

# 高安定・低エミッタンス電子入射器

## 1. はじめに

X線自由電子レーザーにおいて、高輝度でコヒーレント、かつ極短パルスといった特有の光源性能を得るためには、電子線形加速器による高品質電子ビームの生成が必要不可欠であり、その規格化エミッタンスは1mm mrad以下で、数kAのビーム電流(300fs以下のバンチ長)が要求されている。このような高品質電子ビーム生成には、低エミッタンスビームを大電流出力可能とする電子入射器、多段式磁気バンチ圧縮器、そして主加速システムが用いられる。また、効率的な光源利用のためには、高水準に安定したX線の供給が重要である。直線に配置されたアンジュレータ内を通過するビーム性能がわずかに変化すると、そのレンジングが敏感に影響することが知られている。このため、加速器の構成機器においては徹底した安定化対策が施されなければならない。

1980年代から、こうした次世代光源用加速器のための電子入射器として、光電効果による電子放出過程を利用した光陰極型RF電子銃、ならびにレーザーシステムの開発が精力的に進められ、多くの加速器施設で実用化に向けた試験運用がなされた。長期間の継続した使用において、RF電子銃から出力されるビームの安定性、また暗電流や陰極寿命などが問題となり、それを改善するための周辺設備の増強など、多くの技術開発が進められてきた。

2000年紀に入り、上記した問題を克服するべく、X線自由電子レーザー用線形加速器に特化した機能分離型電子入射器が新たに考案された。この電子入射器は、低エミッタンス熱電子銃、バンチャーシステム、初段加速管、エネルギー線形化のための補正用RF空洞、磁気レンズから構成されている。それぞれの機器は空間的に分散配置されているので、縦方向、横方向のビーム調整は独立した制御が可能となる。高水準な安定性と再現性、ならびに高い保守性を備えた熱電子銃の使

用、また、精密調整可能なバンチャーシステムや磁気収束系を駆使して、低エミッタンス・単バンチビームが得られる。

高度に安定したX線レーザーの生成を基本理念とするSACLA線形加速器では、この機能分離型電子入射器を採用しており、安定した低エミッタンスビームを供給している。

本稿では、SACLA線形加速器に備わる電子入射器の設計思想について、従来型の熱電子銃とバンチャーシステムから成る入射器と比較しながら話を進めることにする。基礎知識として、低エネルギー領域で取扱う電子ビームの特徴を記述し、しばしば問題となる空間電荷効果による影響について考察する。そして、機能分離型電子入射器について、実際の機器パラメータ、機器配置を決定するために用いられる粒子軌道計算シミュレーションコードPAEMELAの概要について述べ、SACLA電子入射器の計算例を示す。その結果を踏まえて設計、製作されたRF空洞をはじめとする構成機器について詳細を述べる。最後に、この入射器で得られるビーム性能について実例を紹介する。

### 1.1. 電子入射器（線形加速器）の役割

電子線形加速器とは、電子銃から発生した電子ビームをバンチャーシステムにより電子集群をおこない、RF周波数で励振される加速管の加速位相範囲内に収めることで、多くの電子を均一なエネルギーまで効率よく加速可能とする装置である。とくに、線形加速器の上流部に配置されている電子銃、バンチャーシステム、初段加速管から構成される部分を電子入射器とよぶ。電子入射器から出力されるビームは、その後設けられる加速ユニットの総数により最大エネルギーが規定されるので、用途に応じて線形加速器の規模が決まる。

線形加速器の用途は多岐にわたっており、例えば、数MeVから数十MeVのエネルギーで利用する工業用、または医療用加速器といった小型線形加速器から、数百MeV以上の高エネルギー物理実験用、ならびにGeVクラス円形加速器(シンクロト

ロン、蓄積リング)の入射用といった大型線形加速器など、極めて広いエネルギー範囲で使用され、その役割を果たしてきた。ここでは、高エネルギー物理実験や放射光利用実験といった研究施設に備わる線形加速器、電子入射器について、その開発の歴史を辿りながら話を進める。

## 1.2. 電子線形加速器・電子入射器の開発史

電子線形加速器、または電子入射器に関する研究とその展開は、戦前より米国スタンフォード大学が先導的役割を果たしてきた。図 1.2.1 に示す Rhumbatron と呼ばれる円筒型 RF 空洞共振器の発明とそれを利用した電子加速のアイデアが提唱された黎明期から、数十年かけて、線形加速器の基本的スキームを作り上げるとともに、要素部品の開発がなされた[1]。1960年代には、全長 3km におよぶ線形加速器 SLAC を建設し、これを用いた衝突実験では、 $J/\psi$  粒子の発見や  $Z^0$  粒子の質量測定による標準模型の精密検証などを代表とする多くの成果をあげるに至った。この線形加速器は、度重なる改良により、現在もなお先端加速器として最前線で活躍している。

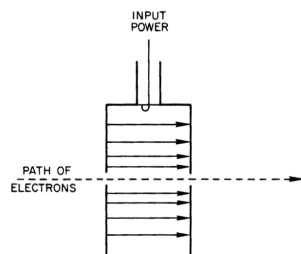


図 1.2.1 W. W. Hansen が考案した Rhumbatron (円筒型 RF 空洞共振器) による電子ビームの加速原理。(Douglas Wm. Dupen, “The Story of Stanford’s Two-Mile-Long Accelerator” (1966) p. 35 より引用)

スタンフォード大学にて、電子線形加速器の基礎技術が構築されて以来、高エネルギー物理学、原子核研究、放射線化学といった分野にかかわる多くの研究機関で電子線形加速器施設が建設された。その利用目的に応じて、様々な工夫が施された電子入射器では、バンチ列ビーム、単バンチ

ビーム、大電流バンチビームといった多彩なビーム生成を実現している。

### 1.2.1. 最初の RF 電子線形加速器

電子線形加速器の基盤機器である進行波型加速管、MW 級クラスクライストロンは、1930 年代、米国スタンフォード大学の W. W. Hansen、E. L. Ginzton、Varian 兄弟等により、開発・研究されたのが始まりである。1947 年に波長  $\lambda$  が 10.5cm (当時のビーム加速試験で使用された RF 周波数は 2855-2860MHz である)、 $\pi/2$  モードで動作する 0.9m 長の進行波型加速管が製作され、900kW マグネトロンからの RF 電力供給により、1.5MeV のビーム加速を成功させた。これが世界初の進行波型加速管を用いた電子線形加速器であり、Stanford Mark I とよばれた[2]。この Mark I では、進行波型加速管の追加により、その全長は 4.3m まで拡張され、ビームエネルギーが 6MeV に到達した。このとき、加速されたビームパルス幅は 0.8 $\mu$ s で平均ビーム電流は 1mA 以下であった。

1949 年には、RF 周波数が 2855MHz で動作する 20MW クライストロンと進行波型加速管を組み合わせた Mark II を完成させ、そのエネルギーは 40MeV に到達した。

Mark I、Mark II では、小型タングステンフィラメントを陰極とする 80kV 熱電子銃が使用された。80keV の電子ビームを直接、進行波型加速管へ入射、そして加速することで、加速方式の原理検証、ならびに機器性能が評価された。80keV の電子速度は光速の 50%程度なので、光速度と等しい位相速度で設計された進行波型加速管では、入射されるほとんどの電子は加速管入口で損失してしまう。したがって、当時の電子ビーム加速試験では、加速位相に同調したごく一部の電子だけが加速され、進行波型加速管の有用性を実証するのみであった[2]。

### 1.2.2. バンチ列ビーム生成 (プリバンチャー・バンチャー)

翌年には、効率的な電子捕獲を実現するために、バンチャーシステムが考案された。このバンチャーシステムはプリバンチャーとよばれる単

セル RF 空洞とセル間隔がビーム速度に応じて変化していく多数セル構造をもつ進行波型 RF 空洞 (バンチャー) で構成される。これら RF 空洞による電子集群は以下の過程でおこなわれる。

熱電子銃から生成された電子ビームは、プリバンチャーにおいてエネルギー変調が与えられる。電子はエネルギーに応じた速度の違いから、自由空間を走行するにつれて密度分布に濃淡がついてくる。このビームがバンチャーに入射されるが、バンチャー内を進行する RF の位相速度は、予め想定される電子速度の変化を配慮して、セル間隔が調整・最適化されているので、ビームがバンチャー内のセルを通過する毎にバンチ列が形成されていき、それと同時に光速度近くまで徐々に加速される。バンチャー出口で、ほぼ光速となるエネルギーに到達したバンチ列は、進行波型加速管の最大加速電場となる位相に合わせられ、効率的な加速が可能となる。このバンチャーの着想は、1937 年、Russell Varian が考案したクライストロンの第 1 空洞 (バンチャー) と電子ビームの速度変調の原理に基づいている (図 1.2.2) [1, 2, 3]。

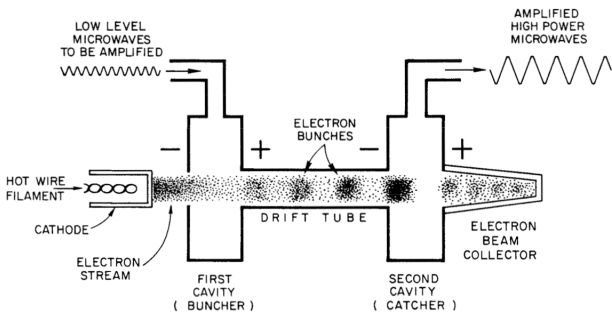


図 1.2.2 クライストロンの動作原理。低電力 RF が第 1 空洞を励振し、通過する電子ビームがその周波数で疎密 (バンチ列) を形成する。(Douglas Wm. Dupen, “The Story of Stanford’s Two-Mile-Long Accelerator” (1966) p.43 より引用)

1950 年以降、80kV 熱電子銃とバンチャーシステムから構成される電子入射器を備えた Mark III が完成した。Mark II で加速される平均ビーム

電流は、10mA/1 $\mu$ s 程度であったが、Mark III では、バンチャーシステムによる電子捕獲が効果的に作用し、電子入射器の出口では、300mA/2.1 $\mu$ s の平均ビーム電流を達成した。Mark III は、数年かけて進行波型加速管の追加によるエネルギー増強がおこなわれ、1964 年に 1.2GeV に到達する。このバンチャーシステムを導入した電子入射器は、標準的な形式と位置づけられ、これ以降、建設される多くの線形加速器で採用されることとなる。

Mark III が建設される中、15GeV 電子ビームを用いた高エネルギー物理実験のための線形加速器 SLAC 計画が進められた。線形加速器の全長が 3km におよぶ SLAC の建設は 1962 年より開始され、その電子入射器は、上述した同形式のものが用いられた。この大型線形加速器の RF 周波数は 2856MHz である。1966 年に完成し、運転が開始されて以降、段階的にクライストロンの出力増加がおこなわれ、1970 年には、ビームエネルギーは 30GeV に到達した [4]。

### 1.2.3. 大電流・単バンチビーム生成 (サブハーモニックバンチャー)

1970 年代初め、アルゴンヌ国立研究所の原子核実験用電子線形加速器、または EG&G における放射線化学・放射線計測機器開発のための電子線形加速器は、大電流・単バンチビーム生成を目的として開発研究が進められた。大電流・単バンチビームの加速を効率的におこなうには、加速可能な時間領域を拡大する必要があるため、進行波型加速管の RF 周波数は L バンド (1300MHz) に設定された。また熱電子銃から大電流ビームパルスを得るには、陰極サイズの大口径化、130kV 以上の陰極・陽極間電圧をかける必要がある。この大電流ビームパルスを単バンチビームとするために、プリバンチャー、バンチャーで構成される従来のバンチャーシステムの前段にサブハーモニックバンチャーの導入が検討された [5, 6]。

サブハーモニックバンチャーとは、加速管の RF 周波数のサブハーモニック周波数で励振する RF 空洞であり、熱電子銃で生成される数 ns 幅の電子ビームがすべて RF 周波数の 1/2 周期内に入

るように、サブハーモニック周波数が決められる。例えば、加速管の RF 周波数が 1300MHz、熱電子銃にて生成されるパルス幅が 2ns で電荷量が 1.5nC のビームの場合を考える。そのサブハーモニック周波数は 1300MHz の  $1/n$  ( $n$  は分周比) となり、ビームパルス幅が収まるサブハーモニックバンチャーの周波数は、1300MHz の 6 分周である 216.7MHz ( $\lambda/2=2.3\text{ns}$ ) とすればよい。このサブハーモニックバンチャーに入射されたビームはエネルギー変調がかけられ、プリバンチャーまで走行する間にバンチ圧縮が進み、プリバンチャーの RF 周波数の  $1/2$  周期である 385ps 以内のバンチ長まで集群する。そして、プリバンチャー、バンチャーで加速可能となる 50ps 程度までのバンチ圧縮をおこなう。そのビーム電流は 60A に到達することになる。

1979 年には、大阪大学産業化学研究所の L バンド線形加速器において、大口徑の熱陰極と複数台のサブハーモニックバンチャーにより、70nC を超える大電流単バンチビーム生成、加速に成功している [7]。

1970 年代半ばより、S バンド線形加速器でも、大電流・単バンチビーム生成のための電子入射器の開発研究が進められた。放射線化学分野で、さらなるバンチ長の短い電子ビーム利用の要請を受けて、1978 年には、東京大学原子力施設の 35MeV の S バンド線形加速器において、20ps 以下の単バンチビーム生成・加速を実現した [8]。

1980 年以降、高エネルギー物理実験は衝突型加速器を用いるのが主流になると、その入射器である S バンド線形加速器でも、単バンチビームの生成と大電流化が要求されるようになった。SLAC の衝突実験 SLC や高エネルギー加速器研究機構の衝突実験 KEKB で用いられた電子入射器においても、高電圧化された熱電子銃と多段式のサブハーモニックバンチャーを導入することで、大電流バンチビームを生成している。こうした単バンチビームの大電流化にともない、ビーム負荷、ウェークフィールド、CSR など、興味深い問題が惹起され、現在もなお、そのメカニズムの解明や様々な対策が施された機器開発が進められている。

### 1.3. 低エミッタンスビームの要求

昨今、線形加速器から大型蓄積リングへのビーム入射において、数秒ごとにビーム供給をおこなう Top-up 運転が主流となっている。蓄積リング内のビーム電流は電子散乱などにより低下するが、その減少分だけビーム供給をおこなうことで、蓄積ビーム電流を一定に維持することができる。このためには、線形加速器から出力されるビームの到達エネルギーやビーム電流など、ビーム性能の安定化が必要不可欠である。

1990 年代から運転されている第 3 世代放射光施設や高エネルギー衝突物理実験では、低エミッタンス蓄積リングが用いられているが、上述した Top-up 運転をおこなうことにより、その利用実験の効率が格段に向上した。放射光施設では、常時、低エミッタンスビームから放射される高輝度 X 線が一定強度に保たれ、衝突物理実験では、大電流ビーム生成と入射頻度の増加により、飛躍的にルミノシティが向上した。

上記した理由から、線形加速器に要請される入射ビーム性能は、大電流バンチビーム生成とその安定化が急務の課題として、しばしば重要視され改善されてきたが、極めて低いエミッタンスビームが要請されることはなかった。それは、蓄積リングのエミッタンスが入射ビームの品質に依存しない特徴をもつためである。

蓄積リングのエミッタンスは、シンクロトロン放射で引き起こされる“放射減衰”と“放射励起”の効果により、その限界は決定づけられる。偏向電磁石を通過するビームは、シンクロトロン放射によって運動量が減少していくが、ベータトロン振動する電子の位置と傾きは変化しない。シンクロトロン放射のエネルギー低下分は RF 空洞における再加速で補われるが、このとき加速電場はビームの進行方向にのみ働くので、ベータトロン振動している電子の傾きが減少していくことになる、いわゆる“放射減衰”が起こる。この放射減衰によって、周回ビームの横方向運動量が減少していく。一方、シンクロトロン放射は、電子の量子論的な過程にしたがうが、放射光を放出したときには、その電子は運動量変化のためにベータト

ロン振動を誘発してしまう。これを“放射励起”という。放射励起により、ベータatron振幅、およびエミッタンスが増加していく。蓄積リングを周回するビームは、これら 2 つの効果による収束・振動が起きるが、最終的にはこれらが均衡した状態で平衡エミッタンスが決まる。この平衡エミッタンスは、蓄積リングの機器構成、機器配置、すなわちラティスにより決定する。したがって、蓄積リングを周回するビームのエミッタンスは、その入射器である線形加速器から供給されるビーム品質と相関しない。つまり、線形加速器から出力されるビームは、蓄積リングへの入射効率が損なわれない限り、ある程度のビーム品質に到達していれば、大きな問題とはならない。

2000 年を過ぎると、低エミッタンス蓄積リングで生成される放射光より、はるかに大強度で、かつ極短パルス、そしてコヒーレントな光源が要求されるようになってきた。これには蓄積リングでは到達困難な極低エミッタンスビームが必要となる。電子入射器から低エミッタンスビームを生成、そして複数台の加速ユニットにより高エネルギーまで加速したビームを直接、直線に配置されたアンジュレータに入射して、従来の放射光の 1000 倍以上の強度を有する X 線自由電子レーザーの実現が期待された。

これまで使用されてきた電子入射器の規格化エミッタンスは、50mm mrad 以上 (1nC/bunch) である。熱電子銃で生成されるビームのエミッタンスは 15mm mrad 程度であるが、相対論的エネルギー領域に到達するまでに、以下の理由でエミッタンスが悪化していく。熱陰極から生成される電子は均一に分布し、かつ横方向に運動量をもたないように引き出される。この電子ビームがグリッド電極を通過するとき、グリッド電極のワイヤー近傍の電磁場のゆがみから、横方向の運動量をもつことになる。さらに、バンチャーシステムによる集群過程は、周辺に配置されたソレノイド磁場中を通過しながらおこなわれるが、このとき位相空間上において、電子のエネルギーに応じた回転速度で収束されることになる。このために、バンチ圧縮したビームの横方向の電子分布は不均

一となり、非線形な空間電荷効果の影響によるエミッタンス増大が引き起こされる。こうした理由から、従来型電子入射器の限界が指摘されるようになった。

そうした状況を踏まえ、1980 年代半ばに、定在波型 RF 空洞内壁から電子を直接発生させる光陰極型 RF 電子銃が、米国ロスアラモス国立研究所の J. S. Fraser 等によって提唱、製作された [9]。

RF 電子銃は、高電場 RF 空洞内に設けられた陰極にレーザーを照射し、光電効果によって生成した電子をビームサイズが広がらないうちに、直ちに相対論的エネルギー領域まで加速する。したがって、従来型の電子入射器で使用されている熱電子銃から生成される電子ビームのように、長い自由空間を低エネルギー状態で輸送する必要がないので、空間電荷効果によるエミッタンス増大を抑制できる。また、電子ビーム時間構造は陰極へのレーザー照射時間に依存するため、容易に短パルスビームを生成することができる。光陰極型 RF 電子銃は、従来型電子入射器に備わるバンチャーシステムが省かれることにより、システムが簡略化されただけでなく、加速器運転時におこなわれていた複雑な機器設定パラメータの調整が簡素化されるといった有用性をもつ。

1980 年代後期には、光陰極型 RF 電子銃の精力的な開発研究が進められ、1990 年代には実用化に至っている。さらなる高品質ビーム生成と安定化を目指して、なお開発研究がおこなわれている。

#### 1.4. 低エミッタンス電子入射器

ここまで、電子入射器の役割を示し、開発史を見通しながら、その機能にもふれてきた。現在、高品質ビームの利用を目的とする加速器利用施設では、熱電子銃とバンチャーシステムから成る従来型電子入射器に代わって、低エミッタンスビーム生成において有用性をもつ光陰極型 RF 電子銃が採用されている。しかし、ビーム安定性、光陰極の寿命、暗電流などの問題も含んでおり、長期間におよぶ連続運転を想定した X 線自由電子

レーザー施設等における RF 電子銃の使用においては、そうした諸問題を解決しなければならない。熱電子銃は、上記した問題に対して圧倒的に有利であり、加えて高い保守性を兼ね備えている。こうした優れた特性を有する熱電子銃をあらためて見直し、低エミッタンス化のための開発研究が理化学研究所の新竹積氏、渡川和晃氏等によっておこなわれた。

この熱電子銃は、低エミッタンス化のためにグリッド電極をもたない二極構造とし、空間電荷による横方向発散を抑制するために陰極・陽極間電圧は 500kV まで引き上げられた。また、熱陰極には放出電流密度が高い  $CeB_6$  の単結晶材が用いられ、 $\phi 3\text{mm}$  の小口径のものが採用された。完成した 500kV 熱電子銃から 1A のビーム電流生成に成功し、その規格化エミッタンスは  $0.6\text{mm mrad}$  を達成している [10]。この 500kV 熱電子銃の詳細は、本テキストの“低エミッタンス熱電子銃”を参照されたい。

熱電子銃から低エミッタンスビームを生成しても、図 1.4.1 に示すような従来型の電子入射器（機能複合型電子入射器）では、低エミッタンスを維持したまま、バンチビームを生成するのは困難を極める。機能複合型電子入射器では、相対論的なエネルギーとなるまでの区間、すなわち電子銃出口からバンチャーシステム、そして初段加速管まで、横方向のビーム発散によるビーム損失がないようにソレノイドコイルで覆われている。このため、速度変調によるバンチ圧縮過程において、ソレノイドコイルによる収束磁場強度と各 RF 空胴のギャップ電圧の両方の効果がビームに作用してしまうので、機器毎にビーム制御を独立して扱うことができない。このため、シミュレーション結果を反映した適切な機器パラメータを設定することが事実上不可能となる。

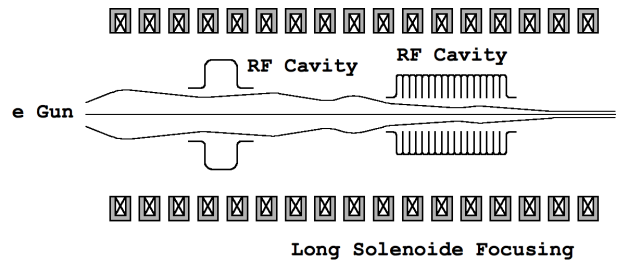


図 1.4.1 機能複合型電子入射器の機器配置。

こうした機能複合型電子入射器の問題点を克服するために、電子集群、相対論的エネルギー領域までのビーム加速、横方向ビーム収束をすべて独立に制御可能となるように、構成機器が空間的に分散配置された機能分離型電子入射器が新竹積氏により提案された。機能分離型電子入射器の概念図を図 1.4.2 に示す。この電子入射器では、電子集群・加速過程の電子のエネルギーを精密に制御することで、熱電子銃で生成されたビームのエミッタンスを維持しつつ、バンチ圧縮を可能とする特徴をもつ。

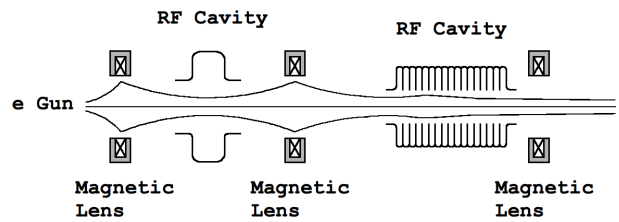


図 1.4.2 機能分離型電子入射器の機器配置。

## 2. 電子集群と初段加速

### 2.1. 電子入射器で取扱う電子ビームのエネルギーと速度

1MeV 以下のエネルギー状態にある電子は、非相対論的な振る舞いをするが、5MeV 以上にもなると相対論的な取扱いになる。

通常、80kV から 250kV で運転される熱電子銃から放出された電子は、非相対論的エネルギー領域にあるので、バンチャーシステムでエネルギー変調を与えたときには、電子速度が変化し、加速・減速することができる。

電子速度  $v_e$ 、ならびに電子の運動エネルギー  $T$  は、全エネルギーと静止エネルギーとの差で表され

$$v_e = \beta_e c \quad (2.1.1)$$

$$T = (\gamma - 1)m_0 c^2 \quad (2.1.2)$$

となる。ここで、 $\beta_e$  は光速  $c$  で規格化された電子速度、 $m_0$  は電子の静止質量である。また、全エネルギーと静止エネルギーの比、いわゆるローレンツ因子  $\gamma$  は

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_e^2}} \quad (2.1.3)$$

と表す。式 (2.1.1)、(2.1.2)、(2.1.3) より、電子速度  $v_e$  は

$$v_e = \sqrt{1 - \frac{1}{\left(\frac{T}{m_0 c^2} + 1\right)^2}} c \quad (2.1.4)$$

と書き換えられる。図 2.1.1 は電子のエネルギーに対する電子速度比  $\beta_e$ 、ならびにローレンツ因子  $\gamma$  の関係を示す。また  $\frac{1}{\gamma^2}$ 、 $\frac{1}{(\beta\gamma)^3}$  について後述されるので、合わせて図 2.1.1 に示しておく。

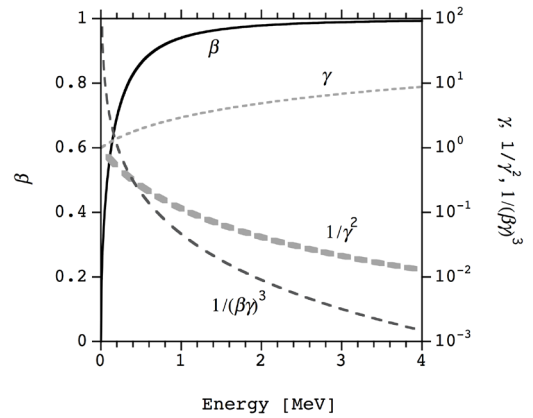


図 2.1.1 電子のエネルギーと速度比  $\beta_e$ 、ローレンツ因子  $\gamma$ 、 $\frac{1}{\gamma^2}$ 、 $\frac{1}{(\beta\gamma)^3}$  の関係。

### 2.2. 空間電荷効果による横方向発散

非相対論的エネルギー領域にある電子ビームは、電子間の相互作用である空間電荷効果により、斥力が働く。空間電荷効果は、横方向に均一分布している電子集団に対して、線形的な空間電荷効果として作用する。この空間電荷効果のビームエネルギーに対する影響について、連続した円筒ビームモデルを用いて説明する。

ビーム軸上 ( $z$  軸方向) に無限長で様な円筒ビームが、外部磁場のない真空中を速度  $v_e$  で移動している場合を考える。ここで、円筒ビームの断面積の半径を  $r$  とし、ビーム内の電荷密度  $\rho_0$  は均一であると仮定する。このとき、ビームが作る  $z$  軸に対して垂直方向に働く電場  $E_r$ 、磁場  $B_\phi$  は対称性をもつ。 $z$  軸方向の電場と磁場は、無限長の連続ビームなので、ゼロとなる。ガウスの法則  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho_0$  により、ビームの径方向の電場  $E_r$  は

$$E_r = 2\pi\rho_0 r \quad (2.2.1)$$

と表される。磁場  $B_\phi$  はアンペールの法則  $\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \rho_0 \mathbf{v}$  を用いて

$$B_\phi = 2\pi\rho_0 \frac{v_e}{c} r \quad (2.2.2)$$

と表される。ここで、単位面積当たりのビーム電流  $j = \rho_0 v_e$  を用いた。式(2.2.1)、(2.2.2)からビーム内の電子がおよぼすローレンツ力は

$$\begin{aligned}\vec{F} &= \frac{d\vec{p}}{dt} = e\left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_e}{c} \times \vec{B}\right) \quad (2.2.3) \\ F_r &= e\left(E_r - \frac{v_e}{c} B_\phi\right) \\ &= 2\pi e \frac{\rho_0}{\gamma^2} r \quad (2.2.4)\end{aligned}$$

となる。空間電荷効果により、円筒ビーム内の電子が受ける力は電荷密度  $\rho_0$  に比例し、ローレンツ因子  $\gamma^2$  に反比例することがわかる。また、式(2.2.4)は

$$\begin{aligned}\gamma m_0 \frac{d^2 r}{dt^2} &= 2\pi e \frac{\rho_0}{\gamma^2} r \\ \frac{d^2 r}{dz^2} \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 &= \frac{2\pi e \rho_0}{m_0 \gamma^3} r \\ \frac{d^2 r}{dz^2} &= \frac{2\pi e}{m_0 c^3} \frac{j}{(\beta_e \gamma)^3} r \quad (2.2.5)\end{aligned}$$

と表される。ここで  $v_e = \frac{dz}{dt}$  を用いた。さらに、ビーム半径を  $r = r_0$ 、電子の全電流を  $I_0 = j\pi r_0^2$  とするとき、式(2.2.5)は

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{2\pi e}{m_0 c^3} \frac{1}{(\beta_e \gamma)^3} \frac{I_0}{r_0} \quad (2.2.6)$$

となる。式(2.2.6)によれば、半径  $r_0$  の円筒ビームが  $z$  軸上を走行しながらビームサイズを拡大していくが、ビームの横方向への加速度は、 $(\beta\gamma)^3$  に反比例する。

図2.1.1に既に示したように、高エネルギー状態にある電子ビームはビーム内の空間電荷効果を見捨てることのできるが、電子入射器で扱われる非相対論的エネルギー領域の電子ビームについては、この効果による影響を見捨てることはできない。

とくにバンチャーシステムで電子集束をおこなう場合、急激なバンチ圧縮をおこなうと、電子分布の均一性が崩れてしまい、空間電荷効果による著しいエミッタンスの増加を引き起こしてしまう。電子ビームの初期エネルギー、すなわち電

子銃から放出された電子のエネルギーが、速度変動を可能とする領域で、かつできる限り上昇すれば、エミッタンス増大を緩和できる。さらに、式(2.2.4)で与えられるローレンツ力を規定した水準以下となるように、電子集束による電荷密度の上昇と、エネルギー増幅を段階的、あるいは同時におこなえば、エミッタンス増大を抑制しながらバンチ圧縮を進めることも可能である。

### 2.3.機能複合型電子入射器

機能複合型(従来型)電子入射器は、熱電子銃(80~250kV)、バンチャーシステム、初段加速管で構成される。とくに電子集束により引き起こされる横方向ビーム発散を抑制し、ビームサイズを規定値以内に保ちながらビーム輸送をおこなうために、電子銃出口から相対論的エネルギー領域となる初段加速管までの区間はソレノイドコイルで取り囲まれている。電子銃から発生したビームは、この外部磁場により、回転運動(Brillouin Flow)しながら収束される。

本節では、一般的に用いられている三極構造をもつ熱電子銃、およびバンチャーシステムの構成と原理について記述する。電子生成に関しては、これまでのOHOテキスト[11, 12, 13]をはじめ、電子デバイスの教科書[14]で詳細が述べられている。

#### 2.3.1.グリッド電極付き熱電子銃によるビームパルス生成

電子線形加速器で使用される電子源は高安定、かつ長寿命であり、空間電荷制限領域で高いピーアンスを実現することが可能なピアース型熱電子銃が広く用いられる。ピアース型熱電子銃は熱陰極、ウェネルト電極、陽極間に80kVから250kVの高電圧印加により電子放出をおこなう。熱陰極から連続的に発生する電子ビームをパルス状にするために、陰極近傍にはメッシュ構造を有するグリッド電極が設置してあり、陰極との電位差をパルス的に変えることでビーム発生を制御している。熱電子銃からのビームは、通常1nsから1 $\mu$ s程度の時間幅を有するパルス状で、ビーム電流は10mAから10Aの範囲で使用される。



## 二極管の特性

熱陰極からの電子放出は、金属が高温に熱せられることで金属内のフェルミ統計にしたがう自由電子の運動エネルギー増加により引き起こされる。放出電流密度  $J_f$  はリチャードソン・ダッシュユマンの式で特徴づけられ

$$J_f = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \quad (2.3.1)$$

と与えられる。ここで、 $A$  は熱電子放出定数、 $k$  はボルツマン定数、 $T$  は熱カソードの絶対温度、 $\phi$  は熱カソード材料の仕事関数である。熱電子放出定数  $A$  は

$$\begin{aligned} A &= \frac{4\pi e m_0 k^2}{h^3} \\ &= 120.4 [A/cm^2 K^2] \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

と与えられる。ここで、電子の静止質量を  $m_0 = 0.511 \text{ MeV}/c^2$ 、素電荷を  $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ 、ボルツマン定数を  $k = 8.617 \times 10^{-5} \text{ eV}/K$ 、プランク定数を  $h = 4.135 \times 10^{-21} \text{ MeV s}$  とした。放出電流の増大のためには仕事関数  $\phi$  が小さく、融点が高い物質が選ばれる。

熱電子銃で生成した電子を熱陰極・陽極間の静電場により引き出すが、放出電流は静電場強度増加の過程で図 2.3.1 に示すような空間電荷による制限領域と式(2.3.1)が与える熱陰極温度に対する飽和性を示す温度制限領域をもつ。空間電荷制限領域における放出電流と静電場強度の関係は次の3つの原理式から導出される。

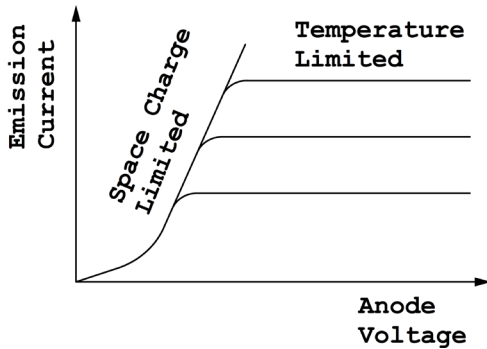


図 2.3.1 熱電子銃から得られるビーム電流時放出特性。

平行平面電極による一次元モデルにおいて、静電場でのポアソンの方程式、エネルギーの保存、電流の連続性から

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = \frac{\rho(z)}{\epsilon_0} \quad (2.3.3)$$

$$eV = \frac{1}{2} m_0 v^2(z) \quad (2.3.4)$$

$$\begin{aligned} J_{sc} &= -\rho(z)v(z) \\ &= \text{const.} \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

と表される。ここで、 $z$  は陰極からの距離、 $V(z)$  は  $z$  における電位、 $\rho(z)$  は  $z$  における電荷密度、 $\epsilon_0$  は真空の誘電率、 $v(z)$  は  $z$  における電子速度、 $J_{sc}$  は放出電流密度であり、式(2.3.3)、(2.3.4)、そして(2.3.5)から  $v(z)$  と  $\rho(z)$  を消去すると

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = \frac{J_{sc}}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_0}{2e}} V^{-1/2}(z) \quad (2.3.6)$$

を得る。両辺に  $2 \frac{dV(z)}{dz}$  をかけて、 $z$  で積分すると

$$\left(\frac{dV(z)}{dz}\right)^2 = \frac{4J_{sc}}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_0}{2e}} V^{1/2}(z) + C \quad (2.3.7)$$

となる。積分定数  $C$  は陰極表面で電場をゼロと仮定すると、 $C=0$  となるため、以降これを無視する。式(2.3.7)の二乗根をとり、再び  $z$  について積分し、 $z=0$  で  $V(z)=0$  となる条件を用いると空間電荷制限電流は次式となる。

$$J_{sc} = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_0}} \frac{V_a^{3/2}(z)}{z^2} \quad (2.3.8)$$

ここで、陰極面積  $S$ 、陰極・陽極間の距離を  $d_{ca}$ 、陽極の電位を  $V_a$  とすると、式(2.3.8)は

$$J_{sc} = G V_a^{3/2} \quad (2.3.9)$$

$$G = 2.33 \times 10^{-6} \frac{S}{d_{ca}^2} \quad (2.3.10)$$

となり、 $3/2$  乗則が得られる。ここで、パービアンズ  $G$  は陰極面積  $S$  に比例し、かつ陰極・陽極間距離  $d_{ca}$  の二乗に反比例する。

### 三極管の特性

先に述べたように、実際の電子線形加速器で使用される熱電子銃は生成ビームの時間構造をパルス状とするために、熱陰極近傍にグリッド電極が設置されている、いわゆる三極管となる。この場合、グリッド電極が有限の大きさをもっているために、グリッド電極全面積に占めるワイヤーの面積で決まる割合だけ熱陰極からの電子を止めてしまう。また、式(2.3.9)の $V_a$ について、グリッド電極の効果を考慮すると、陰極・陽極間の等価電圧 $V_{eq}$ は

$$V_{eq} = \frac{V_g + \frac{V_a}{\mu}}{1 + \frac{1}{\mu} + \frac{4}{3\mu} \frac{d_{ga}}{d_{cg}}} \quad (2.3.11)$$

となる。ここで、グリッド電極の電圧を $V_g$ 、三極管の増幅定数を $\mu$ 、グリッド・陽極間距離を $d_{ga}$ 、陰極・グリッド電極間距離を $d_{cg}$ とする。この増幅定数 $\mu$ は

$$\mu = \frac{\frac{2\pi d_{ga}}{d_w} - \ln \left[ \cosh \left( \frac{2\pi r_g}{d_w} \right) \right]}{\ln \left[ \coth \left( \frac{2\pi r_g}{d_w} \right) \right]} \quad (2.3.12)$$

と表される。ここで、グリッド電極のワイヤー間隔を $d_w$ 、グリッド電極のワイヤー半径を $r_g$ とする。

#### 2.3.2. RF 空洞による電子集群・初段加速

熱電子銃から発生した非相対論的エネルギー領域にあるパルス状の電子ビームに対して、加速管の最大電場となる RF 位相で多くの電子を効率よく加速するために、バンチャーシステムによる電子の集群、および光速度までの初段加速をおこなう。

一般にバンチャーシステムは、電子集群のみをおこなう単セル定在波型 RF 空洞のサブハーモニックバンチャー、プリバンチャーと、さらなる集群と光速域までのビーム加速をおこなう多数セル定在波型 RF 空洞、あるいは進行波型 RF 空洞のバンチャーから構成されている。

サブハーモニックバンチャー、またはプリバンチャーで到達するバンチ長は、加速周波数の RF 位相で $50^\circ$ から $70^\circ$ であり、バンチャー出口では $10^\circ$ から $30^\circ$ に達する。

#### サブハーモニックバンチャー・プリバンチャー

サブハーモニックバンチャー、プリバンチャーは、熱電子銃から生成される 1ns 以上のビームパルス幅を、その後方にあるバンチャーの RF 周期の半波長以内になるようにバンチ圧縮をおこなうための装置である。

サブハーモニックバンチャーの励振 RF 周波数は加速周波数のサブハーモニック周波数で、かつその半波長が熱電子銃で生成されるビームパルス幅が十分収まる長さとなる RF 周波数が選択される。熱電子銃から発生した電子ビームがサブハーモニックバンチャーを通過するタイミングは、ビームパルス先頭がサブハーモニックバンチャーの減速位相に、最後尾が加速位相にあわせられることで、エネルギー変調（速度変調）がかけられる。サブハーモニックバンチャー通過後、電子速度の違いから、自由空間を移動する間に加速された電子は先頭電子に追いつくことになる、いわゆる集群（バンチング）がおこなわれる。サブハーモニックバンチャーは熱電子銃からのビームを 100%近くその後段にあるバンチャーの半波長以下に導くことができる。

ここでは、低エネルギー電子を加速・減速するため、入力される RF 電力・位相の安定化は極めて重要である。また、RF 空洞のギャップ付近で、わずかでも非対称な電磁場分布があると、通過する電子ビームの横方向成分へ影響するので、RF 空洞に備わる RF 電力入力用結合器（カップラ）、RF モニター用結合器、RF 周波数調整用ブランジヤーは RF 空洞のギャップ部分から離れた箇所に備えられる。サブハーモニックバンチャーは、図 2.3.2 に示すようなギャップ付近の電磁場の対称性に優れたリエントラント型 RF 空洞を用いることが多い。

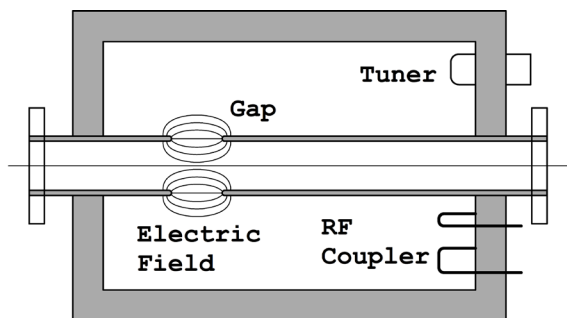


図 2.3.2 サブハーモニクバンチャー（リエントラント型 RF 空胴）の内部構造。

プリバンチャーは加速周波数と同様の周波数で動作する RF 空胴を使用する。このため、熱電子銃から発生したビームパルス幅が、RF 周波数の周期よりも長いために、プリバンチャーを通過する連続的なビームは、集群、または拡散される RF 位相に電子が存在することになる。このため、プリバンチャーでは入射される電子ビームのパルス幅に応じて多数バンチが形成される。

サブハーモニクバンチャー、またはプリバンチャーによる電子集群については、空間電荷効果が無視できる低電流ビームを仮定した場合、解析的に導出することができる [15, 16]。図 2.3.3 に示すように、連続したビームが定在波型 RF 空胴のギャップを通過するとき、 $TM_{010}$  で励振されているギャップ電圧によって、時間に依存した正弦的なエネルギーの増減を受ける。ギャップ電圧の変化による電子のエネルギー幅は

$$\Delta\gamma m_0 c^2 = (-eE_{PB} \sin\theta_0) \Delta z_{gap} \quad (2.3.13)$$

$$\Delta\gamma(\theta) = -\alpha \sin\theta_0 \xi_{gap} \quad (2.3.14)$$

と表される。 $E_{PB}$  は RF 空胴の電場強度の振幅、 $\theta_0 = -\omega t$  は RF 空胴の位相で、角振動数  $\omega$  で励振する RF 空胴における時刻  $t=0$  を表す。また、 $\Delta z_{gap}$  は RF 空胴のギャップ長、 $\alpha = \frac{eE_{PB}\lambda}{m_0 c^2}$  は規格化したギャップ電圧、 $\xi_{gap} = \frac{\Delta z_{gap}}{\lambda}$  は規格化したギャップ長、 $\lambda$  は自由空間における RF 波長とする。

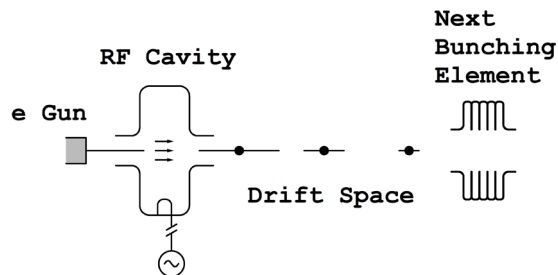


図 2.3.3 定在波型 RF 空胴を用いた電子集群。

$\omega t < 0$  のとき、ギャップ到達した電子は減速され、 $\omega t > 0$  では加速される。ギャップを通過した電子は、ある走行距離を進むと  $\theta = 0$  を中心に集群される。図 2.3.4 にこの電子集群の概念図を示す。

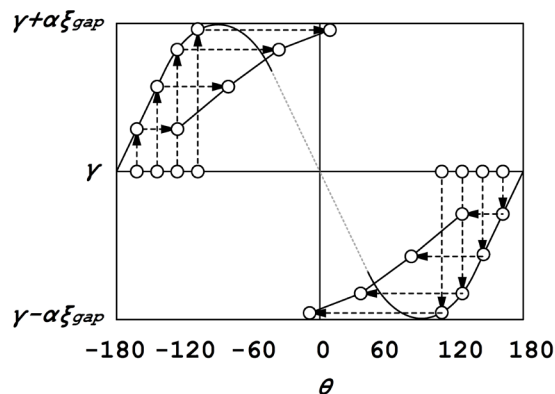


図 2.3.4 プリバンチャー通過後の電子集群過程の縦方向位相空間。

位相  $\theta = -\omega t$  で、時刻  $t$  だけ経過したとき、ギャップ以降、自由空間を移動する基準粒子の走行距離を  $z$  とするとき、位相  $\theta(z)$  は

$$\theta(z) = \theta_0 + \frac{2\pi z}{\lambda} \left( \frac{1}{\beta_0} - \frac{1}{\beta_e} \right) \quad (2.3.15)$$

と表される。式(2.3.15)は微分形式で表すと

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta z} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{\beta_0} - \frac{1}{\beta_e} \right) \quad (2.3.16)$$

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta\xi} = 2\pi \left( \frac{1}{\beta_0} - \frac{1}{\beta_e} \right) \quad (2.3.17)$$

となる。ここで、 $\xi = \frac{z}{\lambda}$ 、 $\beta_0$  は RF 空洞に入射される電子速度である。

RF 空洞のギャップからビームが  $\xi$  だけ走行したとき、位相  $\theta$  に対する位相曲線は、式 (2.3.17) を用いると図 2.3.5 のように表される。またこの位相曲線を横軸に対して、射影した分布を示す。

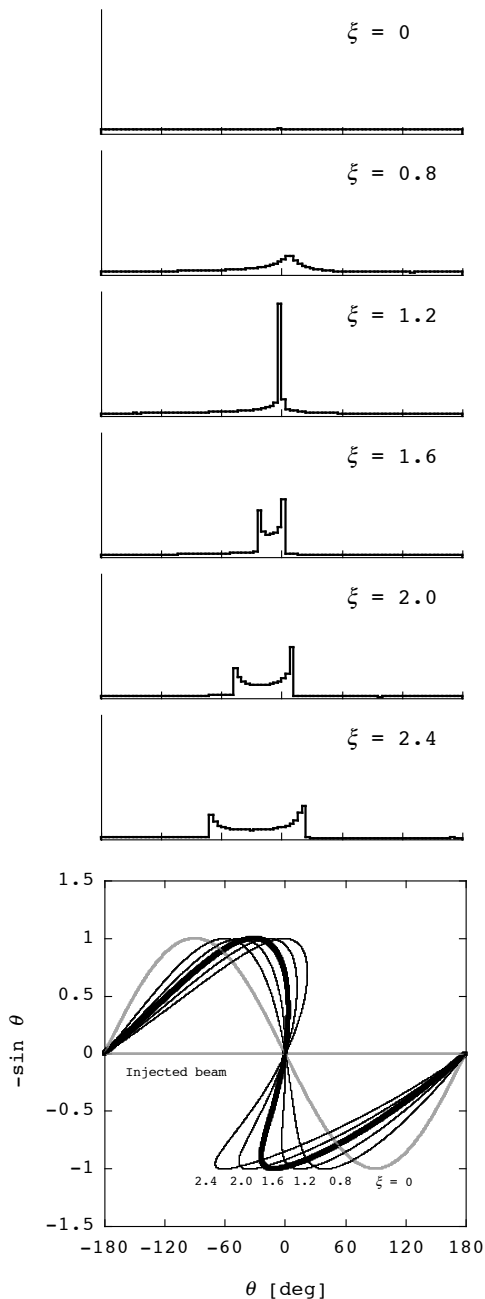


図 2.3.5 200keV の連続ビームがプリバンチャーを通過したときの縦方向位相空間。

この計算では、RF 空洞に入射されるビームエネルギーは 200keV ( $\beta_0 = 0.7$ )、ギャップ電圧の最大値は  $\alpha\xi_{gap} = 0.06$  とした。一様な連続ビームは、RF 空洞に入射すると直ちにエネルギー変調がかけられる ( $\xi = 0$ )。最大加速を受けるのは  $-90^\circ$  にある電子であり、自由空間の走行距離が  $\xi = 1.6$  となると、 $-30^\circ$  へ到達することになる。また、RF 空洞のギャップを横切る連続ビームにおいては、ギャップ電圧を受けた直後に約  $240^\circ$  を占有していた電子が、 $\xi = 1.6$  だけ進んだとき  $60^\circ$  以内まで集群される。

分布形状について、バンチャーの捕獲範囲 ( $60^\circ$ ) に入り、かつ最も多数の電子を集群できるのは  $\xi = 1.6$  であることがわかる。一方、最小のバンチ長となるのは  $\xi = 1.2$  のときである。

#### バンチャー

サブハーモニックバンチャー、またはプリバンチャーにおいて RF 位相の  $50^\circ$  から  $70^\circ$  の範囲に存在する電子は多数セル構造をもつバンチャーにより、さらなる集群と光速近くまでの加速がおこなわれる。図 2.3.6 に進行波型バンチャーの内部構造を示す。

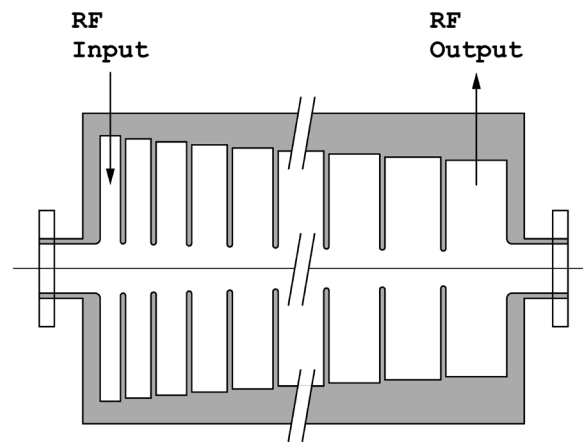


図 2.3.6 進行波型バンチャーの内部構造。

図 2.3.7 にはバンチャー内で集群・加速される電子の位相変化の様子を示す。電子が入射される初段の数セルは、入射時の電子速度に RF 位相速度が合わせられ、RF 位相のゼロ点を中心とした

位相振動をしながら集群する。そしてバンチャーの後段セルになるにつれて RF 位相速度を増加させ光速に漸近するようにする。またバンチャー入口から最初の数セルは、加速電場強度を次第に増加させておき、バンチャー内を通過する電子より、RF 位相の方が先へ進むようにしておくと、電子の位相振動の中心は RF 位相のゼロ点から加速電場の方へ移動していく。これにより電子の加速がおこなわれ、光速に近づいていくことになる。加速によるエネルギー増加にしたがって、電子の質量も増加するため、電子の位相振動の振幅とその振動数は減少していき、次第に狭い位相幅に集められる。

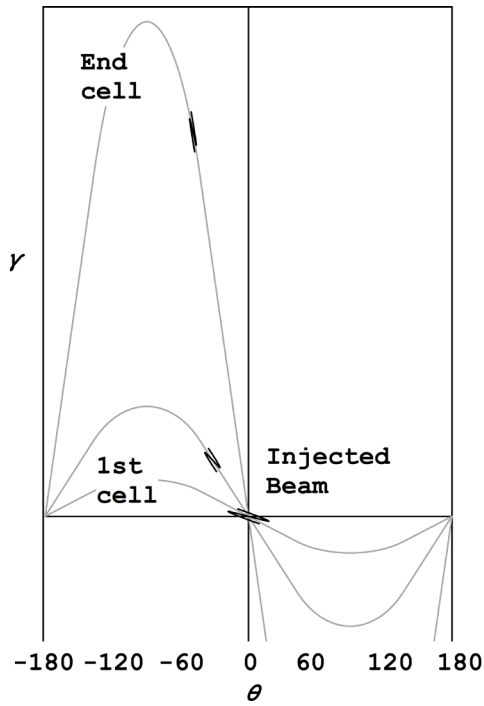


図 2.3.7 進行波型バンチャーによる電子集群の縦方向位相空間。

このような進行波型バンチャー内の電子運動に関する位相と電子エネルギーの関係は解析的に与えられる [15, 16]。ここで、空間電荷効果が無視できる低電流ビームを仮定した場合を考える。バンチャー内での電場強度の振幅を  $E_B$ 、RF 位相を  $\theta$  とすると、電子のエネルギーは

$$\frac{d(mc^2)}{dz} = -eE_B \sin\theta \quad (2.3.18)$$

と表される。ここで、 $m = \gamma m_0$  と置き、 $z$  方向の自由空間波長  $\lambda_0$  に対して  $\xi = \frac{z}{\lambda_0}$  を導入すれば式

(2.3.18) は

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma}{d\xi} &= -\frac{eE_B \lambda}{m_0 c^2} \sin\theta \\ &= -\alpha \sin\theta \end{aligned} \quad (2.3.19)$$

となる。ここで、 $\alpha = \frac{eE_B \lambda}{m_0 c^2}$  は規格化したギャップ電圧となる。

また、バンチャーの RF の角振動数  $\omega$ 、位相速度  $v_p$  から電子が乗っている RF 位相を表す関係は

$$\theta = \frac{\omega z}{v_p} - \frac{\omega z}{v_e} \quad (2.3.20)$$

となり、微分形式として

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{\beta_w} - \frac{1}{\beta_e} \right) \quad (2.3.21)$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = 2\pi \left( \frac{1}{\beta_w} - \frac{1}{\beta_e} \right) \quad (2.3.22)$$

と表される。ここで、RF 位相速度  $\beta_w = \frac{v_p}{c}$  とする。

式(2.3.19)と式(2.3.22)を同時に解けば、 $z$  軸に沿った位相変化  $\theta$  と電子エネルギー  $\gamma$  の様子を追跡できる。ここで、一例として、バンチャーの各空胴加速電場強度と位相速度を図 2.3.8、2.3.9 のように与えたときのバンチャー内のビーム位相軌道とビームエネルギー増加過程を図 2.3.10、2.3.11 にそれぞれ示す。

バンチャーの加速電場強度  $\alpha$  は、徐々に上げていき、また  $\xi = 5$  以降の RF 位相速度  $\beta_w$  はほぼ光速としている。図 2.3.11 に示すように、初期ビーム位相 (-1.5rad, -0.7rad, 0rad, 0.7rad, 1.5rad) の各点は  $\xi = 5$  付近で振動がおさまり、その幅は 0.5rad 以内に収束していく。このときのエネルギー幅は図 2.3.11 に示すように初期値に比べて広がりをもつことになる。

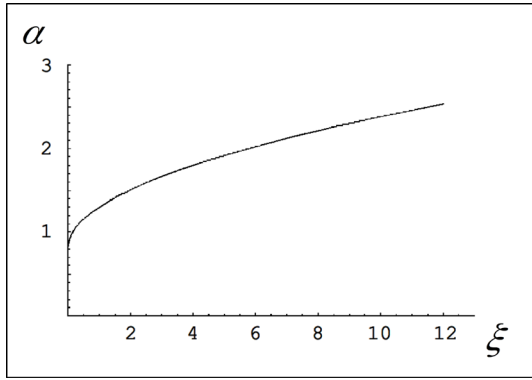


図 2.3.8 バンチャー内の加速電場強度。

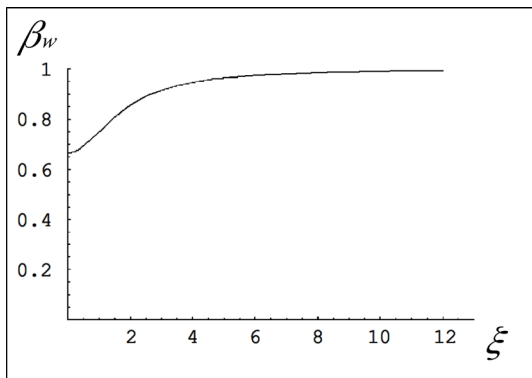


図 2.3.9 バンチャー内を伝播する RF の位相速度。

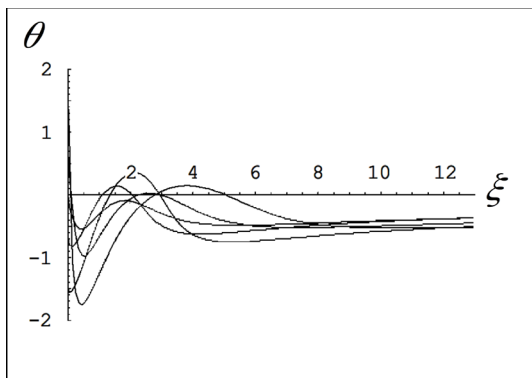


図 2.3.10 バンチャー内の電子の位相軌道（縦軸の単位は[rad]である）。初期ビーム位相は (-1.5rad、-0.7rad、0rad、0.7rad、1.5rad)。

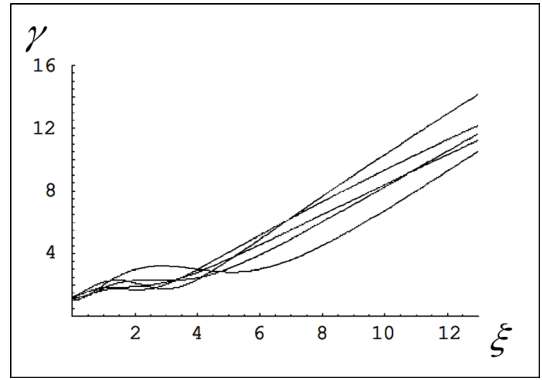


図 2.3.11 バンチャー内の電子のエネルギー増加過程。初期ビーム位相 (-1.5rad、-0.7rad、0rad、0.7rad、1.5rad)。

### 2.3.3. バンチャーシステムにおける横方向ビーム発散

バンチャー（円筒型 RF 空洞）内にて振動する RF 電磁場の概念図を図 2.3.12 に示す。集群位相にあるビームはバンチ圧縮が進むと同時に光速速度近くまでエネルギーが増加していくが、これとともに横方向に発散する力が働く。これは、ビームは有限のビームサイズをもち、また集群位相に合わせられることでバンチャー内 RF 電磁場の横方向成分の力を受ける。この RF 電磁場によるビームへの影響について考える。

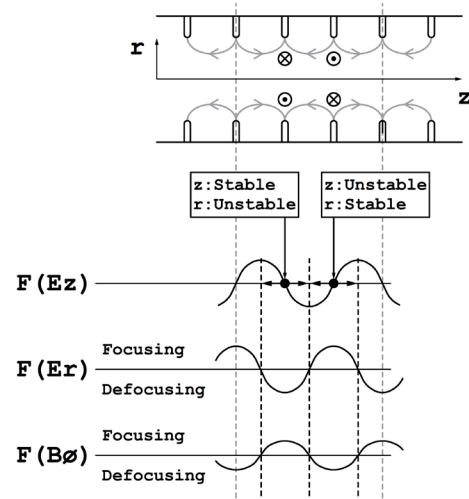


図 2.3.12 バンチャー内における電子の縦方向・横方向の収束・発散作用の様子。

円筒型 RF 空洞に発生する RF 電場は

$$E_z = iE_0(z)J_0(k_r r)\exp[i(\omega t - k_z z)] \quad (2.3.23)$$

で表される。ここで、自由空間波長 $\lambda$ を用いて

$$k_r^2 + k_z^2 = k^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \quad (2.3.24)$$

とする。ガウスの定理から

$$E_r = -\frac{1}{k_r} \left( k_z E_0 + i \frac{\partial E_0}{\partial z} \right) J_1(k_r r) \exp[i(\omega t - k_z z)] \quad (2.3.25)$$

さらに $\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$  から

$$B_\phi = -\frac{1}{k_r c} E_0 J_1(k_r r) \exp[i(\omega t - k_z z)] \quad (2.3.26)$$

となる。ビーム半径 $r$ が小さい値をもつとき、次の近似を用いる。

$$J_0(k_r r) \approx 1 \quad (2.3.27)$$

$$J_1(k_r r) \approx \frac{1}{2} k_r r \quad (2.3.28)$$

そのとき、式(2.3.23)、(2.3.25)、(2.3.26)は

$$E_z \equiv iE_0(z)\exp[i(\omega t - k_z z)] \quad (2.3.29)$$

$$E_r \equiv -\left(k_z E_0 + i \frac{\partial E_0}{\partial z}\right) \frac{r}{2} \exp[i(\omega t - k_z z)] \quad (2.3.30)$$

$$B_\phi \equiv -\frac{\omega}{c} E_0 \frac{r}{2} \exp[i(\omega t - k_z z)] \quad (2.3.31)$$

となる。最大電場 $E_0$ に乗る RF 位相 (RF クレスト) 付近では $\frac{\partial E_0}{\partial t} \equiv 0$  となるので、式(2.3.29)、(2.3.30)は

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} \equiv k_z E_0 \exp[i(\omega t - k_z z)] \quad (2.3.32)$$

$$E_r \equiv -k_z E_0 \frac{r}{2} \exp[i(\omega t - k_z z)] \quad (2.3.33)$$

となり、以下の近似が成り立つ。

$$E_r \equiv -\frac{r}{2} \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad (2.3.34)$$

式(2.3.34)より、集束位相のゼロクロスで横方向の電場が最大となる。

この RF 電磁場による横方向のビーム発散について考える。式(2.2.3)より

$$F_r = \frac{dp_r}{dt} = e(E_r - \beta_e B_\phi) \quad (2.3.35)$$

を得る。式(2.3.6)と式(2.3.7)より、式(2.3.35)は

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{dz^2} &= \frac{eE_0}{\gamma m_0 \beta_e c^2} \frac{J_1(k_r r)}{k_r} \\ &\times \left\{ k \left( 1 - \frac{1}{\beta_w \beta_e} \right) + \frac{1}{E_0} \frac{1}{\beta_e} i \frac{\partial E_0}{\partial z} \right\} \exp(i\theta) \end{aligned} \quad (2.3.36)$$

となる。ここで、 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 、 $\lambda = 2\pi \frac{\omega}{c}$ 、 $\beta_w = \frac{k}{k_z}$ 、 $\theta = \omega t - k_z z$ を用いる。 $r$ が小さい値をもつとき、式(2.3.36)は

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{dz^2} &= \frac{eE_0}{\gamma m_0 \beta_e c^2} \frac{r}{2} \\ &\times \left\{ k \left( 1 - \frac{1}{\beta_w \beta_e} \right) + \frac{1}{E_0} \frac{1}{\beta_e} i \frac{\partial E_0}{\partial z} \right\} \exp(i\theta) \end{aligned} \quad (2.3.37)$$

と近似できる。式(2.3.37)の実数部を書き出すと

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{dz^2} &= \frac{eE_0 r}{2m_0 \beta_e \gamma c^2} \\ &\times \left\{ k \left( 1 - \frac{1}{\beta_w \beta_e} \right) \cos \theta + \frac{1}{E_0} \frac{1}{\beta_e} \frac{\partial E_0}{\partial z} \sin \theta \right\} \end{aligned} \quad (2.3.38)$$

を得る。 $\beta_w = \beta_e = 1$ のときは、 $\cos \theta$ の項はゼロとなり、 $\sin \theta$ の項はセルの入口、出口を通過する際にキャンセルされるので、ビームサイズは増加しない。 $\beta_e < 1$ のときは、入射エネルギー、電子速度、ビーム半径に依存しながら、ビームサイズは増加する。

電子の集束過程では、空間電荷効果による縦方向、ならびに横方向のビーム発散の力が働くため、ソレノイドコイル内にサブハーモニックバンチャー、プリバンチャー、バンチャーが設置される。また現実のバンチャーシステムでは、RF 電磁場の非線形性、相対論的效果による非線形、縦

方向・横方向の電子分布の不均一性をもつために、解析的な計算による最適化をおこなっても、予測したバンチ長を得るのは困難である。このため、電子入射器の設計では、空間電荷効果を含んだ粒子軌道計算シミュレーションコードを用いて、サブハーモニックバンチャー、プリバンチャー、バンチャーの配置、RF 電場強度・位相、ソレノイドコイル収束磁場強度など、多数パラメータを最適化する必要がある。



### 3. 低エミッタンス電子入射器

1 節でも述べたが、SACLA では高水準な安定性、再現性をもつ X 線自由電子レーザーの実現を念頭に置いた線形加速器のシステム設計・構築がおこなわれた。電子入射器は、線形加速器のビームエミッタンスをはじめとするビーム品質を決定づける重要な部分であり、このことは、これまでの議論でも述べてきた通りである。

SACLA 線形加速器では、長期におよぶ安定したビーム運転を実現し、保守性に優れた電子入射器として、熱電子銃を用いた機能分離型方式を採用している。ここでは、機能分離型電子入射器の設計指針について述べ、X 線自由電子レーザーのための電子入射器に要求されるビーム性能を示す。

#### 3.1. 低エミッタンス電子入射器の基本設計

図 3.1.1 に SACLA で採用した機能分離型電子入射器の構成、ならびにバンチ圧縮・加速ダイアグラムを示す。500kV 熱電子銃では、 $\phi 3\text{mm}$  の  $\text{CeB}_6$  単結晶を熱陰極材料として採用し、グリッド電極を持たない二極構造を形成する。この熱電子銃からはビーム電流が 1A で、0.6mm mrad の低エミッタンスビームを生成する。ビームパルス幅は、陰極・陽極間電圧の印加時間に依存しており、4 $\mu\text{s}$  にわたって放出されるが、熱電子銃直下に備わるビームチョッパーで 1ns 幅だけビームを切出す。ビームチョッパーのコリメータでは 5mm のピンホールで制限するので、1ns の理想的な円筒ビームを生成する。非相対論的エネルギー領域でしばしば問題となる空間電荷効果によるエミッタンスの増大は、一様で軸対称円筒ビームにおいては、線形的に働くことを利用して抑制する。

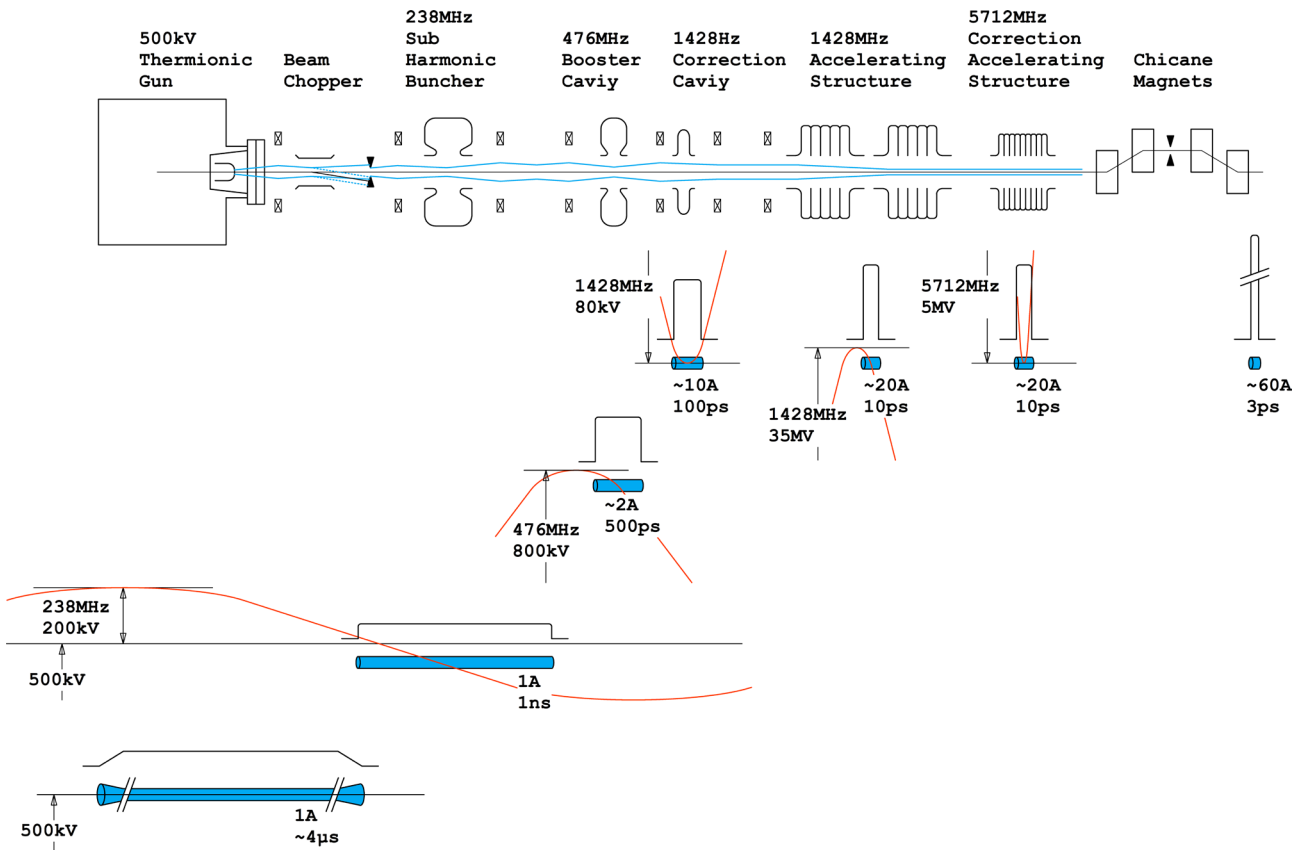


図 3.1.1 SACLA 電子入射器の構成、ならびにバンチ圧縮過程・加速ダイアグラム。

この円筒ビームは、サブハーモニックバンチャーでエネルギー変調位相がかけられるタイミングに入射され、電子集群をおこなう。サブハーモニックバンチャーの RF 周波数は、線形近似可能な領域でエネルギー変調を十分に与えられよう、1ns のビームパルス幅に対して 2 倍以上の半波長をもつ 238MHz を使用する。

この集群過程でバンチ内の電子密度の上昇にともなう空間電荷効果の影響を抑制するために、476MHz ブースター加速空洞による 1MeV のエネルギー増加をおこなう。また、ビームエネルギーが 1MeV 付近で集群する速度が遅くなることを利用して、ブースター加速空洞の RF 位相を操作することで、最終的に到達するバンチ長の精密調整をおこなう。

さらに、RF 電場の非線形性、または相対論的速度による非線形性を補うために、L バンド補正空洞を 476MHz ブースター加速空洞の後に導入する。

熱電子銃からこの電子集群過程の間のビーム輸送は、各 RF 空洞前後に分散配置された磁気レンズでビーム収束をおこなう。以上に示したバンチ圧縮とビーム収束は完全に分離されるので、各機器に対して、独立したビーム調整がおこなえる。

熱電子銃から放射されるビームのエミッタンスを維持しつつ、線形補正をとまなう速度変調バンチ圧縮は、初段加速システムで完了する。時間領域におけるバンチ捕獲範囲を十分確保するために、加速管の周波数は L バンド (1428MHz) を採用する。

電子入射器の後方ではシケイン軌道の航路差を利用したさらなるバンチ圧縮をおこなうが、このためには、単バンチビーム内に適切なエネルギーチャープを形成する必要がある。L バンド加速管では、オフクレスト位相にビーム位相を合わせることで、エネルギーチャープを形成しながら 35MeV まで加速する。

理想的な磁気バンチ圧縮をおこなうためには、単バンチ内のエネルギー分布形状を適切に整形しなければならない。L バンド加速管において、

オフクレスト位相で加速された単バンチビームは、その RF 電場したがう非線形なエネルギー分布となる。さらにシケイン軌道で生じるエネルギー収差による非線形性が発生する。こうした非線形成分を補正するために、L バンド加速管の後方には、非線形成分を補正のための C バンド補正加速管を導入する。

この機能分離型電子入射器に要求されるビーム性能を表 3.1.1 にまとめる。この電子入射器では、1mm mrad 以下の低エミッタンスで、かつビーム電流が 20A/10ps 単バンチビームを生成するとともに、最終的に出力されるビームに対して、理想的なエネルギーチャープの整形可能とする機能を装備している。

表 3.1.1 SACLA 電子入射器、第 1 磁気バンチ圧縮器の設計ビームパラメータ。

Parameter	Design	Unit
Final injector e <sup>-</sup> energy	30	MeV
Energy stability	0.03	% (rms)
Timing jitter	< 50	fs (rms)
Gun e <sup>-</sup> charge with chopper	1	nC
Final injector bunch charge	0.7	nC
BC1 bunch charge	0.3	nC
Beam chopper bunch length (FWHM)	1	ns
Final injector bunch length (FWHM)	10	ps
Bunch length after BC1 (FWHM)	3	ps
Final injector peak current	20	A
Peak current after BC1	> 30	A
Normalized emittance (Projection)	< 1	mm mrad
Repetition rate	60	Hz

## 4. PARMELA による軌道計算

2.2 節で示したような電子分布が均一な円筒ビームを仮定した場合、線形空間電荷効果を含むビーム軌道計算は、解析的に取扱うことができる。現実の電子入射器でおこなわれるビームの縦方向集群、あるいはビームサイズの収束過程では、電子分布の不均一性が生じる。そのような電荷密度が異なる状況において、非線形空間電荷効果の影響を解析的に計算するのは困難である。通常、電子入射器を設計する場合、マクロ粒子による空間電荷効果の計算を含んだ計算機コードが用いられる。

SACLA 電子入射器の設計は、粒子軌道計算シミュレーションコード PARMELA を用いておこなわれた。本節では、PARMELA 計算で仮定した機器毎の設定パラメータ、および計算結果について述べる。

PARMELA 内でおこなわれる計算方法については筆者の力量を超えるので触れない。また、PARMELA 利用者の視点で、入力ファイル (PARMELA input file) の作成方法を付録 A に示す。とくに仮想陰極から生成される電子分布の初期条件、および RF 空洞の設定方法 (単セル定在波型 RF 空洞、定在波型加速管、進行波型加速管) について実例を述べる。

### 4.1. PARMELA の特徴

PARMELA (Phase And Radial Motion in Electron Linear Accelerators) は、1980 年に米国ロスアラモス国立研究所で開発された電子入射器のための粒子軌道計算シミュレーションコードである [17]。PARMELA の主な特徴を以下に示す。

- 多数粒子のトラッキングによる軌道解析
- 粒子間の空間電荷効果の計算
- 時間を独立変数として、各機器の電磁場による粒子軌道変化を微小ステップ毎に計算

PARMELA 上で電子入射器を仮想構築する場合、実際に用いられる RF 空洞の電磁場分布、電磁石

の磁場分布を正確に反映することが重要である。電子入射器の構成機器が発生する RF 電磁場、または静電場・静磁場は、電磁界シミュレーションコード SUPERFISH/POISSON で得られた電磁界分布を直接適用できる。また、製作された現実の RF 空洞に対して、ビーズ摂動法による RF 測定で得たビーム軸上の電場分布をフーリエ級数による近似をおこない、算出されたフーリエ係数を用いて電場分布を再現することも可能である。

### 4.2. PARMELA 計算の準備

SACLA 電子入射器の PARMELA input file において、RF 空洞や電磁石で発生する電場、磁場分布は、SUPERFISH/POISSON に備わる SF7 プログラムにより作成される T7 ファイルを使用する。この電子入射器の構成機器 (バンチャーシステムで用いる RF 空洞、L バンド APS 加速管、C バンド補正加速管、磁気レンズ) について、SUPERFISH/POISSON の計算結果、ならびに電場分布、磁場分布を示す。

電子分布の初期設定については、熱陰極からの均一ビームが生成されることを配慮して、実測で得たエミッタンスを反映した電子分布を作成し、それを用いる。

非相対論的エネルギー領域の空間電荷効果の計算は、適切な横方向・縦方向メッシュサイズ、ならびに粒子数を規定する必要がある。これは電荷密度、エネルギーに密接に関係しており、計算対象とする電子入射器において各々最適化しなければならない。SACLA 電子入射器におけるメッシュサイズの最適化については付録 A に記す。

#### 4.2.1. RF 空洞の電磁場分布の入力

SUPERFISH で得られるシャントインピーダンス  $R_{SF}$  は加速器分野における定義で示され、マイクロ波工学分野のそれとは異なるので注意しなければならない。加速器分野、マイクロ波工学分野のシャントインピーダンスをそれぞれ、 $R_{acc}$  と  $R_{eng}$  とすると

$$R_{acc} = R_{SF}L = 2R_{eng} \quad (4.2.1)$$

となる。ここで、 $L$ はRF空胴長である。RF空胴の共振周波数を $f$ 、蓄積エネルギーを $U$ 、電力損失を $P$ 、トランジットタイムファクターを $T$ とし、 $Q$ 値、シャントインピーダンス $R$ と $R/Q$ の定義を表4.2.1にまとめる。

表 4.2.1 SUPERFISH、ならびにマイクロ波工学分野におけるシャントインピーダンス $R$ 、 $Q$ 値、 $R/Q$ の定義。

	SUPERFISH	マイクロ波工学
$Q$	$Q_0 = 2\pi f \frac{U}{P}$	
$R/Q$	$\frac{r}{Q_0} = \frac{(E_0 TL)^2}{Q_0}$	
	Half cell $\frac{r}{Q_0} = \frac{R_{eng}}{Q_0} T^2$	$\frac{R_{eng}}{Q_0} = \frac{(\int  E_z  dz)^2}{2\omega_0}$
	Full cell $\frac{r}{Q_0} = \frac{R_{eng}}{Q_0} 2T^2$	
$R$	$R_{SF} = \frac{(\int  E_z  dz)^2}{P_{loss}} \frac{1}{L}$	$R_{eng} = \frac{(\int  E_z  dz)^2}{2P_{loss}}$

#### 238MHz サブハーモニックバンチャー

238MHz サブハーモニックバンチャーについて、SUPERFISHで得られたRF特性を表4.2.2にまとめ、電場分布を図4.2.1に示す。

表 4.2.2 238MHz サブハーモニックバンチャーの設計パラメータ (SUPERFISHの計算結果)。

Parameter	Design	Unit
$f$	237.97	MHz
$Q_0$	26438	
$R_{SF}$	19.668	M $\Omega$ /m
$R_{eng}/Q_0$	190.45	$\Omega$
$r/Q_0$	367.96	$\Omega$
$L$	51.2	cm
$R_{acc}$	10.08	M $\Omega$

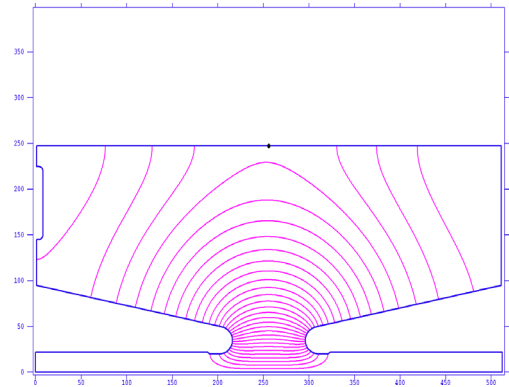


図 4.2.1 238MHz サブハーモニックバンチャーの電場分布 (SUPERFISHの計算結果)。

#### 476MHz ブースター加速空胴

476MHz ブースター加速空胴について、SUPERFISHで得られたRF特性を表4.2.3にまとめ、電場分布を図4.2.2に示す。

表 4.2.3 476MHz ブースター加速空胴の設計パラメータ (SUPERFISHの計算結果)。

Parameter	Design	Unit
$f$	476.55	MHz
$Q_0$	28437	
$R_{SF}$	28.301	M $\Omega$ /m
$R_{eng}/Q_0$	149.28	$\Omega$
$r/Q_0$	265.56	$\Omega$
$L$	30.0	cm
$R_{acc}$	8.490	M $\Omega$

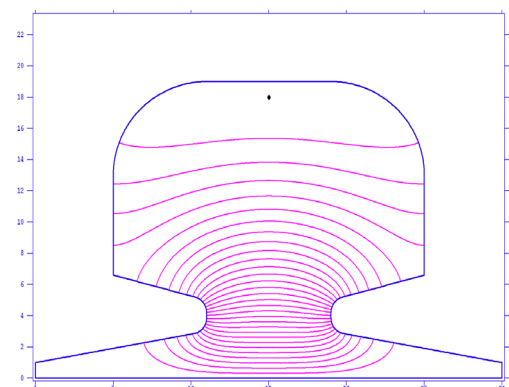


図 4.2.2 476MHz ブースター加速空胴の電場分布 (SUPERFISHの計算結果)。

### Lバンド補正空洞

Lバンド補正空洞について、SUPERFISH で得られた RF 特性を表 4.2.4 にまとめ、電場分布を図 4.2.3 に示す。

表 4.2.4 Lバンド補正空洞の設計パラメータ (SUPERFISH の計算結果)。

Parameter	Design	Unit
$f$	1429.0	MHz
$Q_0$	21237	
$R_{SF}$	61.151	M $\Omega$ /m
$R_{eng}/Q_0$	165.56	$\Omega$
$r/Q_0$	220.80	$\Omega$
$L$	11.5	cm
$R_{acc}$	7.032	M $\Omega$

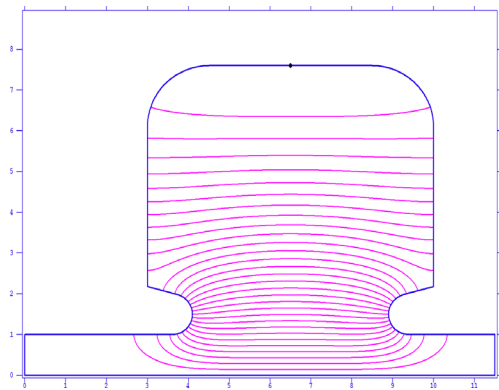


図 4.2.3 Lバンド補正空洞の電場分布 (SUPERFISH の計算結果)。

### Lバンド APS 加速管

Lバンド APS 加速管について、SUPERFISH で得られた RF 特性を表 4.2.5 にまとめ、電場分布を図 4.2.4、4.2.5 に示す。PARMELA 計算で多数セル定在波型加速管を適用する際、加速管入口セル、レギュラーセルを入力する。

表 4.2.5 Lバンド APS 加速管の設計パラメータ (SUPERFISH の計算結果)。

Parameter	Design	Unit
$f$	1427.9	MHz
$Q_0$	24770.6	
$R_{SF} \cdot T^2$	36.840	M $\Omega$ /m
$r/Q_0$	156.11	$\Omega$
$T$	0.7777	
$L$	10.4968	cm
$R_{acc}$	6.395	M $\Omega$
Num. of cell	19	cell

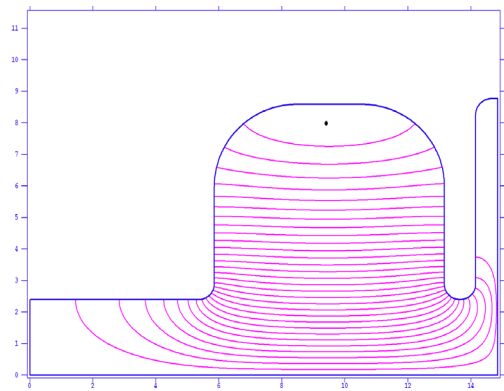


図 4.2.4 Lバンド APS 加速管入口の電場分布 (SUPERFISH の計算結果)。

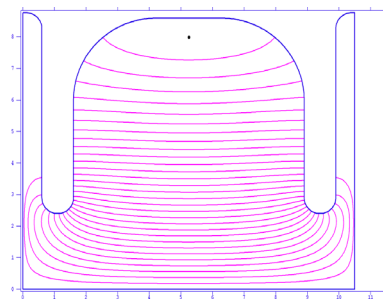


図 4.2.5 Lバンド APS 加速管レギュラーセル部分の電場分布 (SUPERFISH の計算結果)。

### Cバンド補正加速管

Cバンド補正加速管について、SUPERFISH で得られた RF 特性を表 4.2.6 にまとめ、電場分布を図 4.2.6、4.2.7、4.2.8 に示す。PARMELA 計算で多数セル進行波型加速管を適用する際、加速管入

ロセル、境界条件の異なるレギュラーセルを入力する。

表 4.2.6 C バンド補正加速管の設計パラメータ (SUPERFISH の計算結果)。

Parameter	Design	Unit
$f$	5712.1	MHz
$Q_0$	10247.1	
$R_{SF} \cdot T^2$	32.817	M $\Omega$ /m
$r/Q_0$	126.07	$\Omega$
$T$	0.7488	
$L$	3.9364	cm
$R_{acc}$	2.30	M $\Omega$
<i>Num. of cell</i>	19	cell

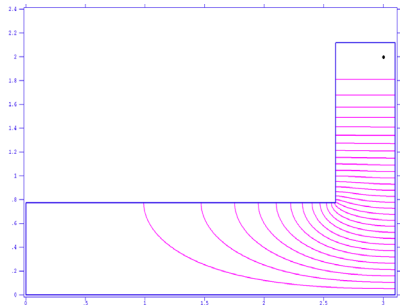


図 4.2.6 C バンド補正加速管入口の電場分布 (SUPERFISH の計算結果)。

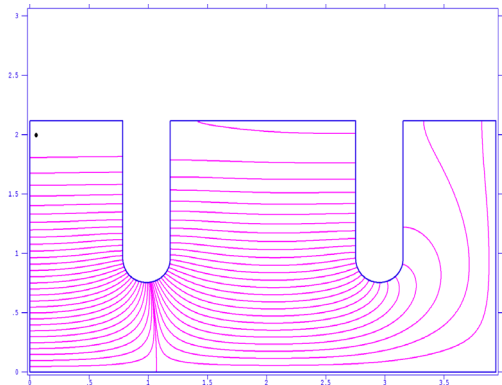


図 4.2.7 C バンド補正加速管レギュラーセル部分の電場分布 (SUPERFISH の計算結果)。境界条件として、左側を短絡、右側を開放とする (*filename 1 : cosine solution*)。

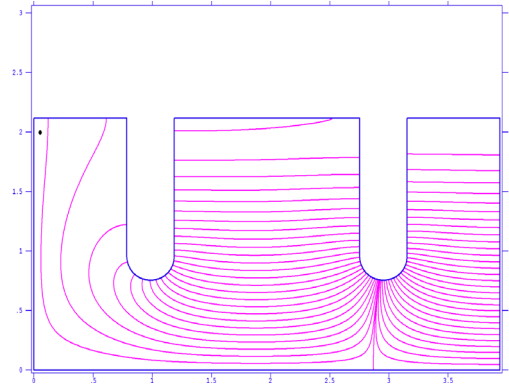


図 4.2.8 C バンド補正加速管レギュラーセル部分の電場分布 (SUPERFISH の計算結果)。境界条件として、左側を開放、右側を短絡とする (*filename 2 : sine solution*)。

#### 4.2.2. 電磁石の収束磁場分布の入力

##### 磁気レンズ

磁気レンズの磁場分布を図 4.2.9 に示す。

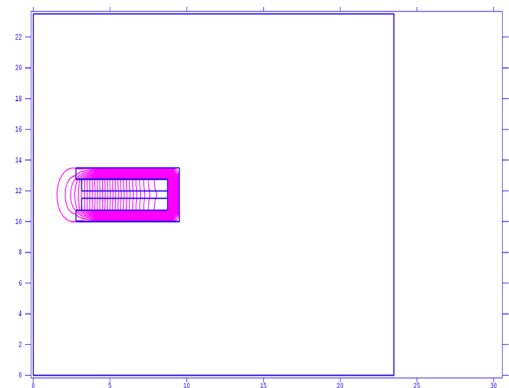


図 4.2.9 磁気レンズの磁場分布 (POISSON の計算結果)。

#### 4.2.3. 電子の初期条件

SACLA 電子入射器の熱陰極から生成される電子分布は一様な円筒ビームと考えられる。これを反映した電子分布 (*input 4 x x' y y'  $\phi$  W ...*) を作成し、これを PARMELA の初期条件とする。実際のビームは、ビームチョッパーで 1ns 幅だけ切出される。PARMELA では、仮定の陰極面からパルス幅が 1ns、初期エネルギーが 500keV の時間方向に均一分布していると仮定する。陰極面上で規格化エミッタンスは 0.5mm mrad で、その電荷量はコ

リメータ後に 0.7nC となるように与えた(仮想陰極面では 1.26nC)。この初期エミッタンスは 500kV 熱電子銃の性能試験で得られた値を使用している。これらの条件で規定される電子分布について、図 4.2.10 にはビームサイズ (x-y 平面)、図 4.2.11 には横方向位相空間 (x-x' 平面、y-y' 平面)、図 4.2.12 には縦方向位相空間 (z-Energy 平面) を示す。

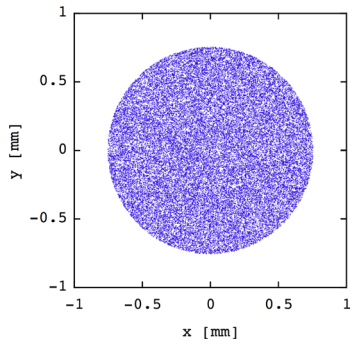


図 4.2.10 PARMELA の初期条件として与えた粒子分布ビームサイズ (x-y 平面)。

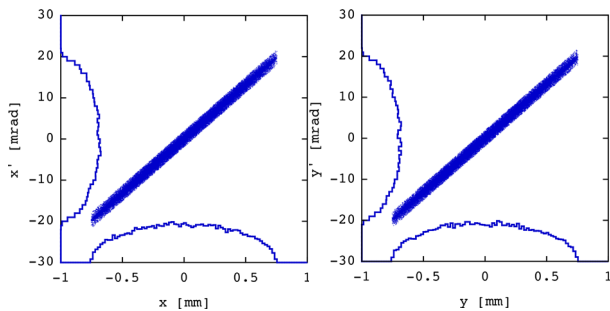


図 4.2.11 PARMELA の初期条件として与えた横方向位相空間 (x-x' 平面、y-y' 平面)。

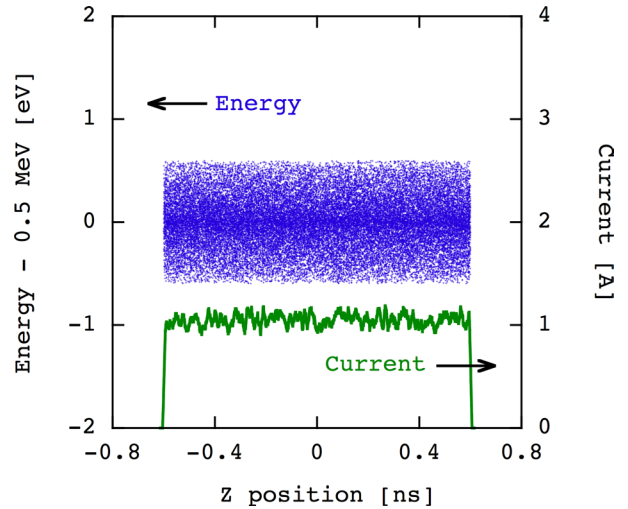


図 4.2.12 PARMELA の初期条件として与えた縦方向位相空間 (z-Energy 平面)。

### 4.3. SACLA 電子入射器の計算例

電子分布の初期条件、各機器の電磁界分布、配置、空間電荷効果に関する空間メッシュサイズなどを定義し、PARMELA 計算を実行する。ここで示す計算例では粒子数は 40000 個である。

PARMELA input file で定義した SACLA の機能分離型電子入射器について、機器配置を図 4.3.1 に示す。また、ビーム軸上における各 RF 空洞で発生する電磁場分布を図 4.3.2 に、磁気レンズによる磁場分布を図 4.3.3 に示す。

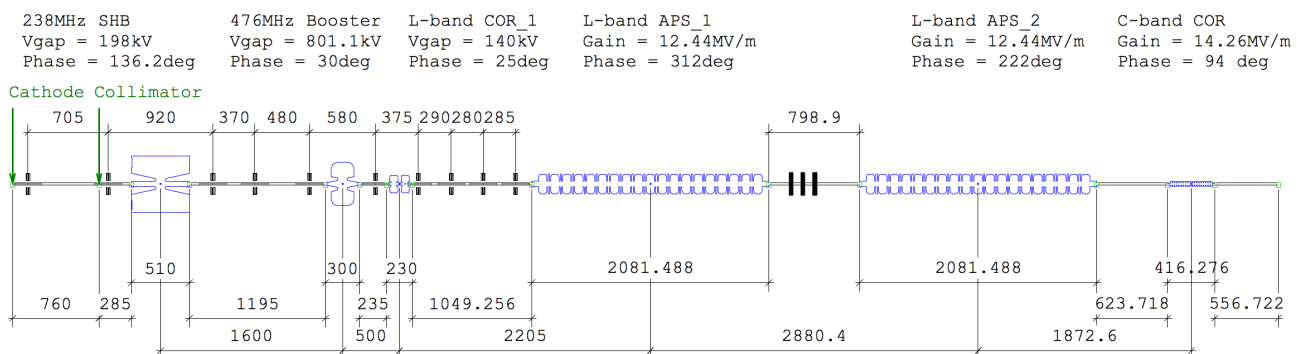


図 4.3.1 PARMELA の input file にて定義された機器配置。

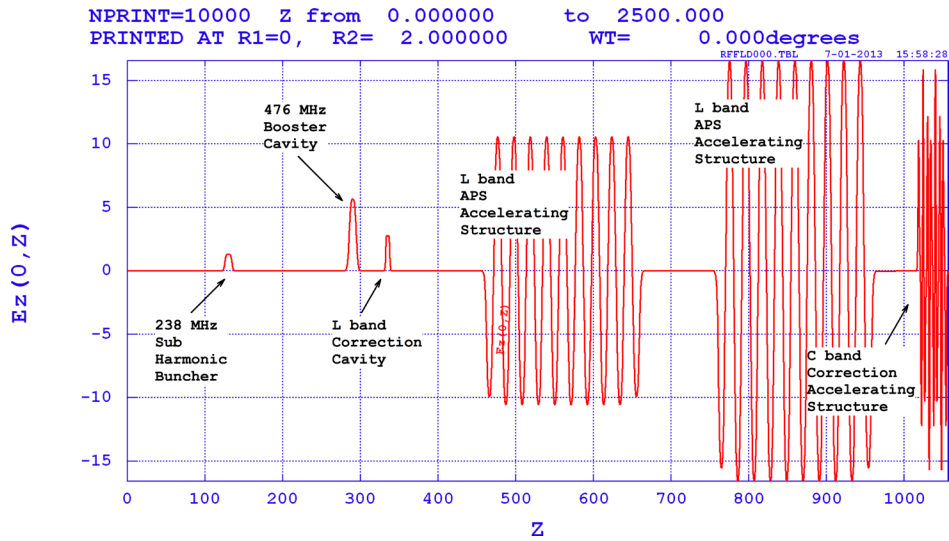


図 4.3.2 PARMELA の input file で定義された SACLA 電子入射器の RF 空洞で発生する電場分布。

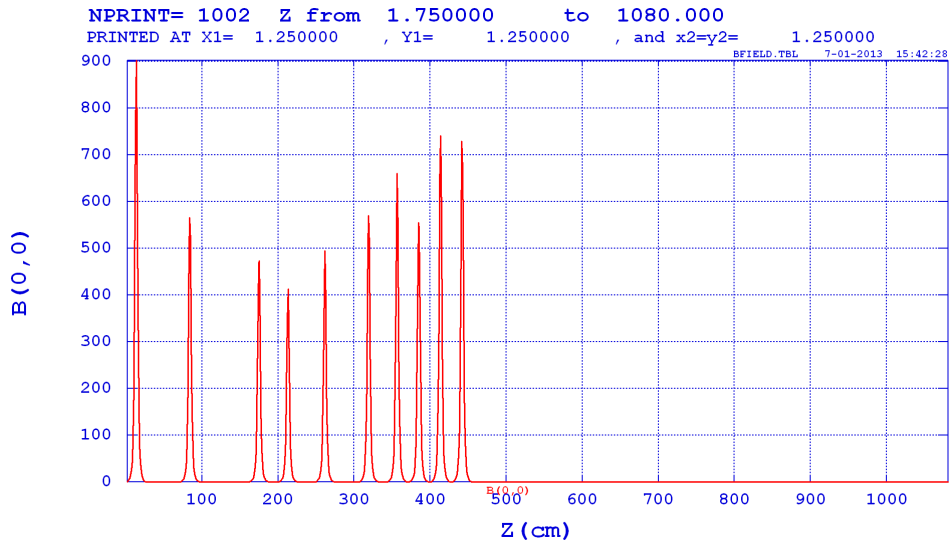


図 4.3.3 PARMELA の input file で定義された SACLA 電子入射器の磁気レンズで発生する磁場分布。

PARMELA の計算結果は、機器 (element) 毎にすべての粒子について、位置、運動量、エネルギーといった数値データ ( $x[\text{cm}]$ ,  $x'[\text{mrad}]$ ,  $y[\text{cm}]$ ,  $y'[\text{mrad}]$ ,  $\phi[\text{deg}]$ ,  $W[\text{MeV}]$ ) を出力し、それを用いてビームサイズ、時間分布、ビーム電流、スライスエミッタンスなどを算出する。また PARMELA のもつグラフィック機能による粒子分布の表示も可能である。

SACLA 電子入射器の PARMELA 計算では、磁気レンズによるビーム収束、およびバンチ圧縮を決定

する各 RF 空洞のギャップ電圧・位相は、このバンチ圧縮過程で熱電子銃から放出された横方向の分布の均一性を保ち、空間電荷効果によるスライスエミッタンスの増大を抑えるように決定する。

図 4.3.4 には、機器配置、機器パラメータを最適化したときに得られるスライスエミッタンス、ビーム電流、バンチ長、エネルギー分布について、計算結果を示す。図 4.3.5 には電子入射器のビームサイズの変化を示す。



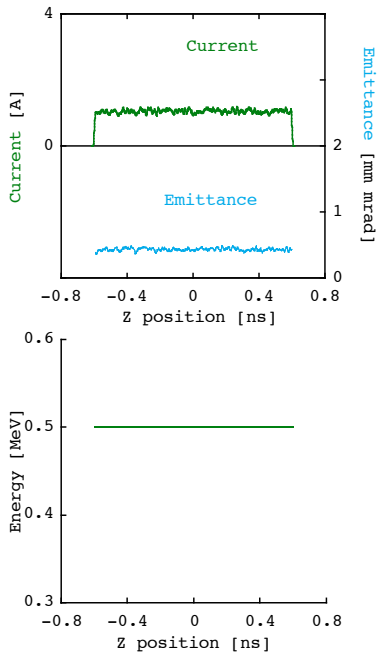


図 4.3.4. a 電子銃出口のビーム電流、スライスエミッタンス、エネルギー分布。

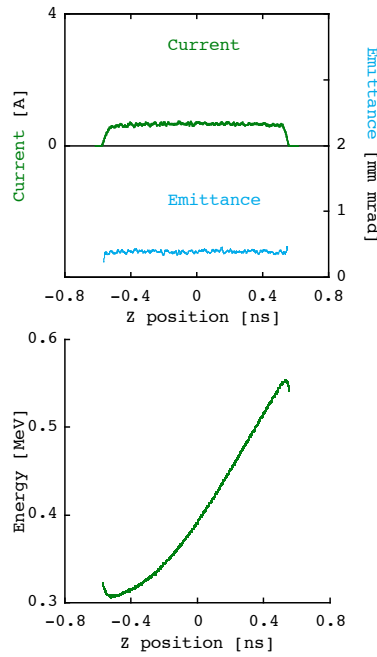


図 4.3.4. b 238MHz サブハーモニックバンチャー出口のビーム電流、スライスエミッタンス、エネルギー分布。

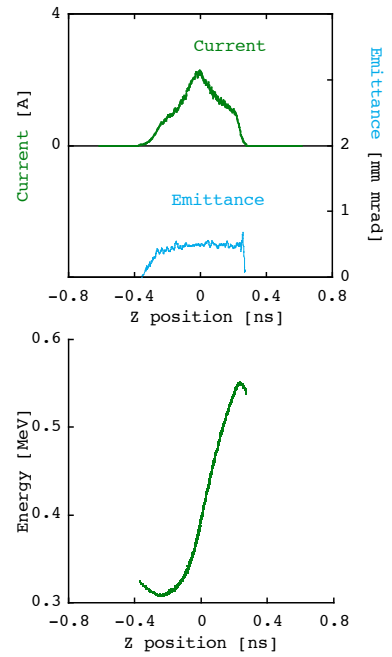


図 4.3.4. c 476MHz ブースター加速空洞入口のビーム電流、スライスエミッタンス、エネルギー分布。

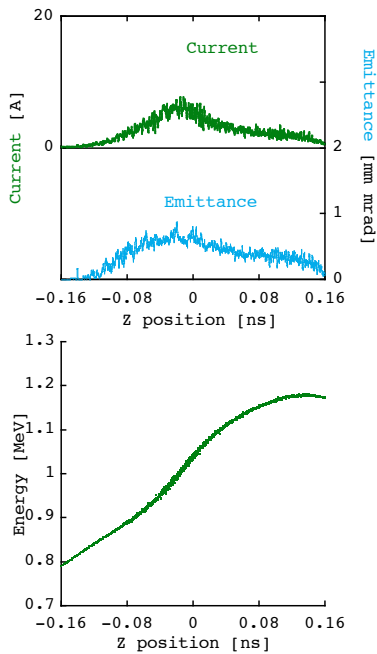


図 4.3.4. d 476MHz ブースター加速空洞出口のビーム電流、スライスエミッタンス、エネルギー分布。

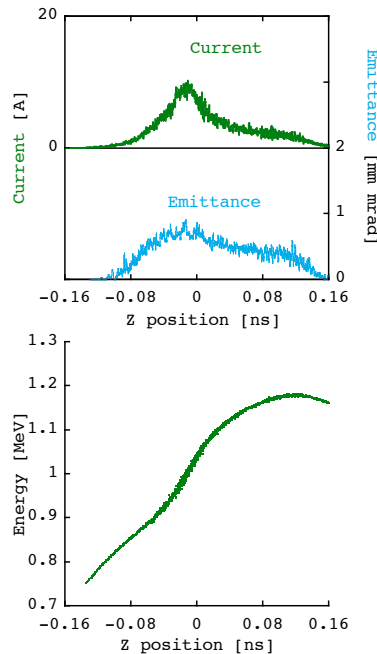


図 4.3.4. e Lバンド補正空洞出口のビーム電流、スライスエミッタンス、エネルギー分布。

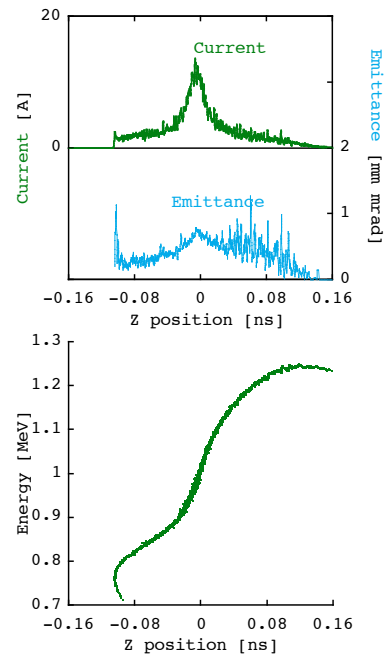


図 4.3.4. f Lバンド APS 加速管入口のビーム電流、スライスエミッタンス、エネルギー分布。

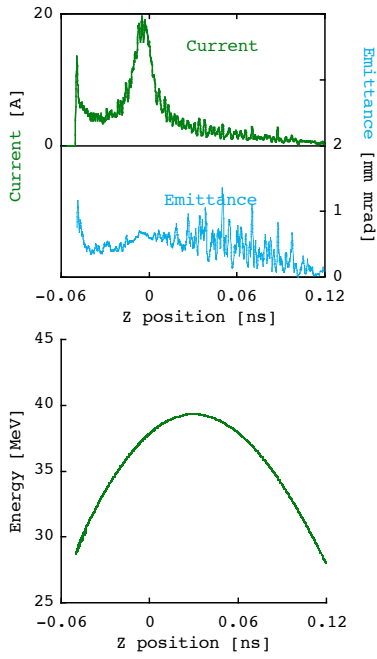


図 4.3.4.g LバンドAPS加速管出口のビーム電流、スライスエミッタンス、エネルギー分布。

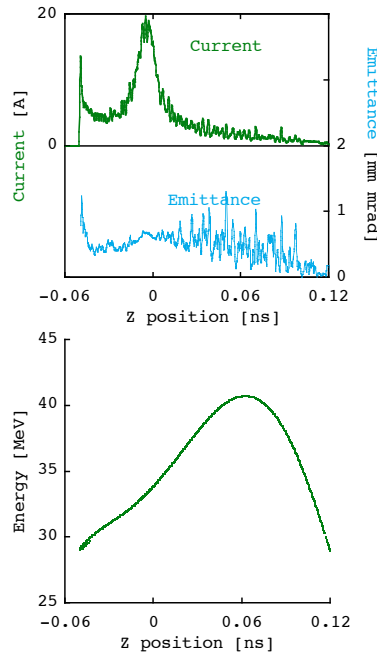


図 4.3.4.h Cバンド補正加速管出口のビーム電流、スライスエミッタンス、エネルギー分布。

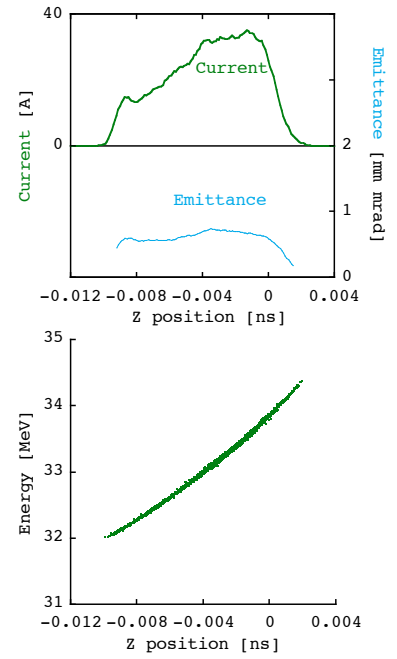


図 4.3.4.i 第1磁気バンチ圧縮器出口のビーム電流、スライスエミッタンス、エネルギー分布。

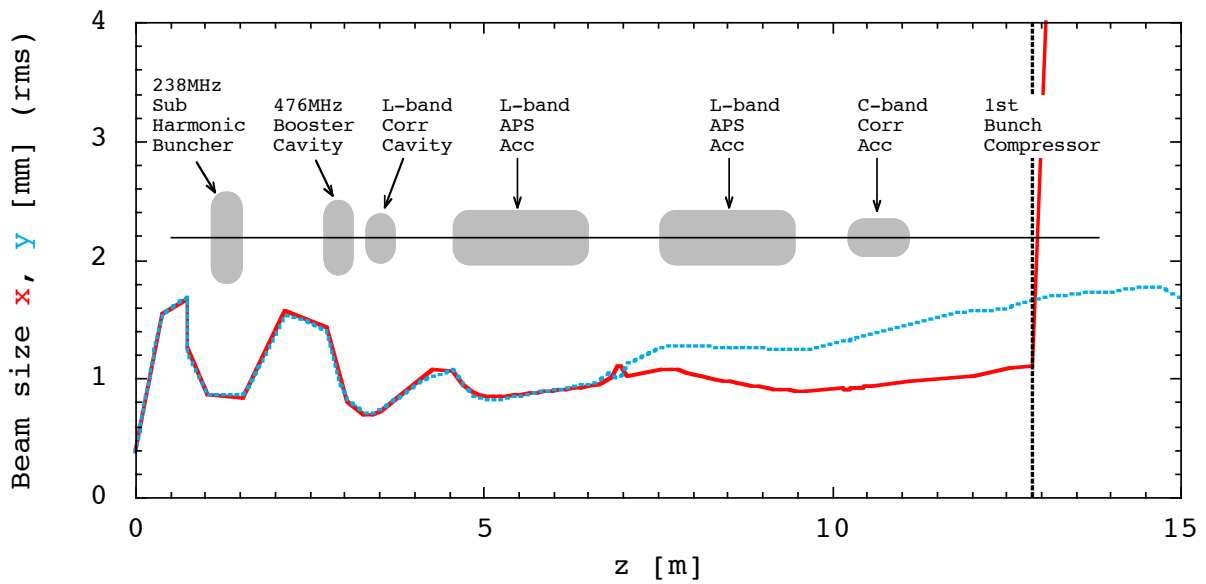


図 4.3.5 電子入射器のビームサイズの変化。

仮想陰極面からの放出を仮定した電子分布(図 4.3.4. a) は、最初に 238MHz サブハーモニックバンチャーでビームの時間方向にエネルギー変調がかけられる(図 4.3.4. b)。このビームは 1.6m のドリフト空間を介して 476MHz ブースター加速空洞入口に到達するが、この間、速度変調によるバンチ圧縮が進み、平均エネルギーが 0.41MeV の 2A のビーム電流となる(図 4.3.3. c)。

そのビームは空間電荷効果の影響を縮小するため、476MHz ブースター加速空洞で 1MeV までエネルギーが増幅される(図 4.3.4. d)。このとき、ビーム電流は 12A である。第 1 番目の L バンド APS 加速管によるエネルギー増加がおこなわれる前に、L バンド補正空洞によるエネルギーチャープの非線形補正がおこなわれる(図 4.3.4. e と図 4.3.4. f)。

2本の L バンド APS 加速管で 35MeV まで加速されたビーム電流は、20A に到達する(図 4.3.4. g)。C バンド補正加速管で適切なエネルギーチャープ整形がなされた後(図 4.3.4. h)、第 1 磁気バンチ圧縮器により 30A のビーム電流を得る(図 4.3.4. i)。この単バンチビームのスライスエミッタンスは 1mm mrad を保持していることがわかる。

#### 4.4. 機器変動によるビームへの影響

PARMELA のひとつの利用手法として、電子入射器の構成機器変動がビームに及ぼす影響の評価、ならびに応答特性の取得に使われる。

SACLA 電子入射器出口のわずかなビームタイミングの変動は、その後段にある 3 台の磁気バンチ圧縮器により強調され、最終的なバンチ長・ビーム電流に甚大に影響を与えてしまう。

電子入射器のビーム到達時間変化、またエネルギー変化による第 1 バンチ圧縮器出口のビームタイミングへの影響について評価計算をおこなう。以下に示す計算結果は、第 1 バンチ圧縮器出口の縦方向ビーム(時間軸)に対するエネルギー分布であり、各機器の応答特性を示している。

図 4.4.1 には、電子銃の印加電圧変化に対する依存性、図 4.4.2 には、ビームチョッパーのビーム切出しタイミング変化に対する影響、図 4.4.3、4.4.4、4.4.5、4.4.6、4.4.7 には 238MHz サブハーモニックバンチャー、476MHz ブースター加速空洞、L バンド補正空洞、L バンド APS 加速管、C バンド補正加速管の RF 位相変化による依存性をそれぞれ示す。

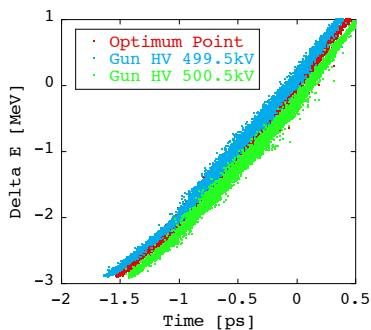


図 4.4.1 電子銃の印加電圧変化に対する第 1 磁気バンチ圧縮器出口のエネルギープロファイル。

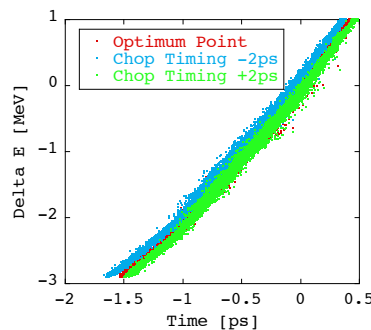


図 4.4.2 ビームチョッパーのタイミング変化に対する第 1 磁気バンチ圧縮器出口のエネルギープロファイル。

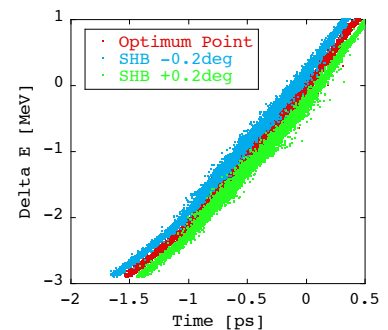


図 4.4.3 238MHz サブハーモニックバンチャーの RF 位相変化に対する第 1 磁気バンチ圧縮器出口のエネルギープロファイル。

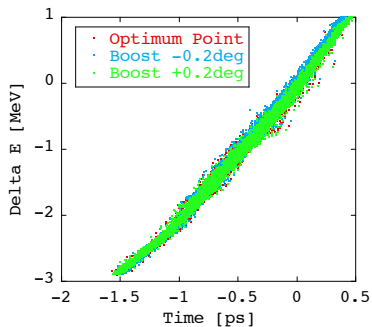


図 4.4.4 476MHz ブースター加速空洞の RF 位相変化に対する第 1 磁気バンチ圧縮器出口のエネルギープロファイル。

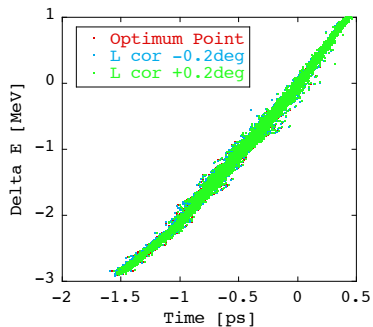


図 4.4.5 Lバンド補正空洞の RF 位相変化に対する第 1 磁気バンチ圧縮器出口のエネルギープロファイル。

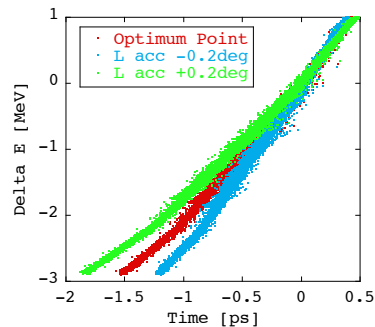


図 4.4.6 Lバンド APS 加速管の RF 位相変化に対する第 1 磁気バンチ圧縮器出口のエネルギープロファイル。

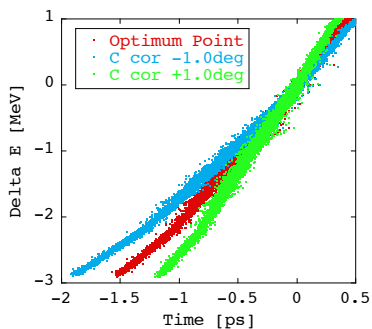


図 4.4.7 Cバンド補正加速管の RF 位相変化に対する第 1 磁気バンチ圧縮器出口のエネルギープロファイル。

ビームチョッパーのタイミング変化に応じて第 1 磁気バンチ圧縮器出口のビーム到達時間が変わる。電子銃の印加電圧変化、238MHz サブハーモニックバンチャーの RF 位相変化は、非相対論的エネルギー領域のビームエネルギー、すなわちビーム速度を変化させることになるために、ビーム到達時間に影響を与えることとなる。

476MHz ブースター加速空洞、ならびに L バンド補正空洞の RF 位相に対して、顕著な依存性は見られない。

L バンド APS 加速管、および C バンド補正加速管では、オフレスト加速位相にビームタイミングを合わせるために、この位相が変わると重心エネルギーとともにエネルギーチャープにも変化

を与える。これは、第 1 磁気バンチ圧縮器シケイン軌道において、異なる行路を通過するために、バンチ圧縮率に影響する。

このような PARMELA の使用方法により、ビーム安定度向上の評価計算、変動原因の特定といった適用も可能である。

## 5. 低エミッタンス電子入射器の構成

SACLA 電子入射器、および第 1 磁気バンチ圧縮器の構成を図 5.1 に示す。この電子入射器は、前節に示した PARMELA の計算結果を反映して、機器の製作、配置がなされた。先にも述べたようにこの電子入射器は、10 台の鉄ヨーク付き磁気レンズと電子集群のための RF 空同群（バンチャーシステム）を離散的に配置した機能分離型電子入射器となっている。

初段加速システム前までは、1MeV 以下の非相対論的エネルギー領域のビームを扱うため、環境磁場によるビームへの影響を配慮しなければならない。実際には、加速器を収納するコンクリートシールド内部の鉄筋の消磁やビームライン付近に備わる真空ゲージなどの磁気遮蔽をおこなひ、環境磁場分布の消磁、平滑化した上で、地磁気をキャンセル補正することになる。電子銃から 1 本目の Lバンド APS 加速管にわたって設置された 7m 長の空芯コイルにおいて、地磁気をキャンセルするようなカウンター磁場によりビーム軌道補正をおこなう。

電子入射器に備わるビームモニターについて簡単に列挙しておく。各部でビーム電流、ビームサイズ、エミッタンス、エネルギーなど、ビーム

性能を評価するために様々なモニターが装備されている。各モニターの原理、性能については、本テキストの“高精度ビーム診断”を参照されたい。

電子入射器で生成する低エミッタンスビームのエネルギー、およびエネルギー幅は、磁気バンチ圧縮器のエネルギー分散部に備わるマルチストリップライン型ビーム位置モニター (MS-BPM)、ならびにスクリーンモニター (SCM) により取得する。またビームサイズ、電荷量測定は、図 5.1 に示したように各部に配置されたスクリーンモニター (SCM)、ビーム電流モニター (CT) を用いる。電子入射器出口のビームタイミングを監視するために、Cバンド補正加速管と第 1 磁気バンチ圧縮器の間には、ビーム到達時間モニター (BATM) を装備している。

熱電子銃から生成したビームのエミッタンス測定は、ビームチョッパーで切出された 1ns 幅のビームに対して、その直後に備えられたビームスリットとスクリーンモニターによるスリットスキャンでおこなわれる。また、電子入射器で 30MeV まで加速されたビームのエミッタンスは、磁気バンチ圧縮器の後方にある四極電磁石とスクリーンモニターによる Q スキャンで取得する。

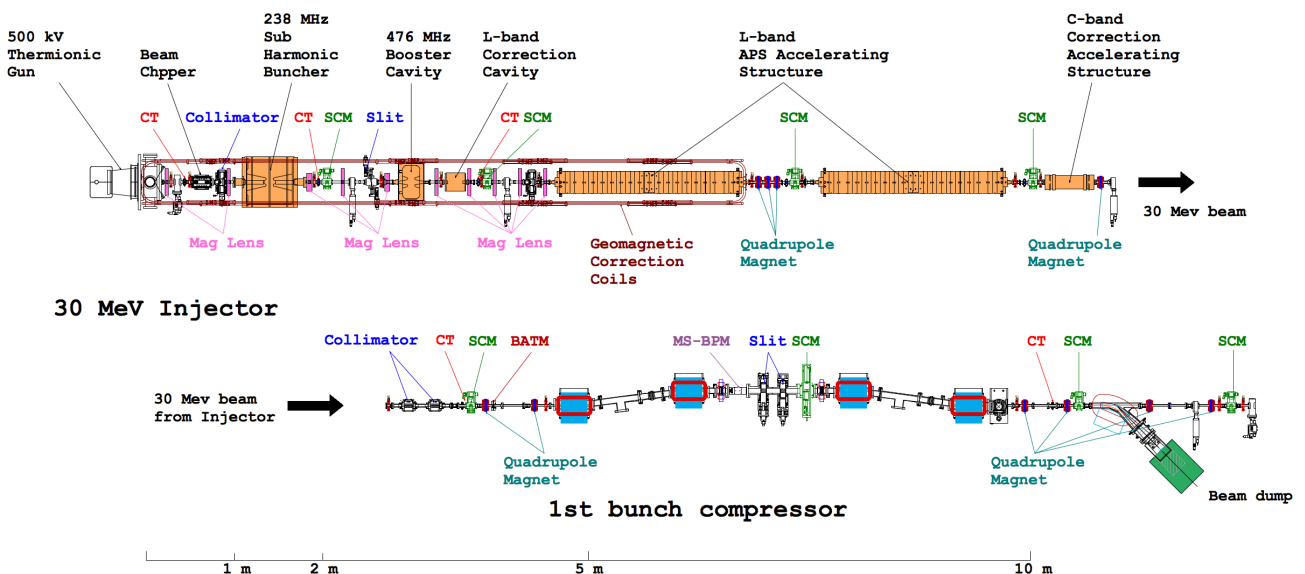


図 5.1 SACLA 電子入射器の構成。

## 5.1. ビームチョッパー

500keV 熱電子銃から生成される 1A/4μs のビームから、1ns のビームパルス幅を切出すために、ビームチョッパーが熱電子銃直下流に設置される。図 5.1.1 にはビーム偏向用空芯コイルと平行平板電極から構成されるビームチョッパーの模式図を示す。図 5.1.2 には平行平板電極に発生する電場・磁場を示す。

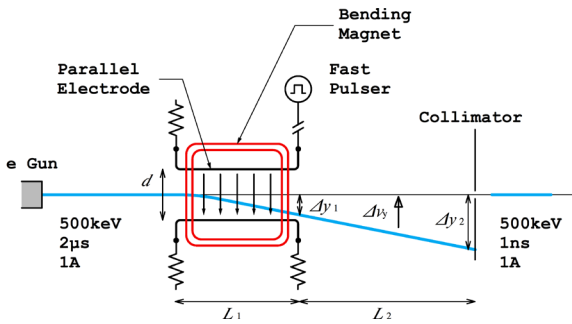


図 5.1.1 ビームチョッパーの構成。

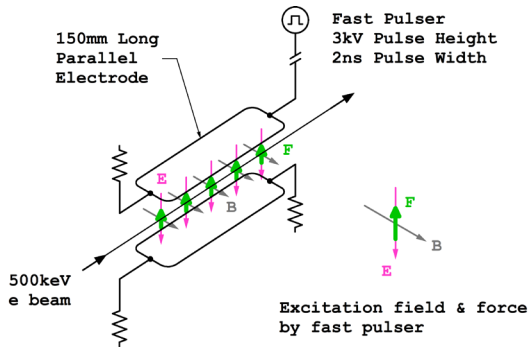


図 5.1.2 ビームチョッパーの平行平板電極へのパルス電場・磁場によるビーム偏向。

500keV の電子ビームが、平行平板電極間を通過するとき、電極に対して垂直方向の様な偏向磁場により、ビームは曲げられ、その下流に備わるコリメータで遮られる。ビームを切出すには、ビームの偏向角をキャンセルするように、平行平板電極に電場、および磁場を発生させ、コリメータのピンホールを通過させる。つまり、平行平板電極にかかる電場・磁場を高速制御することで、ビームパルス生成が可能になる。

平行平板電極へ印加するパルス電圧は、ビームの進行方向と対向する側から入力される。パルス電圧の向きを電磁波 ( $E_y$ 、 $B_x$ ) が進行する向きと考え、これがビームと逆方向に移動する場合、垂直方向に働くローレンツ力  $F_y$  は、式(2.2.3)より

$$\begin{aligned} F_y &= -e\{-E_y + (-v_e B_x)\} \\ &= e\left(1 + \frac{v_e}{c}\right)E_y \\ &= e(1 + \beta_e)E_y \end{aligned} \quad (5.1.1)$$

が得られる。一方、ビームと同方向に進行するパルスの場合は

$$\begin{aligned} F_y &= -e\{-E_y + (v_e B_x)\} \\ &= e(1 - \beta_e)E_y \end{aligned} \quad (5.1.2)$$

となり、 $\beta_e$  が 1 に近づくと垂直方向のローレンツ力はゼロとなる。

図 5.1.1 に示したように平行平板の長さを  $L_1$ 、コリメータまでの距離を  $L_2$ 、平行平板電極間隔を  $d$ 、平行平板電極間電圧を  $E_y$  とすると垂直成分の運動方程式は

$$\gamma m_0 \frac{d^2 y}{dt^2} = -e \frac{E_y}{d} \quad (5.1.3)$$

となる。垂直方向の速度  $\Delta v_y$  は

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = -\frac{eE_y}{\gamma m_0 d} \quad (5.1.4)$$

$$\begin{aligned} \Delta v_y &= -\frac{eE_y}{\gamma m_0 d} \Delta t_1 \\ &= -\frac{eE_y}{m_0 c} \frac{1}{\beta_e \gamma} \frac{L_1}{d} \end{aligned} \quad (5.1.5)$$

となる。また、平行平板電極出口における変位  $\Delta y_1$  は

$$\begin{aligned} \Delta y_1 &= -\frac{eE_y}{2\gamma m_0 d} (\Delta t_1)^2 \\ &= -\frac{eE_y}{m_0 c^2} \frac{1}{2\beta_e^2 \gamma} \frac{L_1^2}{d} \end{aligned} \quad (5.1.6)$$

となる。コリメータでの垂直方向変位  $\Delta y_2$  は

$$\Delta y_2 = \Delta y_1 + \Delta v_y \Delta t_2$$

$$= -\frac{eE_y}{m_0c^2} \frac{1}{\beta_e^2\gamma} \left( \frac{L_1^2}{2d} + \frac{L_1L_2}{d} \right) \quad (5.1.7)$$

となる。以下のパラメータを与えたとき、コリメータでの垂直方向変位  $\Delta y_2$  が得られる。

$$\begin{aligned} eE_y &= 3 \text{ kV} \\ \beta_e &= 0.863 \text{ (500 keV)} \\ \gamma &= 1.979 \text{ (500 keV)} \\ d &= 15 \text{ mm} \\ L_1 &= 150 \text{ mm} \\ L_2 &= 150 \text{ mm} \\ \Delta y_2 &= 8.96 \text{ mm} \end{aligned}$$

図 5.1.3 には、高速パルスと偏向されるビームの時間推移を示す。平行平板電極の長さが 150mm で、2ns 幅の高電圧パルスが正極に発生するとき、電極の電圧充填時間は 500ps になる。平行平板電極を横切るビームと高速パルスは対向しているため、電場・磁場がビームに作用する全時間は 3ns となる。最大偏向角となる 1ns 幅の平坦部分がコリメータを通り抜けることができる領域となる。

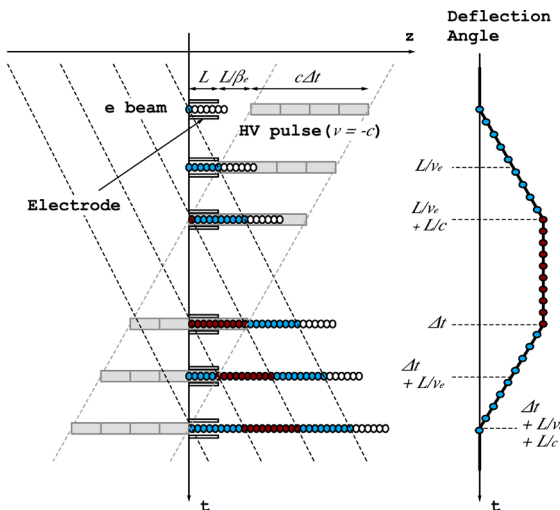


図 5.1.3 高速パルス入力によるビーム偏向量の時間推移。

高速高電圧パルサー (Kentech 社製) は、時間ジッターが 5ps (SD) の 3kV/2ns のパルス電圧を発生し、キックされたビームが  $\phi 5\text{mm}$  のピンホール (コリメータ) を通過するビームパルス幅は 1.2ns (FWHM) となる。図 5.1.4 には、ビームチョッパー下流に備わるビーム電流モニターで取得されたビーム波形を示す。

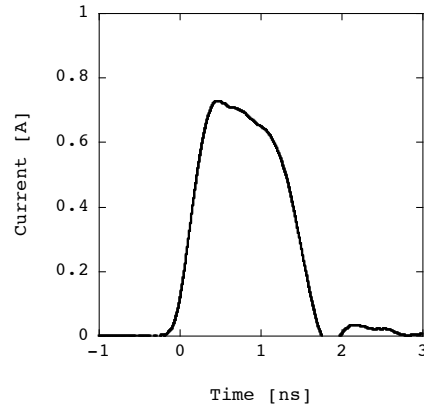


図 5.1.4 ビームチョッパー下流に備わるビーム電流モニターで取得されたビーム波形。

## 5.2. 電子入射器の RF システム

電子入射器のRFシステムブロック図を図5.2.1に示す。また、238MHzサブハーモニックバンチャ、476MHzブースター加速空洞、Lバンド補正空洞、LバンドAPS加速管、Cバンド補正加速管、ならびにそれぞれのRF空洞に使用するRF増幅装置の主要パラメータを表5.2.1にまとめる。

電子入射器でわずかでもビームが変動すると、アンジュレータでのレーザー発振が不安定になるため、RFシステムはその振幅・位相が安定、かつ精密に制御できるよう、非常に注意深く設計する必要がある。表5.2.2には、アンジュレータにおいて、ビーム電流値の変動を10% (rms) 以下に抑制するために必要とされる電子入射器の電子銃電圧、各RF空洞電圧・位相安定度の許容値を示す[18]。

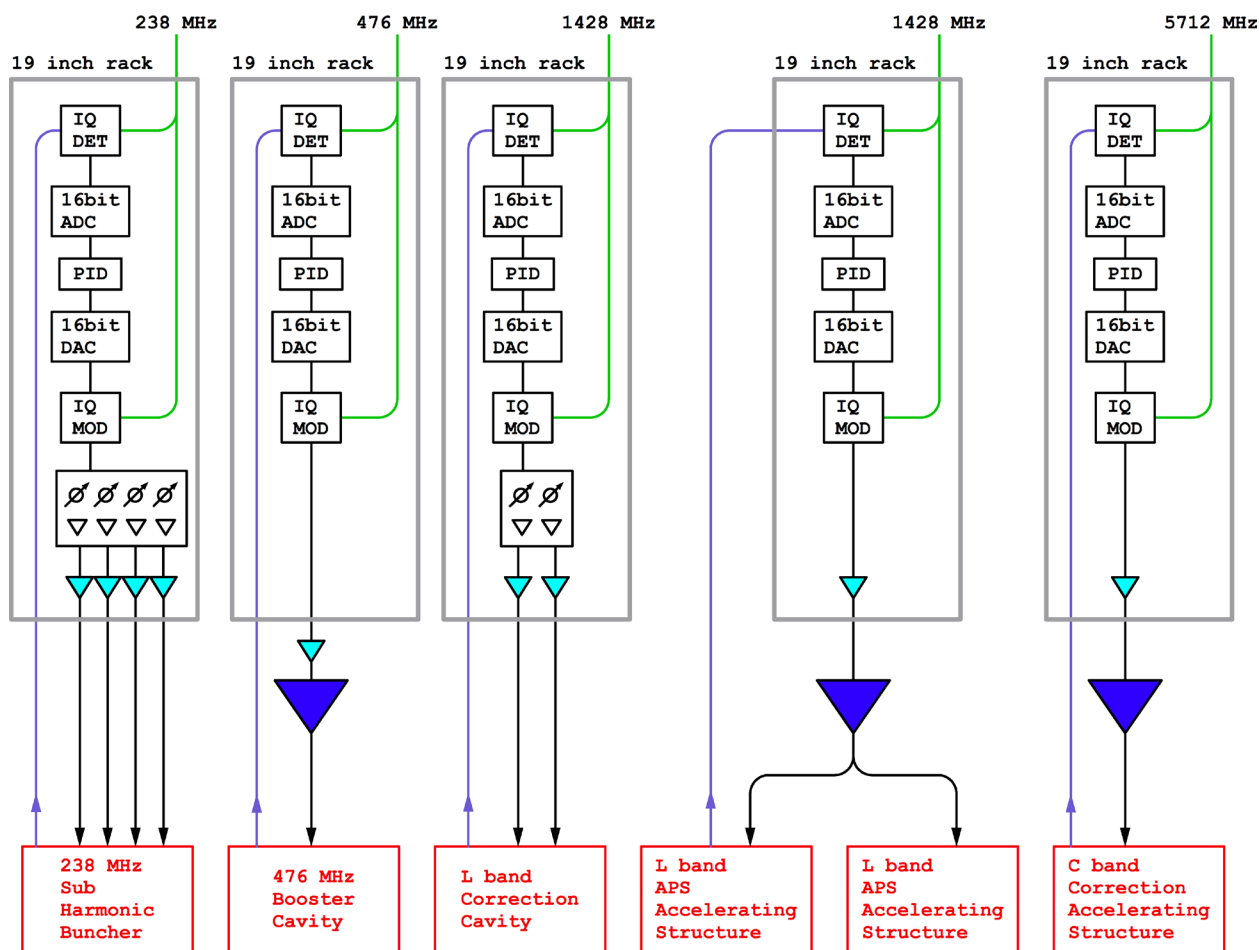


図5.2.1 電子入射器のRFブロック図。

表5.2.1 各RF空洞、およびRF増幅器の主要パラメータ（\*ビーム運転時の設定値である）。

	サブハーモニック バンチャー	ブースター 加速空洞	Lバンド 補正空洞	Lバンド APS 加速管	Cバンド 補正加速管
Frequency	238 MHz	476 MHz	1428 MHz	1428 MHz	5712 MHz
Type of cavity	Standing wave Reentrant	Standing wave Reentrant	Standing wave Reentrant	Standing wave APS	Traveling wave CZ
Accelerating mode	$\pi$	$\pi$	$\pi$	$\pi/2$	$3\pi/4$
Quality factor	15300	26000	20100	24700	10500
Coupling	1.56	1.66	3.02	1.46	1.5
Shunt impedance	5.94 M $\Omega$	7.8 M $\Omega$	6.68 M $\Omega$	30 M $\Omega$ /m	52.4 M $\Omega$ /m
*Gap voltage	200 kV	800 kV	140 kV		
*Gradient				12.5 MV/m	14.3 MV/m
Filling time	8 $\mu$ s	6.6 $\mu$ s	1.1 $\mu$ s	2.3 $\mu$ s	59 ns
Length	0.51 m	0.4 m	0.115m	2.0 m	0.59 m
Type of Amplifier	Solid-state	Solid-state + IOT	Solid-state	Solid-state + Klystron	Solid-state + Klystron
Output power (max)	14 kW	120 kW	5 kW	30 MW	50 MW
Pulse width	100 $\mu$ s	50 $\mu$ s	10 $\mu$ s	6 $\mu$ s	1 $\mu$ s



表5.2.2 各RF空洞に要求される安定度と実測値。

Parameter		Nominal setting	Tolerance (rms)	Measurement (SD)	Unit
熱電子銃	Amplitude	500 kV	0.003	0.003	%
238 MHz サブハーモニックバンチャー	Amplitude	200 kV	0.01	0.003	%
	Phase	-120 deg	0.01	0.006	deg
476 MHz ブースター加速空洞	Amplitude	800 kV	0.01	0.005	%
	Phase	-8 deg	0.02	0.001	deg
Lバンド補正空洞	Amplitude	140 kV	0.03	0.03	%
	Phase	-174 deg	0.06	0.02	deg
LバンドAPS加速管	Amplitude	40 MV	0.01	0.03	%
	Phase	-15 deg	0.06	0.04	deg
Cバンド補正加速管	Amplitude	4.3 MV	0.1	0.09	%
	Phase	-152 deg	0.1	0.06	deg

各RF空洞に要求される安定性能を達成するために、すべてのRF装置開発では、外乱要因として考えられる環境温度変化、電源変動、機械的振動に対する対策が講じられた。時間的にゆるやかなRF変動は、電力・位相帰還制御により安定化されるが、数十秒以下、あるいはショット毎の変動についても表5.2.2で示した安定度を満たさなければならない。そのため、速い変動、すなわち電源変動や機械的振動に対する安定化を念頭に置いた設計方針が立てられた。

238MHz、476MHz、Lバンド（1428MHz）、Sバンド（2856MHz）、Cバンド（5712MHz）の各高周波基準信号は、低雑音マスターオシレーター、波長多重用光信号送受信機、分配器、IQ変調器（IQ MOD）を介して各RF増幅部に入力する[19]。各RF空洞のRF入力電力・位相調整はVME高速D/A変換器により16ビットの分解能で制御される。また大電力RF伝送線路に設置される方向性結合器、ならびにRF空洞ピックアップモニター部からのRF電力・位相検出は、IQ復調器（IQ DET）と分解能が16ビットのVME高速 A/D変換器によりおこなわれる。

これら低電力RF制御システムは、ノイズレベルが30～400Hzにおいて、 $-140\text{dBc}/\sqrt{\text{Hz}}$ 以下となる低ノイズ電源により電力供給され、すべてのユニットが $26\pm 0.2^\circ\text{C}$ で温度管理された内部循環空気水冷型の19インチラックに収納される。基準RF信号の変動を抑えることは、高精度で安定したRFパラメータの設定を実現する。

この低電力RFシステムでは、238MHz サブハーモニックバンチャー、476MHzブースター加速空洞、Lバンド補正空洞のピックアップモニター部より検出される信号を用いて、常時、auto-level control (ALC)、phase-locked loop (PLL)による帰還制御がおこなわれる。またLバンド初段加速システム、ならびにCバンド補正加速管の大電力クライストロンを用いたシステムについては、クライストロンへのRF入力レベルを飽和レベルとしているので、PLL制御のみとなる。

各周波数で使用するすべての半導体RF増幅器、およびその制御回路においては、温度安定化された冷却水の導入、低雑音電源の採用、電磁シールド強化、制御部と電源部の配線経路の分離、筐体の機械的振動抑制のための防振材の使用等、徹底した安定化対策が施されている。

238MHzサブハーモニックバンチャーとLバンド補正空洞には、上述した半導体RF増幅器から、直接、低損失・位相安定化同軸ケーブルを介して各々14kW、5kWのRF電力が供給される[20, 21]。

476MHzブースター加速空洞には、半導体RF増幅器を介して誘導出力管（IOT: Inductive Output Tube）から同軸導波管を介して120kWのRF電力が供給される[22]。

初段加速システムであるLバンドAPS加速管とCバンド補正加速管については、前段半導体RF増幅器で飽和レベルに設定された入力RF電力で駆動するクライストロンの出力RF電力が供給される。

クライストロンからの出力RF電力は、クライストロン印加電圧で調整され、真空型矩形導波管を介して加速管へ供給される。

これらのRF空洞・加速管へのRF電力伝送、およびRFモニター用低電力伝送に使用する低損失・位相安定化同軸ケーブル、導波管は、断熱材と冷却水を用いた温度管理がなされており、常時、 $26 \pm 0.2^\circ\text{C}$ 以内に維持される。RF空洞本体の温度制御は、 $0.001^\circ\text{C}$ の設定精度をもつ精密温度調節装置により帰還制御された冷却水により $27 \sim 30^\circ\text{C}$ の範囲で設定され、その温度安定性は $\pm 0.005^\circ\text{C}$ に保たれる。

この冷却水流入によって引起こされるRF空洞本体の機械振動を抑えるために、RF空洞自体の重量を非常に重くし（ex. 238MHzサブハーモニックバンチャー：720kg）、さらにRF空洞が設置される架台についても温度変化に対して安定で、かつ重量のある石架台を採用している。

500kV電子銃、30MW Lバンドクライストロン、50MW Cバンドクライストロンの変調器電源においては、パルストランス、サイラトロン、PFN回路および保護回路などをひとつのタンクに収納した一体型構造をとっている。これらの構成機器が納められたタンクには絶縁油で満たされた密閉構造となるため、小型化とともに電磁ノイズを低減する。PFN回路への充電は50kV/2Aのインバーター方式の高電圧電源を用いる。この電源は主充電回路と出力を精密調整可能となる補充電回路を並列に用いることで、電圧安定度は0.001% (SD)を実現している。

以上に述べたRF機器の変動抑制対策を実施した結果、従来の線形加速器で扱われた同様の機器に比べて1桁以上高い安定化を実現する。ここからは、4.4節のRF機器の変動評価シミュレーションに対して、敏感にビームに影響する機器であった238MHzサブハーモニックバンチャー、ならびにLバンド初段加速システムについて説明する。

### 5.2.1. サブハーモニックバンチャー

500keVの非相対論的エネルギー領域の電子を扱う238MHzサブハーモニックバンチャーでは、わ

ずかな入力RF変動においてもその影響が軽減される処置を施してある。それは、図5.2.2に示すようにRF空洞内面の一部に厚さ7mmのSUSリングプレートを張り付け、積極的にRF損失を増やし、 $Q_0$ を半減させることで、RF空洞本体の振動などによる位相変動抑制効果を図っている[23]。

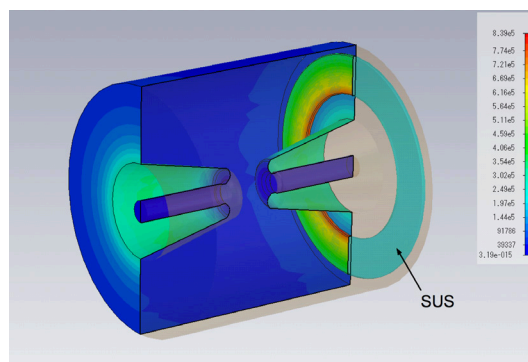


図5.2.2 サブハーモニックバンチャー内のRF電力消費分布。SUSリングプレートで電力損失総量の1/3を消費している。

図5.2.3には、238MHzサブハーモニックバンチャーに備わるRFピックアップモニターから得られるRF電力、位相の安定度測定結果を示す。この測定時のサブハーモニックバンチャーへの入力RF電力は8kWであり、ギャップ電圧は200kVを発生する。RF振幅、位相変動ともに許容値以下を満たしている。

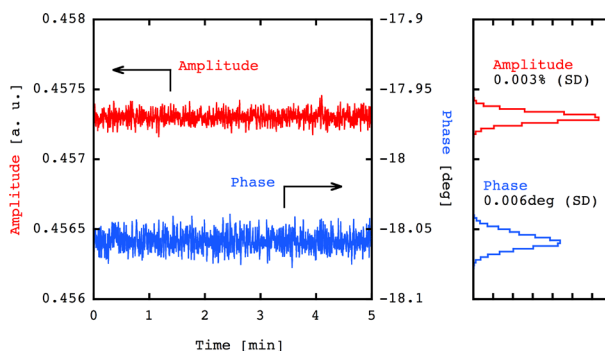


図5.2.3 238MHzサブハーモニックバンチャーのRF振幅、位相安定度測定結果。

## 5.2.2. Lバンド初段加速システム

### Lバンド APS 加速管

定在波型加速管の場合、RF 電力の入出力のための 2 つのカップラをもつ進行波型加速管と異なり、1 つのカップラが中央に配置される。したがって、この加速管に入射した直後の低いエネルギーのビームに対して、進行波型加速管を用いるより、カップラによる電界非対称性を原因とするエミッタンス増加が起こりにくい。そして、この加速管の中央に達したビームは既に十分に加速され、かつビームサイズが加速管入口に比べて絞られているので、カップラの非対称性には影響されにくい特徴をもつ。

この電子入射器の初段加速システムでは、安定な電場を発生し、かつエミッタンス悪化の抑制に寄与する Alternative Periodic Structure (APS) 構造を有する Lバンド 2m 長定在波型加速管を採用した。Lバンド APS 加速管は、アイドルセルをもつ 18 個の加速セルと中央のカップラセルで構成される。ディンプリングによる各セルの周波数精密調整により、電場分布の均一性は 98% 以上を達成し、最大 14mV/m の加速勾配を発生する。その他の主要性能は表 5.2.1 に示す。

### Lバンド大電力立体回路

図 5.2.4 には、2 本の Lバンド APS 加速管で構成される Lバンド加速システムのブロック図を示す。30MW クライストロンから 6 $\mu$ s の幅をもつ RF 電力が 3dB 電力分配器で分けられ、2 本の APS 加速管に入力される。クライストロンからの大電力 RF 伝送は真空型矩形導波管を採用する。この APS 加速管からの反射 RF 電力は、通常、SF<sub>6</sub> などの絶縁ガス中で動作可能なサーキュレータを使用して、クライストロン、および立体回路内の反射を抑制する。しかしながら、加圧導波管を用いた場合、SF<sub>6</sub> ガス圧力変化や温度依存性がもたらす RF 特性変化を有することから、本システムでは、2 本の加速管からの反射 RF 電力が 3dB 電力分配器で打ち消すように導波管長を合わせ込むことで、サーキュレータを用いずに安定した RF 電力伝送を可能とする方式を採用している。この

方式では、2 本の加速管の周波数特性を高精度に合わせることはもとより、立体回路を構成する導波管寸法の管理、および高精度におこなわなければならない。

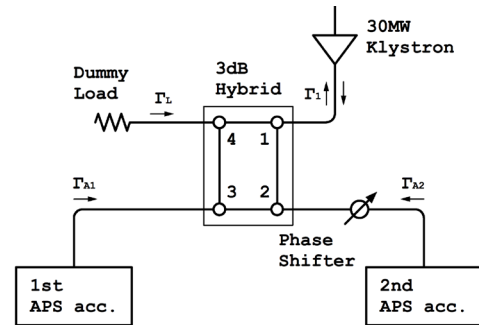


図 5.2.4 Lバンド初段加速システムの構成。

3dB 電力分配器の電力分配率が完全に等分であり、また 3dB 電力分配器から各 APS 加速管の電気長が等距離で、かつ各構成機器において理想的な VSWR が実現している場合には、加速管で発生する定常的な反射 RF 電力は終端負荷で消費される。しかしながら、実際の機器では、寸法交差、機器単体、および接続部で生じるわずかな反射 RF 電力などから、終端負荷での反射 RF 電力だけでなく、クライストロンへ戻る RF 電力が生じる。

クライストロンの安定動作を実現するために、その反射 RF 電力について、VSWR を 1.2 以下に制限するとき、3dB 電力分配器、および加速管に要求される各パラメータ許容値を算出する。

反射 RF 電力を見積もるには、各立体回路素子を散乱行列で定義し、各部の反射係数を得ることができる。3dB 電力分配器、移相器の散乱行列、ならびにこれらを用いた近似式を付録 B で説明する。

パルス変調がかけられた RF 電力が定在波型加速管に供給するとき生じる反射電圧  $V_b(t)$  は、

$$V_b = \left[ \frac{2\beta}{1+\beta} \left( 1 + 2iQ_L \frac{f-f_r}{f} \right) \right] \times \left[ 1 - \exp \left( i \frac{\pi f}{Q_L} t \right) \right] - 1 \exp(i\omega t) \quad (5.2.1)$$

となる。ここで、 $\beta$ は加速管の結合度、 $Q_L$ は加速管の負荷  $Q$  値、 $f$ は加速周波数、 $f_r$ は加速管の共振周波数である。

$n$  番目の加速管への RF 電力入力部における電圧反射係数  $\Gamma_{An}$  は

$$\Gamma_{An} \approx \frac{2\beta_n}{1+\beta_n} \left( 1 + 2iQ_{Ln} \frac{f-f_m}{f} \right) - 1 \quad (5.2.2)$$

と与えられ、さらに 3dB 電力分配器の電力入力部における電圧定在波比  $\Gamma_1$  は

$$\begin{aligned} \Gamma_1 \approx & \Gamma_h + (1 + \Gamma_p \Gamma_{A2}) \Gamma_{A2} r \exp(-2i\phi) \\ & - (1-r) \Gamma_{A1} + r \Gamma_p \\ & - \exp(-2i\theta) \Gamma_L r (1-r) \\ & \times \left[ (1 + \Gamma_p \Gamma_{A2}) \Gamma_{A2} r \exp(-2i\phi) + \Gamma_{A1} + \Gamma_p \right]^2 \end{aligned} \quad (5.2.3)$$

と近似できる。ここで  $\Gamma_h$  は 3dB 電力分配器の電圧反射係数、 $\Gamma_p$  は大電力移相器の電圧反射係数、 $\theta$  は終端負荷と 1 番目の加速管との電気長である。また、 $r$  は 3dB 電力分配器の電力分配率を表す。

本立体回路の場合、終端負荷からの  $\Gamma_L$  は無視できる。したがって、式(5.2.3)は  $r$ 、 $\beta$ 、 $f_r$ 、 $Q_L$ 、 $\Gamma_p$ 、大電力位相器の設定位相  $\phi$  を用いると

$$\begin{aligned} \Gamma_1 \approx & \Gamma_h + (\Gamma_{A2} + \Gamma_{A1}) \delta r \\ & + \frac{\partial \Gamma_A}{\partial \beta} [r \delta \beta_2 - (1-r) \delta \beta_1] \\ & + \frac{\partial \Gamma_A}{\partial f_r} [r \delta f_{r2} - (1-r) \delta f_{r1}] \\ & - \frac{\partial \Gamma_A}{\partial Q_L} [r \delta Q_{L2} - (1-r) \delta Q_{L1}] \\ & + (\Gamma_A^2 + 1) r \Gamma_p - 2ir \Gamma_{A2} \phi \end{aligned} \quad (5.2.4)$$

に近似できる。取得されたパラメータを式(5.2.4)に適用し、得られた計算結果を表 5.2.3 に示す。クライストロンへの VSWR を 1.2 以下、すなわち、電圧反射係数が 0.1 以下となるためには 2本の加速管の共振周波数差は 2.7kHz である。

表 5.2.3  $\Gamma_1 < 0.1$  の場合、算出される許容値。

	Tolerance
$\Gamma_h$	$< 0.025$
$\Gamma_p$	$< 0.05$
$r$	$3 \pm 0.1 \text{ dB}$
$\Delta f_{12}$	2.7 kHz
$\Delta \beta_{12}$	0.2
$\phi$	$\pm 7^\circ$

$$\Delta f_{12} = \delta f_{r1} - \delta f_{r2}, \quad \Delta \beta_{12} = \delta \beta_1 - \delta \beta_2$$

実際に立体回路を組み上げた後、低電力 RF 測定でクライストロンへの反射電力、すなわち VSWR は 1.2 以下であった。この値は安定運転可能な水準にある。

また、各加速管においても、10MW の RF 電力供給時の加速管温度と RF 位相との特性を取得し、クライストロンへの反射電力が最小となる加速管本体温度の微調整をおこなう。その結果を図 5.2.5.a、5.2.5.b にそれぞれ示す。6 $\mu$ s の RF パルス幅に対して、加速管 RF カップラ近傍に備わる RF ピックアップモニター部から検出される RF 位相がパルス内にわたってほぼ一定となる温度が最適値である。以上の結果より、第 1 加速管、第 2 加速管の設定温度は、それぞれ、28.25 $^\circ$ C、28.5 $^\circ$ C とした。

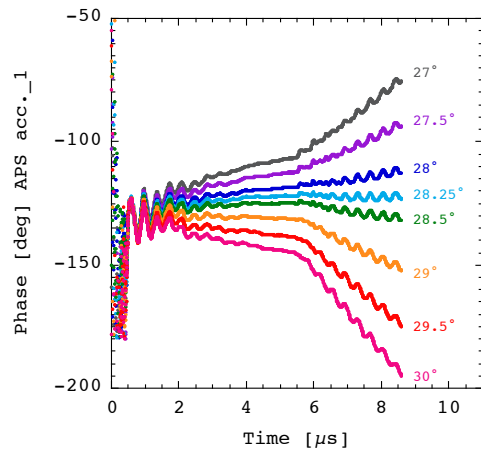


図 5.2.5.a L バンド APS 加速管 (第 1 加速管) の冷却水温度に対する加速管の RF モニターで得られた位相特性。

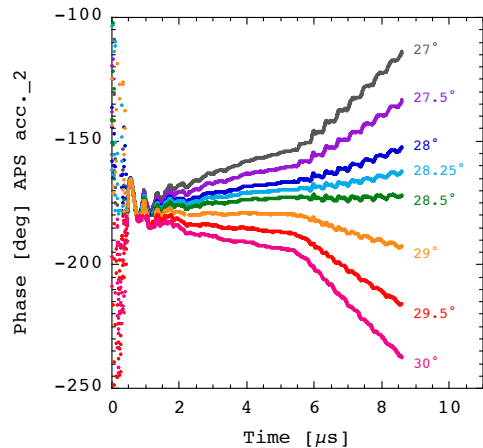


図 5.2.5.b LバンドAPS加速管（第2加速管）の冷却水温度に対する加速管のRFモニターで得られた位相特性。

### 5.3. 地磁気補正コイル

環境磁場のキャンセル補正は、電子入射器の1MeV以下の非相対論的エネルギー領域にわたって均一磁場となっていることが、必要条件である。電子入射器のような低エネルギー電子を取扱う場合、徹底した不正磁場の低減が重要である。イオンポンプ、ならびにコールドカソードゲージといった真空機器は永久磁石が装備されているため、ビームラインから離れた配置、または磁気シールド材の使用による対策を講じる必要がある。また加速器収納部のコンクリートシールド内に使われている鉄筋についても非磁性材料の使用により不正磁場を低減することも考えなければならない。

SACLA線形加速器のように、シールド建設後、上記の問題が判明した場合には、空芯コイルと交流電源を用いて環境磁場の均一化をおこなわなければならない。実際、電子入射器本体が設置される前の環境磁場は、図5.3.1に示すように不均一な磁場分布となっていた。これはコンクリートシールド内部に組み込まれた鉄筋が磁化しているためである。着脱磁用電源・空芯コイルによる消磁を実施した結果、図5.3.2に示すように0.03G以下の均一な環境磁場に抑えることができる[24]。

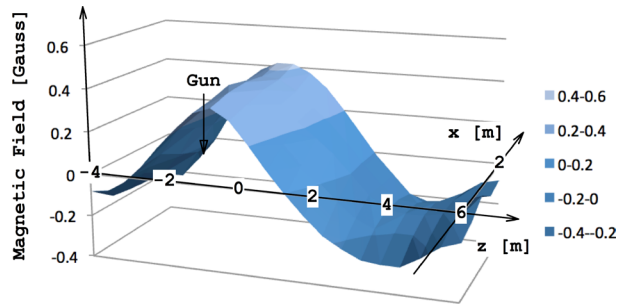


図 5.3.1 電子入射器設置箇所における消磁作業前の環境磁場分布。

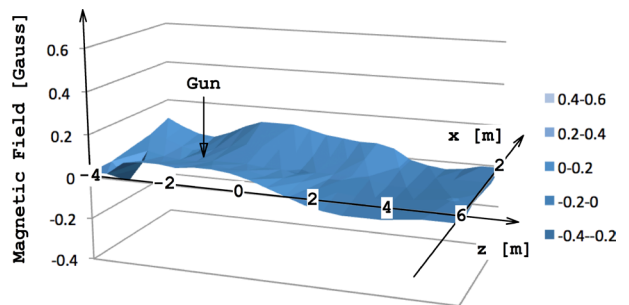


図 5.3.2 電子入射器設置箇所における消磁作業後の環境磁場分布。

## 6. 低エミッタンス電子入射器のビーム性能

本節では、SACLA 電子入射器のビームコミッションで得られたビーム性能を紹介する。熱電子銃から生成された 1mm mrad の低エミッタンスビームは適切に設定された機器パラメータにより 20A/10ps の単バンチを生成する。さらに電子入射器後方にある第 1 磁気バンチ圧縮器において、60A/3ps の単バンチ化を実現する。

多数の機器から構成されるこの電子入射器のビーム調整を効率的、かつ適切な段階を踏んで進めていく必要がある。ビーム調整は、ビーム軌道調整、磁気レンズ励磁量の最適化、RF 空胴のギャップ電圧・位相設定のためのビーム誘起位相測定、最後にエネルギーチャープの微調整といった順序で進められる。

### 6.1. ビーム性能

#### 6.1.1. エネルギープロファイル

各 RF 空胴の RF 電力、ならびに位相に関して、その設定値は PARMELA によるシミュレーションで最適化された値を用いる。RF 位相設定においては、ビームが RF 空胴へ到達するタイミングを正確に得ることが重要である。これはビームが RF 空胴への誘起電圧信号を基準 RF 位相と比較して得ることができる。この手法で取得されたビーム位相情報を用いて、予めシミュレーションで得られている表 5.2.2 に示した RF 空胴を位相設定する。ここで示される RF 位相は、クレスト位相からの相対値である。

L バンド加速システム、および C バンド補正加速管で 30MeV までエネルギー増幅されたビームに対して、第 1 磁気バンチ圧縮器のエネルギー分散部 ( $\eta = 170$  mm) に備わるスクリーンモニターで取得したエネルギープロファイルを図 6.1.1 に示す。比較のため、PARMELA により得られた計算結果を図 6.1.2 に示す。シミュレーションで与えられたエネルギープロファイルとほぼ同形状を形成していることがわかる。

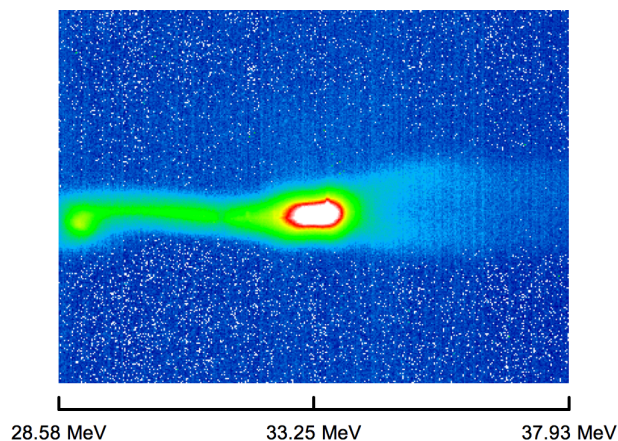


図 6.1.1 第 1 磁気バンチ圧縮器のエネルギー分散部におけるエネルギープロファイル (実測値)。

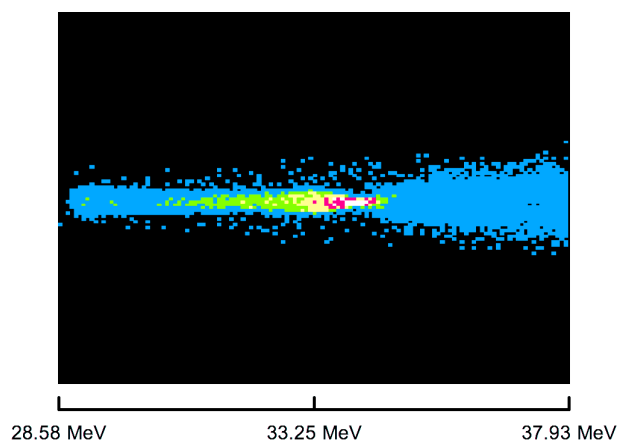


図 6.1.2 第 1 磁気バンチ圧縮器のエネルギー分散部におけるエネルギープロファイル (PARMELA によるシミュレーション結果)。

このエネルギー分布について、5mm 幅のエネルギースリットによるエネルギー選択をおこなう。これはビームの縦方向の選別も同時におこなうこととなるので、バンチ先頭、ならびに後方部分の電子が排除される。PARMELA で得られた計算結果によれば、1mm mrad 以下のエミッタンス部分を切出すことになる。

#### 6.1.2. ビームエミッタンス

第 1 磁気バンチ圧縮器のエネルギー分散部のビームスリットで選択されたビームの電荷量は 0.3nC である。第 1 磁気バンチ圧縮器以降の四極

電磁石とスクリーンモニターを用いた水平方向エミッタンス測定結果を図 6.1.3、垂直方向エミッタンスを図 6.1.4 に示す。取得されたそれぞれの射影エミッタンスは  $1.1\pi$  mm mrad であり、概ね設計値と一致している。

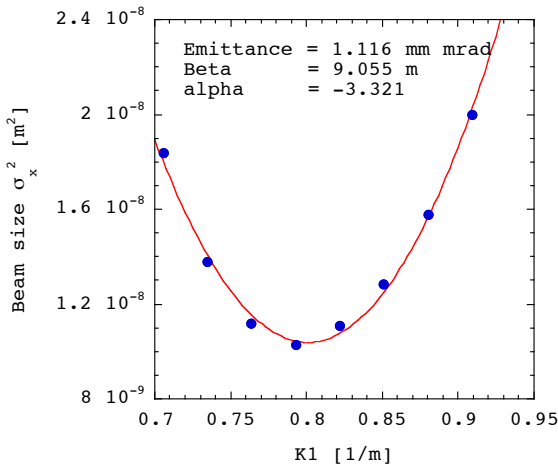


図 6.1.3 第1磁気バンチ圧縮器下流部の射影エミッタンス測定結果（水平方向）。

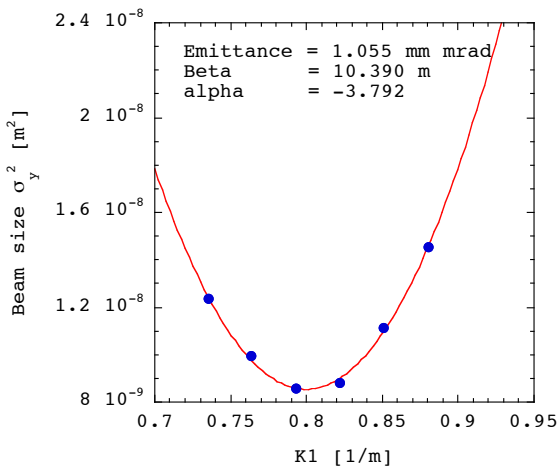


図 6.1.4 第1磁気バンチ圧縮器下流部の射影エミッタンス測定結果（垂直方向）。

### 6.1.3. ビーム安定度

電子入射器のビームエネルギー、およびビーム到達時間の変動量が重要であることは 4.4 節で述べた。各機器の設定が最適化された状態で、エ

ネルギー、および到達時間の安定度評価測定結果について示す。

電子入射器出口のエネルギー測定は第 1 磁気バンチ圧縮器のエネルギー分散部に備わるマルチストリップライン型 BPM を使用する。図 6.1.5 に示すように、エネルギー変動は 0.01% (SD) を達成している。要求されるエネルギー安定度は初段加速システムで決定づけられ、表 5.2.2 に示した加速振幅変動の許容値から 0.03% (rms) となり、実測されたエネルギー安定度はこの要求値を満足している。

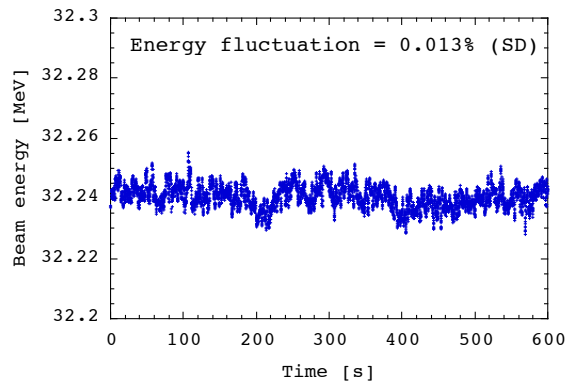


図 6.1.5 第1磁気バンチ圧縮器のエネルギー分散部に備わるマルチストリップライン型ビーム位置モニターによるエネルギー変動測定結果。10 分間のエネルギー変動量は、0.013% (SD) である。

図 6.1.6 には、電子入射器出口 (C バンド補正加速管後方) で取得されるビーム到達時間測定結果を示す。ビームの時間ジッターについても、表 5.2.2 で示したように、C バンド補正加速管が 50fs という最も厳しい値である。10 分間の測定時間において、取得された 35fs (SD) は目標値を満たしている。

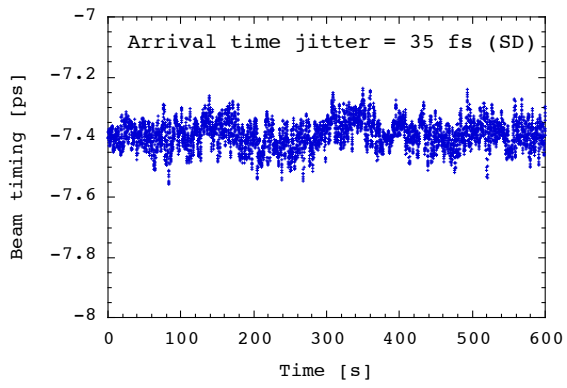


図 6.1.6 電子入射器出口 (Cバンド補正加速管後方) におけるビーム到達時間測定結果。10 分間の測定で 35fs (SD) を達成している。



## 7. おわりに

本テキストでは、電子線形加速器・入射器の開発史を見通しながら、その機能と特徴を示し、これを踏まえて SACLA の電子入射器を紹介した。

SACLA 電子入射器は、“温故知新”の精神にもとづき、熱電子銃、多段式バンチャーシステムが用いられ、機能分離型電子入射器として構築された。低エミッタンスビームを高安定に生成するための設計指針、構成機器の機能、電子ビーム性能についてお伝えできれば幸いである。

## 謝辞

本講義、およびテキスト執筆の機会をいただいた理化学研究所 大竹雄次チームリーダーに心から感謝の意を表します。

本稿執筆において、理化学研究所 渡川和晃チームリーダーには、ビーム物理、機器特性など、多岐にわたって有益な議論とともに、多くのコメントをいただきました。高輝度光科学研究センター加速器部門 花木博文グループリーダー、鈴木伸介チームリーダー、近藤力氏には、本テキストの査読、丁寧なコメントをいただきました。心より感謝申し上げます。

本稿で記した先端加速器 SACLA の電子入射器の設計、製作という貴重な機会に恵まれ、また機器製作の間は、多くの方々に貴重なアドバイスをいただきました。この場を借りて心から御礼申し上げます。

## 付録 A

SACLA 電子入射器において、SUPERFISH/POISSON で得られる各機器の電場・磁場分布を用いて作成する PAEMELA input file について説明する。とくに、PARMELA 上で element ("cell"、"trwave") の合成によって構築する定在波型加速管、ならびに進行波型加速管について実例を示す。PARMELA の計算手順、input file 作成に関して、取扱説明書が整備されている。この取扱説明書では、各 element ("drift"、"cell"、"trwave"、"poisson"、"quad" など) の設定内容とその方法についての記載があるので、必要に応じて参照されたい[17]。

### 単セル定在波型 RF 空洞

PARMELA input file に記載される単セル定在波型 RF 空洞の例として、238MHz サブハーモニックバンチャーを例として以下に示す。

```
---
cell 51 2 1 138 0.39 21 1 -1 238
cfield 21
238MHZ01.T7
---
```

単セル定在波型 RF 空洞の記述は"cell"を使用する。この設定内容について、表 A.1 にまとめる。

表 A.1 PARMELA input file の"cell"の内容 (238MHz サブハーモニックバンチャー)。

L	RF 空洞長	51	cm
$R_s$	有効半径	2	cm
Output Flag	ファイル出力	1	
$\phi_0$	RF 位相	138	deg
$E_0$	RF 電場強度	0.39	1MV/m *0.51*0.39 = 200kV
CellType	RF 空洞番号	21	
$\Delta\Phi_{\max}$	空洞内計算の 微小位相幅	1	deg
Config	空洞モデル	-1	
$f_{\text{cell}}$	励振周波数	238	MHz

SUPERFISH に備わる電磁場分布のマッピングプログラム (SF7) により、RF 空洞内の平均電場強度を 1MV/m で規格化した T7 ファイルを作成する。T7 ファイルは cfield で定義した RF 空洞番号に対応し、上記した input file の例では、238MHZ01.T7 である。

### 多数セル定在波型加速管

L バンド APS 加速管の input file を以下に示す。単セル定在波型 RF 空洞と同様に"cell"を用いてパラメータを設定する。加速管のセル数分"cell"を記述する。隣り合うセル間の RF 位相差は 180deg に設定する。加速管入口・出口セル (L-END01.T7)、ならびにレギュラーセル (L-CENT01.T7) に対して T7 ファイルを作成し、これを用いる。

```
---
cell 14.8516 1.2 1 327.5 9.41 17 1 -1 1428
cfield 17
L-END01.T7
cell 10.4968 1.2 1 147.5 13.32 16 1 -1 1428
cfield 16
L-CENT01.T7
cell 10.4968 1.2 1 327.5 13.32 16 1 -1 1428
cell 10.4968 1.2 1 147.5 13.32 16 1 -1 1428
...
cell 10.4968 1.2 1 327.5 13.32 16 1 -1 1428
cell 10.4968 1.2 1 147.5 13.32 16 1 -1 1428
cell 14.8516 1.2 1 327.5 9.41 17 1 1 1428
---
```

### 進行波型加速管

C バンド補正加速管の input file を以下に示す。進行波型加速管入口・出口は"cell"、レギュラーセルについては"trwave"を用いる。加速管入口・出口部分、および隣り合う"trwave"を合計して 1 セルを表す。また、加速管入口部分の"cell"、"trwave"の RF 位相差は-90deg、出口部分の"trwave"、"cell"の位相差は+180deg とする。レギュラーセルについては、セルの数だけ"trwave"を記述し、同じパラメータを設定す

る。SF7 で得る電界分布は境界条件の異なる 2 つの T7 ファイルを使用する (C-COS-01.T7、C-SIN-01.T7)。加速管入口・出口の T7 ファイルは、C-END01.T7 である。"trwave" の設定内用は表 A.2 にまとめる。

```

---
cell 3.1 0.77425 1 140 4.0 15 1 -1 5712
cfield 15
C-END01.T7
trwave 0.9841 0.77425 1 50 11.4 10 1 5712 14 -5 5 0.75 19
trwfield 14
C-COS-01.T7
C-SIN-01.T7
trwave 1.9682 0.77425 1 50 11.4 10 1 5712 14
trwave 1.9682 0.77425 1 50 11.4 10 1 5712 14
...
trwave 1.9682 0.77425 1 50 11.4 10 1 5712.0 14
trwave 1.9682 0.77425 1 50 11.4 10 1 5712.0 14
trwave 0.9841 0.77425 1 50 11.4 10 1 5712 14 -5 5 0.75 19
cell 3.1 0.77425 1 230 4.0 15 1.0 1 5712
---

```

表 A.2 PARMELA input file の"trwave"の内容 (Cバンド進行波型加速管のレギュラーセル)。

L	RF 空洞長	1.9682	cm
$R_a$	有効半径	0.77425	cm
Output Flag	ファイル出力	1	
$\phi_0$	RF 位相	50	deg
$E_0 T$	RF 電場強度	11.4	
TRWtankNumber	加速管番号	10	
$\Delta\Phi_{max}$	空洞内計算の 微小位相幅	1	deg
$f_{TR}$	励振周波数	5712	MHz
TRWcellType	RF 空洞番号	14	
$N_L$	高調波の最小 次数	-5	
$N_U$	高調波の最大 次数	5	
PhaseLength	1 セル当りの 位相シフト量	0.75 ( $3\pi/4$ )	
TRWcells	全セル数	19	

## 磁気レンズ

PARMELA input file で収束磁場を表すには、"coil"と"poisson"を用いる。"coil"はビーム軸上に広く分布するソレノイド磁場を表す。一方、局所的な磁場分布を発生する磁気レンズについては POISSON で計算した結果を用いる。input file では、"poisson"により、その磁場強度、および分布を設定する。SF7 で得られた T7 ファイル (SINGLE07.T7) を用いた、input file を以下に示す。

```

---
poisson 1.75 -1.0952648 0 0 0 0 1
SINGLE07.T7
poisson 72.25 -0.69692 0 0 0 0 2
SINGLE07.T7
poisson 163.1 -0.6000848 0 0 0 0 3
SINGLE07.T7
...
---

```

## 電子ビームの初期設定

仮想陰極から放出される電子ビームの各パラメータは、以下の element で規定される。

- ビーム電流 "scheff"
- 初期エネルギー "run"
- 初期ビーム位相 "run"
- 電子分布 "input"
- 粒子数 "input"

電子ビームの粒子分布について、以下の設定方法、分布の種類を用意している。

### 1) 位相空間上で規定された楕円内の乱数分布

- input type 1 or 10  
(input 1  $N_A \alpha_x \beta_x \epsilon_x \alpha_y \beta_y \epsilon_y \alpha_z \beta_z \epsilon_z \dots$ )  
(input 1  $N_A \alpha_x \beta_x \epsilon_x \alpha_y \beta_y \epsilon_y \Delta\phi \Delta W \dots$ )
- input type 2 or 20  
(input 2  $N_A \alpha_x \beta_x \epsilon_x \alpha_y \beta_y \epsilon_y \alpha_z \beta_z \epsilon_z \dots$ )  
(input 2  $N_A \alpha_x \beta_x \epsilon_x \alpha_y \beta_y \epsilon_y \Delta\phi \Delta W \dots$ )

- input type 5 or 50  
(input 5  $N_A \alpha_x \beta_x \epsilon_x \alpha_y \beta_y \epsilon_y \alpha_z \beta_z \epsilon_z \dots$ )  
(input 5  $N_A \alpha_x \beta_x \epsilon_x \alpha_y \beta_y \epsilon_y \Delta\phi \Delta W \dots$ )
- input type 6 or 60  
(input 6  $N_A \alpha_x \beta_x \epsilon_x \alpha_y \beta_y \epsilon_y \alpha_z \beta_z \epsilon_z \dots$ )  
(input 6  $N_A \alpha_x \beta_x \epsilon_x \alpha_y \beta_y \epsilon_y \Delta\phi \Delta W \dots$ )
- input type 8  
(input 8  $N_A \alpha_x \beta_x \epsilon_x \alpha_y \beta_y \epsilon_y \Delta\phi \Delta W \dots$ )

## 2) EGUN の出力データの適用

- input type 3

## 3) 粒子毎に位置と角度を規定

- input type 4  
(input 4  $x \ x' \ y \ y' \ \phi \ W \dots$ )

## 4) Kpachinskiy-Vladimirskiy 分布

- input type 7  
(input 7  $N_A \alpha_x \beta_x \epsilon_x \alpha_y \beta_y \epsilon_y \Delta\phi \Delta W \dots$ )

## 5) 正規分布・均一分布

- input type 9  
(input 9  $N_A \sigma_r \tau_{max} \sigma_v \phi_{max} \dots$ )

## メッシュサイズ、粒子数の設定

空間電荷効果の設定は”scheff”でおこなわれる。その計算精度は、粒子数とメッシュサイズで規定される。横方向 ( $\Delta R_{SC}$ 、 $N_R$ )、および縦方向 ( $\Delta Z_{SC}$ 、 $N_z$ ) のメッシュサイズを設定するが、バンチ内電荷密度の変化に対して、最適化する必要がある。

ここでは、SACLA 電子入射器の非相対論的エネルギー領域である電子銃から 476MHz ブースター加速空洞後方 (電子銃から 4m) の縦方向メッシュサイズ依存性を示す。設定した粒子数は 10000 個で、横方向メッシュサイズは 0.25mm とした。

また、バンチ長に応じて、領域を 2 つに分けてメッシュサイズを決定する。

図 A.1 には、電子銃から 476MHz ブースター加速空洞入口まで (電子銃から距離 2.7m)、縦方向メッシュサイズに対する 476MHz ブースター加速空洞入口でのビームサイズ ( $x$ )、ならびに運動量 ( $x'$ ) への影響を示す。また図 A.2 には 476MHz ブースター加速空洞から 1.4m の地点 (L バンド APS 加速管手前) における縦方向メッシュサイズに対するビームサイズ ( $x$ ) 運動量 ( $x'$ ) への影響を示す。

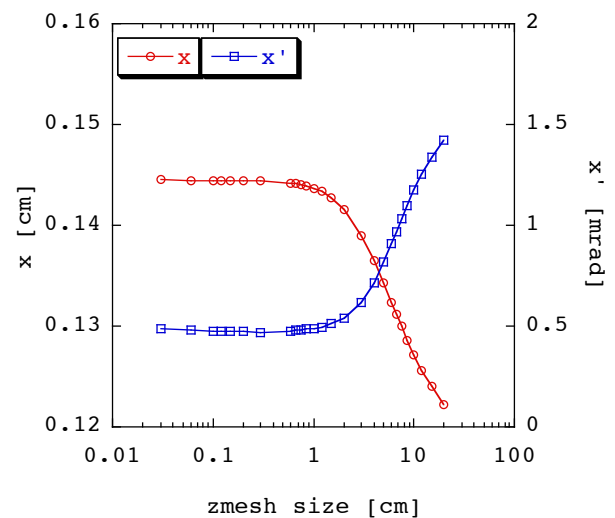


図 A.1 電子銃から 476MHz ブースター加速空洞入口までの縦方向メッシュサイズによるビームサイズ、運動量への影響。

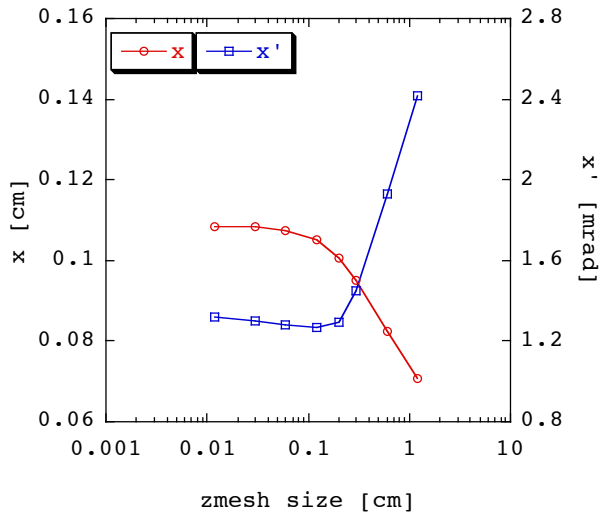


図 A.2 476MHz ブースター加速空洞入口から 1.3m 後方までの縦方向メッシュサイズによるビームサイズ、運動量への影響。

以上の結果から、縦方向メッシュサイズに対して、ほぼ一定のビームサイズ、および運動量となる値を見出すことができる。この結果を表 A.3 にまとめる。

表 A.3 縦方向メッシュサイズによる依存性。

計算範囲	バンチ長	エネルギー	電子銃からの距離	最適な縦方向メッシュサイズ ( $\Delta Z_{sc} / N_z$ )
電子銃 ↓ 476MHz ブースター加速空洞入口	1ns - 450ps (300mm - 135mm)	0.5MeV - 0.4MeV	270cm	< 5mm
476MHz ブースター加速空洞入口 ↓ Lバンド補正空洞出口	450ps - 10ps (135mm - 3mm)	0.4MeV - 1MeV	410cm	< 0.5mm

## 付録 B

Lバンド大電力立体回路システムの反射 RF 電力について、各機器の散乱行列を用いて計算する。図 B.1 には散乱行列で表現する 2 開口回路を示す。また、Lバンド大電力立体回路システムを図 B.2 に示す。

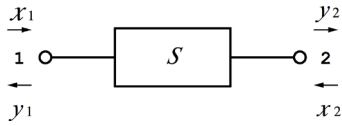


図 B.1 2 開口回路モデル。

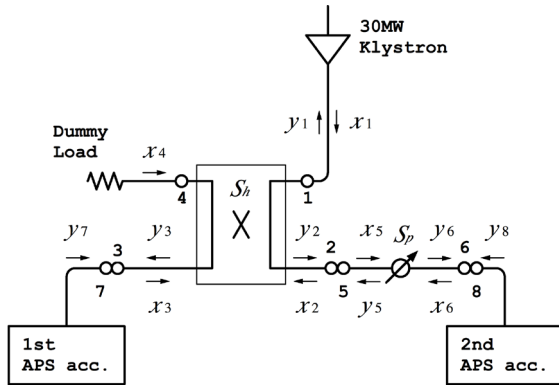


図 B.2 Lバンド大電力立体回路システムのモデル。

2 開口回路の散乱行列は

$$\begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} \quad (\text{B. 1})$$

と表す。ここで  $x, y$  は複素数とする。 $\Gamma$  は各素子の反射係数で位相シフトを含む複素数とする。すなわち  $\Gamma = |\Gamma|e^{i\theta}$  とする。立体回路で使用する方向性結合器からの反射 RF 電力は無視できるとする。また、移相器の各開口部の反射係数を  $\Gamma_5, \Gamma_6$  とし、各加速管の反射係数を  $\Gamma_7, \Gamma_8$  とする。

3dB 電力分配器 ( $S_h$ ) と移相器 ( $S_p$ ) の散乱行列を以下に示す。ここでは、移相器の移相量を  $\phi$  (可変範囲は  $\pm 7.5^\circ$ ) とする。

$$S_h = \begin{bmatrix} 0 & \sqrt{r} & i\sqrt{1-r} & 0 \\ \sqrt{r} & 0 & 0 & i\sqrt{1-r} \\ i\sqrt{1-r} & 0 & 0 & \sqrt{r} \\ 0 & i\sqrt{1-r} & \sqrt{r} & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{B. 2})$$

$$S_p = \begin{bmatrix} \Gamma_5 & \sqrt{1-|\Gamma_6|^2}e^{-i\phi} \\ \sqrt{1-|\Gamma_5|^2}e^{-i\phi} & \Gamma_6 \end{bmatrix} \quad (\text{B. 3})$$

以下の条件を仮定する。

$$x_3 = \Gamma_7 y_3, \quad x_4 = 0, \quad x_6 = \Gamma_8 y_6 \quad (\text{B. 4})$$

3dB 電力分配器について

$$y_1 = \sqrt{r}x_2 + i\sqrt{1-r}x_3 \quad (\text{B. 5})$$

$$y_2 = \sqrt{r}x_1 + i\sqrt{1-r}x_4 = \sqrt{r}x_1 \quad (\text{B. 6})$$

$$y_3 = i\sqrt{1-r}x_1 + \sqrt{r}x_4 = i\sqrt{1-r}x_1 \quad (\text{B. 7})$$

$$y_4 = i\sqrt{1-r}x_2 + \sqrt{r}x_3 \quad (\text{B. 8})$$

となる。また、移相器については

$$\begin{aligned} y_5 &= \Gamma_5 x_5 + \sqrt{1-|\Gamma_6|^2}e^{-i\phi}x_6 \\ &= \Gamma_5 y_2 + \sqrt{1-|\Gamma_6|^2}e^{-i\phi}\Gamma_8 y_6 \end{aligned} \quad (\text{B. 9})$$

$$\begin{aligned} y_6 &= \sqrt{1-|\Gamma_5|^2}e^{-i\phi}x_5 + \Gamma_6 x_6 \\ &= \sqrt{1-|\Gamma_5|^2}e^{-i\phi}y_2 + \Gamma_6 \Gamma_8 y_6 \end{aligned} \quad (\text{B. 10})$$

となる。式 (B. 10) に式 (B. 6) を代入して

$$y_6 = \frac{\sqrt{1-|\Gamma_5|^2}}{1-\Gamma_6\Gamma_8} \sqrt{r}e^{-i\phi}x_1 \quad (\text{B. 11})$$

を得る。さらに式 (B. 9) と式 (B. 11) より

$$x_2 = x_1 \left( \Gamma_5 \sqrt{r} + \frac{\sqrt{1-|\Gamma_5|^2} \sqrt{1-|\Gamma_6|^2}}{1-\Gamma_6\Gamma_8} \Gamma_8 \sqrt{r} e^{-2i\phi} \right) \quad (\text{B. 12})$$

となる。式 (B. 12) を式 (B. 5) に代入して

$$\begin{aligned}
\Gamma_1 &= \frac{y_1}{x_1} \\
&= \frac{\sqrt{1-|\Gamma_5|^2}\sqrt{1-|\Gamma_6|^2}}{1-\Gamma_6\Gamma_8}\Gamma_8\sqrt{r}e^{-2i\phi} \\
&\quad -(1-r)\Gamma_7+r\Gamma_5
\end{aligned}
\tag{B.13}$$

を得る。式(B.13)の第1項の分数部分について1と近似すると

$$\Gamma_1 = \Gamma_8 r e^{-2i\phi} - (1-r)\Gamma_7 + r\Gamma_5 \tag{B.14}$$

を得る。式(B.14)第1項は第2加速管からの反射RF電力、第2項は第1加速管からの反射RF電力であり、 $\phi$ を適切な値とすれば、両者はほぼキャンセルできる。

## 参考文献

- [1] D. W. Duopn, “The Story of Stanford’s Two-mile-long Accelerator”, SLAC-62 (1966).
- [2] E. L. Ginzton, W. W. Hansen and W. R. Kennedy, “A Linear Electron Accelerator”, The Review of Scientific Instruments, Vol.19, Num. 2, pp. 89-108 (1948).
- [3] E. L. Ginzton (大沢寿一 訳), “われら電子を加速せり”, 岩波書店 1997.
- [4] R. B. Neal, “The Stanford Two-mile Accelerator”, W. A. Benjamin, Inc. (1968).
- [5] G. Mavrogenes, et al., “Subnanosecond High-intensity Beam Pulse”, 1973 Particle Accelerator Conference, San Francisco, CA, pp. 919-922 (1973).
- [6] N. J. Norris and R. K. Hanst, “Velocity Modulation System for Enhancement of 50 picosecond Radiation Pulse”, 1969 Particle Accelerator Conference, Washington, DC, pp. 323-328 (1969).
- [7] S. Takeda, et al., “High-current Single Bunch Electron Linear Accelerator”, 1985 Particle Accelerator Conference, Vancouver, BC, pp. 3219-3221 (1985).
- [8] Y. Tabata, et al., “A 35 MeV Electron Linear Accelerator Project at Nuclear Engineering Research Laboratory, University of Tokyo”, Journal of the Faculty of Engineering, The University of Tokyo (B) Vol. XXXIV, No. 4. (1978).
- [9] J. S. Fraser, et al., “Photocathodes in Accelerator Applications”, 1987 IEEE Particle Accelerator Conference, Washington, DC, pp. 1705-1709 (1987).
- [10] K. Togawa, et al., “CeB<sub>6</sub> Electron Gun for Low-emittance Injector”, PRST-AB, 10, 020703 (2007).
- [11] 大沢哲, “電子銃”, OHO 1990 テキスト.
- [12] 栗木雅夫, “電子源”, OHO 2002 テキスト.
- [13] 栗木雅夫, “粒子源の設計と現状”, OHO 2006 テキスト.
- [14] K. R. Spangenberg, “Vacuum Tubes”, McGRAW-HILL Book Company, Inc. (1948).
- [15] J. M. Ponce de Leon, “Design of the Bunching Section of the Stanford Mark IV Linear Accelerator”, Stanford M. L. Report, No. 265 (1957).
- [16] M. B. James, “Production of High Intensity Electron Bunches for the SLAC Linear Collider”, SLAC-319, (1987).

- [17] L. M. Young, "PARMELA", Los Alamos National Laboratory report LA-UR-96-1835 (Revised April 22, 2003).
- [18] H. Tanaka et al., "XFEL/SPring-8 のバンチ圧縮性能に及ぼす RF 機器変動の影響評価", 第 4 回加速器学会年会, 和光, pp.613-615 (2007).
- [19] Y. Otake, et al., "Timing and LLRF System of Japanese XFEL to Realize Femto-second Stability", 2007 International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems, Knoxville, Tennessee, pp. 706-710 (2007).
- [20] T. Shintake et al., "高安定ソリッドステート高周波アンプの開発", 第 2 回日本加速器学会・第 30 回リニアック技術研究会, 鳥栖市, pp. 314-316 (2005).
- [21] T. Asaka et al., "XFEL/SPring-8 入射部に置く高周波システムの開発", 第 6 回日本加速器学会・第 30 回リニアック技術研究会, 東海村, pp. 906-910 (2009).
- [22] T. Yamamoto et al., "XFEL 入射器のための 476MHz 高周波増幅器", 第 6 回日本加速器学会・第 30 回リニアック技術研究会, 東海村, pp. 1181-1183 (2009).
- [23] T. Hashirano, et al., "SASE-FEL 用 238MHz 空洞の開発", 第 2 回日本加速器学会・第 30 回リニアック技術研究会, 鳥栖市, pp. 340-342 (2005).
- [24] S. Matsui, et al., "XFEL 加速器トンネル内の地球磁場と鉄筋の消磁", 第 7 回日本加速器学会 姫路市, pp. 268-272 (2010).