASIROC の入力コネクタは、68 ch. ハーフピッチ（Hirose, HIF6 シリーズ）が使われている。そのため、34 ch. MIL コネクタ ×2 と HIF6 シリーズコネクタを変換する基板を作成した。この変換基板と NIM-EASIROC 間は、両端が 68 ch. HIF6 のコネクタがついたツイスト・フラット・ケーブルで接続されている。

TagB のバイアス電圧は、チャンネルごとに調整できるようになっている。バイアス電圧 30 ch. 分とオペアンプの正負電圧電源をまとめて MIL コネクタを経由し供給するようにした。フロント・エンド・パネルから、34 ch. MIL コネクタ対シールドケーブル（TagF シグナルラインと同じように再利用品）が、34 ch. MIL ピンヘッドが付いたアダプター・ボックスに接続される。このボックス内にある変換基板には、バイアス電圧 32 ch. とオペアンプ電源 2 ch. 分 LEMO コネクタが取り付けられている。

バイアス電圧ライン用の LEMO ケーブルは、第二世代の TagB 用に作成したトランジスタを用いた電圧分圧回路につながっている。この回路は、各チャンネル毎に電圧の微調整が行えるようになっている。

TagB シグナルは LEMO ケーブルで、QTC ディスクリミネータ [40] に接続されている。QTC は、ロジックシグナルの幅が入力したシグナルの電荷に比例するモジュールである。出力は TDC モジュールに送る用の ECL 出力の 34 ch. MIL コネクタと、NIM 出力の LEMO コネクタが実装されている。

ケーブルを配線した後の写真を、図 37 に示す。この写真は、新光子標識化装置性能評価テスト実験のため BM4 マグネットの中に設置前に第二実験室内で調整をしていた時のものである。転倒防止および運搬用に作成したアルミ・フレーム製のサポーターの中に収められている。



図 37: 作業中に撮影した写真。TagB のアンプと MPPC に電圧をかけるためのプリント基板が外されている。光子標識化装置は移動するとき及び作業時に装置を支えるためのアルミ・フレームに収められている。

## 2.8 BM4 偏向磁石への設置

光子標識化装置は、BM4 偏向磁石内に設置してある位置出し用レール上を滑らせながら内部に設置する。レールには幅 10 mm の溝が設置されており、装置の筐体底部に取り付けられた位置出しピンがはまるようになっている。位置出しピンは、ねじの先端を直径 10 mm の円柱に加工してある。

このレールは第二世代の装置のために設置されたものである。レールは、電磁石の曲率半径中心と同じ点を中心とする円弧となっている。装置の筐体底部にはこの位置出しピン（根本はねじ）を取り付けるためのタップが切ってある。

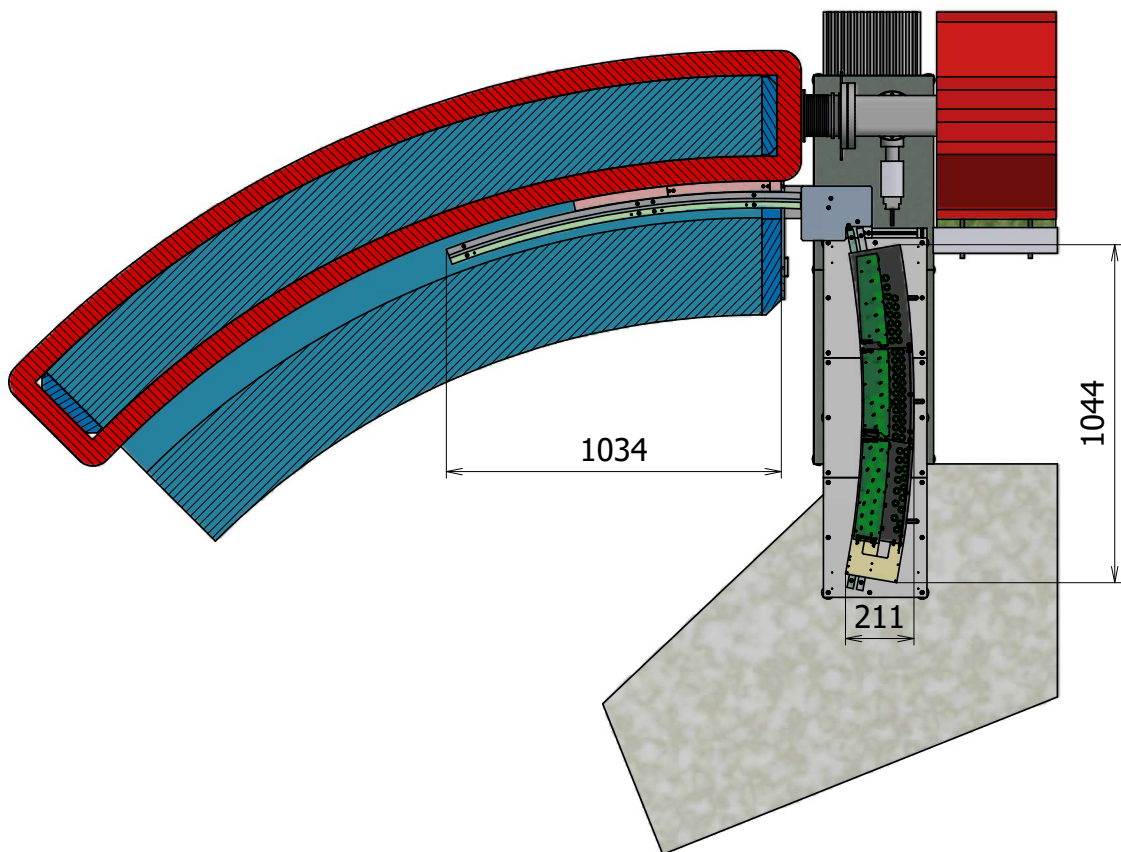


図 38: 光子標識化装置が乗るレールと外部の待機所の位置を示した図面。  
装置は待機所に設置されている。



図 38 に示されている様に、電磁石内部と外側の待機所をつなぐ部分だけ曲率が小さく  
なっている。筐体はその部分を通過する際には位置出しピンを抜く必要があるため、こ  
のピンはねじを加工したものを使い、レールの溝による拘束条件を外せるようになって  
いる。

図 39 に、待機所に光子標識化装置を設置しているときの写真を示す。側に建ててある  
棒は、装置の転倒防止用に設置しているものである。この待機所はアルミ・フレームで  
作成されている。BM4 マグネットを移動する必要がある場合を考慮し、ヨーク内部の  
レールとの接続部分にあるねじを二つ外すだけで簡単に移動できる様になっている。

図 40 のように、筐体を少しずつ移動させながら電磁石内部に入れていく。分割の接続  
部分が蝶番のように開くことで、加速器と干渉せずに内部に入れることができる。

各分割のパートが、マグネット内に入ったところで、位置出しピンのねじを回しレール  
の溝に入れる。図 38 および、図 40 の左側と真ん中の写真中で、BM4 のコイルと、上流  
の Q 電磁石のコイルとの間にある真空チェンバーの前にある透明パネルが、 2.7 章の最

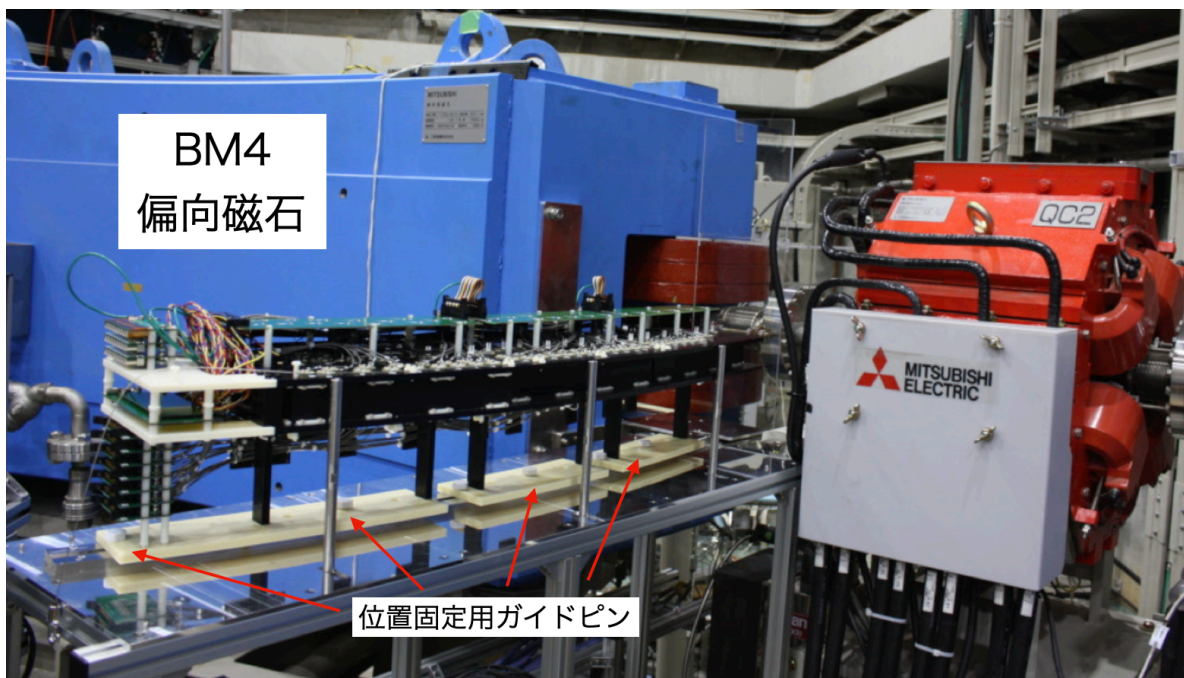


図 39: 待機所に新光子標識化装置を置いているときの写真。新光子標識化  
装置の横に建ててある棒は、転倒防止用である。

初の方で述べている保護用のボードである。

光子標識化装置を電磁石内部に設置後、加速器電子軌道に直行する方向にあたるフロントパネルの側面とヨークの表面との面を合わせることで位置の再現性を保証している。また、最奥部のパーツは、ステンレスワイヤーが取り付けられている。このワイヤーを手前に引っ張り最前部の筐体に固定することで、筐体が開くことを防止している（図 40 の右側の写真中で、右の方に垂れているワイヤーの端が見える）。

最後にフロントエンドパネルに信号ケーブル及びバイアス電圧供給ケーブルを取り付ける。保護ボードは取り外し、加速器周りの物質量をなるべく減らすようにしている。

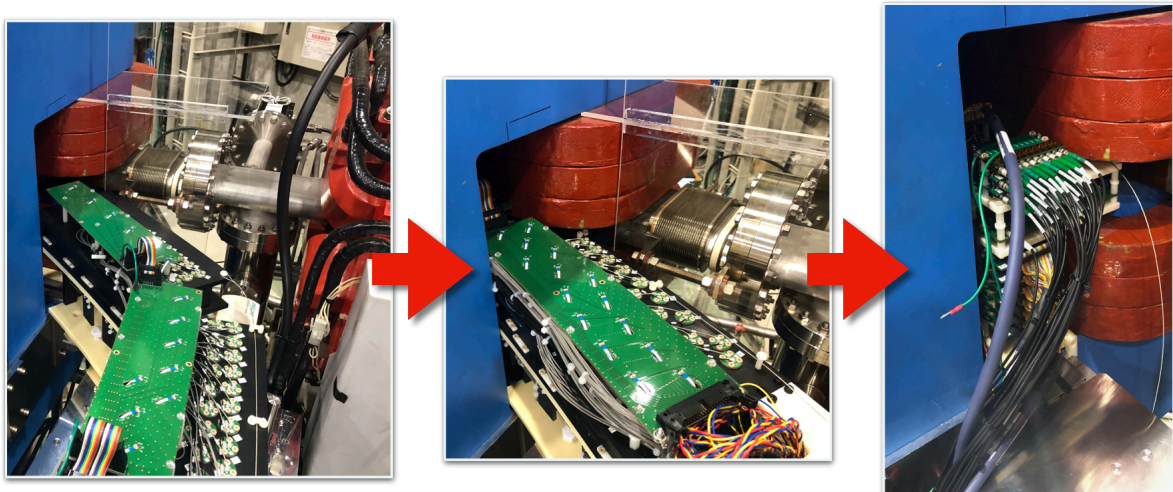


図 40: 光子標識化装置の偏向磁石への設置。筐体を少しずつ移動させていく。ヨークの入り口に近づいたところで蝶番の部分を開き、向きを変える。筐体が内部に入ったら位置出しピンのねじを回し、装置移動中のレールに対する拘束条件を付ける。位置を決定後ケーブルを接続する。

## 3 性能評価

新光子標識化装置の設計において、MPPCの増幅回路を変えず、TagBのシンチレータサイズや配置を一新した。新調したTagB単体で要求されている時間分解能を満たしていることを確認するため、ELPH GeV $\gamma$ 照射室の陽電子ビームを用いて実験を行った。

この実験では、時間分解能の増幅回路のPZCの抵抗値、ディスクリミネーターの閾値依存性やビーム照射位置依存性を調べた。この実験で得られた結果よりTagBの増幅回路の構成を決定し、光子標識化装置の実機を組み立てた。

完成した実機では、第二実験室で $\gamma d \rightarrow dX$ 反応の物理データを取得した時に光子透過率を測定し、従来の装置との比較を行った。

### 3.1 TagB の時間分解能

ELPH GeV $\gamma$ 照射室の陽電子ビームを用いて、TagBの時間分解能の評価実験を行った。そのために、3つのTagBテスト機を用意し、3つのTagB間の飛行時間(Time Of Flight:TOF)より個々の分解能を求めた。この実験では、以下の時間分解能の依存性についてデータを取得した。

- MPPCのバイアス電圧依存性
- QTCの閾値依存性
- ビーム照射位置依存性
- PZCの抵抗値依存性

#### 3.1.1 ELPH GeV $\gamma$ 照射室

BST-ringにはBM4光子ビームラインの他に、BM5光子ビームラインがある[16]。(図41) BM4光子ビームラインと同じく炭素ワイヤーを挿入することで周回電子が制動放射を起こすことで光子を生成している。ビームライン上には厚さ20  $\mu\text{m}$  金属箔が置いて

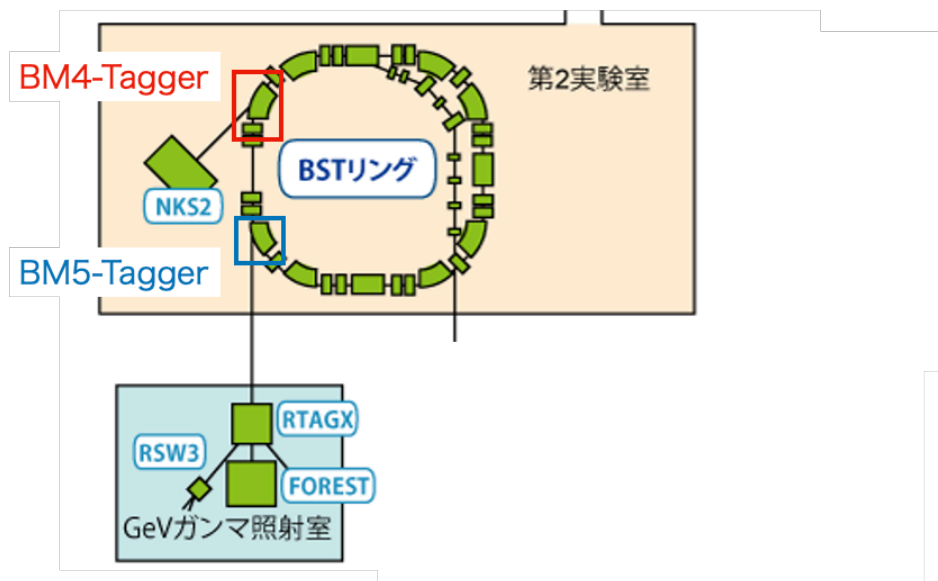


図 41: BST-ring にある二つの光子ビームライン。BM4 光子ラインは NKS2 を用いた実験に、BM5 光子ラインは RTAGX や FOREST を用いた実験に使われている。

あり、光子がそれを通過するときに電子・陽電子対生成が起きる。対生成した電子と陽電子を RTAGX と呼ばれる双極電磁石で 30 度に運動量分析したものを検出器の性能評価用のビームとして用いている [1]。

### 3.1.2 実験セットアップ

実験時における検出器の配置は、図 43a のようにした。三つの TagB テスト機をビーム方向に平行になるように並べて置いた。Finger 1 から Finger 4 はプラティックシンチレータと光電子増倍管 (浜松ホトニクス H6612) を組み合わせた検出器である。前後に二つずつ交差するように置き、ビームが 3 つのテスト機を通過したことを保証するために設置した。

### 3.1.3 TagB テスト機の概要

テスト機は、ビーム上流から TagB1,B2,B3 と呼ぶ。図 43b のように治具で固定されており、MPPC とシンチレータの間はオプティカルグリスで光学接続されている。基板は



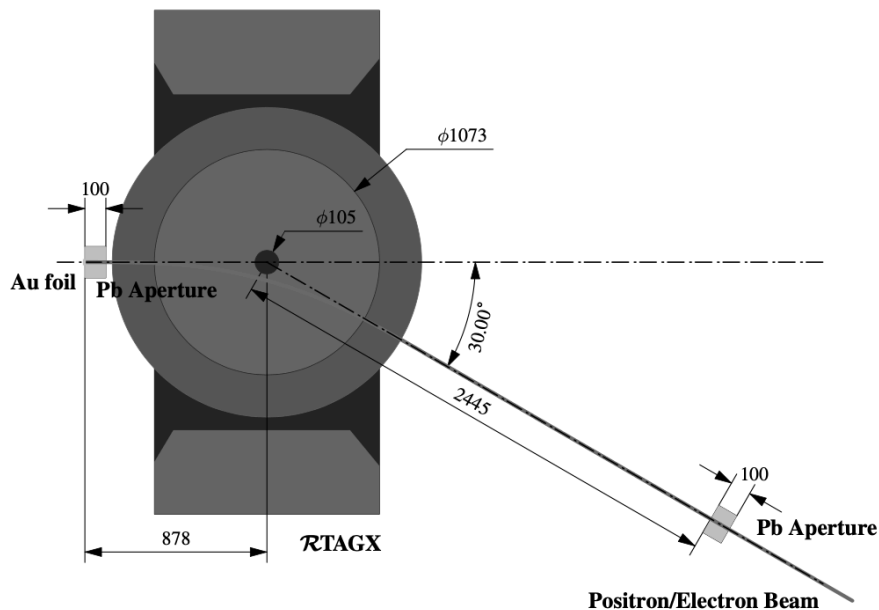


図 42: GeV $\gamma$  照射室に設置されている双極電磁石 RTAGX [1]。BM5 光子ビームライン上に金箔で、光子が電子・陽電子対生成を起こす。RTAGX によって 30 度に運動量分析された陽電子・電子ビームを検出器の性能評価用ビームラインとして使用している。

治具にネジ留めされている。

TagB の MPPC 回路は、第二世代の装置と構成を全く同じになるよう [38] に制作した (基板パターンは異なる)。第二世代に TagB で用いられていた MPPC は S11828-3344M(X1) であった。この MPPC はすでに生産中止となっていたため、S13361-3050NE-04 を用いている。MPPC が異なっていたため、制作後に確認した第三世代の TagB のアンプ出力に 10 - 20 ns 周期程度のリングングが観測された。

リングング防止にはダンピング抵抗を直列に入れ、インピーダンス・マッチングを行う。最初に、プリント基板のパターンを削り表面実装の抵抗を取り付けるようにしたものでテストした。ダンピング・抵抗として、20  $\Omega$  程度の抵抗を入れるとリングングが消えることを確認した。

その後阪大 RCNP の白鳥氏から、コンデンサが実装される部分に「立体的に」抵抗とコンデンサを入れる方法を教えてもらった。この方法での実装は、図 44a の様に二つの素

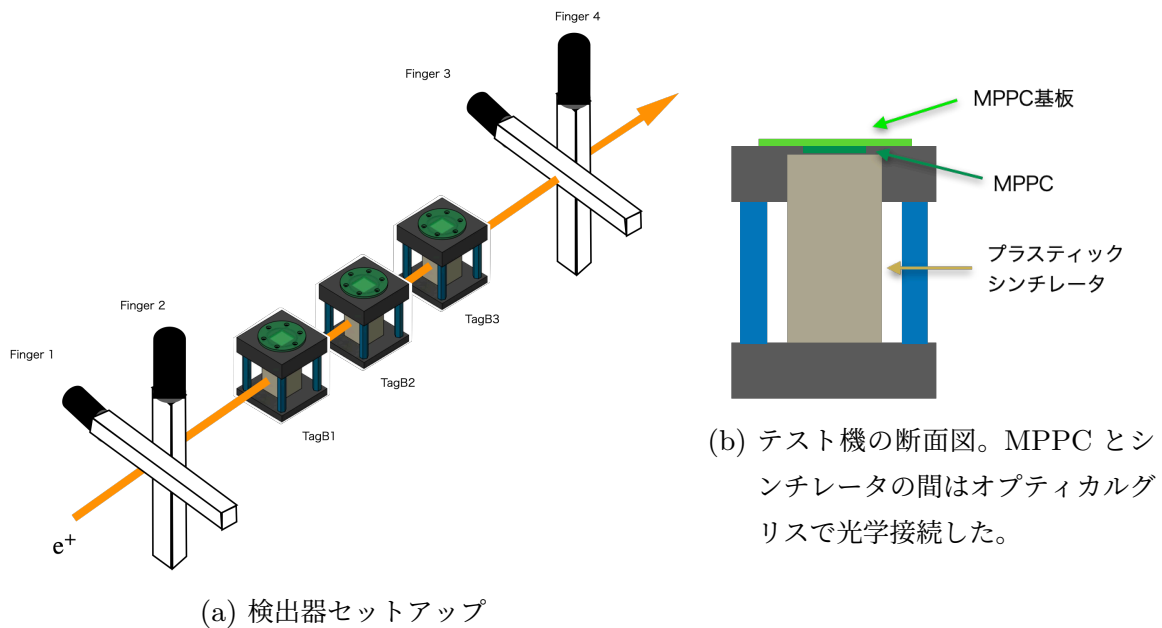


図 43: TagB 時間分解能評価実験の概要図。43a では、陽電子ビームが三つの TagB と四つのリファレンスカウンターを真っ直ぐ通過するように配置した。また、テスト機では MPPC とシンチレータの間はオプティカルグリスで光学接続してある。

子が横から見て山形になるようにハンダ付けする。このテスト実験では、素子の配置が山形になった状態の TagB 二つを用い、それぞれ TagB1, TagB2 と呼ぶ。また、パターンを削って抵抗を実装したものは、TagB3 と呼んだ。

コンデンサと並行になる部分には、PZC の抵抗が実装される。そのため、TagB1/TagB2 と TagB3 とでは、同じダンピング抵抗と PZC 抵抗を用いても、シグナルラインの特性インピーダンスが異なることとなる。その違いがあるかについての試験も、このビームテストには含まれていた。

下記の時間分解能の依存性のデータでは、基板と治具の間に隙間があったことで TagB1 の信号が TagB2,B3 の信号よりも波高が低くなっていることが実験中に判明した。 $\frac{1}{4}$  倍ほど低くなっていたため、TagB2,B3 の信号を attenuator で 7dB 減衰させ、TagB1 と同じくらいの信号になるように調整した。TagB テスト機の MPPC へのバイアス電圧を一括でかけていたためこのような処置をした。

MPPC のバイアス電圧依存性、QTC の閾値依存性、ビーム照射位置依存性では PZC の抵抗を実装せずに測定を行った。

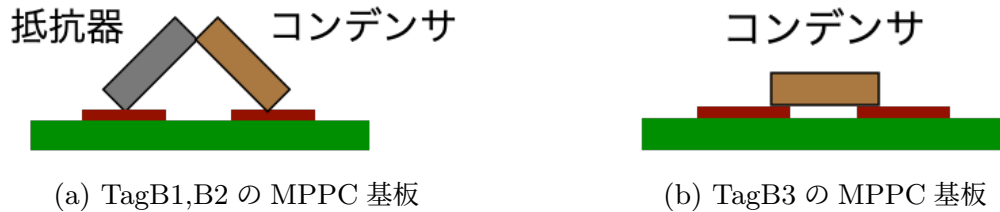


図 44: テスト機毎の MPPC 基板上でのコンデンサを実装されるべき場所での素子の配置

#### 3.1.4 データ収集系

図 45 が、データ収集系の概要である。DAQ (Data AcQuisition) システムには UNIDAQ [41] を採用した。QTC と書かれているのは、電荷-時間幅変換機能のついた Leading Edge 型のディスクリミネータ [40] である。QTC からの信号をイベントトリガー生成と時間測定用ロジックラインに分けた。

ロジックラインは 32 ch Multi-Hit TDC モジュール CAEN V1290 に入力した。V1290 はロジック信号の Leading edge と Trailing edge の両方の時間情報を記録できるモジュールである。Trigger 信号が入力されると設定したタイムウインドウだけ時間を遡り、その範囲にあるデータを変換し出力する。設定したタイムウインドウは  $1 \mu\text{s}$  で、1ch あたりの分解能は 25 ps である。

UNIDAQ の制御は I/O レジスタ RPV-130 で行っている。RPV-130 の INPUT に信号が入力されると UNIDAQ がデータを処理し始める。UNIDAQ がデータ処理を行っている間は RPV-130 から BUSY 信号を出力することでトリガー生成を制御している。具体的には、Start 信号にコインシデンス信号、Stop 信号に RPV-130 の BUSY 信号を用いた Latch 方式の Gate and Delay の信号を veto 信号としてトリガーを生成しているコインシデンスモジュールに入力することで制御している。

ビーム照射位置依存性のデータ取得の時には、データ取得の Trigger を Finger1 ⊗

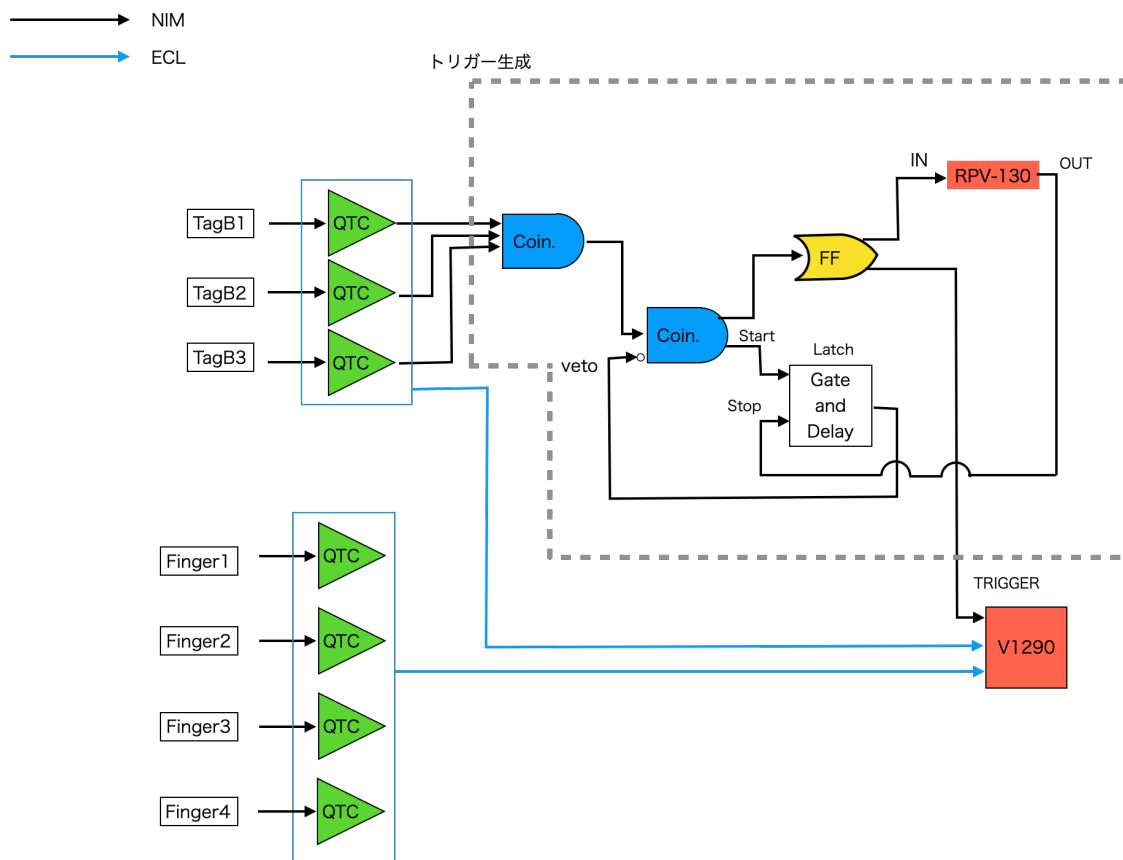


図 45: TagB テスト機の実験におけるデータ収集系の概略図。DAQ システムは UNIDAQ [41] を用いた。TagB と Finger の信号は QTC でロジック信号に変換し、マルチヒット TDC CAEN V1290 でデータ取得した。I/O レジスタ RPV-130 で UNIDAQ とトリガーの制御を行った。

Finger2 ⊗ Finger3 ⊗ Finger4 としてビームが 3 つの TagB テスト機を通り抜けたことを保証した。それ以外の依存性のデータ取得には、TagB1 ⊗ TagB2 ⊗ TagB3 を Trigger とした。

### 3.1.5 タイムウォーク補正

Leading Edge 型のディクリミネータでは、ロジック信号に変換する際に、アナログ信号の波高によって閾値を超えるまでの時間に差が生まれる。そのため、波高に応じて、タイミングがずれる。この効果をタイムウォークと言う。(図 46)

時間分解能を算出する前にタイムウォークの補正を行った。タイムウォークを次のように補正する。

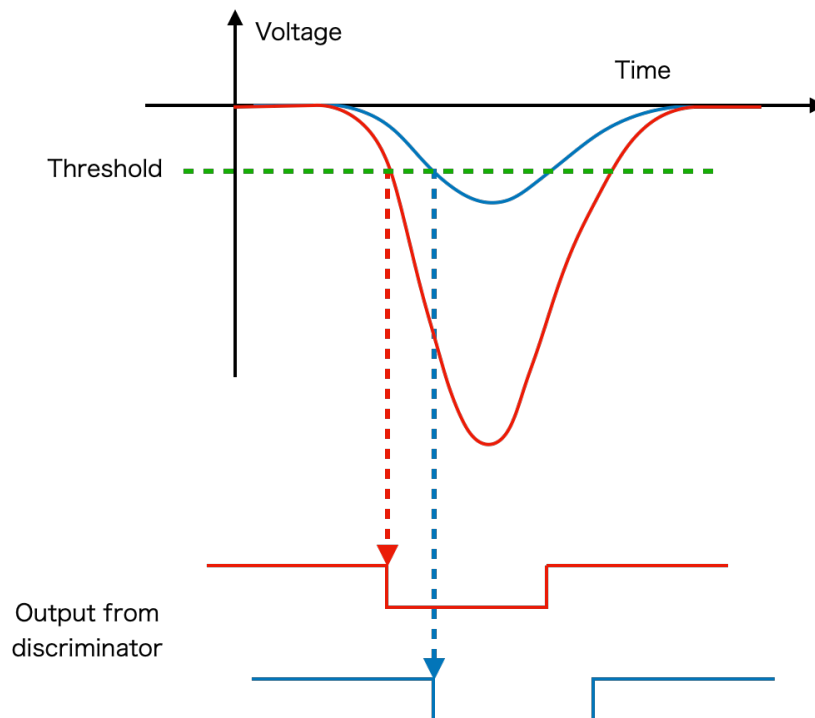
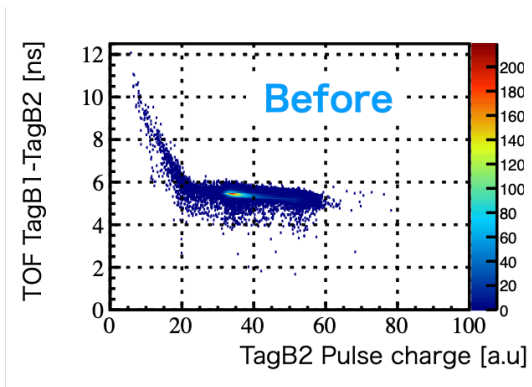


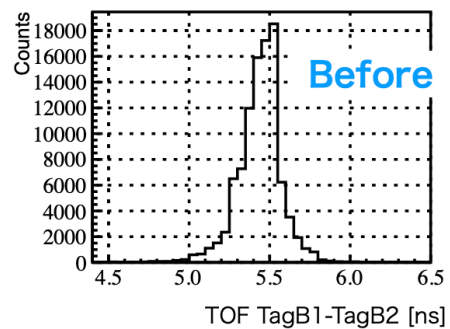
図 46: タイムウォーク効果の模式図。立ち上がりが同じタイミングでも信号の高さにより閾値を超えるタイミングにズレが生じる。

1. 各カウンターの TDC の情報に対してパルスの大きさの情報を使って補正する関数を仮定する。その関数を用いて TDC の情報に対して補正をかける。
2. 補正した時間情報を使って TOF を計算する。全てのカウンターのイベント毎の TOF の和を最小化すべき関数とし、補正関数のパラメータの最適化を行う。

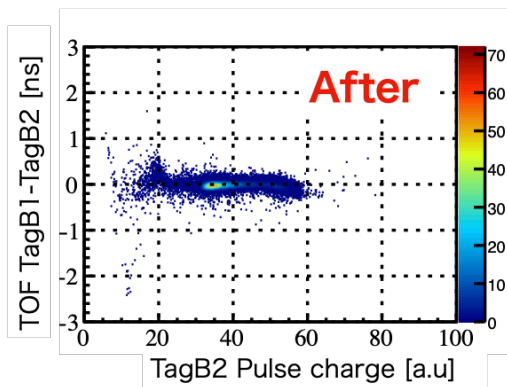
3. 補正関数のパラメータの最適化のあとに、補正した TDC の情報を使って TOF とその TOF を作るために使った各カウンターの電荷に対応するロジック信号の時間幅との二次元相関を作る。二次元相関からタイムウォークの影響を確認する。
4. タイムウォークの効果が消えるまで以上のステップを繰り返し行う。



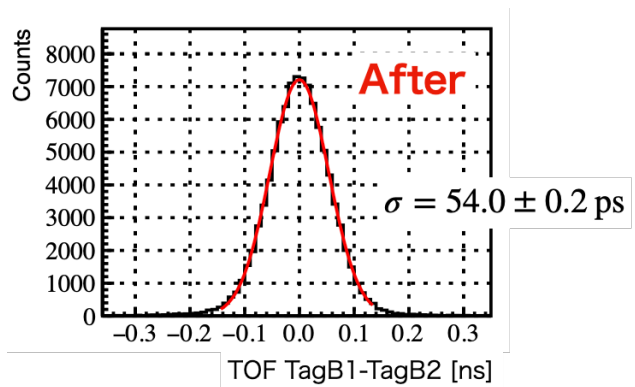
(a) 補正前の TOF-Pulse charge 相関



(b) 補正前の TOF 分布



(c) 補正後の TOF-Pulse charge 相関



(d) 補正後の TOF 分布

図 47: タイムウォーク補正前後の TOF-Pulse charge 相関と TOF 分布。  
(b) と (d) は、(a) と (c) の Y 軸方向に射影したもの。

### 3.1.6 固有時間分解能

図 47a と図 47c は補正前後の TOF-Pulse charge 相関である。図 47b と図 47d は図 47a と図 47c の Y 軸方向に射影したものである。図 47 のように補正後の TOF 分布に対して、ガウス関数でフィッティングを行う。得られたガウス関数の  $\sigma$  を TOF の時間分解能とし、フィッティングの誤差を TOF 分解能の誤差として採用する。式 (3)-(5) のように 3 つの TOF の時間分解能から誤差伝搬の式を用いて 3 つのテスト機の固有時間分解能を得た。

$$\sigma_{TagB1}^2 = \frac{1}{2}(\sigma_{TagB1-TagB3}^2 + \sigma_{TagB1-TagB2}^2 - \sigma_{TagB3-TagB2}^2) \quad (3)$$

$$\sigma_{TagB2}^2 = \frac{1}{2}(-\sigma_{TagB1-TagB3}^2 + \sigma_{TagB1-TagB2}^2 + \sigma_{TagB3-TagB2}^2) \quad (4)$$

$$\sigma_{TagB3}^2 = \frac{1}{2}(\sigma_{TagB1-TagB3}^2 - \sigma_{TagB1-TagB2}^2 + \sigma_{TagB3-TagB2}^2) \quad (5)$$

### 3.1.7 結果

前節のようにした得られた時間分解能のバイアス電圧依存性、QTC の閾値依存性、ビーム照射位置依存性、PZC の抵抗値依存性を以下に示す。

■3.1.7.1 バイアス電圧依存性 MPPC へのバイアス電圧を上げると増幅率、クロストークや検出効率といった特性が変化するため、その変化が時間分解能にどう影響するかを確認した。

MPPC(S13361-3050NE-04) の浜松ホトニクス株式会社の推奨電圧である 54 V から電流が流れすぎない 59 V までの範囲で測定した。図 48 が時間分解能のバイアス電圧依存性を表している。測定した範囲においては、時間分解能  $\sigma = 100$  ps よりも良い分解能を達成している。

一般的にバイアス電圧が高い場合、MPPC の出力パルスも大きくなり、高レートでのシグナルのオーバーラップ確率が増える。そのため、低い電圧側で分解能の良い 55 V を

バイアス電圧として採用した。

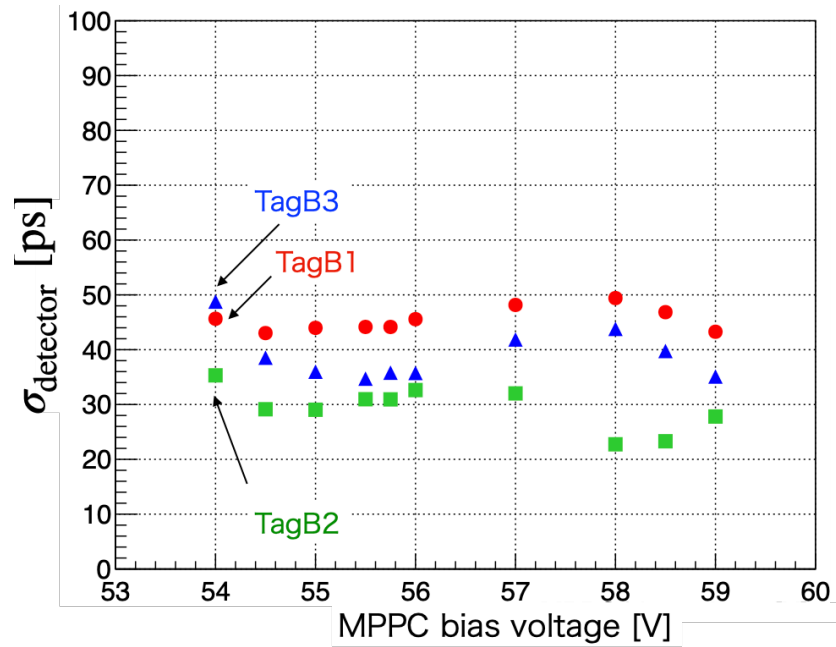


図 48: TagB の MPPC(S13361-3050NE-04) の浜松ホトニクス株式会社の推奨電圧である 54 V から 59 V までの範囲の時間分解能の依存性を確認した。測定した範囲においては、要求性能  $\sigma < 100$  ps を達成している。



■3.1.7.2 QTCの閾値依存性 QTC [40]はMPPCからの電荷量に関連する幅を持つロジック信号を出力する。QTCには $V_{th1}$ と $V_{th2}$ の2つのパラメータがある。 $V_{th1}$ はロジック信号のleading edgeを生成するためのパラメータ、 $V_{th2}$ はロジック信号のtrailing edgeを生成するパラメータである。

3.1.5節で述べた様にタイムウォーク効果によって、ロジック信号に変換する際に、アナログ信号の波高によって閾値を超えるまでの時間に差が生まれる。一般に閾値を大きくしていくとアナログ信号が閾値を超えるまでの時間差が小さくなるため時間分解能も変化する。2つのパラメータの組み合わせによって時間分解能がどう変化するかを確認した。測定したパラメータの組み合わせは閾値が段々と大きくしていった。また、 $V_{th2}$ を固定し $V_{th1}$ を変化させた場合の変化も測定した。

図49より測定した組み合わせでは、時間分解能に依存性はなかった。

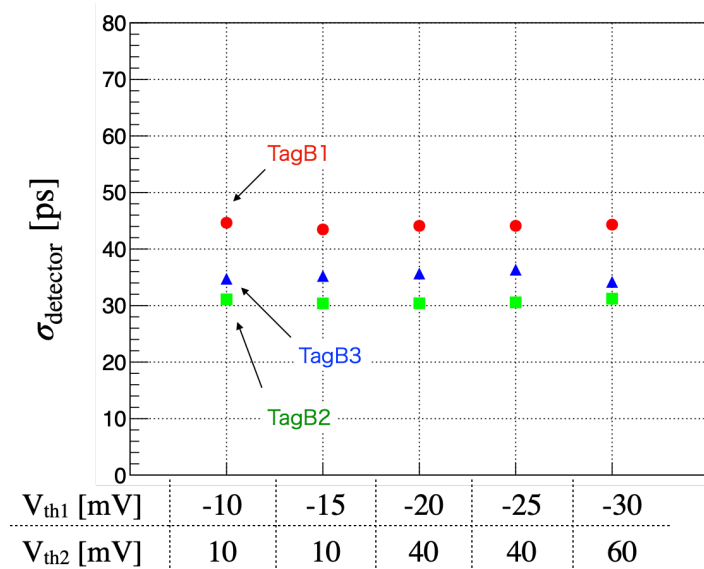
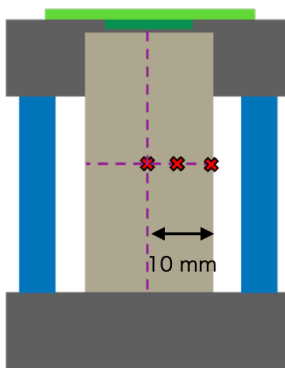


図49: QTCの $V_{th1}$ と $V_{th2}$ の2つのパラメータの組み合わせを変えていった時の時間分解能の依存性。

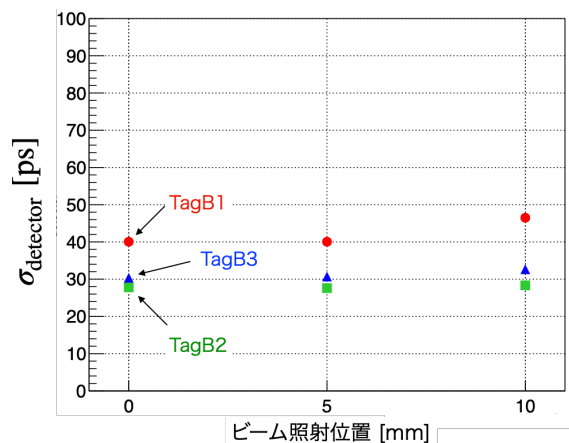
■3.1.7.3 ビーム照射位置依存性 ビーム照射位置によってシンチレーション光がMPPCの受光面に辿り着く経路が異なる。経路によって時間分解能がどのように変化するかを調べた。

図 50a のように、TagB のシンチレータの側面の中心を原点にして 5 mm 間隔でビームの照射位置を水平方向に移動させていった。

図 50b より、大きな依存性はなかった。時間分解能のビーム照射位置に大きな依存性がなかったため、実際の標識化装置でも散乱電子のエネルギーが異なっても時間分解能に大きな変化が無いことがわかった。



(a) TagB テスト機の鉛直方向の断面図。赤い印がビーム照射位置である。



(b) 時間分解能のビーム照射位置の依存性

図 50: シンチレータへのビーム照射位置とその位置の時間分解能依存性。  
ビーム照射位置は (a) のようにシンチレータの真ん中を基準に 5 mm 幅で移動させていった。

■3.1.7.4 Pole zero cancelation の抵抗値依存性 TagB の増幅回路は第二世代目と基本的に同じ設計であるがより良い時間分解能を目指すために PZC の実装を検討した。そのために時間分解能の PZC の抵抗値依存性を測定した。

PZC を実装することで、MPPC からの信号のオーバーシュートを補償しオーバーシュートによる信号の波高のばらつきを抑える。

PZC の抵抗値は、51、330、550  $\Omega$  の 3 つの種類を選んだ。時定数としては、5.1 ns、33 ns、55 ns である。データ取得が終わる毎にハンダ付けで付け替えながら行った。

図 51 は、比較として抵抗なし、PZC の抵抗値が 51  $\Omega$ 、330  $\Omega$ 、550  $\Omega$ 、550  $\Omega$ (閾値変更) の時間分解能の依存性を示している。タイムウォークの影響が小さいパルスチャージが大きいイベントを選択した。QTC の閾値は TagB1 が (-15 mV, 10 mV) から (-21 mV, 8 mV)、TagB2 が (-10 mV, 10 mV) から (-19.3 mV, 42.1 mV)、TagB3 が (-10 mV, 10 mV) から (-20.1 mV, 40.9 mV) に変更した。

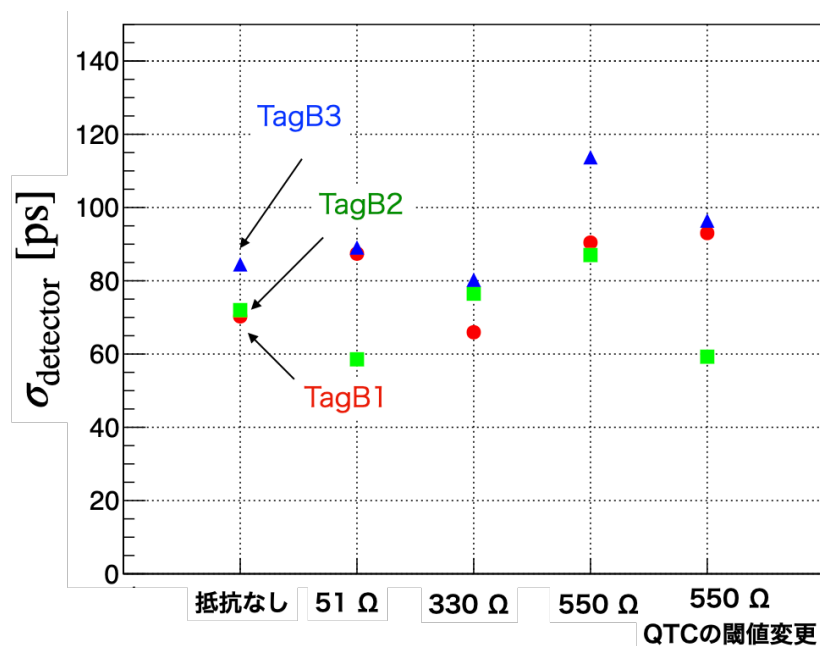
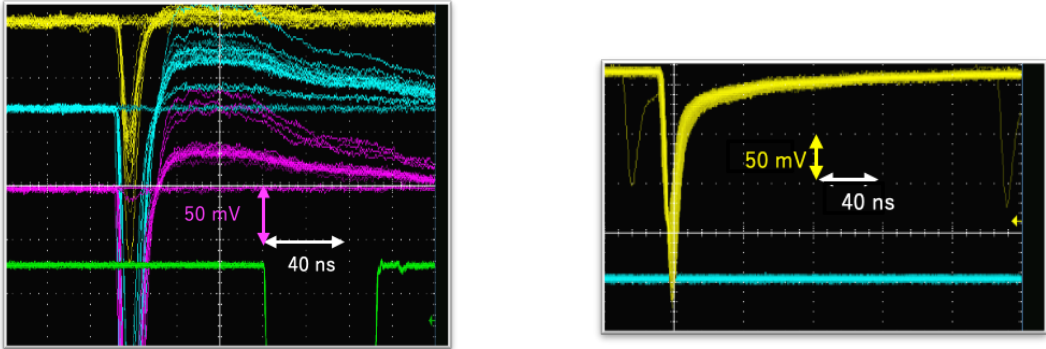


図 51: 時間分解能の PZC の抵抗値依存性。タイムウォーク補正なし。オンライン解析でタイムウォークの影響が小さいパルスチャージが大きいイベントを選択した。左から、抵抗なし、51  $\Omega$ 、330  $\Omega$ 、550  $\Omega$ 、550  $\Omega$ (閾値変更) の時間分解能である。

この結果から、PZC の抵抗なしの時と同じ程度の時間分解能がある 330  $\Omega$  が実装する抵抗値の候補となった。

330  $\Omega$  の抵抗を実装すると図 52 より実装していないものと比べて MPPC の信号からオーバーシュートが抑えられていることがわかった。後述する 3.2 節の実験までに装置を組み上げる必要があったため、タイムウォーク補正なしのオンライン解析の結果を元に



(a) PZC の抵抗をつけていない時の MPPC の信号 (b) 330  $\Omega$  の抵抗を実装した時の MPPC の信号

図 52: MPPC の信号の比較。(a) は抵抗なし時の図でこのうち、黄色、水色、マゼンタが MPPC の信号でオーバーシュートが見られる。オシロスコープで増幅回路からの出力を見た。(b) は 330  $\Omega$  の抵抗を実装した時の MPPC の信号。オーバーシュートが消えていることがわかる。

PZC の実装と抵抗値を決めた。

しかし、実機を組み上げた 3.2 節の実験で取得したデータを解析すると、図 53 のようにパルスチャージの分布にピークがいくつもあることがわかった。

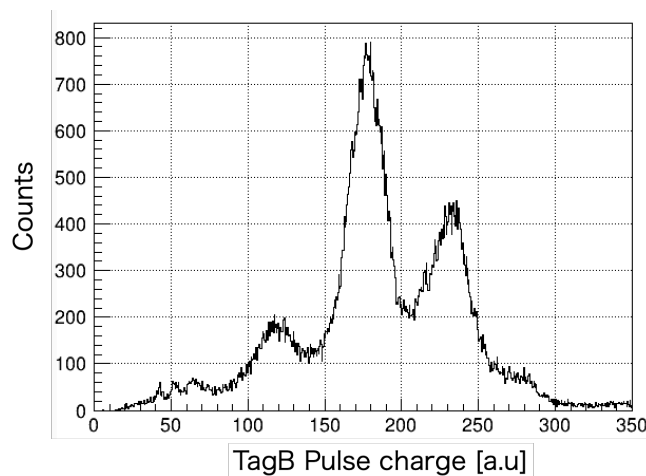


図 53: TagB の Pulse charge 分布。

そのため、実験後に  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$  の  $\beta$  線源を用いて QTC からのロジック信号を確認した。

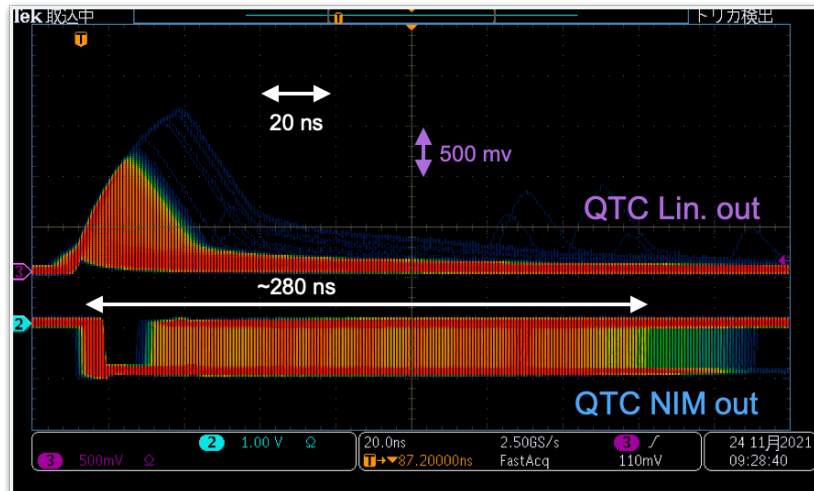


図 54: PZC 取り外し前の QTC の出力。  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$  の  $\beta$  線源を用いたオシロスコープの画像。

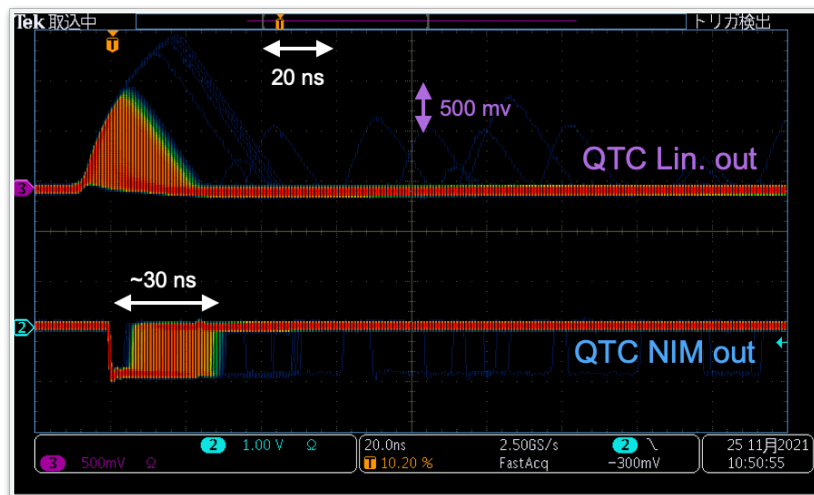


図 55: PZC 取り外し後の QTC の出力。  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$  の  $\beta$  線源を用いたオシロスコープの画像。

図 54 と図 55 に PZC の抵抗を取り外す前と後の信号を比較した。図 54 と図 55 にある Lin. out は、入力した信号を QTC で線形の三角パルスに整形した出力である。PZC を

実装したことでオーバーシュートは消えたが積分した信号の減衰時間長くなり、長いテールを作っていることがわかった。図 53 の分布は、図 54 のような長いテールの構造を反映したものとわかった。

今後の実験において、加速器のビームカレントを上げることがあればロジック信号の幅が長いためオーバーラップによる数え落としが多くなることが予想される。

また、図 56 はタイムウォーク補正後の時間分解能の PZC の抵抗値依存性である。PZC を実装すると実装前の分解能に比べて数十 ps 悪化することがわかった。

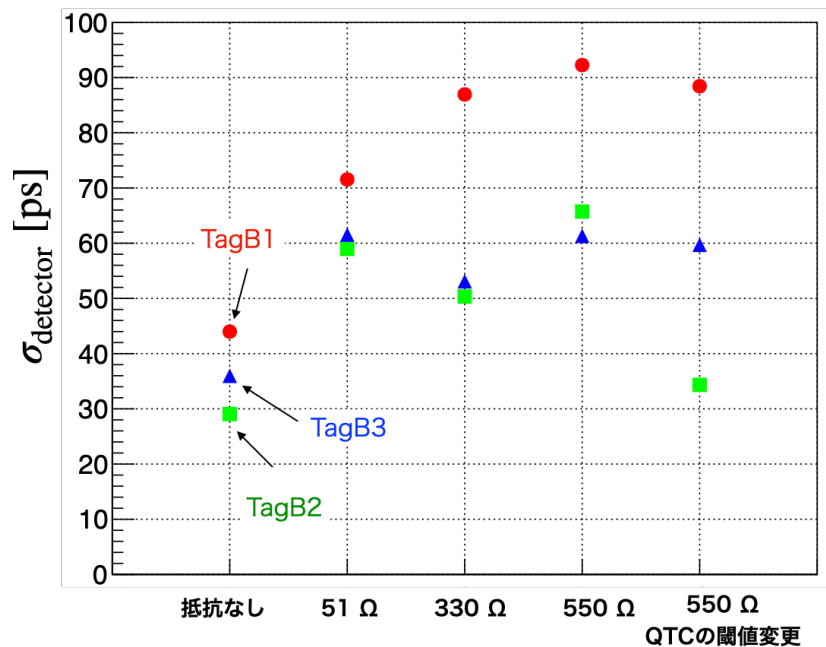


図 56: タイムウォーク補正後の時間分解能の PZC の抵抗値依存性。左から、抵抗なし、51 Ω、330 Ω、550 Ω、550 Ω(閾値変更) の時間分解能である。

以上から、PZC を取り外して信号を短くすることでオーバーラップを少なくでき、時間分解能も高分解能を達成できる。そのため、PZC を取り外すことに決めた。

PZC を取り付ける根拠となった MPPC 信号のオーバーシュートは、(1) 図 56 に示すように PZC 無し (オーバーシュートのある) の方が時間分解能が良いこと、(2) 実際のデータ取得の時にシングルレートが高くなり、信号がテール部分で重なり合うことで信号

のベースラインがずれることはどちらの場合でも起きる。しかし、QTC から出力されるロジック信号の幅には図 54 と図 55 のように大きな違いがあるため信号のオーバーラップを少なくするという観点からは PZC 無し (オーバーシュートのある) の方が良いという理由から補正しないことに決めた。

## 3.2 光子透過率

光子標識化装置を組み立て、実際に偏向磁石内に設置した。標識化した光子が標的まで届く割合 (光子透過率) を測定した。

### 3.2.1 実験セットアップ

光子透過率を測定する時には、NKS2 スペクトロメータの最下流にある鉛ガラスチェレンコフ検出器 (LG) を用いる。( 1.5.2 章を参照 )

LG のレート耐性により通常の物理データ取得の時とは異なり、ビームカレントを絞ったフェイントビームによる測定を行う。

TagB の全セグメントの OR 信号のレートが 1 kHz 未満になるように調整した。イベントトリガーは物理データ取得のものとは異なり、TagB の全セグメントの OR 信号のみとした。

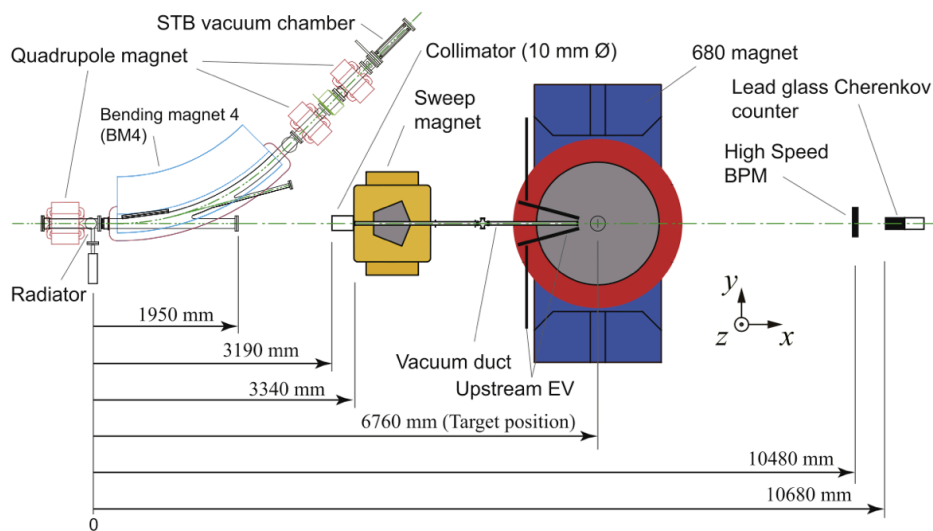


図 57: 光子透過率測定の設定アップ。NKS2 スペクトロメータの最下流にある鉛ガラスチェレンコフ検出器 (LG) を用いる。図は [28] より出典



### 3.2.2 光子透過率の算出

光子透過率は、散乱電子を検出したイベントに対する光子を検出したイベントの割合で計算される。光子透過率は以下の様に、TagB と TagF のセグメント毎に計算される。

$$\text{Photon Transmittance} = \frac{N_{\gamma_i}}{N_{\text{tagger}_i}} \quad (6)$$

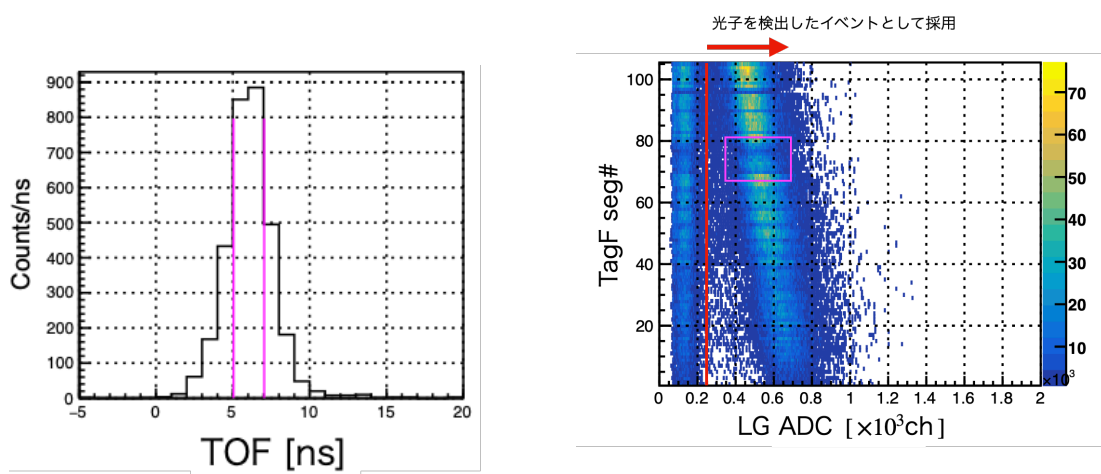
$N_{\text{tagger}_i}$  は  $i$  番目のセグメントが散乱電子を検出したイベント数、 $N_{\gamma_i}$  は  $i$  番目のセグメントにヒットがあった時に LG が光子を検出したイベント数である。ADC で取得した LG の電荷分布を元にして光子を検出したかどうかを判定した。

### 3.2.3 解析

想定している散乱電子軌道を通過したイベントを選択するために、正しい TagB と TagF の組み合わせのヒットを選び、飛行時間 (Time Of Flight:TOF) を計算する。

TOF に対して図 58a に示したようなタイムゲートを設定した。タイムゲートは TOF のピークを中心に 2 ns の範囲を選ぶようにした。TagF の制御に使っている NIM-EASIROC の時間分解能が 1 ns であること、同一のビームバンチからイベントを選ぶことからタイムゲートの幅を 2 ns とした。タイムゲート内に TOF があればそのイベントを  $N_{\text{tagger}_i}$  のイベントとして数えた。

$N_{\gamma_i}$  については、ヒットした TagF と LG の電荷量の相関図 (図 58b) より、LG の ADC のペDESTAL部分を取り除くために図中の赤線 (LG ADC=250 [ch]) よりも ADC の値が大きいイベントを LG が光子を検出したイベントとした。図 58b のマジェンタの枠の部分は、散乱電子が真空チェンバーのチタン窓のサポーター (図 29) に当たるためカウント数が他よりも少ない。



(a) TagB-TagF の TOF 分布。タイムウォーク補正は行っていない。マゼンタ線がタイムゲートを表している。

(b) ヒットのあった TagF のセグメントと LG の電荷分布の相関図。散乱電子が真空チャンバのチタン窓のサポーターに当たるためカウント数が他よりも少ない。(マゼンタの枠の部分)

図 58: 光子透過率の解析で行ったイベント選択

### 3.2.4 結果

図 59、60 が TagB、TagF の光子透過率である。測定した光子透過率は、セグメント毎の検出効率やビームライン上の物質による損失等を含めた数値である。

TagB と TagF では 70 % から 80% を達成した。TagB と TagF で大きな変化はなく、既存の光子標識化装置の光子透過率と同程度のものとなった。

この結果から作成した光子標識化装置の検出効率に問題ないことがわかった。

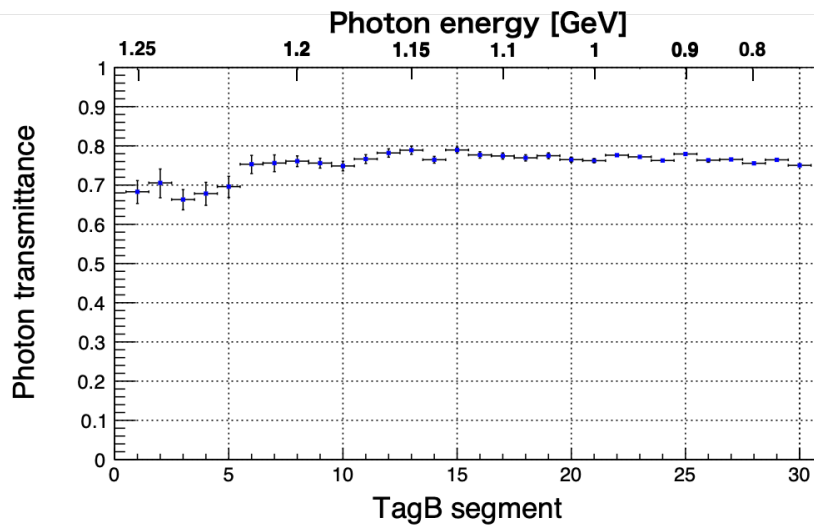


図 59: TagB の光子透過率。縦軸が光子透過率、下の横軸がセグメント番号、上の横軸がセグメントに対応する光子のエネルギーを表している。

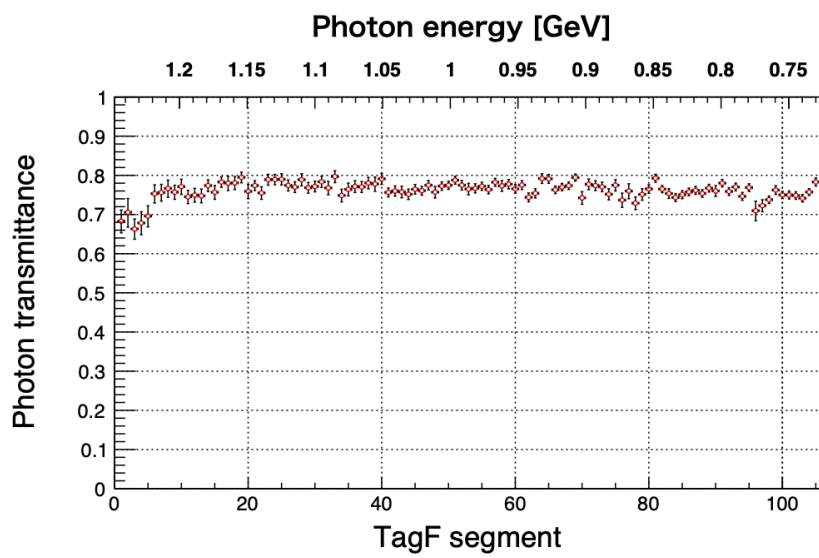


図 60: TagF の光子透過率。軸は図 59 と同じ。

### 3.2.5 光子透過率の低下要因

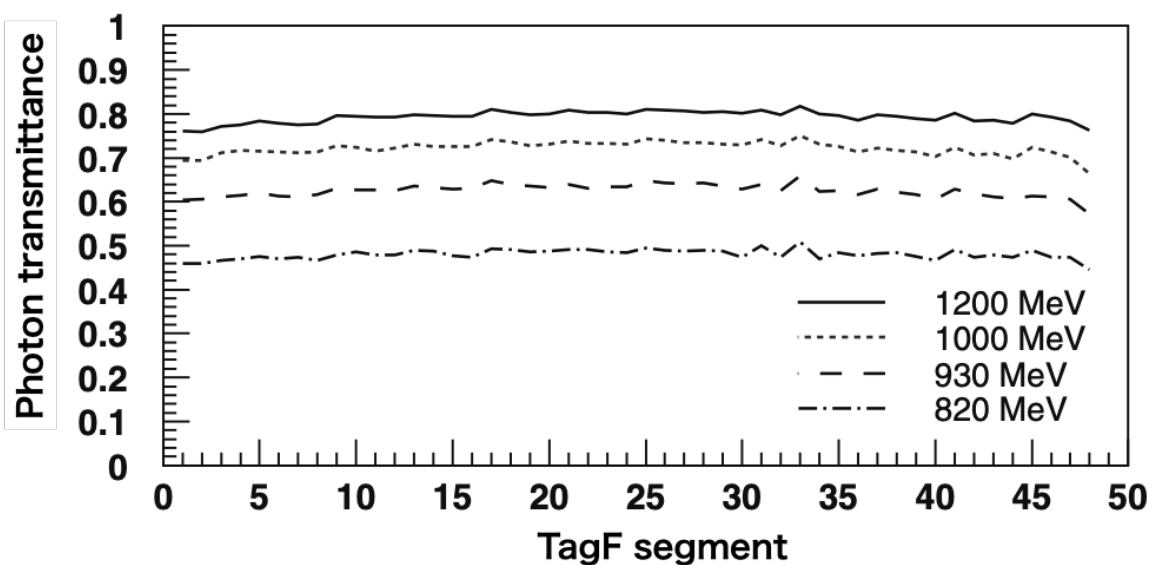
光子透過率の低下要因として、光子が生成されたものでも標的に到達するまでに光子ビームライン上にある物質で電子・陽電子の対生成を起こすことが考えられる。ビームライン上には加速器の真空チャンバーのビームダクト、コリメータや空気といった物質がある。

その影響を見るために、第一世代の装置を用いてコリメータ前後の光子透過率の測定が行われた [42]。コリメータは5つの鉛ブロックから構成されている。全体の厚さは250 mm、直径10 mmの穴が開いている仕様である。コリメータは光子ビームのハローを抑制するために設置されている。

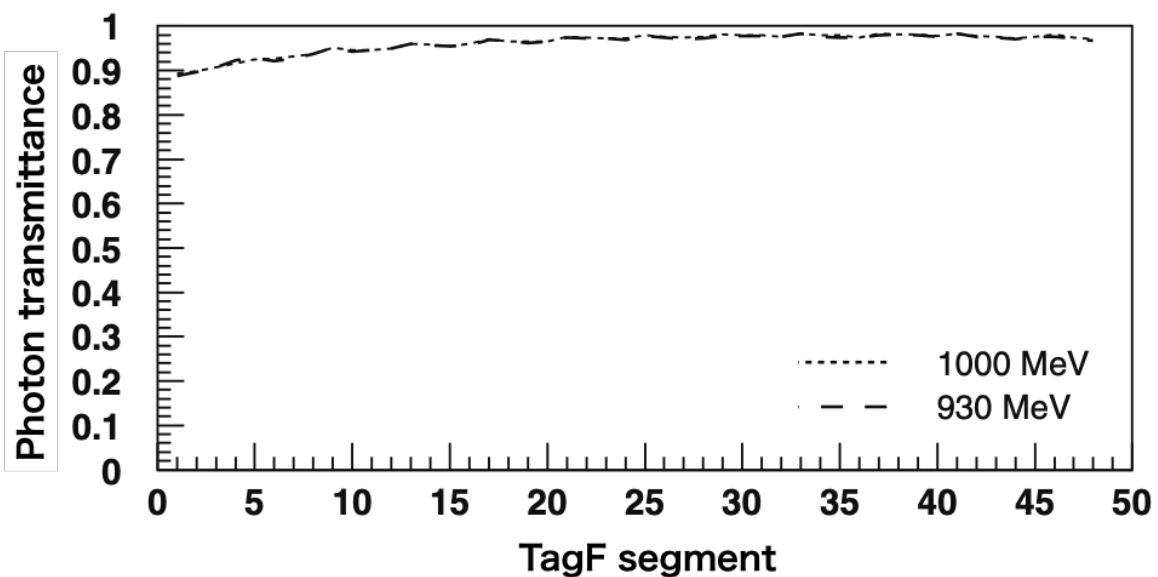
図61は測定結果である。ラジエーターから9.5 mの場所にLGを設置した時(図61a)とコリメータより手前のラジエーターから2.8 mの場所にLGを設置した時(図61b)の光子透過率である。距離については、図57を参照。

図61aと図61bにおいて、加速器の周回電子のエネルギーを1000、930 MeVに設定した時の光子透過率の結果を比べる。コリメータありの場合ではそれぞれ72%、63%を達成しているが、コリメータなしの場合では両方とも90%以上を達成している。加速器の周回電子のエネルギーの違いに関わらず、コリメータ前では90%の光子透過率を達成していることから、コリメータによって光子ビームが吸収されることで透過率が低下していると考えられる。

また、図61bにおいてTagFのセグメントが若い方、つまり生成された光子のエネルギーが高い方では、その他のセグメントに比べて光子透過率が低下していることがわかる。ラジエーターの炭素原子の電子と周回電子がMøller scatteringを起こすことで、散乱されエネルギーを失った周回電子が光子標識化装置にヒットしてしまう。そのため、光子が生成されていないイベントを光子透過率の分母にあたる光子標識化装置のヒット数に含んでしまうため、光子透過率が低下してしまう。



(a) コリメータを通った光子ビームの光子透過率。



(b) コリメータ前の光子ビームの光子透過率。

図 61: 周回電子の最大エネルギーを 1200、1000、930、820 MeV で運用した時の第一世代の TagF の光子透過率。(a) がラジエーターから 9.5 m の場所に LG を設置した時の光子透過率。(b) がコリメータより手前のラジエーターから 2.8 m の場所に LG を設置した時の光子透過率。図は [42] より出典。

### 3.3 TagB と TagF のヒット相関

設計した光子標識化装置では、Geant4 を用いたシミュレーションで散乱電子の軌道から TagB と TagF の配置場所を決定した (2.5 章を参照)。そのため、ある曲率で曲がった散乱電子がヒットしやすい TagB と TagF の組み合わせがある。

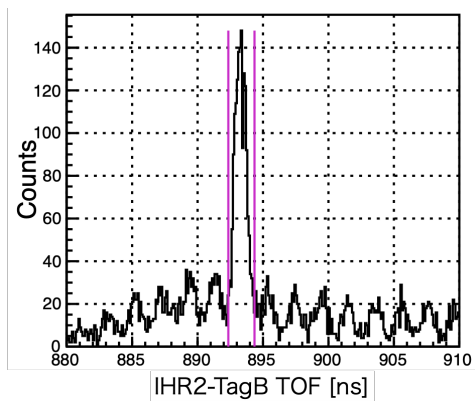
シミュレーションで想定している TagB と TagF のヒット相関と今回取得したデータから見られるヒット相関を比較する。

#### 3.3.1 イベント選択

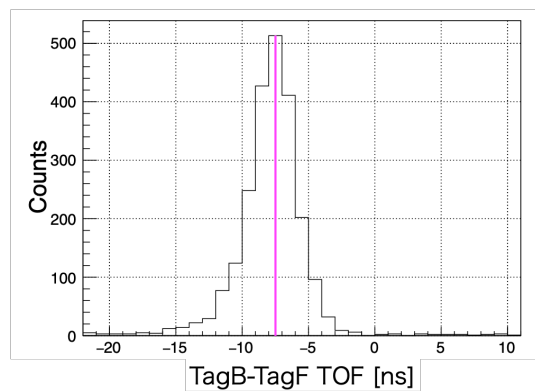
IHR2 と TagB の飛行時間 (Time Of Flight, TOF) を計算し、TOF に対してタイムゲートを設定しそれによって選別した。IHR2 と TagB の TOF 分布では、TOF 分布にアクシデンタルバックグラウンドに、加速器の RF を反映した 2 ns の構造が見える。そのため、同じバンチ内にあるイベントの選択が可能である。

図 62a は、IHR2 と TagB 間の TOF 分布である。図 62a のマジェンタの線で挟まれている範囲を同じバンチにあるイベントとして選んだ。

さらに、そうして選んだイベントに対してヒットあった TagB と TagF の TOF を計算した。図 62b は TagB と TagF の間の TOF 分布である。図 62b のマジェンタの線は TOF 分布のピークを示している。ピーク部分のイベントのみを選び、ヒット相関を見た。



(a) IHR2-TagB20 TOF 分布。タイムウォーク補正は行っていないが、2 ns のバンチ構造が見えている。そのため同じバンチにあるイベントを選択することができる。マジェンタの線で挟まれている範囲のイベントを選んだ。



(b) TagB-TagF TOF 分布。タイムウォーク補正は行っていない。マジェンタの線は TOF 分布のピークを示している。ヒット相関ではこのピーク部分のイベントのみを選んだ。

図 62: ヒット相関の解析で行ったイベント選択



### 3.3.2 シミュレーションとの比較

図 63 は今回取得したデータより得られたヒット相関、図 66 は Geant4 でのモンテカルロシミュレーションから得られた TagB と TagF のヒット相関である。

ヒット相関ではある運動量を持った散乱電子がヒットしやすい TagB と TagF の組み合わせを見ている。設計ではシンチレータ配置の最適化を行い、位置を決めた。そのため、ヒット相関を調べることで正しい散乱電子を検出できているかを確認した。

シミュレーションにおいては TagB と TagF のコインシデンスをとった相関を見ているが、測定したデータは TagB と TagF のコインシデンスを用いてデータ収集を行っていない。そのため、シミュレーションに比べてバックグラウンドを含むものになっている。

シミュレーションで見えているヒット相関は、解析したデータでも見えている。組み立てた装置は正しい散乱電子を検出できており、シンチレータの配置に問題がないことがわかった。

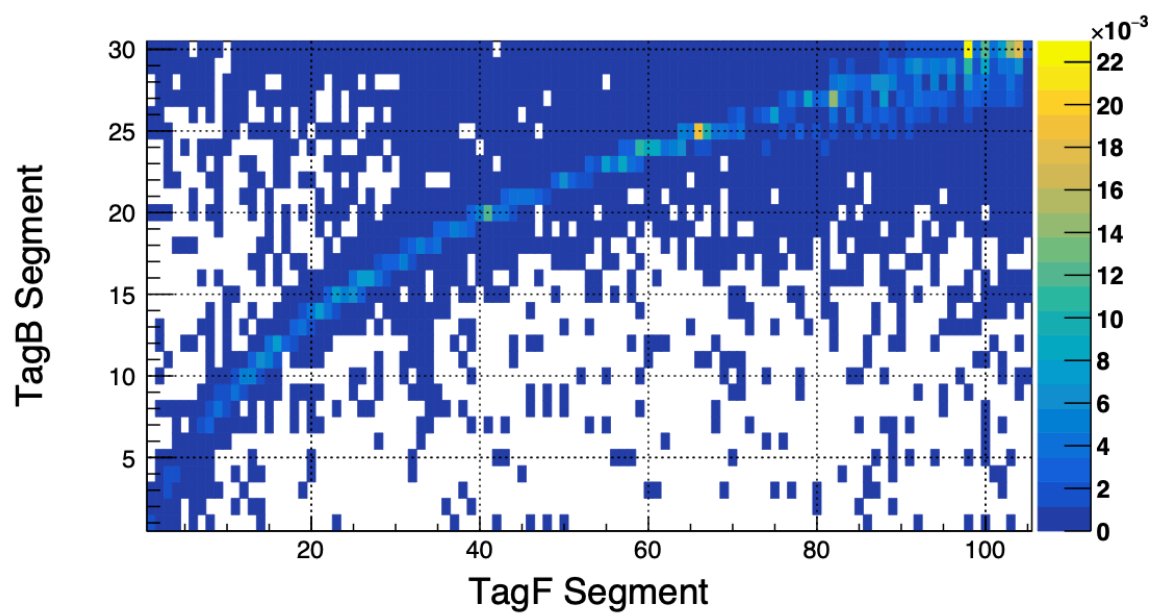


図 63: TagF と TagB のヒット相関の全体図。ある運動量を持った散乱電子がヒットしやすい TagB と TagF の組み合わせを見ている。イベント数で規格化してある。

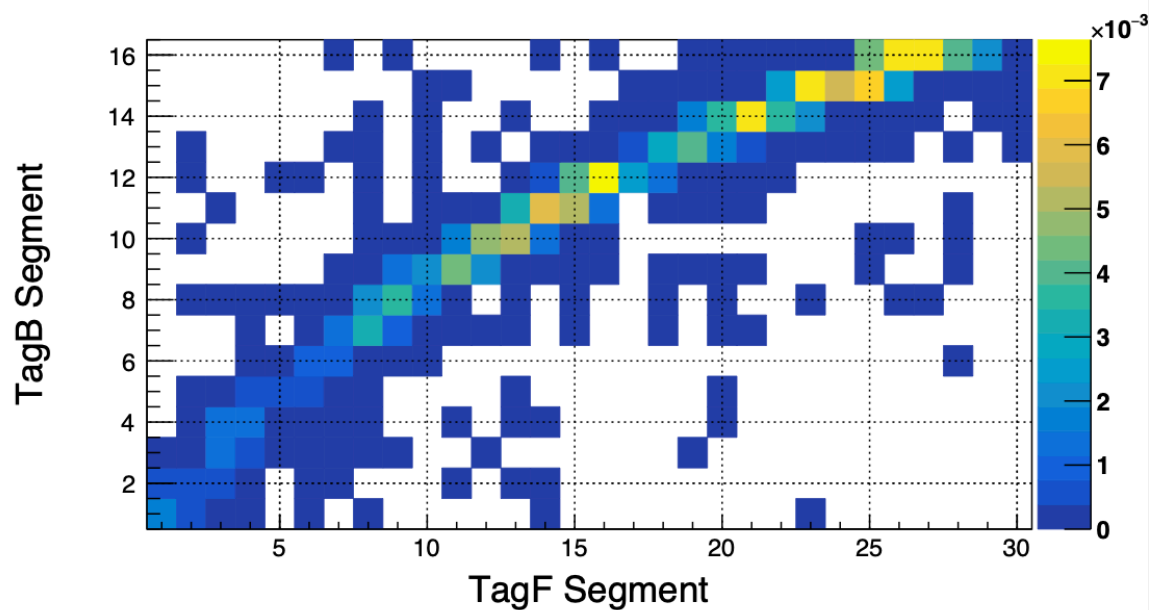


図 64: 全体図から TagF のセグメント 1-30 までの範囲を拡大したヒット  
 相関図。イベント数で規格化してある。

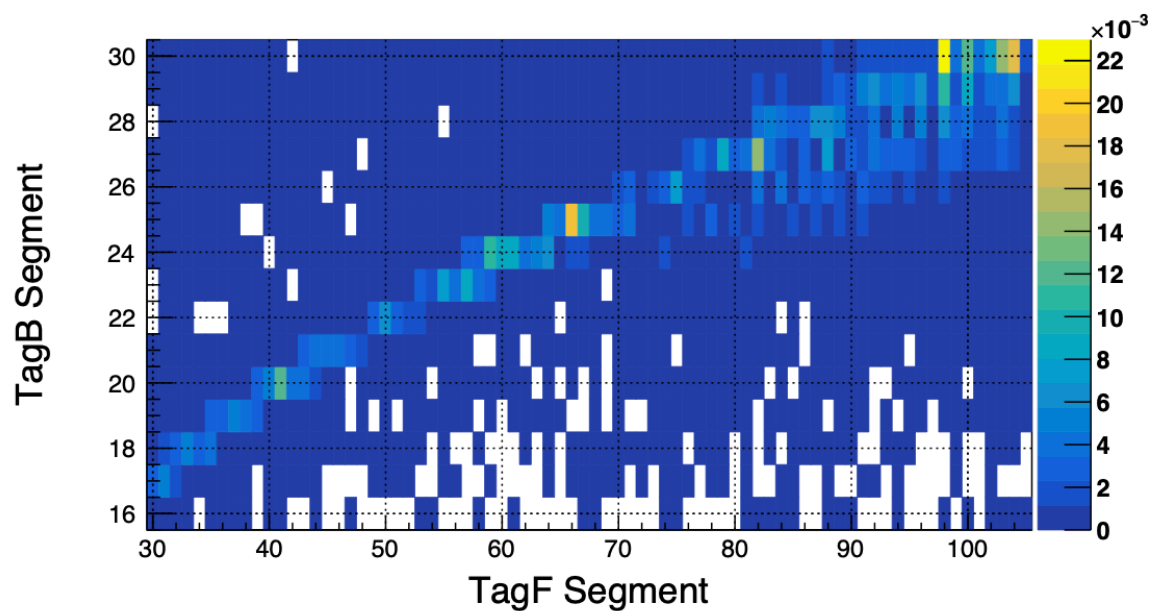


図 65: 全体図から TagF のセグメント 30-105 までの範囲を拡大したヒット  
 相関図。イベント数で規格化してある。

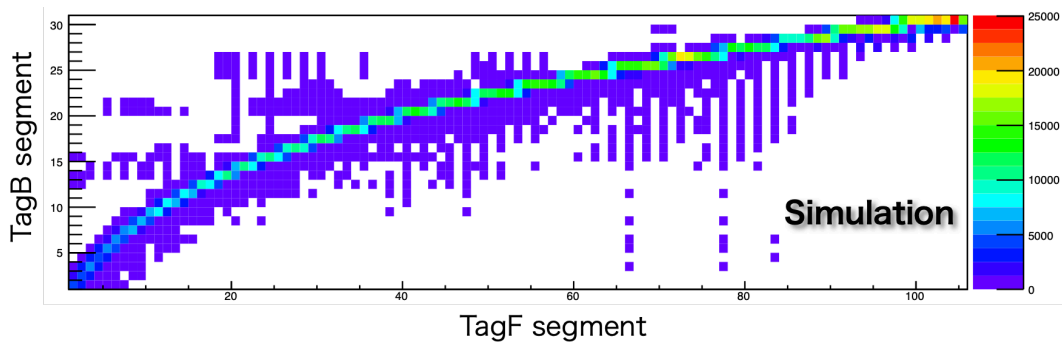


図 66: シミュレーションより得られた TagB と TagF のヒット相関。TagF と TagB のコインシデンスをとり、イベント選択を行っている。

## 4 まとめと今後の予定

### 4.1 まとめ

我々は東北大 ELPH に中性 K 中間子スペクトロメータ 2 (NKS2) を建設し、1 GeV 領域の光子ビームを用いたハイペロン生成について研究している。光子ビームは、電子シンクロトロン BST-ring に炭素ワイヤーを挿入し制動放射を起こすことで生成している。光子のエネルギーと生成時間は、制動放射で散乱された電子の運動量と時間情報を得ることで同定している。

この目的のために偏向磁石内に設置された検出器を光子標識化装置と呼んでいる。装置は、プラスチックシンチレータと MPPC の組み合わせた検出器によって構成されている。既存の装置が放射線損傷により検出器から信号が全く無いものとノイズが増加したものがあることが判明した。そのため、新しく設計し作り直すことにした。

新光子標識化装置は以下の要求を満たすように設計した。

1. 偏向磁石から取り出しやすく、MPPC や回路の故障にも対応しやすい筐体のデザイン
2. 粒子識別のための飛行時間のスタートカウンターとしての時間分解能  
 $\sigma < 100 \text{ ps}$
3. 光子透過率 70-80% (既存の装置と同程度)

これらの要求を満たすため以下の特徴を持つ新光子標識化装置を設計、製作した。

- シンチレータを筐体に固定し筐体の上下に MPPC を取り付けた回路基板を設置するデザインにし、筐体は 3 分割に分割数を増やすことで、偏向磁石を動かすことなく取り出しを可能にした。このようなデザインにするにあたって、シンチレータのサイズと配置を Geant4 のシミュレーションにより最適化を行った。

- 散乱電子の時間情報検出器 TagB の性能評価を ELPH GeV $\gamma$  照射室で行った。測定したバイアス電圧の範囲では、要求性能である時間分解能  $\sigma < 100$  ps を満たす分解能を達成した。
- 光子透過率は、TagF と TagB について測定を ELPH 第二実験室で行った。TagF と TagB の双方で 70 – 80 % を達成し、既存の装置の性能と同程度であることを確認した。

以上の結果から、新たな光子標識化装置として十分な性能を得ることができた。

## 4.2 今後の予定

- NKS2 で行う実験では、TagF と TagB のコインシデンスを取った信号をイベントトリガーに取り入れている。一方、今回取得したデータでは、TagB 全チャンネル OR 信号によるデータ取得を行なった。今後の実験においては、Hadron Universal Logic Module (HUL)[43] を用いたコインシデンストリガーの構築を予定している。
- 標識化光子のエネルギーキャリブレーションが必要である。過去に行われたキャリブレーションの方法としては、(1)  $d(\gamma, \pi^- pp)$  反応を用いた方法 [44]、(2)  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  を用いた方法 [45]、(3)  $\eta$  中間子を用いた方法 [29] があり、これらの内いずれかを行う予定である。

## 参考文献

- [1] T. Ishikawa et al. Electron/positron test beamline. Research report of laboratory of nuclear science, Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, 2007.
- [2] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2020(8):083C01, 2020.
- [3] 標準模型の基本粒子. <https://higgstan.com/standerd-model/>.
- [4] G.D. Rochester and C.C Butler. Discovery of the kaon. *Nature*, 160:855–857, 1947.
- [5] M. Danysz and J. Pniewski. Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment: I. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 44(350):348–350, 1953.
- [6] 竹内大貴. Master's thesis, 東北大学, 2017.
- [7] O. Hashimoto and H. Tamura. Spectroscopy of  $\Lambda$  hypernuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 57(2):564–653, 2006.
- [8] H. Hotchi et al. Spectroscopy of medium-heavy  $\Lambda$  hypernuclei via the  $(\pi^+, K^+)$  reaction. *Physical Review C*, 64(4):044302, 2001.
- [9] L. Tang et al. Experiments with the high resolution kaon spectrometer at jlab hall c and the new spectroscopy of  $\Lambda$   $^{12}B$  hypernuclei. *Physical Review C*, 90(3):034320, 2014.
- [10] M. Sotona. Private communication, 1998.
- [11] L. Federici et al. Experimental results for the radon photon beam at frascati. In *AIP Conference Proceedings*, volume 69, pages 928–930. American Institute of Physics, 1981.
- [12] M. Fujiwara. Hadron and nuclear physics with inverse compton gamma-rays at spring-8. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 50(2):487–497, 2003.
- [13] O. Bartalini et al. Measurement of  $\pi$  photoproduction on the proton from 550 to 1500 MeV at GRAAL. *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei*, 26(3):399–419, 2005.

- [14] K. Hirose et al. 200 MeV bremsstrahlung tagged photon beams at Sendai. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 564(1):100–107, 2006.
- [15] J.C McGeorge et al. Upgrade of the glasgow photon tagging spectrometer for mainz mami-c. *The European Physical Journal A*, 37(1):129–137, 2008.
- [16] T. Ishikawa et al. The second gev tagged photon beamline at elph. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 622(1):1–10, 2010.
- [17] H. Yukawa. On the interaction of elementary particles. i. *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan. 3rd Series*, 17:48–57, 1935.
- [18] R.Machleidt. High-precision, charge-dependent bonn nucleon-nucleon potential. *Physical Review C*, 63(2):024001, 2001.
- [19] V.G.J Stoks et al. Construction of high-quality nn potential models. *Physical Review C*, 49(6):2950, 1994.
- [20] R.B. Wiringa et al. Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking. *Physical Review C*, 51(1):38, 1995.
- [21] Yasuo Yamamoto. YN and YY Interactions and Hypernuclei. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 156:156–159, 06 2004.
- [22] H. Yamamura et al. Inclusive  $K^+$  and exclusive  $K^+Y$  photoproduction on the deuteron:  $\Lambda^-$  and  $\Sigma^-$ -threshold phenomena. *Phys. Rev. C*, 61:014001, Dec 1999.
- [23] V.G.J Stoks and Th. A. Rijken. Soft-core baryon-baryon potentials for the complete baryon octet. *Physical Review C*, 59(6):3009, 1999.
- [24] P. M. M. Maessen et al. Soft-core baryon-baryon one-boson-exchange models. II. hyperon-nucleon potential. *Physical Review C*, 40(5):2226, 1989.
- [25] 高橋謙太. Master’s thesis, 岡山理科大学, 2016.
- [26] P. Vancraeyveld. PhD thesis, Gent University, Belgium, 2011.
- [27] 東北大学電子光理学研究センター. [https://www.lns.tohoku.ac.jp/about/?id=kikai\\_00](https://www.lns.tohoku.ac.jp/about/?id=kikai_00).
- [28] M. Kaneta et al. Neutral kaon spectrometer 2. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and*



- Associated Equipment*, 886:88–103, 2018.
- [29] 二宮重紀. Master’s thesis, 東北大学, 2016.
- [30] H. Yamazaki et al. The 1.2 GeV photon tagging system at LNS-Tohoku. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 536(1-2):70–78, 2005.
- [31] 葛西裕磨. Master’s thesis, 東北大学, 2013.
- [32] 佐々木貴之. Master’s thesis, 東北大学, 2015.
- [33] B.Beckford. PhD thesis, Tohoku University, 2012.
- [34] 浜松ホトニクス株式会社 S14160–1310PS データシート. [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s14160-1310ps\\_etc\\_kapd1070e.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s14160-1310ps_etc_kapd1070e.pdf).
- [35] ELJEN Techonology EJ–510 データシート. <http://www.ggg-tech.co.jp/maker/eljen/ej-510.html>.
- [36] 石島直樹. Master’s thesis, 大阪大学, 2013.
- [37] 浜松ホトニクス株式会社 S13361–3050NE04 データシート. [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13361-3050\\_series\\_kapd1054e.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13361-3050_series_kapd1054e.pdf).
- [38] T. Nishizawa et al. Development of a fast timing counter with a monolithic mppc array. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(3):1278–1283, 2014.
- [39] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250–303, 2003.
- [40] T.Ishikawa et al. Charge-to-time converting leading-edge discriminator for plastic-scintillator signals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 875:193–200, 2017.
- [41] Y. Yasu et al. Unidaq, real-time response of the system. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43(1):9–12, 1996.
- [42] H. Kanda et al. Test of the stb tagger with the electron beam energies of 820 mev and 1000 mev. Research report of laboratory of nuclear science, Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University, 2010.
- [43] KEK Open-it. <https://openit.kek.jp/project/HUL/HUL>.

- [44] H. Yun-Cheng et al. Energy calibration of tagged photons by the  $d(\gamma, \pi^- pp)$  reaction. *Chinese Physics C*, 34(1):35, 2010.
- [45] 伊藤健司. Master's thesis, 東北大学, 2003.

## 付録 A TagB テスト実験の TOF 分解能

3.1 章ではガウス関数でフィットし得られた  $\sigma$  の値を TOF の時間分解能とした。それを誤差伝搬の式よりそれぞれの固有時間分解能を計算した。誤差伝搬の式が正しく解けているかを TOF 時間分解能と固有時間分解能を比較することで確認した。

### A.1 バイアス電圧依存性

TOF 時間分解能と固有時間分解能で同じ依存性が見えている。

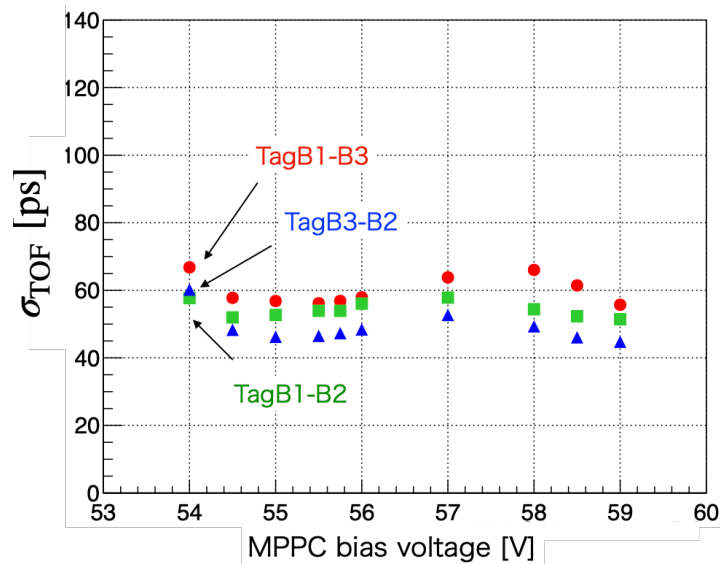


図 A.1: TOF 時間分解能のバイアス電圧依存性

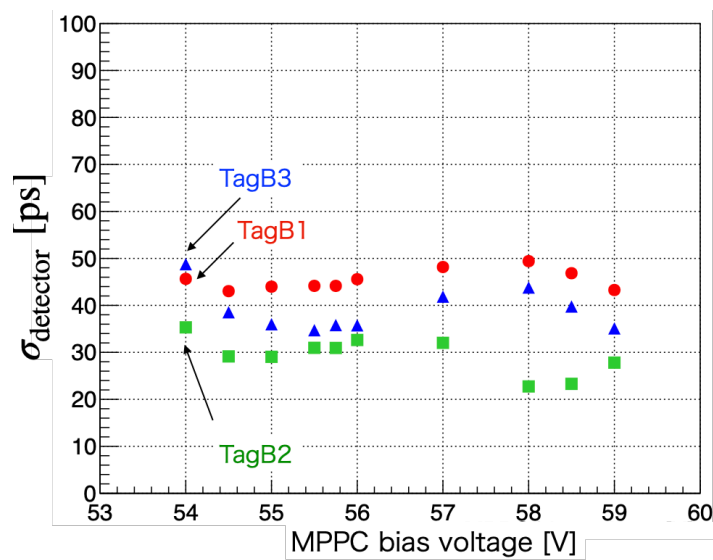


図 A.2: TagB の MPPC(S13361-3050NE-04) の浜松ホトニクス株式会社の推奨電圧である 54 V から 59 V までの範囲の時間分解能の依存性を確認した。

## A.2 QTC の閾値依存性

TOF 時間分解能と固有時間分解能で同じ依存性が見えている。

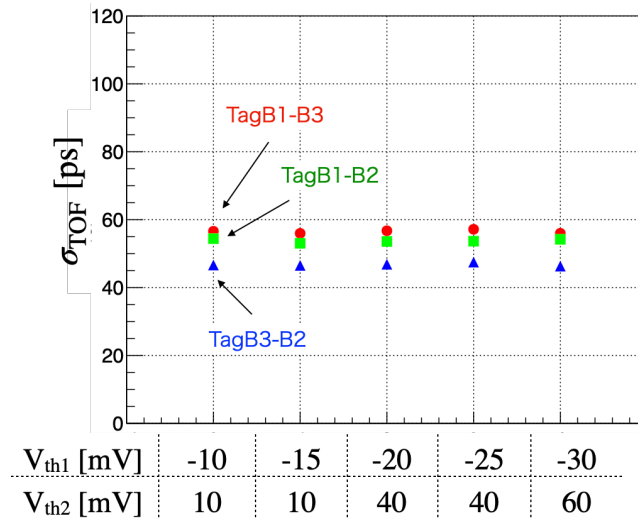


図 A.3: TOF 時間分解能の QTC の閾値依存性

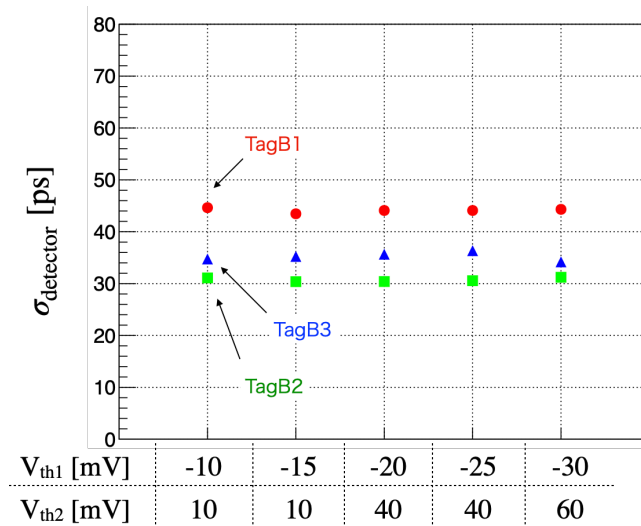


図 A.4: QTC の  $V_{th1}$  と  $V_{th2}$  の 2 つのパラメータの組み合わせを変えて  
いった時の時間分解能の依存性。

### A.3 ビーム照射位置依存性

TOF 時間分解能と固有時間分解能で同じ依存性が見えている。

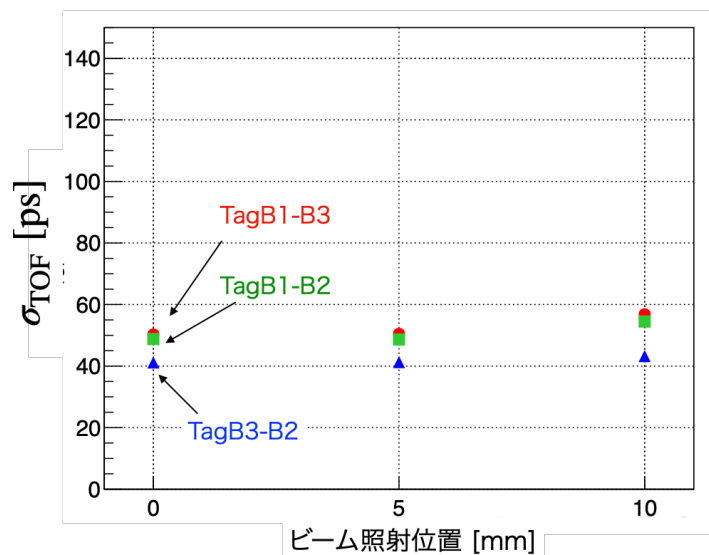


図 A.5: TOF 時間分解能のビーム照射位置依存性

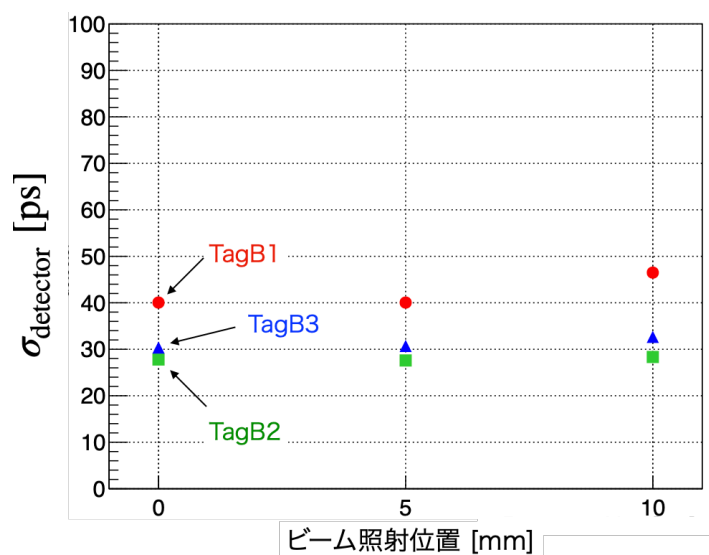


図 A.6: 時間分解能のビーム照射位置の依存性

## A.4 PZC の抵抗値依存性

TOF 時間分解能と固有時間分解能で同じ依存性が見えている。

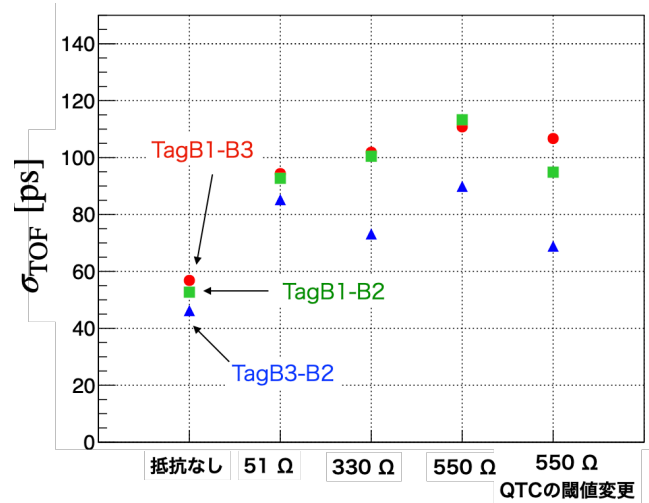


図 A.7: TOF 時間分解能の PZC の抵抗値依存性

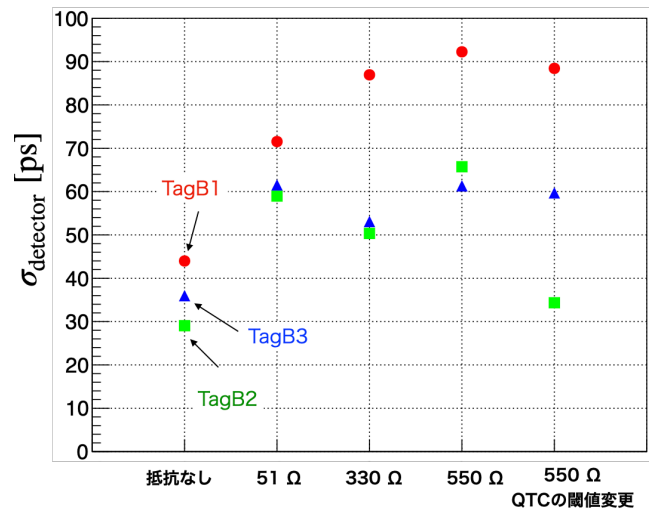


図 A.8: タイムウォーク補正後の時間分解能の PZC の抵抗値依存性。左から、抵抗なし、51 Ω、330 Ω、550 Ω、550 Ω(閾値変更) の時間分解能である。

## 付録 B TagB と IHR2 の TOF 分布

3.2 章で取得した全 TagB セグメントと IHR2 の TOF 分布を掲載する。TagB の MPPC のバイアス電圧は、55 V である。TOF の計算時には、IHR2 と TagB の時間情報にタイムウォーク補正を行っていない。IHR2 と TagB の TOF 分布では、TOF 分布にアクシデンタルバックグラウンドに、加速器の RF を反映した 2 ns の構造が見えている。

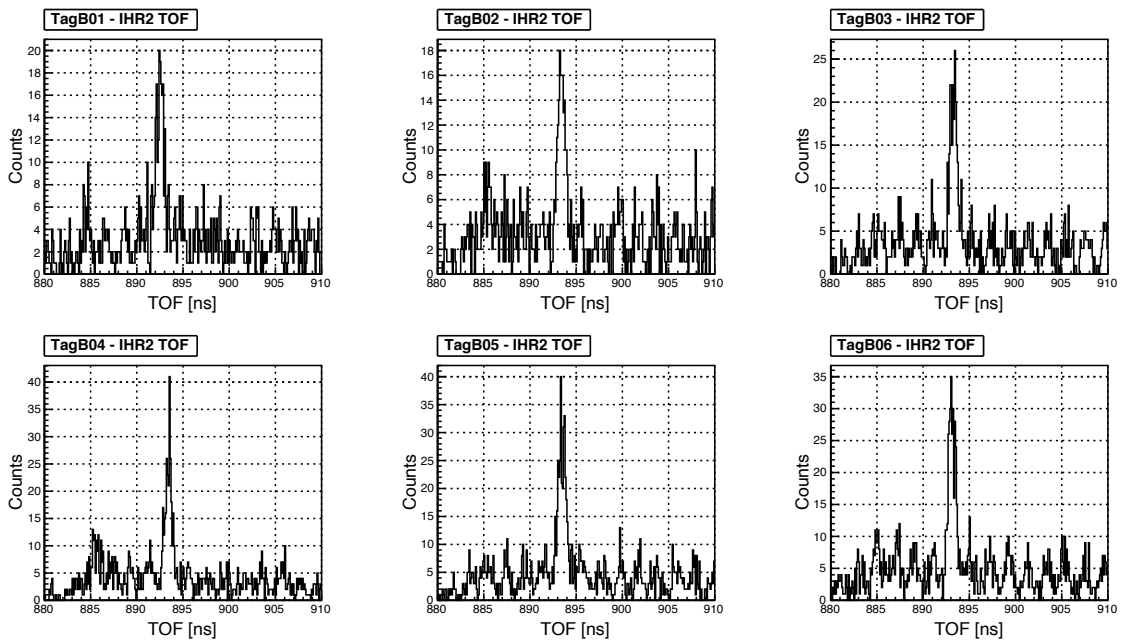


図 B.1: TagB1-6 と IHR2 の TOF 分布。



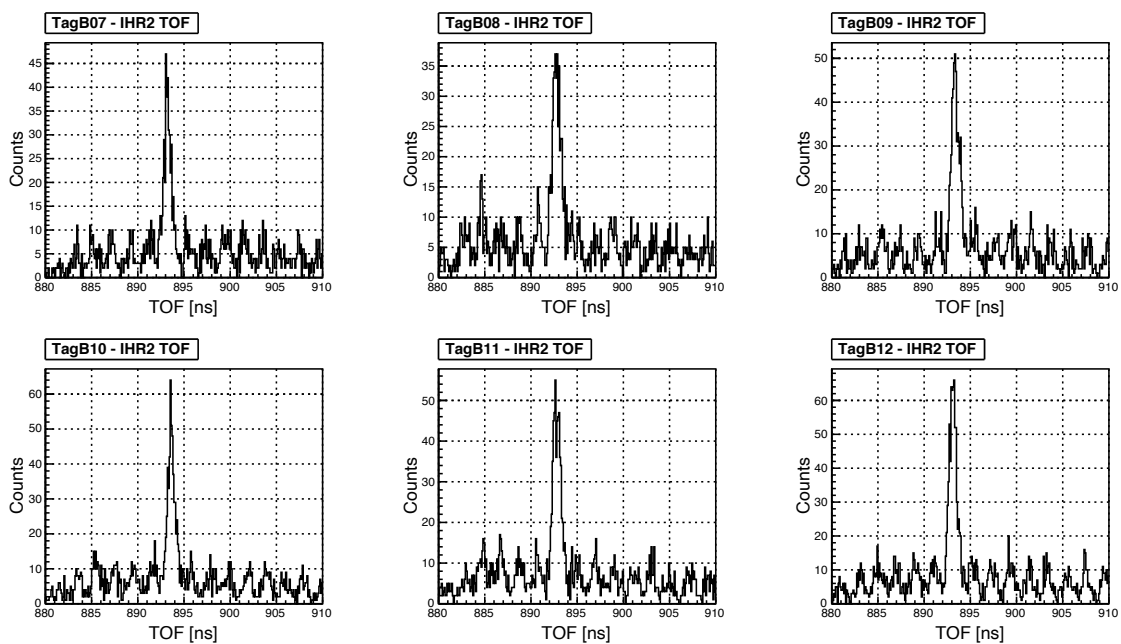


図 B.2: TagB7-12 と IHR2 の TOF 分布

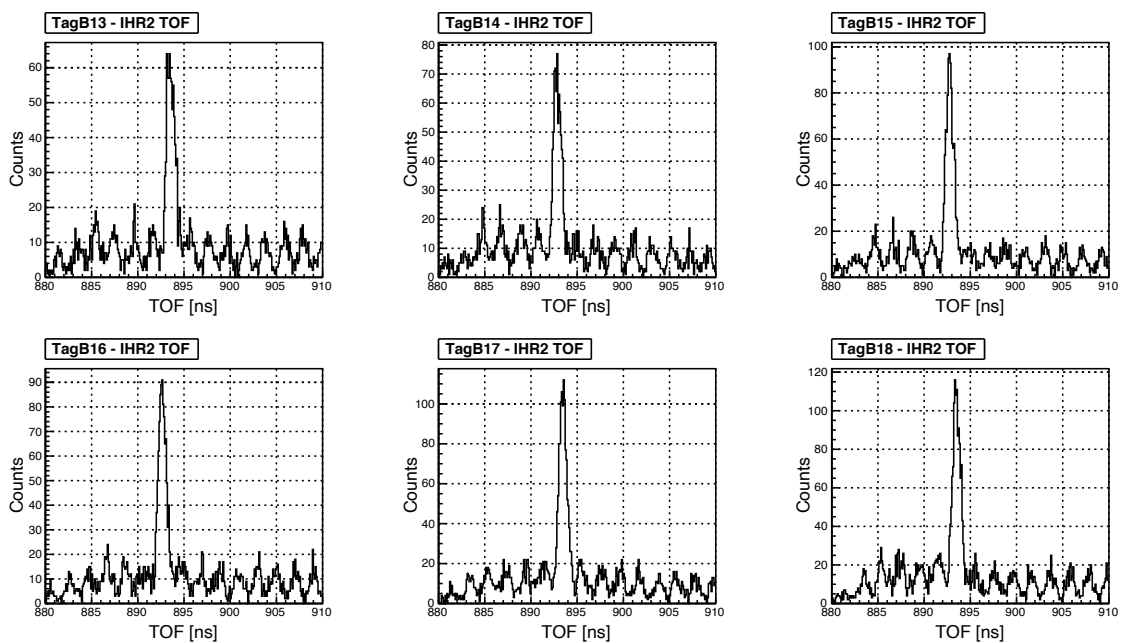


図 B.3: TagB13-18 と IHR2 の TOF 分布

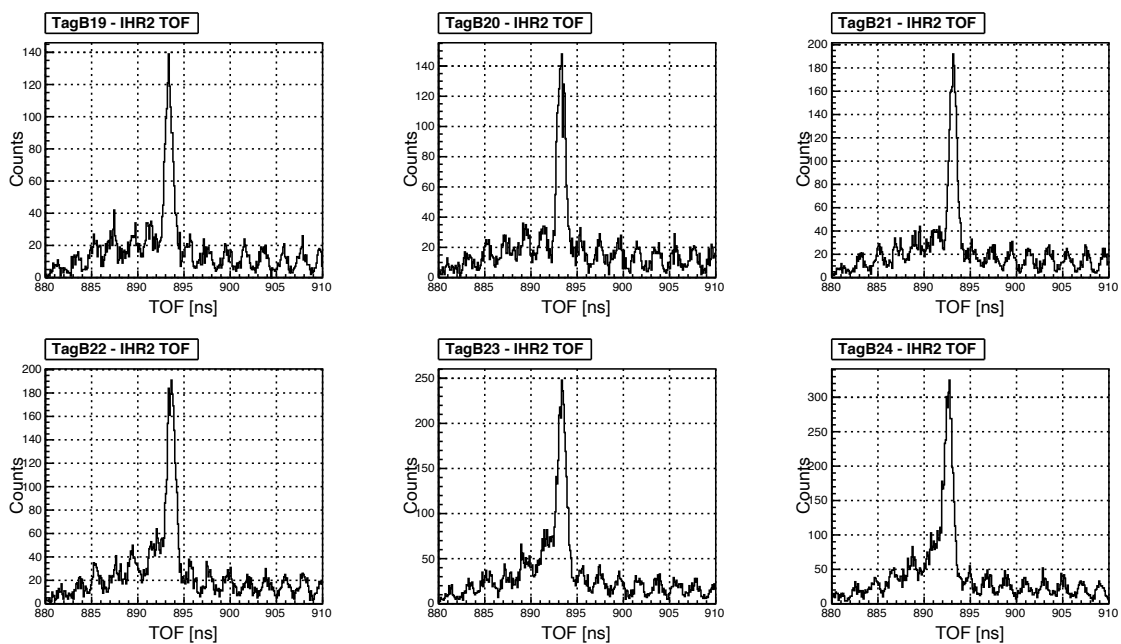


図 B.4: TagB19-24 と IHR2 の TOF 分布

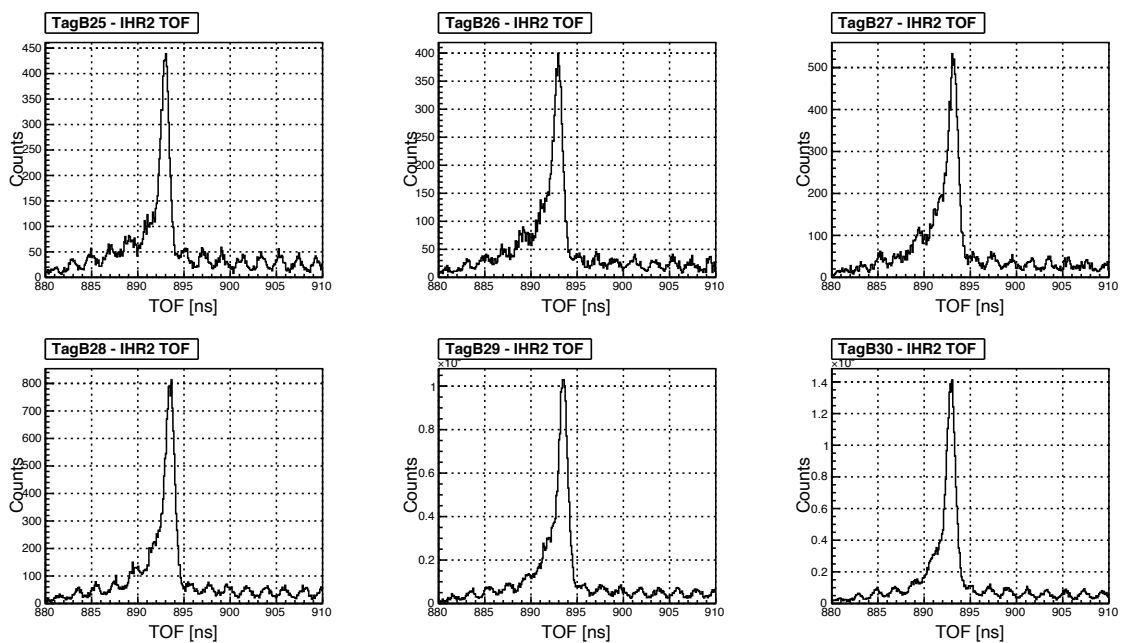


図 B.5: TagB25-30 と IHR2 の TOF 分布

## 付録 C TagF と TagB の各セグメントのエネルギー範囲

TagF と TagB の各セグメントのシンチレータがカバーしている散乱電子と光子のエネルギー範囲を表 C.1、C.2 にまとめる。数値は設計値である。

光子のエネルギー  $E_\gamma$  は BST-ring の最大エネルギー 1.3 GeV から散乱電子のエネルギー  $E_{e'}$  を引くことで求めている。

TagF はセグメントあたり 10 MeV をカバーする様 (表中の Min と Max の差) に、またセグメント間のエネルギー幅が 5 MeV (表中の Center の値) になる様に設計されている。

TagB はセグメント毎に時間分解能を一定にするため、シンチレータサイズを固定した。そのため、セグメント毎にカバーしているエネルギー範囲が一定ではない。

表 C.1: TagF のセグメント毎にカバーするエネルギー範囲

Seg#	$E_{e'}$ [MeV]			$E_\gamma$ [MeV]		
	Min	Max	Center	Max	Min	Center
1	49	55	52	1251	1245	1248
2	50	60	55	1250	1240	1245
3	55	65	60	1245	1235	1240
4	60	70	65	1240	1230	1235
5	65	75	70	1235	1225	1230
6	70	80	75	1230	1220	1225
7	75	85	80	1225	1215	1220
8	80	90	85	1220	1210	1215
9	85	95	90	1215	1205	1210
10	90	100	95	1210	1200	1205
11	95	105	100	1205	1195	1200
12	100	110	105	1200	1190	1195

13	105	115	110	1195	1185	1190
14	110	120	115	1190	1180	1185
15	115	125	120	1185	1175	1180
16	120	130	125	1180	1170	1175
17	125	135	130	1175	1165	1170
18	130	140	135	1170	1160	1165
19	135	145	140	1165	1155	1160
20	140	150	145	1160	1150	1155
21	145	155	150	1155	1145	1150
22	150	160	155	1150	1140	1145
23	155	165	160	1145	1135	1140
24	160	170	165	1140	1130	1135
25	165	175	170	1135	1125	1130
26	170	180	175	1130	1120	1125
27	175	185	180	1125	1115	1120
28	180	190	185	1120	1110	1115
29	185	195	190	1115	1105	1110
30	190	200	195	1110	1100	1105
31	195	205	200	1105	1095	1100
32	200	210	205	1100	1090	1095
33	205	215	210	1095	1085	1090
34	210	220	215	1090	1080	1085
35	215	225	220	1085	1075	1080
36	220	230	225	1080	1070	1075
37	225	235	230	1075	1065	1070
38	230	240	235	1070	1060	1065
39	235	245	240	1065	1055	1060
40	240	250	245	1060	1050	1055

41	245	255	250	1055	1045	1050
42	250	260	255	1050	1040	1045
43	255	265	260	1045	1035	1040
44	260	270	265	1040	1030	1035
45	265	275	270	1035	1025	1030
46	270	280	275	1030	1020	1025
47	275	285	280	1025	1015	1020
48	280	290	285	1020	1010	1015
49	285	295	290	1015	1005	1010
50	290	300	295	1010	1000	1005
51	295	305	300	1005	995	1000
52	300	310	305	1000	990	995
53	305	315	310	995	985	990
54	310	320	315	990	980	985
55	315	325	320	985	975	980
56	320	330	325	980	970	975
57	325	335	330	975	965	970
58	330	340	335	970	960	965
59	335	345	340	965	955	960
60	340	350	345	960	950	955
61	345	355	350	955	945	950
62	350	360	355	950	940	945
63	355	365	360	945	935	940
64	360	370	365	940	930	935
65	365	375	370	935	925	930
66	370	380	375	930	920	925
67	375	385	380	925	915	920
68	380	390	385	920	910	915

69	385	395	390	915	905	910
70	390	400	395	910	900	905
71	395	405	400	905	895	900
72	400	410	405	900	890	895
73	405	415	410	895	885	890
74	410	420	415	890	880	885
75	415	425	420	885	875	880
76	420	430	425	880	870	875
77	425	435	430	875	865	870
78	430	440	435	870	860	865
79	435	445	440	865	855	860
80	440	450	445	860	850	855
81	445	455	450	855	845	850
82	450	460	455	850	840	845
83	455	465	460	845	835	840
84	460	470	465	840	830	835
85	465	475	470	835	825	830
86	470	480	475	830	820	825
87	475	485	480	825	815	820
88	480	490	485	820	810	815
89	485	495	490	815	805	810
90	490	500	495	810	800	805
91	495	505	500	805	795	800
92	500	510	505	800	790	795
93	505	515	510	795	785	790
94	510	520	515	790	780	785
95	515	525	520	785	775	780
96	520	530	525	780	770	775

97	525	535	530	775	765	770
98	530	540	535	770	760	765
99	535	545	540	765	755	760
100	540	550	545	760	750	755
101	545	555	550	755	745	750
102	550	560	555	750	740	745
103	555	565	560	745	735	740
104	560	570	565	740	730	735
105	565	575	570	735	725	730

表 C.2: TagB のセグメント毎にカバーするエネルギー範囲

Seg#	$E_{e'}$ [MeV]		$E_{\gamma}$ [MeV]	
	Min	Max	Max	Min
1	49	54	1251	1246
2	53	58	1247	1242
3	57	63	1243	1237
4	62	68	1238	1232
5	67	74	1233	1226
6	73	80	1227	1220
7	79	87	1221	1213
8	86	94	1214	1206
9	93	104	1207	1196
10	102	113	1198	1187
11	111	122	1189	1178
12	121	133	1179	1167
13	132	145	1168	1155
14	144	158	1156	1142

15	156	173	1144	1127
16	171	188	1129	1112
17	186	205	1114	1095
18	203	222	1097	1078
19	221	241	1079	1059
20	239	263	1061	1037
21	261	286	1039	1014
22	284	310	1016	990
23	309	337	991	963
24	336	366	964	934
25	364	396	936	904
26	394	427	906	873
27	425	460	875	840
28	458	496	842	804
29	493	532	807	768
30	530	570	770	730



## 謝辞

本論文は多くの方々のご指導とご協力により完成することができました。心より感謝申し上げます。

中村哲教授には定例のミーティングから修士論文のチェックまで指導して頂き大変ありがとうございます。また、研究以外でも講義の TA などでお世話になりました。学会以外にも発表の機会を設けて頂き、ありがとうございました。発表の度に、自分の研究に対する理解が深まりました。

金田助教には光子標識化装置に関するあらゆることでお世話になりました。テストベンチの説明や解析方法など細く教えて頂きました。また、発表資料の作り方、論文書き方など非常に丁寧に教えて頂いたことに感謝しております。

永尾助教には、定例のミーティングでのアドバイスや様々な文章の添削でお世話になりました。忙しい中、学会などの発表練習にも付き合ってくださいました。また、定例のミーティングでのアドバイスは研究を進める上で重要なテクニックや考え方を含んだものでした。アドバイスにより、研究をより良い方向に進めることができました。ありがとうございます。

田村教授にはセミナー等で大変お世話になりました。セミナーを通して原子核実験の基礎や知識を蓄えることができました。

三輪准教授、早川助教には HLab meeting で大変お世話になりました。

同室であった先輩の外山さんには、ビームタイム準備やミーティングで受けた指摘の解説について様々なことでお世話になりました。先輩である板橋さん、奥山さん、秋山さんと後輩の木野さんには 2021 年 3 月、6 月、7 月のビームタイムでお世話になりました。自分が準備した解析マクロが動かず、解析マクロの開発でご迷惑をお掛けしました。同期である藤原くん、中村くんには、コロナ禍であったためなかなか全員が揃うということはありませんでしたが日々のミーティングでの発表で刺激を受けました。後輩の橘くんとは、ゲームという共通の趣味を通じて様々なことを話しました。非常に楽しい時間でした。研究室秘書である佐々木幸恵氏、高橋あゆみ氏には事務手続きに関して大変お世話になりました。

た。書類不備等が多く何度もご迷惑をお掛けしました。

コロナ禍で出張等に行けず、大学にすら行けない期間もありましたが、ここまで来れたのは関わりを持った人のおかげです。ありがとうございます。最後に修士課程と博士課程まで進むことを許してくれた家族に感謝致します。