

平成 30 年度
修士論文

$\mu - e$ 転換過程探索実験に対する加速器起因遅延陽子による背景事象

広島大学理学研究科物理科学専攻
クォーク物理学研究室
学籍番号 M176496

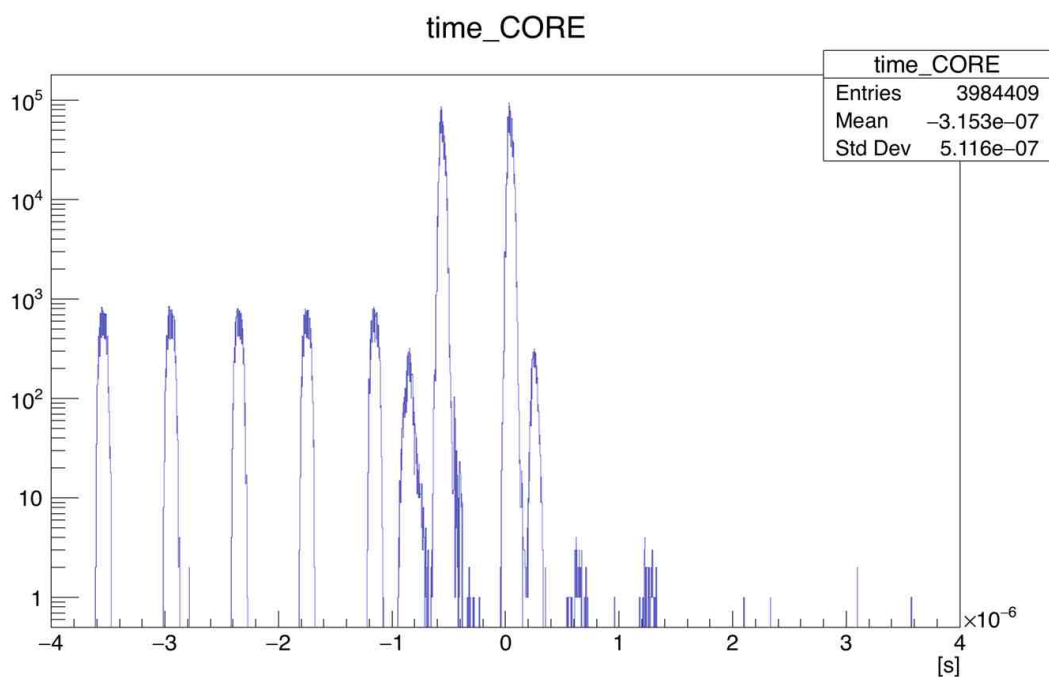
新郷 裕太

指導教官 志垣 賢太 准教授
主査 志垣 賢太 准教授
副査 川端 弘治 教授

平成 31 年 2 月 8 日

Abstract

ミュー粒子電子転換過程探索実験 DeeMe(Direct emission of electron by muon electron conversion) は茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 (J-PARC) の物質・生命科学実験施設 (MLF) で計画されている。DeeMe では、J-PARC の 3GeV シンクロトロン (RCS) から来る高強度の陽子パルスビームを用いてミュー粒子電子転換を探索する。DeeMe が探索する $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$ の反応はレプトン族数保存則を破っているため、この反応は標準模型では禁止されている。しかし、標準模型を超えた新しい物理モデルではこのレプトン族数非保存過程は現在の実験感度の数桁程度下に存在する可能性が示唆されている。そのため、実験感度をよりよくするためにバックグラウンドについての理解を深める必要がある。DeeMe が考えているバックグラウンドのうちの一つが RCS の正規の取り出しタイミングから遅れて取り出されてしまう陽子によって発生する電子がある。そこで、この遅延陽子を測定するために RCS 取り出しビームラインの脇にビームロスモニターを設置して測定を行なった。DeeMe が測定するメインバンチが通り過ぎた後 $1\mu\text{s}$ から $3\mu\text{s}$ までの間に来ってしまう遅延陽子の数は RCS の取り出し約 2 千万回で 57 個であった。また、ビームロスモニターへヒットする陽子の数と MLF へ通り抜けてバックグラウンドになる陽子の比率をシミュレーションを用いて導き出した。これらを併せると、MLF 側へ通り抜けて DeeMe のバックグラウンドになってしまう陽子と RCS を回っている全ての陽子の比率は $R_{DP} = 3.07 \times 10^{-21}$ となった。DeeMe が求める遅延陽子の比率は $R_{DP} < 10^{-18}$ であるため、今回の遅延陽子測定では遅延陽子によるバックグラウンドはミュー粒子電子転換過程のバックグラウンドとして問題にならないことがわかった。



目次

1	序論	8
1.1	標準模型	8
1.2	ミューオンの崩壊過程	8
1.3	レプトン族数非保存過程	9
1.4	ミュー粒子・電子転換過程	10
1.5	観測事象	10
1.6	ミュー粒子・電子転換過程の強み	11
2	ミュー粒子・電子転換過程探索実験	13
2.1	J-PARC	13
2.1.1	3GeV 陽子シンクロトロン	13
2.1.2	物質生命科学実験施設	14
2.2	一般的な実験方法	16
2.2.1	COMET 実験	16
2.3	DeeMe 実験	18
3	加速器の軌道理論	19
3.1	加速器	19
3.2	強集束の原理	20
3.3	転送行列	20
3.3.1	四重極磁石	21
3.3.2	ドリフト空間	22
3.3.3	偏向電磁石	22
3.4	エミッタンス	23
3.5	位相安定性の原理	24
4	遅延陽子背景事象測定	26
4.1	遅延陽子	26
4.2	Beam Loss Monitor	27
4.3	Beam Position Monitor	27
4.4	加速器シミュレーション	28
4.4.1	RCS 分岐部	28
4.4.2	バックトラッキングシミュレーション	30
4.4.3	遅延陽子の起源探索	32
4.4.4	結果	34
4.5	遅延陽子測定	35
4.5.1	測定系の構築	35
4.5.2	遅延陽子測定の準備	35
4.5.3	データの選択	36
4.5.4	遅延陽子測定	38
4.5.5	バックグラウンド評価	39
4.5.6	結果	39
4.5.7	キッカー電磁石の不調	40
4.6	取り出しタイミングの前後にいる謎のピーク	42

4.6.1	謎のピークの考察	42
4.6.2	測定準備	42
4.6.3	結果	44
5	結論・考察	48
5.1	遅延陽子評価	48
5.2	取り出しの前後にいるピーク	48
6	今後の展望	50
6.1	遅延陽子の起源探索	50
6.2	通り抜け後の運動量	50
6.3	RCS 内での運動量損失	51
6.4	その後の評価	51
7	謝辞	53
A	付録	54
A.1	3NBT Beam Position Monitor Signal	54

目 次

1	標準模型 [1]	8
2	ミュオニック原子核	11
3	Czarnecki らによる DIO 電子のエネルギースペクトル [6]	12
4	J-PARC 施設 [7]	13
5	高エネルギー陽子による核破碎反応で発生する二次粒子	14
6	キッカー電磁石の概要図	14
7	J-PARC での各加速器構造の担当部分 [8]	15
8	MLF のビームパワー履歴 [8]	16
9	その他のミュオン電子電子転換過程探索実験の実験手法	17
10	COMET 実験ビームライン概要	17
11	ミュオン電子電子転換探索過程	18
12	四重極磁石	21
13	中心軌道と直交しない偏向電磁石	23
14	位相面積	23
15	エミッタンス	24
16	位相安定性の原理	26
17	RCS 取り出しビームラインの概形	26
18	Beam loss monitor 概形	27
19	RCS BPM システムの構成 [9]	28
20	BPM の信号	28
21	BLM の設置場所	28
22	入射時の空間分布と位相分布	29
23	G4BEAMLIN 上で構築した RCS 分岐部の構造	29
24	beta function	31
25	陽子の x 方向の動き	32
26	陽子の y 方向の動き	32
27	逆方向に飛ばした陽子の飛行距離	32
28	コリメーター起源の遅延陽子の飛跡	33
29	BLM と通り抜けることができる陽子のエミッタンス	34
30	Beam Loss Monitor	35
31	FADC	35
32	FADC で取れた波形	37
33	波形の大きさ	38
34	BLM へ hit があつた時の時間プロット	39
35	キッカー 6 台運転での時間プロット	40
36	キッカー 6 台運転での生波形	41
37	キッカー 6 台運転での生波形 (取り出しタイミング付近を拡大)	41
38	キッカー立ち上がり時の軌道	42
39	使用する検出器の設置場所の概図	43
40	キッカーディレイ調整試験で用いたオシロスコープ	43
41	キッカーディレイタイムごとの取り出しビームラインのビームポジション (水平)	45
42	キッカーディレイタイムごとの取り出しビームラインのビームポジション (垂直)	45
43	キッカーディレイタイムごとのビームポジション (BPM C11-1)	46

44	キッカーディレイタイムごとのビームポジション (BPM C11-2)	46
45	BLM signal	47
46	BLM へヒットした陽子の積分値	47
47	キッカーの立ち上がりと立ち下がり と BLM へのヒット量の相関	48
48	逆方向に飛ばした陽子の飛行距離	50
49	偏向電磁石を通り抜けた後の運動量 dz/ds	51

表目次

1	Muon Decay Mode	9
2	Lepton Number and Flovor Conservation	9
3	Lepton Flovor Violation	9
4	代表的な cLFV 探索過程実験の分岐比の上限	10
5	cLFV 過程探索と実験感度向上に関する問題点	12
6	RCS の設計パラメータ	15
7	光学系と荷電粒子の光学系の違い	20
8	各カウンターにおける陽子の hit 数	29
9	FADC の設定値	36

1 序論

1.1 標準模型

現在、素粒子・原子核物理で広く認められている理論として、標準理論がある。この理論は量子色力学やヒッグス機構、ワインバーグ・サラム理論、小林・益川理論などの複数の理論から成り立っている。今までに行われた素粒子・原子核物理に関する実験をほとんど全て矛盾なく説明することができている。しかし、全ての物理現象を説明できるわけではないため、未解決の問題をいくつか抱えている。そのため、標準模型を超えた物理模型の存在が検討されている。例として、重力の量子化や大統一理論、強いCP問題などがある。

標準模型は6種類のクォークと6種類のレプトンと4種類のゲージボソンとヒッグス粒子の計17種類の素粒子から成り立っている。

素粒子標準模型を構成する素粒子のグループの一種であるレプトンには三つの世代が存在する。第一世代の電子、第二世代のミューオン、第三世代のタウという3種類の電荷を持つ荷電レプトンと、それぞれ対になる3種類の電荷を持たないニュートリノが存在する。レプトンはそれぞれの世代で固有の量子数を持っている。これらの量子数はレプトン族数と呼ばれている。それぞれのレプトン族に対して量子数として+1, 各反粒子には-1, その他の粒子には0という数が与えられる。このレプトン族数はニュートリノの質量が0であれば保存するものである。また、標準模型ではニュートリノの質量は0とされているため、全ての相互作用においてレプトン族数の総和は反応の前後で保存している。この保存則のことをレプトン族数保存則と呼んでいる。

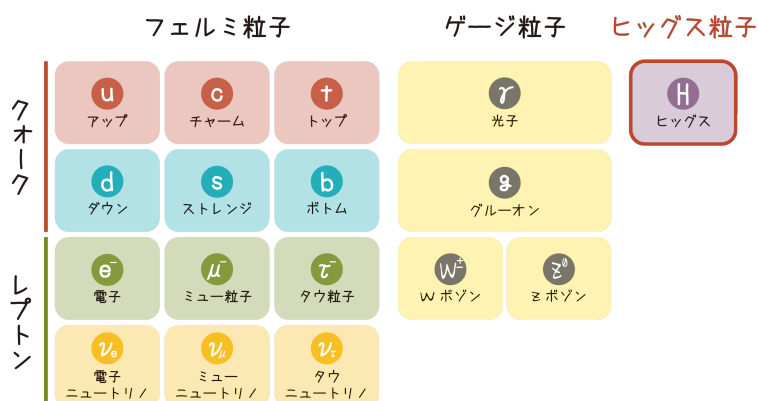


図 1: 標準模型 [1]

1.2 ミューオンの崩壊過程

ミューオンは $2.2 \times 10^{-6} s$ の寿命で崩壊する。ミューオンの崩壊はレプトン数とレプトン族数を保存している $\mu \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ の崩壊過程が主となっている。ミューオンの崩壊モードは表1のようなものが考えられている。表1の上から二番目と四番目の反応はニュートリノを区別できないなどの問題があるため、反応確率は全て一番上に含まれている。表1の上三つはレプトン数及びレプトン族数を保存する過程であり、下四つはレプトン族数を保存しない崩壊過程になっている。

表 1: Muon Decay Mode

$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	$\approx 100\%$
$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \gamma$	$1.4 \pm 0.4\%$
$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu e^- e^+$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$
$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_\mu \nu_e$	1.2
$\mu^- \rightarrow e^- \gamma$	5.7×10^{-13}
$\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-$	1.2×10^{-12}
$\mu^- \rightarrow e^- 2\gamma$	7.2×10^{-11}

1.3 レプトン族数非保存過程

表 2: Lepton Number and Flavor Conservation

	μ^-	\rightarrow	e^-	$+$	$\bar{\nu}_e$	$+$	ν_μ
L:	1	=	1	-	1	+	1
L_e :	0	=	1	-	1	+	0
L_μ :	1	=	0	+	0	+	1

表 3: Lepton Flavor Violation

	μ^-	\rightarrow	e^-	$+$	γ
L:	1	=	1	+	0
L_e :	0	\neq	1	+	0
L_μ :	1	\neq	0	+	0

表 2 はミューオンの主な崩壊モードにおけるレプトン数の変化を示している。L はレプトン数 L_e は電子のレプトン数、 L_μ はミューオンのレプトン数を表している。表 2 を見ると右辺と左辺は一致している。そのためこの崩壊モードはレプトン数もレプトン族数も保存している。一方、表 3 に示された $\mu^- \rightarrow e^- \gamma$ のレプトン数変化を見てみると、レプトン数は保存しているが、レプトン族数は保存していない。このように崩壊の前後でレプトン族数が保存しない崩壊過程のことをレプトン族数非保存過程 (Lepton Flavor Violation) と呼ぶ。この崩壊過程は標準理論では起こらないとされている。しかし、近年、ニュートリノが他のニュートリノに変換するニュートリノ振動現象が観測され、ニュートリノの質量は 0 でなく、他種のニュートリノが混合していることがわかった。そのため、レプトン族数保存則はニュートリノの質量を 0 として近似されたものであることがわかった。しかし、ニュートリノではレプトン族数保存則は成り立っていないことが確認されたが、荷電レプトンにおいては未だに荷電レプトン族数を破る過程 (cLFV) は発見されていない。ミューオン混合を考慮した場合、標準模型の中で cLFV が起こるとしたらミューオンがミューニュートリノと W ボゾンに崩壊し、ミューニュートリノがニュートリノ混合を通して電子ニュートリノに変換されてから先ほどの W ボゾンを吸収し、電子へと変換することができるが、この反応確率は 10^{-50} 以下であると予測されている。このような低確率の反応は実験的に観測することはほとんど不可能である。しかし、標準模型を超えた新しい理論モデルでは cLFV 過程の反応確率は現在の上限値の数桁下であると予想されている。cLFV は理論的にも存在が十分に期待されており、現在の実験の感度でも観測できる可能性があり、実験結果の解釈もシンプルなため、新しい物理を探索する方法として優れている。表 4 には代表的な cLFV 探索過程実験による上限値を示している。

表 4: 代表的な cLFV 探索過程実験の分岐比の上限

崩壊モード	分岐比の上限	実験
$\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$	$< 1.0^{-12}$	SINDRUM[2]
$\mu^- + A_u \rightarrow e^- + A_u$	$< 7^{-13}$	SINDRUM II[3]
$\mu^- + T_i \rightarrow e^- + T_i$	$< 4.3^{-13}$	SINDRUM II[4]
$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$	$< 5.7^{13}$	MEG [5]

1.4 ミュー粒子・電子転換過程

物質中で μ^- が静止した場合、 μ^- は物質中の原子核に束縛されてミュオニック原子を形成する。束縛された μ^- は X 線を放出しながら 1S 軌道まで落ちていく。その後 μ^- は原子核軌道上で崩壊をするか、原子核に捕獲されるミュオン原子核捕獲反応を起こすか、ミュオン電子転換過程を起こしニュートリノを放出しない崩壊をするかのいずれかの過程たどる。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1)$$

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1) \quad (2)$$

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) \quad (3)$$

A はミュオン粒子が捕獲された物質の原子量、Z はその物質の原子番号を表す。式 1 は原子核の軌道上でミュオン粒子が崩壊する DIO(Decay in Orbit)、式 2 はミュオンが原子核に捕獲される MC(Muon Capture) と呼ばれている。DIO を起こす崩壊定数 (α_f) は、自由空間での μ^- の崩壊と等しく $\alpha_f = 0.4552 \times 10^6 s^{-1}$ である。したがって、通常のミュオン粒子の寿命は α_f の逆数であり、 $2.197 \times 10^{-6} s$ となる。MC の崩壊定数 (α_c) は μ^- と原子核の重なりに依存するため、物質の原子番号によって大きく異なる。炭素の場合は、 $\alpha_c = 0.0388 \times 10^{-6} s^{-1}$ である。そのため、各物質におけるミュオン粒子の見かけ上の寿命 (τ) は、

$$N = N_0 e^{-(\alpha_f + \alpha_c)t} \quad (4)$$

$$\tau = \frac{1}{\alpha_f + \alpha_c} \quad (5)$$

で表すことができる。

N は時間 t 後に残っているミュオン粒子の数、 N_0 は最初にあったミュオン粒子の数である。そのため、自由空間でのミュオン粒子の寿命は $2.197 \times 10^{-6} s$ 、ミュオニック炭素原子の寿命は $2.02 \times 10^{-6} s$ になり、見かけ上の寿命は自由空間での寿命に比べて短くなる。

式 3 はミュオン電子転換過程の反応式である。ミュオン電子転換過程と MC の分岐比は、

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) \equiv \frac{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z))}{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1))} \quad (6)$$

となり、 Γ はそれぞれ MC とミュオン電子転換過程の崩壊幅である。ミュオン電子転換過程と MC は μ^- と原子核の重なりに依存する反応のため、ミュオン電子転換過程の分岐比は MC に対する比率として定義される。新しい物理理論では軽い原子核と重い原子核でミュオン電子転換過程の生じ方が異なる可能性もあるため、多様な原子番号の原子を標的として用いて実験を行うことが重要になってくる。

1.5 観測事象

ミュオン電子転換過程が生じた場合に放出される電子のエネルギーの式は次のようになる。

$$E_{\mu e} = m_\mu - M_\mu - E_{rec} \quad (7)$$

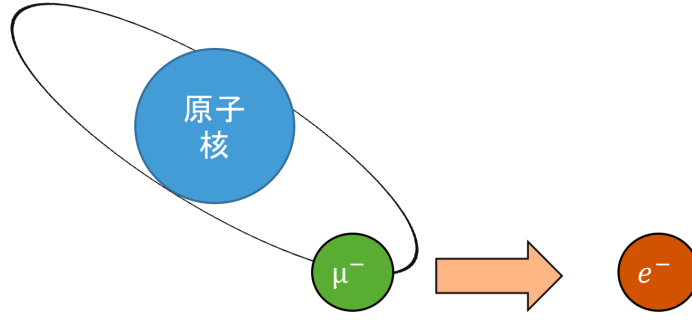


図 2: ミューオニック原子核

$E_{\mu e}$ がミュー粒子電子転換過程が生じた時に放出される電子のエネルギー、 m_{μ} はミュー粒子の質量、 M_{μ} はミューオニック原子中での束縛エネルギー、 E_{rec} は原子核中の反跳エネルギーである。原子核の反跳エネルギーは、原子核の質量 (M_A) を用いて次のように表される。

$$E_{rec} \approx \frac{(m_{\mu} - B_{\mu})^2}{2M_A} \quad (8)$$

この式はとても微小になることは明らかであるので実験を行う際には無視することができる。また、 B_{μ} は標的の原子番号によって異なるため、ミュー粒子電子転換過程によって出てくる信号の大きさも異なる。したがって式 7 から明らかなように右辺は全て定数であるのでミュー粒子電子転換過程から放出される電子のエネルギーは一意に決まる。C 原子の場合は、 $E_{\mu e}$ は 105.06MeV となる。図 3 に Czarnecki らが計算を行った、原子核の反跳効果や原子核に束縛されたミュー粒子の相対論的效果も考慮した DIO 電子のエネルギースペクトルが示されている。青実線がミューオニックシリコンのスペクトル、赤破線がミューオニック炭素原子のスペクトルを表している。Si 原子、C 原子の $E_{\mu e}$ 近傍で DIO のスペクトルが急激に減少している。そのため、運動量分解能が十分良い測定器を用いればミュー粒子電子転換過程から放出される電子と DIO からくる電子を区別することが可能である。

他にも主なバックグラウンド源として即発電子によるバックグラウンドが挙げられる。即発電子とは一次陽子が標的に入射した際に生成される様々な粒子の中で $E_{\mu e}$ と同じエネルギーを持った電子のことである。このバックグラウンドは一次陽子と同じタイミングでくるため、パルス陽子ビームを用いれば一次陽子よりも遅延して放出される電子とは区別することが可能になる。しかし、陽子が遅延タイミングに存在してしまうと即発電子が遅延電子として認識されてしまうため、大きなバックグラウンド源となってしまう可能性がある。このような遅延タイミングに存在する陽子のことを遅延陽子と呼び、遅延陽子数と全陽子数の比を R_{DP} として定義する。したがって、このようなバックグラウンドが存在してしまうため、ミュー粒子電子転換過程を探索する実験では遅延陽子が少ない高純度なパルス陽子ビームも条件として必要になってくる。

1.6 ミュー粒子・電子転換過程の強み

現在世界中の研究機関で荷電レプトンフレーバーの非保存過程は探索されている。特に、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$, $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$, $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$ の探索実験が、cLFV 過程を探索する実験として注目されている。これらの過程を精度よく探索し、cLFV 過程を解明するにはそれぞれの実験に当たって留意すべき点が存在する。 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ の探索実験では、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma\nu_{\mu}\bar{\nu}_e$ と $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_{\mu}\bar{\nu}_e$ の二つの反応が偶然同時に生じる場合がある。この偶然同時事象は本当に見たい $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ と区別することができない。そのため、これらを区別するために様々な努力をしているが最終的な実験感度を落としてしまっている。 $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ 探索実験も同様な偶然同時現象が起きてしまうため、実験精度には限界があると考えられている。一方で、ミュー粒子

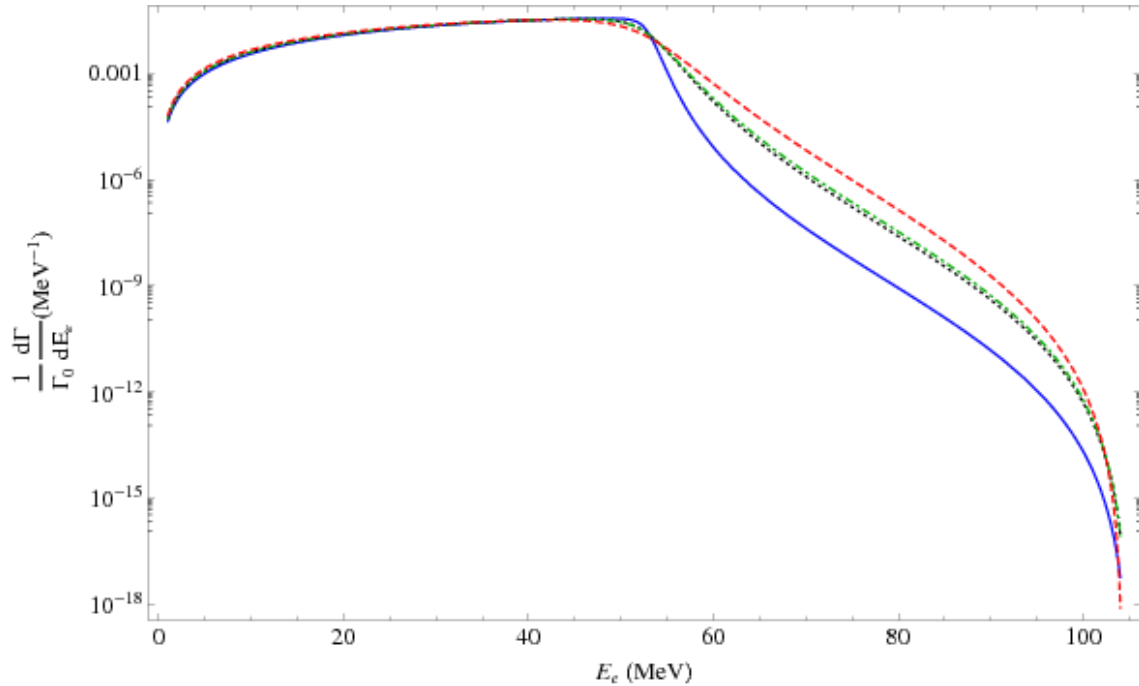


図 3: Czarnecki らによる DIO 電子のエネルギースペクトル [6]

から崩壊した一つの電子の運動量を測定するミュオン電子転換過程探索実験では、前者のようなバックグラウンドを無視することができる。したがって、大量のミュオン粒子を用いた高精度な cLFV 過程の分岐比を飛躍的にあげることができる。現在ミュオン粒子ビームの大強度化は著しく進歩しているため、ミュオン電子転換過程での cLFV 過程探索での成果が期待できる。したがって、ミュオン電子転換過程探索実験は、ミュオン粒子を大量に確保でき、バックグラウンドがわかりやすいという点から、他の cLFV 過程探索実験と比較すると大きなアドバンテージがあると言える。

表 5: cLFV 過程探索と実験感度向上に関する問題点

探索モード	バックグラウンド	ビームの特徴	実験感度要因
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	偶然同時観測事象	直流	検出器の分解能
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$	偶然同時観測事象	直流	検出器の分解能
$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$	ビームバックグラウンド	パルスビーム	ビームの純度

2 ミュー粒子・電子転換過程探索実験

2.1 J-PARC

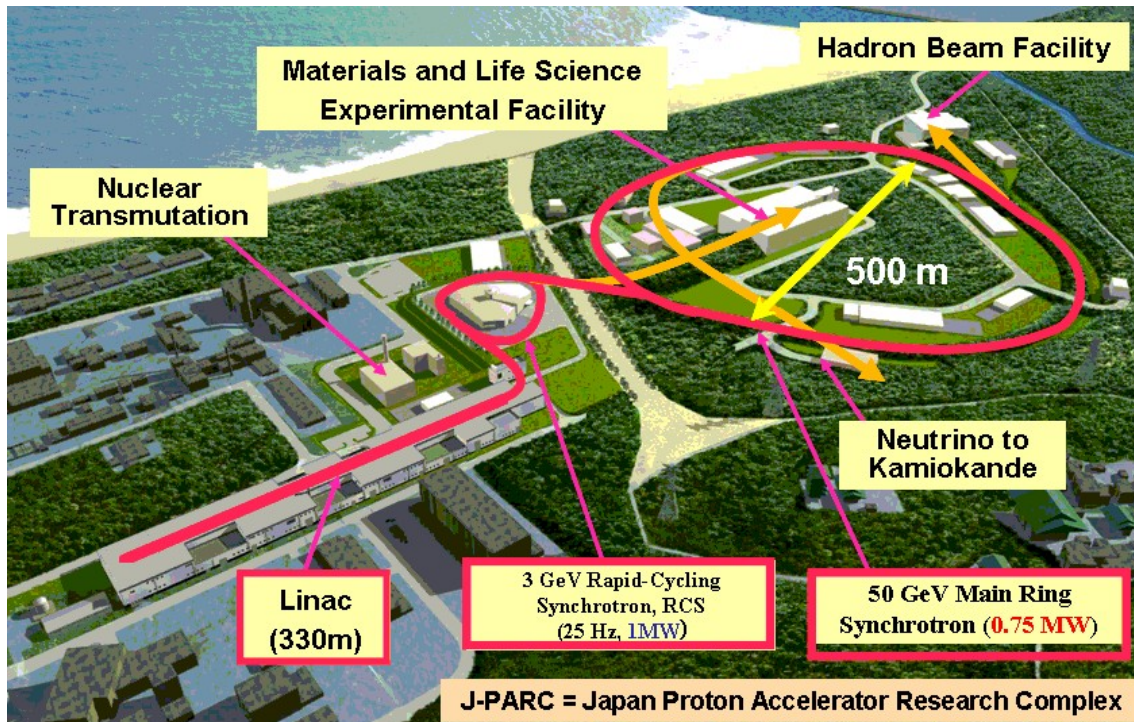


図 4: J-PARC 施設 [7]

J-PARC(Japan Proton Accelerator Complex) とは高エネルギー加速器研究機構と日本原子力研究開発機構が、茨城県東海村に共同で建設された最大強度が 1MW の大強度陽子加速器施設であり、400MeV Linac、3GeV シンクロトロン (Rapid Cycling Synchrotron:RCS)、50GeV メインリングシンクロトロン (Main Ring:MR) の 3 つの加速器と物質生命科学実験施設、ニュートリノ標的施設、ハドロン実験ホールの 3 つの実験施設から構成されている。J-PARC の加速器は、2006 年 11 月から始まった低電流ビームによる一連の初期試験・調整を経て、2008 年 12 月に供用運転を開始した。以来、供用運転と並行して、ビーム出力の増強へ向けた各種試験・調整を繰り返しおこなってきた。

J-PARC では高エネルギーに加速した陽子を標的に衝突させ、核破砕反応で発生する様々な粒子を利用して、素粒子・原子核物理学と物質生命科学を中心に、基礎から応用に渡る広範囲な分野研究が行われている。ビームが標的に入射した時に発生する粒子のことを二次粒子と呼び、J-PARC では、二次粒子のうち中性子、ミューオン、K 中間子、ニュートリノにおいて世界最大級のビーム強度の実現を目指している。そのために、世界最大級のビーム強度を持った陽子加速器が必要となる。

2.1.1 3GeV 陽子シンクロトロン

3GeV シンクロトロン (RCS) は、ミュー粒子生成標的及び中性子生成標的へのビーム供給と MR の入射器の二つの役割を持っている。RCS では 25Hz という早い繰り返しで陽子を 400MeV から 3GeV まで加速している。最終的には 1MW という大出力でのビーム供給を自在している。現在は 500kW で運転をしている。RCS は全長 348.333m の三回対称のラティス構造を持つ。

RCS は Linac から加速された 400MeV の H^- ($\beta = 0.71$) を入射する。入射後、先に入射した陽子と合流さ

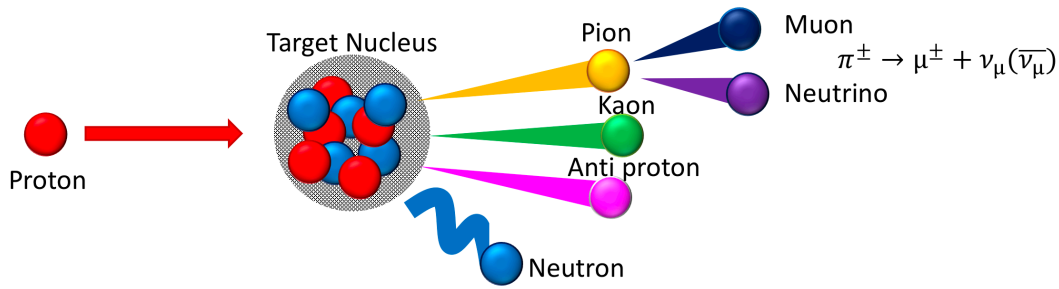


図 5: 高エネルギー陽子による核破砕反応で発生する二次粒子

せてから荷電変換膜で H^- から電子を二つ取り除き、陽子にする。その後、 $3\text{GeV}(\beta = 0.97)$ まで加速する。従って RCS では入射時と出射時で周回に要する時間が約 30% 短くなる。 3GeV まで加速された陽子はキッカー電磁石を用いて速い取り出しを行なっている。キッカー電磁石とは、陽子の取り出しのタイミングの短い時間の間だけ磁場を励起させて、陽子をキックする。

取り出された陽子は MLF または MR へ入射する。

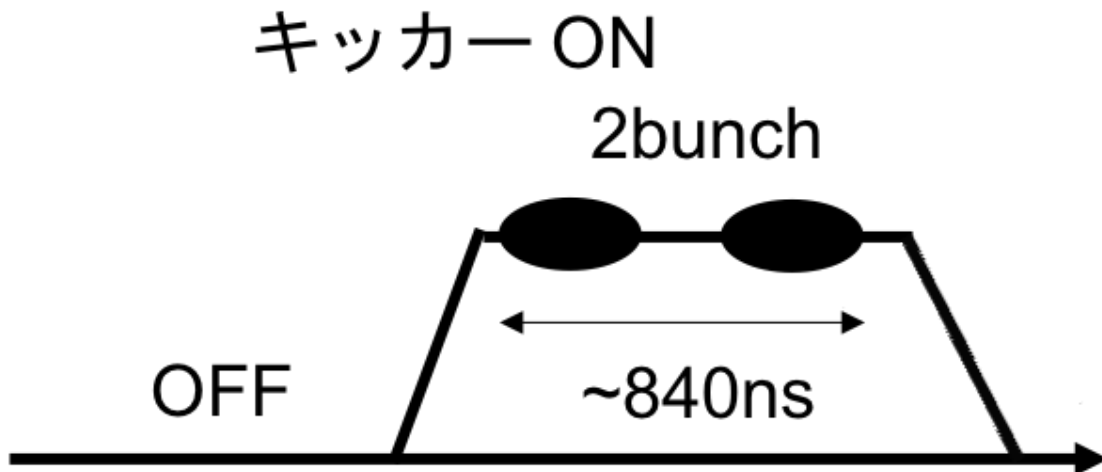


図 6: キッカー電磁石の概要図

図 7 に J-PARC の各加速器におけるベータの遷移を表している。

RCS のような大強度陽子加速器では、ビーム増強と共に生じるビーム損失の低減がビーム物理学上最重要の研究課題となる。ビーム損失の原因は多様に存在する。

2.1.2 物質生命科学実験施設

物質・生命科学実験施設 (MLF) では、RCS からのパルス陽子ビーム (3GeV , 25Hz , $333\mu\text{A}$) により世界最高強度のミュオン及び中性子ビームを発生させ、これらを用いて物質科学や生命科学研究を推進させることを目的としている。

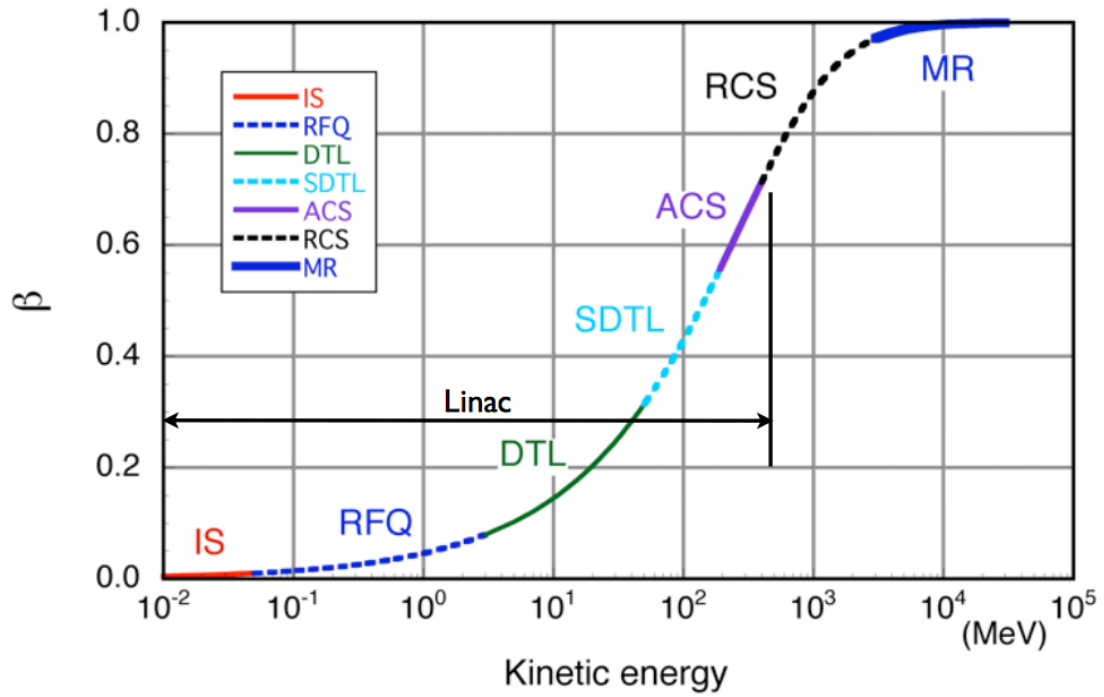


図 7: J-PARC での各加速器構造の担当部分 [8]

表 6: RCS の設計パラメータ

Circumference	348.333
Super-period	3
Injection energy	400MeV
Extraction energy	3GeV
Repetition	25Hz
Output beam power	1MW
Ramping pattern	Sinusoidal
Harmonic number	2
Number of bunches	2
Nominal tune (x/y)	6.72/6.35

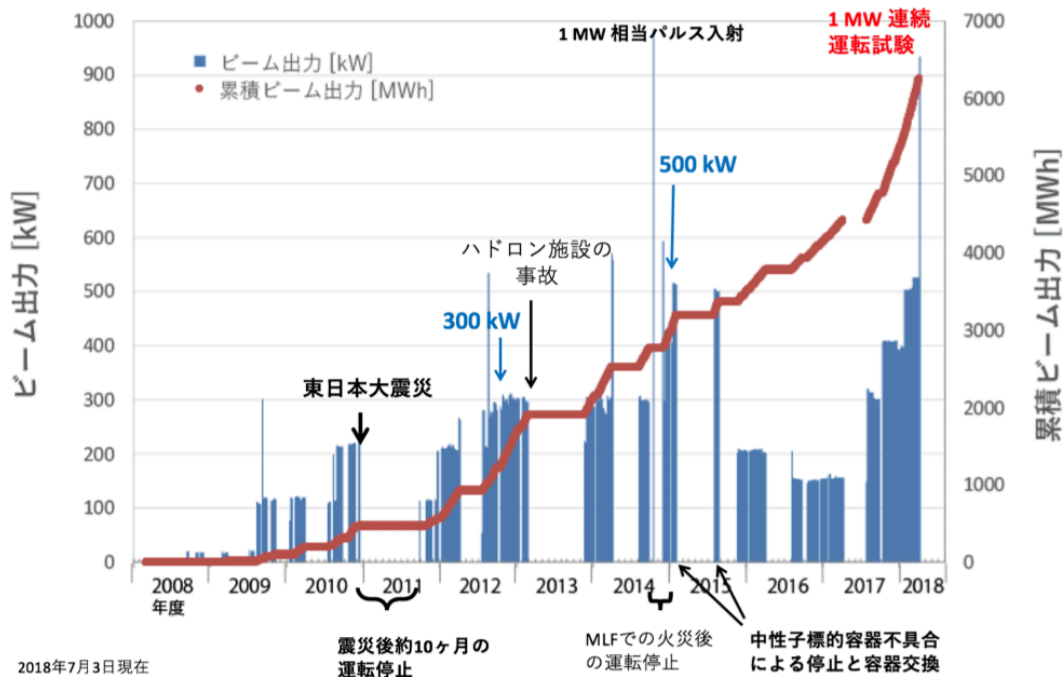


図 8: MLF のビームパワー履歴 [8]

2.2 一般的な実験方法

ミュオン粒子電子転換過程を探索する一般的な実験方法を図9に示す。陽子パルスビームを陽子標的に衝突させ、 π^{\pm} を生成する。 π^{\pm} を電磁石等で集束し、 $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm}$ へ崩壊させる。そして出てきた μ^{\pm} をミュオン粒子静止標的に静止させる。静止したミュオン粒子が崩壊し電子を放出する。その放出された電子をビームラインで引き出し、運動量を精密に測定していく。

現在計画されているミュオン粒子電子転換過程探索実験は COMET 実験や Mu2e 実験がある。これらの実験はこの手法を用いる予定である。

2.2.1 COMET 実験

COMET 実験 [11] は、J-PARC の Main Ring(MR) を使って、ミュオン粒子・電子転換過程を探索する実験グループである。

J-PARC の世界最大強度のパルス陽子ビームをパイオン生成標的に照射し、発生したパイオンをソレノイド磁場で捕獲する。パイオンは湾曲ソレノイド内でミュオン粒子に崩壊し、このミュオン粒子をミュオン粒子静止標的に静止させる。ミュオン粒子静止標的に静止したミュオン粒子が崩壊して発生した電子を測定する。

COMET 実験は Phase-I と Phase-II の 2 段階で行われる。Phase-I ではミュオン粒子輸送ソレノイドの 90 度湾曲部までしか作成しない。そのため、Phase-II 用の検出器のママでは標的に当たらなかった多数の粒子が検出器にあたり、信号が埋もれてしまう。Phase-II では、180 度湾曲ソレノイドからなる電子輸送部で 105MeV 領域の電子のみを選択し、検出部に輸送する。検出器は、真空中に置かれたストローガス飛跡検出器とシンチレーション結晶からなる電子カロリメータから構成され、電子の運動量とエネルギーを測定する。

COMET 実験では標準理論を超えた枠組みの理論によると測定可能な範囲である 10^{-16} の確率で反応が起こると予想している。そのため、COMET 実験では 10^{-16} の感度を目指す。

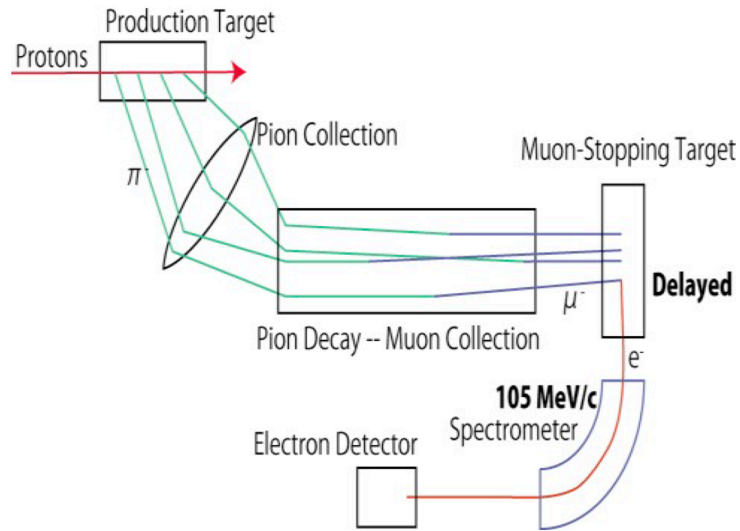


図 9: その他のミュオン粒子電子転換過程探索実験の実験手法

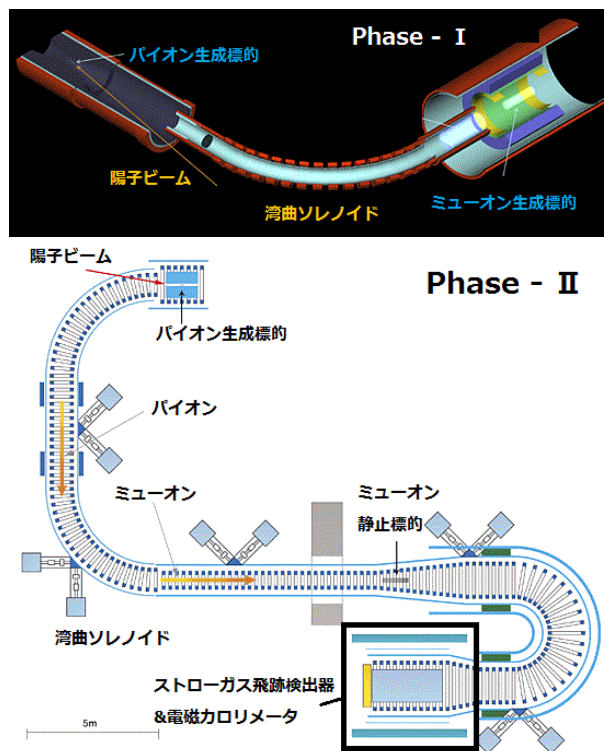


図 10: COMET 実験ビームライン概要

2.3 DeeMe 実験

DeeMe(Direct emission of electron by Muon-electron conversion) 実験 [10] は、J-PARC RCS からのパルス陽子ビームを用いて MLF H-line で行われるミュオン粒子・電子転換過程探索実験であり、大阪大学が中心となって計画されている DeeMe と他のミュオン粒子電子転換過程探索実験と異なる点は、陽子標的とミュオン粒子静止標的を 1 枚の標的に置き換えることである。DeeMe ではパルス陽子ビームが入射される陽子標的の中では、陽子ビームによって生成された低エネルギーの π^\pm が大量に存在しており、この π^\pm が μ^\mp へと崩壊する。この低エネルギーの μ^- が陽子標的の近傍に存在していれば、そのまま陽子標的の中で静止させることができる。そして、静止したミュオン粒子が原子核に吸収されミュオン粒子が電子へ転換される。図 11 に陽子がパイオン生成標的に陽子が入射して電子を DeeMe が使用する検出器までのビームラインを示している。

しかし、ミュオン粒子電子転換過程からくる電子だけではなく様々なバックグラウンド電子が放出されるため、バックグラウンドの評価を行わなければならない。

- 即発電子
パルス陽子ビームが入射された時にできる電子
- Decay in Orbit(DIO)
ミュオン粒子が原子核へと捕獲されてから通常の $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ 崩壊からくる電子
- 遅延陽子
加速器による遅れてきた陽子が陽子標的に入射した時に放出される電子

最初の即発電子があるため、DeeMe ではパルス陽子ビームが入射したあと約 300ns 後から測定を開始することによって、バックグラウンドを排除する。DIO バックグラウンドは章 1.5 で述べた通り、高性能な運動量分解能を持った検出器を用いれば分別可能である。したがって、遅延陽子を評価することがミュオン粒子電子転換探索を行う上で重要となってくる。

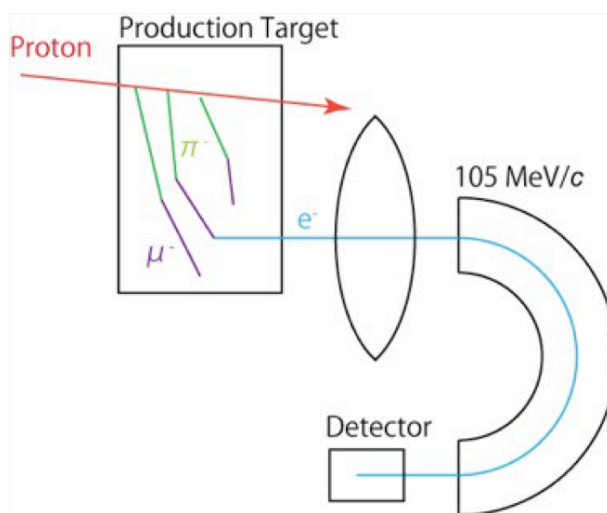


図 11: ミュオン粒子電子転換探索過程

3 加速器の軌道理論

3.1 加速器

加速器は荷電粒子を電場などを用いて加速させる装置である。主に加速させる粒子としては、電子・陽電子・陽子・重イオンなどがある。電荷 e を持った粒子は電場 E 内で加速される。電荷 e を持った粒子が電位差 $1V$ の電極間を通過するとこの粒子は $1eV$ というエネルギーを得ることができる。エネルギーの単位は素粒子・原子核の分野においては電子ボルト (eV) が主に用いられている。 $1eV$ は電気素量 1 を持った粒子が電位差 $1V$ の極板間を通過した時に得られるエネルギーに等しい。

$$e = 1.602 \times 10^{-19} C \quad (9)$$

$$1eV = 1.602 \times 10^{-19} J \quad (10)$$

したがって同じ電荷を持っていればどんな粒子でも質量に関係なく同じだけのエネルギーを得ることができる。しかし、粒子の質量が違くと加速された後の速度は異なってくる。そのため、質量の違う電子と陽子では加速器で使われる磁石のサイズや電場の周期などが大きく異なる。また、相対論によると運動する粒子の質量 m は静止質量 m_0 とは異なる。

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (11)$$

$$p = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} v \quad (12)$$

運動する粒子の全エネルギー E は運動エネルギー T と静止エネルギー E_0 を用いると、

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (13)$$

$$E = T + E_0 \quad (14)$$

で表される。式 11 と式 13 から β と運動エネルギー T の間の関係式が得られる。

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + T/E_0)^2}} \quad (15)$$

β が小さい時には速度の増加がおもとして現れ、 β が 1 に近づいていくと速度の増加率は小さくなり、加速によって得られるエネルギーは質量の増加に大部分が使われることになる。

運動量 P と運動エネルギー T の関係式は式 13 と式 12 から求まる。

$$P = \frac{1}{c} \sqrt{T(T + 2E_0)} \quad (16)$$

式 16 より、同じ運動エネルギーでも静止質量の大きい陽子の方が電子と比較すると、運動量が大きいことがわかる。

J-PARC の RCS の場合では、式 16 に値を代入すれば、

$$P_{RCS} = \frac{1}{c} \sqrt{3(3 + 2 \times 0.938)} \approx 3.825 GeV/c \quad (17)$$

の運動量を持っている。

また、加速器のビームはビーム進行方向 (s) と進行方向に垂直な横方向 (x, y) との 3 次元の運動を行いなが

ら真空ダクト内を輸送される。加速器で t でなく s を用いるのは粒子に加わる力が s に依存するため、ビーム物理学では基本的に運動量を表す時に x, y の時間微分ではなく、進行方向の移動距離の微分で表される。

$$x' = \frac{dx}{ds} = \frac{dx}{dt} \frac{dt}{ds} = \frac{v_x}{v_s} \quad (18)$$

$$y' = \frac{dy}{ds} = \frac{dy}{dt} \frac{dt}{ds} = \frac{v_y}{v_s} \quad (19)$$

3.2 強集束の原理

光学系で凹レンズと凸レンズを使って弱い凸レンズの場合より強い集束を得ることができる。系の焦点距離を F , f_1, f_2 をそれぞれ凸レンズと凹レンズの焦点距離だとし、凸レンズと凹レンズ間の距離を d とすると、

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2} \quad (20)$$

で与えられる。もし、 $f_1 = -f_2 = f$ であった時、系全体の焦点距離は $F = f^2/d$ となり、集束していることがわかる。 f_1 と f_2 は入れ替えても F は変わらないので、 x, y の両方向に対して収束することができる。このような凸レンズと凹レンズを組み合わせる集束の方法を強集束という。

加速器では、荷電粒子を集束させるレンズとして四重極磁石を用いる。四重極磁石については第 3.3.1 項にて詳しく説明する。光学系のレンズと荷電粒子の光学系で使われるレンズは以下の点で異なる。

表 7: 光学系と荷電粒子の光学系の違い

光学系	荷電粒子の光学系
x, y の両方とも集束	x 方向が集束なら y 方向が発散
x, y の両方とも発散	x 方向が発散なら y 方向が集束

3.3 転送行列

微分方程式の性質から明らかなように、 $s = s_0$ から $s = s_1$ までのマトリックスを $M_1(s_1|s_0)$, $s = s_1$ から $s = s_2$ までのマトリックスを $M_2(s_2|s_1)$ とすると、 $s = s_0$ から $s = s_2$ までのマトリックスは

$$M(s_2|s_0) = M_2(s_2|s_1)M_1(s_1|s_0) \quad (21)$$

で与えられる。

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + \left(\frac{\nu}{R}\right)^2 x = 0 \quad (22)$$

という方程式を考える。リングの全長を L , リングの半径を $R = \frac{L}{2\pi}$ とする。また、 $\frac{\nu}{R}$ は一定とする。式 22 の微分方程式の解は、

$$x = x_0 \cos \frac{\nu}{R} s + \frac{x'_0}{\nu/R} \sin \frac{\nu}{R} s \quad (23)$$

$$x' = -\frac{\nu}{R} x_0 \sin \frac{\nu}{R} s + x'_0 \cos \frac{\nu}{R} s \quad (24)$$

と書くことができる。ここで、 x_0, x'_0 は $s=0$ の時の初期値である。これを行列を用いて表すと、

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{k}s) & \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(\sqrt{k}s) \\ -\sqrt{k} \sin(\sqrt{k}s) & \cos(\sqrt{k}s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (25)$$

となる。ここで $k = \nu/R$ と置いた。この式より、初期の位置と運動量にある行列をかけるとその後の位置と運動量を求めることができる。このような行列のことを転送行列と呼ぶ。また、この行列は粒子を加速器を一周回した時の転送行列であるため、粒子が一周回る時に ν 回振動することがわかる。このように一周回った時の粒子の振動回数をベータトロン振動数という。このベータトロン振動数は整数であるとは限らない。空間的に考えると振動数の逆数は振幅であるため、

$$\beta = \frac{1}{k} = \frac{R}{\nu} \quad (26)$$

である。この式から、

$$2\pi\nu = \int_0^L \frac{ds}{\beta(s)} \quad (27)$$

とも表すことができる。このベータトロン振動数 (ν) をチューンと呼び、リング一周あたりの振動数を表しているため、例えば $\nu_x = 32.75$ のベータトロン振動数を持った加速器では一周する間に x 方向に 32 回と $3/4$ 回振動する。

3.3.1 四重極磁石

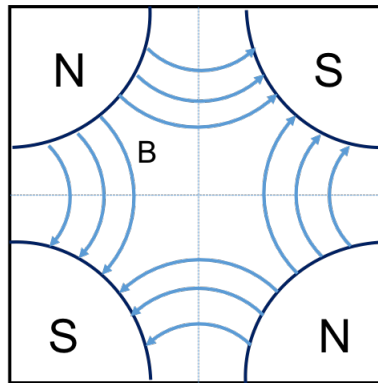


図 12: 四重極磁石

図 12 のように四重極磁石は 4 つの極をもち、磁場は中心軸上で 0、磁場の勾配が一定の電磁石である。したがって、偏向作用は持っていない。

四重極磁石の磁場は $B_x = -ay, B_y = ax$ ($a = \frac{\partial B_x}{\partial x}|_0$) となっている。この式から電磁石の中での陽子の運動方程式を求めると、

$$\frac{d^2x}{ds^2} = -Kx \quad (28)$$

$$\frac{d^2y}{ds^2} = Ky \quad (29)$$

ただし、 $K = \frac{a}{Br}$ (B は四重極磁石にかかっている磁場、 r は軌道半径)

x 方向には復元力が働き、 y 方向は働かないため、この四重極磁石を通過した陽子は x 方向には集束して y 方向には発散する。もちろんこの逆の四重極磁石も存在する。四重極磁石作用が光のレンズと違うところは、 x, y 両方向に対して同時に集束または発散にならないところである。

上の二式の微分方程式を解くと、

$$x = x_0 \cos(\sqrt{K}s) + x'_0 \frac{1}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}s) \quad (30)$$

$$x' = -x_0 \sqrt{K} \sin(\sqrt{K}s) + x'_0 \cos(\sqrt{K}s) \quad (31)$$

$$y = y_0 \cosh(\sqrt{K}s) + y'_0 \frac{1}{\sqrt{K}} \sinh(\sqrt{K}s) \quad (32)$$

$$y' = y_0 \sqrt{K} \sinh(\sqrt{K}s) + y'_0 \cosh(\sqrt{K}s) \quad (33)$$

ここで x_0, x'_0, y_0, y'_0 は $s=0$ のときの初期値である。これをマトリックスを使って書き直すと、

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{K}s) & \frac{1}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}s) \\ -\sqrt{K} \sin(\sqrt{K}s) & \cos(\sqrt{K}s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (34)$$

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{K}s) & \frac{1}{\sqrt{K}} \sinh(\sqrt{K}s) \\ \sqrt{K} \sinh(\sqrt{K}s) & \cosh(\sqrt{K}s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix} \quad (35)$$

と表すことができる。このように x 方向に集束し、 y 方向に発散するような四重極磁石を Focus-type、 x 方向に発散し、 y 方向に集束させるような四重極磁石を Defocus-type と呼ぶ。

3.3.2 ドリフト空間

ドリフト空間には磁場も電場もかかっていないため転送行列はドリフト距離 (*Length*) を用いて単純に表すことができる。

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & length \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (36)$$

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & length \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix} \quad (37)$$

3.3.3 偏向電磁石

偏向電磁石は陽子を偏向させることが目的である。その中でも磁石の入り口と出口で中心軌道が磁極の両端に直角になっているものをセクター電磁石という。セクター電磁石は y 方向に平行に磁場をかけられているため、 y 方向はただのドリフト空間だと考えることができる。軌道半径を ρ 、偏向角を ϕ とすると偏向電磁石の転送行列は、

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\phi & \rho \sin\phi \\ -\frac{1}{\rho} \sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (38)$$

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \rho\phi \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix} \quad (39)$$

となる。

しかし、図 13 のようにビームの中心軌道が偏向電磁石と直交していない場合はその境界に置いて集束・発散の作用が生まれる。そのため、セクター電磁石の転送行列とは異なってしまふ。中心軌道と直交している線と今回考えている磁石の境界の角度を δ とする。中心軌道から x だけ離れた位置から入射される粒子は $\Delta s \cong x \tan\delta$ の距離だけ偏向電磁石からの磁場を感じない。 $s = \rho\theta$ という関係があるため、

$$\Delta\theta = \frac{x}{\rho} \tan\delta \quad (40)$$

だけ、中心軌道上の粒子よりも曲げられないことになる。そのためこの境界での転送行列は、

$$M^E = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan\delta}{\rho} & 1 \end{pmatrix} \quad (41)$$

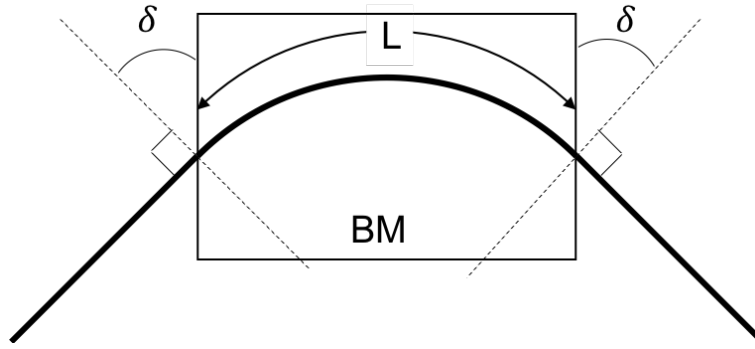


図 13: 中心軌道と直交しない偏向電磁石

であることがわかる。また同様に考えると y 方向の転送行列は、

$$M^E = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan\delta}{\rho} & 1 \end{pmatrix} \quad (42)$$

となる。このような edge の集束力を edge focus という。この edge focus の効果は偏向電磁石の前後にあるため、式 39 の行列を M^S とすると、中心軌道と直交しない偏向電磁石の転送行列 M^R は

$$M^R = M^E M^S M^E \quad (43)$$

となる。

3.4 エミッタンス

x と x' を図示したものを位相空間と呼ぶ。図 14 のように粒子 $A(x_1, x'_1)$ と $B(x_2, x'_2)$ がある転送行列 M

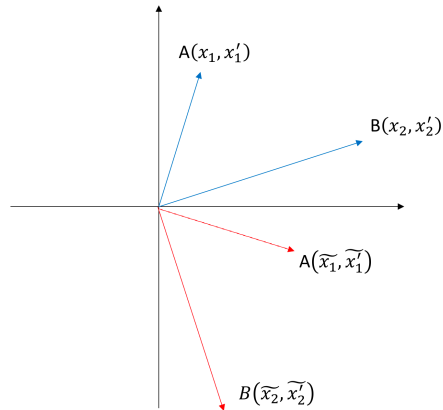


図 14: 位相面積

をかけた後に $A(\tilde{x}_1, \tilde{x}'_1)$ と $B(\tilde{x}_2, \tilde{x}'_2)$ となる状態を考える。最初の状態の時に二つの粒子の位相を表したベクトルで描く面積 W は

$$W = x_1 x'_2 - x'_1 x_2 \quad (44)$$

と書くことができる。面積を進行方向の距離 s で微分すると、

$$\frac{dW}{ds} = x'_1 x'_2 - x'_1 x'_2 + x_1 x''_2 - x''_1 x_2 \quad (45)$$

と変形することができ、式 29 を用いれば

$$\frac{dW}{ds} = 0 \quad (46)$$

が成り立つ。したがって、どんな転送行列をかけても二つの粒子を表すベクトルの面積は常に等しいため、

$$W_2 = \tilde{x}_1 \tilde{x}'_2 - \tilde{x}'_1 \tilde{x}_2 = W \quad (47)$$

も成り立つ。これはどんな二粒子間でも成り立つため多粒子の場合、その粒子の分布の面積は進行方向 s に対して不変量であることを示している。そのため、ビームの重要なパラメータとして x, x' の位相の面積で表すことが多い。

基本的にビーム中の粒子を位相空間で表すと楕円の形をしている (図 15)。この時の楕円の面積をエミッタンスといい ε で表す。楕円の x 方向の最大値は $\sqrt{\varepsilon\beta}$, x' の最大値を $\sqrt{\varepsilon\gamma}$ と表すことができる。

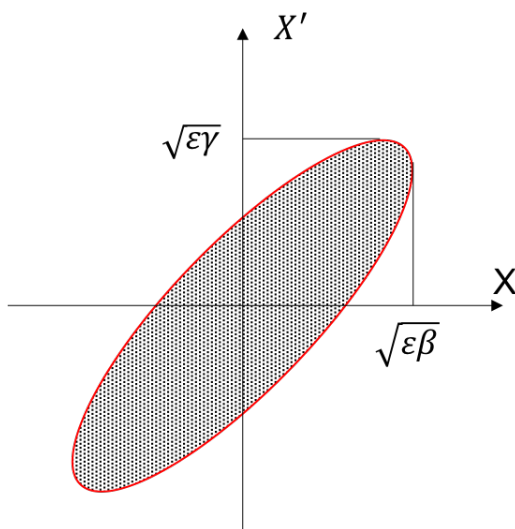


図 15: エミッタンス

3.5 位相安定性の原理

ここまでは横方向の振動や安定性について述べてきたが、ここからは縦方向 (粒子の進行方向) についての安定性について述べていく。ここで位相とは加速電場の位相を意味している。ビームが入射されてから取り出されるまでにシンクロトロンの中を回る回数は、 10^4 回位のオーダーになる。そのため、何度も繰り返し粒子を加速すれば、少しずつ設計軌道からはずれてしまい最終的にビームダクトにぶつかってしまうため難しくなる。しかし、ビーム中の粒子はエネルギーにばらつきが存在し、高周波に対する位相は一定ではない。そのため、設計値からずれてしまっている粒子でも最後まで高周波に同期して加速させる条件が必要になる。

軌道上のある点に高周波加速空洞があり、加速ギャップに高周波電圧、

$$V(t) = V \sin 2\pi f_{rf} t \quad (48)$$

を発生させる。ここで f_{rf} は高周波の周波数で、中心軌道上を運動する粒子の周回周波数と一致する。ある粒子が加速空洞を通過した時の高周波電圧の位相を ϕ であるとする、粒子は高周波電圧から、

$$\Delta E = eV \sin \phi \quad (49)$$

のエネルギーを得る。シンクロトロン中を加速する粒子が常に軌道半径を一定に保つためには与えられたエネルギー分磁束密度も変化させなければならない。そのため、式 49 と磁束密度変化 (dB/dt) は関係を持たなければいけない。粒子の全エネルギー E と運動量の関係より E と p の微分関係式を求めると式 50 になる。

$$\Delta E = v\Delta p \quad (50)$$

ΔE は加速される粒子が一周で高周波電圧から受け取るエネルギー、 v は粒子の速度、 Δp は一周の間の運動量変化である。軌道半径が一定であるためには、

$$\Delta p = er \frac{dB}{dt} \Delta t \quad (51)$$

の関係が必要になる。ここで r は軌道半径、 Δt は粒子の周期であり、 $\Delta t = 2\pi R/v$ で与えられる。 R はリングの平均半径である。したがって、軌道半径を一定に保つような $\frac{dB}{dt}$ と ΔE との関係は、

$$\Delta E = 2\pi e \frac{dB}{dt} rR \quad (52)$$

となる。また、式 49 と式 52 が等しくなるような位相が正しく加速される位相となる。このような位相を ϕ_s と書き、同期位相と呼ぶ。

この平衡位相にいる粒子が位相 ϕ_s で加速ギャップを通過し、次の周回で加速ギャップを通過する時の位相は ϕ_s である。このように常に高周波と同期している粒子を同期粒子 (Synchtonous particle) という。しかし、ビーム中の粒子はエネルギーにばらつきが存在するためすべての粒子が同期粒子となることはない。そのため、同期していない粒子の運動についても考えなければならない。

粒子の位相が図 16 の点 A にあるものの運動を考える。加速ギャップを通過するとき受けるエネルギー ΔE は同期粒子が受け取るエネルギー ΔE_s よりも大きくなる。エネルギーの大きな粒子は大きな軌道半径を取るため次の一周の周期は同期粒子の周期 T_{rf} よりも長くなる。そのため、次の周回時のギャップに到達するときの位相は点 A にいた時よりも ϕ_s に近くなる (図 52 の点 B)。しかしこの時まだ位相は ϕ_s よりも大きいいため受け取るエネルギーは E_s よりも大きく次の周回でも ϕ_s に近く。そしてこれが、同期位相を超えるまで繰り返し、今度は位相が ϕ_s から遠ざかり、エネルギーが E_s に近く。このような振動を常に繰り返すことにより、同期条件を満たしていない粒子でも同期粒子のエネルギーと位相からかけはなれることなく安定に加速することができる。

また、位相が ϕ_s から大きく離れている場合を仮定すると、同様に考えると粒子は一方的に同期条件から遠ざかり、安定に加速されない。したがって、シンクロトロンでは同期位相の前後の範囲にある粒子のみが安定であるため、シンクロトロンの中では同期位相の前後に粒子が集中して分布している。このような粒子の集団をバンチ (bunch) という。

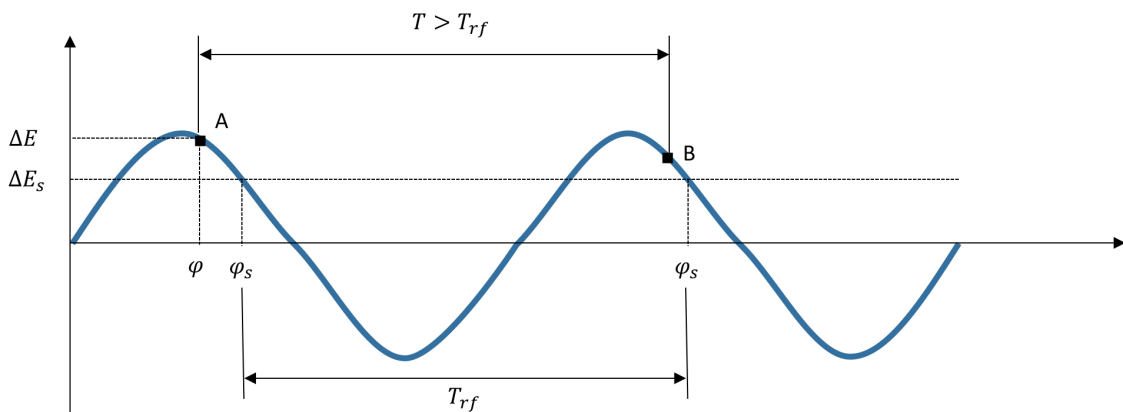


図 16: 位相安定性の原理

4 遅延陽子背景事象測定

4.1 遅延陽子

遅延陽子については、以前に大阪市立大学 [12] と大阪大学 [13] で測定やシミュレーションが行われていた。遅延陽子が存在するためには、何らかの理由により RCS の取り出しのタイミングで取り出されずに RCS のリング内に残った陽子があるはずである。このような陽子が存在するためにはビーム中心から縦方向に離れた場所に陽子が存在すればいい。この陽子は中心のビームよりも早くもしくは遅くキッカー電磁石があるところまで到達するため、その時間には磁場が励起していないもしくは立ち上がり立ち下りのタイミングである。そのため、陽子が取り出しのビームラインへ行くために必要な蹴り角に足りずに RCS の周回リングの中に取り残されてしまう。

縦方向に離れた陽子が存在する可能性についてはセクション 4.6 で説明する。そのため、RCS の正規の取り出しタイミングの次の周回のタイミングに陽子が残っている可能性は十分にある。

RCS の正規の取り出しタイミングからずれたタイミングではキッカー電磁石はオフになっているため、RCS 内に取り残された陽子が MLF へ取り出されるためには図 17 の茶色の線に示すようにキッカー電磁石の磁場を受けずに取り出しビームラインの方まで行かなければならない。そのためには、残っている陽子が通常よりも大きなエミッタンスを持っている必要がある。

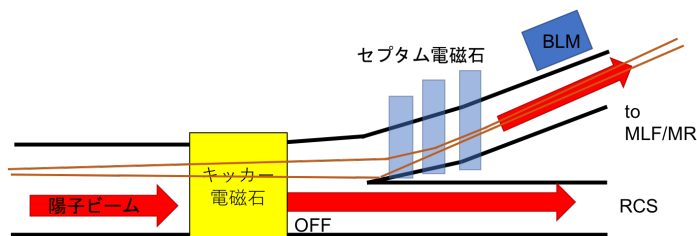


図 17: RCS 取り出しビームラインの概形

この遅延陽子を測定するために測定系を構築する必要がある。一番簡単な方法では MLF の陽子ターゲット

の手前あたりで非破壊型のモニターを設置すればいい。しかし今回考えている遅延陽子は DeeMe の測定精度の要求から 1 陽子を測定しなければならないため、非破壊型のモニターでは 1 陽子を測定することが不可能である。

そのため、非破壊型のモニターではなく、破壊型のモニターを用いる必要がある。このモニターの設置場所として、MLF の陽子ターゲット付近に設置してしまうと正規のタイミングに来る陽子から生まれる様々な荷電粒子のために正確に測定することができない。また、ビームライン中に入れるとメインビームが当たり、その約 $1\mu\text{s}$ 後にはシンチレーターからくる信号が飽和してしまうため問題となるので、ビームラインの外に置かなければならない。

したがって、このモニターを設置する場所は RCS の分岐部あたりが一番良いという考察した。しかし、この場合直接 MLF へ取り出される陽子を測定するのではなく、取り出しビームラインから外れた陽子を測定することになるため、実際に取り出しビームラインの中にある陽子の数とは異なる。そのため、シミュレーションを用いてこれらの陽子数の比率を求める必要がある。

4.2 Beam Loss Monitor

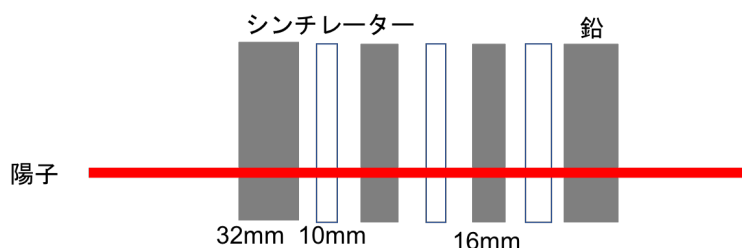


図 18: Beam loss monitor 概形

図 18 にはこのモニターである Beam Loss Monitor(BLM) の概形を示している。3 枚のシンチレーターとそれを挟むように鉛を配置した形になっている。シンチレーターの厚みは 10mm、鉛の厚みは 16mm であり一番上流側と下流側のみ鉛を二枚重ねている。この構造を取ることによって、シンチレータや鉛と陽子の相互作用によって出てくる光子や陽電子などの二次粒子や、他のところから飛んでくる粒子を落とすことができる。

4.3 Beam Position Monitor

解析には BLM からの信号だけでなく、Beam Position Monitor(BPM) も使用する。本来の使用用途はビームが横方向にどれだけずれたかを調べるためにある。BPM は多くの場合、中心からずれると余計なキックを受ける四重極磁石と共に置かれる。ビームが BPM を通過すると誘導電場が形成される。そのため、図 19 のように真空容器の内側に 4 つの電極を設け、外側の真空容器との間の静電容量でコンデンサーを形成する。ビームが誘起する電荷が電極上に現れ、それを信号として取り出す。ビームが中心にいる場合、四つの電極からくる信号は全て等しくなる。しかし、ビーム中心がずれている場合、ビームが近くなった電極からくる信号は大きくなり、逆に遠くなった電極からくる信号は小さくなる。これらの関係からビーム中心がどこにあるのか調べることができる。

今回の解析では、分岐部の直前においてある BPM の 4 つの信号のうち一つの時間情報を見る。それを図 20 に示した。左にある等間隔にあるピークのタイミングに陽子が通過したことを示している。右側のフラッ

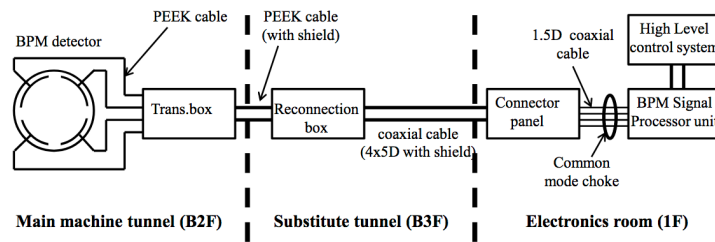


図 19: RCS BPM システムの構成 [9]

トな部分はビームが取り出され、陽子が存在していない。一番最後のピークは取り出しの直前であるため、ここから RCS の取り出しタイミングと BLM の信号を同期させるために使用する。

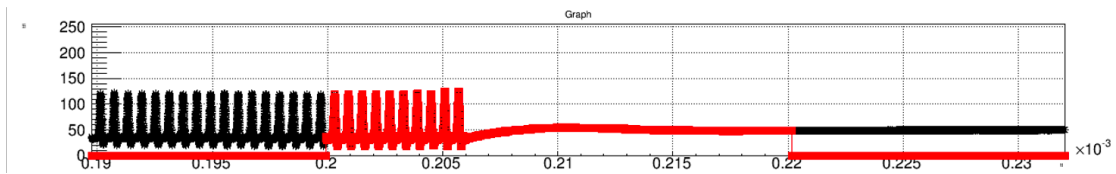


図 20: BPM の信号

4.4 加速器シミュレーション

4.4.1 RCS 分岐部

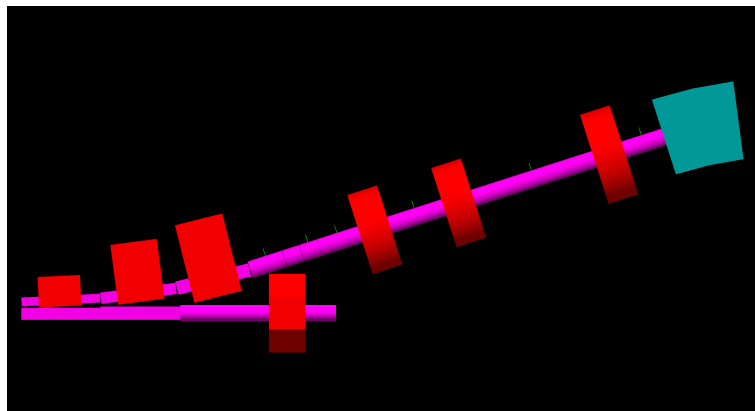


図 21: BLM の設置場所

BLM の設置場所を確定するために G4BEAMLIN を用いて検討した。図 21 では G4BEAMLIN で RCS の取り出し部を構築した。下のビームラインが RCS の周回リングであり、上の先まで伸びているビームラインが MLF まで輸送ラインが続いている。分岐部付近にある 3 つの赤い四角がセプタム電磁石で陽子を曲げている。その後ろにある 3 つの円筒状の物は四重極磁石で、その後ろには偏向電磁石が設置してある。所々にある小さな緑色のものが G4BEAMLIN 上で設置したカウンターである。

分岐部のところに図 22 のように x 方向、y 方向共に 5000mm mrad のエミッタンスを持った位相空間上に一様になるように陽子を分布させた。この陽子を分岐部から 10,000,000 発打ち込み、それぞれのカウンターにヒットした陽子の数を調べていく。それぞれのカウンターを左から counter0, counter1, counter2,

counter3, counter4, counter5 とした。

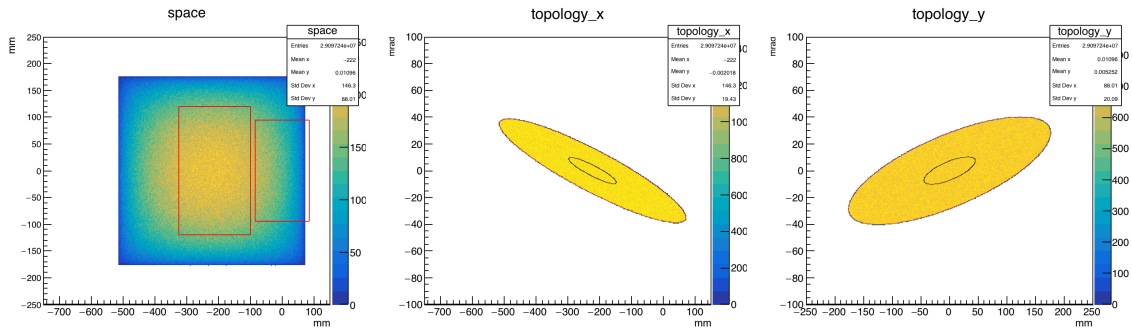


図 22: 入射時の空間分布と位相分布

表 8: 各カウンターにおける陽子の hit 数

counter0	counter1	counter2	counter3	counter4	counter5
2727	1533	1914	1601	619	232

これにより、BLM は実際にカウンター 0, と 1 の間に置くことにした。

その結果、実際に G4BEAMLIN 上で図 18 のような構造の BLM を設置したのが、図 23 である。

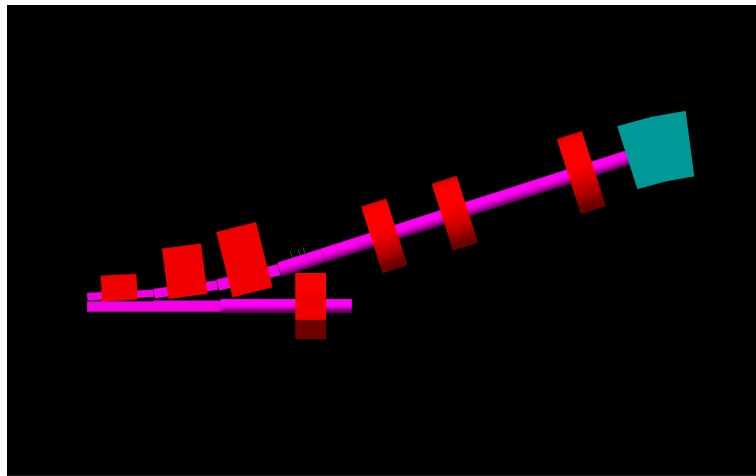


図 23: G4BEAMLIN 上で構築した RCS 分岐部の構造

この状態から図 22 と同様の位相空間上の分布を持った陽子を打ち込み、3 枚のカウンターに hit した陽子と一番最後にある偏向電磁石の後ろまで飛んで来ることができた陽子の分布を確かめた。今回は 3.1⁹ 発の陽子を発生させて RCS 分岐部へ打ち込んだ。その結果、MLF 側へ取り出された陽子の数と BLM ヘットした陽子の数の比率 R_{TH} は、

$$R_{TH} = \frac{107}{14479} = 0.0074 \pm 0.0007$$

であった。

4.4.2 バックトラッキングシミュレーション

G4BEAMLIN を用いたシミュレーションでは、BLM へのヒットや通り抜けることができる陽子が分岐部でどのような、分布であれば良いのかわかった。しかし、このような陽子が実際に存在するのかは定かではない。そのため、その陽子を転送行列を用いて陽子の軌道を追っていき、それらの陽子が存在するとして RCS を一周回って来ることができるのか、それともある箇所で散乱された陽子ならば DP になり得るのか確かめる必要がある。

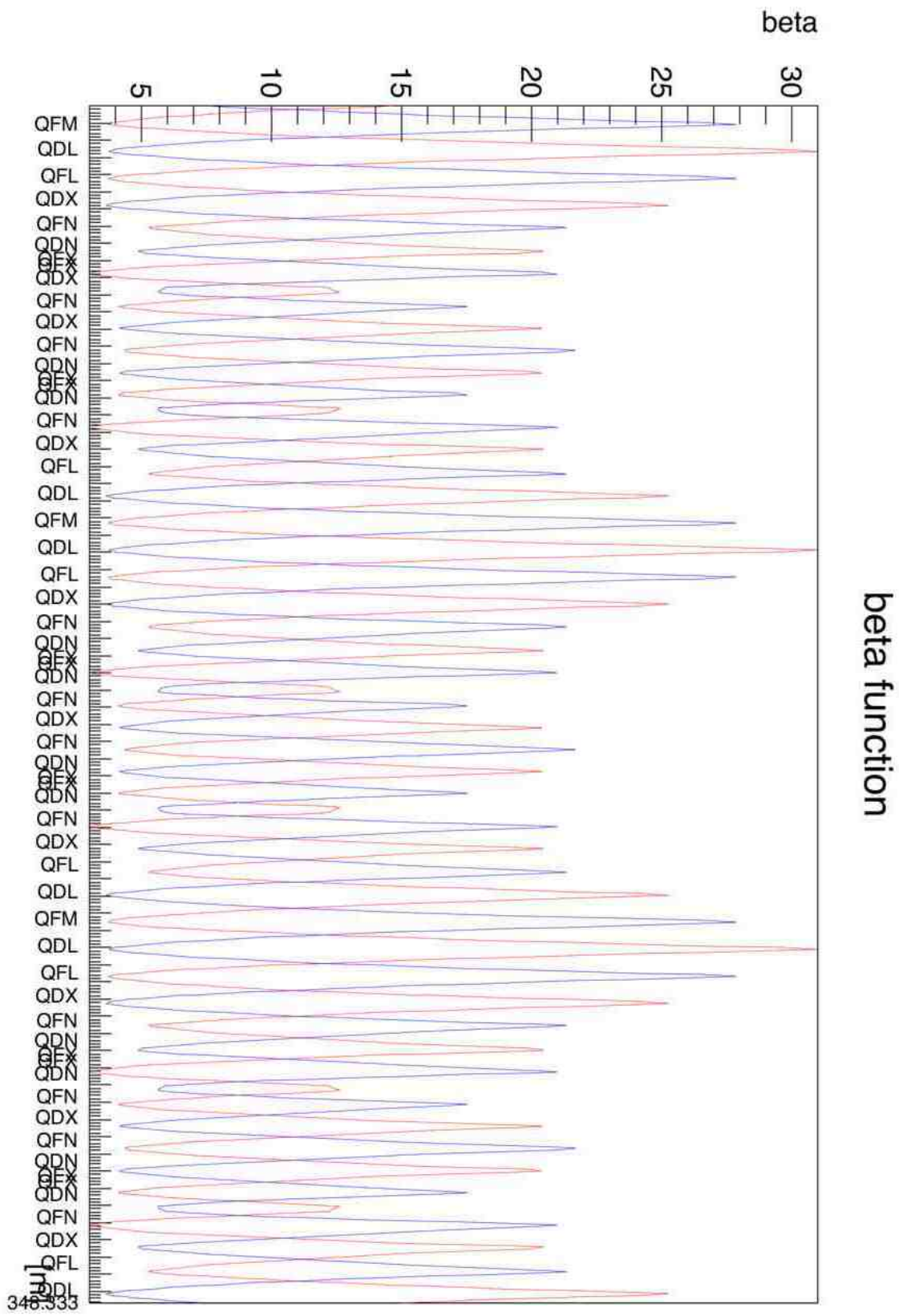
分岐部で散乱して通り抜けることができる陽子や BLM へヒットした陽子の RCS の分岐部での空間の座標がわかっているため、この陽子を RCS の逆方向にバックすれば上記の情報を得ることができる。

そのため、行列法を用いた陽子のバックトラッキングを行う。章 3.3 で説明した転送行列を用いて、実際の 3GeV シンクロトロンと同じ順序で四重極磁石や偏向電磁石などを設置した。また、RCS に設置してある構造体の実際のサイズも仮定おり、陽子がアパーチャーを越えたらその時点でその陽子のバックトラックは終了するようなシミュレーションコードを作成した。

進んだ距離 s に対してベータ関数を計算した。図 24 にその結果を示す。

横軸は RCS の縦方向の距離、縦軸はベータ関数、赤線が x 方向、青線が y 方向を表している。また、ベータ関数を計算している位置は最初の点と各ラティスの終わり、四重極磁石の中心の点で計算を行なっているため、四重極磁石の前後で少しいびつな形をしている点がある。 x 方向と y 方向のベータとアルファの初期値は $x(14.9254, 1.87350), y(7.42081, -1.18154)$ であり、一周回って同じ位置でのベータの値は $x(14.9254, 1.87369), y(7.42082, -1.18171)$ となり、この系は閉じていることがわかる。

図 25 と図 26 には初期位相 $(x, x', y, y') = (0.01, 0.001, 0.01, 0.001)$ を与えて各ラティスごとに x と y 方向の位置の変化を横軸 s としたものを示す。式 27 と図 24 のベータ関数を用いてチューンを計算すると、 x 方向のチューンが 6.78, y 方向のチューンが 6.35 となり、設計値 (表 6) と概ね一致する。そのため、このシミュレーションコードが正しいことを確認することができた。



⊠ 24: beta function

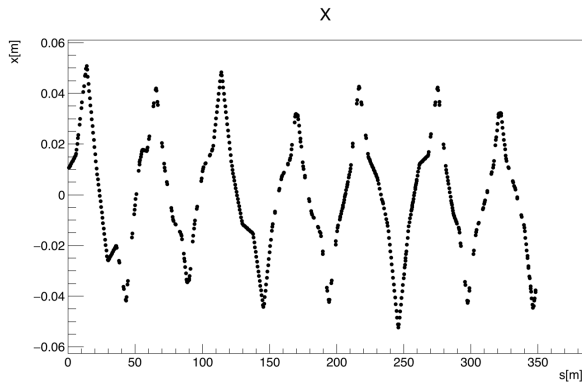


図 25: 陽子の x 方向の動き

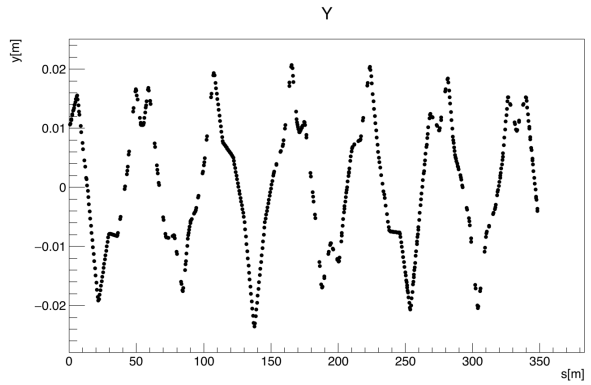


図 26: 陽子の y 方向の動き

4.4.3 遅延陽子の起源探索

章 4.4.2 で作成した RCS のバックトラックシミュレーションコードと、章 4.4.1 で行なったシミュレーションの RCS の分岐部での位相を用いて、遅延陽子の起源の探索を行った。図 27 は横軸が RCS の逆方向の進行距離で、逆方向に飛ばした陽子がどの位置で終了した位置を表している。

RCS の取り出し部が 0m としているので約 30~80m が偏向部であり、80~120m のところがコリメーターが

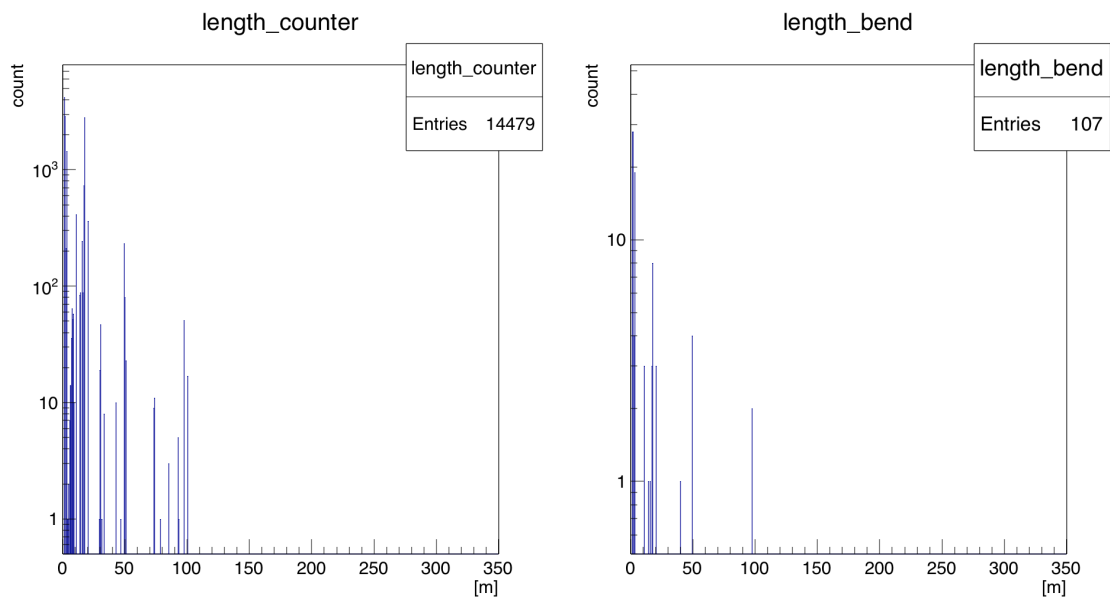


図 27: 逆方向に飛ばした陽子の飛行距離

ある位置である。図 27 からコリメーターがあるところから飛んでくる陽子があることがわかった。コリメーターではアパーチャーが他の真空容器より狭いため陽子の散乱が起こりやすく、遅延陽子の起源となる可能性がとても高いと考えられる。図 28 にはコリメーター起源の陽子がどのように飛ぶことができるのか代表的な粒子トラッキングの結果を表している。横軸は分岐部から通常の方法の進行方向にとってある。そのため、348.333m が一周後の RCS の分岐部がある位置になっている。上下にある黒色の実線がその位置でのビームラインの幅を表しており、赤色の点がビームラインの中心からの陽子の変位を表している。260m 付近にあるビームパイプのサイズが所々狭くなっているところにコリメーターが設置してある。この図では、このコリメーターの表面で陽子が生成されて、その陽子がビームパイプのギリギリのところ

を通り、最終的に RCS の分岐部まで到達していることを表している。

そのような陽子は 2 粒子見つかり、その時のエミッタンスは $(\epsilon_x, \epsilon_y) = (821.64, 21.85), (798.38, 76.17)$ であった。図 29 には BLM へヒットした陽子の分岐部でのエミッタンス (x, y) と通り抜けることができた陽子のエミッタンスの分布を表している。緑色がバケットトラックした時に陽子が分岐部からすぐの位置でぶつかってしまったもので、青色が RCS のアーク部 (20 ~ 80m) のところでぶつかった陽子、赤色がコリメータがある位置から飛んで来た陽子を表している。したがって、遅延陽子がコリメータ起源であるならば y 方向のエミッタンスは小さく、x 方向のエミッタンスは大きい必要があることがわかる。

通り抜ける陽子と BLM へヒットする陽子の比率は 0.014 ± 0.009

であることが RCS のバケットトラックシミュレーションからわかった。

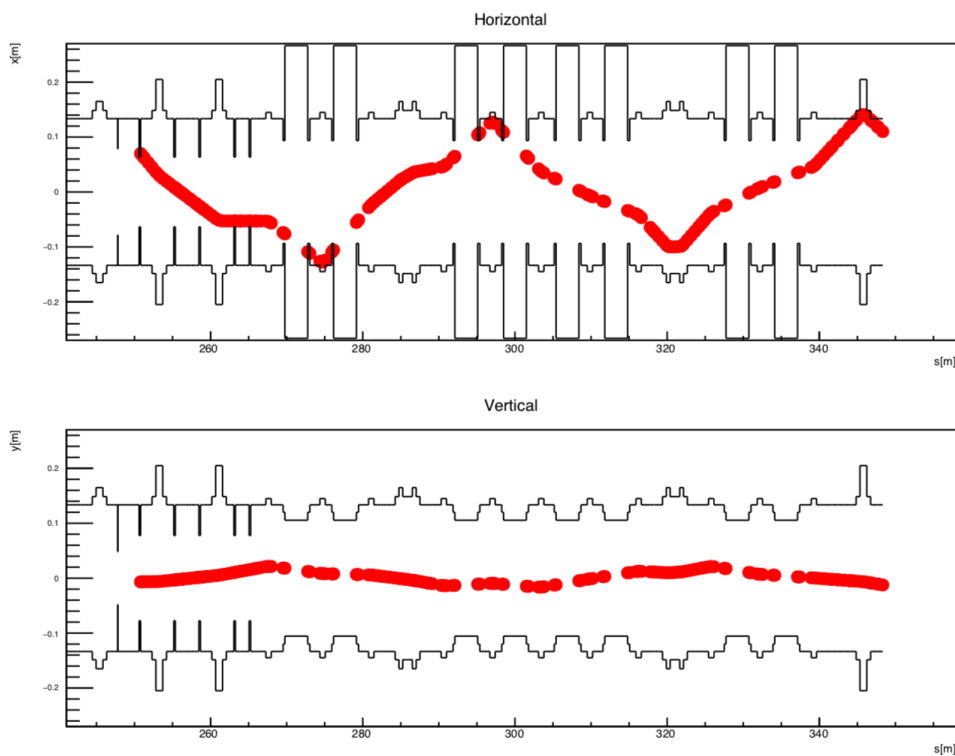


図 28: コリメータ起源の遅延陽子の飛跡

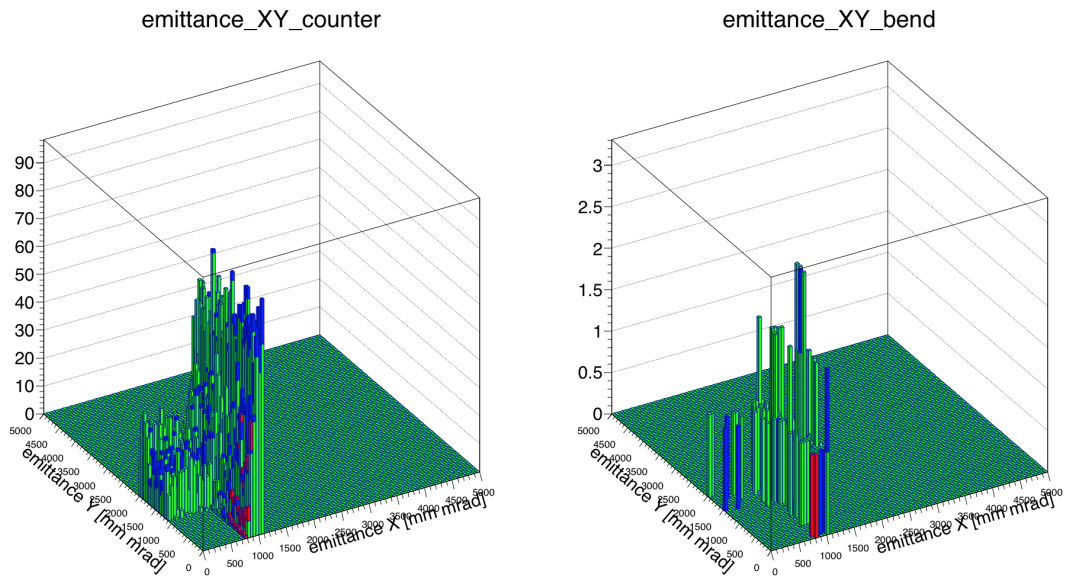


図 29: BLM と通り抜けることができる陽子のエミッタンス

4.4.4 結果

以上より、BLM ヒットする陽子と通り抜けることができる陽子の数の比率を求める。(通り抜ける陽子)/(BLM ヒットする陽子) で計算した場合、この値が大きくなれば遅延陽子が増えていくことになるため、今回のシミュレーションの結果はこの値が大きい場合を仮定して計算する。

そのため、遅延陽子がコリメーター起源であった場合の比率は、 0.014 ± 0.009 であるため、 3σ の値を用いることにした。その結果、最終的に使用する通り抜ける陽子と BLM ヒットした陽子の比率は、 0.041 を用いることにした。

4.5 遅延陽子測定

4.5.1 測定系の構築

実際に RCS の分岐部のすぐ脇に BLM を設置した。そこから RCS の一階にあるモニター室まで信号線を引いて FADC (Flash Analog to Digital Converter) に直接差し込んだ。図 30 は後ろ側にみえているビームラインが MLF へ取り出すビームラインになっており、右が上流側、左が下流側になっている。赤い丸で囲っているところにシンチレータがあり、その前後に紺色で囲った丸のところに鉛が設置してある。図 31 はモニター室に置いてある FADC である。黄色い四角で囲ってある HV 電源で BLM のシンチレータにそれぞれ電圧をかけている。BLM から得られた信号を二つに分けて、一つはオシロスコープで波形を確認し、もう一つは FADC へ入れる。得られたデータを PC に取り込み解析を行った。

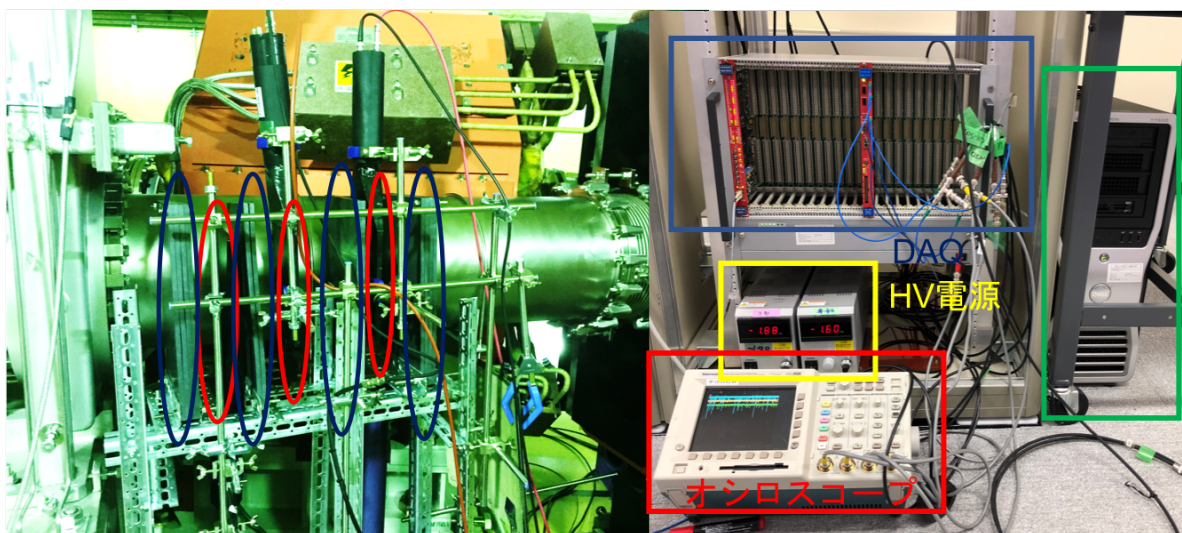


図 30: Beam Loss Monitor

図 31: FADC

4.5.2 遅延陽子測定の準備

データを取得する際のトリガーは MLF へ出射する信号をトリガーにしており、トリガーの前 $200\mu\text{s}$ と後ろ $56\mu\text{s}$ の間データを取得するように設定した。FADC で取得する生波形を全て記録して行くと数日で数テラバイトの容量になってしまうことがわかったので、圧縮したデータを取得する必要がある。そのため、データを取得する際にある閾値を超えた場合に生波形を取得し、それ以下の場合はデータを圧縮することにした。また、我々が見たいのは RCS の取り出しの次の周回タイミングの陽子を見たいので、取り出しの前後の数 μs の間は必ず生波形を取るようにした。それに加え 10 秒に一回だけ全ての生データをとった。そのための設定値を表 9 にまとめた。

実際に得られたデータを図 32 に示す。このデータは RCS の一回の取り出しのデータの波形であり、10 秒に一回とる生波形と圧縮波形を同時にとったデータである。黒い線が生波形で、赤い線が圧縮した波形を表している。全て横軸は時間 (s) 縦軸は ADC で読み取った電圧のチャンネル数である。一番上から上流側に置いてあるシンチレータで取れた信号であり二つ目が真ん中のシンチレータ、三つ目が一番下流側に置いてあるシンチレータである。一番下が Beam Position Monitor (BPM) の信号である。BPM は RCS の分岐部のすぐ前のところに設置してあり、これを使用する目的は 3 つのシンチレータに対する出射のタイミングの基準として用いられる。BPM の一番最後の立ち下がりの瞬間が二つ目のバンチが取り出されるタイ

ミングに相当する。

シンチレータの信号は全て 255 という値がベースラインになっているため、数値が小さくなる方向に飛び出している時間がシンチレーターに hit があった時間になる。BPM の信号は 0 がベースラインになっているので上側に出ている。

表 9: FADC の設定値

Key	Value
Trigger IO Level	1
Mode	1
Raw Interval	10
Buffer Code	4
Post Trigger Value	16000
N_LBK	5
N_LFWD	10
N_S	6
DP Offsets	[0]10000 [1]10000 [2]10000 [3]60000
Thresholds	[0] 230 [1] 232 [2] 235 [3] -255
N_WINDOW_BEGIN	0
N_WINDOW_END	131072
N_CORE_BEGIN	25000
N_CORE_END	27500

4.5.3 データの選択

取得したデータの中には加速器が正常な動作をしていない時のイベントも含まれている。その状況として三つ考えられる。

1. メンテナンスの時
2. 加速器の不調の兆候を検知した時に加速器保護システムが動作し、加速器を停止させた時
3. キッカー電磁石が誤発射した時

これら全ての場合、RSC が加速させている陽子が正常な軌道を通らない可能性がある。そのため、これらのイベントは解析から外す必要がある。これらの一つめのイベントは基本的にメンテナンス日に起きているため、その日のデータは使わない事で排除できる。二つ目と三つ目はこれらの状況が起きた場合、次の取り出しまで約 1 分ほど遅れるため、次の取り出しまでの時間が 2 秒以上遅れたものがあれば取り除くことにし、それ以外の取り出しは全て解析を行なった。

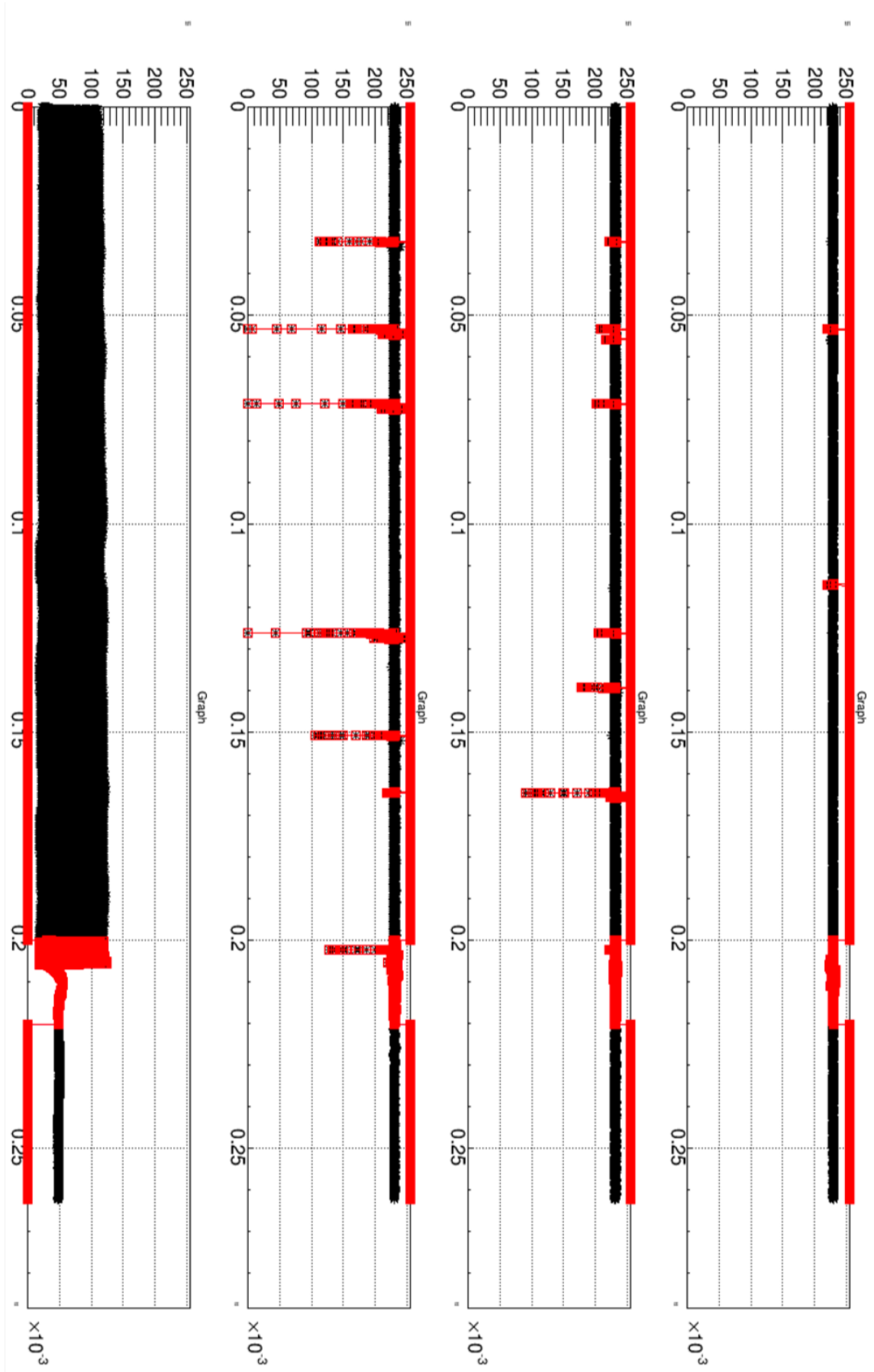


図 32: FADC³⁷で取れた波形

4.5.4 遅延陽子測定

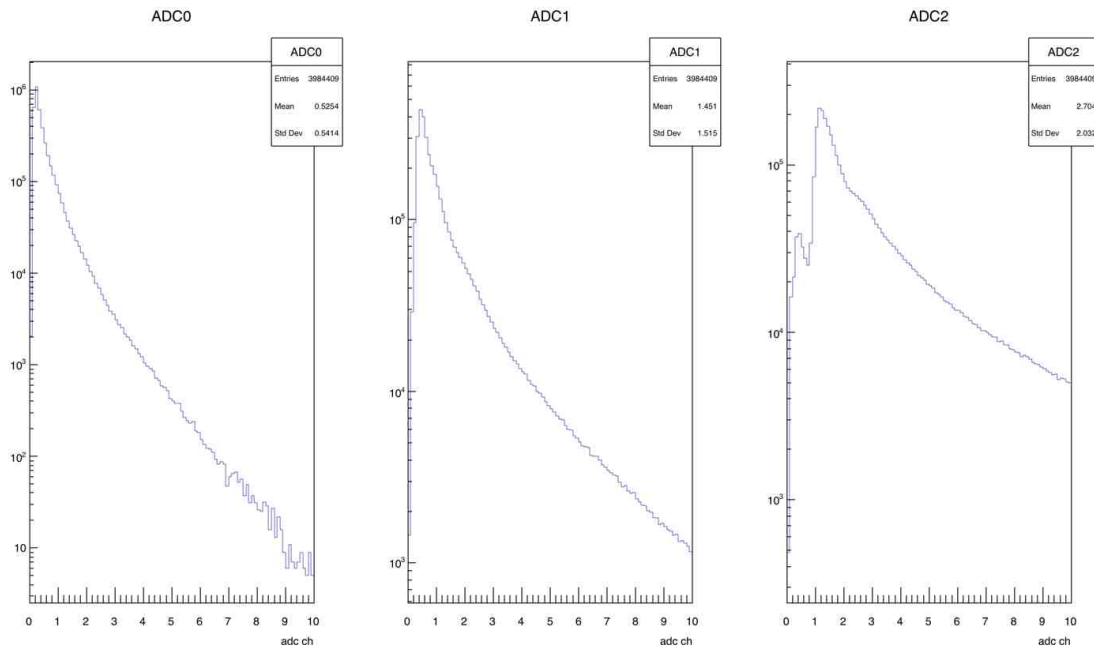


図 33: 波形の大きさ

図 33 では、それぞれのシンチレーターの特性を見ている。左側から上流側のシンチレーターで右が下流側のシンチレーターであり、横軸は 3 枚のシンチレーターのコインシデンスがあった時のそれぞれの ADC の値を示している。左の二つのシンチレータはほとんど似たような特性を示しているが、一番下流側のシンチレーターのみ一番大きなピークよりも低いところに小さなピークが立っている。また、ADC の値も他の二つと比べ大きな値をとっていることがわかる。それぞれのシンチレーターへかける電圧は上流側から -1.88kV , -1.88kV , -1.60kV である。

FADC で取得した各シンチレーターで hit があった時の時間情報から 3 枚のシンチレーターのコインシデンスを取る。コインシデンスを取る時は、上流側の二枚でコインシデンスを取り、上流側と下流側の二枚のシンチレーターでコインシデンスをとり、両方でコインシデンスがあった場合 3 枚のシンチレーターのコインシデンスとした。その時のコインシデンスの幅はどちらも 40ns とした。

図 34 には 3 枚のシンチレーターのコインシデンスがあった時の上流側のシンチレーターの時間情報をプロットした。測定は 2018 年 11 月に行い、21,311,916 回取り出しがあった。横軸は時間 (秒) であり、0 は図 31 の BPM の信号の最後の立ち下がり瞬間にしている。RCS は 2 バンチで運転しているため、2 バンチ目の陽子を取り出されたタイミングである。左側にある等間隔に並んだ 5 つのピークは RCS の周回中に漏れてしまった陽子が見えている。RCS の全長は 348.333m であるので、最初のピークと一つ飛ばしたピーク間の時間差は約 $1.2\mu\text{s}$ である。中心にある二つの大きなピークは取り出しのタイミングで漏れた陽子であるので 2 バンチ目の取り出しのタイミングが 0 秒のところに来ている。大きなピークの両脇にあるピークはキッカーの立ち上がり、立ち下がりタイミングに陽子がいることによってピークが立っている。詳しくは章 4.6 で説明する。

$1\mu\text{s}$ の前後にいる二つの小さなピークが本題の遅延陽子である。そのため、2 バンチの取り出しのタイミングである二つの大きなピークからそれぞれ $1.2\mu\text{s}$ ずつ遅れている。

ここから DeeMe の測定時間内に来る陽子の数を数えた結果 57 個であった。現在評価したいのは遅延陽子の最大値であるため、最大値を 3σ として計算した。今回の測定では遅延陽子由来の BLM へのヒット数の

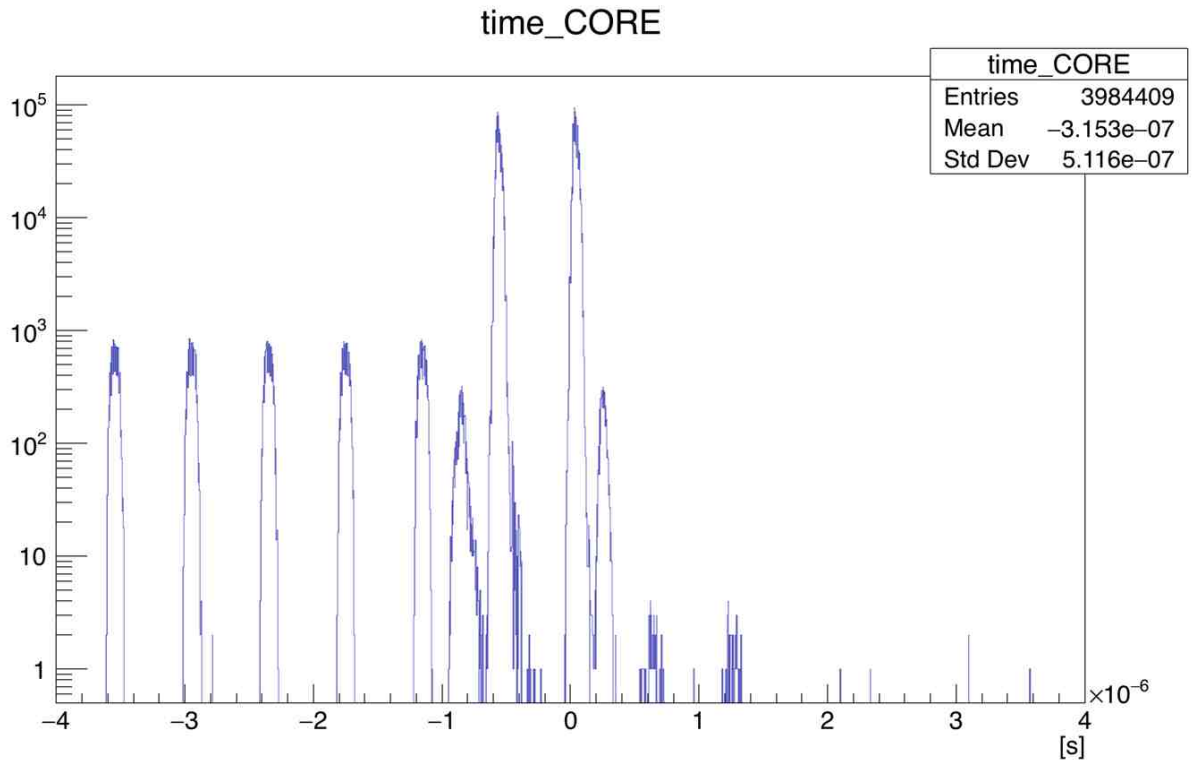


図 34: BLM へ hit があつた時の時間プロット

上限値は 80 個となった。

4.5.5 バックグラウンド評価

シンチレータには RCS から漏れた出た陽子だけでなく熱ノイズや残留放射線などいろいろな信号がくる。それらの要因が同時に起きた場合コインシデンスとして得られてしまうため、ランダムな信号に対するアクシデンタルコインシデンスの数量を見積もる必要がある。

アクシデンタルコインシデンスになる要因は基本的にランダムな事象だと考えられるので、RCS が週一回あるメンテナンスの時間かつ、RCS の周回ビームラインに設置してある BPM に信号がないときに同様のデータを取る。そのときは RCS にはビームが回っていないため、シンチレータにヒットする信号は RCS のビームとは無関係なはずであるので、そのデータを使いランダムな事象のレートを求める。

ビームが出ていない間に取れたイベントは 48092 イベントあり、それぞれデータを取得しているうち生信号を常に撮り続けている $9\mu\text{s}$ の間にきた陽子の数はそれぞれ 107959, 136739, 193132 個であった。ここから 1ns での hit 数を求めるとそれぞれ、 9.6×10^{-5} , 1.66×10^{-4} , $2.71 \times 10^{-4}[\text{/ns}]$ であった。そのため、DeeMe の測定時間である $2\mu\text{s}$ の間にコインシデンスが起こる確率は 1shot あたり、 2.47×10^{-17} 個であった。実際に得られたデータは 21,311,916shot あるので最終的な結果のうち、 5.28×10^{-10} 個がアクシデンタルコインシデンスである可能性がある。

そのため、アクシデンタルコインシデンスによる影響は無視できる事が確かめられた。

4.5.6 結果

実際の測定結果から 21,311,916 回の取り出しで、DeeMe の測定時間内に来る遅延陽子の数は 99.7% の信頼度で 80 個以下であることがわかった。この時 RCS は 500kW で運転しており、一回の取り出しで 4.15×10^{13}

個の陽子があるため、今回の測定中に来た陽子の数は 8.82×10^{20} 個である。そのため、BLM へ hit した数と全ての陽子の比率は 9.03×10^{-20} であることがわかった。

4.5.7 キッカー電磁石の不調

2018 年 12 月 7 日金曜日からキッカー電磁石のうち 1 台が不調になった。この前の段階で既に一台不調で 7 台で運転していたため、本来はキッカー電磁石 8 台で運転しているところを 6 台でこの年の終了までの約 1 週間運転した。その間もデータは取り続けていたが、本来の解析とは条件が異なるため、分けて解析を行なってみた。この時の shot 数は 1,921,335 発であった。

図 35 はその時の時間情報をプロットした。RCS を周回中は通常と同じ条件のため、少し漏れているのが

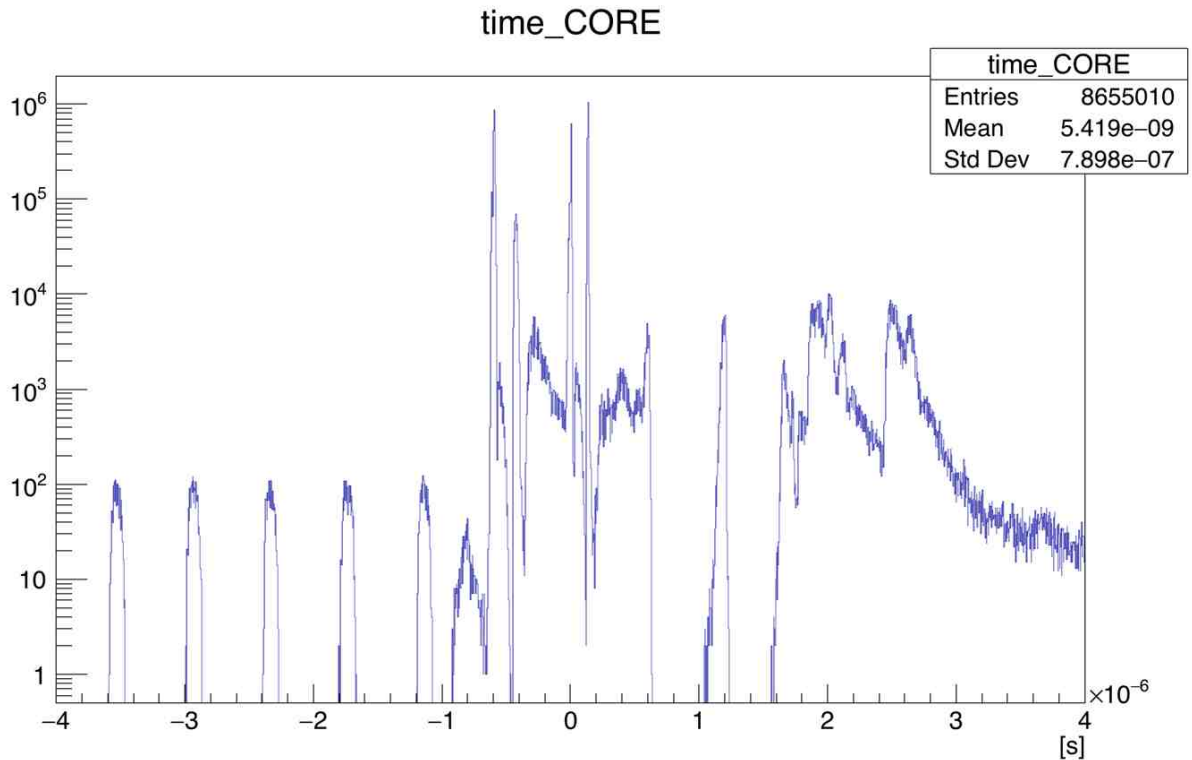


図 35: キッカー 6 台運転での時間プロット

見えるが取り出しのタイミングから後ろは多くの信号が見えてしまっている。この状態の生波形を見たのが図 36 であり、取り出しタイミングの前後を拡大して見たのが図 37 である。

図 36 では、取り出しタイミングにある信号は完全に飽和しているのがわかる。そのため、図 37 では、取り出しタイミングの後ろ側に反射のような信号が見えて来ている。また、これらの hit は 1 陽子ではなく、複数の陽子が同時にシンチレーターに hit したと考えられる。したがって、キッカー 6 台運転の間に取得したデータはビームロスが多くなりすぎてシンチレーターでは正確な数量を測ることができない。そのため、これらのデータから遅延陽子を評価しないことにした。

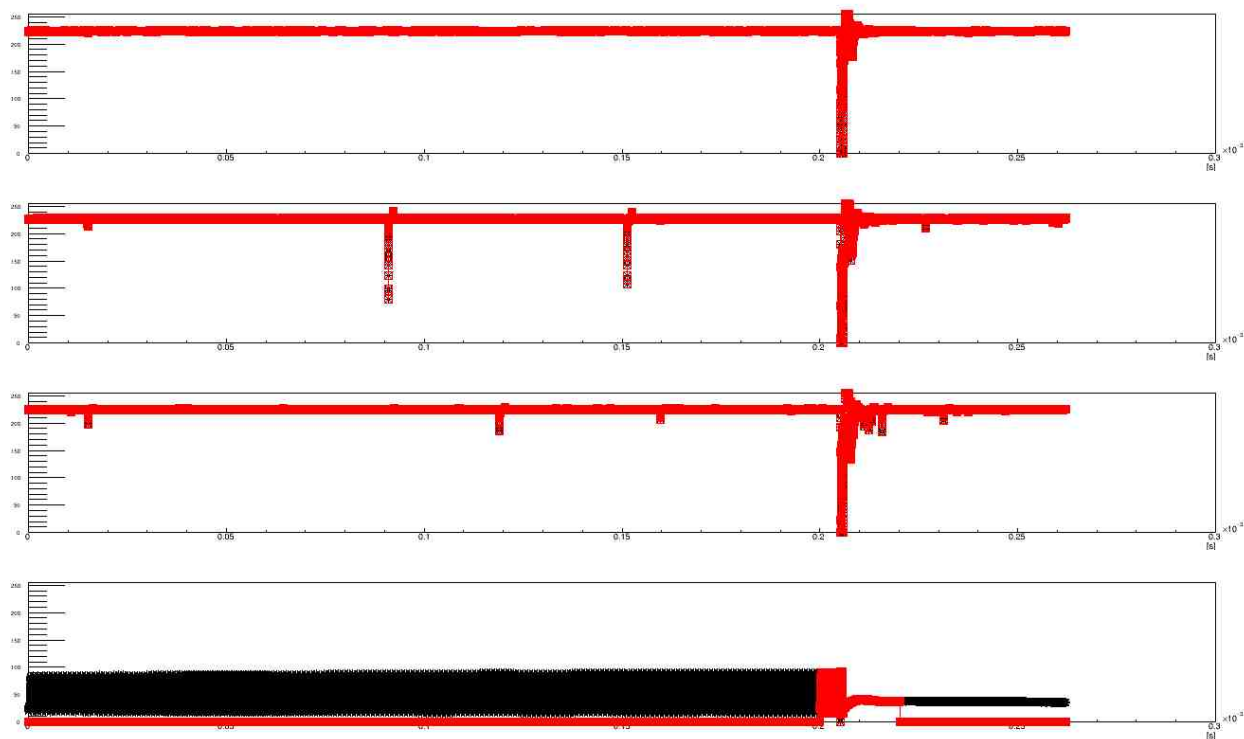


図 36: キッカー 6 台運転での生波形

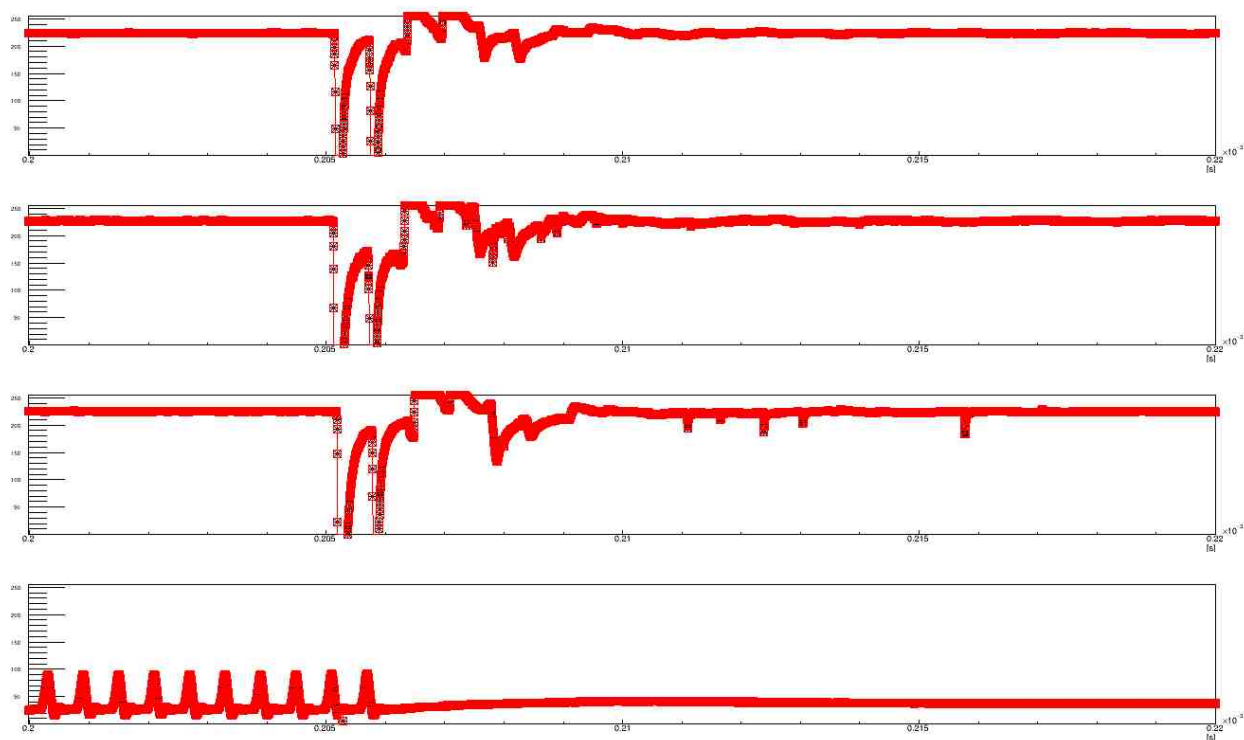


図 37: キッカー 6 台運転での生波形 (取り出しタイミング付近を拡大)

4.6 取り出しタイミングの前後にいる謎のピーク

4.6.1 謎のピークの考察

図 34 の取り出しの前後にいるピークは RCS の周回時にロスした陽子でも、取り出し時にロスした陽子でもない。そのため、このピークの起源を知る必要がある。

RCS は通常 2bunch 運転をしているため、キッカー電磁石のフラットトップのところに 2bunch が乗るように調整している。しかし、ビームの進行方向にテールがあればキッカーの立ち上がり立ち下りのタイミングに陽子が存在してもおかしくはない。図 38 ではキッカーの立ち上りのタイミングに陽子が存在していると仮定した場合、キッカー off の軌道からだんだん取り出しビームラインの方に向かい、最終的に設計している取り出しの軌道まで変化する。そのため、蹴り角が小さい陽子はそのまま RCS 周回リングの中に残り、蹴り角が大きい陽子は取り出しビームラインに進むことができる。しかし、その間の中途半端なところにいる陽子は分岐部で散乱されて BLM があるところまで飛んで来る可能性がある

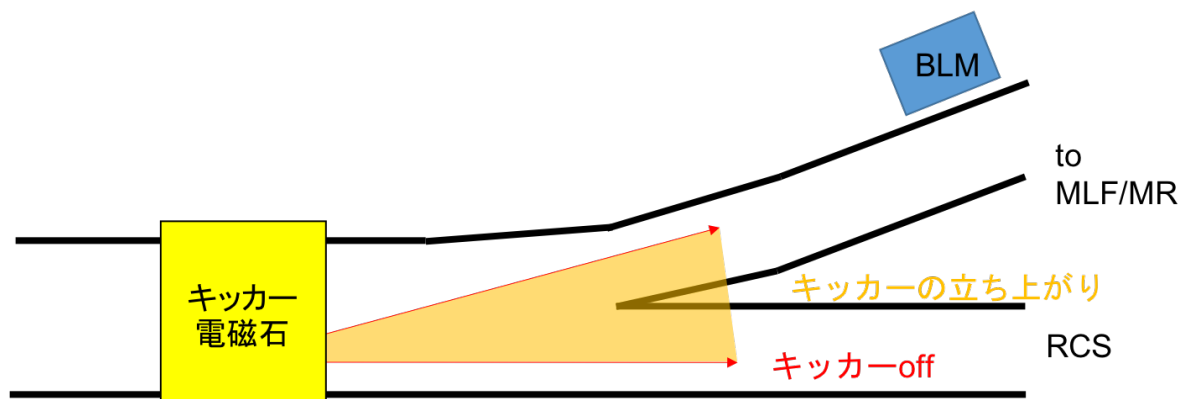


図 38: キッカー立ち上がり時の軌道

したがって、図 34 にあるように謎のピークは最後から一周前に漏れた陽子からなるピークと 1bunch 目の取り出しのピークの間に来ている。

取り出しの前後にいるピークの起源がこのような理由であれば、遅延陽子を最初に考察した時に仮定した、

1. 陽子の取り出し時に全て取り出されずに次の周回タイミングに陽子が残ってしまう。
2. その陽子が大きなエミッタンスを持っている。

これらが、実証される。蹴り角がもっと小さいところに陽子が存在したならば、RCS の分岐部に hit せずにそのまま、RCS 内に残される。そして蹴り角が小さくてもあれば RCS 内で見た時のエミッタンスはもとももっていたエミッタンスよりも変化してしまう、周回してコリメータに当たる確率が上がる。

そのため、今回の仮説が正しいことを実証するためにキッカー電磁石の立ち上がるタイミングをずらして見ることにした。キッカーのタイミングをずらした時にバンチが立ち上がりに乗っていない場合、取り出しによるビームロスで見えるピークの時間はずれずに、取り出しの前後にあるピークの間のみが変化するはずである。そのため、キッカーの立ち上りのタイミングをずらす試験を 2018 年 12 月 18 日火曜日に行った。

4.6.2 測定準備

遅延陽子を測定するために使用した BLM をそのまま使用した。また、ビームの軌道がずれているのが確認するために BPM も使用する。使用する BPM は RCS の周回ビームライン上の取り出し口の直後にある

BPM とその後ろにある BPM、また取り出しビームライン上にある最初の BPM である。今回の測定で使用する検出器の設置場所は図 39 に示している。また、図 39 には 3NBT-1 しか書かれていないがその先には 3NBT-2, 3NBT-3 も使用している。

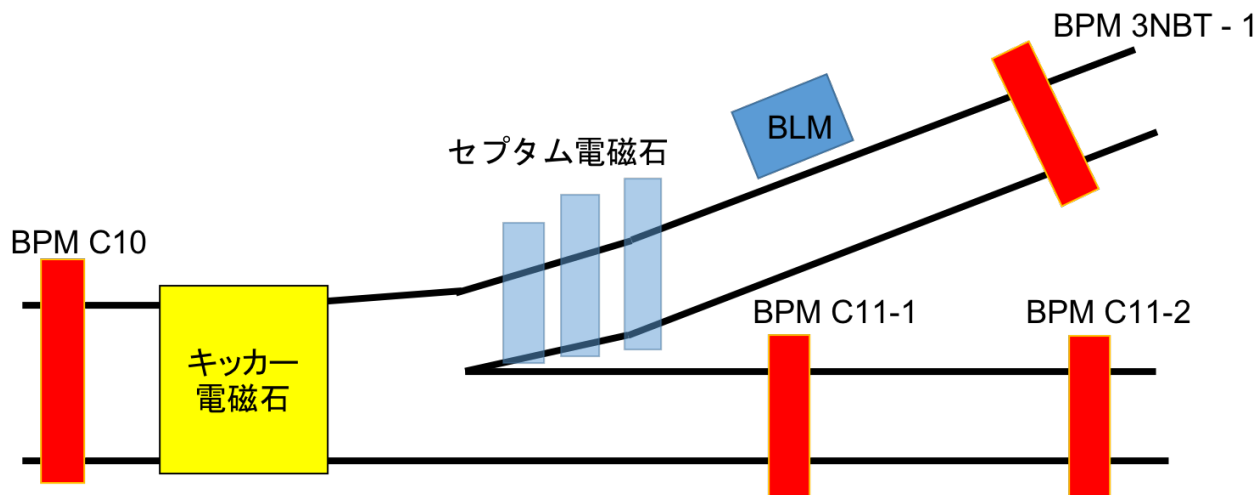


図 39: 使用する検出器の設置場所の概図

これらの検出器から来る信号を遅延陽子の測定データを収集した RCS のモニター室まで引き、配線を行った。その時の写真が図 40 に示す。



図 40: キッカーディレイ調整試験で用いたオシロスコープ

4.6.3 結果

一つのキッカーディレイタイムにつき 3branch 分の取り出しデータをそれぞれ取得する。その後、キッカーの立ち上がりタイミングを 10ns ずつズラし 0ns から 600ns まで遅らせる。

取り出しビームラインにあるビームポジションモニターの信号からビームの位置を計算した。図 41 と図 42 は各キッカーディレイタイムごとにビームのポジションの水平方向と垂直方向をグラフにした。

キッカー電磁石は水平方向にしか蹴らないので垂直方向には位置はずれない。水平方向にはキッカーの立ち上がりのタイミングをずらすと蹴られる角度が小さくなるので、ビームパイプの内側に徐々に移動していくのが見える。300ns 以降にある少し高くなってしまふのはビームがほとんど取り出されていないので、ビームポジションの計算が正しく計算できないためビームの中心がビームパイプの中心側に向かって動いているため、このように見えてしまう。これよりもキッカーのディレイタイムをズラしていくと、ビームコアがキッカーの立ち下がりタイミングに来るため、今度は少しずつ蹴り角が大きくなっていく様子が見えている。

また、RCS の周回ビームライン上の BPM でもデータを取得しているのでビームライン上でのビーム軌道のずれを計算した。その時のグラフが図 43 と図 44 に示した。図 43 と図 44 はそれぞれ図 39 に示してある BPM C11-1, BPM C11-2 に設置してある BPM である。キッカーディレイタイムが 300ns より短いところでは最後の周回のタイミングの BPM を見ているため、キッカーのディレイタイムと関係なくビームの軌道は一定になるはずである。キッカーディレイタイムが 300ns よりも長いところは取り出しの次の周回タイミングで BPM を見ているのでビーム軌道が中心からずれているのがわかる。また、300ns 付近でビーム軌道が変な方向にあるのは先ほど説明したビームがほとんどないのに計算しているため、正確に計算できていないためである。

図 45 は遅延陽子測定したときと同じで、BLM とキッカーの取り出しの直前の BPM のデータを一例を示している。

キッカーのディレイタイムごとにどれだけの陽子が BLM にヒットしたのか調べるために、キッカーの取り出しのタイミングから 1s 後までの間の波形の電圧値を積分する。

図 46 はキッカーディレイタイムごとに積分値をグラフにした。左から上流側のシンチレーター、右は下流のシンチレーターの積分値を表している。ある角度の蹴り角でビームを取り出すと、BLM に陽子がヒットしやすい事を示している。図 41 と図 46 を同時にグラフにし、キッカーの立ち上がり立ち下がりタイミングで BLM へのヒットの量の相関を調べた。図??にその結果を示した。この結果から、ある一定の蹴り角を過ぎると BLM にヒットしやすくなることがわかった。そのため、正体不明のピークの要因は進行方向にテールが伸びており、キッカーの立ち上がり立ち下がりタイミングに陽子が存在しているため、その陽子が小さい蹴り角でキッカーから蹴られて BLM にヒットしている陽子が存在していると考えるのが合理的であると考察することができる。

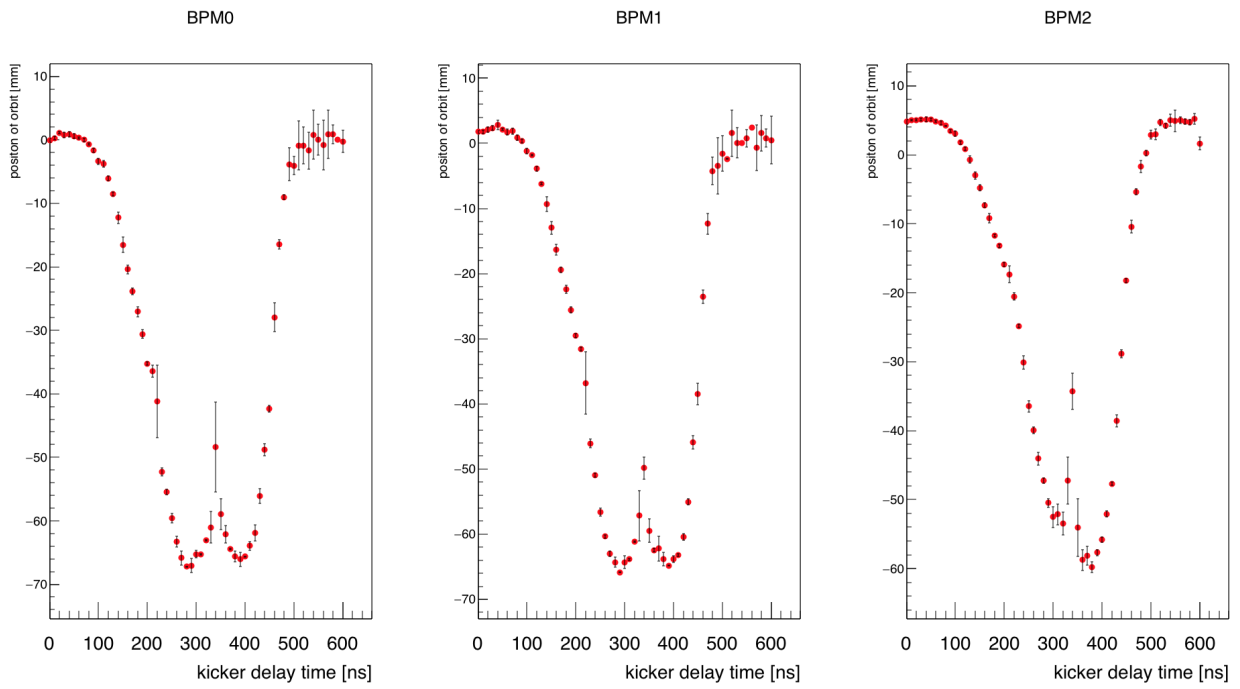


図 41: キッカーディレイタイムごとの取り出しビームラインのビームポジション (水平)

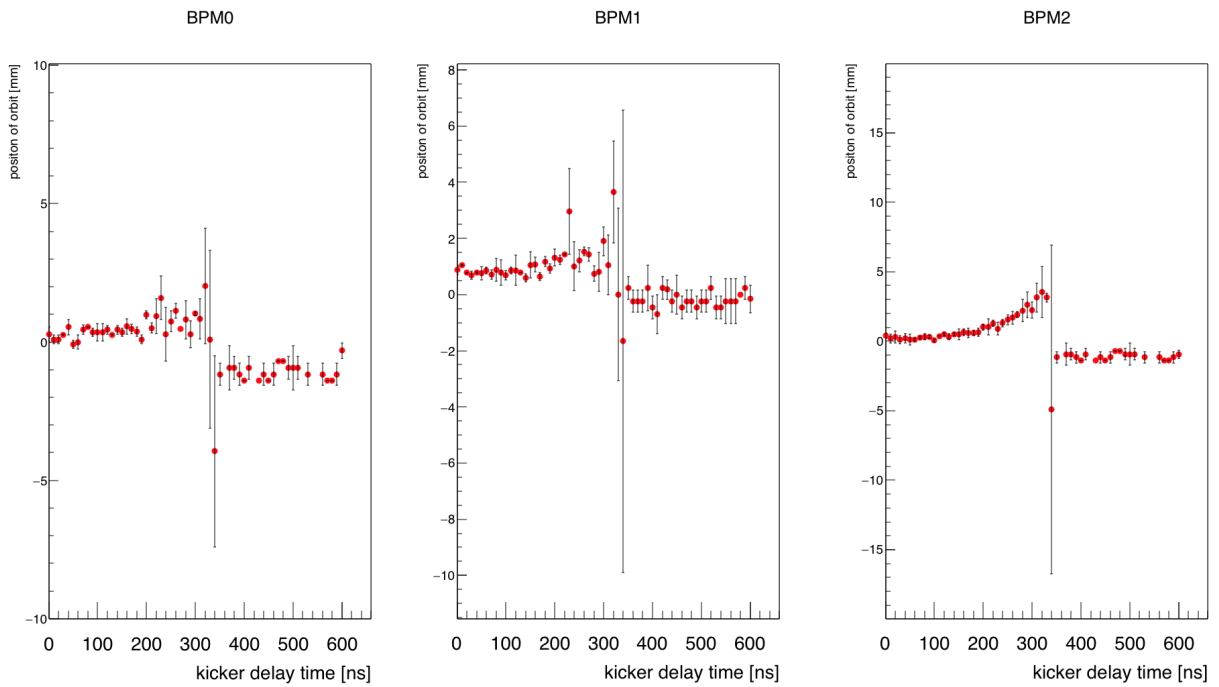


図 42: キッカーディレイタイムごとの取り出しビームラインのビームポジション (垂直)

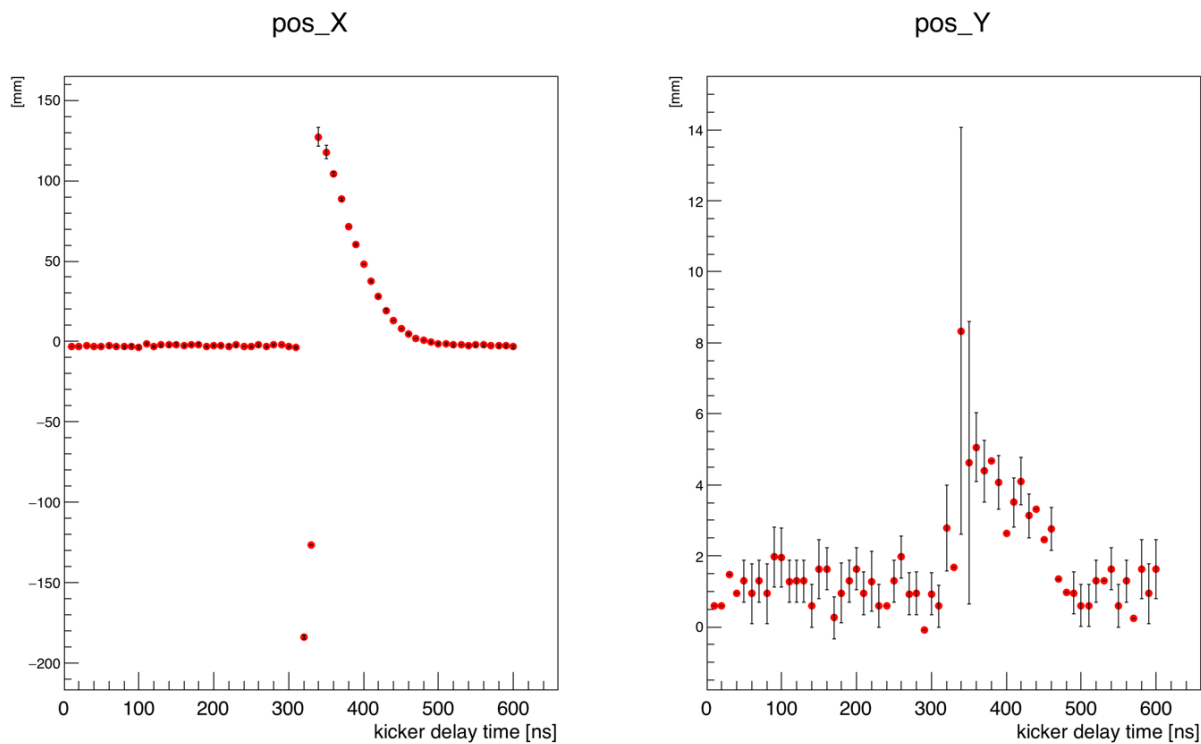


図 43: キッカーディレイタイムごとのビームポジション (BPM C11-1)

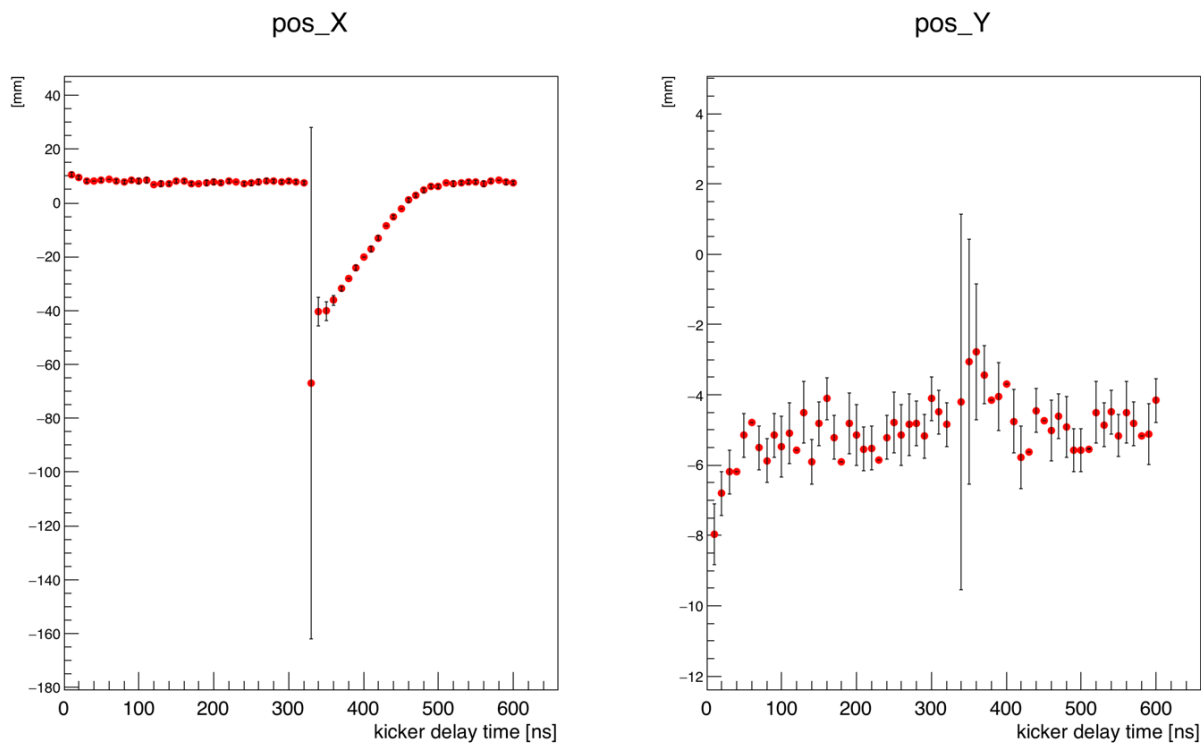


図 44: キッカーディレイタイムごとのビームポジション (BPM C11-2)

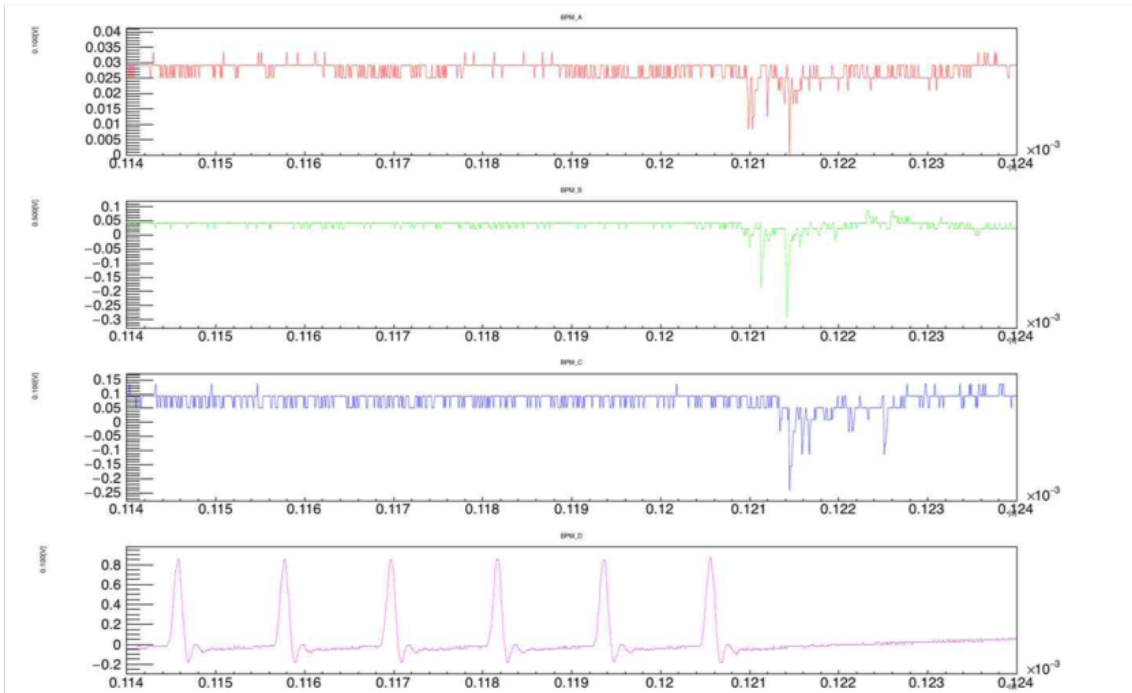


図 45: BLM signal

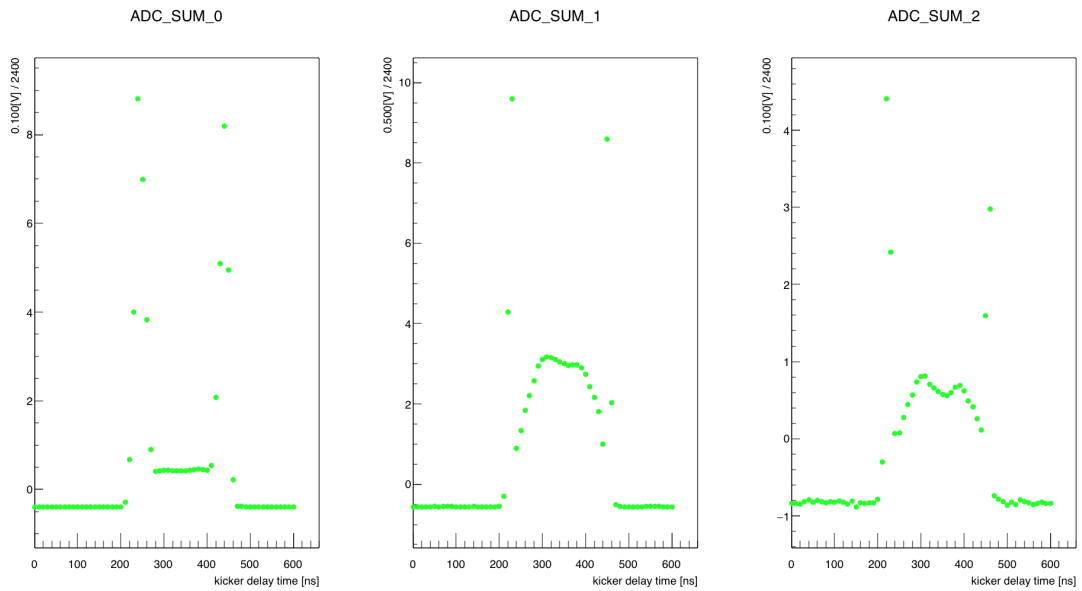


図 46: BLM ヒットした陽子の積分値

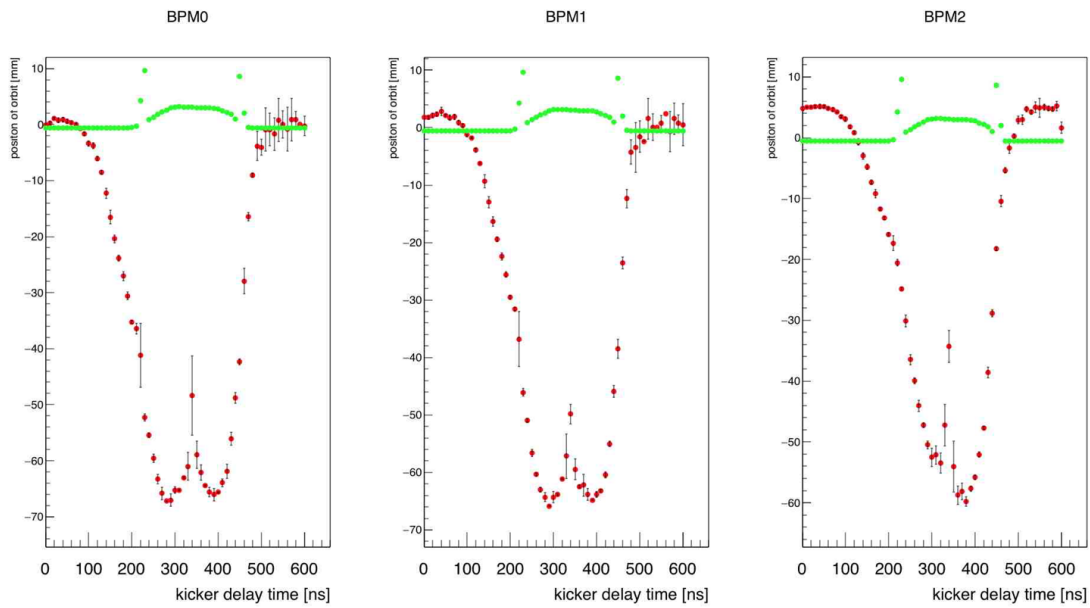


図 47: キッカーの立ち上がりと立ち下がり と BLM へのヒット量の相関

5 結論・考察

本研究では、DeeMe が探索するミュ粒子電子転換過程のバックグラウンドとなる可能性がある RCS から正規の取り出しから遅れて取り出されてしまった陽子についての測定と評価について行なった。G4Beamline や RCS のバックトラッキングシミュレーションを使い、BLM へヒットする陽子の数と MLF 側へ取り出されてしまう陽子の数の比率を求めた。実際に RCS の脇に BLM を設置して遅延陽子についての測定を行なった。また、実測定中に出てきた取り出しの前後にいる謎のピークについての考察、測定、評価を行なった。

5.1 遅延陽子評価

シミュレーションより、BLM へヒットした陽子の数と通り抜けることができた陽子の数の比率が 0.041 であることがわかった。また、実測定より 21,311,916 回の取り出し、500kW、2bunch のデータから一周遅れて取り出された陽子の総数が 99.7% の信頼度で 80 個以下であることを測定した。また、測定期間中に取り出された陽子数は、一回の取り出しで 4.15^{13} 個の陽子があるため、 8.83^{20} 個である。

この二つの結果から遅延陽子の比率 R_{DP} を求める。

$$R_{DP} = \frac{(\text{通り抜けた陽子と BLM へヒットした陽子の比率}) \times (\text{BLM へ実際に次の周回タイミングにヒットした陽子数})}{(\text{RCS を回った全ての陽子数})}$$

で定義しているため、

$$R_{DP} = \frac{0.041}{8.83^{20}} 3.71 \times 10^{-21} \quad (3\sigma \text{ C.L.}) \text{ が得られた。}$$

DeeMe が求める RCS の性能は $R_{DP} < 10^{-18}$ であるため、今回求めた比率から遅延陽子によるバックグラウンドはミュ粒子電子転換過程で放出する信号のバックグラウンドとして問題にはならないと結論付けることができた。

5.2 取り出しの前後にいるピーク

RCS 内に設置してある BPM と通常の測定時に使用している BLM を使用してキッカーディレイ調整試験を行なった。取り出しビームラインのところに設置してある BPM からキッカーの立ち上がりタイミン

グをずらした時の取り出し時のビームの位置を計算した。その後、そのずらしたタイミングで BLM へヒットした陽子の数を知るために取り出しの時間から約 $1\mu s$ までの時間の範囲を積分した。ディレイを与えて調べた蹴り角となる時間が、図 34 中の正体不明のピークの立つ時間と一致した。これらのことから、ビームの取り出しの前後にあるピークはビームの縦方向にテールがある、その陽子がキッカーの立ち上がり立ち下りのタイミングで蹴られてから BLM へヒットしていると考えるのが合理的である。

6 今後の展望

6.1 遅延陽子の起源探索

これまでの議論より、加速器起因の遅延陽子バックグラウンドは DeeMe が探索するミュー粒子電子転換過程のバックグラウンドとして問題にならないことがわかった。しかし、未だに遅延陽子がどのようにして発生してどのような軌道で RCS から取り出されてしまうのかわかっていない。そのため、遅延陽子の起源を探る必要がある。そのため、シミュレーションからバックグラウンドとなり得る陽子を探っていく。そのため、下の図は G4Beamline でシミュレーションを行って、BLM と通り抜けた陽子をバックトラックした時の図である。章 4.4.3 の図 27 と同じである。ここから、遅延陽子が存在するためには RCS の周回リングのどの位置でぶつかって飛んでくるのかわかる。例えば、通り抜けることができる陽子は 100m くらいのところにあるコリメーターで二発いるが、50m くらいのところにある偏向電磁石のところにもあるのでこの辺りに BLM と同様な検出器を設置する。そうすると、現在使っている BLM と 50m くらいのところを設置する BLM の相関を見てみると本当にこのような軌道を通って遅延陽子となることがわかる。

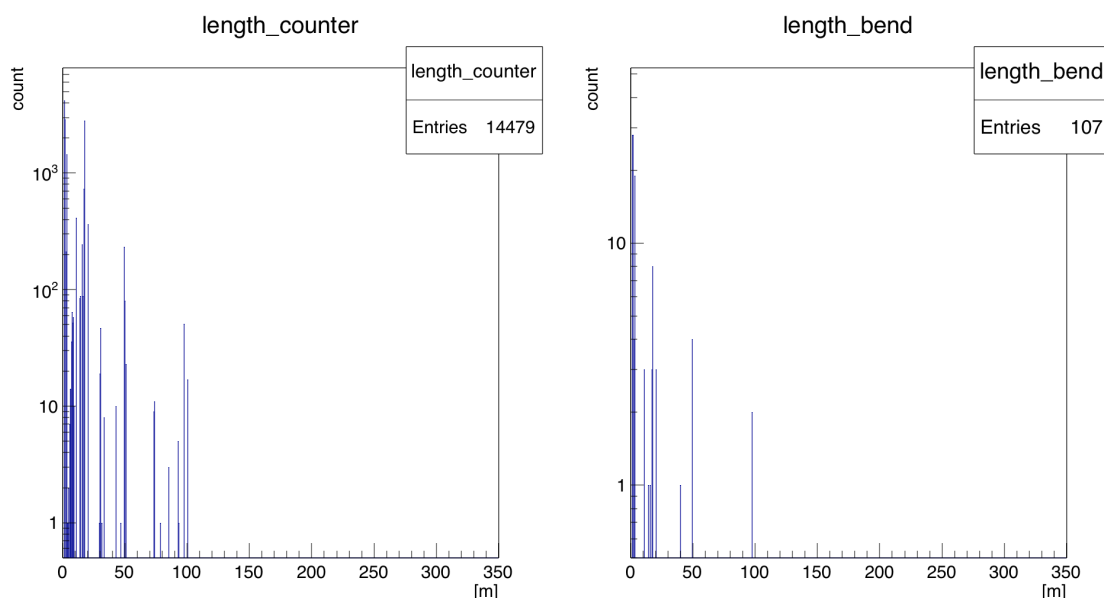


図 48: 逆方向に飛ばした陽子の飛行距離

6.2 通り抜け後の運動量

G4Beamline でシミュレーションをした結果、今回は三つの四重極磁石の後ろの偏向電磁石の後ろまで飛んでくることのできた陽子が全て MLF まで通り抜けることができると仮定している。しかし、その場所での運動量 dz/ds を見た時の図が 49 である。

通常 RCS から取り出される陽子の運動量は $3824.5\text{MeV}/c$ であるためほとんどの陽子が偏向電磁石までたどり着くまでにエネルギーを損失していることがわかる。そのため、シミュレーションのさらに先まで考えると、現在 MLF まで通り抜けることができると思っている陽子の数がさらに少なくなることが予想される。したがって、正しい比率を得るためにはビームラインを MLF まで伸ばしてからシミュレーションを行い、BLM と MLF まで到達できた陽子で比率を求める必要がある。

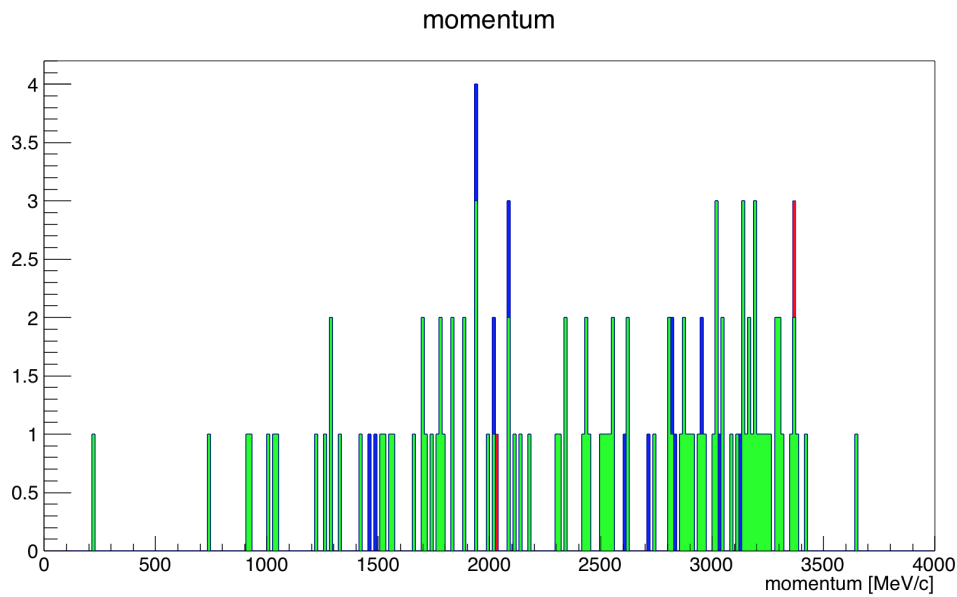


図 49: 偏向電磁石を通り抜けた後の運動量 dz/ds

6.3 RCS 内での運動量損失

RCSのバックトラックするときの運動量は $3824.5\text{MeV}/c$ であると仮定してあったがコリメーター起源だと考えれば、コリメーターで散乱されて生成されるためコリメータで運動量を落とす。そのため、ダクトにぶつかりながら飛んでくると考えられるので、その時の運動量損失についても考察を行わなければならない。

6.4 その後の評価

上記の通り、シミュレーションではまだ考えていない状況があるが全ての状況で、MLF 側まで通り抜けることができる陽子の数が減ると考えられる。そのため通り抜けとBLMへヒットする比率が小さくなり、最終的な遅延陽子の比率 R_{DP} は小さくなる。

そのため、今回は考えていないがこれらを考慮すればより R_{DP} はよくなると期待される。

参考文献

- [1] <http://blog.miraikan.jst.go.jp/topics/201310082013-9.html>
- [2] U.Bellgardt et al. (SINDRUM collaboration), "Search for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ ", Nucl.Phys. B299, 1 (1988).
- [3] W. Betrl et al. (SINDRUM collaboration), "A Search for muon to electron conversion in muonic gold ", Euro. Phys, Vol. 31, No. C47, pp. 337-346 (2006).
- [4] C. Dohmen et al. (SINDRUM collaboration), "Test of lepton Flavour conservation in $\mu - e$ conversion on titanium ", Phys. Lett. B317, 631 (1933).
- [5] Gianluca Cavoto, "Searching for the $\mu - e - +$ decay with MEG and MEG- II ", arXiv:1407.8327 (2014).
- [6] A.Czarnecki, X.G.Tormo, W.J.Marciano, "Muon decay in orbit spectra for μ -e conversion experiments", Hyperfine Interact. 210, 19-23(2012)
- [7] <https://etd.canon/eng/casestudy/jparc.htm>
- [8] F.Naito, "J-PARC 加速器の概要", OHO'18, 2018
- [9] N.Hayashi, "ビーム位置モニター", OHO'10, 2010
- [10] 青木正治 et al. 「J-PARC RCS からのパルス陽子ビームを活用したミュオン・電子転換過程探索実験 (DeeMe)」, 高エネルギーニュース Volume31 Number3 , pp.228-237(2012)
- [11] COMET collaboration, "An Experimental Search for Lepton Flavor Violation $\mu^- - e$ Conversion at Sensitivity of 10^{-16} with a Slow Extracted Bunched Proton Beam ", J-PARC Nuclear and Particle Physics Experimental Proposal (2007).
- [12] 清水宏祐, 「ミュオン・電子転換過程探索実験 DeeMe におけるアフタープロトン 背景事象および単一事象感度の評価」, 大阪市立大学高エネルギー物理学研究室修士 論文 (2015)
- [13] 長尾大樹, 「 $\mu - e$ 転換過程探索実験 DeeMe におけるバックグラウンド事象アフタープロトンの評価」, 大阪大学久野研究室修士論文 (2016)

7 謝辞

本修士論文を執筆するにあたって、力添えをいただいた多くの方々に感謝いたします。研究室の指導教員である、志垣賢太准教授には大変お世話になりました。深く感謝申し上げます。また、スタッフの皆様、研究室のミーティングなどでの確かなアドバイス等をくださり、ありがとうございました。

日本原子力研究開発機構の山本風海さんには、本研究を始める機会をいただきました。修士過程の2年間とてもお世話になり、様々な貴重な体験をさせていただきました。また、加速器についての知識もない自分に対する確かな指導をしていただき心より感謝を申しあげます。

日本原子力研究開発機構の皆様、私が東海村にいる間、何も知らない私に対して色々なことを教えていただきありがとうございました。

大阪大学の青木正治准教授には、DeeMe 実験グループへ参加させていただきました。解析の進め方など度々貴重なアドバイスをいただき感謝をしています。

DeeMe 実験グループの皆様には短い間でしたが仲良くしていただきありがとうございました。特に大阪大学の長尾大樹さんには遅延陽子測定やDAQのセットアップなど、いつも解決策などを教えていただき感謝をしています。

最後に、研究室メンバー恵まれた、この環境で3年間研究が出来て楽しかったです。これまでに得た知識を活かして、社会に出ても努力する姿勢を忘れずに頑張りたいと思います。

A 付録

A.1 3NBT Beam Position Monitor Signal





