

大口径光ファイバの加速器への応用

矢野喜治

博士（学術）

総合研究大学院大学

高エネルギー加速器科学研究科

加速器科学専攻

平成25年度

(2013)

目次

1. 序論	5
参考文献	7
2. 光ファイバ	8
2.1 光ファイバの一般的な利用形態	8
2.2 光ファイバの加速器への応用	9
参考文献	10
3. 本論文と関連する測定技術の現状	11
3.1 ビームロスモニタ (Beam Loss Monitor ; BLM)	11
3.2 ワイヤスキャナ (Wire Scanner ; WS)	16
3.2.1 ワイヤスキャナの加速器への展開	16
3.2.2 ワイヤスキャナの制動放射 γ 線の性質	19
3.3 光ファイバの応用例	23
参考文献	31
4. 測定原理	34
4.1 ビームロスにより発生する荷電粒子	34
4.2 EGS5 によるシミュレーション	40
4.3 光ファイバを通過する荷電粒子	43
4.4 光ファイバ内での伝送：減衰と分散	48
4.5 測定系の感度特性	55
4.5.1 コアを通過した荷電粒子によるチェレンコフ光の イールド Y_0 と捕獲確率 P_t	56

4.5.2	光ファイバを伝搬する光の減衰 ϵ_{att}	58
4.5.3	光検出効率 η_{PDE}	59
4.5.4	光ファイバと光検出器の間の結合効率 η_{couple}	60
4.6	システムの分解能	61
4.7	光ファイバの放射線によるダメージ	65
4.8	光ファイバを使ったビームロスポイントの特定方法	68
参考文献		71
5.	実験機器	73
5.1	大口径光ファイバ	73
5.2	PMT モジュール	77
5.3	ロスモニタモジュールとオシロスコープ	80
5.4	測定器系の感度特性	82
参考文献		85
6.	ビームロスモニタ	86
6.1	KEK の電子陽電子入射器	87
6.2	加速管 C7, C8 付近のビームロス測定	88
6.3	入射器下流部のビームロス	91
6.4	ビームロス量の評価	103
6.5	PF リングのビームロス	108
6.5.1	入射部のビームロス	108
6.5.2	VW14 付近のビームロス	112
参考文献		116

7. ワイヤスキャナ	117
7.1 入射器のワイヤスキャナ	118
7.2 5セクターのワイヤスキャナ	119
7.3 光ファイバによるワイヤスキャナ信号の大域的な測定	119
7.4 光ファイバによるワイヤスキャナ信号の詳細な測定	121
7.5 光ファイバ布設径路の重要性	125
参考文献	129
8. 結果の統括と考察	130
8.1 ビームロスモニタに関する結果と総括	130
8.2 ワイヤスキャナのセンサへの応用に関する結果と総括	132
8.3 複数のモニタシステムの機能を有した本システムに関する評価	133
参考文献	134
9. 今後の展望	135
謝辞	136
Appendix-A	137
Appendix-B	139
Appendix-C	142

1. 序論

ガラスファイバに光を通し通信を試みることは 1900 年頃から始まっているが現在の光ファイバの原型となるコアとクラッドの構造を持った石英ガラスファイバは 1959 年イギリスの N. S. Kapany によって考案された[1-1]。その後の改良と新しい製造方法により、通信用だけでなくレーザー分野への応用や光ファイバの特性を利用した測定器の開発が進展している[1-2]。加速器のビームモニタやセンサとしてもこの新技術の応用が試みられており、これまでに、ビームラインに沿った大局的なビームロス分布の測定やビームプロファイル測定用のセンサとして用いられた例が報告されている。

光ファイバを用いた粒子検出器では、ビームロス等で生じた粒子が光ファイバを通過したときに発生するチェレンコフ光をファイバ端の光検出器で測定し粒子位置と強度を測定する。一本の光ケーブルで広い領域をカバーできるため布設が容易で安価な粒子検出システムを構築できる。この検出器では大口径光ファイバを用いることがセンサの感度を上げる点から重要であり、また光検出器として光電子増倍管(PMT)を用いることも感度を上げるために有効である。

後述するように、加速器で用いられているビームロスモニタ、ワイヤスキャナのディテクタの現状をみるとセンサヘッドは個々のモニタシステムで個別に設置されてきた。しかし、もととなるモニタの測定原理は共通で電子等から発生した電子や光をモニタしている。光ファイバは連続した線であり広範囲に分布したセンサとしての機能を果たすので、局所的に個別に設置するセンサを光ファイバに代えることにより複数の測定装置のセンサを共通化できる可能性がある。本論文では一本の光ファイバを布設することによりビームロスモニタ、ワイヤスキャナのディテクタ、加速管のフィールドエミッションのモニタとしての使用が可能であると考え、まず個別のモニタの機能を評価する実験を高エネルギー加速器研究機構(KEK)の電子陽電子加速器で行なった。具体的には、

1. 光ファイバ検出器をビームロスモニタとして用いビームロス源の特定に使用できることを種々の例によって示した[1-3], [1-4]。
2. 光ファイバ検出器をワイヤスキャナによるビームプロファイルの測定のためのセンサとして使用し、従来の PMT センサに比べて信号対雑音比

が向上することを示した[1-5]。

3. 光ファイバ検出器を線形加速器加速管のフィールドエミッション(FE)による電子の測定に適用し、FEを起こしている加速管を特定できることを示した[1-6]。

また、光ファイバ自体を粒子検出センサとして利用するのではないが、

4. 光ファイバ検出器を加速空洞の高周波窓やカプラーで起きる放電を検出するためのアークセンサとして使用し、放電前の微弱な発光現象を電気信号として観測することに成功した[1-7], [1-8], [1-9]。

本論文の構成は以下の様である。第2章では光ファイバと光ファイバの応用例についてまとめる。第3章では本論文の研究に関連する測定技術の現状についてまとめる。第4章では本論文で使用した測定の基本的な原理について、また、第5章では本研究に用いた実験機器について述べる。第6章では光ファイバ検出器をロスモニタとして使用してビームロス源の特定を行った実験について、第7章では光ファイバ検出器をワイヤスキャナによるビームプロファイル測定のスensaとして使用した実験について述べる。第8章では結果の統括と考察を行い、第9章で今後の展望について考察する。

光ファイバ検出器をアークセンサとして用いた実験については粒子検出とは主題が異なる実験ではあるが光ファイバ検出器の応用として重要であるのでAppendixにまとめた。また、フィールドエミッション観測に関しても分布型センサ応用の成功例ではあるが一般的な手法として使用できるか更なる検討が必要なためAppendixで記述した。

参考文献

- [1-1] N. S. KAPANY, "Electro-optical Systems Using Fibre Optics", *Optica Acta: International Journal of Optics*, 1959, pp.201-217.
- [1-2] 鄭致福, "光産業の構造と基軸製品の生成", *立命館経済学* (第40巻・第2号), 1991, pp.91-121(237-267).
- [1-3] Y. Yano, S. Michizono, S. Fukuda, S. Ushimoto, "光ファイバービームロスモニターの開発", *Proceedings of 8th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, Tsukuba, August 1-3, 2011, pp. 488-493.
- [1-4] Y. Yano, T. Obina, S. Michizono, "光ファイバービームロスモニター", *Proceedings of 9th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, Osaka, August 8-11, 2012, pp.902-906.
- [1-5] Y. Yano, N. Iida, S. Michizono, "ワイヤー・スキャナ用センサーへの光ファイバーの応用", *Proceedings of 9th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, Osaka, August 8-11, 2012, pp. 898-901.
- [1-6] Y. Yano, T. Higo, S. Michizono, "加速管フィールドエミッションの観測" *Proceedings of 9th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, Osaka, August 8-11, 2012, pp.907-911.
- [1-7] Y. Yano, H. Katagiri, T. Matsumoto, T. Miura, S. Michizono, S. Fukuda, "光電子増倍管を利用したアークディテクターの開発", *Proceedings of 4th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, Wako, 2007, pp. 498-500.
- [1-8] Y. Yano, D. Arakawa, H. Katagiri, T. Matsumoto, T. Miura, S. Michizono, S. Fukuda, "cERL 用アークディテクターの開発", *Proceedings of 6th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, Tokai, 2009, pp.323-325.
- [1-9] Y. Yano, K. Ebihara, K. Yoshino, H. Sakai, T. Kageyama, S. Michizono, S. Fukuda, "PMT アークセンサによる KEKB ARES 空洞のカプラーの観測", *Proceedings of 7th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, Himeji, August 4-6, 2010, pp.1046-1050.

2. 光ファイバ

一般的な光ファイバは石英ガラスやプラスチックで形成されており図 2.1 に示すような構造を持っている。光を伝送するコアはコアより少し（～1%）低い屈折率のクラッドで覆われている。光は全反射によりコア内に閉じ込められて伝搬して行く。光の伝搬速度 v は c/n (c は光速、 n はコアの屈折率) である。通信用光ファイバの伝送損失は波長 1550 nm のとき 0.2-0.3 dB/km である [2-1]。

本実験では検出器の感度を上げるため通常の通信用光ファイバではなくコア径数百 μm の大口径光ファイバを使用した。大口径光ファイバの伝送損失は、伝搬する光の波長とコア径にもよるが、通信用光ファイバと比較して 10 倍以上大きい。

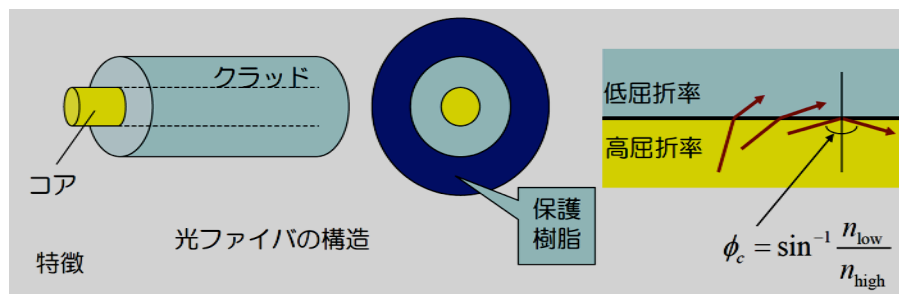


図 2.1 : 光ファイバの構造。

2.1 光ファイバの一般的な利用形態

主に通信用として低損失の光ファイバが開発されてきたが、同時に光ファイバをセンサに応用する研究も行なわれてきた。光ファイバをセンサ信号の伝送路としてのみ使用する伝送路型、多様な光ファイバの特性を利用して光ファイバ自体をセンサとして利用する機能型がある。その代表的なものにファラデー効果を使った電流計、レイリー散乱を使った歪み計、ラマン散乱を使った分布温度計などがある。光ファイバコア中に回折格子を持たせ特定の波長(ブラッグ波長)の光のみを反射させ回折格子部の環境変化に応じた波長変化を読み取ることで温度や歪みを計測するFBG (Fiber Bragg Grating) と称する測定器もある。ここで使用されている光ファイバはコア径 $10\ \mu\text{m}$ ~ $100\ \mu\text{m}$ のものである。 $100\ \mu\text{m}$ 以上の大口径のものは通常光やレーザー光のパワー伝送用に使用されている。光ファイバの利用形態を表 2.1.1 にまとめた [2-2]。

表 2.1.1 : 光ファイバの利用形態。

利用形態	センシング方式	適用技術等	測定形態	適用事例
1) 伝送路型	シンチレータヘッド	ライトガイド 蛍光変換	単一 単一	医療用、炉物理実験 線量率計測
2) 機能型	ファイバの照射損失 シンチレーティング ファイバ	OTDR* TOF**、光量比 同時計数	一次元分布 一次元分布 二次元分布	原子炉漏洩検出 線量率分布計測 医療用イメージング
3) 複合型	光導波型シンチレー タ	蛍光変換、TOF	一括多点	線量率計測

*OTDR: optical time domain reflectometry, **TOF: time of flight

2.2 光ファイバの加速器への応用

これまで加速器の分野で光ファイバは主に通信用として使われてきた。ネットワーク通信（イーサネット）やトリガ信号の伝送などに使用され、高周波の位相情報が重要な箇所には位相安定化光ファイバケーブルが使われている。位相安定化光ファイバケーブルは温度変動に対しケーブル長の変化が非常に小さくなるように作られたもので加速器の安定な運転に重要な役割を果たしている[2-3]。これらはコア径が $10\mu\text{m}$ ~ $60\mu\text{m}$ の光ファイバケーブルである。その他、光ファイバ温度計などのように測定器としての導入も進んでいる。

一方でコア径が約 1mm の大口径光ファイバケーブルも使用されている。例えば高周波加速装置のアーケセンサとして放射線環境の悪い場所や電磁ノイズの多い場所で発生した光の情報を遠方の制御室まで搬送するために使用されている。また光ファイバを放射線のセンサとして使用する試みもなされている。コアにゲルマニウムをドープした光ファイバで被放射線量によるファイバの伝送損失の変化を測る放射線累積線量計や、光ファイバ中を荷電粒子が通過した時に発生するチェレンコフ光を利用したビームロスモニタ等がある。大口径のものを使う理由として、出来るだけ多くの光を搬送したいことや感度を上げるためにセンサとしての体積が必要なことが挙げられる。また、放射線下での使用が前提である場合は、放射線による透過性の悪化を避けるためコアに純粋な石英ガラスが使われる。

参考文献

- [2-1] 光ファイバの最新応用技術—通信・計測・加工 (JECTEC テクニカルセミナー)、電線総合技術センター (著)、出版社: エヌ・ティー・エス、2001/08.
- [2-2] 前川立行、“光ファイバを利用した放射線計測技術”、RADIOISOTOPES, 46, 33-44、1997、pp. 36.
- [2-3] T. Kobayashi, S. Anami, S. Yamaguchi, S. Michizono, E. Chishiro, “PERFORMANCE OF RF REFERENCE DISTRIBUTION SYSTEM FOR THE J-PARC LINAC”, Proceedings of the 3rd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Sendai, August 2-4, 2006, pp. 394-396.

3. 本論文と関連する測定技術の現状

3.1 ビームロスモニタ (Beam Loss Monitor ; BLM)

ビームを輸送するシステムにおいてビームロスは避けがたいものであると同時に、極力減らさなければならないものである。加速器でのビームロスの測定は以下の観点から重要である。(1) ビームロスが局所的な場合ビームダクト等を破損する。特に最近のビーム強度が大きい電子加速器や陽子加速器では常にこの危険性があり、ビームロスを早く検出することへの要求度は高い。(2) ビーム輸送系では効率よくビームを輸送することが必要であるが、ビームロスがあるとビーム輸送効率が低下する。ビームロスがどこで、どれくらい起きたかを正しく検出することにより、ビーム輸送を担う磁石によるビーム輸送効率向上のための調整が効率よく達成できるようになる。(3) 高エネルギーの被加速粒子がロスをした箇所が放射化するため加速器の保守維持活動に支障をきたす恐れがある。これを避けるためにはビームロスモニタなどで常にロスを減らす努力をすることが重要である。

以上の観点からほとんどの加速器には何らかのビームロスモニタが設置されビームロスを監視する努力が払われてきた。電離箱、シンチレータと光電子増倍管の組み合わせ及び PIN (p-intrinsic-n) フォトダイオードなどで構成されたビームロスモニタが加速器システムで使用されている。ビームロスモニタとして最も簡単なものは、ビームロスに伴って発生する放射線を測るもの (Dosimeter)、あるいは TLD (熱ルミネセンス線量計) を配置するものであるが、これについては本論文との関連が薄いので説明を割愛する。ただし TLD 測定に関しては光ファイバでのロス測定との比較のために後から触れる。これまで使用されてきたロスモニタの特徴を表 3.1.1 にまとめた。

表 3.1.1 : 加速器で使われているロスモニタの特徴。

	比例計数管	空気イオンチェンバ(AIC)	プラスチックシンチレータ	PIN フォトダイオード
感度	○	△	○	○
応答性	○	△	○	○
検出器タイプ	ポイント型	分布型	分布型	ポイント型
設置のし易さ	△	×	△	○

これらの中で比較的昔から使用されてきたものは空気電離箱 (Air Ion Chamber; AIC) である。AIC はガスを注入した箱に電圧をかけておき、外部からの電子や光でガスが電離して生じたイオンを電気信号として検出する原理を応用している。素粒子の検出器として広く使用されているが、ビームロスモニタとしても比較的古くから応用されてきた。1963年にSLACのPanofsky博士により提唱されたガス入り同軸ケーブルは Panofsky Long Ion Chamber (PLIC) と称され、SLAC の 2 マイル電子加速器で使用された[3-1]。また SLAC linear collider (SLC) でも同様のものが使用された[3-2]。

KEK では、AIC は 12 GeV 陽子シンクロトロン (PS) のために開発され、Photon Factory (PF) でもビームロスモニタとして設置された[3-3]。センサの部分は 20D のシールド付の半可撓式同軸ケーブルを長さ約 8 m に切断し、高圧用と信号用の特殊コネクタを両端に付けたものである。同軸線の中心導体が信号線、外部導体が高圧線、一番外側のシールドが共通のグラウンドになっている。高圧は直流 500 V を印加し、信号線とグラウンドとの絶縁抵抗は $10^{14} \Omega$ 程度である。図 3.1.1 にシステムのブロック図を示す。

KEK の電子線形加速器でもかつて Photon Factory (PF) の入射器として建設された約 30 年前には図 3.1.2 に示すような AIC が入射器全体で 42 加速ユニットの各ユニットに設置されていた。AIC の長さは 8 m であったので、ビームロスモニタはユニット単位の分解能 (約 8 m) でモニタすることができた。AIC は、導入当時の入射器のビームはパルス巾が $1.5 \mu \text{sec}$ のマルチバンチビームであったのでビームロスモニタとしてビームモニタリングに役立ったが、現在はビームがパルス幅数 psec のシングルバンチビームであることおよびビー

ムロスが小さくなりビームロスが殆ど検出できなくなったので使用されていない。

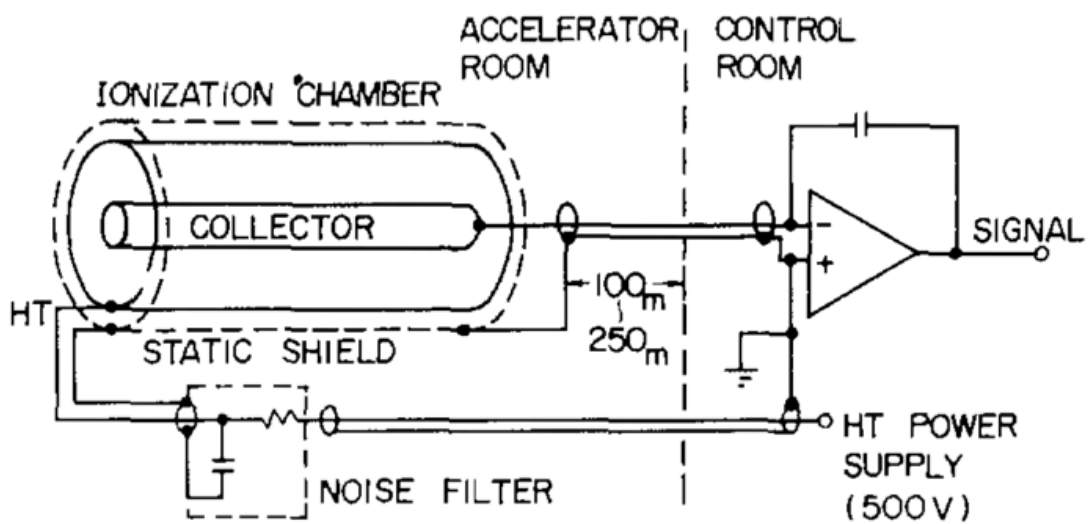


図 3. 1. 1 : AIC のシステムのブロック図[3-3]。



図 3. 1. 2 : Linac に設置された AIC[3-4]。

AIC はケーブルを設置した広範囲の場所での検出が可能であるが動作時に高電圧を必要とする。一方、高電圧を必要としない半導体検出器を使ったビームロスモニタもよく使われている。図 3.1.3 に PIN フォトダイオードを使ったビームロスモニタの原理図を示す。

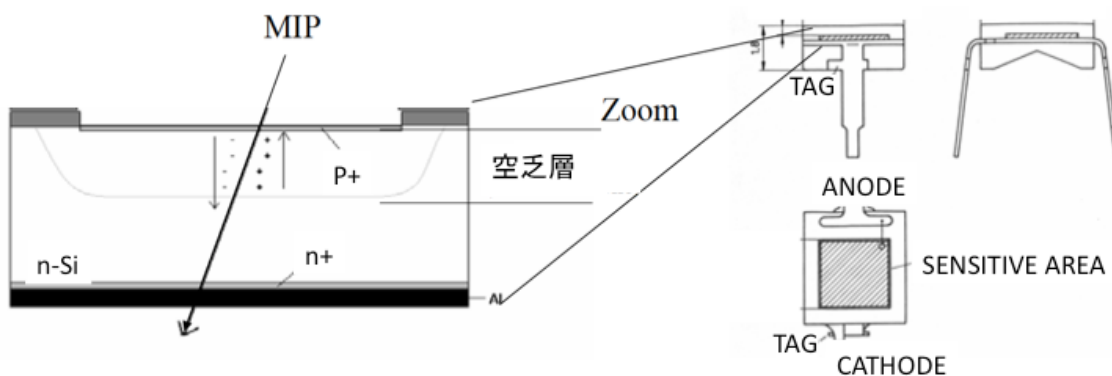


図 3.1.3 : PIN フォトダイオードを使ったビームロスモニタの原理図。

カソード-アノード間に逆バイアスの電圧をかけると空乏層が広がり、その中を γ 線が通過したときに出来た電子-正孔のペアが電流として検出される。信号検出回路図を図 3.1.4 に示す。

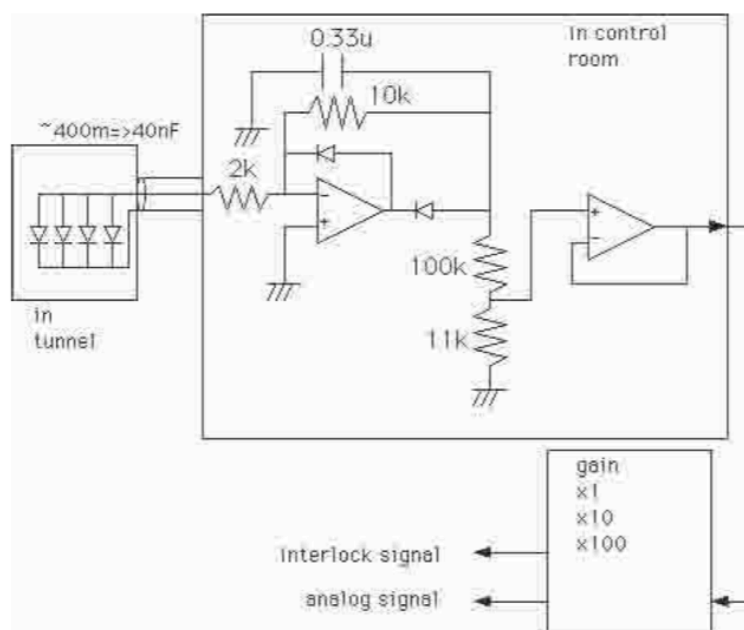


図 3.1.4 : PIN フォトダイオードビームロスモニタの信号検出回路図[3-5]。

KEK B-factory (KEKB) には AIC と PIN フォトダイオードを使ったビームロスモニタがそれぞれ約 100 箇所設置されている。図 3.1.5 に KEKB のロスモニ

タの配置図を示す。これらのビームロスモニタはリング全周で起るビームロスを検知しビームアポートトリガを出すことでハードウェアを守る事が目的である。当初は AIC のみが設置されていたが、AIC はビームロスが起きてからトリガ信号を出すまでの時間がチェンバ内でのイオンのドリフト時間に依存しており約 1msec であったため、ビーム軌道の早い変動にアポートが間に合わず可動マスクを損傷する事例が起きた。早いアポートトリガを出すために導入されたものが PIN フォトダイオードのビームロスモニタである。PIN フォトダイオードによりアポートトリガ生成時間が $20 \mu \text{sec}$ まで短縮出来たのでビームロスが起ってから数ターン以内にアポート信号が出せるようになった[3-5]。

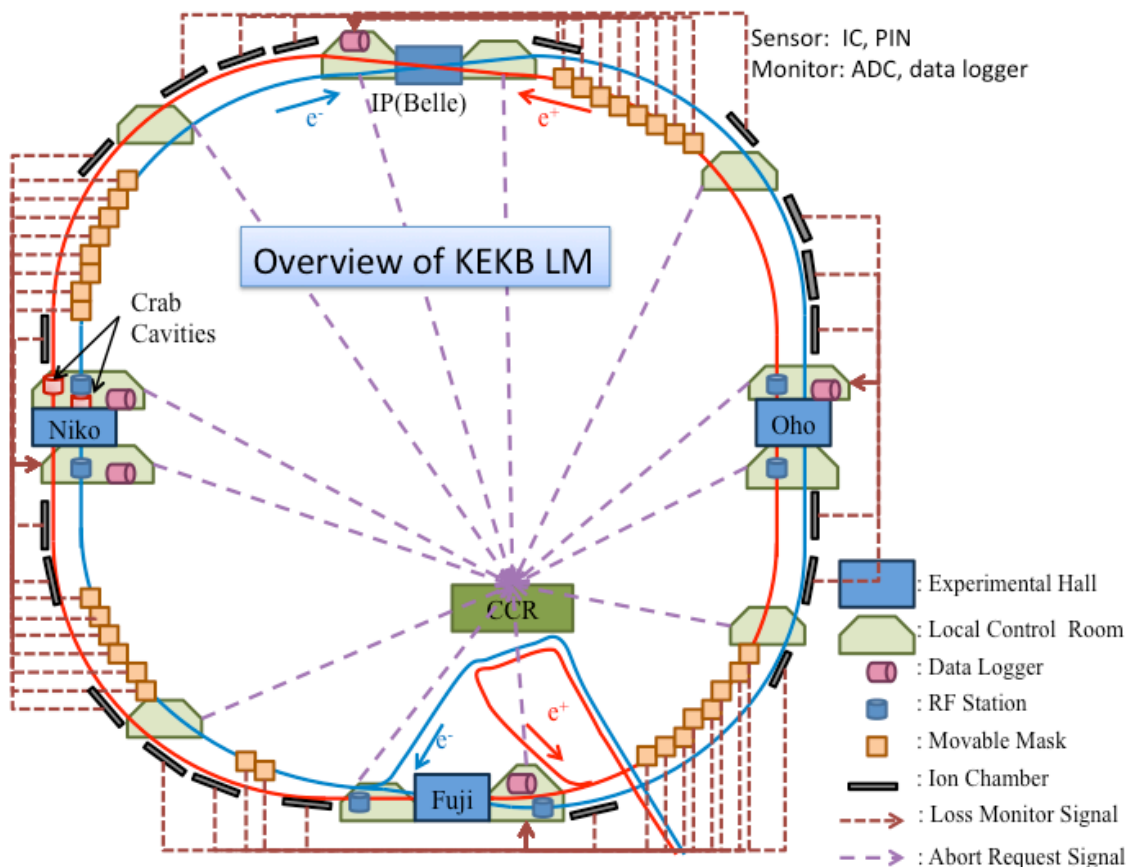


図 3. 1. 5 : KEKB のロスモニタの配置図[3-6]。

3.2 ワイヤスキャナ (Wire Scanner ; WS)

ワイヤスキャナ (WS) はビームプロファイルモニタとして 1985 年、R. Jung らにより提案され[3-7]、その後色々な研究所で使用しはじめた。現在 KEK でも広く使用されているが[3-8]その使用法は M. C. Ross らにより実用化されたものに従っている[3-9]とあって良い。

3.2.1 ワイヤスキャナの加速器への展開

ワイヤスキャナは、ビーム軌道内に 100 μm 程度のタングステンワイヤを入れビームとタングステンの相互作用によって放出される制動輻射による γ 線を PMT で測定する。ワイヤスキャナをビーム横方向断面に沿って移動させ PMT の信号変化を観測することでビームサイズが測定できる。図 3.2.1 にその概念図を示す。ビームは紙面に垂直な方向に進む。電子陽電子入射器のワイヤスキャナはフレームに 100 μm タングステンワイヤが 3 方向 (V, U, H) に張っておりフレームはパルスモータにより矢印の方向に駆動されビームをスキャンする。検出部はビームライン方向に向けた PMT がセットされておりノイズの影響を避けるため周りを鉛ブロックで囲ってある。ビームエネルギーによって PMT の最適な設置場所は異なるが、入射器では駆動部の約 10 m 下流に設置している。

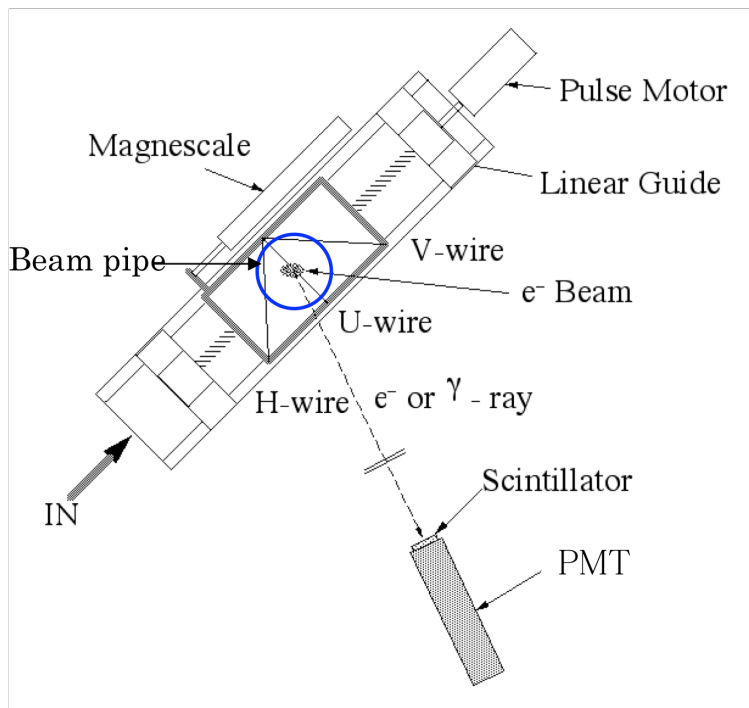
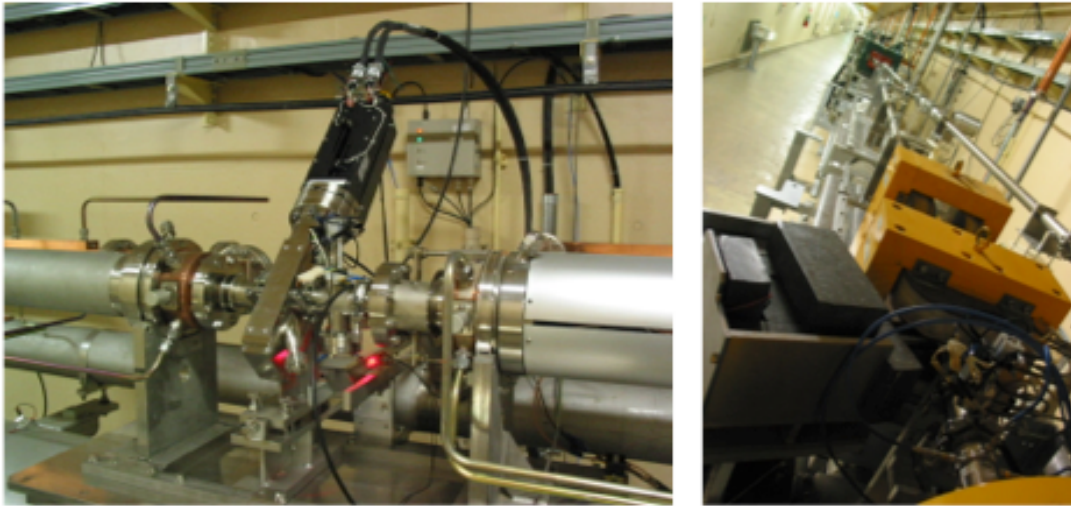


図 3.2.1 : ワイヤスキャナ駆動部の概念図[3-8]。

図 3.2.2 にワイヤスキャナの駆動部と検出部の写真を示す。



(a) 駆動部

(b) 検出部

図 3.2.2 : 入射器に設置されたワイヤスキャナの駆動部と検出部[3-10]。

この WS が設置されている場所は入射器の最下流部であり様々なエネルギーのビームの測定に使用される。特に PF(2.5 GeV, e-)のビームと KEKB(8.0 GeV, e-)のビームでは最適な検出器の設置場所が異なる。写真の場所に検出器を設置した場合 KEKB(8.0 GeV, e-)ビームでは十分な信号強度が得られず、一時期検出器を写真よりも下流側に移動していた。その場合は PF(2.5 GeV, e-)ビームに対しての測定精度が満足出来ないものになっていた。

図 3.2.3 にビームプロファイル測定時の表示画面を示す。

測定では一度のスキャンで V, U, H の 3 本のワイヤがビームを横切り下流の PMT センサによって信号が検出される。図はワイヤのポジションと信号強度をプロットしたものである。

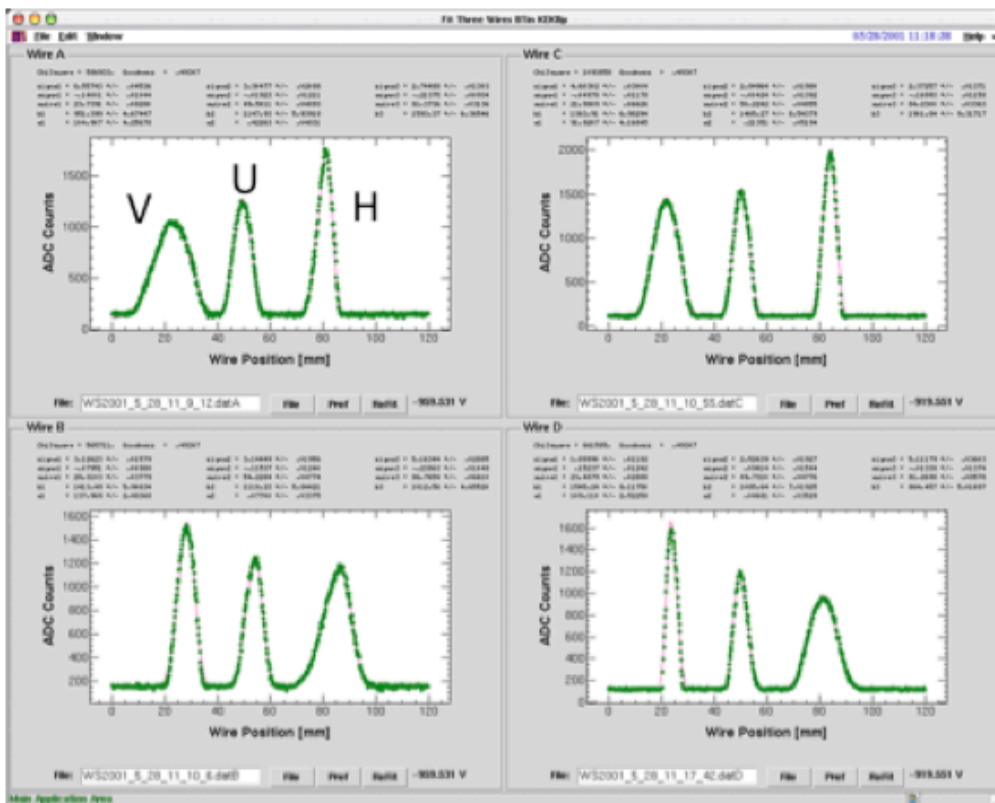


図 3.2.3 : ビームプロファイル測定時の表示画面[3-10]。

3.2.2 ワイヤスキャナの制動放射 γ 線の性質

ワイヤスキャナは0.1 mmのタングステンワイヤをビーム中に挿入し制動放射により発生する γ 線を検出しビームプロファイルを測定するものである。簡単のために0.1 mm厚のタングステンの板に電子が当たった場合をEGS5でシミュレーションする。図3.2.4にその模式図を示す。第4章でも述べたように、入射器の通常のビームダクトの直径は43 mm、四極マグネットのチャンバの直径は22 mmであるから、半径10 mmと20 mmのダクトについてシミュレーションを行なえば制動放射 γ 線の飛来方向とダクトを通過する場所の予想が出来る。

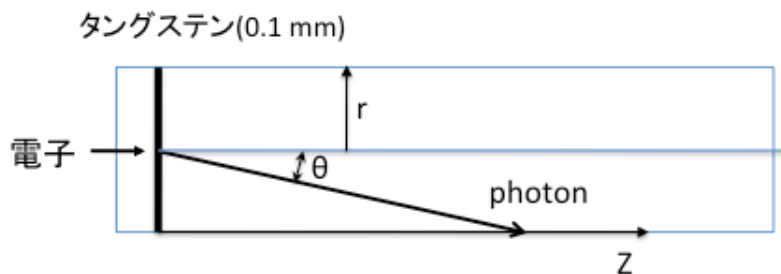


図 3. 2. 4 : EGS5 によるシミュレーションの模式図。

0.1 mm厚のタングステン板に2.5 GeVの電子が当たったとき放出される光子のエネルギー分布を図3.2.5に示す。

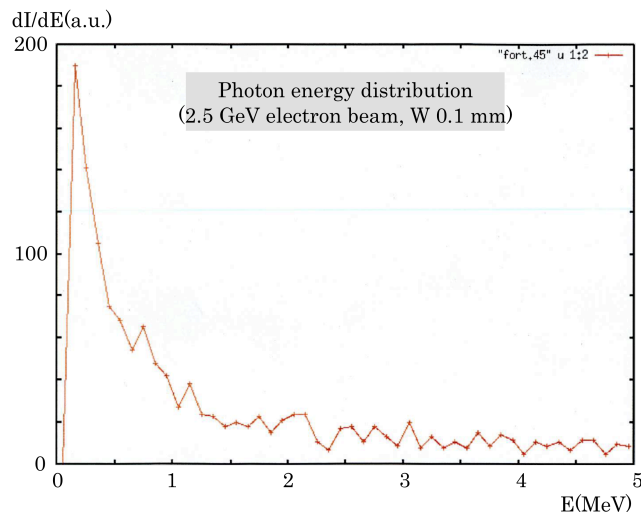


図 3. 2. 5 : 0.1 mm厚のタングステン板に2.5 GeVの電子が当たったとき放出される光子のエネルギー分布。

また、2.5 GeV あるいは 8.5 GeV の電子がタングステン板に当たったとき放出される光子の角度分布をそれぞれ図 3.2.6 と図 3.2.7 に示す。

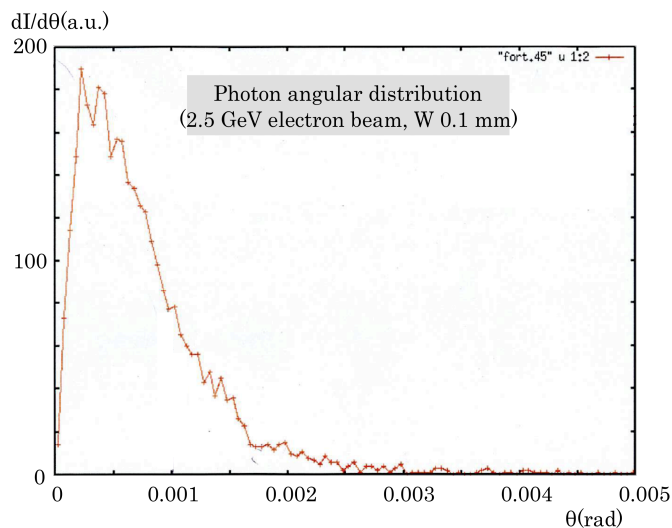


図 3.2.6 : 0.1 mm 厚のタングステン板に 2.5 GeV の電子が当たったとき放出される光子の角度分布。

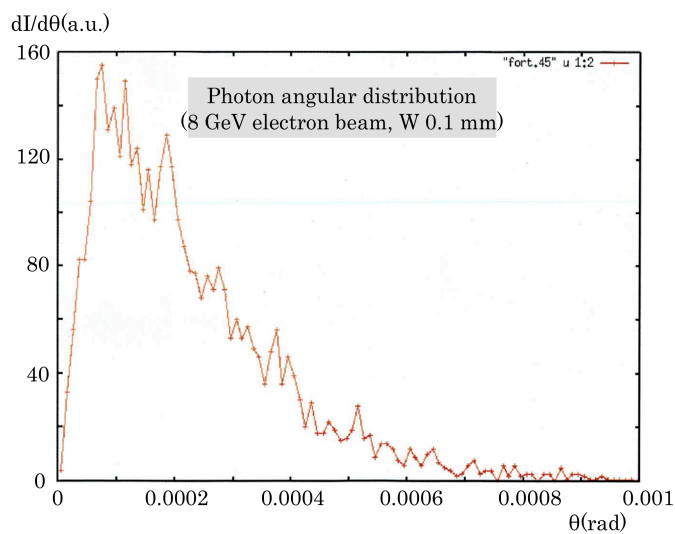


図 3.2.7 : 0.1 mm 厚のタングステン板に 8 GeV の電子が当たったとき放出される光子の角度分布。

2.5 GeV の場合 0.5 mrad を中心に ± 0.5 mrad の中で分布している。8 GeV の場合は 0.01 mrad を中心に ± 0.01 mrad の中で分布している。

これらの光子が半径 10 mm と半径 20 mm のダクト上のどの場所を通過するかをそれぞれのエネルギーごとに記載する。

2.5 GeV の電子について放出された光子がダクトを通過する場所をダクトの半径が 10 mm の場合は図 3.2.8 に、20 mm の場合は図 3.2.9 に示す。タングステンの場所を $Z=0$ とし、そこからの距離を Z m であらわしている。

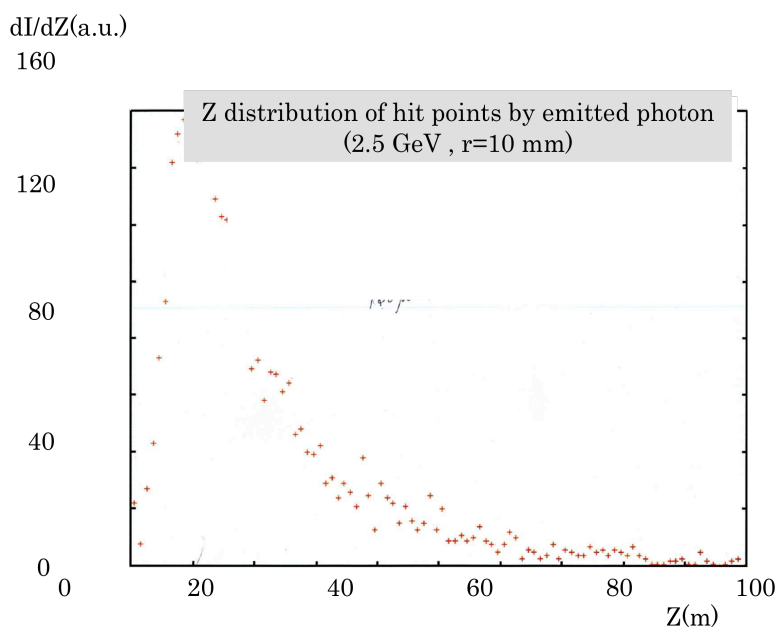


図 3.2.8 : 0.1 mm 厚のタングステン板に 2.5 GeV の電子が当たったとき放出された光子がダクト上を通過する場所 (半径 10 mm の場合)。

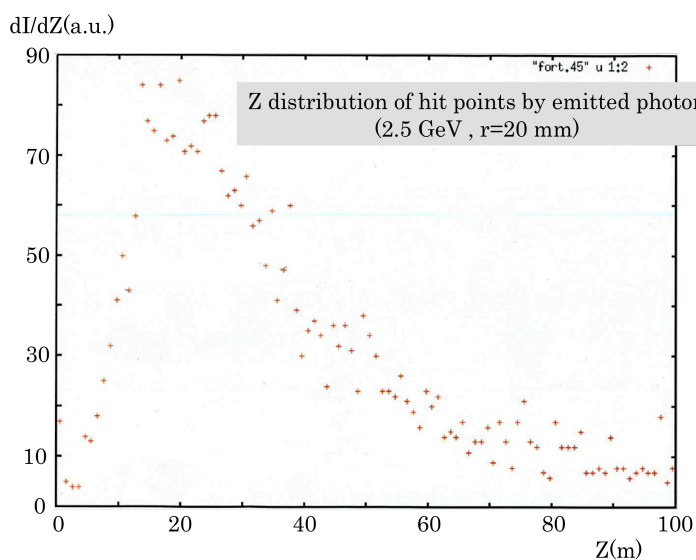


図 3.2.9 : 0.1 mm 厚のタングステン板に 2.5 GeV の電子が当たったとき放出された光子がダクト上を通過する場所 (半径 20 mm の場合)。

半径 10 mm のダクトの場合はタングステンの板の場所から 10 m 下流、半径

20 mm の場合は 20 m 下流に通過光子数のピークがある。光子分布が広がりを持っている事もこれらの結果から分かる。次に 8 GeV の電子について光子がダクト上を通過する場所をダクトの半径が 10 mm の場合は図 3. 2. 10 に、20 mm の場合は図 3. 2. 11 に示す。

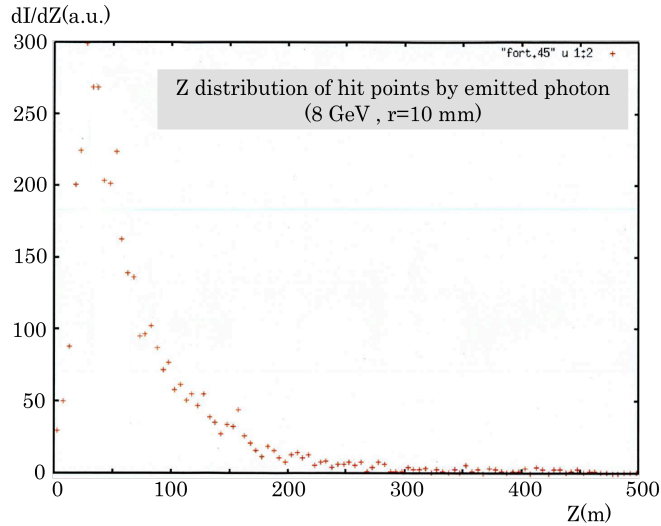


図 3. 2. 10 : 0.1 mm 厚のタンゲステン板に 8 GeV の電子が当たったとき放出された光子がダクト上を通過する場所 (半径 10 mm の場合)。

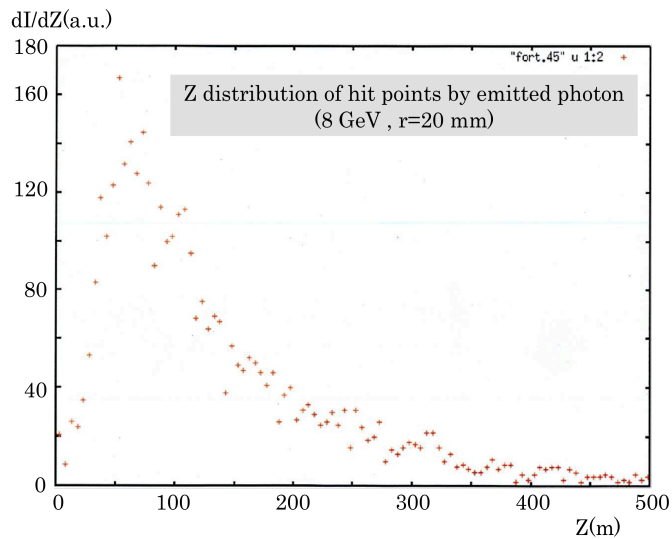


図 3. 2. 11 : 0.1 mm 厚のタンゲステン板に 8 GeV の電子が当たったとき放出された光子がダクト上を通過する場所 (半径 20 mm の場合)。

3.3 光ファイバの応用例

チェレンコフ光を用いた光ファイバの高エネルギー物理及び加速器方面への応用は 1990 年代初めから開始された。最初は CERN での高エネルギー実験の検出器に応用された[3-11]。その後この分野で多くの使用例が報告され、また P. Gorodetzky らによる光ファイバの解析の古典的な論文[3-12]も発表された。加速器ビームモニタに関するチェレンコフ光の光ファイバへの応用の所見は E. Janata による文献[3-13]と思われる。その後 DESY での TTF (Tesla Test Facility) におけるビームモニタの提案として報告[3-14]があり、その後いろいろな研究所で使用が始まった。

KEK では 2000 年頃に KEK 陽子シンクロトロン (KEK-PS) の 500 MeV ブースタで光ファイバを使ったビームロスモニタの研究が行われた。図 3.3.1 に光ファイバロスモニタのセンサ部概略図を示す。ビームロスモニタは PMT にプラスチックシンチレーションファイバと石英光ファイバを取り付けた簡単な構造を持つ。PMT は浜松ホトニクス の R2007 である。シンチレーションファイバでは光子源は粒子がファイバを通過したとき生じるシンチレーション光であり、石英光ファイバでは光子源は粒子がファイバを通過したとき発生するチェレンコフ光である。

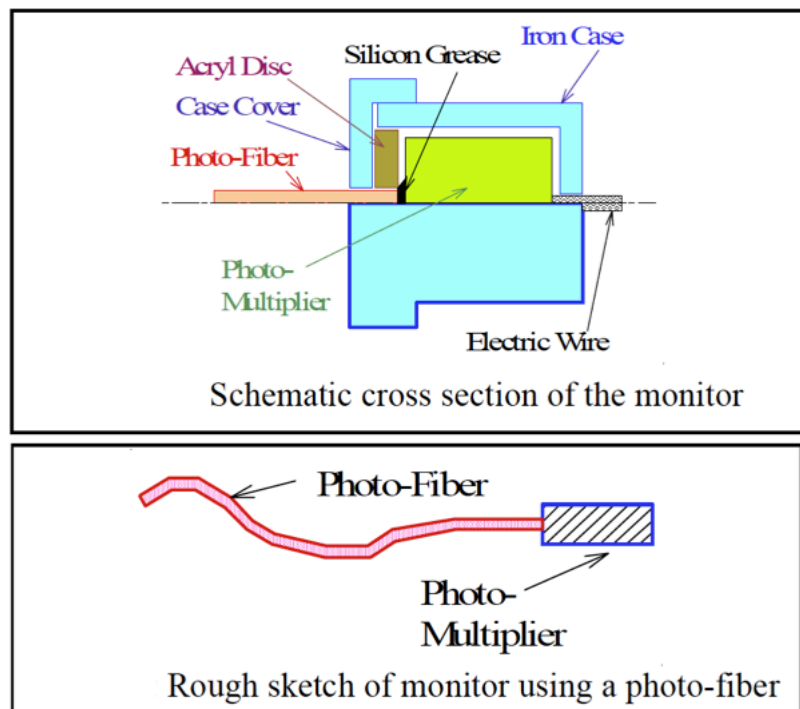


図 3.3.1 : KEK-PS のビームロスモニタのセンサ部概略図[3-15]。

500 MeV ブースタは 40 MeV の H-陽子を荷電変換入射し 500 MeV まで加速しメインリングに入射する。ビームロスにはビーム入射部と取り出し部の残留放射能が高い場所で観測された。図 3.3.2 に 500 MeV ブースタと光ファイバの設置場所を示す。

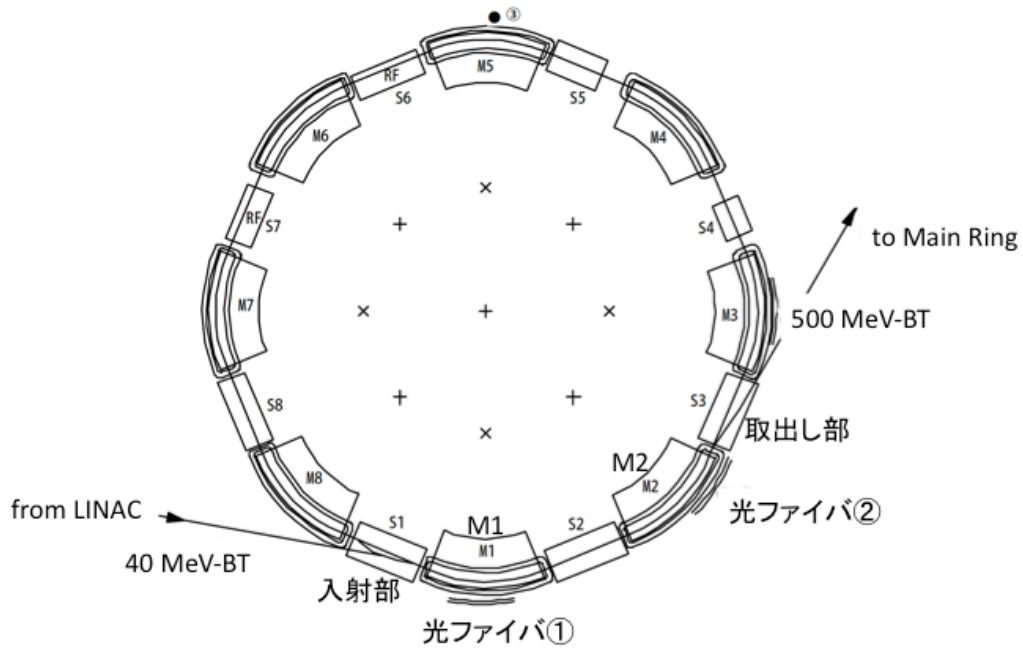


図 3.3.2 : 500 MeV 陽子加速器と光ファイバの設置場所[3-16]。

図 3.3.3 にコア径 2 mm のプラスチックシンチレーションファイバとコア径 0.9 mm の石英光ファイバで観測された信号を示す。

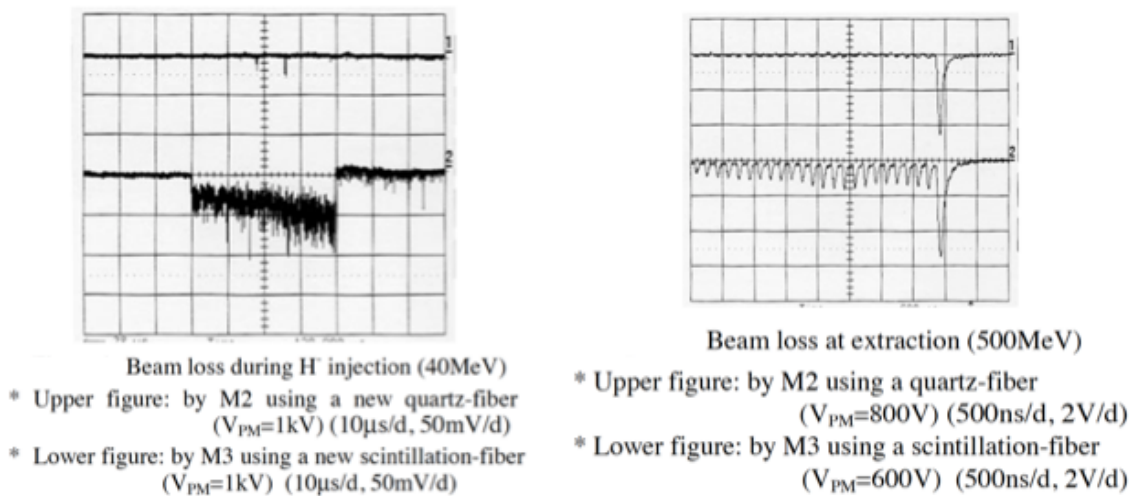


図 3.3.3 : 入射部と取出し部に設置した光ファイバの信号[3-16]。

図 3.3.3 左は入射部の信号で右は取り出し部の信号であり、それぞれ上の信号は石英ファイバ、下の信号はシンチレーションファイバの信号である。図から分かるように信号検出感度はシンチレーションファイバのほうが石英ファイバより高い。一方、放射線照射による信号レベルの減少（光量減少と光の透過率の悪化による）については、シンチレーションファイバでは陽子ビームロスによる 230 kGy の放射線ドーズで信号レベルが e 分の 1 になるが、石英ファイバでは顕著な信号レベルの減少がみられない[3-15]。このためビームロスの大小に応じてファイバの材質を選ぶことの重要性が指摘されている。また、Pylex ガラスは放射線照射による信号レベルの減少が非常に大きいので PMT の表面に Pylex ガラスではなく石英を使うべきであることも指摘されている。

他研究所でも様々な光ファイバを使ったビームロスモニタの研究が進められている。

光ファイバ自身をセンサとして利用する機能型センサに関しては F. Wulf らによる優れたまとめ方[3-17]があるのでそれに従って説明をする(図 3.3.4 参照)。

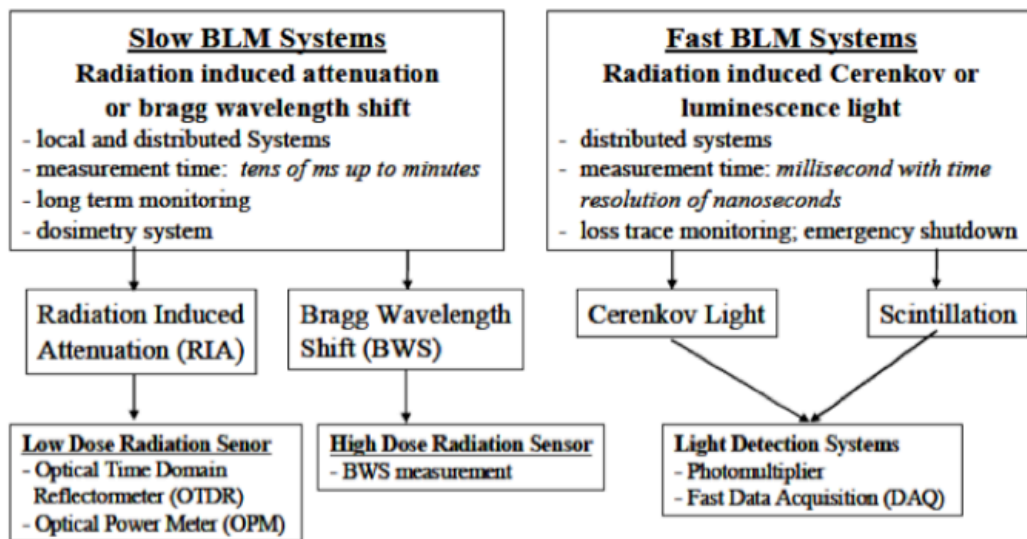


図 3.3.4: 光ファイバを用いたビームロスモニタの原理別分類フローチャート[3-17]。

1 つは放射線による光ファイバの透過特性の劣化を測定するもので積算放射線量を計測する。これは放射線累積線量計（ドシメーター）として利用されスロービームロスモニタと呼ばれる。図からもわかるように低線量向けの

RIA (Radiation Induced Attenuation) と高線量用途の BWS (Bragg Wavelength Shift) を用いたものがある。もう 1 つは放射線が誘起したチェレンコフ光やシンチレーション光を使いパルス毎のビームロスを実測するものである。パルス毎ビームロス分布の測定やビームロスによる緊急停止の信号を出すために使われ、ファーストビームロスモニタと呼ばれる。ファーストビームロスモニタ用の光ファイバには純粋石英光ファイバが用いられ、スロービームロスモニタ用の光ファイバにはゲルマニウム等を添加したものが用いられている。これら 2 つのタイプの光ファイバを使用したビームロスモニタシステムとファーストビームロスモニタを使用したビームプロファイル測定の報告がある [3-17]。TESLA/ILC (International Linear Collider) と FLASH (Free-Electron-Laser Hamburg) では図 3.3.4 のフローチャートに示すように様々なタイプの光ファイバロスモニタを複合的に運用している [3-17]。図 3.3.5 に光ファイバロスモニタ等が設置されたアンジュレータの真空チャンバーを示す。1 箇所には 2 本ずつ光ファイバがあるが 1 本は放射線感度の高い OTDR 用、もう 1 本は耐放射線性の高いコア径 $300\ \mu\text{m}$ の純粋石英光ファイバである。

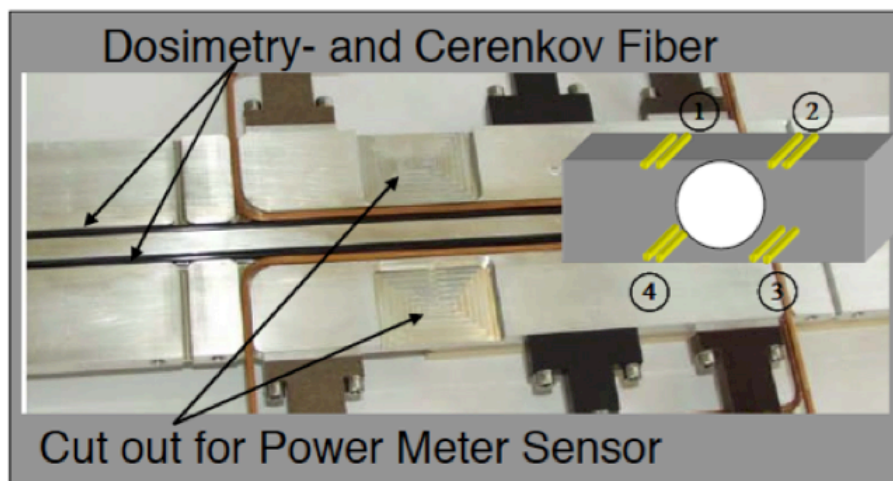


図 3.3.5 : アンジュレータの真空チャンバー [3-17]。

これらのビームロスモニタをアンジュレータと上流側のビームトランスポートラインに組込んで運用しておりビームロス測定やビームロス発生時の緊急停止等を行っている。図 3.3.6 に FLASH のビームロスモニタリングシステム図 (1 ブロック分) を示す。これら光の信号はトンネルエリア内の PMT で電気信号に変換され約 50 m 離れた制御室で ADC 変換処理されている。

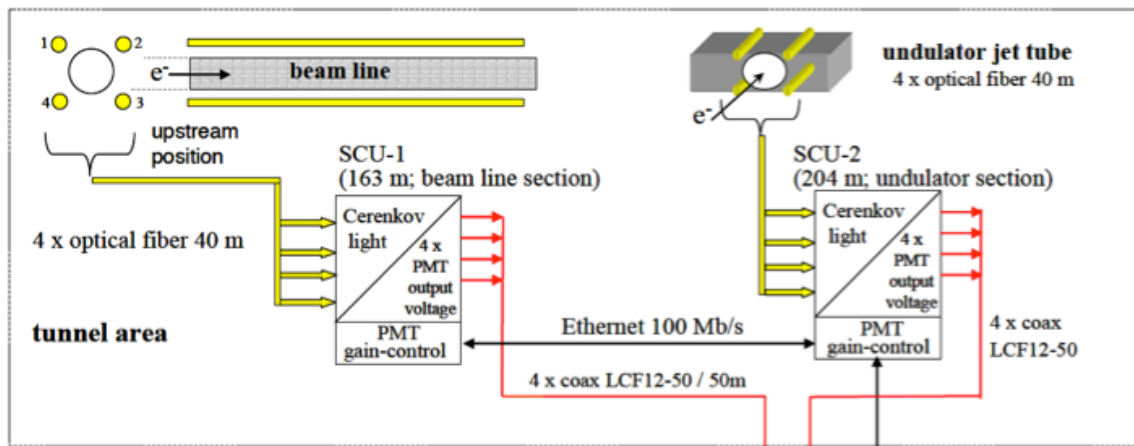


図 3. 3. 6:FLASHのビームロスモニタリングシステム図(1ブロック分) [3-17]。

図 3. 3. 7 にビームラインのあるセクションのビームロスの様子を示す。但し OTR(Optical Transition Radiation ; 遷移放射光) スクリーンを入れてビームロスが発生させている。四極マグネット、真空ポンプ、蛍光スクリーン等の所では機器のシールド効果が見えている。

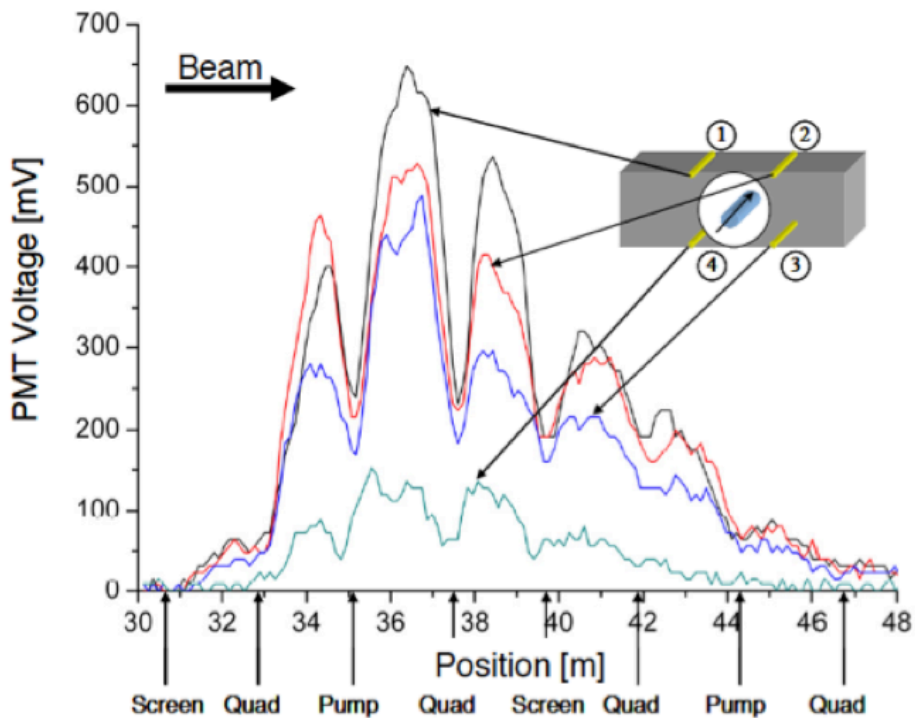


図 3. 3. 7 : OTR スクリーンを入れたビームロスの様子[3-17]。

図 3.3.8 に既存のワイヤスキャナで計測したビームプロファイル（ビームラインセクションの最後の PMT で計測）と WS 後方の BLPM (Beam Loss Position Monitor) で計測したビームプロファイルを示す。

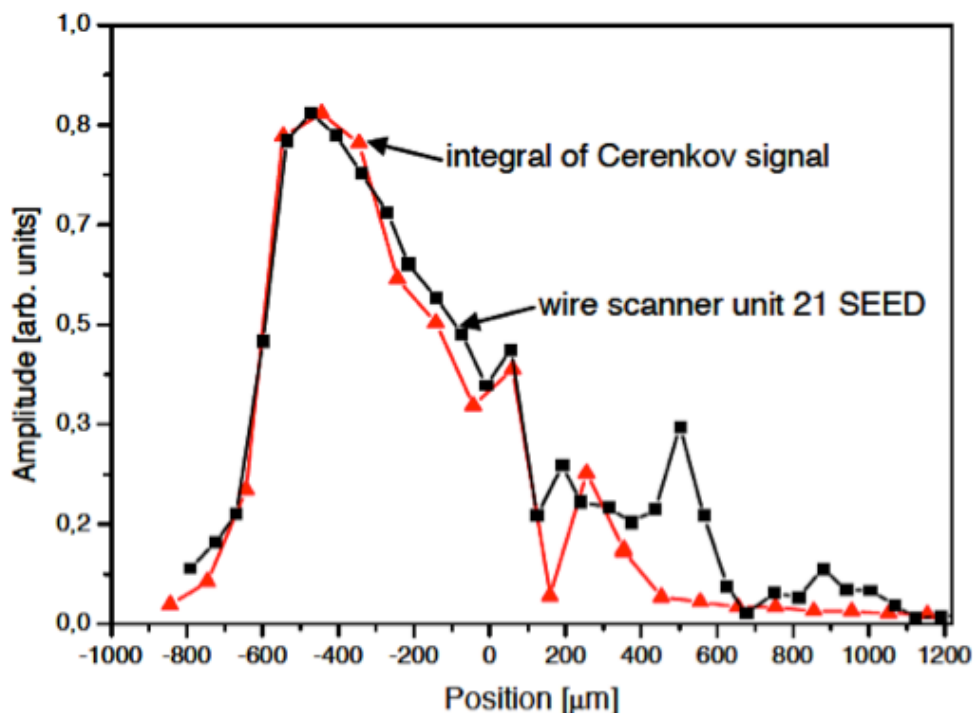


図 3.3.8 : 水平方向のビームプロファイルの測定データの比較[3-17]。

それぞれの最大値でノーマライズしてあるが主要部分のプロファイルは良く一致している。ビームプロファイルの測定は W.Goettmann らが報告している[3-18]。

チェレンコフ光を利用したビームロスモニタは SPring-8 の SACLA でも使用されている[3-19], [3-20], [3-21]。SACLA では図 3.3.9 に示すようにビームライン#1 (BL-1) の真空チェンバー上とビームライン#3 (BL-3) のアンジュレータの真空チェンバー上にコア径 $400\ \mu\text{m}$ × 長さ 150 m の光ファイバを設置してビームロスモニタしている。光信号は PMT (H6780-02、浜松ホトニクス) で電気信号に変換されアンジュレータホールの外まで約 50 m の同軸ケーブルで運ばれた後に高速の ADC で AD 変換されている。

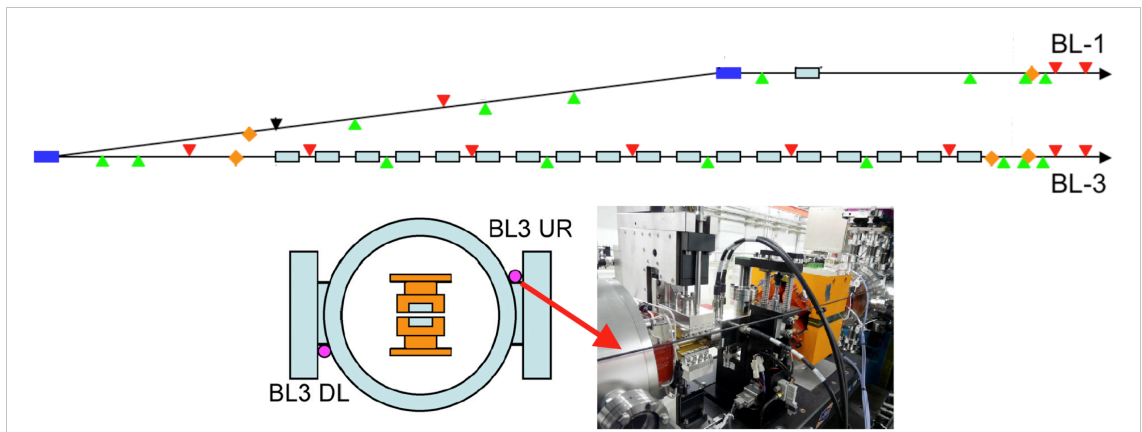


図 3.3.9 : BL-1 と BL-3 に設置した光ファイバの写真[3-21]。

ビームライン#1(BL-1)ではコア径 $400\ \mu\text{m}$ (SC400 ; フジクラ)長さ 150 m の光ファイバをビームラインのチェンバーに平行に張っている。ビームライン#3(BL-3)にはアンジュレータの真空チェンバーに 2 本、図 3.3.9 の BL-3 DL に 150m のものを BL-3 UR に長さ 120m のものをそれぞれ張っている。ビームロス場所はマスタオシレータからのトリガ信号を基準に Time of Flight (TOF) で求めている。図 3.3.10 がショット毎のロスモニタの GUI 画面である。

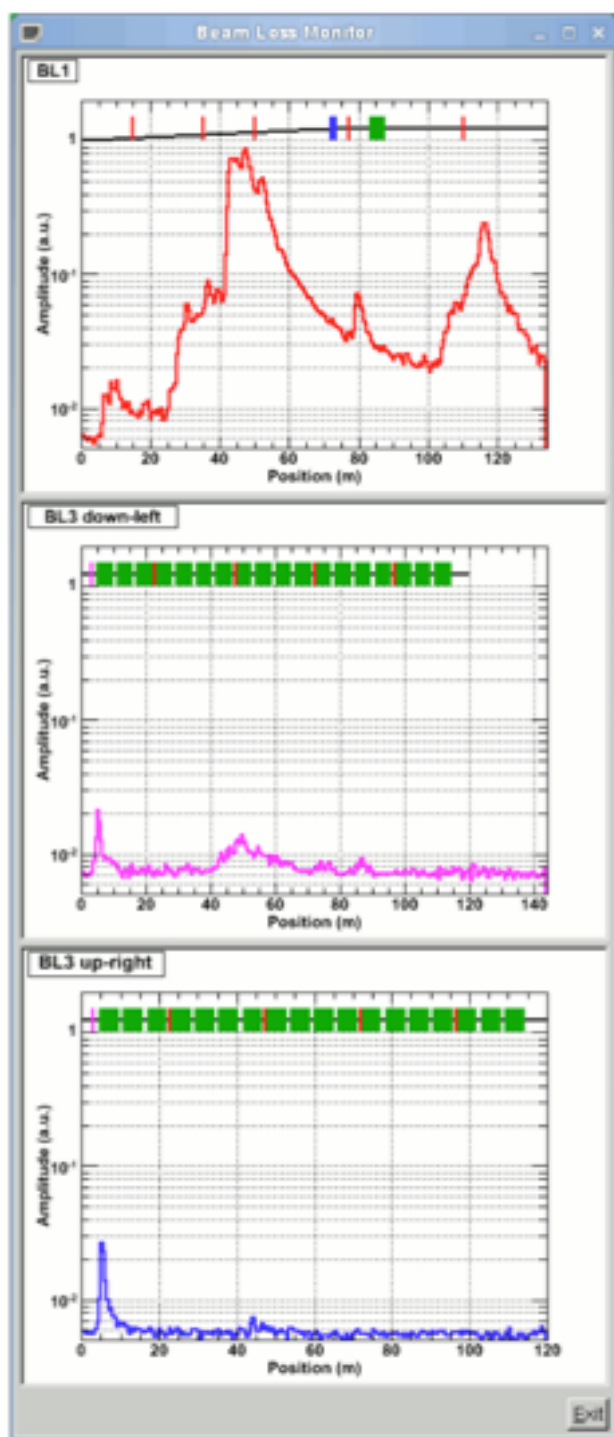


図 3.3.10 : BL-1 と BL-3 に設置した光ファイバロスモニタのモニタ画面 [3-21]。

その他、CERN/CLIC(Compact Linear Collider)などでも光ファイバロスモニタの導入に向けての研究が進んでいる [3-22], [3-23], [3-24]。

参考文献

- [3-1] W. K. H. Panofsky, "The Use of a Long Co-axial Ion Chamber Along the Accelerator," SLAC TN-63-57, 1963.
- [3-2] J. Rolfe, R. Gearhart, R. Jacobsen, T. Jenkins, D. McComick, R. Nelson, D. Reagan, and M. Ross, "Long Ion Chamber Systems for the SLC", SLAC-PUB-4925, March 1989.
- [3-3] H. Nakagawa, S. Shibata, S. Hiramatsu, K. Uchino and T. Takashima, "Beam-loss Monitoring System with Free-air Ionization Chambers", Nucl. Instr. and Methods 174, 1980, pp.401-409.
- [3-4] 榎本収志, "電子リニアックのビーム・モニタ", OH086, 1986, pp. (IV-1)-(IV-28).
- [3-5] H. Ikeda, M. Arinaga, S. Hiramatsu, John W. Flanagan, T. Furuya, "PIN PD を使用したビームロスモニター", The 14th Symposium on Accelerator Science and Technology, Tsukuba, Japan, November 2003, pp.467-469.
- [3-6] M. Arinaga, John W. Flanagan, H. Fukuma, T. Furuya, S. Hiramatsu, H. Ikeda, H. Ishii, E. Kikutani, T. Mitsuhashi, K. Mori, M. Tejima, and M. Tobiyama, "Progress in KEKB beam instrumentation systems" Prog. Theor. Exp. Phys. 03A007, 2013, pp.12.
- [3-7] R. Jung and R. J. Colchester, "Development of Beam Profile and Fast Position Monitors for the LEP Injector Linacs", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS32-5, 1985, pp.1917-1919.
- [3-8] Y. Funakoshi, N. Iida, T. Suwada, T. Kawamoto and M. Kikuchi, "BEAM TESTS OF A WIRE SCANNER FOR THE KEKB INJECTOR LINAC AND BEAM TRANSPORT LINE", APAC1998, 1998, pp. 537-539.
- [3-9] M. C. Ross, J. T. Seeman, E. Bong, L. Hendrickson, D. McCormick, L. Sanches-Chopiter, "Wire Scanners for Beam Size and Emittance Measurement at the SLC", PAC-91, 1991, pp.1201-1203.
- [3-10] N. Iida, Y. Funakoshi, T. Kawamoto, M. Kikuchi, T. Mimashi, T. Suwada, M. Tanaka, M. Yamauchi, S. Yoshida, "RECENT PROGRESS OF WIRE SCANNER SYSTEMS FOR THE KEKB INJECTOR LINAC AND BEAM TRANSPORT LINES",

- Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria, 2000, pp.1738-1740.
- [3-11] P. Gorodetzky, B. Grosdidier, D. Lazic, “Very hard radiation resistant and ultra-fast calorimetry” , Radiat. Phys. Chem. 41, 1993, pp.253-261.
- [3-12] P. Gorodetzky, D. Lazic, G. Anzivino, E. Chiavassa, A. Contin, G. Dellacasa, N. Demarco, R. De Salvo, M. Gallio, P. Guaita, K.F. Johnson, P. Juillot, M. Lundin, M. Marino, A. Musso, A. Piccotti, E. Scomparin, E. Vercellin “Quartz fiber calorimetry” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 361, 1995, pp.161-179.
- [3-13] E. Janata, ” Instrumentation of Kinetic Spectroscopy -14, Injector Pulse Generators for Electron Accelerators, Part 2” , Radiat. Phys. Chem. 51, 1998, pp.57-63.
- [3-14] E. Janata and M. Koerfer, “Radiation Detection by Cherenkov Emission in Optical Fibers at TTF” , Tesla-Report 2000-27.
- [3-15] T. Kawakubo, T. Sanami, T. Ishida, ”HIGH SPEED BEAM LOSS MONITOR AND ITS DETERIORATION BY RADIATION”, Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland, 2004, pp. 2649-2651.
- [3-16] T. Kawakubo, T. Ishida, K. Hiraishi, E. Kadokura and H. Yamaguchi, ”Fast-response beam loss monitor”, ICANS-XV, 15th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources, November 6-9, Tsukuba, Japan, 2000, pp. 299-307.
- [3-17] F. Wulf, M. Körfer, ”BEAM LOSS AND BEAM PROFILE MONITORING WITH OPTICAL FIBERS”, Proceedings of DIPAC09, 2009, pp.411-417.
- [3-18] W. Goettmann, M. Körfer, F. Wulf, ”BEAM PROFILE MEASUREMENT WITH OPTICAL FIBER SENSORS AT FLASH”, Proceedings of DIPAC 2007, 2007, pp.123-125.
- [3-19] X.-M. Maréchal, Y. Asano, T. Itoga, ”BEAM BASED DEVELOPMENT OF A FIBER BEAM LOSS MONITOR FOR THE SPring-8/XFEL”, Proc. of DIPAC09, 2009, pp.234-236.
- [3-20] X.-M. Maréchal, T. Itoga, Y. Asano, ”FIRST OPERATION OF A FIBER BEAM LOSS MONITOR AT THE SACLA FEL”, Proceeding of IPAC2011, San Sebastian, Spain, 2011, pp. 2367-2369.

- [3-21] X.-M. Maréchal, Y. Asano, T. Itoga, "Design, development, and operation of a fiber-based Cherenkov beam loss monitor at the SPring-8 Angstrom Compact Free Electron ", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A673, 2012, pp. 32-45.
- [3-22] D. DiGiovenale, L. Catani, L. Fröhlich, "A read-out system for online monitoring of intensity and position of beam losses in electron linacs", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 665, 2011, pp. 33-39.
- [3-23] A. Intermite, M. Putignano, A. Wolski, "First calibration of a Cherenkov beam loss sensor at ALICE using SiPM", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 677, 2012, pp. 80-88.
- [3-24] S. Mallows, E. B. Holzer, J. van Hoorne, "FIBER BASED BLM SYSTEM RESEARCH AND DEVELOPMENT AT CERN", Proceedings of HB2012, Beijing, China 2012, pp. 596-600.

4. 測定原理

本章では、高エネルギー電子がビームダクト管壁等に衝突しビームロスが生じた時に発生し外部に出た荷電粒子が、光ファイバを透過しチェレンコフ光を発生し、ビームロスモニタ信号として観測に至るまでの物理プロセスを考察し、測定原理を明らかにし、本測定に重要な信号の性質、分解能を決める因子などについて議論する。この章では①ビームが管壁に衝突し物理反応を行った結果、荷電粒子が外部に発生するプロセス、②発生した荷電粒子が光ファイバの中でチェレンコフ光を発生するプロセス、③その信号の伝送、④検出器である PMT の測定感度、そして⑤信号の全体特性の順に扱う。又、光ファイバの耐放射線性についても概括する。

4.1 ビームロスにより発生する荷電粒子

本論文で扱うビームは電子陽電子加速器で加速された高エネルギー電子ビームが、何らかの原因で中心軌道から外れ、斜め軌道を描いてビームダクトに衝突するか、又はビームアパーチャーが狭い場合や、ビームハローがあつて加速管のアパーチャー（コリメーターなど）に衝突することで生じたビームロスにより、どのような荷電粒子がビームダクトの外部に発生するかをまず定性的に考察する。ビーム光学的に不十分な調整により中心軌道から外れた電子は、偏向電磁石や四極電磁石で軌道変更を加えられたものであり、一次電子ビームのエネルギーが非常に高エネルギー（500 MeV～8 GeV）のためそのキック角も大きくない。経験上斜め軌道を描く際の角度は数 mrad 程度である[4-1]。またコリメータで削られた電子ビームも一次電子のエネルギーは高いので前方方向への散乱が主と考えられる。従って多くの場合管壁に当たる電子は小角度で入射するものが主であるとみなして良い。以下それを前提にして議論を進める。

高エネルギーの電子が物質に衝突した場合おこる反応は、電子と物質原子や原子核との散乱である。散乱は弾性散乱と非弾性散乱に分けられるが非弾性散乱で失われたエネルギーは原子の励起、電離をおこし、原子核反応では核励起や陽子、中性子の発生も伴う。但し反応断面積の大きさを考慮すると核反応由来は無視して良い。また電子は原子場などで曲げられて制動放射 γ 線を発生する。弾性散乱は前方散乱が大部分で、粒子は入射エネルギーと同じエネルギーを持って出てくる。弾性散乱する前に制動放射を出して少しエ

エネルギーを失った電子の弾性散乱も考慮する必要がある。いずれにせよ、小角度で入射し前方散乱した電子は物質中でエネルギーロスをしながら伝播するがこれは物質中の電子の飛程から様子が把握できる。アルミニウム中の電子の飛程の経験式としては次式が与えられている[4-2]。

$$R = 0.407 \cdot 10^{1.38} \quad (0.15 \text{ MeV} < E < 0.8 \text{ MeV}) \dots \dots (4.1.1)$$

$$R = 0.542 \cdot 10^{-0.133} \quad (0.8 \text{ MeV} < E < 3 \text{ MeV}) \dots \dots (4.1.2)$$

ここでE (MeV)は電子のエネルギー、R (g/cm²)は電子の飛程である。

またステンレスの場合にも飛程はほぼ同様な式で示される。今考えている系ではダクトは1.65 mm厚のステンレスであり、ベローズは約0.2 mmのアルミニウムである。まず、エネルギー1 GeVの一次電子の場合を考える。文献[4-3]によって電子1 GeVのときのアルミニウムのCSDA飛程を求めると(4.1.2)式からずれがみられ81.8 g/cm²となる。アルミニウムの密度2.7 g/cm³及びステンレスの密度7.9 g/cm³を代入すると、長さ単位の飛程は30 cm(アルミニウム)、10 cm(ステンレス)となる。1 mradのビームでは飛程の管壁方向長はそれぞれ0.3 mm(アルミニウム)、0.1 mm(ステンレス)となり、アルミでは幾何学形状によるが外部に電子が透過する分がある。一方ステンレスのダクトの場合は散乱電子が直接外部に出る効果は無視できる。次に述べるγ線によるシャワーで生じた比較的エネルギーの低い電子は(4.1.1)及び(4.1.2)式のエネルギー範囲である。例えば、1 MeVの電子の飛程はR=0.409 g/cm²であるから1.5 mm厚のアルミニウムに対応する。ステンレスの場合、密度を7.9 g/cm³とすると0.5 mmとなる。シャワーで生じた垂直に透過する電子(及び陽電子)の場合はステンレスのダクトを突き抜けるには2.65 MeVのエネルギーが必要となる。これらはγ線の相互作用で生ずる電子などのエネルギー範囲である。

電子と物質の相互作用に伴って発生する制動輻射γは物質との相互作用を行い、発生した二次の荷電粒子や光が更に反応し、いわゆるシャワーを引き起こす。このγ線の物質中での反応はγ線の物質中でのγ線の減衰係数への寄与からどのような過程かが理解できる。図4.1.1にγ線の減衰係数μのγ線エネルギーに関する依存性を示した。更にこの吸収を担う代表的な3つの反応過程の寄与も示した。

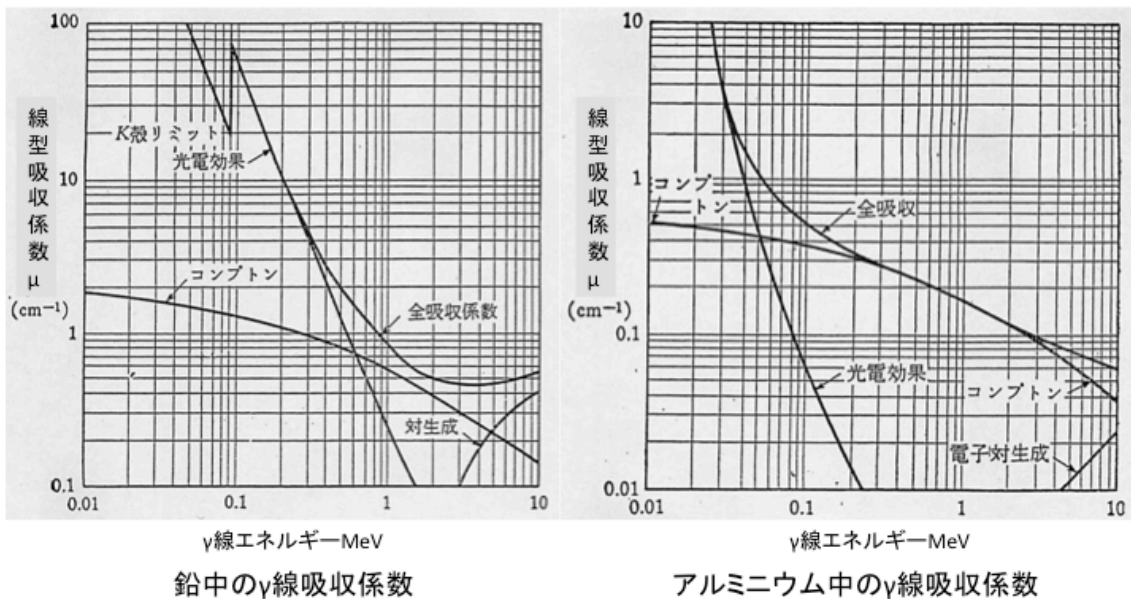


図 4.1.1 : 鉛とアルミに関する γ 線の減衰係数を γ 線エネルギーの関数として示した。代表的な 3 つの反応プロセスの寄与も示した [4-4]。

これから分かるように、寄与するプロセスは以下の 3 つであり、そのガンマ線のエネルギー範囲はかっこの中に示した。

- ・ 光電効果 (Photoelectric Effect ; ~ 30 keV)
- ・ コンプトン散乱 (Compton scattering ; 100 keV \sim 2 MeV)
- ・ 電子対生成 (Pair production)

図 4.1.1 から分かるように、光電効果は原子の外核の電子との相互作用がほとんどで、K-shell との反応が 80%を占めている。但し、荷電粒子（電子）が光ファイバ中でチェレンコフ光を発するためには約 200 keV 以上のエネルギーが必要のため、光電効果により飛び出した電子が光ファイバ中でチェレンコフ光を発することは無い。但し、シンチレーションの領域なのでダクトでのシャワーの最終段階で発生した低エネルギーの電子が光ファイバを通過する時に発するシンチレーション光については注意が必要であるが、本稿で述べる純粋石英のファイバの場合は無視できる。

コンプトン散乱についてもシャワー最終段階で発生した比較的エネルギーの低い粒子について考慮されるべきである。図 4.1.2 にコンプトン散乱光子の角度分布、図 4.1.3 に反跳電子の角度分布を示す。散乱光子の角度分布は、エネルギーが非常に低い時には、 90° の周りにほぼ対象であるが、光子のエ

エネルギーが増加するにしたがって前方方向に傾く。

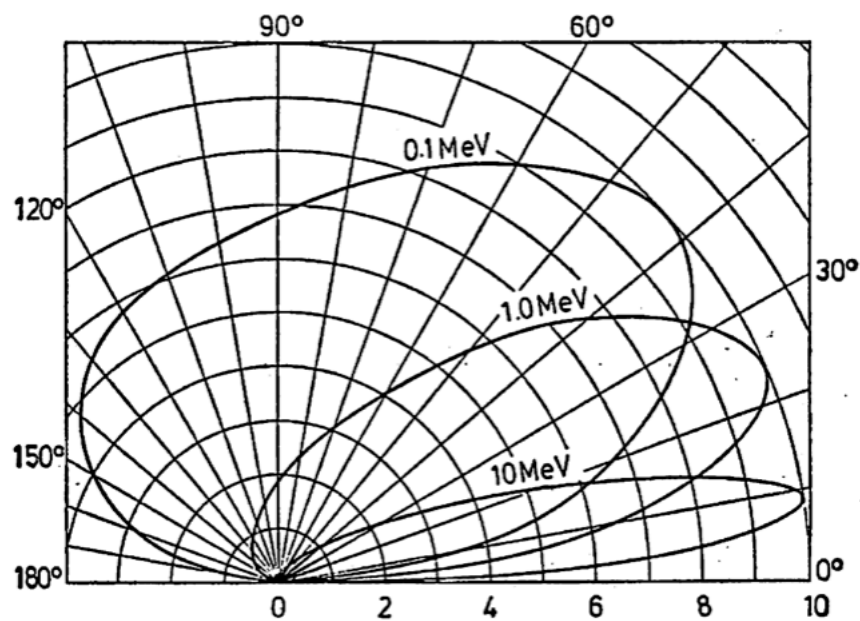


図 4.1.2 : コンプトン散乱光子の角度分布 (単位角度あたりの数の相対値) [4-5]。

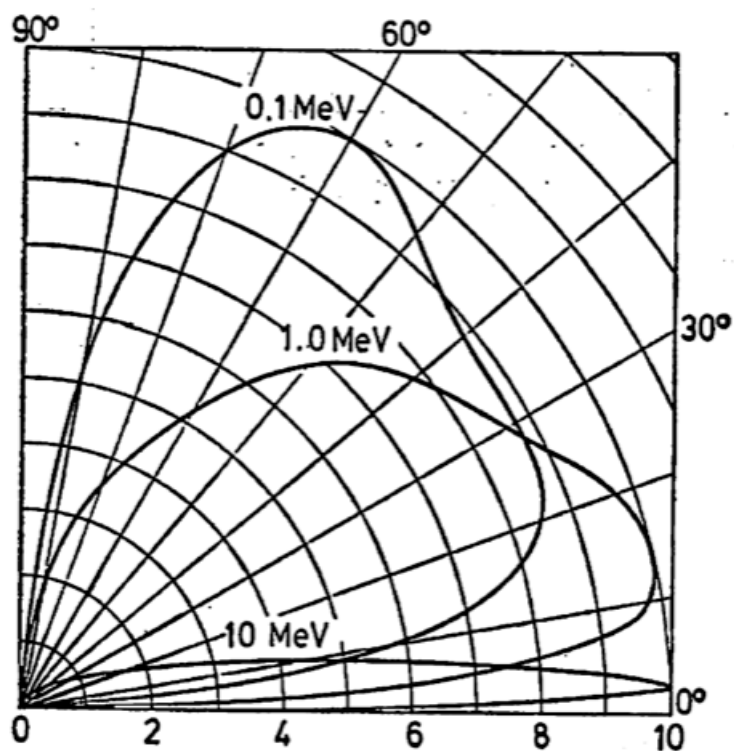


図 4.1.3 : コンプトン散乱反跳電子の角度分布 (単位角度あたりの数の相対値) [4-5]。

反跳電子は元の光の方向から 90° 以内の角度に放出されている。散乱光子と同様に光子のエネルギーが増加するに従ってより前方方向に散乱される。このプロセスで管外に電子が放出されるかどうかは自明ではない。シャワーにより発生する入射 γ 線の角度が決まるとき、最初の小角での電子の入射角の情報は既に失われているからである。これらはより詳細なプロセス解析が必要である。

電子対生成の過程では、光子は原子核の周りの電場と相互作用し、光子の全エネルギーがペアの電子と陽電子の質量と運動エネルギーに転換される。

この過程は光子のエネルギー E (MeV) が生成する電子と陽電子の静止エネルギーの和である 1.02 MeV (しきい値) 以上の時におこる。閾値を越えると、この相互作用の確率は図 4.1.3 に示すように増加する。この図で三電子生成とは軌道電子の電場との相互作用による電子対生成で、元の電子も運動エネルギーを持った 3 番目の電子として反跳される。この場合、しきい値は 2.04 MeV である。

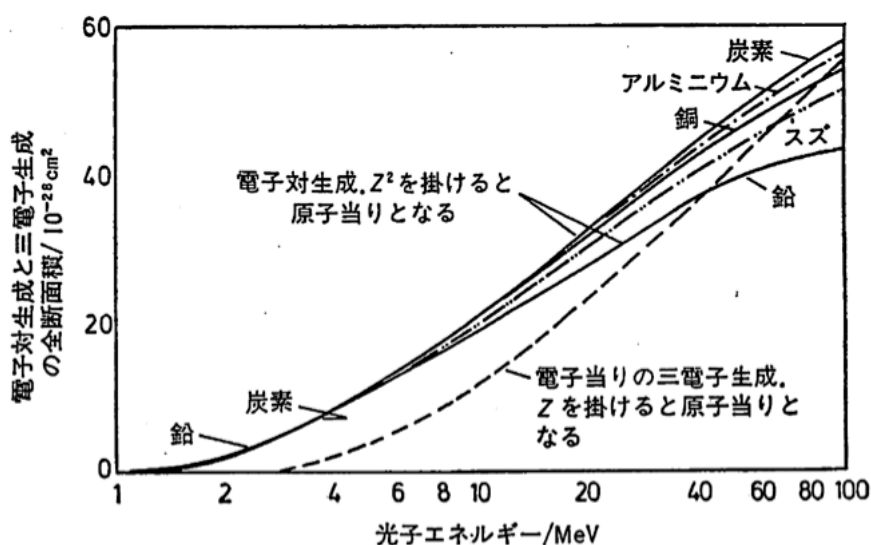


図 4.1.3 : 炭素、アルミニウム、銅、スズ、鉛での電子対生成と 3 電子生成断面積の光子エネルギーによる変化。原子当りの値に変更するには 3 電子生成では Z を、電子対生成では Z^2 を掛ける [4-5]。

電子-陽電子ペアの平均的な方向は、光子の方向に近い。高エネルギーでは、電子 (または陽電子) と入射光子の方向がなす平均角度 θ は、電子のエネルギーを E として $\theta = mc^2/E$ で与えられる。

電子陽電子入射器が加速するビームは入射器終端で非常に高いエネルギー

(2.5~8 GeV) を持つ。また、入射器で使用している S バンド 2 m 加速管の加速電界は通常 20 MV/m であるため、加速管 1 本で 40 MeV のエネルギー利得がある。つまりビームロスが問題になる領域では全断面積のほとんどが電子対生成であり、電磁カスケードシャワーが常に発生している。

ここで参考のため入射器のビーム輸送系のビームダクトの諸元について述べておく。入射器では直径 43 mm、厚さ 1.65 mm のものと直径 60.5 mm、厚さ 1.65 mm のステンレス製のビームダクトが主に使用されている。四極マグネットのビームダクトは直径 22 mm、厚さ 1.0 mm のステンレス製である。前にも述べた通り入射器のマグネットは通常、ベンディングマグネットで 1 mrad 程度の蹴り角、四極マグネット内でビームにオフセットがあると 1 mrad 程度の蹴り角が生じる。

以上ビームロスでビームダクト外に発生する荷電粒子に関する発生過程を定性的に述べたが、その詳細はシミュレーションによる必要がある。次節で EGS5 を用いたシミュレーション結果を用いて定量的に物理プロセスを述べる。

4.2 EGS5によるシミュレーション

以上で物理プロセスを述べたが、具体的にビームダクトの外にどれくらいのエネルギーを持ちどんな角度分布を持った電子がどれくらい出てくるかの推定はかなり難しい。それを見るためには複雑なシャワーのよる過程をきちんと評価する必要があるからである。ここではそれらを検査するためにコンピュータコード EGS5 での解析を示す。ただし、ビームロスが生ずるプロセスはいろいろあり、状況によってビームロス発生のプロセスは異なるのでここでは光ファイバへ入る電子ビームの定性的な状況を記載することになる。

EGS5 はモンテカルロ計算による高エネルギーカスケード計算コードである。EGS5 は、1keV から数百 GeV までの電子・光子輸送計算を、任意のジオメトリ内でおこなう汎用コードパッケージであり、光電効果、レイリー散乱、コンプトン散乱、電子対生成、制動輻射、モラー散乱、バーバー散乱、陽電子消滅、核による電子の散乱などを扱っている[4-6]。従って今まで物理プロセスとして述べたことは基本的に含まれている。入力パラメータとして本論文で扱う境界条件や電子ビームの条件を入れてシミュレーションを行った。シミュレーションのジオメトリを図 4.2.1 に示す。

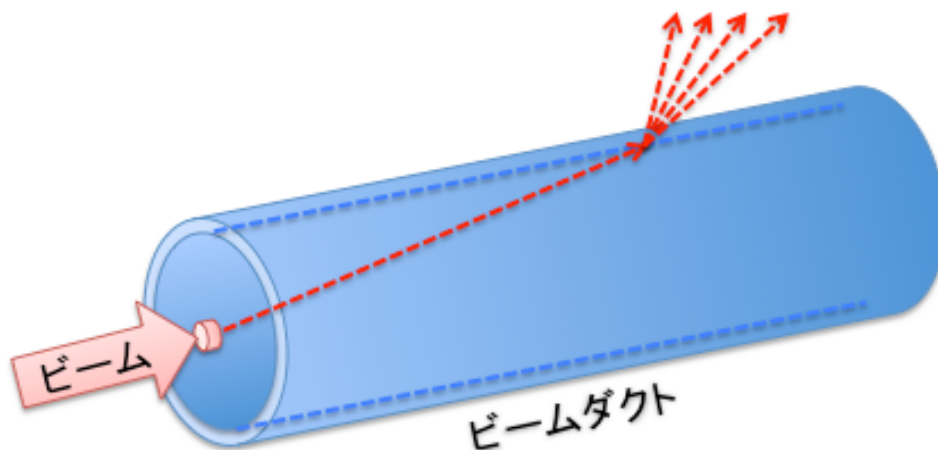


図 4.2.1 : EGS5 の計算で用いたビームの条件を図示したもの。

このシミュレーションではビームのビームダクトへの入射角は 1 mrad で、入射エネルギーは 500 MeV あるいは 1 GeV、ビームダクトのアパーチャーは 20 mm ϕ 、ビームダクトは材質がステンレスで厚さ 2 mm である。図 4.2.2 にビームダクトの外部に生成される γ 線、電子線、陽電子線のエネルギースペク

トルを示した。これは 2 mm 厚のダクト壁に 1 GeV の電子線が 1 mrad の角度で衝突した場合の計算例である。入射角度を 3 mrad、10 mrad と変化させてもエネルギー 10 MeV 以上のスペクトルに大きな変化はなく、15~20 MeV 以下が主たる寄与である。500 MeV の電子がビームロスした場合はエネルギースペクトル分布が若干低い方にシフトし 10 MeV 以下の粒子が主たる寄与であるという結果を得た。発生するのはガンマ線、電子、陽電子であるが、光ファイバ内において発光に寄与するのは電子および陽電子である。

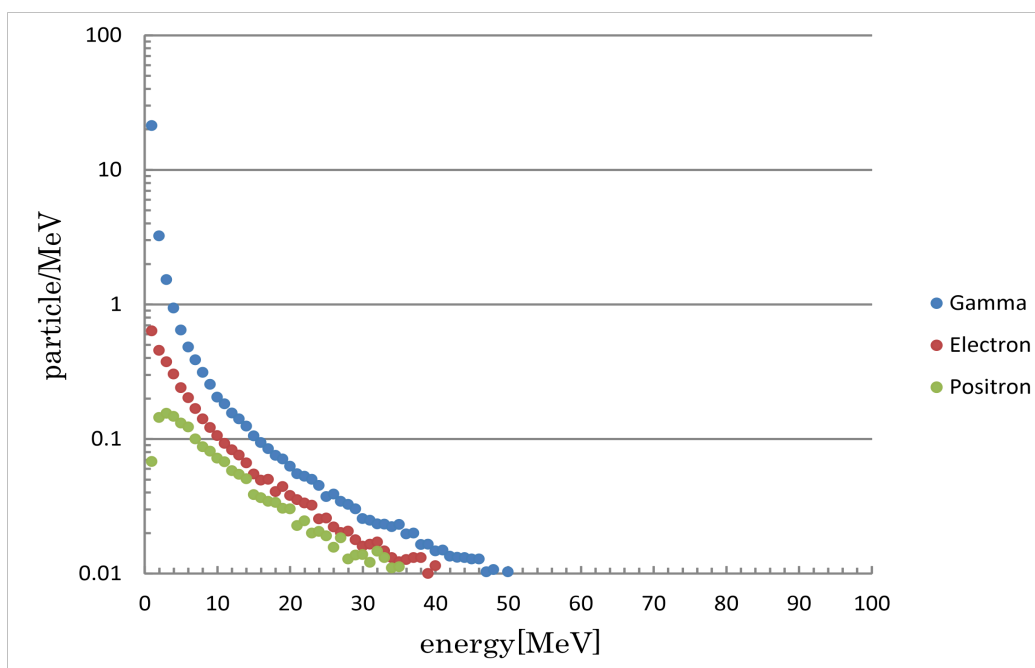


図 4.2.2: EGS5 のシミュレーション結果。放出放射線のエネルギーの関数としての 1 MeV 当たりの粒子数。1 GeV の電子が管壁に 1 mrad の角度で衝突したとしている。SUS の管壁の厚さは 2 mm である [4-7]。

図 4.2.3 に発生する放射線の角度分布を方向余弦の関数として示した。一次電子の条件その他は図 4.2.2 と同様である。ここでも、電子ビームの衝突条件を変えた場合（例えば入射角 10 mrad の場合）でもほぼ同様の角度分布を得た。これを見ると超前方には強い γ 線が出るが電子と陽電子は幅広い角度にほぼ同じオーダーの粒子数で発生していることがわかる。興味深いのは、後方（方向余弦で負の方向）にも電子陽電子の寄与が観測されるということである。チェレンコフ光は荷電粒子により発生するので、電子も陽電子も同

様にチェレンコフ光発生に寄与する。この結果は 4.8 節の TOF 法で述べるように光ファイバ検出器が上下流へ伝播する信号を利用しているために重要である。

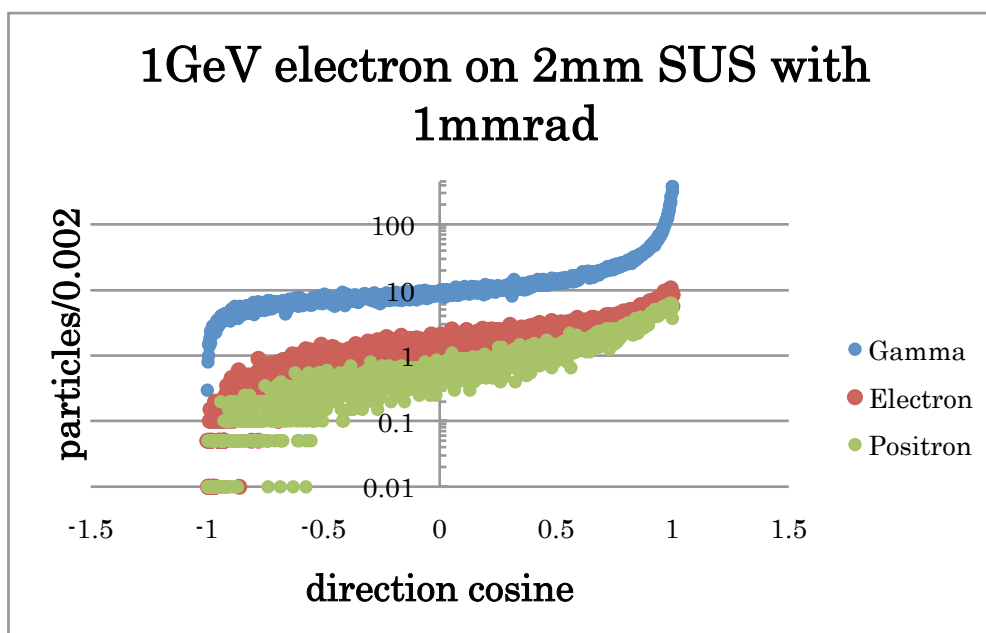


図 4.2.3 : 管外に発生した粒子の角度分布、横軸は方向余弦。一次電子のエネルギーは 1 GeV で、1 mrad の角度で管壁に衝突する。SUS の厚さは 2 mm である[4-7]。

4.3 光ファイバを通過する荷電粒子

通常ガラス状の物質内で起こる発光現象には2つの異なる現象がある。一つは蛍光発光であり、もう一つはチェレンコフ発光である。蛍光発光は放射線により生成された電子-正孔対が早いプロセスで再結合することで生じる。多くの場合蛍光の decay time は数十 ns より長い。特性波長と decay time はガラスの化学成分に大きく依存する。一方でチェレンコフ発光は物質の化学的な組成にはよらない。チェレンコフ発光の特徴は発光過程が非常に速いということである。ビーム照射とチェレンコフ発光はほぼ同時 (0.1 ns 以下) である [4-8]。高純度の Si (シリコン) 光ファイバの場合はチェレンコフ発光のみが観測可能である。従って本節では光ファイバを通過した荷電粒子により発生したチェレンコフ光についての解析を概括する。

光ファイバを通過する荷電粒子によるチェレンコフ光発生に関する解析は、光ファイバを高エネルギーのカロリ・メトリックな測定に用いた P. Gorodetzky らによる論文中に述べられている [4-9]。光ファイバに関する多くの文献に必ず引用される古典的な論文であり、ここではこの論文に従って概要を述べる。

よく知られたように屈折率 n の媒質中での光の速度は光速度の $1/n$ となる。光速度に近い速度で走る荷電粒子が媒質を通過すると、媒質中では荷電粒子のほうが光速度より早いためにチェレンコフ光が発生する。物質中の粒子の速度を v_p とし、 v_p と光速度 c の比を $\beta = (v_p/c)$ で表すと、チェレンコフ光が発生する条件は以下のようなになる [4-2]。

$$\frac{1}{n\beta} < 1 \quad \dots \dots \dots (4.3.1)$$

チェレンコフ効果で得られる光のイールド N_{ph} は次の公式で表せる。

$$\frac{d^2 N_{ph}}{d\lambda dx} = 2\pi\alpha z^2 \frac{\sin^2 \theta_{ch}}{\lambda^2} \dots \dots \dots (4.3.2)$$

ここで α は微細構造乗数、 θ_{ch} はチェレンコフ角、 λ は波長、 x は電荷 z を持

つ荷電粒子が媒質中を通るパスである。チェレンコフ光は次式で与えられる円錐状の角度で放射される。

$$\cos\theta_{ch} = \frac{1}{n\beta} \dots\dots\dots (4.3.3)$$

シリコンファイバの屈折率と波長の関係は図 4.3.1 のように示される。この図における右軸は波長の 20 nm 幅あたりかつ粒子のパス長 1 mm あたり石英の中で発生するチェレンコフ光子のイールドを表し、式(4.3.2)を積分したもののから得られる。

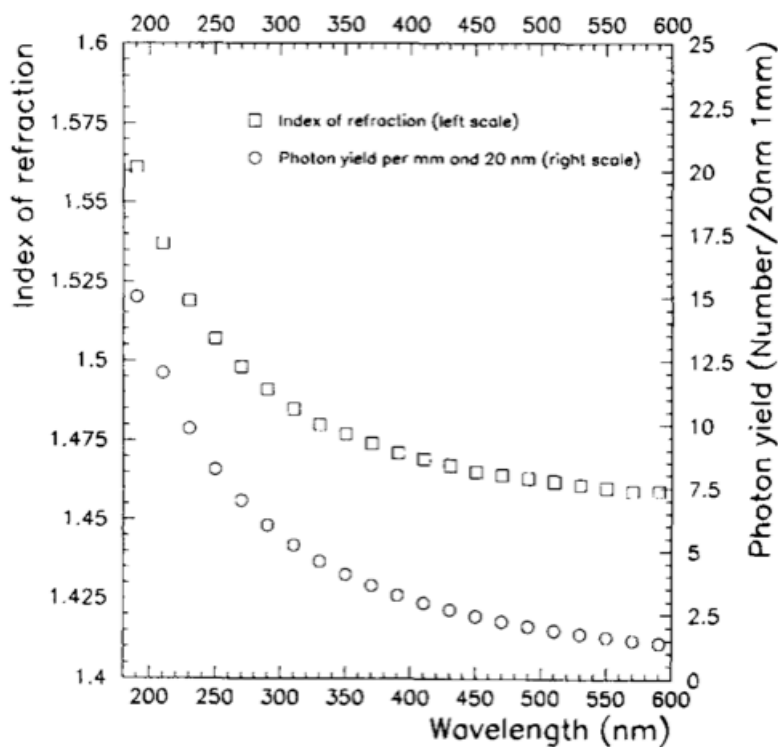


図 4.3.1 : シリコンファイバの屈折率の波長依存性 (□ : 左軸) とチェレンコフ光の波長依存性の例 (○ : 右軸) [4-9]。

図 4.3.2 に光ファイバ中を荷電粒子が通過した際のチェレンコフ光の発生を考える幾何学的形状を示す (P. Gorodetzky [4-9] の議論に従う)。図中の点 0 から 0_1 を軸として半径 R の光ファイバを横切った荷電粒子が点 P でチェレンコフ光を発生したとする。

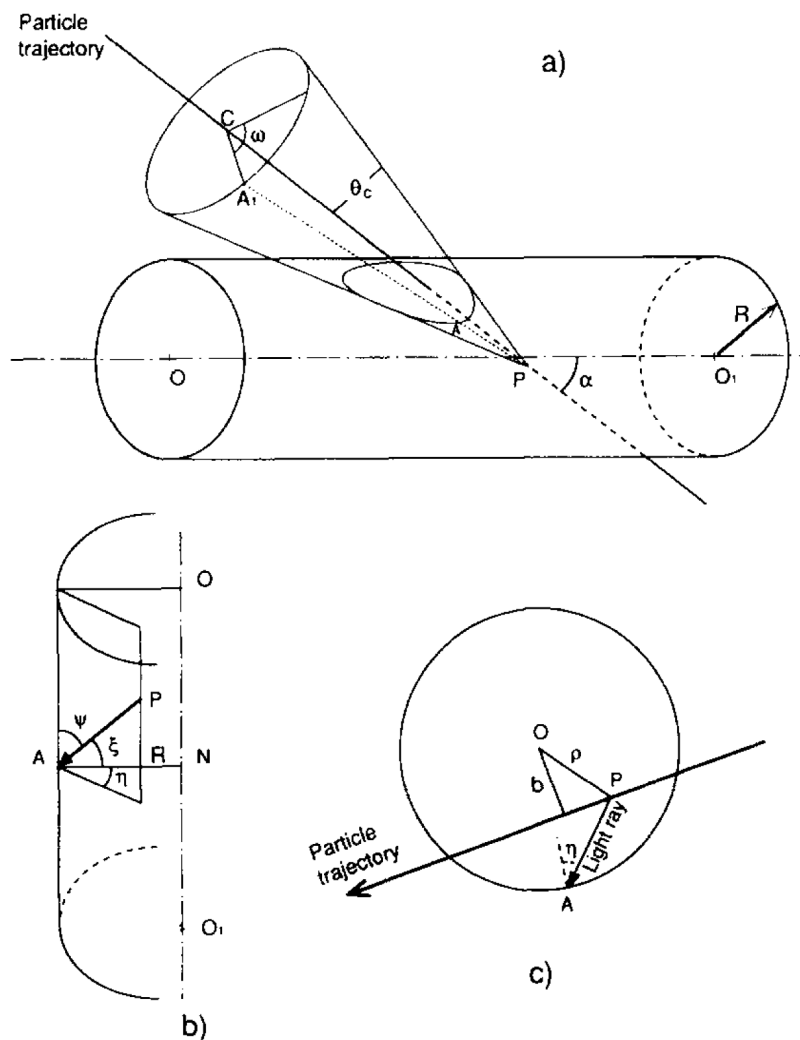


図 4.3.2 : 荷電粒子が角度 α で光ファイバを通過した際に生ずるチェレンコフ光に対する幾何学的条件[4-9]。

荷電粒子の軌道はファイバ軸と粒子のなす角 α と軌道と中心軸の最接近距離 b (Impact Parameter; 衝突係数) で記述できる。 P 点から θ_c の角度の円錐状の部分にチェレンコフ光を発生するが、それが光ファイバに捕獲されるかどうかは交角 ξ 、 ψ および η で決まる。光ファイバのコアの屈折率を n_{c0} 、クラッドの屈折率を n_{c1} とすると、これらの諸量の関係式は幾何学的考察から次の関係式で与えられる。

$$\xi \geq \xi_{\text{lim}} = \arcsin\left(\frac{n_{cl}}{n_{co}}\right) \quad \dots \dots \dots (4.3.4)$$

ここで

$$\cos \xi = \cos \eta \sin \psi \quad \dots \dots \dots (4.3.5)$$

および

$$\sin \eta = \frac{\rho}{R} \sin\left(\arctan \frac{\sin \theta_c \sin \omega}{\cos \theta_c \sin \alpha + \cos \omega \sin \theta_c \cos \alpha} + \arcsin \frac{b}{\rho}\right) \quad \dots (4.3.6)$$

および

$$\cos \psi = \cos \alpha \cos \theta_c - \sin \alpha \sin \theta_c \cos \omega \quad \dots \dots \dots (4.3.7)$$

である。

光ファイバ内にトラップされる光子の分布は式 (4.3.2) から得られる。トラップされる効率は使用するファイバによって決まる開口数 (Numerical Aperture) NA に依存する。開口数は光ファイバを特徴付ける重要なパラメータであり、コアとクラッドの屈折率を使って式 (4.3.8) のように表される。この式の導出は Appendix A に示されている。

$$NA = (n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{1/2} \quad \dots \dots \dots (4.3.8)$$

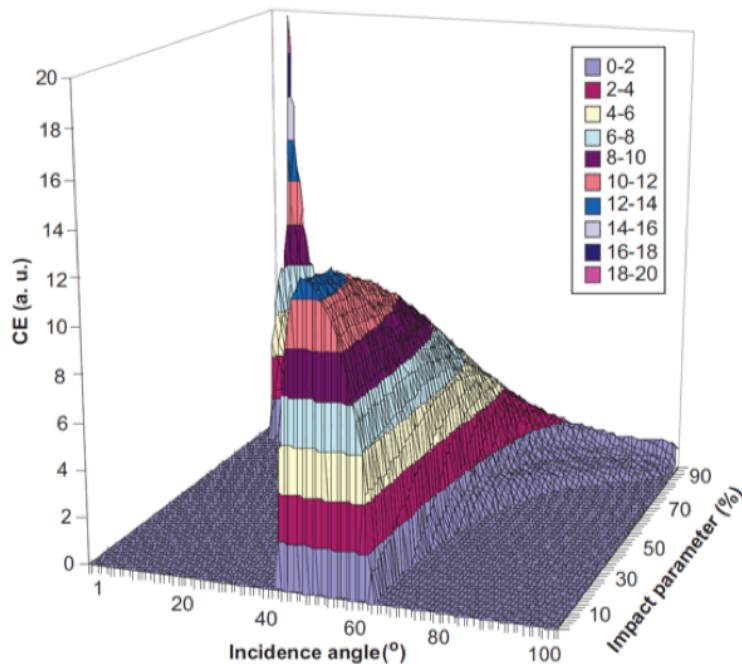


図 4.3.3 : 荷電粒子の入射角とインパクトパラメータの関数としてのチェレンコフ光の収量効率 (任意スケール) を 400 μm 径のファイバで計

算したものの[4-10]。

分布式 (4.3.2) からトラップされる光子の分布を荷電粒子の入射角と impact parameter の関数で示したものをコア径 $400\ \mu\text{m}$ のファイバに適用した例を図 4.3.3 に示す。

P. Gorodetzky らの計算によると開口数 0.22 と 0.37 の光ファイバでの光子の捕獲確率は図 4.3.4 のようになる。

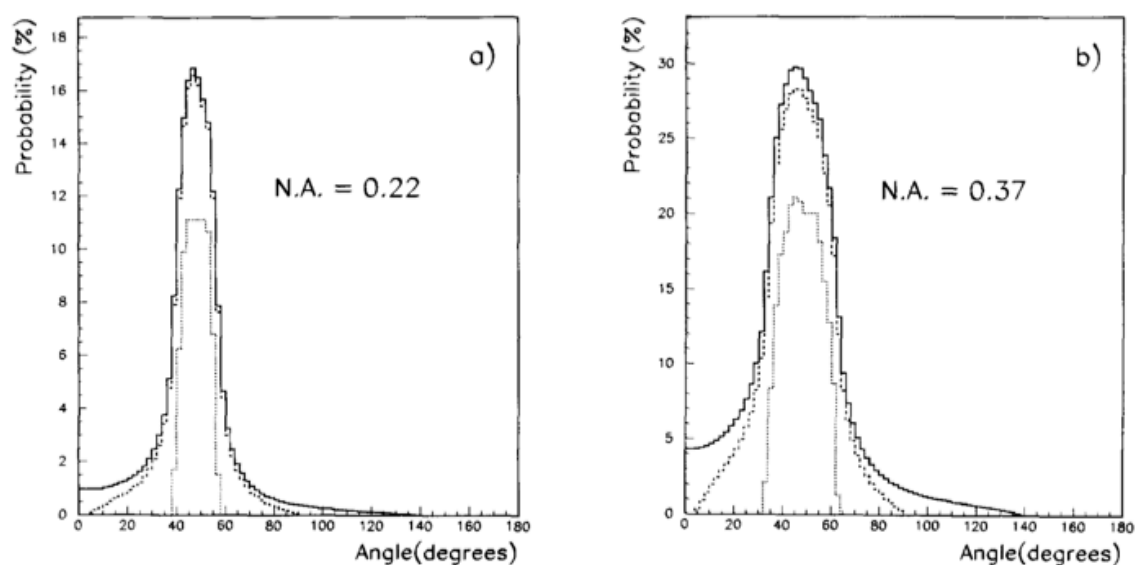


図 4.3.4 : NA が 0.22 と 0.37 の場合のファイバにおける光子の生存確率。このデータは Impact Parameter の全域について平均化している。実線が $\beta = 1$ の粒子により生成されたチェレンコフ光がファイバ内に捕獲されるもの。点線がファイバ外に出ていく光子、鎖線が内部で Skew Mode (次節参照) が正常の出口角より小さく屈折しながら端面に至るものを示す[4-9]。

これらの解析から例えば開口数が 0.22 の場合には、入射する荷電粒子の角度が $40^\circ \sim 55^\circ$ のものから発せられたチェレンコフ光がファイバ内で生き残って捕獲され信号として利用されることが分かる。同様に開口数が 0.37 の場合は $30^\circ \sim 65^\circ$ のものが捕獲される。

この図の角度依存性については A. Intermite らの実験[4-10]や G. Mavromanolakis の実験[4-11]があり、理論と実験がよく一致している。

4.4 光ファイバ内での伝送：減衰と分散

この節での議論は E. Janata らの論文および J. W. van Hoorne の学位論文を参照した [4-12], [4-13]。光ファイバの端面でのチェレンコフ光の光量は主に光ファイバ内での減衰によって決まる。減衰特性はマイクロ波が導波管内を伝搬する際の減衰と同じように議論できるが、境界が金属ではなく、波長の関係で大部分が（特に本論文の大口径ファイバの場合）オーバーモードの伝送となる点で加速器で議論されるマイクロ波伝送とは異なる。ここでは簡単に光ファイバ（これは光導波管である）内での伝送について概括する。

ファイバの境界に関しては、通常の光ファイバは高純度の SiO₂ (石英) からなり外周には光の閉じ込めを容易にするために、低屈折率領域を何らかの形でクラッド（外装）する。多くは純粋石英コア芯にドーパされた石英がクラッドされる。クラッドにおける屈折率の変化の違い方によりステップ・インデックス型（急に屈折率が増加する）、マルチステップ・インデックス型（段階的に増加）、グレーデッド・インデックス型（連続的に増加）があり、内部での伝送パターンが異なる。本論文ではステップ・インデックス型を用いておりそれに限定する。ステップ・インデックス型の場合、コアとクラッドの屈折率 n_{co} 、 n_{cl} およびそれらの半径 R_{co} 、 R_{cl} で仕様が決まる。有用なパラメータとして、次の二つがあげられる。

屈折率変化比 Δ は

$$\Delta = \frac{n_{co}^2 - n_{cl}^2}{2n_{co}^2} \approx \frac{n_{co} - n_{cl}}{n_{co}} \ll 1 \quad \dots \dots \dots (4.4.1)$$

で表される。 n_{co} は通常 1.44~1.51 であり、 Δ は 0.001~0.03 である。開口数の式(4.3.8)と Δ の関係は

$$NA = (n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{1/2} = n_{co} \sqrt{2\Delta} \quad \dots \dots \dots (4.4.2)$$

で表される。NA はファイバの入力アクセプタンスと理解でき、チェレンコフ光がファイバにトラップされる際に決定的な役割を果たすものである。通常は 0.1~0.6 の範囲が多い。

伝送モードに関してはマイクロ波の導波管内での解析と同様 Maxwell 方程式を境界条件のもとで解くことで得られる。波長の違いから単一モード伝搬 (HE₁₁ モード) ではなくマルチモード伝搬を扱う場合が多い。本論文で使用した光ファイバも大口径であるためにマルチモード伝搬である。あるモードが

どのように導波管内を伝搬するかは光線理論 (Ray Theory) または幾何光学的方法で計算される。マルチモードでステップ・インデックスの場合 2 つの基本的な光線パスが存在する。一つは Meridional rays (子午光線) であり、もう一つは Skew rays (スキュー光線) である。前者はその光線の通る平面が必ずファイバ軸を通るモードであるが、後者は軸を通らず円周境界の周りを回転していくモードである。これらの解析については割愛するが、図 4.4.1 にステップ・インデックス型光ファイバ内でのモードの伝搬について図示する。

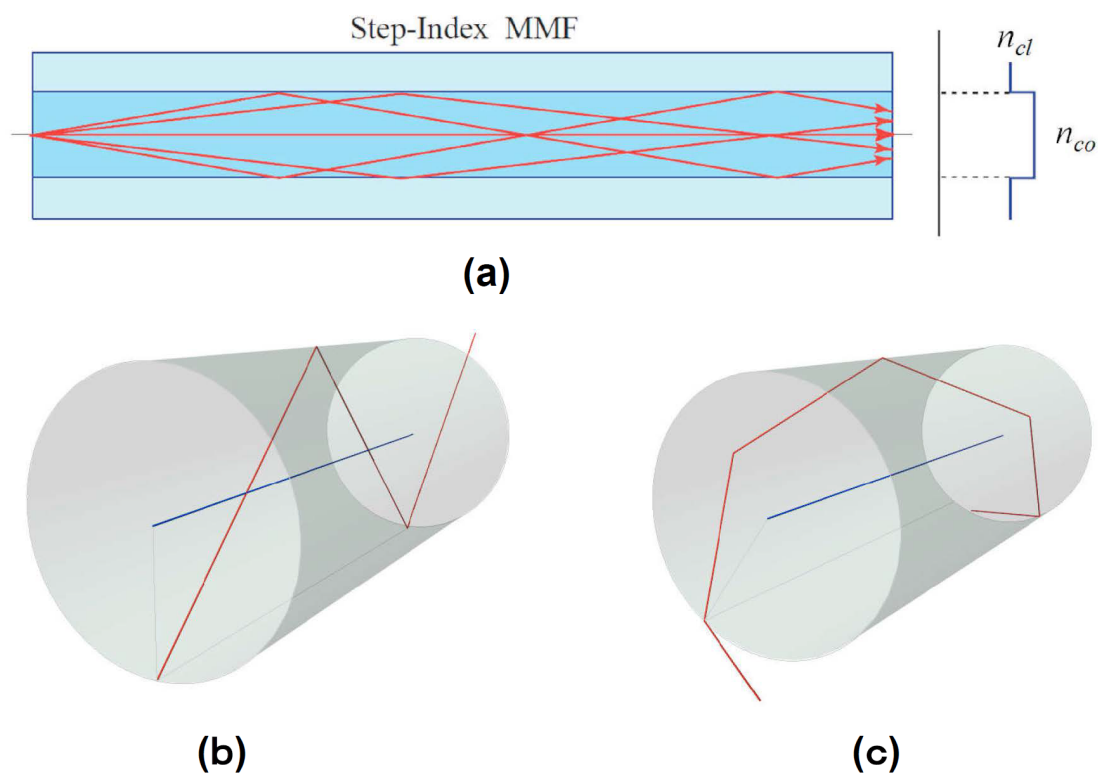


図 4.4.1: ステップ・インデックス型光ファイバにおけるマルチモード伝搬の様子。(a) は進行方向へのモード伝搬の様子、(b) は meridional ray、(c) は skew ray の伝搬の様子を示した [4-13]。

Meridional ray では縦方向伝搬角 ϕ (光線の進行方向と後軸のなす角) が重要であり、次式のように ϕ がスネルの法則で決まる全反射時の臨界角 ϕ_c より小さければ Meridional ray は伝搬できる。Appendix A を参照。

$$\psi \leq \psi_c = \arccos \frac{n_{cl}}{n_{co}} \quad \dots \dots \dots (4.4.3)$$

ファイバコアと空気の境界にスネルの法則が成立し、コア内での伝搬に至る関係を図 4.4.2 に示す。

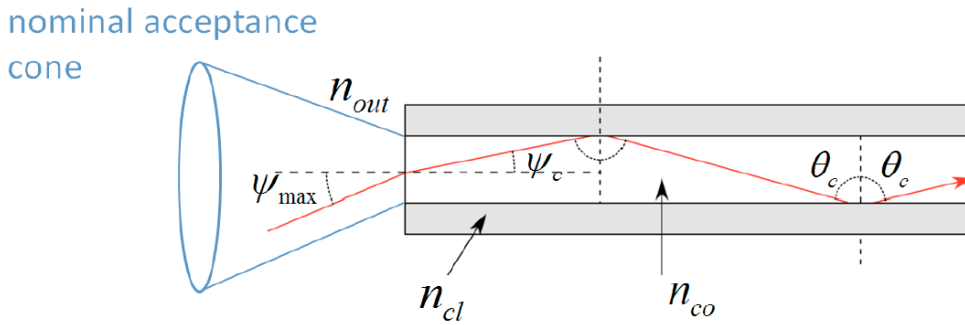


図 4.4.2: 空気からステップ・インデックス型ファイバの芯へ結合する臨界光線とファイバ内での伝搬の様子。

Skew ray ではより複雑になり、式(4.4.3)の代わりに式(4.3.4)の関係が成り立つ。

次に光ファイバ内での減衰について考察する。光ファイバ内を伝搬する光信号の電力は距離 L 進むと吸収や散乱で指数関数的に減少する。通常 dB/km 単位で定義される減衰定数 α は次式で示される。

$$\alpha = -\frac{10}{L} \log_{10} \frac{P(L)}{P(0)} \quad \dots \dots \dots (4.4.4)$$

従って与えられた入力電力と減衰定数から距離 L だけ進んだ地点での電力は

$$P(L) = P(0) \times 10^{-\frac{\alpha L}{10}} \quad \dots \dots \dots (4.4.5)$$

となる。石英ファイバでは減衰定数は伝搬する波長 λ に強く依存する。波長の関数としての石英の減衰定数は図 4.4.3 に示した。

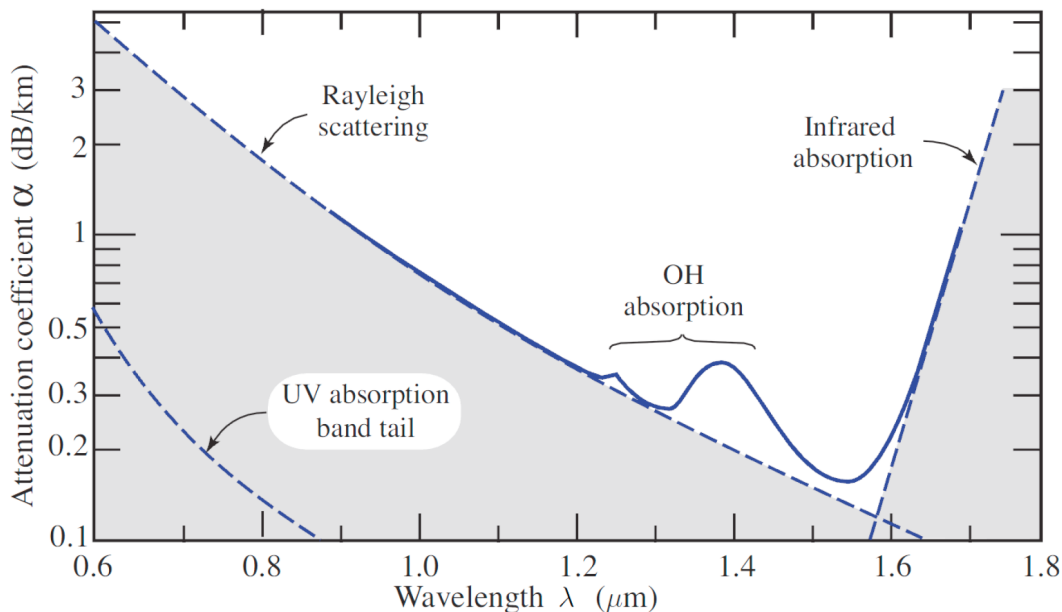


図 4. 4. 3 : 波長の関数としての石英の減衰定数[4-14]。

図 4. 4. 3 からわかるように減衰定数は短波長側（波長が $1.6 \mu\text{m}$ までの領域）ではレイリー散乱に支配され、長波長側では赤外吸収に支配される。その他に不純物の含有による固有の吸収が加わる。代表的なものが特定の金属イオンと OH ラジカル基によるものである。OH ラジカル基はガラス中の水蒸気成分によるものであるが、光ファイバの応答に利点があり（透明性が増すため）、また後節で述べるように、放射線耐性に優れているが、OH 基特有の吸収があるので使用する波長領域では注意して用いるべきである。図 4. 4. 4 に Thorlabs-BFH22 シリーズの代表的な高 OH ラジカル基マルチモードファイバの波長に関する減衰特性を示した。これはフジクラの本実験に使用したものと同じ特性を有している（第 5 章参照）。

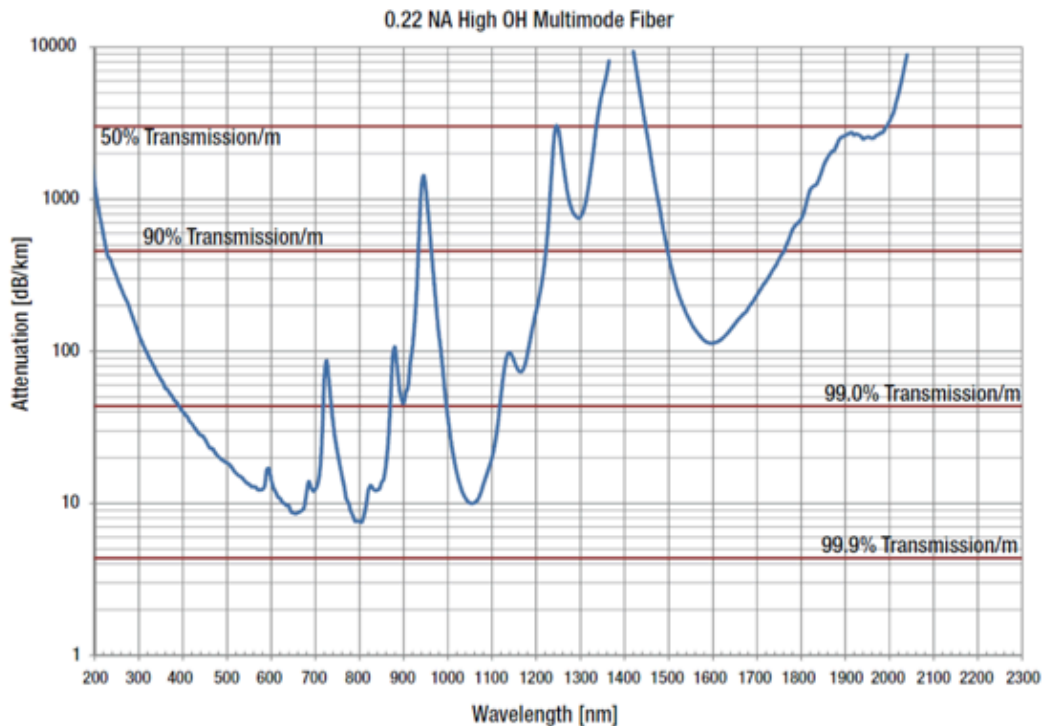


図 4.4.4 : Thorlabs-BFH22 シリーズの代表的な高 OH ラジカル基マルチモードファイバの波長に関する減衰特性[4-15]。

本論文では石英ファイバをチェレンコフ光の発光源として使用している。チェレンコフ光のスペクトルは連続であり UV 領域にピークを持つ。光子の数の多さから短い波長部分が重要であるが多くの光検出器の効率が 450 nm にあるために、全体として重要な波長範囲は 200~700 nm 範囲となる。この領域における減衰は図 4.4.3 から解る通りレイリー散乱によるものが主たる寄与である。この場合にはレイリー散乱係数 γ_R は

$$\gamma_R \approx \frac{A_{quartz\ fibers}}{\lambda^4} = \frac{0.83}{\lambda^4 [\mu m]} [dB/km] \quad \dots \dots \dots (4.4.6)$$

となる。

次に光ファイバ内での分散について考える。分散はオリジナルの波形がある距離走った時に形が変わる現象で、主に異なる波長ごとに伝搬速度が変わることで生ずる (図 4.4.5 参照)。

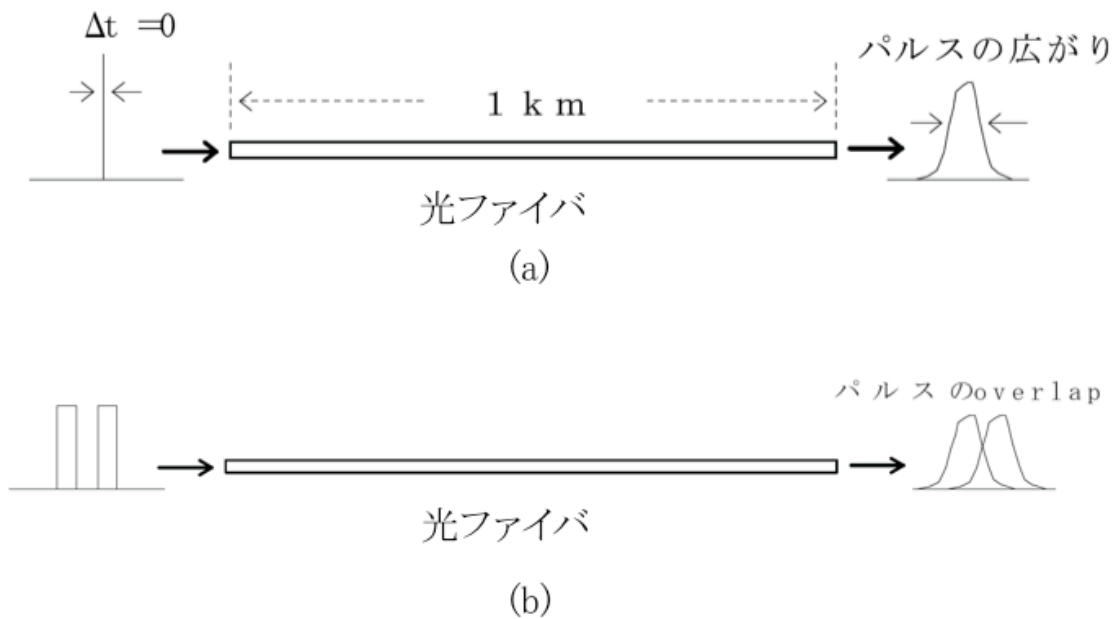


図 4.4.5 : 分散と信号の関係。(a) δ 関数状の信号が入っても分散があるとパルスが広がる。(b) 近接した 2 つのパルスが分散のために一部重なり信号分離に支障をきたす。

分散には色々な分散原因があるが主に、①材料分散（屈折率分散）：波長によって光ファイバ屈折率（したがって信号速度）が異なる、②構造分散（導波路分散）：コアとクラッドから成る構造に起因するもの、③モード分散：伝搬モードによって信号速度が変わる、などがある。チェレンコフ光を大口径ファイバで伝送する場合は、多モード伝送となり、主たる分散原因はモード分散と材料分散である。モード分散は前に述べた光線理論によれば、異なる角度で入射した光は異なるパスを伝搬するので到達後時間差が生ずることによって起きる。図 4.4.1 で分かるように最短パス距離 L_{\min} はファイバ軸に平行であり、また最長パス距離 L_{\max} は臨界軸方向伝搬角 ψ_c で決まり開口率と関連する。両者の関係は次式になる。

$$\frac{L_{\min}}{L_{\max}} = \cos\psi_c = \frac{n_{cl}}{n_{co}} \dots \dots \dots (4.4.7)$$

もし各軌道に沿った伝搬速度が一定 ($v=c/n_{co}$) であれば、距離 L 走ったとき、meridional ray に対する伝搬時間幅は

$$\Delta\tau_{\max} = \frac{L_{\max} - L_{\min}}{c/n_{co}} = \frac{L}{c} n_{co} \Delta \quad \dots \dots \dots (4.4.8)$$

となる。図 4.4.1 で示した skew ray ではこれがもっと大きくなる。この分散が小さくなるようにコアとクラッド間の屈折率を段階的に変えたものがグレード・インデックス型であるが本論文で扱うステップ・インデックスでは分散が大きい。次に材料分散について述べる。石英は分散性媒質であり屈折率は波長の関数である。単純な模型として光子が光線軌道に沿って $v = c/n(\lambda)$ で走行するとする。 λ_1 と $\lambda_2 > \lambda_1$ の二つの光子の時間差は次のようになる。

$$\Delta\tau = \frac{L}{c} \left(\frac{1}{n(\lambda_2)} - \frac{1}{n(\lambda_1)} \right) \quad \dots \dots \dots (4.4.9)$$

4.5 測定系の感度特性

チェレンコフ光を光ファイバで検出する場合、発生したチェレンコフ光のうちの一部が光ファイバにトラップされファイバの終端に達し、端面で光検出器に入力されるが、それらは最初に生成された光の一部でしかない。勿論最初に発生した光のスペクトルと変わったスペクトルとして観測される。ここではそれらについての考察を Hoorne の論文に依拠して考察する[4-13]。

Hoorne は次に述べる観点で検討している。

(1) ファイバのコアを通過した単一荷電粒子により生じた光のイールド Y_0 。

(2) チェレンコフ放射角の方向に輻射された光子の捕獲確率 P_t 。

(3) チェレンコフ光スペクトルでの減衰効果 ϵ_{att} 。

(4) ファイバと光検出器の間の結合効率 η_{couple} 。

(5) 光検出器の光検出効率 η_{PDE} 。

(6) チェレンコフ光信号の分散と関連してビームロスの位置の縦方向分解能

上記 (1) ~ (5) の点を考慮した結果、ファイバを横切った荷電粒子あたりの平均検出光子数 $N_{ph, det}$ は次式で示される。

$$N_{ph, det} = Y_0 \cdot P_t \cdot \epsilon_{att} \cdot \eta_{coupl} \cdot \eta_{PDE} \quad \dots \dots \dots (4.5.1)$$

チェレンコフ効果で得られる光のイールドは式(4.3.2)であらわせる。そのイールドを波長の関数としてプロットすると図 4.3.3 に示す通りである。しかし、検出器（光電子増倍管）の感度は短波長側で非常に低くなっており信号として捉えることは出来ない。以下の議論では帯域 $\lambda_1 - \lambda_2$ を 200 - 700 nm に限って行なう。

4.5.1 コアを通過した荷電粒子によるチェレンコフ光のイールド Y_0 と捕獲確率 P_t

図 4.5.1 に示すように半径 R のコアに角度 α 、コアの中心から b 離れた所を荷電粒子が通過したとする。コア中を荷電粒子が走る距離を L とすると

$$L = \frac{2\sqrt{R^2 - b^2}}{|\sin \alpha|} \dots \dots \dots (4.5.2)$$

となり、波長 λ_1 から λ_2 までのチェレンコフ光のイールド Y_0 は式(4.3.2)から次のようになる。

$$Y_0 \approx \frac{2\pi}{137} \frac{2\sqrt{R^2 - b^2}}{|\sin \alpha|} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} \dots \dots \dots (4.5.3)$$

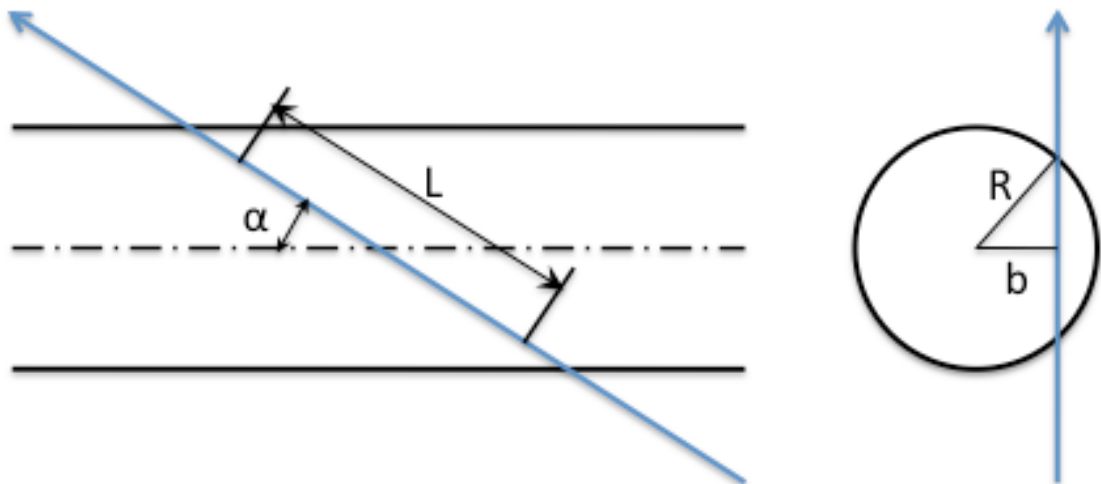


図 4.5.1 : 半径 R のコアに角度 α で荷電粒子が通過した時の模式図。

コアの軸に対して角度 α で荷電粒子がファイバ中を通過した時に発生したチェレンコフ光が捕獲されてファイバ端に届く確率 P_t は、図 4.5.1 の模式図で解析的に解くと次式を得る[4-16]。

$$P_t = \frac{1}{\pi} \arccos\left(\frac{\beta\sqrt{n_{co}^2 - NA} - \cos \alpha}{\sin \alpha \sqrt{\beta^2 n_{co}^2 - 1}}\right) \dots \dots \dots (4.5.4)$$

従って、もしファイバ内で減衰がない場合に、ファイバ中で発生したチェレンコフ光が捕獲されてファイバ端まで届くイールド Y_t は式(4.5.3)、(4.5.4)を用いると、

$$Y_t = Y_0 \cdot P_t = \frac{R\pi}{137|\sin\alpha|} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} \arccos\left(\frac{\beta\sqrt{n^2_{co} - NA} - \cos\alpha}{\sin\alpha\sqrt{\beta^2 n^2_{co} - 1}}\right) \cdot (4.5.5)$$

となる。この関数をプロットすると図 4.5.2 になる。

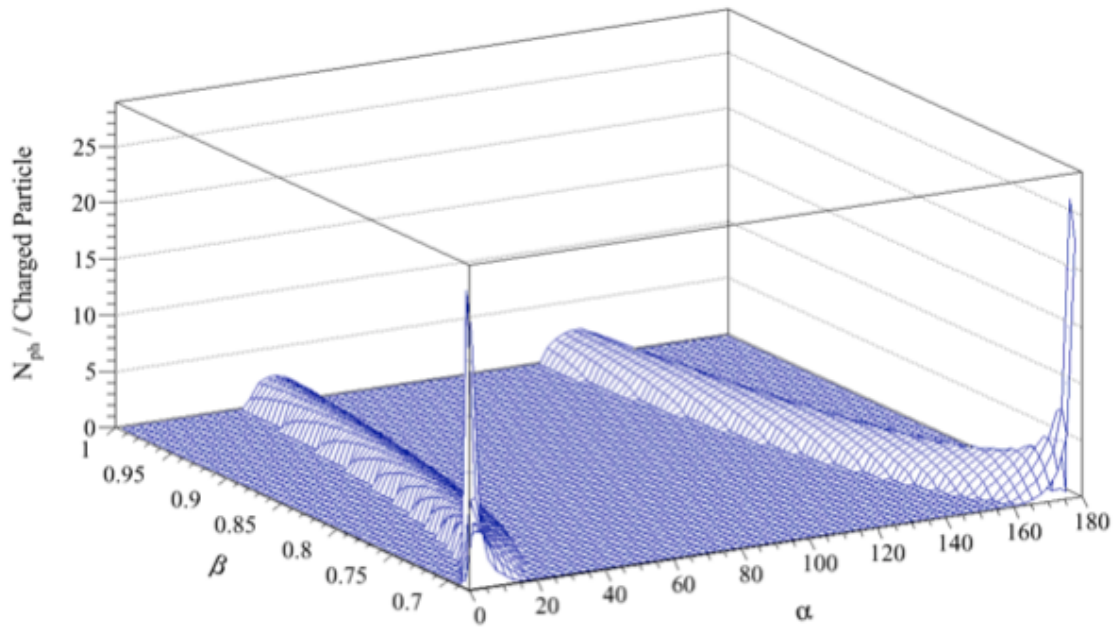


図 4.5.2 : 入射角 α と β ($=v/c$) の関数としての単位荷電粒子当りの捕獲光子数[4-13]。

4.5.2 光ファイバを伝搬する光の減衰 ε_{att}

第 4.4 節でのべたように光ファイバでチェレンコフ光を扱う領域はレイリー散乱による減衰が主なもので距離 L 進んだ時の減衰は式 (4.4.4) であらわせた。減衰 ε_{att} は次式であらわされる [4-13]。

$$\varepsilon_{att} = \frac{P(L)}{P(0)} = 10^{-\frac{0.83L[km]}{10\lambda^4[\mu m]}} \dots \dots \dots (4.5.6)$$

式 (4.3.2) に式 (4.3.3) を代入し $\beta n(\lambda) > 1$ の領域で積分すると

$$\frac{dN_{ph}}{dL} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\beta n(\lambda) > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \cdot P_i \xrightarrow{n \approx const} 2\pi\alpha z^2 \sin^2 \theta \int_{\beta n > 1} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \cdot P_i \cdot (4.5.7)$$

$$\frac{dN_{ph}}{d\lambda} = 2\pi\alpha z^2 L \sin^2 \theta_{ch} \cdot P_i \cdot \frac{10^{-\frac{0.83L_{fib}[km]}{10\lambda^4[\mu m]}}}{\lambda^2} \dots \dots \dots (4.5.8)$$

通常の場合 L は式 (4.5.2) で与えられる。

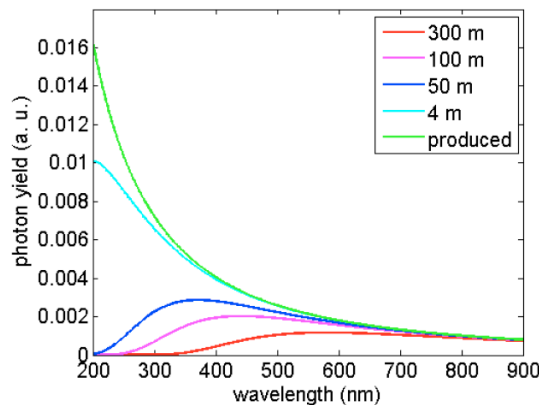


図 4.5.3 : 光ファイバによる減衰でチェレンコフ光のスペクトルが変わる様子 [4-13]。

図 4.5.3 に式 (4.5.7) の結果から得たファイバ内での光子のイールドの波長依存性を示した。緑色が荷電粒子により発生したチェレンコフ光のイールド、水色、青色、ピンク、オレンジがそれぞれ $L_{fib}=4$ m、50 m、100 m、300 m 伝送した後の光子数である。この図から分かるようにファイバの長さが増加すると、減衰のために光子のイールドが減少するだけでなく、短波長側に多かった光子のイールドが急激に減少する。これを防ぐためにはファイバ長は

100m 以下程度に抑えることが望ましいことがわかる。

4.5.3 光検出効率 η_{PDE}

最終的な光子の検出効率は MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) や光電子増倍管など光検出器を経て計測されることからそれら検出器の感度にも依存する。それらの感度は検出光の波長に強く依存している。式(4.5.1)にあるように光検出効率 η_{PDE} を掛けると最終的な総合特性としての感度を得ることが出来る。多くの光検出器はその波長特性において、400-500 nm 付近にピークをもつものが多い。例えばこの節の議論で依拠した文献[4-13]では浜松ホトニクスの MPPC (S10362-11-50U) を使用しており、 η_{PDE} は 450 nm ぐらいにピークがあり 45 % ぐらいの効率を示している。本論文で使用した PD (Photon Detector) は第 5 章で述べるように浜松ホトニクスの PMT (H10721-110) であるが、やはりピークが 400 nm にあり同様の波長依存性を持っている。MPPC (S10362-11-50U) の η_{PDE} を式(4.5.6)に乗じたものを図 4.5.4 に示した。捕獲された光子のイールドについて、図 4.5.4a に 4 m の光ファイバの場合、図 4.5.4b に 100 m の場合を示した。いずれも青色は捕獲された光子のイールド、赤色は 4 m/100 m の光ファイバを伝送した後のイールド、水色は検出器を通して検出されたイールドをあらわす。4m の例で見ると最終的に検出されるのは捕獲光子のわずか 21 % である。光ファイバ長が 100 m の場合、4 m の長さの場合と比較すると明らかに短波長側は検出器までで相当減衰し、光検出器でもまた減衰をしていることがわかる。短波長側の領域を検出する必要がある場合は光ファイバのコア径を大きくして減衰を小さくするか、長さを短くする方法を取る必要がある。

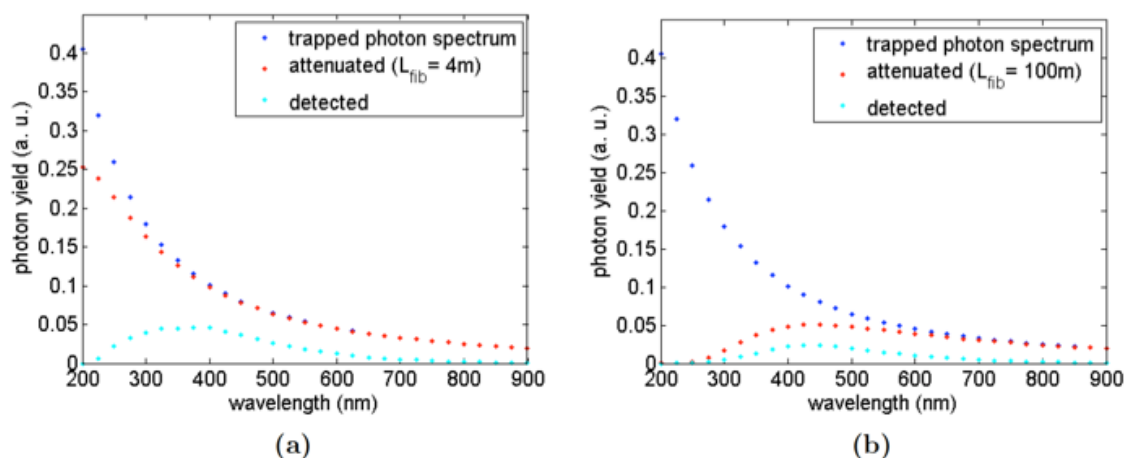


図 4.5.4 : 検出器として浜松ホトニクスの MPPC (S10362-11-50U) を用いた場

合の光子のイールド。青色は捕獲された光子のイールド、赤色は 4 m の光ファイバを伝送した後のイールド、水色は検出されたイールドをあらわす。(a) 光ファイバの長さが 4 m の場合に期待されるスペクトル、(b) 光ファイバの長さが 100 m の場合に期待されるスペクトル[4-13]。

4.5.4 光ファイバと光検出器の間の結合効率 η_{couple}

光ファイバと検出器の間の結合効率 η_{couple} も検討しなくてはならない。光ファイバと検出窓の結合方法には光学グリスを使って窓にファイバを直接付ける方法と、間隔を空けて間に空間を持たせる方法がある。前者は効率良く光を伝えることが出来るが、取り扱いに細心の注意が必要なことと再接続時の再現性に難がある。間に空間を持たせる場合はファイバ端と検出器の窓でそれぞれ反射が起るため結合効率の低下は否めない。但し、検出器側が広い検出面積を持っている場合等はファイバ端からの光の広がりを積極的に利用することも出来る。どの方法で結合させるかは扱う信号強度、接続替えの頻度と必要な再現性等を考慮して決めるべきである。

4.6 システムの分解能

ビームロスモニタ系の概略についてこれまで述べてきたが、ビームロスモニタにおける位置分解能についてここでは評価する。計測される信号は、ビームロスによるチェレンコフ光発生後に光ファイバを伝送され光検出器で電圧に変換されたものである。オシロスコープで観察する時間領域の信号からビームロス位置を同定するが、位置分解能を決めるものとしては、1) チェレンコフ光を発生する電子・陽電子シャワーの広がり、2) 第4.4節で述べた光ファイバの波長分散による到達時間のずれ（波長分散）および光の伝達モードによる到達時間のずれ（モード分散）、3) 光検出器の立ち上がり時間およびオシロスコープの分解能、が挙げられる。

- 1) 電子・陽電子シャワーの広がり：ビームロスが生じた場所から電子・陽電子のシャワーが発生する。このシャワーの広がりの分だけロスの場所は広がって見えることになる。EGS5を使ったシミュレーションの結果を図4.6.1に示す。シミュレーションでは、1 GeVのビームが、1 mradの角度で2 mm厚のステンレス製のビームダクトに衝突した場合を計算している。このときのビームロスによる電子・陽電子の広がり、rmsで3.3 cm程度である。

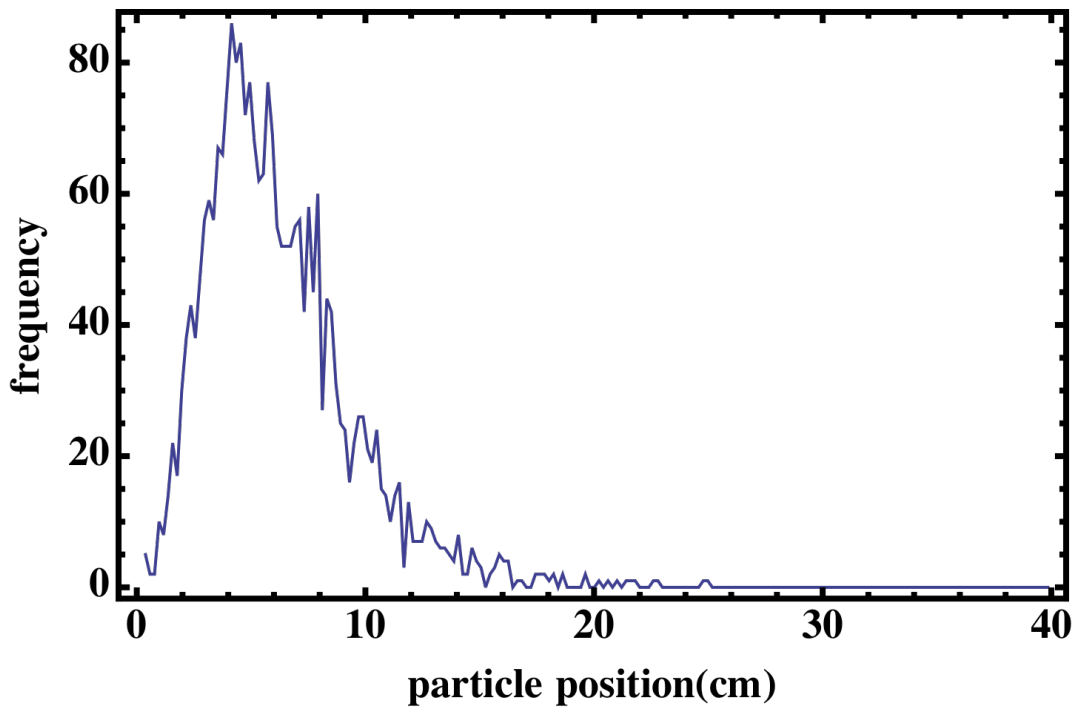


図 4. 6. 1 : EGS5 で計算した、ビームロスが発生した際の電子・陽電子シャワーの位置分布。ここでは、厚さ 2 mm のビームダクトに 1 mrad の角度で 1 GeV の電子が衝突したと仮定している。

2) 波長分散・モード分散: 紫外域での光ファイバの波長分散については、図 4. 3. 3 に示している。また、第 4. 4 節で述べた光ファイバ中の 2 つのモード (子午光線とスキュー光線) において、まず、子午光線については、ファイバの屈折率 1. 47、NA=0. 22 に対しては、臨界角 (Ψ_c) および外気のコーンの角度 (Ψ_{\max}) は、それぞれ、 $\Psi_c=8.6$ 度、 $\Psi_{\max}=12.7$ 度となる。スキュー光線の場合は、外気への入射角度が異なり、子午光線よりファイバからの光の放出条件は緩和されるが、計測の問題から外気への出力も上記のコーン内にあるものだけが観測される (光ファイバから大気側に光が出る場合も、それが一定の角度より大きいと検出器には到達できない) とすると、光ファイバの伝達速度としては、スキュー光線、子午光線 (スキュー光線でスキュー角度が 0 度のもの) とともに以下を満たす必要がある [4-13]。

$$\frac{c}{n_{co}} \geq v \geq \frac{c}{n_{co}} \cos \Psi_c = \frac{c}{n_{co}} \frac{n_{cl}}{n_{co}} = \frac{c}{n_{co}} \sqrt{1 - \frac{NA^2}{n_{co}^2}} \quad \dots (4. 6. 1)$$

実際には、これらの波長分散・モード分散の影響は複雑であり、シミュレーションを行って評価する必要がある。図 4.6.2 に長さ 100 m (NA=0.22、コア径 365 μm) の光ファイバの中心部分でロスを計測した場合のシミュレーション例を示す[4-13]。

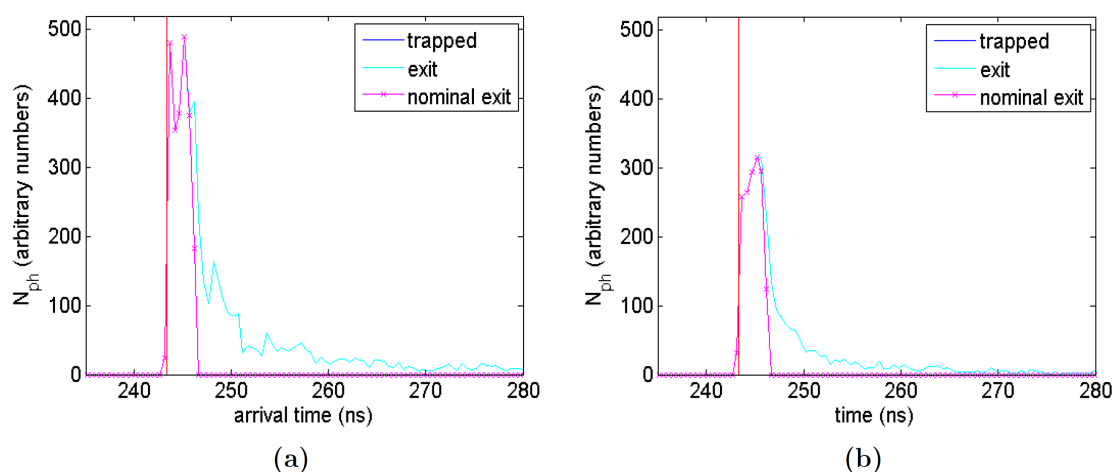


図 4.6.2 : 2.4 GeV の電子がビームロスしたときに、直径 365 μm 、NA=0.22 の光ファイバで伝送した場合のシミュレーション。光ファイバは、ビームラインから 40 cm 離れたところに配置し、ビームラインの前方側 (a) および後方側 (b) で観測される波形を示している。水色は光ファイバから脱出できる信号。赤紫は、そのうち、検出コーンに含まれる信号を示している [4-13]。

図 4.6.2 で、到達時間に幅があるのは主として、式(4.6.1)の伝搬速度の違いによるものである。ロスが一か所の場合は、最も早い信号の到達時間から見積もることができ、このシミュレーションから、信号の立ち上がり時間は、0.5 ns 程度であることがわかる[4-13]。

- 3) 検出器およびオシロスコープの立ち上がり：今回使用している光検出器（浜松ホトニクス社製 H10721）の立ち上がり時間は 0.6 ns 程度 [4-17]で、簡単のため光ファイバの屈折率を 1.5 とすると、12 cm 程度に相当する。オシロスコープについては、第 5.3 節で述べるように 5 GHz サンプリングのものを利用しており、検出器の立ち上がりをモニタすることができる。検出器のサンプリング周波数を fs（あるいは

時間分解能を τ) とした時の、ロスした場所と強度ピークの対応については、第 4.8 節で述べるように、上流側に到達する光の方が分解能が高くなる。すなわち、サンプリングによる誤差は、

$$\text{(上流側)} \quad \Delta x_{up} \sim \frac{c}{f_s[1+n_{co}]} = \frac{c\tau}{f_s[1+n_{co}]} \quad \dots\dots (4.6.2)$$

$$\text{(下流側)} \quad \Delta x_{down} \sim \frac{c}{f_s[1-n_{co}]} = \frac{c\tau}{f_s[1-n_{co}]} \quad \dots\dots (4.6.3)$$

で表される。

2) ~ 3) を考慮すると、上流側、下流側ともに 0.5ns 程度の立ち上がり不定性があり、 $\tau=0.5 \text{ ns}$ として式(4.6.2)および(4.6.3)に代入すると、上流側で 6 cm、下流側で 31 cm となる。1) を考慮しても、上流側での測定精度は 10 cm 以下に収まることが期待できる。

ここでは、ビームロスが 1 か所で生じ、ビームがシングルバンチであることを仮定してきた。マルチバンチ (1つのパルスにビームが複数存在する場合) においても、最初の立ち上がりを観測するという意味では同様の位置特定が可能となる。一方で、光ファイバ内で近接した複数のビームロス箇所がある場合については、重畳された信号を分離する必要があり、別途考慮が必要となる。ただし、立ち上がりの位置でおおまかなロス場所の同定は可能であり、ビームロスを軽減するためのビーム調整には十分に役に立つと考えられる。

4.7 光ファイバの放射線によるダメージ

本論文で使用する光ファイバは放射線が発生する環境下で使用されるために、光ファイバの耐放射線耐性について考察する必要がある。一般的に光ファイバの利点（広帯域、低損失で電磁誘導の影響が少ない、軽量で安価といった特徴）から放射線雰囲気下という特殊な場合にもニーズが高く光ファイバの放射線耐性については多くの研究がなされている[4-19]。

基本的なファイバの放射線による損傷は次のように説明される。光ファイバが放射線に曝されると、放射線によって分離された電子と正孔が、ファイバ中に存在している欠陥と結びついてカラーセンターが生じ、これが吸収損失となり伝送特性を劣化させる。特に、屈折率を制御する目的で使用されているゲルマニウムなどのドーパントや、光ファイバ製造工程中に発生した欠陥や残存した不純物により、紫外線および可視光領域で光学吸収が起こることが知られている[4-20]。初期に耐放射線ファイバとして研究された大口径の純粋石英ファイバでは、コアのOH基含有量、塩素含有量、および製造方法に耐放射線性が依存し、OH基を含有した石英系光ファイバの耐放射線特性が優れていることが報告されている。近年伝送容量の向上性追求、原子力プラントや高エネルギー物理実験を目的とした加速器のニーズから国際標準規格ITU-T G. 652Bに準拠した1.3 μm 帯のファイバなどで耐放射線特性が研究及び開発がされてきた。本論文では第5.1節で述べるように藤倉電線の大口径光ファイバを用いているが、すでに述べたように近年の加速器用途等の耐放射線光ファイバのニーズに合わせて研究開発が進められた。特に、従来指摘されてきたOH基による耐放射線特性改善が[4-21]、1.3 μm 帯で行われたが通信でのニーズの高い1.38 μm 帯で吸収損失が大きいため(図4.4.3参照)、低OH基のコアガラスを用いねばならずこれにより耐放射線特性改善が妨げられてきた。藤倉電線の愛川らは大口径ファイバでフッ素添加を行って耐放射線特性が改善されることに着目し、シングルモードファイバー構造でコアに添加するフッ素濃度を最適化し耐放射線特性を大幅に改善することに成功した[4-22]。この論文では、通信に力点が置かれているために1.3 μm 帯の小口径光ファイバ(コア径 \sim 10 μm 、クラッド外径125 μm)を扱っているので、本論文で用いた大口径の光ファイバとは必ずしも条件が合わないが、コアガラスへのOH含有量が1 ppm以下と低い代わりに、コアとクラッド両方に

フッ素を添加したものが耐放射線性が優れていることが示された。大口径の場合はコアに OH 基を含有した純粋石英を、クラッド材にフッ素をドーピングした石英を使用したものが耐放射線性に優れているとしている。

本論文の趣旨と似た環境で実用的な光ファイバに関する放射線耐性に関する研究は欧米の多くの加速器関連施設における論文に報告されている。ここでは前節で引用した P. Gorodetzky らによる放射線耐性に関する研究について述べる [4-9]。彼らは放射線耐性を調べるために多くの比較的大口径の市販のファイバを調べた。論文では 5 種類のファイバ (4 種は irradiated 型、1 種は fluorine doped 型) の結果が報告されている。

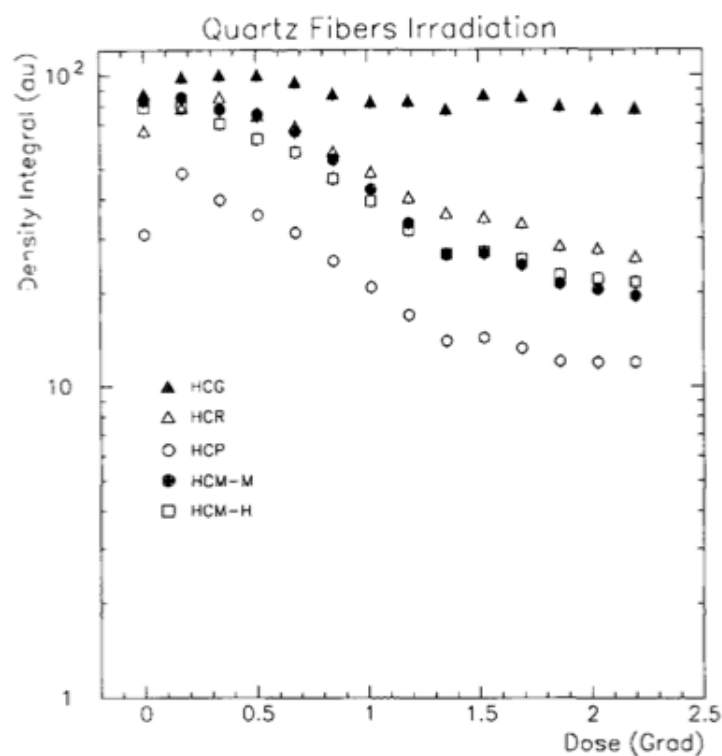


図 4.7.1: 照射放射線ドーズの関数としての異なる石英ファイバの積分光量。HCG (黒▲) は不純物 ppm 以下のフッ素を入り石英をクラッドした純粋ファイバ、HCR (△) は高 OH 基の芯を持つ純粋ファイバで赤外線域において耐放射線性のあるもの、HCP (○) は HCR と同じタイプであるが低い OH 基を持つもの、HCM (●と□) は不純物の多い安価なファイバ [4-9]。

それら各々 1 m 長を 45 度の角度で一点に電子を照射し、チェレンコフ光生成に影響を与える放射線ダメージと伝送ロスと同時に観測した。この結果が

ら石英をクラッドしたファイバは 700 Mrad 照射しても本質的に損失は増えないが、PMMA(ポリメタクリル酸メチル系物質)をクラッドした安いものは損失が増えると評価している。図 4.7.1 から不純物含有量が ppm 以下のフッ素入り石英をクラッドした純粋ファイバは 2.5 Grad の照射でも本質的にロスは増えていない。

以上簡単に光ファイバの放射線耐性に関して概括したが、本論文で参考になるのは、第 5.1 節の表などから分かる通り、図 4.7.1 で示された HCR(Δ)で、光ファイバの組成がフジクラのファイバと同じである。P. Gorodetzky らは、前出の論文や他の論文[4-23]で、光ファイバの寿命は 10 Grad 照射量までと報告し、他の文献にも引用されているが、図 4.7.1 で HCR の場合に寿命を控えめに評価すると、初期からの積分光量が $1/e$ に落ちるところで見て約 2.5 Grad までとみなせる。1 Gy=100 rad であるから 25×10^6 Gy 程度までの照射量に耐えうると判断できる。具体的な考察は第 6.4 節で行う。

4.8 光ファイバを使ったビームロスポイントの特定方法

第 4.2 節でビームロスのメカニズムを概括したが、そこで分かったことはビームダクト管壁に衝突したビームから外部に発生する荷電粒子はシャワーで発生する電子や陽電子であり、それは幅広い角度分布を有するという事である。従って、管壁に密着するように布設した光ファイバを通る荷電粒子は衝突点を発生源として、光ファイバの中を広角の範囲で透過する。一方で光ファイバ内に捕獲されるチェレンコフ光子は与えられた開口数のもとで決まった角度範囲に入射した荷電粒子 (NA=0.22 ならば 40 度から 60 度の範囲：図 4.3.6 を参照) からのチェレンコフ光である。

この事実から管壁に密着するように布設した光ファイバがビームロスを検出した時は、前方 40 度～60 度の角度で入射した粒子、及び後方 -40 度～-60 度の角度で入射した粒子からのチェレンコフ光を検出する。第 4.2 節の議論から両者の光子数は同じでなく後者の方が少ないがシャワーの広がりを見無視すれば同じ場所から発生したとみなせる。前者の光は光ファイバの下流方向（電子ビームの走行方向）に伝搬し、後者は光ファイバの上流方向（電子の走行方向と逆方向）に伝搬する。注目すべきはロス点から同時に前方後方に光子が発生し伝搬を始めるということである。この事実を応用してビームロス点を TOF (Time of Flight) 法で特定することを検討した。

TOF 法は放射線源を調査するための良く知られた技術であり、それは 2 つの信号間の時間差を利用して信号源の位置を割り出す方法である。ここでは光ファイバを使った例を挙げる。図 4.8.1 に示すように 1 本のファイバの両端に検出器を設置し 2 つの信号を比較する。ファイバの中を荷電粒子や γ 線が通過し生じた光がファイバの端面に向けて伝搬するが、上で述べたように同時に異なる角度でファイバに荷電粒子が入射した場合、捕獲された光子は上流下流両方向に伝播する。ファイバのコアの屈折率を n とし、真空中の光速を c とすると発生した光は $V(=c/n)$ の速度でファイバ中を伝搬して行く。ファイバの長さを L 、光が検出器 1 に届いた時間を T_1 、検出器 2 に届いた時間を T_2 とすると検出器 1 からの距離 Z は次式で表される。

$$Z = v \cdot \frac{t_1 - t_2}{2} + \frac{L}{2} = \frac{c}{n} \cdot \frac{t_1 - t_2}{2} + \frac{L}{2} \quad \dots \dots \dots (4.8.1)$$

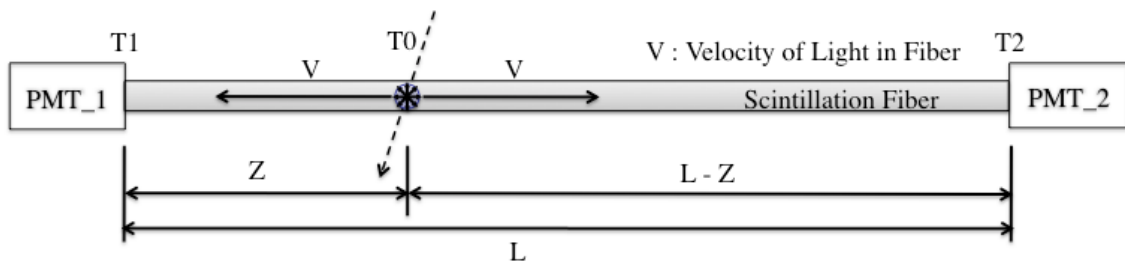


図 4.8.1 : TOF 法による光源の特定方法。

一方、信号源である電子ビームが光速で動いている時に、連続して2か所でビームロスをした場合を考えよう。この時もダクトに光ファイバを密着させて布設しているとシャワーの発生した所に隣接した光ファイバ中でチェレンコフ光が発生する。広角のシャワーにより、チェレンコフ光は多くは下流方向に発生するが上流方向にも出てくる。図 4.8.2 に示すようにビームロスが 1m 離れた位置①と位置②で発生する場合を考える。光ファイバのコアの屈折率を簡単のために 1.5 とする。位置①でチェレンコフ光が発生した 3.3 nsec 後に電子は位置②に到達してビームロスをし、チェレンコフ光が発生する。このとき位置①で発生した光は光ファイバの中を 0.66 m 進んでいる。この時刻に②で両方向にチェレンコフ光が発生する。この 1.7 nsec 後に位置①で発生したチェレンコフ光は位置②に到達するが位置②で発生し下流に伝播した光は 0.34 m 下流に進んでいる。従って下流に伝播する2か所のロスに対応するシグナルの時間差は 1.7 nsec である。時系列的に考えると先行するパルスは後でロスした時のシグナルであり、後行するシグナルは先にビームロスしたシグナルであるから、時間差としては -1.7 nsec と考えるべきである。このマイナス符号は位置①で発生した光が光ファイバの中を下流方向に伝搬して行く間にビームがそれを追い越して位置②を通過するので①と②の信号の順序が逆転するという事をあらわしている。位置②で発生した光がビームロス点位置①に到達するには 5nsec かかるが、その時は位置①で発生し上流に伝搬した光は既に 1 m 先に進んでいる。上流に伝播する2か所のロスに対応するシグナルは時間差 8.3 nsec 間隔 (=3.3+5.0 nsec) である。この事から光ファイバの上流側あるいは下流側の一端からの観測でビームロスが起きている場所(ダクト上でシャワーが起きている場所)の特定が可能であることがわかる。

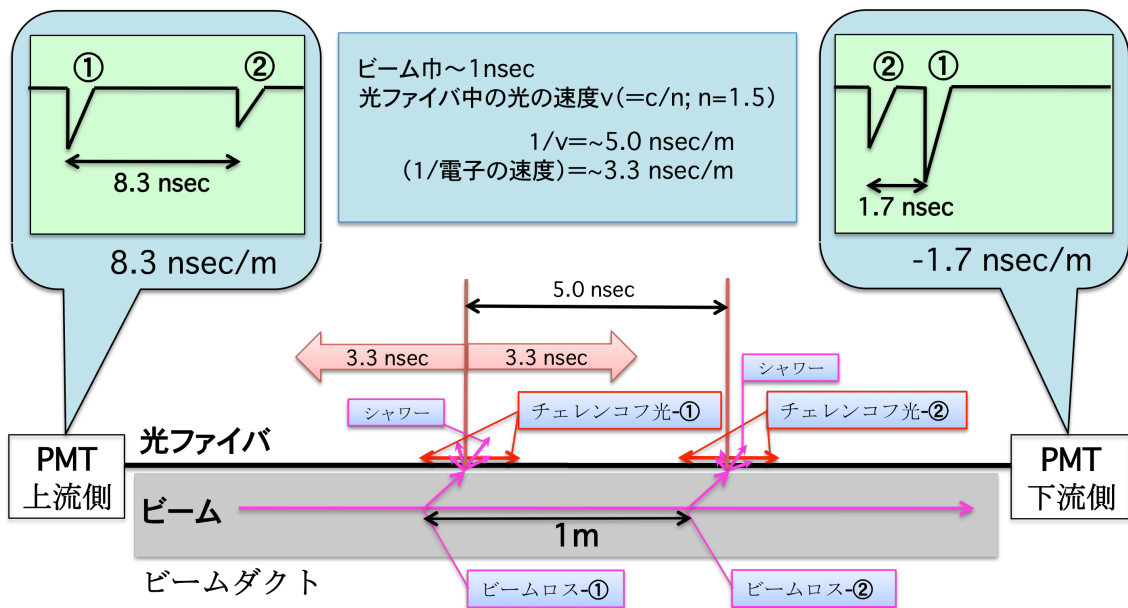


図 4.8.2 : ダクトに密着した光ファイバによるビームロス発生箇所の位置特定の原理説明図。ビームロスが 1 m 離れた位置①と位置②で起きたとき、ビームロスによるシャワー（ピンク）がダクト上で発生するが、シャワーの荷電粒子は上流方向と下流方向ともに飛来する。それらの荷電粒子が光ファイバ中を通過するとファイバ内でチェレンコフ光（赤色）が発生し、上流側と下流側に伝搬してゆく。

観測の際に注意が必要ことは光ファイバの終端条件である。下流側の終端が整合していない場合は大量の光が反射し上流側に来る。それらが干渉する場合は信号の分離等の問題が出てくる。また経験上同じロスポイントで発生した光を上流側と下流側で観測すると下流側の方が上流側の信号より 3~4 倍は大きい（これはまた第 4.2 節のシミュレーション結果と合致する）。このためワイヤスキャナのセンサのように信号が小さく、出る場所がはっきりしている場合は下流側に出る信号を観測するほうが有効である。一方で光ファイバ終端での反射を積極的に利用してファイバ内の実効伝搬速度を実験的に決めることが可能である。長さが解っている光ファイバの終端を開放してシグナルを反射させ、往復してくる時間からファイバ内の実効伝搬速度を求めることが出来る。第 6.2 節では実際この手法を用いている。

参考文献

- [4-1] Private Communication:紙谷 琢哉.
- [4-2] 加藤貞幸著、“放射線計測”、新物理学シリーズ 26、培風館、初版、1994.
- [4-3] M. J. Berger, J. S. Coursey, M. A. Zucker and J. Chang, “Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions”, 1993, National Institute of Standards and Technology, Report NIST IR-4999.
- [4-4] 三浦 功、菅 浩一、侯野恒夫 共著、“放射線計測学”、物理学選書 7、裳華房、第 5 版、昭和 41 年.
- [4-5] J. R. Greening 著、森内和之、高田信久 訳、“放射線量計測の基礎”、地人書館、第 2 版 2 刊、平成 7 年.
- [4-6] H. Hirayama, Y. Namito, A.F. Bielajew, S.J. Wilderman and W.R. Nelson, “The EGS5 Code System”, SLAC-R-730 and KEK Report 2005-8, 2005.
- [4-7] Private Communication:本間 博幸、佐波 俊哉.
- [4-8] E. Janata, “INSTRUMENTATION OF KINETIC SPECTROSCOPY-14, INJECTOR PULSE GENERATORS FOR ELECTRON ACCELERATORS, PART 2” Radiat. Phys. Chem., VOL. 51, NO.1, 1998, PP.57-63.
- [4-9] P. Gorodetzky, D. Lazic, G. Anzivino, E. Chiavassa, A. Contin, G. Dellacasa, N. Demarco, R. De Salvo, M. Gallio, P. Guaita, K.F. Johnson, P. Juillot, M. Lundin, M. Marino, A. Musso, A. Piccotti, E. Scomparin, E. Vercellin “Quartz fiber calorimetry” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 361, 1995, pp.161-179.
- [4-10] A. Intermite, M. Putignano, A. Wolski, “First calibration of a Cherenkov beam loss sensor at ALICE using SiPM”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 677, 2012, pp.80-88.
- [4-11] G. Mavromanolakis, “Quarz fiber calorimetry and calorimeters”, HEP-Cavendish/04/34, UA-NPPS/06/2003.
- [4-12] E. Janata, ” Determination of location and intensity of radiation through detection of Cherenkov emission in optical fibers. Part 1. Method and experimental”, Nucl. Instr. And Methods in Phys.

- Research A 493, 2002, pp.1-7.
- [4-13] J.W. van Hoorne, "Cherenkov Fibers for Beam Loss Monitoring at the CLIC Two Beam Module, CERN-THESIS-20120112, 2012.
- [4-14] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics; 2nd ed., Wiley series in pure and applied optics", JOHN WILEY & SONS, New York, 2007.
- [4-15] C. Hentschel, Fiber Optics Handbook, Hewlett-Packard GmbH, Boeblingen Instruments Division, 1983/ J.M. Senior, "Optical fiber communications: principles and practice", Prentice-Hall Internat. Ser. In Optoelec., Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1985.
- [4-16] S.H. Law, S.C. Fleming, N. Suchowerska, and D.R. McKenzie, "Optical fiber design and the trapping of Cherenkov radiation", APPLIED OPTICS, Vol.45, No.36, 20 December 2006, pp.9151-9159.
- [4-17] <http://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/alpha/P/3003/3044/H10721-110/index.html> .
- [4-18] http://www.mgkk.com/products/01_kougaku/13/filter07e.html
- [4-19] 矢作吉之助, "原子力施設における光ファイバ利用の現状と今後の展望", 日本原子力学会誌, Vol27, No. 9, 1985, pp.768-803.
- [4-20] 作花澄夫, ガラスハンドブック, 朝倉書店, 1975.
- [4-21] 角田恒己他, "光ファイバの耐放射線特性", フジクラ技報, No. 79, 1990, pp.1-7.
- [4-22] 愛川和彦, 井添克昭, 社本尚樹, 工藤学, 妻沼孝司, "耐放射線シングルモード光ファイバ", フジクラ技報, No.113, 2008, pp.10-14.
- [4-23] PH. Gorodetzky, B. Grosdidier, and D. Lazic, "Very hard radiation resistant and ultra-fast calorimetry", Radiat. Phys. And Chem., Vol.41, 1993, pp.253-256.

5. 実験機器

5.1 大口径光ファイバ

本研究では、第2章でも述べたように大口径光ファイバを採用している。大口径のものを使用することで、第4章で述べたチェレンコフ光を発生する光ファイバ体積を大きくし、チェレンコフ光量を大きく取れることが大きな利点となる。本研究で採用した光ファイバと、典型的な通信用の光ファイバのパラメータを表5.1.1にまとめる。

表 5.1.1 : 本実験で使用したフジクラの光ファイバの仕様[5-1]。

型名	屈折率分布プロファイル	コア/クラッド材質	コア径 / クラッド径 [μm]	心線径 / コード径 [μm]	伝送損失 [dB/km]	コート材/心線化材/コード化材	開口数 (NA)	使用温度範囲 [$^{\circ}\text{C}$]	許容曲げ半径 [mm]
S. 400/440	Step Index	SiO ₂ (High-OH) / F-SiO ₂	400/440	1100/2800	≤ 200 (@300nm) ≤ 10 (@800nm)	Silicone/ Polyamide / PVC	0.22	-20 to 60	88
SC. 600/660	同上	同上	600/660	1400/2800	同上	同上	同上	同上	132
S. 800/880	同上	同上	800/880	1700/2800	同上	同上	同上	同上	176
FutureGuide [®] -MM50	同上	---	50/125	----	2.5 (@850nm)	---	0.2	---	---

本実験ではフジクラ(株)の S シリーズを使用した。光ファイバコード (SC. 600/660) と 2 種類の光ファイバ心線 (S. 400/440、S. 800/880) を使用した。心線とは光ファイバと外皮の間に緩衝材が無いもので、ポリイミドの緩衝材が入ったものはフジクラ(株)ではコードと呼んでいる。使用したコア径 600 μm のものは光ファイバコードであるが緩衝材の有無の違いのみでその他の仕様はコードと心線とで共通である [5-1]。FutureGuide-MM50 は典型的な通信用の光ファイバである。大口径の光ファイバは通信用の光ファイバより径が 10 倍程度大きい。このため、断面積 (光量) としては 100 倍程度の違いとなる。コア径の大きな光ファイバは高感度となるため、ビームロスが小さい場所での利用に適している。ただし、許容曲げ半径が大きいのでフランジ、ダクトへの密着度に欠ける。また価格も高いので以上で述べた点を総合的に考慮して使用するコア径を決めている [5-2]。

第 4.3 節の議論から光ファイバの開口数は光ファイバの中に光を集める目安となる数値で大きい方がたくさんの光を集めることができる。通常市場に出ている大口径の光ファイバの開口数は 0.22 である。本論文で使用した光ファイバの屈折率分布は第 4.4 節で述べたステップ・インデックス型を用いている。大口径の光ファイバではグレーテッドインデックス型は入手困難である。耐放射線性がすぐれた光ファイバということで、第 4.7 節で述べたように、コア材質は、純粋石英 SiO_2 (High -OH) で、更にフッ素入り石英をクラッドした光ファイバを使用した。

図 5.1.1 にコネクタ付光ファイバコード(SC. 600/660)の写真を示す。

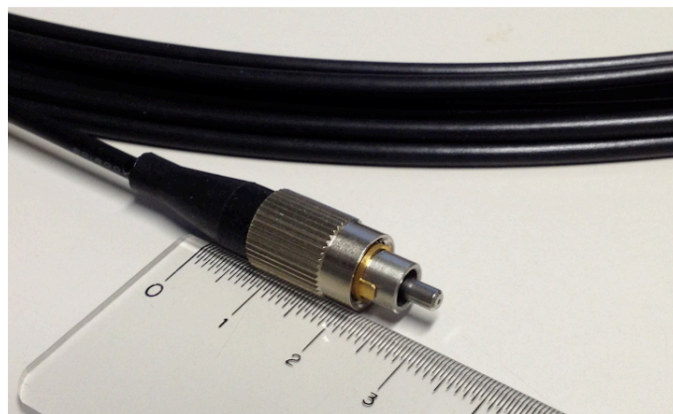


図 5.1.1 : コネクタ付光ファイバコード(SC. 600/660)の写真。

ファイバ端は FC コネクタで端末処理をしており次に示す光電子増倍管の光電面に付けた受け側の FC コネクタと勘合するようになっている。接続の再現性と確実性及び入手性からこのコネクタを選定した。

使用した光ファイバの伝送損失(代表例)を図 5.1.2 に示す。チェレンコフ光を搬送するには第 4.5 節で議論したように図 5.1.2 のハッチで囲んだ部分のみ注目すればよい。図 5.1.2 から分かるように、今回採用した S シリーズのものは、他の光ファイバと比べて、(特に 400 nm 以下の波長領域で)減衰が小さいことがわかる。

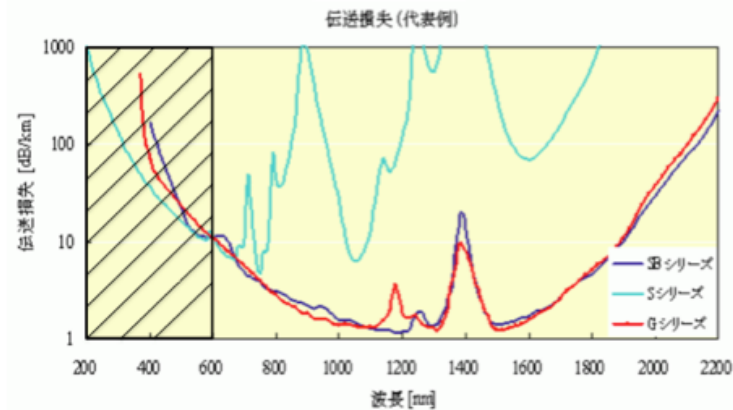


図 5.1.2 : フジクラの光ファイバの伝送損失[5-1]。

第 4.2 節で議論したように、ダクトあるいはチェンバーに検出器である光ファイバを密着させて設置することが信号の強度とビームロスの場合の特定において非常に重要である。マグネットの中に設置できることが光ファイバの特徴でもあるが光ファイバ布設時にコネクタが付いていると設置箇所に制限が出てくる。特に、四極マグネットの中を通しチェンバーに密着させるためには端末処理を行なう前に設置することが必須である。

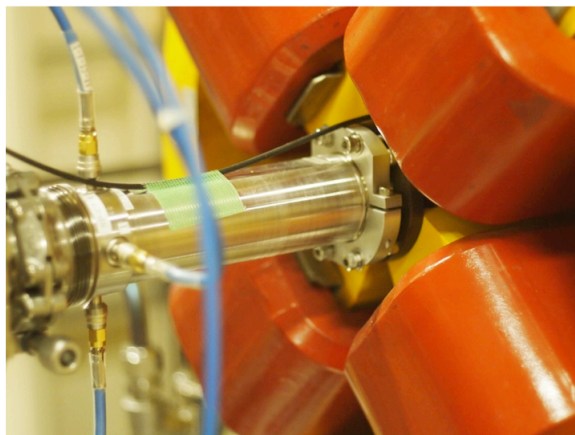


図 5.1.3 : 光ファイバを四極マグネットに通した写真。

コードは光ファイバが緩衝材で守られており扱いやすいが、端末処理が難しいためコネクタ付で購入している。心線は緩衝材が入っていないため取り扱いに注意が必要であるが、コネクタの加工が光ファイバケーブルの布設後に行なえるためマグネットの中を通すためには心線を使用する必要がある。

図 5.1.3 に光ファイバを四極マグネットに通している様子を示す。光ファイバで運ばれた光を光電子増倍管へ効率よく導くためと、端面での反射光を利用し発光場所の計測を行なうため、光ファイバ端面の研磨は非常に重要である。図 5.1.4(a)はコネクタを付けた端末を研磨している様子である。図 5.1.4(b)はファイバスコープで端末処理の状態を確認している写真である。



(a) 研磨機

(b) ファイバスコープ

図 5.1.4 : 光ファイバ端末の研磨。研磨機に研磨フィルムと光ファイバをセットしファイバ端面を研磨する。研磨時には蒸留水を使用する。3～4種類の研磨フィルムで端面を磨いてゆく。ファイバ端面はファイバスコープを使用して端面の仕上がり具合を確認しながら仕上げてゆく。

第 4.5 節で議論したファイバと光検出器の間の結合効率 η_{couple} については、我々の場合空間結合であるため、密着性の必要はないが端面が正しく研磨されていないとここで光の散乱が発生して光の伝送損失を招く。

5.2 PMT モジュール

チェレンコフ光の検出には浜松ホトニクス社製の PMT モジュール、H10721-110 を用いている。PMT モジュールは、光電子増倍管と高圧電源回路及び各ダイノードに電圧を配分する分割回路（デバイダ回路）が一体化されたモジュールで、今回使用したモジュールは直流電源(+5 V)で動作させている。増幅率はコントロール電圧を制御して行う[5-3]。図 5.2.1 に PMT モジュールのブロック図を示す。

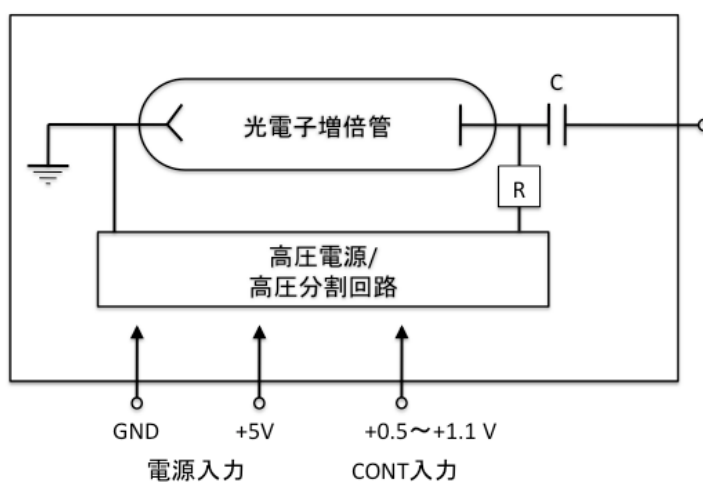


図 5.2.1 : PMT モジュールのブロック図。

図 5.2.2 に FC コネクタを付けた PMT モジュールの写真を示す。また、表 5.2.1 に主な仕様を示す。

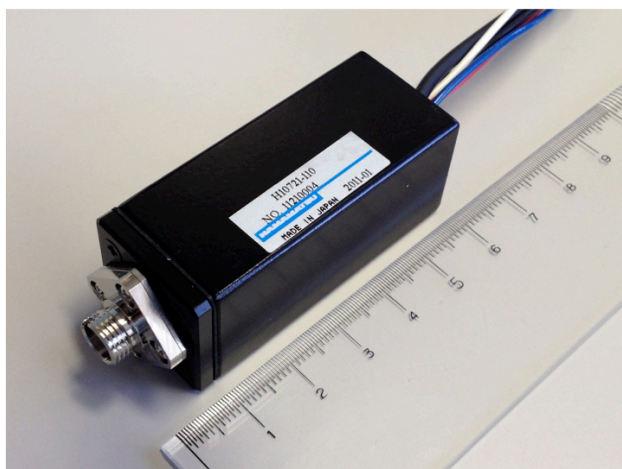


図 5.2.2 : PMT モジュール (H10721-110 ; 浜松ホトニクス製)。

表 5.2.1 : PMT (H10721-110 : 可視域用汎用タイプ) の性能表 [5-3]。

外径寸法 (W×H×D)	22.0×22.0×60.0mm
有効光面サイズ	φ 8mm
放射感度	2.2×10E5
時間特性 (上昇時間)	0.57 nsec
感度波長範囲	230nm~700nm
セトリングタイム	10 sec
電源電圧	+4.5~+5.5V

*セトリングタイム ; 電源投入後安定に動作するまでの時間

PMT の光電面は入射光を光電子に変換するが変換効率 (陰極感度) は入射光の波長によって異なり、その陰極感度と入射光の波長との関係を分光感度特性と言う。図 5.2.3 にその特性図を示す。

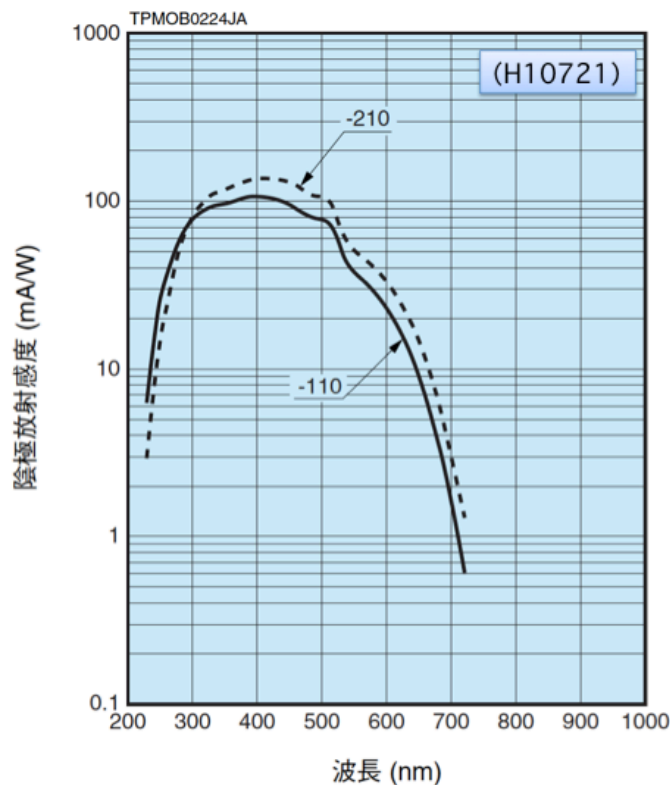


図 5.2.3 : 光電子増倍管 PMT (H10721-110) の分光感度特性 [5-3]。

本研究で製作した検出器はビームロスモニタ、ワイヤスキャナのセンサとしての利用を想定しているが、1本の光ファイバで様々な用途に応用出来るのが特徴である。Appendixでも述べるが、この検出器は増幅率を上げると加速管フィールドエミッションの観測も可能である。本検出器をモニタシステムとして運用する場合にはPMTの設定を変更して安定状態になるまでのセトリングタイムが10 secあることを考慮する必要がある。

5.3 ロスモニタモジュールとオシロスコープ

第 5.2 節で示したように PMT は非常に簡単に使用できる。ロスモニタモジュールは PMT モジュール 2 つを NIM 1 巾のモジュール内におさめてある。信号をモニタしながら PMT のゲインの設定をすることが可能である。図 5.3.1 にブロック図、図 5.3.2 に NIM モジュール内部の写真を示す。

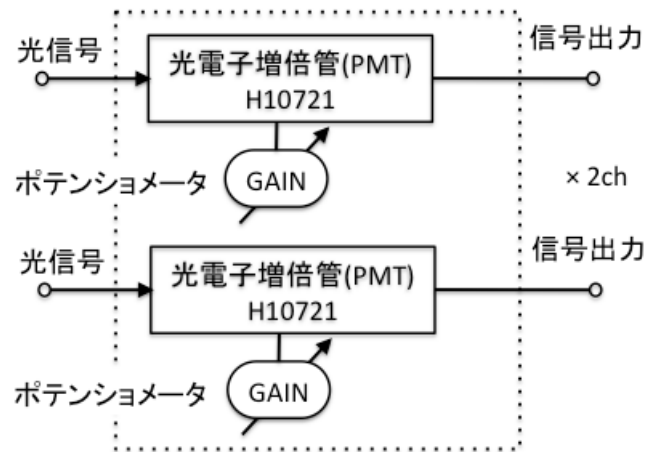


図 5.3.1 : ロスモニタモジュールのブロック図。

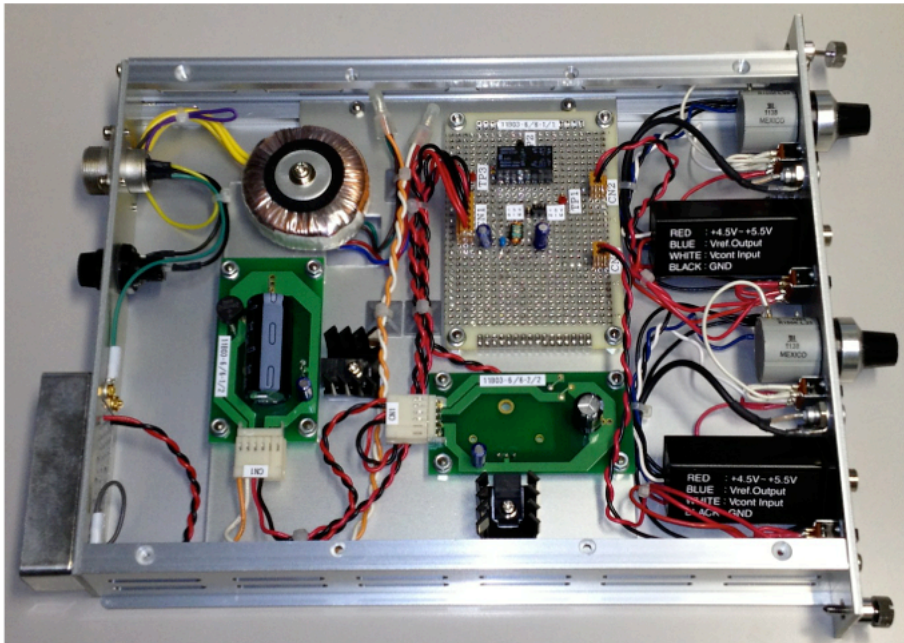


図 5.3.2 : NIM ロスモニタモジュール内部の写真。

写真から分かるようにモジュール内部は簡単な構成である。通常は NIM ビンでの使用を想定しているが、AC100 V でも使えるようにモジュール内部に電源回路を持たせている。また、ネットワーク経由のリモート制御も可能なように Ethernet コントローラを持たせたものも製造した。図 5.3.3 にそれらのモジュールの写真を示す。



A) マニュアル制御タイプ B) リモート制御タイプ

図 5.3.3 : 2 つのタイプのビームロスモニタモジュール。

マニュアルタイプも外部からコントロール電圧を与えることでリモート制御は可能になっている。ワイヤスキャナのセンサとして使用する場合は Ethernet 経由の制御が必須であるのでリモート制御タイプを使用する。

今回の実験で使用したオシロスコープを以下に示す。

- 1) “Tektronix TDS3054 (500 MHz BW, 5 GS/s)” (第 6.5 節以外)
- 2) “Rohde&Schwarz RT01024 (2GHz BW, 10GS/s)” (第 6.5 節)

5.4 測定器系の感度特性

第 4.5 節で示したように平均検出光子数 $N_{ph, det}$ は次式で示された。

$$N_{ph, det}(\lambda, L) = Y \cdot P_l \cdot \varepsilon_{att}(\lambda, L) \cdot \eta_{coupl}(\lambda) \cdot \eta_{PDE}(\lambda) \cdot \dots \cdot \dots \cdot \dots (5.4.1)$$

ここで、 $N_{ph, det}(\lambda, L)$ は光ファイバ中で発生したチェレンコフ光がファイバに捕獲されてファイバ内を伝搬して行き、最終的に光検出器で検出される粒子数である。第 4 章では具体的に理論からどのように各寄与が数式としてあらわされるかを調べてきた。ここでは本実験で使用された系での応答についてまとめる。

光ファイバのコア(純粋石英ガラス)を $\beta=1$ の電子が通過する時に発生するチェレンコフ光のイールド Y は図 5.4.1 に示す強度特性を持っている。図 4.2.2 から分かる通り、発生する電子陽電子のエネルギーは 20 MeV 以下が主であるが、2 MeV でも β は 0.98 であるからほぼ $\beta = 1$ と置いても良い。

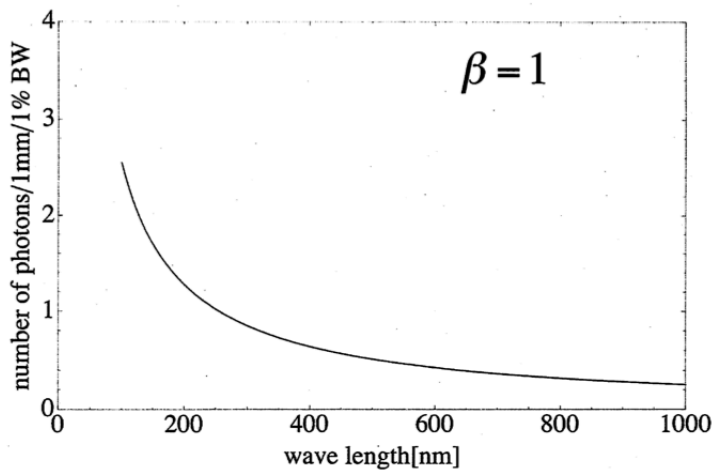


図 5.4.1 : チェレンコフ光のイールド。

光ファイバ中の光は伝送の途中で前述の様々な損失を受けながら伝搬してゆき最終的に検出器内に到達し電気信号に変換されて観測されることは前章で述べた。光ファイバの伝送特性(減衰特性) ε_{att} であるが第 4.5.2 節で見たように光ファイバの長さが長くなると短波長側の光の減衰が著しくなり検

出器に殆ど届かなくなる。入射器で使用しているフジクラの S シリーズの減衰特性は図 5.4.2 に示す通りである。図 4.4.3 から分かる通りこの波長範囲ではレイリー散乱が主であるために式 (4.4.5) を使用した式 (4.5.5) に従う λ^{-4} の波長依存性を持っている。 $\epsilon_{att}(\lambda, L)$ としては式 (4.5.5) を用いる。

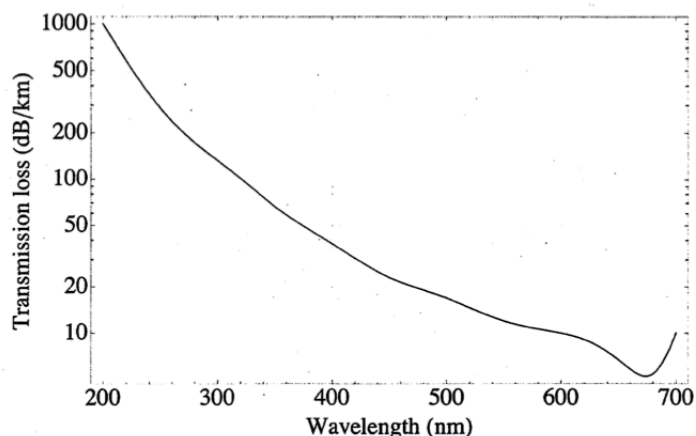


図 5.4.2 : 光ファイバの減衰特性 (dB /km) の波長との関係。

光検出器の光検出効率 η_{PDE} であるが、我々が使用している光電子増倍管は浜松ホトニクス (H10721-110) であり、その感度特性は図 5.2.3 に示すような周波数特性を持っている。応答を得るために $\eta_{PDE}(\lambda)$ にはこの図を数値化したものを用いる。

最後にファイバと光検出器の間の結合効率 $\eta_{couple}(\lambda)$ であるが、我々の場合ファイバ端と光電子増倍管の光電面の間は 5 mm の空間がある構造になっている。この結合効率はファイバ端で光が空間に出る時と光電子増倍管の光電面に入る時の反射率が関係するが周波数特性は考える必要は無い。

光電子増倍管の感度特性と光ファイバの伝送損失を合わせたもの即ち $\epsilon_{att}(\lambda, L) \cdot \eta_{PDE}(\lambda)$ を数値的に算出したものを図 5.4.3 に示す。ここでケーブル長を 10 m、50 m、100 m として算出している。

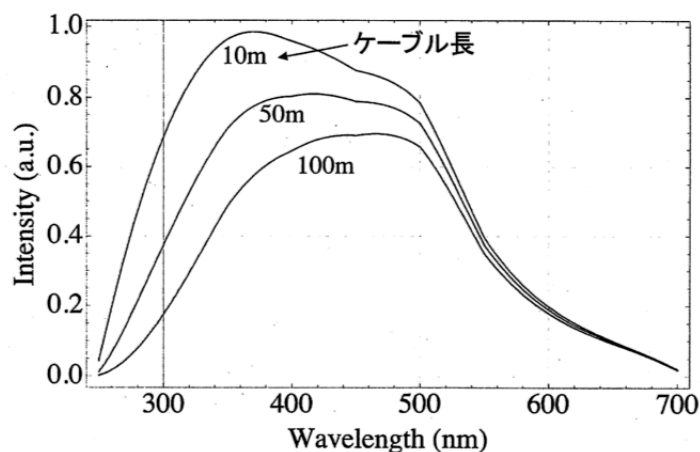


図 5. 4. 3 : 光電子増倍管の特性と光ファイバの伝送損失を考慮した検出器としての感度特性。

これが検出器としての感度特性であるが、図 4. 5. 4 に示したチェレンコフ光の発光特性を考慮すると式 (5. 4. 1) に示した平均検出光子数は図 5. 4. 4 の特性をもつ。

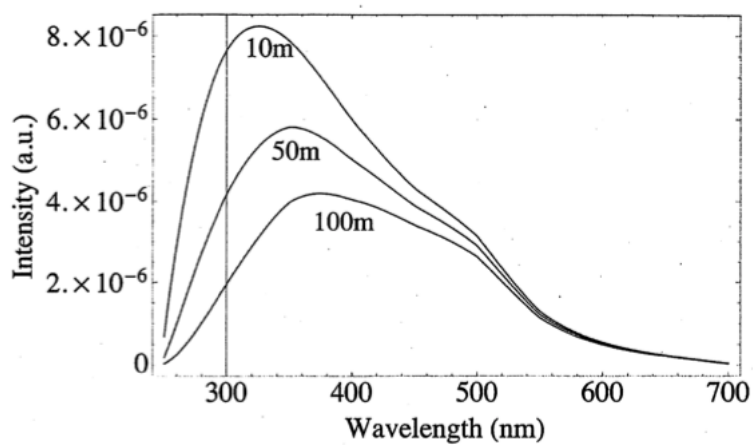


図 5. 4. 4 : チェレンコフ光の発光スペクトルを考慮した光ファイバロスモニタとしての総合的な感度特性。

以上の検証で 300 nm から 500 nm の光について考慮すれば良いことが分かる。但し、光ファイバの長さによって波長感度特性が異なっている事に注意が必要である。

参考文献

- [5-1] http://www.fujikura.co.jp/products/tele/o_applied_p/td4004.html
- [5-2] Y. Yano, S. Michizono, S. Fukuda, S. Ushimoto, “光ファイバービームロスモニターの開発”, Proceedings of 8th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Tsukuba, August 1-3, 2011, pp. 488-493.
- [5-3] <http://www.hamamatsu.com/jp/ja/product/alpha/P/3003/3044/H10721-110/index.html>

6. ビームロスモニタ

第 3.3 節で示した様に純粋石英光ファイバは耐放射線性も高く伝送損失も小さいためビームロスモニタとしての使用に適している。第 4.4 節で述べたように 1 本の光ファイバをビームダクトに布設しビームの上流側の光ファイバ端から出てくる光を PMT で観測するとオシロスコープに表示される波形がそのままビームロス分布を示すため、複雑な後処理をすること無くリアルタイムでビームロス分布が観測出来る。特に、光ファイバをビームダクトに密着して布設した場合はビームがダクトに当たっている場所の特定が可能である。

ビームロスが発生している場所の特定がされていない場合は、まず複数本の光ファイバを使った TOF 法でビームロス源の方向を調査し、次にビームロスが起きていると思われる加速管及びビームダクト上に光ファイバを布設し信号をビーム上流側から観測することでビームロス源の特定が可能になる。

6.1 KEK の電子陽電子入射器

KEKB の入射器である電子陽電子入射器は 8 GeV までの電子と 3.5 GeV までの陽電子が供給可能である。8 GeV の電子を KEKB の high-energy ring (HER) へ、3.5 GeV の陽電子を KEKB の low-energy ring (LER) へ、さらに 2.5 GeV の電子を PF へ、3 GeV の電子を PF-AR へ供給している。PR-AR を除く 3 つのリングには 20 msec ごとにビームを切替えて入射している。

入射器は、図 6.1.1 に示すように、設置場所の制約から 125 m と 488 m の直線部を持った J の形をした加速器になっている。

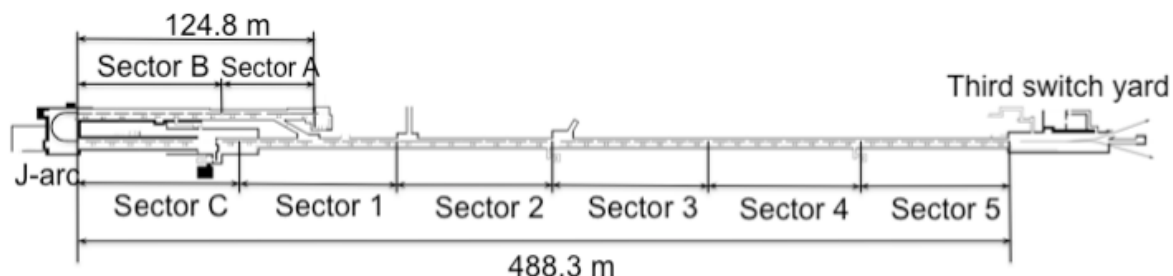


図 6.1.1 : 電子陽電子入射器のレイアウト[6-1]。

それぞれの直線部は J アークと呼ばれるビームを 180° 曲げたビームラインで接続され、直線部はセクター A-C と 1-5 の 8 つのセクターで構成されている。A セクターを除く 7 つのレギュラー加速セクションは 1 つの中電力クライストロンと 8 つの大電力クライストロンで構成されている。1 つの大電力クライストロンはパルスコンプレッサーを介して 4 本の加速管へ RF パワーを供給している。加速管は 224 本の S バンド (2856 MHz) 加速管と 8 本の C バンド (5712 MHz) 加速管からなっている。8.44 m の長さのレギュラー加速ユニットは 4 本の加速管で構成されており、繰り返し 50 Hz で 160 MeV のエネルギー利得を得ている。1 加速ユニットの詳細を図 6.1.2 に示す。

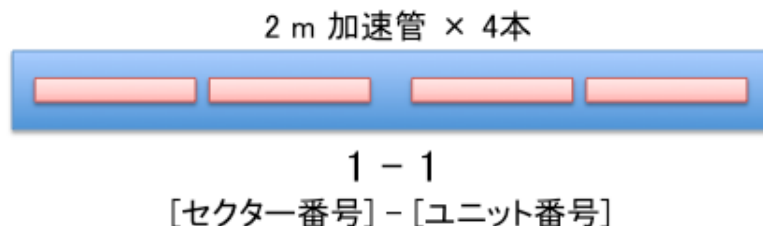


図 6.1.2 : 1 加速ユニットの詳細図。

6.2 加速管 C7,C8 付近のビームロス測定

光ファイバのビームロスモニタとしての性能を評価するため、残留放射能が他に比べ高い場所(ホットスポット)付近に光ファイバを設置した。図 6.2.1 の赤線で示すようにコア径 $600 \mu\text{m}$ 、長さ 30 m の光ファイバを C_7 加速管の真空マニホールド用貫通孔から下し、C_7 の 4 本目の加速管 C_7_4 から C_8_1 まで、加速管、四極マグネットのチェンバーおよび 10 m のダクト上に密着させて布設し、C_8 導波管の貫通孔を通しギャラリーに上げた。ギャラリーは入射器地上部の電源等が設置してある場所である。光ファイバの両端は FC コネクタによる端末処理がされている。光ファイバ中の光の伝搬速度を測定するために、布設した光ファイバの後にコア径 $600 \mu\text{m}$ 、長さ 10 m の光ファイバを FC コネクタアダプタで延長した。 30 m の光ファイバ内で発光したあとビーム下流側に伝送し 10 m の光ファイバの接続部分と最終端で反射された反射光の時間差から光ファイバ内の光の伝搬速度を測定する。

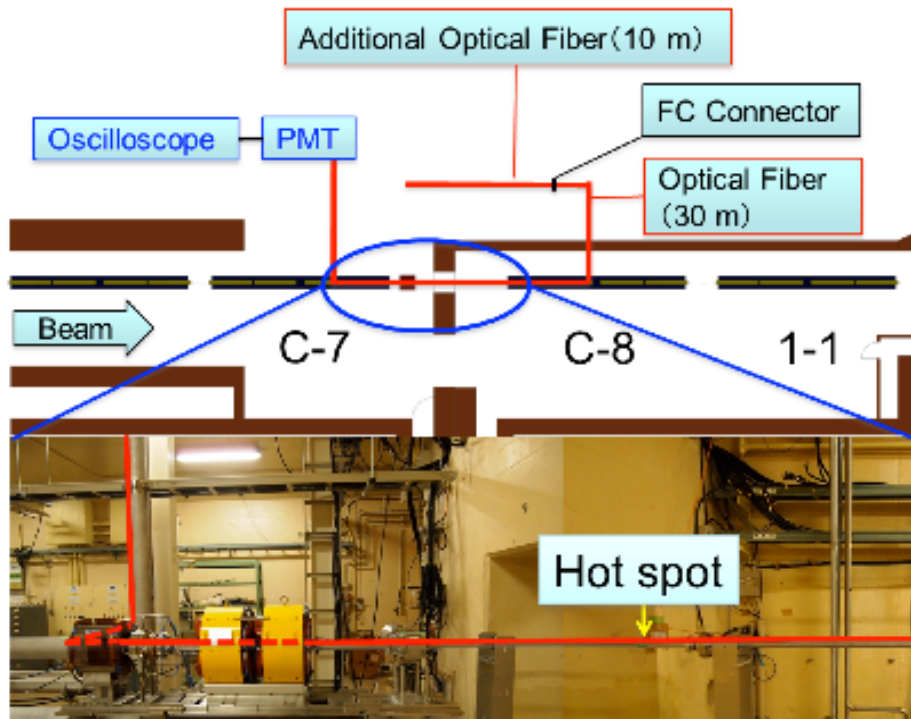


図 6.2.1 : 布設した光ファイバの経路とホットスポット付近 (AC_C7_4~AC_C8_1) の写真。

図 6.2.2 にビーム上流側の光ファイバ端で観測したオシロスコープの波形を示す。

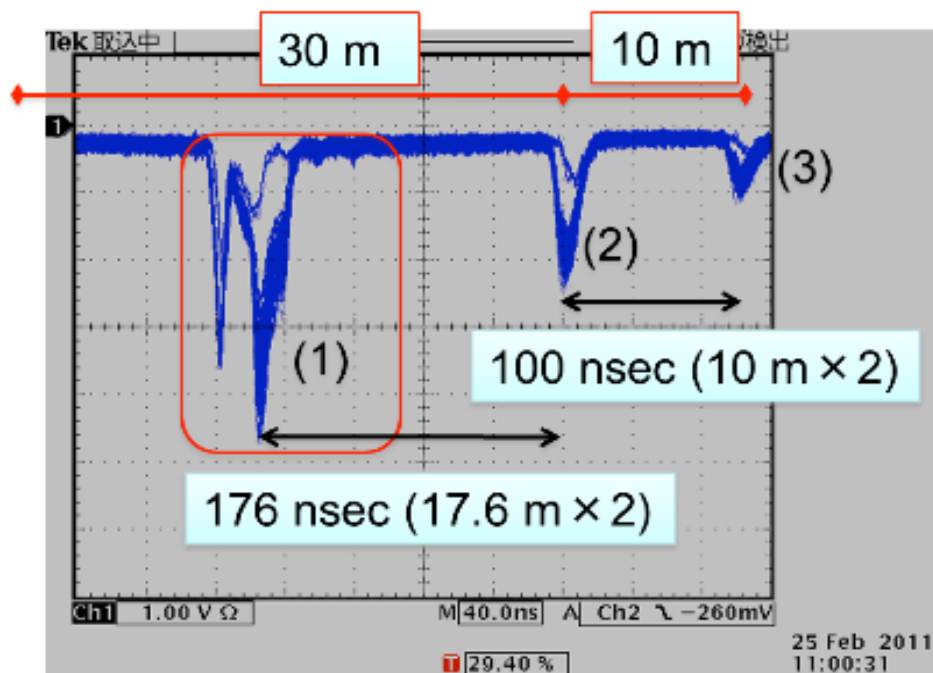


図 6.2.2 : ビーム上流側の PMT による観測波形。

(1)はビームロスが発生した場所から上流側に直接届いた光、(2)はビーム下流側に出た光が30 m光ファイバの終端(FCコネクタ部)で反射してきた光、(3)は延長した10 mのファイバ端で反射して戻ってきた光である。(2)と(3)の時間間隔から光ファイバ中の光速が 2.0×10^8 m/sec である事が分かる。また、(1)と(2)の間隔から(1)のピークの場所は30 m光ファイバ端から17.6 mの距離にあることが分かる。図 6.2.3 に赤線で囲った(1)の部分の波形とその場所のレイアウト図の重ね合わせを示す。(1)の最初のピークは四極マグネットの中、次の最大のピークがホットスポットの位置に対応している。オシロスコープの波形をみると主に2つの波形が確認出来る。ホットスポットに大量にビームが当たっている場合の波形と殆ど当たっていない場合の波形に対応する。上流のビームチューニングの僅かな違いによってホットスポットでのビームロスに大きな違いがあることが分かる。

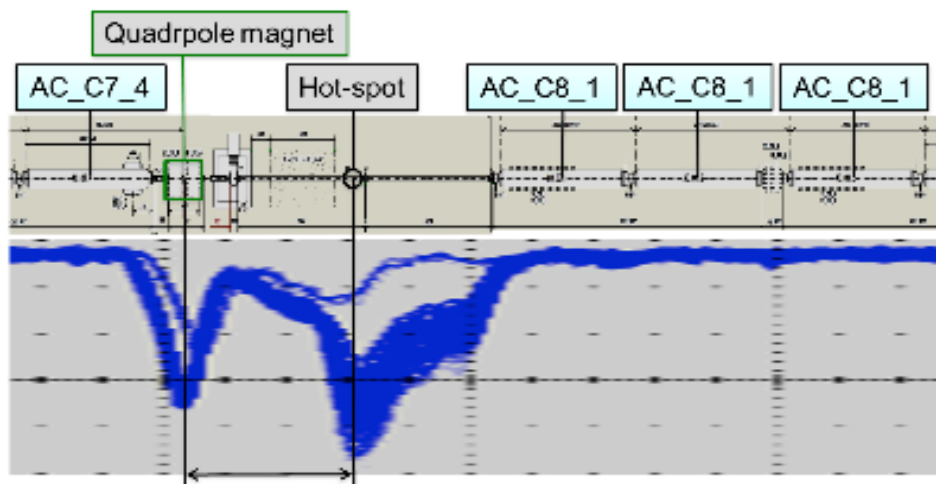


図 6.2.3 : ビームロスの波形とダクトのレイアウト図。

この実験により、ビームがダクトにあたっている場所を探すにはビームダクトに密着して光ファイバを布設することが非常に有効であることが分かる。また、加速器のコントロールパネル上に図 6.2.3 のようにレイアウト図と波形を同時に表示することで加速器のオペレーターはビームチューニングにこの情報をリアルタイムで活かすことが出来る。

6.3 入射器下流部のビームロス

図 6.3.1 に示すように入射器の最下流部に PF, PF-AR, KEKB にビームを振り分ける第 3 ビームスイッチヤードがある。

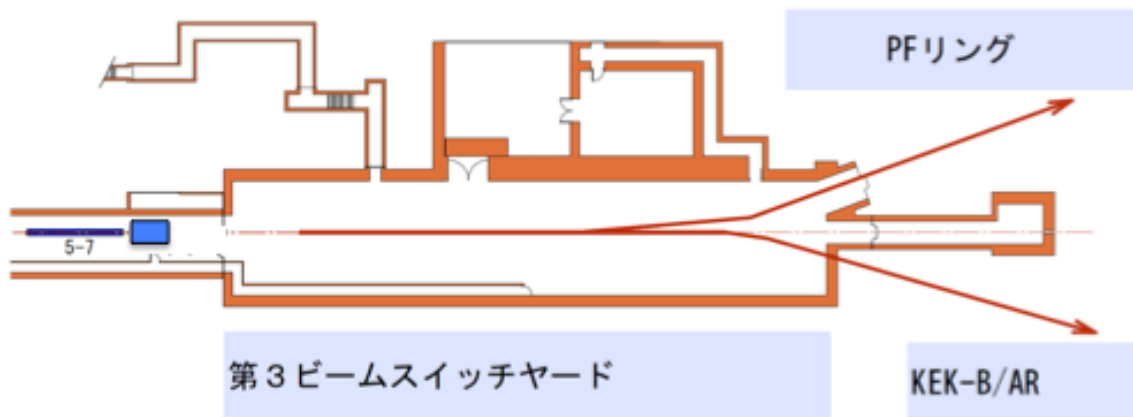


図 6.3.1 : 第 3 ビームスイッチヤード。

このエリアはビームロスの発生し易い場所であるため、光ファイバを設置しロスモニタとしての評価を行った。

地上部のギャラリーから地下の加速管室に向けては多数の貫通孔があり運転中でも容易に光ファイバを挿入する事ができる。光ファイバの設置に使用した貫通孔は、入射器の最下流にありビームを振り分けるパルス電磁石 (BP_58_1) から約 5 m 下流に位置する。図 6.3.2 に観測に使用した貫通孔の写真を、図 6.3.3 にパルス電磁石 (BP_58_1) 及びビームラインと貫通孔の位置関係を示す。貫通孔の直径は 0.3 m である。ビームロス源の特定は主に貫通孔 (1) と (2) を使って行なった。

まず、ビームロスにより発生した荷電粒子が飛来してくる方向を調べるために、同じ長さの 2 本の光ファイバを貫通孔 (1) と (2) の内面に沿って下ろし 2 つの信号の時間差を観測した。

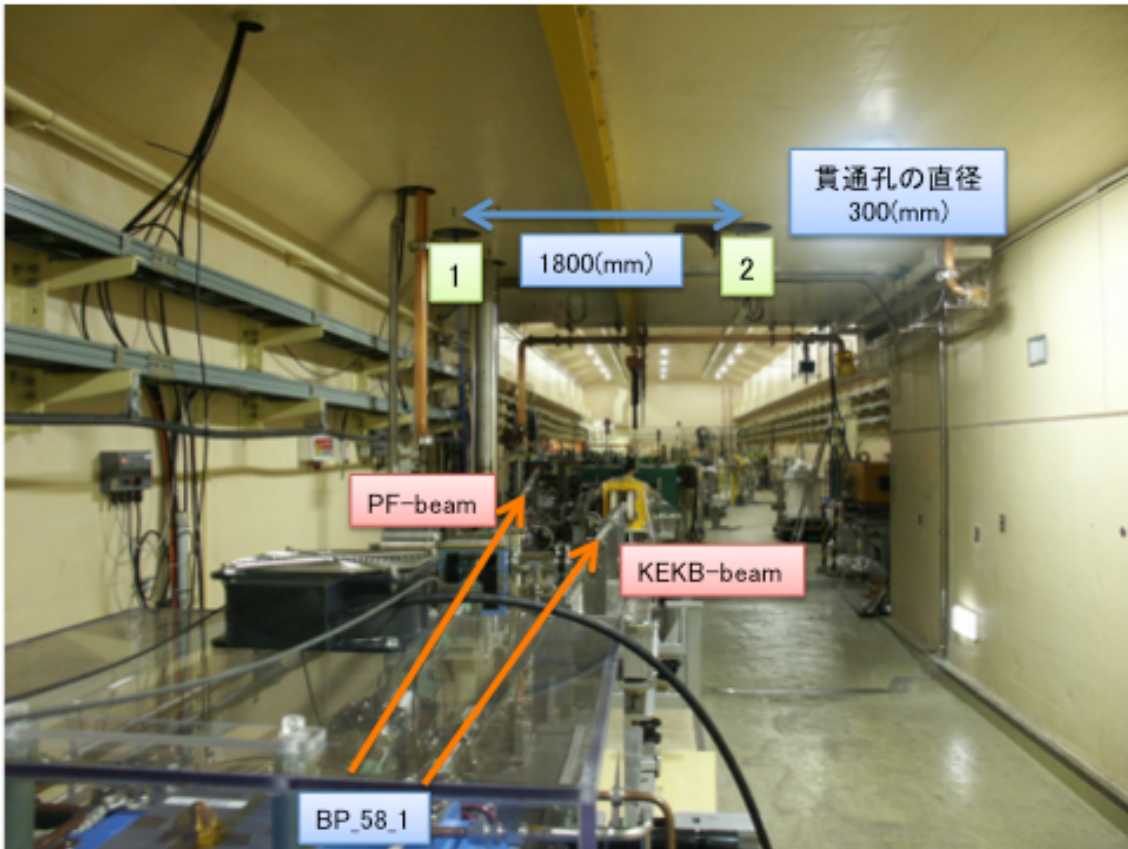


図 6.3.2 : 加速管室から見上げた観測用貫通孔の写真。

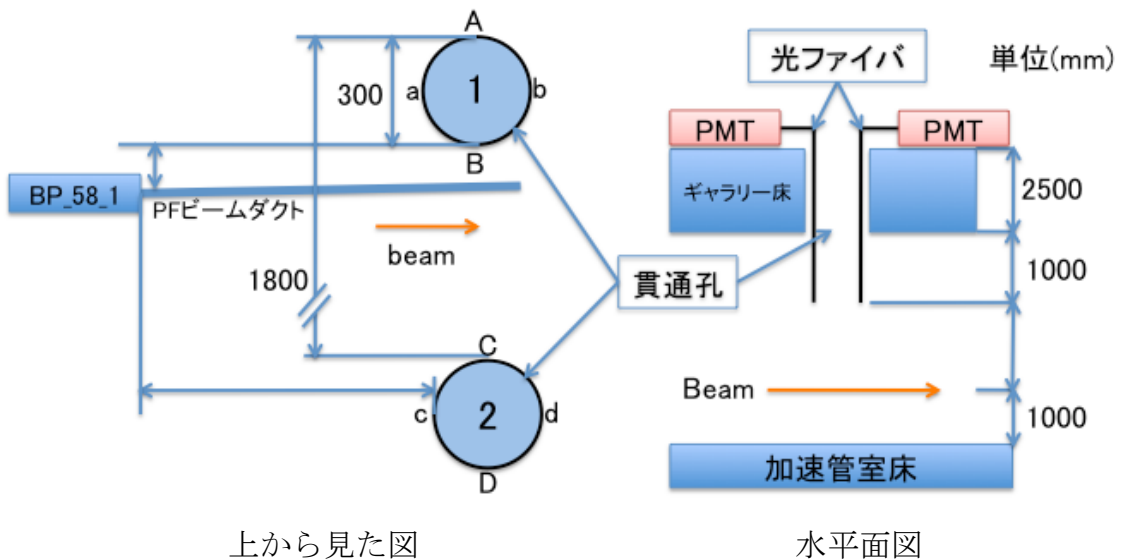


図 6.3.3 : パルス電磁石 (BP_58_1) 及びビームラインと貫通孔の位置関係。

2本の光ファイバからの信号を較正するために同じ場所に光ファイバを下し、オシロスコープで観測した2本の光ファイバからの信号強度が同じになるようにPMTのゲインを調整した(図6.3.4参照)。図6.3.4において

Ch-1, Ch-2 が 2 本の光ファイバからの信号である。また、図の左には貫通孔 (1), (2) を上から見た配置が示されている。A, B, a, b および C, D, c, d は貫通孔内の位置を表し、黒丸は光ファイバの位置を表す。

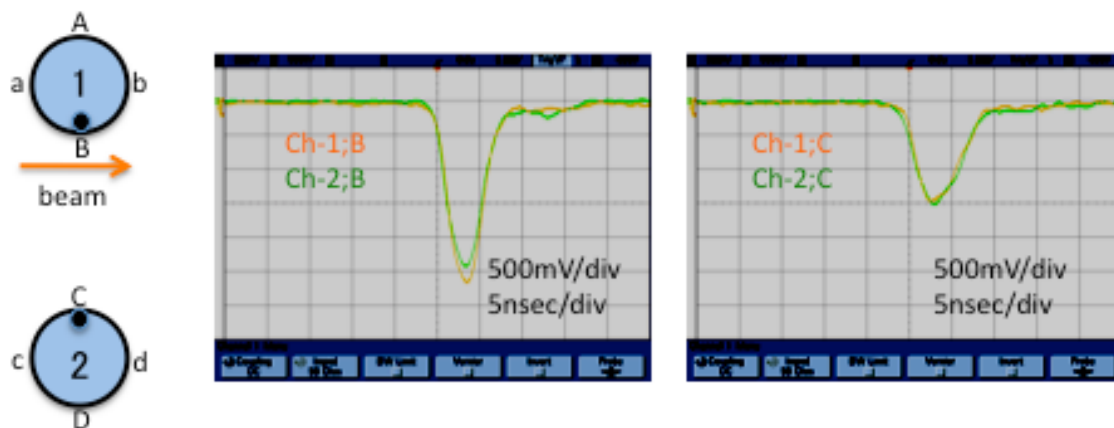


図 6.3.4 : 同じ場所に垂らした光ファイバによる観測波形。

次にビームに対し光ファイバを 4 つの方向に並べて観測し信号の時間差を観測した。PMT とオシロスコープのチャンネルに特性の違いがあると観測結果に影響を及ぼすので同じ測定点につきチャンネルを入れ替えて観測した。貫通孔 (1) からの観測結果を図 6.3.5 に貫通孔 (2) からの観測結果を図 6.3.6 に示す。測定された時間差は表 6.3.1 のようにまとめられる。

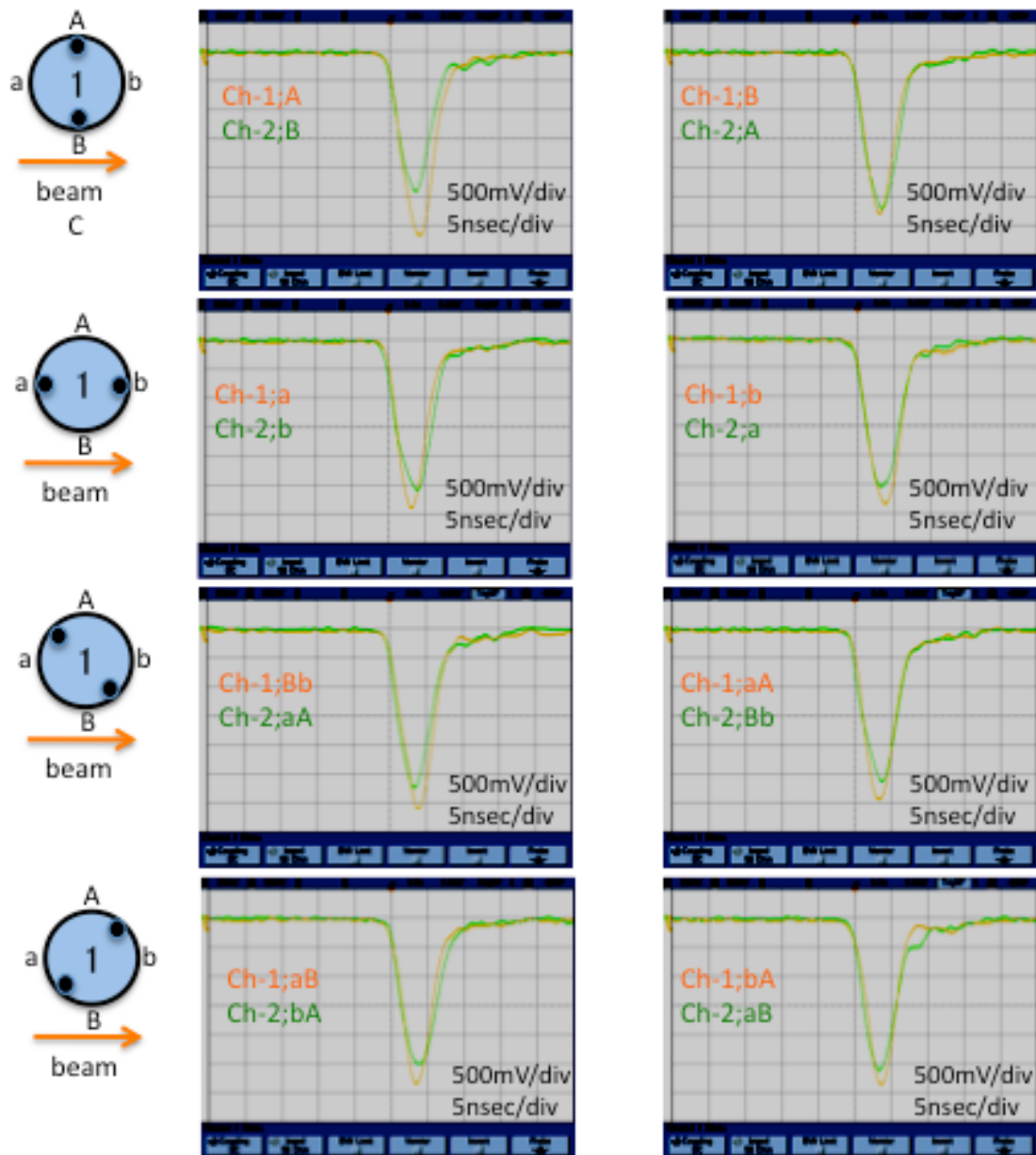


図 6.3.5 : 貫通孔(1)から垂らした光ファイバによる観測波形。

ここで、例えば aA は a 点と A 点の周に沿った中間点を表す。

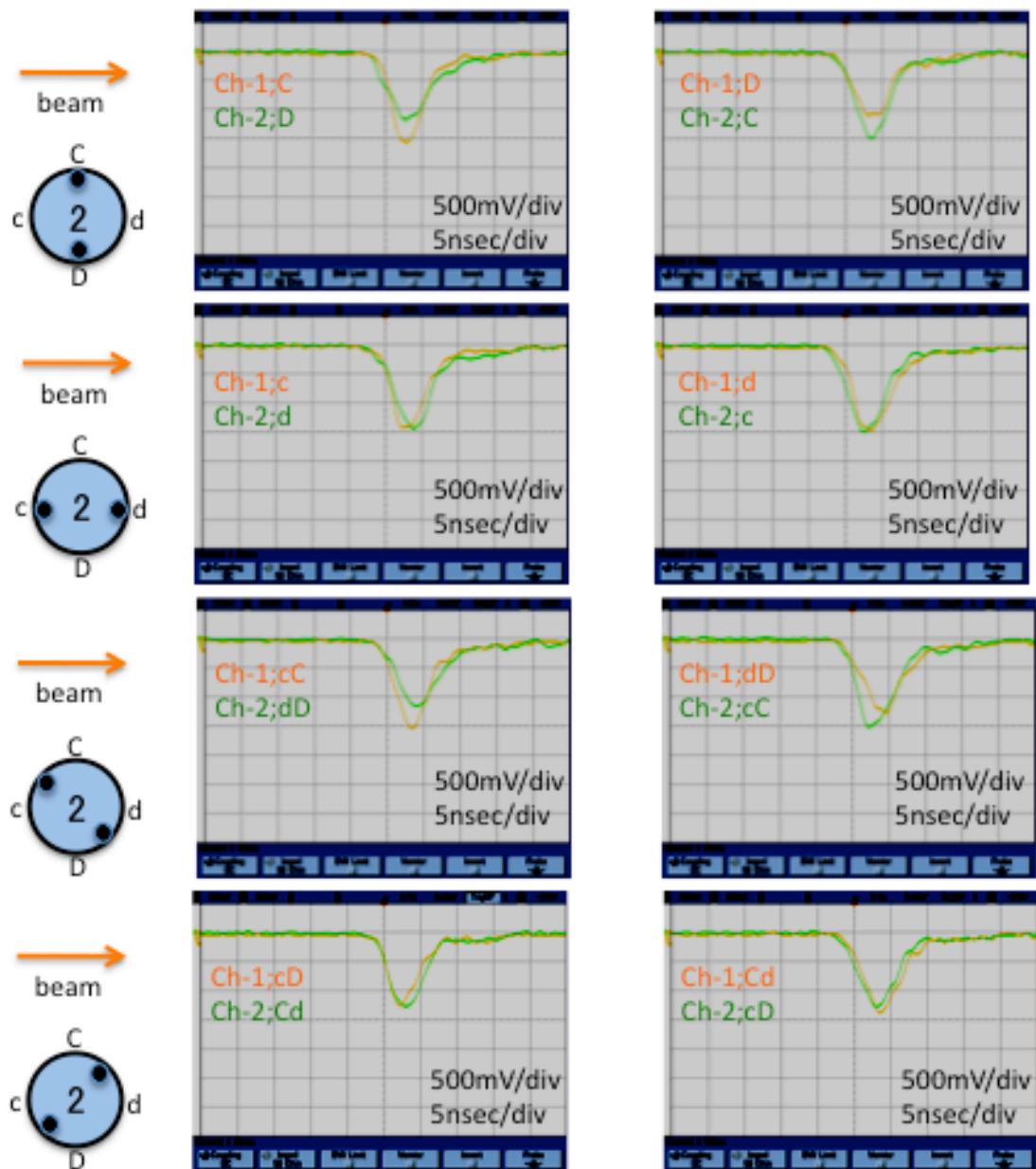


図 6.3.6 : 貫通孔(2)から垂らした光ファイバによる観測波形。

表 6.3.1 : 貫通孔に垂らした 2 本の光ファイバの信号の時間差。

貫通孔内に垂らしたファイバの場所	時間差
測定点 A と 測定点 B	0.5 nsec 以下
測定点 a と 測定点 b	約 1 nsec
測定点 aA と 測定点 bB	1 nsec 以下
測定点 aB と 測定点 Ab	約 0.5 nsec
測定点 C と 測定点 D	0.5 nsec 以下
測定点 c と 測定点 d	約 1 nsec
測定点 cC と 測定点 dD	約 1 nsec
測定点 cD と 測定点 Cd	0.5 nsec 以下

貫通口の直径は 0.3 m なので、表 6.3.1 の結果から粒子が上流から $\pm 45^\circ$ 以上に広がって飛来していることが推定されるが、加速管室に垂らした光ファイバにはダクト上の様々な場所から荷電粒子が飛び込んで来ることと、荷電粒子が飛び出す場所が時間と共に移動するためこれらの情報からビームロス源を特定するのは困難である。

次に、ビームロス源の特定とビームロスの分布を調べるために BP_58_1 上流から BM_61_F1 までのダクト上下左右に光ファイバを布設し、その区間のビームロス分布を光ファイバ上流端で観測した。光ファイバはダクトに密着して布設したが、ゲートバルブ、フランジ、ダクト支持の金具等がある場所では光ファイバとダクト間に距離がある部分がある。また、BP_58_1 の場所では光ファイバはマグネットの外に布設してある。光ファイバは BM_61_F1 の後で終端しているので、波形の後半では上流で出た光が終端で反射したものとその場所が出た光が重ね合わさって観測される。図 6.3.7 にレイアウト図面とその付近の写真を、図 6.3.8 に通常運転時のビームロス波形を示す。

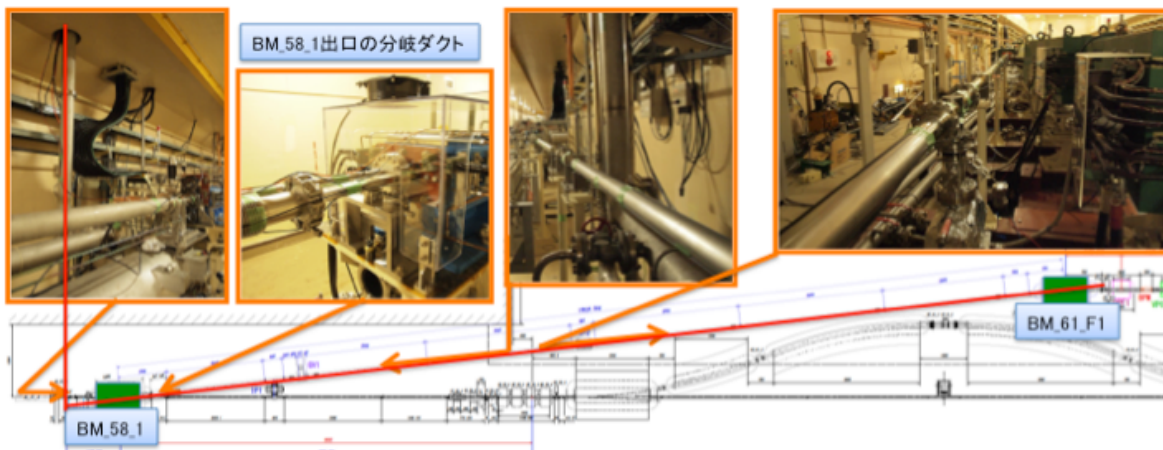


図 6.3.7 : BP_58_1～BM61_F1 レイアウト図面とその付近の写真。

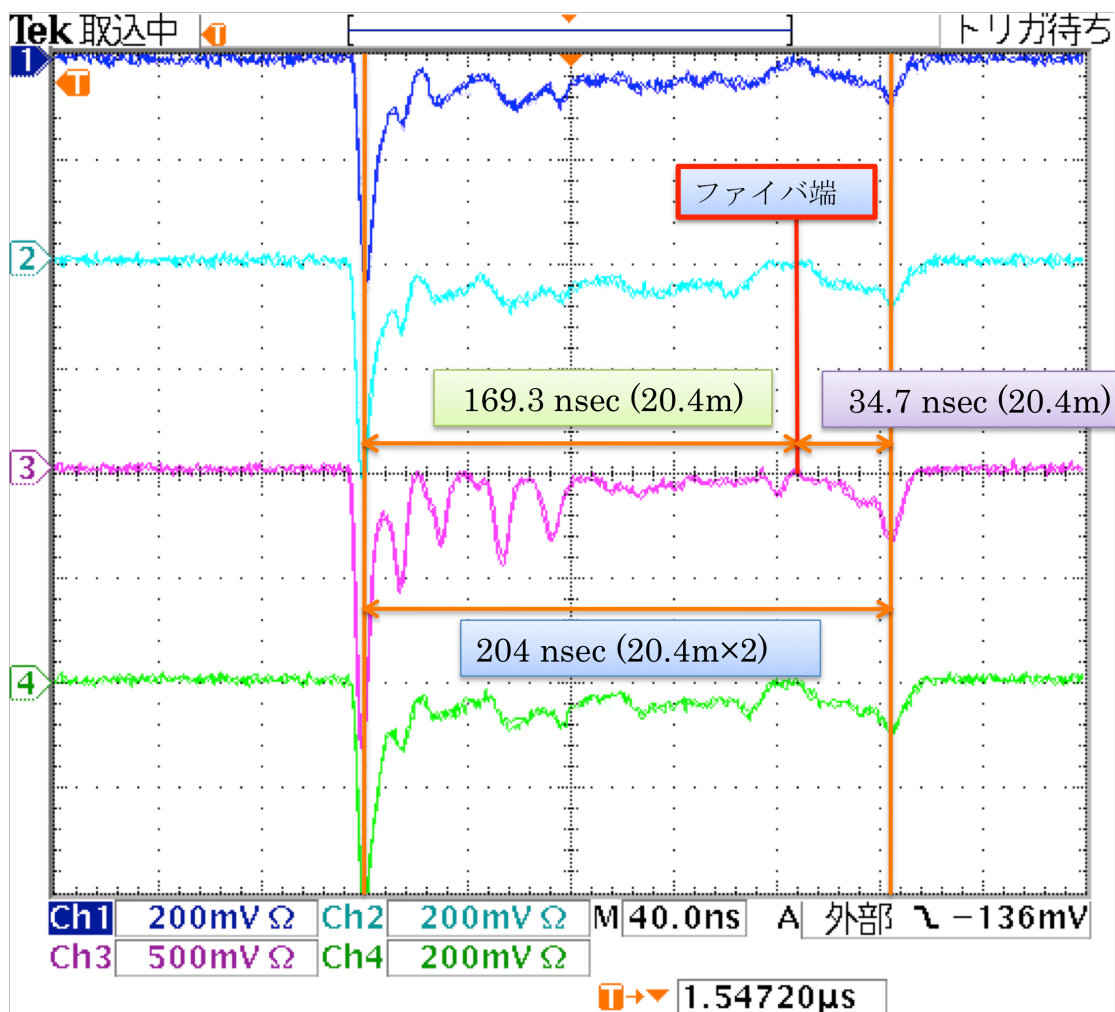


図 6.3.8 : 通常運転時のビームロス波形。

オシロスコープの各チャンネル ch-1, ch-2, ch-3, ch-4 には、ビーム上流側から見てダクトのそれぞれ右、上、左、下に設置した光ファイバからの信号が接続されている。信号が最大の箇所は BP_58_1 出口の分岐ダクト中心で光ファイバがダクトに接している部分である。オシロスコープの波形の最後のピークは分岐ダクトで下流側に出た光がファイバ端で反射して戻ってきたものである。2つの信号の時間間隔が 204 nsec であるから分岐ダクト中心から光ファイバ端までの長さは 20.4 m と読み取れる。204 nsec の前半 169.3 nsec はチェレンコフ光が直接上流側に届いたものでその波形からビームロス分布を知ることが出来る。実際の光ファイバはここまでで後半の 34.7 nsec はファイバ下流端でのビームロスが観測されてから、分岐ダクトで下流側に出たチェレンコフ光のファイバ端での反射が観測されるまでの時間である。第 4.4 節で示した通り時間軸方向に 1/5 に圧縮され波形の時間も前後している。

分岐ダクト中心から BM_61_F1 の下流端までの距離は実測で 19.5 m である。光ファイバはさらに 1 m 長くなっているため分岐ダクト中心から光ファイバ端までの長さは 20.5 m である。ファイバ中の発光点が分岐ダクトに接している部分であると特定出来るため、発光点からファイバ端までの距離はオシロスコープの信号による計算値とメジャーによる実測値とで良く合っていると見える。

ダクトの左側に布設した光ファイバからの信号が突出して大きい（注；ch3 のみレンジが 500 mV/div で他は 200 mV/div）。この理由としては、PF 用のビームがマルチバンチ（2～3 バンチ）であり、マルチバンチビームではエネルギーが低い粒子を多く含んでいるため低エネルギー粒子が BP_58_1 の磁場でより大きく曲げられ出口の分岐ダクトに当たっているためと推定される。

図 6.3.9 にビームエネルギーを変えた時のビームロスの様子を示す。ビームエネルギーを上げて行くと約 40 MeV 上がった所で右のダクトにビームが当たり始めていることが分かる。ビームエネルギーをさらに上げて行くとビームが当たり始める箇所が上流に移動してきている。この場合大量のビームがダクトに当たることによりシャワーで発生した大量の荷電粒子が他のファイバも通過し全チャンネルで信号が出ていると考えられる。

一方、ビームエネルギーを下げて行くと約 20 MeV 下がった所で下流のロスに変化が見られる。4ch ほぼ同時にビームロスが見え始めている。さらにビームエネルギーを下げて行くとビームが当たる箇所は上流に上がってくるが、エ

エネルギーを上げた場合と明らかにロスのパターンが異なっている。

ビームエネルギーを上げて行った場合エネルギー分布の高い側の裾がダクトの右側に当りビームが削られ始める様子がわかる。一方、エネルギー分布の低い側の裾は上流で既に削られているため 1ch だけ信号が見える領域が無いと推測される。また、エネルギーを上げると分岐ダクトでのロスが少なくなっているのが分かるが、おそらくビームは BP_58_1 の中を左寄りを通っていると思われる。

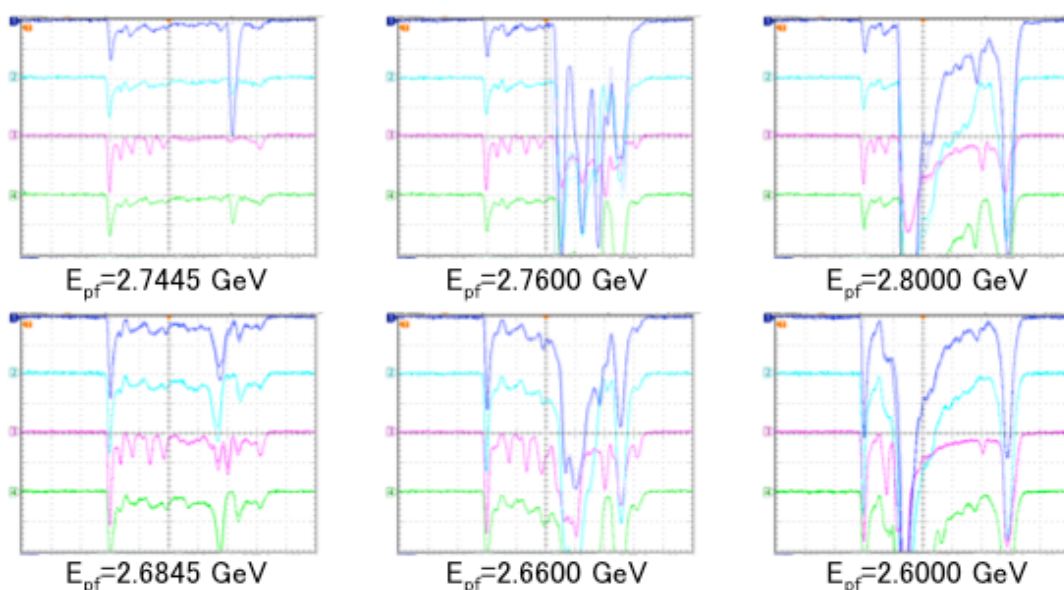


図 6.3.9 : エネルギーを変えた場合のビームロス波形。

ビームエネルギーを一定にして BP_58_1 の磁場を変えた場合も同様な結果を示した。

次に、BP_58_1 の内部のビームロスを確認するために長さ 15 m の光ファイバ 2 本を上記の 4 本のファイバと同じ経路で BP_58_1 の中を通して信号を観測した。図 6.3.10 に分岐ダクト付近の写真を示す。

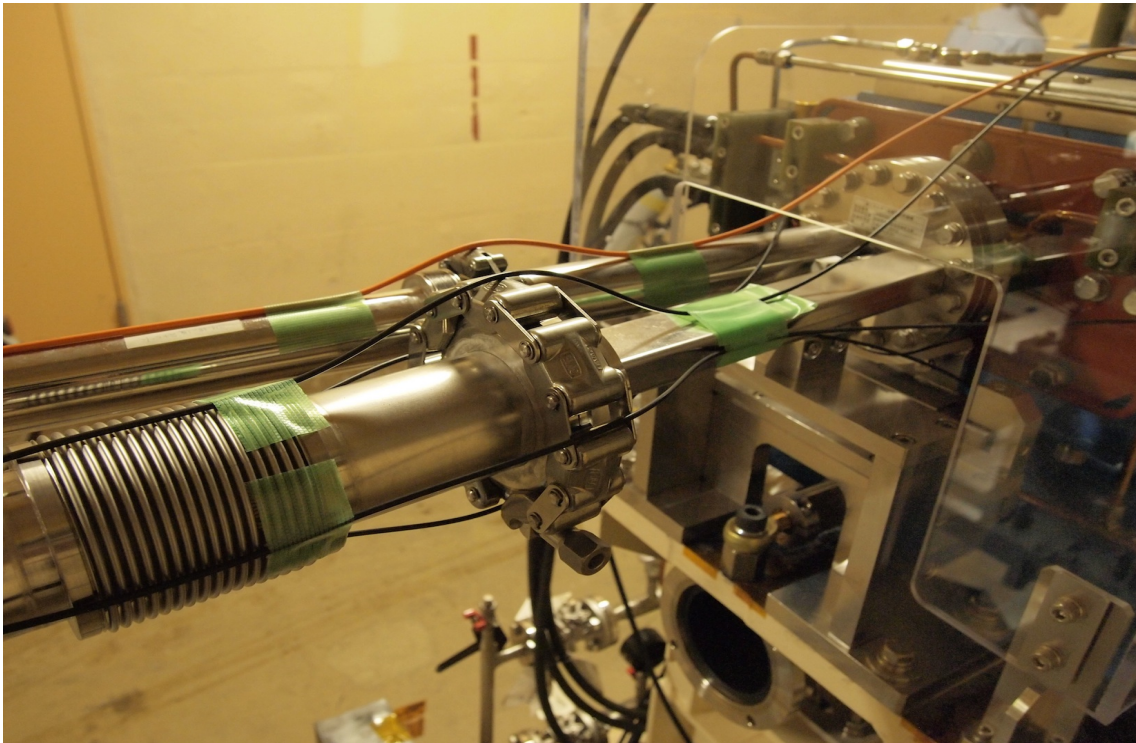


図 6.3.10 : BP_58_1 下流の分岐ダクトの写真。

図 6.3.11 に観測波形を示す。オシロスコープの各チャンネル ch-1, ch-2, ch-3, ch-4 には、上流から見てそれぞれマグネット外部の右、マグネット内部の右、マグネット外部の左、マグネット内部の左に設置された光ファイバからの信号が接続されている。図の赤枠の中の波形がこれまで通りのオシロスコープのレンジでの波形である。BP_58_1 の図面に各チャンネルのレンジを上げた波形を重ねてある。

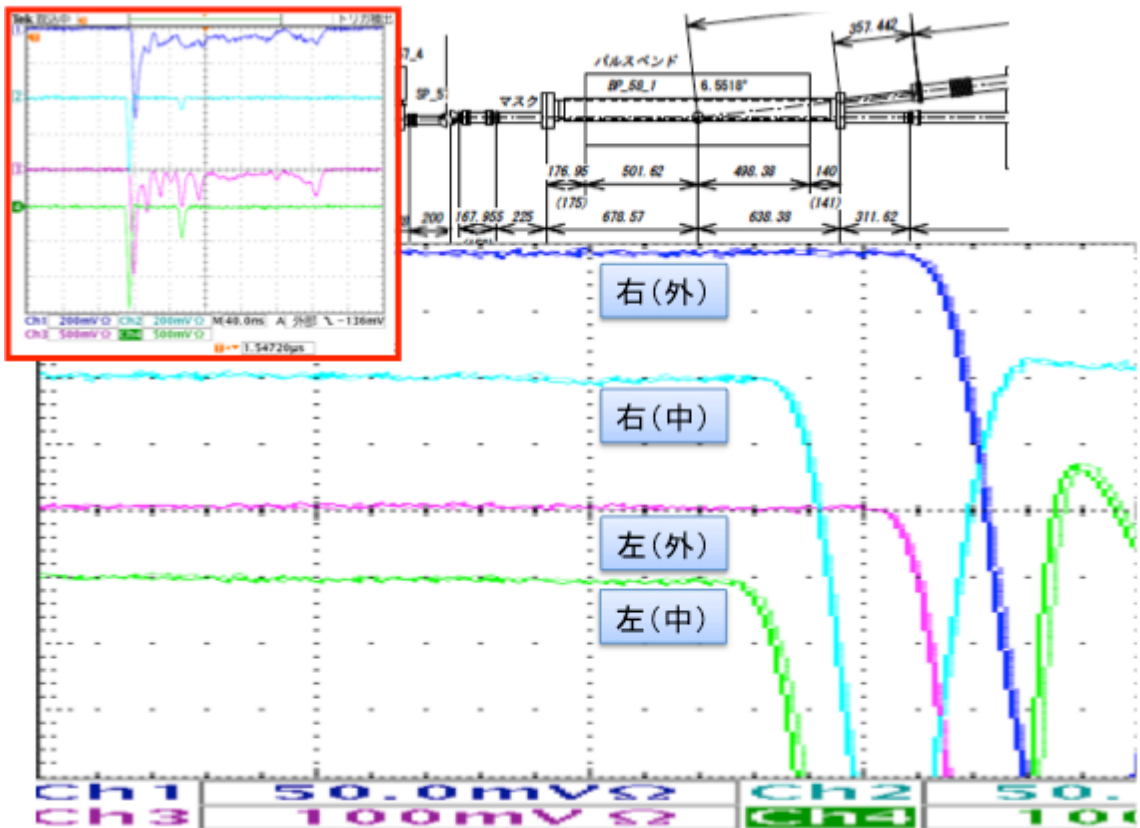


図 6.3.11 : BP_58_1 内部のビームロス。

オシロスコープから分岐ダクトまでの光ファイバの長さが、BP_58_1 の内部を通したものと外を通したもので違うのでロスの位置が異なって見えている。ch-2, ch-4 の 2 つめのピークは分岐ダクトの所で下流方向に出た光がファイバの端面で反射して検出された信号である。この観測結果から、分岐ダクトでのビームロスが始まる前にはビームロスが観測されていないので、通常の運転状態では BP_58_1 の内部ではほとんどビームロスは無く分岐ダクトで大量にビームロスが発生している事が分かる。

BP_58_1 の内部でビームロスが発生する状況を確認するために上流のワイヤスキャナのワイヤ(WS_56_2)をビーム内に挿入してビームロスを観察した。図 6.3.12 にその観測波形を示す。

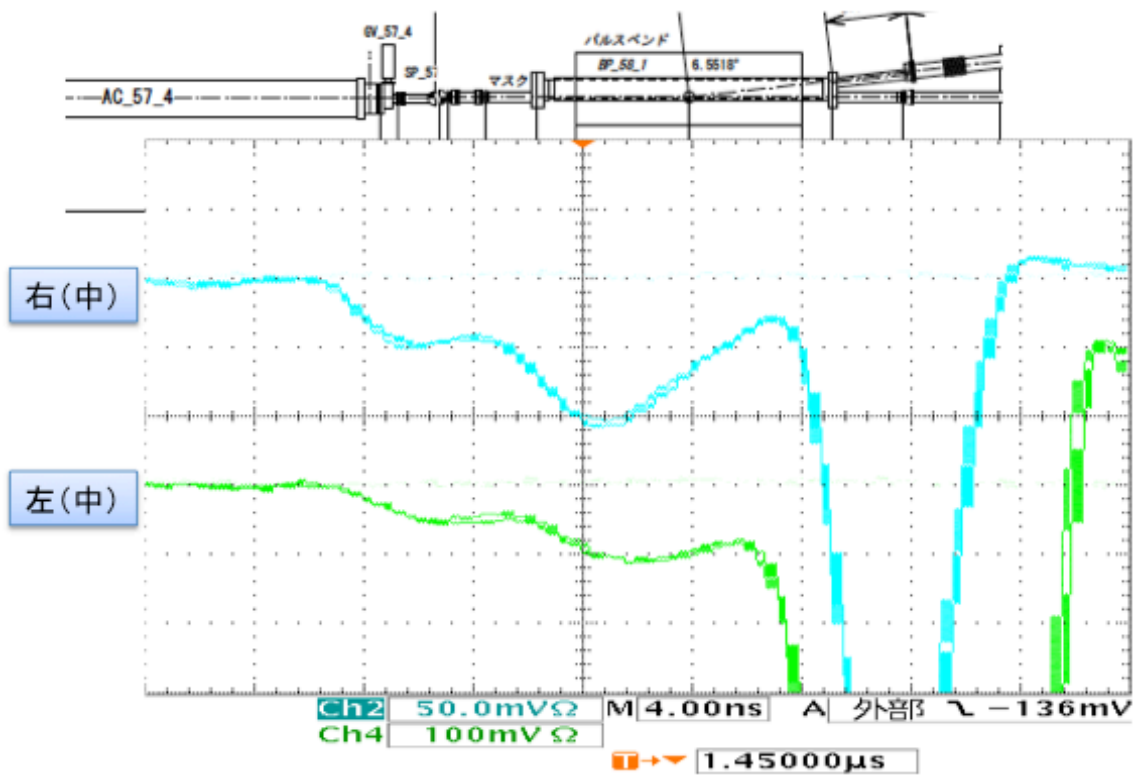


図 6.3.12 : ワイヤをビーム内に挿入した時の BP_58_1 内部のビームロス。

ビームロスのピークの位置を図面の分岐ダクト位置に合わせてある。絶対量は非常に小さいが、BP_58_1 の上流部でビームロスが増加していることがわかる。

6.4 ビームロス量の評価

光ファイバで測定したビームロスによる信号強度とビームロスによる放射線量の関係を求めるため、光ファイバによる信号強度測定と TLD (熱ルミネセンス線量計) による放射線量測定の比較を行った。測定は図 6.4.1 に示す PF ビームラインで行い、コア径 400 μm の光ファイバを使用した。布設経路は BP_58_1 の上流から PF リングのパーティションドアの前までとした。光ファイバは全てのマグネットの中を通し、ダクトの左右に 1 本ずつ密着させて設置した。

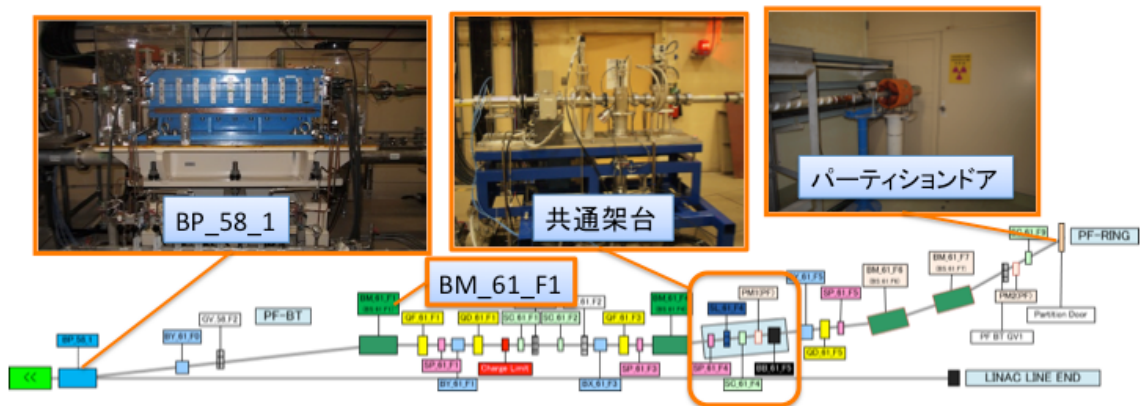


図 6.4.1 : PF ビームラインのレイアウト。

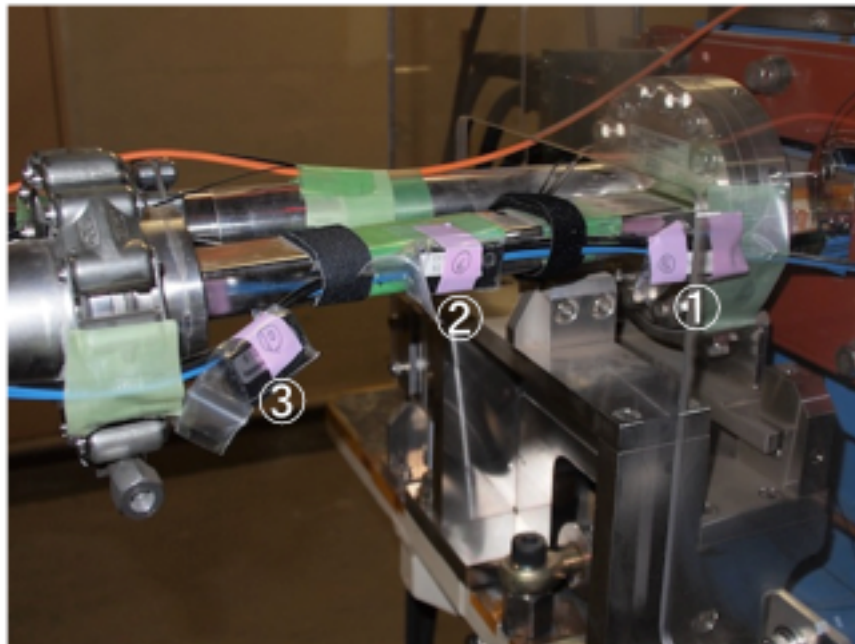


図 6.4.2 : 分岐ダクトに設置した光ファイバと TLD の写真 (1)。

ここで、青色はBP_58_1、緑色は偏向電磁石、黄色は4極電磁石、水色はステアリング電磁石である。その他ビームポジションモニタ、スクリーンモニタ、チャージリミッタ等が設置されている。

測定では、分岐ダクトからBM_61_F1のストレートセクションの壁側の光ファイバに20個のTLDを付けて加速器運転を行い光ファイバの信号強度とTLDによる放射線量測定を比較した。分岐ダクトに設置した光ファイバとTLDの写真を図6.4.2に示す。

分岐ダクト部に設置したTLDは1 Hz(60 ビームショット/分)で5分間、その他のTLDは20分間照射した。表6.4.1に示すように測定データは照射時間1分間でノーマライズした。

表 6.4.1 : TLD による放射線量の測定結果 (1)。

設置場所	平均照射量 (mSv/min)	ショット当りの照射量 (mSv/shot)
分岐ダクト部①	378	6.30
分岐ダクト部②	3646	60.76
分岐ダクト部③	317	5.29
その他、④～⑳	0.8～147	0.01～2.44

図 6.4.3 にこれらの測定結果と光ファイバロスモニタの信号をビームラインの図面に重ねたものを示す。

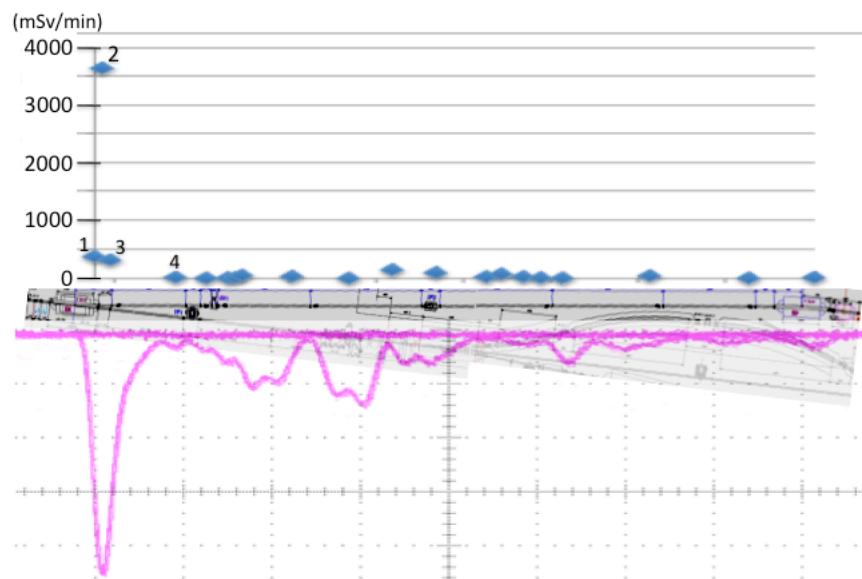


図 6.4.3 : TLD の測定結果と光ファイバロスモニタの信号 (最大レンジ 4000 mSv/min)。

図 6.4.3 では①、②、③以外は照射量の比較ができないのでレンジを変更したグラフを図 6.4.4 に示す。

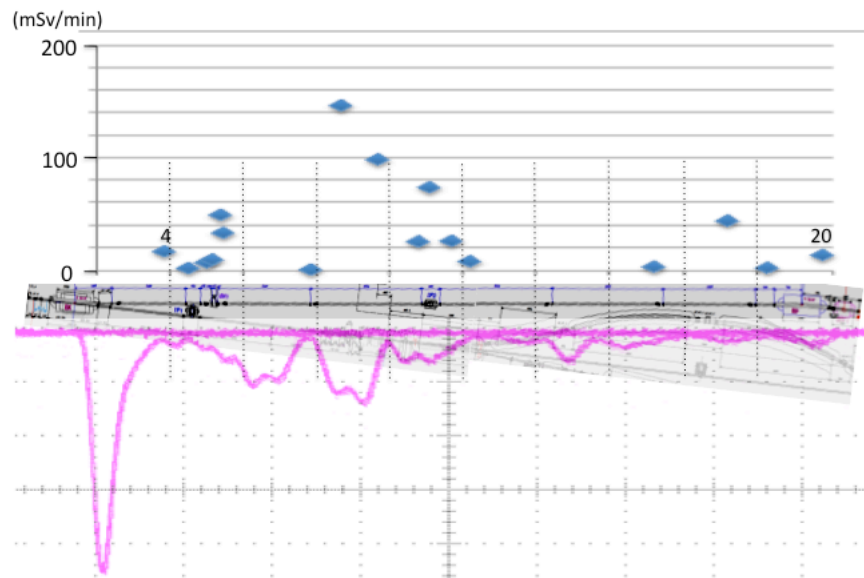


図 6.4.4 : TLD の測定結果と光ファイバロスモニタの信号（最大レンジ 200 mSv/min）。

この図から光ファイバの信号と TLD への照射量には明らかな相関があることが分る。ただし、二つの量は単純な比例関係にはなっていない。その理由として、光ファイバ、TLD のいずれのモニタもビームロスを直接モニタしているのではなく、光ファイバではビームロスにより生じたチェレンコフ光を測定し、また、TLD ではビームロスにより生じたガンマ線を測定しているためと考えられる。前者では、チェレンコフ光の生成確率、光ファイバでの光の減衰、また、後者ではガンマ線の波長に対する TLD の感度分布などが測定値に影響を与える。今後、2つの測定方法の詳細な比較が必要である。

図 6.4.2 からわかるように、表 6.4.1 の 1 と 3 の測定点はチェンバー壁から 2-3 cm 離れている。チェンバー壁から測定点までの距離と放射線量との関係を比較するため、図 6.4.5 に示したように TLD をチェンバー壁に密着して設置し放射線量測定を行った。図中 5 と 6 の TLD がチェンバー壁に接して置かれたものである。TLD は 1 Hz で 10 分間照射された。結果を表 6.4.2 に示す。

使用した TLD の測定範囲は $10 \mu\text{Sv}$ から 10Sv なので分岐ダクト⑤と⑥では照射量が測定範囲を大幅に上回っている。

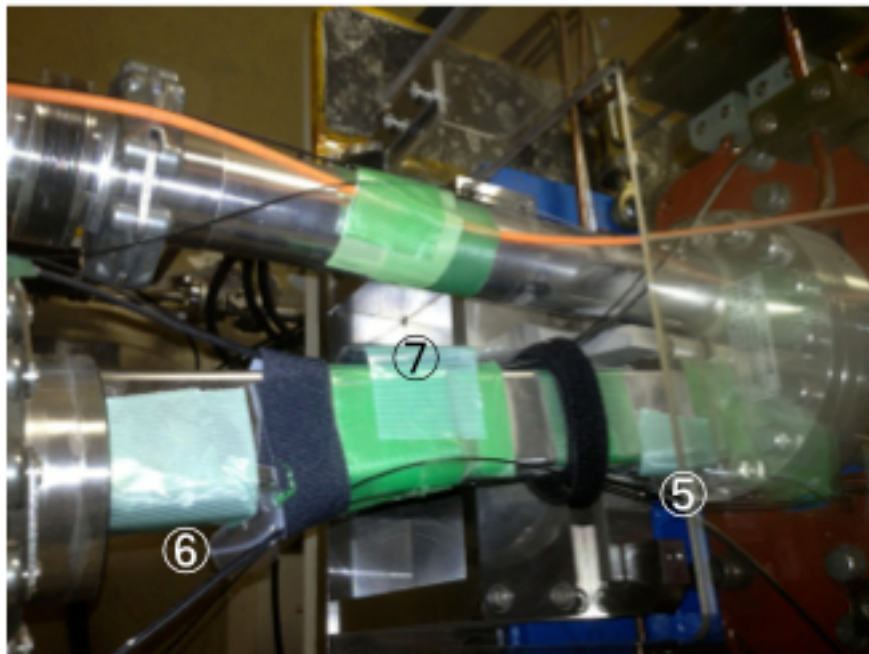


図 6.4.5 : 分岐ダクトに設置した光ファイバと TLD の写真 (2)。

表 6.4.3 に TLD をダクトに直かに設置した場合と 2~3 cm 離して設置した場合の結果を比較して示す。

表 6.4.2 : TLD による放射線量の測定結果 (2)。

設置場所	平均照射量 (mSv/min)	ショット当りの 照射量 (mSv/shot)
分岐ダクト⑤	7210	120.2
分岐ダクト⑥	2512	41.9
分岐ダクト⑦	126	2.1

表 6.4.3 : 分岐ダクトへの TLD の設置場所による照射量の違い。

設置場所	平均照射量 (mSv/min)	ショット当りの照射量 (mSv/shot)
分岐ダクト部①	378	6.30
分岐ダクト部③	317	5.29
分岐ダクト部⑤(直付け)	7210	120.2
分岐ダクト部⑥(直付け)	2512	41.9

分岐ダクト部①と③はダクトから 2~3 cm 離れているため照射量は 1/10 以下になっている。このデータは、チェンバー壁に沿ったビームロス分布を調べるには光ファイバや TLD のセンサをチェンバー壁に密着して置くことが重要であることを示している。

光ファイバを加速器のモニタとして使用する際には放射線照射による光ファイバの耐用年数が重要な検討項目の一つとなる。耐用年数は加速器の運転状態に依存するが、以上の実験で得られたデータに基づき、入射器の運転条件下での耐用年数を試算してみる。まず、光ファイバに照射された放射線量を試算する。1 年間の運転時間を 4000 時間、PF ビーム入射のため毎分 10 ショットのビームが出力されるとすれば、年間 2.4×10^6 ショットのビーム照射がある。光ファイバに 1 ショット当り 1mSv 放射線が照射されるとすれば光ファイバへの年間放射線量は約 2000 Gy となる。表 6.4.1 から分かるように、分岐ダクト中心部ではショット当り 60 mSv の放射線照射があるため、最も放射線量が高い分岐ダクトでは年間約 1.2×10^5 Gy の放射線照射がある。純粋石英光ファイバの放射線に対する寿命は第 4.7 節の議論によると 25×10^6 Gy 程度なので現状の入射器運転状態を仮定すれば光ファイバを交換する必要はないと期待される。

6.5 PF リングのビームロス

ストレージリング (PF リング) でも入射時のビームロスを同様の手順で観察することが出来る。図 6.5.1 に PF リングで光ファイバを設置した場所を示す。PF リングの場合、電源室はリングの下に位置しているので光ファイバはリングの地下からダクトまで立ち上げてダクトの両サイドに布設した。リングの場合入射ビームは周回するので周回中のビームロスの場所と何周目でビームロスが発生しているかが分かる。

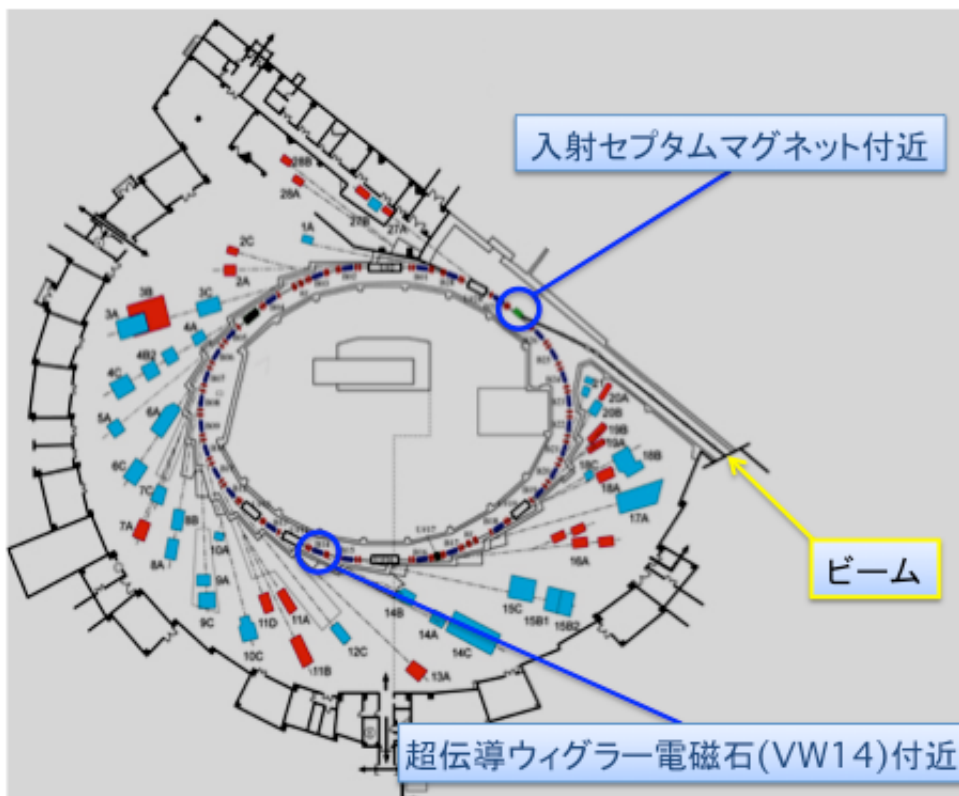


図 6.5.1 : PF リングでのビームロス観測場所。

6.5.1 入射部のビームロス

PF リング入射セプタム下流に残留放射能が高い場所があり、付近でビームロスが発生している事は分かっているがビームロスの場所の特定までは出来ていなかった。ビームロスの起きている可能性の高いキッカーマグネットからセプタムマグネット下流の四極マグネットまで光ファイバを布設した。キッカーマグネット、セプタムマグネットはビームラインレベルの通路側 (リング内側)、四極マグネットについてはマグネットの内側 (ダクト上) に光ファイバを密着させた。図 6.5.2 に入射部の写真を示す。

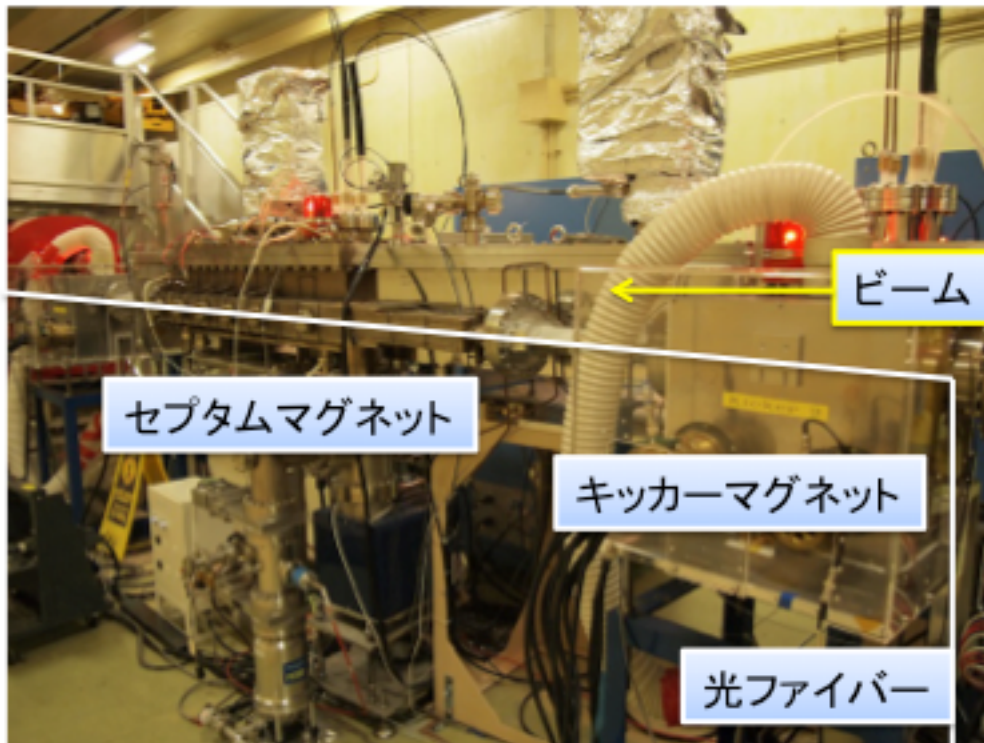


図 6.5.2 : PF リング入射部の写真。

PF リングへのビーム入射には2つのモードが採用されておりそれぞれ「パルス6極電磁石(PSM)入射モード」と「キッカー入射モード」がある。図 6.5.2 に示した入射セプタムマグネット近傍に布設した光ファイバで観測されたビームロス波形のモードによるビームロスの違いを示す。図 6.5.3 は PSM 入射時のビームロス波形で、図 6.5.4 はキッカー入射時のビームロス波形である。

ビームロスの場所は第 6.2 節で行なったように光ファイバの端面（ケーブル終端）からの反射波とメインの波形の関係から推測することが出来る。

図 6.5.3 において最初のピークと最後のピークの時間間隔が 27 nsec である。これは最上流、S2(セプタムマグネット)後部で発生したビームロスによる光がそのまま PMT に届いたものとファイバ端で反射して戻ってきたものである。光ファイバの中の光速の逆数は 5 nsec/m であるから、ロスポイントはファイバ端から 2.7 m の所にあることが分かる。最もロスが多いのが K3(キッカーマグネット)下流のベローズ部分である。Q26-2(四極マグネット)間のベローズ部分でもロスが見えている。オシロスコープの波形でケーブル終端より右の部分ではファイバ端での反射波形が見えている。

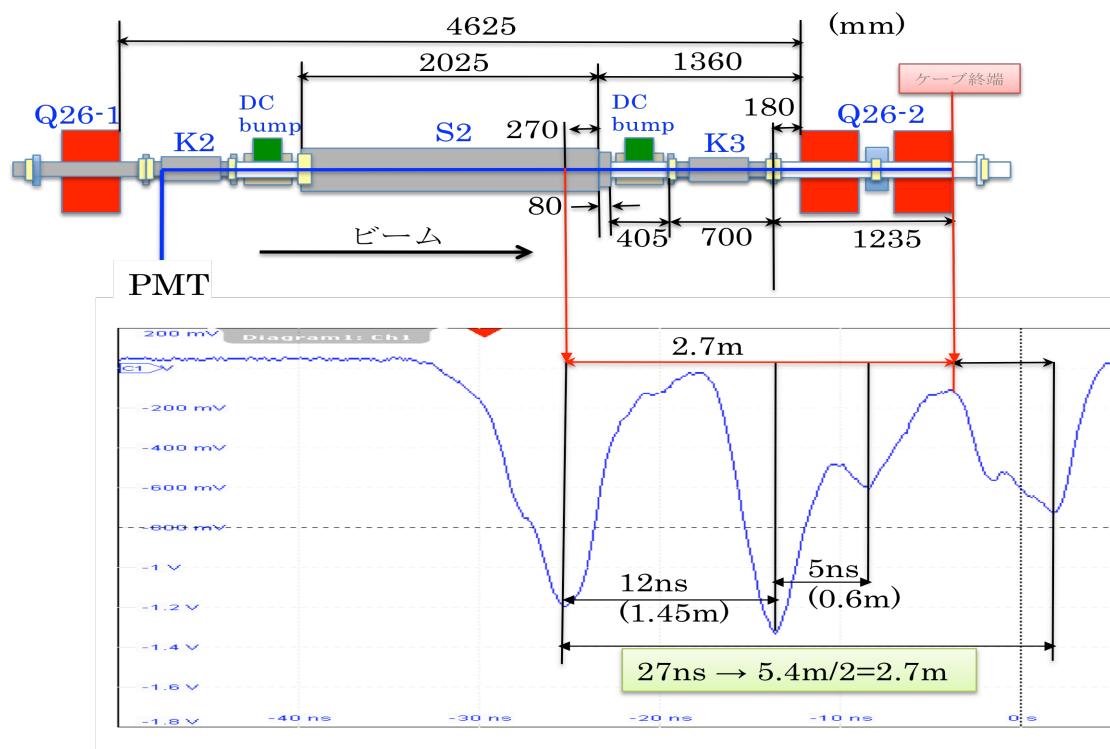


図 6.5.3 : PSM 入射時のビームロス波形。

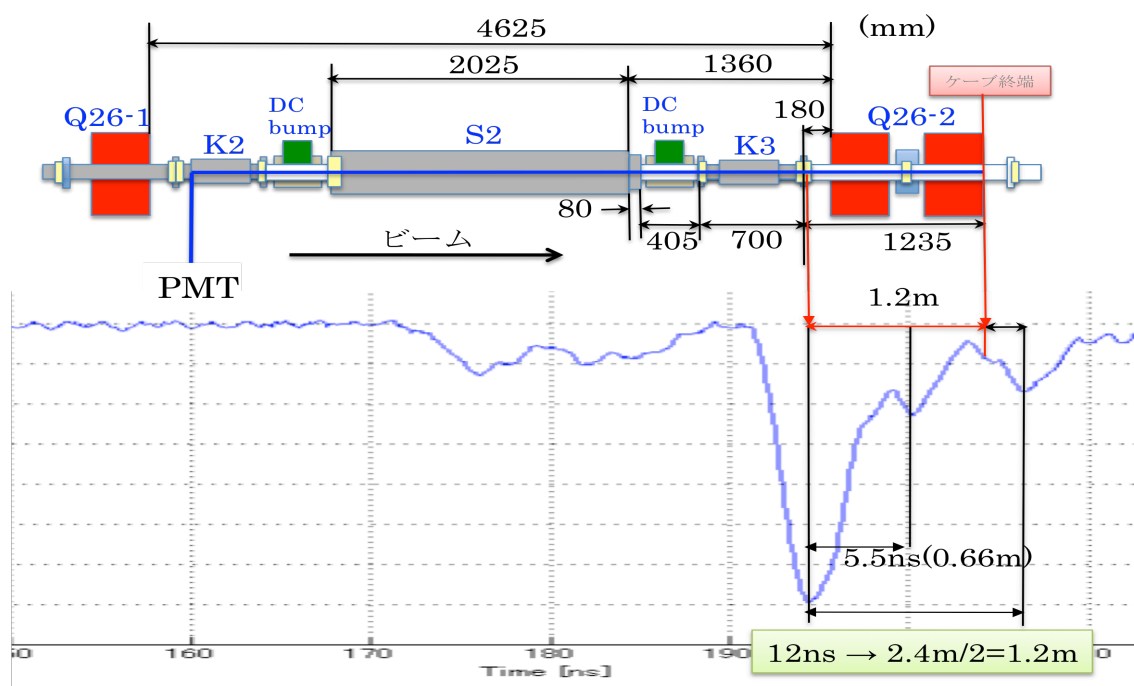


図 6.5.4 : キッカー入射時のビームロス波形。

図 6.5.4 では PSM 入射時に見えていた S2 後ろのビームロスが見えていない。K3 下流のベローズ部分および Q26-2 の間のベローズ部分にはビームロスが見えている。PSM 入射時とキッカー入射時でこの 2 つのベローズで見えるビームロスの間隔が 0.5 nsec (6 cm) 違っている。これは 2 つのモードでビームロスの発生の仕方が異なること、オシロスコープ波形観測のばらつきなどが原因と思われるが、今後調査が必要である。

この波形の時間レンジを広げリングの周回ごとのビームロスを観察したものが図 6.5.5 である。

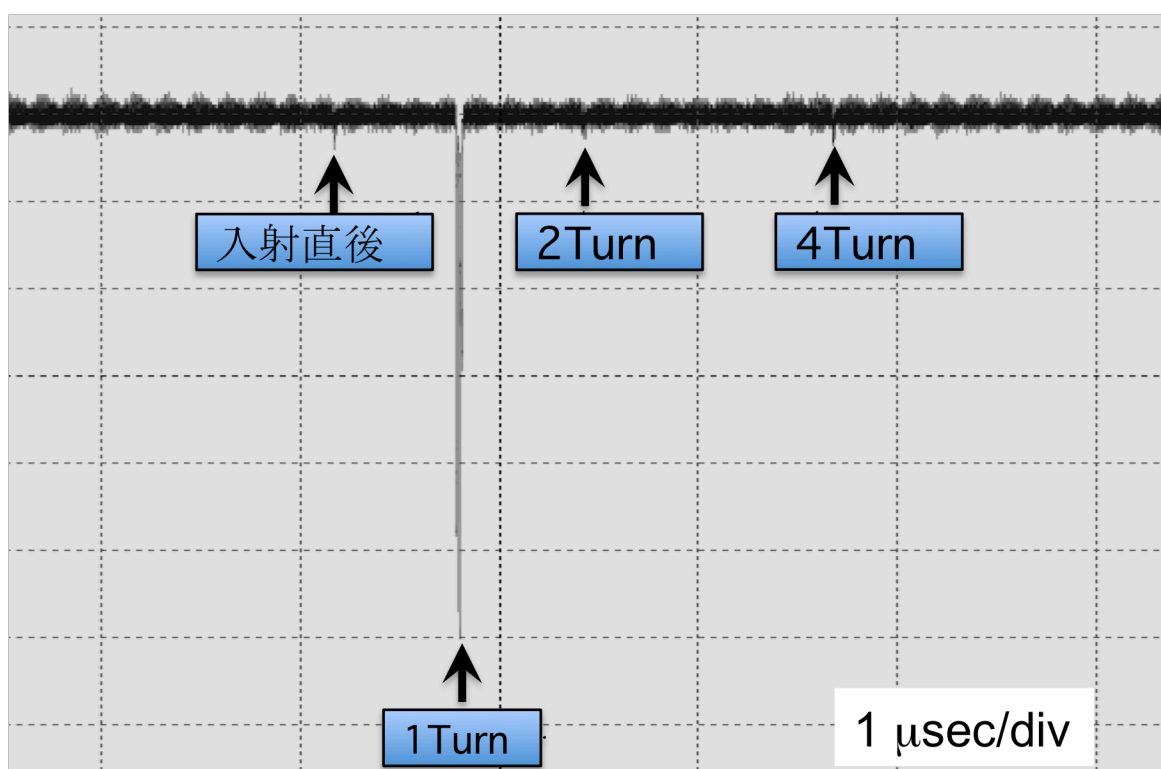


図 6.5.5 : PF 入射部セプタムマグネット付近の入射時のビームロス。

これから入射直後のビームロスは小さくリングを周回してきた後でビームロスが起きていることがわかる。そのビームロスの微細構造は図 6.5.3 あるいは図 6.5.4 である。

6.5.2 VW14 付近のビームロス

超伝導ウイグラーマグネットの下流にも残留放射能が高いところの確認されているがビームロス源は未確認である。図6.5.6にVW14付近の写真を示す。

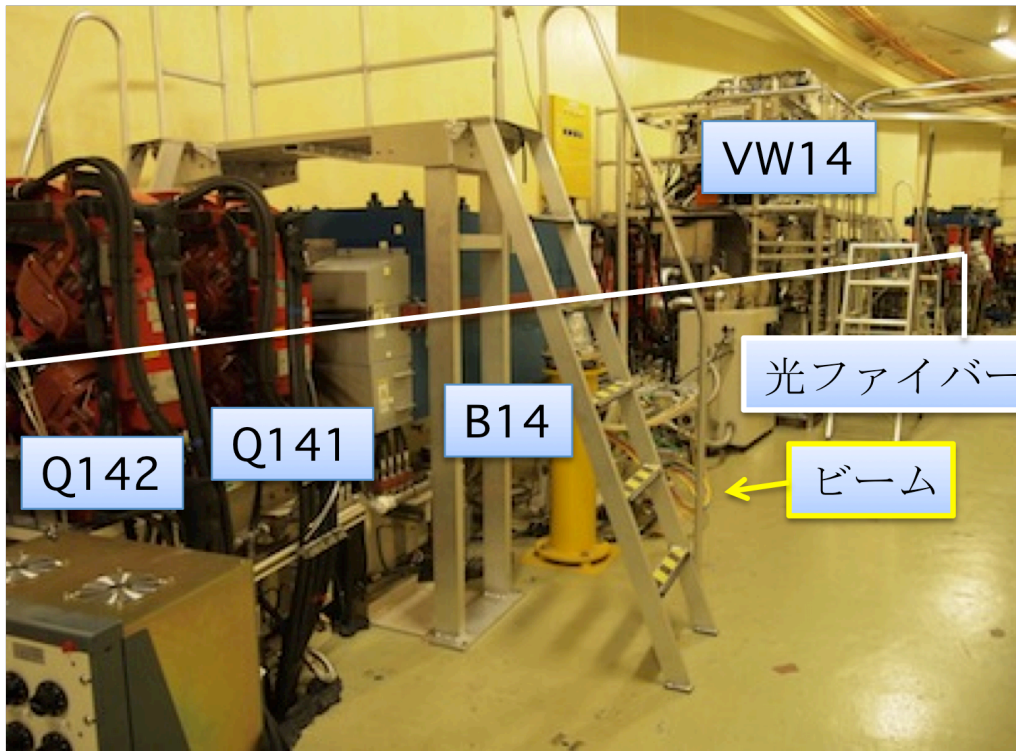


図 6.5.6 : VW14 と下流のマグネット群。

図6.5.7にビームロスの波形とVW14付近の各コンポーネントの対応を示す。CH1は壁側、CH2は通路側に布設した光ファイバの信号である。VW14以外はコンポーネントの中のダクトに接して布設している。ビームロスが見えている灰色の部分はベローズである。

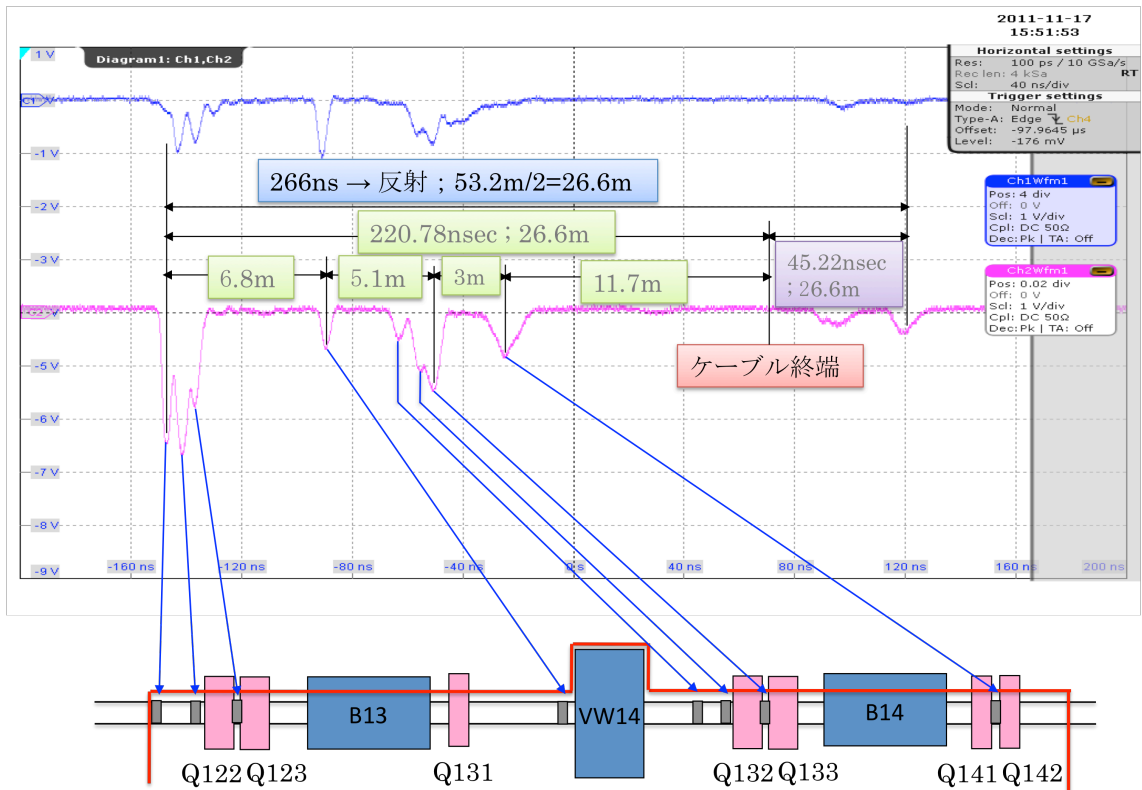


図 6. 5. 7 : VW14 マグネット付近のビームロスの分布。

時間レンジを広げてVW14付近のビームロスを観察した様子を図 6. 5. 8 に示す。

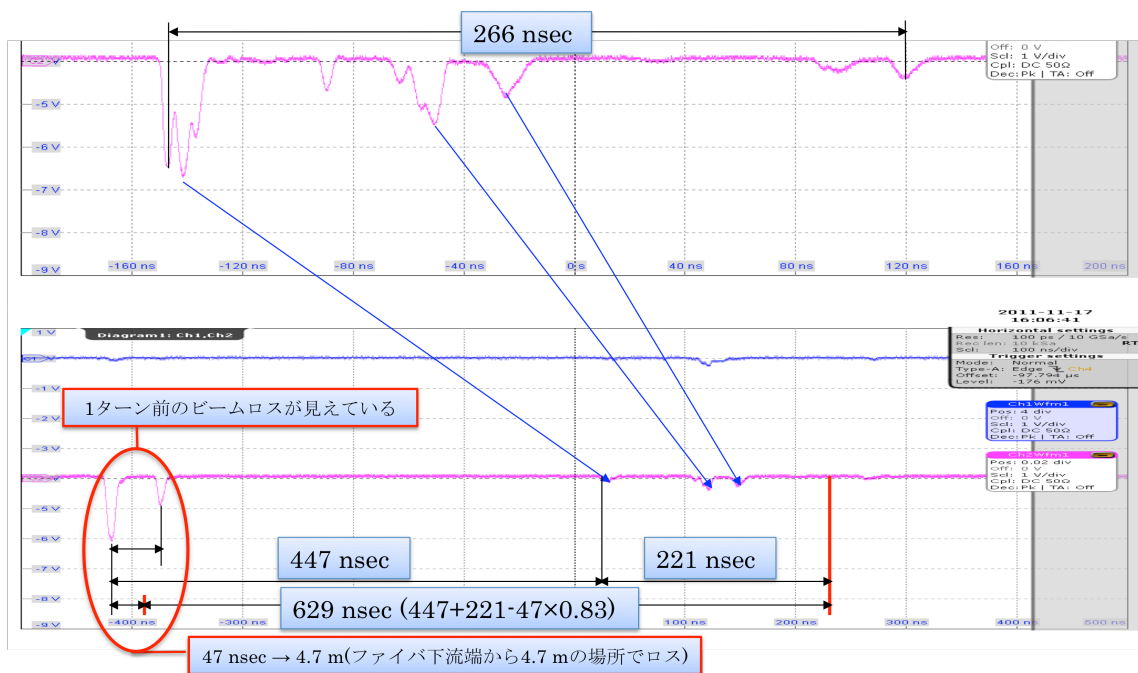


図 6.5.8: VW14 付近のビームロス波形。時間軸の異なる 2 つのビームロス波形を示す。

図 6.5.8 のオシロスコープの波形で下のものは 1 ターン前のビームロスが見えている。上流のベローズで観測されたビームロスが光ファイバの後半、ビームライン上から床下の電源室に引き込まれている部分を直撃しているので高いレベルの信号が出ている。さらにそのビームロスは壁を直撃しているため残留放射能が高くなっている。

図 6.5.9 は超伝導ウィグラーマグネット (VW14) 近傍に布設した光ファイバで観測されたビームロス波形である。上の波形は $2 \mu\text{sec}/\text{div}$ で測定したもので矢印の部分でビームロスが見えている。PF リングの周回時間が $0.6 \mu\text{sec}$ なので、最初のビームロスの後 3 ターン目、2 ターン目という周期でビームロスを起こしていることが分かる。PF リングのベータトロン振動数 ν が 9.61 であることから 0.61 の端数の影響で 3 ターン、2 ターンの繰り返しでビームロスを起こしやすい VW14 でビームロスが起きている。下の波形は $20 \text{nsec}/\text{div}$ で測定したもので 1 周目のビームロスの微細構造でありリング内のビームロスの位置情報を示している。

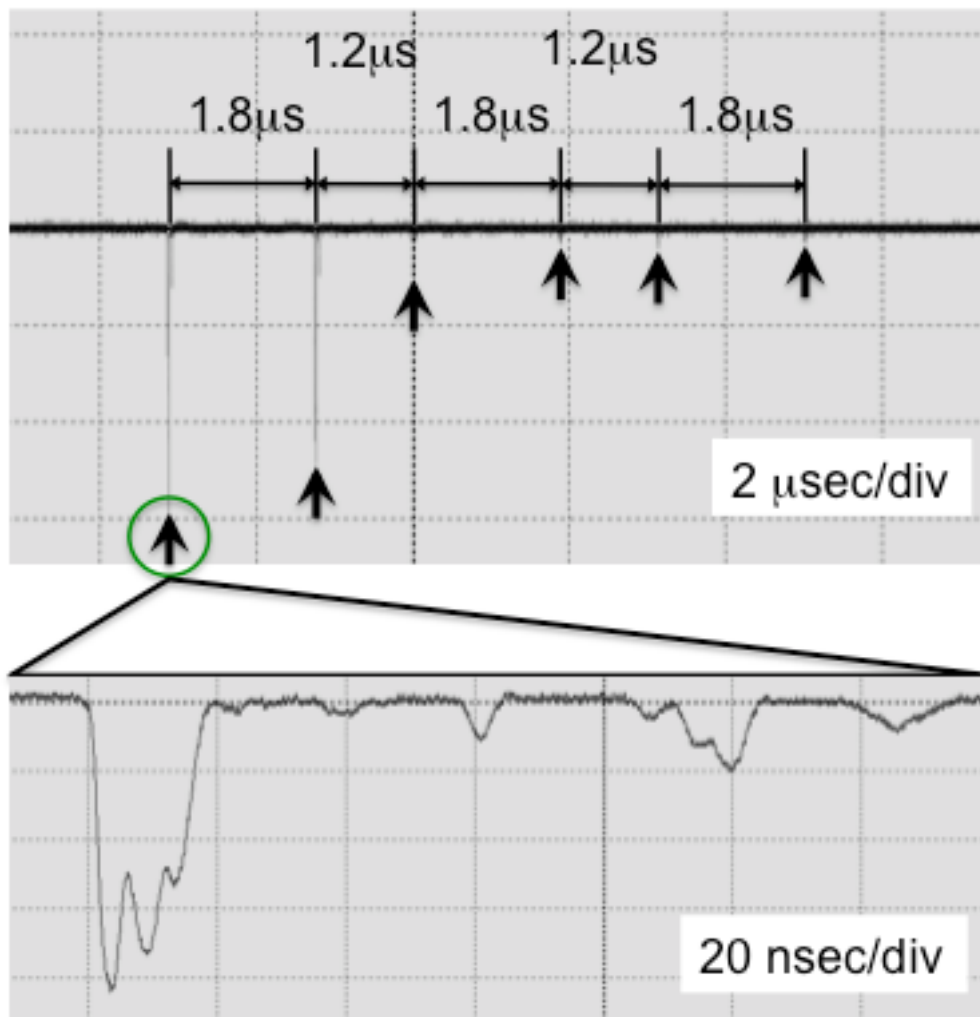


図 6.5.9 : VW14 付近の入射時のビームロス波形。PF リング周回ごとのビームロスと周回内のロスの微細構造。

参考文献

- [6-1] M. Akemoto, D. Arakawa, A. Enomoto, S. Fukuda, Y. Funakoshi, K. Furukawa, T. Higo, T. Honda, H. Honma, N. Iida, M. Ikeda, K. Kakihara, T. Kamitani, T. Kasuga, H. Katagiri, S. Kazakov, M. Kikuchi, Y. Kobayashi, H. Koiso, N. Kudou, M. Kurashina, H. Matsushita, T. Matsumoto, S. Matsumoto, S. Michizono, T. Mimashi, T. Mitsushashi, T. Miura, T. Miyajima, S. Nagahashi, H. Nakajima, K. Nakao, T. Obina, Y. Ogawa, Y. Ohnishi, S. Ohsawa, K. Oide, T. Oogoe, M. Satoh, T. Shidara, A. Shirakawa, Masaaki Suetake, T. Sugimura, T. Suwada, M. Tadano, T. Takenaka, M. Tawada, A. Ueda, Y. Yano, K. Yokoyama and M. Yoshida, “The KEKB injector linac”, Prog. Theor. Exp. Phys. 03A002, 2013.

7. ワイヤスキャナ

第 3.2 節で示したようにワイヤスキャナ (WS) はワイヤ駆動部と粒子検出器で構成されている。粒子検出器はビーム内にワイヤが挿入された時に制動放射によって出てくる γ 線や γ 線による 2 次粒子を検出する。これまでの WS の検出器は光電子増倍管 (PMT) を使っておりノイズの影響を避けるために PMT を鉛シールドで囲っていた。そのため PMT の設置や移動には多大な労力と時間が必要だった。また、電子陽電子入射器では PF (2.5 GeV)、PF-AR (3 GeV)、KEKB_e- (8 GeV)、KEKB_e+ (3.5 GeV) と異なるエネルギーの粒子を加速しているが、ワイヤからの制動放射 γ 線がビームダクトから出る場所はエネルギーによって異なるため、1 台の PMT で全てのエネルギーに対応した測定をすることは困難である。

第 6 章で取り上げた光ファイバビームロスモニタはダクト外に出てきた荷電粒子が光ファイバ内を通過する時に発生するチェレンコフ光を利用して、ダクトで発生した γ 線による 2 次粒子を光ファイバで検出できればワイヤスキャナの検出器として使用することが可能である。個体の PMT と異なり光ファイバをダクトに沿って布設しておけばエネルギーの異なる粒子に対しても 1 本の光ファイバで対応が可能である。また、これまで検出器の設置が不可能であったマグネットの中にも光ファイバは布設可能であり、一般的に径が小さくビームロス信号の出やすい四極マグネットのチェンバーでの検出が可能である。さらに、これまでは PMT を鉛シールドで覆い PMT 用の高圧電源と信号線を設置する作業が加速管室で必要であったが、光ファイバを検出器に使用すれば光ファイバをダクトやチェンバーに直に布設しギャラリーでロスモニタモジュールに光ファイバを接続するだけで設置が完了する。そこで、光ファイバを WS の検出器として用いる可能性を探る測定を行った。

7.1 入射器のワイヤスキャナ

ビームエミッタンスなどのビーム特性を測定するために Linac には図 7.1.1 に示すように複数のワイヤスキャナが設置されている。A セクターと J-アークはそれぞれワイヤ駆動部とそれに対応した検出器 (PMT) で構成された 1 セットのワイヤスキャナが B セクターに C セクターおよび 5 セクターには 4 セットのワイヤスキャナが設置されている [7-1]。検出される信号の条件によっては検出器 1 台で複数のワイヤに対応しているセクターもある。異なるリングへ入射するビームも上流部でのビームエネルギーに差はないので上流部のワイヤスキャナはエネルギーごとに検出器の位置を考慮する必要は無い。しかし、5 セクターでは供給するリングによってビームエネルギーが異なるためビームエネルギーに対応した場所に検出器を設置する必要がある。さらに、このセクターには PF にビームを振り分けるパルスマグネットやセラミックチェンバーを保護するためのビームコリメータなどが設置されているため検出器の設置場所に制限がある。光ファイバ検出器を設置すれば設置場所の制限が緩和される可能性がある。このため 5 セクターに光ファイバ検出器を設置し実験を行った。

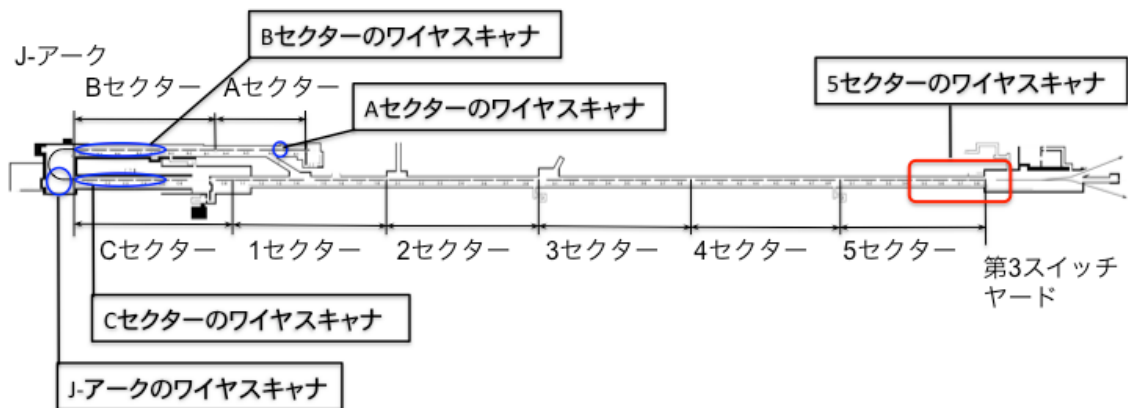


図 7.1.1 : 入射器に設置されたワイヤスキャナ。

7.2 5セクターのワイヤスキャナ

図 7.2.1 に示すように 5 セクターの WS は WS_51_4, WS_54_2, WS_56_2, WS_57_2 の 4 つのワイヤ駆動部とそれぞれの下流約 10 m の位置に PMT (E5996[R5990-U];浜松ホトニクス)が鉛ブロックでシールドされて設置されている。WS_51_4 は PMT-1、WS_54_2 は PMT-2、WS_56_2 と WS_57_2 については PMT-3 が対応した検出器である。

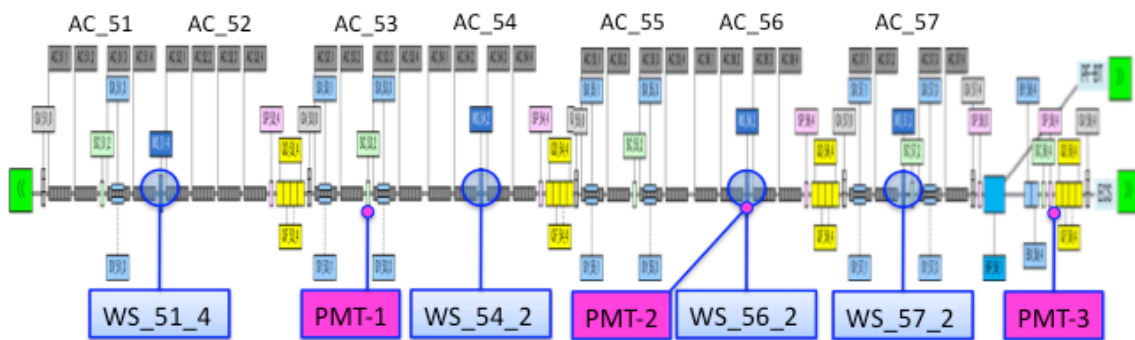
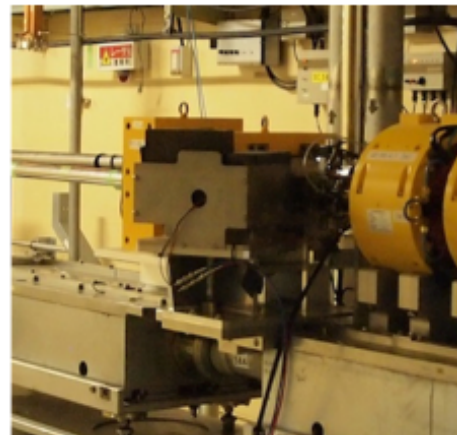


図 7.2.1 : 5セクターのワイヤスキャナの設置場所。

図 7.2.2 にワイヤ駆動部と検出器の写真を示す。



a) ワイヤ駆動部



b) 検出器

図 7.2.2 : ワイヤ駆動部と検出器の写真。

7.3 光ファイバによるワイヤスキャナ信号の大域的な測定

PF ビームに対して検出器の最適な設置場所を調査するためコア径 $600 \mu\text{m}$ の光ファイバを布設した。光ファイバはダクト及びマグネット内のチェンバ

一に密着させて荷電粒子が出てくる場所を調査した。図 7.3.1 に AC_56 から PMT-3 までのレイアウト図、2 本の光ファイバの布設経路とオシロスコープの信号を重ね合わせたものを示す。

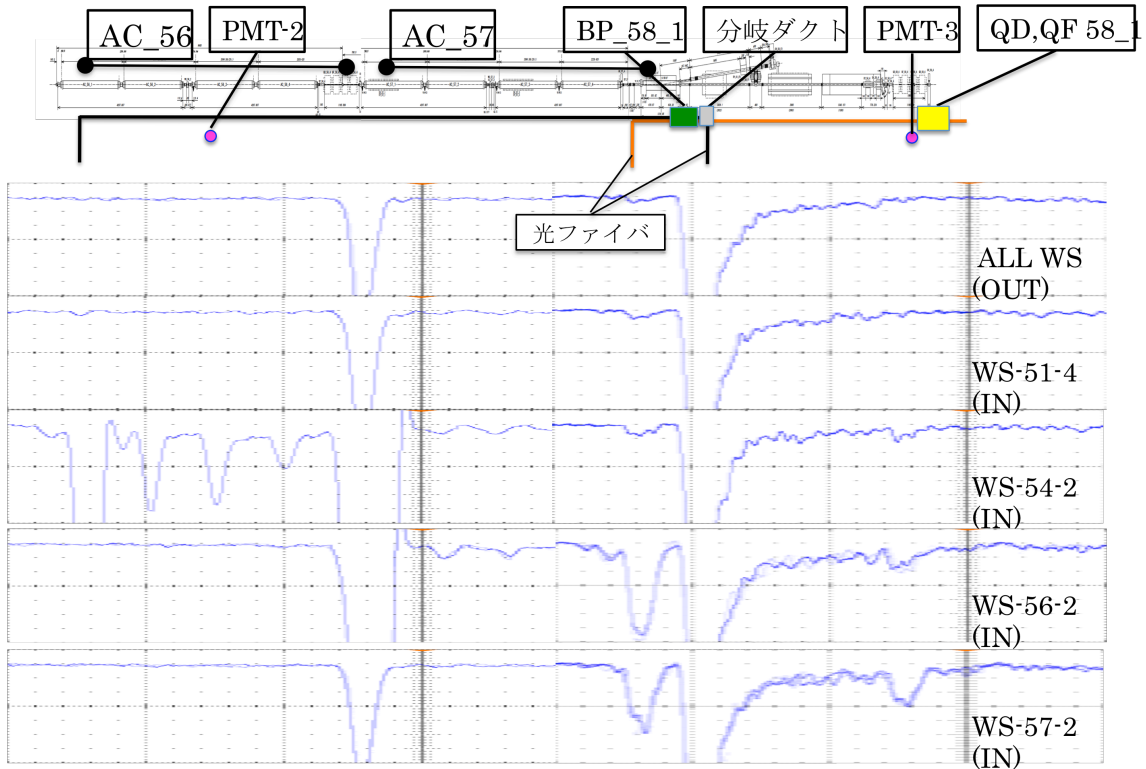


図 7.3.1 : 加速管レイアウト図とワイヤをビーム内に挿入した時の信号。

オシロスコープ波形の前半は AC_56 から分岐ダクトまで布設した光ファイバからの信号をビーム上流から観察したもので、後半は BP_58_1 の上流から PMT-3 の下流側まで布設した光ファイバからの信号をビーム上流から観察したものである。最上流のワイヤ (WS_51_4) を挿入した場合は上流側光ファイバの立上げ部分に僅かに信号が確認出来る。WS_54_2 では AC_56 加速管の連結部のダクトの場所に信号が確認出来る。これによると PMT-2 の位置は今の場所より加速管 2 本分上流側、つまり AC_55 と AC_56 の連結部の方が良いことが分る。WS_56_2 では BP_58_1 の上流側のダクト、WS_57_2 では BP_58_1 の上流側のダクトと PMT-3 付近に信号が確認出来る。これから検出器の設置場所は BP_58_1 の上流側ダクトが適当であることが分かる。しかし、この場所は先にも述べたようにパルスマグネットのすぐ上流であることとコリメータがあるため PMT を設置できない。

WS_57_2 のワイヤを挿入した信号について詳しく調べたところ、分岐ダク

トの信号ピークと PMT-3 付近の信号ピークの間隔は 60 nsec であった。さらに PMT-3 下流の四極マグネット (QD, QF 58_1) の下流側に端面を持つ光ファイバの信号から、端面から 10 nsec のところに信号が出ていることが確認された。分岐ダクト、四極マグネット、光ファイバ端面までの距離を実測すると、分岐ダクトの中心から四極マグネットの上流端までが 7.0 m そこから光ファイバの端面までが 1.25 m あった。これらを総合すると四極マグネット上流端から 20 cm~25 cm 下流に信号が出ていることが分かる。この場所にも、スペースがないことと四極マグネットの磁場が存在することのため、PMT を置くことはできない。図 7.3.2 に WS_57_2 のワイヤを挿入した時の信号とそれらの機器の写真を示す。

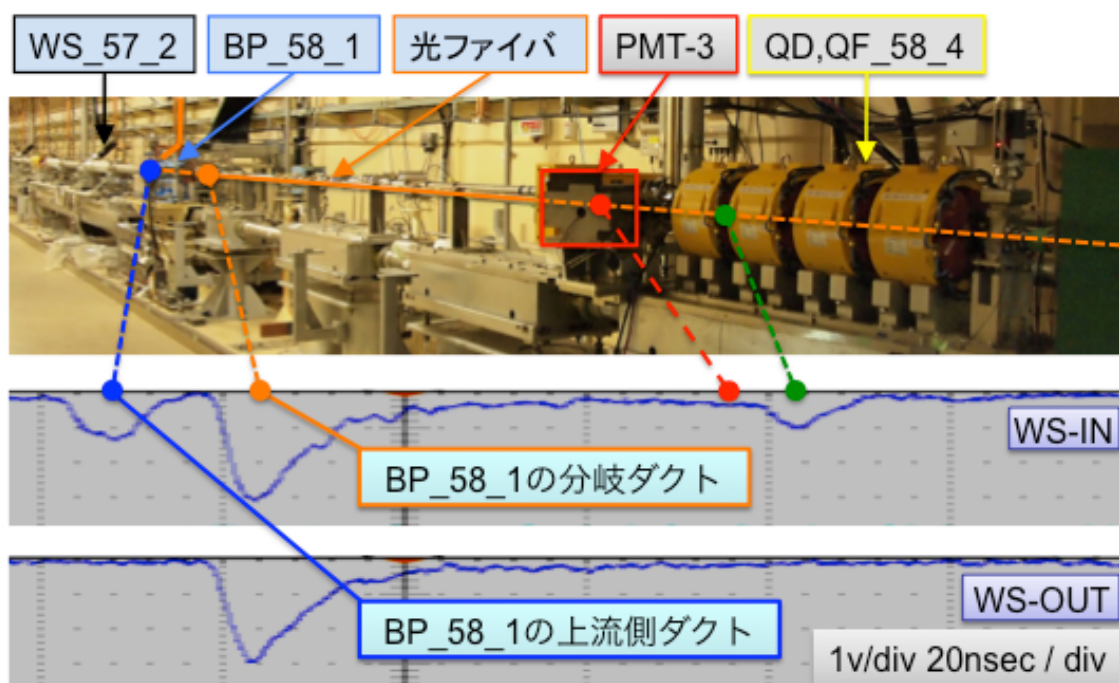


図 7.3.2 : PMT-3 近辺の写真と WS_57_2 のワイヤを挿入した時の信号。

図 7.3.2 から分かるように PMT が設置された場所の信号は四極マグネットの中の信号に比べ非常に小さく S/N 比が悪いことが分かる。

以上、光ファイバの信号をビーム上流側から観測することでワイヤスキャナの信号が出る場所を特定することが出来た。

7.4 光ファイバによるワイヤスキャナ信号の詳細な測定

光ファイバの信号をビーム上流側から観測することでワイヤスキャナの信

号が出る場所を特定することが出来たので、WS_57_2 からの信号を上流側より強い信号が得られる下流側から詳細に観察した。

光ファイバは、分岐ダクトでのビームロスの影響を減らすため、分岐ダクト下流 6.6 m を起点とし QD, QF_58_4 の中を通し入射器トンネル外まで布設した。

図 7.4.1 に示した径路から分かるように、光ファイバが床上にありビームロスに曝されることが予想される場所には簡易な鉛シールドが施してある。また、光ファイバは四極マグネットの中を通しダクトに密着させてある。

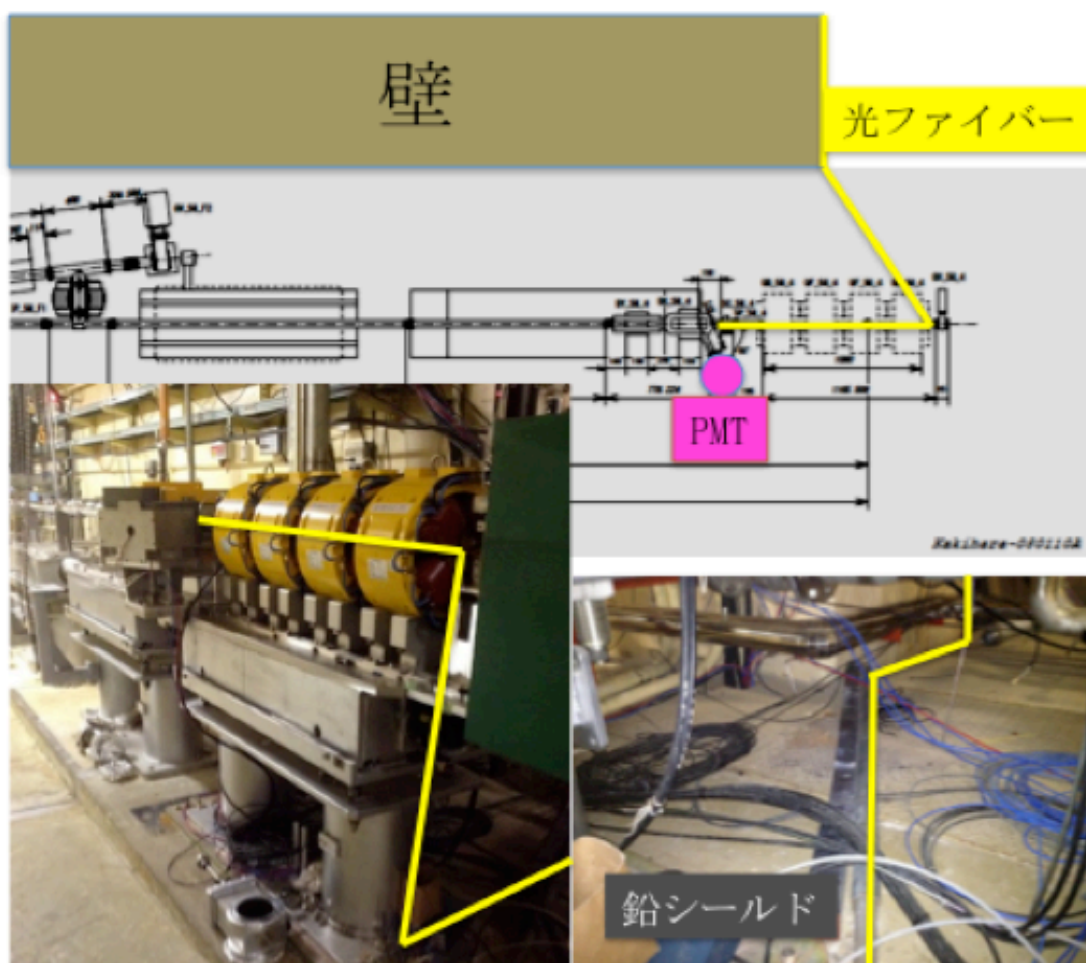


図 7.4.1 : ワイヤスキャナ用光ファイバ布設経路。黄色の線が光ファイバである。四極マグネットの中を通している。壁からビームラインまでの床上で、光ファイバの上流側にシールドのため鉛ブロックを置いている。

AR ビームについて既存の PMT の信号と光ファイバの信号を図 7.4.2 に示す。

AR ビームを供給する時はパルスマグネットを励磁しないので分岐ダクトでのビームロスが無く、ワイヤによる信号だけが見えている。

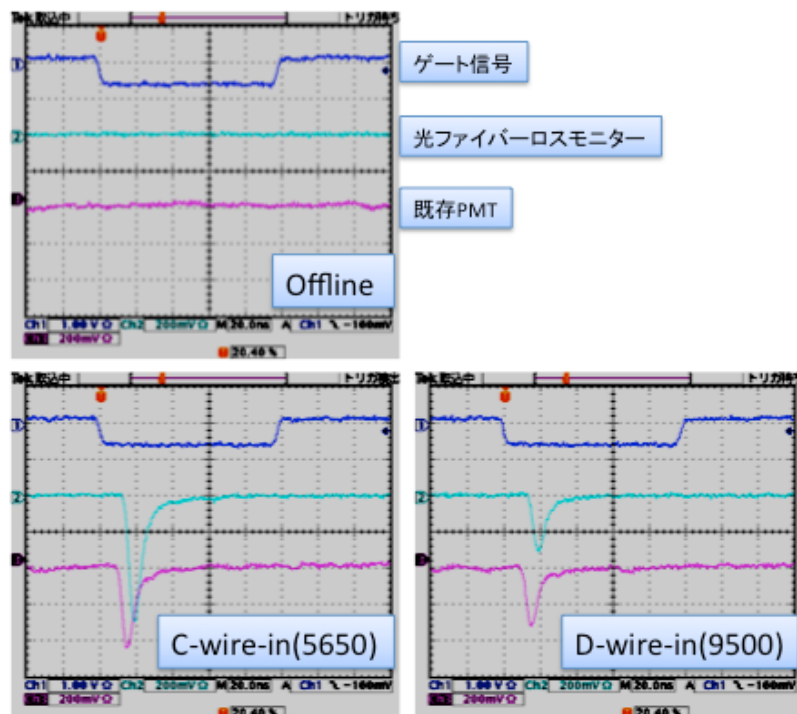


図 7.4.2 : AR ビーム時の既存の PMT と 光ファイバの信号比較。

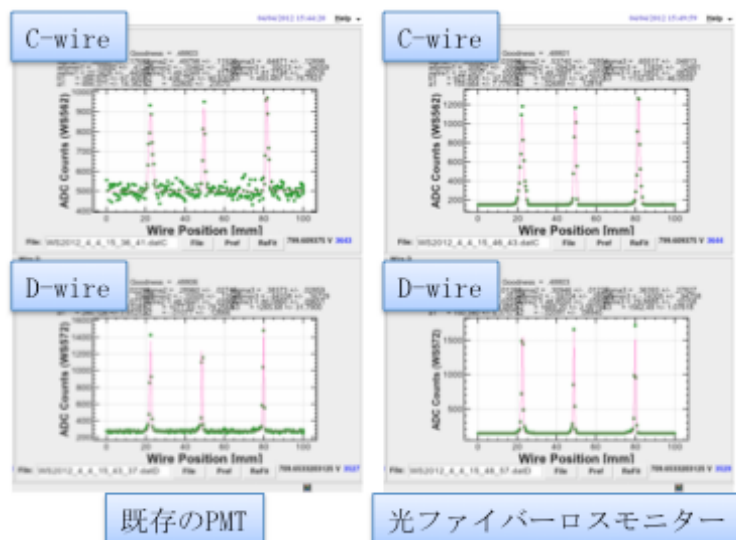


図 7.4.3 : AR ビーム時のワイヤスキャナの測定結果。

また、AR ビームについて、既存の PMT と光ファイバを検出器として測定した WS の測定結果を図 7.4.3 に示す。C-wire および D-wire はそれぞれ WS_56_2

と WS_57_2 を表す。図 7.4.2 の信号比較から予測される事ではあるが C-wire では明らかに光ファイバを用いた方が、PMT を用いた場合より S/N が良くなっていることが分かる。なぜならば第 3.2 節で議論したように、8 GeV 電子の場合、半径 10 mm のダクトではタングステンの板の場所から 40 m 下流、半径 20 mm の場合は 80 m 下流に通過光子数のピークがある。2.5 GeV の場合と比べて光子の数はほぼ倍になっているからである。

PF ビームについて、既存の PMT の信号と光ファイバの信号を図 7.4.4 に示す。

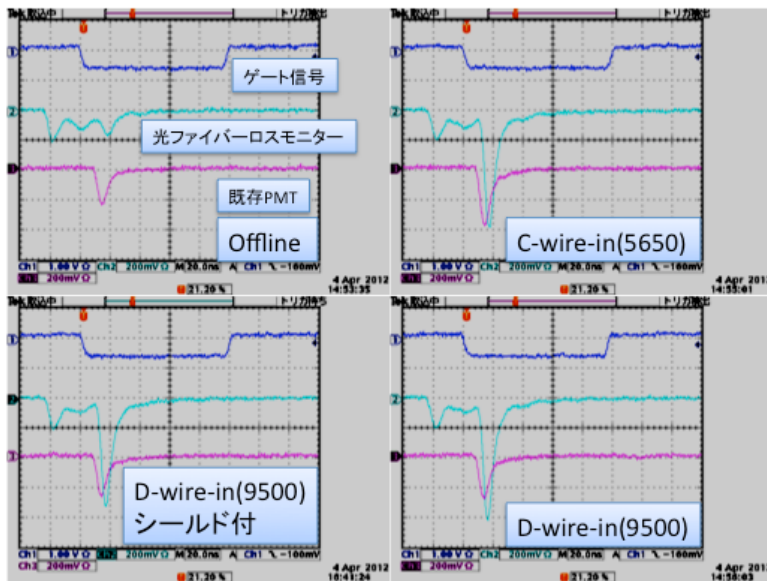


図 7.4.4 : PF ビーム時の既存の PMT と光ファイバの信号比較。

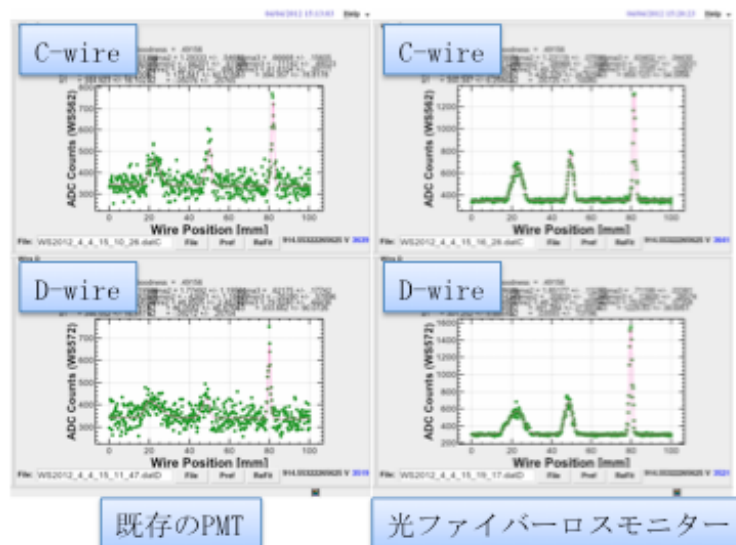


図 7.4.5 : PF ビーム時のワイヤスキャナの測定結果。

PF ビームの場合分岐ダクトでのビームロスがあるためビームロスによる粒子が光ファイバにあたりワイヤスキャナの信号の前に大きな信号が現れている。図 7.4.5 に、PF ビームについて、既存の PMT と光ファイバによる WS の測定結果を示す。C-wire、D-wire とともに光ファイバを用いた方が、PMT を用いた場合より S/N が良くなっていることが分かる。

通常のダクトの場合半径は 20 mm なので 2.5 GeV 電子の場合はワイヤスキャナ駆動部から 20 m 下流、8 GeV 電子の場合は 80 m 下流に通過光子数のピーク、つまり検出器最適設置場所がある。2.5 GeV に最適な 20 m の場所での 8 GeV での光子数はピークの 1/5 程度しかなく逆に 80 m の場所での 2.5 GeV での光子数はピークの 1/10 程度しかない。電子ビームのエネルギーによって検出器の最適設置場所が違ってくる。PMT を検出器とする場合、その場所にマグネット等の機器がある場合はその前後の設置可能な場所を選ぶことになる。一方、検出器が光ファイバの場合は設置場所の制約がなく最適位置の信号を用いることができる。

以上第 7.3 節と第 7.4 節で述べた実験から、光ファイバを WS の粒子検出器として用いることで、これまでの PMT 検出器では設置不可能であった場所での信号を使うことができ、結果として従来の PMT による測定よりも S/N 比のよいデータが得られることが示された。

7.5 光ファイバ布設径路の重要性

第 7.4 節で述べた光ケーブルは、分岐ダクトでのビームロスをできるだけ避ける様に意図して布設したが、図 7.4.4 からわかるように、分岐ダクトの下流で壁とダクト間にケーブルを布設するとビームロスの影響を避けることが出来ないことが判明した。ビームエネルギーが 2.5 GeV と高いため簡易な鉛シールドを施しても殆ど効果はない。

そこで、分岐ダクトでのビームロスを避けるため、図 7.5.1 に示すように、BP_58_1 の上流で通路側に迂回した径路で光ケーブルを布設した。光ケーブルは加速管を設置している床面と通路の段差部を通り、QD, QF_58_4 の下流で立ち上がり、マグネット内部を通過する。



図 7.5.1 : 分岐ダクトでのビームロス进行る布設経路の写真。

また、第 7.3 節の測定でパルスマグネットの直前にも WS による信号が出る
ことが分かっているので図 7.5.2 のように別の光ファイバ②も布設した。

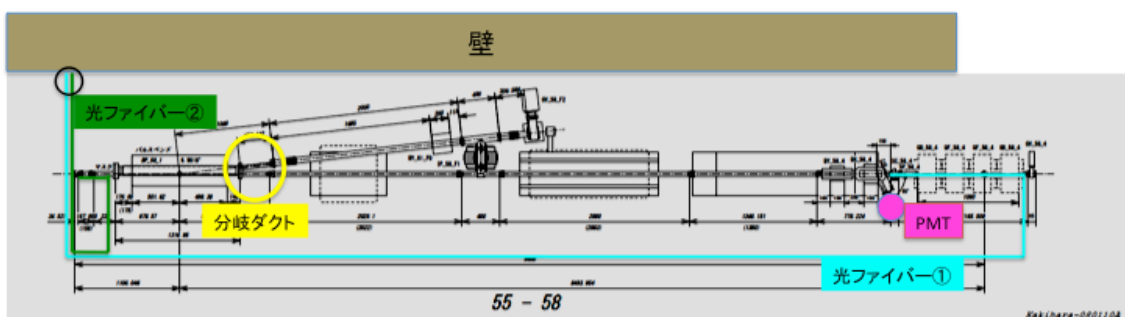


図 7.5.2 : 分岐ダクトでのビームロス进行る布設経路。

図 7.5.3 に PF ビームで確認した光ファイバの信号波形を示す。

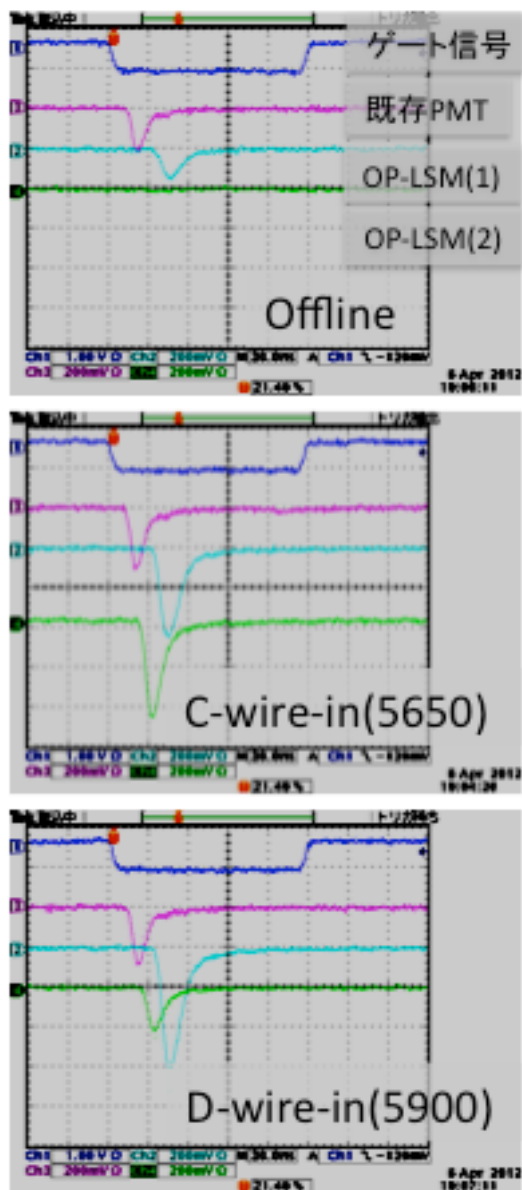


図 7.5.3 : 既存の PMT と OP-LSM(1), (2)の信号。青色 ; ゲート信号、ピンク ; 既存の PMT、水色 ; OP-LSM(1)、緑色 ; OP-LSM(2)。

ここで、OP-LSM(1)は QD, QF_58_4 に布設した光ケーブルからの信号で、OP-LSM(2)はBP_58_1の上流側ダクト部に布設した光ケーブルからの信号である。分岐ダクトでのビームロスによる信号は認められず、鮮明な単一パルス信号が測定されている。これらの信号を比較すると C-wire では OP-LSM(2)、D-wire では OP-LSM(1)をセンサとして使用することが良いことが分かる。

以上の実験から、光ファイバをある限られた空間範囲の粒子測定に用いた場合は、測定したい領域外を通過する光ファイバに当たる粒子による信号を減らすため光ファイバの布設径路に注意を払う必要があることがわかる。

参考文献

- [7-1] N. Iida, Y. Funakoshi, T. Kawamoto, M. Kikuchi, T. Mimashi, T. Suwada, M. Tanaka, M. Yamauchi, S. Yoshida, "RECENT PROGRESS OF WIRE SCANNER SYSTEMS FOR THE KEKB INJECTOR LINAC AND BEAM TRANSPORT LINES", Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria, 2000, pp.1738-1740.

8. 結果の統括と考察

光ファイバを分布型のセンサとして利用する幾つかの実験を行った。この章では実験ごとの結果の総括を他の実験等との比較で行い、成果について考察する。また、1章で述べた光ファイバの布設による複数のビーム測定機能を持つシステムの構築の可能性についての成果と今後の進展の可能性や展望について述べる。

8.1 ビームロスモニタに関する結果と総括

本研究では光ファイバロスモニタを2010年にKEKの入射器で初めて導入して以来、設置のし易さと情報量の多さに着目し入射器の様々な場所でビームロス測定してきた[8-1] , [8-2]。第6章では、大口径光ファイバとPMTを使ったビームロスモニタの応用例を様々な形で示した。まず、KEK内で使われているいろいろなビームロスモニタの性能を比較した表を表8.1.1に示す。

表 8.1.1 : PIN-PD、AIC、OF+PMT タイプのビームロスモニタの性能比較表。

	PIN フォトダイオード	空気イオンチェンバ(AIC)	光ファイバ+PMT
感度	○	△	○
応答性	○	△	○
検出器タイプ	ポイント型	分布型	分布型
設置のし易さ	○	×	○

(PDはフォトダイオード、OFは光ファイバ、PMTは光電子増倍管をあらわす。)

この表から分かるように本研究で用いたOF+PMTのビームロスモニタは感度、応答性、位置測定の精度に優れ、設置もし易いことが理解できる。

光ファイバ検出器によるビームロス位置測定の精度に関しては、ビーム(電子、陽電子)の速度と光ファイバ中を進む光の速度差からビームロスの場所の特定が出来る事を示して来た。但し、あくまでもビームロスの結果ダクト

外に出て来た荷電粒子の場所を特定出来るだけであるがビームロスの場所とロス粒子の検出場所は近似的にはほぼ同じと見なすことが出来る。これを理解して使用すれば光ファイバ検出器はビームチューニング時の強力なツールになると確信している。端的な例としては図 6.2.3 のビームロスの波形とダクトのレイアウト図が良い例である。すなわちオシロスコープ上に出てきたファイバからのロス信号と機器のレイアウトがほぼ 1 : 1 の形で対応づけられるために、このようなデータの処理の仕方、リアルタイムベースでビームロスの場所が同定でき、従ってビーム調整にすぐ対応することが可能となる。また、設置も非常に容易であるため観測場所の移動等も即座に対応可能である。リング型加速器の場合は周回ごとのビームロスを解析すればリング内でビームがどの様に振動しているかを推測することが出来る。但し、光ファイバの布設経路を充分考慮しておかなくてはならない。ロスを観測したい場所以外で発生した光が混ざっている可能性がある事を常に考慮して信号を解析しないと間違った結論を出してしまう可能性がある。今後は測定精度の向上と表示系の整備が必要である。

ビームロス位置測定の精度に関して、他の研究所で行われた測定例と比較をしてみよう。TESLA/ILC ではチェンバー内に光ファイバを組込んだアンジュレータを除いて光ファイバをマグネット等機器の外側に設置している [8-3], [8-4]。SPring-8 の SACLA でも同様な手法を採っている [8-5], [8-6], [8-7]。この場合、ダクトから光ファイバまでの距離を一定に保つことに重点を置いておりこれにはビームロスの絶対値を相対的に布設範囲全体で評価できるという利点がある。しかし、機器によるロス粒子のシールド効果があるということとダクトからの距離が大きいためビームロス源（ダクト上のシャワー源）の特定には向いていない。

本研究では光ファイバをビームロス源に近づけることを優先したので、第 4 章で述べたように位置の測定精度を高くすることができる。その結果これまで不明であったビームライン上に残留放射能の高い場所が出来る原因を解明することが出来た。PF リングにも光ファイバロスモニタを設置し残留放射能が高い場所を作るビームロス源を特定した。さらにビーム入射時のビームロスのパターンを観測し入射方式によってビームロス源が異なること、周回ごとのビームロスのパターンからベータatron振動が起きている様子を観測することが出来た。

今後運転が始まるダンピングリングや SuperKEKB にも光ファイバビームロスモニタを設置する予定である。このモニタは初期のビームコミッショニング時に強力なツールになることが期待できる。たとえば、コミッショニング初期には、ビーム入射時に周回ごとに何処でビームロスが起きているか知るために役立つであろう。

リングのコミッショニングが進みビームが安定すると通常ではビームロスが観測出来なくなることが期待される。しかし、トリガシステムやマスター信号などに何らかのトラブルが起きた時には多くの場合ビームロスが起る。ビームロスを常時モニタしておけばトラブル発生前後のビームロス源を特定出来る。その情報はトラブルの原因究明に役立つことが期待される。電子陽電子入射器の場合も同様で、トリガの欠損やクライストロンのミスファイヤなどはビームロスに直結するのでビームロスのパターンを監視しておくとも異常が起きた時に即座に対応が可能になる。また、BPM のデータと連携して解析すればさらに綿密な診断が可能になる。

8.2 ワイヤスキャナのセンサへの応用に関する結果と総括

光ファイバビームロスモニタはワイヤスキャナのセンサとして利用することが出来る。KEK の電子陽電子入射器のように様々なエネルギーの粒子を加速する場合には特に有効である。制動放射による γ 線は粒子のエネルギーによって射出角度が異なるため、従来のように PMT を 1 台設置するだけでは異なるエネルギーのビームに対し同じように高い精度でビームの位置と大きさを測定することは出来ない。第 7 章で述べたように第 5 セクターのワイヤスキャナは 2.5 GeV から 8 GeV の様々なエネルギーでのビームパラメータを測定する必要がある。ワイヤから出る制動放射をよく集光出来る場所はビームエネルギーによって異なるために、PF(2.5 GeV/e⁻), PF-AR(3.0 GeV/e⁻) および KEKB LER(3.5 GeV/e⁺) 用のビームでは共通の PMT を、KEKB HER(8 GeV/e⁻) 用のビームでは別な PMT をワイヤスキャナのセンサとして使用している[8-8]。しかし光ファイバをセンサとして使用すれば、光ファイバは連続的に続くセンサと見なせるために、全てのエネルギーの粒子に対して最適な集光点信号が捉えられ、結果として最適なセンサとなりうる。又、光ファイバと従来の PMT の両方で測ったデータを比較した図 7.4.5 を見ると明らかに光ファイバを用いた方が S/N の良いクリアなデータが得られることがわかる。以上から

既存の WS のセンサを光ファイバに置換えて充分使用出来ることが分かった。

センサに PMT を使用する場合は設置場所に十分なスペースが必要であるが、光ファイバの場合の利点は、信号の出る場所がマグネット内部であっても対応出来る事である。さらに設置と移動が簡単に出来る事も大きな利点である。加速管のフィールドエミッションの影響が少ないところでは複数のワイヤスキャナに対して 1 本の光ファイバで対応出来る。オシロスコープで波形データを取り込み信号のある区間のみ積分すれば効率の良いデータ収集が出来るのである。今後は光ファイバの特徴を生かした WS のシステムを構築して行きたい。

8.3 複数のモニタシステムの機能を有した本システムに関する評価

以上、第 6 章、第 7 章で 2 つのモニタシステムにつき光ファイバを用いた実験の結果と考察について述べてきた。これらのモニタシステムは光ファイバを用いれば単一の物理的センサ（光ファイバ）で機能させることが可能であるといえる。すなわち、光ファイバを、ある時はビームロスモニタの、ある時はワイヤスキャナのセンサとして用いることが可能である。本論文で繰り返し述べたように、光ファイバは布設が容易であり、比較的安価にシステムを構築できるという利点がある。一度光ファイバを布設すると、前述したように複数のモニタシステムと等価な機能が期待される。これは大きな利点であるが、一方で注意深いシステム設計が必要である。必要な時間分解能、どのようなモニタシステムと代替え可能であるかを検討し、どれくらいの長さの光ファイバを布設することが一番効率的かを検討しなくてはならない。また、場所によっては重複して布設する必要がある。第 4 章および 5 章で述べたようにチェレンコフ光は短波長側に光量が多いが、光ファイバの伝送損失も大きい、そのため 50 m 程度の光ファイバを使ったシステムが最適であると考えられる。また第 6 章で述べたビームロスモニタでは多くの場合光ファイバの片方の端点に PMT を設置しているが信号が弱い場合などはビーム下流端にも PMT をつける必要がある。本論文で複数のモニタシステムの機能を有した光ファイバシステム構築の可能性を示したが、最適なシステムを組むためには更に研究と実験を繰り返す必要がある。また、ここで述べた 2 つのモニタシステム以外のシステムへの応用も可能である (Appendix-C)。そのために、光ファイバの布設が簡便であることを活かし、適宜布設して実

験を重ねることが必要である。

参考文献

- [8-1] Y. Yano, S. Michizono, S. Fukuda, S. Ushimoto, “光ファイバービームロスモニターの開発”, Proceedings of 8th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Tsukuba, August 1-3, 2011, pp. 488-493.
- [8-2] Y. Yano, T. Obina, S. Michizono, “光ファイバービームロスモニター”, Proceedings of 9th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Osaka, August 8-11, 2012, pp.902-906.
- [8-3] F. Wulf, M. Körfer, “BEAM LOSS AND BEAM PROFILE MONITORING WITH OPTICAL FIBERS”, Proceedings of DIPAC09, 2009, pp. 411-417.
- [8-4] W. Goettmann, M. Körfer, F. Wulf, “BEAM PROFILE MEASUREMENT WITH OPTICAL FIBER SENSORS AT FLASH”, Proceedings of DIPAC 2007, 2007, pp. 123-125.
- [8-5] X.-M. Maréchal, Y. Asano, T. Itoga, “BEAM BASED DEVELOPMENT OF A FIBER BEAM LOSS MONITOR FOR THE SPring-8/XFEL”, Proc. of DIPAC09, 2009, pp. 234-236.
- [8-6] X.-M. Maréchal, T. Itoga, Y. Asano, “FIRST OPERATION OF A FIBER BEAM LOSS MONITOR AT THE SACLA FEL”, Proceeding of IPAC2011, San Sebastian, Spain, 2011, pp. 2367-2369.
- [8-7] X.-M. Maréchal, Y. Asano, T. Itoga, “Design, development, and operation of a fiber-based Cherenkov beam loss monitor at the SPring-8 Angstrom Compact Free Electron ”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A673, 2012, pp. 32-45.
- [8-8] Y. Yano, N. Iida, S. Michizono, “ワイヤー・スキャナ用センサーへの光ファイバーの応用”, Proceedings of 9th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Osaka, August 8-11, 2012, pp. 898-901.

9. 今後の展望

8.3 節で述べたように大口径光ファイバと PMT の組み合わせは新しい測定器としての可能性を秘めている。また、費用対効果比が高いのも特徴である。これまでの成果にもとづき、光ファイバビームロスモニタは PF リングでさらに整備を進めるとともに、ダンピングリング、SuperKEKB、cERL への試験導入が決まっている。各リングの入射路への光ファイバ検出器の適用はビームコミショニングの初期には強力なツールになることが期待される。

ビームロスモニタに関しては研究のスタート時点に立った所であるが、位置測定の精度が優れていることからビームチューニングに役立つことは明らかである。バンチごとのビームロスを把握するためにビームポジションモニタのデータとの連携を取ると共に、データの表示方法を工夫して実際のビームチューニングに役立つツールにできることが期待される。

光ファイバをワイヤスキャナのセンサとして使用することは、1) 磁場のあるマグネット内にも設置できる、2) エネルギーの異なるビームにひとつのファイバで対応できる、等の利点がある。今後設置するワイヤスキャナには PMT のかわりに光ファイバ検出器を使う予定である。また、既設のワイヤスキャナに使用している PMT は順次光ファイバ検出器に置き換える予定である。

このような一連の取組により、光ファイバシステムで複数のモニタ機能を持ったシステムの構築に取り組みたい。

謝辞

ここで改めてお世話になった皆様にお礼を言わせていただきたいと思います。

通信用光ファイバと PMT を組み合わせたアークセンサの提案を道園先生から頂いたことからこの研究が始まりました。PF リングの測定で指導して下さいました帯名先生、放射線量の測定でお世話になった佐波先生、ワイヤスキャナの実験でお世話になった飯田先生、研究が進むにつれ本来の RF の仕事とは違った方向に展開してゆきましたが、入射器前主幹の榎本先生、現主幹の古川先生、前 RF グループリーダーの福田先生、現グループリーダーの道園先生の皆様には研究内容の意義を認めていただき気持ちよく研究が進めることが出来ました。力不足の私のために習い立ての EGS5 を走らせ貴重なデータを提供して下さいました本間さんにも感謝します。

福田先生と道園先生には本論文をまとめるにあたり貴重なお時間を私のために割き、研究論文の論旨の進め方を手取り足取りご指導いただきました。

皆様には言葉では言い表せない程の感謝の気持ちでいっぱいです。おかげさまで一つの論文としてまとめることが出来ました。ほんとうにありがとうございました。

最後に、私の健康を気遣い研究に没頭できる環境を作ってくれた妻さおりに深い感謝の意を表して謝辞とします。

Appendix-A

光ファイバの開口数について

光ファイバが受け入れることが出来る光の入射角について議論する。

図 A.1 に示すように、光ファイバ端に入射角 ϕ で光が入射する場合を考える。

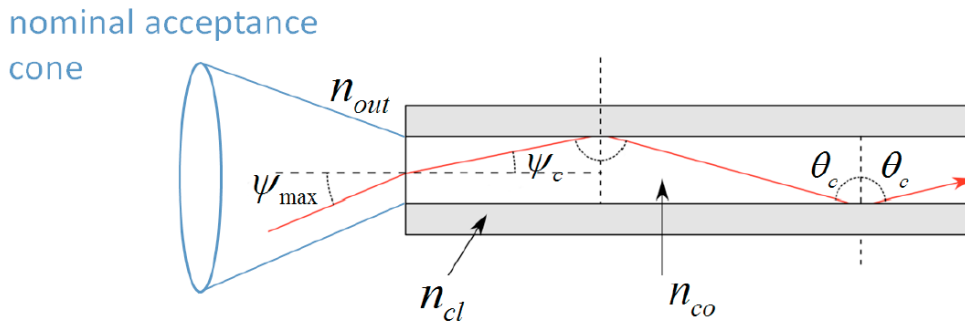


図 A.1：光ファイバの開口数とコア、クラッド間の臨界角の関係。

光ファイバに入った光は屈折角 $(90^\circ - \theta)$ で光ファイバ中を進む。光ファイバのコアの屈折率を n_{co} 、空気中の屈折率を n_{out} とするとスネルの法則より

$$n_{out} \sin \phi = n_{co} \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_{co}\right) = n_{co} \cos \theta_{co} \quad \dots \dots \dots (A.1)$$

光ファイバの中でコアとクラッドの境界面に臨界角 θ_c より大きな角度で入射した光は境界で全反射されて光ファイバを伝搬してゆく。光ファイバのコアの屈折率を n_{co} 、クラッドの屈折率を n_{cl} とするとスネルの法則より

$$n_{co} \sin \theta_{co} = n_{cl} \sin \theta_{cl} \quad \dots \dots \dots (A.2)$$

境界で全反射が起きるとき $\theta_{cl} = 90^\circ$ で $\theta_{co} = \theta_{cr}$ であるから、

$$\sin \theta_{co} = \frac{n_{cl}}{n_{co}} \quad \dots \dots \dots (A.3)$$

となる。光ファイバを伝わる光の最大の入射角を ϕ_{max} 、臨界角を θ_{cr} とすると式(A.1)で $n_{out} = 1$ とすると、

$$\sin \phi_{\max} = n_{co} \cos \theta_{cr} \quad \dots \dots \dots (A.4)$$

となる。式(A.3)と(A.4)から、

$$\left(\frac{\sin \phi_{\max}}{n_{co}}\right)^2 + \left(\frac{n_{cl}}{n_{co}}\right)^2 = 1 \quad \dots \dots \dots (A.5)$$

ϕ_{\max} は光ファイバが受け入れることが出来る最大の入射角で $\sin \phi_{\max}$ を開口数 (Numerical Aperture) NA と呼び次式であらわされる。

$$NA = \sin \phi_{\max} = \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} \quad \dots \dots \dots (A.6)$$

Appendix-B

光ファイバ検出器のアーカセンサへの応用

アーカセンサは加速器を構成する機器である高周波窓や高周波入力カップラー等で起きた放電による強い発光を検出する装置であり、高周波機器を保護するためのインターロック装置として使われる。

従来アーカセンサは、放電が起りやすい場所を覗くように付けた窓にフォトダイオードなど光に反応する素子を取付け、その場で電気信号に変換した後バッファアンプを介して50～100m離れた制御室に導かれインターロック信号として使用されていたが、加速器は高周波電源やパルス電源など非常に強いノイズを出す機器を使っているため微弱な電気信号を長い距離伝送するとそれらのノイズによって誤動作を引き起こす事があった。J-PARCでは、この状況を改善するため、電気ノイズの影響を避けると共に半導体部品を放射線に曝さないようカップラー部や高周波窓を覗く窓に大口径の光ファイバ（コア径 800 μm ）を取付け制御室まで光を導き制御モジュール内のフォトダイオードで電気信号に変換している。本研究では光ファイバ検出器の応用として光ファイバ検出器をア

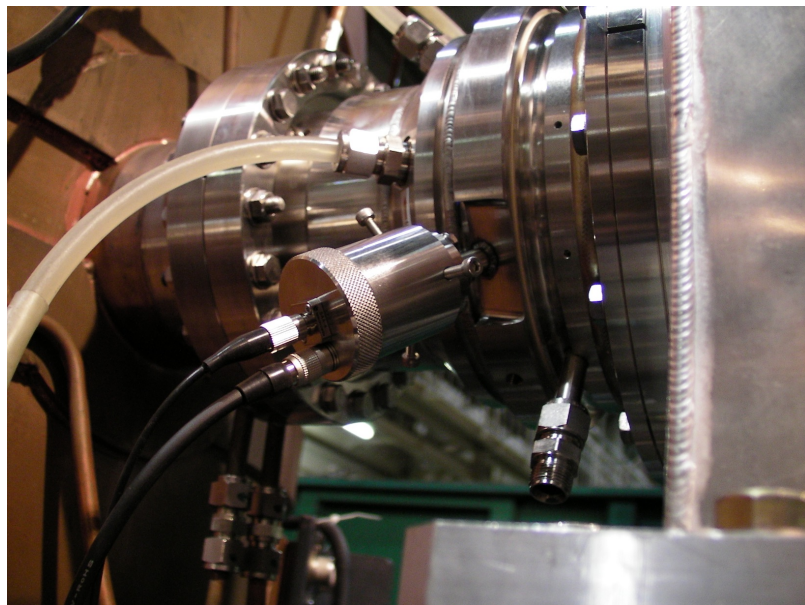
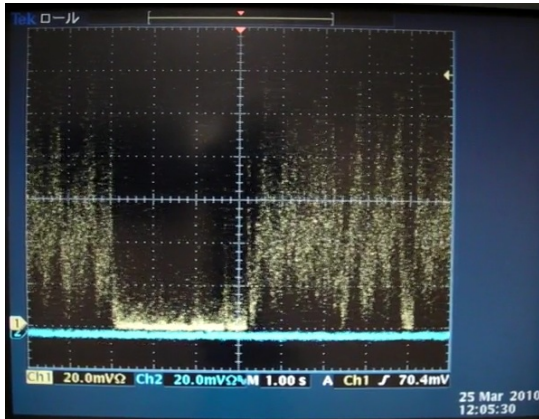
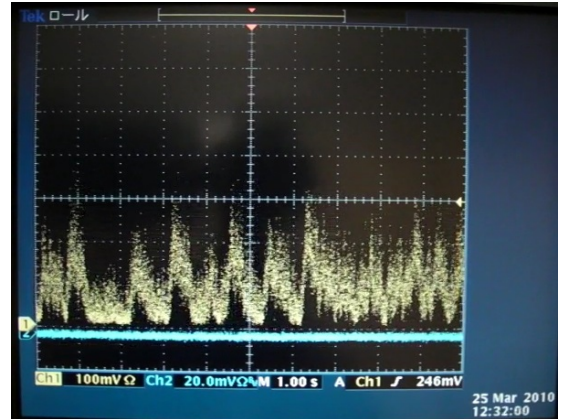


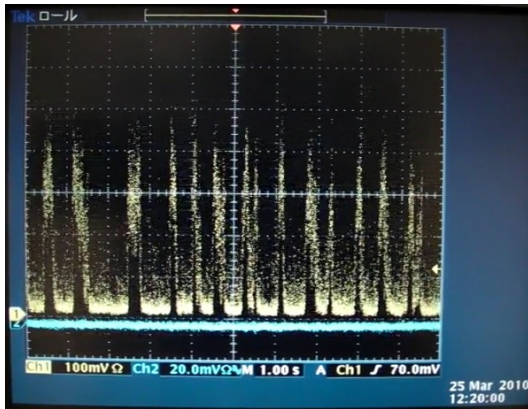
図 B-1：入力カップラーに設置したアーカセンサ。



B-2-1:入力電力 500kW
(20mV/div, 1sec/div)



B-2-3 :入力電力 530kW
(100mV/div, 1sec/div)



B-2-2 :入力電力 520kW
(100mV/div, 1sec/div)

図 B-2 : 入力電力を上げていったときの光電子増倍管出力。

ークセンサとして使用し発光現象の観測を試みた。光ファイバ検出器では、コア径 $600 \mu\text{m}$ の大口径光ファイバを使用していることに加え光検出器としてフォトダイオードではなく高感度のPMTを採用しているため光の検出感度が高く、今までビデオカメラでは捉えることが出来なかった放電前の発光の様子を詳細に観察できることが期待された。

観測は KEKB 用の加速空洞である ARES 空洞テストスタンドで行なわれた。図 B-1 に入力カプラーに設置したアークセンサを示す。図 B-2 にカプラーへの高周波入力電力を徐々に増やしていったときに光ファイバ検出器で観測した PMT 出力を示す。図 B-2-1 は投入パワーが 500 kW 時の間欠発光の様子である。この現象はアルミナ表面のマルチパクタによる帯電で起き、正の帯電が進むとマルチ

パクタが停止するが、帯電がある程度以下になるとマルチパクタが再開しルミネセンスが見えるようになる現象である。図 B-2-1 は比較的長い数秒間隔の間欠発光の様子である。図 B-2-2 は投入パワーを 520 kW に増やした時点での間欠発光の様子であり、投入パワーを上げて行くと発光間隔が短くなることを示している。さらに投入パワーを上げて行くと図 A-2-3 に示すように発光の波形がパルス状から鋸状に変化し、最終的に弱い発光の時間が殆ど無くなりほぼ 1 秒周期の三角波状に変化して行くことがわかる。

以上の観測例に示されたように、光検出部に PMT を使い感度を上げた光ファイバ検出器は、アーク放電を検出するアークセンサとしての機能はもとより、放電前の前駆現象としての発光の詳細な観測に使用できることがわかった。これまでは高周波を投入した時に発生するエレクトロルミネセンスやマルチパクタリングによる発光はビデオカメラにより撮影し記録していただけであるが、本研究で用いた光ファイバ検出器を使うことで発光状態をオシロスコープの波形として記録する事が出来るようになり、微弱な発光が観測できるようになった。入力カプラーのような高周波機器では入力電力を徐々に上げていき表面吸着ガスの除去等によって表面の状態を改善するいわゆるコンディショニングが行われる。コンディショニングは、通常、投入電力と真空圧力の変化の関係を監視しながら行われているが、光ファイバ検出器で捉えた発光現象と真空圧力の変動データを併用することにより、コンディショニング過程のより詳細な管理ができることが期待できる。

Appendix-C

光ファイバ検出器のフィールドエミッション観測への応用

導体表面に高電界が存在すると表面にある凸凹や突起などから電子が放出されるフィールドエミッション (FE) が起きる。入射器の運転において加速管で発生する FE は加速管に投入する RF パワーに制限を与えるため安定な運転の妨げになる。そこで加速管のフィールドエミッションに起因する荷電粒子 (電子) を加速管に布設した光ファイバで捉え FE が起きている加速管を特定することを試みた。

入射器の 2m 加速管の運転時加速電界強度は 20MV/m なので入力コプラ付近で FE が起きた場合、加速された FE による電子は加速管出口では充分亜光速に達しておりビームダクトでビームロスを起こす。ビームダクトに光ファイバを布設しておけばビームロスによるチェレンコフ光を観測する事が出来る。フィールドエミッションによるビームロスは広範囲に渡ること、上流で発生した電子は下流の加速管でも加速されて行くこと等の特性があるためビームロスが観測された近傍の加速管で FE が起きているとは限らない。また、加速ユニットは加速管 4 本につき 1 台のクライストロンからパワーを供給しているため、クライストロンのオン/オフによるビームロスの有無の測定だけでは FE が起きている加速管を特定することは困難である。しかし加速管近傍のステアリング磁石や四極磁石の磁場を変え FE の出方を観測すれば FE が起きている加速管を特定することが可能であることが期待できる。

まず、入射器最下流の 5 セクターに光ファイバを布設し、全クライストロンについて 1 台ごとオフとオンを行ない、FE を起こしている加速管にパワーを供給しているクライストロンが加速管群 AC_32 に対応するものであることを確認した。

次に、AC_32 がある 3 セクターにも光ファイバを布設し、AC_32 付近のステアリング磁石と四極磁石の電流を変えて 3 セクターと 5 セクターに布設した光ファイバの信号の変化を調査した。その結果、AC_32 の第 2 加速管 AC_32_2 の下流にあるステアリング磁石と四極磁石の電流値を変えたとき光ファイバ信号に変化が現れることが確認され、FE が発生している加速管は AC_32_2 であることが推定できた。図 C-1 に 3 セクター付近の光ファイバの布設経路と磁石配置を示す。

図 C-2 に取り外した加速管 AC_32_2 の第 1 ディスク (D1) 付近の写真を示す。D1 のディスク面に損傷が見られる。また、第 2 ディスク (D2) と第 3 ディスク (D3) についても明らかに損傷が見られた。アイリスも損傷が激しく、D2、D3 まで損傷が広がっていることが認められた。何らかの原因で AC_32_2 の D1、D2 付近でマルチパクタリングが起り始めそのまま RF パワーを投入し続ける事で損傷が進行し D3 以降にも損傷が広がって行ったものと推定される。

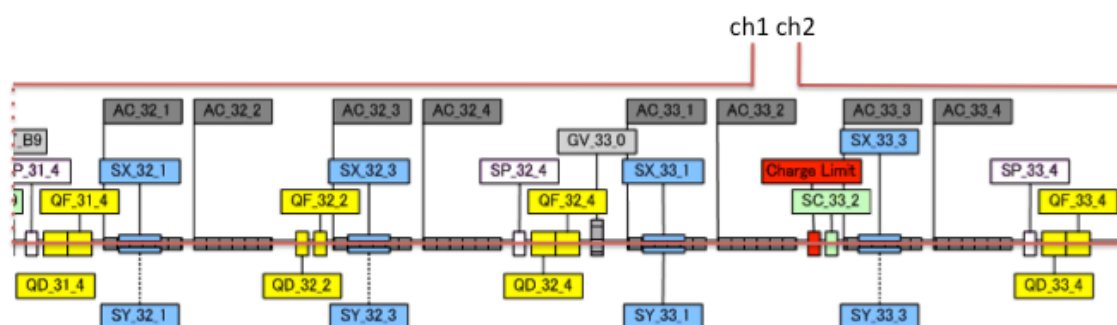


図 C-1 : セクター付近の光ファイバの布設経路と磁石配置。
 (AC:加速管、QF, QD:四極磁石、SX, SY:ステアリング磁石、
 ch1, ch2:光ファイバ信号端、赤線:光ファイバ布設径路)

以上の実験により、光ファイバ検出器はFEを発生している加速管の特定に有効であることがわかる。

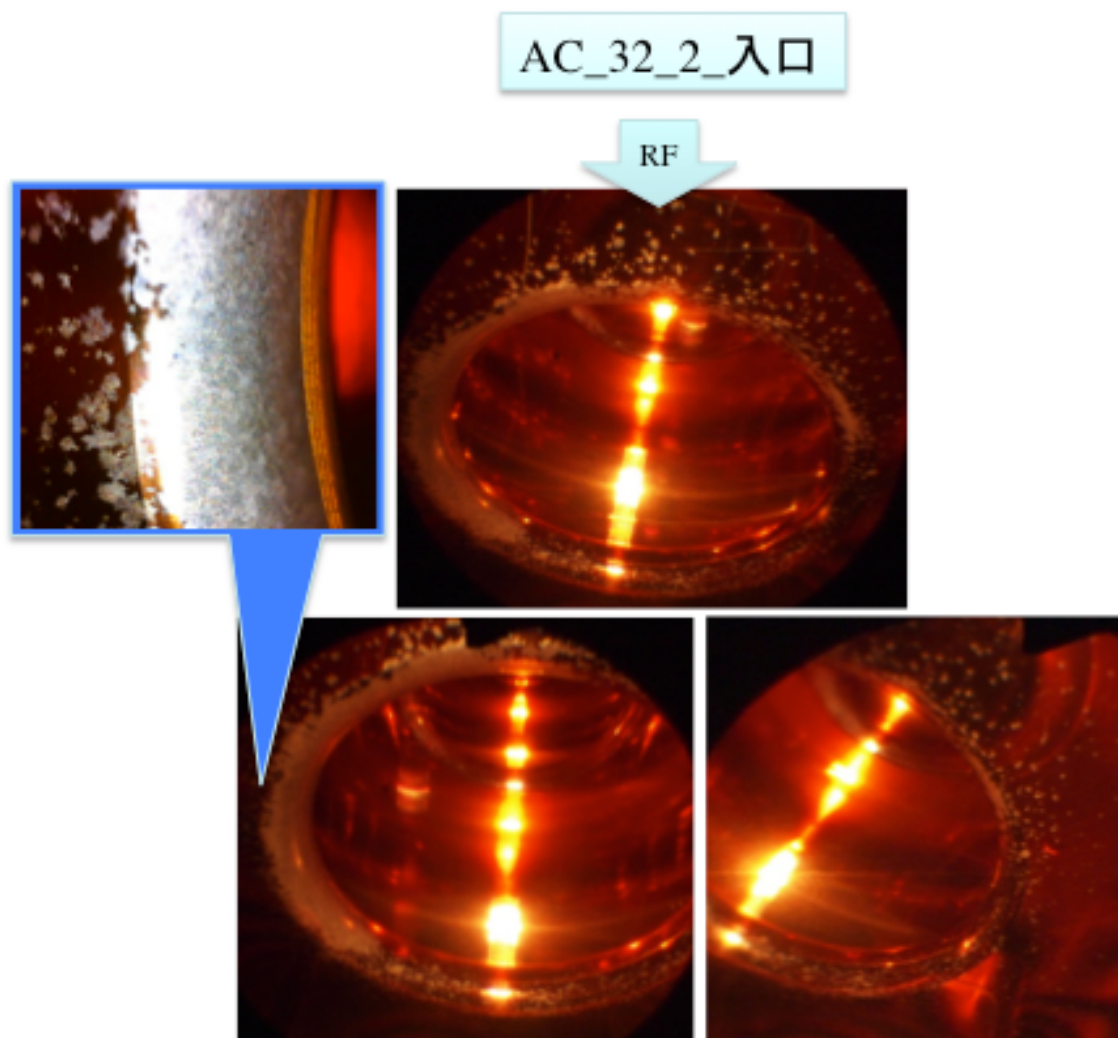


図 C-2 加速管 AC_32_2 第1 ディスク付近の写真。