

Title	小型電子蓄積リングの開発ならびに低エネルギー入射蓄積実験に関する研究
Author(s)	高田, 博史
Citation	大阪大学, 1989, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2398
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

小型電子蓄積リングの開発ならびに
低エネルギー入射蓄積実験に関する研究

1989年3月

高 田 博 史

小型電子蓄積リングの開発ならびに
低エネルギー入射蓄積実験に関する研究

高 田 博 史

内 容 梗 概

本論文は著者が行った小型電子蓄積リングの開発と低エネルギー入射蓄積実験に関する研究成果をまとめたものである。

シンクロトン放射光源は、その応用範囲の広がりに応じて今後は目的指向の光源として建設されると思われる。なかでも、近年大きな注目を集めているシンクロトン放射によるX線リソグラフィは、従来の光源の持つ欠点を画期的に改良しうる新技術であるが、実用上最大の問題点は装置規模が大きいことである。装置の小型化のためには、電子入射器だけでなく電子蓄積リングの小型化が必須であり、低エネルギーで入射して大電流蓄積を達成する基礎的研究が急がれている。そこで著者は低エネルギー入射実験用の小型電子蓄積リングを開発した。総合特性実験では、高効率入射蓄積および蓄積ビームの寿命を制限する現象に関する研究を行い、各々の基礎的特性を明らかにした。

本論文は6章より成り立っている。

第1章は緒論であり、シンクロトン放射光源の小型化の手段について述べるとともに、解決すべき課題を指摘し、本論文の意義を明確にした。

第2章では、X線リソグラフィ光源に要請される小型電子蓄積リングのパラメータを明らかにし、それに基づく低エネルギー入射小型リングの特徴を出すための設計方針を示した。更に開発したリングを構成する電磁石系、入射系、高周波加速系、真空系およびトランスポート系の設計とそれらの基礎特性を明らかにした。

第3章では、低エネルギー蓄積ビームの診断法について述べた。ビームの発生する電場、磁場あるいはシンクロトン放射を観測することにより、ビームの情報を得る種々の計測法について述べ、小型電子蓄積リングのビーム診断に有効な計測法を開発し、計測システムを構築した。このシステムが、シンクロトン放射を用いる場合、周囲からくる電氣的ノイズの影響を受けにくくかつ計測系を設置するリング直線部の短縮を可能にし、小型化に寄与する有用な手法になり得ることを示した。

第4章では、低エネルギーの蓄積ビームの寿命を決める要因を明らかにした。イオントラッピング現象を観測し、イオン除去のための直流クリアリングが、低エネルギービームである程除去に有効であり、イオントラッピングが蓄積ビームの寿命を制限する要因とはならないことを示した。低エネルギーで重要な Touschek 効果

に関し、多重散乱よりもむしろ縦方向バンチ結合不安定性によりビームサイズが増大し、大電流が得られることを実験的に明らかにした。また、高頻度入射に関し、従来入射頻度を定めるものと考えられていた放射減衰時間は制約を与えるものでないことを示した。

第5章では、X線リソグラフィにおける大面積露光のための電子波動特性を検討し、すべての偏向電磁石からのシンクロトロン放射を同じパターンで変化させるという同時照射の有効な手法を見出し、実測結果が計算した波動特性と一致することを明らかにした。

第6章は結論であり、以上の研究で得られた結果をまとめ本論文の総括とした。

目 次

第1章 緒 論	1
参考文献	5
第2章 小型電子蓄積リングの開発.....	6
2. 1 はじめに	6
2. 2 X線リソグラフィ光源の特性.....	7
2. 2. 1 要求精度	7
2. 2. 2 SR光のパワー密度	7
2. 2. 3 ビームサイズ	10
2. 3 設計方針	11
2. 4 基本設計	12
2. 4. 1 軌道運動	12
2. 4. 2 入射エネルギー	16
2. 4. 3 リングの基本構成	18
2. 5 入射系	20
2. 5. 1 入射系に対する要請	21
2. 5. 2 キッカー電磁石系の設計	24
2. 5. 3 光ファイバ磁界センサによる磁場測定	25
(i) 磁界センサの原理と構成	25
(ii) 磁界センサの特性	27
(iii) キッカー電磁石のパルス磁場測定	28
2. 6 電磁石系	30
2. 6. 1 偏向電磁石のn値	31
2. 6. 2 ポールピース形状	33
2. 6. 3 偏向電磁石の磁場測定	34
(i) 測定装置および測定方法	35
(ii) 測定結果	35
2. 6. 4 4極電磁石	37

(i) 4極電磁石の磁場測定	38
(ii) 測定結果	38
2. 6. 5 まとめ	40
2. 7 高周波 (RF) 加速系	40
2. 7. 1 RF加速の理論	40
(i) 微小振動の場合	41
(ii) 大振幅振動の場合	42
2. 7. 2 RF加速システム	43
2. 7. 3 空洞特性把握試験	47
(i) 共振周波数の調整	47
(ii) Q値の測定	49
(iii) 電界分布の測定	52
(iv) シャントインピーダンスの測定	54
(v) 入力インピーダンスの整合調整	56
(vi) 他モードの同定	58
2. 7. 4 空洞の真空状態とパワー投入試験	59
2. 8 真空系	61
2. 8. 1 中性ガス分子による散乱	61
2. 8. 2 ガス放出	62
2. 8. 3 ダクト、排気系構成	63
2. 8. 4 真空特性	66
2. 9 ビームトランスポート系	68
2. 9. 1 ビームトランスポートライン構成	68
2. 9. 2 ビームトランスポート試験	71
2. 10 むすび	72
参考文献	75
第3章 低エネルギー蓄積ビームの診断法	78
3. 1 はじめに	78
3. 2 電磁場を用いる蓄積ビーム計測	78

3. 2. 1	ビーム位置モニター	78
	(i) 4極ボタン型モニター (BPM) の設計	79
	(ii) 感度校正	81
3. 2. 2	蓄積電流モニター (磁気変調型トランス: DC-CT)	83
	(i) 測定原理	83
	(ii) DC-CTの構成	86
	(iii) DC-CTの特性	88
3. 3	SR光を用いる蓄積ビーム計測	89
3. 3. 1	光学パラメータ	90
3. 3. 2	ビームプロファイルモニター	91
	(i) TVカメラによるビームスポット観測	91
	(ii) フォトダイオードアレイによるビームプロファイルモニター	91
3. 3. 3	バンチ長モニター	94
3. 3. 4	ベータトロン振動数モニター	95
	(i) RF-KO電極	96
	(ii) ベータトロン振動数の検出系	98
3. 3. 5	フォトメトリック蓄積電流モニター	99
	(i) モニター構成	99
	(ii) 測定系の雑音特性	100
	(iii) 電子数計測	101
	(iv) 相対強度計測	102
3. 4	むすび	103
	参考文献	105
第4章 低エネルギー入射蓄積		106
4. 1	はじめに	106
4. 2	NIJI-I動作実験	106
4. 3	イオントラッピング現象の解明	112
4. 3. 1	イオントラッピング過程	113
	(i) 中性ガスのイオン化	113

(ii) 蓄積ビームへのイオントラッピング	114
(iii) イオンの運動	117
4. 3. 2 イオンの蓄積ビームに及ぼす影響	118
(i) ベータトロン振動数のシフト	118
(ii) 蓄積ビーム寿命の短縮	119
4. 3. 3 イオンクリアリング	119
(i) d cクリアリング	120
(ii) r fクリアリング	121
4. 3. 4 イオンクリアリング実験	122
(i) イオントラッピングの観測	122
(ii) 実験-d cクリアリング効果	123
(iii) まとめ	127
4. 4 蓄積ビームの寿命	127
4. 4. 1 T o u s c h e k 寿命	127
4. 4. 2 バンチサイズ	130
(i) バンチサイズの増大	130
(ii) 蓄積電流依存性	133
(iii) 電子エネルギー依存性	134
(iv) r f 加速電圧依存性	135
4. 4. 3 蓄積ビーム寿命の評価	136
(i) 蓄積電流減衰率の測定	136
(ii) T o u s c h e k 寿命の評価	139
(iii) まとめ	141
4. 4. 4 低エネルギーに起因する減衰増大機構	142
(i) 実験的検討 (I)	142
(ii) 実験的検討 (II)	145
4. 5 高頻度入射	147
4. 5. 1 入射エネルギーとベータトロン振動の減衰時間	147
4. 5. 2 入射頻度の上昇効果	148
(i) 実験方法と実験結果	149

(ii) 実験結果の検討	150
(iii) まとめ	153
4. 6 むすび	154
参考文献	156
第5章 大面積露光法	158
5. 1 はじめに	158
5. 2 電子波動特性	159
5. 3 許容ビームサイズ	161
5. 4 小型電子波動リング	163
5. 4. 1 ベータトロン振動数依存性	163
5. 4. 2 電子波動実験	166
(i) 実験装置と方法	166
(ii) 実験結果	166
(iii) 電子波動の蓄積ビームへの影響	169
5. 5 むすび	170
参考文献	171
第6章 結 論	172
謝 辞	175
業績目録	176
付 録	179

第 1 章 緒 論

1.1 はじめに

高エネルギー電子が円運動する時に放出するシンクロトロン放射 (synchrotron radiation, SR) は、赤外から X 線にわたる強力な連続光である。特に、十分な強度を有する光源のなかった真空紫外および X 線領域で SR 光を利用した画期的な研究が続出した。SR 光が実用化されたのは、1960年代であり、研究は電子シンクロトロンに寄生して開始された。1970年代に入り本格的な利用は、強度および安定性に優れた電子蓄積リングの登場によって始まったと言える。ただし、これらのリングは衝突用リングである。SR 光による研究の成果が物理学のみならず自然科学の全分野に波及するにおよび 1970年代後半から 1980年代前半にかけて SR 光専用の電子蓄積リングの建設が世界各国で始められた。そのはしりが SOR-RING¹⁾ (東大物性研、0.4MeV、1975) であり、続いて日本では TERAS²⁾ (電総研、0.8MeV、1981)、フォトン・ファクトリー³⁾ (高エネルギー研、2.5 GeV、1982) UVSOR⁴⁾ (分子研、0.6 MeV、1983) の 3 台の光源が完成した。一方、外国での最初の専用光源は英国ダースベリの SRS⁵⁾ (2GeV、1981) であり、その後ドイツベルリンの BESSY⁶⁾ (0.8GeV)、アメリカブルックヘブンの NSLS⁷⁾ (0.75 GeV、2.5GeV)、ウィスコンシンの Aladdin⁸⁾ (1GeV) が建設された。また、既存の衝突リングを転用して専用光源としたものも多い。電子蓄積リングは主に円形あるいはレーストラック状のドーナツチャンバーとこのチャンバーを外側から挟んで偏向および収束のための磁場を発生する電磁石群とからなる。10⁻¹⁰Torr のオーダーの超高真空中に排気されたチャンバー内に電子入射器から入射される電子ビームは、セプトムおよびキッカーとそれぞれ呼ばれるパルス電磁石によって偏向され、チャンバー内の中心軌道に沿って周回する蓄積ビームとなる。電子-電子相互作用、中性ガス分子との散乱ならびにトラップイオンなどによって定まる寿命の間、電子は周回を続けながら SR 光を放射する。電子エネルギーの損失は高周波加速空洞に共振させた高周波電場によって補われる。

SR 光源の動向を見ると、今後益々光源の需要が多くなるとともに、その目的、用途、要求が多方面にわたることは明らかである。

一つの流れは、より高輝度、短波長光源⁹⁾ としての特長を最大限に生かすために、ビームの質 (エミッタンス) の向上に重点を置いた大型光源の実現であり、他方は、汎用装置

として手軽に利用しうる小型光源の実現である。^{10)・11)}とりわけSR光が次世代のX線リソグラフィに有効であることが立証^{12)・14)}されたので、製造ラインに組み込める規模でかつ経済性に優れたX線リソグラフィ用小型光源を当面のターゲットとして開発することは、実用的あるいは工業的意義がきわめて大きく、産業界において強く望まれているところである。

したがって、本論文はX線リソグラフィ用小型光源を実用化するために必要な技術を確立することを目標とした研究を対象とした。

1.2 実用化のための手段

X線リソグラフィ用小型光源を実現するには、電子ビームを入射する電子入射器の小型化と高エネルギー電子を蓄積する電子蓄積リングの小型化が不可欠である。また、SR光は水平方向には十分広い露光幅をつくれるが垂直方向の露光領域は狭い。従って、この欠点を補い露光領域の拡大を計るため光源側で対応しうる手段を考えることも必要である。実用化のための手段を示す。

- ① 電子入射器の小型化 …………… 低エネルギー入射、電子入射の高効率化
- ② 電子蓄積リングの小型化 …… 高磁場化による偏向半径の低減、直線部分の短縮
- ③ 露光領域の拡大 …………… 電子波動法

1.3 実用化技術に関する研究課題

前節で説明した手段を実用可能な技術とするためには、ハードウェアとソフトウェアの両面から、多くの解決しなければならない研究課題がある。

以下、表 1.3-1 に研究課題を系統的に分類して、本論文で扱う未解決の問題点を抽出する。

表 1. 3 - 1 実用化技術に関する研究課題

	手 段	研 究 課 題
電 子 入 射 器 の 小 型 化	低エネルギー入射	<p>イ. 既存の多くの光源では、250MeV以上のエネルギーの電子を入射して100 mA以上の蓄積電流を得ているが、<u>150 MeV程度以下で大電流が得られるかが課題である。</u></p> <p>ロ. このため、大電流での蓄積ビーム寿命を決定する一つの要因であるTouschek効果による寿命を増大する対策も必要とされる。</p> <p>ハ. 入射エネルギーの低減により、蓄積ビームのロスを招く不安定性が顕著になると考えられるが、<u>不安定性の原因の解明と対策が必要である。</u></p>
	電子入射の高効率化	<p>イ. 電子蓄積リングへの電子の入射頻度を決めているのはベータトロン振動の減衰時間である。低エネルギー入射である程減衰時間も長くかかり、大電流蓄積という点で好ましくないとされている。この点の解決が必要である。</p> <p>ロ. <u>上記の問題に対して、入射頻度の上昇という面からのアプローチも必要であろう。</u></p> <p>ハ. 入射頻度の低下を補うには電子入射の高効率化が望まれる。大電流を加速できるが、数%のエネルギー拡がりのある電子リニアックビームの質の向上が図れる小型のエネルギースペクトル幅圧縮装置を開発する必要がある。</p>

	手 段	研 究 課 題
電 子 蓄 積 リ ン グ の 小 型 化	高磁場化による 偏向半径の低減	<p>イ. 超電導電磁石を用いて磁場強度を大きくして曲率半径を小さくすることにより、磁場の非線形成分の増加が顕著となるが、これを低減する対策が必要となる。</p> <p>ロ. 必要とされる磁場配位を得るためには三次元磁場解析コードを用いなければならない。</p> <p>ハ. 曲率を有する形状のコイル巻き技術の開発が必要とされる。</p> <p>ニ. 要求される磁場精度$\Delta B/B \sim 10^{-4}$を実現するために公差 0.1mm以下で電磁石を製作する技術を開発する必要がある。</p> <p>ホ. 電磁力による撓みを 0.1mm以下に収めるコイル支持方法の開発が必要。</p> <p>ヘ. リングの超高真空系と共存し得るクライオスタットの設計、製作も研究課題である。</p>
	直線部分の短縮	<p>イ. 収束電磁石類の直線部分が占めるスペースが大きいいため、<u>偏向電磁石に収束機能を持たせることによりこれを低減することが望まれる。</u></p> <p>ロ. <u>ビーム診断に不可欠なモニターを選別することが必要となる。</u></p> <p>ハ. <u>電磁誘導による誤差をなくする面からも、SR光を用いるビーム診断法が効果的であり、その研究が必要である。</u></p>
露 光 領 域 の 拡 大	電子波動法	<p>イ. SR光の縦方向の露光領域は狭いので、露光領域の拡大が要求される。<u>電子波動法の適用が最も効果的であるがビームラインの小型化との両立性という面からのアプローチも必要である。</u></p> <p>ロ. 電子波動法の利点を生かし、かつすべてのビームラインで同時に大面積露光ができる<u>電子波動リングを開発することが必要である。</u></p>

表1.3 -1 において、アンダーラインを施した研究課題が本論文で扱った項目である。これらの諸課題に挑戦して、次世代のX線リソグラフィ用小型光源の技術基盤を確立し、その実用化に寄与することを本研究の目的とした。

参 考 文 献

- 1) T. Miyahara et. al., Particle Accelerators 7, 163 (1976).
- 2) T. Tomimasu et. al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30, 4, 3133 (1983).
- 3) H. Huke et. al., *ibid*, NS-30, 40, 3130 (1983).
- 4) T. Kasuga et. al., *ibid*, NS-32, 5, 3409 (1985).
- 5) D. J. Thompson, Nucl. Instrum. Method. 177, 27 (1980).
- 6) D. Einfeld and G. Mülhaupt, Nucl. Instrum. Method. 172, 55 (1980).
- 7) M. R. Howells, *ibid*, 195, 17 (1982).
- 8) A. L. Robinson, Science 231, 546 (1986).
- 9) T. Mitsui, Nucl. Instrum. Method. A246, 1 (1986).
- 10) 冨増多喜夫, 真空, 29 (7), 299 (1986).
- 11) 冨増多喜夫, 電学誌, 106 (9), 15 (1986).
- 12) E. Spiller et. al., J. Appl. Phys. 47, 5450 (1976).
- 13) H. Aritome et. al., J. Vac. Sci. Technol. 15, 992 (1978).
- 14) K. Hoh et. al., Jpn. J. Appl. Phys. 22, 765 (1983).

シンクロトロン放射に関するその他の参考文献

- i) H. Winich and S. Doniach, ed., Synchrotron Radiation Research (Plenum Press, New York, 1980)
- ii) 日本物理学会編, シンクロトロン放射 (培風館, 1986).

第2章 小型電子蓄積リングの開発

2.1 はじめに

X線リソグラフィ用に、超電導電磁石を適用して小型でかつ経済的な小型電子蓄積リングを開発しようとする試みは、1980～1981年に西独のミュンヘン工科大学で開始された。¹⁾ この設計案をもとにして、1983年に、Berlin Electron Synchrotron (BESSY) が中心となって単体超電導電磁石よりなる直径 3m以下のCOSYとよばれるリングに、電子エネルギー50keVで入射し、ベータトロン加速で10MeVまで上げ、その後シンクロトロン加速して、蓄積エネルギー 560 MeVのビームを蓄積するという計画²⁾を推進してきた。しかしながら、この第1案の計画は技術的困難性が明らかとなり中止された。第2案の超電導レーストラック型リング³⁾に関してもそれまで公表した計画を何度も繰り延べながら第3案として、入射試験用にまず常電導リングを開発した後、これを超電導電磁石に置き換えるという決定がなされた。常電導リングを用いた入射実験では、50MeV入射により、1986年4月に最初のビーム蓄積に成功したが、リソグラフィに必要なレベルの大電流蓄積を達成していないのが現状である。⁴⁾

一方、わが国における超電導小型電子蓄積リングの開発計画は三つのグループから発表されている。すなわち当社(住友電工)、^{5) 6)} NTT、⁷⁾ 住友重機⁸⁾のプロジェクトである。

筆者は、開発に携わった当初(1984)から、超電導電磁石そのもの開発すべき要素を多く含むこと、ならびに偏向電磁石の超電導化のみでは小型光源が実現できないとの理由から、電子入射器の小型化のための低エネルギー入射実験を主眼とした常電導小型電子蓄積リング(NIJI-I)の開発⁹⁾と超電導小型電子蓄積リングの開発を並行して推進して行くことを考えた。低エネルギー入射実験のために用いる小型リングは1984年夏から電総研の技術指導の下に設計研究を実施し、1985年4月から建設をスタートしてその年の末にリングとしての完成をみた。

本章では超電導小型電子蓄積リングに要求されるリングパラメータを明らかにし、それを満たすような低エネルギー入射小型リングの設計方針を示す。また、低エネルギー入射実験用の小型リングとしてトータルシステムと複数のサブシステムとが一つの設計思想で統一され、各々のサブシステムがその機能を十分に発揮することが重要であるため、サブシステムの典型的なデータの把握に努めた。次節2.2ではX線リソグラフィ用小型光源に

要請される必要性能について、2.3～2.4 節ではリングの設計方針と基本設計について述べる。2.5～2.9 節ではサブシステムである入射系、電磁石系、高周波加速系、真空系、ビームトランスポート系の設計および基礎特性を明確にすることを研究の目的とした。

2.2 X線リソグラフィ光源の特性

2.2.1 要求精度

クオーターマイクロン半導体素子のリソグラフィ工程に実用上要求される仕様を条件的には厳しい表2.2 -1 のように設定する。SR光をリソグラフィ光源として用いるためには、

表2. 2-1 SRリソグラフィの要求仕様

分解能	0. 2 5 μm
総合重ね合わせ精度	0. 0 5 μm
半影ぼけ	0. 0 2 5 μm
ウェハーサイズ	8 インチ
露光面積 (最大)	5 0 mm \times 5 0 mm
スループット	4 0 枚ウェハー/ビームライン・時間以上

主にX線波長領域とビームサイズによって決まる分解能が重要な判定基準となる。使用波長領域は、X線が波であることにより生じるフレネル回折によるぼけ l_D と、入射X線のエネルギーに依存するレジストからの二次電子の飛程によるぼけ R_s およびマスクとレジスト面との距離(プロキシミティギャップ) G によって決定される。これらの関係を図2. 2 -1 に示す¹⁾。従って、最適なX線波長領域が存在することになる。一方、ビームおよび G が有限の大きさを持つために生じる半影ぼけは、光源とマスク間の距離 L との関係により決定される。以下、表2.2 -1 の要求精度を満たす光源特性について考察する。

2.2.2 SR光のパワー密度

SR光が、レジスト面上に所定のパワー密度以上で到達するまでに、真空遮断窓(Be窓)、マスク温度制御のためのHe ガスおよびマスク基板を透過することにより、透過した物質の線吸収係数とその厚さにより減衰を受ける。この時のレジスト面上のパワー密

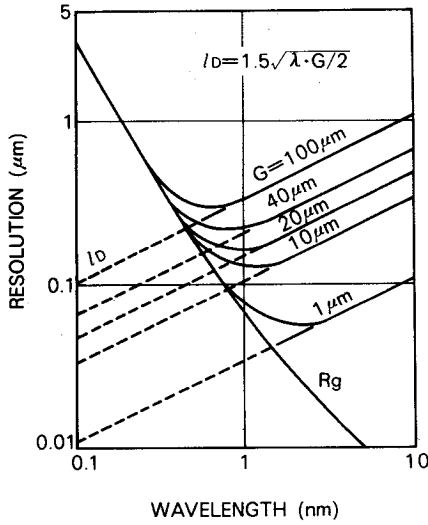


図 2. 2 - 1

フレネル回折で決まる最小線幅 l_D と二次電子飛程 R_g の X線波長依存性

度は

$$J = \int_0^{\infty} P_0(\lambda) \exp \{-\mu_w(\lambda) t_w - \mu_g(\lambda) t_g - \mu_m(\lambda) t_m\} d\lambda \quad (2.2-1)$$

で示される。ここで、 $P_0(\lambda)$ は SR 光の電子軌道面上におけるパワースペクトル、 μ および t は、各物質の線吸収係数、厚みであり添文字 w 、 g 、 m はそれぞれ Be 窓、He ガス、マスク基板を表す。 $P_0(\lambda)$ は、理論的に

$$P_0(\lambda) = 1.562 \times \frac{E^7}{\rho^2} \left(\frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^3 \times \int_{(\lambda_c/\lambda)}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta \frac{\text{mW}}{\text{\AA} \cdot \text{mA} \cdot \text{mrad}} \quad (2.2-2)$$

と表される。²⁾ ここで、 E 、 ρ 、 λ_c はそれぞれ電子エネルギー、偏向電磁石の偏向半径、臨界波長である。 $K_{5/3}$ は第二種の変形ベッセル関数である。

高真空ビームラインと露光室とを分離する真空遮断窓として用いる Be は、単に真空遮断だけでなく $\sim 15 \text{\AA}$ 以上の波長をカットする短波長フィルターとしての働きもする。マスク基板材としては、BN 膜が、 Si_3N_4 、 SiO_2 、 Al_2O_3 に比して SR 光の透過性が良く最も有望な材料であるが、現段階において、膜としての強度の安定性が十分でない

という欠点を有する。³⁾ マスク温度制御用ガスとしては、SR光の透過率、熱伝導率および取扱い易さの点でHe ガスが最も優れている。しかもBe 窓を透過した15Å以下の短波長成分はHe ガス中での線吸収係数が極めて小さいため、He ガスによるエネルギー吸収はないものとする。一方、露光面積は、第5章で述べる電子波動法により一ステップ当たりウエハー面50mm×50mmに一括露光するとすれば、8インチウエハーではステップ回数はN=16となる。アライナーの目標性能を、ウエハー取換え時間 $T_{\text{overhead}}=10$ 秒、ステップ移動時間 $T_{\text{step}}=2$ 秒、位置合わせ時間 $T_{\text{align}}=1$ 秒として、スループットWを40枚/ビームライン・時間以上得るための露光時間 T_{exp} は次式により計算され、 T_{exp} は2秒以下となる。

$$W \geq \frac{3600}{T_{\text{overhead}} + N(T_{\text{exp}} + T_{\text{step}} + T_{\text{align}})} \quad (2.2-3)$$

次に、この露光時間よりレジスト面上で要求されるパワー密度を求めることができる。レジスト材は鋭意開発が進められており、性能の向上が図られてゆくと考えられるが、現時点で研究に供試されているレジスト⁴⁾に余裕をみて、感度 100 mJ/cm^2 とする。よって、レジスト面上でのパワー強度は 50 mW/cm^2 以上必要となる。ここでは、超電導偏向電磁石を用いた小型電子蓄積リングを対象とする。図2.2-1の分解能限界および窓材による波長吸収特性を考慮して、リソグラフィに有効な波長領域を4~15Åに選んだ。小型電子波動リングに要求されるSR光のパワー密度 J ($\text{mW/mA} \cdot \text{mrad}$) の計算に用いたリソグラフィシステムのパラメータを表2.2-2に示す。

偏向電磁石の磁束密度 B (T)、偏向半径 ρ (m)、電子エネルギー E (GeV) およびピーク波長 λ_p (Å) の関係は

$$E^3 = 2.348 \times \rho / \lambda_p \quad (2.2-4)$$

$$B = 10E / 3\rho \quad (2.2-5)$$

で求められる。Bを(a)4.0T、(b)4.5Tとした場合の E 、 ρ および表2.2-2のパラメータより(2.2-1)式で計算されるレジスト面上の J の λ_p 依存性を図2.2-2に示す。

以上より、50mm×50mmの露光面積当たり 1.25 W のパワーが要求され、ビームライン長を7mとすれば 175 mW/mrad となる。図2.2-2より、実用機としての小型電子波

表2. 2-2 リソグラフィシステムの計算パラメータ

Be窓の厚さ	15 μm
マスク基板材	Si_3N_4
マスクの厚さ	2 μm
レジスト感度	100 mJ/cm^2
有効波長領域	4~15 \AA
露光時間	2秒

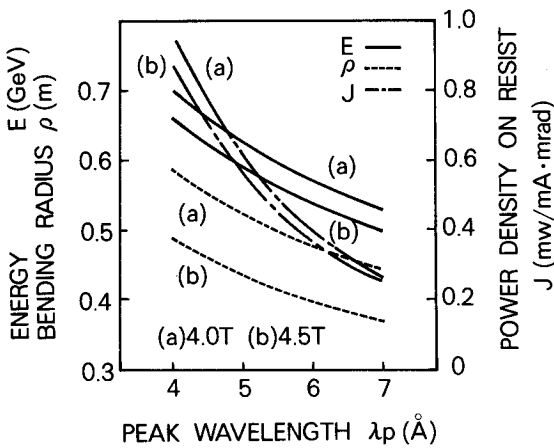


図2. 2-2

レジスト面上のパワー密度J、電子エネルギーEと偏向半径 ρ のSRピーク波長 λ_p 依存性

動リングの λ_p を4.2 \AA 、Bを4.5 Tとすれば $E \sim 0.64\text{GeV}$ 、 $\rho = 0.48\text{m}$ 、 $J \sim 0.8 \text{ mW}/\text{mA} \cdot \text{mrad}$ となり、蓄積電流 $I \sim 220 \text{ mA}$ が必要であることがわかる。ビームライン長を更に短くすることができれば、必要とされる蓄積電流を低減することが可能となるが、ビームサイズに起因する半影ぼけが問題となってくる。

2.2.3 ビームサイズ

クォーターミクロンデバイスのパターン転写後の解像線幅の均一性は工業的に重要なファクターであり、光源およびリソグラフィ技術の双方より決まるものである。従って、リソグラフィ技術の今後の開発に負う所が大であるが、現状の紫外線露光による量産技術では解像線幅の均一性が $\pm 10\%$ で実施されているので、X線リソグラフィにおいても総合重ね合わせ精度として0.05 μm 程度とすることが望ましい。それ故、光源としては $\pm 5\%$ 、

リソグラフィ技術で± 5%を目標にすることが妥当と考えられる。

光源から決まる解像度については、X線リソグラフィにおいてすでに論じられているとおり、転写は光学素子を介在させない密着あるいは近接焼き付けであるので、半影ぼけが解像度の要因となる。半影ぼけ δ は、図2.2-3に示すようにマスクとウエハーの間に空隙 G があること、光源が有限の実ビームサイズ 6σ を持つことにより生じるもので $G=15\mu\text{m}$ 、ビームラインの小型化を考慮して光源—マスク間距離 $L=4\sim 7\text{m}$ とし、 δ を $0.025\mu\text{m}$ 以下に抑えるためには、 $\sigma\leq 1.1\sim 1.9\text{mm}$ とすることが必要である。

電子波動法による蓄積ビーム波動特性を考慮した許容ビームサイズについては、第5章5.3節で述べる。

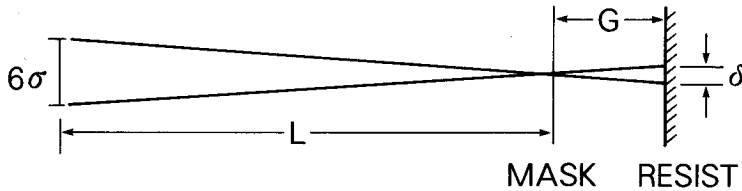


図2. 2-3 SRリソグラフィにおける半影ぼけモデル

2.3 設計方針

N I J I - I は低エネルギー入射研究用のリングであるとともに、超電導小型電子蓄積リングを開発するためのプロトタイプとして設計を考える必要がある。

電子蓄積リングの小型化を追求した場合、NBS SURF II のように直線部のない円形の単一電磁石型のリングとなるが、超電導化に際して入射、加速、蓄積さらには保守性などの諸特性を考えると疑問が残る。リングの必要最小限の構成要素は、偏向電磁石および収束電磁石のほかには、SR光によるエネルギー損失を補償するためのrf加速空洞、電子を加速器から入射するためのセプタムとキッカー電磁石および真空機器である。低エネルギー入射であることによって、セプタムとキッカー電磁石は小型化できる。さらに収束電磁石を小型にするためには、偏向電磁石が収束力を受けもつようにすればよい。

ラティスの選択にあたっては、収束電磁石の数が少なくすみ、リング全体をコンパクトに作ることもできるもので、かつ低エネルギー電子を入射し蓄積しやすいものを得るよ

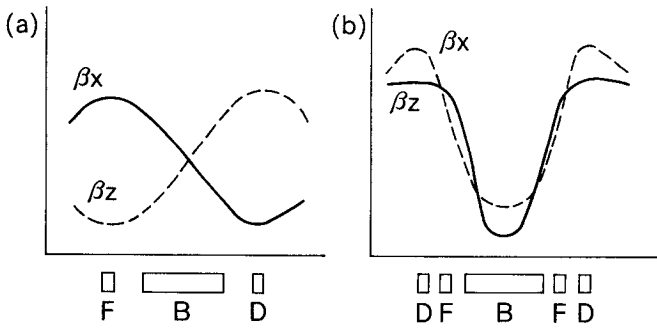


図 2. 3 - 1
ラティスによるベータトロン関数の概念図
(a) FODO型
(b) ダブルレット型

うにする。図2.3 -1 にFODO型のラティスと偏向電磁石の両側に収束電磁石のダブルレットを置いたラティスのベータトロン関数の概念図を示す。ダブルレットを置く場合には、偏向部でビームサイズを小さくすることは可能であるが、ビームの体積が小さくなることに伴う電子-電子相互作用(Touschek 効果²⁾)により寿命が短くなる。さらには収束電磁石の中でベータトロン関数が大きくなるためベータトロン振動数のシフトが大きくなる。これを打ち消すには6極電磁石を入れる必要があり、必然的に磁界の非線形要素が多く持ち込まれることになり、非線形要素に起因するベータトロン振動の共鳴現象のために電子の運動の安定領域が狭くなる傾向になる。一方、FODO型では、偏向電磁石の中で β_x が非対称でありビームサイズは小さくならないが、リソグラフィに要求される許容ビームサイズ以下とすることは容易であり、収束電磁石の数が少なくてよいので、直線部長の短縮がはかられ、かつTouschek 効果を緩和することができる。以上より、決定した設計方針は、

- ① 偏向電磁石に収束力を持たせた弱収れん方式とし、モーメントムコンパクションファクターを大きくすることによりTouschek効果を緩和する。
- ② 偏向電磁石にエッジ収束力を合わせ持たせる。
- ③ ラティスはFODO型を基本とする。

である。

2.4 基本設計

2.4.1 軌道運動

電子蓄積リングでは、中心のエネルギー E から ΔE ずれた電子も周回しており、電磁石のリングへの据え付け誤差および磁場の誤差のない場合の電子の軌道方程式は

$$\frac{d^2 x}{d s^2} + K_x(s) x = \frac{\Delta E}{E} \frac{1}{\rho} \quad (2.4-1)$$

$$\frac{d^2 z}{d s^2} + K_z(s) z = 0 \quad (2.4-2)$$

で表される。ここで x 、 z は水平方向および垂直方向の中心軌道からの振幅である。リング1周について電磁石がある箇所とない箇所があるので、 ρ および K は軌道長 s の関数となる。 ρ は偏向電磁石の曲率半径であり、偏向電磁石がない箇所では $1/\rho$ は零である。

ここで、偏向電磁石の場合の K_x 、 K_z は

$$K_x = \frac{1}{\rho^2} - \frac{B'(0)}{B_0 \rho}, \quad K_z = \frac{B'(0)}{B_0 \rho} \quad (2.4-3)$$

4極電磁石の場合は、

$$K_x = -\frac{B'(0)}{B_0 \rho}, \quad K_z = \frac{B'(0)}{B_0 \rho} \quad (2.4-4)$$

である。 $B'(0)$ は $B'(0) = \partial B_z / \partial x |_{x=0}$ で与えられ、 B_0 は偏向電磁石の中心磁場である。(2.4-1) 式の解は

$$x = x_\beta + x_\epsilon \quad (2.4-5)$$

とかける。 x_β と x_ϵ はそれぞれ

$$x_\beta = \sqrt{\epsilon \beta(s)} \cos [\phi(s) + \phi_0] \quad (2.4-6)$$

$$x_\epsilon = \eta \frac{\Delta E}{E} \quad (2.4-7)$$

となる。 ϵ は定数であり、 $\beta(s)$ は s 点におけるベータatron関数、 η はエネルギー分散関数である。また、

$$\phi(s) = \int_0^s \frac{d s}{\beta(s)} \quad (2.4-8)$$

となることが示される。 $\phi(s)$ はベータatron振動の位相、 ϕ_0 は初期位相でありリン

グ1周についてみると、 x_β の振動回数がわかる。よって、中心エネルギーEの電子に対して振動数を ν とすると

$$2\pi\nu = \int_0^c \frac{ds}{\beta(s)} = \frac{2\pi R}{\bar{\beta}} \quad (2.4-9)$$

となる。ここで、Cをリング周長とすると $C = 2\pi R$ であり、 $\bar{\beta}$ は周長にわたる $\beta(s)$ の平均を意味している。一方、エネルギーのずれ ΔE の電子が感じる収束力Kは

$$\frac{K}{1 + \Delta E/E} \sim K - K\Delta E/E \quad (2.4-10)$$

となり、 $\Delta E = 0$ の電子より $-K \cdot \Delta E/E$ だけ弱くなる。つまり、 ν が

$$\Delta\nu = -\frac{1}{4\pi} \int K \beta(s) ds \cdot \Delta E/E \quad (2.4-11)$$

だけ減少することになる。これをチューンシフトと呼ぶ。そこで、

$$\Delta\nu = \xi \frac{\Delta E}{E} \quad (2.4-12)$$

なる量を定義してこれをクロマチシティ（色収差）という。

(2.4-11)と(2.4-12)式で示されるように、4極電磁石の所で β が大きいと ξ の絶対値が大きくなり電子の運動が不安定となる場合がある。

また $\Delta E \neq 0$ の電子は、中心のエネルギーを持った電子の平衡軌道とは異なった軌道を周回することになる。 $\Delta E > 0$ の電子は、 $\Delta E = 0$ の電子より周回軌道は長くなり、 $\Delta E < 0$ の電子のそれは短くなる。ここに示した軌道長のずれは

$$\frac{\Delta C}{C} = \alpha \frac{\Delta E}{E} \quad (2.4-13)$$

で定義される。 ΔC は $\Delta E = 0$ の電子の周長に対する ΔE の電子の周長の差であり、 α はモーメントコンパクションファクターである。 α はエネルギー分散関数に関係しており、実際 α は

$$\alpha = \frac{1}{C} \oint \frac{\eta}{\rho(s)} ds \quad (2.4-14)$$

と書くことができる。ここで ΔC に寄与するのは曲率 $1/\rho$ がある偏向電磁石のみであるので、積分は1周にわたる偏向電磁石内で行えばよいことがわかる。

ビームのエミッタンス（位相空間（ x, x' ）におけるビームの大きさ）はビームの性能に関して重要な量である。電子の位置 x は (2.4 -6) 式に与えられているので、傾き x' は $x' = dx/ds$ で求められ

$$\begin{aligned} x' &= -\sqrt{\varepsilon/\beta(s)} \{ \alpha(s) \cos [\phi(s) + \phi_0] + \sin [\phi(s) + \phi_0] \} \\ &= -\sqrt{\varepsilon\gamma(s)} \sin [\phi(s) + \phi'_0] \end{aligned} \quad (2.4-15)$$

となる。ここで α, β, γ はツイスパラメータである。

(2.4 -6), (2.4 -15) 式を用いて

$$\frac{1}{\beta} [x^2 + (\alpha x + \beta x')^2] = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \varepsilon \quad (2.4-16)$$

が導かれる。この式から明らかなように、ビームエミッタンスはリングを1周する毎の x に対して不変であるばかりでなく、楕円方程式であるのでリングのどの場所においても不変であることを示している。楕円 x, x' 軸の最大値は、

$$\begin{aligned} x_{\max} &= \sqrt{\varepsilon\beta} \\ x'_{\max} &= \sqrt{\varepsilon\gamma} \end{aligned} \quad (2.4-17)$$

となるから、 x_{\max} はビームサイズを与えることになる。リング内の電子ビームはガウス分布をしているので、標準偏差 σ をもってビームサイズとする。(2.4 -17) 式の β は一般的に $\beta \sim R/\nu$ と近似できるので、ビームサイズは ν に依存することがわかる。

しかし、実際の電子蓄積リングにおいては、SR光を放出するため上述の不変量であったはずのエミッタンスが減衰する。すなわち、リングに入射された直後の電子の振幅は、SR光放出による放射減衰と、光子という形でエネルギーを確率的に放出するために、電子の振動がランダムに揺さぶられることに起因する放射励起が平衡に達するまで減少する。ベータトロン振動の $x-z$ 結合がない場合の水平方向の平衡状態エミッタンスは (2.4 -17) 式を用いて

$$\sigma_{x\beta} / \beta = \frac{J\varepsilon}{J_x} \langle H \rangle \left(\frac{\sigma_\varepsilon}{E} \right)^2 = \varepsilon_{x0} \quad (2.4-18)$$

与えられる。ここで $(\sigma_\varepsilon / E)^2$ は放射励起によるエネルギーの拡がりである。ただ

し $\langle H \rangle$ は

$$\langle H \rangle = \frac{1}{2\pi\rho} \int \frac{1}{\beta} \{ \eta^2 + (\beta\eta' + \alpha\eta)^2 \} ds \quad (2.4-19)$$

であり、積分は全偏向電磁石について行うものとする。 J_ϵ は damping partition number と呼ばれ、ここでは $J_\epsilon \sim 2$ であり、 J_x は $J_x = 1 - D$ で定義される。 D はエネルギーのずれた電子が偏向電磁石内を走る道のりと中心のエネルギーをもつそれとの差であり、 D は

$$D = \alpha R / \rho \quad (2.4-20)$$

となり、一般的には小さい値である。

放射励起によるエネルギーの拡がりは、

$$\left(\frac{\sigma_\epsilon}{E} \right)^2 = \frac{\gamma^2}{J_\epsilon \rho} \frac{\hbar}{mc} \frac{55}{32\sqrt{3}} \quad (2.4-21)$$

となる。以上よりリング内での水平方向ビームサイズは、(2.4-5)式を用いて x^2 の統計的平均をとり $\langle x^2 \rangle = \sigma_x^2$ とすると、 x_β と $\Delta E/E$ は相関がないので

$$\sigma_x = \sqrt{\sigma_{x\beta}^2 + (\eta \sigma_\epsilon / E)^2} \quad (2.4-22)$$

で与えられる。一方垂直方向ビームサイズは、設計上垂直方向にエネルギー分散がないので零であるが、実際には水平方向と垂直方向のベータatron振動のカップリングの寄与によりビームサイズは有限となる。水平方向のエミッタンスを ϵ_x 、垂直方向のエミッタンスを ϵ_z として、カップリング係数を $K = \epsilon_z / \epsilon_x$ と置くと

$$\epsilon_x = \epsilon_{x0} / (1 + K), \quad \epsilon_z = K \epsilon_{x0} / (1 + K) \quad (2.4-23)$$

となる。

2.4.2 入射エネルギー

超電導小型電子蓄積リングを電子入射器も含めて産業用装置とする場合に重要なことは、入射エネルギーの選択¹⁾である。既存の電子蓄積リングには、電子を入射エネルギーが10~100 MeV程度で入射後、シンクロtronモードでリング内で加速して動作エネルギー200MeV~1 GeVで蓄積するものがある。この種のリングでは磁場上昇の応答を良くす

るために、渦電流損失および残留磁界が小さく、透磁率の大きい珪素鋼板（積層板）が用いられており、装置全体の建設コストは安価であるが、蓄積しうる電流は定常的には数10 mAと低い。一方、他の多くのリングでは入射エネルギーとして 250MeV以上あるいはリングの蓄積エネルギーと同じエネルギーの電子を入射しており、100 mA以上の蓄積電流が得られている。これらのリングの場合、電磁石の磁場は入射後ゆっくり上昇させるか、蓄積エネルギーに相当する磁場に固定しておけばよいので磁極材として軟鉄を用いることができる。リソグラフィ光源として要求される蓄積電流200 mA以上を得るには 250MeV以上のエネルギーで入射を行うのが望ましい。しかし、産業用装置という観点からは小型リングの大きさに適合した電子入射器が必要とされる。従って、電子入射器の小型化は、高電界加速や新加速方式の開発^{2) - 4)} などの入射器自体の改良および開発と低エネルギー入射による大電流蓄積技術の確立の両面から検討されて来ている。前者によって大幅な小型化が直ちに可能という段階ではなく、その小型化は次世代の衝突型加速器への適用を目指したものである。超電導小型電子蓄積リングに低エネルギーで入射を行い、超電導電磁石の励磁をシンクロトンモードで行うとなると、超電導体に特有な、本質的なヒステリシス損失も考慮しなければならず、大電流の加速、蓄積は極めて困難である。そこで、電子のTouschek寿命を長くして、低エネルギー入射で大電流を蓄積後、数十秒から数分かけて蓄積エネルギーまで加速する方式が本命となる。しかし、実際に低エネルギー入射により大電流蓄積が可能であるか、あるいは蓄積電流を制限する不安定性についてN I J I - Iを用いて詳細に研究しなければならない（図2.4 - 1）。

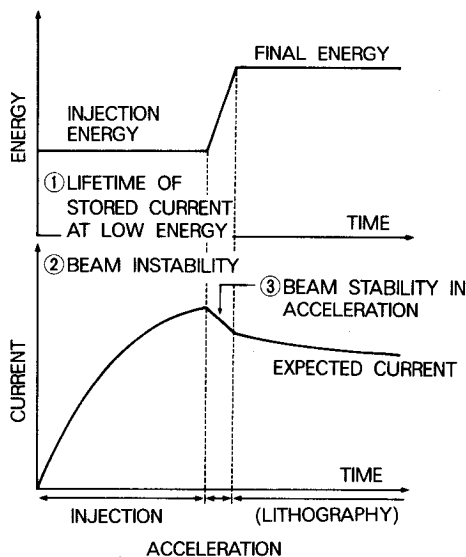


図 2. 4 - 1
小型電子蓄積リングシステム
運転の概念図

表 2. 4 - 1 設計パラメータ

Injection energy	8 0 - 1 6 0 MeV
Stored energy	2 3 0 MeV (max)
Circumference	1 3. 2 5 6 m
Focusing order	0/2 Q _F B _D Q _D B _D Q _F 0/2
Periodicity	4
Bending radius	$\rho = 0. 7$ m
Length of bending magnet	$L = 0. 4 9 0$ m
Bending field index	$n = 0. 5$
Horizontal betatron tune	$1. 2 < \nu_x < 1. 8$ (variable)
Vertical betatron tune	$1. 2 < \nu_z < 1. 8$ (variable)
Length of quadrupole magnet	$L_F = 0. 2$ m $L_D = 0. 1$ m
Field gradient of quadrupole magnet at 160 Me V	$0 < K_F < 8. 5$ m ⁻² $0 < K_D < 5. 6$ m ⁻²
Frequency	$f = 1 5 8. 4$ MHz
Revolution frequency	$f_r = 2 2. 6 3$ MHz
Harmonic number	$h = 7$
Synchrotron radiation loss (at max. 230 MeV)	$U_{rad} = 0. 3 5$ KeV
Maximum rf power	$P = 2$ kW

磁 (Q_D) を設置する。リニアックから輸送された電子は、S₁ に置いたセプタム電磁石によってリング内の中心軌道と平行に入射され、S₅ に置いた変形軌道を形成するキッカ一電磁石によってリング内に蓄積される。リングの超高真空系とセプタム真空槽は50 μm のポリイミド膜で分離されている。S₇ には r f 加速空洞が設置されており、r f 電源か

ら最大 2 kWの電力の供給を受けることができる。リングには、この他、ビーム計測系として S_3, S_5, S_7 にビームポジションモニタ (BPM)、蓄積電流モニタ (DC-CT) ならびにベータトロン振動数測定用 RF-KO電極が取り付けられている。

設計方針に示したように、低エネルギー入射により大電流蓄積を成し遂げる上での最大の問題点の一つは、Touschek効果による蓄積ビームの寿命が短いことである。Touschek寿命は、蓄積電子の密度の逆数に比例するので、ビームサイズを大きくすることにより寿命を延ばすことができる。ビームサイズを増加させるにはモーメントムコンパクションファクター α あるいはエネルギー分散関数 η を大きくすればよい。それ故、偏向電磁石の n 値を 0.5 に選んだ。 n 値は

$$n = - \frac{\rho}{B} \frac{\partial B_z}{\partial x} \quad (2.4-24)$$

で定義される。ここで ρ は偏向半径、 B は中心軌道での磁場の強さである。さらに、偏向電磁石に 12° のエッジ角をつけ縦収束力を持たせたので、設計上は Q_D を無くしてしまうことも可能であった。しかし Q_D を付加することに決定したのは、これがラティスとしてのフレキシビリティを増し、広い範囲での動作点のサーベイにおいて有用になると期待されるからである。

2.5 入射系

リングにビームを入射して蓄積する方法としては、ファーストキッカー電磁石を用いる方法 (一回転入射法) とキッカー電磁石を用いる方法 (多重回転入射法) がある。N I J I - I は、多重回転入射法を採用する。この節では、低エネルギー電子を効率よくリング内に蓄積するために重要な入射系について述べる。

この節の目的は、

- 1) 高効率入射のために要請されるキッカー電磁石設計に関する考察。
- 2) 従来用いられてきたサーチコイルにかえ光ファイバ磁界センサを適用した時間分解能、空間分解能に優れた磁場計測技術の開発。¹⁾

の 2 点である。

2.5.1 入射系に対する要請

図2.5-1はNII JI-Iの長直線部S₁の入射セプタム電磁石部構造である。リニア

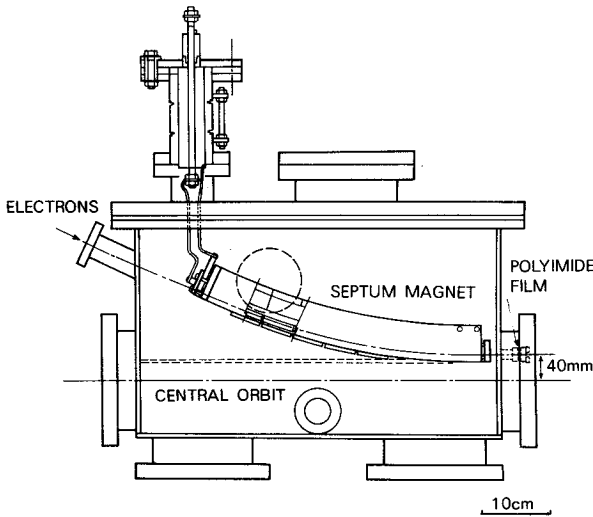


図2.5-1

入射セプタム電磁石部の
構造

ックから輸送されてきた電子はセプタム電磁石で 25° 偏向され、中心軌道から40mm外側に、ポリイミド膜の窓を通り中心軌道にほぼ平行に入射される。図に示すように真空槽は隔壁により分離してある。分離された一方はリングの超高真空槽に接続し、他方はセプタム電磁石の珪素鋼板を積層するのに用いる接着材からの放出ガスがリング内に流入するのを防止するためである。セプタム電磁石の開口は幅12mm、高さ8mmであり、偏向半径は1.1 mであるから160MeVの入射電子に対して、必要な磁場は4.85 kGとなる。励磁は約 $500\mu\text{s}$ の正弦半波を用いる。約 $0.5\mu\text{s}$ の入射ビームに対して、半波正弦波の頂上は十分に平坦である。

セプタム電磁石によりリング内に入射されたビームは、平衡軌道に沿ってベータトロン振動しながら周回することになる。n回転後、 $n\nu_x$ が整数に近づくと、ビームの変位は、入射時の平衡軌道からの変位に近づくため、ビームはセプタムに衝突して失われる。キッカー電磁石は、ビームの入射時に平衡軌道を一時的にセプタムに近づけることにより、ベータトロン振動振幅を小さくするために用いられるパルス電磁石である。そして、ビームはキッカー電磁石の磁場の減衰特性に従って中心軌道に引き戻されるので安定に周回することになる。この動作を繰り返し行うことによりビームを蓄積してゆくことができる。

通常、大型のリングでは、複数台のキッカー電磁石を用いて入射を行っているが、NII JI-Iの場合、周長13.256mの小型リングであるのでセプタム電磁石の対向部に1台の

キッカー電磁石を設置する。

まず、セプタム電磁石から入射されたビームが効率よく蓄積されるための必要条件を考える。図2.5-2に入射点におけるビームの位置関係の模式図を示す。セプタム電磁石内

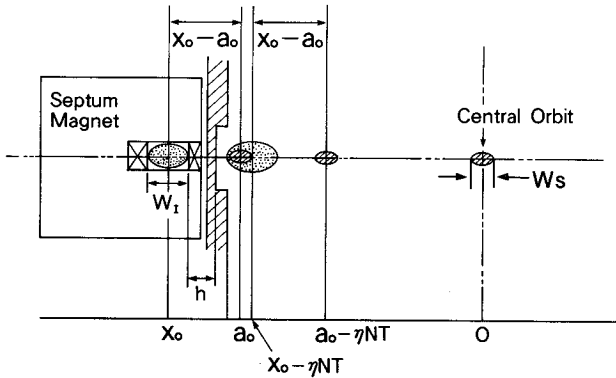


図2.5-2
入射点におけるビームの
位置関係を示す模式図

を通過する入射ビームの水平方向の幅を W_1 、リング内の蓄積ビームの水平方向の幅を W_s 、セプタムの厚さを h 、ビームのリング周回時間を T とする。ビームがリング内に入射される時刻を $t=0$ とし、その時の平衡軌道は中心軌道からセプタム側へ a_0 の位置まで変位しているものとする。キッカー電磁石の磁場の減衰により、移動速度 η で中心軌道に向かう平衡軌道の位置は

$$a(t) = a_0 - \eta t \quad (2.5-1)$$

となる。ビームの蓄積過程では、次の4条件を満たすことが必要である。

- ① 入射されたビームが、 n 回転後 ($n \ll x \sim$ 整数) においてセプタムに衝突しない。

$$\eta n T \geq W_1 + h \quad (2.5-2)$$

- ② 入射ビームの n 回転未満で、最もセプタムに近づく早い回転数 N においてセプタムに衝突しない。

$$\eta N T \geq W_1 + h - (x_0 - a_0) \{1 - \cos(2\pi/N)\} \quad (2.5-3)$$

- ③ 入射ビームの先頭から t_1 遅れたビームまで蓄積可能とする。

$$a_0 - \eta t_1 \geq \eta n T \quad (2.5-4)$$

- ④ 入射の間、すでに蓄積されているビームは安定である。

$$a_0 \leq x_0 - \{h + (W_1 + W_s) / 2\} \quad (2.5-5)$$

NIJI-Iの場合、 $T=44\text{ ns}$ 、 $x_0=40\text{ mm}$ 、 $h=6.5\text{ mm}$ 、 $W_1=12\text{ mm}$ である。また、蓄積ビームの水平方向の幅は余裕をみて $W_s=3\text{ mm}$ とし、③の条件に対しては、少なくともリング一周分に相当するビームが入射できることを条件とした。ラティス設計より、水平方向ベータatron振動数の可変範囲は $1.2 \leq \nu_x \leq 1.8$ であるので、 $\nu_x = 1.2(1.8)$ 、 $\nu_x = 1.4(1.6)$ (いずれも $n=5$) について(2.5-2)～(2.5-5)式を用いて計算した結果、 $\nu_x = 1.2(1.8)$ では、 a_0 、 η の解は存在しない。図2.5-3に示すように $\nu_x = 1.4(1.6)$ に対しては、 $a_0 \sim 24\text{ mm}$ 、 $\eta \sim 0.87 \times 10^8\text{ mm/s}$ の領域

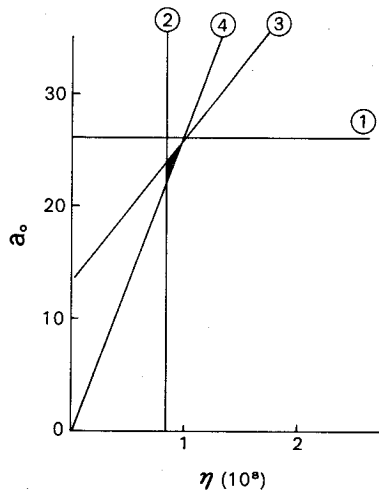


図 2. 5 - 3
ビーム蓄積条件を満たす領域
($\nu_x = 1.4(1.6)$ の場合)

に解が存在する。キッカー電磁石はセプタム電磁石の対向部の対称点に設置されているので、perturbation理論²⁾を用いて

$$a_0 = \phi_k \beta_{x0} \frac{\cos(\pi \nu_x)}{\sin(2\pi \nu_x)} \quad (2.5-6)$$

と表せる。ここで、 ϕ_k はキッカー電磁石による偏向角、 β_{x0} は入射点およびキッカー電磁石位置での水平ベータatron関数である。(2.5-6)式より要求される a_0 の値に対し、 ϕ_k が決まってくる。 $\nu_x = 1.4$ のとき、 $\beta_{x0} \sim 2\text{ m}$ 、 $a_0 \sim 24\text{ mm}$ であるから $\phi_k \sim 23\text{ mrad}$ 、また磁場の減衰時間は $a_0 \eta^{-1} \sim 300\text{ ns}$ となる。ここで得られる入射効率の良い動作点で、必ずしも蓄積ビームの寿命が長いという訳ではないので、入射蓄積実験により最適化をはからなければならない。 ν_x に対する $a_0 / \phi_k \beta_{x0}$ の関係を図2.

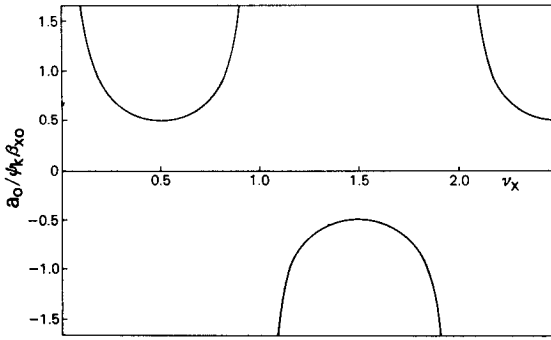


図2. 5-4

ν_x に対する $a_0 / \phi_k \beta_{x0}$ の関係

5-4 に示す。 ν_x が半整数に近い程 ϕ_k は大きく、整数に近い程 ϕ_k は小さくてよいことがわかる。リングの設計動作範囲は $1.2 \leq \nu_x \leq 1.8$ であり、 $\nu_x = 1.5$ の共鳴近くを避けつつ対称性より $1.2 \leq \nu_x \leq 1.4$ で計算した。その結果、キッカー電磁石としては、 $-8 \sim -23 \text{ mrad}$ の偏向角を与えることができ、入射ビームの初期振幅 $\pm 40 \text{ mm}$ 範囲で磁場の一様性を有し、かつその減衰時間 $300 \sim 500 \text{ ns}$ を満たすことが望まれる。

2.5.2 キッカー電磁石系の設計

キッカー電磁石は、構造的に強固なものとする必要があり、これを 0.65 m の長直線部に設置される 0.5 m 長の真空槽の中に収納することにした。超高真空中のフェライトの使用はガス放出の問題が生じるので不適當である。キッカー電磁石の磁場を B 、その長さを L とした時、電磁石は $BL = 114 \text{ G} \cdot \text{m}$ の最大偏向力を発生できる必要があり、磁場の半径方向の一様性は 80 mm の範囲で要求される。従って、 gauss/ampere 比がより高く、磁場の一様性範囲の広い形状を選択するのがよい。板状の空心コイルを採用し、望ましい形状を有限要素法による計算機シミュレーションで求めた。図2.5-5 に設計したキッカー電磁石の構造を示す。空心コイルは厚さ 5 mm 、長さ 435 mm のステンレス板であり、両端部に

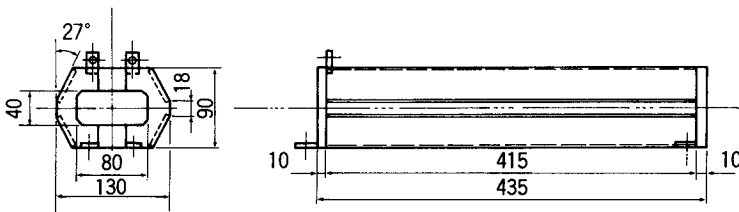


図2. 5-5 キッカー電磁石の構造

おける磁場の乱れを少なくするため切り欠き枠を設けている。電磁石はセラミック碍子3本により取付位置を調整されるとともに真空槽と絶縁される。励磁電流はコイルの片端に設けた端子へ電流導入端子を通り供給される。図2.5-6に半径方向の磁場分布を示す。縦軸は励磁電流1Aあたりの発生磁場である。中心軌道での発生磁場 $H_z = 0.052\text{G/A}$ に対する磁場の変化 ΔH_z は $\pm 40\text{mm}$ の範囲で $\Delta H_z/H_z \sim 0.04$ を満足している。

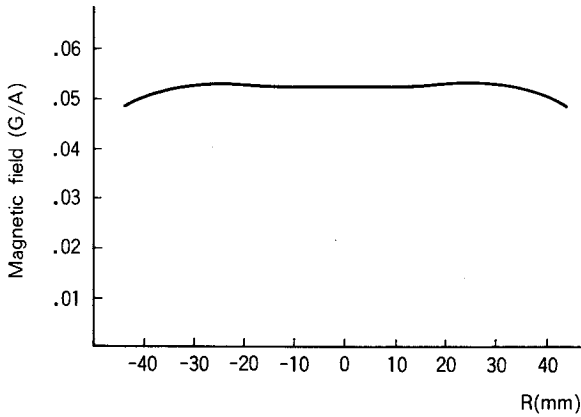


図 2. 5 - 6
半径方向の磁場分布の計算機シミュレーション結果

キッカー電源としてL、C、Rからなる放電回路を構成し、半波約 $1\mu\text{s}$ の減衰正弦波として変化する磁場の第1波立ち下がりを用いる。回路構成にあたっては、最大5kAの励磁電流が発生でき、同時に電源電圧があまり高くないようにL分をできるだけ低くしなければならない。そこで6kV以上で動作するEG&G製GP-22B型放電ギャップを選定し、R、Cも残留インダクタンスの少ない円板型セラミック抵抗($1\Omega \times 2$ ケ)、セラミックコンデンサ($2700\text{pF} \times 26$ 個)を用い、配線上の工夫も行った。

2.5.3 光ファイバ磁界センサ³⁾による磁場測定

(i) 磁界センサの原理と構成

磁界センサは、ビスマス・シリコン・オキサイド($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$;以下BSOと略称する)単結晶の電気光学効果を利用したものである。BSO単結晶は、体心立方晶・空間群23に属する誘電体単結晶であり、可視光領域において顕著なファラデー効果を示すことは、A.Feldmanらによって報告されている。⁴⁾センサの構成を図2.5-7に示す。セ

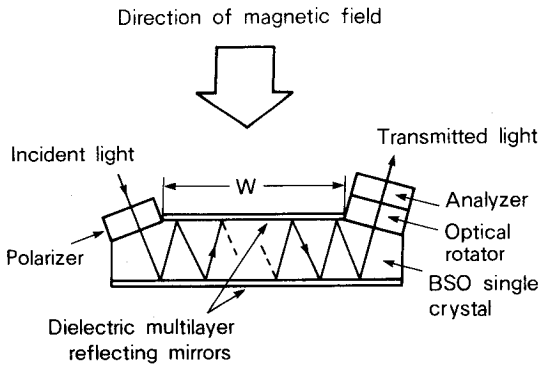


図 2. 5 - 7

光ファイバ磁界センサの構造

ンサは偏光子、BSO単結晶、旋光子、検光子およびレンズ系で構成されており、光ファイバとはコネクタにより接続できる。偏光子により直線偏光された光はBSO単結晶に入射されるが、結晶中の磁界方向の有効光路長を増すことにより、さらに感度を上げ位相のずれを生じさせないように $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ の多重反射膜を採用している。この方式はBSO単結晶の旋光能を完全に打消すためにも有効である。また偏光子と検光子の間に $\pi/4$ のバイアス角度を持たせるため、旋光子を挿入している。コネクタを除くセンサの寸法は $20 \times 15 \times 14 \text{mm}$ であるが、磁界に対する空間分解能は図2.5-7に示す $W = 5 \text{mm}$ と光ビーム径 $2 \text{mm} \phi$ によって決まる。このセンサに光の進行方向と同一方向に磁界 H を加えると磁界の強度に比例して光の偏波面が回転する。この角度 θ は素子長を l 、ベルデ定数を V 。とすると

$$\theta = V \cdot l \cdot H \quad (2.5-7)$$

で表される。実際のセンサに用いる波長 $0.87 \mu\text{m}$ のLED光に対するベルデ定数は $0.1 \text{ min/Oe} \cdot \text{cm}$ である。

検光子角が $\pi/4$ の場合、透過光の強さ P はファラデー効果によって

$$P = P_0 (1 + \sin 2\theta) \quad (2.5-8)$$

の形で変化する。ここで P_0 は磁界が零の場合の透過光であり、 $\sin 2\theta$ は変調度 m を表す。ファラデー回転角 θ が $\pi/4$ より十分小さい場合、変調度 m は磁界の強さ H に比例する。

磁界センサは磁界によって透過光を振幅変調する形のものであるので、 $E/O \cdot O/E$

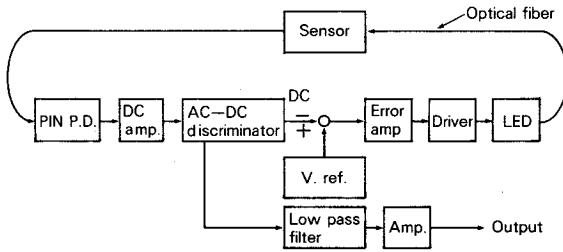


図 2. 5 - 8

E/O-O/E変換器のブロックダイアグラム

変換器が使用できる。図2.5 -8 に変換器の回路構成を示す。図に示すように、入射光の直流成分が常に一定となるようにLED側にフィードバックして、センサや光ファイバの光損失を補償する構成とし、常に変調度mに比例した出力が得られるようにしてある。

(ii) 磁界センサの特性

磁界センサの特性として、磁界強度に対する出力電圧の直線性、温度特性および周波数特性を把握しておく必要がある。図2.5 -9 に印加磁界と出力電圧の関係を示すが、測定した 400Gまで直線的に変化していることがわかる。

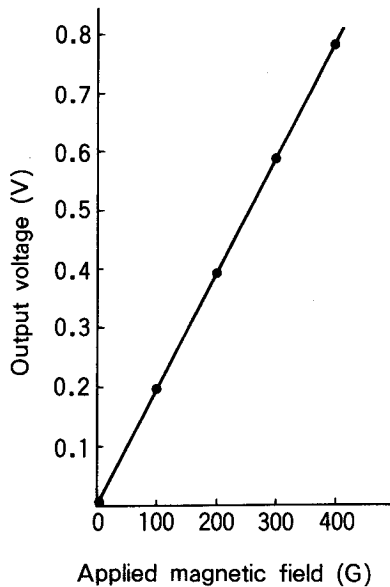


図 2. 5 - 9

磁界センサの入出力特性

温度特性は、ファラデー効果の温度依存性によって決まる。図2.5 -10に示すように、センサ部のみをペルチェ素子で冷却・加熱することによって測定した温度係数は約 $1.5 \times 10^{-4} / ^\circ\text{C}$ であり、測定範囲 $-20^\circ\text{C} \sim 90^\circ\text{C}$ において $\pm 1\%$ 以内の良好な温度安定性を示して

いる。BSO単結晶のベルデ定数は温度上昇とともに増大する傾向にあるが、組立て後のセンサはやや減少する傾向を示す。この原因はBSO単結晶以外の光学部品の温度特性によるものである。

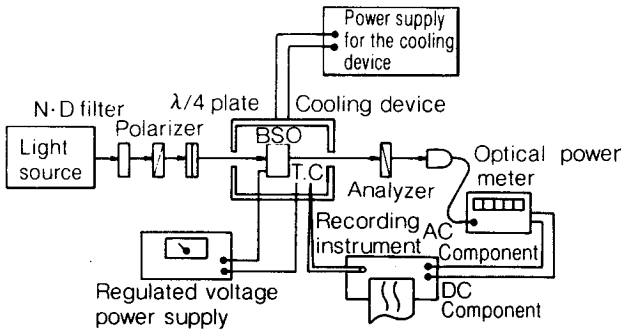


図 2. 5 - 1 0
温度特性測定系

センサの周波数特性は主にE/O・O/E変換器によって決まる。高い周波数成分を含む電界を測定する際に留意しなければならないピエゾ共振は、磁界センサでは生じないため、センサそのものの周波数帯域は十分に広いことがわかっている。そこで、E/O・O/E変換器の周波数特性を測定した。入出力波形をスペクトラムアナライザで解析し、入出力間の周波数応答を求めたところ図2.5 - 11に示すように～ 1MHz の間でほぼ平坦な特性を有することが確認できた。

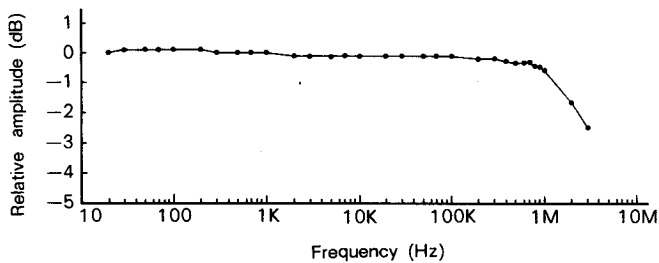


図 2. 5 - 1 1 E/O・O/E変換器の周波数特性

(iii) キッカー電磁石のパルス磁場測定

キッカー電磁石は図2.5 - 12に示すように 385mmφ×500 mmの真空槽に設置し、励磁電流 1.3 kA～5.0 kAの範囲で試験を行った。測定のセットアップはベッド、X-Y

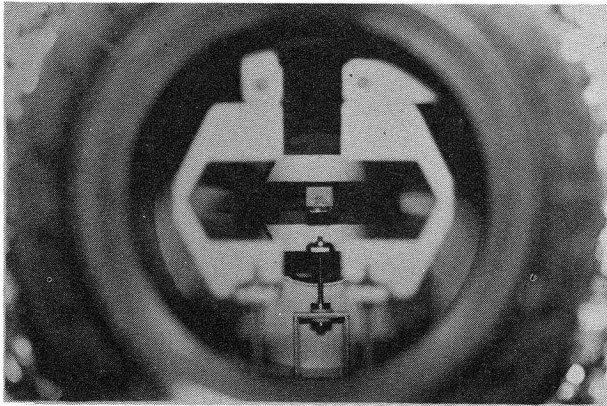


図2. 5 - 1 2

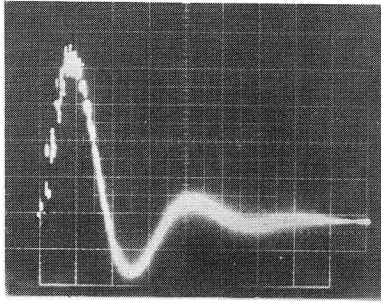
真空槽内に設置したキッカー
電磁石

テーブルおよび先端に磁界センサを取り付けたアームにより構成されている。測定の目的は、キッカー電磁石の磁場波形、半径方向の磁場の均一性および長手方向の有効長を調べることである。このような磁場の周波数の高い応答には、一般的に真空槽に誘起される渦電流による磁場からの応答が含まれる。励磁電流に対する磁場の応答を確かめるために、電流波形をC T (current transformer) でモニターしながら磁界センサで磁場を測定した。電流波形と磁場波形を図2. 5 - 13に示す。測定された磁場の極大値と励磁電流より算出した磁場の極大値は極めてよく一致している。これは真空槽の直径がキッカー電磁石の幅の約3倍あるため、渦電流による磁場の影響がかなり小さいためであると考えられる。

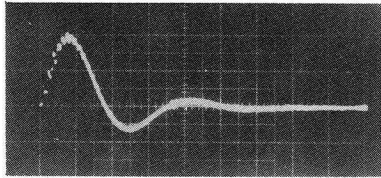
次に半径方向の磁場分布の測定を行い、計算機シミュレーションで求めた磁場分布と比較した。測定は設計軌道を中心とした磁場の一様性が要求される半径方向 $\pm 40\text{mm}$ の範囲で行った。図2. 5 - 14に実線で示した計算値と実測値は誤差の範囲で一致している。

有効長を見積るためにキッカー電磁石の設計軌道に沿ってセンサを移動させた。コイルの両端では磁場が急激に減少するため、有効長としては端部磁場分布を積分して評価しなければならない。コイル長 0.435 m に対し、有効長は 0.42m で見積ればよいことがわかった。

この光ファイバ磁界センサは、従来のサーチコイルを用いた磁場測定法に比して、空間分解能が光ビーム径で決まる 2mm と高く、センサと検出部は電氣的に絶縁されているので電気雑音の影響を受けにくい等の特徴を有しているため、実用的な磁場測定用センサの1つとして有望視される。



Current waveform
795.5A/div
0.5 μ s/div



Output of sensor
0.2V/div
0.5 μ s/div

図 2. 5 - 1 3

磁場のパルス応答性

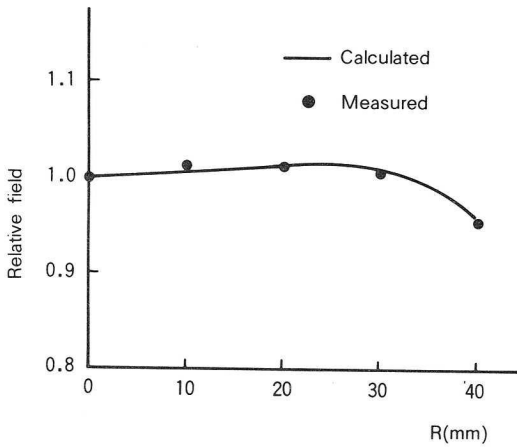


図 2. 5 - 1 4

相対的磁場強度分布に関する計算機シミュレーションと実験結果の比較

2.6 電磁石系

リングを構成する電磁石は、偏向電磁石 (B_D) ならびに 4 極電磁石 (Q_F , Q_D) からなる。電子エネルギーは通常入射時 160 MeV、最大蓄積時 230 MeV として電磁石およびそれらの電源の設計を行った。設計に従って製作された全電磁石についてその励磁特性、磁場分布の一様性、漏洩磁場などを測定し、その結果をふまえてリングシステムへの適用性を考察することとした。

2.6.1 偏向電磁石のn値

電子が磁場中で偏向される際の運動方程式は、一次近似までとると次のように記述できる。

$$\frac{d^2 x}{ds^2} = - \frac{(1-n)}{\rho^2} x \quad (2.6-1)$$

$$\frac{d^2 z}{ds^2} = - \frac{n}{\rho^2} z \quad (2.6-2)$$

x : 偏向半径方向の電子の中心軌道からのずれ
z : 偏向面に垂直な方向の電子の中心軌道からのずれ
s : 中心軌道に沿って計った長さ
 ρ : 中心軌道の偏向曲率半径
n : n値

この磁場の効果は(2.6-1)(2.6-2)式からわかるように、n値を選ぶことによりx方向およびz方向の中心軌道からのずれが振動解を持つか、発散するかが決まってくる。安定な軌道を得るためには、x、z方向ともに振動する(2.6-3)式の条件が必要である。

$$0 < n < 1 \quad (2.6-3)$$

ただし、上記の議論は、偏向電磁石以外に収束機構を持たないリングに対してであり、別に4極電磁石などの収束機構をもつリングにおいては、z方向の収束をそれらに受け持たせることができるため、製作の容易なn=0の偏向電磁石を用いることが多い。しかし、リングのコンパクト化のため、z方向収束用4極電磁石の収束力を著しく低減させることおよびリングを回っている電子の振動(ベータトロン振動、シンクロトロン振動)がSR光を放射することによりすみやかに減衰¹⁾することが必要であることの2点よりn値を持たせることを決定した。特に後者に関して考察する。

シンクロトロン振動のdamping timeは、

$$\tau_\varepsilon = \frac{2E_0 T}{J_\varepsilon U_0} \quad (2.6-4)$$

$$J_\varepsilon = 2 + D$$

で与えられる。

ここで E_0 : 電子の中心のエネルギー
 T : 電子のリング内周回時間
 J_e : damping partition number
 U_0 : 放射損失

Dは

$$D = \int \eta (1/\rho^3 + 2\kappa/\rho) ds / \int \frac{ds}{\rho^2} \quad (2.6-5)$$
$$\kappa = \frac{1}{(B\rho)_0} \left[\frac{dB}{dx} \right] = - \frac{n}{\rho^2}$$

η : エネルギー分散関数

となる。一方、x、z方向のベータトロン振動の damping time は

$$\tau_x = \frac{2 E_0 T}{J_x U_0} \quad (2.6-6)$$

$$J_x = 1 - D$$

$$\tau_z = \frac{2 E_0 T}{J_z U_0} \quad (2.6-7)$$

$$J_z = 1$$

以上より、 $n=0.5$ の時には(2.6-5) 式より $D=0$ となり、(2.6-4)、(2.6-5) 式より明らかなように E_0 、 ρ のみによって damping time が決まる。また、(2.6-6) 式より D が 1 より大きくなると、ベータトロン振動は damping ではなく anti-damping となり、電子が蓄積できなくなるが、 $D=0$ とすることによりこの種の不都合を避けることができる。よって n 値として 0.5 を採用することとした。²⁾

2.6.2 ポールピース形状

偏向電磁石は磁極材として軟鉄を用い、リング基本設計を基に表2.6-1の仕様とした。

表2.6-1 偏向電磁石の仕様

偏向電磁石数	8
偏向半径	0.7 m
偏向角	45°
エッジ角度	12°
n値	0.5
中心のギャップ高さ	51.7 mm
ポールピース幅	200 mm
中心軌道上磁場	11 KGauss (at 230 MeV)

表の仕様に基づいてポールピースの形状を決定する。一般にn値を持つポールピース形状は(2.6-8)式で表される。

$$z = \pm \frac{z_0}{1 - n \frac{x}{\rho}} \quad (2.6-8)$$

ここで x, z : ポールピースの形状を与える座標

z_0 : 中心軌道のギャップ高さ

実際には、偏向半径 ρ に比べて電子の変位(x)は小さいから、(2.6-8)式を展開して

$$z \sim \pm z_0 \left(1 + n \frac{x}{\rho} \right) \quad (2.6-9)$$

と直線で近似しても差しつかえなく、製作も容易となる。上式より求めた直線的に傾いたポールピースの磁場分布の有限要素法による計算機シミュレーション結果を図2.6-1に示す。縦軸は中心軌道位置の磁場値 B_0 で規格化してある。この結果より明らかなように、

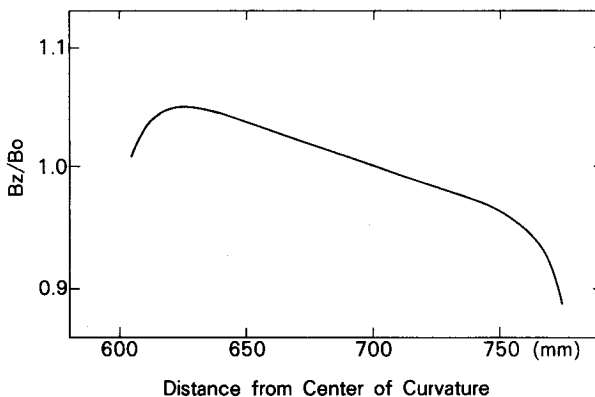


図2.6-1
ポールピースに1.057°の直線傾斜をつけた場合の半径方向磁場分布の計算機シミュレーション結果

中心軌道位置から外側へ40mm以上ずれると、フリンジ効果で磁場勾配は急に大きく変化する。これをn値で整理すると図2.6-2の二点鎖線で示した分布となる。入射直後の電子ビームは、中心軌道から±40mmずれた軌道を通過するため、軌道のずれを考慮して、中心軌道位置から±50mmは $n = 0.5 \pm 0.1$ 以内に収まるように設計しておく必要がある。そこで、ポールピースの外側に平坦な部分を作り磁場の漏れを抑えてn値を補正することにし、この平坦な部分の長さdをパラメータとして、n値の分布を求めた結果を図2.6-2に示す。要求される範囲でn値の一様性を満足するのは $d = 45\text{mm}$ の場合であることがわかる。

図2.6-3に偏向電磁石の断面図およびポールピースの形状を示しておく。

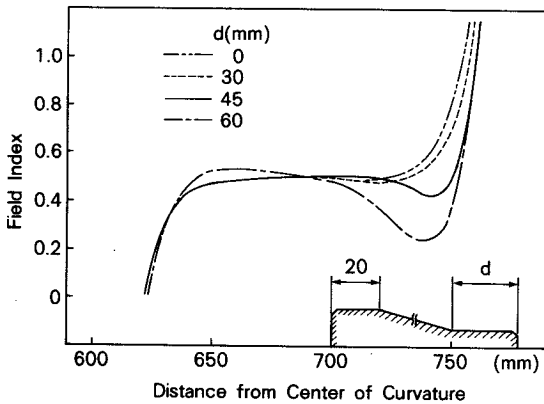


図2.6-2
ポールピース外側の平坦な部分の長さdをパラメータとしたn値の分布

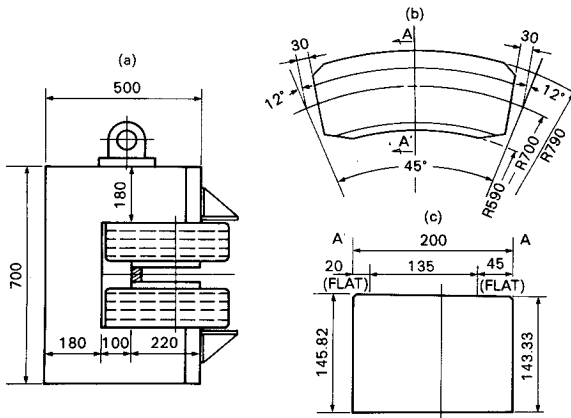


図2.6-3
偏向電磁石の形状、
(a) 偏向電磁石の断面図
(b) ポールピースの平面図
(c) ポールピースの断面図

2.6.3 偏向電磁石の磁場測定

ポールピース形状の決定に従って製作された偏向電磁石 $B_1 \sim B_8$ のn値の分布ならびに漏洩磁場分布が予定通りになっていることを確認することと、全電磁石の励磁特性を測定することが行われた。

(i) 測定装置および測定方法

磁場測定装置は RAWSON-LUSH ROTATING COIL GAUSSMETER (RAWSON-LUSH INSTRUMENT CO., INC.)を用いた。この測定装置の原理は静磁場中でプローブコイルが回転し、その際に生ずる誘導起電力を測定するものであり、回転がコイルを貫通する磁束を変化させ、コイル回転軸に垂直な成分の磁束密度を測定しうる。磁場測定精度は 1×10^{-4} である。

電磁石を200 Aで励磁した後、電流値を一旦零に戻してから再び一定間隔で上昇させながら各電磁石の磁場を測定した。測定はプローブコイル部を測定台上に置かれたX-Yステージに取付けて行った。

(ii) 測定結果

① 励磁特性

電子エネルギーが160MeVの時、偏向電磁石はその中心軌道上の磁場が0.76 Tとなるよう励磁される必要がある。ポールピース間中心面上で測定した B_1 の励磁特性を図2.6-4に示す。図より偏向電磁石に要求される磁場を得るための励磁電流は282 Aとなり、励磁電流に対して磁場は比例関係にあることが確認できた。

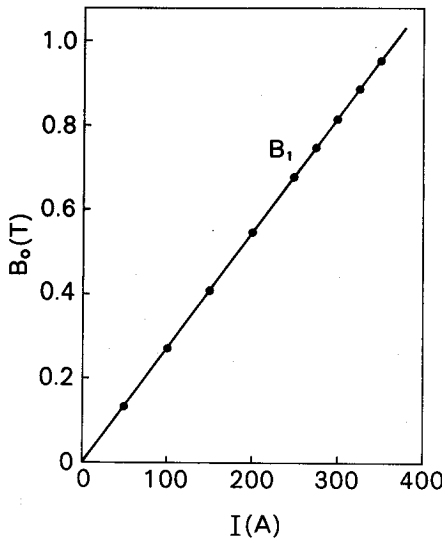


図2. 6 - 4
偏向電磁石の B_1 の励磁
特性

複数の偏向電磁石は1台の電磁石電源により直列励磁されるため、個々の電磁石の励磁特性は補正コイルの補正能力範囲に入っている必要がある。そこで励磁電流を200 Aとして測定した B_1 の磁場強度に対する他の電磁石の磁場強度の比を図2.6-5に示す。 B_1 に対する $B_2 \sim B_8$ の磁場値の偏差は0.3 %以内であり、中心磁場0.76 Tの時偏差磁場は

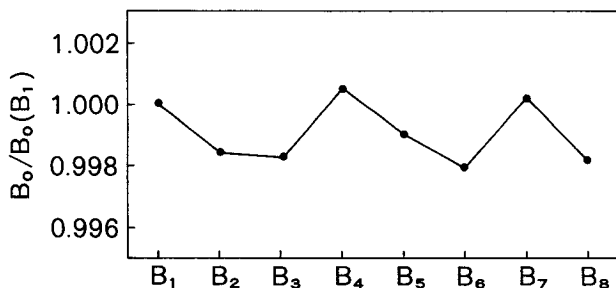


図 2. 6 - 5

偏向電磁石 B_1 に対する各電磁石 ($B_2 \sim B_8$) の励磁特性の偏差

23Gとなり、補正コイルの能力が約180 Gあることから全く問題がない。

② n値の分布

ポールピース間中心面上で測定した。結果は図2.6-6 に示す通りで、設計値 $n=0.5$ に対し $n=0.47$ の磁場勾配となっていることがわかった。この程度の n 値の相違は製作上ならびに測定上から生じた誤差と考えられる。 n 値の誤差によりベータatron振動の収束力が多少変化することになるが、4極電磁石で十分補正可能である。また、入射電子の最大振幅 $\pm 40\text{mm}$ の範囲で十分な n 値の一様性が得られていることもわかった。

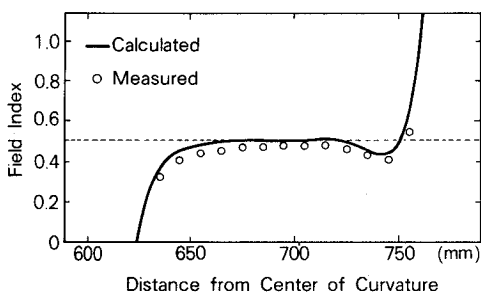


図 2. 6 - 6

偏向電磁石の n 値の分布、図は B_1 を例にとってあり、計算機シミュレーションと測定結果を比較して示してある。

③ 漏洩磁場分布

偏向電磁石の磁場分布は磁極端で外側へ漏れ出している。電子の偏向角は実際には、軌道方向にとった長さ s と軌道上の磁場強度 B で与えられる $\int Bds$ に依存する。電子軌道計算においては、偏向電磁石の磁場で受ける中心軌道の偏向角と等しい偏向角を与える一様磁場を仮定 (sharp cut off 近似) して、その端を有効磁場端として取り扱っている。従って、軌道計算に用いた有効磁場端距離と漏洩磁場分布より得られる実測磁場端の比較を行った。 B_1 についての測定結果を図2.6-7 に示す。測定位置は設計中心軌道に沿う z 方

向である。図に示す通り、かなり磁極端の外側まで漏洩磁場があることがわかる。実測磁場端を求めてみると磁極端より30.5mm外側に有り、これは実際の偏向電磁石のポールピースを漏洩磁場を考慮して30mm短く製作したのと極めて良く一致する。

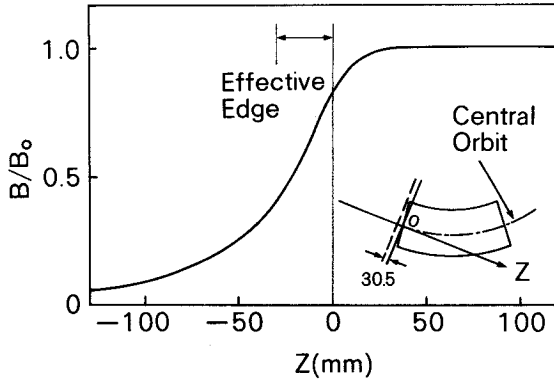


図 2. 6 - 7
偏向電磁石 B_1 の漏洩磁場分布

2.6.4 4極電磁石

4極電磁石の仕様を表2.6-2 に示す。

表 2. 6 - 2 4極電磁石の仕様

	Q_F	Q_D
電磁石数	8	4
磁極実長 (mm)	150	100
ボア径 (mm ϕ)	100	100
コイル巻数 (turn/pole)	135	100
コイル抵抗 (Ω /pole)	0.1368	0.1125
コイル電流 max(A)	30	15
冷却方式	間接水冷	自然冷却

4極電磁石 Q_F , Q_D の形状を図2.6-8 に示す。

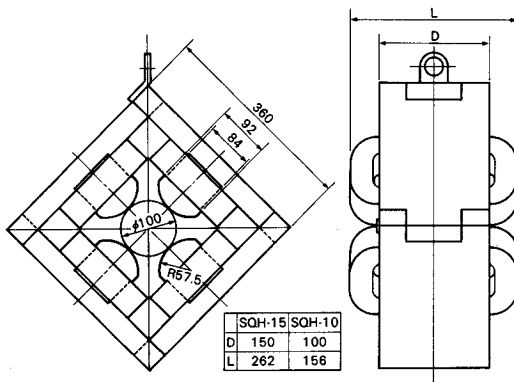


図 2. 6 - 8
4極電磁石の形状、
SQH-15 : 横収束4極電磁石 (Q_F)
SQH-10 : 縦収束4極電磁石 (Q_D)

(i) 4極電磁石の磁場測定

表2.6-2 に示した2種類の4極電磁石のうち、 Q_D についてはその機能を偏向電磁石が合わせ持つ構造としたため、ここでは重要度のより高い Q_F についてのみ磁場測定を行った。測定装置は2.6.3項の偏向電磁石の磁場測定に用いたものと同様である。測定の目的は4極電磁石の磁場勾配の一様性および一次近似の軌道計算を行うための有効長を求めることである。

(ii) 測定結果

① 4極電磁石の磁場勾配

4極電磁石の中心軸を含む水平面上の横方向 x 、ビーム軸方向 z とし、原点 $(x, z) = (0, 0)$ を中心軸上の磁極中心とした時に、対称平面上の磁場 $B(x, z)$ は中心軸付近で展開されるが、展開形は次の形を取るのが理想的である。

$$B(x, z) = x \frac{\partial}{\partial x} B(0, z) \quad (2.6-10)$$

図2.6-9 に示すように、 $z = 0$ mmにおける x 方向の磁場値は距離 x に比例して増加しており、磁場勾配は $x = 50$ mmの範囲まで理想値通りになっていることがわかる。この範囲は入射電子ビームの最大振幅を与える距離 $x = 40$ mmからみても十分な距離であり、磁場勾配の均一性に対する要求条件を満足している。しかし、磁極端近傍から外側では、磁場分布の理想値からのずれが顕著となる。図2.6-10に $x = 20, 40$ mmの磁場値の比を z について示した。距離 x に対する磁場値に比例関係が成り立っておれば、 $B(x=20)/B(x=40) = 0.5$ となるが、 z が大になるに従って磁極端の外側では磁場勾配の低減が大きくなる。このずれが入射ビームの運動にどの程度影響するか設計段階では十分把握できないため、実際にビームを入射して調べることとする。

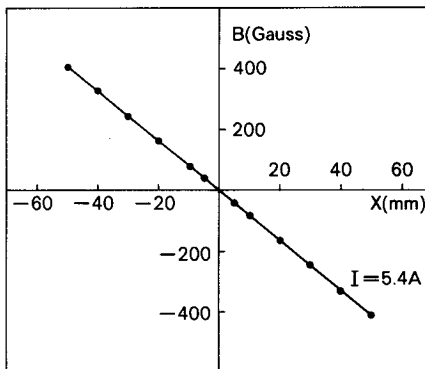


図 2. 6 - 9
4極電磁石 (Q_F) の磁場
分布

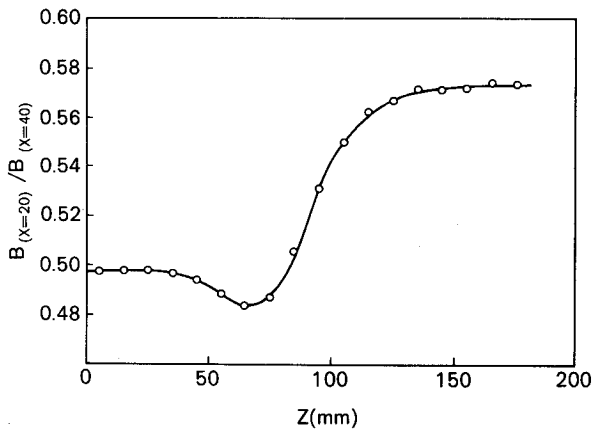


図 2. 6 - 1 0
4 極電磁石 (Q_F) の磁場
勾配の測定結果

② 4 極電磁石の有効長

磁場勾配の z 方向の分布を示す曲線が x をパラメータとした測定から得られる。異なる x の値について比較する場合には、 $z = 0$ における磁場勾配で規格化した相対的磁場勾配で表した方が便利である。励磁電流 5.4 A の場合の $x = 20\text{mm}$ および 40mm の相対磁場勾配を図 2.6-11 に示してある。求められた有効長は $x = 20\text{mm}$, 40mm において、ともに有効磁極端は実際の磁極端より外側 19mm の位置にあり、磁極実長 150 mm に対し有効磁極長 188 mm であることがわかった。

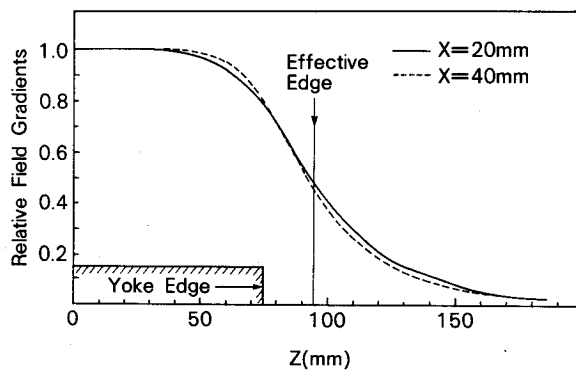


図 2. 6 - 1 1 4 極電磁石 (Q_F) の有効長の見積り

2.6.5 ま と め

偏向電極石の磁場測定に関して励磁特性、n値の一様性および漏洩磁場分布とも仕様を十分満足していることが確認された。また4極電磁石に関しては磁極端における磁場勾配の理想値からのずれが存在する。このずれを含め十分確認されていない磁場特性に起因する不確定性は、リングを周回するビームのベータatron振動数等に影響を与えると考えられる。そこでリングの総合運転を通じて、電磁石類に関する問題点の抽出を行ない、その結果を次ステップの超電導小型電子波動リングの設計に反映してゆく。

2.7 高周波 (RF) 加速系

2.7.1 RF加速の理論¹⁾

電子蓄積リング内を周回している電子の速度は、エネルギーによらずほぼ光速で運動する。しかし、速度が等しくても電子のエネルギーが高いとリングを1周する時間はエネルギーの低い電子より長くなる。Cをリング周長、Pを電子の運動量とし、これを式で表すと

$$\Delta C / C = \Delta t / t = \alpha \Delta P / P \sim \alpha \frac{\Delta E}{E} \quad (2.7-1)$$

となる。すなわち、momentum compaction factor α の定義である。ここで Δt は時間遅れであるので $\Delta t = -\Delta \tau$ とし、差分を微分で代用すると、

$$\frac{d\tau}{dt} = -\alpha \frac{\Delta E}{E} \quad (2.7-2)$$

と書ける。

電子はSR光を放射することにより、エネルギーを失う。このエネルギーの損失をリング1周当りUとすると、それは $\Delta E = 0$ の電子が加速電圧から与えられるエネルギーと等しいから

$$eV_0 = e \hat{V} \sin \phi_0 = U \quad (2.7-3)$$

となる。

また $\Delta E \neq 0$ の電子がリングを1周する間に加速電圧から得るエネルギー δE は

$$\delta E = e V(\tau) - U = e V(\tau) - e V_0 \quad (2.7-4)$$

となり、さらに $\Delta E = 0$ の電子はエネルギー変化を伴わないので次式で近似できる。

$$\frac{d\Delta E}{dt} = \frac{e V(\tau) - e V_0}{T} \quad (2.7-5)$$

ここで、 T は電子のリング周回時間である。(2.7-5)式はシンクロトロン振動を記述する式である。

(i) 微小振動の場合

τ を小さいとすると、 $e V(\tau) - e V_0 \sim e \dot{V}_0 \tau$ となり、(2.7-5)式は

$$\frac{d\Delta E}{dt} = \frac{e \dot{V}_0}{T} \tau \quad (2.7-6)$$

となる。ここで

$$\begin{aligned} e \dot{V}_0 &= \omega_{rf} \hat{e V} \cos \phi_0 \\ &= h \omega_0 U (q^2 - 1)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.7-7)$$

である。 q は $q = e \hat{V} / U$ と書けるovervoltage factorである。(2.7-2) および(2.7-6)式より

$$\frac{d^2 \tau}{dt^2} = - \frac{\alpha e \dot{V}_0}{TE} \tau \quad (2.7-8)$$

を得る。この式の解はシンクロトロン振動の周波数

$$\Omega_s = \left(\frac{\alpha e \dot{V}_0}{TE} \right)^{1/2} = \left(\frac{\alpha h \omega_0^2 e V \cos \phi_0}{2 \pi E} \right)^{1/2} \quad (2.7-9)$$

を与える。

さらに(2.7-2)式より、平衡状態の $\langle \tau^2 \rangle = \sigma_\tau^2$ は

$$\sigma_\tau^2 = \left(\frac{\alpha}{\Omega_s} \right)^2 \left(\frac{\sigma_E}{E} \right)^2 \quad (2.7-10)$$

と与えられる。ここでは σ_ϵ は光子放出に伴うエネルギーゆらぎであり、

$$\left[\frac{\sigma_\epsilon}{E} \right]^2 = \frac{\gamma^2}{J_\epsilon \rho} \frac{\hbar}{m c} \frac{55}{32 \sqrt{3}} \quad (2.7-11)$$

と表すことができる。 J_ϵ はシンクロトロン振動のdamping partion numberで3に近い値であり、 ρ は偏向半径、 \hbar はプランク定数を表す。よって σ_τ に相当するパンチ長さ σ_{ℓ_0} は、

$$\sigma_{\ell_0} = c \sigma_\tau = \frac{c \alpha}{\Omega_s} \frac{\sigma_\epsilon}{E} \quad (2.7-12)$$

となる。 σ_{ℓ_0} は加速電圧およびr f周波数の関数である。

(ii) 大振幅振動の場合

(2.7-2) および(2.7-5) 式より

$$\frac{d^2 \tau}{d t^2} = - \frac{\alpha}{E T} \left\{ e V (\tau) - e V_0 \right\} \quad (2.7-13)$$

となる。

次に

$$\phi (\tau) = \frac{\alpha}{E T} \int_0^\tau \left\{ e V (\tau) - e V_0 \right\} d \tau \quad (2.7-14)$$

である関数を定義すると、(2.7-13)式は

$$\frac{1}{2} \left[\frac{d \tau}{d t} \right]^2 = \phi_0 - \phi (\tau) \quad (2.7-15)$$

と表せる。シンクロトロン振動の全エネルギー ϕ_0 がポテンシャルエネルギーと見なせる $\phi(\tau)$ の内に留まっている限り振動は安定であるが、 ϕ_{\max} 以上となると不安定となる。この安定、不安定領域の境界をセパトリクスという。 ϕ_{\max} は

$$\phi_{\max} = \frac{\alpha U}{2\pi h E} F(q) \quad (2.7-16)$$

$$F(q) = 2 \{ \sqrt{q^2 - 1} - \cos^{-1}(1/q) \}$$

で与えられる。この ϕ_{\max} と(2.7-2)、(2.7-15)式より、加速できる電子の最大のエネルギーずれ量、すなわち安定領域の ΔE_{\max} は、

$$\left(\frac{\Delta E_{\max}}{E} \right)^2 = \frac{2}{\alpha^2} \phi_{\max} = \frac{U}{\pi \alpha h E} F(q) \quad (2.7-17)$$

となる。 $\Delta E_{\max}/E$ は r f バケツ高さであり、必要な ΔE_{\max} に対し、 α ならびに h が大きくなれば加速電圧を大きくしなければならないことがわかる。また、SR光が光子という形で放出されるため、確率的にシンクロトロン振動が大きくなり、r f バケツより逸脱することから決まってくる量子寿命は

$$\tau_q = \frac{\tau_\epsilon}{2} \frac{e^\xi}{\xi} \quad (2.7-18)$$

$$\xi = \frac{\Delta E_{\max}^2}{2\sigma_\epsilon^2}$$

となる。²⁾ ここで

$$\tau_\epsilon = 2 E T / J_\epsilon U \quad (2.7-19)$$

と書いて τ_ϵ はシンクロトロン振動のdamping timeを表す。十分長い量子寿命を得るために、加速電圧を増やして ΔE_{\max} を大きくすればよいことがわかる。

2.7.2 RF加速システム³⁾

電子が磁場で偏向される際に、その運動エネルギーの一部をSR光として放出する。リング1周あたり1個の電子が放出するエネルギーは(2.7-20)式で与えられる。

$$U = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{\rho} \left[\frac{E}{mc^2} \right]^4 = 88.5 \times \frac{E^4 (\text{GeV})}{\rho (\text{m})} (\text{keV}) \quad (2.7-20)$$

従って、少なくともエネルギー損失を補給しないと電子は安定周回軌道より逸脱する。このエネルギー補給には、通常空胴に共振させた高周波電場を用いる。この電場のかかっている部分を電子が通過する時のtransit timeは、加速電圧がそのtransit time内で変化しないと見なせる程短くなくてはならない。この要求を満たす空胴は電極間隔の狭いリエントラント型の空胴である。リエントラント型空胴は図2.7-1に示すように同軸円筒形で、

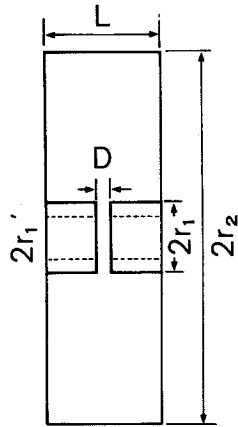


図2.7-1

リエントラント型空胴の形状

加速電極が対向して配置されている構造であり、共振周波数 f_0 は J. C. Slater により与えられている。⁴⁾ $L/2$ 点における電界、磁界の関係は、

$$V = 2 \int_{r_1}^{r_2} E_r dr = 2 E_0 \ln \frac{r_2}{r_1} \sin \frac{\pi L f_0}{c} \quad (2.7-21)$$

$$I = \int_0^{2\pi} H_\theta d\theta = -2\pi j \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_0 \cos \frac{\pi L f_0}{c} \quad (2.7-22)$$

で与えられる。空胴共振角周波数を ω_0 とすると、 $Z = V/I$, $1/j\omega_0 C_a = Z$ より

$$\frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln \frac{r_2}{r_1} \tan \frac{\pi L f_0}{c} = \frac{1}{C_a \omega_0} \quad (2.7-23)$$

さらに $L < c/f_0$ を仮定して $C_a = \pi r^2 \epsilon / D$, $2\pi f_0 / c = \omega_0 \sqrt{\epsilon/\mu}$ の関係を用いると、

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \frac{1}{\left\{ \frac{L r_1^2}{2D} \ln \frac{r_2}{r_1} \right\}^{1/2}} \quad (2.7-24)$$

となる。

空洞の製作に当たり以下の制約条件の下に寸法諸元を決定した。

$2r_1'$: ビーム通路径はビーム入射時のベータatron振幅、ビームサイズおよび閉軌道のずれを考慮して115 mmφにとる。

$2r_1$: 加速電極外径は電極壁の厚さ、冷却水通路を考えると180 mmφとなる。

$2r_2$: ビーム周回軌道レベルはG.Lより1227mmである。空洞下部に設けられるバルブ、超高真空ポンプスペースを考慮して空洞内径500 mmφ以下とする。

L : 空洞を設置する直線部の長さは650 mmであり、空洞の前後にはベローとビームポジションモニタ(BPM)が取り付けられるので内のり幅400 mm以下とする。

リング周長13.256mmならびに制約条件を考慮して、ハーモニック数7(共振周波数158.4 MHz)を採用した。空洞の寸法諸元を表2.7-1に示す。

表2.7-1 空洞の寸法諸元

$2r_1'$ (mmφ)	$2r_1$ (mmφ)	$2r_2$ (mmφ)	L (mm)
115	180	468	389

(2.7-24)式より加速電極間ギャップは $D \sim 16.6$ mmとなるが、実際には集中定数回路で近似したために生ずる誤差や空洞本体に取り付けられている各種ポート類の影響等があるので、 $f_0 = 158.4$ MHzを得るためには加速電極間ギャップの調整が必要である。

製作した空洞を図2.7-2に示す。空洞胴部ならびに側板ともに無酸素銅-ステンレス鋼のクラッド板からなる。加速電極とチューニングプランジャーは無酸素銅で造られている。プランジャーは、ステッピングモーターにより ± 40 mmの範囲で駆動でき、 ± 0.5 MHzの共振周波数の調整ができるようにしてある。加速電極は両側板から取りはずし可能で、また片側の側板はフランジ構造であり胴部より切り離すことができる。電気的な接触を良好とするために、加速電極と側板との間は、加速電極に設けられた溝に金コートしたリン青銅製接点コイルをセットし、押え金具によりコンタクトをとっている。開閉フラン

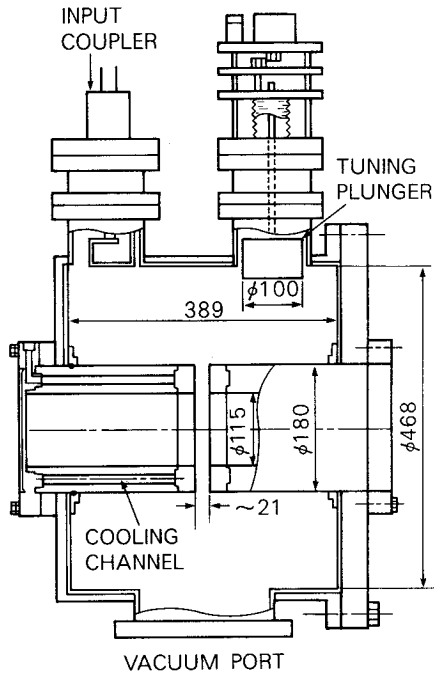


図 2. 7 - 2

N I J I - I の空胴断面図

ジと胴部の間では、面タッチの真空メタルシールがコンタクトの役割も兼ね備えている。

空胴の共振周波数は、空胴の温度変化によりずれる。空胴温度を可及的に一定とするため温度制御を行う。加速電極と開閉フランジには、その内部に冷却水通路を設けてあり、胴部と溶接側板には冷却用の半割れパイプを溶接する。冷却水温度は自動温度制御システムにより $22 \pm 1^\circ\text{C}$ 以内に収まるようにコントロールしている。

十分な量子寿命を得るためには、 $\Delta E_{\text{max}} > 6\sigma_\epsilon$ を満たすことが必要である。N I J I - I のパラメータ $E = 230\text{MeV}$ 、 $\rho = 0.7 \text{ m}$ 、 $\alpha = 0.46$ 、 $h = 7$ より(2.7-11)、(2.7-16) および(2.7-17)式を用いて加速電圧 V を計算すると 2.9kV となる。この種の低エネルギーリングの電子ビームの寿命はTouschek寿命に支配されると考えられるため、長寿命化を図るには ΔE_{max} を大きくする方が望ましい。ここでは $V_{\text{max}} = 20 \text{ kV}$ として見積り、空胴のシャントインピーダンスを $1 \times 10^5 \Omega$ として、r f 電源には 2kW 能力のものを製作した。

図2.7-3 に r f 電源のブロック図を示す。増幅器は4 極管 (TH298) を用いている。r f 電源出力は39D同軸導波管を用いて空胴へ伝送される。空胴への r f 入力セラミック窓を介して、入力ループと空胴の電磁結合により供給される。

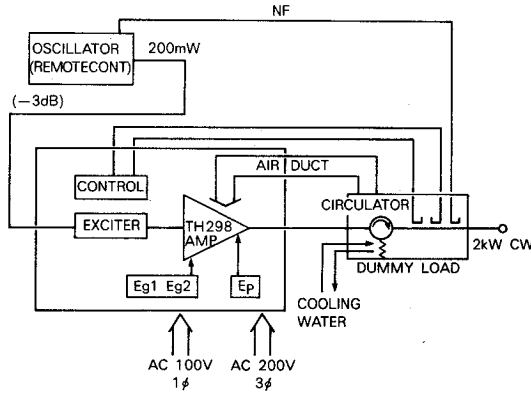


図 2. 7 - 3

rf 電源のブロックダイア
グラム

2.7.3 空胴特性把握試験³⁾

空胴についての特性試験の対象となる事項は次のようなものである。

- (i) 共振周波数の調整
- (ii) Q 値の測定
- (iii) 電場分布の測定
- (iv) シャントインピーダンスの測定
- (v) 入力インピーダンスの整合調整の確認
- (vi) 他モードの同定

(i) 共振周波数の調整

共振周波数の測定は、図2.7-4 に示すように方向性結合器に接続した標準信号発生器 (SG) の出力を空胴に伝送し、空胴に取り付けたサンプリングループからの出力電圧が最大となる時の周波数を周波数カウンターで読みとる。

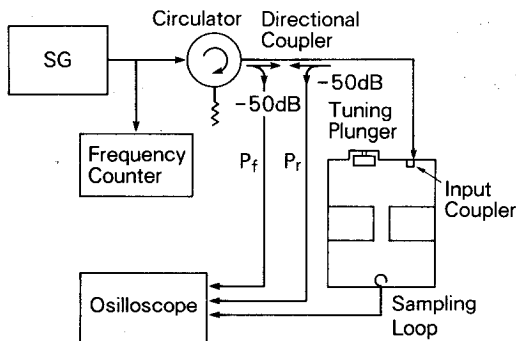


図 2. 7 - 4

共振周波数測定系の構成図

完成した空洞の加速電極間ギャップは $D=19.72$ mmであり、中心の共振周波数は大気状態において $f_0=156.4$ MHzであったので、それをベーキングした後の真空状態において $f_0=158.4 \pm 0.5$ MHzの範囲とするべく、数回にわたり加速電極の切削を行いギャップの調整を行った。共振周波数の設定の過程で、(a) 大気状態でのギャップ変化に対する共振周波数の変化、(b) 大気状態より真空状態にした時の共振周波数の変化、(c) 真空ベーキング(約 250°C 、18時間)前後での共振周波数の変化に関して、以下の関係が得られた。

$$\Delta f(a) = 2.3 \text{ MHz/mm} \quad (2.7-25)$$

$$\Delta f(b) = f_{0(\text{大気})} - f_{0(\text{真空})} \simeq 0.2 \text{ MHz} \quad (2.7-26)$$

$$\Delta f(c) = f_{0(\text{ベーク後})} - f_{0(\text{ベーク前})} \simeq 0.6 \sim 0.8 \text{ MHz} \quad (2.7-27)$$

実験式(2.7-25)で与えられる Δf が、(2.7-24)式で計算されるギャップ変化に対する共振周波数の変化 4.4 MHz/mmに比して小さいのは、近似精度と取り付けられている各種ポートとのため、実機と理想モデルとが相違するためと考えられる。また、真空ベーキング前後の共振周波数の変化は、空洞製作時の溶接等による内部残留応力がベーキングにより緩和されて生じるものと考えていたが、数回のベーキングにおいても共振周波数の変化は同程度であった。このことから、ギャップ間隔調整後、フランジ再取付の際に、ボルト締付けトルク管理を行っていたにもかかわらず、締付け力のばらつきによる局部歪がベーキングにより緩和されているものと推察される。最終的には、ギャップ間隔 $D=20.84$ mmにおいて共振周波数範囲 158.4 ± 0.5 MHzで動作することを確認した。図2.7-5に測定結果を示しておく。

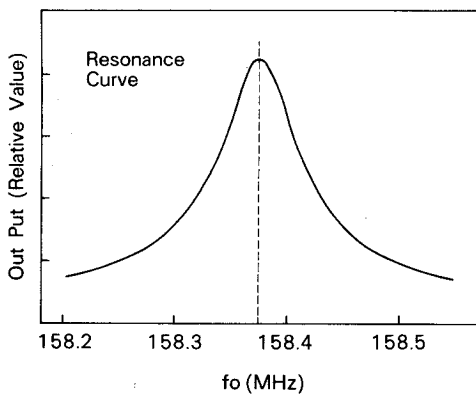


図2.7-5
共振周波数測定結果

(ii) Q値の測定

① 測定原理

空洞のQ値は多くの場合、実測によって求められる。測定方法は以下に示す4方法に大別される。⁴⁾

- ① Transmission method
- ② Impedance measurement
- ③ Transient decay or decrement method
- ④ Dynamic method

ここでは、一般に用いられる“Transmission method”を用いることとした。⁵⁾ 伝送線の特性インピーダンスに等しい内部インピーダンスを持つSGと空洞および検出器を接続した場合の等価回路は図2.7-6で表すことができる。

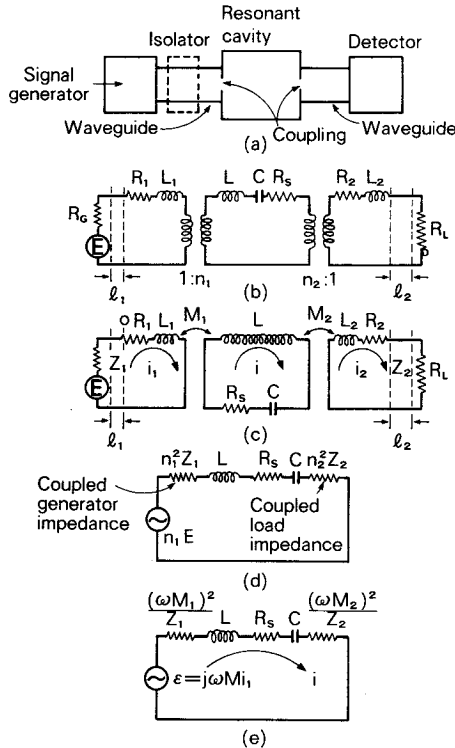


図2.7-6

空洞に標準信号発生器 (SG) と検出器を接続したときの等価回路

負荷時のQ (Q_L) は次式で定義できる。

$$Q_L = \frac{\text{Total Reactance}}{\text{Total Series Loss}} \tag{2.7-28}$$

従って、この等価回路の Q_L は

$$Q_L = \frac{\omega_0 L}{R_s + n_1^2 Z_1 + n_2^2 Z_2}$$

あるいは、

$$Q_L = \frac{\omega_0 L}{R_s + (\omega M_1)^2 / Z_1 + (\omega M_2)^2 / Z_2} \quad (2.7-29)$$

で与えられる。

入力ループおよびサンプリングループの結合係数は

$$\beta_1 = n_1^2 \frac{Z_1}{R_s} = \frac{(\omega M_1)^2}{R_s Z_1} \quad (2.7-30)$$

$$\beta_2 = n_2^2 \frac{Z_2}{R_s} = \frac{(\omega M_2)^2}{R_s Z_2} \quad (2.7-31)$$

と書ける。(2.7-29), (2.7-30) および (2.7-31) 式より、無負荷時の Q (Q_0) = $\omega L/R_s$ と Q_L の関係は、

$$Q_0 = Q_L (1 + \beta_1 + \beta_2) \quad (2.7-32)$$

となる。 β_1 、 β_2 を独立に測定しうるなら Q_0 を求めることができるが、通常は β_1 、 β_2 を小さくして行き、影響の出ない所で調べる。

共振曲線のバンド幅と Q_L の関係は次の様にして得られる。空胴の transmission loss $T(\omega)$ は、SGより伝送される出力に対する空胴に分配される出力の比である。

$$T(\omega) = P_L / P_0 \quad (2.7-33)$$

図2.7-6 の等価回路を用いて P_L 、 P_0 を算出し、 $T(\omega)$ を求めると

$$T(\omega) = \frac{4 \beta_1 \beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2 + 4 Q_0^2 \delta^2} \quad (2.7-34)$$

となる。 δ をチューニングパラメータと呼び、 $\delta = (\omega - \omega_0) / \omega$ で定義する。共振点 $\delta = 0$ において、(2.7-34) 式は

$$T(\omega_0) = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \quad (2.7-35)$$

$$T(\omega) = \frac{T(\omega_0)}{1 + 4Q_L^2\delta^2} \quad (2.7-36)$$

となる。従って、half-powerとなる点は $2Q_L\delta = \pm 1$ のところである。すなわち、共振周波数 f と共振曲線のhalf-powerとなるバンド幅 Δf より Q_L を測定することができる。

$$Q_L = f / \Delta f \quad (2.7-37)$$

② 測定方法および測定結果

Q_L の測定は図2.7-4 に示した装置を用い、空胴に伝送するSGの周波数を变化させた場合の空胴サンプリンググループからの出力をそれぞれ周波数カウンター、オシロスコープの出力電圧で読みとった。なお、サンプリンググループの出力のhalf-powerとなる点は、共振点における出力電圧 $V_{\text{peak}} \times 1/\sqrt{2}$ で与えられる。測定は次の手順に従って実施した。

- (1) 空胴内を大気状態とし、サンプリンググループの結合係数 β_2 の影響が出なくなる程度に小さくする ($\beta_{2\text{min}}$)。この時、入力グループはclosed coupledとしておく。
- (2) サンプリンググループの結合係数を $\beta_{2\text{min}}$ とし、入力グループを closed coupled 状態より回転させて、結合係数 β_1 を小さくして行き、共振曲線より Q_L を求める。
- (3) 次に空胴内を真空状態とし、(2) と同様に真空における Q_L を求める。

図2.7-7 に大気および真空状態で測定した Q_L を示す。入力グループの結合係数 β_1 が最も小さくなる点すなわち空胴の Q_0 をfittingにより求めると

$$Q_0 \text{ (大気)} \sim 8000$$

$$Q_0 \text{ (真空)} \sim 7200$$

となった。

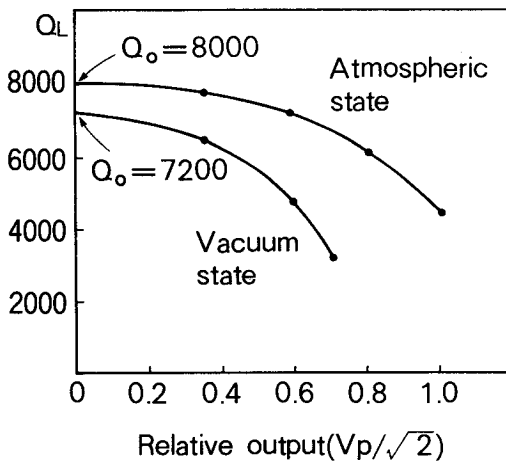


図2. 7-7

大気および真空状態で測定した Q_L 値、縦軸との交点が Q_0 値である。

一方、リエントラント型の空胴の Q_0 の理論値は

$$1/Q_0 = \delta \left[\frac{1/r_1 + 1/r_2}{2 \ln r_2/r_1} + 1/L \right] \quad (2.7-38)$$

で与えられる。ここで δ は skin depthであり、 σ を導電率、 μ を透磁率とすれば

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu}} \quad (2.7-39)$$

と表せる。空胴の内面は無酸素銅で出来ており、 $\sigma = (1.7 \times 10^{-8})^{-1} / \Omega \cdot m$ 、 $\mu = 4 \times 10^{-7} H/m$ 、 $f = 158.4 MHz$ として (2.7-39) 式より $\delta = 5.2 \mu m$ と求まる。表2.7-1 に示した寸法諸元より

$$1/Q_0 = 0.0052 \times \left[\frac{1/90 + 1/234}{2 \times \ln 234/90} + \frac{1}{389} \right] \sim 18000$$

となる。これは理想的な空胴で得られる値であり、実際には空胴内面の表面仕上げ状態および各種ポート類の3次元的影響により、 Q_0 が40~44%に低下していることが確認できた。

(iii) 電界分布の測定

① 測定原理

空胴内のビーム軸に沿う方向の電界分布を測定するには、Slatorの摂動理論⁶⁾として良く知られている様に、空胴の中に金属製のビーズを入れ、共振周波数の変化を位置の関数

として測定すれば良い。ビーズによる空洞の共振周波数の変化は、

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left\{ 1 + \frac{K \int_{\Delta\tau} (\mu H^2 - \varepsilon E^2) d\tau}{2 \int_V (\mu H^2 + \varepsilon E^2) dV} \right\} \quad (2.7-40)$$

と与えられる。ここで、 ω_0 は空洞本来の共振周波数、 ω は摂動を受けた時の共振周波数、 K はビーズの形状に関する因子（球形の場合は $K=1$ ）、 $\Delta\tau$ および V はそれぞれビーズの体積、空洞の体積である。ビーズによる摂動が小さいと、共振周波数の変化 $\delta = (\omega - \omega_0) / \omega_0$ の二次の項が無視でき、

$$\delta = \frac{K \int_{\Delta\tau} (\mu H^2 - \varepsilon E^2) d\tau}{2 \int_V (\mu H^2 + \varepsilon E^2) dV} \quad (2.7-41)$$

と表せる。加速電極部には TM_{010} モードの波のみが存在するため、上式は

$$\delta = \frac{-K \varepsilon E^2 \Delta\tau}{2 \int_V (\mu H^2 + \varepsilon E^2) dV} \quad (2.7-42)$$

と書ける。従って、空洞への入力パワーを一定として、ビーズの位置を軸方向にずらせて行った際の共振周波数の変化を測定することによって、加速電極近傍の加速に寄与する電界分布を知ることができる。

② 測定方法および測定結果

空洞の軸方向の電界分布を測定する際には、電界強度の半径方向に沿う変化の影響を避けるため、ビーズの直径は可及的小さい方が望ましい。しかし、ビーズの体積をあまり小さくすると、(2.7-42) 式より共振周波数の変化が小さくなり、測定が困難となる。そこで、直径 13.1mm ϕ ならびに 16.2mm ϕ の 2 種類の鉛製ビーズを用いた。

ビーズを加速電極の軸に沿って移動させるためには、何らかの形で保持することが必要である。このためにビーズの中心軸の穴に木綿糸を通して、糸の一方には重りを取り付け

て一方から他方へ移動させる。糸に目印をつけてその移動する長さを読めばビーズの位置がわかる。共振周波数の測定には、図2.7-4と同様の装置を用いた。空洞内に木綿糸を張ったとき、糸の誘電率のために共振周波数の測定値は僅かに小さくなるが、その変化は極めて小さく、測定誤差に比べて無視出来る。

図2.7-8はビーズ直径13.1mmφの場合の測定結果である。△rはビーム中心軸から半径方向への距離、またzはビーム軸上で加速電極ギャップ中心からの距離を示している。加速電極ギャップ中心近傍の電界は、ビームを加速するのに有効な分布となっていることが確認できた。

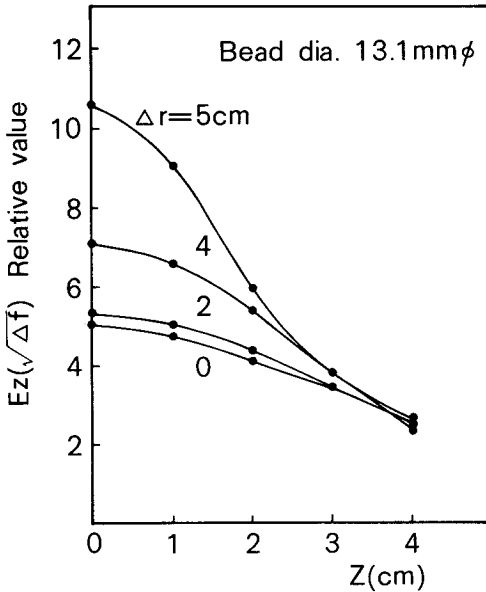


図2.7-8
電界分布、zはビーム軸上で加速電極ギャップ中心からの距離、△rはビーム軸から半径方向への距離を表す。

(iv) シャントインピーダンスの測定

シャントインピーダンス R_{sh} は

$$R_{sh} = \frac{(\text{加速電圧})^2}{\text{空洞に消費される電力}} = \frac{V^2}{P} \quad (2.7-43)$$

と定義され、また Q_0 値は

$$Q_0 = \frac{2\pi \times \text{周波数} \times \text{蓄積エネルギー}}{1 \text{ 周期あたりのエネルギー損失}} = \frac{\omega W}{P} \quad (2.7-44)$$

で表されるので

$$\frac{R_{sh}}{Q_0} = \frac{V^2}{\omega W} \quad (2.7-45)$$

のように空胴の構造のみによる R_{sh}/Q_0 と空胴内表面の状態および材質に関する Q_0 に分離することができる。 R_{sh}/Q_0 を求めるには、電界分布測定と同様にビーズ振動法が適用できる。⁵⁾ 共振周波数のずれ Δf を用いると

$$\frac{R_{sh}}{Q_0} = \left\{ \int \sqrt{\frac{\Delta f}{\Delta f_m}} dz \right\}^2 \frac{120 \lambda}{k f} \frac{\Delta f_m}{\Delta \tau} \quad (2.7-46)$$

と書ける。ここで Δf_m はビーム軸上の最大の Δf であり、 f 、 λ は空胴本来の共振周波数および波長、 $\Delta \tau$ はビーズの体積である。

測定には直径 16.2 mm ϕ のビーズを用いた。図 2.7-9 にビーム軸上での $\sqrt{\Delta f/\Delta f_m}$ の変化を示す。空胴のシャントインピーダンス R_{sh} はビーズの体積を零に近づけて行くことに

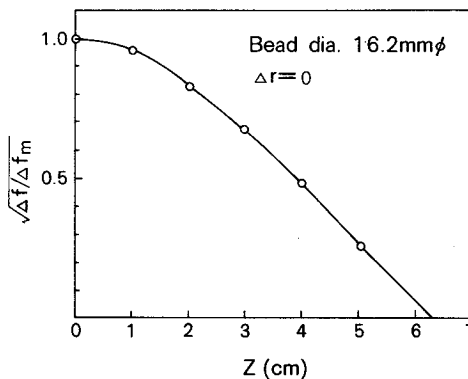


図 2.7-9
加速電極ギャップ中心から
の距離 z に対する
 $\sqrt{\Delta f/\Delta f_m}$ の測定結果

より求められるが、 $\Delta \tau$ を減少させて行くと $f = 158.4 \text{ MHz}$ であるため Δf の変化が減少し、測定精度が悪くなる。そこで、 $\Delta \tau = 2.23 \times 10^{-6} \text{ m}^3$ (16.2 mm ϕ のビーズ体積) の時のシャントインピーダンスを求めた。図の積分値と真空状態の $Q_0 = 7200$ を用いて (2.7-46) 式より $R_{sh} \sim 1.2 \text{ M}\Omega$ が得られた。

r f 電源から供給可能な電力は 2kW であるので、空胴内に励起される最大加速電圧 V は $V = \sqrt{2 P R_{sh}}$ で与えられ $V \sim 70 \text{ kV}$ となる。

またシャントインピーダンスは、蓄積ビームのシンクロトロン振動の周波数を観測する

ことにより評価できる。(2.7-9)式より求まる加速電圧 V に対して、 R_{sh} は次式の形で与えられる。

$$R_{sh} = \frac{V^2}{P - I U} \quad (2.7-47)$$

ここで、 P はrf電源から空洞に供給される有効電力であり、 I は蓄積電流、 U は放射損失である。

(v) 入力インピーダンスの整合調整

rf電源より供給される電流を I_g 、蓄積ビーム電流を I とすると、空洞の等価回路は図2.7-10で表される。そこで

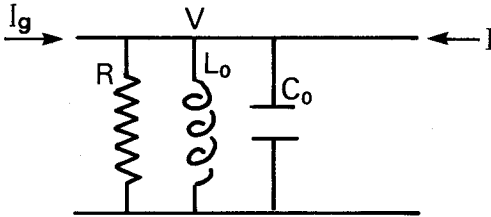


図2.7-10
ビームローディングがある
場合の空洞の等価回路

$$j \omega C_0 V + \frac{V}{j \omega L_0} + \frac{V}{R} = I_g + I \quad (2.7-48)$$

となる。いま $\omega_0 = 1 / \sqrt{L C}$ であるので、上式は

$$\left\{ j \left[\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right] + \frac{1}{R \omega_0 C} \right\} V = \omega_0 L (I_g + I) \quad (2.7-49)$$

となり、右辺の $\omega_0 L$ は電流が作る磁場の電磁誘導による電圧と見なせる。

Q_0 の定義より

$$\left\{ j \left[\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right] + \frac{1}{Q_0} \right\} V = \frac{R}{Q_0} (I_g + I) \quad (2.7-50)$$

書ける。導波管の特性インピーダンスを Z_0 とし、入力側よりみた Q_{ext} は

$$\frac{1}{Q_{ext}} = \frac{1}{Z_0} \frac{R}{Q_0} \quad (2.7-51)$$

となる。ここで入力部の結合係数 β_1 を

$$\beta_1 = \frac{Q_0}{Q_{ext}} \quad (2.7-52)$$

とすれば、

$$\beta_1 = \frac{R}{Z_0} \quad (2.7-53)$$

となる。

いま $I = 0$ の時の入力インピーダンスは、(2.7-50)および(2.7-53)式より

$$\frac{V}{I_g} = \frac{\beta_1 Z_0}{1 + j Q_0 \left[\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right]} \quad (2.7-54)$$

で与えられ、 $\omega = \omega_0$ のとき入力インピーダンスは $\beta_1 Z_0$ となる。すなわち、導波管と空胴との整合をとるためには β_1 を 1 に設定しておけば良い。しかし、電子エネルギーの高い電子蓄積リングに大電流を蓄積する場合には、ビームローディングのために $\beta_1 = 1$ では整合がとれず、空胴から電源側に反射電力が戻ることになる。ビームローディングがある場合、 β_1 と同調角を適当に決めれば反射を無くすることができる。⁷⁾ 同調角は自動同調装置により調整可能であるが、結合係数 β_1 は高周波電力を供給した状態では変化させることはできない。そこで、 $I = 0$ の時の反射電力と I の設計値（最大）の時の反射電力が等しくなるように β_1 を決めておけば、その範囲の I においては、より小さい反射電力となる。空胴の加速電圧 V とするのに必要な電源の電力 P_g は

$$P_g = \frac{(1 + \beta_1)^2}{4 \beta_1} \cdot \frac{\{V + (I R_{sh} / 1 + \beta) \cdot \cos \phi\}^2}{R_{sh}} \quad (2.7-55)$$

で与えられる。一方、反射電力 P_r は

$$P_r = P_g - P_c - P_b \quad (2.7-56)$$

ここで、 P_c は空洞壁ロスを、 P_b はビームに供給される電力を表し、それぞれ

$$P_c = \frac{V^2}{R_{sh}}, \quad P_b = I V \cos \phi = I \frac{U}{e} \quad (2.7-57)$$

で与えられる。

$N I J J - I$ の場合、最大電子エネルギー 230 MeV 、 $I = 200 \text{ mA}$ 、 $V = 20 \text{ kV}$ 、 $R_{sh} = 1.2 \text{ M}\Omega$ 、 $U_0 = 0.35 \text{ KeV}$ とすると、リングの電子エネルギーが低いので、ビームローディングの影響はほとんど無視でき、 $\beta = 1$ 、 $P_g \sim 650 \text{ W}$ となる。そこで、入力インピーダンスは導波管の特性インピーダンス $Z_0 = 50 \Omega$ と等しくなるように、ネットワークアナライザを用いて入力ループの角度調整を行った。

(vi) 他モードの同定

電子の加速に用いる高周波は、 158.4 MHz が基本波であるが、空洞にはその高調波および変形モードが存在すると考えられる。図 2.7-11 に rf 電源から $P_g = 0.75 \text{ kW}$ を入力して、サンプリングループよりの周波数スペクトラムをスペクトラムアナライザを用いて観測

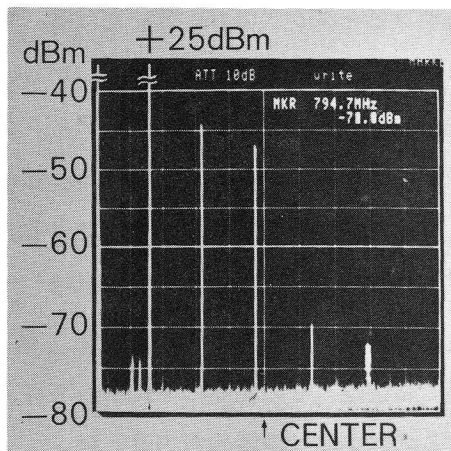


図 2. 7 - 1 1
サンプリングループを用いて検出した周波数スペクトラムの測定結果、中心周波数 500 MHz 、 200 MHz/div

した結果を示す。1 GHz までの測定で高調波モードとしては第 5 調波まで確認されている。この他に、 105.6 MHz と 128.4 MHz 付近に変形モードと考えられるモードが存在する。これらのモードが蓄積ビームと相互作用を起こすことも予想される。詳細には入射蓄積実験を行

い確かめることにした。

2.7.4 空胴の真空状態とパワー投入試験

各種特性パラメータの調整および測定のために、空胴を何度となく大気にさらしたり、加速電極の機械加工を行ったので、パワーテストの前にフロン113とエチルアルコールで内面洗浄を行った。

その後、ロータリーポンプ (150 l/min) とターボ分子ポンプ (160 l/s) から成る粗引真空系で、真空度は 2.8×10^{-8} Torrに到達した。この時点で、四重極質量分析計により残留ガス成分を調べリークチェックを行った。図2.7-12(a) に示すように、その主成分は H_2 でその他 H_2O , CO , CO_2 が認められるが、 N_2 , O_2 は検出されずリークのないことが確認できた。引き続き、約200 °C、18時間のベーキングの後、スパッタイオンポンプ (500 l/s) とチタンゲッターポンプ (750 l/s) を作動させることにより、真空度は 1.1×10^{-9} Torrに到達し、真空状態は良好であった。残留ガス成分を図2.7-12(b) に示す。 H_2 は約1/20、 H_2O , CO , CO_2 は約1/10に低減していることがわかる。しかし、電力を伝送しはじめた当初は、空胴にほとんど電力が入らず、反射電力のみが増大したり、低電力供給が可能となった後も放電と考えられる突発的な反射電力の増大がみられた。この原因は、加速電極ギャップで放電の生じる電圧 (計算値) が1.2kV以下であることから、マルチパクタリング現象⁸⁾ であると判明した。十分なエージングを施こした後に、パワー投入が可能となった。

図2.7-12(c) は0.5kWの電力を投入した場合の残留ガス成分を示しており、ベーキング等で除去されない一部の吸着水分および溶剤からの C_2H_4 の放出が認められる。

フルパワー投入試験が終了した後、直ちにこの空胴をリングに組み込んだ。

(a)

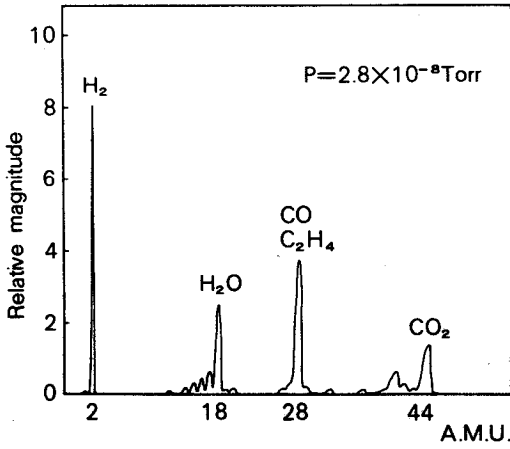
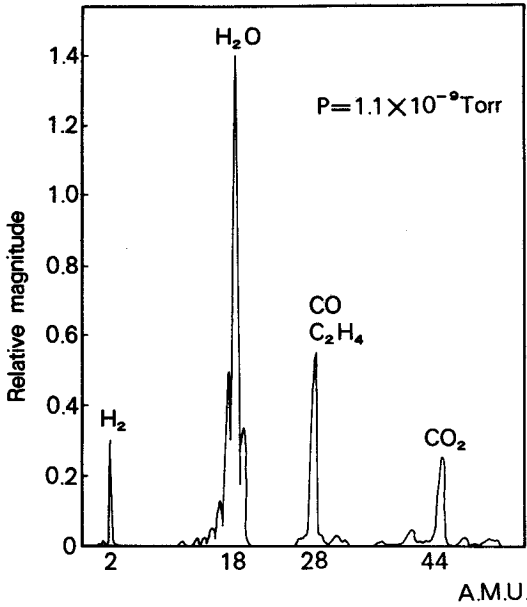


図 2. 7-12

残留ガススペクトル

(b)



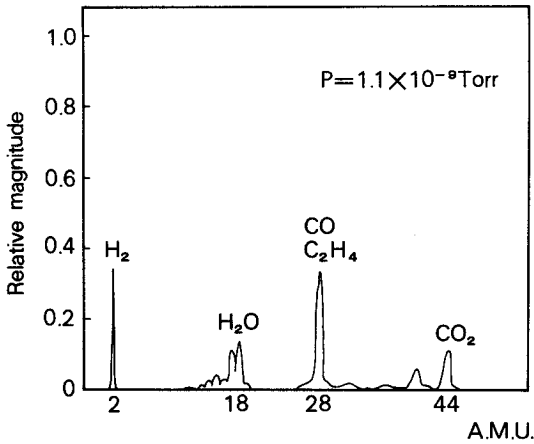
(a) $P=2.8 \times 10^{-8}$ Torr

(b) $P=1.1 \times 10^{-9}$ Torr

(c) $P=1.1 \times 10^{-9}$ Torr

r f 投入 ($P_g=0.5$ kW)

(c)



2.8 真空系

低エネルギーで大電流を蓄積するために最も重要であるのは、蓄積ビームの寿命特性の評価である。この特性は主としてTouschek寿命により定まると予想されるが、蓄積初期においてはSR光に照射された真空ダクト壁面からの光電子放出があり、真空系内の圧力上昇を起こし寿命を短くする。低エネルギーになるにつれて放出ガスは減少するが、真空の枯れに長期間のビーム蓄積運転が必要となると考えられる。更に、真空ダクト内の中性ガス分子密度は蓄積ビーム寿命を短縮しない程に十分低いものであっても、蓄積ビームにトラップされるイオンとビームの相互作用により、あたかも真空が悪くなったかのように寿命の短縮が起こる。低エネルギー入射では、イオンの発生をいかにして抑え、いかにして除去するかが重要な課題となるため第4章 4.2節で詳しく議論する。

本節ではN I J I - Iの排気系ならびに低エネルギーにおける真空の枯れ状況を示す蓄積電流・時間積と圧力上昇の関係について述べる。

2.8.1 中性ガス分子による散乱

中性ガス分子との衝突による蓄積ビームの寿命 τ_p (s) は理論的に次式で与えられる。

$$1 / \tau_p = 9.6 \times 10^{26} \sigma_t P \quad (2.8-1)$$

ここで σ_t (cm²)、P (Torr) はビーム損失を起こす散乱断面積およびガス圧力である。散乱断面積として以下の三種類が考えられる。^{1) 2)}

(1) クーロン弾性散乱

蓄積電子が中性ガス分子の原子核のクーロン場によって偏向を受け、その偏向角が大きい場合は真空ダクトに衝突することにより失われる。クーロン散乱断面積は

$$\begin{aligned} \sigma_t &= 4\pi r_0^2 z^2 / \gamma^2 \theta_c^2 \\ \theta_c^2 &= (a/2)^2 (1 + \alpha^2) / \beta_{\max} \beta_{av} \end{aligned} \quad (2.8-2)$$

で与えられる。ここで r_0 は電子の古典半径、 z は中性ガスの原子番号、 a は真空ダクトの最小開口、 β 、 α は垂直方向のツイスパラメータ、 γ はローレンツ因子である。

(2) 制動輻射による非弾性散乱

蓄積電子が中性ガス分子の原子核のクーロン場内で偏向を受ける時、制動輻射によりそのエネルギーの一部を失うが、このエネルギーがrf系によって決まる臨界値以上であれば

リングの閉軌道より失われてしまう。制動輻射による散乱断面積は

$$\sigma_2 = (4/137) r_0^2 z^2 \ln(183/z^{1/3}) \ln(E/\Delta E_{\max}) \quad (2.8-3)$$

で与えられる。ここで $\Delta E_{\max}/E$ はrfバケット高さである。

(3) 殻外電子との衝突による非弾性散乱

蓄積電子が中性ガス分子内の殻外電子と衝突する結果、エネルギーを失い、この散乱断面積は

$$\sigma_3 = 2\pi r_0^2 z^2 (E_0/\Delta E_{\max}) \quad (2.8-4)$$

で与えられる。 E_0 は電子の静止エネルギーである。

実際のリングの超高真空系内に存在する中性ガス分子の主成分は H_2 および CO である。そこで、蓄積ビームの寿命に関しては分子量の大きい CO に着目すればよい。N I J I - I のパラメータ $\langle \beta_{av} \rangle \sim 1.34$, $a = 38\text{mm}$, $\gamma = 320$, $\Delta E_{\max}/E = 5.5 \times 10^{-3}$ を用いると各散乱断面積は

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= 5.0 \times 10^{-24} \text{ (cm}^2\text{)} \\ \sigma_2 &= 7.4 \times 10^{-24} \text{ (cm}^2\text{)} \\ \sigma_3 &= 4.6 \times 10^{-24} \text{ (cm}^2\text{)} \end{aligned} \quad (2.8-5)$$

となる。従って、全散乱断面積は $\sigma_t = 17 \times 10^{-24} \text{ (cm}^2\text{)}$ である。それゆえ、24時間程度の蓄積ビーム寿命を得るためには、(2.8-1)式より $P = 1 \times 10^{-9} \text{ Torr}$ 以下でなければならない。

2.8.2 ガス放出

電子蓄積リングの真空系における放出ガスの大部分は、SR光が真空ダクト壁を照射するために発生する。SR光によるガス放出には気体分子の放出(光脱離)と熱的な気体分子の放出(熱脱離)がある。光脱離はSR光による光刺激脱離と発生した光電子による電子衝撃脱離とから成っている。後者の脱離機構として、光子や光電子がダクトを照射することにより表面近傍にホールが生成され、吸着に寄与している電子がこのホールに落ち込むため、吸着気体分子の結合力が弱まり表面より脱離するというモデルが支持されている。³⁾ 更に、リング内では磁場が存在するため、光電子は発生点近傍をドリフトし吸着気

体分子を電子衝撃脱離させる割合が大きくなるものと考えられている。

光脱離によるガス放出率は、

$$Q_{SR}(\text{Torr} \cdot \ell / \text{s}) = 1.45 \times 10^{-2} \gamma I \eta \{1 - (\epsilon_D / \epsilon_C)^{1/3}\} \quad (2.8-6)$$

ここで、 I (A)は蓄積ビーム電流、 ϵ_D ($\sim 10\text{eV}$)は光電子放出の閾値エネルギー、 ϵ_C はSR光の臨界エネルギーである。脱ガス係数 η は一個の光子により放出される分子の数であり、枯れたステンレス鋼に対して η (molecules/photon) $\sim 2.5 \times 10^{-6}$ である。⁴⁾

従って、 $\gamma = 460$ 、 $I = 0.2$ Aの時、 $\epsilon_C = 38.6\text{eV}$ 、ガス放出率 $Q_{SR} \sim 1.2 \times 10^{-6}$ (Torr $\cdot \ell / \text{s}$) となる。

熱脱離によるガス放出量は、直線部もSR光に照射されるものとするれば真空ダクト内の内表面積に比例する。rf加速空洞部を除く真空ダクト表面積は $S \sim 4 \times 10^4$ (cm^2)である。200°Cで数時間バークされたステンレス鋼の放出ガス率 $q = 5 \times 10^{-12}$ (Torr $\ell / \text{s cm}^2$)を用いて $Q_{th} = Sq \sim 2 \times 10^{-7}$ (Torr $\cdot \ell / \text{s}$)となる。ゆえに、 $E = 230$ MeVで $P = 1 \times 10^{-9}$ Torrの到達圧力を得るためには約1400 ℓ / s の排気能力が必要となる。しかし、脱ガス係数 η は真空ダクトの履歴に左右され、初めてビームを蓄積した時は $\eta = 1$ 程度であるのに対し、光脱離により系内が清浄になると $\eta \sim 10^{-6}$ 程度にまで減少する。すなわち蓄積電流当りの放出ガスが6桁も変化する。従って、早期に所定の性能を発揮することが望まれる産業用小型光源では、動作状態での圧力を確保するために要する労力を最小にする方策について見通しを得ておくことが重要である。

2.8.3 ダクト、排気系構成

真空ダクトは偏向電磁石部ダクト、4極電磁石部ダクトおよび入射電磁石用チェンバーに大別される。材質はSUS304である。偏向電磁石部ダクトは有効アパーチャーを最大にするため、偏向電磁石のビーム中心軌道に対応した曲率 $\rho = 0.7$ mを持たせた。小型電子蓄積リングでは、SR光は偏向部に照射されるから、ダクトからの放出ガスを偏向部外側に導き、効率よく排気するためのポンプ構成を採用した。偏向電磁石部ダクトならびに偏向部ポンプ配置を図2.8-1、図2.8-2に示す。4極電磁石部ダクトの構造もビームに対するアパーチャーをできるだけ大きくするための構造になっている。4極電磁石部ダクトの断面形状を図2.8-3に示す。入射電磁石用チェンバーおよびrf空洞と4極電磁石ダクトの接続部の片側には、ベーキング処理に伴う熱伸縮や機械的歪みを吸収するためのベローズ

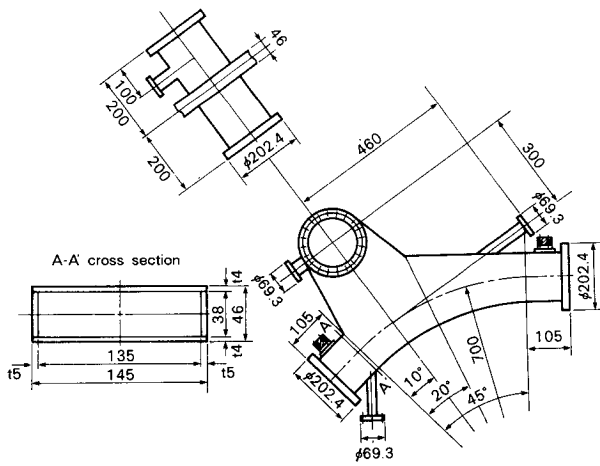


図 2. 8 - 1

偏向電磁石部ダクトの形状

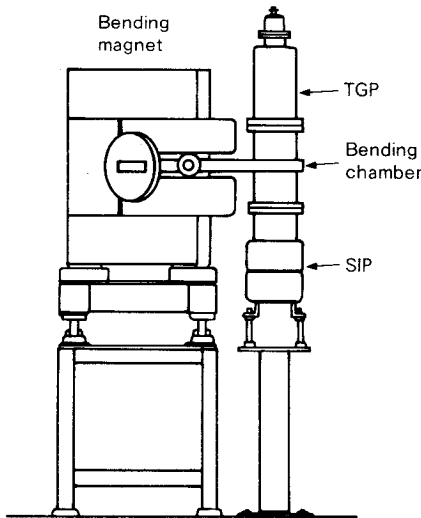


図 2. 8 - 2

偏向電磁石部ポンプ配置図、
SIP:スパッタイオンポンプ、
TGP:チタンゲッターポンプ

が設けてある。

図2.8-4 にN I J I - I の排気系を示す。粗排気系として 160 l/s ターボ分子ポンプとロータリーポンプ 135 l/min を直結して用いた。粗排気系の組み込み位置は、セプトムチェンバーとキッカーチェンバーの2箇所であり、ターボ分子ポンプと超高真空系との分離にはメタルバルブを用いている。

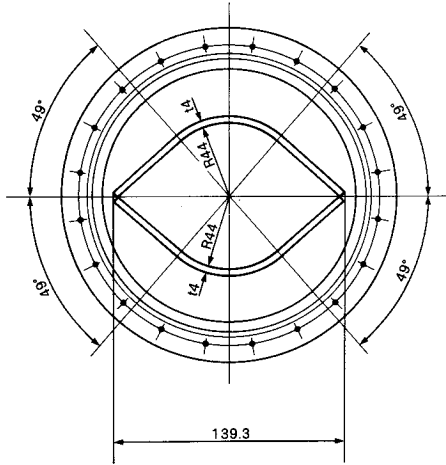


図 2. 8 - 3

4 極電磁石部ダクト形状

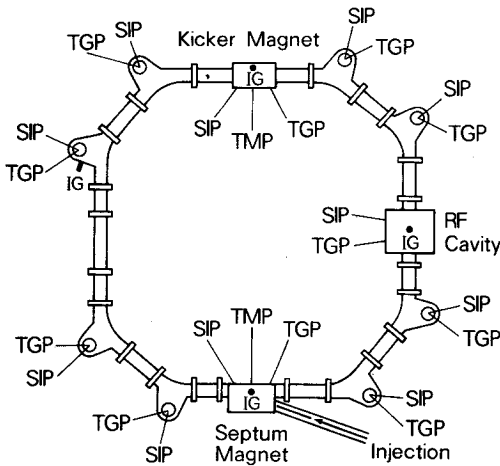


図 2. 8 - 4

N I J I - I の排気系、SIP: スパッタイオンポンプ、TGP: チタンゲッターポンプ、TMP: ターボ分子ポンプ、IG: 熱陰極ゲージ

主排気ポンプは偏向電磁石部ダクト、セプタムチャンバー、キッカーチャンバーおよび rf 空腔に接続したイオンポンプとチタンゲッターポンプである。それぞれの排気速度は N_2 ガスに対し、 10^{-7} Torr の圧力の時、約 2500 l/s および約 7000 l/s である。

真空ダクトの約 200°C 、8 時間のベーキング処理のため、偏向電磁石部ダクトは直接通電で加熱し、その他のダクトにはシーズヒーターやテープヒーターを組み込んだ。直接通電をする場合、ダクトの 1 箇所を絶縁する必要があるため、薄いセラミックスを接合したベローズを製作した。焼出し電力密度は約 1.5 kW/m で 200°C の加熱ができる。偏向電

磁石部ダクトと偏向電磁石のポールピースの間には絶縁と断熱を兼ねて 100 μ m ポリイミドフィルムを3層巻きし、ポールピースの伝熱を極力抑えるため雲母シートを局部的に挿入した。4極電磁石部ダクトと入射電磁石チェンバーには輻射熱の遮断と均温化を考慮してアルミニウムフォイルを巻いた。

真空計測には、熱陰極ゲージ (B-Aゲージ) を4台組み込んでいる。SR光による迷光や光電子の影響で測定異常が生じないように、L字管を使用してその内にゲージを収納している。

2.8.4 真空特性

運転時間の経過と蓄積電流減衰率 $-di/dt$ ならびにリング内ガス圧力 P の関係を概観する。1986年8月~11月の典型的なデータを図2.8-5に示す。電子エネルギーは $E = 163$ MeVである。Iの小さい場合、 ΔP も小さく、従って $-di/dt$ への真空の寄与はほぼ

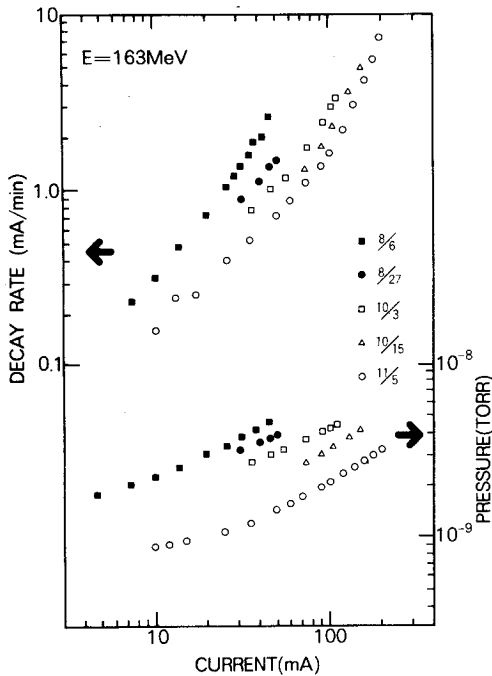


図2. 8-5

SR光によるガス放出の減少につれて蓄積電流減衰率および真空度が改善されてゆく様子、1986年8月から11月のデータを示してある。

ベース圧力で決まっていると考える良い。一方、Iが大きい場合、SR光による ΔP も大きくなる。運転時間が長くなるにつれて、SR光照射によって放出ガスが少なくなる傾向にあることは明瞭である。N I J I - Iの運転が開始されて以来の圧力上昇 $\Delta P/I$ (Torr/mA) の変化を蓄積ビーム電流・時間積 D (mA · h) の関数として示したのが図2.8-6である。 $\Delta P/I$ のDの依存性は

$$\Delta P/I = 1.1 \times 10^{-9} \cdot D^{-0.5} (\text{Torr/mA}) \quad (2.8-7)$$

で表される。低エネルギーリングであるために、 $\Delta P/I$ の値および減少勾配が小さくなっていると考えられる。すなわち、低エネルギーの場合 ΔP は小さく、ビーム寿命に与える影響は小さいことがわかる。一方、実用機に要求される 600–700 MeV までエネルギーを上昇させる場合 $\Delta P/I$ は大きくなる。従って、 D にもエネルギー依存性が存在し、勾配が大きくなることが予想される。KEK-PFの例では、運転開始当初は $\Delta P/I$ は 10^{-8} (Torr/mA)まで上昇しており、100mAの時のリング内平均圧力は 10^{-6} Torr領域であった。 $D=10^4$ (mA·h)後、 10^{-8} Torr領域まで減少しており、 $\Delta P/I \propto D^{-0.8}$ の関係で減少傾向にあることが報告されている。⁵⁾ 電子エネルギーが高い場合、勾配は大きくなるが $\Delta P/I$ も大となるため、所定の動作圧力を得るためには長期間のビーム蓄積運転が必要となる。

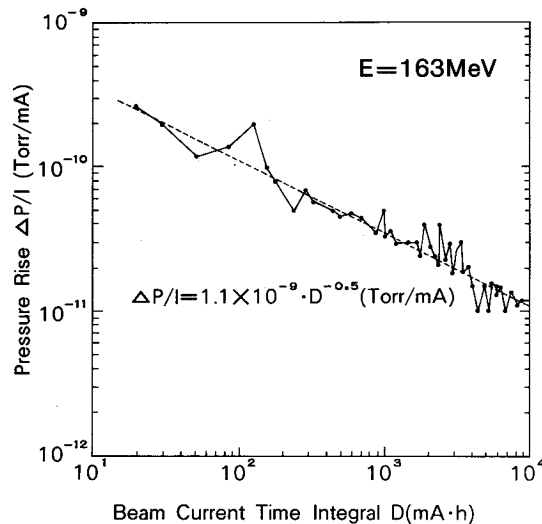


図2. 8-6 蓄積ビーム電流・時間積と蓄積ビームによる圧力上昇の関係

これを解決するためには、一つは真空ダクトを多室構造にすることである。ビームの周回する真空ダクトとSR光の吸収される部所とを真真空的に切り離す構造、すなわちビーム周回ダクト、SR光ダンプ室、更にもう1室を設ければSR光によるガス放出

の影響がビームダクトに及ぶのを避けることができる。もう一つは、予めSR光に代わる方法（例えば電子ビーム洗浄、アルゴン放電洗浄）で真空ダクト内面の洗浄をするなどの対策を講じることである。

2.9 ビームトランスポート系

NIJ I-Iの入射ビームトランスポートラインは、電総研リニアックから約26mあり、80~160 MeVまでのエネルギーの電子ビームを輸送する。この節では、リングへ低エネルギー電子を効率よくトランスポートするライン構成に関する考察およびビームトランスポート実験結果について述べる。

2.9.1 ビームトランスポートラインの構成

このリニアックは、ビームを利用する研究者の要請を満たしうるように、低、中、高エネルギー部より加速器室の周りに配置されている5実験室に同時にビームを振り分けることができる。そのために、電総研で開発されたパルス振り分けシステム¹⁾を用いて効率的かつ経済的な運転がなされている。NIJ I-Iは中エネルギー実験室に設置されており、そのビームトランスポートラインの全体図を図2.9-1に示す。リニアックは50ppsで運転されており、ビームの取り出しはトランスポートするビームのエネルギーに応じて $50/2^n$ pps($n = 2 - 5$)の頻度から選択できるが、初期の160 MeV電子入射においては、ベータトロン放射減衰時間を考慮して $n = 4$ すなわち16パルスについて1パルスとした。パルス偏向コイルPにより 6° の角度で取り出されたビームは、偏向半径 1.104 mの偏向電磁石 DM_1 および DM_2 でそれぞれ 42° 曲げられる。 DM_1 , DM_2 とも 11.7° のエッジフォーカスを使用したのは、等価的に n 値 0.5を得るためである。4極電磁石はボア半径7 cmのシングレット(QE)と4 cmのダブルレット(Q_1-Q_3)の2種類を用い、さらに電磁石の設置誤差を補正するためのステアリングコイル(STC_1-STC_5)を設置した。

ライン構成上重要となるのは、モーメントムの拡がりを持っているビームを DM_1 , DM_2 で曲げることにより生じるビームサイズの拡がりを補正し、またトランスポートされてきたビームのリング入口における位相平面上の形をリング内のビームの形とマッチングがとれるように、4極電磁石の配置ならびに収束力を決定することである。

リニアックから取り出されたビームの中心エネルギー E から ΔE だけずれた電子は、偏向電磁石により偏向面内で中心軌道から Δx ずれることになる。エネルギー分散関数 η を

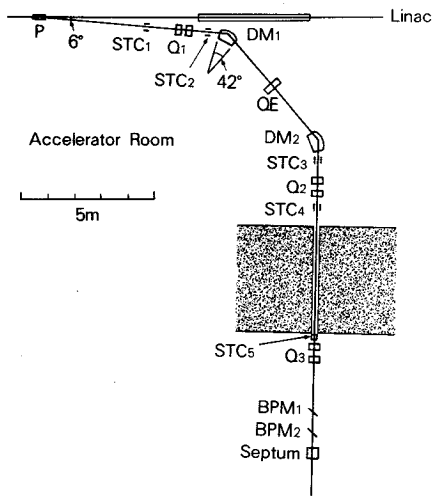


図 2. 9 - 1

トランスポートラインの全体図、P : パルス偏向コイル、DM_{1, 2} : 偏向電磁石、QE : シングレット、Q₁₋₃ : ダブルレット、STC₁₋₅ : ステアリングコイル、BPM_{1, 2} : ビーム位置モニター (セラミック蛍光板)

用いて

$$\Delta x = \eta \frac{\Delta E}{E} \quad (2.9-1)$$

と表す。ビームトランスポートラインでは、DM₂ の出口で η および η' が零 (アクロマティック条件) となるように、QE の位置と k 値を決めることが出来る。しかし、QE は垂直方向に発散力を持つこと、および輸送するビームエネルギーを変化 (DM₁ で Δx が変化する。) させても、QE の位置を変えることなく、対応可能なように P と DM₁ の間にダブルレット Q₁ を設置する。図 2.9-2 には DM₂ の後でアクロマティック条件が成立するように設計した計算機シミュレーション結果を示す。図の分布を与える QE、Q₁ の収束力は、 $K_{QE} = 2.55\text{m}^{-2}$ 、 $K_{Q1(F)} = 1.66\text{m}^{-2}$ 、 $K_{Q1(D)} = 2.00\text{m}^{-2}$ である。下流側のダブルレット Q₂、Q₃

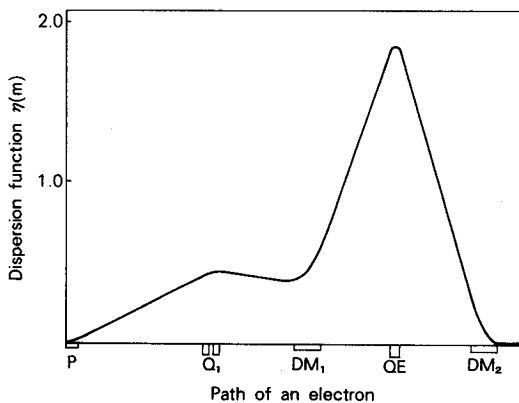


図 2. 9 - 2

アクロマティック条件 ($\eta = \eta' = 0$) を満たす計算機シミュレーション結果

は、リングへの入射点においてベータatron関数のミスマッチングをできるだけ低減するために用いる。次に、このミスマッチングの入射効率に及ぼす影響について言及する。

図2.9-3のようにトランスポート出口でのツイスパラメータ $\beta_t, \alpha_t (= -1/2 \cdot d\beta/ds)$, $\gamma_t (= (1 + \alpha^2) / \beta)$ とリング入口でのリング側のツイスパラメータ($\beta_R, \alpha_R, \gamma_R$)がマッチング($\beta_t = \beta_R, \alpha_t = \alpha_R, \gamma_t = \gamma_R$)している場合は、入射ビームのエミッタンス(Ⓐの面積)はリング内に入っても保存され、変形されたリング軌道の初期エミッタンス(Ⓐで表される)も設計通りとなる。ところがミスマッチングの場合は、入射ビームⒸはリング内ではⒶと相似なⒷに内接しながら回転する。すなわち

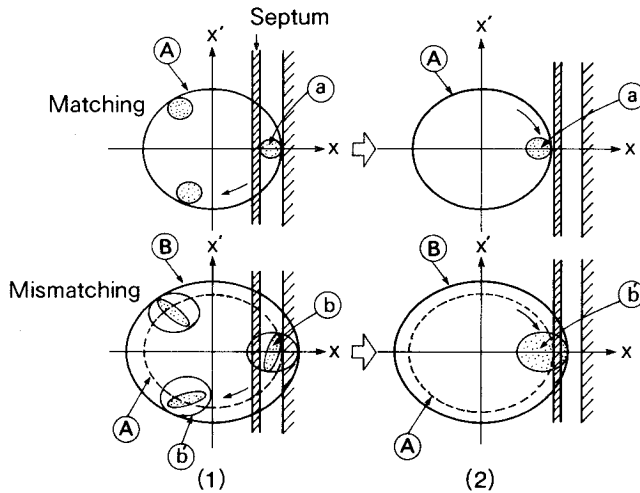


図 2. 9 - 3 リングの入射点における水平方向位相空間
(1)入射時 (2)キッカー減衰後を表す。

入射ビームのエミッタンスが $\text{Ⓒ} \rightarrow \text{Ⓒ}'$ へ増加したように振る舞い、入射時初期エミッタンスも $\text{Ⓐ} \rightarrow \text{Ⓐ}'$ で表されるように増加したと見なせる。このことにより、入射ビームはセプタムの真空隔壁にあたったり、その他の真空ダクトにあたる可能性が増し、入射効率を下げる原因にもなる。垂直方向についても、同様にエミッタンスが増大することになり、ビームをロスする可能性が生じる。以上のようにトランスポートラインのツイスパラメータはリングとできるだけマッチングさせることが望ましいことがわかる。

リニアックからのビーム特性としてエネルギー、ビームサイズ(半幅)とエネルギー幅を

$$E = 160 \text{ [MeV]}$$

$$X = Z = 2.0 \text{ [mm]}, \quad X' = Z' = 1.0 \text{ [mrad]}$$

$$\Delta E/E = 2 \text{ [\%]}$$

と仮定して計算してみると、ビームサイズがライン途中であまり大きくならないという条件のもとで、 Q_2 、 Q_3 のダブレット2組によってマッチングをとることは容易ではないが、得られた比較的好ましいビームサイズの分布を図2.9-4に示しておく。

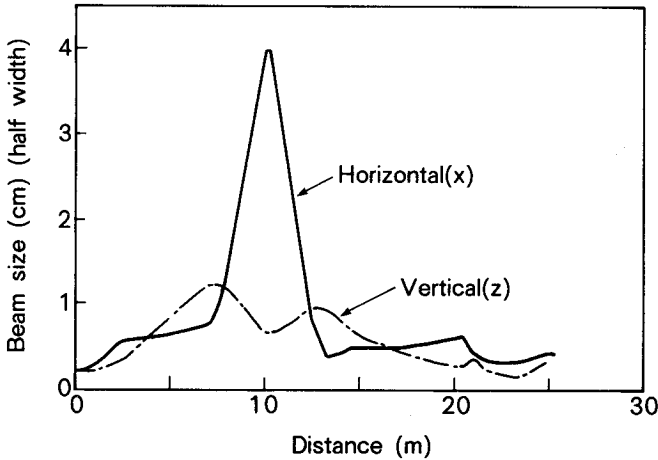


図2.9-4

トランスポートラインのビームサイズの計算機シミュレーション結果 ($k_{Q2(D)} = -1.11 \text{ m}^{-2}$, $k_{Q2(F)} = 2.39 \text{ m}^{-2}$, $k_{Q3(F)} = 6.86 \text{ m}^{-2}$, $k_{Q3(D)} = -7.46 \text{ m}^{-2}$)

これまで述べてきた事柄はトランスポートライン構成の設計指針を与えるものである。しかしながら、ビームトランスポート途中のビームサイズは、リニアックのオプティクスに非常に依存するばかりでなく、パルス偏向コイルが鞍型空芯コイルであるため、この磁場の不均一性に大きく影響されることに注意しなければならない。一方、リングへの入射窓に用いられているポリイミド膜 (厚さ $50 \mu\text{m}$) によっても 1 mrad 程度のビーム散乱が生じる。²⁾ 従って、とにかくビームを安定に通すということを基本にビームトランスポート試験を行った。トランスポートラインの微調は、リングへのビーム入射効率の良否を確かめて行うことになる。

2.9.2 ビームトランスポート試験

ビームトランスポートの調整は、まず上流にあるプロファイルモニターおよびファラデーカップより始め、電磁石の電流を変えてビームの位置を正しながら下流へ最大のビーム電流が通過するようにする。リニアックビームはパルス幅 $0.5 \mu\text{s}$ 、エネルギー 160 MeV 、ピーク電流 $\sim 100 \text{ mA}$ 、繰り返し頻度 3 pps である。ビームの位置・プロファイルの観測のために、 DM_1 および DM_2 の直後にビームの遷移放射 (Transition Radiation) を見るため

のTi膜 (50 μm 厚) を挿入した。³⁾ 更に高い感度の必要な下流側には、図2.9-1 にBPM₁、BPM₂ と示したセラミック蛍光板⁴⁾ (Desmarquest 社製 AF 995R, 1.0 \times 50 \times 50 mm) をビームに対して45° の傾斜を持たせて挿入し、TVカメラを90° 方向に配し、蛍光板上でのビームスポットをモニターテレビで監視できるようにした。

なお、トランスポートラインのみの最終調整時には、セプタム真空槽の直前に設けたビーム出射窓 (Ti膜, 50 μm) に塩化ビニルシートをはりつけ、ビーム像を焼き付け記録した。図2.9-5 にビーム像の観測結果を示す。水平方向7.4 mm、垂直方向2.4 mmの良く収束

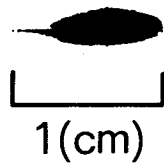


図 2. 9 - 5

塩化ビニルシートに焼き付けたビーム像

されたビームであり、設計ビーム軌道に一致している。しかし、この試験結果で得られた各4極電磁石の収束力は $k_{QE} = 2.12\text{m}^{-2}$, $k_{Q1(F)} = 0.51\text{m}^{-2}$, $K_{Q1(D)} = -0.38\text{m}^{-2}$, $K_{Q2(F)} = 0.32\text{m}^{-2}$, $k_{Q2(D)} = -0.26\text{m}^{-2}$, $k_{Q3(F)} = 0.19\text{m}^{-2}$, $k_{Q3(D)} = -0.16\text{m}^{-2}$ であり、図2.9-4 で与えた各4極電磁石の収束力とは大幅に異なっている。この原因は明白で、リニアックビームの質を改善し、パルス偏向コイルの磁場の均一性を向上させれば解決すると考えられる。また、ビームトランスポートの状況はおおよそ以下のようである。ビームのトランスポート効率はリニアックからのビームの状態によって異なるが、出射窓の後に配置したファラデイカップで測定した効率は10~20%程度である。ビームロスほとんど DM₁ - DM₂ のエネルギー分散関数の大きい所で起きている。つまり、主にエネルギーの拡がりのためにビームをロスしている。その他の要因としては、オプティクス mismatching や エミッタンス等に依っているのではないかと考えられる。

2.10 む す び

SR光源の小型化を図る上での基礎研究課題である電子入射器の小型化、電子入射の効率化ならびに電子蓄積リングの直線部の短縮の目処を得るために、世界で初めて低エネルギー入射研究用の小型電子蓄積リング N I J I - I を開発した。

本章では、リング設計に関する基本的な面での考察およびプロトタイプリングシステムとして各構成要素の諸特性を求め考察を加えた。

これらの結果を要約すれば、次の通りである。

- 1) X線リソグラフィ光源として、スループットと解像線幅を満足するリングパラメータは、超電導電磁石を用いる場合、電子エネルギー 600–700MeV、蓄積電流 200–300mA、ビームサイズ（標準偏差）1–2mmであることを明らかにした。その結果、低エネルギー入射により達成すべき蓄積電流の目標を判断する基となり得た。
- 2) 電子蓄積リングを小型化するためのラティス構成について検討した。偏向電磁石に収束力を持たせた弱収れん方式とし、モーメンタムコンパクションファクターを大きくすることにより、低エネルギーのビーム寿命を長くすることができる。また直線部に設置する4極電磁石の数を低減できるため、直線部の短縮に寄与することを示した。
- 3) リング入射系の基礎特性を把握するために、光ファイバ磁界センサを用いてパルス磁場測定を行った。その結果は計算機シミュレーション結果と良い一致を示した。従来のサーチコイルによる磁場測定に比し、空間分解能が高く、電気ノイズの影響も少ないことがわかり、本法の実用性を確認した。
- 4) 電磁石系に関しては、偏向電磁石のポールピース間隙は51.7mmであり、n値を0.5に設定するために水平面に対し1.057°の傾斜をつけて仕上げている。その結果 $n = 0.47$ という特性を得、入射電子の最大振幅 $\pm 40\text{mm}$ の範囲でn値が一様性を有することが確認された。また個々の電磁石の磁場値の偏差は0.3%という小さい値であった。
- 5) rf加速系においては、空洞の共振周波数、Q値、シャントインピーダンスについて3次元的效果が表れる。この効果を見込んだ空洞の設計ならびに製作に対し、有用な基礎データを得ることができた。
- 6) 低エネルギー入射の場合、SR光による内面洗浄の進みが極めて遅いことが判った。実用機においては、真空ダクトを多室構造にしたり、初期運転の段階より入射エネルギーから蓄積エネルギーまでエネルギーを上昇させ、内面洗浄を早く進めることが必要であるとともに、予めSR光にかわる方法で真空ダクトの洗浄をするなどの対策が重要な課題となることを示した。
- 7) トランスポートラインの設計指針を与え、ベータatron関数ならびにビームサイズに関する計算機シミュレーションを行った。時間的な制約のため計算結果と対応させる本格的な試験は行えなかったが、既存のラインの改良すべき点を明らかにした。

ビームのトランスポート効率は10～20%と必ずしも満足のゆくものではないが、リングへの入射実験を行う上で大きな制約とはならないと考えられる。

参 考 文 献

2. 1 節

- 1) U. Trinks and F. Nolden, Nucl. Instrum. Method. 200, 475(1982).
- 2) A. Heuberger, Proc. SPIE 448, 8(1983).
- 3) W.-D. Klotz et al., Proc. Int. Cryogenic Engineering Conf., Berlin, 97 (1986).
- 4) E. Weihreter, private communication.
- 5) T. Tomimasu, J. Electronic Engineering 23, 6, 72(1986).
- 6) H. Takada, K. Furukawa and T. Tomimasu, Proc. SPIE 257(1987).
- 7) M. L. Knotek et al., Brookhaven National Laboratory Report 52005(1986).
- 8) N. Takahashi. Nucl. Instrum. Method. B24/25, 425(1987).
- 9) H. Takada, K. Furukawa and T. Tomimasu, Opt. Eng., 27, 550(1988).

2. 2 節

- 1) 阿刀田伸史, 伊藤順司, 信学技報, S S D85-103, 5(1985).
- 2) H. Winick, "Synchrotron Radiation Research," (Plenum Press, 1980)P. 11.
- 3) 伊藤他, 電子技術総合研究所彙報, 43, 613(1985).
- 4) 鳳絃一郎, 応用物理, 53, 17 (1984).

2. 3 節

- 1) G. Rokowsky and L.R. Hughey, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26, 3845(1979).
- 2) C. Bernardini et. al., Phys. Rev. Lett. 10, 407(1963).

2. 4 節

- 1) 渡辺誠他, フィジクス 5, NO. 11(1984).
- 2) G. A. Voss and T. Weiland, DESY 82-074(1982).
- 3) P.B. Wilson, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28, 2742(1981).
- 4) A. M. Sessler, Proc. Int. Conf. on High - Energy Accelerators, Fermilab, 445(1983).
- 5) T. Tomimasu, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28, 3523(1981).
- 6) T. Tomimasu, Proc. 2nd China-Japan Joint Symposium on Accelerators for Nuclear Science and Their Applications (IMP, Academia Sinica, Lanzhou,

1983) p.135.

2. 5 節

- 1) H. Takada, S. Miyamoto, T. Mitsui and T. Tomimasu, J. Phys. E, Sci. Instrum. 21, 371(1988).
- 2) H. Zyngier, Proc. Int. Symp. on Electron and Positron Storage Ring, Sacley (1966) VII b-4-1.
- 3) S. Ihara et.al., Sumitomo Electric Tech. Rev. 23, 175(1984).
- 4) A. Feldman et. al., Appl. Phys. Lett. 16, 201(1970).

2. 6 節

- 1) A.A. Kolomensky and A.N. Levedev, Theory of Cyclic Accelerators, North - Holland (1966) P. 222.
- 2) H. Takada and K. Furukawa, Denshi Tokyo (IEEE Tokyo Section) 26, 67(1987).

2. 7 節

- 1) M. Sands, The Physics of Electron Storage Rings, SLAC - 121, reprint (1970).
- 2) K. W. Robinson, Cambridge Electron Accelerator Report, CEA 28(1958).
- 3) H. Takada, Y. Tsutsui and T. Tomimasu, Proc. 6th Symposium on Accelerator Science and Technology (INS, Tokyo, 1987) p.135.
- 4) J. C. Slator, Microwave Electronics (D. Van Nostrand Company, Inc., New York, 1950) p. 232.
- 5) E. L. Ginzton, Microwave Measurement (McGRAW - HILL BOOK COMPANY, INC., New York. 1957) P.391.
- 6) L. C. Maier, Jr. and J.C. Slator, J.Appl. Phys. 23, 68(1952).
- 7) P. B. Wilson, Proc. 9th Int. Conf. on High Energy Accelerator (1974), KEK - Accelerator - 79 - 7(1980).
- 8) J. P. Blewett, Phys. Rev. 88, 1197(1952).

2. 8 節

- 1) 遠藤真広, SOR - RING Report 3, 46(1973).
- 2) 鎌田 進, KEK - 79- 20, 1(1979).
- 3) 小林正典, KEK Report 87 - 8(1987) p.102.

4) T. Miyahara et. al., INS - TH - 107(1976).

5) 北村英男, フィジクス 4 (1984) p.769.

2. 9節

1) S. Sugiyama et. al., Proc. 4th Symp. on Acc. Sci. and Tech. (1982) p.343.

2) 渡辺誠他, UVSOR ストレージリングの設計, UVSOR - 9, 70(1982).

3) T. Yamazaki et. al., Proc. 5th Symp. Acc. Sci. and Tech., 172(1984).

4) Radiation Resistant Fluorescent Screens, CERN TECHNOLOGY NOTE.

第3章 低エネルギー蓄積ビームの診断法

3.1 はじめに

電子蓄積リングへの効率のよい入射・蓄積およびビーム特性の研究のためには蓄積ビームの診断が不可欠である。

蓄積ビーム計測は2つに大別して考えることができる。

- 1) 蓄積ビームの発生する電場、磁場あるいはSR光から得られる間接的情報^{1) 2)}
- 2) 蓄積ビームと計測装置を構成する物質の相互作用による直接的情報^{3) -5)}

とりわけ、SR光の強度とスペクトルは蓄積ビームの性質に関するすべての情報を含んで放射されていると言っても過言ではない。特に、測定対象とする低電子エネルギー領域では可視光が重要である。

本章では、本論文の第4章で述べられる低エネルギー入射蓄積実験に用いた蓄積ビーム計測の種々の方法と典型的なデータをまとめておく。次節3.2でビームの造る電磁場を用いてビーム位置を計測をする際に用いた4極ボタン型モニターの特性ならびに磁気変調型トランスを蓄積電流計測に適用する場合の幾つかの改良について述べる。3.3節ではSR光を用いたビームプロファイル、バンチ長、ベータトロン振動数および蓄積電流の各モニターを中心に述べる。蓄積電流計測では、周囲に偏向電磁石等の比較的強い磁場源のある環境下において、高量子効率のシリコンフォトダイオードを採用した測定法が有用であることを示す。

3.2 電磁場を用いる蓄積ビーム計測

3.2.1 ビーム位置モニター

電子蓄積リング内の蓄積ビームは設計閉軌道上を周回しなければならないが、偏向電磁石、収束電磁石の製作誤差および設置誤差により、設計軌道からずれる。(Closed Orbit Distortion, COD) ずれたビーム軌道を修正するために、精度の高いビーム位置モニター (Beam Position Monitor, BPM) が必要となる。ビーム位置測定に対する最も重要な要求条件として、真空ドーナツチャンバー中の蓄積ビームに悪影響を与えることなく、測定系のダイナミックレンジを悪くしない構造とすべきであることが挙げられる。真空上問題のある構造であったり、蓄積ビームとの相互作用が生じやすい構造である場合には、蓄積ビームに急激な減衰を生じさせる。それゆえ、電極の大きさを小さくし、静電容量を低く

してダイナミックレンジを広くとり、かつ真空チェンバーに電極を埋め込める4極ボタン型モニター^{1) 2)}を採用した。

(i) 4極ボタン型モニター (BPM) の設計

蓄積ビームの自然バンチ長 σ_l は2.4cmであるので、BPMの検出感度を上げるために、ボタン型電極の直径をバンチ長と同じ2.4cmとした。BPMの構造を図3.2-1に示す。各ボタン型電極は、フランジに溶接されたBNCタイプの電流導入端子に取り付けられている。

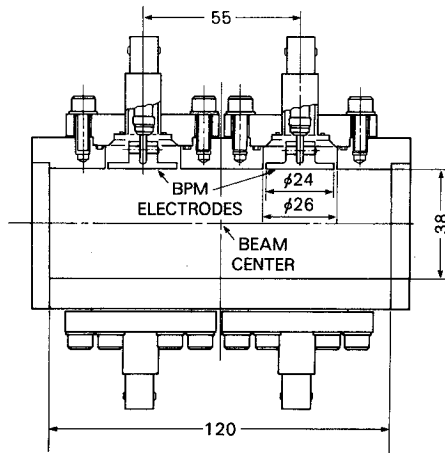


図3. 2-1
4極ボタン型モニター
(BPM) の構造

BPMのビームダクトの断面は、長方形であるので蓄積ビームによって電極上に誘起される電場は二次元ポアソン方程式

$$\nabla^2 \phi = -D_\lambda \delta(X - X_0) \delta(Y - Y_0) / \epsilon_0 \quad (3.2-1)$$

の解として求めることができる(図3.2-2)。ここで、 ϕ は (X, Y) における電位、 ϵ_0 は誘電率、 (X_0, Y_0) はビーム位置、 D_λ はビームの線電荷密度である。

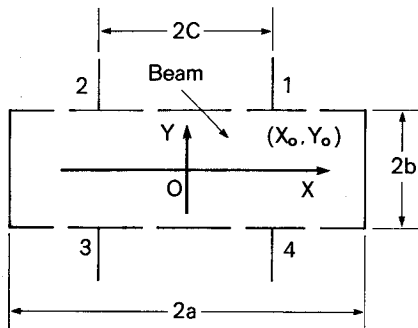


図3. 2-2
蓄積ビームによって電極上に
誘起される電場の計算座標系

(3.2-1)式の解^{3) 4)}は、

$$\phi = D_{\lambda} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sinh a_m (b - Y_0) \sinh a_m (Y + b)}{\epsilon_0 a a_m \sinh 2ba_m} \times \sin m\pi (X_0 + a) / 2a \cdot \sin m\pi (X + a) / 2a \quad (Y \leq Y_0) \quad (3.2-2)$$

$$\phi = D_{\lambda} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sinh a_m (b + Y_0) \sinh a_m (b - Y)}{\epsilon_0 a a_m \sinh 2ba_m} \times \sin m\pi (X_0 + a) / 2a \cdot \sin m\pi (X + a) / 2a \quad (Y > Y_0) \quad (3.2-3)$$

ここで $a_m = m\pi / 2a$ である。各電極中心の電場の Y成分は、

$$E_1 = E_Y (c, b) = - \frac{\partial \phi (c, b)}{\partial Y} = D_{\lambda} \sum \frac{\sinh a_m (Y_0 + b)}{\epsilon_0 a \sinh 2ba_m} \sin \frac{m\pi (X_0 + a)}{2a} \sin \frac{m\pi (c + a)}{2a} \quad (3.2-4)$$

$$E_2 = E_Y (-c, b) = - \frac{\partial \phi (-c, b)}{\partial Y} = D_{\lambda} \sum \frac{\sinh a_m (Y_0 + b)}{\epsilon_0 a \sinh 2ba_m} \sin \frac{m\pi (X_0 + a)}{2a} \sin \frac{m\pi (-c + a)}{2a} \quad (3.2-5)$$

$$E_3 = E_Y (-c, -b) = - \frac{\partial \phi (-c, -b)}{\partial Y} = - D_{\lambda} \sum \frac{\sinh a_m (b - Y_0)}{\epsilon_0 a \sinh 2ba_m} \sin \frac{m\pi (X_0 + a)}{2a} \sin \frac{m\pi (-c + a)}{2a} \quad (3.2-6)$$

$$E_4 = E_Y (c, -b) = - \frac{\partial \phi (c, -b)}{\partial Y}$$

$$= -D_{\lambda} \sum \frac{\sinh a_m (b - Y_0)}{\epsilon_0 a \sinh 2ba_m} \sin \frac{m\pi (X_0 + a)}{2a} \sin \frac{m\pi (c + a)}{2a} \quad (3.2-7)$$

で表せる。

各電極の出力電圧 $V_i (i = 1 \dots 4)$ は、誘起電場の Y 成分に比例するので、蓄積ビームの設計軌道からの変位 $(\Delta X, \Delta Y)$ は、

$$S_x \Delta X = \frac{V_1 - V_2 - V_3 + V_4}{V_1 + V_2 + V_3 + V_4} \quad (3.2-8)$$

$$S_y \Delta Y = \frac{V_1 + V_2 - V_3 - V_4}{V_1 + V_2 + V_3 + V_4} \quad (3.2-9)$$

で与えられる。また S_x および S_y は、それぞれ次式で与えられる。

$$S_x^{-1} = \frac{\sqrt{2} \pi}{a} \frac{1/\cosh(b\pi/a) - 3/\cosh(3b\pi/a) + 5/\cosh(5b\pi/a) - \dots}{1/\cosh(b\pi/a) - 1/\cosh(3b\pi/2a) - 1/\cosh(5b\pi/2a) + \dots} \quad (3.2-10)$$

$$S_y^{-1} = \frac{\sqrt{2} \pi a}{b^2} \frac{\sinh(a\pi/2b)/\cosh(a\pi/b) - 2 \sinh(2a\pi/2b)/\cosh(2a\pi/b) + \dots}{1/\cosh(b\pi/2a) - 1/\cosh(3b\pi/2a) - 1/\cosh(5b\pi/2a) + \dots} \quad (3.2-11)$$

BPMの寸法諸元は、 $a = 55\text{mm}$, $b = 19\text{mm}$, $c = 27.5\text{mm}$ であるので $S_x = 8.1\%/\text{mm}$, $S_y = 1.7\%/\text{mm}$ となる。検出感度 1dB に相当するビーム位置の変位は、水平方向 1.4mm , 垂直方向 7mm である。

(ii) 感度校正

小型電子蓄積リングに同じ原理、構造のBPMを適用するために、プロトタイプBPMを試作した。ベンチテストの構成を図3.2-3に示す。リングのrf周波数に相当する 158.4MHz をシンセサイザー(HP 8656 B)を用いて発生させ、ビームを模擬したプローブアンテナ(外径 $2\text{mm}\phi$ 中空アルミ製)に印加し、BPMの検出感度を測定した。各ボタン型電極からの出力信号は、rf同軸スイッチを通し二重シールド高周波同軸ケーブルによりスペクトラムアナライザ(ADVANTEST, TR 4172)に導かれる。得られた出力電圧の1例を図3.2-4に示す。

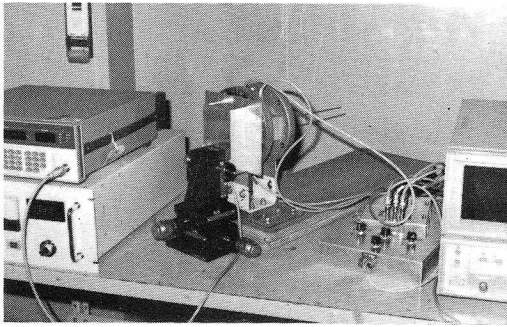


図3. 2-3 ベンチテストシステム構成

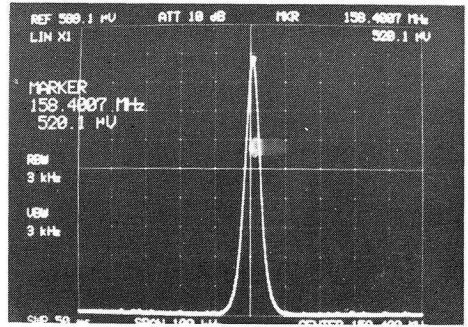


図3. 2-4 プローブアンテナを用いて得たボタン電極からの出力電圧の例

位置の測定精度を上げるため、アンテナはメカニカルスタンドにクランプするとともに、BPMを機械的に位置調整可能な台の上に取り付け、それらを水平盤上に置いた。

各スタンドの位置読み取り誤差は0.05mmである。測定した水平方向および垂直方向の感度曲線を図3.2-5 に示す。

測定した水平方向感度は、 $S_x(0,0)=8.0\%/mm$ 、 $S_x(0,\pm 10)=8.7\%/mm$ であり、計算により求めた $S_x=8.1\%/mm$ とほぼ一致する。しかし垂直方向感度は $S_y(0,0)=2.3\%/mm$ 、 $S_y(\pm 10,0)=4.0\%/mm$ であり、計算値 $S_y=1.7\%/mm$ とかなり異なる。この理由として、各電極のサイズが有限であるにもかかわらず、計

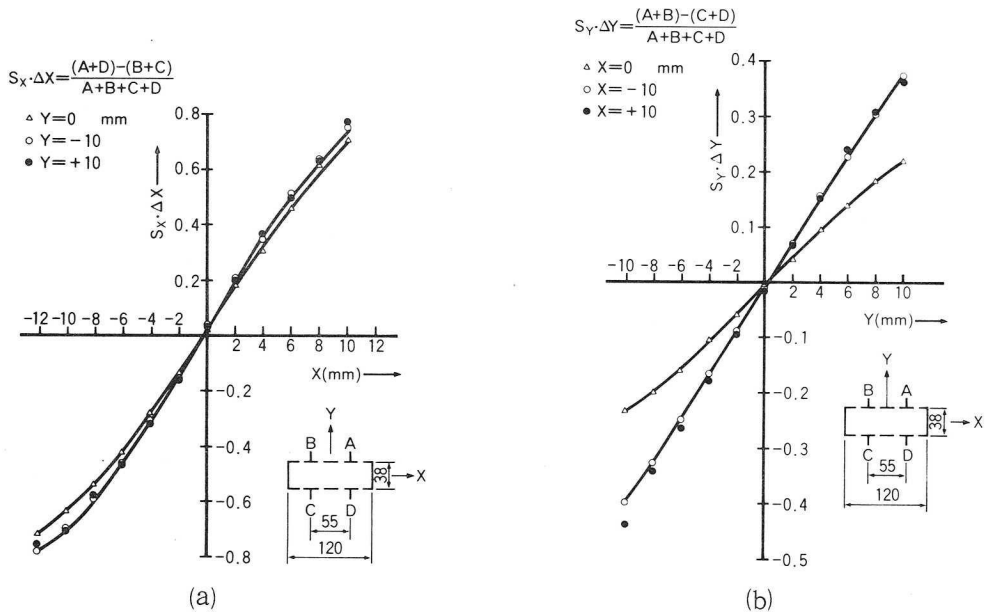


図3. 2-5 感度曲線の測定結果 (a)水平方向 (b)垂直方向

算においては無限大と仮定したことによる。このサイズ仮定上の問題があるものの水平方向感度の測定値と計算値がほぼ一致しているのは、ボタン型電極の配列構成がその感度を決めているためである。測定精度は0.1dB より良好であったので、感度誤差によるビーム位置分解能は水平方向で0.14mm、垂直方向で0.31mm程度は期待できる。

実使用にあたっては、すべてのBPMについて感度校正を行い、得られた校正カーブをもとに測定したビーム位置を補正することが必要である。尚、リング内を超高真空に立上げる際にはベーキングを行うため、ヒートサイクルによりリングに組み込むBPMの感度が増えないことを確かめておくことが重要である。BPM全体を保温し、 $\sim 200^{\circ}\text{C}$ 、 $\sim 10\text{h}$ のベーキング前後の室温における感度比較を行った結果、感度変化は認められなかった。

3.2.2 蓄積電流モニター（磁気変調型トランス：DC-CT）

リング内を周回している電子はバンチしているため厳密には直流ではない。しかし、バンチ間の時間間隔はNII-Iの場合6.3nsであるのに比して、検出器の応答が極めて遅いので直流とみなしうる。トランスは原理的に直流成分を検出することはできないが、外部より変調して見かけ上交流にすれば検出が可能になる。⁵⁾

(i) 測定原理

ビームが無い場合の励磁コイルの発生する磁場を

$$H = H_m \cos \omega_r t \quad (3.2-12)$$

とするとHが零から立上ってH_sに達した時コアーは飽和し、Bが変化しなくなる。

飽和する時間t_sは、

$$t_s = \frac{\cos^{-1} \left(\frac{H_s}{H_m} \right)}{\omega_r} \quad (3.2-13)$$

で表される。一方、更に励磁電流を供給し続けると、 $t = t_r/2 - t_s$ で再び非飽和領域になりBの変化が表れる。検出コイルに発生する電圧はこのBの変化に比例するから、出力信号の正負側各々をV₊、V₋ とすると、非飽和領域では

$$V_+ - V_- = -NA \frac{dB}{dt} = NA \mu_0 \mu H_m \omega_r \sin(\omega_r t) \quad (3.2-14)$$

ここでN, Aは検出コイルの巻数と断面積である。V₊ をフーリエ分解すると、

$$V_+(t) = -2NA \mu_0 \mu f_r H_m \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cos(n\omega_r t) \quad (3.2-15)$$

$$\text{ここで } a_n = \frac{1}{1+n} \cos\left\{(1+n)\cos^{-1}\left(\frac{H_s}{H_m}\right)\right\} + \frac{1}{1-n} \cos\left\{(1-n)\cos^{-1}\left(\frac{H_s}{H_m}\right)\right\} \quad (3.2-16)$$

V₋ のフーリエ分解は、V₊ のそれを時間でt_r/2ずらしたものであるから、結局出力信号は、

$$V_o(t) = V_+(t) - V_-(t - \frac{t_r}{2}) = 4NA \mu_0 \mu f_r H_m \sum_{n=0}^{\infty} a_n \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \sin(n\omega_r t - \frac{n\pi}{2}) \quad (3.2-17)$$

sin(nπ/2)はnが偶数の時0、奇数の時1であるから、出力信号は奇数次高調波しか含まないことがわかる。

一方、図 3.2-6(a)に示すようにビーム電流が通過すると、コアー中に H_b の直流磁場が加わり、それによってBの飽和する時間は、

$$\cos\left\{\omega_r(t + \Delta t)\right\} = \frac{H_s - H_b}{H_m} \quad (3.2-18)$$

とΔtだけずれる(図 3.2-6(b))。ここでH_b << H_m, H_s 従ってΔt << t_s とすると

$$\Delta t = \frac{\left(\frac{H_b}{H_m}\right)}{\omega_r \sqrt{1 - \left(\frac{H_b}{H_m}\right)^2}} \quad (3.2-19)$$

この飽和時間のずれにより出力電圧のスペクトルが変わる(図 3.2-6(c))。Δtが充分小さければ、出力波形は、Bの立上がり部の信号をΔt左へ、立下がり部の信号をΔt右へずらしたものと見なせるから

$$V_0(t) = V_+(t + \Delta t) - V_-(t - \Delta t)$$

$$= 4NA\mu_0\mu f_r H_m \sum_{n=0}^{\infty} a_n \left\{ \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) - n\omega_r \Delta t \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) \right\} \sin\left(n\omega_r t - \frac{n\pi}{2}\right) \quad (3.2-20)$$

となる。

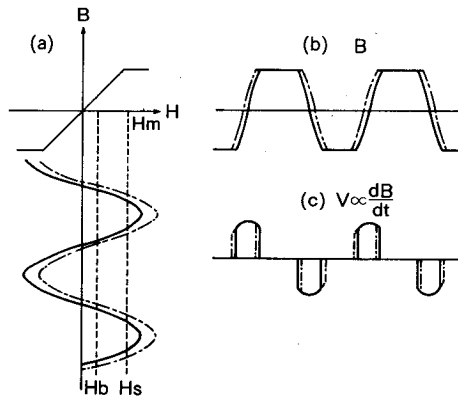


図 3. 2 - 6
DC-CTの原理図

故に、〔 〕内第2項が示すように、ビームが通過した時ビーム電流の直流成分 (H_b) に比例した偶数次高調波が新たに発生することがわかる。

コアの周波数特性を考慮して、通常第2次高調波を検出する。その出力信号の大きさは、次式で求められる。

$$V_0 \text{ 第2次高調波} = -\frac{16}{3} NA\mu_0\mu f_r H_b \frac{2 \left(\frac{H_s}{H_m} \right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{H_s}{H_m} \right)^2}} \left(\frac{H_b}{H_m} \right) \sin(2\omega_r t) \quad (3.2-21)$$

この電流トランスはコアを飽和させる事が本質的であり、励磁電力のかなり大きいものを必要とする。従って励磁用電力増幅器の設計、および実際のコアがヒステリシスを持つ事により発生する励磁電力の損失、コアの温度上昇、更にコアの周波数特性を考慮すると励磁周波数 f_r は 1 kHz 程度以下に選ばざるを得ない。この事はモニターとしての周波数特性が直流から $f_r/2$ 程度となる事を示している。従って、ビーム電流の大きさは精度良く観測されるが、その時間的変動に対する応答は鈍くなっている。

実際の出力信号には(3.2-20)式が示すように大きな基本波と奇数次高調波成分が混じっており、第2次高調波検出時のS/Nを悪くする。これを避ける為に図3.2-7に記したようにコアを2個使用し同成分を打ち消す使い方をする。更に励磁信号を2倍して $2f_r$ を得、出力信号を同期検波することによりS/Nを上げることも必要である。また検波出力を

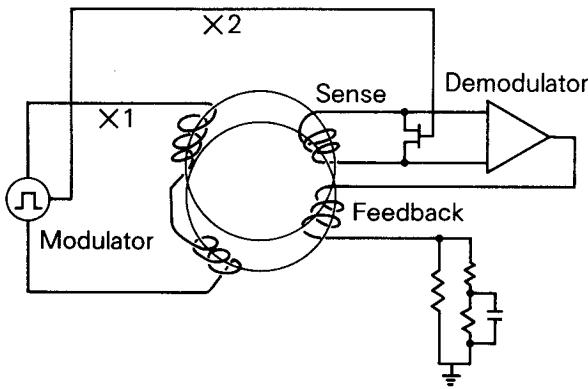


図 3. 2-7
DC-CTのブロック
ダイヤグラム

コアーに負帰還すれば更に測定精度を上げることが出来る。

この種のDC-CTはUnser^{6) 7)} によって開発されCERN-ISR等で実用化されている。ここでは低エネルギー入射蓄積実験の使用に適する高精度、高安定度で広い電流測定範囲を持ち、しかも周波数特性の改善されたDC-CTを試作した。

(ii) DC-CTの構成

試作したDC-CTの回路図を図 3.2-8に示す。この回路においてOSCの出力 ($f = 1$ kHz) をパワーアンプで増幅し、コアー1, 2 に各々50T巻いて差動接続されている励磁コイルを励磁すると、コアー1, 2 を重ねて50T巻いてある検出コイルにはビーム電流に比例した $2f$ 電圧が出力される。その $2f$ 電圧を $2f$ B. P. Fに入力し、 $2f$ 成分電圧のみを取り出し、更にバンドパスアクティブフィルターに入力することにより、 $2f$ 成分電圧のみを増幅し後段のAFアンプで必要な電圧まで増幅する。また、基準となる基準電圧はOSC 1 kHzエミッタから取り出す。その波形は半サイクルごとの正電圧であるので(全波整流波形) $2f$ 同調アンプに入力して正弦波にする。位相回路を通して次のバンドパスアクティブフィルターに入力して基準 $2f$ 成分電圧のみを取りだし増幅し、後段のAFアンプで必要な電圧まで増幅される。各々必要な電圧まで増幅された $2f$ DET電圧と $2f$ 基準電圧は同期整流器に入力され、基準電圧に同期した $2f$ DET直流電圧(ビーム電流に比例した電圧)が出力される。その電圧はdcアンプに入力され増幅し、コアー1, 2, 3を重ねて25Tずつ2巻線してあるNFコイルにビーム電流のATの $1/50$ の電流が流れる。即ち、任意のビーム電流によってコアー1, 2の平衡がくずれ、生じた電圧(誤差電圧)によりNFコイルにビーム電流に比例した直流電流が流れ、NF電流計によってビーム電流を直読することができる。またコアー3に周波数特性を改善するために交流帰還用AFコイル500Tずつを2巻線している。それからビーム電流に比例した出力電圧を得るために、2巻線している各々のN

Fコイルに直列に電流検出抵抗（金属被膜抵抗）を入れ検出し、インストルメンテーションアンプを通しFLATAMP出力（5V/0.5A, 5V/50mA）として取り出す。ローパスアクティブフィルターならびにバッファアンプを通して出力するようにしてある。コア1、2、3を重ねて10T巻いてあるCALコイルはビーム電流校正用巻線である。

図3.2-9に示すように、DC-C Tの検出部はコア、セラミックダクト、電磁シールド、ベーキング時のコア保護用冷却板、壁電流バイパスおよび信号導入端子で構成される。各コアの寸法は外径 220mmφ、内径 190mmφ、幅10mm（板厚25μmのケイ素鋼板積層）である。真空ダクトに誘起される電流はセラミックダクトを用いることにより除去し、アルミ箔で壁電流バイパスを設けた。電磁シールドは地磁気および偏向電磁石等の漏洩磁場によるノイズ低減のために5mm厚の鉄板を用いた。

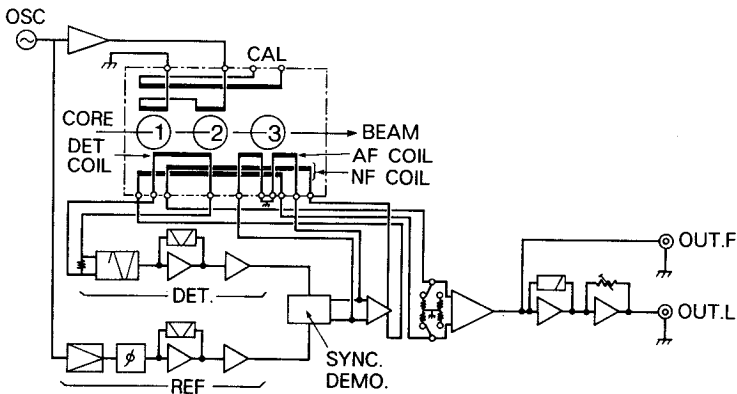


図 3. 2 - 8 試作DC-C Tの回路図

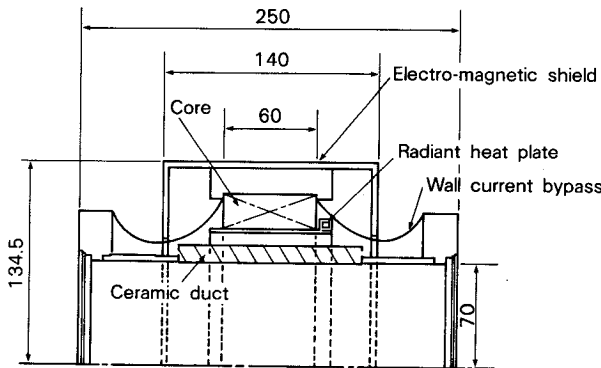


図 3. 2 - 9
DC-C T用ビームダクト
の断面図

(iii) DC-CTの特性

DC-CTの特性として、入出力特性、温度特性ならびに周波数特性を測定した。

アンプ出力のダイナミックレンジは $\pm 5\text{ V}$ で、起磁力 $\pm 50\text{mAT}$ および $\pm 0.5\text{AT}$ のフルレンジにわたって良好な対称性と直線性を有していることを確認した。図3.2-10に0～+0.5 ATの範囲の入出力特性を示す。

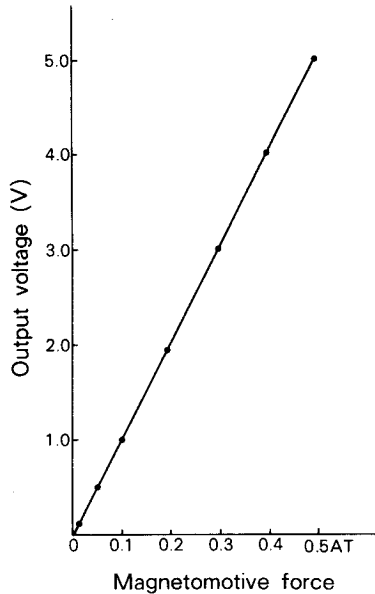


図3. 2-10

DC-CTの入出力特性

温度特性を測定するためビーム電流校正巻線より入力信号を入れず、ヒーターでコア表面をほぼ均一に加熱することによって 10°C ～ 30°C の温度変化を与え、温度が十分飽和したと見なせる時点での温度係数を求めた。0.5ATレンジで $10\mu\text{AT}/^{\circ}\text{C}$ であり良好な温度安定性を示した。

周波数特性はコアのB-H曲線に依存する。パワーアンプのインピーダンスが立上がり時間の間、十分に小さいとすればコアは十分に飽和する。この時にはコアの自己インダクタンスは減少し、励磁電流のピーク値は回路抵抗によってのみ制限されることになる。パワーアンプはこの目的に合うように設計し、検波出力をコアに負帰還することによりコアがヒステリシスを持つために生じる高次偶数高調波および励磁電力損失を制限できる。測定した周波数特性を図3.2-11に示す。直流から10 kHzの範囲にわたり周波数特性が改善されていることを示しており、蓄積ビームの突発的な電流変化にも追従できることがわかった。

DC-CTをリングの長直線部 S_3 に設置したとき、偏向電磁石の漏洩磁場による影響

を避けるため、磁気シールドを施しているにもかかわらず零点の変動が認められた。蓄積ビーム電流が零の場合の偏向磁場強度とDC-CTのオフセットの関係を図3.2-12に示す。入射エネルギーを変えて実験を行う際には、この曲線よりオフセットを決めて蓄積電流を算出している。しかし超電導電磁石を用いる小型電子蓄積リングにおいては、磁場強度、漏洩磁場がさらに大きくなるのが予想されるため、磁気シールド構造等に工夫が必要となる。

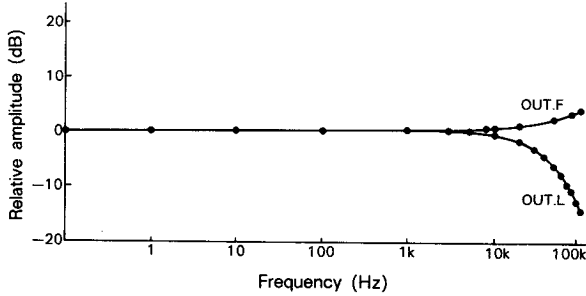


図3. 2-11
DC-CTの周波数特性
OUT.F : $\pm 5 \text{ V} / 0.5 \text{ A}$,
OUT.L : $\pm 5 \text{ V} / 50 \text{ mA}$

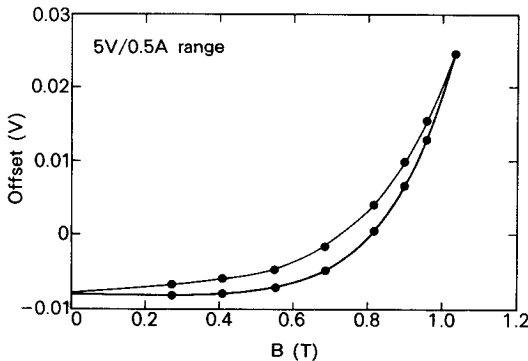


図3. 2-12
偏向磁場強度とDC-CT
のオフセットの関係

3.3 SR光を用いる蓄積ビーム計測

電子蓄積リングから放射されるSR光を用いて蓄積ビームに関する多数の情報を得ることができる。なかでも、ビームサイズならびに蓄積電流を測定するのに非常に有用である。

この節では、TVカメラ、フォトダイオードアレイを用いたビームプロファイル測定および高速フォトダイオードを用いてバンチ長を測定する方法、更にはフォトメトリックな方法で光束を測ることによって蓄積ビーム電流を求める方法等について述べる。

3.3.1 光学パラメータ

接線方向に沿って放射されるSR光の角度の拡がり¹⁾は

$$\phi = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^{1/3} \quad \lambda \gg \lambda_c. \quad (3.3-1)$$

で表される。軌道面間で観測すると図3.3-1に示すように軌道円弧上の各点からのSR光を見ることになる。

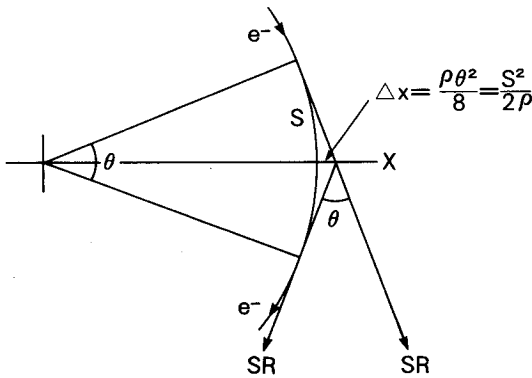


図3.3-1
水平軌道面内のSR光

円弧長 S と発光点の見かけの拡がり ΔX は

$$S = \rho \theta \quad (3.3-2)$$

$$\Delta X = \rho \theta^2 / 8 = S^2 / 2\rho \quad (3.3-3)$$

となる。 θ を小さくすれば視界深度からくる ΔX は小さくできるが、一方回折によるぼけは大きくなる。回折限界は

$$\delta X = \lambda / \sin \theta \sim \lambda / \theta \quad (3.3-4)$$

従って、(3.3-3)と(3.3-4)式より観測角度 θ を

$$\theta = 2 \left(\frac{\lambda}{\rho} \right)^{1/3} \quad (3.3-5)$$

とするのがよい。

実際には θ は発光点から l の距離にあるアパーチャーサイズ $a = l \theta$ から決められる。垂直方向に関しては、(3.3-1)式で与えられるSR光の角度拡がりに合わせるのがよい。

3.3.2 ビームプロファイルモニター

(i) TVカメラによるビームスポット観測

リングからのSR光を $f = 50\text{mm}$ のレンズとTVカメラを用いて観測する。カメラが飽和しないようNDフィルターを用いる。図3.3-2 にビームプロファイルの例を示す。

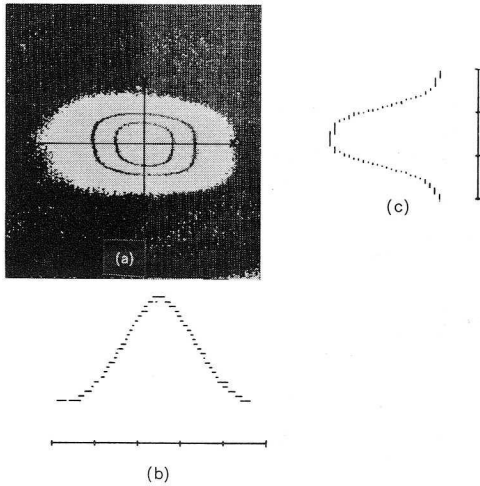


図 3. 3 - 2

観測したビームプロファイルの例、(a)ビームスポット
(b)水平方向 (c)垂直方向
(1 mm/div)

(a)は観測したビームスポットであり、(b)、(c)は観測したビーム画像をコンピュータで画像処理した水平方向および垂直方向のビームプロファイルである。TVカメラによるビームプロファイルの観測は極めて高感度であるが、光量と出力の直線性は必ずしもビームサイズの詳細な議論をする上からは十分なものではないと考えられる。

TV画像は常にコントロールルームでモニターしている。これは、入射エネルギーを変化させる場合、トランスポート系とリングの電磁石および入射用パルス電磁石の電流値を調整するときのビーム輝度の変化による入射効率の良否、また蓄積ビームに生ずる各種不安定性により生じるビームスポット形状の変化を直観的に観測できるため大変有用である。

(ii) フォトダイオードアレイによるビームプロファイルモニター

NIJ I-I の自然ビームサイズは、電子エネルギー $E = 160\text{MeV}$ において $\sigma_x = 0.24\text{ mm}$ 、 $\sigma_z = 0.1\text{ mm}$ である。電子エネルギー $E = 50 - 160\text{MeV}$ で放射されるSR光は、 $\lambda = 5527 - 169\text{ \AA}$ の可視あるいはUV領域の光である。光源からは 0.5 m の所に 5 mm ϕ のアパーチャーを設ければ、SR光の垂直方向最大拡がり角は $\pm 5\text{ mrad}$ となる。一方、偏向部の真空槽に取り付けてあるビューイングポートの窓材はUV光を透過しないため、 4000 \AA の波長の可視光に対して $E = 160\text{MeV}$ のSR光の角度拡がりは $\pm 4.6\text{ mrad}$ とな

り、アパーチャーサイズから決まる観測角度とほぼ一致する。

アレイ上でのビーム像の分解能を向上させ、光学系の拡大率の調整を容易にするためにも十分な長さのアレイが必要である。そこで、1素子の大きさが幅 0.9mm、高さ4.4mmで放射感度は 7000 Åで 470 mA/W、立上がり時間 1 μs であるフォトダイオードを 35素子並べたアレイ (Hamamatsu S2311) を用いた。その外観および特性を図3.3-3、表3.3-1 に示しておく。

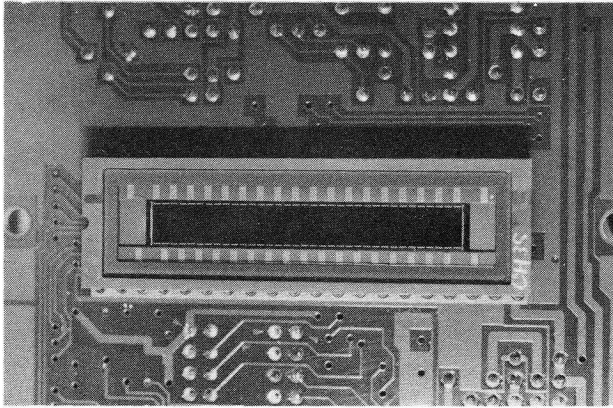


図 3. 3 - 3

シリコンフォトダイオード
アレイの外観

表 3. 3 - 1 シリコンフォトダイオードアレイの特性

受光面 (1素子当り)		素子数	分光感度		特 性 (25℃ 1素子当り)				
サイズ (mm)	有効面積 (mm ²)		波長範囲 (nm)	ピーク波長 (nm)	放射感度 typ. (mA/W)			暗電流 I _d max (pA)	接合容量 C _i typ (pF)
					ピーク波長	200nm	930nm		
4.4×0.9	3.96	35	190~1000	700	470	80	210	50 (V _R =10V)	550 (V _R =0V) 140 (V _R =10V)

シリコンフォトダイオードアレイは、受光面に入射したSR光の強度ならびに積分周期に比例した電荷を発生し、各チャンネルの接合容量に積分された電荷量はマルチプレクサで順次増幅器を通してオシロスコープで読み取ることができる。

ビームプロファイル観測のために偏向電磁石B₈のビューイングポートに設置した光学系を図3.3-4に示す。設置スペースの制約より、ビューイングポートからのSR光をミラーで反射させ、焦点距離 f ~ 25 cm, 5 cm の 2 枚の凸レンズ (開口 D = 5 cm) を組み合

わせて用い、アレイ前に置いたハーフミラーにより水平方向および垂直方向のそれぞれのビームプロファイルを測定する。レンズ球面誤差は $(D/f)^3$ に比例する。²⁾ この場合 $2.14 \times 10^{-7} \text{ rad}$, $2.68 \times 10^{-5} \text{ rad}$ と求められ、ビームサイズに及ぼす影響は無視できる。

色収差を低減するために $4000 \pm 300 \text{ \AA}$ のバンドパスフィルターを用いている。光学系の倍率は5.6倍となる。図3.3-5 にビームプロファイルの測定例を示す。

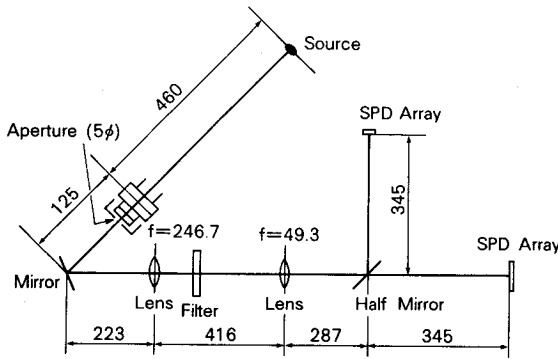


図 3. 3-4
ビームプロファイル
計測の光学系

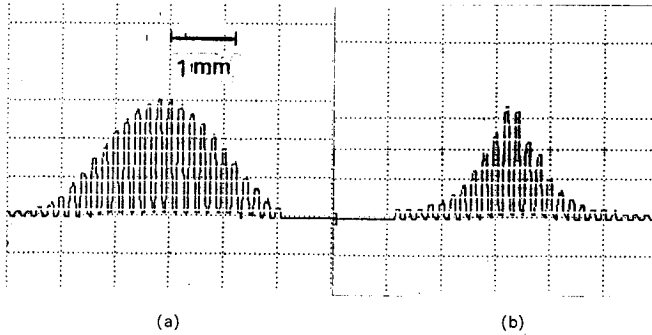


図 3. 3-5
シリコンフォトダイオード
アレイによるビームプロ
ファイルの測定例、(a) 水平
方向、(b) 垂直方向

次にアパーチャーの回折による誤差を評価する。回折誤差は

$$\sigma_d = \frac{1}{2.35} \left(1.22 \frac{\lambda \ell}{a} \right) \quad (3.3-6)$$

で定義される。³⁾ ここで、 λ はSR光の波長、 ℓ は光源とアパーチャー間の距離、 a はアパーチャーの口径である。 $\lambda = 4000 \text{ \AA}$, $\ell = 0.5 \text{ m}$, $a = 5 \text{ mm}$ を用いると $\sigma_d = 21 \mu\text{m}$ となる。それゆえ、 $E = 160 \text{ MeV}$ における垂直方向自然ビームサイズ $\sigma_z = 0.1 \text{ mm}$ に対して

$$\sigma_z = \sqrt{100^2 - 21^2} \times 10^{-3} = 0.098\text{mm} \quad (3.3-7)$$

と見積られ、十分に高い精度を有していることがわかる。

3.3.3 バンチ長モニター

低エネルギー電子のTouschek 寿命ならびに縦方向バンチ結合不安定性を診断するため、バンチ長およびバンチ形状を測定することが重要となる。バンチ時構造は図3.3-6 に示す高速PINシリコンフォトダイオード (SPD) とサンプリングオシロスコープの組合せを用いて測定できる。^{4) 5)} 低電流領域においても、十分な感度が得られるように焦点距離 $f=5\text{cm}$ のレンズを用いてSPDの受光面 ($0.1\text{mm} \times 0.07\text{mm}$) 上に集光する。ここで用いた高速SPD (Antel ARS-2)の特性を表3.3-2 に示す。

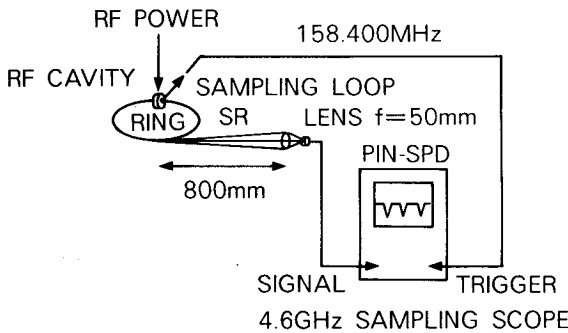


図 3. 3 - 6
バンチ長測定系

SPDならびにサンプリングオシロスコープの立上がり時間はそれぞれ $t_p = 35\text{ps}$, $t_0 = 60\text{ps}$ であるので測定系としての立上がり時間は

$$t_s = (t_p^2 + t_0^2)^{1/2} \quad (3.3-8)$$

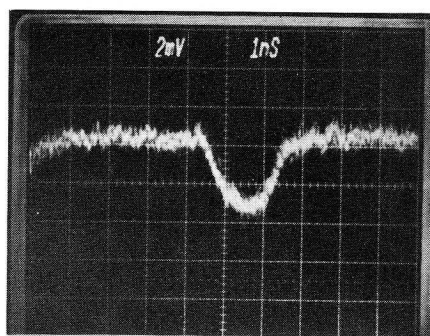
で求められ、約70psとなる。それゆえ、この測定系は $\sim 140\text{ps}$ の時間分解能を持つ。

電子とSR光の行路差による誤差の評価は文献6に詳しく述べられているが、NII J1-Iの場合0.32psであり、測定系の時間分解能に比して十分小さく無視できる。163MeV, 70mAで観測したバンチ波形の一例を図3.3-7に示しておく。

表 3. 3 - 2 高速SPD (ARS-2)の特性

Parameter	Symbol	Units	Value
photosensitive area		mm ²	.01
spectral response	(λ)	nm	300-1100
risetime (typical)	(t_P)	ps	35
responsivity	(R)	A/W	>0.20 @720nm
noise equivalent power	(NEP)	W/(Hz) ^{1/2}	1×10^{-10}
damage * threshold		mW	100
output impedence		ohm	50 + /-2 %
bias voltage		V	18 + /-3 %

* maximum average power dissipation ability of the photodiode



E=163MeV, I=70mA

図 3. 3 - 7
バンチの時構造

3.3.4 ベータトロン振動数モニター

ベータトロン振動数は、共鳴にかかることによる振幅の増大またはビームの損失を防ぐため、設計動作点の近くに保たなければならないが、これを測定するにはRF knock-out (RF-KO) 法と呼ばれる方法が用いられる。これは軌道上の一点に設置した電極に高周波電圧を印加して蓄積ビームに強制振動を与え、周波数 ω_r でリング内を周回してい

るベータトロン振動と共振させる方法である。RF-KOによるビームの運動方程式は、 $t = nT$ ($n=0, 1, 2, \dots$) より n を連続とみなすと

$$\ddot{X} + (2\pi\nu)^2 X = f \sin(n\omega T) \quad (3.3-9)$$

ここで、 X はビームの変位、 ν は $\nu = m \pm \Delta\nu$ (m : 正整数) で表されるベータトロン振動数、右辺は強制振動項である。(3.3-9) 式の解は

$$X = \frac{f}{(2\pi\nu)^2 - (\omega T)^2} \sin(n\omega T) \quad (3.3-10)$$

$$\omega = 2\pi\nu/T = (m \pm \Delta\nu)\omega_r \quad (3.3-11)$$

に一致した時、共振が起こりベータトロン振動の振幅が増大する。この方法では、 ν の整数部分 m をきめることはできないが、設計の精度は m を決めるのに十分である。ベータトロン振動数の小数部分は、 $\Delta\nu$ 、 $1 - \Delta\nu$ で共振するが収束電磁石の収束力を変化させた場合のベータトロン振動数の変化を調べることにより $\Delta\nu$ 、 $1 - \Delta\nu$ のいずれかを求め、それから決定することができる。蓄積ビームに振動を与えた時に、低エネルギーで明らかにしなければならないトラップイオンの定量化に影響を及ぼさないようなモニター設計をすべきである。すなわち、モニターは振動振幅をできるだけ小さくし、高感度の検出系とすることが重要となる。

(i) RF-KO電極

RF-KO電極は図3.3-8 に示す4本のロッド電極から構成される。水平方向あるいは垂直方向のベータトロン振動数を測定する際には、2対ずつの電極をそれぞれ並列に接続する。2対のロッド電極の特性インピーダンスは高周波源ならびに伝送線との整合 (50Ω) をとるため、個々のロッドのインピーダンスを 100Ω とする。

図に示すような断面を有し、長手方向 Z に長い一対 (一円筒が他の円筒内にある) の円筒導体のインピーダンスを求めるには、 Z を複素数とし、その解析関数を W として

$$Z = A \cot \left[\frac{W}{2j} \right] \quad (3.3-12)$$

で表される変換を用いる。上式を共役関数で書き換えると

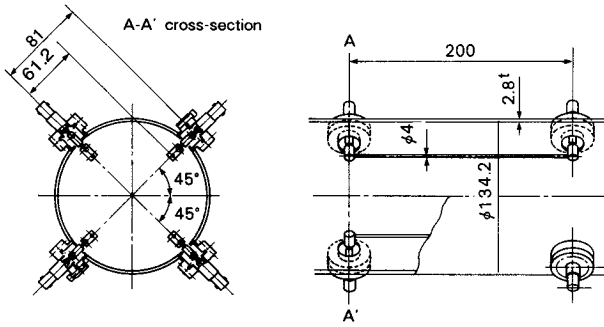


図 3. 3 - 8
RF - KO 電極構造

$$Z = X + jY = \frac{A (\sin V + j \sinh U)}{\cosh U - \cos V} \quad (3.3-13)$$

$$X = \frac{A \sin V}{\cosh U - \cos V}, \quad Y = \frac{A \sinh U}{\cosh U - \cos V} \quad (3.3-14)$$

となる。これらより

$$X^2 + (Y - A \cosh U)^2 = A^2 \operatorname{cosech}^2 U \quad (3.3-15)$$

$$(X - A \cot V)^2 + Y^2 = A^2 \operatorname{cosec}^2 V \quad (3.3-16)$$

を得る。ゆえに、 U = 一定は Y 軸上に中心を持つ円であって等電位線を表し、また V = 一定は X 軸上に中心を持ち、かつ常に 2 点 $(0, \pm A)$ を通る円であって電気力線を表す。

二つの等電位線を円筒導体面で置き換え、円筒の半径を r_1, r_2 とし、その中心距離を a 、円筒導体電位を V_1, V_2 とすると

$$\begin{aligned} r_1 &= A \operatorname{cosech} V_1 \\ r_2 &= A \operatorname{cosech} V_2 \\ a &= A (\coth V_1 - \coth V_2) \end{aligned} \quad (3.3-17)$$

となるから導体間の電位差は

$$V_1 - V_2 = \cosh^{-1} \frac{r_1^2 + r_2^2 - a^2}{2 r_1 r_2} \quad (3.3-18)$$

となる。一方、電荷 Q は導体単位長当たり $-2\pi\epsilon_0$ であるから、静電容量 C は

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\cosh^{-1}\left[\frac{r_1^2 + r_2^2 - a^2}{2r_1 r_2}\right]} \quad (3-3-19)$$

となる。特性インピーダンス Z_0 は $Z_0 = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} / c$ より

$$Z_0 = \frac{\sqrt{\mu_0}}{2\pi\sqrt{\epsilon_0}} \cosh^{-1}\left[\frac{r_1^2 + r_2^2 - a^2}{2r_1 r_2}\right] \quad (3.3-20)$$

で与えられる。

NIJ I-Iでは $Z_0 = 100 \Omega$ を得るため、 $r_1 = 2 \text{ mm}$ 、 $r_2 = 67.1 \text{ mm}$ 、 $a = 61.2 \text{ mm}$ を採用した。

(ii) ベータトロン振動数の検出系

蓄積ビームの速い振動の測定には、高感度でS/N比の高いスペクトラムアナライザーとトラッキングジェネレータの組合せが有効である。ブロックダイアグラムを図3.3-9に示す。トラッキングジェネレータの出力をパルスジェネレータで変調し、広帯域パワーアンプで増幅してRF-KO電極に印加する。励振された蓄積ビームの運動は、ピンホールの位置をビーム断面の端において光電子増倍管により検出され、その出力はスペクトラムアナライザーに表示される。

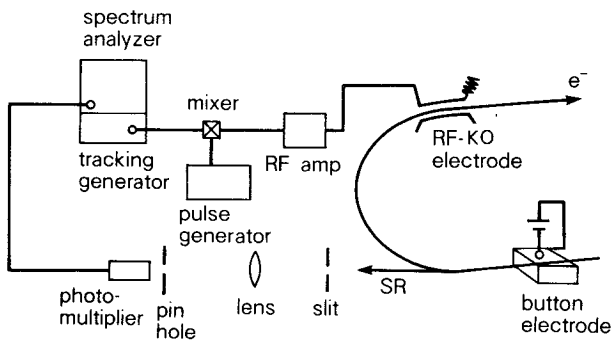


図3.3-9

ベータトロン振動数検出系の
ブロックダイアグラム

NIJ I-Iではエネルギー分散関数が零ではないので、シンクロトロン振動のサイドバンドが現れる。このサイドバンドの位置は、rf空胴に供給するパワーを変化させるとずれるので、変化しない共鳴周波数よりベータトロン振動数を求めることができる。図3.3-10にスペクトラムアナライザーで観測した水平方向の $f_{\beta x}$ 、垂直方向の $f_{\beta z}$ の例を示す。

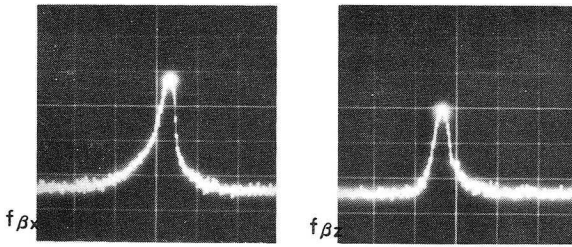


図 3. 3-10

ベータトロン振動数の測定例、

マーカー $f_{\beta_x} = 8.2820\text{MHz}$,

$f_{\beta_z} = 9.8165\text{MHz}$

ここで蓄積ビームのリング周回周波数は 22.63MHz であるのでベータトロン振動数 $\nu_x = 1.366$, $\nu_z = 1.566$ が得られる。

3.3.5 フォトメトリック蓄積電流モニター

(i) モニター構成

高量子効率のシリコンフォトダイオード (SPD) を用いると、リング内を周回している電子数が少ない時には、電子がrfバケットから確率的に逸脱したり、ガス分子との衝突により一個単位で失われてゆく現象がSR光強度のステップ状減衰として検出できる。^{5)・7)} このステップ数に対応するSPD出力電流の変化を測定すれば、電子一個に相当する光電流がわかる。この方法を適用して蓄積電流を測定することは、偏向電磁石等の強い磁場のある環境下で有用な測定技術となり得る。

SR光を用いる蓄積電流モニターの構成を図3.3-11に示す。通常は電子数の計測用(校正用)と直線性を利用した相対強度(光電流-蓄積電流)計測用に2種類のSPDを用いた。電子数の計測では、ビューイングポートを通過した微弱なSR光のSN比を高め検出感度を上げるために焦点距離50mmのレンズを用い、受光面積の可及的小さいSPD上に結像させるとともに、できるだけ発光点に近づけた。一方、運転時は $\sim 10^{10}$ 個の電子が蓄積されるため、蓄積電流の増加およびビーム不安定性に起因するビームサイズ(発光点)の増大等により、SPDの受光面から発光点の像がはずれることが懸念される。このため、それぞれの要請に合うように、受光面積の異なる2種類の検出器を用いることにした。

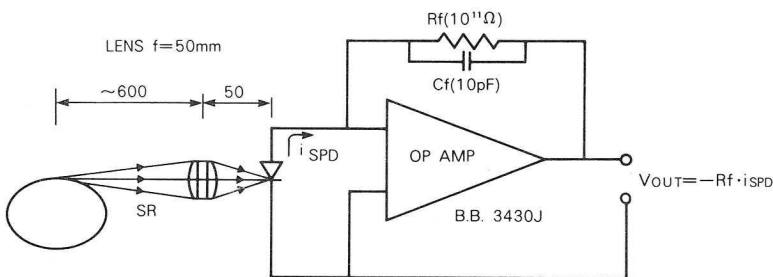


図 3. 3-11

SR光を用いる蓄積電流モニター(電子数の計測用)相対強度計測用はレンズを除き R_f の切り換えができるものである。

(ii) 測定系の雑音特性

リング内を電子がほぼ光速で周回することによる蓄積電流は

$$I = N e f_r = N e \cdot c / 2 \pi R \quad (3.3-21)$$

と表せる。ここで N はリング内の電子数、 f_r は周回周波数、 $2 \pi R$ はリング周長である。
 $2 \pi R = 13.256 \text{ m}$ であるから、電子一個に相当する電流は $I = 3.62 \text{ pA}$ となる。

一方、一個の電子が単位波長、面内単位角あたりに放射するSR光のパワーは(2.2-2)式で与えられる。 $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ では、 $\sim 1.6 \times 10^{-18} \text{ W/\AA rad-electron}$ である。従って電子数を計測するために重要である測定系の雑音特性の低減対策について述べておく。SPDと電流・電圧(I-V)変換器より構成される測定系の等価回路を図3.3-12に示す。

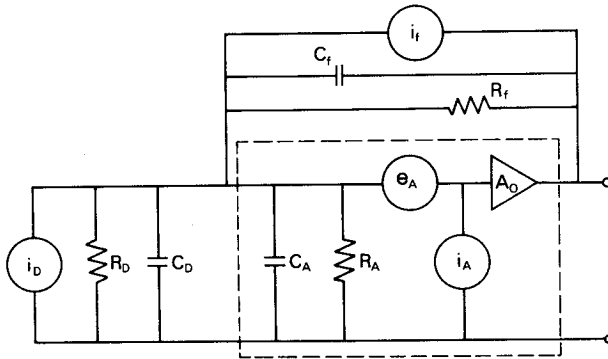


図3.3-12

シリコンフォトダイオード(SPD)と電流・電圧(I-V)変換器の等価回路、 R_D, C_D : SPDの並列抵抗、接合容量、 i_D : R_D による熱雑音電流、 A_0 : 無雑音増幅器、 R_A, C_A, e_A, i_A : 増幅器の入力抵抗、入力容量、入力雑音電圧、入力雑音電流、 R_f, C_f : 帰還抵抗、帰還容量、 i_f : R_f の熱雑音電流

出力に生じる全雑音電圧 e_T は次式で与えられる。

$$e_T = z_f \sqrt{\left(\frac{e_A}{z_s}\right)^2 + i_A^2 + i_D^2 + i_f^2} \quad (3.3-22)$$

ここで

$$|z_f| = R_f / \sqrt{1 + \omega^2 C_f^2 R_f^2} \quad (3.3-23)$$

$$|z_s| = R_D / \sqrt{1 + \omega^2 C_D^2 R_D^2} \quad (3.3-24)$$

$$i_D = \sqrt{4 k T B / R_D} \quad (3.3-25)$$

$$i_f = \sqrt{4 k T B / R_f} \quad (3.3-26)$$

ω は信号の角周波数、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度、 B は周波数帯域幅である。

最も問題となるのは、SPDが持つ熱雑音 (Johnson noise) i_D である。これを抑えるには(3.3-25)式で明らかなように、並列抵抗 R_D の大きな、周波数帯域 B の狭いSPDも用いて温度を下げればよい。また R_D を大きくする場合は入力雑音電圧 e_A より入力雑音電流 i_A が支配的となるため、 i_A の小さい増幅器の選定が重要である。なお、 e_A の寄与は小さいとはいえ、(3.3-22)、(3.3-24)式よりSPDの容量 C_D は小さい方が望ましい。つまり、一般に受光面積の小さいSPDを選ぶ方が雑音が小さいことになる。この他、蓄積電流が大きくなるにつれ光電流のショットノイズが増してくる。光電流 i の時のショットノイズ i_s は、電子の電荷を e とすると

$$i_s = \sqrt{2 e i B} \quad (3.3-27)$$

で表せる。蓄積電子一個の減衰によるSPDの電流 i_1 は蓄積電流に依らず一定であるが、 i_s は光電流すなわち蓄積電流の平方根に比例して増加するため、校正に用いることができる電子数を制限することになる。この場合のSN比 (SNR) を考えてみると、

$$SNR = \frac{i_1}{i_s} = \left[\frac{e \int \eta(\lambda) \phi(\lambda) d\lambda}{2 e N B} \right]^{1/2} \quad (3.3-28)$$

となる。ここで $\eta(\lambda)$ は受光面の量子効率、 $\phi(\lambda)$ は電子一個から放射される単位時間、単位波長当りの光子数、 N は蓄積電子数である。(3.3-28)式より、SNRの向上を図るには、量子効率が大きく、周波数帯域 B が狭いほど良い。さらに、信号そのものに対する感度を上げるためSR光の取込み立体角を大きくとり、SR光とSPDとの間の分光特性を合わせ有感波長域を広くすることも重要な要素となる。

(iii) 電子数計測

電子数の計測のために、焦点距離50mmのレンズにより水平、垂直ともに30mradの範囲のSR光をSPD上 (浜松ホトニクス製 S1227-33BQ, 受光面 2.5×2.4 mm) に結像させた。I-V変換器に用いる増幅器には、特に入力雑音電流の少ないものを用いる必要があるため、バラクターブリッジ型でバイアス電流が10fAのBURR-BROWN製の3430Jを採用した。なお帰還抵抗 R_f を大きくすれば感度は上がるが、SPDの内部抵抗 R_D や増幅器の入力抵抗 R_A と同程度以上となると誤差が増加するため、ここでは $R_f = 10^{11} \Omega$ とし、これと並列に容量10pFのコンデンサ C_f を入れた。従って、 $R_f C_f$ で決まる時定数は1秒であり、周波数帯域は電子一個のステップ状の減衰を検出するのに支障にならない程十

分に狭い。以上、(ii)で述べた測定系の雑音の低減を考慮した電子数計測装置を用いrf加速空洞に供給しているrf電力を減少させ、十分に小さい蓄積電流とした後、さらにrf電力を調整して、電子の減衰の速度を加減しながら測定を行った。電子数の計測例を図3.3-13に示す。

NIJI-Iの場合、電子一個に相当する電流は3.62 pAであるのに対し、SPDに励起される電流は0.02 pAであった。

電子数が千個程度となると、ショットノイズが増してくるのが観測されるが、数百個以下では雑音レベルはほぼ一定であり、SPDの持つ熱雑音に起因するものであると考えられる。

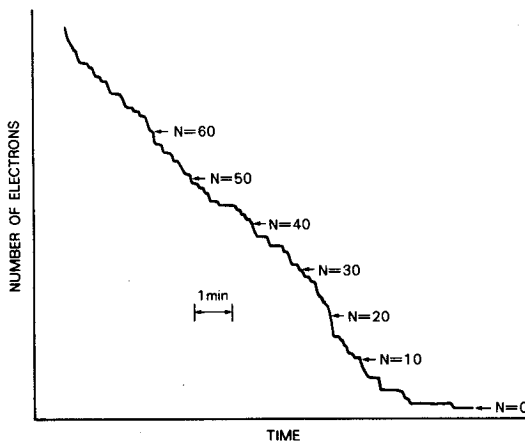


図 3. 3 - 13
蓄積電子数の段階状減衰を示すSPD出力

(iv) 相対強度計測

実用的な蓄積電流レベルの計測のために、レンズによる集光を行わず、比較的受光面積の大きいSPD(浜松ホトニクス製、S1226-8BK 受光面 5.8×5.8 mm)に直接SR光を入射し、SPDの直線性を利用⁸⁾してこの光電流より蓄積電流の相対値を知ることができる。このモニターは電子数の計測用とは別のビューイングポートに取り付けられており、水平垂直両方向とも±4 mradのアパーチャーを有する。I-V変換器の増幅器は電子数計測用に用いたものと同じであり、帰還抵抗R_fは蓄積電流に応じ切り換えて使用している。SR光の入射光束は電子数計測用の3/500であるため、大電流領域においても非線形性は生じていない。

このシステムでは、電子数計測用と相対強度計測用に機能を分離しているため両者の校正が必要である。計測できる電子数が多い程、校正の際の精度は向上するが、電子数数百

個レベルでショットノイズの増加が観測される。しかし電子数計測の誤りはないと見られるので、このレベルで校正をおこなった。蓄積電流モニターとしての精度は、相対強度計測用のSPDの受光面積が大きいことに起因するゆらぎ誤差が蓄積電流1mAから200mAにおいて±1%であったので、抵抗比の決定の際の誤差±0.2%を考慮して、総合誤差は約±1.2%と推定される。

3.4 む す び

電子蓄積リングを構成するサブシステムがそれぞれの性能を満たしたとしても、トータルシステムとしての動作を確認し、更に蓄積電流の向上を目指すためには蓄積ビームの診断を正確に行なわなければならない。

本章では、従来から良く知られているモニターを含めて診断法を低エネルギービームに適用した場合の精度評価の他に、その感度向上の方法等について検討した。これらは次の第4章、第5章の低エネルギー入射蓄積実験ならびに大面積露光実験での蓄積ビーム計測に適用される。

次に電子蓄積リングの小型化を図る上からは、おのずから用いるモニターの種類、数を選択する必要がある。SR光を用いるモニターは、同一目的の蓄積ビームの造る電磁場を利用するモニターに比較してリング直線部を短縮し易く、周囲からくる電氣的ノイズから直接邪魔されにくい利点があることに着目し、この診断法が極めて有用であることを明らかにした。

以下に研究結果を列記する。

- 1) ビーム位置モニターに関しては、ビーム位置を水平方向 0.14mm、垂直方向 0.31 mmの相対位置精度で測定できることを示した。
- 2) 蓄積電流モニターについては、磁気変調型トランス(DC-CT)ならびにフォトメトリックな計測法を検討し、これらの診断法において注意すべき事柄について述べた。DC-CTでは入出力特性、温度特性および周波数特性は満足すべき結果を得たが、偏向電磁石の漏洩磁場による零点の変動が生じ、磁気シールドの改善が更に必要であることを示した。フォトメトリックな計測法では漏洩磁場の影響を受けず、約±1.2%の精度で蓄積電流計測が可能であることを実証した。
- 3) ビームプロファイルモニター、ベータトロン振動数モニターについては、実際の蓄積ビームへの応用を検討した。

4) バンチ長モニターとして有効なストリークカメラは時間分解能も高いが高価である。

そこで、高速PINシリコンフォトダイオードとサンプリングオシロスコープを組み合わせて用いることにより140 psの時間分解能が得られ、その有効性を確認した。

以上の諸検討により、実用的な小型電子蓄積リングが具備すべきモニターとして、リング内に組み込むビーム位置モニター、RF-KO電極以外はすべてSR光を用いたビームモニターとしうることがわかった。この成果は、リングの直線部にモニターのために確保すべきスペースが少ないことを明確にしたことであって、リングの小型化ひいては経済性向上のために寄与するものである。

参 考 文 献

3.1 節

- 1) J. Borner and R. Jung, CERN /LEP-BI/84-14 (1984).
- 2) A. Hofmann, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28, 3 (1981).
- 3) L. Bernard et. al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30, 4(1983).
- 4) K. Potter and S. Turner, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22, 3(1975).
- 5) D. A. G. Neet, CERN/ISR-CO/68-47 (1968).

3.2 節

- 1) Tejima et. al., Proc. 4th Symp. Acc. Sci. and Tech. RIKEN, 153(1982).
- 2) T. Ieiri et. al., Proc. 5th Symp. Acc. Sci. and Tech. KEK 154(1984).
- 3) J. Cuperus, CERN /PS/LIN 76-7 (1976).
- 4) J. D. Jackson, " Classical electrodynamics "(John Wiley & Sons, Inc.)(1975).
- 5) W. Geyger, " Magnetic Amplifier Circuits "(Mc Graw-Hill Book Company)(1957).
- 6) K. Unser, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16 , 3(1969).
- 7) K. Unser, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28 , 3(1981).

3.3 節

- 1) A. Hoffman, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28, 3(1981) p. 2132.
- 2) Optics Guide, Melles Griot, Irvine, CA92714, p. 24.
- 3) R. J. Nawrocky et. al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32, 5(1985) p. 1894.
- 4) A. P. Sabersky, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, 3(1971) p. 939.
- 5) T. Noguchi et. al., Proc. 4th Symp. Acc. Sci. and Tech. 129(1982).
- 6) I. H. Munro and A. P. Sabersky, in H. Winick and S. Doniach, ed.
" Synchrotron Radiation Research " Plenum, N. Y (1980) p. 328.
- 7) T. Saito et. al., Bul. Electrotech. Lab. 49, 431(1985).
- 8) H. J. Jung, Metrologia 15, 173(1979).

第4章 低エネルギー入射蓄積

4.1 はじめに

低エネルギー入射により小型電子蓄積リングに大電流蓄積が可能となればリングシステム全体が小型化され、また経済性に優れたシステムとなる。それ故、必要とされる蓄積電流を得ることのできる入射エネルギーレベルを明確にすることがますます重要となってきた。

さて、フルエネルギー入射を行っている中型および大型の電子蓄積リングについては、これまでに蓄積電流を制限する現象（特に、ビーム不安定性）に関して詳しく系統的に調べられ、¹⁾ それらに対し適当な対策がとられてきている。しかしながら、イオントラッピング²⁾ による問題は多くの電子蓄積リングに現れているにもかかわらず、その詳細は未だ十分に解明されているわけではない。低エネルギー入射において生じるビーム不安定性を明らかにし、対策を講じておくことは実用機である超電導小型電子蓄積リングを設計する上からも極めて重要な指針を与えるものとなる。

更に、低エネルギー入射で大電流蓄積を成し遂げる上での問題点は

- i) 低エネルギーにおいてはTouschek寿命³⁾が短い。
- ii) 入射の頻度を定めるベータatron振動の減衰時間が長く、高繰り返し入射が困難となり多量の電子をためこむことができない。⁴⁾

であると言われている。これらの問題点が実際に蓄積電流をどの程度制約することになるのかを理論ならびに実験によって定量化しようとするのが本章の目的である。

4.2 N I J I - I の動作実験

N I J I - I が図4.2-1 に示すように一応の完成をみたのは1985年12月末で、リングを構成する各サブシステムがトータルシステムとして健全に動作することを確認するために入射実験を開始した。1986年2月28日に最初のビーム蓄積に成功した。¹⁾ ここでは、動作実験結果ならびに蓄積電流の向上に有効であった事柄について述べる。

N I J I - I への電子入射には、電子エネルギー163 MeV、パルス幅0.5 μ s、ピーク電流 \sim 100 mAのビームを用いた。まず、偏向電磁石 ($B_D : B_1 - B_8$)、横収束4極電磁石 (Q_F) および縦収束電磁石 (Q_D) の励磁電流をおおよその設計電流値に設定する。入射用セプトラム電磁石の電流設定には、設計入射ビーム軌道の延長線上セプトラム出口

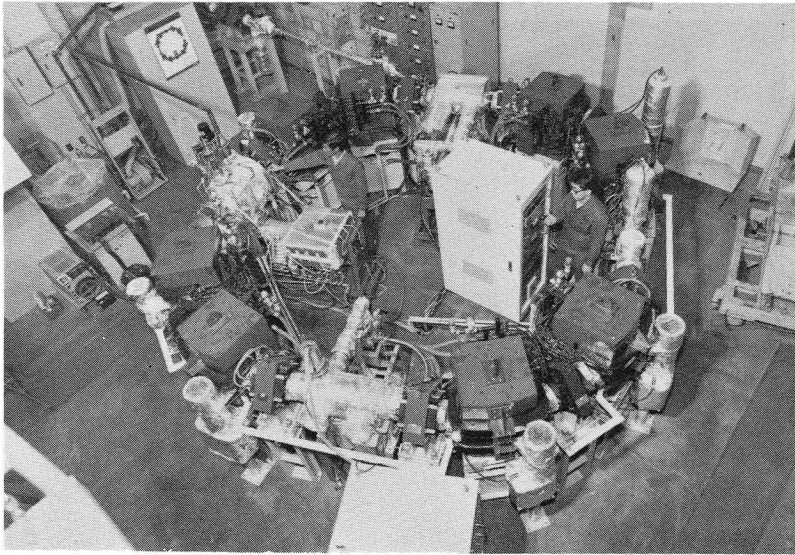


図4. 2-1 小型電子蓄積リング NIJI-I

より約2 mに設置したカウンタメータの線量と B_1 のビューイングポートに設置してあるTVカメラにより、入射電子の放射するSR光の強度が最大となるようにその励磁電流を調整する。次にキッカー電磁石を励磁し、rf加速系を運転しつつ、キッカー電磁石の励磁電流およびタイミング調節を行う。図4.2-2、図4.2-3に蓄積成功時に観測したSR光のフォトマル波形ならびに蓄積電流向上の推移を示す。動作試験の初期の段階では、いずれの電磁石の励磁電流を変化させても蓄積電流は、0.03 mA以下で増加せず、キッカー電磁石を設計上とは逆の時間関係にあるタイミングで励磁した場合の方が、蓄積効率がむしろ高いという結果が得られた。この原因調査のため、入射ビームのタイミング検出系（プラスチックシンチレーターのシンチレーションをフォトマルで電流信号として増幅し、制御室へ伝送）およびキッカー電磁石の極性のチェックを行った結果、問題のないことがわかった。再度 B_D 、 Q_F 、 Q_D の励磁電流のチェックを行い、 Q_F の励磁電流表示回路のハンダ付不良により実際の電流を表示していないことがわかった。すなわち、リングの動作点が大幅にずれていたことが原因であった。改良後、0.5 mAの蓄積電流が得られたが目標値200 mAにはほど遠い。この時点では入射効率も良くはなく、検討の結果セプトムおよびキッカー電磁石の位置の微調が蓄積効率に影響していることを見出した。そこで、ビームトランスポート系に2台のステアリングコイルを追加し、リング入射点におけるビームの位置と方向の微調を可能にするとともにセプトム真空槽ならびにキッカー真空

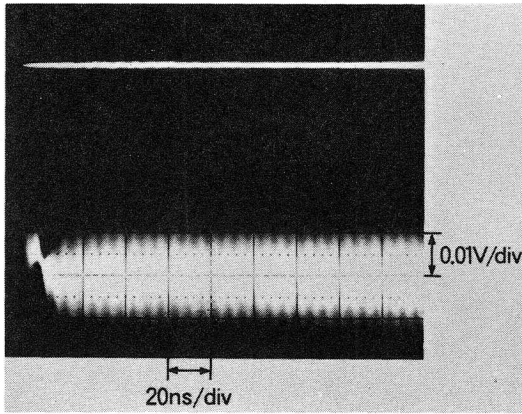


図4. 2-2

フォトマルによって観測した電子が放射するSR光、リング1周44nsに7バンチの周回している様子がわかる。

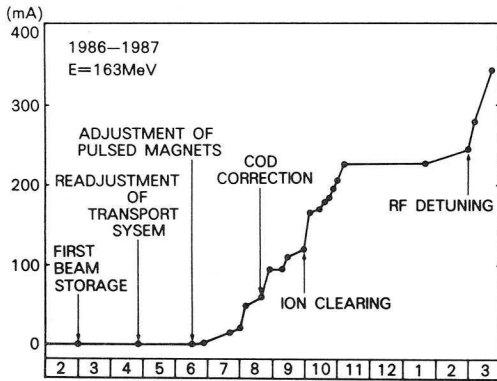
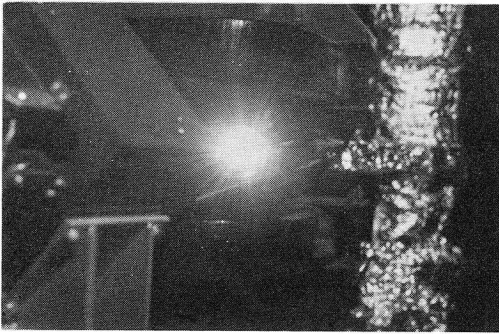


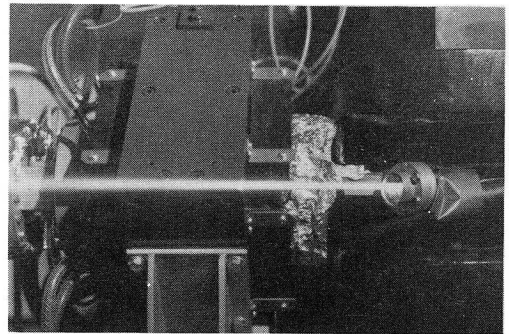
図4. 2-3

蓄積電流向上の推移

槽の位置の調整を行った。その結果、蓄積効率は急上昇し、蓄積電流50mAを得ることができた。図4.2-4はN I J I - IからのSR光である。このリングは Q_F 、 Q_D の収束力を変えることにより、動作点を可変とすることができる。最も入射蓄積効率の良い動作点のサーベイを行い、水平、垂直方向のベータトロン振動数が $(\nu_x, \nu_z) = (1.37, 1.53)$ であることがわかった。この時のベータトロン関数 β_x, β_z ならびにエネルギー分散関数 η を図4.2-5に示す。更に蓄積電流の向上を図るために、リング長直線部(S_3, S_5, S_7)に設置してあるBPMを用いて蓄積ビームの位置を測定した。長直線部のベータトロン関数 β_x は他の箇所にして大きいので、閉軌道のずれ(C.O.D)が生じやすい。測定結果から蓄積ビームは中心軌道より S_3 部で0.8mm 外側、 S_5 部で2.0mm



(a)



(b)

図4. 2-4 N I J I - IからのSR光 ($E=163$ MeV、 $I\sim 20$ mA)

(a)は正面、(b)は側面より撮影した写真

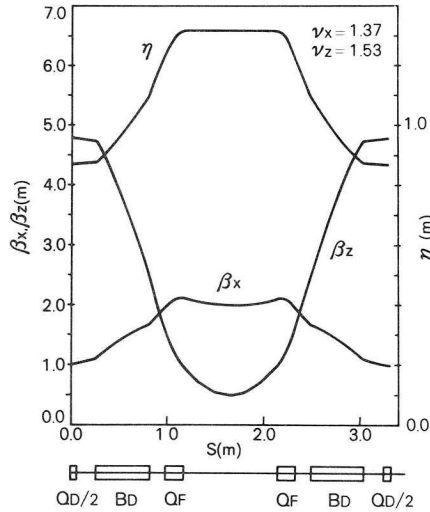


図4. 2-5

ベータatron関数とエネルギー分散関数

内側、 S_7 部で0.8 mm 内側にずれているのがわかった。このようにC.O.D が生じていると蓄積効率が悪くなる。なぜならば、入射ビームは中心軌道に対して最大 ± 40 mmのベータatron振幅を持つので、入射時の閉軌道にずれを生じることになりビームのすそのが真空ダクトをかすったり、偏向電磁石のn値の様な領域をはずれたりすることになる。このリングにはステアリングコイルを設置していないので、C.O.D を補正するには各偏向電磁石に巻いた補正コイルを励磁することによって磁場を発生させて、新たにC.O.D を発生させ、今まであったC.O.D を打ち消すようにする。そのために、まず個々の偏向電磁石毎の補正コイルを一定電流で励磁し、その時の S_3 , S_5 , S_7 における蓄積ビームの変位を

測定し、C.O.D が最小となるように励磁すべき電流および補正コイルの組合せを選ぶ。結果として偏向電磁石 B_1 , B_4 の励磁電流を補正コイルにより0.15%増加させた。こうすることにより蓄積電流は120 mAに到達した。しかし、蓄積電流の増加につれて顕著な垂直方向のビームサイズの増大およびベータトロン振動数のシフトが認められた。これは蓄積ビームと残留ガス分子が衝突して生成されたイオンがビーム内にトラップされ、ビーム不安定性を引き起こすイオントラッピング現象ではないかと考えられた。リング内にはイオンクリアリングのための単独の機能を持つ電極は設置していないので、図4.2-6 に示すようにBPMをクリアリング電極として用いて直流電圧-400 Vを印加し、イオンクリアリングを試みた。図4.2-7は実験結果で、垂直方向のビームサイズは縮小され、蓄積電流は200 mA以上へと増加を示した。イオントラッピングは蓄積電流を制限する要因の一つであることを意味する。

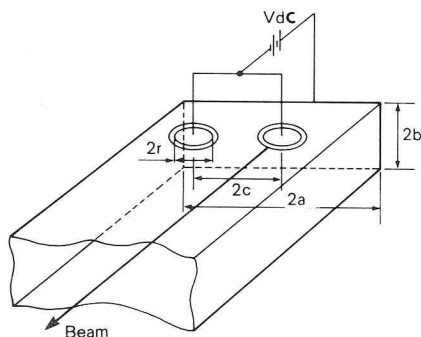


図4. 2 - 6
イオンクリアリング電極

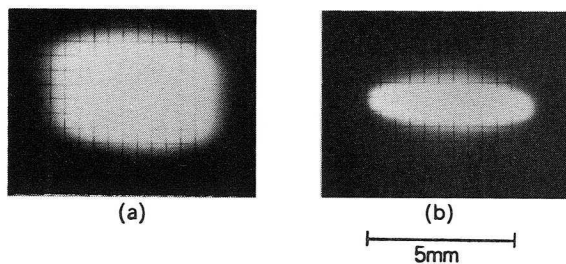


図4. 2 - 7 TVカメラで観測したビームプロファイル ($E=163$ MeV、 $I=90$ mA)
(a) dc イオンクリアリング電圧を印加しない場合 (b) dc イオンクリアリング電圧-400 Vを印加した場合

蓄積電流が 200mA を越えてからビームの突発的なロスがしばしば起こるようになった。現象論的にはビームローディングによる不安定性であることを示唆している。蓄積ビームは電磁誘導により rf 加速空洞を励振する作用を持っている。加速作用を及ぼされるとき蓄積ビームの位相安定性はRobinson²⁾ によって与えられ

$$S = \frac{\partial V_g}{\partial t} = -\omega_{rf} \left[V_c \sin \phi + \frac{I R_{sh}}{2(1+\beta)} \sin 2\phi \right] > 0 \quad (4.2-1)$$

を満たす条件の下で失われる。(第2章2.7節参照) 図4.2-8 に示すように蓄積電流 I と同調角 ϕ に依存した不安定領域が存在する。

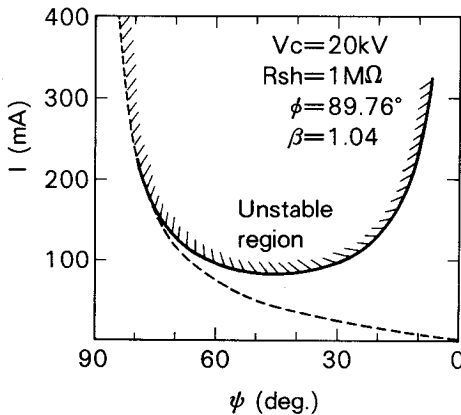


図 4. 2 - 8
蓄積ビームの位相安定性

I に対して図中の破線で示した安定領域に移行するように ϕ を調整すればよいことになる。換言すれば、大電流を蓄積するときには共振周波数より高い周波数で動作させる必要がある。そこで ~ 100 kHz のディチューニングを行った結果、突発的なビームロスは抑制され、安定して 300mA 以上の蓄積電流を得ることができた。³⁾

図4.2-9 に1986年6月から1987年3月までのイオンクリアリングを行わなかった場合の蓄積ビームの $1/e$ 寿命の変化を示す。rf 加速電圧は20kV である。蓄積電流が増加するに従って寿命が延びているのは、SR光による真空の枯れが進んだことによる。1987年3月の最大の蓄積電流344 mA における寿命は約50分であった。更に低エネルギーの寿命を評価するために、動作点を一定に保ったまま B_D 、 Q_F 、 Q_D の励磁電流を変えることのできるインターロッキングコントローラーを用いて、励磁電流を減少させることにより電子エネルギーを減少させた。51.6MeV および80MeV における寿命を図にあわせて示して

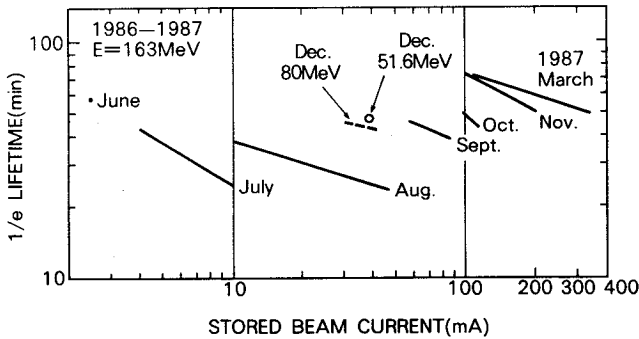


図 4. 2 - 9

蓄積電流の $1/e$ 寿命

(1986年6月-1987年3月)

ある。これより、低エネルギーで蓄積ビーム寿命を短くすると予想したイオントラッピング効果は、低電流領域においてあまり寿命に影響を及ぼしていないと考えられる。

また動作試験として確認を要するのは、入射エネルギーから最大蓄積エネルギーまで加速を行った場合の加速安定性である。加速による磁場変化は真空ダクトならびに軟鉄製ポールピースに渦電流を生じさせ、磁場の一様性を乱す原因となる。そのため、ここではインターロッキングコントローラーを用い、163 MeVで蓄積した100 mAのビームを230 MeVまで7.2 sで加速した。この時の磁場変化は0.046 T/s であり、十分速い上昇速度であるがビームロスが発生しなかった。このことから実用機の電子エネルギー上昇幅は 700MeV程度以内であるので、約 1.3min で加速できることが明らかになった。

最近のN I J I - Iの動作試験では、163 MeVで475 mA、90 MeVで425 mAの蓄積電流を達成している。

4.3 イオントラッピング現象の解明

電子蓄積リングではビーム通路は超高真空中に保たれているが、ビームと残留ガス分子が衝突して生成されたイオンがビーム内にトラップされ、ビームに種々の影響を及ぼすことが近年徐々に明らかになってきた。^{1) - 3)} その顕著な例として、100 MeV入射リングであるウイスコンシン大学の Aladdinに見られるように、ビーム寿命が極端に短くなり蓄積電流が制限された。^{4) 5)} N I J I - Iでは電子エネルギー100 MeV以下の低電流領域で、イオンは蓄積ビームに重大な影響を与えないことを検証したが、大電流蓄積を成し遂げるためにはイオンの効果を定量的に把握し、イオン除去のための方策を講じることが必要となると考えられる。

4.3.1 イオントラッピング過程

(i) 中性ガスのイオン化

NIJI-Iの真空ドーナツチャンバー中は、現在ビームの無い状態で 2×10^{-10} Torrの真空度であるが、マスペクトル分析より、種々のガス分子が存在していることがわかっている。その主成分は H_2 と CO である。リング中の蓄積ビームはこれらの分子をある確率でイオン化する。1個の電子が1個のイオンを生成するのに要する時間を ionization time と呼び

$$\tau_p = \frac{1}{d_m \sigma_m \beta c} \quad (4.3-1)$$

で与えられる。ここで d_m 、 σ_m は分子 m の密度 (m^{-3})、イオン化断面積 (m^2) であり、 βc は電子の速度である。 σ_m は分子の種類と電子の速度にのみ依存し、F. F. Rieke and W. Prepejchal ⁶⁾ によって次式で与えられている。

$$\sigma_m = 4 \pi \left[\frac{\hbar}{m c} \right]^2 \cdot (M^2 X_1 + C X_2) \quad (4.3-2)$$

$$X_1 = \beta^{-2} \ell_n \{ \beta^2 / (1 - \beta^2) \} - 1 \quad (4.3-3)$$

$$X_2 = \beta^{-2} \quad (4.3-4)$$

ここで

$$4 \pi \left[\frac{\hbar}{m c} \right]^2 = 1.874 \times 10^{-24} \text{ (m}^2\text{)} \quad (4.3-5)$$

$$\beta = v / c \quad (4.3-6)$$

である。 M^2 および C は分子を特徴づける定数であり、表4.3-1 に主要ガス分子について分子数 A および分子の電子数 Z もあわせて示しておく。図4.3-1 に(4.3-2) - (4.3-6) 式を用いて計算した H_2 と CO に対するイオン化断面積を示す。20°Cにおける分圧 P_m から分子密度 d_m への換算は次式で与えられる。

$$d_m = 3.3 \times 10^{22} P_m \quad (4.3-7)$$

表 4. 3-1 イオン化断面積の計算に用いられる $M^2 C$ の値

Molecule	M^2	C	Z	A
H ₂	0.5	8.1	2	2
N ₂	3.7	34.8	14	28
CO	3.7	35.1	14	28
O ₂	4.2	38.8	16	32
H ₂ O	3.2	32.3	10	18
CO ₂	5.75	55.9	22	44
C ₆ H ₄	17.5	162.4	46	76

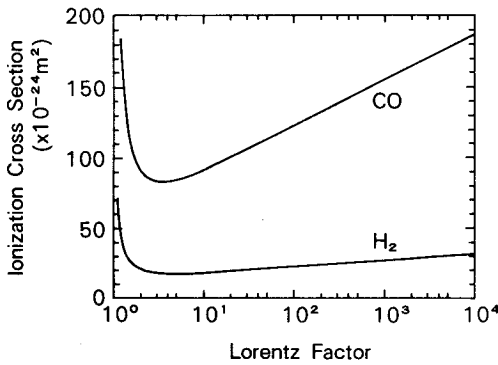


図 4. 3-1
電子エネルギーに対するイオン化断面積の関係

NIJI-I の場合、電子エネルギー $E = 160 \text{ MeV}$ ($\gamma = 313$) 蓄積電流 $\sim 100 \text{ mA}$ のときのリング内真空度は $P \sim 1 \times 10^{-9} \text{ Torr}$ で、CO および H₂ の分圧はそれぞれ $0.4 \times 10^{-9} \text{ Torr}$, $0.6 \times 10^{-9} \text{ Torr}$ であるので、(4.3-1) 式と(4.3-7) 式より ionization time は $\tau_{\text{CO}} \sim 1.9 \text{ s}$, $\tau_{\text{H}_2} \sim 6.9 \text{ s}$ となる。すなわち、イオン化断面積の大きい CO が早く生成され、イオンの蓄積ビームに及ぼす影響を議論する上で最も重要な分子であることがわかる。

(ii) 蓄積ビームへのイオントラッピング

ビーム通路に生成されたイオンは、外部から電磁場の作用がなければ蓄積ビームの造る電場の影響を受けて運動する。この電場が造るポテンシャルは、ビームサイズと真空ダクトの寸法諸元ならびに真空ダクトがアースポテンシャルであることから求められる。ここでは、蓄積ビームが周回軌道上に一樣に分布しており、ビームと真空ダクトはそれぞれ半径 a , r_0 の同軸円筒形であると仮定した場合、電場はビーム中心方向へ向き

$$E_r = - \frac{e \lambda}{2 \pi \epsilon_0} \frac{r}{a^2} \quad r \leq a \quad (4.3-8)$$

$$E_r = - \frac{e \lambda}{2 \pi \epsilon_0} \frac{1}{r} \quad r \geq a \quad (4.3-9)$$

で与えられる。ここで λ は単位長さあたりの電子数である。ビーム中心から r の距離でのポテンシャルは

$$V = - \int_{r_0}^r E_r \, dr$$

$$= \begin{cases} \frac{e \lambda}{2 \pi \epsilon_0} \left(\frac{r^2}{2 a^2} - \frac{1}{2} + \ell_n \frac{a}{r_0} \right) & r \leq a \quad (4.3-10) \\ \frac{e \lambda}{2 \pi \epsilon_0} \ell_n \frac{r}{r_0} & r \geq a \quad (4.3-11) \end{cases}$$

となる。図4.3-2に蓄積電流 200mA, $r_0 = 50\text{mm}$ の真空ダクトに対してビームサイズ a をパラメータとしたポテンシャルの計算結果を示しておく。ポテンシャルは a/r_0 が小さい程深くなるのがわかる。すなわち a が小さい程また r_0 が大きい程、ポテンシャルは深く、生成イオンは深いポテンシャルの方向へドリフトしトラップされる。イオン生成過程でイオンがビームから得る運動エネルギーは、ほぼ熱エネルギー程度 ($\sim 4 \times 10^{-2} \text{eV}$) であるのでほとんどのイオンはトラップされることになる。

電子蓄積リングにおいては蓄積ビームはバンチングして周回している。バンチしたビ

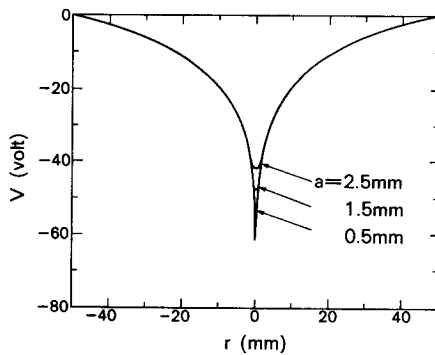


図4.3-2
蓄積ビームの造る静電ポテンシャル

ームが残留ガスと衝突し、生成される多種類のイオンのうち蓄積ビームの造る電場内にトラップされるイオンの質量Aについて考える。

イオンはバンチの通過する間だけ引力を感じ、バンチとバンチの間では自由ドリフトする。thin lens 近似によるバンチ通過に伴う収束力は、バンチ当りの電流値に比例し、電荷密度を与えるビームサイズに依存する。任意の初期条件を持つイオンの運動が安定すなわちビーム中にトラップされる条件は $A \gg A_c$ である。 A_c は次式で与えられる臨界質量である。

$$A_c = \frac{1}{2} \left[\frac{2\pi R}{h} \right]^2 \frac{r_p}{e c \beta^2} \frac{I}{\sigma_z (\sigma_x + \sigma_z)} \quad (4.3-12)$$

ここで、各記号は

$2\pi R$: リング周長

βc : 蓄積ビーム速度

h : ハーモニック数

σ_x, σ_z : ビームサイズ

r_p : 古典陽子半径 ($= e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_p c^2$)

を表す。

NIJI-Iではバンチ数 $h=7$ であり、160 MeVにおいて蓄積電流3~190 mAの範囲で実測したビームサイズを用いて臨界質量を計算すると、 $A_c \ll 1$ となり、どんな質量のイオンでもトラップされることがわかる。(4.3-12)式より明らかのように A_c は h^{-2} に比例するので、バンチ数を低減することによりイオントラッピングをある程度抑制できることがわかる。

次にイオンが蓄積ビーム内にトラップされ、イオンの蓄積が進む場合の限界について考える。電子軌道上へのイオンの蓄積は、イオンの空間電荷による発散力がイオンの運動を不安定にするまで続くことになる。イオントラッピングが抑制される限界のイオン密度 d_i は、イオンがドリフトする長さを発散力を与える厚肉レンズと考えたと、

$$d_i = \beta \cdot \frac{1}{B} \cdot d_e \quad (4.3-13)$$

で与えられる。⁷⁾ここで、 $\beta = v_c / c$ 、 d_e はバンチ内の電子密度、 B はバンチファクターと呼ばれ

$$B = \frac{\pi R}{h\sigma_e} \quad (4.3-14)$$

で定義される。ここで σ_ℓ はバンチ長である。蓄積ビームの中和の程度を表す量である neutralization factor η は、 $\beta \sim 1$ であるから

$$\eta = \frac{d_i}{d_e} = \frac{\beta}{B} = \frac{h\sigma_\ell}{\pi R} \quad (4.3-15)$$

となる。また、neutralization factor を $\delta = N_i/N_e$ で表せば $\delta = \eta B$ となり、イオン数 N_i と蓄積電子数 N_e が同数になるまでイオントラッピングが進むことになる。一方イオンクリアリングをしたときの δ はイオンの生成率と除去率がバランスする δ_{ON} となり

$$\delta_{ON} = \frac{\ell}{v_s \tau_P} \quad (4.3-16)$$

で与えられる。ここで v_s はイオンのドリフト速度であり、 ℓ および τ_P はそれぞれクリアリング電極の設置間隔、イオン化時間である。

(iii) イオンの運動

トラップされるイオンの質量は、臨界質量より十分大きいのでイオンの微小な運動は調和振動とみなして取り扱うことができる。座標系は図4.3-3 のようにとる。

自由空間においては、 x 、 s 方向のイオン運動は

$$\ddot{x} = -\omega_x^2 \cdot x \quad (4.3-17)$$

$$\dot{s} = v_s \quad (4.3-18)$$

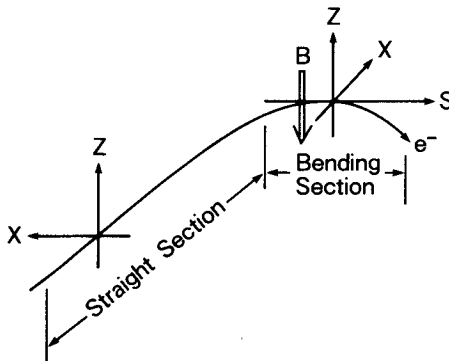


図4.3-3
イオンの運動座標系

ここで、 ω_x はイオンの角振動数、 v_s はイオンの熱速度を表す。偏向電磁石の中では、イオンは一樣な磁場 B とビームが造る電場から力を受ける。このときの運動方程式は、

$$\ddot{x} = -\omega_x^2 \cdot x + \omega_c \cdot \dot{s} \quad (4.3-19)$$

$$\ddot{\mathbf{s}} = -\omega_c \cdot \dot{\mathbf{x}} \quad (4.3-20)$$

となる。ここで ω_c はトラップされたイオンのサイクロトロン角振動数である。(4.3-19)と(4.3-20)式よりイオンは次式でドリフトする。

$$\dot{\mathbf{s}} = \left[\omega_c \cdot \mathbf{x}(0) + \dot{\mathbf{s}}(0) \right] \left[\omega^2_x / (\omega^2_x + \omega^2_c) \right] \quad (4.3-21)$$

$\mathbf{x}(0)$, $\dot{\mathbf{s}}(0)$ は、イオンの x の方向の位置と速度に関する初期条件である。

4.3.2 イオンの蓄積ビームに及ぼす影響

(i) ベータトロン振動数のシフト

蓄積ビーム内にトラップされたイオンは、ビームに対し水平および垂直両方向ともに収束力を及ぼし、ベータトロン振動数にシフトを生じさせる。シフト量は次式で与えられる。

$$\Delta \nu_{x,z} = \frac{e}{4\pi\gamma mc^2} \int ds \beta_{x,z}(s) \frac{\partial E_i(s)}{\partial x,z} \quad (4.3-22)$$

ここで、 $\beta_{x,z}(s)$ はベータトロン関数、 $E_i(s)$ はイオンによる電場、 γmc^2 は電子エネルギーを表す。

イオンの長手方向の分布は一様であるとし、イオンの断面内分布は蓄積ビームのその2倍とするモデル⁸⁾を仮定すると $\partial E_i(s) / \partial x, z$ は

$$\frac{\partial E_i}{\partial x,z} = \frac{d_i}{\epsilon_0} \frac{e}{1 + (\sigma_{x,z} / \sigma_{z,x})} \quad (4.3-23)$$

となる。ここで、 d_i , ϵ_0 , σ_x , σ_z は、それぞれイオンの密度、真空の誘電率、水平および垂直方向ビームサイズである。古典電子半径 $r_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 mc^2$ を用いると、イオンによるシフト量は

$$(\Delta \nu_{x,z}) = \frac{r_e}{\gamma} \int \frac{d_i}{1 + (\sigma_{x,z} / \sigma_{z,x})} \beta_{x,z}(s) ds \quad (4.3-24)$$

となり、イオンによる力は収束であるから $\Delta \nu_x$, $\Delta \nu_z$ とも高い方にずれることになる。(4.3-24)式で与えられる $\Delta \nu_{x,z}$ は、ビームサイズに強く依存していることがわかる。

次に、(4.3-24)式で与えられるシフト量と蓄積ビームの空間電荷効果によるシフト量の大きさを比較する。後者のシフト量は

$$(\Delta \nu_{x, z})_e = \frac{r_e}{\gamma} \int \frac{d_e}{1 + (\sigma_{x, z} / \sigma_{z, x})} \frac{\beta(s)}{\gamma^2} ds \quad (4.3-25)$$

で与えられるので

$$(\Delta \nu_{x, z})_i = \eta \gamma^2 (\Delta \nu_{x, z})_e \quad (4.3-26)$$

となる。電子蓄積リングにおいては γ が大であるので、イオンによるシフト量の方が支配的である。

ここまで、電子とイオンの密度分布は一樣であるとの仮定のもとで議論してきたが、イオンの分布は蓄積ビームと同程度の大きさを持つガウス分布であり、イオンの造る電場は非線形である。このため蓄積ビームはベータトロン振動振幅に応じて異なった収束力を受けるのでベータトロン振動数に拡がり (tune spread) を持つことになる。

(ii) 蓄積ビーム寿命の短縮

イオントラッピングが生じた場合、蓄積ビームはイオンとの衝突によって散乱され、ビーム寿命の短縮が起こる。イオンは蓄積ビームと同様のサイズ内に分布をしているものとする、イオンとの衝突によるビーム寿命は中性ガス散乱による寿命と等価である。イオンとの衝突によるビーム寿命は

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{N_i \sigma_T \beta c}{4 \pi \sigma_x \sigma_z L} \quad (4.3-27)$$

となる。ここで N_i はリング内にトラップされたイオン数、 σ_T はイオンを構成する原子の衝突断面積、 L はリング周長である。イオントラッピングが進めばビーム寿命が短縮され、大電流蓄積が困難となる最大の要因となりうると考えられる。

4.3.3 イオンクリアリング

トラップされたイオンを除去するために、dcクリアリング^{5) 9) 10)}、rfクリアリング²⁾
^{3) 11)} およびrfバケットへの partial filling^{12) 13)} 等の方法が試みられ、それらの対策の有用性が確かめられている。ここではdcおよびrfクリアリングについて述べる。実

験としては最も直接的な方策であり、蓄積ビームとのカップリングの小さいボタン型電極を用いるdcクリアリングを行った。

(i) dcクリアリング

蓄積ビームの造る電場内にトラップされたイオンは、dcクリアリング電極を用いて外部からこの電場を打ち消す電場を印加すれば除去することができる。

蓄積ビームの周回軌道上に存在するイオンを十分重いと考えれば、イオンはバンチとバンチの通過の間ではほとんど動かず、多くのバンチの通過を平均して感じるので、イオンの運動はバンチしていないビーム内での運動で近似できる。すなわち、長手方向の電子の分布は一様であるとの仮定が成り立つ。また、蓄積ビームの断面内に電子が均一に分布していると仮定したときの蓄積ビームの造る最大電場は(4.3-23)式より

$$E_z^{max} = 120(\Omega) I(A) / (\sigma_x + \sigma_z) (cm) (V/cm) \quad (4.3-28)$$

で与えられる。

電子エネルギー150 MeVで測定したビームサイズを用いて、上式から見積もった蓄積ビームの造る最大電場 E_z^{max} を図4.3-4 に示す。蓄積電流 $I = 200$ mAで E_z^{max} は83V/cmである。一方BPMにクリアリング電圧Vdcを印加した場合の蓄積ビーム位置に生じる電場を有限要素法による計算機シミュレーションで求めた結果、これが約0.04Vdc (V/cm)で

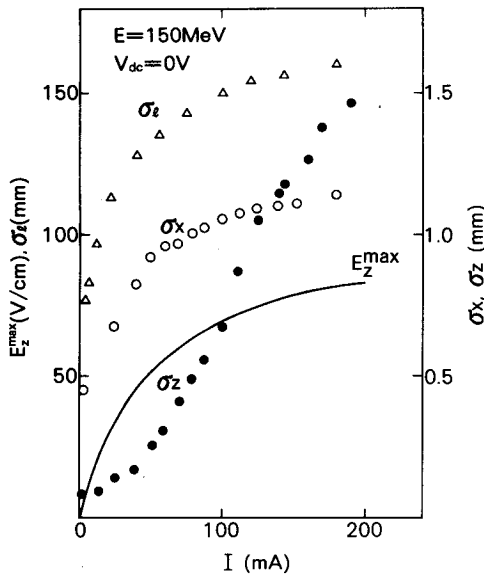


図4.3-4

測定したビームサイズ σ_x (水平方向)、 σ_z (垂直方向) σ_ℓ (長手方向) より求めた蓄積ビームの造る最大電場 E_z^{max}

あるので $V_{dc} = -2 \text{ kV}$ のクリアリング電圧が必要であることがわかる。しかし、実際の蓄積ビームの断面形状は、ほぼガウス分布形状をしているので、最大電場 E_z^{max} は見積もった値の約 $1/2$ でよいことが予想される。さらに低エネルギーの電子であればある程、電子の多重散乱効果によりビームサイズが大きくなる傾向にあるため、 E_z^{max} は小さくなり、より低いクリアリング電圧 V_{dc} を印加するだけでイオンは除去できると推定される。

(ii) rf クリアリング

蓄積ビーム中にトラップされたイオンが不安定となる振動周波数について考察する。イオンの位置と速度を x, \dot{x} とすれば、これらはバンチの通過前後で次式に示す変化を受ける。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x_2 \\ \dot{x}_2 \end{pmatrix} &= M \begin{pmatrix} x_1 \\ \dot{x}_1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & T \\ -\bar{\omega}^2 T & -\bar{\omega}^2 T^2 + 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \dot{x}_1 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{4.3-29}$$

ここで T はバンチの周期、 $\bar{\omega}$ はバンチしていないビーム中におけるイオンの振動角周波数であり

$$\bar{\omega} = \frac{I e / \pi \epsilon_0}{A m_p c \sigma_z (\sigma_x + \sigma_z)} \tag{4.3-30}$$

で与えられる。ここで A はイオンの質量数であり、 m_p はプロトンの質量である。周期 T におけるイオン振動の位相の進み μ は

$$\cos \mu = \frac{1}{2} \text{Tr} M = 1 - \bar{\omega}^2 T^2 / 2 \tag{4.3-31}$$

により与えられる。イオンの振動周波数 f は

$$f = \frac{\mu}{2 \pi T} \tag{4.3-32}$$

となる。ここで、 $\bar{\omega}^2 T^2 \ll 1$ の時には、イオンの周波数は $\bar{\omega} / 2 \pi$ とみなせる。蓄積ビームに(4.3-32)式で与えられる周波数の振動を加えると、ビームはイオンの運動と共鳴してイオンはビーム中からけり出されることになる。 $E = 150 \text{ MeV}$ 、 $I = 200 \text{ mA}$ の実測ビームサ

イズ $\sigma_x \sim 1.1 \times 10^{-3}$ (m), $\sigma_z \sim 1.5 \times 10^{-3}$ (m) を用い、A=28のCOイオンに対し、 $f \sim 0.4$ MHzを得る。

4.3.4 イオンクリアリング実験

(i) イオントラッピングの観測

NIJI-Iにおいて蓄積電流の増加とともに垂直方向のビームサイズの増大する現象がTVカメラを用いたビームプロファイルモニターで観測された。このビームサイズの増大が他の不安定性によるものでないことを明らかにするために、より直接的に判別しうる現象である制動輻射を観測することにした。蓄積ビームと中性ガス分子ならびにトラップされたイオンとの衝突により放射される制動輻射をサーベイメータ(型式Aloka ICS-151)を用いて検出する。入射エネルギーが低いため残留放射線の影響はほとんど無視できる。制動輻射の観測点はrf空胴を設置してある長直線部S₇とし、その点から約1m離れたビームレベルにサーベイメータを置いた。中性ガス分子ならびにトラップされたイオンと蓄積ビームとの相互作用により発生する制動輻射はrf空胴のフランジを通りサーベイメータに入る。その指示値をテレビカメラを用いて制御室で読み取ることができる。

BPM1~3に同時にV_{dc} = -1 kVをON/OFFした時の制動輻射の強度を蓄積電流の減衰量とともに記録した。電子エネルギーE = 155 MeVにおける蓄積電流に対するON/OFF時の制動輻射の強度および蓄積電流の減衰率を図4.3-5に示す。制動輻射の強度は蓄積ビームの減衰率に従って変化している。蓄積されている電流量が多ければ、SR光による真空壁からのガス放出が増加するため検出される制動輻射の強度は高くなり、蓄積ビームの減衰率が大きくビーム寿命を短くしている。リング内の真空度は蓄積電流に応じて変化するが、同じ蓄

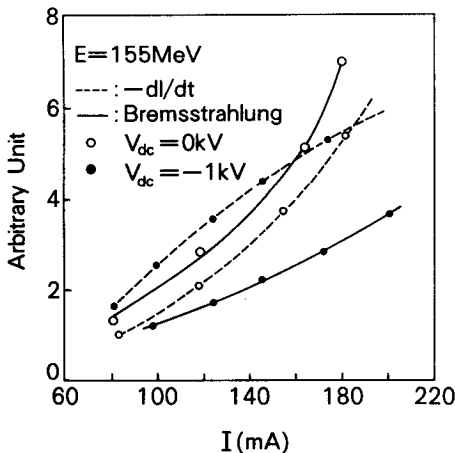


図4.3-5

クリアリング電極に直流電圧V_{dc} = -1 kVを印加した場合の制動輻射強度の変化。破線は蓄積電流の減衰率を示す。

積電流のときには、ON/OFF に従う変化はほとんどない。特に ON/OFF 時の蓄積ビームの減衰率が同じとなる蓄積電流 ~ 180 mAに着目すると、ON/OFF 時の制動輻射の強度差は中性ガスからイオン化され、蓄積ビーム内にトラップされたイオンに起因していることを示している。ここで用いた測定法は、イオンの効果を定量的に評価できる程十分なものではないが、蓄積ビーム内のイオントラッピングを直接観測できるものであると言える。

(ii) 実験-d cクリアリングの効果

① 実験方法

蓄積ビーム内にトラップされるイオンのneutralization factor δ は、d cクリアリング電圧ならびに電極個数に依存するのは明らかであるが、従来あまり実験が行われていない低エネルギーにおけるd cクリアリングの効果をベータトロン振動数のシフト量を測定して調べた。ベータトロン振動数は第3章3.3.4 で述べたRF-KO法を用いて測定した。実験条件を以下に示す。

電子エネルギー	90, 150, 210MeV
蓄積電流	約10 \sim 約 200mA
ベータトロン振動数	$\nu_x \sim 1.37$
(at ~ 10 mA)	$\nu_z \sim 1.53$
r f 加速電圧	24kV
d cクリアリング電圧	0 \sim 約-1kV (可変)
電極個数	BPM 1個, 2個, 3個(可変)

② 実験結果と検討

a) d cクリアリング電圧依存性

一例として図4.3-6 に、BPM 3個に印加したd cクリアリング電圧Vdcを変えて測定した電子エネルギー150 MeVのベータトロン振動数のシフト量 $\Delta\nu_x$ の蓄積電流依存性を示す。Vdc=0 kV, I=180 mAで $\Delta\nu_x \sim 0.014$ であった。Vdc=-1.07kV, I=200 mAのとき $\Delta\nu_x \sim 0.002$ となり、Vdcを高くするに従って $\Delta\nu_x$ は低い値になりトラップされたイオンは除去されていることがわかる。図4.3-7 は、ビューイングポート(B。)で測定したビームサイズからリング内の平均ビームサイズを求め、実測 $\Delta\nu_x$ より(4.3-24)式を用いて計算したneutralization factor δ のd cクリアリング電圧Vdc依存性を示したものである。これらの結果は、次のことを示している。

イ) Vdc=0 kVでは、電子エネルギーならびに蓄積電流が大になるとともに δ は増大

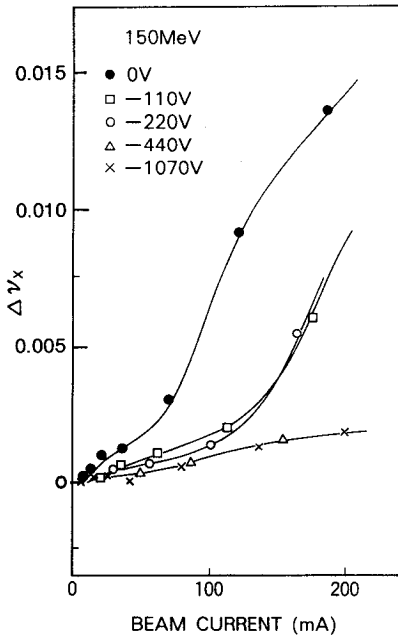


図 4. 3 - 6

ベータトロン振動数のシフト量の蓄積電流依存性
($E = 150 \text{ MeV}$)

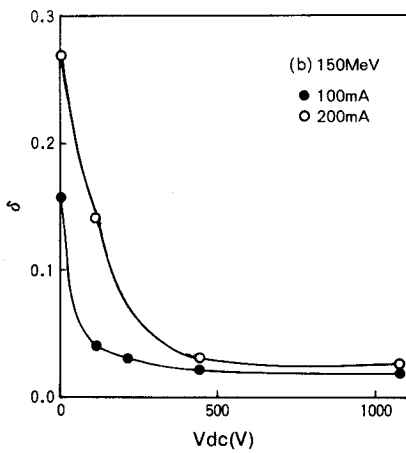
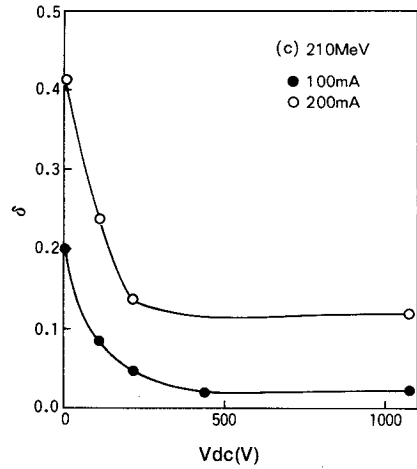
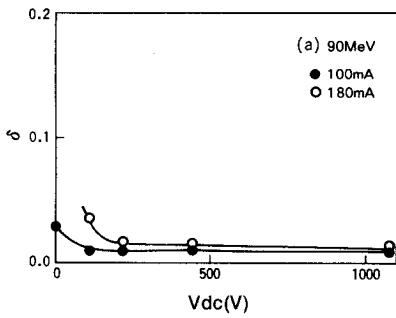


図 4. 3 - 7

ベータトロン振動数のシフト量から求めた neutralization factor δ の dc クリアリング電圧依存性 (a) $E = 90 \text{ MeV}$ 、(b) $E = 150 \text{ MeV}$ 、(c) $E = 210 \text{ MeV}$

する。

ロ) $V_{dc} = 0$ kVでは、蓄積ビームの電荷が完全に中和される $\delta = 1$ までイオンのトラップが進むはずであるが、 δ は1よりかなり小さい。

ハ) V_{dc} を増してゆくに連れ δ は低下し、電子エネルギーと蓄積電流に依存した一定の δ になる傾向を示している。

すなわち、低エネルギーでは $V_{dc} = 0$ kVの場合、ビーム中にトラップされるイオンは少なくなることがわかる。しかしながら、大電流領域の電流減衰速度が大きく、ベータトロン振動数のシフト量を測定することができなかった。この原因説明については4.4.4項で述べる。また低エネルギーになればなる程、低い V_{dc} でイオンが除去されていることが明らかとなり、上に述べた低エネルギー電子のビームサイズが大きくなることとよく一致する。

b) dc クリアリング電極個数依存性

Kohaupt の与えた(4.3-16)式によれば、 δ_{on} は dc クリアリング電極間距離 l 、イオンの長手方向へのドリフト速度 v 、ならびにイオン生成率 ($1/\tau_p$) の関係で決まることになる。dc クリアリング効果の電極個数依存性を調べた。なお dc クリアリング電圧としては δ の電圧依存性が生じない電圧を印加することとし、150 MeV および 210 MeV の場合 $V_{dc} = -1$ kV とし、90 MeV の場合 $V_{dc} = -0.4$ kV とした。蓄積電流は $I = 100$ mA である。図4.3-8 の●印で示す結果を得た。これらの結果は次のことを示している。

イ) クリアリング電極を1個設置するだけでも顕著なイオンクリアリング効果を示す。

この効果は電子エネルギーが高い程大きい。

ロ) 150 MeV および 210 MeV の場合、電極個数を増やす効果は若干認められるが、90 MeV ではほとんどその効果はなくなる。

これはイオンのドリフト速度 v が熱速度に比してかなり大きくなるか、あるいは低エネルギーになる程イオンの生成率 $1/\tau_p$ が低くなり、この効果が δ_{on} の変化として現れないためと考えられる。そのためクリアリング電極の設置間隔 l の影響が認められない。そこで測定したリング内真空圧力より $1/\tau_p$ ならびに(4.3-21)式より v を見積り、実験結果と比較する。イオントラッピングで問題とすべきイオンは、生成速度が大きく、衝突断面積の大きいCOイオンである。正確な議論をするためには、蓄積ビーム軌道上のCO分圧を知らなければならない。しかし、その部分のCO分圧を測定することは困難であり、通常は、分圧測定器の取り付けてあるところで測定したCO分圧を用いることが多い。

一般に超高真空領域においては、全圧に占めるCO分圧の比率はほぼ一定と考えられるが、ここでは真空測定点のうち最も高い圧力を示すrf空洞部での全圧をリング内平均CO分圧と見なし、取り扱うこととした。一方、COイオンの長手方向へのドリフト速度 v は、リングの直線部では熱速度290 m/sであり、偏向電磁石部ではイオンは偏向磁場と蓄積ビームが造る電場中でサイクロトロン運動をすることにより、電子エネルギー90~210 MeVに相当する磁場中では、その速度は1500~2000m/sとなる。よってリング全周にわたるCOイオンの長手方向平均ドリフト速度を求めることができる。

以上の手順により計算した δ を図4.3-8に○印で示してある。●印および○印で示した δ のクリアリング電極個数依存性はほぼ同様の傾向を示している。

この実験により、150 MeV以下の低エネルギーではリングにdcクリアリング電極1個を設置し、16~40V/cmのクリアリング電場を与えるだけで、ほとんどのイオンを除去できることがわかった。この理由として、低エネルギーになる程SR光による真空ダクト表面からのガス放出による真空圧力の上昇が低くなり、イオン生成率が減るためであると結論できる。

更に、Vdc=0 kV、I=100 mAの条件で、リング内真空度と δ 関係を図4.3-9に示す。これより、 δ はリング内真空度にはほぼ比例していることがわかる。

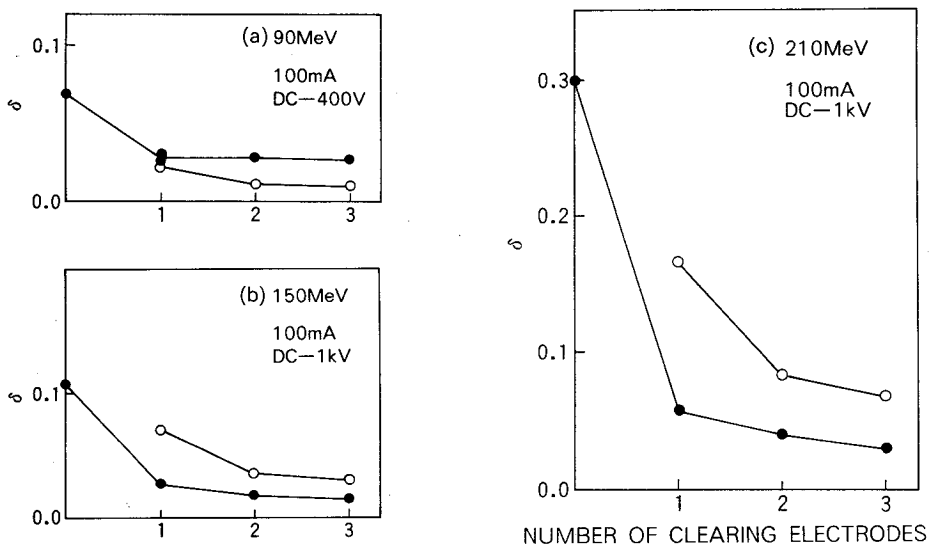


図4.3-8 neutralization factor δ のdcクリアリング電極個数依存性、○印は(4.3-16)式からの予想値、●はベータトロン振動数シフト量から求めた実測値、(a)E=90MeV、(b)E=150 MeV、(c)E=210 MeV

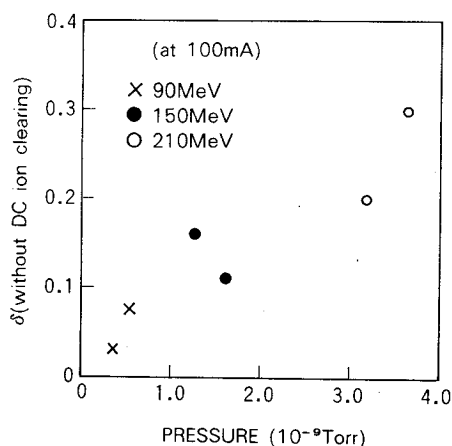


図4. 3-9

イオンクリアリング電圧を印加しない場合のneutralization factor δ のリング内真空度依存性 ($I = 100$ mA)

(iii) まとめ

この項の結果をまとめると次のようになる。

- 1) イオントラッピングの診断にはサーベイメータによる制動放射の計測が有用である。
- 2) 低エネルギーである程、ビームサイズが増大するために、低いクリアリング電圧でイオンを除去できることを明らかにした。
- 3) イオンは偏向磁場と蓄積ビームが造る電場によりサイクロトロン運動をするために、その速度は熱速度の5~7倍にもなる。
- 4) $V_{dc} = 0$ kVの場合、neutralization factor δ はリング内真空度にほぼ比例する。
- 5) dcクリアリング電極個数依存性に関するモデル計算を行い、実験結果をほぼ説明できた。

4.4 蓄積ビームの寿命

4.4.1 Touschek 寿命

バンチ中の2個の電子の弾性散乱を考えると、進行方向のモーメントム δq (r. m. s) が、バンチの静止系において横方向成分より大きい縦方向成分を持つとき、横方向成分の一部は縦方向成分へ変換される。そして両電子はrfシステムのセパトリクスから逸脱し、電子は失われることになる。この損失機構はTouschek効果としてよく知られ、低エネルギーで大電流を蓄積するときの電子損失の主要原因になると考えられる。Touschek効果は、20数年以上も前にADAリングで初めて見出された¹⁾が、その時観測された蓄積ビーム寿命は、理論から予想される寿命より約50倍も長かった。Touschek寿命を計算するために種々の理論式が提案されている。^{2) - 5)}しかし、近似の程度に差はあるもの

の非相対論的な電子—電子散乱モデルを用いている。計算を実行するにあたって、次の仮定を前提とする。

①バンチ中のすべての電子は、同一のエネルギー E を有する。②モーメントの垂直方向成分 δq_z は水平方向成分 δq_x より十分小さい。よって全電子のモーメントが同一軌道内に停留する偏平状ビームを対象としている。しかし、近年より長い Touschek 寿命を得るために、水平方向および垂直方向のベータatron振動に強い結合を起こした完全円状ビームに対する解析が Miyahara によって提案され、SOR-RINGを用いた実験結果と極めてよく一致することが示された。⁶⁾

しかし、Touschek 効果が問題となる低エネルギーの大電流領域で設計されたリングはなく、そのため系統的な実験が行われて来なかった。ここでは Bruckによって与えられた解析法について述べ、N I J I - I で得られた実験結果について考察する。

実験室系での r f システムのセパトロクスに関するモーメントアクセプタンスを ΔP_{\max} とする。質量中心系での関係式 $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ を用いて計算すると、弾性散乱後の長手方向のモーメントの成分変化が

$$\gamma |q \cos \theta| > \Delta P_{\max} \quad (4.4-1)$$

を満たすとき電子の損失が生じる。ここで θ は散乱角を表す。質量中心系において、バンチ体積 dV 内の電子数を dN とすれば散乱による電子損失率は

$$\dot{dN} = -\overline{v\sigma} \rho dN \quad (4.4-2)$$

となる。ここで $v = 2q/m$ は2個の電子の相対速度であり、 ρ および σ はそれぞれ電子密度 (dN/dV)、全散乱断面積である。全散乱断面積はクーロン散乱に対するそれぞれの電子の散乱断面積を積分することにより次式で与えられる。

$$\sigma = \int_0^{\cos^{-1}\mu} d\theta \sin\theta \int_0^{2\pi} d\phi \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right] \quad (4.4-3)$$

ここで、 $\mu = \Delta P_{\max} / \gamma q$ であり、 ϕ は散乱電子の方位角である。 $\overline{v\sigma}$ にはバンチ内の位置依存性がないものとするれば、全バンチの電子損失率は

$$\dot{N} = -\overline{v\sigma} \int \rho^2 dV \quad (4.4-4)$$

となる。実験室系において、バンチ中の電子密度は

$$\rho = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_z \sigma_\ell} \exp \left\{ - \left(\frac{x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{z^2}{2\sigma_z^2} + \frac{\ell^2}{2\sigma_\ell^2} \right) \right\} \quad (4.4-5)$$

であるので、質量中心系では

$$\int \rho^2 dV = \frac{N^2}{\gamma (4\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_z \sigma_\ell} = \frac{N^2}{\gamma V} \quad (4.4-6)$$

となる。

実験室系に変換すると

$$\dot{N} = -\overline{v\sigma} N^2 / \gamma^2 V \quad (4.4-7)$$

となる。電子数 $N(t)$ ($t=0$ で $N=N_0$)の減衰方程式は

$$N(t) = \frac{N_0}{1 + (\overline{v\sigma} / \gamma^2 V) N_0 t} \quad (4.4-8)$$

で与えられる。電子数 N が初期値の $1/e$ になるまでに要する時間を寿命 τ_T と定義すると

$$\tau_T = \frac{e-1}{N_0 (\overline{v\sigma} / \gamma^2 V)} \quad (4.4-9)$$

となり、扁平状ビームでは垂直方向のベータトロン振動の寄与は無視できるため、

$$\frac{1}{\tau_T} = \frac{\sqrt{\pi} r_0^2 c N C(\xi)}{(e-1) \sigma_x' \gamma^3 (\epsilon_{\max} / E_0)^2 V} \quad (4.4-10)$$

$$C(\xi) = \ln \left[\frac{1}{1.78\xi} - 1.5 \right] \quad \xi < 10^{-2}$$

$$\xi = \left[\frac{\epsilon_{\max} / E_0}{\gamma \sigma_x'} \right]^2$$

となる。ここで r_0 は電子の古典半径 ($= 2.8 \times 10^{-15} \text{m}$)、 σ_x は水平方向の発散角、 $\varepsilon_{\text{max}} / E_0$ は r f システムが許容しうる最大のエネルギー拡がりである。

N I J I - I の入射エネルギーを 160 MeV とし、動作点 $(\nu_x, \nu_z) = (1.37, 1.53)$ 、 $V_{rf} = 24 \text{ kV}$ 、蓄積電流 $I = 200 \text{ mA}$ の条件では $\tau_T \sim 1 \text{ min}$ となる。しかし、低エネルギーにおけるビームサイズは計算値よりかなり大きくなると考えられるので τ_T が長くなることが期待され、事実、蓄積電流として $I > 400 \text{ mA}$ が得られている。(4.4-10)式より明らかなように、Touschek 寿命はバンチサイズに大きく依存するため、電子エネルギーと蓄積電流の関数として評価⁷⁾しなければならない。

4.4.2 バンチサイズ

(i) ビームサイズの増大

N I J I - I のビームサイズは、電子エネルギーの低減ならびに蓄積電流の増大とともにかなり増大する。低エネルギーにおける Touschek 寿命を評価するためにはビームサイズを知ることが重要である。

通常ビームサイズは、SR光の放射に伴う電子エネルギーのゆらぎおよび放射減衰より計算される。しかし、低エネルギーでは多重散乱効果によるバンチサイズの増大が期待できる。この効果は横方向ビームサイズならびにバンチ長の増大をもたらし、多重散乱、放射励起および放射減衰による成長(減少)率が平衡状態に達するまで続くことになる。放射減衰が E^3 のエネルギー依存性を持っているので、多重散乱効果は E が低くなればなる程顕著に現れる。低エネルギーでは、自然ビームサイズは極めて小さいので初期成長率は大きいものとなる。

図4.4-1 に蓄積電流 $I = 100 \text{ mA}$ 、r f 加速電圧 $V_{rf} = 24 \text{ kV}$ におけるビームサイズ $\sigma_x, \sigma_z, \sigma_\ell$ の電子エネルギー依存性の計算機シミュレーション結果と実験結果の比較を示す。計算機シミュレーション結果は、250 - 270 MeV で $(\sigma_x, \sigma_\ell) = (0.5 \text{ mm}, 50 \sim 60 \text{ mm})$ であったビームサイズが、100 MeV で $(\sigma_x, \sigma_\ell) = (\sim 1 \text{ mm}, 72 \text{ mm})$ 、50 MeV で $(\sigma_x, \sigma_\ell) = (2.3 \text{ mm}, 110 \text{ mm})$ まで多重散乱の寄与により増大することを示している。 σ_z はカップリング係数 $K = 0.1$ を仮定して求めたため、 σ_x と同様の電子エネルギー依存性を示している。しかし、多重散乱効果によるビームサイズ増大だけでは、実測ビームサイズならびにその電子エネルギー依存性を説明することができない。そこで多バンチ運転(7バンチ)による縦方向バンチ結合不安定性^{9) - 13)}で生

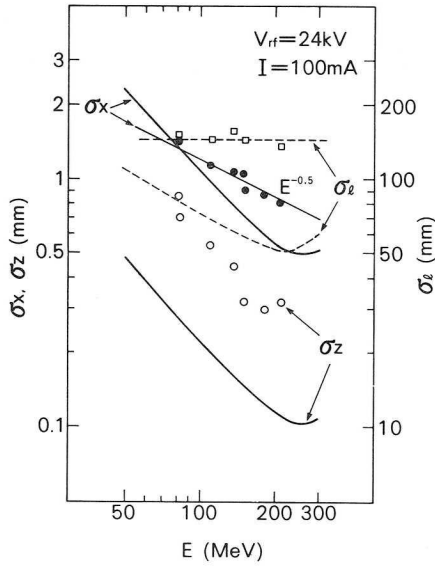


図4. 4-1
 ビームサイズの電子エネルギー依存性、多重散乱効果を考慮して求めた計算機シミュレーション結果⁸⁾と実験結果の比較

じるビームサイズの増大について考える。この不安定性は、リング中を周回しているあるバンチの真空ダクトのある場所に誘起した電場が、他のバンチに作用してそのバンチを加速または減速することにより、電子エネルギー分布に共振現象を引き起こすために生じ、これがビームサイズの増大をもたらす。バンチ間の結合モードは、そのコヒーレントモードに対応した誘起電場の作用を受けて成長する。これらのモードは位相平面上をシンクロトロン振動数で回転するので、ビーム信号をスペクトラムアナライザーで観測するとビームの周回周波数の高調波毎に、コヒーレントモードに応じたサイドバンドが現れる。図4.4-2に観測したサイドバンドを示す。各モードはシンクロトロン周波数(～200 kHz)だけ離れているのがわかる。この不安定性によって電子エネルギー分布は位相平面上で拡大するが、蓄積電流によって定まる大きさで平衡状態に達する。これは主にシンクロトロン振動数の拡がりによる減衰作用が働くためである。

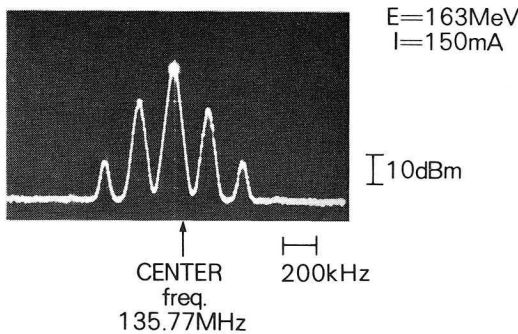


図4. 4-2
 ビーム強度の周波数スペクトラム ($E=163 MeV$ 、 $I=150 mA$) 中心のスペクトルは135.77MHz

縦方向バンチ結合不安定性による位相平面での電子分布の拡がりに関係したバンチ長ならびに蓄積ビームのエネルギー拡がりの増大について調べる。コヒーレントモードmの成長速度は、

$$\alpha_g = I k / \sigma_{\ell}^3 \quad (4.4-11)$$

$$k = \frac{\sqrt{m}}{32\pi^2} \frac{\omega_0^2}{\omega_s} \frac{\alpha h^2 L^3}{E/e} \left\langle \frac{Z_{//}}{n} \right\rangle$$

で与えられる。ここでLはバンチ間隔、 $\langle Z_{//}/n \rangle$ はリングの長手方向のインピーダンスである。一方、シンクロトロン振動数の拡がりによるランダウ減衰の速度は

$$\alpha_d = d \sigma_{\ell}^2 \quad (4.4-12)$$

$$d = \frac{2\sqrt{m}}{3} \frac{\omega_s}{L^2} \frac{1 + \sin^2 \phi_s}{1 - \sin^2 \phi_s}$$

となる。¹³⁾ ここで ϕ_s は同期位相である。従って平衡状態では $\alpha_g = \alpha_d$ となる。

低エネルギーであることより、シンクロトロン放射減衰による減衰作用は無視できるのでバンチ長は

$$\sigma_{\ell} / \sigma_{\ell 0} = \begin{cases} (I / I_{th})^{0.2} & I > I_{th} \\ I & I \leq I_{th} \end{cases} \quad (4.4-13)$$

$$I_{th} = d / k (2 \sigma_{\ell 0})^5 \quad (4.4-14)$$

と書ける。ここで I_{th} はこの不安定性の閾値を与える蓄積電流であり、 $\sigma_{\ell 0}$ は自然バンチ長である。(2.7-11)式および(2.7-12)式より

$$\sigma_{\ell 0} = \frac{c \alpha \gamma}{\omega_s} \sqrt{\frac{C_q}{J_{\epsilon} \rho}} \quad (4.4-15)$$

となる。ただし $C_q = 3.84 \times 10^{-13}$ mである。(4.4-14)式に $\sigma_{\ell 0}$ 、 k 、 d を代入すると

$$I_{th} = \frac{64}{3\pi^3} \left(\frac{C_q}{J_{\epsilon} \rho} \right)^{5/2} \frac{h^3 \alpha^4}{\nu_s^3} \frac{E^6}{m c^2} / \langle Z_{//}/n \rangle \quad (4.4-16)$$

となる。

位相平面上で電子分布が広がるとエネルギー分布が増大する。NIJI-Iのエネルギー分散関数 η は零でないので、エネルギー分布の増大により水平方向のビームサイズも増大する。水平方向のビームサイズは(2.4-18)式および(2.4-22)式に与えられている。ここで $E=160$ MeVにおけるパラメータ $\epsilon_{x0}=0.0216$, $\beta_x \sim 1.6$ m, $\eta \sim 1.0$ m, $\sigma_\epsilon/E=2.08 \times 10^{-4}$ を用いると、 I_{th} 以下の水平方向ビームサイズは $\sigma_x \sim 0.28$ mmとなる。 I_{th} 以上においては、(4.4-13)式で与えられる蓄積電流に依存したバンチ長の関係より、エネルギー分布の増大は

$$\sigma_\epsilon/E = (\sigma_\epsilon/E)_0 (I/I_{th})^{0.2} \quad (4.4-17)$$

となる。ここで添字0は I_{th} 以下でのエネルギー広がりを示す。

(ii) 蓄積電流依存性

M. S. Zisman¹⁴⁾によって電子エネルギー $E=100$ MeVのAladdinの場合、縦方向バンチ結合不安定性のためにビームサイズの増大が生じた後も、引き続き多重散乱による増大の起こることが計算機シミュレーションで示されている。多重散乱の寄与が小さい電子エネルギー $E=210$ MeVと、重畳効果が予想される $E=80$ MeVについてビームサイズの蓄積電流依存性を実験により求めた。このときイオンは十分に除去してあり、 $V_{rf}=24$ kVである。実験結果を図4.4-3に示す。 $E=210$ MeVでは蓄積電流 $I=10$ mA、 100 mAにおいてバンチ長は90 mm、140 mmとなる。これは自然バンチ長に対してそれぞれ2.7倍、4.2倍

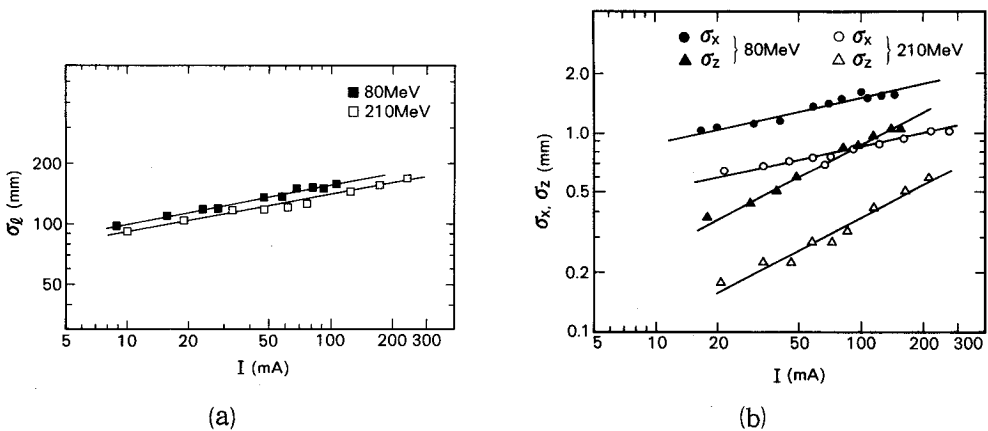


図4.4-3 ビームサイズの蓄積電流依存性 ($E=80$ MeV, 210 MeV)

(a) σ_z (b) σ_x, σ_z

であり、(4.4-13)式で与えられるように $I_{th}^{0.2}$ にほぼ比例しているので縦方向バンチ結合不安定性と関係づけられる。一方、リングの長手方向のインピーダンスは電子エネルギーに依らず一定であると考えられるので、電子エネルギーの減少に従ってこの不安定性の生じる蓄積電流の閾値は低減する。また自然バンチ長も短くなる。結果として、 V_{rf} を一定とした条件ではバンチ長は電子エネルギーにほとんど依存しなくなる。 $E=210$ MeVの実験結果より、(4.4-13)、(4.4-16)式を用いて I_{th} 、 $\langle Z_{||}/n \rangle$ を求めると、それぞれ 0.05 mA、 99Ω となる。 $E=80$ MeVの σ_ℓ の予想値を図4.4-3(a)に実線で示している。この値は実験結果とよく一致し、 $E=80$ MeVの低エネルギーにおいてもバンチ長は縦方向バンチ結合不安定性によって決まっており、予想されたような多重散乱による付加的な増大の生じていないことがわかる。また σ_x の蓄積電流依存性はバンチ長のそれとよく対応しており、 $I^{0.2}$ の比例則に従っている。縦方向バンチ結合不安定性によるビームサイズの増大を示している。低エネルギーで σ_x が大きくなるのは、この不安定性の閾値電流の電子エネルギー依存性が強いからである。更に、縦方向バンチ結合不安定性によって説明できない σ_z の蓄積電流依存性が強く、 σ_z は $\sim I^{0.6}$ に比例していることもわかる。この原因として、イオンクリアリングを行っているにもかかわらず、蓄積ビーム内の残留イオンが影響を与えているのか、あるいは何か他の不安定性が生じているものと考えられる。これらの実験的、理論的解析は今後の課題である。

以上の結果から電子エネルギーにかかわらず、バンチサイズは蓄積電流にほぼ比例することになり、Touschek 寿命は蓄積電流に対してほぼ一定となる。これは着目に値する。

(iii) 電子エネルギー依存性

前述したように、縦方向バンチ結合不安定性によるビームサイズの増大は電子エネルギー依存性をもっている。実験結果は図4.4-1 にプロットしてある。ここで注目すべきは、バンチ長 σ_ℓ が電子エネルギーにかかわらずほぼ一定となっていることである。もし多重散乱効果が支配的であるなら、電子エネルギーの低減とともに σ_ℓ は増大するはずである。従って、縦方向バンチ結合不安定性が σ_ℓ を決めているものと考えられる。理論的に $V_{rf} = \text{一定}$ の場合、 $I_{th}^{0.2}$ と σ_ℓ はともに $E^{1.5}$ の依存性のあることが導かれるため、 $\sigma_\ell = \text{一定}$ が得られ実験結果を支持している。また水平方向ビームサイズは $\sigma_x \gg \sigma_{x\beta}$ であるので $\sigma_x \sim \eta (\sigma_\ell / E)_0 (I / I_{th})^{0.2}$ となる。ここで $(\sigma_\ell / E)_0 \propto E$ 、 $I_{th}^{0.2} \propto E^{-1.5}$ より $\sigma_x \propto E^{-0.5}$ となり、 σ_x のエネルギー依存性はこの不安定性で説明できる。

このリングの電子エネルギーを実用機に要求されるレベルまで上昇可能であると仮定し、 I_{th} ならびにビームサイズについて簡単な評価をする。ピーク波長 λ_p を5 Åとした場合、偏向半径 $\rho=0.7$ mであるので(2.2-4)式より $E=690$ MeVとなる。 $E=210$ MeVにおけるパラメータ $I_{th}=0.05$ mA、 $\sigma_{\ell 0}=30$ mm、 $(\sigma_{\epsilon}/E)_0=2.6 \times 10^{-4}$ を用い $I_{th} \propto E^{7.5}$ 、 $\sigma_{\ell 0} \propto E$ 、 $(\sigma_{\epsilon}/E)_0 \propto E$ の関係より、 $I_{th}=350$ mA、 $\sigma_{\ell 0}=99$ mm、 $(\sigma_{\epsilon}/E)_0=8.5 \times 10^{-4}$ と求まる。すなわち、 I_{th} が必要とされる蓄積電流($I \sim 220$ mA)より十分大きいため、 $E=690$ MeVでは縦方向バンチ結合不安定性によるビームサイズの増大の生じないことがわかる。それ故、水平方向ビームサイズは(2.4-22)式より $\sigma_x \sim 1.2$ mmとなり、X線リソグラフィに要求される許容ビームサイズ範囲に収まることを示している。

(iv) rf 加速電圧依存性

通常はrf加速電圧として比較的高い入射効率が得られている $V_{rf}=24$ kVを経験的に用いている。ビームサイズの蓄積電流ならびに電子エネルギー依存性を確認したので、次に電子エネルギーを $E=110$ MeV、蓄積電流を $I=100$ mAに固定して、rf加速電圧 V_{rf} の大きさを変えることによりビームサイズの V_{rf} 依存性を調べた。ここで扱う V_{rf} は電子の放射損失 U に比して十分大きいため、シンクロトロン振動周波数は(2.7-9)式により $V_{rf}^{0.5}$ に比例する。そこで縦方向バンチ結合不安定性が生じている場合の σ_{ℓ} 、 σ_x はそれぞれ $V_{rf}^{-0.2}$ および $V_{rf}^{0.3}$ に比例すると推定できる。実験結果を図4.4-4に示す。このように σ_{ℓ} 、 σ_x は、ほぼ比例則で説明できるのに対し、 σ_z は V_{rf} 依存性をほとんど示さない。これよりバンチ体積は V_{rf} によってもそれほど変化しないことが確認できた。

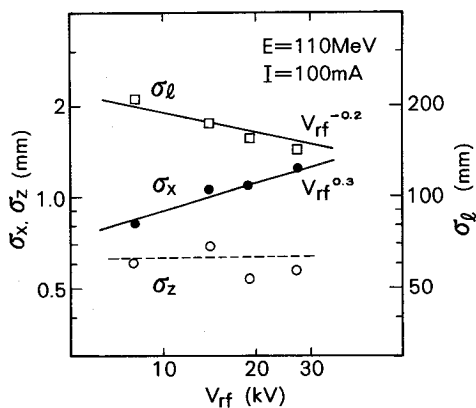


図4.4-4
ビームサイズのrf加速電圧依存性

4.4.3 蓄積ビーム寿命の評価

(i) 蓄積電流減衰率の測定

リング内の蓄積ビームは Touschek 効果、イオントラッピング効果、中性ガス分子との散乱ならびに量子的ゆらぎによって安定軌道から外れ、蓄積電流は減少していく。量子的ゆらぎは r f 加速電圧が十分高いので無視できる。

実際的な課題としては、低エネルギーでの Touschek 寿命を評価することである。ここでは先に述べた要因が寿命に及ぼす影響の程度を蓄積電流に対して定量的に求めるのに有用な蓄積電流減衰表示法¹⁵⁾ について述べる。

図4.4-5 に種々の電子エネルギーにおける蓄積電流 I に対する蓄積電流減衰率 ($-dI/dt$) を示す。実験においては蓄積ビーム中にトラップされるイオンが ($-dI/dt$) に及ぼ

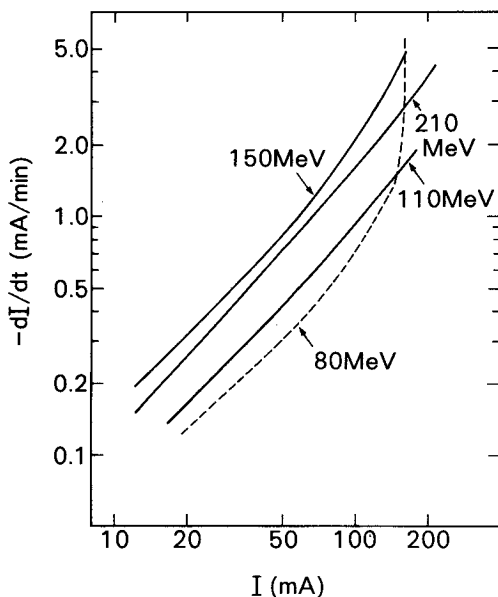


図4.4-5
種々の電子エネルギーにおける蓄積電流に対する蓄積電流減衰率

す影響を極力避けるために、BPM 3 個に $V_{dc} = -1 \text{ kV}$ を印加した。低電流領域 ($< 50 \text{ mA}$) では、イオンおよびSR光による放出ガスの影響が小さく、すべての電子エネルギーで ($-dI/dt$) は I にほぼ比例する傾向を示している。これは上に述べたバンチサイズが I にほぼ比例することとよく一致し、測定した ($-dI/dt$) は主に Touschek 効果によるものであることを裏付けている。

a) 中性ガス分子との散乱による減衰

蓄積ビームの中性ガス分子との散乱による蓄積電流減衰率 $| -dI/dt |_v$ は

$$| -dI/dt |_v = k I P \quad (4.4-18)$$

と表すことができる。ここでPはリング内の真空度、kは定数である。また、リング内の真空度Pは、ビームが蓄積されていない時の残留ガスによる成分P₀とSR光によるガス放出成分aIによって

$$P = P_0 + a I \quad (4.4-19)$$

で与えられる。ここでaは定数である。一例として、図4.4-6に蓄積初期の電子エネルギーE=163 MeVにおける蓄積電流Iと測定したリング内真空度Pの関係を示す。この時の

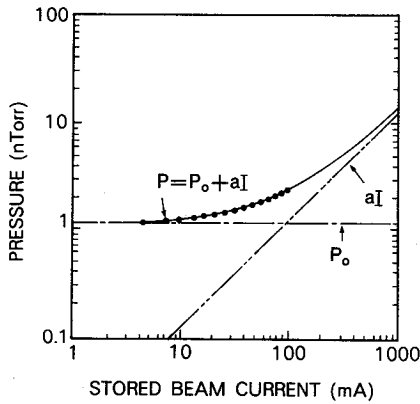


図4.4-6

蓄積電流に対するリング内真空度変化の代表例、ベースガス圧力 $P_0 = 1.18$ nTorr, $\Delta P = 1.27 \times 10^{-2}$ nTorr/mA

ベースガス圧力P₀は1.18 nTorrで、ガス放出による圧力上昇は 1.27×10^{-2} nTorr/mAであった。測定圧力は(4.4-19)式で示される曲線とよく一致している。(4.4-18)、(4.4-19)式より

$$| -dI/dt |_v = k I (P_0 + a I) \quad (4.4-20)$$

となり、第2章2.8節で述べた散乱断面積を用いて

$$\begin{aligned} | -dI/dt |_v &= (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) d_m c \beta I \\ &= 3.22 \times 10^{22} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) c \beta I (P_0 + a I) \end{aligned} \quad (4.4-21)$$

と書き直すことができる。ここでd_mは中性ガス分子密度である。すなわち、リング内の真空度に依存する $| -dI/dt |_v$ はI²に比例するものとIに比例するものの和になる。

NIJ I-Iでは真空チェンバー内の主要ガス成分は、マスペクトラム測定の結果よ

りCOとH₂であり、その分圧比はほぼ1:1である。低エネルギーになるにつれて散乱断面積は増加するが、SR光によるガス放出が減少するため、真空状態が良好であれば $|-dI/dt|_v$ は蓄積ビーム寿命を制限する主要因とはならない。現時点においては、電子エネルギー $E=150$ MeV、蓄積電流 $I=100$ mAの時、リング内の真空度は約1 nTorrであり、この時の $|-dI/dt|_v$ は0.3 (mA/min) であった。測定した蓄積電流減衰率 $|-dI/dt|$ の約15%と見積られる。

b) Touschek 効果による減衰

電子-電子の二体衝突による減衰であるので、 $|-dI/dt|_T$ は

$$|-dI/dt|_T = \alpha I^2 \tag{4.4-22}$$

で与えられる。ここで α は(4.4-10)式により

$$\alpha = \frac{\sqrt{\pi} r_0^2 c C(\epsilon)}{\gamma^3 \sigma'_x (\epsilon_{max}/E_0)^2 V e f_{rf}} \tag{4.4-23}$$

と表すことができる。ここで e は電子の電荷、 f_{rf} はrf周波数である。

c) イオントラッピング効果による減衰

イオントラッピング効果の蓄積ビーム寿命に及ぼす影響としては、ベータトロン振動数がビームロスを招くような危険な共鳴線にシフトしない限りにおいては、トラップされたイオンとの衝突による減衰ならびに垂直方向のビームサイズの増大に伴う Touschek 効果の緩和が相乗して蓄積ビームに減衰を与える。

トラップされたイオンの密度 d_i は(4.3-24)式に示すように、ベータトロン振動数のシフト量より得られる。従ってイオントラッピングによる蓄積電流減衰率 $|-dI/dt|_i$ は

$$|-dI/dt|_i = (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) d_i c \beta I \tag{4.4-24}$$

で求められる。ここで $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ は各々イオンを構成する原子中の電子とのMøller散乱、原子核とのRutherford散乱、制動放射の各過程で蓄積ビームが失われる断面積である。

図4.4-7に電子エネルギー $E=150$ MeVでのイオンクリアリング電圧Vdcを変えた場合の蓄積電流減衰率の変化を示す。実線は測定した蓄積電流減衰率 $|-dI/dt|$ 、破線は(4.4-24)式により見積った $|-dI/dt|_i$ である。蓄積電流 $I=20-150$ mAの範囲におい

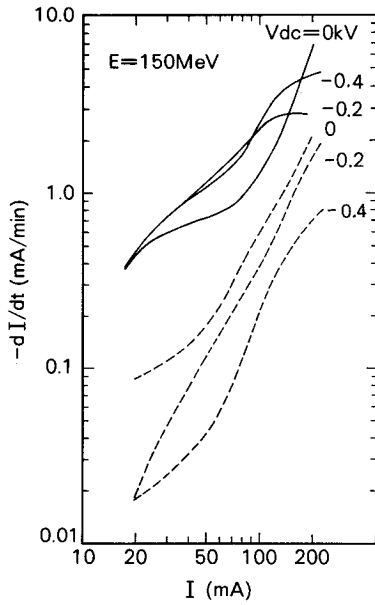


図 4. 4 - 7

dc イオンクリアリング電圧 $V_{dc} = 0 \text{ kV}$, -0.2 kV , -0.4 kV の場合の蓄積電流減衰率、実線：測定値、破線：ベータトロン振動数のシフト量より(4.4-24)式を用いて求めた計算値 ($E = 150 \text{ MeV}$)

て、イオンクリアリングがない場合の方がある場合に比して $|-dI/dt|$ が小さい。これは垂直方向のビームサイズがトラップされたイオンのために増大し、Touschek 効果が小さくなるためと考えられる。それ故、この蓄積電流領域においては、トラップされたイオンによる散乱よりもビームサイズの変化に伴う Touschek 効果の方が支配的であることを示している。しかし、 $I > 150 \text{ mA}$ で $V_{dc} = 0$ の場合は、蓄積電流の増加につれて $|-dI/dt|$ はかなり増大する。このように減衰の大きくなる大電流領域においては、イオンクリアリングを行うことにより $|-dI/dt|$ を低減でき、蓄積ビームの寿命を長くすることができることは明らかである。大電流蓄積のためにはイオンクリアリングは不可欠であるが、実験結果は V_{dc} に最適条件があることを示している。

(ii) Touschek 寿命の評価

低エネルギー電子の Touschek 効果によるビーム減衰は次式で評価できる。

$$|-dI/dt|_{\tau} = |-dI/dt| - |-dI/dt|_i - |-dI/dt|_v \quad (4.4-25)$$

ここでは大電流領域におけるイオンの寄与を十分に除去できる $V_{dc} = -1 \text{ kV}$ を印加した。

図4.4-8 は $|-dI/dt|$ を各減衰要因に分離した例を示す。この図に●印で示すように $|-dI/dt|_{\tau}$ はバンチサイズの蓄積電流依存性より予想された通り I にほぼ比例している。

従って、Touschek 効果による寿命は

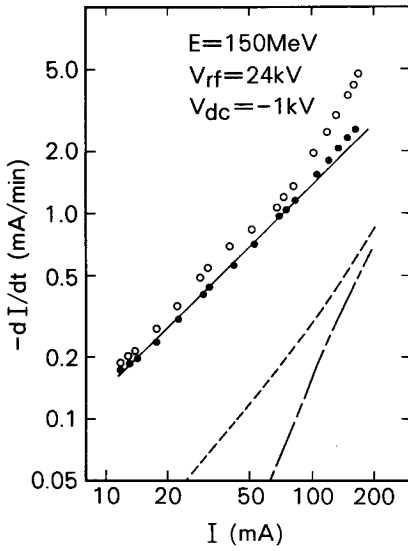


図 4. 4 - 8

蓄積電流の減衰要因の分離例

- : 測定値、
- : Touschek 効果
- : 中性ガスによる散乱
- · - · - : イオンによる散乱

$$\tau_T = I / | -dI/dt |_T \quad (4.4-26)$$

で与えられ、蓄積電流値に依らずほぼ一定となる。

電子エネルギー E を変化させた場合の $| -dI/dt |_T$ の変化の様子を図 4.4-9 に示す。これからも $| -dI/dt |_T$ はすべての E で $| -dI/dt |_T \propto I + \text{const}$ の形で変化していることがわかる。しかし、80MeV で生じる速い減衰 (図 4.4-5) は 100 MeV でも観測されており、この原因は $| -dI/dt |_i$ 、 $| -dI/dt |_v$ では説明できず、その原因は何であるかを結論するためには更に詳細な実験が必要である。

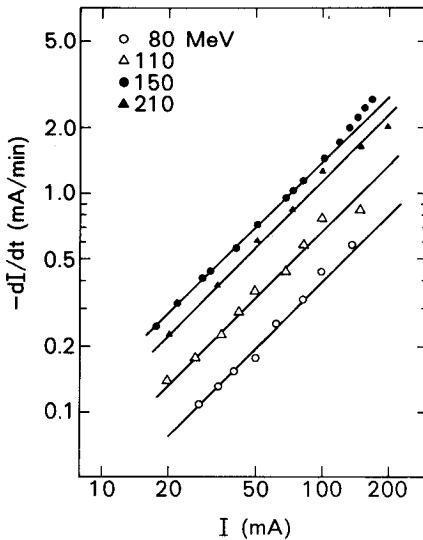


図 4. 4 - 9

電子エネルギーをパラメータとした Touschek 効果による蓄積電流減衰率

Touschek 寿命 τ_T の電子エネルギー E に対する依存性を図4.4-10に示す。図中の実線は測定したバンチサイズを用いて(4.4-22)および(4.4-23)式より求めた。この値はエラーバーで示した蓄積電流減衰率の測定から $I / | -dI/dt |_T$ で求めたものと比較的良く一致しており、両者とも $E = 150 - 180$ MeV 付近で τ_T の極小値をとる。電子エネルギーの低減につれて τ_T が増加するのは、バンチサイズが増大することと関係づけられる。結果として、Bruck の式は種々の仮定ならびに近似を含むにもかかわらず、低エネルギー大電流領域の Touschek 寿命を評価するのに十分有効であることがわかった。

また、縦方向バンチ結合不安定性が生じず、多重散乱効果のみによる τ_T を確認するため $I = 100$ mA での計算機シミュレーション結果を破線で示してある。多重散乱によるビームサイズの増大だけでも低エネルギーで大電流蓄積が可能であることを示しているが、低エミッタンス化を狙わない小型リングの場合、低インピーダンス化を行わない方がむしろ縦方向バンチ結合不安定性により長寿命化が図れることを示唆している。

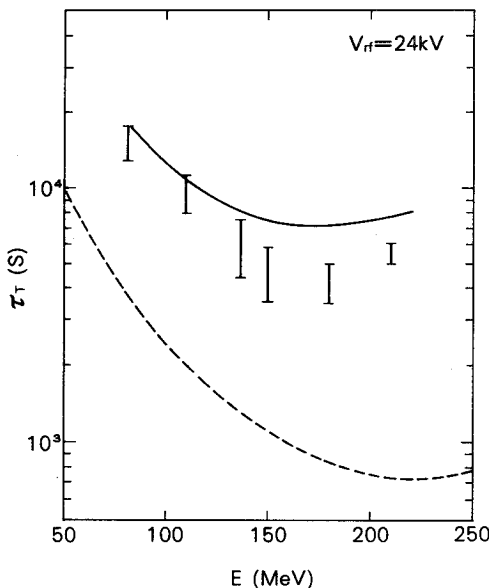


図4.4-10

Touschek 寿命 τ_T の電子エネルギー依存性、破線は計算機シミュレーション結果⁸⁾ ($I = 100$ mA)、実線は実測ビームサイズを用いて(4.4-23)式より求めた。エラーバーは蓄積電流減衰率より求めた実験結果を示す。

(iii) まとめ

この項の結果をまとめると次のようになる。

- 1) 蓄積電流減衰率を測定し、減衰の要因を定量評価した。
- 2) イオンクリアリングにより垂直方向ビームサイズが減少し、イオンによる散乱の低減効果より Touschek 効果の増加が顕著になり、蓄積ビーム寿命が短くなる電流領域がある。

- 3) 大電流領域ではイオンクリアリングは有効であるが、クリアリング電圧に最適条件がある。
- 4) 低エネルギーの蓄積ビーム寿命を決める主要因は Touschek 効果である。
- 5) 縦方向バンチ結合不安定性等が決めるビームサイズは蓄積電流にほぼ比例するため、Touschek 寿命は蓄積電流に依らず一定となる。
- 6) 低エネルギーにおいて Touschek 寿命は十分長く、大電流蓄積が可能であることが判明した。
- 7) Bruck の式は低エネルギー大電流領域においても、Touschek 寿命を評価できることがわかった。

4.4.4 低エネルギーに起因する減衰増大機構

蓄積電流減衰率の測定において、100 MeV 以下の大電流領域 (>150 mA) で生じる速い減衰の蓄積ビーム寿命に与える影響は無視し得ない値であるため、何らかの損失防止対策を必要とする。そこで以下の低エネルギーに起因する減衰増大機構を解明するための実験を行った。

(i) 実験的検討 (I)

エネルギー分散関数 η が零でないリングの長直線部に rf 加速空洞が設置されているので、シンクロ・ベータトロン共鳴によりビーム減衰が起こっている可能性がある。前節の実験により、十分な dc クリアリングを行った場合でも、残留イオンによるベータトロン振動数のシフトを生じている。 $\Delta\nu_x$ および $\Delta\nu_z$ とともに動作点より高い方にずれているので、次の関係を満たす共鳴線がある。

$$\nu_x + \nu_z + m\nu_s = 3 \quad (4.4-27)$$

ここで ν_s はシンクロトロン振動数、 m は整数である。

低エネルギーになる程、通常ではビーム損失を生じない高次のシンクロ・ベータトロン共鳴線において損失の生じることが考えられる。そこで電子エネルギー $E=100$ MeV および $E=150$ MeV について、残留イオンの造る非線形電場によるベータトロン振動数の拡がりも含めたシフト量を測定した。実験条件は $V_{rf}=24$ kV であり、 $V_{dc}=-0.4$ kV (100 MeV)、 -1 kV (150 MeV) を 3 個のクリアリング電極に印加した。 $V_{dc}=0$ kV の場合についても参考のために測定した。

実験結果は図4.4-11に示すように、 $I \sim 200$ mAではシフト量としては大差なく $\Delta\nu_x \sim 2 \times 10^{-3}$ 、 $\Delta\nu_z \sim 1 \times 10^{-2}$ であることがわかる。

図4.4-12にシンクロ・ベータトロン共鳴線図を示す。上述の実験結果より、 $m=5, 6$ の共鳴線にかかっていることが予想される。そこで4極電磁石 Q_F 、 Q_D の収束力を変化させることにより、動作点(O, P)より ν_x 、 ν_z を変え、図中に示した点上を移動させた。蓄積電流は $I = 45 \sim 105$ mAである。各点における蓄積電流減衰率を測定するととも

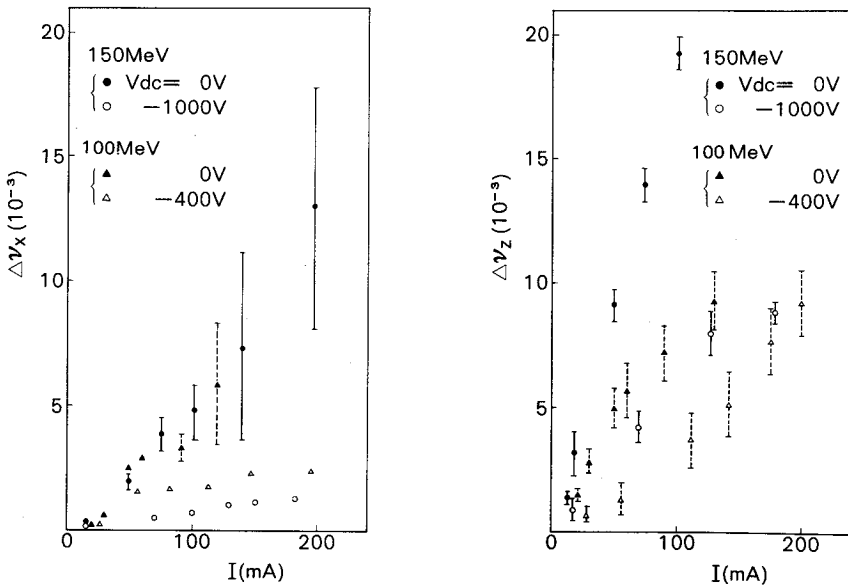


図4.4-11 蓄積電流に対するベータトロン振動数のシフト量および拡がり

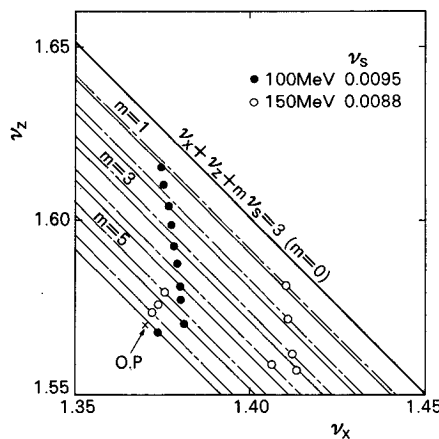


図4.4-12
シンクロ・ベータトロン共
鳴線図

にビームプロファイルをシリコンフォトダイオードで観測した。

共鳴線上ならびに共鳴線間において、 $I / | -dI/dt |$ として求めた蓄積ビーム寿命を
図4.4-13に示す。

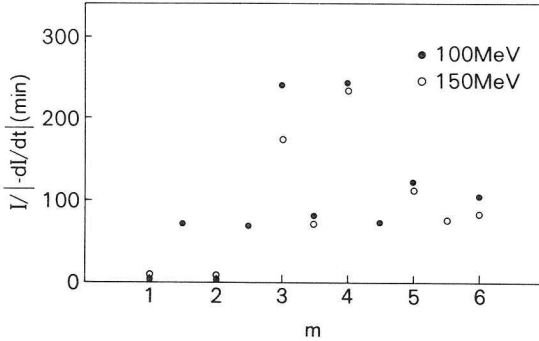


図4.4-13

シンクロ・ベータトロン共鳴
線上ならびに共鳴線間における
蓄積ビーム寿命

この結果は、ベータトロン振動数が $m=1, 2$ の線上にあるとき、電子エネルギーの違いに依らず急激なビーム減衰を起こす。また $m=3$ 以上の高次共鳴線上では、電子の水平方向の振動と垂直方向の振動は結合を起し、水平方向の振動エネルギーの一部は垂直方向に移動し、その振幅を大きくすることになる(図4.4-14)。この結合は特に $m=3, 4$ で顕著であり、ビームサイズの増大により蓄積ビーム寿命は格段に長くなる。

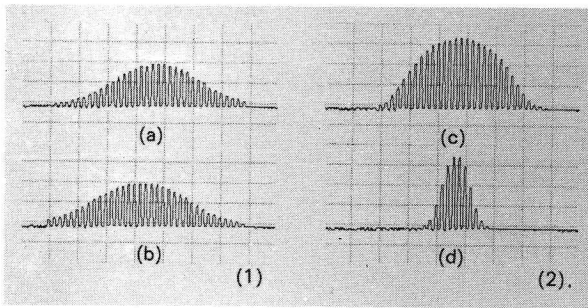


図4.4-14

シンクロ・ベータトロン共鳴のビームプロファイルに及ぼす影響、(1) $m=4$ 線上($I=56\text{mA}$)、(2) $m=3-4$ の線間($I=54\text{mA}$)、(a)、(c)は水平方向、(b)、(d)は垂直方向のビームプロファイルを示す。

シンクロ・ベータトロン共鳴の m によるビーム減衰の電子エネルギー依存性は若干認められるが、傾向はおおむね同様である。低エネルギー($\leq 100\text{ MeV}$)の場合、十分なイオンマネジメントをしている限り、ベータトロン振動数の拡がりも考慮してもシフト量は $m=5$ の共鳴線までであり、ビーム減衰の増大機構はシンクロ・ベータトロン共鳴によるも

のではないことがわかった。

しかしながら、この実験から得たシンクロ・ベータトロン共鳴に対する情報は重要で、実用機である超電導小型電子蓄積リングの設計に際して、シンクロ・ベータトロン共鳴を低減して、より広い動作点の安定領域を確保するという意味から、rf加速空洞を設置する直線部分ではエネルギー分散関数が零となるようにアクロマティックラティスを選定すべきであるとの指針を得ることができた。

(ii) 実験的検討 (II)

低エネルギー大電流領域で発生するきわめて速いビーム減衰は、コヒーレントな不安定性によると予想できる。この不安定性の原因として、リングのインピーダンスが関与しているものと考えられる。インピーダンスとしては次の2種類がある。

- ① バンチが高いQ値を有するrf加速空洞を通過するとき、電場を誘起し、これが引き続くバンチに作用する。バンチ間に適当な位相関係があればこの作用は成長する。このインピーダンスは減衰の遅いウェークフィールドに相当する。
- ② Q値の低い真空ダクトに誘起する電場は、次のバンチに影響を与えず通過しているバンチにのみ作用する。このインピーダンスは減衰の速いウェークフィールドに相当する。

コヒーレントな不安定性を抑制するためには、①では蓄積ビームと相互作用を起こしている高次モードのシャントインピーダンスを下げることでできるdamping アンテナ¹⁶⁾を空洞内に入れたり、シンクロトロン振動数の拡がり的人工的に大きくするためのLandau空洞¹⁷⁾を導入したりする。②ではhead-tail 効果¹⁸⁾を避けるためのクロマティシティを補正する6極電磁石やLandau dampingを起こさせるための8極電磁石を用いたり、真空ダクトをスムーズにしてインピーダンスを小さくするなどの対策がとられる。そこでまず①による不安定性であるかどうかを調べるため、rf加速空洞に取り付けたサンプリンググループ(電界結合型、磁界結合型を設置)を用いて、速いビーム減衰の生じる150 mAを境にしてスペクトラムアナライザにより高次モード発生を観測した。速いビーム減衰が起こっている場合の $E=100$ MeV、 $I=267$ mAでの周波数スペクトラムを図4.4-15に示す。基本モードの第5高調波と蓄積ビームとの相互作用は認められるものの、速いビーム減衰の有無によるピーク値の違いは顕著には観測されず、①に起因するビーム不安定性でないことがわかった。

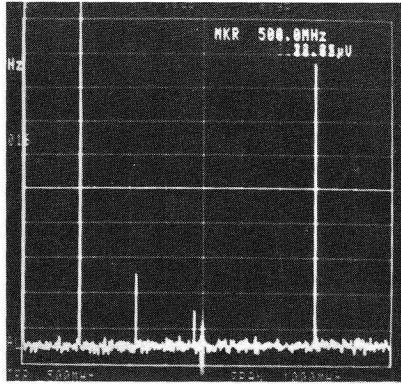


図 4. 4 - 1 5

速い減衰の生じている時に
観測した周波数スペクトラ
ム (E=100 MeV、I =
267 mA) 中心スペクトル
500MHz、100MHz/div

N I J I - I には②による不安定性に対する対策を施せる直線部スペースが確保できないため、コヒーレントな運動を安定化する非線形力を発生させ得る手法について検討した。ベータトロン振動を励起した場合、リングの電磁石類の多極成分により、ベータトロン振幅に依存した非線形力を生じさせることができることを見出し、その効果を確認するための実験を行った。RF-KO電極にrfパワーアンプ (KALMUS 128CA) より垂直方向ベータトロン周波数に一致した $f_{z\beta} \sim 9.83\text{MHz}$ 、rfパワー10Wを供給し、ベータトロン振動数の広がりを増加させた。rf ON、rf OFFの場合について測定した蓄積電流減衰率を図4.4-16に示す。

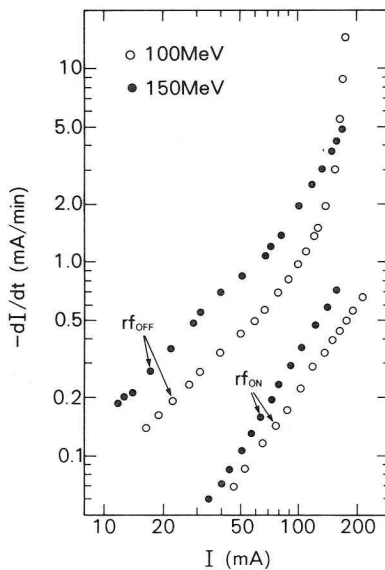


図 4. 4 - 1 6

ベータトロン振動励起の有
無による蓄積電流減衰率の
違い

実験条件は電子エネルギー $E = 100 \text{ MeV}$ および $E = 150 \text{ MeV}$ 、 $V_{rf} = 24 \text{ kV}$ であり、 $V_{dc} = -0.4 \text{ kV}$ (100 MeV)、 -1 kV (150 MeV) を 3 個のクリアリング電極に印加した。図に示すように 100 MeV の大電流領域で生じる急激なビーム減衰は抑制された。更に、低エネルギーの大電流蓄積にとってきわめて好都合であるのは、ベータトロン振動励起法はビーム振幅をコヒーレントに大きくするが、Landau dampingによりビームサイズも大きくなるため蓄積電流減衰率を小さくできることである。ビームサイズの増大と蓄積電流減衰率の低減とが対応することは確認しており、 100 MeV 以下の入射蓄積実験に本方法を採用している。しかしながら、ビーム不安定性は多々あり、最も疑わしい head-tail 不安定性を同定するための実験も行ったが明確に判別できなかった。低エネルギーに起因するこのコヒーレントな不安定性を説明するには、測定手段の改良を含め、更に詳細な実験が必要であり今後の課題である。

4.5 高頻度入射

低エネルギー入射の難しさは、ベータトロン振動の放射減衰が遅いことにある。そのため繰り返し入射時間間隔を長くする必要があり、この時間に蓄積ビーム損失を生じ蓄積電流が制限されたり、入射に長時間を要することになる。¹⁾従って、電子入射の高頻度化の研究が望まれる。

この節では、入射頻度を上昇させた場合の入射効率に及ぼす影響ならびに高頻度入射を成し遂げるための効果的な手法について述べる。

4.5.1 入射エネルギーとベータトロン振動の減衰時間

リングに入射された電子がSR光を放射することによりエネルギーを失うにつれて横方向の運動量が減少し、ベータトロン振動の振幅が時間とともに指数関数的に減衰してゆく。このベータトロン振動の減衰時間はリングパラメーターと入射エネルギーに依存する。

ベータトロン振動の水平方向および垂直方向の放射減衰時間 τ_x 、 τ_z は電子エネルギー E の 3 乗に逆比例し、電子のリング内周回時間 T に比例する。従って低エネルギー入射では、ベータトロン振動が収まるまでの時間が急激に増加する。N I J I - I について計算した結果が図4.5-1 である。図中にシンクロトロン振動の減衰時間 τ_e もあわせて示しておく。160 MeV 入射では $\tau_x \sim 0.1 \text{ s}$ 、 $\tau_z \sim 0.17 \text{ s}$ であり 3pps 入射を標準としているが、50 MeV 入射の場合は $\tau_x \sim 3.1 \text{ s}$ 、 $\tau_z \sim 5.3 \text{ s}$ となり、実に 1/30 程度の入射頻度とせざるを

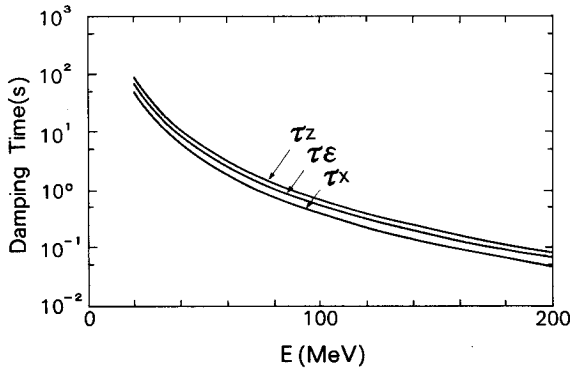


図 4. 5 - 1

放射減衰時間と電子エネルギーの関係、 τ_x 、 τ_z : 水平および垂直方向のベータトロン振動の減衰時間、 τ_ϵ : シンクロトロン振動の減衰時間

得ないことがわかる。

そこで、まずベータトロン振動の減衰時間の測定を行った。160 MeV入射でビームを蓄積した後、インターロッキングコントローラーを用いて電磁石の磁場を減少させ蓄積エネルギーを50MeVとした。次に、マニュアルでキッカー電磁石を励磁して蓄積ビームに水平方向の摂動を与え、その振動が減衰する時間をピンホールとシリコンフォトダイオード (SPD)の組合せを用いてSR光の強度変化として観測したところ、図4.5-2 のようになった。この時の蓄積電流は約15mAである。出力変化のピークから1/e になる時間は3.3sであった。この実験方法は水平方向ベータトロン振動の減衰時間 τ_x の測定に相当するので、実測値は計算値と良い一致を示していることがわかる。

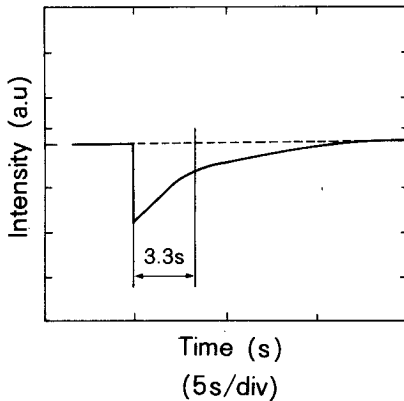


図 4. 5 - 2

蓄積ビームの水平方向にキッカーパルスを用いてキックを与えた場合のSR光強度の時間変化 (E = 50MeV)

4.5.2 入射頻度上昇の効果

入射頻度をベータトロン振動の減衰時間から決まる頻度より上昇できれば、低エネルギー電子の蓄積速度は、より向上することが考えられる。

一般に、既設の電子蓄積リングは多重回転入射により250 MeV以上のエネルギーで入射している場合が多い。これらのリングでは、ベータトロン振動の減衰時間は短く、Touschek

寿命も十分長いので入射頻度は制約とならず、数pps 入射で一連の打ち込みに要する時間は数min 程度であるため、理論ならびに実験による研究は行われてこなかった。この頻度上昇の効果は、ウイスコンシン大学の1 GeV電子蓄積リングAladdin で始めて観測された。このリングへの入射エネルギーは100 MeVであるため、ベータトロン振動の減衰時間は約10s となり、入射頻度は約0.1ppsであった。しかるにマシンスタディの時点で入射頻度を1.2ppsに上げたところ蓄積速度が向上し、約2倍の蓄積電流が得られたとのことであるが、この理由は不明であると報告されている。²⁾

従って、更に低エネルギー領域における入射頻度上昇の効果、実用的規模に近いN I J I - Iで確認しておくことは、入射エネルギーを設定する上からも重要な基礎資料となるため、実験により検討を行うことにした。³⁾

(i) 実験方法と実験結果

実験は入射エネルギー90MeVで行った。この入射エネルギーでの水平方向ベータトロン振動の放射減衰時間 τ_x は約0.6sであり、従来の入射頻度は約1.6ppsが標準であった。入射頻度上昇の効果を明らかにするために最高入射頻度はこの約10倍の15ppsとした。キッカー電源の出力電流値が制限を受けるためピーク電流を下げる必要があり、この頻度まで入射実験を可能にするには、90MeVのビームに対するキック角のピーク値を約-9 mrad に選ばざるを得なかった。その他の入射に係わるパラメータを表4.5-1 に示しておく。

表4. 5 - 1 入射に係わるパラメータ

水平方向	ベータトロン振動数	$\nu_x \sim 1.37$
垂直方向	ベータトロン振動数	$\nu_z \sim 1.57$
セプトム入射窓の位置		中心軌道より40mm
セプトム隔壁の位置		中心軌道より28mm
キッカーパルス		
	波形	減衰正弦波
	半波	$0.7 \mu s$
	減衰時定数	$\sim 0.7 \mu s$

電流蓄積速度の入射頻度依存性を図4.5-3 に示す。ここでの電流蓄積速度はすでに蓄積されているビームの減衰率を差し引き、蓄積電流値に依存しない量に補正してあり、2.5 pps の場合の値で正規化している。電流蓄積速度は5pps付近まではほぼ直線的に増加しており、5 pps を越えると徐々に直線から離れる。しかし、15pps でも電流蓄積速度は2.5 pps の場合に比べて約3倍まで上昇した。この上昇は高繰返しによる急激な効率低下を緩和する放射減衰以外のメカニズムが存在していることを示唆している。

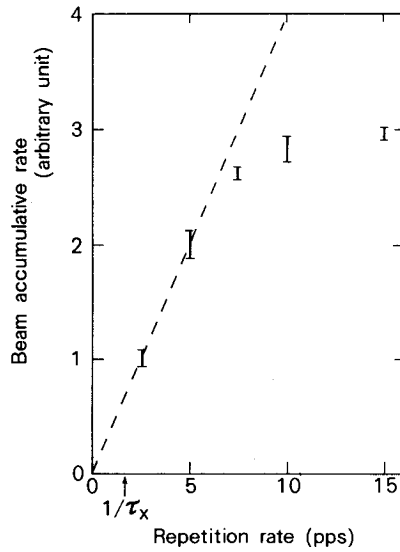


図 4. 5 - 3

電流蓄積速度の入射頻度
依存性

(ii) 実験結果の検討

入射頻度上昇の効果を定量的に把握するために、キッカーパルスの作用が入射効率ならびに電流蓄積速度に及ぼす影響を検討するビームトラッキングを行った。トラッキングでは入射ビームの位置、エミッタンスを初期条件として与え、ラティスの伝送行列より入射後のビームの位置、発散角を逐次計算して行く。キッカー波形は減衰正弦波であり、入射ビームはキッカー電磁石の位置に達した時にその時刻に相当するキックを受ける。再び入射点に戻った時にセプタム位置より大きな振幅を持つビームは失われるとして、残ったビームのみを更に追跡する。この操作を何周も繰り返して、2回目のキッカーパルス作用させた後の残留ビーム量から入射効率を求めた。この際、入射間隔の間の放射減衰は考慮してある。3回目以降の引き続くパルスによるビームロスについては、2回目までのパルスで大振幅を持つビームはすでに失われており、加えて放射減衰によりエミッタンスの縮小が進むことから実際上重要でなくなるため無視した。

トラッキングにおける計算条件には表4.5-1のパラメータを用い、入射ビームのエミッタンスは $10\pi \text{ nm} \cdot \text{rad}$ を仮定した。図4.5-4は2回目のキッカーパルス作用させた時に起こるビームの振動振幅が、二つのビームが作用前に水平方向位相平面上の同一エミッタンス内にあっても、その位相により大きく変化することを示している。ただし、キック角は一例として -20 mrad の場合を取り扱った。位相の違いの入射効率に与える影響を見るために、2回目のキッカーパルス直前の位相が $0, 0.5\pi, \pi, 1.5\pi$ の各場合につい

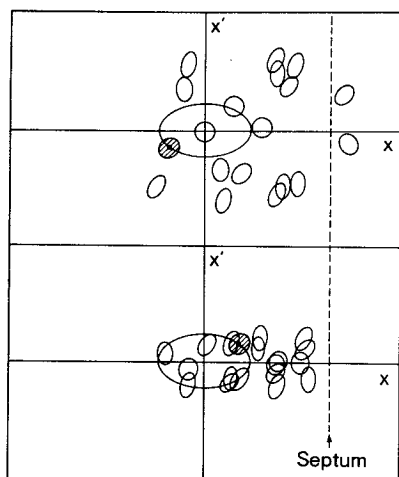


図4. 5-4
 水平方向位相平面上において2回目のキッカーパルス
 の作用により生じる蓄積ビ
 ームの振動の様子（キック
 角のピーク値 -20mrad の
 場合）斜線のビーム位置は
 初期位相を示し、上図の位
 相ではセプタムに衝突して
 失われる。

て入射効率の入射頻度依存性を示したのが図4.5-5 である。位相によって入射効率が零と
 なる入射頻度の値は大きく異なる。図4.5-6 はこの両極端の位相 0.5π , 1.5π の場合のビ
 ーム振動振幅をプロットしたものである。これよりキッカーの作用が振幅を増大あるいは
 縮小させる効果⁴⁾を持っていることがわかり、これが入射頻度依存性を大きく変化させて
 いると考えられる。実際の運転においてこれらの位相関係はランダムに生じるため、入射
 効率は各位相の場合の平均を取り評価するのが妥当と考えられる。従って前述の振幅を縮
 小させる位相の寄与によって、放射減衰時間よりもかなり短い時間間隔の入射頻度でも入
 射効率は零にはならない。

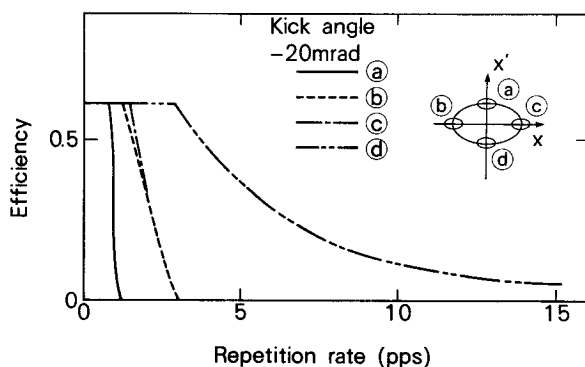


図4. 5-5
 位相条件をパラメータとし
 た入射効率の入射頻度依存
 性、①②③④はキッカーパ
 ルスを作用させる直前の位
 相平面上の蓄積ビーム位置
 0.5π , π , 0 , 1.5π を示
 す。

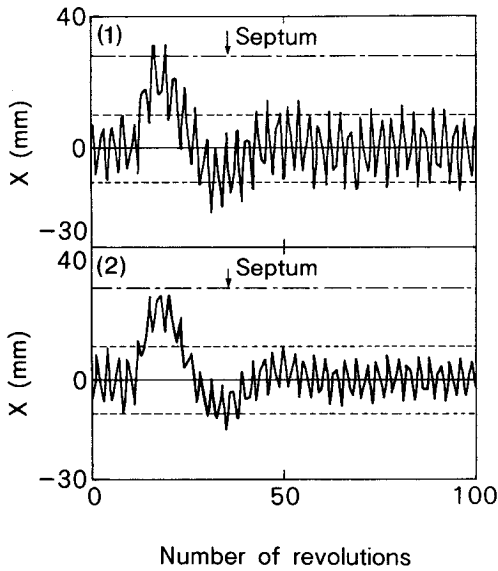


図 4. 5-6

2回目のキッカーパルス
作用させた時のリング内周
回数に対するビーム位置、
1回目のパルスによる残留
初期最大振幅(破線) ± 10
mm、キック角のピーク値
 -20mrad 、(1)、(2)は図4.
5-5の①、②の場合である。

入射ビームのエミッタンスが最初の数周のうちにセプタムに衝突して失われないように、通常キッカーのキック角は入射ビームをセプタムの十分近傍の軌道まで移動できる値に選ばれる。しかしながら入射頻度が上昇すると、1回目のパルスで蓄積状態に入ったビームの振幅が十分減衰していないために、2回目以降のキッカーパルスのキック角が入射効率を左右する重要なファクターとなると予想される。そこで、キック角をパラメータとしてトラッキングにより求めた入射頻度に対する効率の関係を図4.5-7に示す。1回目のキ

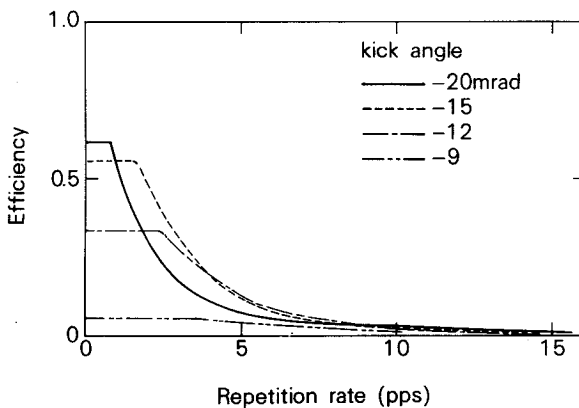


図 4. 5-7

キック角をパラメータとし
た入射効率の入射頻度依存
性、位相条件に対しては図
4.5-5の①②③④の平均
を用いた。

ッカーパルスで最も高い入射効率の得られるキック角 -20mrad の場合、放射減衰時間 τ_x の逆数近傍で急激に効率が減少する。キック角が低下すると1回目のパルスによる入射効率は落ちるが、2回目のパルスによるビームロスが低減し、効率低下が始まる入射頻度は上昇する。実際の入射で問題とすべきは電流蓄積速度に相当する量である入射効率と入射頻度の積であり、この入射頻度依存性を示したのが図4.5-8である。 -20mrad では

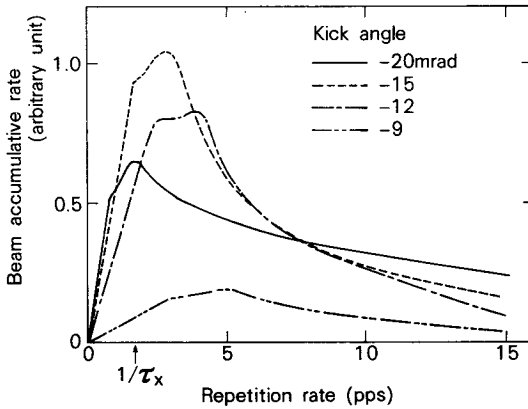


図4.5-8
キック角をパラメータとした電流蓄積速度の入射頻度依存性

電流蓄積速度も $1/\tau_x$ 近傍で低下し始め、従来言われている通り $1/\tau_x$ が入射頻度の上限の目安となることを示している。しかしながらキック角を -15mrad まで下げると電流蓄積速度は $1/\tau_x$ より約2倍高い入射頻度まで上昇を続け、最高電流蓄積速度は -20mrad の場合に比して約60%増大する。更にキック角を減らし、実験を行った -9mrad の場合、1回目のパルスによる入射効率の低下が支配的となるが、電流蓄積速度の増加が認められる入射頻度は最も高い。ただし、このトラッキング結果では5ppsを超えると電流蓄積速度は低下を始めるが、実験結果では低下を生じていない。この原因としては、第1にセプト真空槽の設置誤差やCODによって入射ビーム位置と中心軌道位置の距離が設計値からずれている可能性が考えられる。トラッキングによれば、この距離が大きくなると計算結果も実験結果に近づく傾向にあり、実験結果をある程度説明できる。この他の原因としては、ベータトロン振動とキッカーパルスの位相の偏り、入射ビームのエネルギーのずれや拡がり、キッカーパルス長の寄与、入射ビームエミッタンスの変形や変位およびベータトロン振動に対する非線形効果なども考えられる。

(iii) まとめ

以上低エネルギー入射による入射頻度上昇の効果の実験結果とその検討を述べてきた。

この節で明らかにした項目は次の通りである。

- 1) ベータトロン振動の放射減衰時間から決まる入射頻度より更に高頻度入射が可能なのがわかった。
- 2) 入射効率ならびに電流蓄積速度はキッカー電磁石のキック角ならびにベータトロン振動とキッカーパルスの位相に強く依存する。
- 3) ベータトロン振動とキッカーパルスの位相関係によっては、残留ベータトロン振動振幅を低減できることがわかった。
- 4) 最初のキッカーパルスによる入射効率に着目するよりも、引き続くパルスでの効率低下を緩和するようにキック角の最適化を行う方が、高頻度入射が可能となり、トータルとして高い電流蓄積速度が得られることを明らかにした。
- 5) 電流蓄積速度の入射頻度依存性に関するモデル計算を行い、実験結果の傾向をほぼ説明できた。

N I J I - I の90MeV、5ppsの入射実験では～300 mAの蓄積電流を得るのに約1 h要しているが、計算機シミュレーション結果から推定するに約10min 程度に短縮されるものと期待できる。

4.6 むすび

低エネルギー入射による大電流蓄積を制限する現象としては、蓄積ビーム寿命の短縮、ビーム不安定性ならびに入射頻度の低下があり、既存の装置を用いた研究では、それらの現象の解決の糸口はある程度つかめても、低エネルギーでの本格的な実験は行われて来なかった。本研究では低エネルギー入射研究用の専用機であるN I J I - Iを開発することによって、低エネルギー入射蓄積に関して次の点を明らかにした。

1) イオントラッピング現象の解明

蓄積ビーム内にトラップされるイオンのリング内真空度依存性を求め、ほぼ比例則が成り立つことを見出した。低エネルギーになる程、SR光による放出ガスが低減し、更にビームサイズも増大することからイオンクリアリングが容易に行えることを明らかにした。

2) 蓄積ビーム寿命

低エネルギーにおける Touschek 寿命を求めるため、多重散乱効果を考慮したモデル計算と実験結果を対応させた。実験では Touschek 寿命を決定づけるビームサイズならび

に蓄積電流減衰率を測定した。ビームサイズに関してはビーム損失を生じない縦方向バンチ結合不安定性による増大が起こっていることがわかった。多重散乱効果だけでも大電流蓄積を可能とする寿命が得られるが、縦方向バンチ結合不安定性を抑制する対策をとらない方が蓄積電流を高く出来ることを明らかにした。

3) 速いビーム減衰の低減

コヒーレントな不安定性抑制対策としてはベータatron振動を励起することによるLandau damping の発生が有効であることを実験で明確にした。また、この不安定性は高いQ値のrf加速空洞に誘起される減衰の遅いウェークフィールドではなく、低いQ値の真空チャンバーの凹凸部に誘起される減衰の速いウェークフィールドに起因することがわかった。

4) 入射頻度上昇の効果

高頻度入射を検討するためのモデルを作り、電流蓄積速度の実験結果と対応させた。キッカー電磁石によるキック角と蓄積ビームの位相に関して、電流蓄積速度と入射頻度の関係を明らかにした。

実用機のプロトタイプ装置である超電導小型電子蓄積リングの開発が進められている現在、本章の研究より得られた成果は、電子入射器の小型化が可能なことを示しており産業用小型SR光源の実現に寄与するところ大で、その工業的意義はきわめて大きい。

参 考 文 献

4.1 節

- 1) J. Le Duff, Nucl. Instrum. Method. A239, 83 (1985).
- 2) R. D. Kohaupt, Interner Bricht DESY H 1 71/2 (1971).
- 3) 第2章 2.3 節の文献 2) .
- 4) F. Sugawara and T. Yamakawa, Circulars of Electrotechnical Laboratory No. 191 (1978).

4.2 節

- 1) 第2章 2.1 節の文献 6) .
- 2) K. W. Robinson, CEAL 1010 (1964).
- 3) T. Tomimasu et. al., Proc. 6th Symp. Acc. Sci. Tech. (INS, Tokyo, 1987) P. 53.

4.3 節

- 1) M. E. Biagini, S. Guiducci, M. Preger, M. Serio and S. Tazzari, Proc. 11th Int. Conf. on High Energy Accelerators, CERN, Geneva, Switzerland (1980) P. 687.
- 2) Y. Kamiya, M. Izawa, T. Katsura, M. Kihara, H. Kobayakawa and S. Shibata, Proc. 5th Symp. Acc. Sci. Tech. (1984) P. 292.
- 3) T. Kasuga, H. Yonehara, T. Kinoshita and M. Hasumoto, Jpn. J. Appl. Phys. 24, 1212 (1985).
- 4) B. Schwarzschild, Phys. Today 39 (3), 19 (1986).
- 5) E. M. Rowe, Nucl. Instrum. Method. B24/25, 414 (1987).
- 6) F. F. Rieke and W. Prepejchal, Phys. Rev. A6, 1507 (1972).
- 7) Y. Baconnier and G. Brianti, CERN / SPS / 80-2 (DI) (1980).
- 8) 4.1 節の文献 2) .
- 9) Y. Baconnier, CERN Report NO. 85-19 (1985) P.267.
- 10) Y. Miyahara, J. Vac. Sci. Technol. A5 (5), 2927 (1987).
- 11) T. Kasuga, Jpn. J. Appl. Phys. 25, 1711 (1986).
- 12) Y. Yamazaki, M. Kihara and H. Kobayakawa, KEK 83-17 (1983).

13) M. Q. Barton, Nucl. Instrum. Method. A243, 278 (1986).

4.4 節

1) 4.1 節 文献 3) .

2) H. Bruck, Accélérateurs Circulaires de Particules (Presses Universitaires de France, 1966) Chap. xxx.

3) U. Völkel, DESY Intrtnal Rept. DESY 67/5 (1967).

4) B. Gittelman and D. M. Ritson, HEPL-291 (1963) Stanford University.

5) H. Wiedemann, SLAC Internal Rept. PEP Note-27 (1973).

6) Y. Miyahara, Jpn. J. Appl. Phys. 24, L742 (1985).

7) H. Takada et. al., Proc. SRI-88, Tsukaba, Aug. 28-Sep. 2, (1988).

8) 計算機シミュレーション結果は五明による。

9) D. Boussand, CERN / Lab II / RF / Int / 75-2 (1975).

10) C. Pellegrini, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28 (3), 2413 (1981).

11) Y. Yamazaki et. al., KEK 83-3, A/p (1983).

12) S. Asaoka et. al., Nucl. Instrum. Method. 215, 493 (1983).

13) F. J. Sacherer, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20, 825 (1973).

14) M. S. Zisman, LBL-19191 (1985).

15) T. Tomimasu et. al., Jpn. J. Appl. Phys. 25, 1706 (1986).

16) N. Lehnart and H. Petersen, Nucl. Instrum. Method. 153, 51 (1978).

17) Y. Miyahara et. al., Jpn. J. Appl. Phys. 22, L 773 (1983).

18) M. Sand, Rept. SLAC-TN 69/8 and 69/10 (1969).

4.5 節

1) 4.1 節の文献 4) .

2) 4.3 節の文献 5) .

3) H. Takada et. al., submitted to Jpn. J. Appl. Phys.

4) D. Einfeld and P. R. W. Henkes, Nucl. Instrum. Method. A 267, 547 (1988).

第5章 大面積露光法

5.1 はじめに

X線リソグラフィ光源として最も有望と考えられているSR光の特長は他のX線に比べ強度が大きく、指向性が強いことである。しかし、SR光の可能な露光範囲は、例えば電子エネルギー1 GeVのリングの場合、電子軌道面に垂直な方向には $\pm 0.5 \text{ mrad}$ と小さいため、光源から10m離れた地点でも縦 $\pm 5 \text{ mm}$ である。これを解決する手法として図5.1-1に示す3つに大別して考えることができる。

- ① 反射鏡による方法
- ② 試料の機械的走査による方法
- ③ 電子軌道を揺動させる方法（電子波動法）

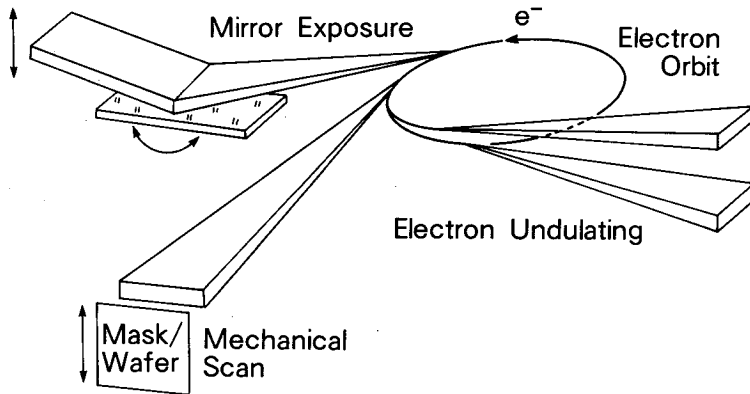


図5.1-1 種々の大面積露光法の模式図

上記①は斜入射による反射鏡を主反射角を中心に振動させることにより上下に振る方法¹⁾⁻³⁾であり、リングや他のビームラインに影響を及ぼさずに行えることが利点である。一方、反射率が数+%で強度の損失があること、表面の汚染により反射率が変化すること、真空中に可動部を有すること、露光強度を一様にするために振り角に応じて鏡の走査速度を制御する必要があることなどの多くの問題がある。②は試料室側の操作だけですみ、強度の

損失はないが、縦型の高速・高精度ステージの開発を必要とする。③は蓄積ビームの軌道を時間的に変動する横方向磁場により上下に揺動させる方法^{4) - 7)}であり、蓄積ビームの変位および傾き角に対応して振らせることができる。この方法は強度の損失がなく変位や速度の制御が容易で最も魅力のある方法である。

本章ではビームラインの小型化を念頭において、前記のような電子波動法の利点を生かし、かつすべてのビームラインで同時に大面積露光ができる新しい電子波動リングを開発⁸⁾する目的で行った理論的・実験的研究について記述する。

5.2 電子波動特性

リングの偏向電磁石から放射されるSR光の電子軌道面に垂直な方向への発散角 ϕ は、電子エネルギー E に逆比例する。

$$\phi \sim 2 \gamma^{-1} = 2m_0 c^2 / E \quad (5.2-1)$$

すなわち、 E が高くなればなる程、露光領域の垂直幅は狭くなっていく。ここで、 γ は電子の運動エネルギー E の静止エネルギー $m_0 c^2$ に対する比である。電子波動法は、SRリソグラフィのために電総研で考案され、電子蓄積リングTERASにおいて、初めて実験的検証がなされたものである¹⁾。図5.2 - 1 にその原理図の一つを示す。リング中の蓄積ビーム

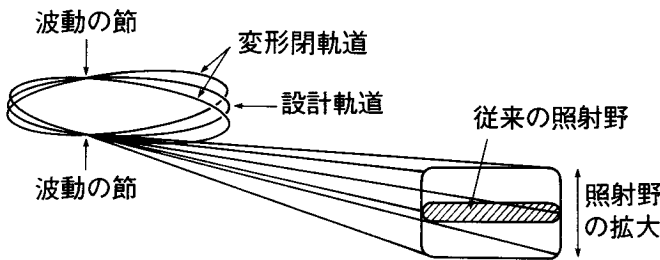


図5. 2 - 1
電子波動法によるSR光照射野の拡大

に、波動用電磁石一個を用いて水平方向に磁場を印加すると、電子の軌道は摂動を受けて定常的に波打ち、安定した波動の節ができる。この節の近くより取り出されるSR光を用いれば照射野を拡大することができる。以下、蓄積ビームの波動特性について述べる。

図5.2 - 2 に示すようにリング中の蓄積ビームの設計軌道上の一点を座標の原点 ($X = 0, Z = 0$) にとり、電子の進行方向に沿った軌道長 $s = s_1$ の位置に水平方向 (X) 磁

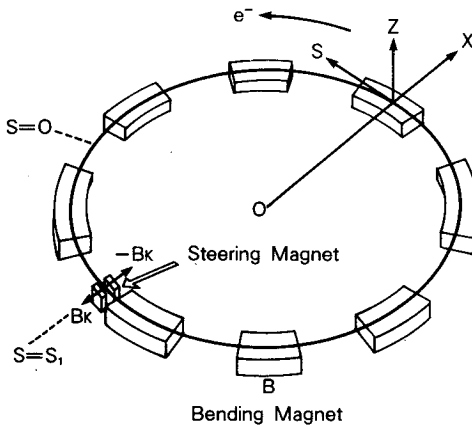


図5. 2-2

電子波動特性の計算座標系

場を発生する波動用電磁石を設置し、角度 ϕ_k のキックを垂直方向 (Z) に与えた場合の任意の s 点における蓄積ビームの設計軌道からの変位 $Z(s)$ および傾き角 $Z'(s)$ は、

$$Z(s) = \frac{\sqrt{\beta_z(s) \beta_z(s_1)}}{2 \sin \pi \nu_z} \phi_k \cdot \cos(\pi \nu_z - |\phi_z(s) - \phi_z(s_1)|) \quad (5.2-2)$$

$$Z'(s) = \frac{\sqrt{\beta_z(s_1)}}{2 \sin \pi \nu_z \sqrt{\beta_z(s)}} \phi_k \cdot \{-\alpha_z(s) \cos(\pi \nu_z - |\phi_z(s) - \phi_z(s_1)|) \pm \sin(\pi \nu_z - |\phi_z(s) - \phi_z(s_1)|)\} \quad (5.2-3)$$

で表される。²⁾ここで、 $\beta_z(s)$ は垂直方向ベータトロン関数、 ν_z は垂直方向ベータトロン振動数、 $\phi_z(s)$ は $\phi_z(s) = \int_0^s ds / \beta_z(s)$ で示されるベータトロン振動の位相の進み、 $\alpha_z(s)$ は $\alpha_z(s) = -d \beta_z / 2ds$ で表される垂直方向のツイスパラメータである。

また、角度 ϕ_k のキックを生じさせるための波動用電磁石の磁場 B_k は、

$$B_k = -B \rho \phi_k / \ell \quad (5.2-4)$$

である。ただし、 B 、 ρ はリングの偏向電磁石の磁場強度および偏向半径であり、 ℓ は波動用電磁石の長さである。

簡単な見積りをする場合には、(5.2-2)、(5.2-3)式で $\beta_z(s) = \beta_0$ (一定)、 $\alpha_z(s) = 0$ とおけば、軌道長に対する位相の進み $\phi_z(s)$ は一様となり、完全な調和振動で表わすことができる。更に、(5.2-2)式より $0.5 < \nu_z < 1.5$ ($\nu_z = 1$ を除く)の範囲では2箇所に波動の節が生じ、 $1.5 < \nu_z < 2.5$ ($\nu_z = 2$ を除く)の範囲では4箇所に波動の節が生じることも示される(図5.2-3)。ところが、節以外のリングの部分にある各偏向電磁石では、それぞれ変位 $Z(s)$ および傾き角 $Z'(s)$ ともに異なったSR光が放射されることになる。

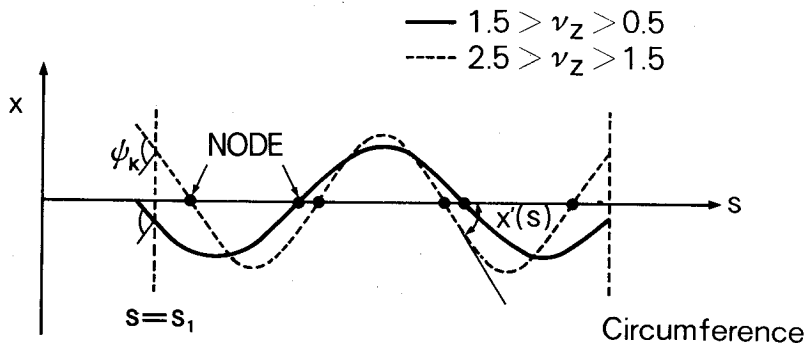


図5. 2-3 蓄積ビームの縦波動パターン、完全調和振動と見なし $s = s_1$ に設置した波動用電磁石によりキック角 ϕ_k を与えた場合

5.3 許容ビームサイズ

SR光は平行性の良い光源であるが、有限のビームサイズを持つことにより半影ぼけが生じる。ビームサイズは高解像度が要求される時には無視しえないパラメータとなる。電子波動法による蓄積ビームの波動特性を考慮して、許容するビームサイズについて検討する。

水平ビームサイズによる露光領域 $2R$ に生じる半影ぼけ δ は、波動の有無に依存せず図5.3-1(a)で示される。¹⁾ $6\sigma_x$ を实ビームサイズとした場合の δ は

$$\delta \geq G \cdot \phi = G \cdot 6\sigma_x / L \quad (5.3-1)$$

となる。ここで、 G はプロキシミティギャップ、 L は光源とマスク間の距離である。 δ を $0.025 \mu\text{m}$ 以下とするには、 $G = 15 \mu\text{m}$ 、 $L = 7\text{m}$ の場合、 $\sigma_x \leq 1.9\text{mm}$ となる。 G を大きくせざるを得ない時あるいは L を短くしたい時には、より小さい水平ビームサイズが要求されることになる。

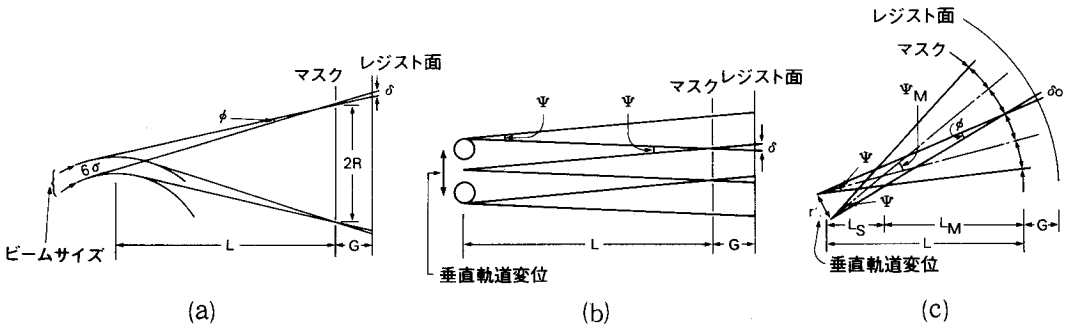


図5. 3-1 電子波動法による半影ぼけ、(a) 水平方向、(b) 垂直方向 $Z'(s) = 0$ の場合、(c) 垂直方向 $Z(s)$ と $Z'(s)$ が異符号の場合

垂直ビームサイズによる半影ぼけ δ は、SR光を取り出すビームラインが波動特性のどの位相に設置されているかによって異なる。まず、(5.2-2)、(5.2-3)式で示される波動の変位 $Z(s)$ 及び傾き角 $Z'(s)$ が同符号の場合を考える。 $Z(s)/Z'(s) = \text{一定(正)}$ であるので、露光サイドから見るとあたかも設計軌道面上に焦点を結ぶ点に光源が存在するが如く振舞う。すなわち、振動の節から放射されたSR光と同等と見なすことができる。この場合、 δ は水平方向と同様 (5.3-1) 式で与えられ、 L が見かけ上長くなったことに相当するため、許容しうる垂直ビームサイズは水平ビームサイズに比して緩和されることになる。次に、波動の最大振幅となる点 $Z'(s) = 0$ より取り出されるSR光の場合、 δ は図5.3-1 (b) に示すように電子エネルギー E により決まる垂直発散角 ϕ と G のみに依存し、垂直ビームサイズには依存しない。

$$\delta \geq G \cdot \phi \quad (5.3-2)$$

ここで、 δ が $0.025 \mu\text{m}$ 以下を満足する E は、 $G = 15 \mu\text{m}$ とした時、 $E = 612 \text{MeV}$ となる。更に、 $Z(s)$ および $Z'(s)$ が異符号の場合、 δ は垂直ビームサイズに起因するぼけ δ_s とビーム移動 γ' に伴うぼけ δ_0 の和となり

$$\delta = \delta_s + \delta_0 \geq G \cdot 6\sigma_z / L + G \cdot \phi L_s / L_M \quad (5.3-3)$$

で表される (図5.3-1 (c))。ここで、 L_s は移動ビームの光軸が交差する点までの距離、 L_M はその交差点とマスク間の距離である。例えば、 $G = 15 \mu\text{m}$ 、 $G \cdot \phi = 0.025$

μm ($E = 612\text{MeV}$)、 $L_s / L_M = 0.3$ とした時、 $\sigma_z \leq 1.4\text{mm}$ となる。

以上より、電子波動法を適用した際の許容するビームサイズは、光源とマスク間の距離、プロキシミティギャップ、電子エネルギーおよび波動位相などの間の関係によって決まるため、具体的には小型電子蓄積リングN I J I - Iを例にとり調べることにする。

5.4 小型電子波動リング

5.4.1 ベータトロン振動数依存性

電子蓄積リングにおける電子の軌道は、リングを構成する電磁石類の配列(ラティス)により決まる。小型電子蓄積リングのラティス例として、N I J I - Iのレイアウトを用いた。

このリングの電子軌道上に波動用電磁石 B_V を設置したとして、キックを与えた時の蓄積ビームの設計軌道からの変位 $Z(s)$ 及び傾き角 $Z'(s)$ は(5.2-2)および(5.2-3)式を用いて、計算することができる。リングの動作点としては、通常最も入射効率の高い $\nu_x = 1.37$ 、 $\nu_z = 1.53 \sim 1.57$ が選ばれているが、 Q_F 、 Q_D の磁場を変えることにより、動作点を可変とすることができる。

まず、波動の節が2箇所生じる例として $\nu_z = 1.2$ ($\nu_x = 1.37$)の場合を図5.4-1に示す。セプタム電磁石が設置されている長直線部の中心を $s = 0\text{ m}$ として、電子の進行方向に沿った $s = 3.7\text{ m}$ に B_V を置き、 1 mrad のキックを与えると、電子軌道上の s

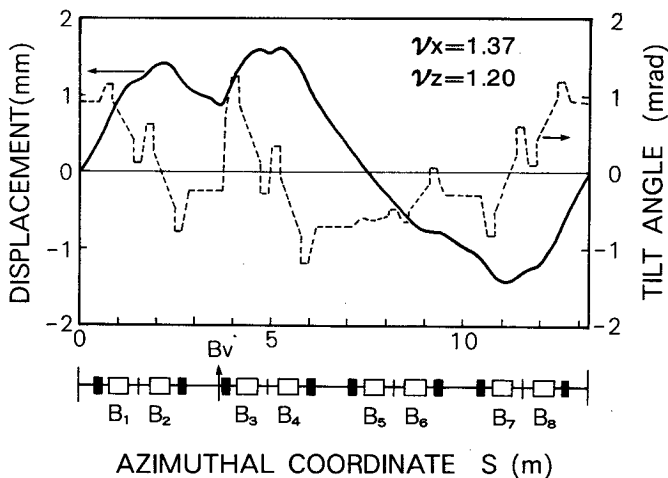


図5.4-1 N I J I - Iにおける蓄積ビームの縦波動パターン、 $s = 3.7\text{ m}$ に設置した波動用電磁石によりキック角 1 mrad を与えた場合

$=0$ mと $s=7.5$ mの点に波動の節が生じる。キック角 ϕ_K は、 B_V の交流励磁電流に比例し、 $Z(s)$ 及び $Z'(s)$ は、 ϕ_K に比例するので励磁電流を増せば $Z(s)$ および $Z'(s)$ は増大する。この例より、電子波動法はSRリソグラフィにとって大面積露光を可能にする非常に有用な方法であることがわかる。しかし、図5.4-1より明らかなように、偏向電磁石が設けられるビームライン各部で、 Z および Z' のそれぞれ異なるSR光が放射され、要求される照射野に対して、利用されるビームライン長が極端にアンバランス化するとともに有効に利用できないビームラインも生じる。また、 1 mrad のキックに対して、 $Z'(s)$ は 1 mrad 程度であるので、 B_V の負担も大きくなる。小型電子波動リングが産業用装置として普及してゆくには、上に述べた問題点を解消し、利用に供しうるビームライン当りの装置コストを低減することが必須となる。そのために重要なのは、 Z および Z' がベータトロン振動数と波動用電磁石の設置位置によってどのように変化するかを知ることである。これらにより、 B_V の負担が大きくならず、かつすべてのビームラインで同時に大面積露光ができる最適な小型電子波動リングシステムを決定することができる。図5.4-2は、N I J I-Iのラティスにおいて、ベータトロン振動数 $1.5 < \nu_z < 2.5$ の波動特性を、波動用電磁石の設置位置の関数として得た最適例として示す。ベータトロン振動数は $\nu_z = 1.8$ 、波動用電磁石の設置位置は $s = 4.8$ m、キック角は 1 mrad である。注目すべきことは、各偏向電磁石においてほぼ等しい $|Z|$ 、

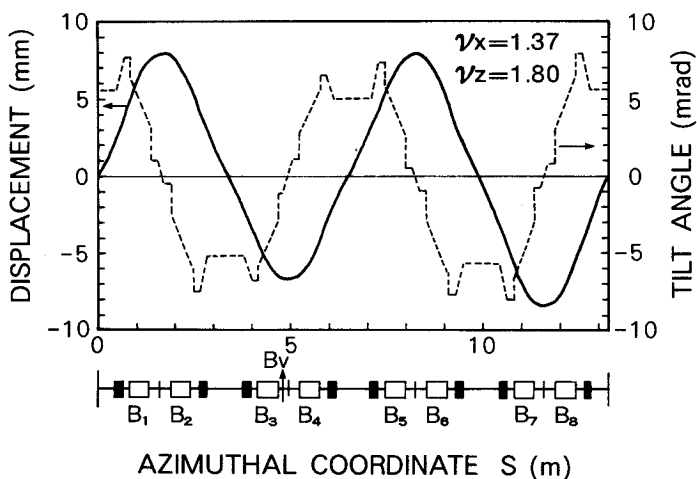


図5.4-2 N I J I-Iにおける蓄積ビームの最適化した縦波動パターン、 $s = 4.8$ mに設置した波動用電磁石によりキック角 1 mrad を与えた場合

|Z'|が実現することである。なぜなら、ウエハー面上で所定の縦照射野に露光するのに必要なビームライン長は 5.3節に示したように、Z(s)とZ'(s)が同符号の場合短くて済み、異符号の場合、同符号に比して長くせざるを得ない。一方、光源とマスク間の距離を一定とすれば、異符号の場合の方がより小さい許容垂直ビームサイズが要求される。従って、長いビームラインの必要な異符号の場合には、|Z|と|Z'|が各偏向電磁石で同程度であるとすれば、許容垂直ビームサイズを同符号の場合とほぼ一致させることができる。このことは、小型電子波動リングのビームラインおよびリソグラフィシステム構成上、非常に有利となる。

ここで、実用機の電子エネルギーレベル 640MeV を仮定し、プロキシミティギャップを $G=15\mu\text{m}$ として、半影ぼけを $\delta \leq 0.025\mu\text{m}$ としうるビームサイズを示す。図5.4-2の各偏向電磁石でのZおよびZ'を用いて、縦照射野50mmに露光するのに要するビームライン長は、 $B_{1, 3, 5, 7}$ では約 4m、 $B_{2, 4, 6, 8}$ では約 7mとなり、いずれも垂直ビームサイズは、 $\sigma_z \leq \text{約} 1\text{mm}$ となる。また、水平ビームサイズは、約 4mのビームライン長で決まり $\sigma_x \leq \text{約} 1\text{mm}$ となる。以上のように、すべての偏向電磁石における|Z|および|Z'|を等しくしうる電子波動リングを実現する際の設計指針を以下に示す。

- ① ラティスの周期数Nを偶数に選び、かつ偏向電磁石が 2N組からなるリング構成とする。
- ② 垂直方向ベータトロン振動数 ν_z は、周期数Nに対し、 $(N-1)/2 < \nu_z < (N+1)/2$ ($\nu_z \neq N/2$)の範囲で選ぶ。
- ③ 偏向電磁石間の直線部の中央に波動の節を生じさせるように、その位置での位相の進みの制御が容易な垂直方向ベータトロン関数 $\beta_z(s)$ を有するラティス構成とする。
- ④ 垂直方向ベータトロン関数 $\beta_z(s)$ の選択だけでは、偏向電磁石間の直線部に、波動の節を生じさせることができない場合は、波動用電磁石の位置の最適化を行う。

以上より小型電子波動リングをX線リソグラフィ光源として適用する場合、各偏向電磁石における蓄積ビームの変位および傾き角を等しくすると有用なリングシステムとなることがわかった。解像度の点より、ビームサイズの増大をもたらす各種ビーム不安定性の低減を考慮したリング設計を行うことにより、理想的なX線リソグラフィ光源の実現が期待できる。

5.4.2 電子波動実験¹⁾

本項では電子波動特性の計算結果と実測結果との比較を目的とし、蓄積ビームに垂直方向のキックを与え、リングの数箇所のビューイングポート部においてビームの変位および傾き角を測定した。また電子波動に伴うビーム安定条件に及ぼす影響の実験結果についても述べる。

(i) 実験装置と方法

波動用電磁石はリングの長直線部 S_2 に設置してあるベータトロン振動数測定のための RF-KO 電極部の外側に配置した (図5.4 -3)。その電磁石の最大励磁電流は 2.5A であり、ビーム位置において $B_K = 50 \text{G} \cdot \text{m}$ の偏向力を発生できる。リング内のビームの

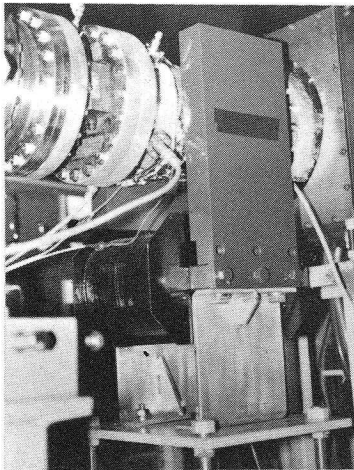


図5.4-3

電子波動実験時の波動用電磁石の配置

変位 Z および傾き角 Z' はフォトダイオードアレイを設置する位置を変化させて、その上に作られるビームの位置の変化から調べた。

フォトダイオードアレイ (Hamamatsu S 2311) は、ビームプロファイルモニターに用いているものと同じである。垂直方向のビームの動きを調べる目的のためには、レンズ系は不要であるので省略し、図5.4 -4 に示すような構成をとった。SR光の光量を調整するためピーク波長 439.5nm、半値幅12nm、透過率35.5%の干渉フィルターおよびNDフィルター 1/2, 1/8を組み合わせ用いた。観測波形は図5.4 -5 に一例を示すように、デジタルオシロスコープ (YHP 540201A) で測定した。

NIJ I-I の動作条件は電子エネルギー 160MeV、蓄積電流 $\sim 20\text{mA}$ 、ベータトロン振動数 $(\nu_x, \nu_z) = (1.37, 1.57)$ である。

(ii) 実験結果

図5.4 -6 に波動用電磁石の励磁電流 I_s を 0.4A (キック角 $\phi_K = 1.5 \text{ mrad}$) か

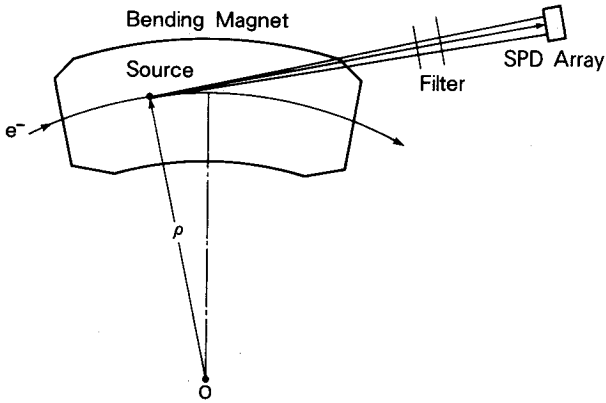


図5. 4-4

蓄積ビーム変位測定構成図

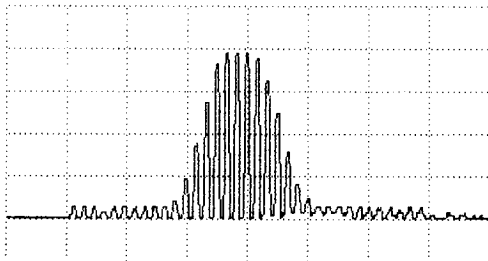


図5. 4-5

蓄積ビームの垂直断面波形の一例

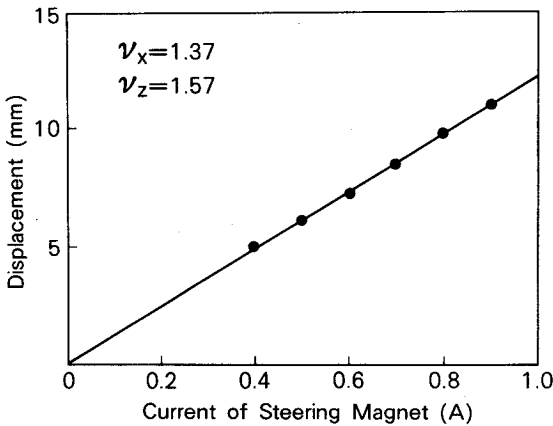


図5. 4-6

励磁電流に対する蓄積ビーム変位の測定結果

ら 0.9 A ($\phi_K = 3.4 \text{ mrad}$) に変化させた時の偏向電磁石 B_1 における垂直方向ビームプロファイルの中心の変位を示す。フォトダイオードアレイを光源から 1.46 m の位置に設置した場合である。ビームの変位は波動用電磁石の励磁電流にほぼ完全に比例している。

図5.4-7 に $I_s = 0.9 \text{ A}$ の時の偏向電磁石 B_1, B_2, B_4 のビューイングポート部で測定したビーム変位の光源とフォトダイオードアレイ間の距離の依存性を示す。その他 B_3

にはビューイングポートが取り付けられておらず、 B_5 、 B_6 および B_7 にはビーム特性を測定するための計測系が設置されているので観測を行わなかった。この図から蓄積ビームのリング内での波動特性が求められる。計算結果（図5.4-8）から得られた蓄積ビームの変位、傾き角は実線で示してある。両者は極めてよい一致をみた。結果として電子波動

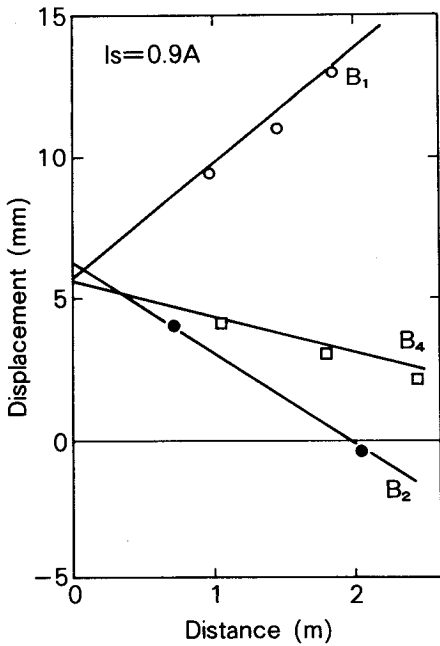


図5.4-7

蓄積ビーム変位の光源-フォトダイオードアレイ間距離依存性、実験結果と計算結果の比較

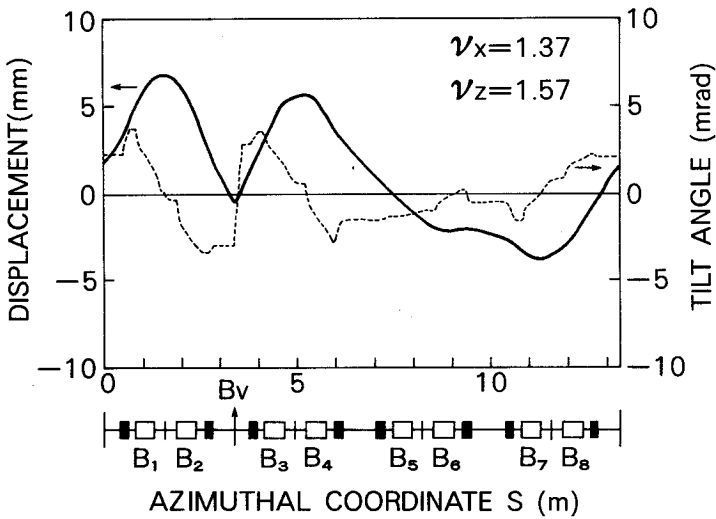


図5.4-8 波動用電磁石により $\phi_k = 3.4 \text{ mrad}$ ($I_s = 0.9 \text{ A}$) を与えた場合の計算結果

特性の計算の妥当性が確認できた。

また、(5.2 -2) 式は偏向電磁石部でのベータトロン関数 β の測定にも使える。すなわち、各偏向電磁石同志の磁場調整に用いられる補正コイルの電流を変化させ蓄積ビームにキック角 ϕ_K を与えた場合、ベータトロン振動数 $\nu_{x,z}$ が既知であると、 s_1 のところでのビーム変位 $X_{x,z}$ を測定すると

$$\beta_{x,z}(s_1) = \frac{2X_{x,z}(s_1) \tan \pi \nu_{x,z}}{\phi_K} \quad (5.4-1)$$

となり $\beta_{x,z}$ を決めることができる。

(iii) 電子波動の蓄積ビームへの影響

NIJI-Iには、蓄積ビームに収束力を作っている4極電磁石、 n 値およびエッジ角を有する偏向電磁石があるが、通常生じる製作誤差あるいは据付け誤差の範囲内でもこれらの磁石が電子波動を与えることにより、チューンシフトが大きくなれば蓄積ビームの運動を不安定にするチューン（共鳴）を電子がとることになり、ビームが不安定になるばかりか、ベータトロン関数も大きく歪むことになる。そこで電子蓄積ビームの安定条件が乱されることはないかを確かめることにした。実際的な適用を考えて波動用電磁石に -0.9 A \sim 0.9 Aの励磁電流を流し、水平方向および垂直方向のチューンシフト $\Delta\nu_{x,z}$ を測定した。結果を図5.4-9に示す。励磁電流を(-)とした場合の方が若干シフト量の大きい傾向が認められるが、電子波動に伴う動作点の変化はほとんどないことを示している。また同時に測定した蓄積電流減衰率から蓄積ビーム寿命への影響もないことが明らかとなった。要するに、電子波動法の実用的価値はきわめて大きいことが判明した。

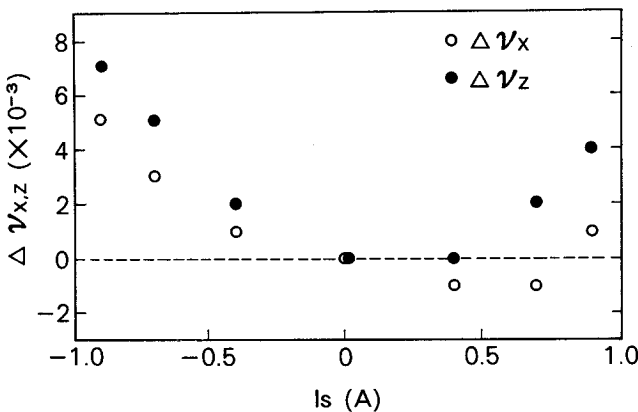


図5.4-9
波動用電磁石の励磁電流を変化させた場合のベータトロン振動数のシフト量

5.5 む す び

小型電子蓄積リングからのSR光をリソグラフィに用いる上で、解決すべき課題の一つである大面積露光を実現するため、電子波動法の適用を検討し考察を加えた。

また、電子波動法による蓄積ビームの波動特性を考慮した許容しうるビームサイズを明らかにした。

これらの結果を要約すれば、次のとおりである。

- 1) 一つの波動用電磁石を用いて、リングの中の蓄積ビームに縦波動を起こさせた場合の計算結果と実験結果を対応させた。蓄積ビームの変位および傾き角とのいずれにおいても一致が極めて良いことが判明し、この計算を用いて電子法動リングの設計をすればよいことがわかった。
- 2) 上記の計算により、すべてのビームラインで同時に露光領域の拡大が可能である最適な電子波動リングを構成しうることを初めて明らかにした。最適化を図るには、各偏向電磁石における蓄積ビームの変位および傾き角の絶対値を等しくすることがポイントである。このためには、垂直方向ベータatron振動数の選択、直線部で位相の進みの制御が容易なラティスおよび波動用電磁石の設置位置の選択が必要であることを示した。
- 3) 電子波動の蓄積ビームに与える影響について検討した。その結果、蓄積ビームに実際に適用する場合の値に相当する $\pm 5\sim 6$ mmの変位を生じさせてもチューンシフトは極めて小さく、ビームの安定条件を乱すことはないことを確認した。
- 4) 電子波動法を適用した際の許容しうるビームサイズは、光源とマスク間の距離、プロキシミティギャップおよび波動位相などの関係によって決まるが、N I J I - I の波動特性を最適化した場合を例にとり検討した結果、電子波動による解像度の低下は事実上問題にならないことを明らかにした。

以上の諸検討により、電子波動法は、大面積露光ができる実用的な技術であることが証明された。この成果は、今後のSRリソグラフィの露光システム設計に生かされ、その効力を十分に発揮できるものと期待される。

参 考 文 献

5. 1 節

- 1) R. P. Haelbich et. al., J. Vac. Sci. Technol. B1, 1262 (1983).
- 2) M. Bieber et. al., *ibid*, B1, 1271 (1983).
- 3) F. Cerrina et. al., *ibid*, B1, 227 (1985).
- 4) 第2章 2.4 節の文献 6) .
- 5) H. Betz and G. Mülhaupt, Proc. SPIE 448, 83 (1983).
- 6) T. Tomimasu et. al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32, 5, 3403 (1985).
- 7) H. Tanino et. al., Jpn. J. Appl. Phys. 22, L677 (1983).
- 8) 高田・富増、電学論 C, 108, 8 (1988).

5. 2 節

- 1) T. Tomimasu, Jpn. J. Appl. Phys. 26, 5, 741 (1987).
- 2) M. Sands, SLAC-121, DUC-28, 49 (1970).

5. 3 節

- 1) 第2章 2.1 節の文献 7) .

5. 4 節

- 1) 筒井・岡崎・高田, S63年春季応物講演会, 31P-H-15 (1988).

第 6 章 結 論

産業用SR光源の開発において、電子入射器の小型化に寄与する低エネルギー蓄積ビームの寿命を決める要因の解明およびその高効率入射技術の開発は、電子蓄積リングの小型化のための超電導偏向電磁石の開発と並ぶ大きな柱である。著者は世界で初めて低エネルギー入射研究用の小型電子蓄積リングN I J I - Iを建設し、一貫してその研究を行ってきた。実用機完成一番乗りを目指した各国の熾烈な開発競争に熱いまなざしが注がれている。著者もそれと歩調を合わせるべく超電導小型電子蓄積リングを開発中である。

本論文は、主として低エネルギー入射による大電流蓄積に関する基礎的研究についてまとめた。入射エネルギーはほぼ80~160MeVであり、蓄積ビーム寿命を決めるTouschek効果だけでなく、イオントラッピング効果およびビーム不安定性に起因する現象の多岐に亘り、これらに関する基礎データを蓄積した。それと並行して、実用機に反映するようにリング各構成要素の基礎特性の把握、大面積露光のための電子波動特性に関する検討ならびに低エネルギー蓄積ビーム診断法の検討と開発を行った。

本研究の結果を総括すると以下ようになる。

第 2 章

- (1) 小型SR光源のX線リソグラフィへの適用について検討し、リングパラメータを明らかにした。特に、低エネルギー入射により達成すべき蓄積電流の目標を示した。
- (2) 電子蓄積リングの小型化のためには、偏向電磁石に収束力を持たせた弱収れん方式が有用であり、またTouschek寿命の点からも有利であることを示した。この方式指針に基づき、小型電子蓄積リングN I J I - Iを開発した。
- (3) 光ファイバ磁界センサをリング入射系のキッカー電磁石のパルス磁場測定に初めて応用し、時間分解能および空間分解能に優れた磁場計測技術を開発した。
- (4) rf加速空洞を製作し、その特性試験を行った。共振周波数、Q値、シャントインピーダンスについて3次元的影響までを含めた設計マージンの見込み範囲を明らかにした。実用機のための大電力用のrf加速空洞の設計、製作に対する見通しを得ることができた。
- (5) リングの真空系ならびにトランスポート系について検討し、実用機に反映すべき事柄を示した。

第3章

- (1) SR光の蓄積ビーム診断への適用について検討し、この適用がリングの直線部分の短縮ならびに電磁誘導による誤差をなくする面からも有用であることを明らかにし、蓄積ビーム診断の適用範囲および精度を示した。
- (2) 高量子効率、広波長域のシリコンフォトダイオードを利用した蓄積電流計測装置を試作し、低エネルギー電子からのSR光でも約±1.2%精度で蓄積電流が計測できることを実証した。
- (3) 広帯域で高感度な特性を有するDC-CTを開発した。しかし、偏向電磁石の洩れ磁場の影響を受け、零点の校正が必要であることが明らかとなった。電子エネルギーを上昇させるときには、予め校正カーブをとっておき、オフセットをそのカーブより求めることが必要であることがわかった。
- (4) 蓄積ビームの位置を観測するのに有用な4極ボタン型モニターを開発した。このモニターにより閉軌道のずれを修正し、蓄積電流の増大が図れた。

第4章

- (1) 蓄積ビーム内にトラップされるイオンは、電子エネルギーの増加に伴うSR光によるガス放出とともに増加することを発見し、イオンを除去する手段(dcクリアリング)を講じ、低エネルギーでは容易にイオンの効果を軽減できることわかった。
- (2) 低エネルギーのTouschek寿命の評価は、多重散乱効果だけでなく縦方向バンチ結合不安定性によるビームサイズ増大を考慮に入れるべきことを示す実験事実を見出し、その事実に基づいた寿命算定にはBruckの式が適用できることを明らかにした。
- (3) 低エネルギーの大電流領域で生じる蓄積ビームの速い減衰は、ベータトロン振動を励起することにより抑制でき、蓄積ビームの寿命が向上することを初めて実験的に示した。
- (4) 低エネルギー電子の電流蓄積速度を決定する要因である入射頻度上昇の効果を実験的に測定した。ベータトロン振動の放射減衰時間は制約条件とはならずキッカー電磁石のキック角および入射頻度の最適化により高い電流蓄積速度が得られることを明らかにした。
- (5) 低エネルギー入射により大電流蓄積を成し遂げるための課題はほぼ解決できた。80MeV未満の電子エネルギーでの入射は行えなかったが、更に低エネルギー入射の

可能性のあることを示した。低エネルギー蓄積ビームの診断に有用なSR光を用いることのできる50MeV程度が実用的な入射エネルギーレベルであると言える。

第5章

- (1) 電子蓄積リング中のビームに縦波動を起こさせて照射野の拡大をはかる電子波動法に関して、蓄積ビームの変位および傾き角は計算結果と良く一致することを初めて実験的に示した。
- (2) 波動用電磁石一個を用いる小型電子波動リングでは、各偏向電磁石における蓄積ビームの変位および傾き角を等しくすると同時照射が効果的に行われることを明らかにした。

以上の小型電子蓄積リングの開発、低エネルギー入射蓄積実験に関する基礎データは、製造ラインに組み込める規模でかつ経済性に優れた小型SR光源の実現を目指した今後の超電導小型電子蓄積リングの研究開発に大いに貢献するものと考えられる。

このような光源が完成した暁には、リソグラフィ光源としてだけではなく一般的測定機器、プロセッシング用装置におけるSR光の利用や応用に新たな局面を拓くものと期待される。

謝 辞

本論文を結ぶにあたり、特別の御指導と御鞭撻を賜りました大阪大学大学院工学研究科電磁エネルギー工学専攻 中井貞雄教授、渡辺健二教授、同学核物理研究センター長 池上栄胤教授に深厚なる謝意を表します。

さらに、本論文につき懇切なる御検討を戴いた同学 石村勉教授、三間罔興教授、横山昌弘教授、三宅正宣教授、井澤靖和教授、権田俊一教授に厚く御礼申し上げます。

終始変わらぬ御指導、御助言、激励を戴いた静岡大学工学部電気工学科 染谷太郎教授に感謝致します。

本研究は、筆者が住友電気工業株式会社において、電子技術総合研究所の技術指導ならびに官民連帯共同研究のもとで行ったものであり、同所量子放射部長 富增多喜夫博士の懇篤なる御指導、御鞭撻を賜り、ここにその成果を論文としてまとめ上げることができましたこと並びに、その研究内容の発表を許可された同社に対し衷心より感謝の意を表します。

また本研究を通じて常に御助言、御指導、御教示を戴きました電子技術総合研究所量子放射部放射線技術研究室 山崎鉄夫室長、杉山卓主任研究官、野口勉主任研究官、三角智久主任研究官に謝意を表します。

本研究の遂行に関し、御指導、御鞭撻ならびに多大の御援助を賜った現 トヨクニ電線株式会社 吉田泰久専務、住友電気工業株式会社 中原恒雄副社長、小島啓示常務、長崎昌司支配人また研究指針を与えられるとともに、始終一貫して研究推進面で御相談に預かった研究開発本部 松村滋副本部長、川島眞生副本部長、大阪研究所 三井勉所長、古川晃平部長に対し深謝の意を表します。

最後に研究生生活の苦楽を共にし、熱心な討論と協力を戴いた筒井康充氏、三浦藤雄氏、宇佐見浩氏、向井英仁氏、岡良雄氏、岡崎徹氏ほかエネルギー応用機器グループの方々へ深く感謝致します。

業 績 目 録

発表論文

(主要論文)

- 1) Application of Fiber-Optic Magnetic Field Sensor to Kicker Magnet,
H. Takada, S. Miyamoto, T. Mitsui and T. Tomimasu, J. Phys. E 21, 4, P. 371 (1988).
- 2) Development of a Compact Synchrotron Radiation System for X-ray Lithography,
H. Takada, K. Furukawa and T. Tomimasu, Opt. Eng., 27, 7, 550 (1988).
- 3) 小形電子波動リングの開発, 高田博史, 富増多喜夫, 電学論 C, 108, 8, (1988).
P. 547.
- 4) High Beam Current Storage at Low Energy for Compact Synchrotron Radiation
Ring, H. Takada, Y. Tsutsui, S. Sugiyama and T. Tomimasu, (to be published in
Rev. Sci. Instrum., Apr-May 1989)
- 5) Investigation of Low Energy Injection with a Compact Electron Storage
Ring, H. Takada, Y. Tsutsui, K. Furukawa, T. Tomimasu and S. Sugiyama, submitted to
Rev. Sci. Instrum.
- 6) Injection Repetition Rate Effect of Low Energy Electrons into a Compact Storage
Ring, H. Takada, Y. Tsutsui and T. Tomimasu, submitted to Jpn. J. Appl. Phys.

(その他の論文)

- 1) Development of Compact Synchrotron Radiation Ring for X-ray Lithography,
H. Takada, K. Furukawa and T. Tomimasu, Proc. SPIE, 773, 257 (1987).
- 2) Compact Storage Ring "NIJI-1", T. Tomimasu, S. Sugiyama, T. Noguchi, T. Yamazaki,
T. Mikado, M. Chiwaki, T. Nakamura, Y. Yoshida, T. Mitsui, K. Furukawa, H. Takada,
Y. Tsutsui, H. Mukai and F. Miura, TELL-TERAS Activity Report 1980 ~1986,
Electrotechnical Laboratory, P. 57 (1987).

- 3) A 158MHz RF Accelerating System for Compact Electron Storage Ring "NIJI-1", H. Takada, Y. Tsutsui and T. Tomimasu, Proc. 6th Symp. on Acc. Sci. and Tech. (INS, Tokyo, 1987) P135.
- 4) Compact Electron Storage Ring "NIJI-1", T. Tomimasu, S. Sugiyama, T. Noguchi, T. Yamazaki, T. Mikado, M. Kimura, M. Chiwaki, T. Nakamura, Y. Yoshida, T. Mitsui, K. Furukawa, H. Takada, Y. Tsutsui, H. Mukai and F. Miura, Proc. 6th Symp. on Acc. Sci. and Tech. (INS, Tokyo, 1987) P. 53.
- 5) Recent Status of Compact Electron Storage Ring "NIJI-1", T. Tomimasu, S. Sugiyama, T. Noguchi, T. Yamazaki, T. Mikado, K. Furukawa, H. Takada and Y. Tsutsui, Proc. 3rd Japan-China Joint Symposium on Accelerators for Nuclear Science and Their Applications (RIKEN, WAKO, SAITAMA 351-01, Japan Nov. 1987).
- 6) 小型SR装置の開発, 富增多喜夫, 杉山卓, 古川晃平, 高田博史, 筒井康充, 住友電気, 第131号(1987) P. 114.
- 7) Development of Compact Synchrotron Radiation System, H. Takada and K. Furukawa, Denshi Tokyo, 26, 67 (1988).
- 8) Development of Compact SR System, T. Tomimasu, S. Sugiyama, K. Furukawa, H. Takada and Y. Tsutsui, Sumitomo Electric Technical Review, No. 27 (1988) P. 145.

国内学会発表

- | | | | |
|---------|-------------------------------------|--------|--|
| 1987.3 | 小型テストリングN I J I - 1
のイオントラッピング現象 | 早稲田大学 | 応用物理学会 |
| 1987.3 | 電子蓄積リング(虹1号)にお
ける蓄積電子寿命に関する検討 | 早稲田大学 | 応用物理学会 |
| 1987.10 | 小型SOR開発の現状 | 名古屋大学 | 応用物理学会
「シンポジウム, X線源とそ
の応用」 |
| 1987.11 | 小型SR装置の開発とその応用 | 大阪府立大学 | 電気関係関西支部
「シンポジウム, X線放射エ
ネルギー技術とその産業応
用」 |
| 1988.3 | 小型電子蓄積リングにおける電
子波動の検討 | 法政大学 | 応用物理学会 |

付 録

産業用小型SR光源

産業用小型SR光源として稼働、開発中もしくは提案されているものについて、著者の知るかぎりを取りまとめ表に示す。

国名	研究機関	リング名	偏向電磁石				電子エネルギー		状況		
			常電導		超電導		入射蓄積				
			Bmax、 (T)	ρ 、 (m) 個数	Bmax、 (T)	ρ 、 (m) 個数	Ei (MeV)	Emax (MeV)			
日本	電総研	NIJI-I	1.2	0.7	8			80-160	230	稼働 (1986.2) 開発中 開発中	
	住友電工	NIJI-II	1.43	1.4	4				600		
		NIJI-III				4.1	0.5	4	615		
	SORTEC		1.2	2.78	8			1000	1000	開発中	
	NTT	(注) (NTT-I)	1.5	1.85	8				15	800	稼働 (1988.7) 開発中
		(NTT-II)				3.5	0.524	2	15-550	550	
	住友重機	AURORA				4.34	0.5	1	150	650	開発中
	石川島播磨	LUNA	1.33	2.0	4				45	800	開発中
東大物性研					4.0	0.83	2	100	1000	設計	
高エネ研 古河電工					1.7	1.96	6	1000	1000	設計	
西独	BESSY	COSY-I COSY-II				5.0	0.38	1	0.1	560	開発中止 開発中
						4.47	0.44	2	50	592	
	カールスルーエ 原子核研					4.0	1.2	4	150	1400	開発中
ミュンヘン 工科大	klein ERNA				5.0	0.29	1	8	430	設計	
米国	ブルックヘブン 国立研		1.6	2.25	8			1000	1000	開発中? 開発中	
					3.5	0.69	2	100	728		
	IBM		1.8	1.85	6			100	1000	設計	
	プロベック ローレンスバークレー 研		2.0 -2.2	1.6	12			25-50	1000	設計	

国名	研究機関	リング名	偏向電磁石			電子エネルギー		状況
			常電導		超電導	入射蓄積		
			Bmax、 ρ 、 (T) (m) 個数	Bmax、 ρ 、 (T) (m) 個数	Ei (MeV)	Emax (MeV)		
仏国	ネーピック	MARS	1.7 1.57 4		10	800	設計	
	パリ大学			4.75 0.3 1	10	432	設計	
英国	オックスフォード インストルメント	HELIOS		4.5 0.519 2	200	700	開発中	
スウェーデン	スカンジトロニクス			4.0 0.57 2	680	680	設計	

注) シンクロトロンモードで加速蓄積するタイプのリングである。超電導電子蓄積リング (NTT-II) への電子入射器として低エネルギー入射研究用に用いることができる。