第 4 章

JLC-I 加速器

4.1 加速器の概観

1986 年の R&D 開始当初より、 JLC の達成目標をルミノシティーが $1 \times 10^{34}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$ 程度あり重心系エネルギーが $\sqrt{s} = 1 \sim 1.5\,\mathrm{TeV}$ に達することとしてきた。現実的な規模は、 $25 \sim 30\,\mathrm{km}$ 程度であろうと想定した。この目標を達成するために、高周波を X バンド (11.424 GHz) に設定した多バンチによる運転を考えた。この場合、一つのバンチは $N = 2 \times 10^{10}$ 程度の電子または陽電子から構成され、 1RF パルスあたりのバンチ数は $m_b = 20$ 程度が必要となる。

一方、近年の内外での精密実験の成果に基づいて、西暦 2000 年ごろまでに $\sqrt{s} = 300 \sim 500\,\mathrm{GeV}$ の比較的低いエネルギーで実験を開始した方がよいという物理上の要請もでてきている。このような要求を満たすためには、高周波を X バンドよりも低く設定する方が有利である。したがって、 S バンド (2.856 GHz)、 C バンド (5.712 GHz) といった周波数域での R&D も進める必要がでてきた。

ここでは、以上のようなことを前提として行なわれてきた各周波数におけるビームパラメーターの最適化に関する研究の経過報告を行なう。なお、以降にあげる数値は最終的な値ではなく、今後も続けられる開発研究の指針として定量化したものであることを断っておく。

4.1.1 主要パラメーター

最終収束系などの全システムを含めた加速器の全長を 25 km とすると、一つのビームに対して加速に使用できる実質的な距離は 10 km を切ることになる。さらに、総電力を 200 MW 以下に抑えるとすると、達成可能な重心系エネルギーは S バンド、 C バンド、 X バンドにおいてそれぞれ $\sqrt{s} = 0.5$、 1.0、 1.5 TeV 程度となる (ただし、 C バンド、 X バンドに関してはクライストロンの技術的な進歩を見越しての値である)。ここでは、第一期計画の目標である 500 GeV の場合についてのみ考えることとする。また、くりかえしは 150 Hz を上限とし、 1RF パルスあたりの粒子数の上限は、陽電子の生成方法による制限から 8×10^{11} とする。

4.1.2 主線形加速器

ルミノシティーを考慮した場合、衝突点におけるベータ関数を小さくでき、衝突する角度によるルミノシティーの低下を抑えることができることから、バンチは短い方が良いとされる。現在のところ、バンチ・コンプレッサーの研究によりバンチの長さを $80\mu\mathrm{m}$ に抑えることができるが、より短いバンチはコンプレッサーに対しより厳しい許容量を必要とし、またコンプレッサーは主線形加速器への入射エネルギーを 20 GeV に制限することになる。減衰パラメーターや開口径などの加速管の構造を含めたパラメーターは、ビーム力学やハードウェアなどの考察の後に決定する。

短いレンジのウエイクによるバンチ内のエネルギーの広がりは、高周波の波頭からバンチをずらすことによって補正する。これにより、広がりをビームエネルギーの 1.5 % 以下に抑えられることを条件とする。また、過渡的なビーム負荷によるバンチ間でのエネルギーの広がりもまた補正可能であると考えている。加速管への入力パルスが SLED-II のように矩形波であったならば、ビームエネルギーのずれはビームの入射タイミングによってほぼ完璧に補正可能である。例えば、もし 20 個の加速空洞が独立にそのタイミングを制御できるとすると、エネルギーの広がりは 0.1 %

以下に抑えることができる。SLED-II がほとんど実用的でない S バンドの場合には、周波数を少しずらした空洞を加えることにより SLED パルスでもエネルギー差の補正が可能である。こう言った補正が可能であるためには $\eta_1 T_f/t_b$ に上限が生じる。ここで η_1 は単バンチのエネルギー利用効率であり、 T_f は RF パルスの充填時間、 t_b はバンチ間隔を表している。このような補正を行うと、正味の加速勾配は名目的な (ビーム負荷のない時の) 値より小さくなる。パルスあたりの粒子数に対する許容量から、このような補正による加速勾配の低下は 30 % 以下に抑えなければならない。

4.1.3 最終収束と衝突点

ルミノシティーに関していえばビーム輻射は 500 GeV 程度のエネルギー領域ではさほど影響を与えることはないため、衝突点におけるベータ関数はより小さい方が望まれる (ビーム輻射によるエネルギー損失の平均値は $\delta_{BS} \leq 10\,\%$ を越えることはない)。最終収束系の設計研究の結果 $\beta_x \geq 10\,\mathrm{mm}$、 $\beta_y \geq 0.1\,\mathrm{mm}$ という値は現実的なものと結論できる。

衝突点を過ぎたビームを最終の 4 極電磁石の磁場中に入射しないようにする為には、水平方向での衝突角を 5 mrad より大きくする必要がある。これは、そのようなビームによって次にくるビームが何らかの影響を受け不安定な状態になるのを防ぐためでもあり (このような不安定さを「多バンチ交差不安定性」という)、このような不安定性による振幅増幅係数を 2 以下に抑える必要がある。そのため衝突角を 5 mrad にしたのだが、これによってルミノシティーは損をすることになる。いわゆる「かに交差」はこのような問題を矯正するための一手段である。この方法を採用すれば、ルミノシティーは 1.5 から 2 倍となるが、その実現のためには相当な開発研究を必要とするため、ここではこの方法を採用することは見合わせることとする。

以上のような考察の結果、ルミノシティーを可能な限りより高く得るために表 4.1のようなパラメーターを決定した (Z^0 エネルギーに関しても C バンドにかぎりパラメーターを合わせて記述しておく)。

しかしながら、最適化すべき量はルミノシティーだけとは限らない。事実、同程度のルミノシティーを他のパラメーターによって得ることは可能である。また、実験の目的によってはビームエネルギーの不定性をより小さくすることが望まれるが、これもまた最適化を考慮する際の要因となる。表 4.1に示されたパラメーターは、各 RF 周波数にたいして、一つの可能性を示したものである。今後、具体的な加速器建設を念頭に置き、最適パラメーターを決定していく必要がある。

4.2 電子および陽電子源

4.2.1 電子源

はじめに

図 4.1にあるように JLC における電子源は、 $0.7 \sim 1.5 \times 10^{10}$ の電子によって構成される電子バンチを RF 周波数に依存する間隔で (X バンド:1.4 nsec、 C バンド:2.8 nsec、 S バンド:5.6 nsec)、 55 ~ 90 ほど生成することが要求される。この結果、電子の数は $6 \sim 8 \times 10^{11}/RF$パルス ということになる。ここで、バンチあたりの電子の数のばらつきは $\pm 0.5\,\%$ にする必要があり、エミッタンスは前段ダンピングリングで許されるだけ十分小さくなければならない。くりかえしは 50 ~ 150 Hz である。 以上のことを達成するため、以下のような二つの方法について考察してみる。

- これまで行なわれてきたグリッド・パルス発生器とサブハーモニックバンチャー (SHB) を組み合わせてパルスビームを発生する熱電子銃を改良し限界を広げていく。
- レーザーによって電子放出を行なう光電陰極を利用した RF 銃を開発する。

偏極電子源については後に述べる。

熱電子銃

2 バンチ生成　バンチあたりの電子数に対する目標値を実現できるかどうかを調べるために、開発の第一歩として単バンチおよび 2 バンチのビームについて研究を行なった。ここでは熱陰極を動作させるグリッドパルスのために速いパルス発生装置を使った。このパルス発生装置は、アバランシェ・トランジスタを用いた技術が利用されている。パ

表 4.1: $E_{CM} = 300$ と 500 GeV におけるパラメーター

		S バンド		C バンド		X バンド		C バンド
周波数	f_{rf} (GHz)	2.856		5.712		11.424		5.712
ビームエネルギー	E (GeV)	150	250	150	250	150	250	45.6
バンチあたりの粒子数	N (10^{10})	1.73	1.45	1.11	1.10	0.70	0.70	1.11
パルスあたりのバンチ数	m_b	46	55	72	72	90	90	72
バンチ間隔	t_b (nsec)	5.6	5.6	2.8	2.8	1.4	1.4	2.8
くりかえし周波数	f_{rep} (Hz)	50	50	150	150	150	150	150
規格化エミッタンス (ダンピングリング)	ϵ_x ($\times 10^{-6}$ rad m)	3	3	3	3	3	3	3
	ϵ_y ($\times 10^{-8}$ rad m)	3	3	3	3	3	3	3
バンチの長さ	σ_z (μm)	80	80	80	80	85	67	80
加速勾配 (無負荷)	G_0 (MeV/m)	22.0	22.0	40.0	40.0	40.0	40.0	40.0
加速管内での実質加速勾配	G_{eff} (MeV/m)	16.3	18.4	28.2	27.8	28.0	28.0	28.5
ビームあたりの主線形加速器の実効長	L_{ac} (km)	8.0	12.5	4.6	8.3	5.0	8.5	0.90
ベータトロン振動数		200.0	258.0	116.0	171.0	125.0	176.0	33.5
加速管一式の長さ	l_{cav} (m)	3.6	3.6	1.7	1.7	1.22	1.22	1.7
ビームあたりの加速管の数		2220	3470	2720	4860	4100	6930	530
開口径 / 波長	a/λ	0.12	0.12	0.13	0.13	0.18	0.18	0.13
加速管充填時間	T_f (nsec)	837	837	297	297	75	75	297
減衰パラメーター	τ	0.57	0.57	0.57	0.57	0.40	0.40	0.57
加速管内平均総電力 (2$\times$ 線形加速器)	(MW)	14	20	25	46	11	20	5.0
一次総電力 (2$\times$ 線形加速器)	(MW)	70	100	115	210	75	135	23
AC/RF 変換効率 (推定)	(%)	20	20	22	22	15	15	22
加速管当たりの最大電力	P_{peak} (MW)	52	52	60	60	50	50	60
単バンチエネルギー利用効率	η_1 (%)	0.84	0.70	1.13	1.13	2.00	2.00	1.13
加速頂点からの位相のずれ	φ_{rf} (deg)	28.0	11.0	21.9	23.9	24.0	24.0	21.6
単バンチのエネルギー傾斜度 (ウエイク)	$\langle \sigma_z d\epsilon/dz \rangle$ (%)	-0.72	0.57	-0.84	-0.90	-1.22	-1.22	-0.54
エネルギー傾斜度 (BNS ダンピング)	(%)	-0.008	-0.007	-0.06	-0.06	-0.16	-0.16	-0.06
衝突点でのバンチあたりの粒子数	N^* (10^{10})	1.56	1.30	1.00	1.00	0.63	0.63	1.00
衝突点でのベータ関数	β^*_x (mm)	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0
	β^*_y (μm)	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
衝突点でのビームサイズ	σ_x (nm)	335	301	335	260	335	260	608
	σ_y (nm)	3.92	3.04	3.92	3.04	3.92	3.04	8.70
衝突角	φ_{cross} (mrad)	11.0	7.3	10.4	8.0	9.0	7.2	15.1
ビームの対角線角度	σ_x/σ_z (mrad)	4.2	3.8	4.2	3.2	4.0	3.9	7.6
ディスラプション・パラメーター	D_x	0.21	0.13	0.13	0.13	0.090	0.0070	0.135
	D_y	1.80	1.62	1.19	1.44	0.80	0.95	0.71
ビーム輻射光子数	n_γ	1.80	1.62	1.19	1.44	0.80	0.95	0.71
最大 Υ パラメーター	Υ_{max}	0.37	0.58	0.24	0.51	0.15	0.39	0.041
ビーム輻射によるエネルギー損失	δ_{BS} (%)	8.2	10.0	3.9	8.1	1.8	4.5	0.46
幾何学的なルミノシティー損失係数		0.57	0.68	0.60	0.60	0.63	0.70	0.69
ピンチ強調係数	H_D	1.58	1.60	1.50	1.50	1.71	1.72	1.80
ルミノシティー	$\mathcal{L}$ (10^{33}/cm^2/sec)	3.1	4.4	5.9	9.7	3.5	6.3	2.0

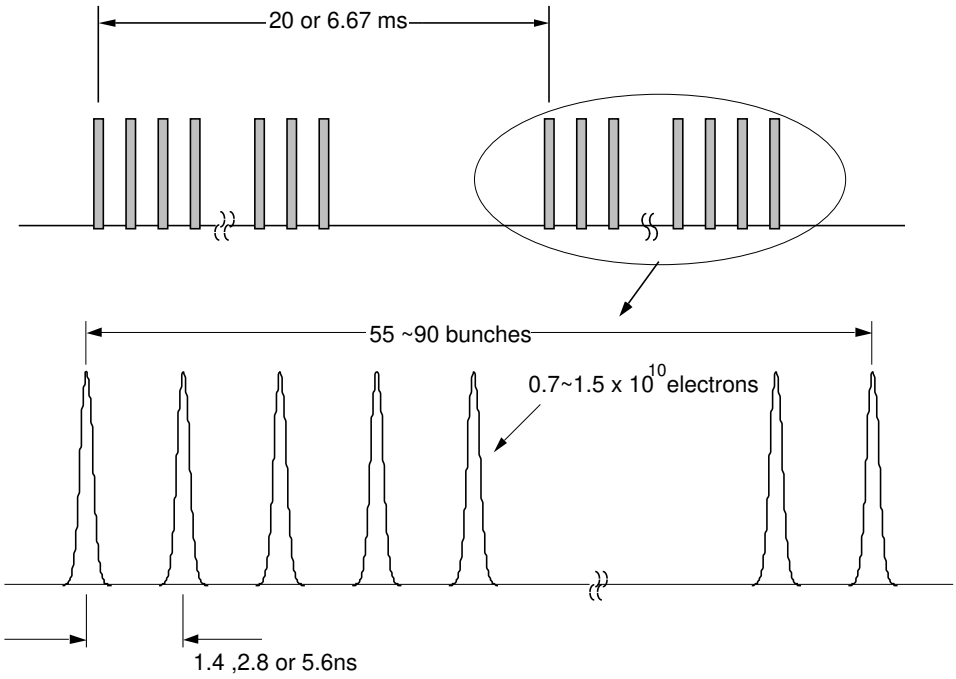


図 4.1: 電子および陽電子ビームの概念図

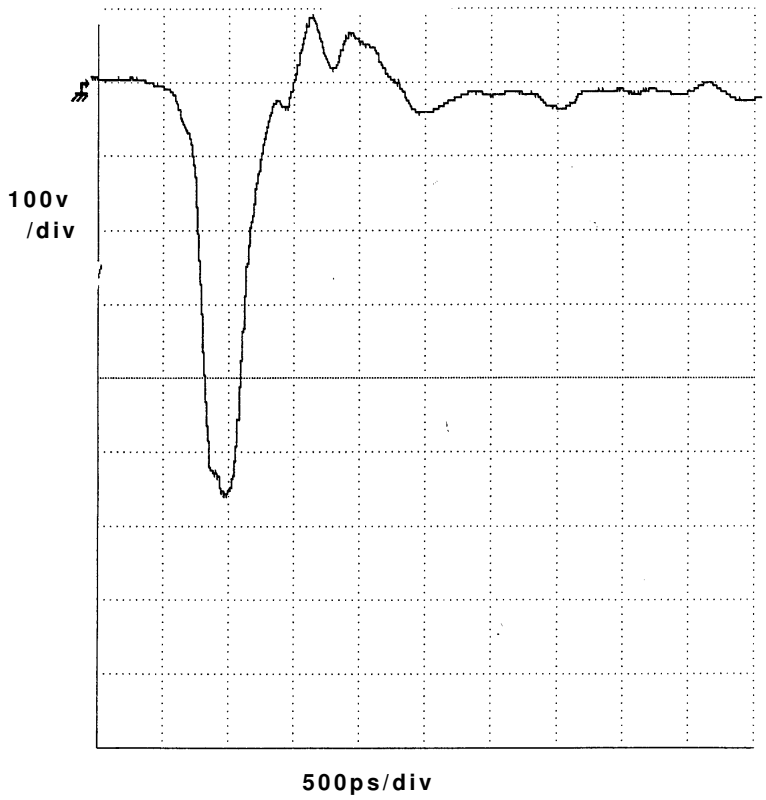


図 4.2: アバランシェ・パルス発生器の出力 (100 V/div、 500 psec/div)

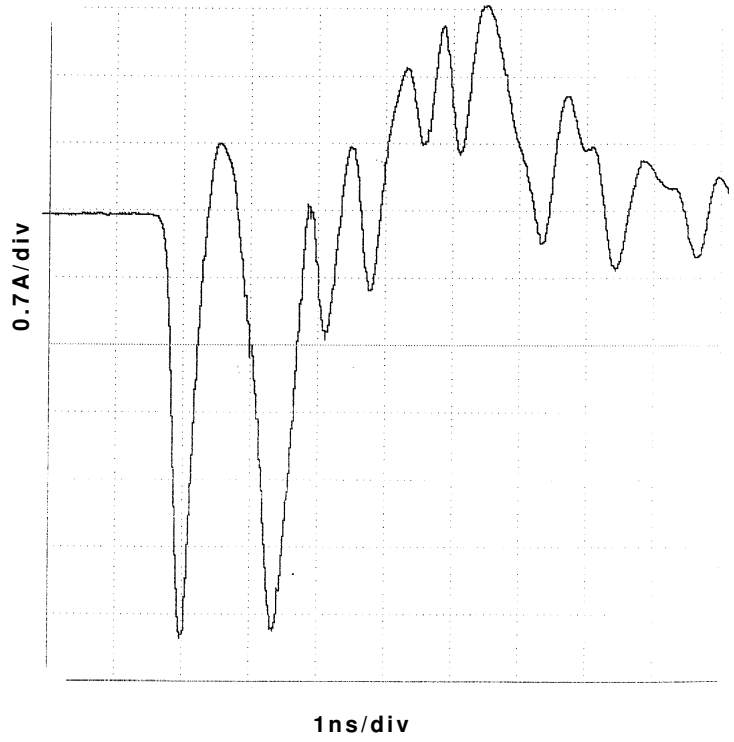


図 4.3: 二バンチビームの波形 (加速電圧:170 kV、ヒーター電圧:6.0 V、正味誘導電圧:260 V)。

ルスの波形を図 4.2に示す。 パルスの最大振幅と幅は ∼ 500 V、 500 psec であった。また二バンチを生成するには二つのグリッドパルスを必要とするが、この場合は、パルス発生装置を二つ組み合わせて作り、 RF 結合器に入力した。 RF 結合器から出るパルスの大きさと幅はそれぞれ ∼ 300 V、 500 psec であった。パルスの振幅が減少したのは RF 結合器での電圧降下によるものである。図 4.3に加速電圧が 170 kV、ヒーター電圧が 6.0 V、正味誘導電圧が 260 V の場合の Y-646 陰極からでる二バンチのビーム波形を示す。 ピーク電流は 4.3 A であり、これはバンチあたりの電子の数 1×10^{10} に対応する。この数値は既に単バンチに対する要求を満たしてはいるが、 RF 結合器における電圧降下を考えると、この方式を単純に拡張して多バンチで必要とされる電子数を得ることは難しいといえる。

多バンチ発生装置　現在開発中の多バンチ発生装置では、高速の ECL 回路とパルスあたり 20 バンチ以上発生することができる RF 増幅器を用いている。図 4.4にその概要図を示す。 ECL のクロックは、線形加速器の RF に同期した 476 MHz である。図 4.5(a) にその出力の様子を示すが、我々の要求を満たしていることがわかる。 一方、図 4.5(b) に示されるように、このような高利得の RF 振幅器のバンド幅は波形の変形なしに多バンチを増幅するには十分に大きいとはいえないが、変形は波形整形装置により対処できるため、このような高電力 RF 増幅に関して未解決な問題はないものと考えられる。したがって、 JLC についての要求をこの新しい方式は十分に解決しているといえる。

試験装置　これまでに述べてきたような熱電子による電子銃は、図 4.6にあるような形で Accelerator Test Facility (ATF) に組み込まれた。 ATF には三つの SHB(199/238/476 MHz)、二つの単セル前段バンチャー、および高勾配の S バンド加速構造につながる S バンドバンチャーが含まれている。この試験装置によって系統的な研究が可能となり、バンチあたり最低 1×10^{10} 個の電子を入射用線形加速器に供給出来ることが確認された。この電子源システムは、1.5 GeV の入射用線形加速器、低エミッタンスのダンピングリング、バンチコンプレッサーなどにより構成される ATF の電子銃として使われる。

RF 銃

レーザによって電子を放出する光電陰極を用いた RF 銃は、低エミッタンスや高電流パルスビームの生成という点で多くの優位性を持っている。高周波加速管内の光電陰極をレーザーで照射することにより、 RF 銃は多重バンチを

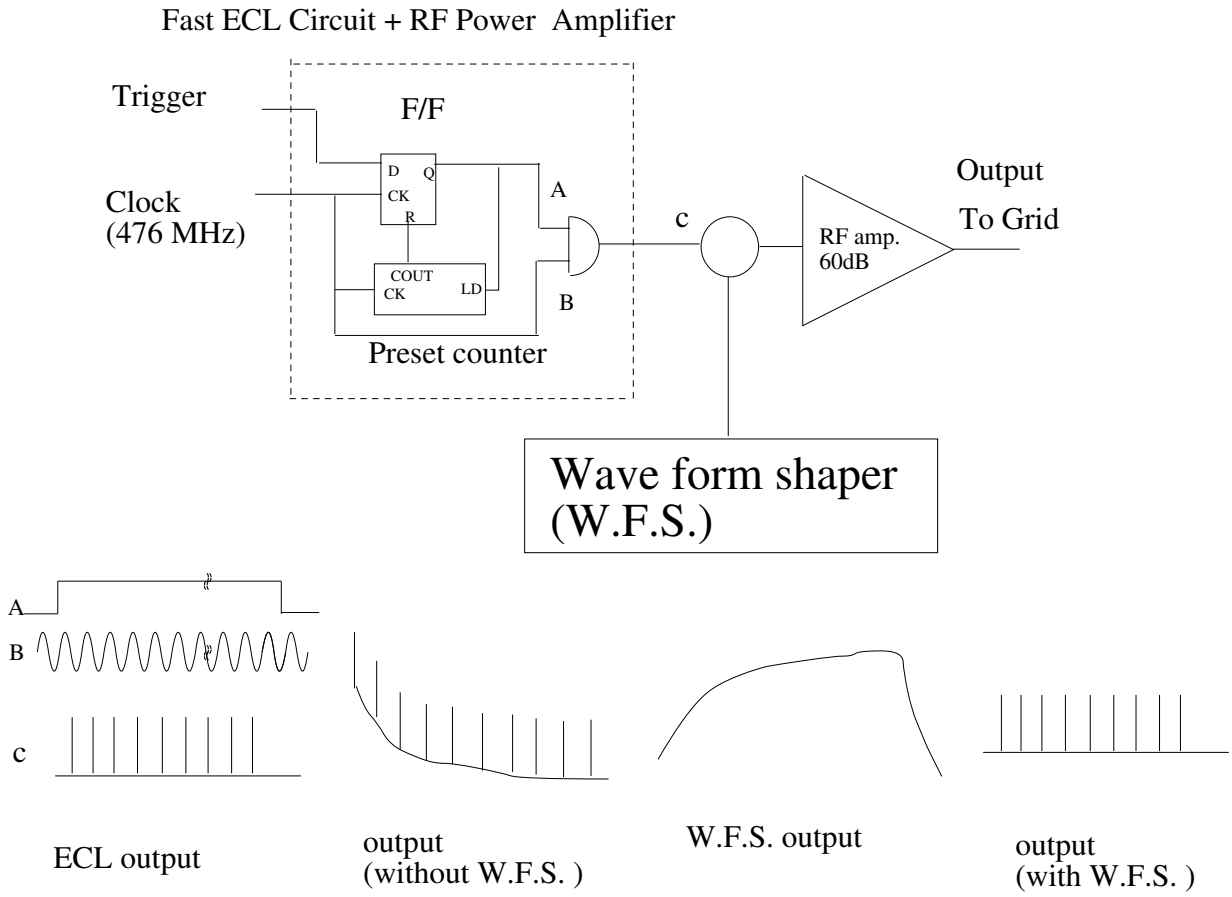
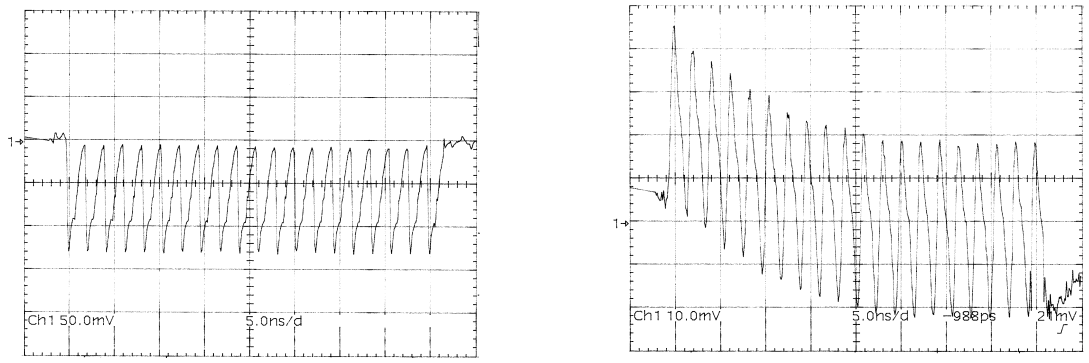


図 4.4: 多重パルス発生装置の概念図。



(a) (b)

図 4.5: (a) ECL 回路の出力の様子 (50 mV/div、 5 nsec/div) と、 (b) RF 振幅の出力の様子 (1.5 V/div、 5 nsec/div)。

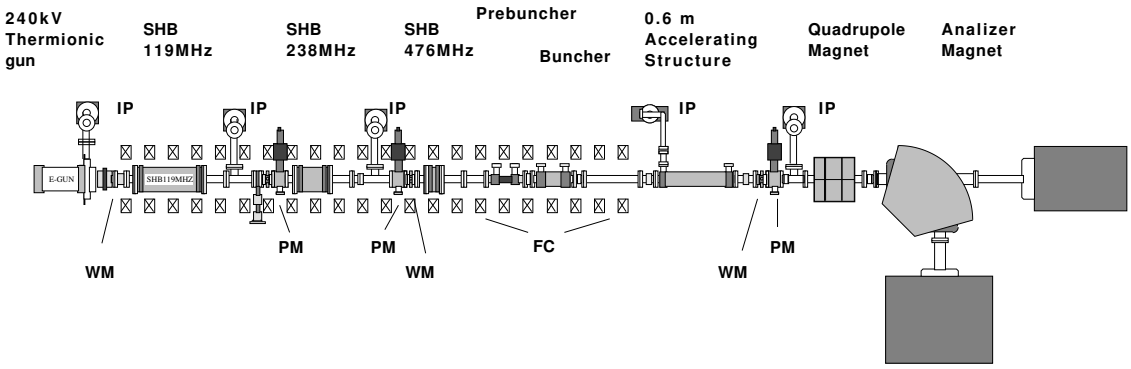


図 4.6: ATF の電子銃試験装置の概要図

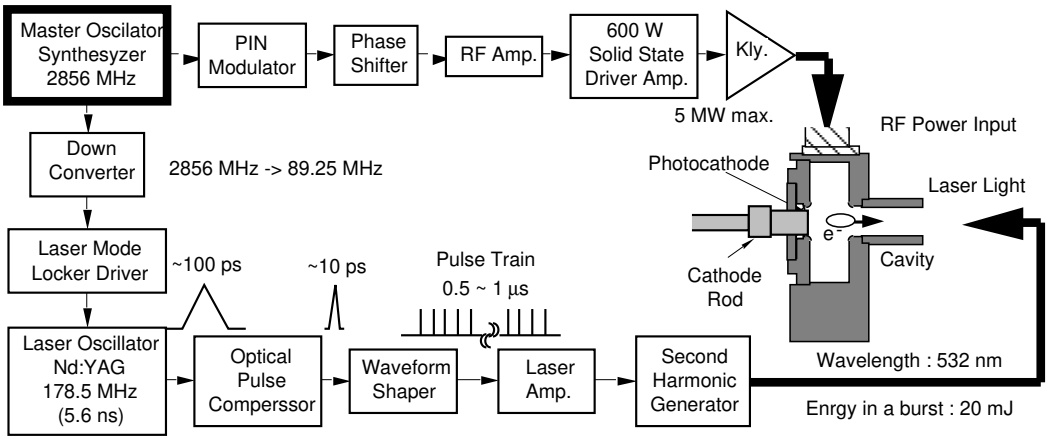


図 4.7: RF 銃の概要図

直接作ることができる。図 4.7にあるように、高周波の電場はレーザパルスと同期してバンチを加速する。さらに、高周波電場による加速勾配は、これまで使われてきた銃における直流やパルス状電場によるものよりも高いものが得られるため、低エミッタンスの高電流ビームを得ることができる。

試作 RF 銃　図 4.8に試作 RF 銃を示す。この銃は、 S バンド のピルボックス型加速管、電流モニターまでのトランスポートライン、モードロック Nd:YAG レーザ装置、高出力低レベルの高周波出力装置から構成されている。

[光電陰極] 光電陰極にはレーザ-の波長 500 nm 付近で高い量子化効率が期待できるアンチモン - アルカリ金属 (セシウム) を用いる。

[加速管] 現段階では、高い加速勾配でのビーム運動の研究のため、もっとも簡単なピルボックス型加速管を選んだ。加速管は、加速勾配 50 MV/m までプロセスされたのち 40 MV/m でテストした。テストでは、 RF の放電は観測されず、加速管の真空は 1×10^{-9} Torr 近辺に保たれた。

[位相安定性] RF 銃ではレーザパルスと高周波電場が精密に同期していなければならない。図 4.7に示すように、 S バンドの主発振器の出力は 89.5MHz にスケールダウンされた後レーザーをトリガーする。このことにより、位相のゆらぎを 10psec 以下にすることが可能である。

[レーザ] 図 4.9にレーザ-装置を示す。発振器には、波長 1064nm、電力 4W、周波数 178.5MHz(パルス間隔 5.6 nsec に相当する) のモードロック Nd:YAG レーザを使う。出力時点でのパルス幅は 100 psec であり、パルスは光学的なパルス圧縮によって 10 psec まで圧縮される。波形の整形により CW レーザ-パルスから $0.5 \sim 1\,\mu sec$ 幅のパルストレインが得られる。最後には 2 次高調波源 (KD*P) により波長は 532 nm となり、鏡などによって加速管内の光電陰極まで導かれる。マイクロパルスあたりのエネルギーは $0.1 \sim 0.15$ mJ である。

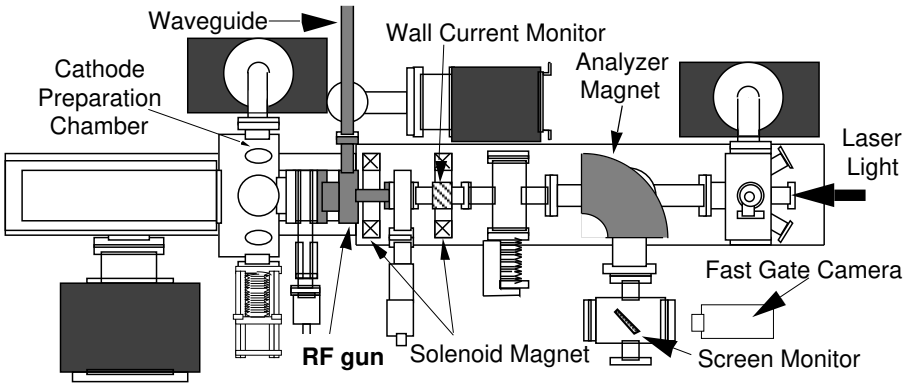


図 4.8: 試作 RF 銃のテストに用いた配置

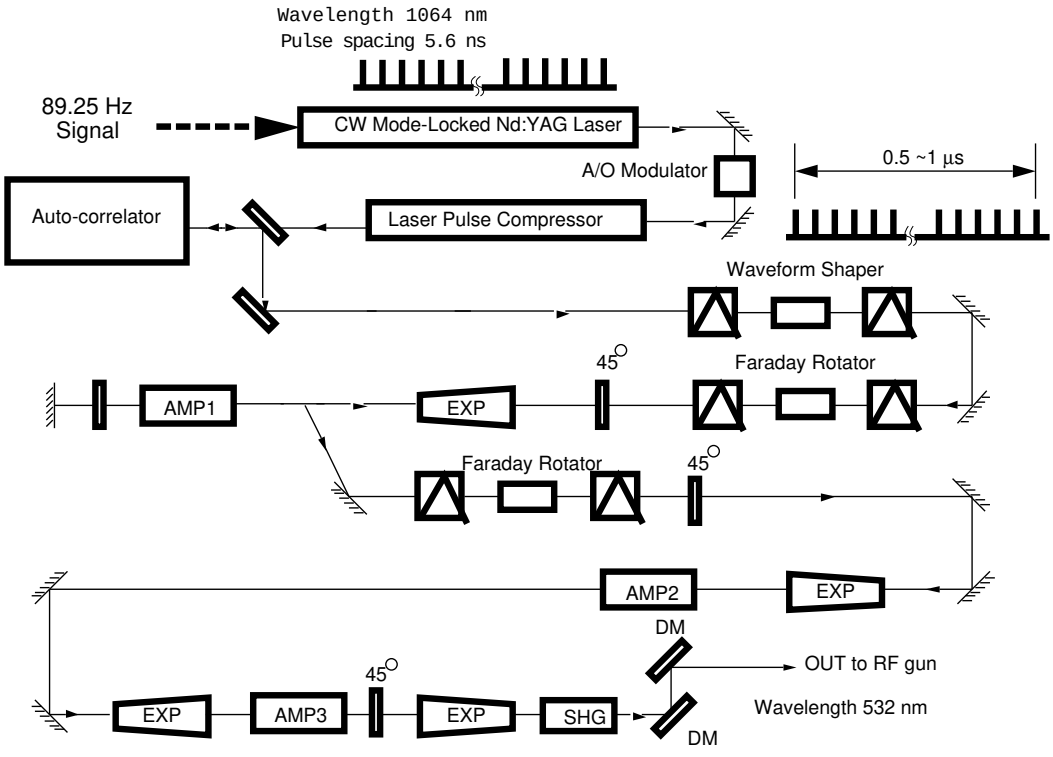


図 4.9: レーザ装置のブロック図とレーザパルスの摸式図

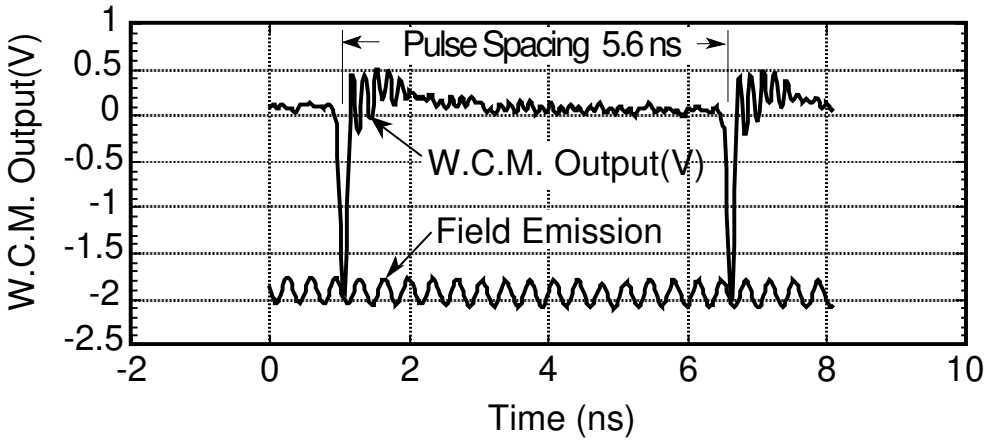


図 4.10: 壁電流 モニターによる RF 銃の出力パルス

試作機のテスト　まず始めに光電陰極が調整用チェンバ内で活性化して、加速管内に入れ、共鳴周波数を 2856 MHz に合わせる。図 4.10はビームのバンチ間隔が 5.6 nsec であることを示している。これは、モード固定されたレーザ装置の周波数はこれに合わしてある。バンチ内の電子の数は 2.3×10^{10} とみつもられ、高周波パルス内のバンチの数は $90 \sim 180$ であった。最大ビームエネルギーは加速勾配が 40 MV/m のとき、磁場を利用した測定器により 900 keV であることがわかった。これらの結果は、 JLC に関して十分要求を満たしていることになる。残された問題は、

1. 量子効率と Cs_3SB を使った光電陰極の寿命、
2. レーザ装置の安定性と寿命、

をどう解決するかということになる。光電陰極の寿命は Cs の脱着と H_2O や CO といった不純物の付着によって決まる。これらを解決するために真空技術の改良や、運転中に Cs を連続的に陰極に供給する新しい方法の開発が行なわれている。レーザ−装置の安定性と寿命の向上ため、フラッシュランプはレーザ−ダイオードに置き換えられるであろう。

4.2.2　偏極電子源

円形の加速器では、電子はスピン反転シンクロトロン放射によって垂直方向に偏極する。しかしながら、円形加速器で偏極を失うこと無しにスピンを縦方向に回転させ、衝突実験を行なうのは至難の技である。これに対して線形加速器では、一度偏極させたならばそのままの状態 (縦方向の偏極も含めて) で衝突をさせることができる。陽電子側を偏極させることは難しいが、電子側が偏極していれば、双方のビームが偏極している場合と同じ物理的な結果を導きだすことができる。

現在、円偏極させたレーザ光を GaAs 光電陰極に当てることにより高い偏極効率を持った電子源の開発が進められている。結晶の対称構造により、一般に用いられている GaAs による方法は原理的に偏極効率の上限が 50 % となっていることは良く知られている。現状を打開するために、 AlGaAs-GaAs 超格子と歪みのある GaAs を用いて高い偏極効率を得る研究を行なった。

このような GaAs 開発のため、次の二点についての R/D を行ってきた。

- 100 % 偏極を目指した光電陰極の開発。
- JLC 入射線形加速器の要求に合った電子銃の開発。

光電陰極の開発

現在のところ、 AlGaAs-GaAs 超格子と歪 GaAs を用いた光電陰極を用いることよって 71 % と 86 % の偏極効率を得ている [1][2]。また、 SLAC の研究グループも、歪 GaAs によって 71 % の効率を出している [3]。これらの研究により、これまでの 50 % という上限については既に過去のものとなった。

表 4.2: 歪 GaAs 光電陰極のパラメーター

Zn-doped GaAs ($t \approx$ Å, $p \approx 5 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$)
Zn-doped GaP_xAs_{1-x} ($x \approx 0.17$) ($t \approx 2\mu$m, $p \approx 5 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$)
Zn-doped GaAs Subtrate ($t \approx 350\,\mu$m, $p \approx 5 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-1}$) Orientation : (100)

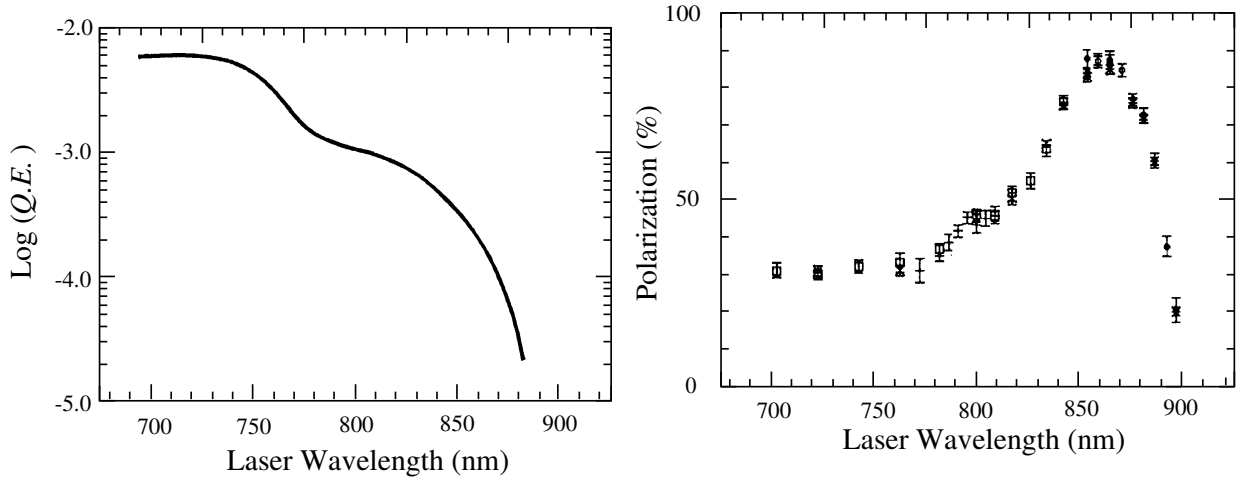


図 4.11: 歪 GaAs のレーザの波長に対する偏極効率と量子効率。

歪 GaAs による光電陰極は MOCVD 装置によって格子がずれている GaP_xAs_{1-x} を下層として生成される。パラメーターを表 4.2に示す。 このような歪 GaAs における偏極効率と量子効率を図 4.11に示す。 $\lambda \approx 860\,\mathrm{nm}$ にある偏極のピークは、主に、歪 GaAs の価電子帯の重い正孔を励起することによって現われたものである。ここで示されている偏極効率の 86 % は世界最高値であり、 50 % の上限を越えることができるという証明となったものである。しかしながら、この材質は量子効率が悪いという問題点を抱えている。例えば、最大偏極効率を得る $\lambda \approx 860\,\mathrm{nm}$ 付近での量子効率はこれまでの GaAs では 3 % 以上得られたのに対し、わずかに 0.02 % でしかない。現在、偏極効率を 80 % 以上に保ったまま量子効率を 0.1 % 以上にすることを目標として研究が続けられている。

また、 GaAs-AlGaAs 超格子 (SL) による光電陰極が MBE によって組み上げられた。図 4.12は SL の厚さ (0.05、0.1、 0.4 μm) の関数としての最大偏極度 (サンプル数:4) を示したものである [4]。 偏極度の SL の厚さに対する明快な依存性は、導電帯の電子は主に SL で偏極を失うことを示している。また、偏極度と量子効率のドーピング密度依存性を見てみると、ドーピング密度を減らすことによって、超格子内での偏極緩和を減らすことができ、偏極度と量子効率の両方を向上することができる [5]。これまで達成した中での最高値は、量子効率が 0.2 %、偏極度が 71.2 % である。

偏極電子銃の設計および組み立て

GaAs を使った実験が高エネルギー物理学の中で既に実用化されているとはいえ、 JLC での使用に対する要求はかなり高いレベルのものとなる。特に高電圧下 (100 ~ 200 kV) での動作、高出力レーザ (最高出力が 30 ~ 100 kW) に対する光電陰極などは顕著である。

この二点に対する研究を行うために、 KEK と名古屋大学の共同研究としてプロトタイプの銃を製作した。 KEK にて製作した偏極電子源の試験装置を、偏極測定装置であるウィーンフィルターやモットー解析装置と共に図 4.13に示す。 現在、高電圧下での試験が進められており、真空に関しては全気圧が 2×10^{-10} Torr と問題はなく、また、

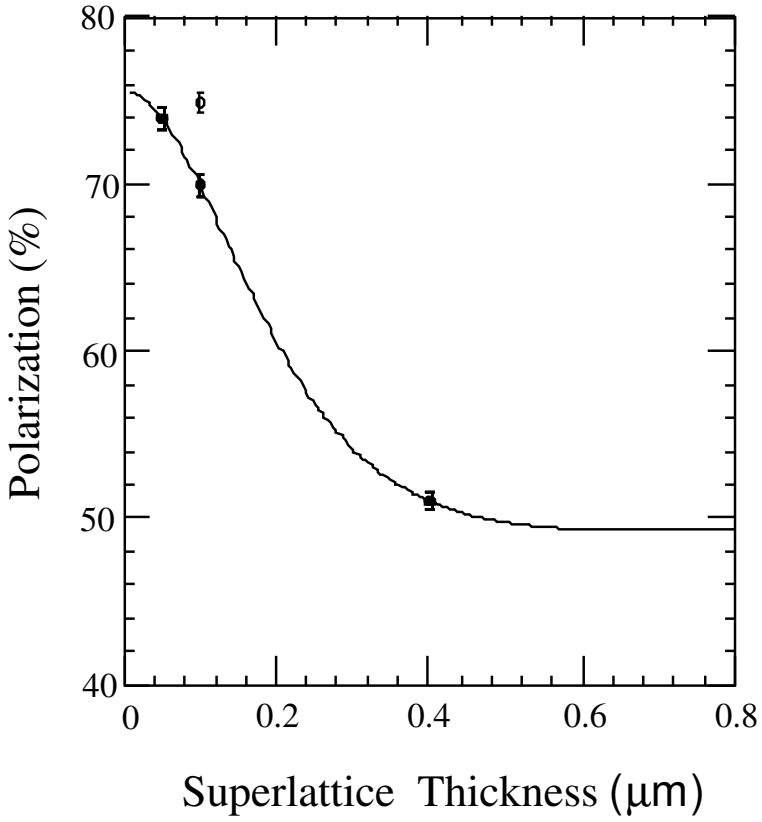


図 4.12: 超格子の厚さの関数としての GaAs-AlGaAs の偏極度

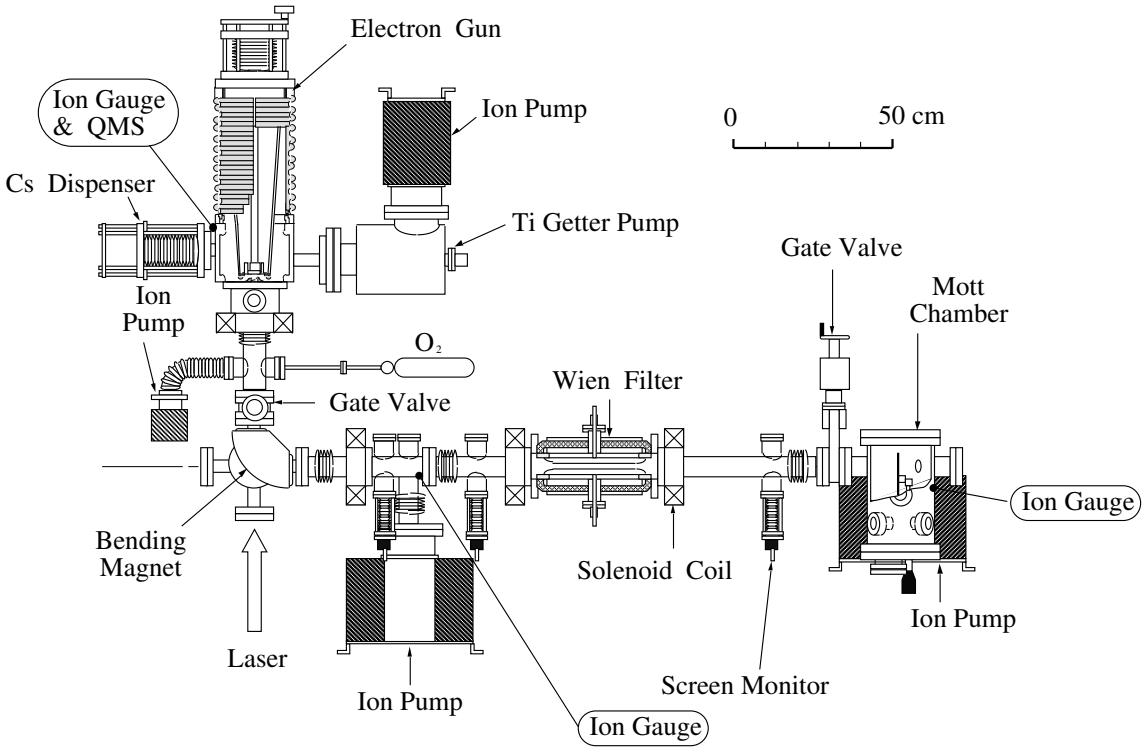


図 4.13: 偏極電子源装置

100 kV の高電圧をかけても暗電流は検出されなかった。既に光電流はでており、光電陰極の研究を始めるところである。その後、改良された光電圧装置やレーザー装置によって JLC の入射用線形加速器に見合った条件下での研究が行われる予定である。偏極電子源を用いた最初の加速テストは、 JLC-ATF において $2 \sim 3$ 年のうちに行われる予定である。

最近では、さらに高い偏極度や高い量子効率をめざした開発が続けられているが、以下に、名古屋大学を中心とした反射膜付キャビティ型陰極と、 KEK を中心として SLAC、 KEK、名古屋大学の共同研究の一環として行われた変調ドーピング超格子陰極について述べる。

反射膜付キャビティ型陰極とは、反射膜上に歪み GaAs 陰極をのせ、反射膜と陰極表面とで共鳴状態をつくり量子効率を向上させるというもので、計算上で約 7 倍、実験的には約 5 倍の量子効率の向上が観測されている [7]。

変調ドーピング超格子陰極は、陰極内部を低ドーピング、表面付近を高ドーピングとした超格子陰極で、 NEC で製作され一部は名古屋大学で偏極度の測定をし、一部は SLAC に送られ大電流の取り出し試験を行った。その結果、偏極度の最大の点で (71 %) 量子効率 2 %、また 2.5 nsec の間に 2.3×10^{11} の電子の引出しに成功した。この値は、将来の線形加速器に必要な条件をほぼ満たしている。

偏極ビームの加速

偏極電子源と共に、いかにして偏極を保ちさらに衝突点においていかにしてスピンを縦方向に回転させるかが次の課題である。

ダンピングリングではスピンは垂直 (横) でなければならない。さもなければ、エネルギーの広がりによる歳差振動数の広がりのために、すぐに偏極は失われてしまう。ダンピングリング以前の段階においては、ビームの質に対する要請は緩いのでリング入射前のスピン回転用の装置を設計することは難しくない。ビームのリング内での周回周波数やベータトロン周波数によって歳差運動が強められないかぎり (共鳴)、偏極を失うような効果は無視できる。スピンチューン (一周回当たりの歳差運動の回数) はビームエネルギーを $E_r \equiv mc^2/a = 440\,\mathrm{MeV}$ で割ったものによって決まり (ここで m は電子の静止質量、 a は異常磁気モーメントの係数を表す)、そのためビームエネルギーを 440 MeV の半整数倍にすれば済むからである。ここではビームエネルギーを 1.98 GeV とした。この共鳴を起こすエネルギー幅は非常に小さいと考えられるため、正確なエネルギーの値にさほど神経質になる必要はない。

主線形加速器においてスピンは、最終収束装置での偏向角とビームエネルギーによって決まるある特定の方向を向いていなくてはならない。そのため、ダンピングリングと主線形加速器の間にスピン回転用の装置が必要となる。

もし、第二バンチコンプレッサーで水平方向の偏極が保たれるのならば、スピンを偏向するには低エネルギーの方がよいので、スピン回転装置は第一コンプレッサーと前段線形加速器の間に置くのが望ましい。第二コンプレッサーは高周波加速管 (周波数 $f_1 = 11.4\,\mathrm{GHz}$、最高電圧 $V_1 = 534\,\mathrm{MV}$) と偏向角が 180° であるアークからなっている。シケインでは正味の偏向角は 0° であるため偏極を失う効果は無視できる。最初のアークでの粒子のエネルギーは、

$$E = E_0 + \Delta E - \alpha z/\sigma_z, \qquad \alpha = 2\pi f_1 V_1 \sigma_z/c = 46\,\mathrm{MeV} \tag{4.1}$$

で与えられる。ここで $E_0 = 20\,\mathrm{GeV}$ は平均エネルギー、 ΔE と z はエネルギーの分散と前段線形加速器の出口での粒子のバンチ上の位置を示している。また、 σ_z はバンチの長さの rms で表している。最初のアークに置ける歳差角は $\pi E/E_r$ で与えられる。 ΔE が $\pm\Delta E = \pm 0.57\,\% \times E_0$ で均一に分布しており、 z が正規分布をしていると仮定すると、水平方向の偏極の減衰係数は、

$$\sin\phi_{max}/\phi_{max}\,\exp[-(\pi\alpha/E_r)^2/2] = 0.89 \times 0.95 = 0.85, \qquad (\phi_{max} = \pi\Delta E_{max}/E_r) \tag{4.2}$$

となり、偏極が水平になっている場合、第二コンプレッサーで偏極を失う現象が顕著となる。そのため、第二コンプレッサーでは垂直に偏極している必要があり、主線形加速器の手前でスピンを回転させなければならない。回転装置についての設計は済んではいないが、回転は可能であると思われる。ただし、ソレノイド又は垂直偏向磁場が不可欠であるので垂直方向についてのエミッタンスの増加に関する研究を慎重に行う必要がある。

主線形加速器において軌道はほぼ真直なため、偏極を失う効果は無視できる。また、最終収束装置で同様の効果は水平偏向から生じると考えられるが $< 0.2\,\%$ とたいへん小さい。

最後に、衝突に最して偏極を失う効果を確認しておかなければならない [6]。現在設定しているエネルギー領域においては、 Υ (ビームエネルギーに対するビーム輻射によって放出される典型的なエネルギーの比) は 1 より小さく、

表 4.3: JLC における陽電子源に関するパラメーター

重心系エネルギー	[GeV]	300	500
バンチあたりの粒子数		6.3×10^9	6.7×10^9
高周波パルスあたりのバンチ数		98	102
くりかえし周波数	[Hz]	150	150
バンチ間隔	[nsec]	2.8	2.8

ビーム同士による電場での歳差運動のために偏極を失う効果は $0.006{n_\gamma}^2$ (n_γ は電子あたりの光子の数) と見積もられる。 n_γ は 1.8 を越えることはないので、この偏極喪失の効果は $2\,\%$ よりも小さくなる。

高エネルギー領域においては、スピン反転シンクロトロン放射と呼ばれる別の偏極を失う機構が存在する。この場合の効果は $2n_\gamma F(\Upsilon)$ ($F(\Upsilon)$ はスピン否反転遷移に対するスピン反転遷移の確率) と算出される。 $300 \sim 500\,\mathrm{GeV}$ において Υ の平均 ($\sim \Upsilon_{\max}/2.4$) は $0.06 \sim 0.25$ であり、 F は $6 \times 10^{-4} \sim 4 \times 10^{-3}$ である。このため、スピン反転による偏極を失う割合は高々 $1.5\,\%$ であろう。さらに Υ が小さい場合は、 F はほぼ $(7/24)\Upsilon^2$ に近くなるので Z^0 領域におけるスピン反転の影響は無視できる程度となる。

注意しなければならないのは、このようなビーム・ビーム相互作用による偏極を失う効果は衝突過程全体に渡って起こり得るということである。衝突中の平均値は、その $(1/4)$ から $(1/3)$ といったあたりであろう。ただし、ここでさらに注意しなければならないのは、このような見積りには衝突前のバンチの形などの確認できない情報が入っていないということである。偏極に関する正確な値を必要とする時は、衝突前後の偏極率を測定すれば、それより衝突中の平均偏極を 1% 以内の精度で推定できるであろう。

4.2.3 陽電子源

JLC においては表 4.3にあるように、バンチあたりに $7 \sim 15 \times 10^9$ 個の粒子が、高周波パルスあたりに $55 \sim 90$ のバンチをもつようなビームを作ることのできる陽電子源が必要である。 そのため、高周波パルスあたり 8×10^{11} 個の陽電子を作ることが目標となる。ここでは、これまで行われてきた陽電子の生成方法、すなわち標的に高エネルギーの電子を当てて電磁シャワーを起こさせることによって陽電子を収集する方法によってこの目標値を如何にして出すかについて述べる。 JLC に見合った値を出すために電子の入射エネルギーをあげるとか電子の数を増やすとかいった処置は、標的の受けるエネルギーの熱的限界により単純にはできない。また、横方向に対しての大きなアクセプタンスを持つ前段ダンピングリングを作ることによって陽電子の収集効率を増やす必要もある。このように、陽電子源の設計は系統的なシミュレーションによるたくさんのパラメータの複雑な最適化を行う必要がある。そのためまず問題点を明らかにし、それぞれについてシミュレーションで得られた解を述べていくこととする。

問題点についての現状

標的によって生成された陽電子は集められ前段ダンピングリングまで加速される。前段ダンピングリングに集められた陽電子の数 N_+ は、大まかにいって入射される電子のエネルギー E_- とその数 N_- に比例する。

$$N_+ = N_- E_- \eta \tag{4.3}$$

ここで、 η は陽電子の生成および収集効率を表す。標的上での入射電子のエネルギー密度に対する熱的な上限 ρ は、SLC の実験 [8, 9] によって、

$$\rho = \frac{N_- E_-}{\pi \sigma^2} \leq 2.0 \times 10^{12}\,\mathrm{GeV/mm^2} \tag{4.4}$$

と求められている。ただし、 σ はビーム半径の rms を表す。一方、収集効率 η はおおよそ前段ダンピングリングとビーム移送装置が許容出来る規格化エミッタンス ϵ に比例し、ビーム半径に反比例する。

$$\eta \propto \frac{\epsilon}{\sigma} \tag{4.5}$$

そのため前段ダンピングリングに収集される陽電子の数は熱的な上限にあるとして、

$$N_+ \propto \epsilon \sigma \rho \tag{4.6}$$

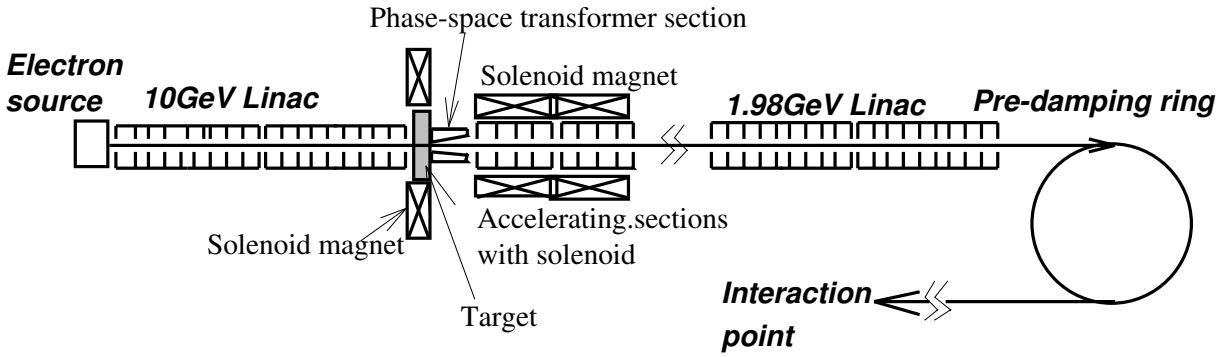


図 4.14: JLC のための陽電子源の概要図

である。これまで用いられてきた金属標的に対して、ρ を劇的に増大させることは難しいので、ϵ や σ を大きくする必要がある。ビームの電力が許される範囲で、σ を大きくすることは可能である。また ϵ については、S バンド線形加速器を含めたビーム移送系の横方向についての収集効率を前段ダンピングリングにあうようにあげる必要がある。この場合の規格化エミッタンスは $0.027\,rad \cdot \mathrm{m}$ である。

陽電子生成装置

JLC における陽電子生成装置の概要図を図 4.14に示す。 アディアバティックデバイス [10] と呼ばれる金属標的直後の位相空間変換部は、放射角、エネルギーに対して大きな受光効率を持っており、磁束濃縮器によってビーム軸に沿ってゆっくりと変化する磁場を生み出す [11]。位相空間変換部の陽電子はソレノイド電磁石で囲まれた加速部で $100\,\mathrm{MeV}$ まで加速され、前段ダンピングリングに入射するために　$1.98\,\mathrm{GeV}$ の線形加速器に入射される。この段階でのパラメーターの最適化は、電磁シャワーのシミュレータである EGS4[12] と Runge-Kutta 法による位相空間変換部と加速部での飛跡計算によって行われた。

[入射電子ビーム] 図 4.15は、陽電子の強度と必要となるビーム電力を入射電子半径の関数として示したシミュレーションの結果である。 入射電子ビームを高周波パルスあたり 9×10^{11} の電子としそのビーム半径の rms を $1.2\,\mathrm{mm}$ とすると、エネルギーが $10\,\mathrm{GeV}$ の場合、高周波パルスあたり 1×10^{12} 個以上の陽電子を得ることが出来る。我々の目標値は 5.4×10^{11} 個の電子によって高周波パルスあたり 8×10^{11} 個の陽電子を作り出すことにおいている。これは金属標的上での $130\,\mathrm{kW}$ のビーム電力に相当し、SLC の場合に対して 4.5 倍の値にあたる。

[標的部] W-Re はその融点が高いこと、加工が容易であることから陽電子生成用の標的として適している。図 4.16は、標的の厚さによる衝突点での陽電子の強度と標的出口でのビーム半径の rms のシミュレーションの結果を示している (入射した電子のエネルギーは $10\,\mathrm{GeV}$)。陽電子の強度は、標的の厚みに対して放射長 (X_0) の 6 倍の場合までほぼ比例しており、$6X_0$ が最適とされる。

[位相空間変換部] 標的から出てきた陽電子はおおよそ $3\,\mathrm{MeV}/c$ の横運動量を持っており、アディアバティックデバイスによって位相空間の中で変換を行なう必要がある。アディアバティックデバイス中の磁場の縦成分は、

$$B_z = \frac{B_i}{1 + \mu z} \tag{4.7}$$

で与えられる。ただし、B_i は標的を出たところでの既存の磁場を表し、μ はアディアバティックデバイスに依存した定数である。図 4.17は、既存の磁場 B_i とソレノイドによる磁場 B_s に対する陽電子の強度のシミュレーションの結果である。 出力強度と技術的問題を考慮する、$B_i = 8\,\mathrm{T}$ あたりが適当であろう。その場合式 4.7に表れた μ が $50\,\mathrm{m}^{-1}$ の場合に最も強い強度が得られることがわかる。

[ソレノイド磁場を持つ加速部] 位相空間変換部は $4\,\mathrm{MeV}$ ほどの大きなエネルギー幅を許容するから、それに続く加速部分での位相のずれが問題になる。さらに磁場中での陽電子の螺旋運動は直線運動より距離が長いため、有限な横運動量がさらなる位相のずれを生み出す。従って、加速部では高い加速勾配を供給する必要がある。図 4.18は

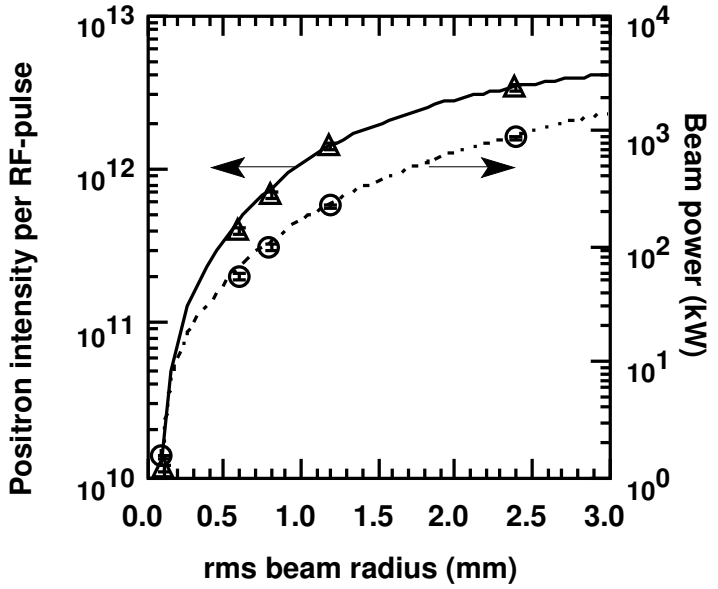


図 4.15: 入射電子の半径による陽電子の強度とビーム電力の様子 (シミュレーション)

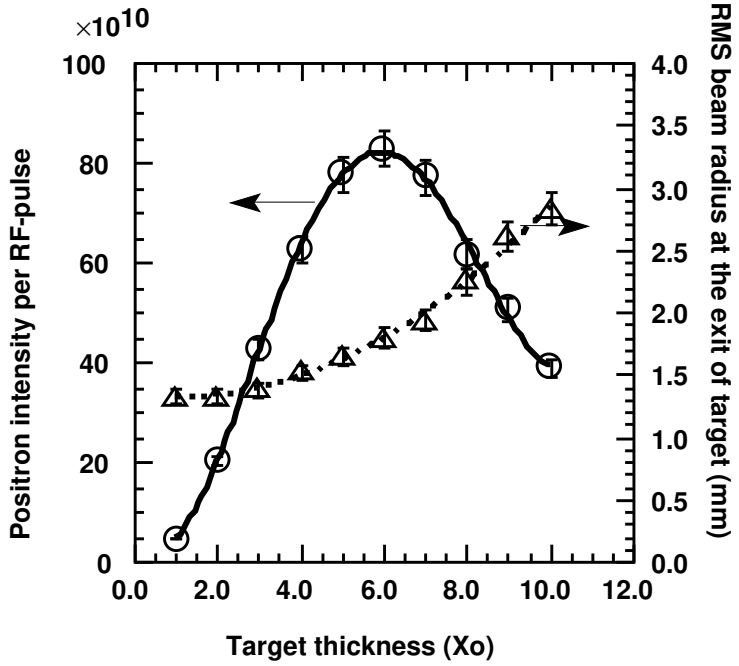


図 4.16: 標的の厚さによる衝突点での陽電子の強度と標的出口でのビーム半径の rms のシミュレーションの結果

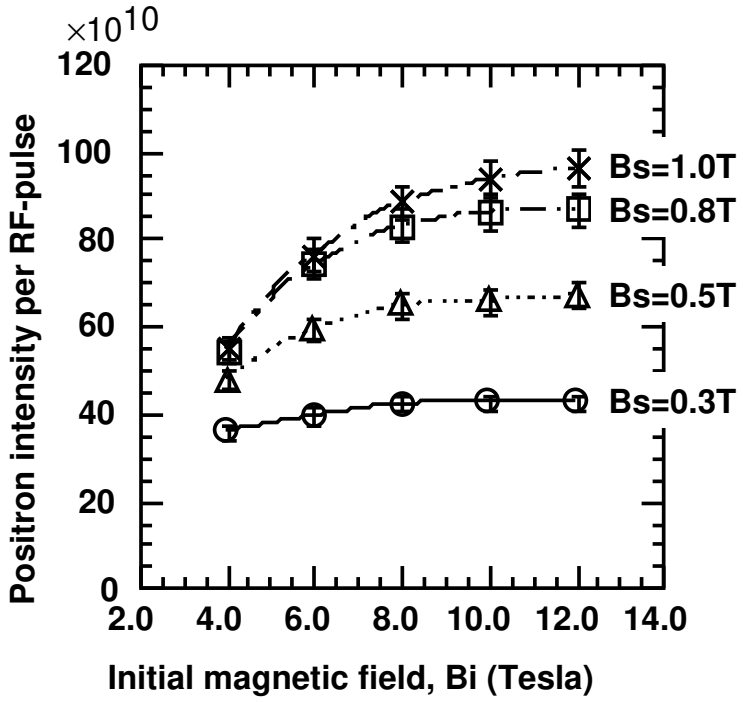


図 4.17: 既存の磁場 B_i とソレノイドによる磁場 B_s に対する陽電子の強度のシミュレーションの結果

シミュレーションの結果を示しているが、空洞開口径および入射ビーム半径の大きいほど高い陽電子強度が得られることがわかる。我々は開口径 $26\,\mathrm{mm}$、加速勾配 $30\mathrm{MeV/m}$ を選ぶ。この結果、$0.8\,\mathrm{T}$ の磁場内において $1.5\,\mathrm{m}$ の長さの定勾配加速管を二つ通過することにより、陽電子は $90\,\mathrm{MeV}$ のエネルギーを受けることがわかる。

[$1.98\,\mathrm{GeV}$ 前段入射用線形加速器] $90\,\mathrm{MeV}$ のエネルギーを持つ陽電子は S バンドの前段入射用線形加速器により $1.98\,\mathrm{GeV}$ まで加速され、前段ダンピングリングに入射される。この加速器は $26\,\mathrm{mm}$ の開口径を持つ $3\,\mathrm{m}$ の定勾配加速管が直列に並んでおり、$1\,\mathrm{m}$ あたり $30\,\mathrm{MeV/m}$ の加速勾配を持っている。前段ダンピングリングの横方向のアクセプタンスに合わせるため、初段階の加速部に 9 つの FODO 磁石系を置き、さらに $3 \sim 6$ ほど後方に設置する。そのため $0.027\,\mathrm{rad\,m}$ の横方向のアクセプタンスと $\pm 1\,\%$ のエネルギーアクセプタンスが可能となった。

前段ダンピングリング

表 4.4に前段ダンピングリングのパラメータを示す。ここでは $0.027\,\mathrm{rad\,m}$ という大きな値を持つ横方向アクセプタンスが重要である。 また、図 4.19は陽電子強度を、ソレノイド付き加速部より下流での横方向アクセプタンスの関数として、種々のエネルギーアクセプタンスについて図示したものである (シミュレーション)。これによると、エネルギーアクセプタンスよりも横方向のアクセプタンスの方が重要であることがわかる。横方向アクセプタンスを $0.027\,\mathrm{rad\,m}$ とすれば衝突点での高周波パルス当たりの陽電子数が 8×10^{11} となることが期待される。

図 4.14にあるような従来からある陽電子の生成法でも JLC で必要となる高周波パルス当たりの陽電子数 8×10^{11} を満たすことがわかった。 JLC における陽電子源の主なパラメーターを表 4.5に示す。 これらのパラメーターなどについては ATF において検証、さらに研究が行われる予定である。

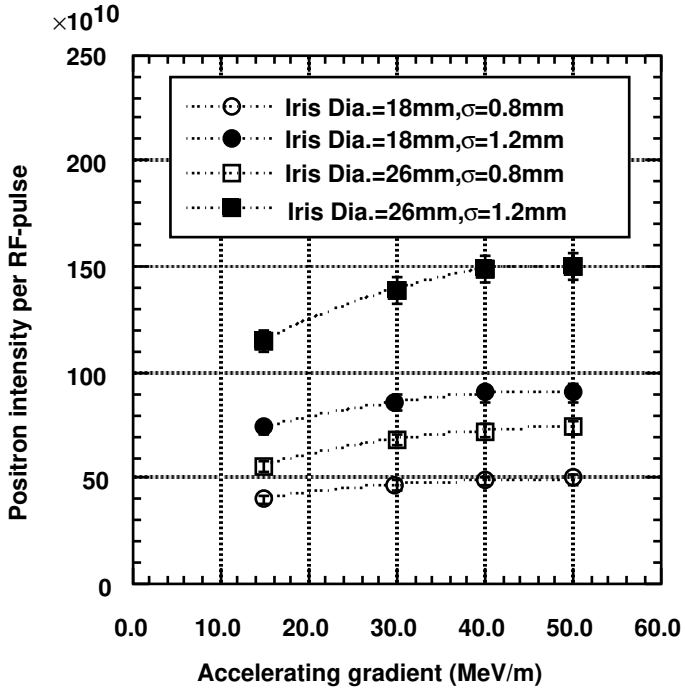


図 4.18: 各開口径と入射電子ビーム半径についての加速勾配の関数としての RF パルスごとの陽電子強度のシミュレーションの結果

表 4.4: JLC 前段ダンピングリングの主なパラメーター

エネルギー [GeV]	1.98
横方向アクセプタンス [rad m]	0.027
取り出し時の規格化されたエミッタンス [rad m]	0.001
エネルギーアクセプタンス [%]	± 1
減衰時間 [msec]	3
高周波振動数 [GHz]	0.714
くりかえし周波数 [Hz]	150

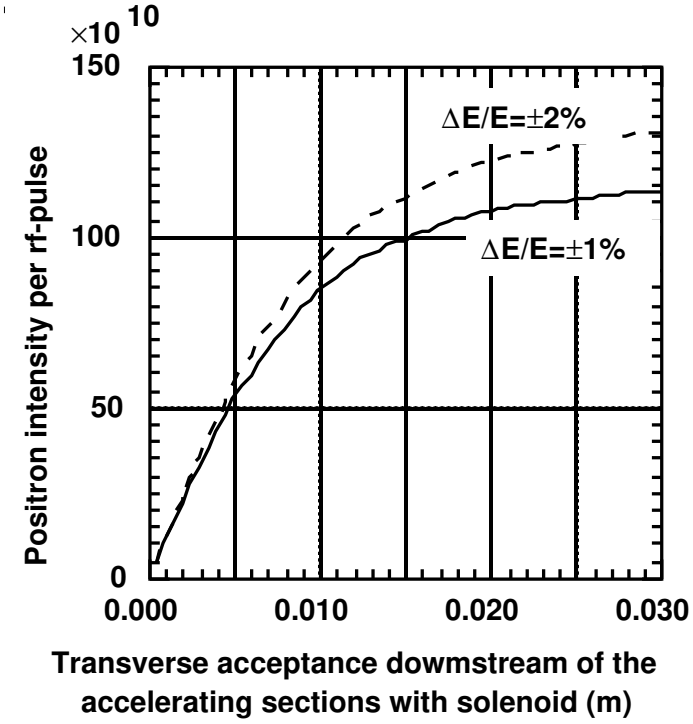


図 4.19: 種々のエネルギーアクセプタンスにおけるソレノイド付き加速部の下流での横方向アクセプタンスに対する陽電子の強度のシミュレーション結果

表 4.5: JLC における陽電子源の主なパラメーター

入射電子ビーム		
エネルギー	[GeV]	10
強度	[/ 高周波パルス]	5.4×10^{11}
ビーム半径の rms	[mm]	1.2
ビーム電力	[kW]	130
金属標的部		
物質		W-Re
厚さ	[mm]	21 (6 放射長相当)
位相空間変換部		
初期磁場	[T]	8
長さ	[mm]	180
ソレノイド磁場による加速部		
加速周波数	[MHz]	2856
くりかえし周波数	[Hz]	150
加速勾配	[MeV/m]	30
長さ	[m]	1.5 (×2)
出口での開口径	[mm]	26
ソレノイド磁場	[T]	0.8
前段ダンピングリングへの移送		
横方向アクセプタンス	[rad · m]	0.027
エネルギーアクセプタンス	[%]	±1

表 4.6: 3 つの高周波域におけるダンピングリングに関する必要条件

		S バンド	C バンド	X バンド
1 バンチあたりの粒子数	$[\times 10^{10}]$	1.75	1.11	0.65
1 トレインあたりのバンチ数		55	72	90
バンチ間隔	[nsec]	5.6	2.8	1.4
規格化されたエミッタンス	$\gamma\epsilon_x\,[\times 10^{-6}\,\mathrm{rad\,m}]$	3.0	3.0	3.0
	$\gamma\epsilon_y\,[\times 10^{-8}\,\mathrm{rad\,m}]$	3.0	3.0	3.0
くりかえし周波数	[Hz]	50	150	150

4.3 ダンピングリング

4.3.1 はじめに

ダンピングリングの役割は、低エミッタンスビームを生成することである。ここで重要なのは減衰時間と平衡エミッタンスである。3 つの高周波域におけるダンピングリングに関する必要条件を表 4.6に示す。このとき、水平エミッタンスに対する垂直エミッタンスの比が小さいことが最終収束系の設計を容易にし、また、衝突点でのビーム・ビーム効果を緩和することになる。この 1 % という値は現在の技術を持ってすれば達成可能であろう。

ダンピングリングのエネルギーをいくつにするかは本質的なものではなく、設計過程の中での一つのパラメーターではあるが、一般的に低エネルギーの方がエミッタンスに関しては良いが減衰時間については高エネルギーの方が適している。バンチ増長効果やバンチ内の粒子衝突等の効果も含めた最適化の結果、ダンピングリングのエネルギーを 1.98 GeV とした。この数字は、後に述べる偏極ビームからの要請でもある。

ビームのエミッタンスは次の式によって決まる。

$$\epsilon = \epsilon_i e^{-2t/\tau} + (1 - e^{-2t/\tau})\epsilon_{eq} \tag{4.8}$$

ここで、ϵ_i は入射ビームのエミッタンス、ϵ_{eq} はビーム内の粒子衝突の効果を含んだ平衡エミッタンス、τ は水平または垂直方向の減衰時間、t はビームがリング内にある時間を表す。この場合、RF 銃から来る電子もしくは前段ダンピングリングから来る陽電子の入射ビームのエミッタンスを $\gamma\epsilon_i = 5 \times 10^{-5}\,\mathrm{rad\,m}$ と仮定している。「前段ダンピングリング」は規格化エミッタンス $3.0 \times 10^{-3}\,\mathrm{rad\,m}$ (rms)、エネルギーの広がりを 1 % の陽電子ビームの入射が可能なように設計されており、その周囲長は $\sim$ 110 m、減衰時間は $\tau_x = \tau_y \leq\sim 4\,\mathrm{msec}$ である [13]。垂直方向のエミッタンスはダンピングリングで 3 桁の向上が必要となる。式 (4.8) の第 1 項により、減衰時間の 5 倍の時間を取ると 4 桁の向上をみるので、垂直方向の平衡エミッタンスは、

$$\gamma\epsilon_{y,eq} \leq 2.7 \times 10^{-8}\,\mathrm{rad\,m} \tag{4.9}$$

となる。

減衰時間は、

- くりかえし周期 (50 Hz もしくは 150 Hz)、
- 減衰時間を単位としたバンチのリング滞在時間 (5)、
- ダンピングリング内のバンチ列の数 (N_t)、

$$\tau_x, \tau_y \leq N_t/(f_{rep} \times 5) \tag{4.10}$$

によって決まる。

キッカー電磁石については立上り、立ち下がりがそれぞれ 60 nsec 以下であると考えているが、この数値は既に実現されている。また、フラットトップの長さは $\sim$ 100 から $\sim$ 300 nsec となるため、各バンチ列は少なくとも 60 nsec は離れていなくてはならない。この結果、リングの周囲長 (L_{ring}) は、

$$L_{ring} \geq c(N_b t_b + 60\,\mathrm{nsec})N_t \tag{4.11}$$

を満たしていなければならない。ここで、N_b はパルスあたりのバンチの数、t_b はバンチ間距離。$N_b t_b >> 60\,\mathrm{nsec}$ であるため、ダンピングリングの周囲長は $N_t N_b t_b$ によってきまる。

ϱ_B を円軌道部での軌道曲率半径とすると、減衰時間は ϱ_B/γ^3 に直接比例をするが、規格化されたエミッタンスは反比例する。両方の要請を満たすために軌道分散が 0 となる直線部を作り長いウィグラーを置くことにする。そのため、レーストラック状の形を取ることとした。

平衡エミッタンスは、偏向電磁石における軌道分散か偏向磁場を減らすことによって小さくすることができる。そのため、アーク部には混合機能型の FOBO セルを採用した。この混合機能型偏向磁石は強い反収束作用を持ち、そこでの軌道分散を最小限に抑えるために電磁石並びの中央に設定する。

規格化された平衡エミッタンスに対するインピーダンスの閾値の比 $(Z/n)_t/\gamma\epsilon_{x0}$ はセルの長さに反比例する [14]。6 極電磁石、補正電磁石、位置モニターを設置するために、それぞれのセルについて 1.12 m の空間を必要とする。

減衰ウィグラーの効果を含んだスケーリング式を考えることとする。我々が設定したケースについて近似してみると、

$$\tau_{eff} \propto {\varrho_w}^2/L_w \tag{4.12}$$

という式を得る。ここで、$\tau_{eff} \equiv \tau/N_t$ であり、ϱ_w、L_w はウィグラーの偏向曲率半径、及び長さを表す。もし、τ_{eff} が与えられたならば (1.0 msec) 、インピーダンスの閾値はセルあたりの偏向角を θ とした場合、

$$(Z/n)_t \propto \theta^2 \varrho_w/L_\mathrm{w} \propto \theta^2/\varrho_w \tag{4.13}$$

となる。さらに $(Z/n)_t$ が $0.3\,\Omega$ ならば、規格化された平衡エミッタンスの振舞いは主電磁石の偏向曲率半径を ϱ_0 とすると、

$$\gamma\epsilon_{x0} \propto L_{cell}\,\varrho_\mathrm{w}/{\varrho_0}^2 \propto \varrho_w/\varrho_0 \tag{4.14}$$

となり、$(Z/n)_t$ の代わりに $\gamma\epsilon_{x0}$ を $3.0 \times 10^{-6}\,\mathrm{rad\,m}$ と固定すると、

$$(Z/n)_t \propto \varrho_0/\varrho_w \tag{4.15}$$

となる。主偏向磁場の強さを減らすことにより、インピーダンスに対する要求をきつくすることなくエミッタンスを減らすことが出来る (セルは長くなるが) 。従って、ウィグラー場の強さを最大にし、主偏向磁場の強さを最小にすることが望ましい。以上のような要求に対する我々の設計については次の節で述べる。そこではウィグラーの長さを増やすことにより、減衰時間と規格化されたエミッタンスの両方を減らすことを可能としており、これがすなわち、我々の設計の特徴の一つとなっている [15]。

4.3.2 電磁石の配列と光学的特性

ダンピングリングは 3 つの高周波域に対して、それぞれの場合に応じて設計されている。これは KEK の Accelerator Test Facility (ATF) で研究・開発されているそれぞれのコンポーネントを共有できるようにするためである [16]。この節では C バンドを用いた場合について述べ、他の場合は表 4.7によって比較することとする。 ダンピングリングの全体図を図 4.20に示す。 周囲長は 320.8 m あり、二つの超周期を持つ。光学的特性を表す関数 β_x と β_y、分散関数 η_x の半周分を図 4.21に示す。 減衰時間は $\tau_x = 3.54\,\mathrm{msec}$ と $\tau_y = 4.30\,\mathrm{msec}$ である。このことにより、くりかえし周波数が 150 Hz の場合各バンチが縦方向減衰時間の 6.2 倍の時間だけダンピングリングに留まることがわかる。バンチ内散乱のエミッタンスに与える影響は平衡エミッタンスの約 13 % である。

それぞれのアーク部は 30 の FOBO セルによって構成される。偏向角は 6.00°、4 極電磁石の規格化された勾配は $4.17\,\mathrm{m}^{-1}$ であり、電磁石の開口部はビームパイプより 2 mm 大きい $r = 1.6\,\mathrm{cm}$ としてある。 また、磁極上磁場は 4.4 kGauss である。電磁石の配置に関しては軌道光学系の関数とともに図 4.22に示してある。

今回の設計においてウィグラーの設計は重要な位置を占める。図 4.23に示したようなウィグラー部において、有効磁場は 1.88 T、周期は $\lambda_w = 40.0\,\mathrm{cm}$ であり、全長は 133 m(うちパッキングファクターは 0.36) である。 ウィグラーは 58 セット用いるが、非線形の磁場は力学口径を減らし入射の際のビーム損失が生じるため、高精度の高磁場が必要となる。

表 4.7: ダンピングリングのパラメーター

主線形加速器の高周波		S バンド	C バンド	X バンド
一周当たりのシンクロトロン放射エネルギー	[MeV]	0.367	0.99	0.71
ハーモニック数		530	764	660
電流	[mA]	410	478	405
周囲長	[m]	222.5	320.8	277.1
ビーム列の数		2	4	4
ビーム列当たりのバンチの数		55	72	90
バンチ当たりの粒子数	$[10^{10}]$	1.73	1.11	0.65
縦方向のインピーダンスの閾値	[Ω]	0.145	0.316	0.594
くりかえし周波数	[Hz]	50	150	150
運動量圧縮係数		0.00098	0.00126	0.00140
エミッタンス	[n rad m]	0.512	0.569	0.618
横方向減衰時間	[msec]	6.13	3.54	4.04
縦方向減衰時間	[msec]	8.01	4.30	5.20
バンチの長さ	[mm]	4.5 (4.8)	4.9 (5.0)	4.9 (5.0)
高周波電圧 (0.714GHz)	[MV]	1.1	2.1	1.9
エネルギーの広がり	$[10^{-4}]$	8.6 (9.09)	9.1 (9.29)	9.14 (9.24)
Touschek 寿命	[sec]	41	70	130
バンチ内散乱を含めたエミッタンス	$[10^{-10}]$	6.73	6.41	6.18
セルあたりの水平方向振動数	[degree]	120	90	92
6 極電磁石の強さ	$[m^{-2}]$	33.4, −45.9	25.9, −33.4	26.3,−33.6
総電力	[MVA]	5	9	7

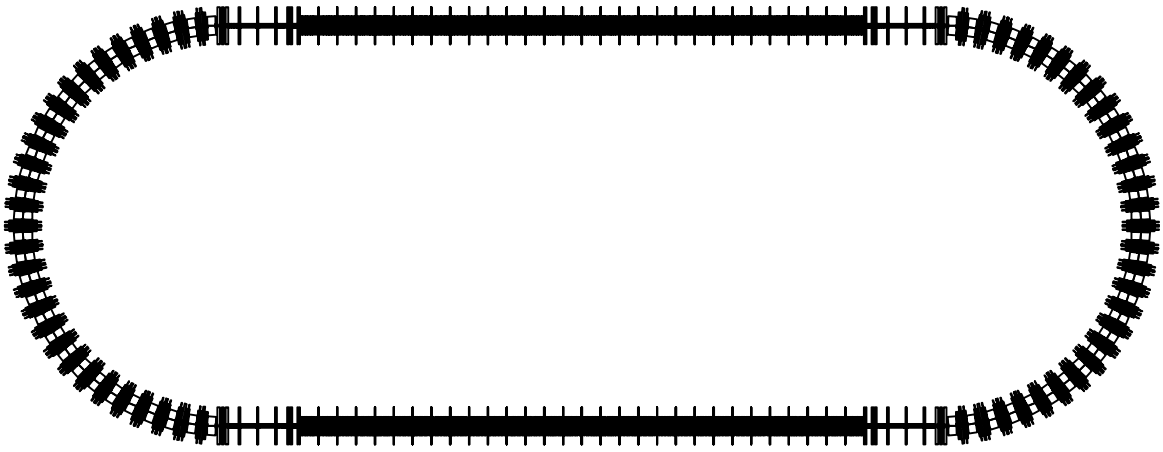


図 4.20: JLC におけるダンピングリング

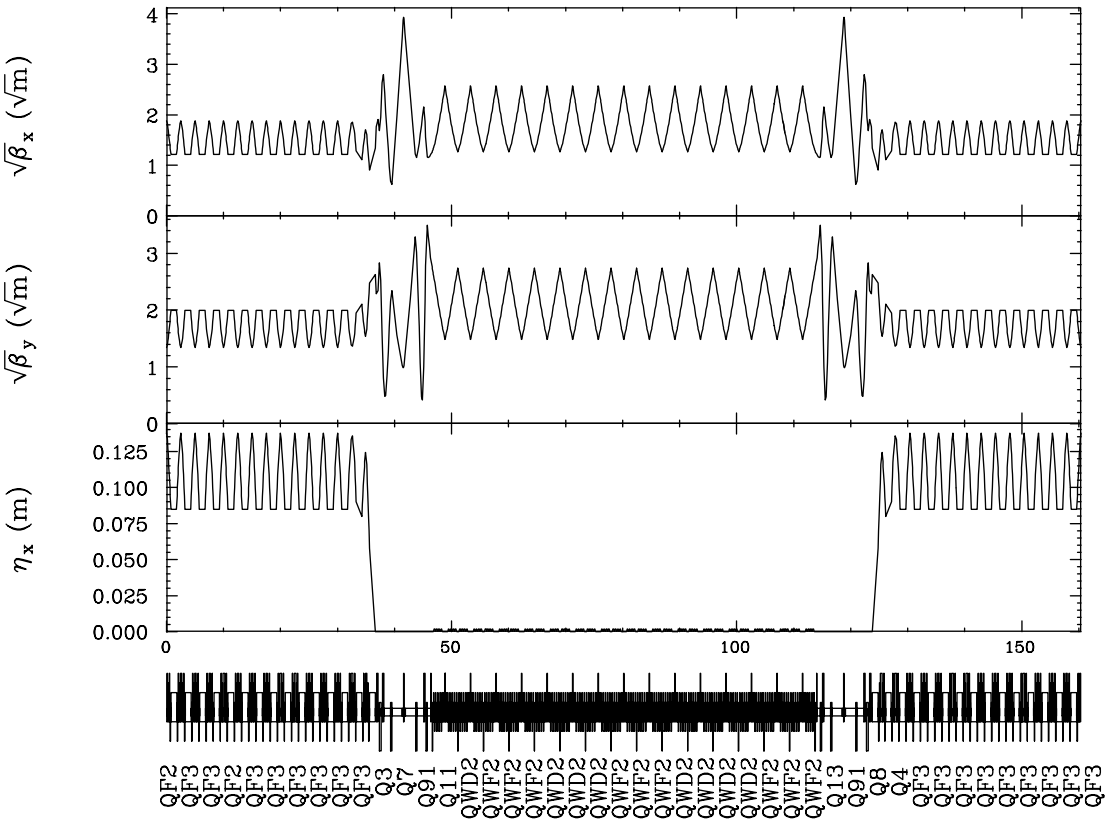


図 4.21: ダンピングリング半周分の電磁石配列と軌道光学関数

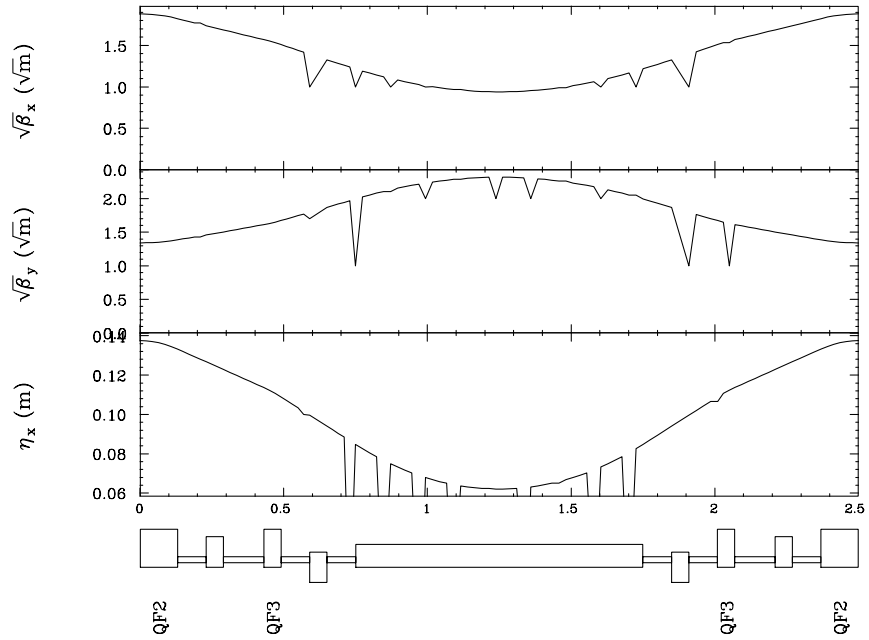


図 4.22: 一つのセルについての電磁石配列

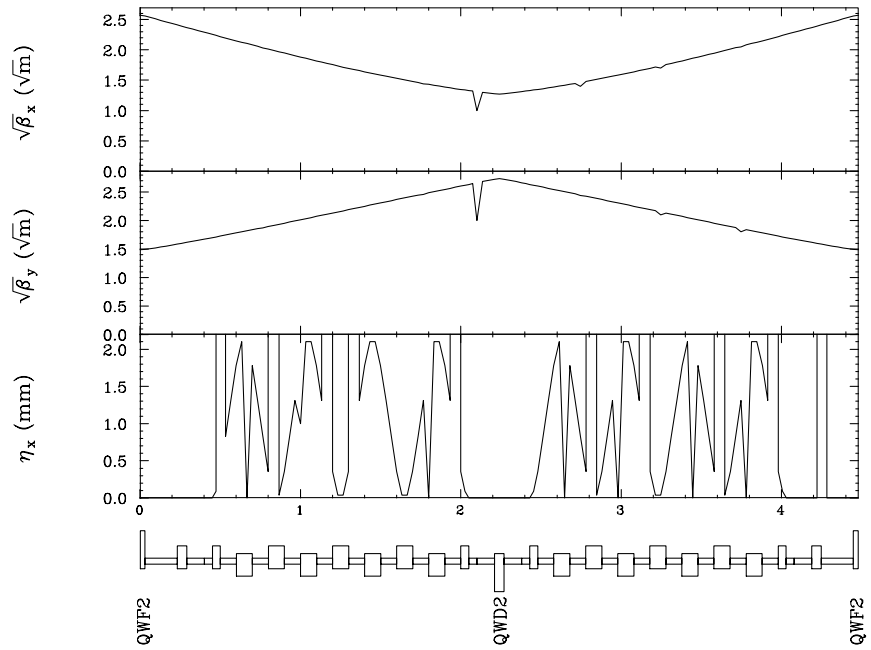


図 4.23: ウィグラーの配列

4.3.3 力学口径と設置位置に対する誤差の許容範囲

ビームのエミッタンスは入射時が最も大きいため、力学口径は入射時の場合を基に考える必要がある。ビームの損失を防ぐためにはビームサイズの rms に対して三倍の大きさを取れば十分であろう。平衡状態にあるビームの水平方向の大きさ σ_0 を単位として力学口径を表してみる。入射時のエミッタンスは平衡エミッタンスの $50/3$ であるため、入射時のビームの大きさの rms は $13\sigma_0$ ($\sim 1.5\,\mathrm{mm}$) に相当する。そのためアーク部のビームパイプの半径を $13.5\,\mathrm{mm}$ ($\sim 22\sigma_0$) とする予定である。

このアーク部では二組の 6 極電磁石だけで色収差の補正を行う。その 6 極電磁石の積分磁場強度は、$K_{2SF} = 25.9\,\mathrm{m}^{-2}$ と $K_{2SD} = -33.4\,\mathrm{m}^{-2}$ である。SAD を使った計算によるとウィグラーによる非線形の電場がない場合、$80\sigma_0$ 以上の力学口径がある。この値は誤差やウィグラーによる非線形の電場を考慮すると減るものであろう。それでも三角関数的非線形場を用いたビーム追跡シミュレーションの結果によると、力学口径は $40\sigma_0$ よりも大きい。SAD の計算結果を図 4.24に示す。 この結果から、電磁石の設置誤差やモニターの位置のずれの許容範囲は垂直方向に対して $30\,\mu\mathrm{m}$、水平方向に対して $50\,\mu\mathrm{m}$ であり、傾きや磁場強度の許容範囲は $0.5\,\mathrm{mrad}$、$0.1\,\%$ であることがわかる。

4.3.4 単バンチの不安定性

短いレンジでの縦方向のウェイク場は、バンチの伸長を引き起こす。Stanford Linear Collider (SLC) でもこの効果が観測されている [17]。これはダンピングリングにおける大電流での稼働に制限を与えることになる。このようなウェイク場は、真空空洞が不連続であることから生じる。JLC のダンピングリングの真空関係の装置は ATF のものとほとんど同じであるが、ATF に関しての真空関係の装置に関連したウェイク場の強さ [18] は TBCI[19] や T3[20] といったプログラムを使って計算されている。

ウェイク場の発生源

ビームダクトの断面は直径 $27\,\mathrm{mm}$ の円形と高さ $15\,\mathrm{mm}$、幅 $47\,\mathrm{mm}$ のレーストラック型をしたものがあり、テーパー管で接続してインピーダンスを低く抑えている。とはいえ、表 4.8にあるようにリングには多くの不連続な箇所がある。 ベローズと真空弁は高周波によって内部コンタクトを取るため、ビームに対して不連続な構造には見えない。また、フランジは特殊なガスケットを持っているため内部にギャップはない。ベローズや他の構成要素をシンクロトロン放射から守るために対光子マスクを使っているが、これが最も大きいインピーダンス源となっている。その

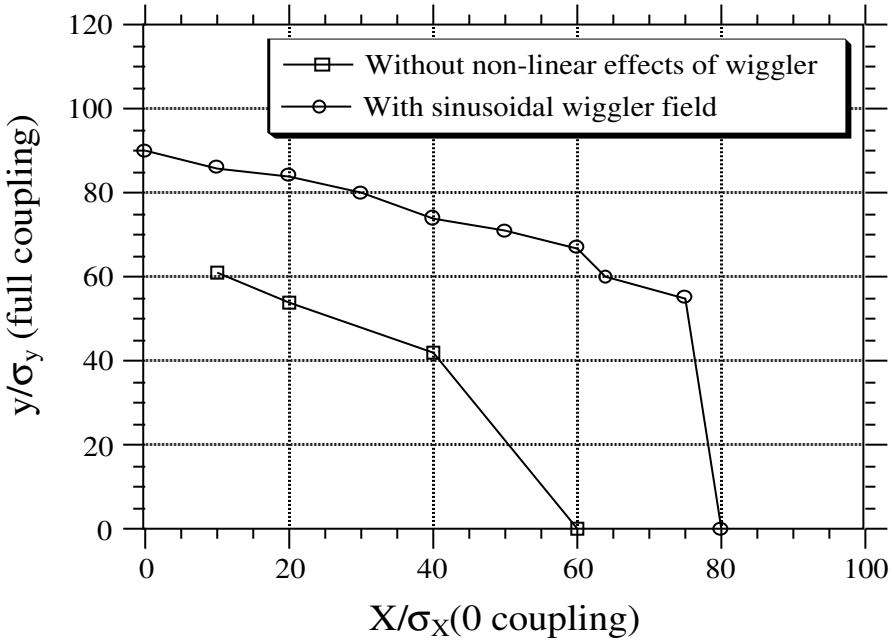


図 4.24: 力学口径

表 4.8: TBCI と T3 によって見積もられた縦方向のインピーダンス

構成要素	$\lvert Z_{\lvert\rvert}/n\rvert$ (Ω)	数	$\lvert Z_{\lvert\rvert}/n\rvert^{total}$ (Ω)
空洞	0.02	4	0.08
真空ポンプの穴	5.4×10^{-8}	$1.5 \times 10^5/100\,\mathrm{m}$	0.01
真空ポンプのスロット	6×10^{-7}	$1300/25\,\mathrm{m}$	0.001
モニター用電極	2×10^{-5}	4×60	0.005
ベローズ	3.5×10^{-4}	200	0.07
セプタムチェンバー	6.8×10^{-4}	2	0.001
高周波 4 極電磁石	6.4×10^{-3}	2	0.01
変換部	1.5×10^{-3}	4	0.006
フランジ	4×10^{-5}	100	0.004
真空弁	8×10^{-4}	8	0.006
対光子マスク	5×10^{-4}	200	0.10
	合計		0.29

ため、できるかぎり対光子マスクを減らす必要がある。また、次に大きなインピーダンス源となっているのが高周波空洞であるが、ダンピングリングでは四つの空洞が必要である。

バンチの伸長

縦方向インピーダンスの閾値は [21]、

$$|Z_{||}/n|_{threshold} = \frac{(2\pi)^{3/2}\sigma_\tau \alpha E {\sigma_\epsilon}^2}{e^2 N} \tag{4.16}$$

で表される。ここで、σ_τ はバンチの長さの rms、α は運動量圧縮係数、E はビームエネルギー、σ_ϵ は相対的なエネルギーの広がり、N はバンチあたりの粒子数を示す。ATF のダンピングリングにおけるインピーダンスの閾値は 0.11Ω であり JLC では 0.17Ω となるが、インピーダンス総計は 0.29Ω と評価されている。しかしながら、式 4.16による見積もりはインピーダンスのタイプに依存しており、しばしば低めの見積り値を出してしまう。そのため別の方法すなわち Vlasov 方程式を解き、シンクロトロン放射等を考慮した単位モードの成長率を計算することによってインピーダンスの閾値を求めることにした [22, 23]。JLC のダンピングリングの最大強度はバンチあたり 2×10^{10} 個の粒子であるが、ビーム軸に沿って軸対称なマスクを使うならば強度の閾値は 0.9×10^{10} となった。また、マスクのインピーダンスが $1/4$ になるならば、この値は 3.5×10^{10} となる。以上の結果、バンチの伸長を避けることは可能と思われる。

4.3.5 多バンチによる不安定性

大電流そして多数のバンチによる稼働が行われるため、バンチ間相互作用に対する対策を考慮しておく必要がある。高周波空洞に与える影響としては、

1. 加速モードでのバンチ間結合不安定性、
2. ビームローディングによるバンチ位置のずれ、
3. 高次モードによるバンチ間結合不安定性。

があげられる。大電流であり周長が長いことから、バンド幅と加速管のデチューニング周波数は、周回周波数と同程度になる。そのため加速モードでのインピーダンスによって引き起こされる「-1」モードの増大率は、ある条件下において放射減衰率よりも高くなる。この不安定性は、R/Q の低い加速管で高加速電圧にすることにより防ぐことができる。また、特定の振動モードに対する RF フィードバックによっても可能である。バンチ間結合の増大率は解析的に $100\,\mathrm{sec}^{-1}$ 以下であると見積られ放射減衰率よりも十分に小さい。バンチの安定性については加速モードでのウェーク場を含めた追跡シミュレーションによってチェックされている。

バンチトレイン間に間隙があるため、リング全体に渡ってバンチは一様に分布しているとは言えない。そのため、各々のバンチはそれぞれ違ったウェーク場 (ビームローディング) を前のバンチから受けることになる。各バンチのエネルギーは周回周波数が変わらないため等しい。そのため、バンチトレインの先頭のバンチは位置が後方にずれ、最後尾のものは前方にずれる。補正しなければ、このバンチ位置のずれはバンチの長さと同定度である。R/Q の低い加速管での高加速電圧によってこのずれもまた防ぐことができる。さらに、ビームローディングを補正する高周波装置がこのずれを最小限に抑えるために使われる。この装置は違った周波数 $(f_{main} \pm N_t f_{rev})$ を持つ加速管からなっている。ただしここで、f_{main} は主高周波の周波数、f_{rev} は周回周波数を表している。必要な最大電圧は約 $50\,\mathrm{kV}$ である。このようなビームローディング補正下でのバンチの振舞は追跡シミュレーションによって調べられている。

高次モード (HOM) による縦方向の不安定性はいわゆる「減衰式空洞 (HOM の Q 値の低い加速管)」によって打ち消すことができる。HOM の Q 値の閾値は追跡シミュレーションによって、各単極モードに対して $(R/Q) \times Q \times f \sim 10^4$ と見積もることができる。ここで f は各モードでの周波数 (GHz) であり、R/Q の単位は Ω である。この値は、同じ電圧でバンチが一様分布をしている場合の解析的な計算とよく一致している。

横方向の不安定性は減衰式空洞と各バンチトレイン内でのバンチ間の振動数のずれによって打ち消すことができる。追跡シミュレーションによると、各横方向モードに対して $(R/Q) \times Q \sim 10^6\ (\Omega/\mathrm{m})$ となる。バンチトレイン内のベータトロン振動数のずれ、$\Delta\nu$ は $\sim 1 \times 10^{-3}$ である。この値もまた、同じ全電流でバンチが一様分布をしている場合の解析的な計算と良い一致をみている。このような高周波加速管に対する要求は後に述べるようにみたされており、チューンの広がりは高周波 4 極電磁石によって得ることができる。

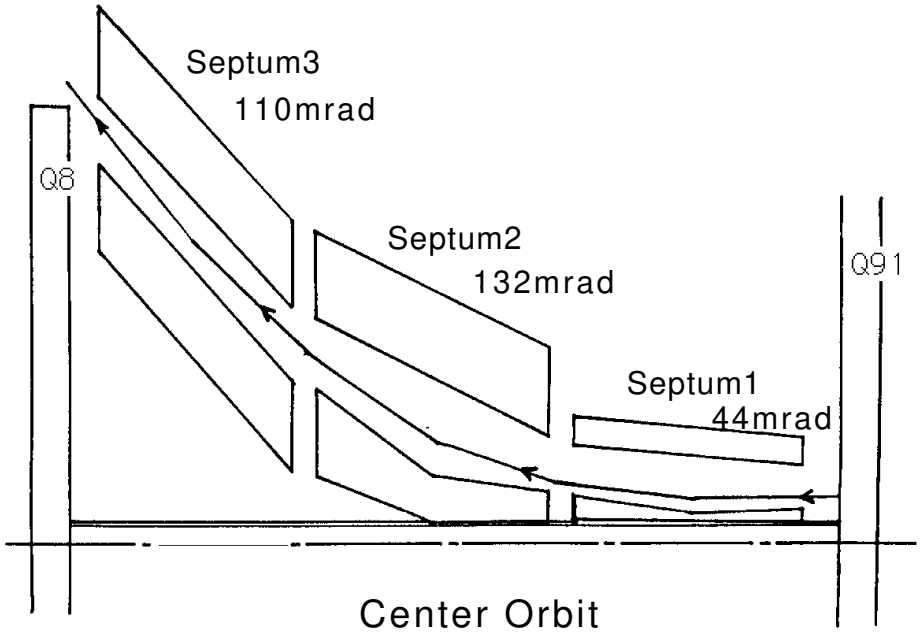


図 4.25: 入射系と引出し系での軌道

4.3.6 入射系と引出し系

入射系

RF 銃もしくは前段ダンピングリングから入射されるビームは三つのセプタム電磁石によって 110、 132、 44 mrad 曲げられ、さらにキッカー電磁石により 4.5 mrad ほど曲げられる。この時、入射位置の誤差は 0.1 mm よりも小さい。ダンピングリング加速管のビームローディングをほぼ一定に保つために、 RF バケットは入射バンチによって常に満たされていなければならない。そのためには、ビームの取り出し点、入射点、加速管が、この順番に配置されていなければならない。

引出し系

ダンピングリングからビームを安定に引き出すことは非常に重要なことである。ジッターはビームサイズの 1/10 以下でなければならない。

ビームを取り出す場合、キッカー電磁石によって 4.65 mrad 曲げられたビームは、セプタム電磁石へと導かれる。その後、三つのセプタム電磁石によって 44、 132、 110 mrad と曲げられる。パルス状の磁場では大きなジッターが生じるため、セプタム電磁石には DC 電磁石を用いる。全偏向角 (286 mrad) でのパルス毎の再現性は $\pm 3 \times 10^{-5}$ よりも良い。

$\beta_x \equiv 10\,\mathrm{m}$ とすると、キッカー電磁石によるジッターの許容範囲は 5×10^{-4} となる [14]。これの実現には、位相が π だけずれた場所に置かれた二つのキッカー電磁石によりジッターを相殺すれば良い。一つめのキッカー電磁石はダンピングリングの中に置かれ、もう一つは引き出し系のラインに設置される。これらによって、ジッターは 10^{-4} から 5×10^{-4} に減らすことができる。図 4.25は入射系と引出し系での軌道を描いたものである。

4.3.7 電磁石

ダンピングウィグラー、偏向電磁石の組合せ、 4 極電磁石および 6 極電磁石の概念設計は済んでいる。電磁石に関する詳細は、場所の広さ、製作費用、消費電力などを考慮して決まった。真空チェンバを入れる関係で、 4 極電磁石や 6 極電磁石およびウィグラーは二つに分ける必要がある。また、磁場や設置精度の再現性を出すために、それぞれの電磁石には精密なノックピンをいくつか付けねばならない。この再現性はダンピングリング全体の設置精度にも影響を与えるものである。

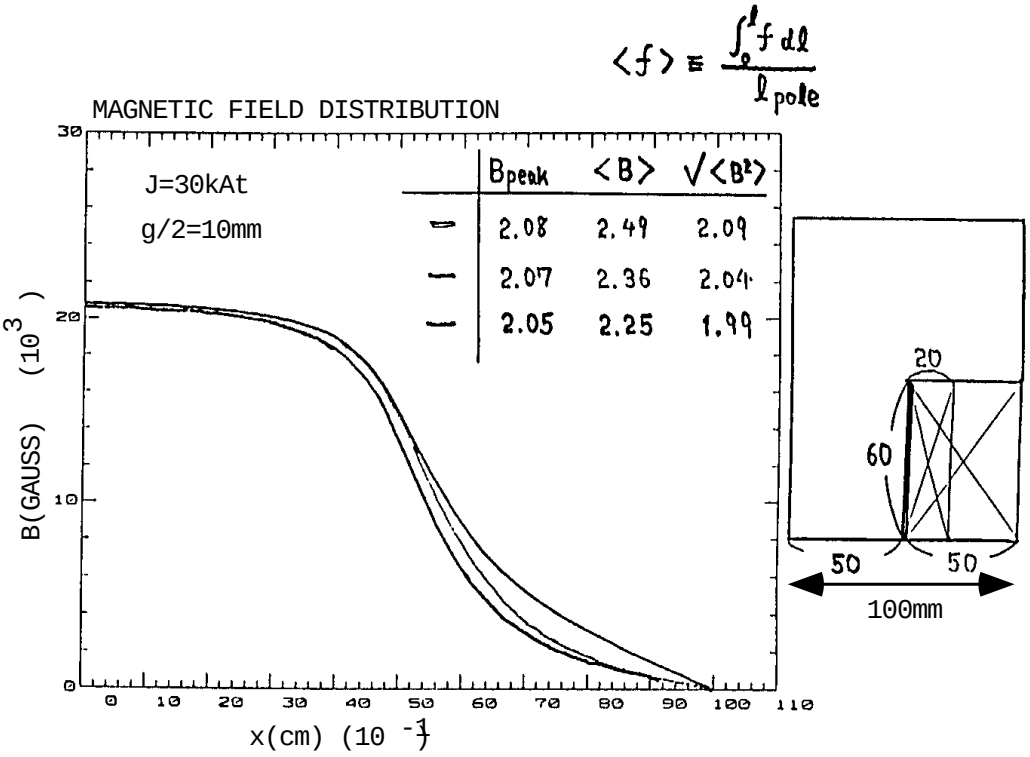


図 4.26: ウィグラーの磁場分布

低エミッタンスと速い減衰には高磁場と短いピッチのウィグラーが必要である。高磁場はコイルもしくは永久磁石のためにある程度の空間を必要とするので、この二つの要求は相矛盾することになる。エミッタンスに与えるウィグラーの効果を見てみると、η' がそのほとんどを占めていること、最低次近似計算ではウィグラー極間の自由空間はエミッタンスにほとんど影響を与えないことがわかる。そこでこの空間を $0.4\,\mathrm{m}$ とすることにした。永久磁石を使うことに関しては、組み合わせた際の磁場の低下、放射線、熱に対する耐久性などが未知数なため、通常の電磁石を用いることにする。 $B_{peak} \sim B_{eff} \sim 2\,\mathrm{T}$ ($[B_{eff}$ は $\int B^2 ds/l_{pole}]^{1/2}$ によって定義される) を得ることは可能だが、消費電力の関係から $1.8 \sim 1.9\,\mathrm{T}$ とする。図 4.26はウィグラーの磁場分布を示している。

発散用の 4 極成分を伴った混合機能型偏向電磁石を導入することによって、D パラメータ (放射減衰の分配を表す量) を負にすることができ、横方向のエミッタンスを小さくすることができる。混合機能型偏向電磁石はセクタ型にする必要がある。さもなくば、ビームは $1\,\mathrm{m}$ の磁石では $15\,\%$ 以上の磁場の変化の影響を受けることになる。磁極の形状は円柱座標におけるポアッソン方程式の解の形として得られ、対数曲線になる。磁場分布、そのコイル位置依存性、製造誤差などは磁場計算プログラム「POISSON」によって得られた。コイルは磁極間の距離を節約するために鞍型にする必要がある。また、その設計にあたっては位置決めの方法を考慮するする必要もある。

4.3.8 高周波装置

高周波装置はシンクロトロン放射によるエネルギー損失を補うために十分な加速電圧を供給するだけではなく、必要なエネルギーアクセプタンスを得たり、バンチの長さを短くするといった役割も果たしている。 12 の単セル空洞により、$3\,\mathrm{MV}$ の電圧を得ることができる。シャントインピーダンスは空洞あたり $3.9\,\mathrm{M\Omega}$ 程度になる。一つの空洞あたり $0.25\,\mathrm{MV}$ 以上の電圧を得るとすると、電力損失は空洞あたり $16\,\mathrm{kW}$ となる。以上により、空洞一つにつきビームに $50\,\mathrm{kW}$ の電力を与えるためには、全部で $800\,\mathrm{kW}$ (空洞一つあたり $66\,\mathrm{kW}$) の電力を必要とするが、この電力は三台のクライストロンによって供給される。つまり、クライストロン一つあたり $270\,\mathrm{kW}$ づつ四台の空洞に電力が供給されることになる。ビームの入出力の際の不安定性を避けるため高周波の制御を素早くする必要があるので、電力供給源のバンド幅は $2\,\mathrm{MHz}$ よりも広く取っている。周波数は入射用線形加速器の場合の $1/4$ にあたる $714\,\mathrm{MHz}$ とした。 $1428\,\mathrm{MHz}$ での稼働も検討されたが、加速モードでのバンチ間結合不安定性及び不均一ビームローディングを考

慮すると、低周波の方が好ましいため、先のように決めた。このような低周波にすると、デチューニング周波数も小さくできるため、バンチ間結合の成長率は小さくなる。また、電圧の R/Q に対する比も小さくなるので、位置のずれは小さくなる。

高次モードの低い Q 値の要求は減衰式空洞によって満たされる。高次モードのウェーク場は四つの導波管によって取り除かれる (導波管のカットオフ周波数は加速モードと最低周波数の高次モードとの間に設定されている) 。よって、必要な Q 値が得られるのである (TM_{011} では 20、その他では約 100 となる)。

バンチ間結合ベータトロン振動対策のための **RFQ**

横方向のバンチ間結合不安定性を避けるために、トレイン内の各バンチの間にベータトロン振動数のずれが必要となる。約 0.001 の違いは RF-4 極電磁石によって得られ、シミュレーションによると不安定性は十分に取り除くことができる。

4.3.9 その他の装置について

モニター系

ビームの位置モニターには、インピーダンスを低くすることができる、値段が安い、構造が簡単であるなどの理由により四つのボタン型の電極を持った静電型を用いる。ウィグラーでの $3\,\mathrm{mm}$ 程度の分散を修正する必要があるので、 $10\,\mu\mathrm{m}$ (rms) の分解能を必要とする。四つのボタン型電極からくる信号は遅延同軸ケーブルを通して RF 結合器によってまとめられる。結合器からくる適当な低い周波数部は 4 つのゲートを持つフラシュ ADC に入力される。軌道分散を補正するために、違った周波数 ($\Delta f_{RF} = 10\,\mathrm{kHz}$) での閉軌道のずれを比較することによって分散を測定する。軌道の違いは $6.4\,\mu\mathrm{m}$ となる。 $3\,\mu\mathrm{m}$ 以下の分解能をだすためには、最低でも 10 個の位置測定データが必要となる。

設置位置調整系

ATF ダンピングリングの各要素のサポート台は、縦 $2.4\,\mathrm{m}$、横 $1.0\,\mathrm{m}$ で三本の足によって支えられている。また、その足は水平、垂直量方向に $5\,\mu\mathrm{m}$ の分解能で動かすことが出来る微動装置を持つ。またこの台には水準器がついており、台の垂直方向に関して測定できるようになっている。水平方向については、四分割光電陰極とレーザ陰極を 2 組用いて測定することになる。

磁場測定の後、 1 セルを構成する電磁石が 1 つの台に載せられるが、この作業は $20\,\mu\mathrm{m}$ よりも良い精度で行うことができる。先に述べたように、真空チェンバを入れるため各電磁石の上部と下部は分離できる必要がある。この時の接合具合いなどは、正確にチェックする必要がある。

設計軌道に対する台自身の設置は、水平方向に関して $20\,\mu\mathrm{m}$、垂直方向に対して $30\,\mu\mathrm{m}$、回転に関して $0.3\,\mathrm{mrad}$ の精度が要求される。

取出し後のビームに関する装置

高ルミノシティーを維持するために、取出されたビームのエミッタンスをしばしば測定する必要がある。ダンピングリングから出るビームは、垂直方向の大きさが非常に小さいため、 SLC の衝突点付近で使われている炭素ワイヤモニターが適しているように思われる。現在、径 $4\,\mu\mathrm{m}$ の炭素線を研究中であるが、実現すれば、引き出されたビームの水平、垂直方向のエミッタンスが測定可能となる。この時、垂直方向の超低エミッタンスが確認できたならば、衝突型線形加速器開発の進歩に重要な意味を持つことになる。

4.3.10 真空装置

ダンピングリングの主な目的は低エミッタンスビームを得ることにある。真空装置については、ビーム・ガス散乱などによってこの目的を妨げるようなことのない程度まで圧力を下げることが要求される。この散乱過程について様々な研究が行われてきた [24, 25, ?]。垂直方向のエミッタンスの増加を $10\,\%$ 以下に抑えるためには、真空度を $6 \times 10^{-6}\,Pa$ 以下にしなければならない。電子蓄積リング内でのガス放出は主にシンクロトロン放射 (SR) によって誘発される。チェンバ壁での SR 光子密度は、ウィグラー部とアーク部それぞれにおいて 2×10^{19}、 1×10^{19} 光子/m/sec

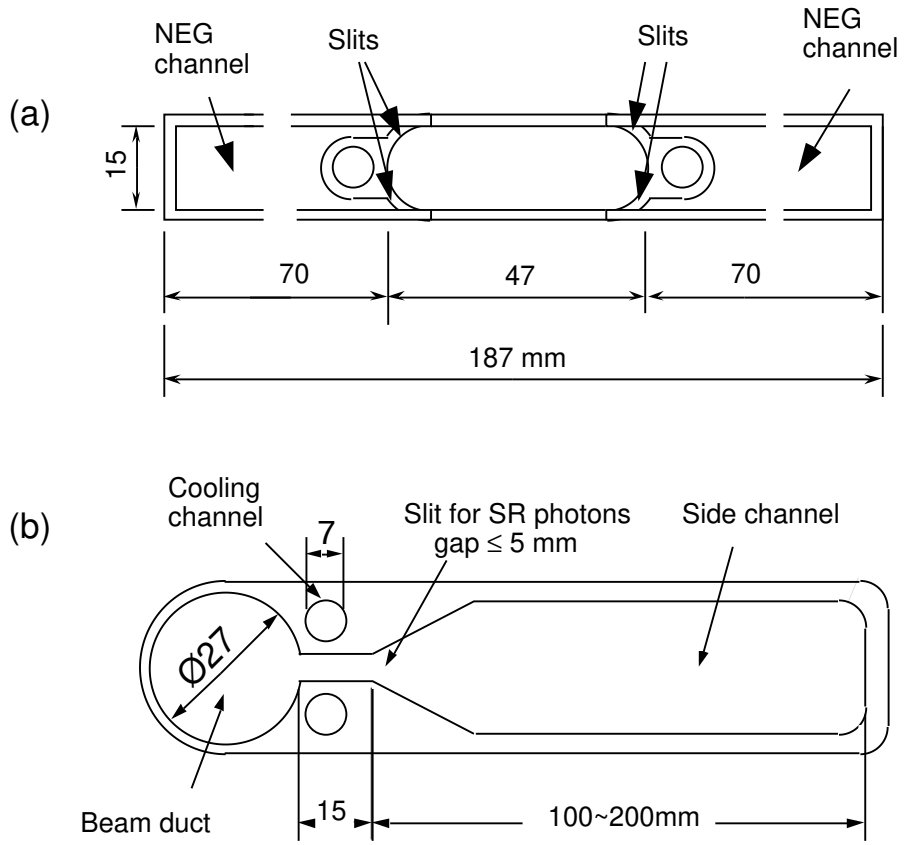


図 4.27: 真空チェンバの断面図

に達すると思われる。ここで光子によるガス放出率を光子あたり 1×10^{-5} 分子と考えてみると、それぞれの部分において 140、 $70\,l/\mathrm{sec/m}$ の排気が必要となる。基本的な設計概念を以下にあげる。

1. 全ての真空チェンバをアルミ合金による押出成形によって作る。また、ビームラインに組み込む前に $150°C$ で 24 時間焼きなまされる。
2. 真空チェンバはフランジとベローズで結合される。空間的な制限のため、その場で溶接されることはない。
3. 光子マスクによってシンクロトロン放射の影響をマスク上に集中させる (特にアーク部)。これによりガス放出域を最小限に抑えることができる。
4. ビームダクトの断面は四つの空洞とマスク以外では直径 $27\ \mathrm{mm}$ の円とする。ウィグラーチェンバーはレーストラック型をしており、縦 $15\ \mathrm{mm}$、横 $47\ \mathrm{mm}$ である。インピーダンスを低く抑えるために、チェンバーの結合部は滑らかにしなければならない。
5. レーストラック型と円形の二種類のベローズを使う。また、 RF シールドをベローズとゲートバルブにいれる。
6. リングの真空度をはかるため、各セルに真空計を入れる。イオンポンプの電流からも補助的な情報を得ることができる。

上記の殆どの部品は ATF ダンピングルング用に準備中のものと類似しており、まもなく試験が行なわれる。

真空チェンバ

ウィグラーチェンバーの断面を図 4.27(a) に示す。 水平方向両側に冷却管があり、ビームダクトに沿ってゲッター (NEG) ポンプのためのチャネルが両側にある。このポンプはビームダクトとはスロットによって継っており、スロットは冷却管とチェンバ外壁の間に位置する。また、イオンポンプ、真空ゲージ、荒引きポンプのために、リングの内

側に三つのポンプポートが用意してある。偏向部のチェンバーの断面は図 4.27(b) に示してある。 偏向電磁石は混合機能型であり、磁極のギャップはリングの外側に向かって開いている。 SR 光子の影響を避けるため、アンテチェンバーを更に加える必要がある。アウトガスを効果的に排出するために、イオンポンプと NEG ポンプは光子マスクの近くに設置する。 C バンドパラメーターの場合、ビーム電流が 450 mA では、ウィグラー部とアーク部ともに、最大電力線密度が 1.5 kW/m になる。これらのチェンバーは、水冷される。アンテチェンバー内では、銅の光子マスクの表面が最高 100°C までになり、アーク部の最初段のアンテチェンバーはウィグラーからの輻射を受けるため数 100°C にまでなってしまう。

3 m のプロトタイプ真空チェンバーのテストが行われ、開発のための数多くの情報を得ることができた。これらをもとに、さらに完璧に RF 結合を持つベローズとマスクを減らすための冷却装置の設計をおこなっている。

真空ポンプ

荒引きポンプ系は手動型バルブによって真空チェンバに直接結合している。これは、磁気ベアリングのついたターボ分子ポンプとロータリポンプからなる。これらはカートの上に据え付けられ、 NEG ポンプを除いて稼働中は真空チェンバから切り離されている。リングに対しては主に、スパッターイオンポンプ (SIPs) が使われる。 SIPs は効率をあげるため光子マスクの直前に設置され、その排気速度は直線形チェンバーとアンテチェンバーにおいて、それぞれ 60 l/sec と 100 l/sec である。線形 NEG リボンはウィグラーチェンバーの両脇に設置され、効率良くガスを排気する。集中 NEG は SIPs の補助のためアーク部セル中にも置かれる。

4.4 バンチコンプレッサー

4.4.1 はじめに

衝突点におけるベータ関数を小さくすることによって高いルミノシティーを得ることができるが、そのベータ関数がバンチの長さと同じ程度になると、もはやそれを望むことはできなくなる。そのため、バンチ長を短くする必要がある。また、このことは主線形加速器における短距離ウエイク場の悪影響を抑えることにもなる。 JLC の主線形加速器でのバンチの長さは 80 $\sim$ 150 μm であるが (表 4.1) 、ダンピングリングでのそれは 5 mm であり、エネルギーの広がりは 0.93×10^{-3} である。したがって、ダンピングリングで得られたバンチ長をバンチコンプレッサーで 1/63 まで圧縮する必要がある。しかし、縦方向の位相空間でのエミッタンスが保存されるので、同じ比率でエネルギーの広がりが大きくなってしまう。相対的な広がりを十分小さく抑えるために、バンチ長の圧縮を二段階で行い、中間部にさらに線形加速器を用意することになる。

この節における議論においては、

- バンチの中の粒子数 (N) ... $(0.7 \sim 2) \times 10^{10}$
- バンチトレインの中のバンチ数 (m_b) ... $50 \sim 80$
- バンチトレインの全電荷 ... 8×10^{11}

として進めていく。

4.4.2 基本的なパラメーター

ここでは、第 2 コンプレッサーでのビームエネルギーと第 1、第 2 コンプレッサーの圧縮率について述べるが、重要なのはエネルギーの広がりである。そこで、次の二点について考察する必要がある。まず第一に、ダンピングリングでの多バンチビームローディングに起因するエネルギーの広がりを考える。ダンピングリングでの多バンチビームローディングは、何の補正も行わなければ、バンチ間隔を不均等にする。この位置のずれは、縦方向の位相平面内で位相を 90° 回転させる第 1 コンプレッサー出口において、各バンチのエネルギーの違いとなって現れる。ダンピングリングの空洞内で許される位置のずれは 5 mm $(1\sigma_z)$ までであり、これは $1\sigma_\epsilon$ のエネルギーのずれを生む。

第二点として、単バンチビームローディングによって、前段線形加速器で加速中にエネルギーの分散が生じることがあげられる。 S バンドを用いた場合の構成では $N = 2 \times 10^{10}$、 $\sigma_z = 0.5$ mm においてビームの広がりの rms は約 0.2 % となってしまう [27]。

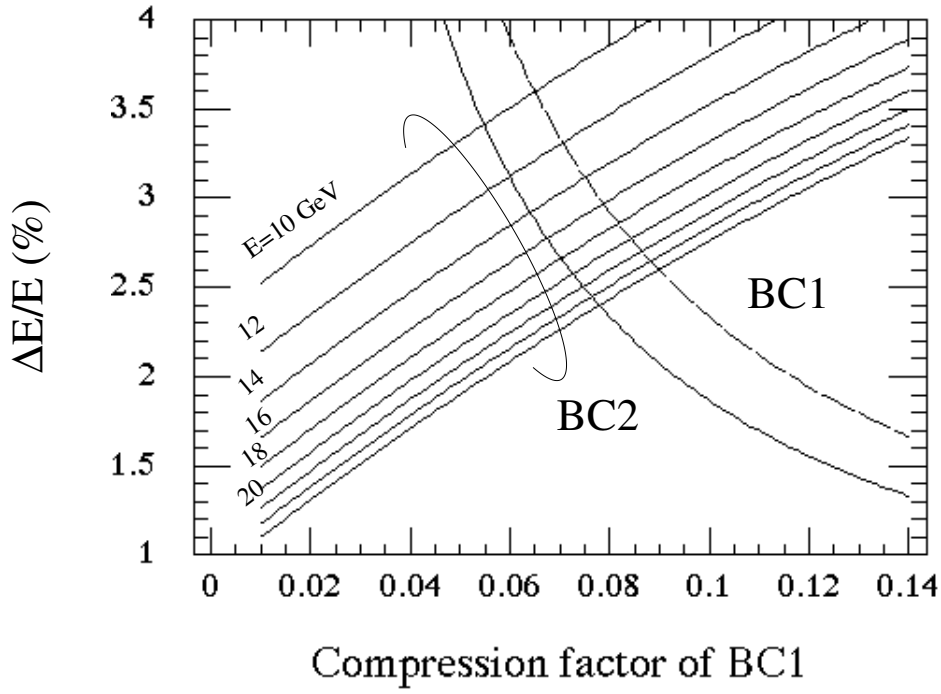


図 4.28: ある第 2 コンプレッサーのエネルギーに関する第 1 コンプレッサーにおける圧縮率に対するエネルギーの広がり

図 4.28は、第 1 ・第 2 コンプレッサーでのエネルギーの広がり (2σ) を第 1 コンプレッサーにおける圧縮率の関数として、種々の第 2 コンプレッサーにおいて図示したものである。 ここでは、前段線形加速器 (S バンド) の入口におけるバンチ間のエネルギーのずれに対する補正を仮定している。第 1 コンプレッサーに関する実線は前段線形加速器の入口におけるエネルギーの広がりを表し、破線は第 1 コンプレッサーの第 2 アークでのものである。線形加速器の単バンチのエネルギーの広がりについては、バンチの長さにも弱い依存性を見せている。ここで、前段線形加速器におけるバンチ間のエネルギーの広がりは $0.15\,\%$ と仮定している。第 2 コンプレッサーのエネルギーを高くすると第 1 コンプレッサー、第 2 コンプレッサーでのエネルギーの広がりの影響を緩和できる。ただし、このことに関しては前段線形加速器にかかる費用、第 2 コンプレッサーと線形加速器の入射部の移送の困難さとひきかえとなる。以降の議論においては次のようなパラメーターを選択した。

- ビームエネルギー ... $20\,\mathrm{GeV}$
- 前段および主線形加速器入口でのエネルギーの広がり $(\pm 2\sigma)$ ... $\pm 2.58\,\%$
- 第 1 コンプレッサーの第 2 アークにおけるエネルギーの広がり $(\pm 2\sigma)$ ... $\pm 2.58\,\% \times 3/2 = \pm 3.87\,\%$
- 第 1 コンプレッサーでの圧縮率 ... 0.072
- 第 2 コンプレッサーでの圧縮率 ... 0.222

表 4.9はバンチコンプレッサーの基本的なパラメーター、図 4.29はその概要図を示している。

4.4.3 第 1 コンプレッサー

第 1 コンプレッサーを設計するにあたり二つの点について留意する必要がある。それらはともに、多バンチビームローディング効果に関係している。第一点はダンピングリングでのビームローディングがバンチトレイン内でのバンチの位置を不均一にしてしまうことであり、その結果、直接主線形加速器に入射されてしまうと加速が不均一になってしまうことである。しかしながら、実際にはバンチコンプレッサーの 90° という縦方向の位相進行は、線形加速器内で位置のずれを入射エネルギーの広がりに変換してしまい、加速中に薄れてしまうため、さほど問題ではない (図

表 4.9: バンチコンプレッサーの基本的なパラメーター

場所	エネルギーの広がり (2σ: %)	バンチの長さ (mm)
ダンピングリング	0.186	5.0
第 1 コンプレッサー (第 2 アーク)	3.23	$5.0 \rightarrow 0.36$
第 1 コンプレッサー (出口)	2.58	0.36
S バンド線形加速器	$2.58 \rightarrow 0.570$	0.36
第 2 コンプレッサー (出口)	2.56	0.08

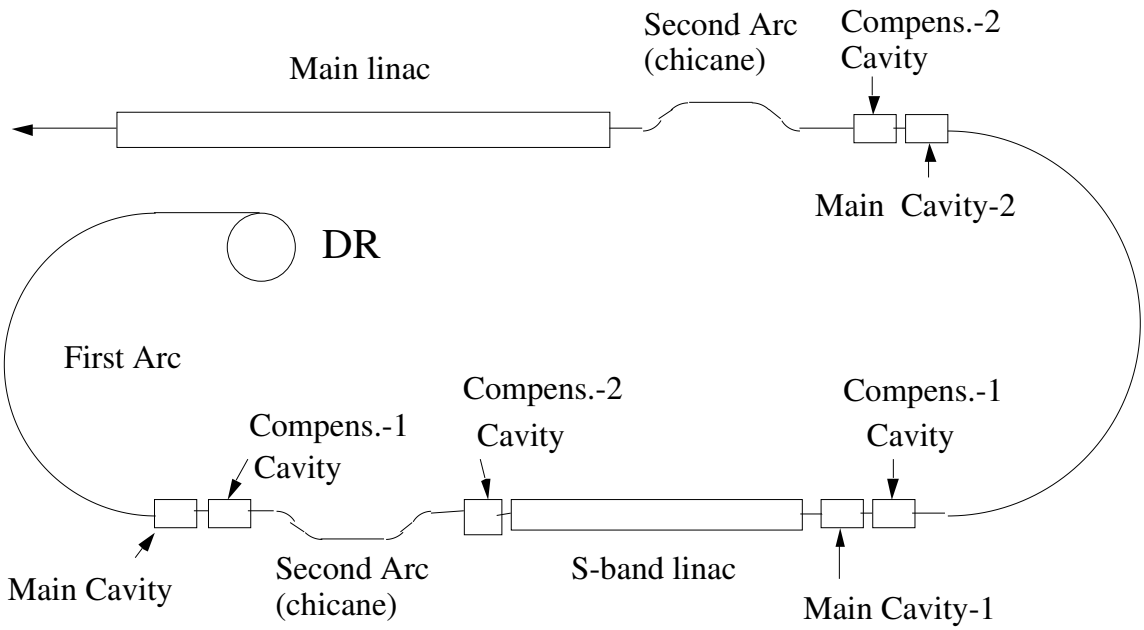


図 4.29: バンチコンプレッサーの概要図

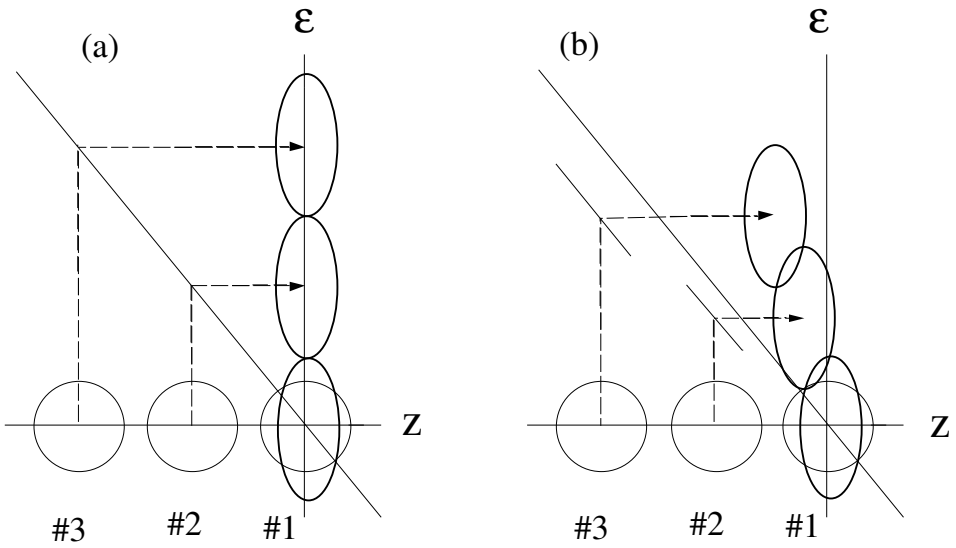


図 4.30: バンチコンプレッサーでのビームローディングの効果

表 4.10: 第 1 コンプレッサーのパラメーター

第一アークでの運動量圧縮	l_1	$0.387\,\mathrm{m}$
第二アークでの運動量圧縮	l_2	$0.387\,\mathrm{m}$
主空洞の電圧	V_M	$171\,\mathrm{MV}$
主空洞の周波数	f_0	$1.428\,\mathrm{GHz}$
補正装置 -1 の電圧	$V_{\mathrm{C}1}$	$61.0\,\mathrm{MV}$
補正装置 -1 の周波数	$f_{\mathrm{C}1}$	$1.428\,\mathrm{GHz}$
補正装置 -1 の beat 周波数	Δf	$0.25\,\mathrm{MHz}$
補正装置 -2 の電圧	$V_{\mathrm{C}1}$	$62.5\,\mathrm{MV}$
補正装置 -2 の周波数	$f_{\mathrm{C}1}$	$2.856\,\mathrm{GHz}$
補正装置 -2 の beat 周波数	Δf	$0.25\,\mathrm{MHz}$

4.30(a) 参照)。 第二点はバンチコンプレッサー自身の空洞内での過渡的なビームローディングがバンチに沿ったエネルギーの広がりを生み出すことにある。このことが縦方向の位相空間内での不完全な回転を生み出し、結果的にこの位置のずれがまたエネルギーの広がりを生み出すことになる (図 4.30(b) 参照)。

第 1 コンプレッサーのパラメーターを表 4.10に示す。

第 1 コンプレッサーの縦方向に関する光学的特性

ダンピングリング内での線形および非線形な位置のずれは、それに続く線形加速器の中では第 1 コンプレッサーによってエネルギーのずれになる。位相のずれが $90°$ になり、また両端でビーム楕円が直立するための条件から、

$$l_1 = l_2 = -1/k = m_1\beta_1 = m_1\sigma_{Z_0}/\sigma_{\epsilon_0} \tag{4.17}$$

ここで、l_i $(i = 1,2)$ は加速管前後のアークにおける膨張係数を表し、k は稼働中における典型的なエネルギーでの高周波電圧の局所的な傾きを、m_1 は第 1 コンプレッサーの圧縮率を表している。現時点での設計値は、L バンド加速管構造について、$l_1 = l_2 = 0.387\,\mathrm{m}$、$\hat{V} = 170.9\,\mathrm{MV}$ となっている。コンプレッサー加速管を通った後のエネルギーのずれは $1.29\,\%$ となるので、これに単バンチのエネルギーの広がりを 2σ として加えると、第 2 アークでのバンド幅は $\pm 3.24\,\%$ でなければならないことがわかる。

第 1 コンプレッサーの第 2 アーク

$\pm 3.5\,\%$ という大きなエネルギーの広がりを持ったビームを扱わなければならないので、通常の無収差系は不適であると思われる。そのため、アーク部としてシケインを採用することとした [28]。4 極電磁石がないため、原理的には色収差効果は生じないし、シケイン出口において高次の発散効果も起きないためである。垂直面にエミッタンスの水平成分をリークする可能性があるフリンジ効果を調べたところ、偏向半径を大きく取ればよいことがわかった。その結果、シケイン全長は $20\,\mathrm{m}$、各偏向磁石は長さは $2.2\,\mathrm{m}$、偏向半径 $8.25\,\mathrm{m}$ と取ることにした。シミュレーションの結果、偏向電磁石の誤差が、回転誤差 $0.1\,\mathrm{mrad}$、設置誤差の垂直成分 $0.1\,\mathrm{mm}$、全磁場に対する 6 極成分の比 $0.1\,\%$ であるとすると、エミッタンスの垂直成分の増加は $3\,\%$ あることがわかった。

4.4.4 第 2 コンプレッサー

現在のところ、S バンド線形加速器における多バンチのエネルギー補正は $0.15\,\%$ 以内で可能であると考えている。問題は、このエネルギーの広がりが第 2 コンプレッサーで位置の広がりに変換されてしまうと主加速器での不均一加速につながることである。そのため、第 2 コンプレッサーでの位相の進行を $180°$ とした。これは空洞を 2 つ使えば出来る。

第 2 アーク部として第 1 コンプレッサーと同様にシケインを採用するが、シンクロトン放射によるエミッタンスの増大には十分注意しなければならない。シケインは、長さ $13.1\,\mathrm{m}$、強さ $0.2\,\mathrm{T}$ の四つの偏向電磁石からなっている。注意しなければならないのは、入射ビームが位相空間内で占める楕円がシンクロトロン放射によって生じる楕円と一

表 4.11: 第 2 コンプレッサーのパラメーター

第一アークでの運動量圧縮	l_1	0.191 m
第二アークでの運動量圧縮	l_2	0.0425 m
主空洞 -1 の電圧	V_{M_1}	534 MV
主空洞 -2 の電圧	V_{M_2}	2401 MV
主空洞の周波数	f_0	11.4 GHz
補正装置 -1 の電圧	$V_{\mathrm{C}1}$	1380 MV
補正装置 -1 の周波数	$f_{\mathrm{C}1}$	11.4 GHz
補正装置 -1 の beat 周波数	Δf	0.25 MHz
補正装置 -2 の電圧	$V_{\mathrm{C}1}$	3552 MV
補正装置 -2 の周波数	$f_{\mathrm{C}1}$	11.4 GHz
補正装置 -2 の beat 周波数	Δf	0.25 MHz

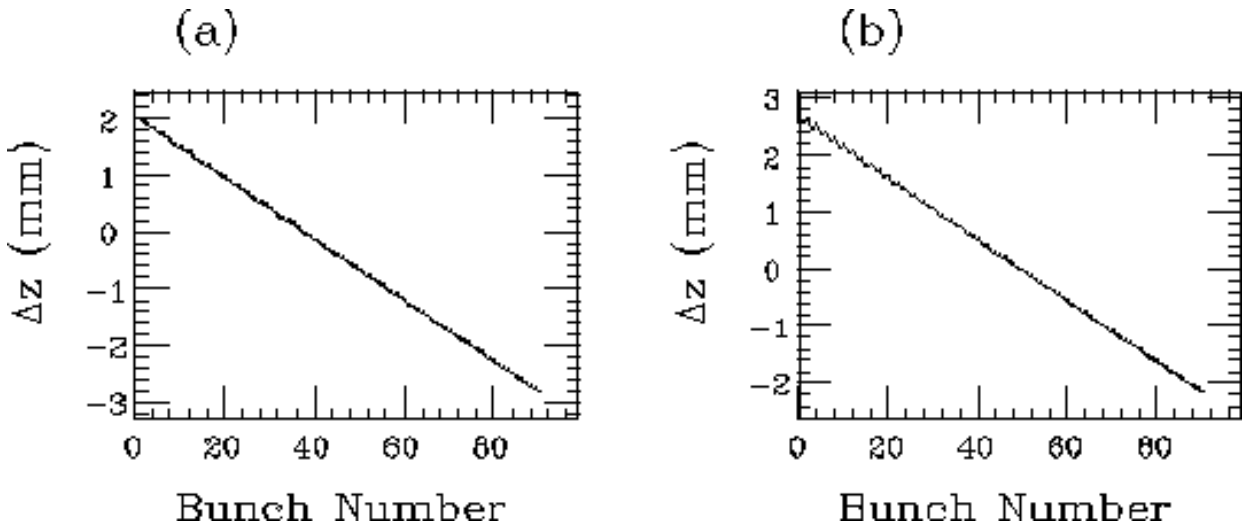


図 4.31: ダンピングリング内での平衡位置。 (a). 基本モードのみの場合、 (b). 高次効果を含んだ場合。高次効果における損失パラメーターは基本モードの場合と同じにしてある。 Q(高次効果) $= 300$、 f(高次効果) $= 4.5 f_0$。

致していなければならないことであり、さもなくばベータトロン位相空間におけるミスマッチによってエミッタンスは増大してしまう。多重シケインはマッチングの問題のために使えない。最大発散関数は 0.71 m になる。シミュレーションによるとエミッタンスの増大は高々 5 % である。端部磁場によるエミッタンスの増加を計算で求めてみると、0.5 mrad の回転誤差により、 3 % のエミッタンス増大が生じることがわかった。この場合、水平位置にして 3 cm で 1×10^{-3} の大きさの 6 極成分の効果はエミッタンスの増加に対してはさほどの影響をもたらさない。

第 2 コンプレッサーのパラメーターを表 4.11に示す。

4.4.5 ビームロディングとその補正

ダンピングリング内の平衡位相

バンチトレイン間の間隙によって、ダンピングリングの周に沿ったバンチの分布が一様でないため、基本モードによって各バンチは違ったウエイク場を受けることになる。この場合、先頭のバンチよりも最後尾のバンチの方が強い影響を受けることになるが、各バンチのエネルギーは等しくなるはずであるから、電圧が変われバンチの平衡位置が変わってしまうことになる。計算結果を図 4.31に示す。 基本モードのみで考えた場合、位置のずれはほとんどバンチの順番に比例しており全体で 5 mm 程度となる。図 4.31(b) では $Q = 300$、振動数が基本モードのちょうど 4.5 倍に当たった場合の高次効果を含めてある。つまり、ウエイク場の効果は次のバンチに対しては加速作用、その次のバ

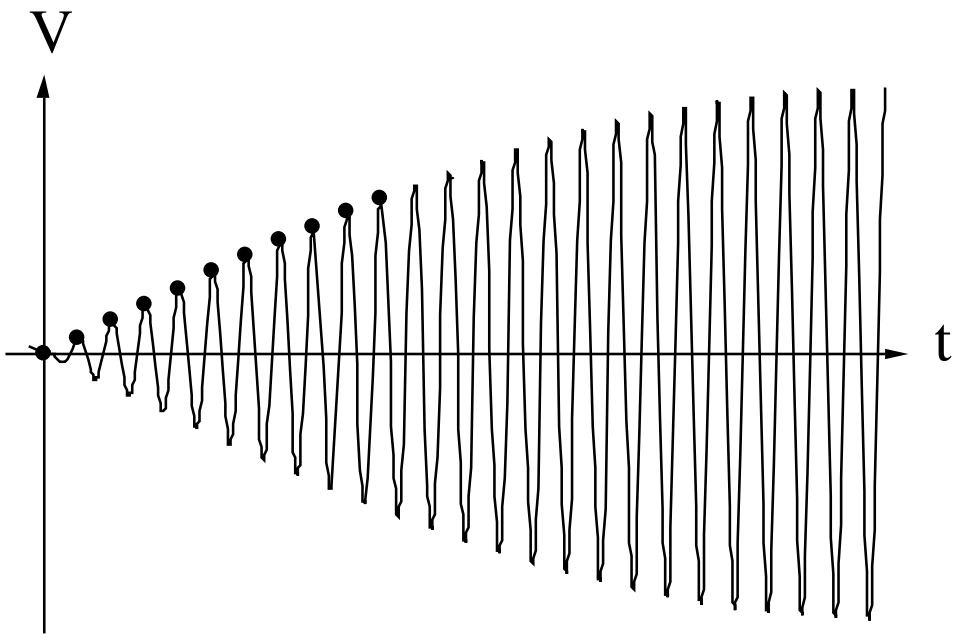


図 4.32: Beating 法。それぞれのバンチは変調された高周波の波峰に乗せられる。

ンチに対しては減速作用等々となる。この結果、位置のずれは先にいくつのバンチがあるかに依存することになり、基本モードのみの場合に描かれた直線をバンチの順番にしたがって上下することになる。しかし、このような高次の効果による位置の変動効果は小さく、以下に述べるような補正に対してはほとんど影響を与えない。

コンプレッサー加速管内でのビームローディングの補正

例えば、第 1 コンプレッサー内での最後のバンチのビームローディング電圧は L バンド構造において $13.8\,\mathrm{MV}$ と見積もられる。ただし、ここで加速管の長さは $11\,\mathrm{m}$、長さあたりの損失パラメーターは S バンドからスケールした $4.75\,\mathrm{V/pC/m}$ とした。これは、中央のバンチがコンプレッサー加速管の 0 点位相にきた場合の最後尾のバンチのエネルギー利得 $25.6\,\mathrm{MeV}$ と同程度である。後続のバンチはビームローディング電圧の波峰にあるため、主コンプレッサー電圧の調整によって補正することはできない。 n 番目のバンチの中心にある粒子が得るエネルギー利得 z_n は、

$$\begin{aligned} V_n &= V_0 \sin[k_0(z_n+z)+\psi] - V_b(n) \\ V_b(n) &= 2kq \sum_{i=1}^{n-1} [L-(n-i)\Delta s] \cos k_0(z_n - z_i) \end{aligned} \tag{4.18}$$

ここで、 $V_b(n)$ は n 番目のバンチのビームローディングを表しており、定インピーダンス加速管を仮定している。また、 L は加速管の全長を意味し、 Δs は相続くバンチの間での高周波電力の伝搬距離を表している。JLC での設計では、バンチの数 m_b は非常に大きい $(50 \sim 90)$ ため、式 4.18における n の 4 次の項は無視できない。

ビームローディングを補正するためには、加速管の定常状態を使うことが望ましい。考え得る補正法は、わずかに変えた周波数によって動作される二つの加速管を用いることである。その原理を図 4.32に示す。 波数を $k_0 \pm \Delta k$ とすると、電圧の和は、

$$\begin{aligned} \Delta V_n &= V \sin[(k_0+\Delta k)z_n + \phi] - V \sin[(k_0-\Delta k)z_n + \phi] - V_b(n) \\ &= 2V \sin(\Delta k z_n + \phi) \cos k_0 z_n - V_b(n) \end{aligned} \tag{4.19}$$

と表される。ただし、ここでは $\phi = 2\pi(\Delta k/k_0) \times$ 整数 を仮定している。 $V_b(n)$ は補正加速管自身のビームロディングを表している。うなりの位相 ϕ とその振幅 V を最適化することによって、主および補正空洞のビームロディング電圧を n の 2 次の項まで打ち消しあうことができる。

この方法を用いると、単バンチのエネルギーの広がりに影響を与えることなくバンチエネルギーのふらつきを 2 次の項まで補正することができる。コンプレッサー内のそれぞれの主加速管にこの補正システムを採用することにす

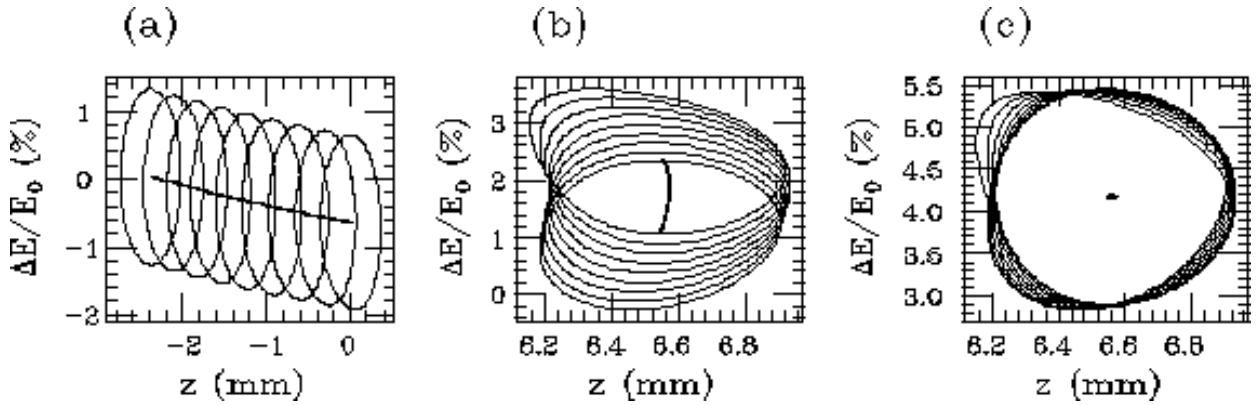


図 4.33: ビーム楕円の 1σ に相当する位相空間楕円。(a). 補正無しの場合、(b). 補正を行った場合、(c). 全補正を行った場合。

る。また、ダンピングリング内での位置のずれからくるエネルギーのずれを補正するために、第 1 コンプレッサーの出口部分にも採用することにする。

重度のビームロディングは第 2 コンプレッサーにおいてもエネルギーと位置のずれを生む。位相進度を $180°$ にしているため、最初の加速管でのビームロディングはエネルギーのずれを生ずるが、第 2 加速管でのビームローディングの影響は第二加速管と第 2 コンプレッサー出口の間の位相進度が $90°$ であるため、位置のずれとなって現れる。これらもまた、ビート法によって打ち消すことができる。

追跡シミュレーション

第 1 コンプレッサーのシミュレーションを行うにあたって、基本モードにおける長さあたりの損失パラメーターは S バンドからスケールして $4.8\,\mathrm{V/pC/m}$ とした。また、ダンピングリング内でのバンチの形はガウス分布を仮定している。図 4.33(a) はアーク出口における補正を行っていない場合の位相空間の楕円 (1σ) を示している。 ダンピングリングにおける位置のずれがエネルギーのずれとなり、コンプレッサ加速管内でのエネルギー損失が位置のずれになっているのがわかる。図 4.33(b) では、エネルギーの補正を行っている。加速管の高周波正弦波からくる非線形な成分によってわずかながら $(\sim 0.1\sigma)$ 位置のずれが見える。図 4.33(c) では、アークの出口におけるエネルギー補正を含めた全補正が行われている。位相空間における楕円は非線形成分により著しくゆがめられており、特に主高周波電圧の 0 点を横切る所から離れた最初と最後のバンチにその傾向が強いことがわかる。アーク部の出口における補正には S バンド加速管を用いている。これは位置の補正は既に済んでおり、そのため非線形成分による影響は小さいと思われるためである。

図 4.34は、バンチの順番に対するバンチの長さを表している。 実線は全粒子を使ったガウス分布を仮定した場合のバンチの長さの rms 値を、一点破線は $\pm 3\sigma$ 内の粒子数の rms 値を表している。バンチトレイン内におけるばらつきは約 $10\,\%$ であることがわかる。

4.5 $0.3 \sim 0.5\,\mathrm{TeV}$ の X バンド線形加速装置

低周波域に比べ、 X バンドを用いる優位な点は、与えられた長さの中でより高いエネルギーを達成することができることにある。しかし、今回は相対的に低いエネルギーについて言及しているため、ここ数年の間議論してきたものよりは低めの加速勾配による X バンド線形加速器の設計について述べる。加速勾配が低くなったことにより、 X バンドによる加速器については近い将来にも実現可能であると考えられる。

X バンドの高周波装置を図 4.35に示す。 この設計は、次のような選択に基づいている。

1. 無負荷状態での加速電場...$40\,\mathrm{MV/m}$、
2. 一つのクライストロンで四つの加速管に電力を供給する、
3. 正味の電力増幅が 3 倍 (効率は $70\,\%$) となる 1 段階 SLED-II を使う、

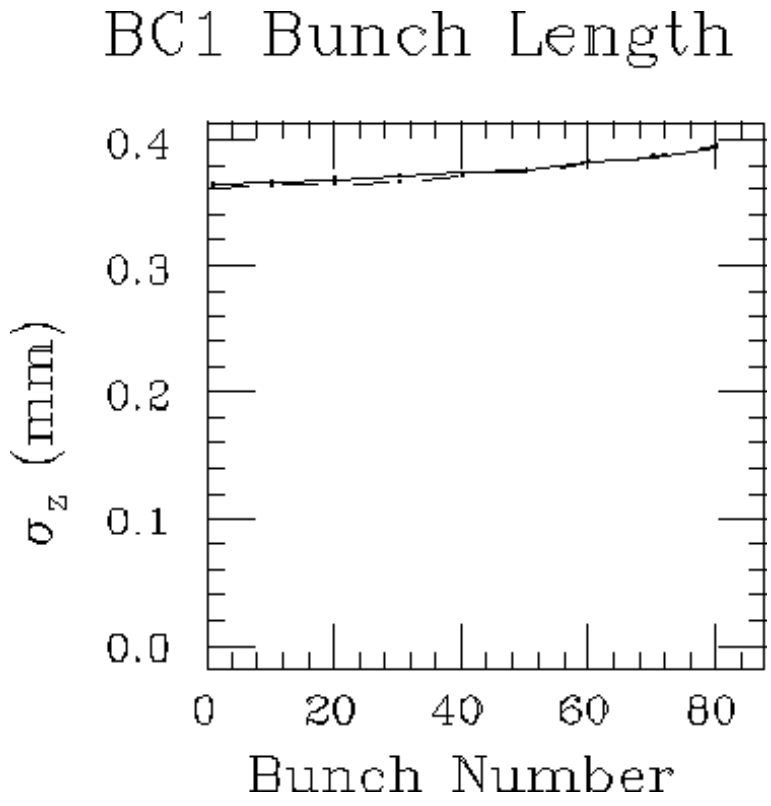


図 4.34: バンチの順番に対するバンチの長さ

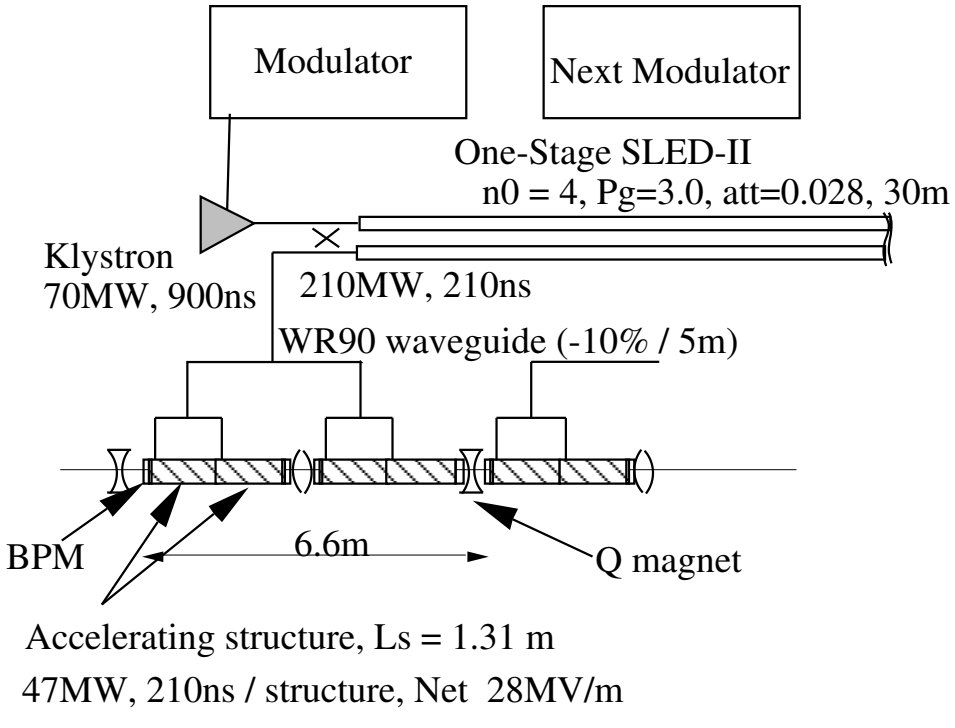


図 4.35: X バンド高周波加速装置の概要図

表 4.12: 主線形加速器のビームパラメーター

重心系エネルギー	$\sqrt{s}\,[\mathrm{GeV}]$	300	500
ビームの最終エネルギー	$E_f\,[\mathrm{GeV}]$	150	250
入射エネルギー	$E_{inj}\,[\mathrm{GeV}]$	10	10
バンチあたりの粒子数	$N\,[\times 10^{10}]$	0.70	0.69
バンチの長さ	$\sigma_z\,[\mathrm{mm}]$	85	67
バンチ間隔	$t_b\,[\mathrm{nsec}]$	1.4	1.4
バンチトレインあたりのバンチ数	$[m_b]$	90	90
規格化されたエミッタンス	$\epsilon_y\,[\times 10^{-8}\,\mathrm{rad\,m}]$	3	3

表 4.13: 主線形加速器のパラメーター（１台当たり）

ビームの最終エネルギー	$E_f\,[\mathrm{GeV}]$	150	250
主線形加速器の全長	$[\mathrm{km}]$	5.95	9,92
主線形加速器の位相の進み	$\varphi\,[\mathrm{rad}]$	760	1058
4 極電磁石の数		968	1347

4. 5 m の長方形導波管による損失が 5 %、

5. 150 セルのデチューン加速構造 $(a/\lambda = 0.18)$ を使う。

4.5.1 X バンド線形加速器

設計概要

主線形加速器は、バンチトレインの中の何十ものバンチを、エネルギーの広がりを増やすこと無く、単バンチ・エミッタンス、多バンチ・エミッタンスのいずれをも大きくすること無く、加速しなければならない。 1992 年 6 月の段階で、適切とされたパラメーターを表 4.12に示す [29]。

以後の議論においては、線形加速器のベータトロン振幅関数 β が、

$$\beta = \beta_1 \sqrt{\frac{E}{E_1}} \tag{4.20}$$

の用に変化すると仮定する。ただし、 $E_1 = E_{\mathrm{inj}} = 10\,\mathrm{GeV}$ の場合に $\beta_1 = 3\,\mathrm{m}$ とする。これにより線形加速器の全位相進行は φ は、

$$\varphi = \frac{2\sqrt{E_1}}{\beta_1 \frac{dE}{ds}} (\sqrt{E} - \sqrt{E_1}) \tag{4.21}$$

となる。また、光学的特性に関してはセルあたりの位相の進みが 90° である通常の FODO 構造に基づいて考察していくこととする。ビームホールの直径を 8 mm とするため、磁場勾配が $100\,\mathrm{T/m}$ である 4 極電磁石を使うことができる。 4 極電磁石の占める割合は全体の 8.5 % となり、加速部は線形加速器全体の約 90 % となる。これを表 4.13に示す。 ビームロディングを伴ったこのような構造の正味の加速勾配は約 $28\,\mathrm{MV/m}$ となり、加速勾配の平均 dE/ds は $25\,\mathrm{MV/m}$ となる。

いくつかの電磁石や加速管などは、一つの架台の上に設置され、光学を利用した機器により位置の仮調整が行われる。さらに、架台はビームやビームモニターによって位置調整される。位置設置精度はチューニングやフィードバックの方法に依存するが、いずれにせよさらに研究を進める必要がある。

加速装置の設計はエミッタンスの保存や、必要となる高周波出力、使用総電力に密接に関係するため、ここにあげた設計は一つの提言として以後の項でさらに議論を続けていくこととする。

単バンチでの横方向エミッタンスの増大

ビームに対する加速空洞のランダムな位置調整のずれ X_{rms} によるエミッタンスの増大は次の式によって見積もることができる [29]。

$$\frac{\langle x^2 \rangle}{{\sigma_x}^2} = \frac{0.218\, L_s \beta_f \{eNW_T'(0)\sigma_z\}^2}{\frac{dE}{ds}\epsilon_x \left(\frac{mc^2}{e}\right)} {X_{rms}}^2 \tag{4.22}$$

ここで、 L_s は加速管の長さ、 m は電子の静止質量を表す。なおここで、横方向のウエイク場 W_T' の傾斜は $(a/\lambda)^{3.5}$ で振舞い、その値をここでは、

$$W_T'(0) = 1.4 \times 10^{20} [\mathrm{V/C/m^3}] \quad \text{ただし} \quad a/\lambda = 0.16 \tag{4.23}$$

とする (表 4.1にある $a/\lambda = 0.18$ という大きい値は現在議論しているような低い加速勾配には適しているが、 0.16 という口径での研究が十分に行われている関係から、ここではこの値で話を進めていくことにする)。

X_{rms} は加速空洞の組み立てやビーム位置モニターの精度によって決まるが、 $10\,\mu\mathrm{m}$ よりは良いと考えられる。そこで、 $L_s = 1.3\,\mathrm{m}$、 $E_f = 250\,\mathrm{GeV}$、 $X_{rms} = 10\,\mu\mathrm{m}$、 $\epsilon = 3 \times 10^{-8}$ とすると、エミッタンスの増大は、

$$\frac{\delta\epsilon_x}{\epsilon_x} = \frac{x^2}{{\sigma_x}^2} = 0.114 \tag{4.24}$$

となる。

加速空洞の位置調整のずれからくる多バンチのエミッタンス増大

低い Q 値の長距離変更モードによる多バンチの (規格化された) エミッタンスの増大は、次の式で見積もることができる [29]。

$$\delta\epsilon = \frac{4\,A^2 L_s \gamma_1 \sqrt{E_f E_1}}{{\beta_1}^3 \left(\frac{dE}{ds}\right)} {X_{rms}}^2 \tag{4.25}$$

ただし、

$$A = A_0 \exp\left(-\frac{\omega_1 t_b}{2Q_1}\right) \quad \text{および} \quad A_0 = \frac{{\beta_1}^2 (eN) W_0}{2(E_1/e)} \tag{4.26}$$

であり、 ω_1、 Q_1、 W_0 はそれぞれ振動数、 Q 値、単ユニット長あたりのウエイク場の振幅を表す。 $\omega_1/2\pi \sim 1.5 \times 11.424\,\mathrm{GHz}$ として、 TM_{110} のような最も厳しい縦方向モードの場合について考えてみる。この場合 W_0 はおおよそ、

$$W_0 = 1.0 \times 10^{17} [\mathrm{V/C/m^2}] \tag{4.27}$$

となり [30]、

$$A = 0.050 \exp\left(-\frac{75}{Q_1}\right) \tag{4.28}$$

となる。 $X_{rms} = 10\,\mu\mathrm{m}$ の場合にエミッタンスの増大 $\delta\epsilon/\epsilon_0$ が $10\,\%$ 以下とするには、 Q 値は 24 以下となる。この見積りは、あるバンチによって起きたウエイク場の影響が次にくるバンチにのみ影響を与えるという仮定のもとで行っている。もちろん、この仮定については設計ごとにシミュレーションによって調査されなければならない性質のものである。

入射時の誤差による多バンチでのエミッタンスの増大

入射時の誤差による多バンチでのエミッタンスの増大について考えてみる。 $A\varphi < 1$ の場合、その影響は次にくるバンチに対して最も強く起き、その振動は、

$$X_2 = X_0 \sqrt{1 + (A\varphi)^2} \cos(\varphi - \arctan(A\varphi)) \tag{4.29}$$

で表される [29]。ここで、 X_0 は入射時のあるバンチの誤差を表している。そのため、エミッタンスの増大を $10\,\%$ 以内に納めるためには、

$$\sqrt{1 + (A\varphi)^2} < 1.05 \quad \text{または} \quad A\varphi < 0.32 \tag{4.30}$$

である必要がある。この条件を満たすには TM_{110} モードの Q 値は 15 以下となる。

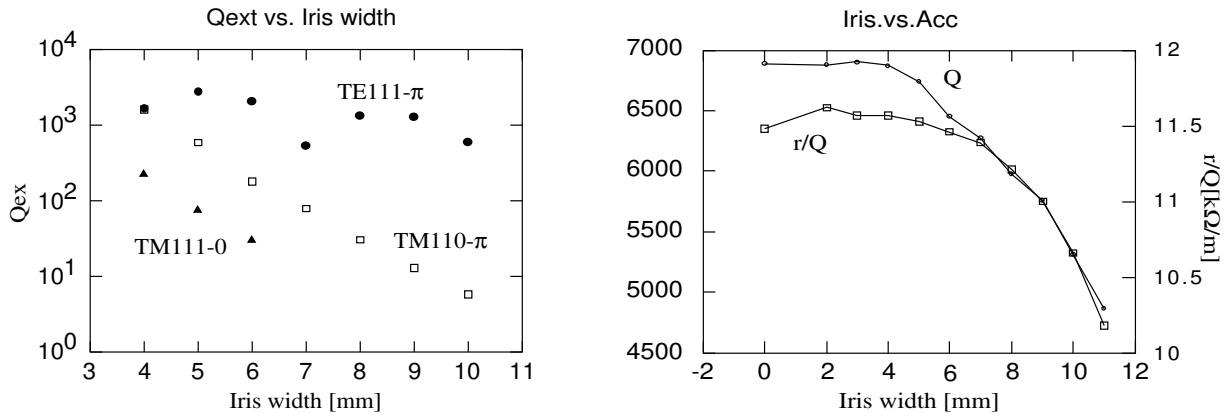


図 4.36: (a) 減衰させるべき三つの主要なモードの外部 Q 値と (b) 開口部の幅に対する Q 値と r/Q

加速管設計

(1) 減衰型加速管　低い Q 値に対応するために、各セルごとに四つの減衰用導波管を持つ減衰型加速管の研究が行われた [31]。四つの減衰ポートは縦線横線が前後にずれた十字状に配置され、縦の一組はディスクに接し横の一組は次のディスクに接している。 TM_{110} モードの Q 値を 15 以下にするため、減衰導波管の開口径を図 4.36(a) にあるように 9 mm 以上にする必要がある。 ただし、この場合減衰ポートの高さは 2 mm としてある。 TE_{111} モードは高い Q 値を持つように見えるが、 r/Q を見ると TM_{110} に対して $1/100$ である [32]。この値は、バンチ間の時間での TM_{110} モード ($Q_1 = 15$) の減衰と同程度である。そのため、設計にあたっては十分に注意して研究する必要がある。だが、このモードの Q 値は純粋な $\mathrm{TE}_{111} - \pi$ モードのものより小さいと考えられる。というのも、このモードは TE_{111} 型モードと TM_{110} 型モードの混合であり、後者は非常に小さい Q 値を持つからである。開口部の幅が 2 mm、減衰ポートの高さが 2 mm の場合、 Q 値と加速モードの r/Q は、図 4.36(b) にあるように減衰ポートがない場合と比較して各々 16 % と、 4 % 悪くなっている。たが、加速モードの Q をもう少し大きくするように、減衰ポートの高さを最適化することができる可能性は残されている。

この減衰導波管による群速度の変化は小さいので、 $a/\lambda = 0.16$、 $\tau = 0.69$ の場合の加速管設計は次のようにすることができる。表 4.14には無負荷加速勾配が、

$$\overline{G} = \sqrt{2\alpha r P_0}\frac{1 - e^{-\tau}}{\tau} = 40\,\mathrm{MV/m} \tag{4.31}$$

の場合について、減衰ポートがある場合 (Damped)、無い場合 (Normal) のパラメーターの比較を示している。 ここで、 Q 値と r/Q は SUPERFISH で、通常のディスク負荷加速管に比べた性能低下は MAFIA による 3 次元計算で求められた。減衰加速管の r/Q の低下はわずか 4 % であるため、要求される最大電力は減衰加速管の場合も通常加速管の場合も同じアテネーションパラメーターなら変わりがないと言える。しかし、 Q 値が小さくなることから減衰加速管の場合、その長さが通常のディスク負荷型に比べて 16 % 程短くなる。結果的に加速管は 16 % 程多くなり、電源の数も増えることになる。

(2) デチューン型加速管　減衰型加速管の場合、加速管壁の減衰用の穴が大きいことにより、加速モードの Q 値と r/Q は減少する。もし穴を使わずにバンチ通過後、後続バンチが来る時に、全てのセルにおいてウエイク場の和が打ち消す合う様な設計をできるならば、上記の性能低下はなくなりエミッタンスは十分小さいままにしておくことができる。この様な考えから、デチューン型加速管が検討された [33, 34, 35, 36, 37]。各セルの横方向モード周波数が $\Delta f = 1/t_b$ の幅に分布しており、隣接したセル同士の相対的な周波数の違いが $(f_i - f_{i+1}) = 1/(N_b t_b)$ である様な加速管を考えてみよう。この時の加速管全体のウエイク場は t_b で減衰し、打ち消し合いは $N_b t_b$ だけ続く。次に見る様に、最もきびしい横方向モードである TM_{110} のような場合のウエイク場は、バンチトレイン全体において 1 % 以下で打ち消し合う。この場合、 150 セルからなる加速管内での各セルの TM_{110} モード周波数は標準偏差が $\sigma_f/f = 2.4\,\%$ であり、全幅が $\Delta f/f = 12.5\,\%$ であるようなガウス分布に従っているとしている。この様な場合のウエイク場は図

表 4.14: 減衰パラメーターが $\tau = 0.69$ の場合の “Normal”、 “Damped”、 “Detuned” 構造の加速モードに関するパラメーター

パラメーター	Normal	Damped	Detuned
型	CZ	CZ	
$\langle a/\lambda \rangle$	0.16	0.16	0.16
a [mm]	4.20	4.20	$3.14 \sim 5.40$
τ	0.69	0.69	0.69
Q	6657	5592	$6737 \sim 6545$
r/Q [kΩ/m]	12.23	11.74	$9.44 \sim 15.4$
r [MΩ/m]	81.4	65.7	$63.6 \sim 101$
$\alpha = \omega/2v_gQ$ [m^{-1}]	0.471	0.561	$0.204 \sim 1.316$
L_s [m]	1.47	1.23	1.31
セルの数	167	141	150
P_0 [MW]	40.0	41.6	33.7
P_0/L_s [MW/m]	27.3	33.8	25.8
T_f [nsec]	128	108	127
$T_f + N_b t_b$ [nsec]	257	236	252

4.37(a) に、微妙に周波数の違う似た様な四つの加速管のウエイク場の和を図 4.37(b) に示す。 後者はバンチ列全長が

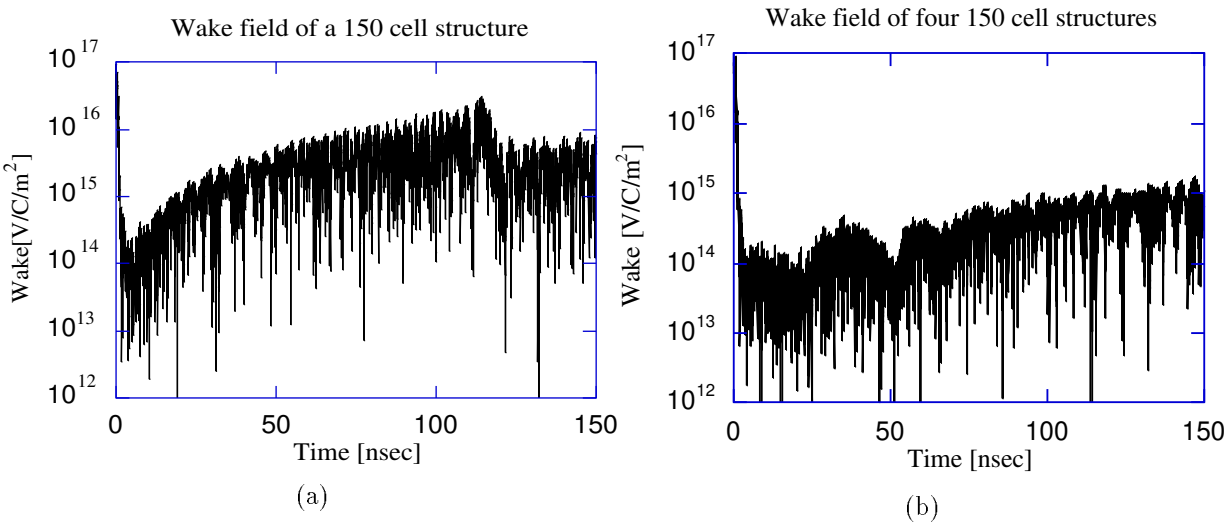
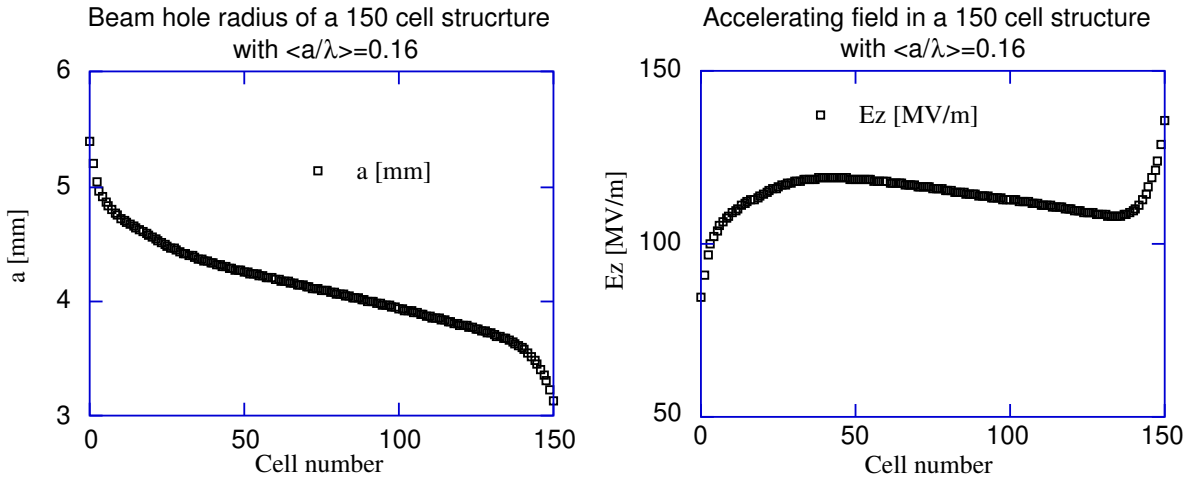


図 4.37: 150 セルのデチューン型加速管の場合のウエイク場の例。 (a) 加速管に生じるウエイク場、 (b) 微妙に周波数の違う似た様な四つの加速管のウェーク場の和。

100 nsec 以上である場合必要になる。

この加速管の加速電場は図 4.38のようなパターンをしている。 横方向の短距離ウエイク場の微係数は $(a/\lambda)^{3.5}$ に比例する。これを重みとした (a/λ) の平均値を 0.16 に設定する。入出力部のカプラ領域における鋭い落ち込みとピークはガウス分布のすその影響であり、ディスクの厚さを変えることによって補正できる。図中での入力電力は $P_0 = 274\,\mathrm{MW}$ であり、平均の電場は $114\,\mathrm{MV/m}$ である。無負荷での勾配を $40\,\mathrm{MV/m}$ とするためのパラメーターは 表 4.14 にある。

上記の設計はまだ試験的なものであり、さらに良い加速モードの特性を得るための管内のセル数については研究の余地がある。加速管の設置に対する許容誤差や単バンチでのビームローディングを緩くするためには、 a/λ を少し大きくしなければならない。始めにあげた様に $a/\lambda = 0.18$ (表 4.1参照) とすると、図 4.35にあるように加速管あたり



(a) (b)

図 4.38: 150 セルのデチューン型加速管の場合のビームホールの径と加速電場。

47 MW の電力が必要となる。

R&D の現状

長距離のウエイク場によるエミッタンスの増大を防ぐためには、横方向モードの周波数を制御することが大変重要となる。例えば、デチューン型加速管の場合、 10^{-4} での制御が必要となる。 100 セルの管内で位相のずれの総和を 2° 以下にするためには、加速モードの精度を 3×10^{-5} ぐらいにしなければならないため、調整を必要としない加速管の組み立て法についても研究してきた。もし調整不要加速管が出来れば、双極モードの周波数制御も自動的に出来上がることになる。そのため、超精密加工、精密鑞づけ、拡散接着等の研究が進められた。

既存の技術によって組み上げられた 20cm 管による大勾配実験が行われている。 500 時間のコンディショニングの後、 70 MV の勾配を得ることができたが、これ以上のコンディショニングは高周波故障の頻発のため難しい。この間 mA 程度の電場誘起暗電流が観測されたが、 40 MV/m 程度の勾配での稼働は安定している様である。このとき電場誘起暗電流は μA 程度であり、ほとんど問題はなかった。この暗電流についてはシミュレーションでも再現されている [38]。

真空に関しては、最終収束系でバックグラウンドとして問題になるビーム・ガス散乱によるビームハローを防ぐ意味で、 10^{-8} Torr にする必要があるが、現在のところは 10^{-7} Torr かそれよりも悪い程度である。加速管は $20\,l/\mathrm{sec}$ のイオンポンプ 4 台によって $5 \times 7.5\,\mathrm{mm}^2$ のカプラ口 2 つと加速管の両端にある直径 6 mm、長さ 1 cm のパイプを通して排気される。実際には、もっと効果的なポンプが必要となる。

まとめと今後の予定

X バンド加速器についての二つの可能性について述べてきたが、 40 MV/m の加速電場を得るためには最大電力が 35 ～ 45 MW、バルスの長さが 240 ～ 260 nsec は必要であることが分かった。ここで、 40 MV/m とは単バンチと多バンチのビームロディング補正を行った後の正味の電場 30 MV/m と相当する。

デチューン型加速管の場合の正確な組み上げ、減衰型の場合の組み上げ試験に関する R&D もすぐに進めなければならない。

4.5.2 X バンド高周波装置

はじめに

1988 年、 X バンドクライストロンの R&D が始まった当初は二種類のクライスロトンが設計、試験されていた [39]。その一つは「XB-50K」と呼ばれる 30 MW 級のクライストロンで、 100 MW 級のクライストロン開発の第一歩とし

表 4.15: XB-50K の設計値

稼働周波数	11.424 GHz
最大出力電力	30 MW
高周波パルスの幅	$\sim$ 500 nsec
パルスくりかえし周波数	50 $\sim$ 100 pps
ビーム電圧	420 kV
ビーム電流	160 A
変換効率	45 %
飽和利得	53 dB
収束用磁場	4.6 kGauss
ビーム面積の圧縮比	80 : 1
銃における最大表面勾配	260 kV/cm
最大表面勾配	1000 kV/cm
平均陰極電流密度	7.8 A/cm^2

て設計された。このクライストロンによって 18 MW の電圧を発生することに成功をしたが、その後、 1992 年の X バンド加速管のテストに高周波電力供給源として使用された。

もう一つは「XB-72K」と呼ばれる 100 MW 級のクライストロンであり、加速器によって数 100 GeV のビームを作る際に最低限要求される高周波電力の供給が可能となるものである。「XB-72K」の 1 号機は 1992 年の春と夏にテストされたが、その結果も併せて報告する。

「XB-50」シリーズ

100 MW を達成するための第一歩として 30 MW 級である「XB-50」シリーズが開発された。その設計値を表 4.15 に 示す。 この中間域のクライストロン開発の最大の目的は、 X バンドにおける加速管をテストするための実用的な電力供給源開発にある。

クライストロン製作に先立ち、「XB-50D」と名付けられたテスト用ダイオードの組み立てとテストが 1989 年に行われ [40]、陰極電圧が 480 kV にまで達したことが確認された。このダイオード開発の後、 表 4.15 にあるような「XB-50K」の設計が行われた。現在、三つの「XB-50K」が完成している。その内の一つはセラミック窓の変更などを行いながら二度程テストされた [41]。今のところ、「XB-50K」はテストにおいて 100 nsec のパルスで 18 MW の高周波電力の出力に成功しており、 X バンド加速装置への電力供給テストにおいて 500 時間の稼働に成功している [42]。

以下に「XB-50D」と「XB-50K」のテスト結果を示す。

「XB-50D」

(1) 設計および組み立て 「XB-50D」は、「XB-50K」クライストロン用のビーム源としての高電圧パルス発生電子銃を開発する目的で設計されたピアス型電子銃である。その内容は、

1. 30 MW の出力を得るために必要な 80 MW 以上のビーム電力を生成する (高周波変換効率が 40 % として) 、
2. 銃の中 (特に陰極セラミック部) での高電圧による破損の限界を調べる、
3. 新しいイリジウム皮膜分配型陰極のテストを行う、

となっている。 SLC によって正常稼働していることから、陰極セラミックには SLAC-5045 クライスロトンで使用されている WESGO の円筒形セラミックを採用した。

設計値を表 4.16に示す。 銃のシミュレーションは W.B.Herrmannsfeldt によってコーディングされた「E-GUN」によって行われた [43]。銃周りの高電圧限界を知るために、最大表面電場を 5045 や E-3712 といった現存の S バンド高電力クライストロンよりも高めに設定した。陰極および陽極周りの表面電場分布の計算は新竹によってコーディン

表 4.16: XB-50D のパラメーター

陰極電圧	380 kV	(450 kV)
ビーム電流	130 A	(170 A)
ビーム電力	50 MW	(80 MW)
最大表面電場	310 kV/cm	(365 kV/cm)
パービアンス	0.57 micro – パービアンス	
陰極の直径	50 mm	
陰極の球状半径	60 mm	
陰極の材質	イリジウム皮膜の分配型陰極	

グされた「DENKAI」によって行われた。 300 kV/cm 以上の表面電場の強さを 300 kV 以下の陰極電圧によってテストすることは可能である。収束を比較的容易にするために陰極の半径とパービアンスはビームの面積圧縮比を 80 : 1 とするように設計されている (表 4.15参照)。

(2) テスト結果　高電圧稼働試験は 1989 年秋から 1990 年春まで行われた。「XB-50D」稼働にあたって、 5045 に使用されていたモジュレータは PFN を 3 段階に減らしてパルスの長さがあうように改造した。また、 PFN のインピーダンスもダイオード管にあうように変更された。陰極からの電子放出無しの高電圧稼働を短い期間行った後に、 200 kV の陰極電圧によってテストが開始された。 70 時間のコンディショニングにより陰極電圧は 2 pps で 480 kV(パルスの半幅が 3 μsec) にまで達した。この電圧に達するまで問題になるような放電は観測されなかった。 430 kV での安定稼働がくりかえし周波数 100 pps で行われ失敗率はわずか 10^{-5} であった。この陰極セラミックでは 400 kV、もしくは、それよりも少し高めでの稼働が可能と考えられる。

「XB-50K」

(1) 設計および組み立て　「XB-50K」は線形衝突型加速器の R&D において X バンドクライストロン開発の第一段として位置付けられている。開発目標としては、 X バンド線形加速器技術のための高電力テスト用に実働可能なクライストロンが必要だったため、 30 MW という堅実な値を設定した。

陰極の構造は基本的には「XB-50D」と同じであるが、収束性を犠牲にすることなく表面緊張を減らすため、陽極などの形状に多少の変更を加えてある。この変更により、陰極電圧が 450 kV のとき表面緊張は「XB-50D」の場合 365 kV/cm であったのが 260 kV/cm となった。高周波についてのシミュレーションは新竹によってコーディングされた「FCI」によって行われ [44]、最終的な設計値は表 4.15に示されてある。

高電力パルスクライストロンにおいて最も大事な部分の一つがセラミック窓である。 XB-50K#1 は半波長セラミック型窓になっていたが、最初のテストの際、高周波の放電によって壊れてしまった (後述) ため、丸薬容器型のものに替えられている。 XB-50K#1a(改良後のもの) とその後のものは図 4.39にあるような窓を持っている。

1992 年 6 月に XB-50K#1、 #1a、 #2、 #3 が KEK に運び込まれた。これらの中で XB-50K#1 と #1a は既にテスト済みであり、 XB-50K#1a は X バンド加速管の高周波電力源として稼働している。

(2) テスト結果　1990 年に XB-50K#1 は 11 MW で、 XB-50K#1a は 18 MW でパルス幅 100 nsec においてテストが行われた。テスト結果を図 4.40に示す。

XB-50K#1 の半波長セラミック型窓は最高電力が 11 MV、パルス幅が 70 nsec のときに壊れてしまった。これは、セラミック表面での高周波放電が原因であると考えられる。窓の大気圧側にひどい損傷が見られたため、真空管に取っては致命的な空気のリークがセラミックを通して生じたと考えられる。

1991 年に XB-50K#1a が、最高電圧 18 MW、パルス幅 100 nsec でテストされた。この条件下では、ピルボックス型の窓に少々の放電が見られたが致命的なダメージは生じなかった。同じクライストロンが 1992 年春に 20 cm X バンド加速管の大勾配テストにおける電力供給源として稼働した。また、 4 月から 6 月まで高周波電力の供給を 16 ∼ 17 MW、 50 nsec、 2 ∼ 100 pps の条件下で 500 時間行われた。

図 4.40にあるように、「FCI」の結果と比べると 18 MW の場合の効率は 30 % 程小さい。違うシミュレーションを基に設計されたにもかかわらず、同様の結果が SLAC や VLEPP でも起きている。これまで使われてきた S バンド

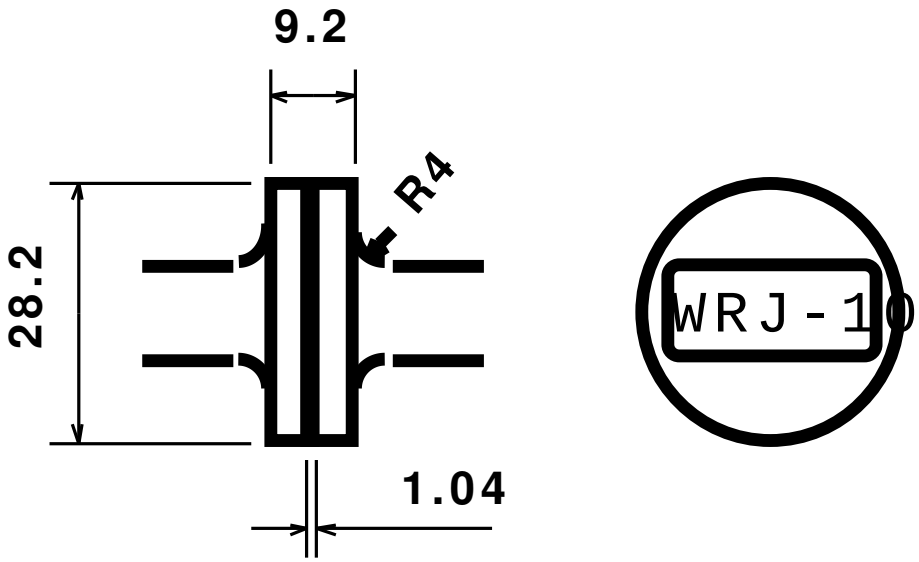


図 4.39: XB-72K と XB-50K クライストロンの出力窓

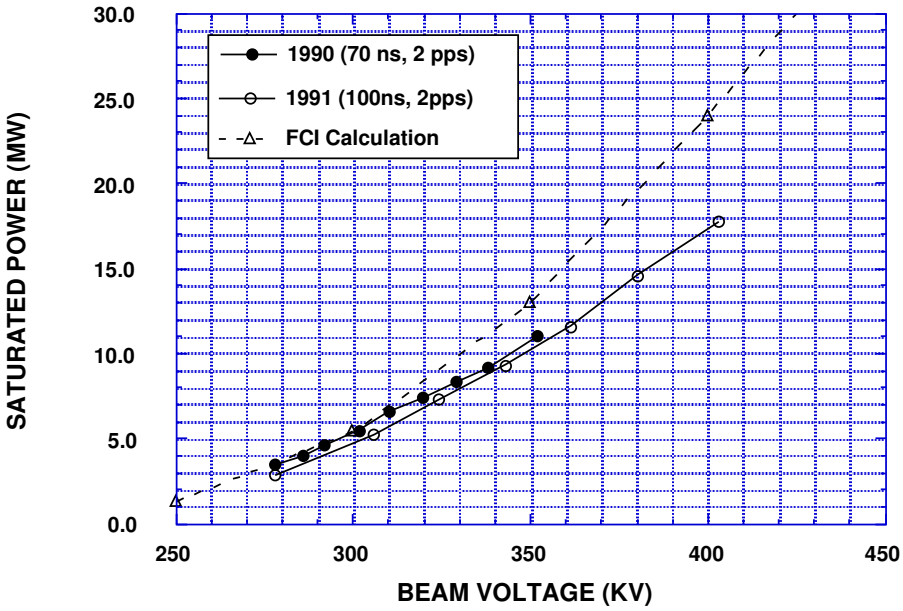


図 4.40: XB-50K のテスト結果

表 4.17: 「XB-72K」の設計パラメーター

周波数	11.424 GHz
最大出力電力	120 MW
高周波パルスの幅	$\sim$ 500 nsec
パルスくりかえし周波数	50 $\sim$ 100 pps
ビーム電圧	550 kV
ビーム電流	490 A
効率	45 %
飽和利得	53 $\sim$ 56 dB
収束磁場	6.5 kGauss
ビーム空間圧縮比	110 : 1
最大陰極電流密度	17 A/cm^2
最大表面勾配 (銃)	273 kV/cm
最大表面勾配 (出力ギャップ)	720 kV/cm

と比べた場合ドリフトチューブの半径が小さいため、このような問題はビームの収束系や遮断に関係していると考えられる。次の段階として、陰極の表面上およびその周りの磁場について調べることとする。また、併せて銃周りのさらに突っ込んだ設計や出力空洞周りのビーム特性 (とくに下流端) を解析していく必要がある。

XB-50K クライストロンのこれまでの状況を以下にまとめる。

1. 50 $\sim$ 100nsec、 18 MW の高周波電力の出力が可能であり、 X バンド加速管のテストに使われた。 2 $\sim$ 100 pps、500 時間の稼働の後においても、これといった劣化は見られない。

2. 高周波効率は最大出力電力が 18 MW の場合において $\sim$ 30 % であり、これはシミュレーションの値 42 % よりも低い。

3. 陰極電圧、パービアンス、ビーム電流失敗率といったダイオード特性は設計値とよい一致を見ている。

4. ピルボックス型の窓は少々の放電はあったもののダメージはなかった。衝突型線形加速器において要求される長いパルスに対応するためには、さらに改良を加える必要がある。

「XB-72K」シリーズ

将来の衝突型線形加速器に対して必要となる最低限の電力を供給するための試作品として、 100 MW 級のクライストロン「XB-72K」が設計された。この「XB-72K」の最終目標は 100 MW もしくはそれ以上の電力を生み出すことにある。高周波パルス圧縮などを使うことによって、このクライストロンから最大出力 400 MW を引き出すことができる。ただし、モジュレータの効率が低いこと、収束用電磁石の消費電力などの問題が解決すべき課題として残っている。

「XB-72K」

(1) 設計および組み立て　変換効率を 40 % と仮定すると、 250 MW 以上のビーム電力を必要とすることになる。パルスクライストロンの現状を考えて、まず第一歩として陰極電力を 550 kV とした。この値は現在使われている #5045 や他の S バンド加速器に使われているクライスロトンのものと比較して 30 % 程高いのもである。 4 倍のパルス圧縮を仮定すると、必要となるパルスのフラットトップは 500 nsec 程度であり、この値は S バンドクライストロンの場合よりもはるかに小さい値である。そのため、 550 $\sim$ 600 kV は現存の技術で達成可能であると考えられる。「E-GUN」を使って「XB-72K」のダイオードの設計は行われ、最終設計値は表 4.17のようになった。 最大電流密度から決まるドリフトチューブの半径や陰極の大きさを考慮した結果、ビーム面積圧縮比を 110 : 1、パービアンスを 1.2 μ パービアンスとした。このパービアンスは、ビーム収束と電力供給効率を左右する陰極電圧波の立上りを速くするための低インピーダンスとの兼ね合いによって決められた。「E-GUN」を使ったシミュレーションによると、収束磁場が 6.5

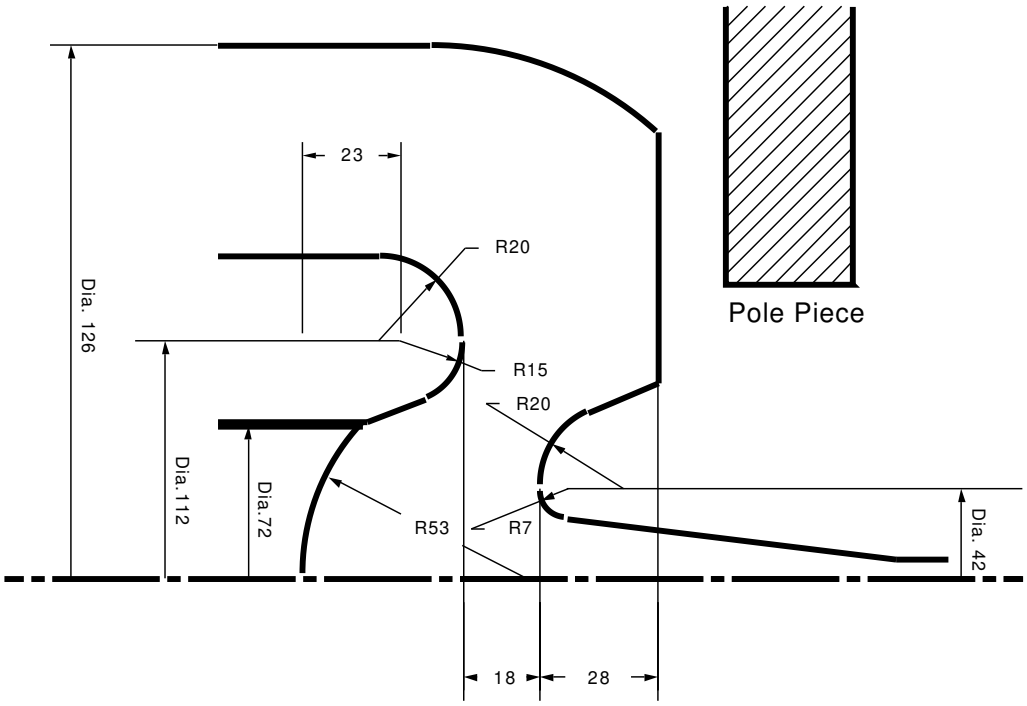


図 4.41: XB-72K クライストロンの銃

kGauss においてドリフトチューブ領域できれいな層流が得られることがわかる。銃の概要を図 4.41に示す。 ビームの軌道は「E-GUN」によるシミュレーションによって図 4.42のように得られている。 「XB-50K」と比べて陰極電圧が $\sim 30\,\%$ 高いにもかかわらず、銃の表面勾配は $273\,\mathrm{kV/cm}$ と低く保たれている。陰極の最大電流密度は $17\,\mathrm{A/cm^2}$ である。これは「XB-50K」と同じイリジウム皮膜分配型陰極を用いていることから実現可能であろう。また、この電流密度においても陰極上の温度は $1050^\circ\mathrm{C}$ 程度以下に抑えられており、この温度であれば 10^5 時間以上の稼働は可能である。

「XB-50K」と同様に高周波のシミュレーションは「FCI」によって行われた。入力から出力までの空洞の配列は図 4.43に示した通りである。 出力側と 2 番目の空洞は「ノーズレス型加速管」と呼ばれている [45]。これらの出力側のギャップにおける最大表面電場は、単出力ギャップにもかかわらず $700\,\mathrm{kV/cm}$ と低く抑えられている。出力空洞には二つの導波管が対称的につけられており、それぞれにはピルボックス型のセラミック窓が用いられている。これらの窓は「XB-50K」と同じ構造をしており、 $18\,\mathrm{MW}$、 $100\,\mathrm{nsec}$ において使用可能である。

(2) テスト結果　「XB-72K」の一号機は 1992 年に KEK に運び込まれた。そして新しいモジュレータとともに KEK 内のアセンブリ・ホールに設置されたが、これまで以上の高電圧が陰極にかかるため、コンクリートによる遮蔽が用意された。二つの窓からはそれぞれ独立に導波管によって引き出され、独立に高周波電力が測定されるた。

1992 年の 4 月に XB-72K#1 のテストが行われた。 $430\,\mathrm{kV}$、 $22\,\mathrm{MW}$、 $100\,\mathrm{nsec}$ の電圧が陰極にかかった時、小さいが致命的な空気のリークがセラミックに起きたためテストは中断された [46]。セラミックを取り除き、ドリフトチューブ部の内側をファイバースコープで調べてみたが陽極から出力空洞下流端まで目で見えるような損傷はなかった。つまり、ドリフト部にはこの電圧まではビームの照射がなかったと考えられる。

XB-72K#1 は銃セラミック、陰極、窓がつけ替えられ、 1992 年 8 月より大電力のためのテストが行われた (XB-72K#1a)[47]。このテストにより得られた大電力時の振舞いを図 4.44、 4.45、 4.46に示す。 図 4.44は XB-72K#1a のパービアンスを示しているが、計算とよい一致を見ているのがわかる。図 4.45はビーム電圧に対する飽和高周波電力を示している。陰極電圧が $500\,\mathrm{kV}$ の時に出力電力は $41\,\mathrm{MW}$ にまで達している。図 4.46はビーム電圧に対する高周波変換効率を示しているが、測定値はいまだシミュレーションの結果を下回っておりさらに検討を続けていく必要がある。

「XB-72K」の大電力テストから得られた結果を以下まとめる。

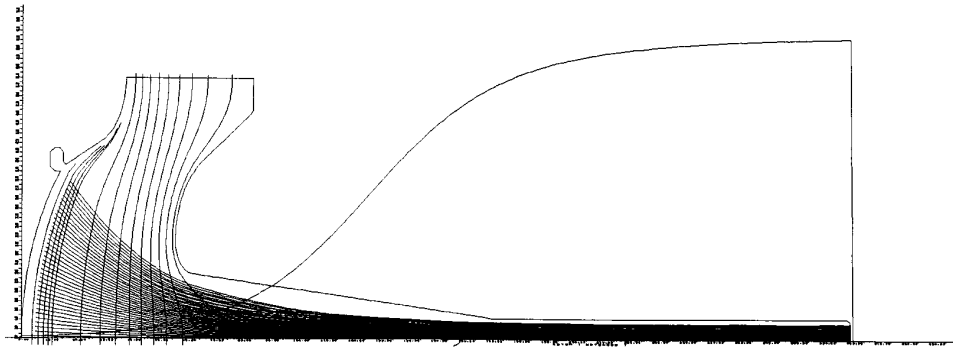


図 4.42: 「E-GUN」による XB-72K 内でのビーム飛跡シミュレーション

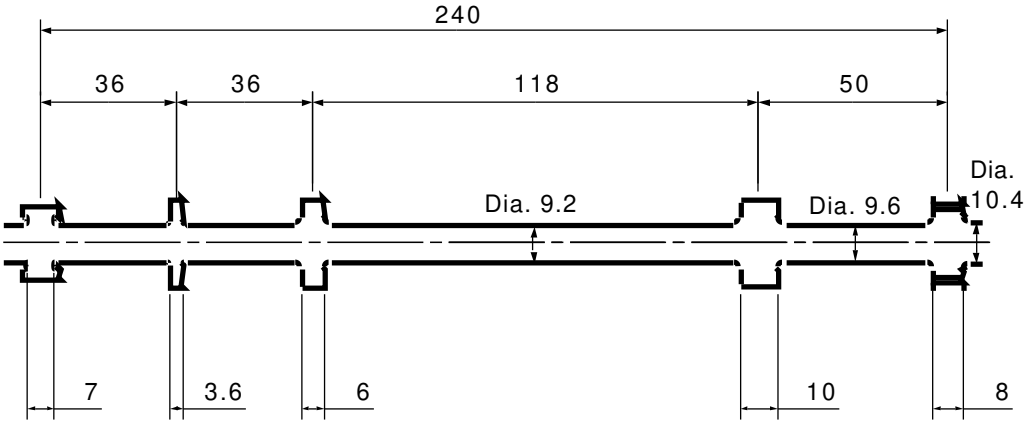


図 4.43: XB-72K クライストロンの配置図

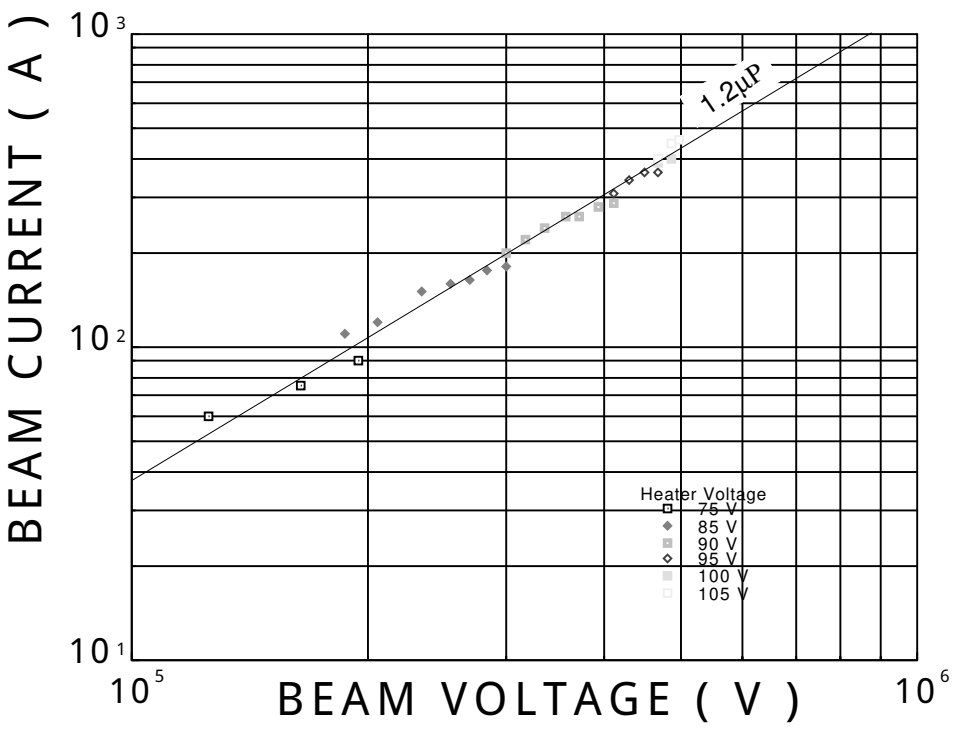


図 4.44: XB-72K#1a のパービアンス曲線

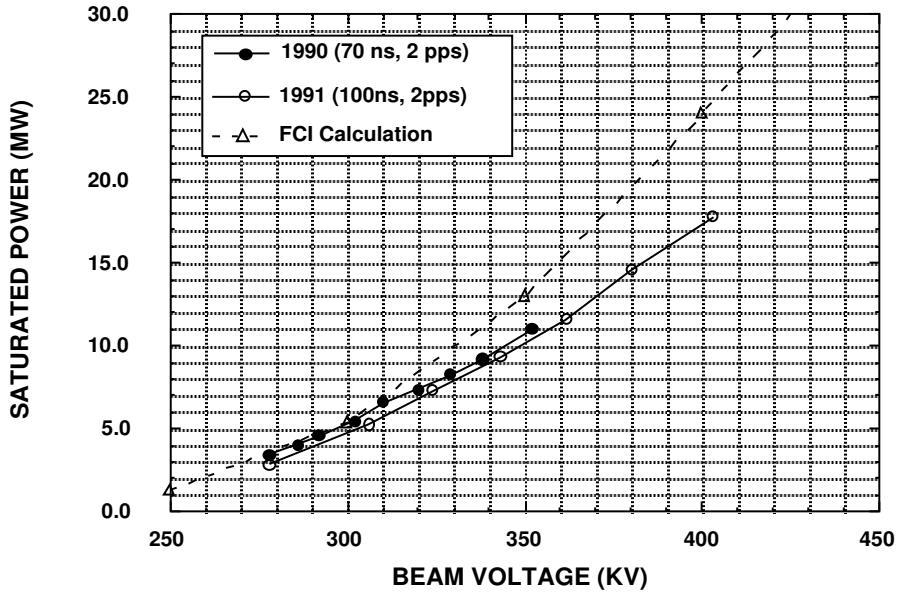


図 4.45: XB-72K#1a の飽和電力

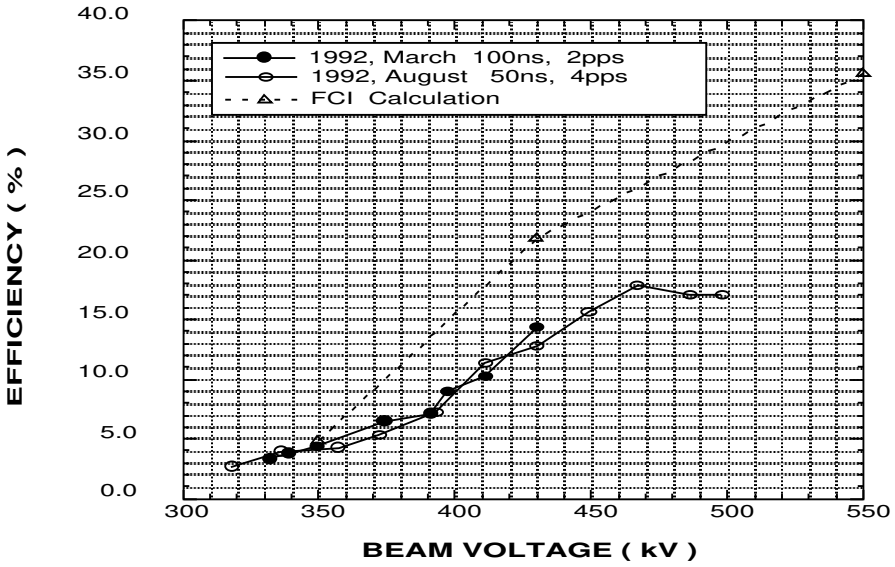


図 4.46: XB-72K#1a の効率

1. 500 kV のビーム電圧を実現した、
2. 230 MW のビーム電力を得た、
3. 測定されたパービアンス曲線は、設計値とよく一致している、
4. 高周波電圧の出力は 41 MW であった。これは、変換効率が 18 % であることを意味する。

モジュレータ

(1)XB-72K 用のモジュレータ　これまで「XB-72K」のテストに用いられてきたモジュレータは、長い立上り、立ち下がり時間を持ったパルスを使うことから将来の衝突型加速器用としては高い変換効率を得ることはできない。現在のモジュレータ装置において、切替え時間は主に浮遊容量とパルス伝搬系のインダクタンスによって決ってしまう。パルスの立ち上がり、立ち下がり時間を短くし、モジュレータの効率をあげるには、一次電圧を上げパルス交換系の上昇比を低くすることが効果的である。二つの PFN をブルームライン型に組み合わせると一台の PFN の出力電圧に比べて二倍の電圧を得ることができる。この方法だと新たにサイラトロンやコンデンサを組み込む必要がないというメリットがある。このブルームライン型の PFN の設計は終っており、テストは 1992 年の終りに予定されている。設計値を表 4.18に示す。これによると、モジュレータにおける効率が 80 % と見込まれる。

展望

ここまでは、次期計画としての衝突型線形加速器を X バンドクライストロン (モジュレータも含めて) によって実現するための最低条件を満たすような高周波電力装置についての開発の進行状況について述べてきた。ここ数年の内に電力効率、安定性、 100 MW 級の最大出力、 500 nsec 以上のパルス幅などといった要求を満たす高周波電力圧縮装置を含めた X バンドクライストロンの試作を完成するであろう。そのためには、高周波窓、モジュレータ、高周波伝搬系を含めてのさらなる R&D を行う必要がある。

4.6　0.3 ∼ 0.5 TeV C バンド線形加速装置

JLC に向けて我々は、ここ数年の間 X バンド高周波システムの開発を行ってきた。しかし、この X バンドによって高い加速勾配を得ることはできるが、数々の技術的な問題を解決していかなければならない。また、 S バンドを用

表 4.18: XB-72K クライストロン用のモジュレータの設計値

PFN (Blumlein 型)	
立ち上がり時間 (伝搬系を含む)	$\sim 150\,\mathrm{nsec}$
立ち下がり時間 (伝搬系を含む)	$\sim 230\,\mathrm{nsec}$
フラットトップ	$\sim 500\,\mathrm{nsec}$
PFN の数	8-stages + 8-stages
出力電圧 (= 充電電圧)	80 kV (1 : 7 step-up)
インピーダンス	$23\,\Omega$ (XB-72K 550 kV)
パルス伝搬系 (80 kV の初期値および蓄積分)	
変換比	1 : 7
リーケージインダクタンス	830 nH
浮遊容量	4 nF
200 pps における損失	100 W (Hysteresis)
	1000 # (Eddy Current)
立ち上がり時間 (伝搬系のみ)	$\sim 100\,\mathrm{nsec}$
立ち下がり時間 (伝搬系のみ)	$\sim 200\,\mathrm{nsec}$
変形度	2.8 % (500 nsec 後)
芯の材質	Si-Fe (厚さは 25 μm)

いるならばさほど開発に困難はないが、 0.5 TeV のエネルギーを得るにはかなりの距離を必要とする。このようなことから、ここでは中間域にある C バンド高周波について考えてみることとする。以下の議論では周波数を 5712 MHz としておく。これは SLAC で使用されているものの二倍にあたる。

C バンドにおける加速の特徴は以下の通りである。

1. クライストロンで発生すべき高周波パルスは数 μsec である。そのため、これまで用いられてきた高電圧パルスモジュレータが転用できる。ここでは、大きさと費用を低く抑える努力のみが必要となる。

2. クライストロンで発生すべき高周波電力は 50 MW 以下であり、クライスロトンに必要な電圧はわずかに 300 kV である。これらの数字は問題になるほどではなく、これまでに確立されてきた S バンドに関する技術をそのまま発展させればよい。

3. 高周波パルスの圧縮には SLED-II 型の圧縮器の適応が可能で、その大きさも現実的な範囲に納めることができる。

加速装置の構成については最近提案された減衰式空洞を採用する。これはラディアルライン減衰器とチョーク構造からなりたっている。また、この空洞を用いると多バンチにおいても不安定性を起こすこと無く加速をすることができる。この空洞については C バンド固有のものというわけではないく S バンドや X バンドにも適用できるが、 C バンド開発の過程において提案されたため、ここで取り上げることにする。

4.6.1 C バンド線形加速器

我々は、 JLC 全体で約 25 km 程度になると考えているが、この場合、最終収束装置や線形加速器における収束装置などについて考慮すると加速部は各ビームについて約 8 km となる。この加速距離で 250 GeV までの加速を達成するには、加速勾配として少なくとも正味 30 MeV/m を達成しなければならない。さらに、ビームローディングや単 / 多バンチのエネルギー補正を考えると、 40 MeV/m は必要であろう。コライダーのおおまかな最適化については先に述べたが、さらにいくつかの要請によって C バンド線形加速器の基本的なパラメーターは表 4.19のようになる。

高周波装置一区画の概要図を図 4.47に示す。 その構成は高電圧パルス電力供給源 (モジュレータ)、二つのクライストロン、二つの SLED-II 型のパルスコンプレッサー、四つの加速管である。この組合せが 8.8 m を単位としてくりかえし並んでいる。

表 4.19: C バンドにおける線形加速器の主なパラメーター

ビームパラメーター		
周波数	$f_{\rm RF}$ [MHz]	5712
ビームエネルギー	E [GeV]	250
バンチあたりの粒子数	N	1×10^{10}
パルスあたりのバンチ数	N_b	$80 \sim 100$
バンチ間隔	t_b [nsec]	2.8
ビーム周波数	f_r [Hz] 150	
主線形加速器		
加速勾配	E_{a0} [MV/m]	40
平均加速勾配	E_a [MV/m]	28.7
ビームあたりの加速距離	[m]	8362
加速装置の構成		
加速空洞の型	チョークのある減衰式空洞	
$\rm TM_{110}$ モードでの減衰の Q 値		< 5
開口径 / 波長	a/λ	$0.16 \sim 0.12$
群速度	v_g/c	$0.042 \sim 0.017$
減衰係数	τ	0.57
Filling 時間	$t_{\rm F}$ [nsec]	297
Q 値	Q_0	7932
分路インピーダンス	r [MΩ/m]	$47 \sim 64$
平均分路インピーダンス	$\langle r \rangle$ [MΩ/m]	55
１加速管あたりの最大高周波電力	[MW]	85
損失因子	k [V/pC/m]	67.8
単バンチローディング	kq [MV/m]	0.11
多バンチローディング	$E_a - E_f$ [MV/m]	8.0

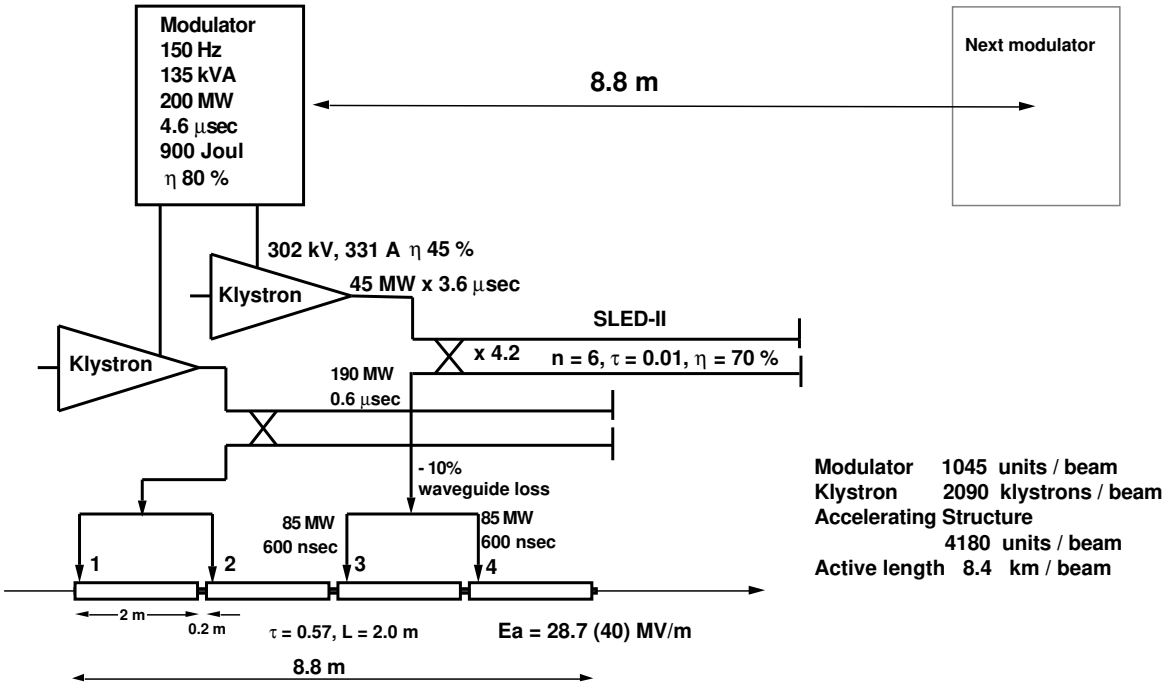


図 4.47: C バンドの主線形加速装置の高周波装置の概要図

SLAC で使われているこれまでの S バンド型をその性能のまま C バンド型にすると、加速空洞は約 1 m となる。それぞれには入出力のカプラーや真空容器が必要となるため長い方が経済的ではあるが、長さとともに最大入力電力は比例して増加し、十分速い群速度を得るために、開口径をより大きく取る必要がでてくる。その結果、ディスクエッジの電場に対する制限からシャントインピーダンスが低下し、高周波電力に対する加速勾配の効率が下がる。そこで我々は、 2 m という長さを選んだ。そのため、 RF の充填時間は 300 nsec となり、ビームパルスの長さが 100 バンチ$\times$ 2.8 nsec $=$ 280 nsec であるため高周波パルスの長さは 600 nsec である必要がある。空洞あたりの最大電力は 85 MW となる。

このような高周波パルス $(85\,\mathrm{MW} \times 0.6\mu\mathrm{m})$ は以下のような方式で供給される。通常の型の高電圧パルスモジュレータでフラットトップ 3.6μsec、電圧 302 kV のパルスを供給できる。この電力は二台のクライストロンに供給され、それによって $45\,\mathrm{MW}\times 3.6\mu$sec の高周波パルスを得ることができる。この長いパルスは SLED-II 型のコンプレッサーによって 0.6μsec まで圧縮される。この効率が約 70 % と見積もられるため、最大電力は 190 MW となる。各々のクライストロンの出力は二つの加速管に供給されるが、その際に約 10 % の損失が導波管内であると思われるため、先にあげたような電力が見積もられる分けである。このパルスの変換については図 4.48を参照していただきたい。

クライストロンやコンプレッサー、加速管については後に述べる。

4.6.2 C バンド高周波装置

C バンド高周波源に関するパラメーターについては表 4.20にまとめてある。

C バンドクライストロン

クライストロンあたりの達成可能な高周波電力　クライストロンのドリフトチューブの断面積は、高周波の周波数の 2 乗に逆比例するため出力電圧も同じ依存性を持つ。従って出力エネルギーは周波数とともに減少する。図 4.49は周波数に対する高電圧クライスロトンから得られるパルスのエネルギー (最大電圧とパルス幅の積) を示している。 3 GHz 付近のデータは SLAC で開発された SLAC 5045 クライストロンのものである。 SLC では、 200 以上のこの型のクライストロンが正常に稼働している。また、 8 および 11 GHz のデータは NLC 計画に向けて SLAC で開発されたものである。 11 GHz クライストロンでは 50 MW、 1μsec のパルスを作ることに成功している。

これらのデータは、 $1/f^2$ 依存性を持っているようである。図 4.49における下側の実線は、出力空洞での高圧の破

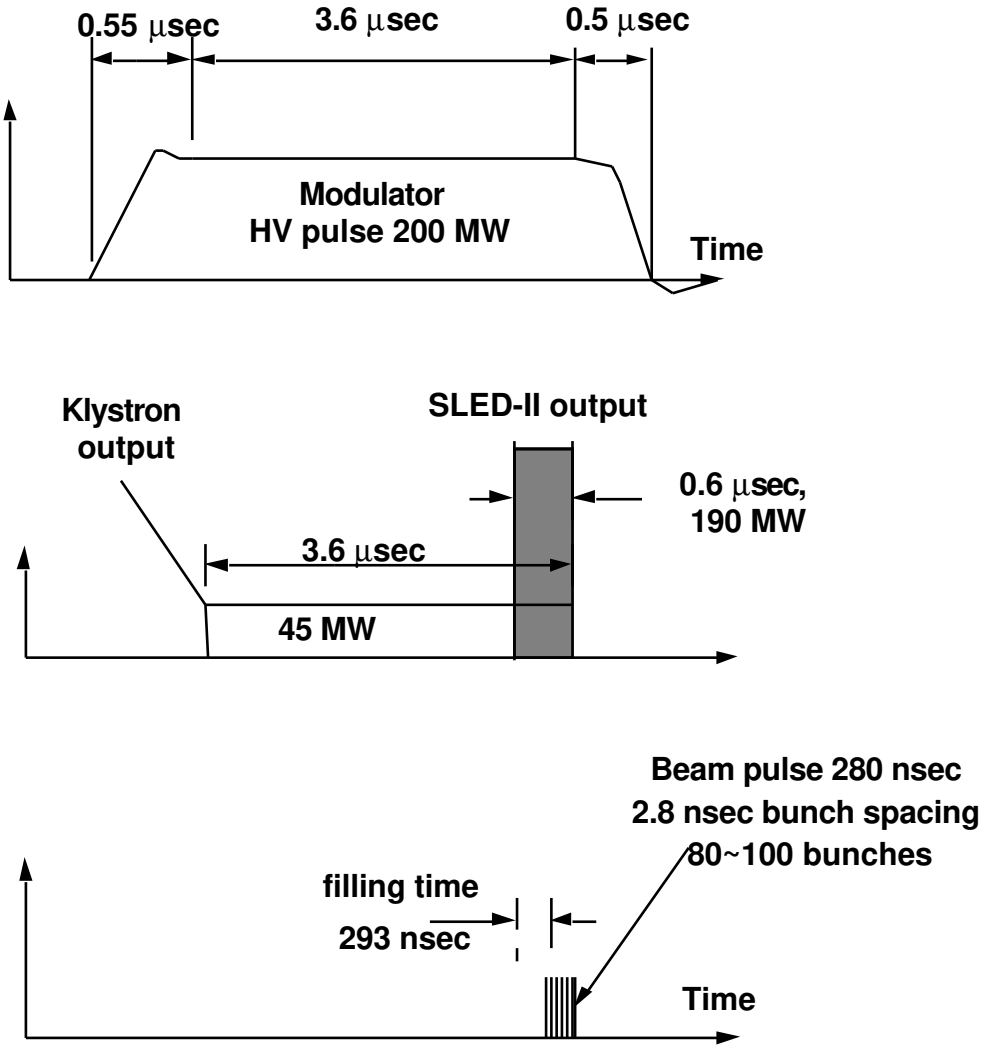


図 4.48: JLC C バンド線形加速器におけるクライストロンとビームパルス

表 4.20: C バンド高周波源

クライストロン		
クライストロンの最大出力電圧	P_0	$45, \mathrm{MW}$
パルスの長さ	t_{RF}	$3.6\,\mu\mathrm{sec}$
銃の電圧	V_0	$302\,\mathrm{kV}$
銃のパービアンス	K	$2.0\,\mu\mathrm{A/V}^{1.5}$
ビーム電流	I_0	$331\,Amp$
電力変換効率	η	$45\,\%$
パルスコンプレッサー SLED-II		
電力倍率	n	6
遅延線での損失係数	τ	0.01
電気抵抗による電力損失		$10\,\%$
反射による電力損失		$20\,\%$
エネルギー効率		$70\,\%$
電力利得	P_0/P_{in}	4.2
高電圧パルスモジュレータ		
高圧電力		$302\,\mathrm{kV} \times 331\,\mathrm{A}$
パルスの立上り立下がり時間		0.55、$0.5\,\mu\mathrm{sec}$
パルスの効率		$80\,\%$
パルスエネルギー		$900\,\mathrm{Joul}$
くりかえし周波数	f_{r}	$150\,\mathrm{Hz}$
電力消費	P_{AC}	$135\,\mathrm{kVA}$
装置全体の電力効率		
モジュレータのパルス化効率		$80\,\%$
クライストロンでの効率		$45\,\%$
クライストロンの収束コイルの電力		$3\,\mathrm{kW}\ (4.4\,\%)$
パルスコンプレッサーでの効率		$70\,\%$
導波管での損失		$10\,\%$
AC から加速管への入力までの全電力変換効率		$22\,\%$

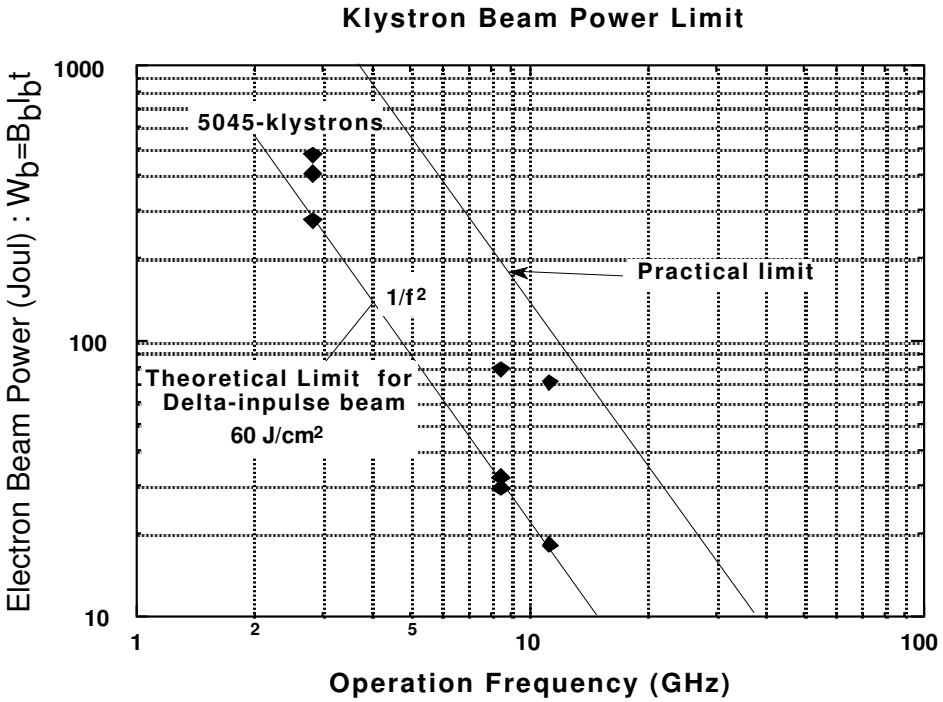


図 4.49: 振動数に対する高電圧クライストロンから得られるパルスのエネルギー

れは電子ビームが銅のドリフトチューブに当たってこれを融かすために起こるとし、その際の電子ビームの長さを無限小として行なわれた理論計算の結果である。

しかしながら、実際にはこのような熱はすぐにチューブ本体へと拡散し、その時間は数十 nsec 程度内のことである。ビームは熱の拡散時間よりも十分に長いため、壁は比較的低い温度に保たれる。よって、計算値よりも実際の方が良い結果を生むことになる。

上部の実線は、現実的な上限を推測したものである。数 μsec のパルスに対するこの上限は、

$$W_b \sim 1.3 \times 10^4 / f^2 \quad (\text{Joul/パルス}) \tag{4.32}$$

となる。ここで f は高周波振動数 (GHz) であり、 $5.7\,\mathrm{GHz}$ では $400\,\mathrm{Joul}$ と概算される。変換効率を $50\,\%$ とすると、最大高周波電力は $200\,\mathrm{Joul/パルス}$ であり、 $56\,\mathrm{MW}$、 $3.6\mu\mathrm{sec}$ に相当する。我々の設計値は十分これ以内に収まっている。

電子銃と高電圧パルス　C バンドクライストロンの電子銃のパービアンスを $2 \times 10^{-6}\,\mathrm{A/V^{1.5}}$ とすると、クライストロンの高電圧は $302\,\mathrm{kV}$ となる。また、最大電流は $331\,\mathrm{A}$ である。高出力クライストロンの信頼性を向上するためには、電子銃の陰極にかかる電圧が重要なパラメーターの一つとなる。 SLAC で使われている 5045 クライストロンの場合、この電圧は $320\,\mathrm{kV}$ としている。陰極材料の新技術などの R&D のおかげでこの電圧は今では当たり前のものとなっている。このように、現在設計されている C バンドクライストロンは現実的なものであると思われる。

出力加速管　クライストロンの出力空洞はビームを減速することによって、大電力ビームから高周波エネルギーを引き出すためにある。有効減速電圧が $0.6 \sim 0.8$ のカップリング係数によって小さくなるため、ギャップに励起去れる電圧は銃電圧と同等もしくはそれ以上になる。 5045 クライストロンの場合、ビーム電圧 $320\,\mathrm{kV}$ において $440\,\mathrm{kV}$ にまで達する。ビームカップリングを良い状態に保つためには、波長よりもギャップ幅を小さくしなければならない。そのため銃電圧が一定ならば、出力ギャップでの最大電場勾配は稼働周波数に比例することになる。 5045 クライストロンの場合、最大電場勾配は出力 $100\,\mathrm{MW}$ ($2\,\mu\mathrm{sec}$ のパルス) で $440\,\mathrm{kV/cm}$ になるが、電場の破れは観測されなかっ

た。 C バンドクライストロンの場合には、最大電場勾配は出力 45 MW で 590 kV/cm となるので、 100 MW で稼働したときの 5045 クライストロンよりも 30 % 高い最大電場がかかることになる。そのため出力加速管の形状については R&D を行う必要がある。

このような目的のために「 ノーズ・コーンのないピルボックス型空洞 」[45] と呼ばれる新しい型の出力空洞が提案された。これはギャップの部分にノーズ・コーンがなく、単純なピルボックス型空洞のようにスムーズな形をしている。この空洞によって、ビームカップリング係数を失うこと無しに最大電場勾配をかなり減らすことができる。この空洞を使った C バンドクライストロンの最大電場勾配は 300 kV/cm に抑えられると見込まれる。これは 5045 クライストロンよりもずっと小さい値であり、従って高電圧の破れは起きないであろうと思われる。

出力セラミック窓　出力窓は一般に高純度のアルミナセラミックを使って作られる。高周波電力を良く通すことが要求され、一方、真空も十分に保たねばならない。また、高電圧の破れは金属間の真空ギャップよりも絶縁体表面で起きやすいため、セラミック窓が問題になる。

窓の物理的な大きさは高周波の波長に比例するため、単位面積あたりに通過する高周波電力は稼働周波数の二乗で効き、電場勾配には比例する。 5045 クライストロンでは二つの窓を並行に設置しているが、 100 MW まではさしたる問題は生じてはいない。もし波長の二乗でスケールするならば、 C バンドの場合は一つの窓について 25 MW までは耐えられることになる。そのため、 C バンドにおける 50 MW、 3.6 μsec のパルス電力においてこれまで使われてきたセラミック窓が使用可能かどうかをテストする必要がある。

パルスコンプレッサー

これまで述べたように、加速管に入力すべきパルスの長さは 0.6 μsec であり、これは S バンドのものよりも短い。クライストロンからこの短いパルスを直接取り出すには、立ち上がり時間と立ち下がり時間を短くしたモジュレータを開発する必要がある。

この問題を解決する一つの方法として「高周波パルスコンプレッサー」を用いることが上げられる。コンプレッサーには低電圧の長い高周波パルスが一時的に蓄積され、最後には入力位相を反転することにより高電圧の圧縮されたパルスが放出される。 SLED は SLAC で開発され、 SLC 計画においてエネルギーを倍にするために使われている。しかし SLED の出力パルスにはフラットトップが無いため、 100 バンチを 2.8 nsec 間隔で等しく加速する JLC には使いにくい。

そのため、 JLC には遅延線を用いた SLED-II を採用することを考えたい。これにより、遅延線の電気的な長さと等しい長さの平坦な高周波パルスを得ることができる。我々の場合遅延時間 0.6μsec の 2 つの遅延線が必要である。もしもここで単純な導波管を使うならば、 90 m もの長さになってしまうため、ディスク付の低速波構造を取ることにする。問題なのは壁及びモード変換での電力損失を許される程度に抑えた中で、いかにして短い遅延線を作るかと言うことである。そのために損失の少ない TE_{01n} モードを用いモード変換による損失を抑えるためにスロットによる減衰構造を取ることにする。

設計したコンプレッサーによって 70 % の変換効率で入力に対して 4.2 倍の出力を得た。この場合の入力パルスの長さは 3.6 μsec であるが、これはこれまでの高電圧パルス生成装置でも十分な長さである。

装置全体の電力効率

C バンド高周波装置における電力効率を表 4.20にまとめる。ここでは数 μsec の出力パルスに対して 80 % のパルス化効率を持つこれまで用いられてきた高電圧モジュレータを使うことにする。効率を上げるためには、立ち上がり時間、立ち下がり時間をいかにして短くするかといった R&D が必要となる。

クライストロンの効率は、 S バンド 5045 クライストロンと同じ 45 % を仮定している。この効率はビームのパービアンスの関数であり、高いパービアンス程低くなる。これは周波数の関数でもあるが (減少関数) 、この依存性は弱くその理由ははっきりとしていないの。従って 45 % を保つための研究が必要となる。

クライストロンの収束コイルもまた AC 電力を無視できないほど消費する。電力節約のため我々は直接ドリフトチューブ上に小さなコイルを巻いて出力ギャップ付近に最大 2 kGauss の磁場を作る。必要な平均磁場は 1 kGauss であるが、これは普通のソレノイドもしくは永久磁石によって生成できる。電磁石を使えば必要な AC 電力は約 3 kW となる。

導波管には内側の断面が 47.55 $\times$ 22.15 mm の角型の導波管 EIA:WR187 (JIS:WRJ-5) を使う。電力損失は 5712 MHz において 0.03 dB/m 程度となる。例えば、パルスコンプレッサーから加速管までの導波管の長さ (平均) を 10 m

表 4.21: 加速器全体のユニットの数と電力消費量 (2 ビーム)

高電圧パルスモジュレータ	2090
クライストロン	4180
パルスコンプレッサー	4180
加速管	8360
加速管への入力総高周波電力	64 MW
全電力効率	22 %
全電力消費量	291 MW

とすると、電力損失は 0.3 dB (−7 %) となる。また、導波管のつなぎめ、角における反射による損失を数 % 以下に抑えることができたならば、導波管における総損失量は 10 % となる。

全ての条件を含めると、 AC 電力供給源から加速管への高周波入力までの電力効率は 22 % となる。高電圧モジュレータやクライストロン、パスルコンプレッサの R&D によってこの値は 30 % まで向上することができるであろう。

ユニットの数と総電力消費量

表 4.21にあるように二つのビームに対して加速ユニットの総数は 2090 となる。 各ユニットはパルスモジュレータが 1 台、クライストロンが 2 台、パルスコンプレッサが 2 台、加速管が 4 台からなっている。このようにたくさんの部品を必要とするため、 R&D によって費用を抑える努力が必要となる。加速管に入る総電力は 64 MW であり、電力効率が 22 % であるので、これらの全システムに必要な AC 総電力は 291 MW となる。

4.6.3 C バンド加速器の構造

衝突型線形加速器において、限られた電力で高いルミノシティーを得るには一つの高周波パルスで多数のバンチを加速すべきであろう。しかし、先に述べたように多バンチからくる不安定性の問題は深刻であり、エミッタンスの増大、ルミノシティーの損失を生んでしまう。この問題は R&D における重要なテーマの一つである。

多バンチにおける不安定性の問題は、加速管内での高次の共鳴モードに起因する。電子のバンチが加速管内を通過するとそれによって高次モードの電場が生じ、後続のバンチ群の軌道などに影響を与える。もしもこのような高次モードの電力を取り出し、次のバンチがくる前に減衰させることができたならば、多バンチによる不安定性はなくなることになる。

このようなことから、新しい型の減衰型加速管が提案された [48]。図 4.50にその概要図を示す [49]。 冷却水の循環も兼ねた四つのロッドに支えられたたくさんのディスクからできており、ビーム周りには閉じた金属境界がないためウエイク場はすぐにディスクの間のすき間に沿って外側に伝わっていき、吸収体に吸収される。そのため、バンチからウエイク場が見えなくなる分けである。

加速モードはチョークによって内側に閉じ込められる。チョークの長さは加速波長の 1/4 として、無限大のインピーダンスを与えるように選ばれている。その結果、加速高周波はチョークで反射を起こし電力損失を防ぐことになる。

S バンドセルのコールドモデルが組み立てられテストされた [48]。図 4.51は応答スペクトラムを単純なピルボックス型加速管のものと比較したものである。 この図によると、ほとんどの高次モードが完全に落されているのがわかる。いくつかのモードが残っているが、これらはビームに対して影響を与えないことがわかっている。つまり、この型の加速管によって多バンチの問題を排除できるということになる。

この構造はビーム軸について円柱対称であるため、組み上げについての問題はない。ただ、旋盤上で銅製のロッド又はプレートから加速管のディスクを作成しスペーサを入れながら、また加速管ディスク一組ごとに SiC でできたマイクロ波吸収体を挟んで積み上げていけばよい分けである。その後入出力カプラをつけた後に、真空漕の中に入れる。マイクロ波吸収体には $\sim 20\,\mathrm{mm}\phi$ の SiC を使うが、これは大量生産すれば安価であることが見込まれる。全体の製作費はこれまでのものとほぼ同じになるであろう。しかし、全てが完全という分けではない。入力高周波がチョークに少し洩れるので電力損失が増加してしまう。その結果、加速モードの r/Q や Q 値が 10 % から 15 % ほど、これ

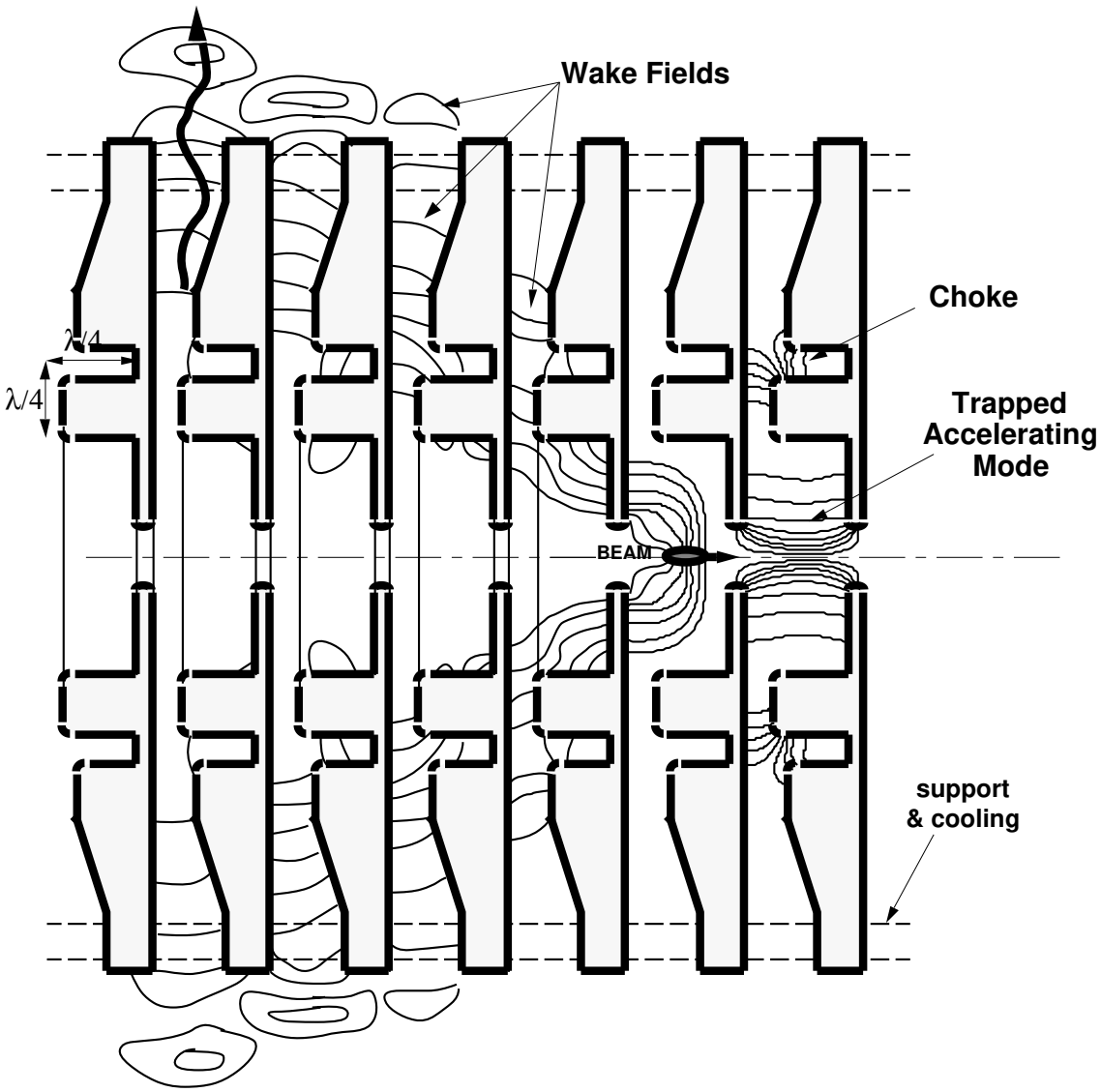


図 4.50: チョークモード加速管の概念図。加速電場とビームに誘起された電場もあわせて記してある。

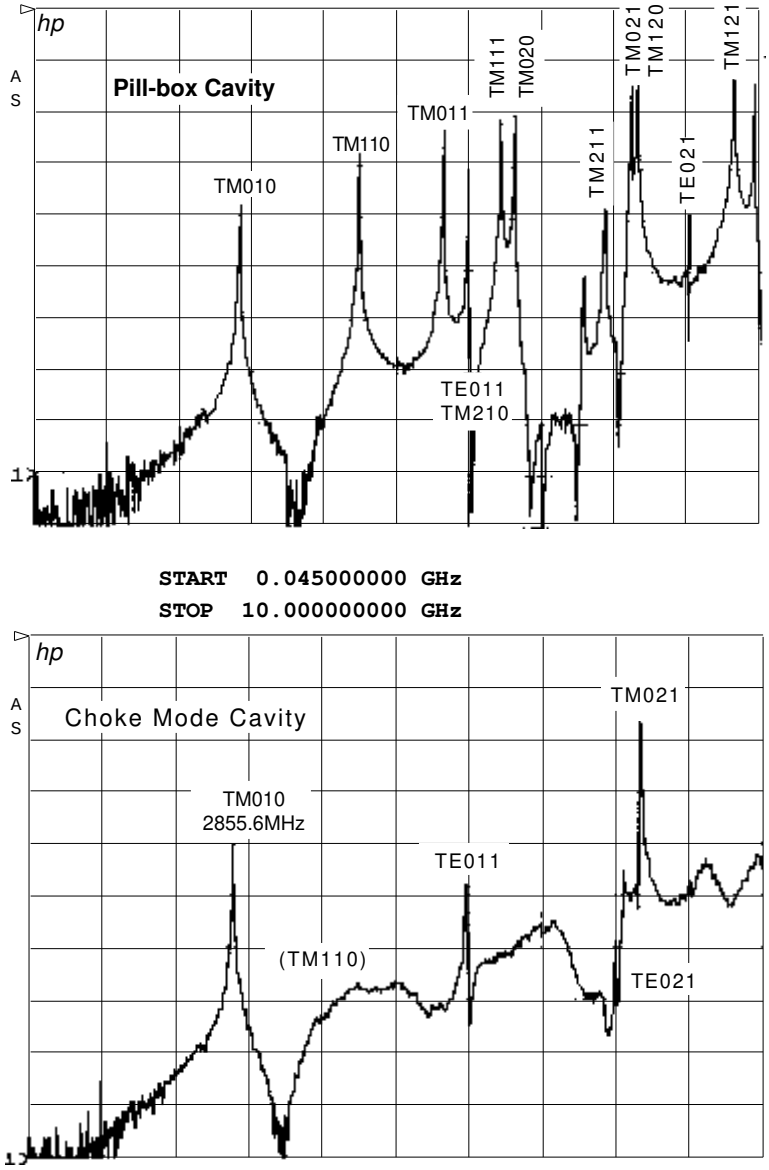


図 4.51: 丸薬容器型加速管とチョークモード加速管における (S バンドでの) 周波数の関数としての測定されたレスポンス

までのものと比較して減少してしまう。そのため、分路インピーダンスが 25 % 低くなり、入力電力を 25 % 高くする必要が出てくる。

4.7 0.3 ∼ 0.5 TeV S バンド線形加速装置

4.7.1 S バンド線形加速器

これまでの S バンド高周波技術に基づいた 300 ∼ 500 GeV JLC の設計を進めてきたが、今後何年かのうちに実現するという意味ではこのエネルギー領域 (特に 300 GeV) において S バンドを用いることはもっとも現実的であるといえる。この S バンドを用いた JLC は、 3.6 m の通常の進行波定加速勾配型加速管や、 85 MW のクライストロン、高周波パルス圧縮用の SLED 空洞など既に JLC スタディグループによって開発済の装置によって構成されている。最適化されたパラメーターについては先に述べたが、 X バンドや C バンドの線型加速器が三相電力同期の 150 pps で運転しなければならないのに対して、 S バンドの線形加速器は 50 pps で同期をとって稼働する。このことでパルス毎のより高いビーム安定度が実現でき、しかもこのくりかえし周波数で $3 \sim 4 \times 10^{33}$ というルミノシティーが達成可能である。

主線形加速器のクライストロンとそのモジュレータの数を減らすことが出来るなら、加速器システムがより単純化され、高信頼性が実現できる上、保守の面でも良い結果が得られる。それには高周波パルス圧縮装置を使用するのが最も直接的である。 X バンドや C バンドの線型加速器で用いられる BPC (Binaly Pulse Compression) や SLED-II のような高周波パルス圧縮装置から出力されるパルス波形は、多バンチを加速したときビームローディングで生じるバンチ間のエネルギーの違いを補正してビームのエネルギー分布幅を最小にする、いわゆるバンチのエネルギー補正が可能なフラットトップパルス波形が発生できる利点がある。しかし、加速管内に高周波パワーを蓄積させるために必要な蓄積時間と加速する高周波パルス幅の和にほぼ等しい高周波遅延回路が必要である。遅延回路の全長は線型加速器の高周波システムのユニット全長に比較してかなり長く、電源トンネル内に遅延回路がはりめぐらされる複雑な構造になる。 X バンドの場合は、加速管の高周波蓄積時間が 75 nsec で、必要な遅延回路の全長は往復 60m である。C バンドの場合、加速管の高周波蓄積時間が 297 nsec と比較的長いが、群速度を遅くする工夫をした高周波遅延回路を用いることができる。これらの高周波遅延回路における高周波損失は約 30 % にも達するので、クライストロンからのピーク出力を 4 倍に高める X バンドシステムの場合、実際に得られるピーク出力は約 3 倍程度に減衰し、 6 倍に高める C バンドシステムの場合は 4.2 倍となる。

S バンドの場合は、加速管の高周波蓄積時間が 837 nsec と長く、高周波損失の少ない光速度の遅延回路を用いると、その全長は 150m 以上にもなる。片道 10m 程度に短縮するために群速度が光速の約 15 % の遅延回路を採用すればよいが、高周波損失が大きくなり実用的でない。以上の理由で、 S バンドに BPC (Binaly Pulse Compression) や SLED-II のような遅延回路付の高周波パルス圧縮装置を適用することは非現実的なことであるといえる。

S バンドにおける高周波パルス圧縮装置には、 SLAC で開発され、 SLC で使われている SLED 空洞がある。これは空洞内に蓄積した高周波パワーをパルス的に吐き出させる方式を採用し、長い遅延回路を必要としない極めてコンパクトな装置であり、約 5 倍のピークパワーが得られる。しかしながら、高周波パワーが空洞内から排出されるので、ピーク出力が指数関数で減少し、フラットトップ波形は得られない。したがって、 SLED は SLC のような単バンチ加速には適しているが、 JLC のような多数のバンチの加速にはバンチ間のエネルギー補正方法がないために利用できないと考えられてきた。

そこで、我々は SLED を用いて、かつ多バンチに対してエネルギー補正が可能な S バンド主線型加速器システムを考案した。 2.856 GHz の主線型加速器 30 ユニット毎に 2.856 GHz + 1.27 MHz と 2.856 GHz − 1.27 MHz で稼働する線型加速器ユニットを交互に 1 ユニットづつ設置することで、これらのユニット内で多バンチのエネルギー補正を順次行うものである。この方式の利点は、まず第一に主線形加速器のクライストロンとそのモジュレータの数を減らすことができる SLED を積極的に利用できること。第二にシステムが極めて簡単であること。第三に設計時に決められた最大加速バンチ数や最大加速総粒子数に対してそれら以下の条件の多バンチのエネルギー補正が可能であることである。計算機シミュレーションによる研究の結果、バンチ当たり 2.5×10^{10} 個の粒子を含んだ 5.6 nsec 間隔の 70 のバンチを 0.13 ∼ 0.14 % のエネルギーの広がりまでエネルギー分布を圧縮できることがわかった。実験による実証試験の準備を現在行っている。

S バンド主線形加速器の 1 ユニットを図 4.52に示す。 クライストロンは SLED 空洞を経由して全長 3.6m の長さを持つ加速管 4 本に接続されている。 SLED 空洞に供給される高周波パルスの最大出力とパルス幅はそれぞれ 85 MW

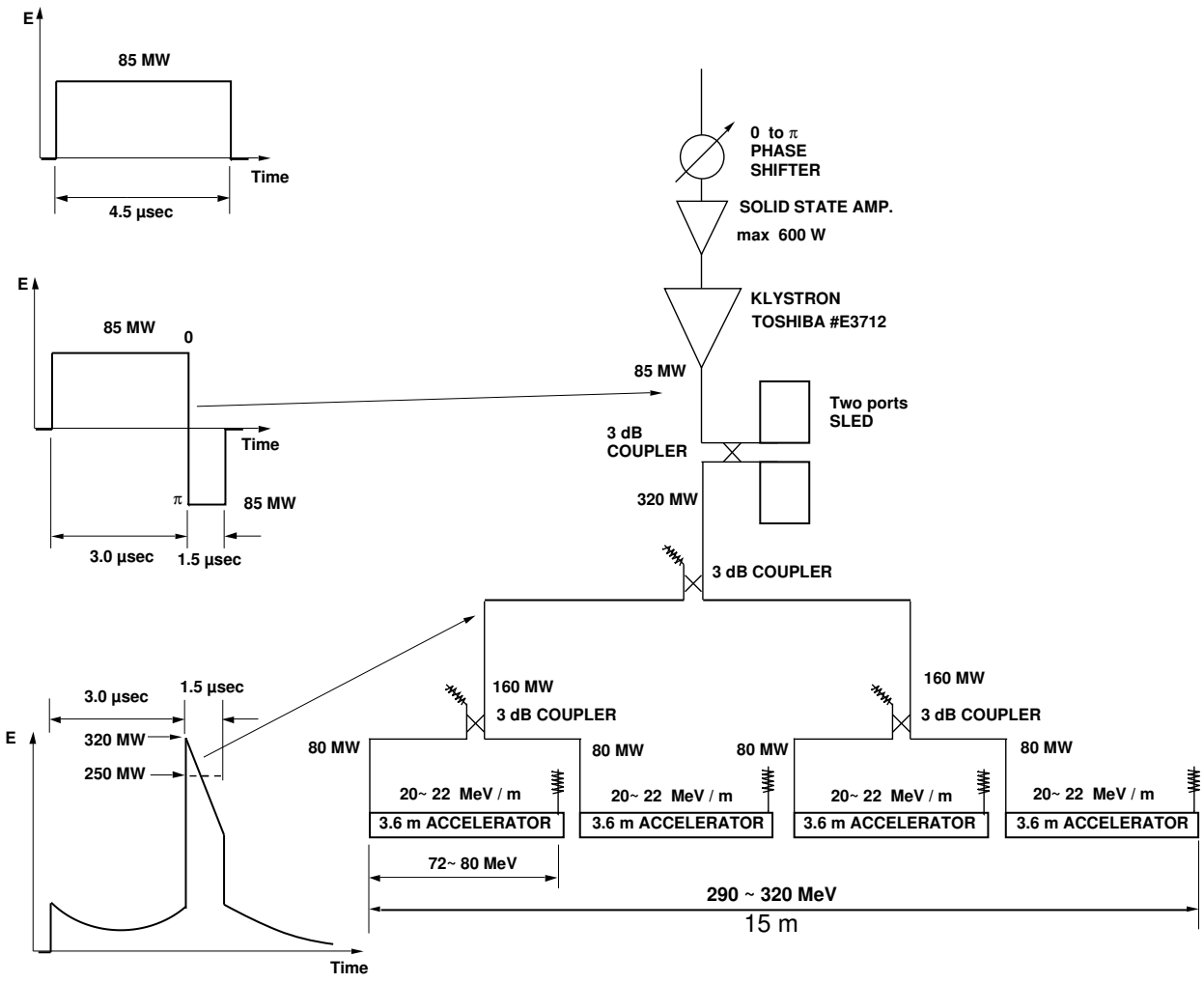


図 4.52: S バンド主線形加速器の 1 ユニット

表 4.22: パラメーターとその比較

	JLC	JLC	JLC	DESY
重心系エネルギー	300 GeV	400 GeV	500 GeV	500 GeV
加速構造の全長	15 km	20 km	25 km	30 km
衝突型線形加速器の全長	18 km	25 km	30 km	$30 + \alpha$ km
加速勾配	$22 \sim 20$ MV/m	$22 \sim 20$ MV/m	$22 \sim 20$ MV/m	17 MeV/m
総計				
線形加速器のユニット	1000	1350	1670	2451
クライストロンとモジュレータ	1000	1350	1670	2451
加速構造体	4000	5400	7680	4902
加速構造体の長さ 3.6 m	3.6 m	3.6 m	6 m	
最大高周波電力	85 MW	85 MW	85 MW	130 MW
高周波パルスの幅	4.5 μsec	4.5 μsec	4.5 μsec	2 μsec
高周波パルス圧縮	SLED	SLED	SLED	無し
ルミノシティー	3×10^{33}	4×10^{33}	4×10^{33}	2.4×10^{33}
パルス当たりのバンチ数	70	70	70	172
バンチ当たりの粒子数	1.1×10^{10}	1.1×10^{10}	1.1×10^{10}	0.7×10^{10}
くりかえし周波数 (pps)	50	50	50	50
総電力	100 MW	135 MW	167 MW	198 MW
多バンチでのエネルギーの広がり	0.13 %	0.13 %	0.13 %	0.112 %

と 4.5 μsec である。 SLED 空洞に高周波電力が供給された 3 μsec 後に高周波の位相は反転されるため、 SLED 空洞では残りの 1.5 μsec の幅で増幅されたピーク出力 320 MW の非矩形波の高周波パルスが作られることになる。この高周波パルスを加速管に供給して得られる単位長当たりの最大エネルギー利得は 24.4 MeV/m であるが、正味の加速利得は 20 $\sim$ 22 MeV/m になる。これは多バンチの加速によるビームローディングとエネルギー補正の最適な条件を得るための入射タイミングによって生じてしまうものである。

パラメーターとその比較

SLC の線形加速器の 1 ユニットは 60 MW のクライストロンとモジュレーター、そして 3 m の長さをもつ 4 本の加速管により構成されており、その全長は 12.5 m である。また、 DESY で提案されている重心系エネルギー 500 GeV の S バンド主線型加速器は 2451 ユニットから成りたっている。それぞれのユニットは 130 MW のクライストロンとモジュレーター、そして 6 m の長さを持つ 2 本の加速管から成り立ち、ユニット全長は 12.5 m である。

図 4.52にあるように、 S バンドを用いた JLC では 85 MW クライストロン、クライストロンモジュレータ、 SLED 空洞、 3.6 m の長さを持つ 4 本の加速管といったすでに JLC スタディグループによって開発された加速器構成要素によって成り立っており、そのユニットの全長は約 15 m となる。バンチが一つの加速ユニットを通過するにあったて約 300 MeV のエネルギー利得があるので、表 4.22にあるように重心系 300 GeV の場合は 1000 台の、 500 GeV の場合には 1670 台のユニットが必要になる。 170 MW のピーク出力のクライストロンが開発されれば、重心系 300 GeV の場合は 500 台の、 500 GeV の場合には 835 台のユニットですむことになる。

エネルギー補正装置

多バンチのエネルギー補正は、先に述べたように 2.856 GHz の主線型加速器 30 ユニット毎に 2.856 GHz + 1.27 MHz と 2.856 GHz − 1.27 MHz で稼働する線型加速器ユニットを交互に 1 ユニットづつ設置することで、これらのユニット内で多バンチのエネルギー補正を順次行い、ビームのエネルギー拡がりを 0.13 ∼ 0.14 % に圧縮する。 1000 台または 1670 台からなる全ユニットの加速管への高周波パルス供給タイミングをビームに対して 2 通りのグループに分ける。第一のグループでは高周波パルスの前部が、加速管の最終セルに到達する以前にビームが加速され、そのため最後部のバンチが最高エネルギー利得を得ることになる。第二のグループでは高周波パルスの前部が、加速管の最終セルを通過した後にビームが加速され、そのため最前部のバンチが最高エネルギー利得を得ることになる。これら 2 種類のタイミングは、タイミング回路で簡単に選択可能である。図 4.53と図 4.54には多バンチのエネルギー分布を示している。上段と第二段に示すものは、多バンチの加速管 1 本当たりのエネルギー利得で、それぞれ第一と第二グループによるものである。左右はバンチ内粒子数が、それぞれ $N_e = 2.5 \times 10^{10}$ と $N_e = 1.0 \times 10^9$ の場合について示している。

ここで第一と第二のグループで稼働するユニット数を選択すると、多バンチのエネルギー分布は近似的に余弦波形をしており、その広がりは図 4.53と図 4.54にあるように 2 ∼ 3 % となる。このときの第一と第二グループの比は $N_e = 2.50 \times 10^{10}$ の場合で 1000 : 103、 $N_e = 1.0 \times 10^9$ の場合で 157 : 100 である。この近似的に余弦波形のエネルギー分布した多バンチは、 2856 ± 1.27 MHz でのエネルギー圧縮ユニットを通過するとき、低いエネルギーのバンチは加速され 0.13 % までエネルギー分布が下げられる。重心系エネルギーが 300 GeV の場合のエネルギー圧縮ユニットの総数が 30 台である。約 33 台の加速ユニットと 1 台のエネルギー補正ユニットで構成されるものをセクターとすると、主線型加速器は片側それぞれ 15 台のセクターで構成されることになる。セクター内で第一と第二グループを最適比を保つように周期的に分布させると、第一セクターを通過した多バンチは 2 ∼ 3 % から 0.13 % までエネルギー分布が圧縮されれ、さらに下流のセクター (N 番目) では通過後の多バンチのエネルギー分布幅は、およそ $1/N$ で圧縮されていく。

4.7.2 S バンド高周波装置

高周波装置の概要

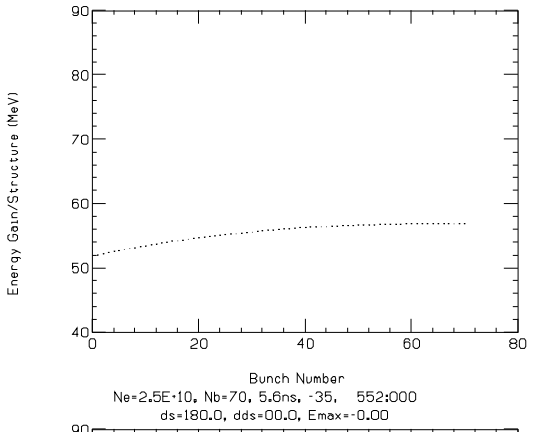
線形加速器の高周波装置は図 4.52にあるように 85 MW クライストロン、クライストロンモジュレータ、 SLED 空洞、 4 本の加速管から構成されている。クライストロンによって供給される高周波電力は SLED 装置によって圧縮され、 3.6 m の長さをもつ加速管 4 本に導かれる。

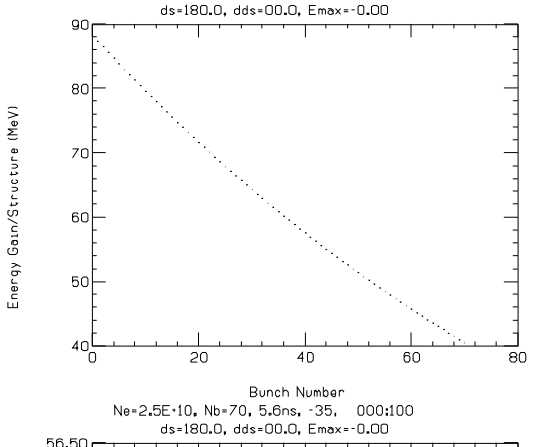
S バンド高電圧クライストロン

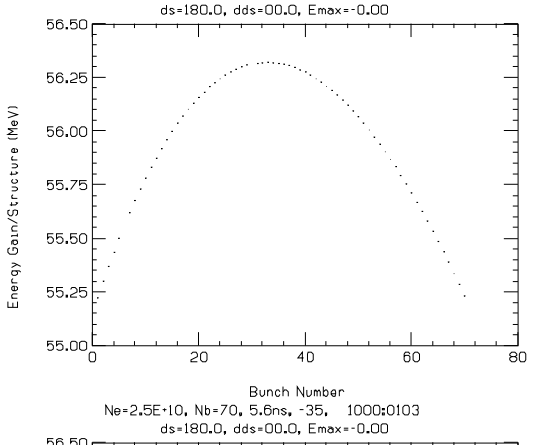
E3712 型と呼ばれる S バンド高電圧クライストロンが JLC 用に開発されたが、その設計には JLC スタディグループのメンバーによって開発されたシミュレーションプログラム「FCI」が使われた。最大出力の設計値は 1 μsec パルスにおいて 100 MW、 4.5 μsec パルスにおいて 80 MW であり、 100 MW、 80 MW の時のダイオード電圧はそれぞれ 430 kV、 400 kV である。「日光実験室」や「アッセンブリーホール」において複数のクライストロンを使って高加速勾配実験を行なわれてきたが、 450 kV 以下のビーム電圧条件下で出力パワーが極めて安定していることが確認されている。

クライストロンモジュレータ

E3712 型クライストロンで最大出力 80 MW を得るためには、約 380 kV のパルス状電圧をクライストロンダイオードに供給しなければならない。高い効率、使い易さといった点からコンデンサーとインダクターを組み合せた直線型モジュレータを採用する。この方式のモジュレーターの開発は PF 入射線型加速器に使用されているものを参考にして 6 年前に開始したが、当初の 3 分の 1 の体積にまで小型化したコンパクトなモジュレーターが現在完成している。直線型モジュレータは、 14 の波形整形回路 (PFN) からなっており、それらは商業電力周波数 (50 pps) と同期したサイラトロン (熱陰極格子制御放電スイッチ) によって蓄電、放電を繰り返す。波形整形回路への充電電圧は、ディキュー回路によって制御され、商業電力電圧の変動に対して一定の電圧に保たれる。これは、ビームのエネルギーや衝突点でのビーム位置の安定度の要求を満たすために必要である。制御可能な商業電力電圧の最大変動は 5 % である。モジュレータに関する仕様を表 4.23に示す。熱陰極格子制御放電管の稼働のため約 5 % 高めの電圧が必要である。また、ロー







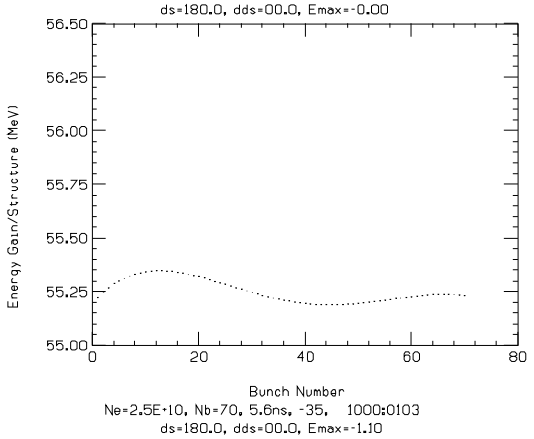
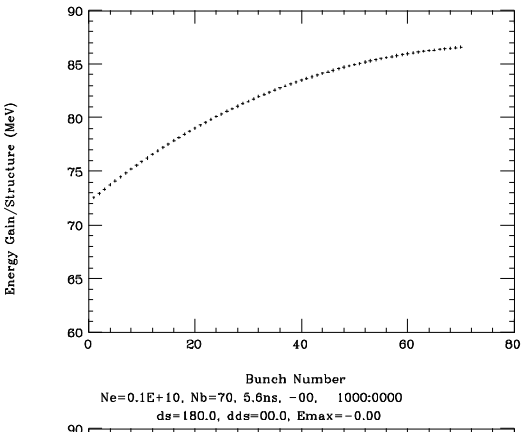
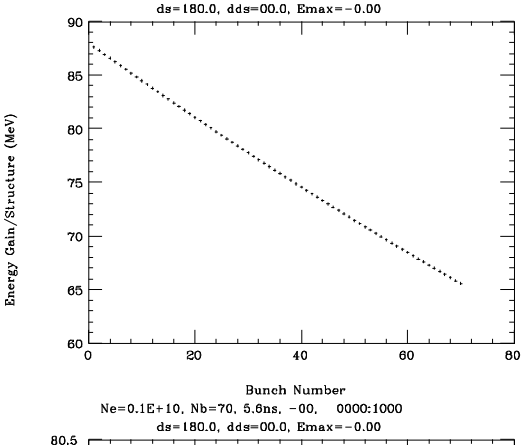
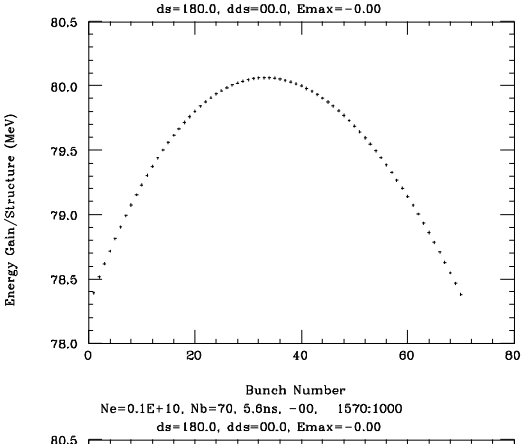


図 4.53: 多バンチでのエネルギーの広がり
($N_e = 2.5 \times 10^{10}$)







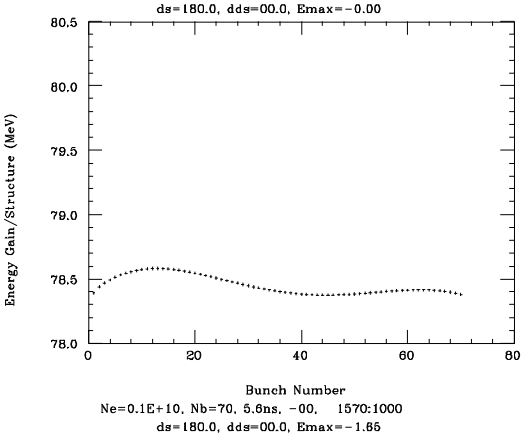


図 4.54: 多バンチでのエネルギーの広がり
($N_e = 1.0 \times 10^{9}$)

表 4.23: モジュレータに関する仕様

クライストロンモジュレータ	
最大出力電力	198 MW
平均出力電力	70 kW
変換率	1 : 16
出力パルス電圧	24.8 kV
ロードインピーダンス	3.1 Ω
PFN インピーダンス	2.95 Ω
熱陰極格子制御放電管陽極電圧	51.3 kV
熱陰極格子制御放電管電流	7984 A
パルス・フラットトップ	4.5 μsec
立ち上がり時間	0.8 μsec
パルスの高さのバラツキ	1.0 % (p–p)
パルス振幅の揺らぎ (short term)	$\ll$ 0.5 %
パルス振幅の揺らぎ (long term)	$\ll$ 1.0 %
PFN の全静電容量	1.19 μF
くりかえし周波数	50 pps
エネルギー変換効率	$\sim$ 85 %
モジュレータの消費電力	81 kW
周辺機器の消費電力	
低レベルとコントロール	4.5 kW
クライストロン収束電磁石	8 kW
クライストロンヒータ電力	0.5 kW
クライストロンドライバ	1 kW
その他	5 kW

ドインピーダンスはモジュレータの出力インピーダンスより約 5 % 程高く設定されている。 PFN の放電効率は 95 % と見積もられるが、クライストロンモジュレーター全体のエネルギー変換効率は $\sim$ 85 % となる。これは損失の大部分がディキュー回路で生じるからである。そこで、ディキュー回路での損失を 1 次側電力に回収する方式を開発し、現在エネルギー変換効率を $\sim$ 94 % まで高めることに成功した。

高周波パルス圧縮装置 (SLED)

先に述べたように, SLAC で開発された SLED 空洞は S バンド用の標準的な高周波パルス圧縮装置として SLAC の SLC 以外に、 CERN における LEP の入射器、 DESY での HERA 入射器、 ORSAY での LAL、 POSTEC リニアック等に採用されている。クライストロンから出力された高周波エネルギーを 2 個の TE_{015} モードの高 Q 値空洞に蓄積し、位相を 0 から π まで変換すると、空洞開口部から導波管を通じて高周波が放出される。 SLC における SLED 空洞は入力される高周波電力が 60 MW、 2.7 μsec、くりかえし周波数が 120 pps として稼働している。このパワー領域だと空洞開口部あたりで RF の放電に起因する X 線が観測されており、このままで 60 MW 以上での稼働は困難であると考えられていた。このような症状に対処するため、空洞開口部付近の高周波表面電場を減少させる必要がある。そこで 2 個の空洞開口部を導波管側面で結合させた新方式の SLED 空洞を開発した。シミュレーションプログラム 「MAFIA」 による計算によると、この方法で 24 % ほど電場を抑えることができることが判明した。開発された新型の SLED では、最大ピーク出力、パルス幅がそれぞれ 80 MW、 4.5 μsec のフラットトップ持つ高周波パルスを、 2 個の高 Q 値 ($Q = 100,000$) 空洞内に供給し、 3.5 μsec 後に高周波位相を 0 から π に反転することで、 400 MW のピーク出力を得るのに既に成功している。

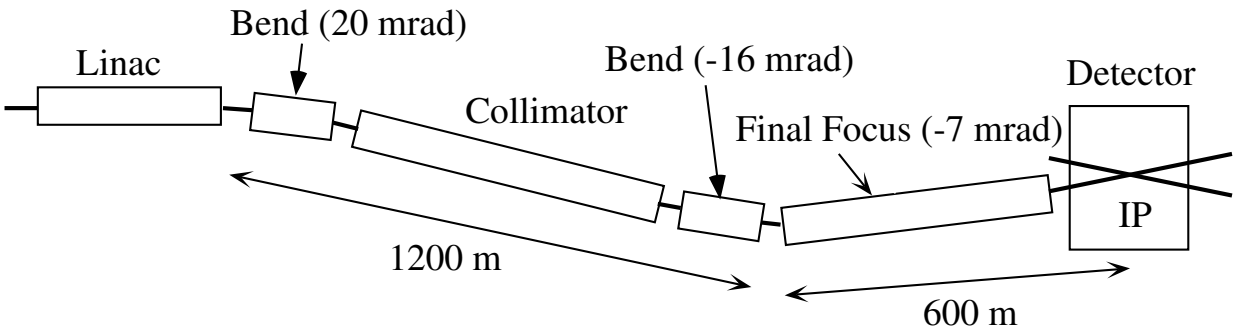


図 4.55: 最終収束装置の概念図

S バンド加速管

高加速電界に耐える S バンド加速管の開発が行われ、全長 0.6 m の加速管に 169 MW の高周波入力を供給することで、加速勾配 93 MeV/m を得るのに成功している。一般に加速管ディスク電極の孔表面に生じる高い表面電界で電界放出電子が発生し、それらが加速されて暗電流となる。今回は、 JLC の実機に近い全長 3 m の新型 S バンド加速管が設計開発された。 200 MW のピーク入力に対して高周波放電を発生させない入出力カップラーの開発、暗電流を軽減させるための新材料の採用、ビームを安定に加速させるための加速セルのアラインメント、従来より 1 桁低い累積位相誤差等の特徴を有する新型加速管の開発に成功した。また、 SLED からの 400 MW ピーク出力をこの加速管 2 本に供給して、各加速管に 200 MW 入力で加速勾配 52 ~ 42 MeV/m を発生させるのに成功した。 JLC における実機では全長 3.6 m の加速管が必要であるが、加速管 1 本当たりの入力パワーが 80 MW であるのと、最大加速勾配が 25 MeV/m であるので、高パワーや高加速勾配に係わる技術的問題は解決されたと考えている。

今後の開発目標

S バンドでの高パワーの発生とそれに付随する種々の技術開発が行なわれ、 JLC の S バンド主線型加速器に必要なクライストロン、モジュレーター、 SLED 空胴や加速管等のユニット開発に成功した。今後の開発目標は、より高出力と高加速勾配をめざすと共に、 JLC 実機建設に必要な高安定性、高信頼性、小型化、システムの単純化、大量生産等の技術開発を同時に進めていく必要がある。また、重心系エネルギーの更なる増強をめざして、新しいアイディアを考案し、その方法を実証していく予定である。

4.8 最終収束装置

4.8.1 概要

JLC における最終収束装置は二つの部分からなる。その一つは、衝突点に nm でのビームを収束させる光学的な装置であり、もう一つは線形加速器と収束部の間に置かれるコリメータシステムである。この節では収束装置に重点をおいて、この最終収束装置を説明していく。図 4.55に最終収束装置の概要図を示す。

4.8.2 光学系の設計

JLC の最終収束装置は、 2 群の 6 極電磁石を用いた色収差補正を基に設計されている [50]。表 4.24にあるパラメーターはビームエネルギーが 250 GeV でのものである。 低いエネルギーで稼働する際も、磁場の大きさだけスケールさせて、他のパラメータはそのまま用いる。ここでは、入射時の不変エミッタンスがダンピングリングで示した時よりも多少大きくなっている。最終収束装置は、線形加速器の中でビームが膨張したり、エミッタンスが拡がったりした場合でもある程度まで耐えられるように設計してある。衝突点でのベータ関数は、色収差や最終レンズでのシンクロトロン放射の効果を考慮して選ばれている。収束装置の各部分は、最終レンズも含めて、基本的には既存の技術によって製造可能なものである。

光学系は FFTB のシステムを拡張したものである [51]。電磁石の配列とその軌道光学関数を図 4.56に示す。さらに、我々は FFTB の設計にいくつかの新しい改良点を追加している。第一に、衝突点付近の検出器用の自由空間を大

表 4.24: JLC における最終収束装置のパラメーター

ビームエネルギー	E_0 [GeV]	250
入射時の不変エミッタンス	ϵ_x/ϵ_y [m]	$3.6 \times 10^{-6}/5.0 \times 10^{-8}$
衝突点での不変エミッタンス	ϵ_x/ϵ_y [m]	$3.8 \times 10^{-6}/6.0 \times 10^{-8}$
衝突点でのベータ関数	${\beta^*}_x/{\beta^*}_y$ [mm]	10/0.1
衝突点でのスポットの大きさ	${\sigma^*}_x/{\sigma^*}_y$ [nm]	280/3.5
自由空間の長さ	l^* [m]	2.5
最後の４極磁石の半口径	a [mm]	6.8
磁極における磁場	B_0 [T]	1.3
最後の４極磁石の長さ	L_1 [m]	2.2
最終レンズの色収差	ξ_x/ξ_y	3200/43000
運動量許容幅	χ_m [%]	± 0.8
全偏向角	θ [mrad]	7.1
長さ / ビーム	L_0 [m]	590

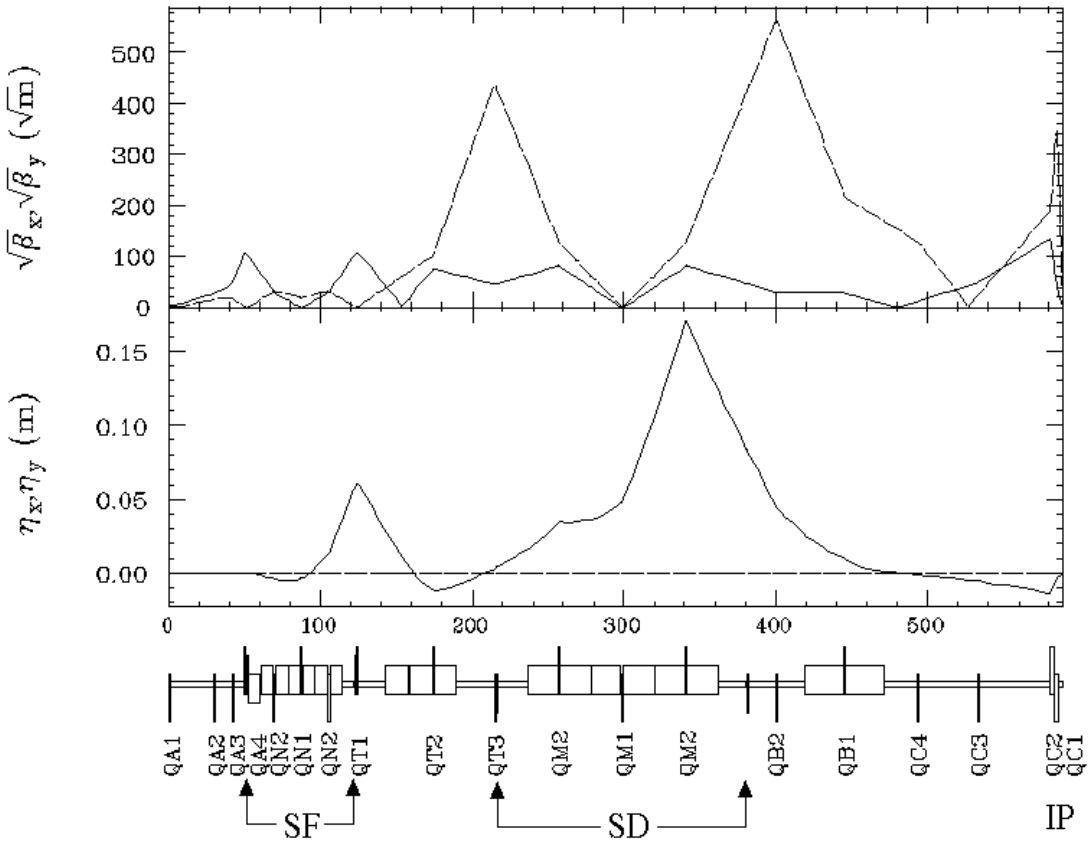


図 4.56: JLC 最終収束装置の光学的設計

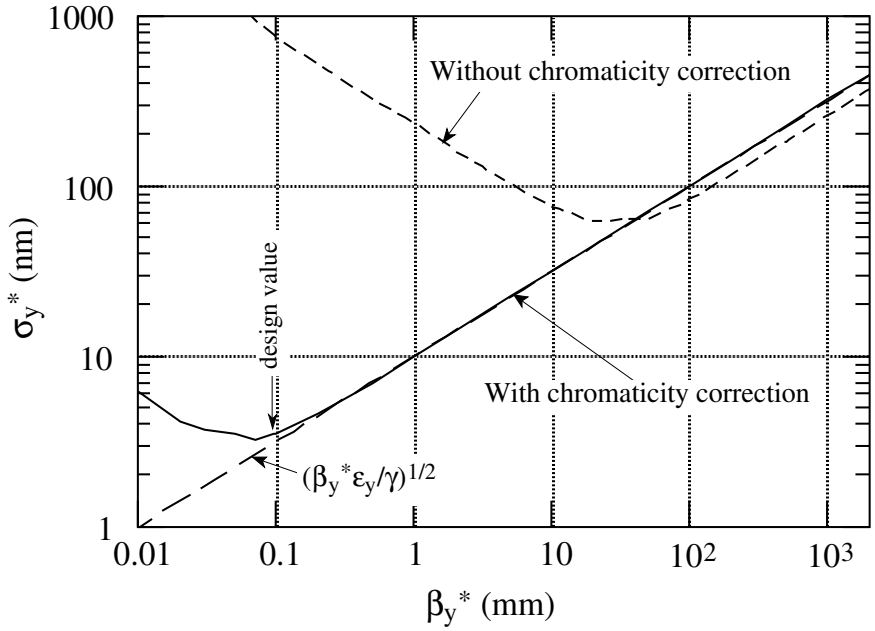


図 4.57: $\beta^*{}_y$ の関数としての衝突点におけるソポットサイズ。 JLC 最終収束装置の色収差補正は、 $\beta^*{}_y = 0.1\,\mathrm{mm}$ までの収束を可能にした。色収差補正による水平方向のスポットの大きさの改善は、 $\beta^*{}_y$ の設計値において $1/160$ となる。

きく取ってあることがあげられる。 $l^* = 2.5\,\mathrm{m}$ としてあるが、このことによって、バックグラウンドを落すためのマスクやビーム・ビーム衝突維持のためのビームモニターを置くことができる。また、衝突後のビームを逃すために最終 4 極電磁石の横に穴を空けることも可能であり。一般に、自由空間の長さ l^* を大きく取ると最終レンズの色収差が増え、装置の設置誤差に対する許容量は減ってしまうが、 $l^* = 2.5\,\mathrm{m}$ は余裕のある量である。

第二点として、最終レンズの口径の選択の仕方があげられる。今回の設計に於いて、最終レンズはビームサイズの $30\sigma_x$、 $60\sigma_y$ 半口径とした。この大きさは、ビームパイプや 4 極電磁石の磁極による電気抵抗や幾何学的インピーダンスによってビームサイズが増大することを避けるために必要となってくる。また、シンクロトン放射による光子を検出器に入らないように通過させるということからも重要である。

第三に、運動量がずれた粒子に対する二つの 6 極電磁石間の反転変換の崩れによる色幾何収差を減らすために、 6 極電磁石での軌道分散の水平成分の値を違ったものにしたことがあげられる [52]。この不等分散方法は運動量の許容域を拡げる。

第四点は、系の中の 4 極電磁石の数である。色収差補正と最終変換部での 4 極電磁石数を減らした。 6 極電磁石間の変換は $-I$ ではなく π 変換にした。 SF と SD 郡間のベータ交換はもはや位相進行 π による単純な拡大・縮小変換ではない。これら変換により光学的な性質の低下なしに不必要な 4 極電磁石をなくすことが出来る。 4 極電磁石を減らすことによってチューニングや軌道制御、 4 極電磁石の位置設定などの仕事を減らすことができる。

4.8.3 光学的設計の特徴

まず、図 4.57に色収差補正の様子を示す。 この図は最終収束装置の入口におけるマッチングによって $\beta^*{}_y$ を変化させた場合の衝突点における鉛直方向のスポットの大きさの変化を示している。この時、 6 極電磁石の強さ以外の収束用パラメーターはそのままである。破線は 6 極電磁石を落した時を示している。図を見るかぎり、もしも色収差補正を行なわなければビームの大きさは設計値よりも 160 倍も大きくなってしまうことがわかる。スポットの大きさが $\beta^*{}_y$ の設計値付近で最小になるのは、最適化によるものである。さらに小さい $\beta^*{}_y$ では、色収差および幾何収差の両方が大きくなり、収束は難しくなってしまう。

収束装置の運動量許容値は、色収差補正と光学的収差によって決まる。今回は、 JLC 全体の最適化の要求に合わ

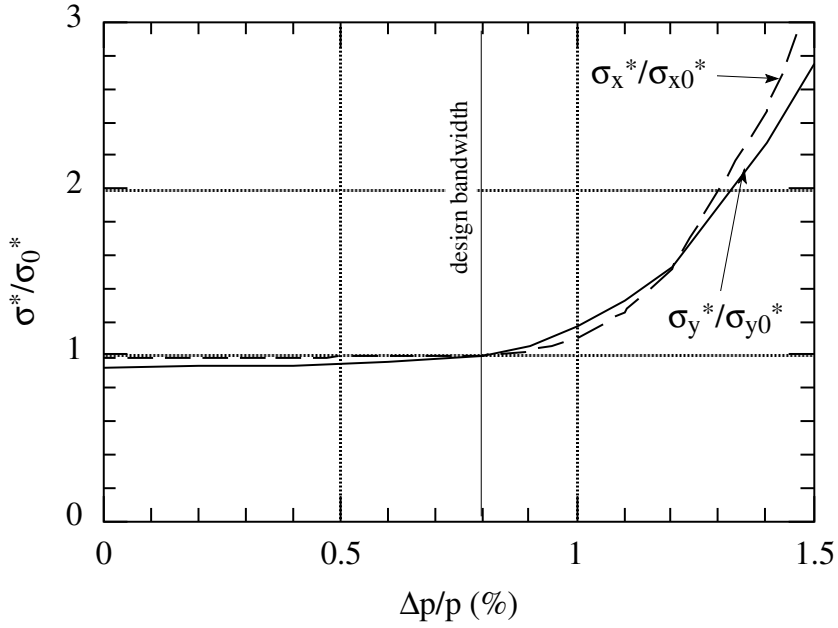


図 4.58: 入射ビームの運動量の広がりの関数としての衝突点におけるスポットの大きさ。横軸は運動量の広がりの半値幅を示しており、縦軸はスポットの大きさの設計値との比を示している。

せて運動量許容値を $\pm 0.8\,\%$ とした。図 4.58は、入射ビームの運動量の広がりの関数としての衝突点におけるスポットの大きさを示している。 ここでは、入射ビームの運動量分布が一様であるとしている。

図 4.59は偏向角の関数としての衝突点におけるスポットの大きさを示している。 ただし、偏向角の選択は別の重要な意味を持つ。この図において、偏向角の変化とともに 6 極電磁石の強さも変えているが、その他のパラメーターは変更していない。偏向角が小さい時は、 6 極電磁石からの収差が大きくなる。偏向角が大きい時は、シンクロトロン放射がスポットの大きさを大きくしてしまう。これは垂直方向に関しては色収差を通じてスポットの大きさを増大させるが、水平成分に関しては直接エミッタンスを増加させてしまうためである。この二つの効果は偏向角に対して異なった依存性を示す。

図 4.60は、スポットの大きさに与える各種収差の寄与の度合いを示している。「no aberrations」の部分は、線形光学系によって決まる部分である。垂直方向は色収差の係数が大きいため多種類の収差が表れている。垂直方向に特徴的な収差は、反転変換の崩れによる色幾何収差である。最後の四極磁石でのシンクロトロン放射も垂直方向のスポットの大きさを大きくする。これに対し、水平方向では高次の軌道分散による収差が特徴的である。

4.8.4 許容誤差

ここでは 4 極電磁石と 6 極電磁石に関する四種類の機械的な誤差に対する許容範囲について述べる。第一には、図 4.61は、ステアリングについての許容誤差を示している。 許容誤差が一番厳しいのは最終 4 極電磁石である QC1 である。図 4.61によれば QC1 が垂直方向に 0.2 nm ずれると、衝突点のスポットは垂直方向に $\sigma_y^*/10$ (0.4 nm) 動くことになる。このステアリングの誤差は遅い振動に対しては後の述べるようなビーム・ビームステアリングのフィードバックによって補正できるので、上記の許容値はくりかえし周波数からくる限界である 10 Hz 以上の振動についてと考えるべきである。

二番目はスポットの大きさを維持するための、電磁石設置位置に対する許容誤差についてである。図 4.62はスポットの大きさを 10 % 増大させるだけの各電磁石の設置誤差を示している。 QC4(160 nm) と QM1(140 nm) において許容誤差が一番厳しくなる。すべての 4 極電磁石と 6 極電磁石に取り付けた測定精度が 100 nm よりも良いビーム位置モニタ (BPM) を使って軌道へのフィードバックを行なえばスポットの大きさを維持出来る。これについては後に述べる。

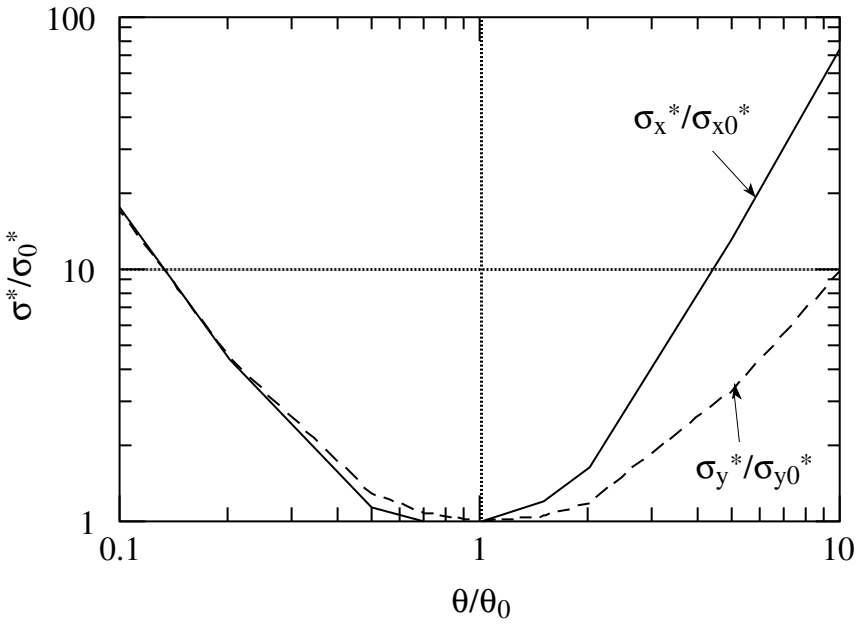


図 4.59: 偏向角の関数としての衝突点におけるスポットの大きさ。横軸は偏向角の設計値との比を示しており、縦軸はスポットの大きさの設計値との比を示している。

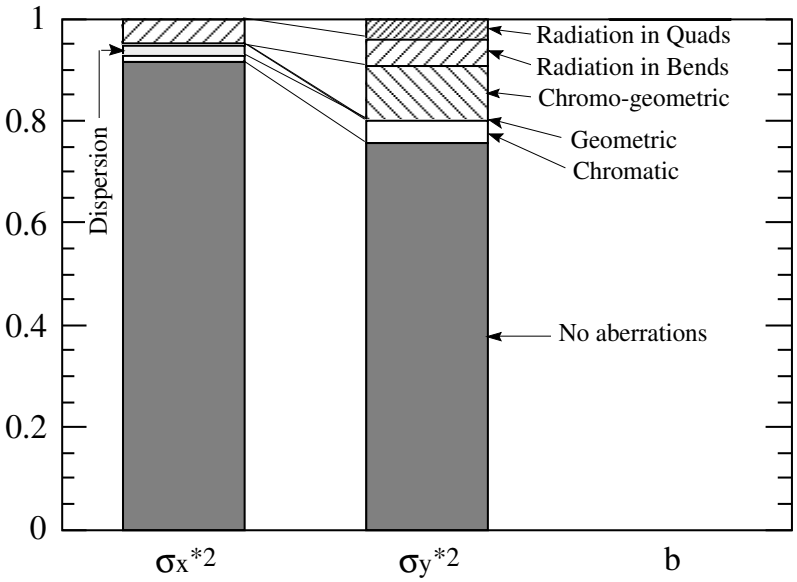


図 4.60: 衝突点におけるスポットの大きさは各種の収差を含む。図の各部はスポットの大きさの 2 乗に含まれる各種の収差の寄与の割合を示す。

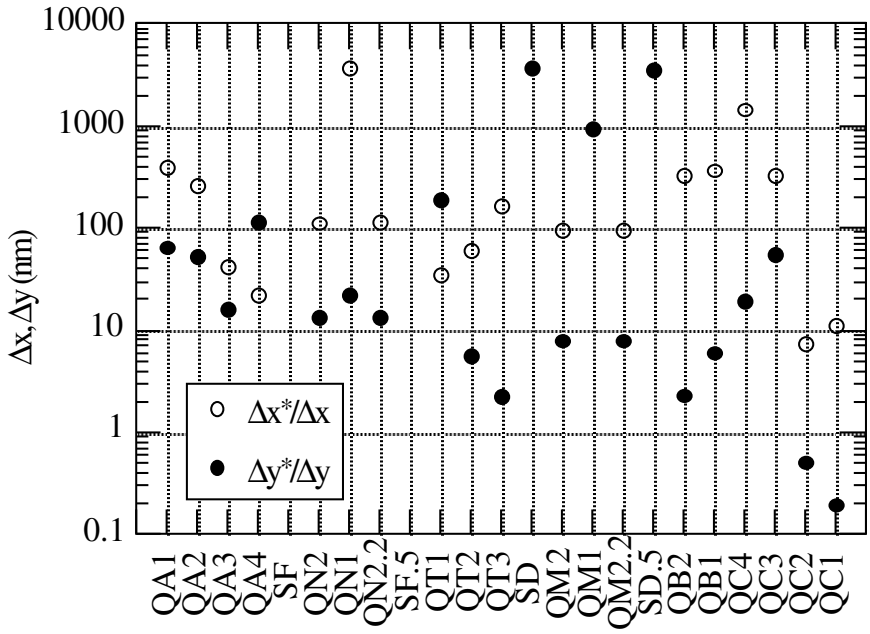


図 4.61: スポットの位置が大きさの 1/10 動くための 4 極電磁石 (Q) と 6 極電磁石 (S) の水平 (白丸) と垂直 (黒丸) の設置誤差。

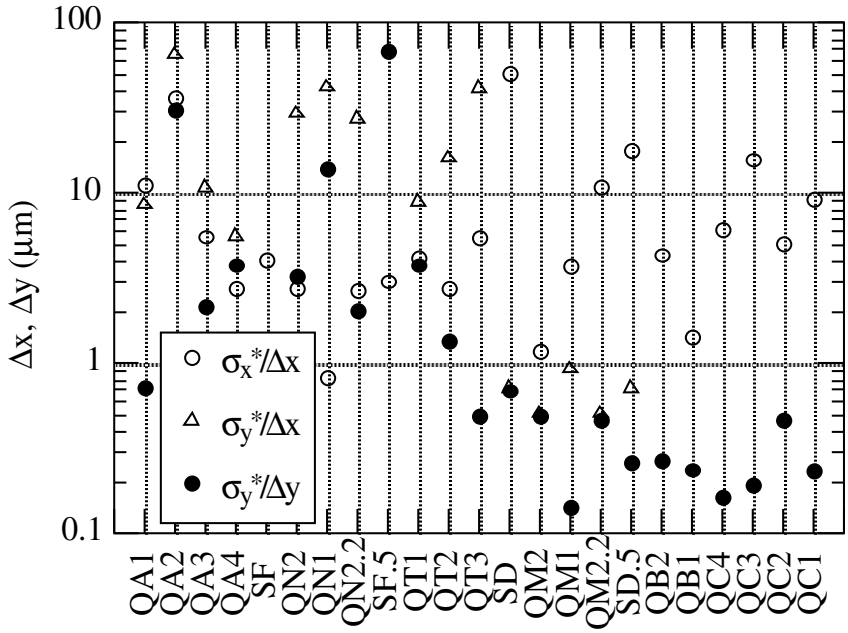


図 4.62: 衝突点でのスポットの大きさを維持するための、電磁石設置位置に対する許容誤差。白丸は水平成分が 10 % 増える時の水平方向の設置位置のずれを、三角は垂直成分が 10 % 増える時の水平方向の設置位置のずれを、黒丸は垂直成分が 10 % 増える時の垂直方向の設置位置のずれを示している。

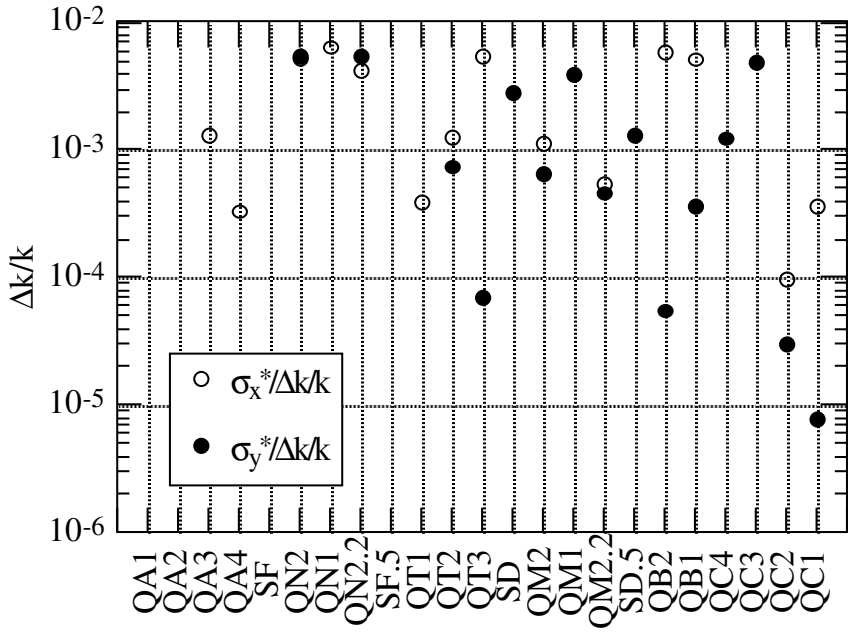


図 4.63: 衝突点でのスポットの大きさに対する電磁石の磁場の強さの許容誤差。白丸と黒丸はそれぞれスポットの大きさの水平、垂直成分を 10 % 増やすだけの強さのずれを示している。

三番目は相対的な磁場の強さに関するものであり、図 4.63にその様子を示す。 QC1 において許容誤差が 1×10^{-5} と一番小さくなっているが、現在の技術から言えば電源の安定性や脈動をこの範囲でおさえることは決して難しいことではない。

最後に、軌道軸の回りの回転についての許容範囲を図 4.64に示す。

図 4.62において心配されるのは、 QC4 での垂直方向に対する許容範囲である 160 nm がそこでのビームサイズの垂直成分のわずか 1/300 であることであるが、これはビームが常に $\sigma_y/300$ の精度で QC4 を通過しなければならないと言う分けではないことである。最終収束系の入口より上流での誤差に対しては、衝突点でのスポットの大きさは図 4.62に示した程敏感ではない。これは最終収束系がある範囲の横方向振幅及び運動量のずれを持った粒子に対して線形写像になるように設計されているからである。その意味では図 4.62は最終収束系における他の光学装置全体に対する相対的な電磁石に位置のずれについての許容誤差と言うことができる。システム全体が同方向にずれをするとすれば、許容誤差はもっと緩くなるであろう。図 4.65は縦横両方向についての最終収束系入射点でのビーム位置の許容誤差を示している。 これによると、入射位置がビームの大きさ (rms) の 1 つ分程度ずれても良いことがわかる。言い替えると最終収束系全体が垂直方向に 1 μm、水平方向に 10 μm ずれてもあまりスポットの大きさには影響を及ぼさないことになる。入射角度のずれについても同様のことが言える。

4.8.5 ナノメータスケールでの粒子衝突

JLC の様な将来の衝突型加速器にとってのキーポイントは、ナノメータのスポットの大きさにおいて二つのビームの衝突を如何にして維持するかにある。これは基本的に次の三つの点に集約される。

1. 数nm の精度で正面衝突を維持する。

2. 起き得る摂動に対してスポットの大きさを保つ。

3. 最初の設置時に予想される誤差の大きな状態からナノメーターのレベルまで改善する。

SLC において安定した正面衝突を作る研究が数多く行われてきたが、その基本的な考え方は衝突点回りにあるビーム位置モニター (BPMs) を使ってビーム・ビームキックによるビームの偏向を測り、次の衝突にフィードバックもの

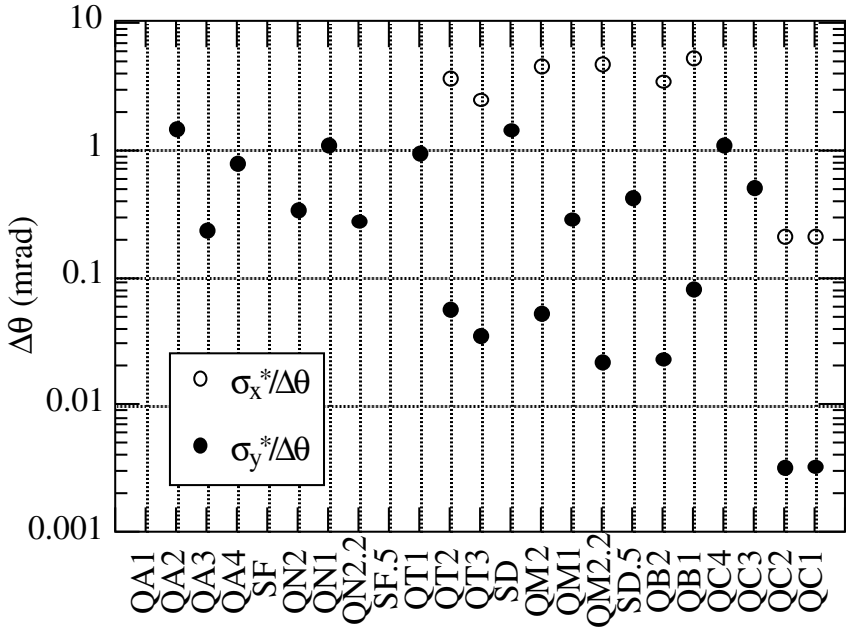


図 4.64: 衝突点でのスポットの大きさに対する電磁石の軌道軸回りの回転の許容誤差。白丸と黒丸はそれぞれスポットの大きさの水平、垂直成分を 10 % 増やすだけの強さのずれを示している。

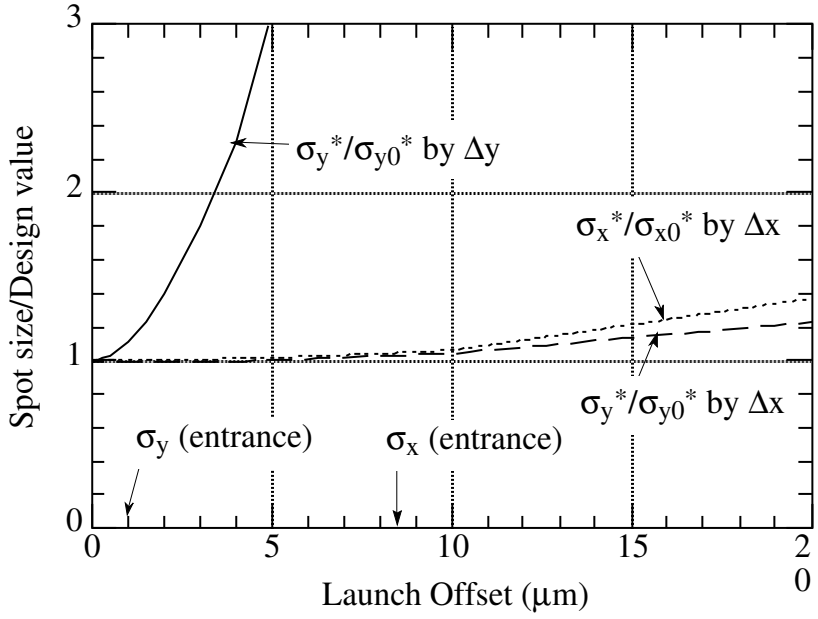


図 4.65: 入射位置のずれの関数としての衝突点におけるスポットの大きさ。

である。衝突点における鉛直方向のずれ Δy^* からくるビーム・ビームの偏向角 $\Delta y'$ を

$$\Delta y' = \frac{N r_e}{\gamma(\sigma_x{}^* + \sigma_y{}^*)} f(D_y) \frac{\Delta y^*}{\sigma_y{}^*} \tag{4.33}$$

と表す。ただし、 $f(D_y)$ はビーム変形による補正因子で、変形パラメーター D_y の関数である。この方法は少くともスポットが $1.2\,\mu\mathrm{m} \times 1.2\,\mu\mathrm{m}$ である SLC では成功した。式 4.33によれば、 SLC では $N = 2 \times 10^{10}$、 $f(D_y) \sim 1$ であり $\Delta y' = 230\,\mu\mathrm{rad} \times (\Delta y^*/\sigma_y{}^*)$ となり、 $1\sigma_y{}^*$ ほど中心からずれたビームは $200\,\mu$rad(この値を普通の BPM で検出するのは容易である) だけキックされる。この方法を nm 事象に適用させることに異義を申し立てることもできるが、 JLC の場合、衝突点に置ける相対的なずれに対する偏向角の感度は $\Delta y' = 56\,\mu\mathrm{rad} \times (\Delta y^*/\sigma_y{}^*)$ ($N = 1 \times 10^{10}$、 $f(D_y) \sim 0.35$、 $D_y = 5$) であり、 SLC の場合の $1/4$ であることがわかる。そのため、ずれの検出とそのフィードバックに関しては SLC とさほど違いが無いことになる。 $1\sigma_y{}^*$ のずれを一般に使われている精度 $1\,\mu$m の BPM で測定することは可能であるし、 JLC の場合、ずれの検出にパルス中の全ての衝突の情報を使うことができるため、精度は SLC よりも良くなる。くりかえし周波数が 150 Hz であるため 10 Hz 以下のみフィードバック可能であり、 10 Hz を越える振動はフィードバックできない。最近 KEK の敷地内のトンネルと建物の振動が測定されたが、昼間でさえも 10 Hz を越える振動は $2 \sim 3$ nm であることが分かった。例え JLC を KEK 内に建造したとしてもこの程度のずれはビーム間の力でルミノシティーの低下が抑えられるため [53]、 10 Hz を越える振動によるルミノシティーの損失は僅か 5 % にすぎない。昼の KEK よりも静かな場所を見つけ出すことはたやすいことであろう。 UNK での測定によると 10 Hz を越える振動は僅かに 0.2 nm であったという [54]。式 4.33の有効範囲は、 $D_y = 5$ の場合、 $\Delta y^*/\sigma_y^* \leq \pm 5$ であるが、この領域を外れても正面衝突を維持するためにビーム・ビームは有用である。例えば鉛直方向のずれを捜査し、偏向角を解析して衝突点の中心を割り出すことができるのである。

次にナノメーターのスポットの大きさの維持について考えてみる。これに関して最もきびしいのは、鉛直方向の色収差補正部の中央にある 4 極電磁石の振動である。 4 極電磁石がビームに対して鉛直方向に 140 nm ずれるとすると、スポットの大きさは最終的に 10 % 増大してしまうので、 10 nm の精度で 4 極電磁石中のビームの鉛直方向位置を保たなければならない。この様な高い精度を満たすためには、 4 極電磁石にある BPM の取り付けを精密に行ったり、 4 極電磁石の中心に対する BPM の相対的なずれを知っておく必要がある。最近、 10 nm よりも良い感度を持つ BPM が KEK で提案され、 FFTB 国際協力によってテストが行われる予定である。この様な高感度の BPM が実用化されれば、ビーム基準の位置調整により BPM に対する磁場中心の決定が可能となる。 4 極電磁石でビームが 10 nm ずれている場合を考えてみると、 4 極電磁石の強さが $0.02\,\mathrm{m}^{-1}$ 変わったとき、 50 m 下流では 10 nm のずれが生じることになる。多数回測定すれば要求される制度は緩くなる。一度 BPM に対する磁場の中心が決まってしまえば、軌道帰還によってスポットの大きさを維持することができる [55]。その 4 極電磁石以外の磁石に対する設置誤差の要求は緩やかである。また、 BPM 以外の位置センサーや微動装置がビーム基準の位置調整法を補助することになる。

精密な BPM を使った軌道帰還装置は衝突点におけるビームサイズを保つのに重要な役割を果たす。地盤の振動の振幅 (rms) が増加すると、衝突点での軌道補正無しのビームサイズが急激に増大するのが図 4.66から読み取れる。 このビームサイズの膨張は主に衝突点での鉛直方向の残留分散関数、

$$\eta_y{}^* = \int^{s^*} ds\, \sqrt{\beta^* \beta(s')} \sin(\psi^* - \psi(s'))[-h_y(s') + k_y(s')\delta y(s')] \tag{4.34}$$

によって生じるが、最終収束装置の 4 極電磁石や 6 極電磁石における軌道のずれ、 $\delta y(s')$、がこの分散を産みだしている。 4 極・ 6 極磁石での軌道のずれをゼロにすると言う条件で補正磁石の強さを決める単純な補正法を使うと、この補正磁石の作る軌道分散が残ってしまう。この様子もまた図 4.66に見ることができる。この余計な効果は補正磁石の強さを決める際に付加的な条件 (衝突点での軌道をずらさないと言う条件) をかす課すことにより避けることができる [56]。これは無分散補正 (Dispersion Free Correction) と呼ばれる。 DFC は IP での分散関数を変えることはない。実際の運転の際にはこの分散関数は測定できないから消せないが、計算機シミュレーションではこの値がわかっている。図 4.66にはこれによる仮想的な補正を含めた場合の結果も示されている (破線)。以上の結果から、 DFC によって $3\,\mu$m 以下の地盤の変動の影響をほとんど消すことが出来ると言える。ただし、ここで行ってきたシミュレーションにおいては BPM の精度が $100\,\mu$m であるとしている。

勿論、スポットの大きさを増大させる様々な要因が存在するわけだが、電力供給の安定性もその内の一つと言える。幾つかの電磁石は 10^{-6} の相対的な安定性を必要とするのだが、 NMR 検出器による安定化がこの場合の問題解決には適している様である。

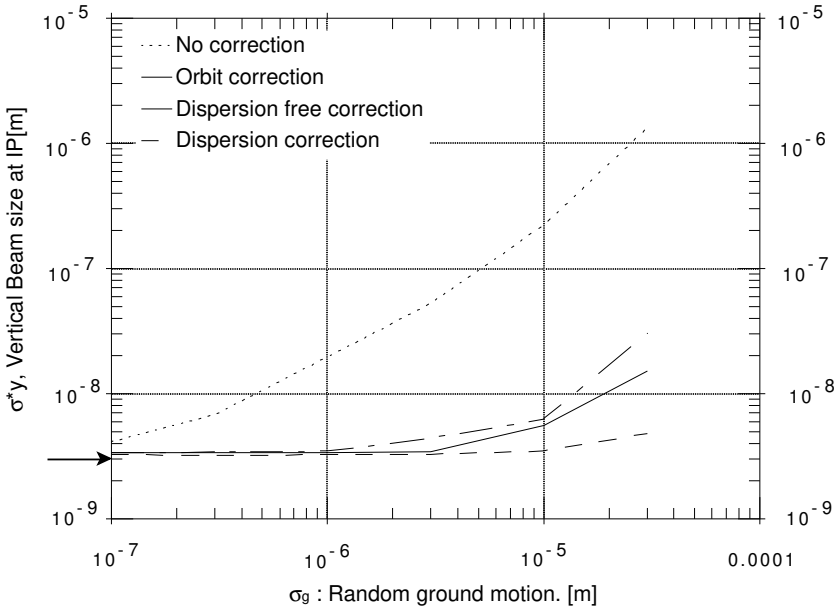


図 4.66: 無秩序な地盤の振動による衝突点でのビームサイズへの影響 (シミュレーション)。衝突点での垂直方向のビームサイズ ($\sigma_y{}^*$) の軌道補正前後での値を示す。縦軸にある矢印は設計値を表している。

三番目の問題として設置当初の大きな誤差の消去の問題がある。 FFTB で行われてきたような様々な方法を適用することはできるが、ここではビームを用いたアラインメント法とグローバルノブについてのみ述べる。図 4.67はシミュレーションの結果を示している。 このシミュレーションにはガウス分布にしたがった乱数により、 $100\,\mu$m の水平方向と鉛直方向の設置位置のずれ、 $0.1\,\%$ の相対的な強さの誤差、 $0.1\,$mrad の回転方向のずれを全ての 4 極電磁石と 6 極電磁石に施してあるが、 3σ 以上は除いてある。乱数を変えて 12 回の試行を行った。無補正の場合スポットの大きさは誤差によって $100\,\mu$m 以上になってしまう。そこで、先ず始めに 4 極電磁石と 6 極電磁石にビームを用いたアラインメントを BPM の精度が $2\,\mu$m だとして行ったのだが、これによりスポットの大きさは $1\,\mu\mathrm{m} \times 0.1\mu\mathrm{m}$ まで回復した。その後、様々なグローバルノブを変えることによりスポットの大きさの最小点を求めたのだが、その際のノブを表 4.25に示しておく。 ただし、ここではスポットの大きさを $5\,\%$ の精度で測定できるとしている。グローバルノブを三回行うと、スポットの大きさは設計値に到達する。 12 回の試行の中で最も鉛直方向のスポットが大きかったのは $3.9\,$nm であり、平均では $3.5\,$nm であった。このシミュレーションの結果、良いスポットの大きさのモニターがあ

表 4.25: スポットの大きさ回復のためのグローバルノブ。

Knobs	衝突点において調整される関数
QB1 での Δx	水平分散
SF1 での Δx	水平収束
SF1、 SF2、 QC4 での Δy、 $-\Delta y$、 $-0.226\Delta y$	垂直分散
SF1、 SF2 での Δy、 $-\Delta y$	垂直 2 次分散
QC1 での $\Delta\theta$	水平、垂直カップリング
SD1 での Δx と SF1 での $0.05\Delta x$	垂直収束
SD1 と SD2 での Δk	垂直色収差

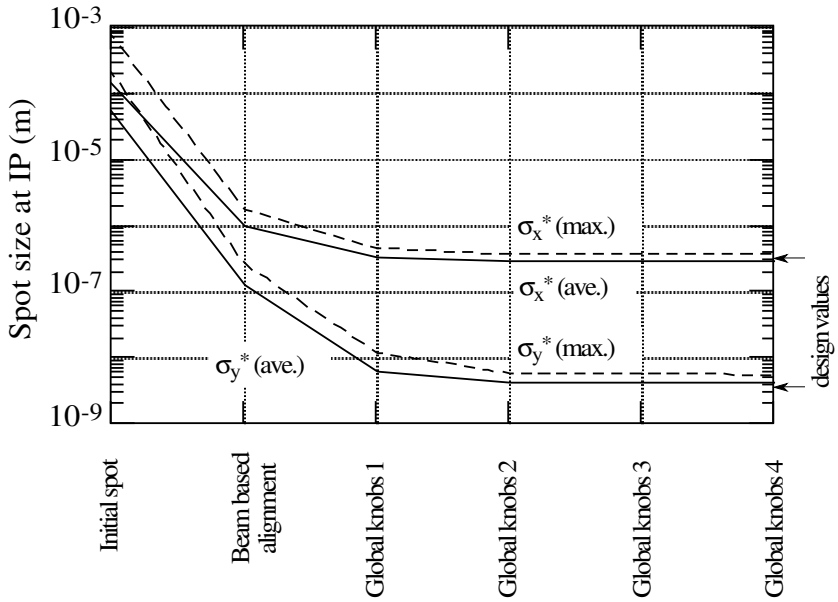


図 4.67: 入射時からの誤差からくるスポットの大きさの変化 (シミュレーション)。ビームを用いたアラインメント法とグローバルノブがスポットの大きさを回復しているのが分かる。実線と破線は 12 サンプルの平均と最大をそれぞれ表している。

れば現在の技術レベルの誤差から出発して、スポットの補正を行なっていくことが可能であると言える。

4.8.6 コリメータ

バンチの外れにある粒子は検出器から見るとバックグラウンドになる可能性があり、この様なノイズから検出器を保護するためにこの様な粒子を取り除く必要がある。そのため、 JLC の最終収束系にはコリメータが必要となる。特に、この様なノイズの原因としては最後の 4 極電磁石と偏向電磁石でのシンクロトロン放射と最終 4 極電磁石の極に粒子がぶつかった場合のシャワーの二つが考えられる。これらのノイズを避けるためのコリメータには $6\sigma_x$、 $35\sigma_y$、 $\Delta p/p < \pm 1.5\,\%$ 以上の粒子を排除するように要求される。 JLC では鉛直方向のエミッタンスが非常に小さいため、電気的、幾何学的ウエイク場を考えた場合、ビームに何らかの物質を近づけることは大変難しく、 $35\sigma_y$ ですら非線形コリメータと呼ばれる特別なビーム光学を必要とすることになる [57]。そこで、表 4.26にあるようなコリメータの設計を行った。 このコリメータは線形加速器と最終収束装置の間に置かれるが、これはまた、衝突角を持って向かいあった二つの線形加速器を同一直線上に置くことを可能にする。また、この設計においては測定器を線形加速器から $15\,\mathrm{m}$ 水平方向にずらして建設するので、二つの測定器を設置することも可能になる。

非線形横方向コリメータは $\pi/2$ 変換器によって分けられた二つの等しい部分からなっており、第一の部分は (x,y) のための二重コリメータ、第二の部分は (x',y') のためのものである。それぞれの部分には $-I$ 変換器によって結ばれた 6 極電磁石の組があり、それぞれの $\pi/2$ 下流にコリメータがついている。そのため、第一のコリメータで反射した粒子が第二のコリメータで除かれるという二重構造を取っていることになる。図 4.68にあるように、非線形横方向コリメータは非常に長い磁石のない直線部を持っているため、ミューオンを取り除く装置を入れることも出来る。

偏向電磁石でのシンクロトン放射によってエミッタンスの水平成分は $3\,\%$ 増加するが、 6 極電磁石による垂直成分の増加は無視できる。

4.8.7 最終収束用 4 極電磁石

最終収束系に用いられる 4 極電磁石に対する要求は以下にあげる様に大変厳しいものとなっている。

- 小さい開口径、
- 大変高い磁極磁場、

表 4.26: JLC コリメータのパラメーター

偏向部 1&2		
偏向角		$20\& -16$ mrad
偏向半径		4200 m
ベータートロン振動数	$\nu_x = \nu_y$	3.5&2.75
エネルギーコリメータ		
アクセプタンス	$\Delta p/p$	$\pm 1.5\,\%$
コリメータの半口径		0.5 mm
コリメータでのベータ関数	β_x/β_y	100/300 m
非線形横方向コリメータ		
アクセプタンス	$x/y = x'/y'$	$\pm 6\sigma_x/\pm 35\sigma_y$
コリメータの半口径		0.3 mm
6 極電磁石でのベータ関数	β_x/β_y	67/134 m
6 極電磁石の磁極磁場		1 T
6 極電磁石の開口径		5 mm
6 極電磁石の長さ		4 m

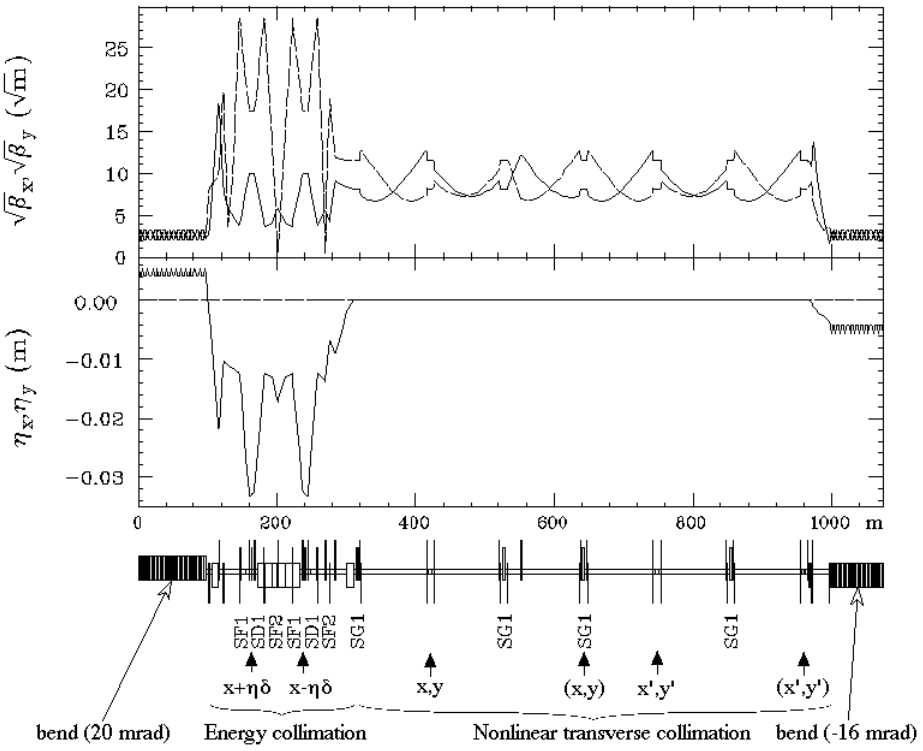


図 4.68: 偏向およびコリメータ部。コリメータの位置は黒矢印によって示されている。

表 4.27: 最終収束系に使われる 4 極電磁石のパラメーター

開口半径	6.86 mm
磁極の長さ	2.4 m
幅	24 cm
磁極磁場	1.3 T
電流	$\sim$ 6000 AT/pole
総電力	39.6 kW
磁極とヨークの材質	FeCo 合金

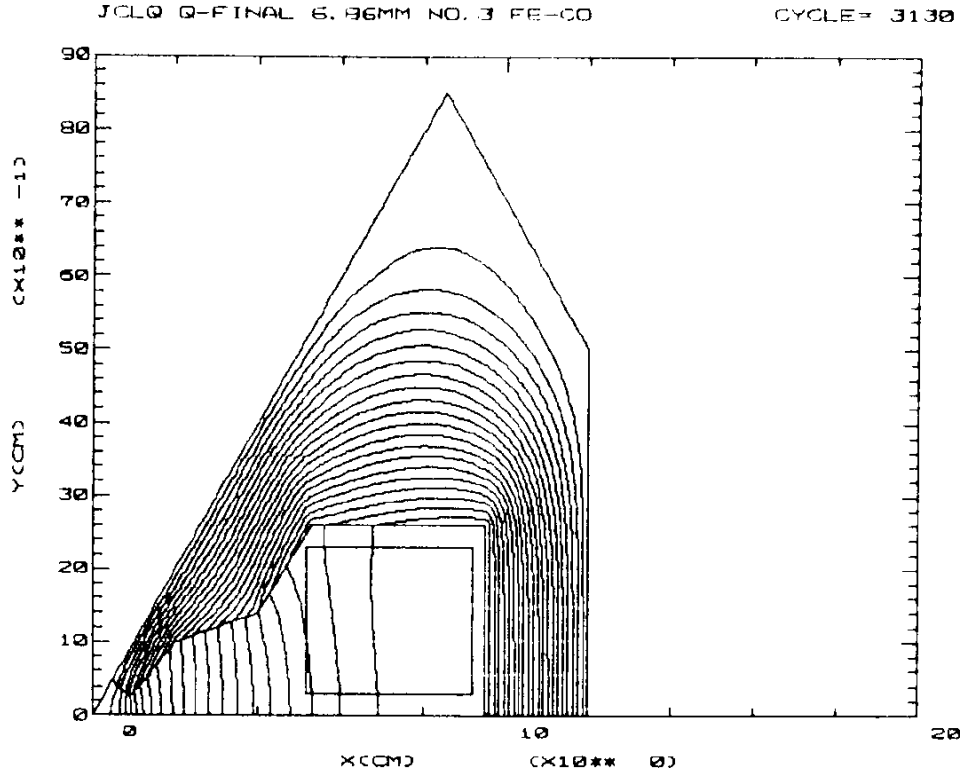


図 4.69: 計算による最終収束系に使われる 4 極電磁石の磁力線

- 長い磁極にもかかわらず多重磁極要素に対する小さい上限、
- 衝突後ビームを排出する空間。

4 極成分に対する 6 極成分の相対的な比の上限は半径 10σ において $\sim 1 \times 10^{-4}$ である。製作や組み立ての誤差は開口径に対する比で $(6 \sim 7) \times 10^{-4}$ が要求され、これを現在の技術で実現するのはたいへん難しいことになる。しかしながら 8 極成分に対するそれは 1×10^{-3} であり、 6 極成分のものよりも一桁大きいことがわかる。そういった訳で、組み立てに際しては 8 極成分の精度についてのみ考えることにして、 6 極成分に関しては四つの独立なトリムコイルによってその誤差を打ち消してしまうといった方法を取ることにする。

4 極電磁石の構造は四つの鉄磁極による単純なこれまで用いられてきたものである。その設計値は表 4.27にある通りであり、その計算による磁力線を図 4.69に示す。

計算によると、磁極付近で磁場は飽和しており飽和しない場合の 1.7 倍の電流が必要なことがわかる。この時のコイルの電流密度は $14\,\mathrm{A/mm^2}$ である。また、コイルの温度を $40^\circ\mathrm{C}$ 以下に保つため、水圧降下 $8\,\mathrm{kg/cm^2}$ で冷却を行う必要がある。

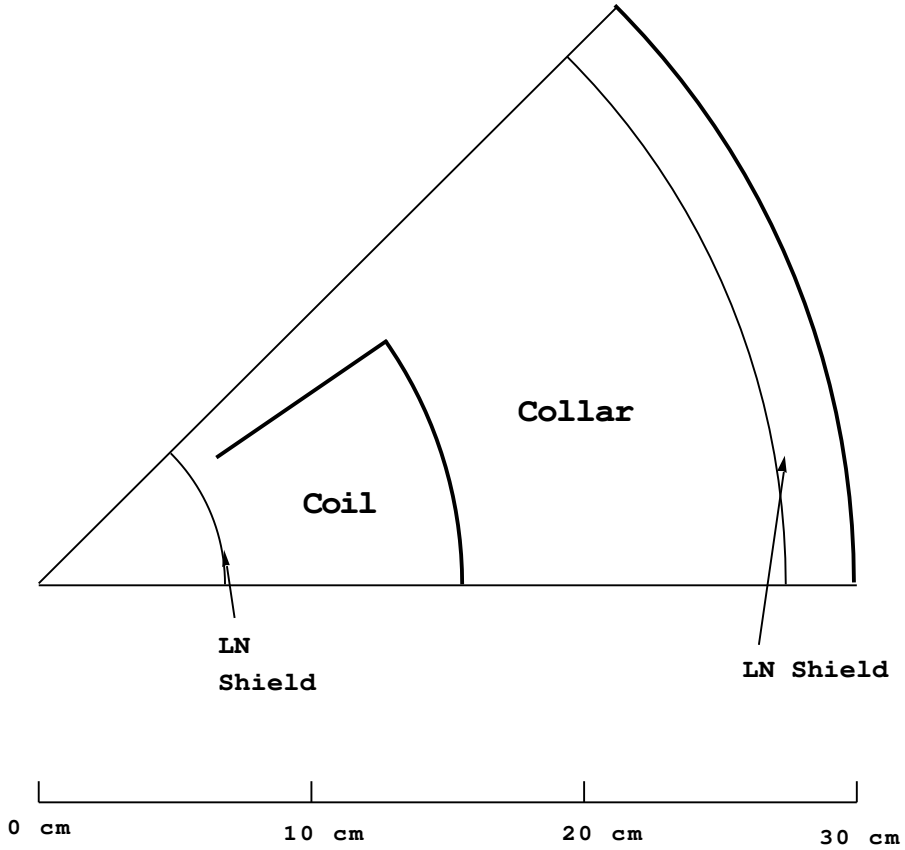


図 4.70: 超伝導 4 極電磁石の概要図 (1/8)。

最終収束系に使われる 4 極電磁石は、測定器のソレノイド磁場中に置かれることになるため、その影響が出ないように磁力に関するシールドを行う必要がある。ただし、 4 極電磁石に超伝導電磁石を用いるとするならば、シールドは不要になるので測定器の構造は簡単になる。しかし、衝突後のビーム排出のための空間が必要なため、開口半径が大きくなり、その結果、超伝導コイルの強さが非常に大きくなってしまうことになる。

図 4.70に超伝導 4 極電磁石設計の一例を、表 4.28にそのパラメーターを示す。 超伝導ワイヤの最大磁場は 10.8 T となる。良質の磁場を作るためには、図中では示されていないが四つのトリムコイルがここでも必要になる。

磁場の安定性 (電流の安定性) に関しては、 4 時間で約 4×10^{-6} とかなり厳しい要求を受ける。電流のリップルについても、ブロック型の電磁石を使うならばその上限は一桁楽になる。このような極めて安定な電流供給源を確保するには、直列につながれた照合用の 2 極電磁石の磁場を NMR によって測定し、帰還ループを作るといった方法がある。この方法は、また、電流のリップルを抑える働きもする。これによって、電流のふらつきは 10^{-6} にまで減らすこ

表 4.28: 超伝導 4 極電磁石のパラメーター

開口半径	6.0 cm
コイルの長さ	3.5 m
コイルの内径	8.0 cm
クライオスタットの外径	30 cm
磁場勾配	117 T/m
電流密度	~ 250 A/mm^2
超伝導ワイヤの材質	NbTi
冷却	superfluid He (1.8 K)

とができるであろう。

4.9 ビームの計測と制御

4.9.1 各種の測定系

ビーム自身には自ら安定化する機構が無いため、高速のフィードバックを行なうことのできる装置を考案する必要がある。また、それゆえにビームの測定および制御が衝突型線形加速器の性能を十分に引き出すための本質的な部分であると言える。

どのような量を測定すべきであるかは、加速器の運転やビームの調整に対する要請により決ってくる。基本的な量にはビームの位置 $(X、\ Y、\ Z)$、ビームの大きさ $(\sigma_x、\ \sigma_y、\ \sigma_z)$、ビームの強さ (N_e) がある。その他のものは、これらの基本的な量から導き出すことができる。

基本的にこれらの測定は、(我々の場合は 150 Hz の) パルスごとに行なわれなければならない。そのため高速の処理系が必要となる。つまり、データの収集・解析を素早く行ない、次に来るパルスにフィードバックする必要があるからである。また、稀なケースではあるが、パルスの中のバンチごとにデータを収集する必要がでてくるが、その際には nsec 程度まで高速化する必要がある。

JLC について必要な測定精度を表 4.29に示す。 これらの測定は次のようにして行なわれる。

横方向の位置測定 $(X、\ Y)$

横方向のビームの位置はストリップライン BPM (Beam Position Monitor) やボタン型 BPM、マイクロ波空洞 BPM 等を使って測定する。これらのモニターは、バンチトレイン中の各バンチを区別することができる。ほとんどの場合は、ビーム軌道の調整のために信号の平均値で十分である。

[ストリップライン **BPM**] ストリップラインビーム位置モニターは入射用線形加速器、ビーム輸送、バンチ・コンプレッサー、主線形加速器、最終収束系での測定に用いられる。このモニターは $1\,\mu$m 以下の位置分解能を要求され、そのため内径は可能な限り小さく、また、厚みは厚くする必要がある。長さは支持の関係で短い方がよい。電子回路は低いノイズレベルが要求され、今回は SLC で使用されているものを拡張して用いる。位置分解能は、バンチトレインの平均に対して $1\,\mu$m の数分の一程度が期待される。

[ボタン型 **BPM**] 空間的な制限や低インピーダンスのために、ボタン型 BPM はダンピングリングにおいて使用される。現在 TRISTAN で使用されている多方向読みだしの BPM を改良して使用する。数 μm 程度の位置分解能が期待される。

[マイクロ波空洞 **BPM**] さらに高い位置精度で測定するために、高分解能であるマイクロ波空洞を用いる。横方向の測定に向いているため、マイクロ波は 12 GHz の TM_{110} モードで行なう。このモニターだと 1×10^{10} の粒子からなるバンチについて数 nm の精度を出すためには Q_L を１０程度に下げる必要がある。とくに高い相対位置分解能が要求される最終収束系内の数点で使用される。

縦方向の位置測定 (Z)

ビームの縦方向の位置やバンチトレインの中のバンチ間隔などはČerenkov 放射やシンクロトロン放射の強度分布によって知ることができる。これらの測定は、自己相関法やストリークカメラなどによって、 0.6 psec の精度を出しているので、現在の技術進歩などを考えると使用可能と思われる。

横方向の大きさの測定 $(\sigma_x、\ \sigma_y)$

ビームの横方向の大きさは直接エミッタンスに関係するものであるが、スクリーン、ワイヤースキャナー、シンクロトロン放射モニター、レーザコンプトンモニターなどによって測定される。

[スクリーン・プロファイル・モニター] 通常の蛍光モニターを使うと約 $10\,\mu$m の精度でビームの形状を測定することができる。この場合、電子の多重散乱を避けるためにスクリーンは通常より薄くする必要がある。スクリーンの放射線損傷を避けるために必要な光学的望遠鏡系は、レイリー極限程度までの分解能を必要とする。

表 4.29: 基本的な量の測定精度

測定量	精度	パルス	測定場所	台数	測定方法
X、Y	$\pm 40\,\mu$m	平均	入射用 S バンド線形加速器	200	ストリップライン BPM
	$< 1\,\mu$m	平均	ダンピングリング	300	ボタン型 BPM (ストリップライン)
	$< 10\,\mu$m	平均	バンチ・コンプレッサー	100	ストリップライン BPM
横方向の	$< 10\,\mu$m	平均	前段線形加速器	300	ストリップライン BPM
ビーム位置	$< 10\,\mu$m	平均	ビームトランスポート	1000	ストリップライン BPM
	$< 0.1\,\mu$m	平均 / バンチ毎	各主線形加速器	7000	ストリップライン / 空洞 BPM
	± 10 nm	平均	最終収束系	200	空洞 BPM
Z	0.01 mm	バンチ毎	バンチコンプレッサ	8	ストリークカメラ
縦方向の	(0.03 psec)				
ビーム位置	0.01 mm	バンチ毎	主線形加速器	20	ストリークカメラ
	(0.03 psec)				
σ_x、σ_y	10 % ($\approx 50\,\mu$m)	平均	入射用 S バンド線形加速器	30	スクリーンモニター / ワイヤー
	10 % ($\sigma_y < 5\,\mu$m)	平均	ダンピングリング	6	シンクロトロン放射
	1 % ($\approx 1\,\mu$m)	平均	バンチコンプレッサー	20	ワイヤー / シンクロトロン放射
横方向の	1 % ($\approx 1\,\mu$m)	平均	前段線形加速器	20	ワイヤースキャナー
広がり	10 %	平均	ビームトランスポート	50	スクリーンモニター / ワイヤー
	$\pm 1\,\mu$m	平均	最終収束系	20	ワイヤースキャナー
	± 30 nm	平均	最終収束系	2	コンプトン散乱
	± 3 nm	平均	最終収束系	1	コンプトン散乱
σ_z	0.5 mm	バンチ毎	入射用 S バンド線形加速器	4	ストリークカメラ
	(1.7 psec)				
	0.5 mm	バンチ毎	ダンピングリング	3	ストリークカメラ
	(1.7 psec)				
縦方向の	0.01 mm	バンチ毎	バンチコンプレッサー	8	ストリークカメラ
広がり	(0.03 psec)				
	0.01 mm	バンチ毎	主線形加速器	20	ストリークカメラ
	(0.03 psec)				
	0.01 mm	バンチ毎	最終収束系	2	ストリークカメラ
	(0.03 psec)				
N_b	1 %	バンチ毎	入射用 S バンド線形加速器	30	壁電流
	1 %	バンチ毎	ダンピングリング	12	壁電流
	1 %	バンチ毎	バンチコンプレッサー	16	壁電流
バンチ毎の	1 %	バンチ毎	前段線形加速器	20	壁電流
電荷	1 %	バンチ毎	ビームトランスポート	30	壁電流
	1 %	バンチ毎	主線形加速器	250	壁電流
	1 %	バンチ毎	最終収束系	10	壁電流

表 4.30: それぞれの測定機器の数

	二つのビームについて
BPMs	9110
プロファイルモニター	399
ストリークカメラ	65
壁電流モニター	368

[シンクロトロン放射のプロファイル・モニター] シンクロトロン放射を測定することによって、ビームの形状を $1\,\mu\mathrm{m}$ 以上の精度で知ることができる。この場合、シンクロトロン光の回折を避けるために、短い波長を使用する必要がある。このモニターは、主にダンピングリングにおいて周回毎のビームの鉛直成分を測定するために用いられるものである。

[レーザー・プロファイル・モニター] 最終収束系調整のため衝突点で非常に精密なプロファイル・モニターが必要である。ビームは数十ナノメーターのレーザー干渉模様によってコンプトン散乱を起こす。後方に散乱されたγ線はビームの捜査位置の関数として計測される。γ線強度の変調からビームの大きさの情報が得られる。このモニターは SLAC の FFTB で試験される。

[ワイヤー・スキャナー] $1\,\mu\mathrm{m}$ 程度の精度のプロファイルの測定は、 SLC の場合のようにワイヤースキャナーで行なうことが出来る。この方法においては、良い精度を出すために直径数 $\mu\mathrm{m}$ の炭素ワイヤーを台上に張り、その台を位置再現性が $0.1\,\mu\mathrm{m}$、移動刻み幅が $0.5\,\mu\mathrm{m}$ のモータで動かす。ワイーヤーの動きに同期して、下流でγ線を測定しビームの形状を再構成する。

縦方向の大きさの測定 (σ_z)

ビームからでるČerenkov 放射の強度分布を測定することによりバンチの縦方向の大きさが測定できる。バンチ長は自己相関法やストリークカメラでも可能である。これは縦方向位置の測定と同じことである。

各バンチの電荷 (N_b)

各バンチの電荷やバンチトレインの全電荷は壁電流を測定することによってわかる。各バンチは $1.4\,\mathrm{nsec}$ の時間間隔で来るるので、信号の取り出しやデジタル変換は高速でなくてはならず、さらに計測に用いるケーブルも短くする必要がある。数 $100\,\mathrm{psec}$ で応答可能な壁電流モニターにはチップ・レジスター、短い高周波同軸ケーブル、サンプリング型のオシロスコープが使われる。

その他の量の測定 $(\epsilon_x、\ \epsilon_y、\ E、\ \sigma_E)$

横方向のエミッタンス $(\epsilon_x、\ \epsilon_y)$ やビームエネルギー (E)、エネルギーの広がり (σ_E) などはこれまで述べてきたモニターを組み合わせることによって測定可能である。たとえば、エミッタンスは光学的なパラメーターを使って横方向のビームの大きさから計算できるし、エネルギーとその広がりは偏向電場を使ってビームの位置と形状から求めることができる。

以上のような JLC 全体で用いられる測定機器の数の概算は表 4.30に記しておく。

4.9.2 ビームの制御

JLC の制御系は二段階のコンピュータファームからなる。第一段階のものは装置の直接的なインターフェイスであり、ビームの情報や装置の状況を取り込み制御する。その役割は、他のタスクや上位にあるコンピュータとのデータなどの交換を可能とすることであり、ビームを安定にするために素早いフィードバックを行なう。各々のコンピュータは、一つは入射用線形加速器に、一つはダンピング・リングに、一つは主リングの 20 のクライストロンにといった具合いに一つ一つは加速器系全体の内の限られた部分の管理、制御を行なうようになっている。それでも、それぞれは少なくとも 10 台の CAMAC または VMS 用のインターフェースを制御することになる。

表 4.31: 制御に用いられるコンピュータユニットの数

巨大制御用コンピュータ	6
コンソールとしてのワークステーション	50
中間に位置するインタフェース用のコンピュータ	210
インターフェース・クレート (CAMAC を仮定)	2100

一方、第二段階にあるコンピュータは下位のコンピュータやオペレータとのやりとりの中で加速器全体の稼働を制御する。この制御のため、加速器系全体は五つの部分に分けられる。すなわち、電子についての銃から主線形加速器の入口まで、陽電子についての同様のシステム、電子用の主線形加速器、陽電子用の主線形加速器、そして最終収束系である。これら五つの領域を各々監視する五つのコンピュータは、下位にあるコンピュータとのコミュニケーション、ワークステーションを介してのオペレータとのやりとり、加速器制御に必要なタスクを行なうだけの十分な領域とパワー、さらにモニターなどを行なうだけの容量が必要となる。オペレータ用にはこれまでのコンソールなどに代わりワークステーションを使用する。 X ウィンドウなどを用いることにより加速器の運用環境に対して柔軟な対応が可能となるであろう。ワークステーションを使うことは柔軟性の点で有利である。

加速器の模型化については独立した計算専用機によって行なわれる。 SAD やその他のトラッキング、軌道補正用のプログラムが、それらのコンピュータ上で実際の加速器のビームの状況をシミュレートすることになる。この計算機は非常に高速でなくてはならない。制御に使われる各ユニットは表 4.31のように概算されている。

参考文献

[1] T. Nakanishi *et al.*, *Phys. Lett.* **A158** (1991) 345;
H. Aoyagi *et al.*, *Phys. Lett.* **A167** (1992) 415.

[2] T. Omori *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 3294.

[3] T. Maruyama *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2351.

[4] Y. Kurihara *et al. Nucl. Instr. and Meth.* **A313** (1992) 393.

[5] T. Omori *et al. KEK Preprint 92-62*, *DPNU-92-32*, *contribution to the 15th International Conference on High Energy Accelerators*, Hamburg, Germany, July 20 $\sim$ 24, 1992.

[6] K. Yokoya and P. Chen, *Proceedings of the 8th International Symposium on High Energy Spin Physics*, Minneapolis, Minnesota, USA, Sep. 12 $\sim$ 17, 1988.

[7] T. Saka *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** (1993) 1837.

[8] S. Ecklund, *SLAC-CN-128*, 1981.

[9] H. Braun *et al.*, *SLAC-PUB-5746*, 1992.

[10] R. H. Helm, *SLAC-4*, 1962.

[11] A. Kulicov, S. Ecklund and E. Reuter, *IEEE Part. Acc. Conf.*, San Francisco, 1991.

[12] W. R. Nelson, H. Hirayama and D. W. O. Rogers, *SLAC-265*, 1985.

[13] J. Urakawa, *KEK Preprint 90-118*, 1990.

[14] T. O. Raubenheimer, L. Z. Rivkin and R. D. Ruth, *SLAC-PUB-4808* and *Proceedings of the DPF Summer Study*, Snowmass, 1988.

[15] J. Urakawa *et al.*, 1.5 GeV *Damping Ring Design of the Test Accelerator Facility for Linear Collider Particle Accelerator*, **30** (1990) Part IV, 1135.

[16] J. Urakawa, *KEK Proceedings 91-10*, 1991, pp.18 $\sim$ 33.

[17] L. Rivkin and K. Bane, *SLAC-PUB-4645*, 1988.

[18] M. Takao, T. Higo and K. L. F. Bane, *KEK Report 91-14*, 1992.

[19] T. Weiland, *Nucl. Instr. and Meth.* **212** (1983) 13.

[20] R. Klatt and T. Weiland, *Proceedings of the Linear Accelerator Conference*, SLAC, 1986, p.282.

[21] K. Bane and R. Ruth, *SLAC-PUB-4905*, 1989.

[22] K. Oide and K. Yokoya, *KEK Preprint 90-10*, 1990.

[23] K. Oide, *Proceedings of the AIP Conference*, **230** (1990) 266.

[24] K. Kanazawa, *in OHO '91*, Seminars on High Energy Accelerators, ed. by J. Urakawa, KEK, 1991.

[25] K. Hirata and K. Yokoya, *KEK Preprint 91-212*, 1992.

[26] T. O. Raubenheimer, *KEK Report 92-7*, 1992.

[27] K. Bane, *SLAC-AP-76*, 1989.

[28] We owe this idea to S. Keifets at SLAC.

[29] K. Yokoya, private communication.

[30] M. Takao *et al.*, *KEK Report 91-4*, 1991.

[31] T. Taniuchi, *KEK Preprint 91-152*, 1992.

[32] T. Taniuchi, *Proceedings of the 3rd Japan Linear Collider Workshop*, 1991.

[33] H. Deruyter *et al. Proceedings of the 1990 Linear Accelerator Conference*, Albuquerque, 1990.

[34] M. Yamamoto, *Proceedings of the 3rd japan Linear Collider Workshop*, 1991.

[35] R. Miller, private communication, LC-91, Protvino, 1991.

[36] K. L. F. Bane and R. Gluckstern, *SLAC-PUB-5783*, 1992.

[37] M. Yamamoto, *KEK Preprint 91-153*, 1992.

[38] S. Yamaguchi, private communication.

[39] T. Takata, *Proceedings of the 15th International Conference on High Energy Accelerators*, Hamburg, Germany, July, 1992.

[40] M. Mizuno, J. Odagiri and T.Higo, *Proceedings of the 14th International conference on High Energy Accelerators*, Part IV, Aug., 1989, p.1125.

[41] H. Mizuno *et al.*, *Proceedings of the 1990 Linear Accelerator Conference*, Albuquerque, New Mexico, Sep. $10 \sim 14$, 1990, p.168.

[42] T. Higo *et al.*, *Proceedings of the 15th International Conference on High Energy Accelerators*, Hamburg, Germany, July, 1992.

[43] W. B. Herrmannsfeldt, *SLAC-226 UC-28(A)*.

[44] T. Shintake, *KEK report 90-3*, May, 1990 A/D.

[45] T. Shintake, *IEEE Transactions on Electron Devices* **38** (1991) 917.

[46] H. Mizuno*et al.*, *Proceedings of the 15th International Conference on High Energy Accelerators*, Hamburg, Germany, 1992.

[47] H. Mizuno *et al.*, *Proceedings of the 16th International Conference on High Energy Accelerators*, Ottawa, Ontario, Canada, Aug. $23 \sim 28$, 1992.

[48] T. Shintake, *KEK Preprint 92-51*, 1992.

[49] T. Shintake, *Proceedings of th 17th Linear Accelerator Meeting in Japan*, Sep. $1 \sim 3$, 1992.

[50] See, *e.g.*, K. Oide, *AIP Conf. Proc.* **249** (1992) 518 and its references.

[51] Final Focus Test Beam Project Design Report, *SLAC-Report-376*, 1991.

[52] K. Oide, *KEK Preprint 92-58*, 1992.

[53] K. Yokoya and P. Chen, *Lecture Notes in Physics 400*, Springer Verlag, ed. M Dienes *et al.*, 1992, p.415.

[54] B. Baklakov *et al.*, *INP-Preprint 91-15*, 1991.

[55] F. Bulos *et al.*, *SLAC-PUB-5488*, May, 1991. Contributed to IEEE Particle Accelerator Conf., San Francisco, CA, May, 1991.

[56] N. Yamamoto and K. Oide, *KEK Preprint 92-60*, 1992.

[57] L. Merminga *et al.*, *SLAC-PUB-5165*, 1992.