

## 1. 序

電子線形加速器（電子リニアック）は、低エネルギーの工業用、医療用リニアックとして、あるいは高エネルギー物理学や放射光利用実験のためのリング型加速器の入射器として用いられることが多い。入射器として用いられる多くの場合、リニアックのエネルギーは、リングのエネルギーと必ずしも同じである必要はなく、リングをシンクロトロンにするか、途中にブースターリングをおくのが普通である。リニアックのエネルギーは単位長さ当たりの加速勾配と加速距離の積で決まるが、現在、最も一般的な加速方式（高周波による加速）での加速勾配は、20～30 MeV/m（実際に運転に供されているもの）なので、たとえば数 GeV 級のリニアックを作ろうとすると、全長が数百メートルを超える巨大な装置となってしまう。したがって、リニアックのエネルギーをリングのエネルギーと同じにすること、すなわち入射器として高エネルギーリニアックを作ること、特別な場合を除いてあまり行われな。一方、入射器として大強度ビームが要求される場合があるが、ブースターリングをおくならば、場合によってはリニアック自体を大強度化する必要もない。さらに、ビームの高品質化（低エミッタンス化など）を求められる際は、リニアックの途中にダンピングリングを配し低エミッタンス化を図ることもできる。それでは、電子リニアックはもはや、これといった基礎的開発要素もない興味の薄れた加速器なのだろうか。

本稿の目的は、実はそうではない、ということを理解し、今後の電子リニアックの発展を期することにある。そんなことは当たり前ではないか、と思われる方もおられるであろうが、そのように

考える根拠は、たとえばリニアコライダーや、自由電子レーザー(FEL)等のためのリニアックを想定され、そのための夢のある基礎開発研究が現在活発に行われているという認識に基づくのではないかと推察される。しかし、ここで強調したいのは、現在稼働中のリニアックの運転経験において蓄積された実際的なノウハウを通して、リニアックの全体的かつ系統的な理解を深めることである。すなわち、個々の加速器構成部品の性能の向上からビーム性能を期待するだけでなく（絵に描いた餅ではなく）、その結果、実際のリニアックのビーム実現にそれがどのように寄与しているかを、具体的みていくことである。そこには、表面上は斬新で画期的な事柄は少なく一見地味なことが多いかもしれないが、地に足のついた着実な研究成果が確実にあり、結果として、電子リニアックの発展に期待が寄せられている。その点をぜひ汲み取って頂きたい。なお、こうした成果は、上述の夢のある基礎開発研究等と自ずと結びついていくものであり、今後の電子リニアックの発展もそれなくしてはあり得ないと考えている。

現在、KEK における KEKB やアメリカのスタンフォード線形加速器センター(SLAC)の PEP-II など、B ファクトリ実験用入射リニアックだけでなく、国内外を含めて多くの電子リニアックが入射器として稼働している。これらのいくつかは、歴史も古く、今とは異なり全長が数百メートルを超える巨大なもの(KEKB、PEP-II リニアックはその代表例)である。本稿では、具体的例として KEKB リニアックにおいてビーム調整から安定運転の実現までの道筋を示していく。さらに近未来の改造計画のための R&D について概説する。

本稿の構成は以下の通りである。本稿では、電

リニアックの全体的な理解を中心に据え、どのような設計指針でリニアックを作り、どのようにビーム調整を進めるのかを具体例を通じて明らかにすることを目的とする。したがって、電子リニアックの定義、歴史、各構成要素の役割や動作原理などについては、既に優れた解説が過去にいくつもあるので、繰り返すことはしない。たとえば、過去の OHO セミナーでの解説や、今回の最新の技術を取り込んだ解説を参照されたい。ただし、必要最小限の知識という意味で、電子リニアックの原理に関わる基礎的な事柄の説明を簡単に行い、次に、実際のビーム調整の観点から、各構成要素においてどのような点が重要となってくるかを具体的に説明する。その上で、実際のビーム調整方法を呈示する。最後に、これまでの経験から得られたノウハウをもとに、これからのリニアックについて考えてみたい。

## 2. 電子線形加速器の原理概要

### 2.1 電子ビームの発生と集群

電子リニアックにおいては、ビームは通常 1 ns から 1  $\mu$ s の幅をもったパルス状であり、尖頭電流は概ね 10 mA から 10 A 程度の範囲にある。パルス幅は用途によって異なるが、高周波を用いてビーム加速を行う場合、使用高周波の周期の数十分の一の幅のマイクロパルスの連なりからなっており、その連なりの長さを通常パルス幅と呼んでいる。個々のマイクロパルス（これをバンチと言う）の幅は高周波の周波数によって変わるが、0.1 から 10 ps 程度のものが多い。尖頭電流は大量の陽電子発生のための一次ビームの場合、10 A に達するような大電流となるが、普通は高々数百 mA 程度の低電流である。ここでは、このような電子ビームが、

どのようにして作られるかを簡単に説明する。

通常、電子は金属表面から熱電子放出、電界電子放出、光電子放出などの過程をへて取り出される。放出された電子は、印加電圧によるが、普通数 10 keV から数 100 keV の運動エネルギーを持っている。放出の過程によっては工夫次第（RF 電子銃など）で、放出電子のエネルギーを大きくし、ある程度バンチ構造をもたせることができるが、ここでは、電子銃からは適当な長さの準相対論的速度をもった一様パルスが放出されていると仮定する。このパルスが、ビームと同じ方向に進む高周波（進行波）によって集群され、バンチ構造ができていく過程を考える。以下で明らかになるように、一般に、ビームは集群とともに加速されるので、集群が終了した段階では電子の速度はほぼ光速となる。したがって、通常の低電流リニアックの場合、ビームの重要な性質はこの段階で決まってしまう。集群部までをしばしば入射部と呼ぶことがあるが、電子リニアックの原理を理解することは、この入射部におけるビームの挙動を知ること凝縮している。もっとも、陽電子発生用の一次ビームのような大電流ビームの場合は、入射部以降においても、ビーム自身の誘起する高周波（ウェーク場と呼ぶ）の影響などによってビームの性質が大きく左右されるので、その場合は別途検討する必要があるが、本節では触れない。

一般に、進行波型加速管（山口氏の解説参照）内での高周波の振舞いは複雑であるが、第一近似としては、粒子から見るとある特定のモード（基本モード）の波との相互作用を考えるだけで十分である。あるいは、加速管とはできる限りそのように作るものであると言ってもいい。また、相互作用と言っても、当面は基本モードが外場として

与えられたとして、粒子が波に与える影響は考えない。この基本モードの位相速度と粒子自身の速度の関係から、集群や加速の様子が理解される。

電子ビームは基本モードの波長程度の長さをもった一様ビームとしよう。電子の進行方向（ $z$ とする）の運動方程式は

$$\frac{dp_z}{dt} = eE_z \sin \omega \left( t - \int \frac{dz}{v_p} \right) \quad (2.1)$$

と書ける。ここで、 $z$ と $p_z$ は電子の $z$ 方向の座標と運動量、 $E_z$ は $z$ 方向の電場の強さ、 $\omega$ は基本モードの角周波数、 $v_p$ は位相速度である。加速管の各部での進行方向の電場成分と位相速度を与えれば、この式から電子の進行方向の運動は全て求まるが、このままでは分かりにくいので、波の位相速度が光速以下の場合、波に同期した電子を想定し、それに対する相対的な運動を考える。同期した電子の座標と運動量を各々 $z_p$ 、 $p_{\varphi}$ とすると、運動方程式は、

$$\frac{dp_{z_p}}{dt} = eE_z \sin \omega \left( t - \int \frac{dz_p}{v_p} \right) \quad (2.2)$$

となるが、ここで同期位相を、

$$\phi_p = \omega \left( t - \int \frac{dz_p}{v_p} \right) \quad (2.3)$$

と定義し、この値を一定と仮定する。つまり、同期した電子は、波の一定の位相に常に乗っていると仮定する。電子の座標 $z$ は、同期した電子の座標 $z_p$ からの変位 $\xi$ によって表すと、

$$z = z_p + \xi \quad (2.4)$$

$$\dot{z} = \dot{z}_p + \dot{\xi} = v_p + \dot{\xi} \quad (2.5)$$

と書ける。ここで、 $\dot{z}$ などは時間微分を表す。これを用いると、(2.1)は、

$$\frac{dp_z}{dt} = eE_z \sin \left( \phi_p - \omega \int \frac{d\xi}{v_p} \right) \quad (2.6)$$

となり、右辺は時間に陽に依存しなくなりエネルギー積分を考えることができる。そこで、右辺を与えるポテンシャルとして、

$$U(\xi) = - \int eE_z \sin \left( \phi_p - \omega \int \frac{d\xi}{v_p} \right) d\xi \quad (2.7)$$

を導入して、ラグランジアン

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \beta^2} - U, \quad \beta = \left( \frac{v_p + \dot{\xi}}{c} \right)^2 \quad (2.8)$$

を求める。ここで、

$$\left| \frac{\dot{\xi}}{v_p} \right| \ll 1 \quad (2.9)$$

を仮定し、 $\dot{\xi}$ の二次まで展開すると、ラグランジアンは、

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \beta_p^2} + p_{0p} \dot{\xi} + \frac{1}{2} m_l \dot{\xi}^2 - U(\xi) \quad (2.10)$$

となる。但し、

$$\beta_p = \left( \frac{v_p}{c} \right)^2 \quad (2.11)$$

$$p_{0p} = \frac{mc\beta_p}{(1 - \beta_p^2)^{1/2}} \quad (2.12)$$

$$m_l = \frac{m}{(1 - \beta_p^2)^{3/2}} \quad (2.13)$$

とおいた。 $m_l$ は、縦方向質量と呼ばれるものである。変位 $\xi$ に共役な運動量は、

$$p_{\xi} = \frac{\partial L}{\partial \dot{\xi}} = p_{\varphi} + m_l \dot{\xi} \equiv p_{\varphi} + p_l \quad (2.14)$$

と書ける。ここで $p_l$ は縦方向運動量と定義する。

以上の結果から、ハミルトニアンは、

$$H = mc^2 \sqrt{1 - \beta_p^2} + \frac{1}{2m_l} (p_{\xi} - p_{\varphi})^2 + U(\xi) \quad (2.15)$$

と求まり、これから得られる正準方程式は、

$$\dot{p}_\xi = \dot{p}_{zp} + \dot{p}_l = -\frac{\partial H}{\partial \xi}, \quad \dot{\xi} = \frac{\partial H}{\partial p_\xi} \quad (2.16)$$

と書ける。上の最初の式は、(2.2)、(2.15)を用いると、

$$\dot{p}_l = -\frac{\partial U}{\partial \xi} - eE_z \sin \phi_p \quad (2.17)$$

となるので、ポテンシャルとしてあらたに、

$$U_l(\xi) = U(\xi) + eE_z \xi \sin \phi_p \quad (2.18)$$

を定義すると、運動に関与するハミルトニアンは極めて単純な形になる。

$$H_l = \frac{p_l^2}{2m_l} + U_l(\xi) \quad (2.19)$$

正準方程式は当然、

$$\dot{p}_l = -\frac{\partial H_l}{\partial \xi}, \quad \dot{\xi} = \frac{\partial H_l}{\partial p_l} \quad (2.20)$$

となる。

次に、(2.19)式で得られたハミルトニアンを用いて加速管内での電子の進行方向の運動を考えてみよう。簡単のために、 $E_z$ 、 $\beta_p$ は場所に依らないとして、ポテンシャルを具体的に書き下すと、

$$U_l(\xi) = -eE_z \left[ \frac{v_p}{\omega} \cos \left( \phi_p - \frac{\omega \xi}{v_p} \right) - \xi \sin \phi_p \right] \quad (2.21)$$

となる。図 2.1 には、位相空間、ポテンシャル、および一般力を示す。これから明らかなように、電子がポテンシャルの極小値（同期粒子の位置）の回りで振動するか、加速電場から滑り落ちてしまうかは、入射エネルギーと加速電場の大きさによって決まる。電子を集群させる場合は、系のパラメータを準静（断熱）的に変えて、このポテンシャルの極小値にできる限り多くの電子を集め（集群効率を高め）、また、できる限り狭い領域に集中させる（バンチ幅を狭くする）。このことは、位相空間での振動振幅を、少しずつ小さくしていくこ

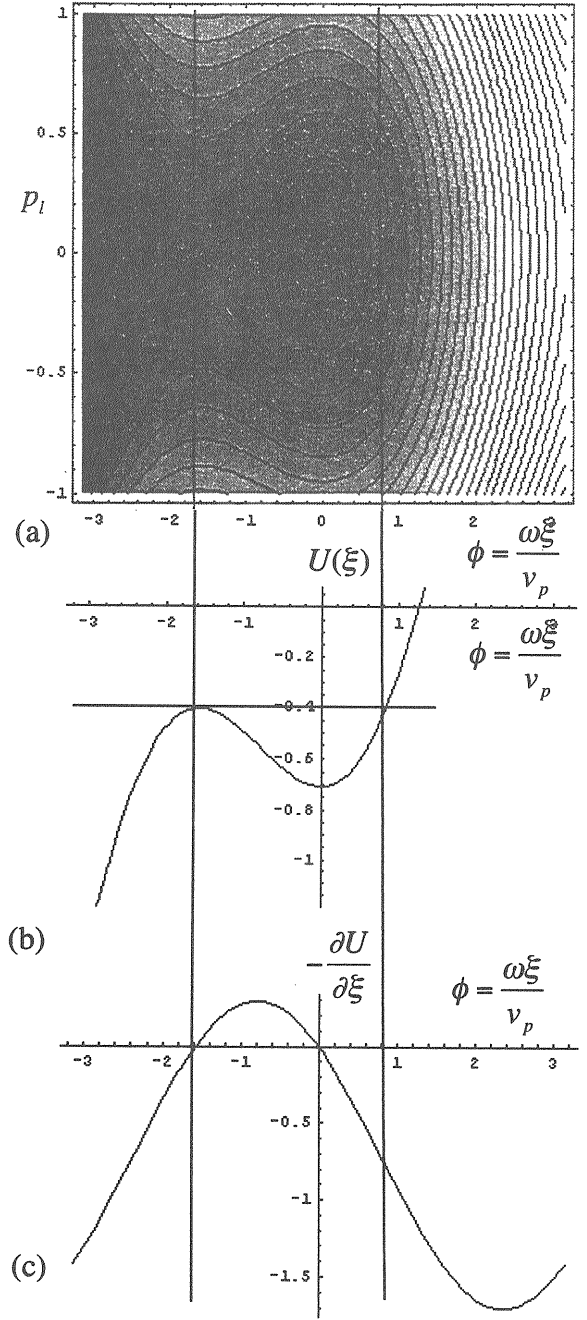


図 2.1 (a) 位相空間  $(\xi, p_l)$  (b) ポテンシャル  $U_l(\xi)$  (c) 一般力  $\dot{p}_l$

とに対応する。具体的には、ポテンシャルの極小値の回りの振動振幅を小さくしていくためには、電場を少しずつ大きくして振動の復元力を徐々に強くし、同期粒子を加速位相に乗せて加速することが肝要である。次に、このことをもう少し定量的に考えてみよう。

さて、一般に力学系が断熱変化を行なうとき、  
周期運動の作用変数

$$J = \frac{1}{2\pi} \oint pdq \quad (2.22)$$

の値（位相空間の面積に比例）は保存される。ここで、 $(q, p)$ は正準変数である。これを、エーレンフェスト（Ehrenfest）の断熱不変定理という。この定理を用いて、電子の集群の様子をみてみよう。

電子は適当な初期条件の下に、ポテンシャルの極小値付近で微小振動をしているとする。このとき、振動に関するハミルトニアンは、

$$H'_l = \frac{1}{2m_l} (p_l^2 + m_l \omega_p^2 \xi^2) \quad (2.23)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{eE_z \omega \cos \phi_p}{m_l v_p}} \quad (2.24)$$

と書けるので、位相空間の点は楕円の上を回る。この系の全振動エネルギーを  $E_l$  とおくと、楕円の面積は  $2\pi E_l / \omega_p$  に等しいので、エーレンフェストの断熱不変定理を用いると、

$$E_l = J \omega_p \quad (2.25)$$

が成立する。振動の振幅は、

$$\xi_m = \sqrt{J} \left( \frac{v_p}{m_l e E_z \omega \cos \phi_p} \right)^{1/4} \quad (2.26)$$

となる。この式から、上で定性的に述べた集群の様子が理解される。加速電場を少しずつ大きくし、同時に高周波の位相速度を徐々に大きくして縦方向質量が増え、振動振幅は小さくなっていく。位相空間の変化の様子から、集群とは横長楕円から面積を保ちつつ縦長楕円に変換（回転）する（図 2.2）と言ってもよい。この意味で quarter-wave transformer による縦方向マッチングと呼ぶこともある。位相空間の回転とみると、集群が進めば、

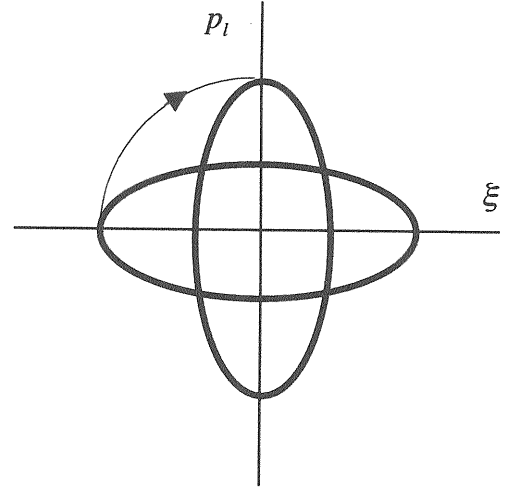


図 2.2 集群の際の位相空間での回転の様子

エネルギー幅が増えることが分かるが、通常の高エネルギー電子リニアックでは、入射部を出たあとのエネルギー幅はあまり問題にならない。なぜなら、入射部のあと、電子は高エネルギーまで加速されるので、相対的なエネルギー幅が小さくなるからである。最終的なエネルギー幅はパンチ長（次節参照）で決まる。なお蛇足ながら、これは低電流ビームの場合に限る話である。ここでは想定していない大電流ビームの場合は、加速管内を通過するときビーム内の先行粒子が加速管内に誘起する電磁場（ウェーク場）が後続粒子に与える影響によって、エネルギー幅が大きく変化する。また、これまでの説明は集群の原理を明らかにすることに主眼をおいたので、一つのパンチ（シングルパンチ）内の 1 電子の運動だけを考えてきた。大電流マルチパンチビームの場合は、ウェーク場の影響によって、パンチ毎にエネルギーが変わる。

電子リニアックにおける集群の原理は、以上述べた通りであるが、ここでは説明を分かりやすくするためにいくつかの仮定および近似を行なった。運動方程式(2.1)から出発し、同期位相粒子の周りの微小振動を仮定し、さらに、エーレンフェスト

の断熱不変定理を適用して、効率的な集束を行うために加速電場と高周波の位相速度をどのように変化させればよいかをみてきた。しかし、実際の集束装置、バンチャー部の製作の際には、さらに詳細な理論的検討を行なって設計指針を得た上で、それに基づいた数値シミュレーションを行なう必要がある。本節の最後では、どのような観点が必要かを列挙するにとどめるが、そのうちのいくつかは、本年のOHOセミナーで確認して頂きたい。

(1) 運動方程式(2.1)には、加速管の空間高調波（次節および山口氏の解説参照）や導波管と加速管の結合部（カプラー部）の効果、電子のクーロン相互作用（空間電荷効果）、ウェーク場効果などは含まれていない。これらは大電流ビームの集束の場合に特に必要となってくる。

(2) また、集束時の横方向の運動は、ここでは全く論じていない。高周波による横方向発散力（次節参照）、空間電荷効果などによる、バンチャー部でのエミッタンス（奥木氏の解説参照）増大を抑えるために、通常はソレノイドコイルによる集束を行なう。この場合、電子ビームの進行方向とソレノイド磁場の軸の間のミスアライメントも考慮する必要がある。

(3) 集束部には、ここで述べたバンチャーだけでなく、速度変調のみを利用したプレバンチャーがある。プレバンチャーは電子銃とバンチャーの間に設置し、バンチャーに入る前にあらかじめある程度集束させることによって、電子の捕獲効率を高めることができる。さらに、通常のプレバンチャーの前に、加速部の周波数と整数倍異なった低い周波数の高周波による集束を行なう、サブハーモニックバンチャーと呼ばれるものをおく場合がある。これは、KEKB リニアッ

クのように、大電流シングルバンチを生成する場合に必須となっている。

- (4) 入射部終端でのエネルギー幅は問題にならないと述べたが、入射部とレギュラー加速部をつなぐマッチング部では、あまりエネルギー幅が大きいとオプティクスマッチングがとれなくなる。
- (5) 実際の集束部での各パラメータの変化は必ずしも断熱的ではない。この点を考慮した解析も必要である。

## 2.2 加速と集束

電子は入射部を出た段階でほぼ光速に達しているので、ここで考える電子の加速と集束の場合、一定のバンチ幅をもった“リジッド”な粒子として取り扱うことができる。この事実は、電子リニアックにとって重要な意味をもっていることを以下に示そう。

軸対称の加速管内の電磁場（山口氏の解説参照）のうち、加速に用いる  $TM_{01}$  モードは対称性から、ゼロでない成分（円筒座標系）として以下の3つで表される。

$$E_z(r, z, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_0(k_{rn} r) e^{j(\omega t - \beta_n z)} \quad (2.27)$$

$$E_r(r, z, t) = j \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \frac{\omega}{k_{rn} v_{pn}} J_1(k_{rn} r) e^{j(\omega t - \beta_n z)} \quad (2.28)$$

$$B_\theta(r, z, t) = j \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \frac{\omega}{k_{rn} c^2} J_1(k_{rn} r) e^{j(\omega t - \beta_n z)} \quad (2.29)$$

$$k_{rn} = j \frac{\omega}{v_{pn}} \sqrt{1 - \left( \frac{v_{pn}}{c} \right)^2} \quad (2.30)$$

$$v_{pn} = \frac{\omega}{\beta_n} = \frac{\omega}{\beta_0 + \frac{2\pi n}{d}} \quad (2.31)$$

ここで、 $\omega$ 、 $v_{pn}$ 、 $\beta_n$  は、それぞれ、波の角周波

数、位相速度、波数であり、 $d$ は加速管のセル間隔を表す。添字  $n$  は、2.1 節の最後に触れた空間高調波の次数を表す。これは、加速管が周期構造をもつことに由来するもので、モードの空間的なフーリエ展開の次数となっている。2.1 節で用いた高周波電場の進行方向成分は、 $n=0$  に対応する電場 (2.27) である。たとえば、通常の加速管のように、セル毎の位相の進みを  $2\pi/3$  (これを慣習として  $2\pi/3$  モードと呼ぶが、TM モードのモードとは意味が異なるので注意) として、 $n=0$  成分の位相速度を光速  $c$  とすると、 $n=\pm 1$  成分の位相速度は  $c/4$ ,  $-c/2$  となり、光速とは大きく異なる。

さて、この電磁場から電子に働く力を求めると、

$$F_z(r, z, t) = e \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_0(k_n r) e^{j(\omega t - \beta_n z)} \quad (2.32)$$

$$\begin{aligned} F_r(r, z, t) &= e(E_r - v B_\theta) \\ &= je \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \frac{\omega}{v_{pn}} \left( 1 - \frac{vv_{pn}}{c^2} \right) \frac{J_1(k_n r)}{k_n} e^{j(\omega t - \beta_n z)} \end{aligned} \quad (2.33)$$

となる。電子は入射部を出た後、ほぼ光速に達しているので、2.1 節の議論からも明らかなように、加速に用いようとする  $n=0$  の空間高調波の位相速度を光速とするのが自然である。既述のように、 $n=0$  以外の空間高調波の位相速度は光速とは大きく異なるので、光速に近い電子に対して全体として加速に寄与するのは、 $n=0$  成分だけである。したがって、ここではまず  $n=0$  成分だけを考えよう。(2.30)、(2.31)から、

$$k_{r0} = 0 \quad (2.34)$$

$$v_{p0} = c \quad (2.35)$$

となるが、このとき、電子の受ける力は次のような簡単な形に書くことができる。

$$F_z(r, z, t) = ea_0 e^{j\omega(t-z/c)} \quad (2.36)$$

$$F_r(r, z, t) = j \frac{1}{2} ea_0 \frac{\omega}{c} \left( 1 - \frac{v}{c} \right) r e^{j\omega(t-z/c)} \quad (2.37)$$

これから分かる重要なことは次の2点である。

- (1) 加速に寄与する力は、横方向の位置によらない。
- (2) 横方向の力は、横方向の位置に比例する。また、加速に寄与する力とは位相が 90 度異なり横方向発散力であるが、電子が光速に近づくにつれてゼロになる。

電子の加速と集束という意味でこの2点をみると、驚くべき事実が分かる。すなわち、電子は、加速管の軸上でなくとも一様な加速度を受けるだけでなく、光速に達しているので横方向の発散力を受けない。換言すれば、ほぼ光速の電子を加速管の軸と平行にさえ入れれば、軌道が軸からずれていようと一様に加速できるし、外からの集束力は必要としない。

ところが、実際のリニアックでは適当な間隔で集束用電磁石、ステアリング電磁石などが配置されている。これは、加速管のミスアライメントやカップラー部の軸対称性からのずれの影響や、1 電子の独立した運動だけでなく集団としてのビームの振舞いを考えると、低電流ビームの場合でも適当な外的な集束が必要となるからである。ここでは、そのような問題 (奥木氏の説明参照) には直接は触れないが、相対論的な横方向 ( $x$  方向とする) の運動方程式に基づいて若干の考察をしておく。適当な外力  $F_x$  のもとで、横方向の運動方程式は、

$$\frac{dp_x}{dt} = F_x \quad (2.38)$$

と書ける。但し、

$$p_x = \frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{dx}{dt} = m\gamma \frac{dx}{dt} \quad (2.39)$$

$$c\beta = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2} \quad (2.40)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E}{mc^2} \quad (2.41)$$

である。 $\gamma$ は全エネルギーを静止エネルギー単位で表したものである。(2.38)~(2.40)を用いて運動方程式を書きなおすと、

$$m \frac{d}{dt} \left( \gamma \frac{dx}{dt} \right) = F_x \quad (2.42)$$

となる。これまで独立変数として時間 $t$ を用いてきたが、加速器ではむしろ粒子の軌道に沿った座標 $s$ を用いたほうが分かりやすい。そこで、独立変数を、

$$ds = c\beta dt \quad (2.43)$$

$s$ に変換すると、(2.42)は、

$$\frac{d}{ds} \left( \beta \gamma \frac{dx}{ds} \right) = \frac{F_x}{\beta mc^2} \quad (2.44)$$

となる。電子はほぼ光速なので、 $\beta \approx 1$ とおくと横方向の運動方程式は、

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + \frac{\gamma'}{\gamma} \frac{dx}{ds} = \frac{F_x}{\gamma mc^2} \quad (2.45)$$

と表すことができる。但し、 $\gamma' = d\gamma/ds$ であり、エネルギー利得に相当する。

この方程式の意味するところを調べよう。左辺第2項は、“速度” $dx/ds$ に比例した摩擦項であり、その係数はエネルギー利得に比例している。すなわち、加速は横方向の運動の抑制あるいは減衰 (Adiabatic Damping) に寄与する。これは電子リニアックにとって非常に重要かつ幸運な事実である。何らかの横方向の外乱があっても、加速によってその影響は抑えられる。エネルギー利得を大きくすることが、横方向の集束という意味でも大事であることを銘記されたい。以下に、このこと

を示す代表的な例を二つ挙げておこう。そのために、まず(2.45)をもう少し具体的な形に書こう。

$\gamma$ は進行方向の運動方程式(2.1)で波の位相速度と電子の速度を光速において (2.1 節での同期粒子に相当)、さらに独立変数を上のように変更したエネルギー利得の式、

$$\frac{d\gamma}{ds} = \frac{F_z}{mc^2} = \frac{eE_z}{mc^2} \sin \phi_p \equiv g \quad (2.46)$$

から求めることができる。簡単のために加速管が全てつながっている (実際は加速管の間に電磁石やモニターなどが設置されているが) とすると、 $\gamma$ は結局次のような (加速一定の当たり前の) 式で書ける。

$$\gamma = \gamma_0 + gs \quad (2.47)$$

$\gamma_0$ は初期エネルギーである。これを(2.45)に代入すると、横方向の運動方程式は一定加速の場合、

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + \frac{g}{\gamma_0 + gs} \frac{dx}{ds} = \frac{F_x}{(\gamma_0 + gs)mc^2} \quad (2.48)$$

と書くことができる。

外的集束のない場合

$$F_x = 0 \quad (2.49)$$

(2.48)の斉次運動方程式は簡単に解けて、

$$x = x_0 + x'_0 \frac{\gamma_0 + gs_0}{g} \ln \frac{\gamma_0 + gs}{\gamma_0 + gs_0} \quad (2.50)$$

$$x' = x'_0 \frac{\gamma_0 + gs_0}{\gamma_0 + gs} \quad (2.51)$$

となる。ここで $x_0 = x(s_0)$ ,  $x'_0 = [dx/ds]_{s=s_0}$ とおいた。高エネルギー領域では、さらに簡単に書けて、

$$x = x_0 + x'_0 s_0 \ln \frac{s}{s_0} \quad (2.52)$$

$$x' = x'_0 \frac{s_0}{s} \quad (2.53)$$



となる。これらの式から、キックがあった場合でも加速されるにつれて横方向の軌道が加速軸方向へ引き戻されていく様子が分かる。

#### 四重極磁場による集束がある場合

$$F_x = -mc^2 \gamma k_0^2 x \quad (2.54)$$

ここで、 $k_0$ はある定数とする。この場合、(2.48)は、

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + \frac{g}{\gamma_0 + gs} \frac{dx}{ds} + k_0^2 x = 0 \quad (2.55)$$

となるが、この一般解は、ベッセルとノイマン関数で表される。

$$x = AJ_0(k_0 \gamma / g) + BY_0(k_0 \gamma / g) \quad (2.56)$$

ここで、 $\gamma$ は(2.47)で定義されたものである。高エネルギー領域では、

$$x = AJ_0(k_0 s) + BY_0(k_0 s) \quad (2.57)$$

となる。これらの式をみると、ベッセルとノイマン関数の性質を思い出せば、横方向の変位  $x$  は、波長  $2\pi/k_0$  の減衰振動となることが容易に分かる。この振動はベータatron振動と呼ばれ、ビーム輸送系（奥木氏の説明参照）における重要な概念であるが、ここでは、加速によってベータatron振動が減衰することに注目してほしい。

さて、これまで 1 電子の運動を考えてきたが、電子ビームは色々な初期条件をもって集束され、加速されている電子の集まりである。実は、2.1 節で集束の原理を説明した際にも、計算上は 1 電子の運動を用いて解析したが、集束と言う以上、暗に色々な初期条件をもった電子の集団を想定していた。したがって、バンチ長、ビームサイズ、エミッタンス、エネルギー幅など（奥木氏の解説参照）を考えることができるだろう。本節では、加速中の電子ビーム（シングルバンチ）のバンチ長の影響についてのみ、次に考えてみよう。効率良く加速するためにはバンチの中心を高周波のクレ

ストに乗せればよいが、そのときのエネルギー幅  $\Delta E/E$  は、バンチ長を高周波の位相幅で表して  $\Delta\phi$  ( $\ll 1$ ) とすると、

$$\Delta E/E = (\Delta\phi)^2 / 8 \quad (2.58)$$

と書ける。これは、バンチ長の自乗で小さくなっていくので、通常の低電流電子リニアックでは、できるだけ短いバンチ幅が望ましい。たとえば、バンチ長が 3 mm の場合、バンチをクレストに乗せて加速した場合、エネルギー幅は 0.4 % になる。実際のバンチはここで考えたような一様形状ではなく、一般にバンチテイルをもつので、ここで定義したエネルギー幅だけを考えればよいわけではない。しかし、電子リニアックの加速原理を考える際には、(2.58)式で十分であり、リニアックにとって極めて重要な関係式となっている。

最後に、本節では触れなかったが、重要と思われる問題（解答は自分で考えよ。）を前節同様列挙してみよう。

- (1) 2.1 節の最後でも指摘した、ビームの集団としての空間電荷力による自己発散力は、実は電子が光速に近づくとやはりゼロになるが、ここでは触れなかった。逆に、集束を考える際には重要となってくる。
- (2) 高周波による進行方向の力（集束や加速に寄与する力）と横方向の力は位相が 90 度ずれているので、2.1 節で取扱った集束（位相速度が光速以下）の議論の際に考慮しなかった横方向の力は、実は有限な大きさをもった発散力となっている。大きさの評価をする必要がある。
- (3) この高周波による進行方向の力と横方向発散力との関係は、ローレンツ変換により粒子の静止座標系でみると、静電気学におけるアーンショー（Earnshaw）の定理（空間の一領域内に電荷

が存在しないとき、電位は領域内部において極大値も極小値もとらない。)から明らかである。

この定理は両方向同時に集束力を得ることは不可能であることを言っている。

- (4) しかし、(2.33)を注意深くみると、次のようなことに気付く。ここでは、空間高調波のうち、 $n=0$ の成分だけを考えればよいとして計算してきた(加速と言う意味はそれでよかった)が、横方向の力についてみると、 $n=0$ 以外の空間高調波も考えると、それらの位相速度が光速とは大きく異なるので、光速の電子に対しても横方向の力は実はゼロにならない。さらに、驚くべきことに負の位相速度をもった空間高調波による横方向の力は集束力となる。このことは、マクスウェルの方程式を用いればより一般的に証明できる。

- (5) 低電流シングルバンチビームの場合、バンチ長によるエネルギー幅は(2.58)で与えられるとした。しかし、高エネルギー電子リニアックの場合のように、数多くの高周波源と加速管を並べてビーム加速する際には、多少注意が必要である。なぜなら、何らかの原因で電子ビームが各加速ユニット(一つの高周波源で供給されるユニット)で同じように加速位相(クレスト)にのっていない(ランダムにクレスト位相からずれている)場合は、位相のずれの大きさによっては、エネルギー幅は(2.49)よりかなり悪くなる。(4.1節参照)

- (6) 大電流シングルバンチビームの場合は、前方の電子の作る縦方向(進行方向)ウェーク場の影響でバンチの前方に比べて後方電子のエネルギーが下がり、バンチのエネルギー幅が大きくなる。これをビーム負荷と呼ぶ。この場合は、電

子の加速位相をクレストから積極的にずらし、高周波電場の傾きを利用してバンチ内エネルギーの平滑化を行ない、エネルギー幅を狭めることが、通常行なわれている。(4.2節参照)

- (7) 大電流マルチバンチビームにおけるビーム負荷の場合は、バンチ内のエネルギー差が生じるだけでなく、前方のバンチの作る縦方向ウェーク場によってバンチ毎にエネルギーが下がっていく。これを補償する方法もいくつか提唱され実際に使われている。

- (8) 大電流ビームの場合の横方向の力として、前方の電子・バンチが加速管の軸からずれて運動した際に生ずる横方向ウェーク場による力が問題となる。この力によって後方の電子・バンチはキックを受けて、いわゆる(電子リニアックにおける)ヘッドテイル不安定性(ビーム発散)が生じる。

- (9) この横ウェーク場によるビーム発散を抑制する方法はいくつかあるが、抑制法を考える前に、まず加速管のアライメントを精度よく行なうことが重要である。その上で、集束電磁石によって強い集束を行なうわけだが、実は一般にこの集束電磁石のミスアライメントによって加速管の軸からずれてビームが入射され、大きな横ウェーク場が発生しビーム発散がおこることが多い。したがって集束電磁石のアライメントも非常に重要である。

- (10) また、加速管自体に対する工夫も必要である。マルチバンチウェーク場によるビーム発散を考える場合、全ての加速管を全く同等に作らず加速管にいくつかの種類を用意し、適当に配置することによって、ウェーク場による効果のビルドアップを防げる。また、構造に工夫を凝らし

て、横ウェーク場が発生してもすぐに減衰させる構造にすることも試験されている。横ウェーク場の影響は周波数の 3 乗で強くなるので、将来のリニアコライダーなどで検討されている高い周波数（C、X バンドなど）を用いたリニアックでは、この問題は真剣に検討されている。

(11) 横ウェーク場によるビーム発散を抑えるためには、できるだけ加速電場を強く（ダンピングを強く）してベータトロン振動振幅を減衰させる、ベータトロン波長（奥木氏の解説参照）を短くして集束条件を強くする、などが必要である。

(12) 別の横ウェーク場によるビーム発散抑制法としては、後方電子のエネルギーを何らかの方法（たとえば加速位相を調節する方法）で積極的に下げて、後方電子に対し等価的に集束力を強くすることによって、ビーム発散を抑える方法（BNS ダンピング）がある。

### 3. KEKB リニアック

---ビーム調整の観点からみた構成要素

本節では、これまで説明してきた電子リニアックの実例として、KEKB リニアックにおける各構成要素について具体的かつ実践的な観点から説明する。全容は図 3.1 に示されているように、J の形をしているが、これは KEKB へのアップグレードの際にエネルギーを 2.5 GeV から 8.0 GeV にするために、加速電場を 2 倍にするだけでは足りず、限られた敷地内で距離を稼いだ結果である。図 3.2 には、以下で紹介する入射部のレイアウトを示す。

#### 3.1 電子銃（奥木氏の電子源の解説を参照）

KEKB リニアックで用いている電子銃の陰極（カソード）は含浸型熱陰極であり、KEKB リニアック

クの年間運転時間に対応する 7000 時間の間、ほぼ連続的に温度の高い状態（ヒーターON）で使用されている。動作は極めて安定で寿命も長いが、KEKB リニアックでは、毎年夏のシャットダウン時に交

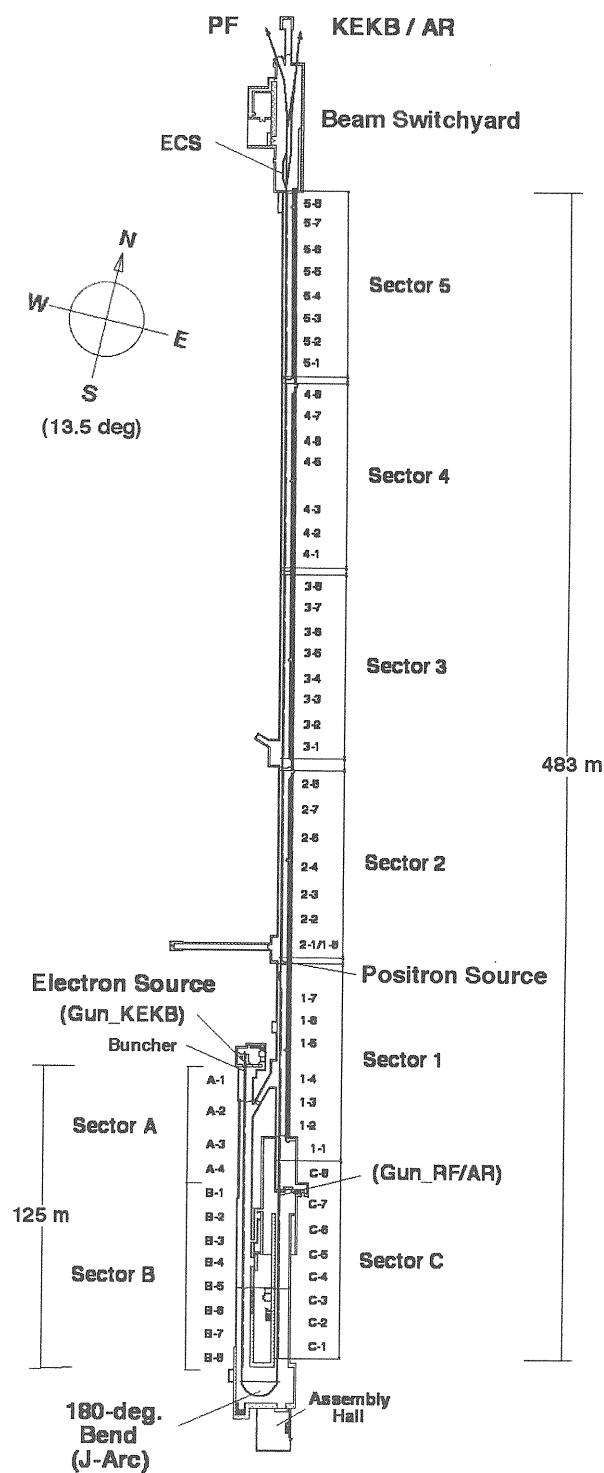


図 3.1 KEKB リニアック

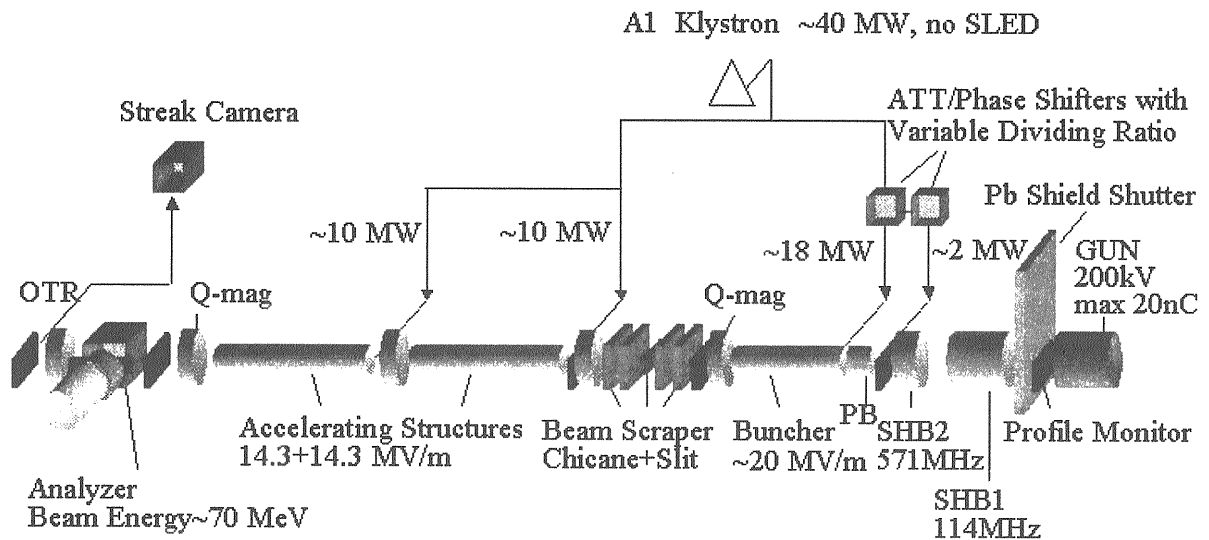


図 3.2 入射部のレイアウト

換している。その一つの理由は、電流を制御するためのグリッドからの電子放出が、長時間大電流連続運転をしていくうちに増加し、結果として電子銃の高電圧パルスに同期した暗電流が増えて、ビームのバックグラウンドとなるからである。これを発見するには、スクリーンモニターで見るのが手っ取り早い。時々観察することが肝要である。

電子銃の加速電圧は 200 kV である。2.1 節で述べたように、このエネルギーでは電子はまだ非相対論的領域にあるので、空間電荷による縦・横両方向の発散力が大きい。これをできるだけ抑えるために、電圧はできるだけ上げるのが望ましいが、同時に重要なのは、その安定化である。加速電圧の変動は、大電流ビームの場合はとくに、ビーム軌道、集群などに大きく影響する。また、電子銃から集群部までの距離もできる限り短くしなければ

ばならないが、集群部ではソレノイドコイルによる集束を行なうので、その磁場が電子銃まで及ばないように工夫も必要である。その際、電子銃とソレノイド磁場中心軸の間のアライメントが非常に重要で、電子銃付近のビーム調整にとってミスアライメントは大きな障害となる。

電子ビームはグリッドに高電圧パルス (<2ns) をかけて、カソードから引出しているが、グリッドに印加するパルストリガーは十分安定なものではない。KEKB リニアックでは陽電子生成用大電流シングルバンチビームを作るために、電子銃のあとに 2 段のサブハーモニックバンチャー (SHB) を用いているが、電子銃のトリガータイミングが変動すると、初段の SHB1 の入射位相が変わり集群の状態が変化してしまう。

まとめると、KEKB リニアックの電子銃では、

- (1) 加速電圧の監視と安定化
  - (2) カソードのアライメント調整
  - (3) ビームトリガタイミングの監視と安定化
  - (4) グリッドエミッションによる暗電流のチェック
- などによって、大電流ビームの長時間安定供給を実現している。

### 3.2 集群装置

SHB、プレバンチャー、バンチャー

#### SHB

KEKB リニアックには 2 つの SHB がある。SHB1 は周波数 114.2 MHz、SHB2 は 571.2 MHz であり、S バンドのプレバンチャー・バンチャー・加速管の周波数 2856 MHz の各々 1/25、1/5 のサブハーモニクスとなっている。これらの集群効果によって、電子銃からのビーム（幅 < 2 ns）の 100 % 近くをプレバンチャーの半波長以下に導くことができる。その結果、陽電子生成のための大電流シングルバンチ（10 nC/bunch）を作ることが可能となる。SHB は、定在波型リエントラントキャビティであり、高周波による速度変調を利用して集群が行なわれるが、その際、高周波入力位相と電力の安定化は安定な集群に必須の条件である。

SHB での速度変調は電圧にして 100-140 kV であるが、平均エネルギーは電子銃ビームと変わらず 200 kV ( $\beta = 0.7$ ) である。したがって空間電荷による発散力が強いので、高周波の電力と SHB のあとに続くドリフト空間の長さを調節して集群の最適化を行なうと同時に、ソレノイド磁場によって Brillouin フロー（ビームサイズ不変）を実現し、横方向の発散を抑制する必要がある。このとき、磁場と SHB の軸中心の間に大きなミスアライメントがあると、ビームが SHB の中心を通らなくなり、

集群が不安定になる恐れがある。KEKB リニアックでは、ビームにローカルバンプをたてて、SHB の中心軸を通すことなどを試みている。

SHB におけるビーム調整上の重要な点をまとめると、

- (1) 高周波入力位相と電力の安定化
- (2) 集束用ソレノイド磁場と SHB の軸中心のアライメント調整
- (3) SHB の軸中心にビームを通すことなどが挙げられる。

#### プレバンチャー・バンチャー

ともに進行波型加速管 ( $2\pi/3$  位相シフト) を用いており、周波数は 2856 MHz ( $\lambda = 10.5$  cm) である。プレバンチャーは、4 セルで間隔は  $\beta\lambda/3$  ( $\beta = 0.7$ ) であり、電子銃ビームの速度 ( $\beta = 0.7$ ) を中心とした速度変調が行なわれる。したがってプレバンチャー出口でも平均エネルギーは依然として 200 kV ( $\beta = 0.7$ ) なので、空間電荷力による発散を小さくするために、プレバンチャーとバンチャーの間の距離をできるだけ短く（一体化）している。バンチャーは、総数 33 セルあり、各セル間隔は、最初の 6 セルまでの間、 $\beta\lambda/3$  ( $\beta = 0.7$ ) から  $\lambda/3$  まで変化するように作られており、ここで最終的な集群が行なわれる。そこで、この領域でのソレノイド磁場の強さをできるだけ大きくすることによって、エミッタンスの増大を防いでいる。通常の低電流ビームの場合、電子リニアックの基本的特性はここでほとんど決まってしまう。ビーム調整はバンチモニターでバンチ形状を観察しながら、各々の位相と電力（計 4 個のパラメータ）を調整しつつ行なうが、その際、各パラメータが完全に独立に変更できるようにしておくことが大事である。

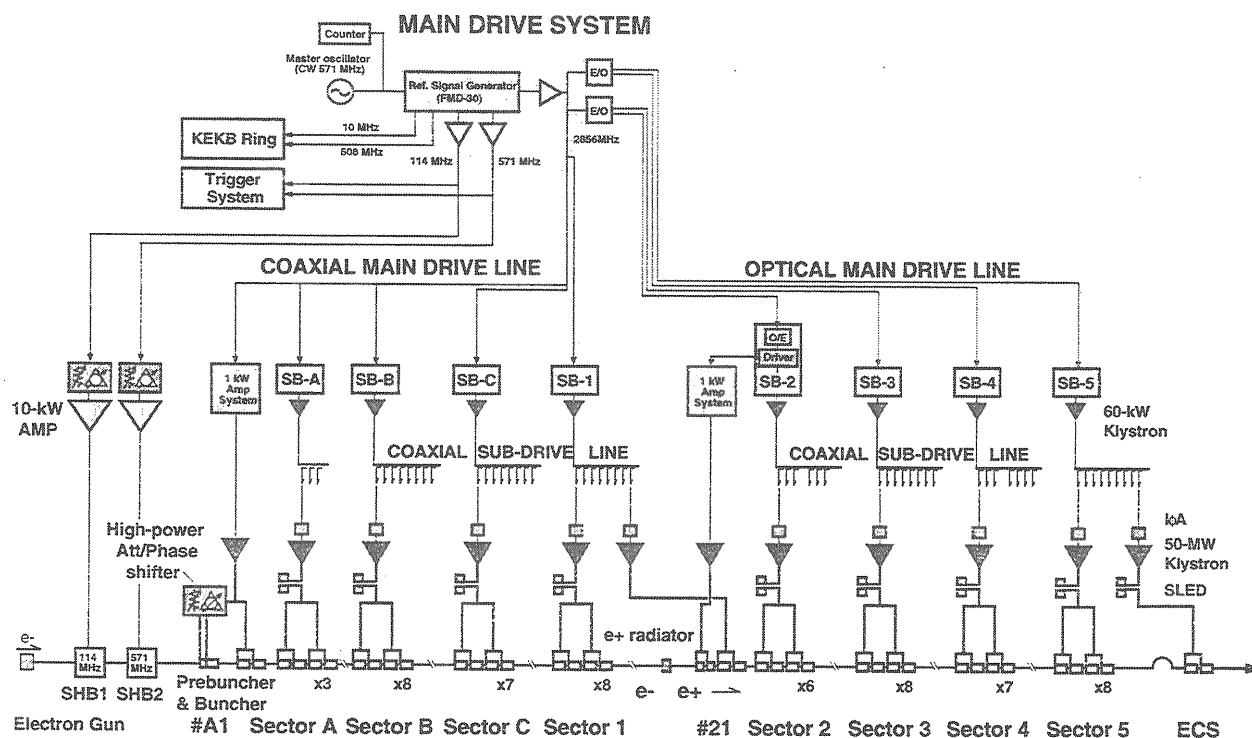


図 3.3 高周波システムのブロックダイアグラム

### 3.3 高周波源（道園氏の解説参照）

リングの入射器としてのリニアックを考えた場合、ビームの強度がたとえ多少少なくなっても許されるが、必要とされるエネルギーが少し足りないというわけにはいかない。それを決めるのが高周波源と次に述べる加速管である。KEKB リニアックでは、クライストロン 1 本の出力（定格 50 MW）を 4 つに分けて、4 本の加速管に高周波を供給している。全体で 59 本のクライストロン（図 3.3）があるが、通常の入射時には全てを用いるわけではない。クライストロンの中には、様々な原因で一時的に不調になるものがあるので、マージンとして 3、4 本のクライストロンをスタンバイにして待機させている。不調になった場合は、当該クライストロンをスタンバイに変更し、待機中のクライストロンを加速に用いる。このようにして、常

に一定のエネルギーを保証しているわけである。

クライストロンが不調になる原因は様々であるが、運転中は悠長に原因を探ることができないことが多いので、KEKB リニアックでは毎週 1 回定期的に、クライストロン週間トリップ表を見ながらトリップ頻度の多いものの電力を少しだけ下げることを行なっている。これは、實際上非常に効果があり、ここ 1、2 年間でトリップ率が大幅に減少し安定運転に大きく寄与している。運転中に電力を下げたクライストロンは、短期／長期シャットダウン後の立上げ開始時に高電圧までエージングを行なうことによって、電力を回復させておく。

各クライストロンには大電力用移相器があり、ビームを高周波の最適位相にのせる際にはこれを調整する。KEKB リニアックのように、電子と陽電子を交互に加速する場合は、その都度対応するクライストロンの位相を反転する必要が生ずる。

また、エネルギーフィードバックのためにクライストロンの位相を頻繁に動かすこともある。ところが、大電力移相器はふつう機械式なので年間 7000 時間近く連続的に動かすのは、本来は好ましくない。KEKB リニアックの場合、電子／陽電子の切替えは、クライストロン 8 本に高周波を供給しているサブブースタークライストロンの半導体式の低電力移相器を変えることによって、8 本まとめて位相を調整している。このほかにも、今後、個々のクライストロンの速い位相調整が必要となる可能性があり、ビーム調整の立場からは機械式でない大電力移相器が導入されることが望まれる。

クライストロンのパルス電源は、クライストロンとともにリニアックに沿って（もちろんトンネル外であるが）並んでいる。この細長い部屋をクライストロンギャラリと呼んでいるが、クライストロンギャラリには、このほかに、以下に述べるような様々な機器がある。ここで問題となるのは、このパルス電源の出す電磁的雑音である。KEKB リニアックの場合、KEKB のためにアップグレードする際の経済的制限から、旧来の電源を改造した。そのためにノイズの発生源が十分抑制できない部分があり、その結果、他の機器に少なからず影響を与えることがある。最近の例では、サイラトロンが劣化する際に、サイラトロン自身の働きがまだそれほど悪化していないにもかかわらず、大きな電磁雑音が発生し、周囲の機器に影響を与えビームが不安定になることがあった。最近は、このようなことを考慮し改善の進んだものが開発されているので、新規に製作する場合は、よく調査すべきである。ビームの安定運転を長期間実現しようとする、と、実際予期せぬことが起こるものである。

励振系と呼ばれる、高周波源の元となるべき部分がある。ここではリニアックの各周波数やリング周波数をマスターオシレーターから通倍／分周して作り、分配している。これら相互の位相関係、電力の安定度、再現性がビームにとっては、最も重要である。温度安定化のための恒温槽の導入、位相・電力安定化フィードバック、監視系と調整機構の充実が、KEKB リニアックの場合、運転の飛躍的安定化につながった。

KEKB ではリニアックとライナックの周波数が簡単な整数比になっていない（歴史的理由とされている）ために、リニアック周波数 2856.0 MHz、リング周波数 508.89 MHz に対し、共通周波数 10.385 MHz の 55 通倍の 571.2 MHz をマスター周波数としている。このために、簡単なマルチバンチ化が不可能であり、ビーム運転上極めて面倒である。実際、陽電子入射率倍増のために現在 2 バンチ加速を行なっているが、その際に可能な最初のバンチ間隔(96.3 ns)は、この共通周波数で決まっている。これは、リングでの 49 バケット間隔の入射に相当するので、リングへの自由なフィルパターンでの入射が、2 バンチ入射の場合できない。これから加速器を作る場合は、リニアックとリングの周波数関係を簡単な整数比にすることが、非常に重要である。

最後に、高周波源全体のモニター系の整備の重要さはいうまでもないことであろう。ビームの軌道やエネルギーが変動した際には、電磁石電源などのチェックとともに、高周波源の位相・電力の履歴を調べる。その際に、迅速に発見できるモニターがあることは、ビーム運転にとって必要不可欠である。

### 3.4 加速管（山口氏の解説参照）

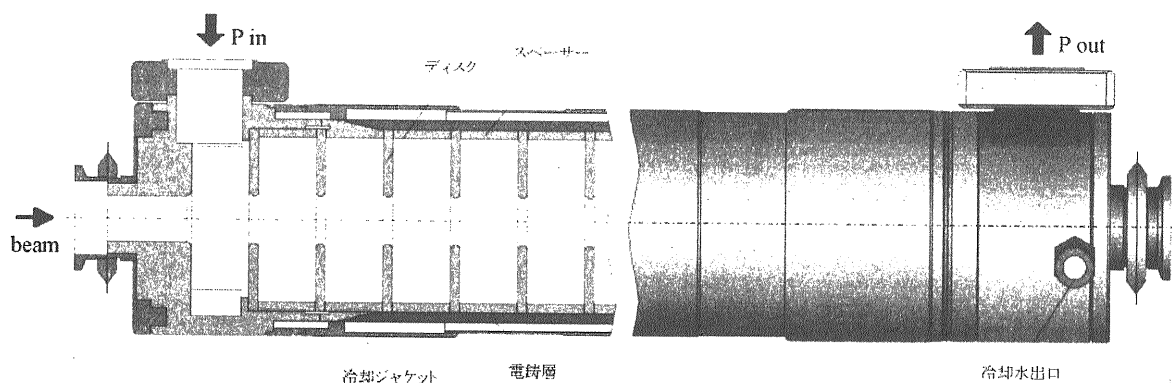


図 3.4 KEKB リニアックの 2 メーター加速管

KEKB リニアックの加速管（図 3.4）は進行波型（ $2\pi/3$ 位相シフト）かつ定勾配型で、現在平均 20 MV/m の加速電場を安定に実現している。ビーム運転中に放電が始まると回復に時間がかかることがあるが、その場合はスタンバイの加速管に切換えて運転を続行する。しかし、加速管の放電頻度を本質的に下げるためには、設置する前にテストベンチなどで十分高電圧までエージングをしておくのが良いことが、経験的に分かっている。そこで、KEKB リニアックでは、集群部や陽電子標的直後の陽電子捕獲部の加速管など、重要と思われる加速管については、基本的に十分なエージングを施してから設置するようにしてきた。その成果は歴然としており、当該部の加速管については設置後全く問題が生じていない。

加速管には定格 50 MW、通常 41 MW の高周波を 4 分割して投入していると述べた（前節）が、20 MV/m の加速電場を得るために、SLED（Slac-type Energy Doubler、山口氏の解説参照）を用いてパルス圧縮を行ない、エネルギー利得を倍増させている。SLED システムは順調に稼働し、これまでビーム運転に障害となったことは全くない。陽電子 2 バンチ入射のための大電流 2 バンチ加速の際には、

SLED の利得曲線を利用してビームタイミングを調整することによって、マルチバンチビーム負荷を補償している。（4.1 節参照。図 4.2）

### 3.5 電磁石・電源

使用している電磁石・電源は次に述べる陽電子標的直後のパルスコイル以外直流なので基本的に大きな問題はなく、ビーム性能に大きく影響を及ぼした例は少ない。電源の故障は少なからずあるが、交換時間も短くとくに大きな障害とはなっていない。ハードウェアとしては、問題はむしろ各部の老朽化にあるようだ。

### 3.6 陽電子発生装置（紙谷氏の解説参照）

陽電子は、大電流電子ビームを金属標的に当てて作っている。標的直後のパルスコイルは陽電子の効率的な捕獲のために必須のものであり、故障はできる限り避けなければならない。パルスコイルは 50 Hz で運転されているが、大きな振動に伴う故障がこれまでに数回発生したので、長期のシャットダウン時には必ず交換することになっている。ビーム運転上は、陽電子標的システムの監視が最も重要で、故障の早期発見に努めている。

### 3.7 アライメント装置

これまでにリニアックにおけるアライメントの



重要性について、ビームダイナミクスの観点から様々な場合について言及してきた。KEKB リニアックでのアライメント精度は、大電流シングルバンチビームの横ウェーク場効果によるビームプロフィール変形に対する制限の推定から、100 ミクロン以下と求められている。短いリニアックならばこの程度の精密アライメントは容易だが、長いリニアックではアライメント装置に工夫がいる。KEKB リニアックは直線部の最大長が 500 m 程度なので、可視光レーザーを 500 m 飛ばして基準ラインとすることが（回折限界でビームサイズは 30 mm 程度）できている。加速管架台の上下流に設置された四分割フォトダイオードで位置を検出しているが、実験的に得られた測定精度は最小 50 ミクロン程度となっており、仕様を満たしている。アライメントはリニアック設置時や、改造時に随時行なっている。

KEKB リニアックにおいては、横ウェーク場効果から決まるアライメントの許容度は、前章で述べたように、加速管よりも四重極電磁石に対する設置誤差のほうが厳しい。レーザーアライメント装置は各々の架台の位置決めをするものだが、架台から上のアライメントは機械加工精度と設置精度によって決まっており、通常は 50 ミクロンより小さい精度が得られていると考えている。四重極電磁石も、加速管同様の精度で設置されているが、まれに架台のミスアライメントが、ビームを使ったアライメント（Beam-based alignment、諏訪田氏の解説参照）から見つかる場合がある。このように、ビーム調整の結果としてアライメントの再調整を行なうことも、想定してアライメントを考える必要がある。

### 3.8 タイミング系

電子リニアックでは高周波源に並んで重要なものが、タイミング系である。マスタービームトリガーはリニアックとリングの周回周波数と同期化する必要があるが、既述のように KEBB では歴史的な理由でリニアックとリングの周波数の間に比例関係がないので、多少システムが複雑化している。タイミング系は、パルスビームの安定な発生のためのビームトリガー、各クライストロンおよび電源のトリガー、パルスコイルのトリガー、各種ビーム診断系のためのトリガー、リングキックトリガーなど多くのトリガーを安定に供給しなければならない。トリガータイミングの監視は、このような複雑なシステムには必須であるので、順次整備を進めているところである。既に入射部などの重要な場所の監視は実現しており、ビーム変動時にはチェックしている。ビームの安定運転に最も寄与したのは、既述のように電子銃のビームトリガーの監視と安定化であった。

### 3.9 ビーム制御系（古川、上窪田氏の解説参照）

ビーム制御系の構造はここでは触れないが、ビーム調整上の重要な点を議論する。KEKB リニアックの場合、4 つの異なるリングに特性の異なったビームを供給しており、頻繁なビームモード切換（20～30 回／1 日）が行なわれている。エネルギーは 2.5 GeV から最高 8.0 GeV まで、電荷量は 0.1 nC から 20 nC まで、バンチ数は 1 から 5 までと、ダイナミックレンジが大きい。このビームモード切換を再現性良く、かつ迅速に行なうために、数々の努力が払われてきた。代表的なものを挙げると、大きくエネルギーが異なるためにオプティクスを変更する際の電磁石の簡易初期化、高周波の位相、加速に使用するクライストロンの選択、陽電子標的の出し入れなどである。

KEKB リニアックには、総数 30 を超える軌道フィードバック、エネルギーフィードバックなどが、ビームモードにしたがって最適化されて稼働している。これらのフィードバックは、電子リニアックの性能を決める大きな要素の一つとなっている。またフィードバックシステムは、大きなビーム変動が生じた際にフィードバック信号をチェックすることによって、有益な情報を与えてくれる。

ビーム制御系として最も腐心したことの一つは、ビーム運転を進めていく過程で、ビーム調整上の色々な要求に容易に答えることができるような、ユニバーサルなアプリケーションを構築したことである。実際、あるクライストロンの位相が何らかの原因で不安定になった場合でも、急遽、位相フィードバックを導入して当座を凌ぐことなどが、素早く簡単にできるようになっている。その恩恵はビーム運転上、はかりしれないものがある。

### 3.10 ビーム診断系（諏訪田氏の解説参照）

ビーム診断系は、大電流ビーム加速や高品質ビーム加速を行なう場合、本質的に重要である。ビーム診断系なくして、ビーム調整はあり得ない。測定すべきビームパラメータとしては、バンチ長、ビーム軌道、電荷量、エネルギー、エネルギー幅、ビームプロファイル、ツイスパラメータ（位相空間でのエミッタンス楕円と特徴付ける 3 つのパラメータ、代表的なものは面積に相当するエミッタンスである。奥木氏の解説参照）などがある。

#### バンチ長

KEKB リニアックではバンチモニターとして、電子が金属板に衝突する際に放出される遷移放射光をストリークカメラで観測するタイプを用いている。入射部終端、180 度偏向部の出口、陽電子捕獲部終端、リニアック終端のエネルギー圧縮装置

(ECS) の後方の、計 4 か所に設置されている。測定精度はストリークカメラで決まっていなくても 2 ps 以内におさまっている。ストリークカメラは、一般に高価であるにもかかわらず使いにくいものが多いが、ここでは、リニアックに特化したシステムの開発を行ない、簡単にバンチ長の測定が行なえるようになっている。

通常、頻繁に用いられるのは入射部終端のバンチモニターで、これによって集群の調整を容易に行なうことができる。入射部終端のバンチモニターは、電子リニアックにとって必須のモニターといえよう。

#### ビーム軌道、電荷量

ビームの位置はストリップライン型のビーム位置モニター (BPM) によって測られる。横方向ウェーク場の影響によるビームブローアップを抑制するためには、四重極電磁石のアライメントが重要であると述べたが、これに基づいて全ての四重極電磁石の中に BPM を装着してあるので、リニアックの全域にわたってビーム軌道の様子が簡単にわかるようになっている。BPM は電荷量の情報も与えるので、ビーム軌道と電荷量が同時に表示されている。

#### エネルギー、エネルギー幅

エネルギーは分散（奥木氏の解説参照）のあるところに設置された BPM の位置情報から求めることができる。KEKB リニアックでは、エネルギー解析部として分岐ラインを要所にもっているのが、最初にビーム調整を行なう際は、これらを利用する。しかし、ひとたび運転が始まると破壊的な測定はできないので、180 度偏向部、ECS 部、ビームスイッチャード部（ビームを各リングへの輸送路へ振分ける部分）の各偏向電磁石の後方にある

BPM を用いて、測定を行なうとともにエネルギーフィードバックを働かせている。

エネルギー幅は、偏向部に設置された放射光モニター（非破壊測定）やスクリーンモニター（破壊的測定）をみて測定しているが、現在、8 極電極をもった BPM を用いたエネルギー幅モニターを開発中である。エネルギー幅が大きいと、下流のリングの測定器への大きなバックグラウンドノイズとなるので、KEKB リニアックでは、ほぼ入射毎にチェック・調整している。

#### ビームプロファイル

ビームの横方向の形状は、視覚的にはスクリーンモニターをビームラインに挿入して、その発光像から推定している。ビームオプティクス診断にとって、リニアックに沿ってビーム形状が分かることが重要であるが、通常のスクリーンモニターでは、定量的な測定はむずかしい。しかし、スクリーンモニターでも、オプティクスの大きなずれは十分推測できるだけでなく、横方向ウェーク場によるビームブローアップの様子などは、手っ取り早くわかるので、極めて有用なモニターの一つである。

#### ツイスパラメーター

ツイスパラメータは、リニアックに沿ってビームプロファイルの変化をみることによって、求めることができる。しかし、スクリーンモニターでは定量的な測定がむずかしいので、ワイヤスキャナー（諏訪田氏の解説参照）を用いるのが普通である。ワイヤスキャナーはビームサイズ測定に用いられるが、一か所当たり計 4 台のワイヤスキャナーを適当なベータatron位相シフト間隔で設置して、各点でビームサイズを測定する。ツイスパラメーターには 1 自由度あたり 3 つパラメー

タがあるので、4 か所のビームサイズデータから、フィットによって、当該領域でのツイスパラメータが全て求まることになる。KEKB リニアックでは、180 度偏向部の前後、リニアック終端部の各所に設置されており、毎日 1 回ツイスパラメータを測定し、必要に応じてオプティクスマッチングを行なっている。将来的には、測定の高速化を進めて、クライストロンの一時的不調による加速とスタンバイの入換えにともなうオプティクスの変更などの際に、迅速にオプティクス診断・マッチングができるようにしたいと考えている。

#### 3.11 真空系

加速器は一般に巨大な真空系をなしている。リニアックの場合は直線的に真空系が並ぶが、加速管のようにコンダクタンスの悪い部分を高真空（よい真空）に保つために、いくつかの工夫がなされている。キルヒホッフの回路理論の応用から、加速管、導波管での最適真空を得るためのポンプの配置を決めるなどは、その一例である。

真空の情報は随時みることができるが、長期間の圧力変化を 1 週間毎にチェックすることによって、ビーム運転を妨げるような大きな真空事故を未然に防ぐことができる。一例としてスクリーンモニター用ののぞき窓が、放電で破損し大きなリークに至る前に、圧力の長時間微小変化を発見し未然に対処できたことがある。

現在の真空系がビーム運転に深刻な影響を与えたことは、これまで全くない。

#### 3.12 安全系

放射線遮蔽と空間線量測定、入退室管理、運転表示、ビーム性能評価などを全て含んだインターロックシステムを、安全系と呼ぶ。安全系の設計・管理は放射線の専門家によって行なわれるが、実

際に加速器を製作・設置し、ビーム運転を行なう立場からみると、具体的な個々の問題について専門家と詳細に打合せておくことが肝要である。たとえば、ビーム調整の都合上、通常と異なったビームを加速する必要が生じた場合、ビーム運転の立場で見ると、常識的な範囲で安全を図れると判断してビーム運転計画をたてることがある。しかし、加速器の放射線申請書では、使用する全てのビームについて、加速粒子の種類、最大強度、最大エネルギー、最大電力などが規定されている。したがって、たとえばリニアックのある部分で電子のかわりに陽電子を加速することは、単に電荷が異なるだけでよいと判断しかねないが、実際は再申請が必要となる。結局、このようなことが安全系としてビーム運転に影響をおよぼすことになるので、最初の段階で様々の可能性を考慮して十分に検討をすることが重要である。

### 3.13 設備（電気、水、空調）

大電流リニアックでは、電気、水、空調などの状態がビーム性能に影響を及ぼす。具体的な例を挙げてみよう。

#### 電気

KEK では、常時いくつかの大きな加速器が運転されているが、常に全てが同時に動いているとは限らない。たとえば、電子リニアックのような入射器では、リング加速器の運転が始まる 2 週間前から、加速管のエイジングや、ビーム調整のための運転が開始される。KEKB リニアックでよく経験することは、他のリングの運転前には安定だったビームが、リング電磁石の初期化などが始まると、急に軌道などが変動する現象である。普通は、その後、リングの運転開始とともに、再び定常的な安定状態になることが多い。これは、電源入力

を通しての影響ではないかとみられるが、詳細はよく分かっていない。因果関係がはっきりしないのは、ビームに対する各パラメータの許容度によって、影響がでたり出なかったりするからであると考えられる。すなわち、立上げ早々のビームは調整不十分で許容度が低いことが多いので、電源の小さな変動の影響を受けやすいのかもしれない。

電源電圧の変動が直接影響する場合は、問題解決が比較的容易だが、このように影響が間接的な場合もあり得るので、日頃、リニアックの電源監視を行なうことが大事である。

#### 水

リニアックでは、色々な形で冷却水を使用しているが、冷却水の流量と温度の管理がビーム運転にとって非常に重要である。とくに、温度は負荷の状態によって大きく変わるので、大電流ビームの場合はとくに、高周波を加速管に入力し始めてからしばらくは加速管の温度の安定を待ってビーム調整を始める必要がある。以前は、このような認識がなく、立上げ早々にビームを調整すると時々刻々ビームが変化していき戸惑うことが多かったが、近年は温度制御自体の改善だけでなく、温度監視システムが充実化された結果、無駄なビーム調整を行なうこともなくなった。ちなみに加速管の冷却水温は定常状態で 30℃に保たれており、変動は 0.1℃以下である。0.1℃の変動は、2 メーター加速管の入力部から出力部まで 2 度の位相変化に対応する。

#### 空調

リニアックには、入射部と陽電子標的直後の捕獲部（加速部）のように、主たるビーム性能を決めてしまう重要な部分がある。この部分に大電力高周波を供給する高周波源については、周辺温度

の影響に十分、注意を払う必要がある。入射部の例を挙げると、入射部の高周波源付近の空調が停止したままで短時間運転したことがあったが、ビームの状態が全く変わってしまった。入射部の高周波位相の履歴をみると変化していたので、位相を適当に調整するとビームの状態は改善された。その後、空調がはたらき始めると、高周波位相はまた元の正常値に戻った。空調がビームに影響を及ぼしたことは確実だが、どのような経路であるかは目下検討中である。

#### 4. KEKB リニアックのビーム---ビーム調整の方法

ここでは、KEKB リニアックにおけるビーム調整の方法を具体的に示すことによって、電子リニアックがどのように安定運転されているかをみていく。なお、KEKB リニアックではシングルバンチ加速を行なう。また、KEKB リニアックには、既述のように 180 度偏向部があるが、本稿の主旨を考慮してその部分の説明はしない。

##### 4.1 ビーム調整・制御の実際

###### 電子銃

ビーム調整の最初の一步は、ビームトリガーと電子銃の高圧とのタイミング調整である。通常は、担当グループによってすでに調整済みのことが多いが、必ず確認することが重要である。既述のように電子銃では高電圧の安定化がなされているが、ビームが電子銃の電圧パルスの中央部で加速されないと、安定化の意味がなくなる。

次のステップは、電子銃ビームと、集群部のソレノイド集束磁場の軸合わせである。これは、ある程度は電子銃直後のステアリングコイルで調整可能であるが、アライメントエラーが大きい場合は電子銃本体のフランジに調整機構をつける必要

が生じる。KEKB リニアックでは初期の段階で、このアライメントを実施している。軸合わせは、電子銃の加速電圧を変えながら、ソレノイド磁場中のビームの回転運動を集群部後部のスクリーンモニターで観察することによって行なわれる。回転半径が最小になるようにアライメントまたはステアリングコイルによって調整する。

###### 集群部

ここで、SHB、プレバンチャー、バンチャーに高周波電力を投入する。まず、準備として電子銃の場合と同様、各高周波のタイミングをビームに大体合わせる。具体的には、ビーム電流モニターの信号 (BPM や壁電流モニター信号) と各高周波のトリガー信号を (ケーブル長などを考慮して) オシロで大体合わせる。さらに細かくタイミング調整するには、大電流電子ビームを通して各高周波の整流波形にあらわれるビーム負荷による波形の歪み位置が、中央にくるようにすればよい。

以上の準備が整ったら、入射部終端でのバンチモニターを見ながら、集群調整を開始する。最初は、2 段の SHB とプレバンチャーをスタンバイ (タイミングをずらす) にして、バンチャーのみで集群の様子 (マルチバンチになっている) を観察する。バンチャーの電力は適当 (シミュレーション値) でよい。実は、KEKB リニアックの入射部には、集群部のあとにレギュラー加速管 (2 m) が 2 本あり、同じ高周波源から電力を供給している。このために、バンチャー部の位相とこの最初のレギュラー部の加速位相は独立に調整することができない。したがって、ここでバンチャーの位相を調整して (高周波源の位相は動かさずに)、マルチバンチビームの集群を行なう。バンチモニターをみていると、集群効率が改善するとともにビーム

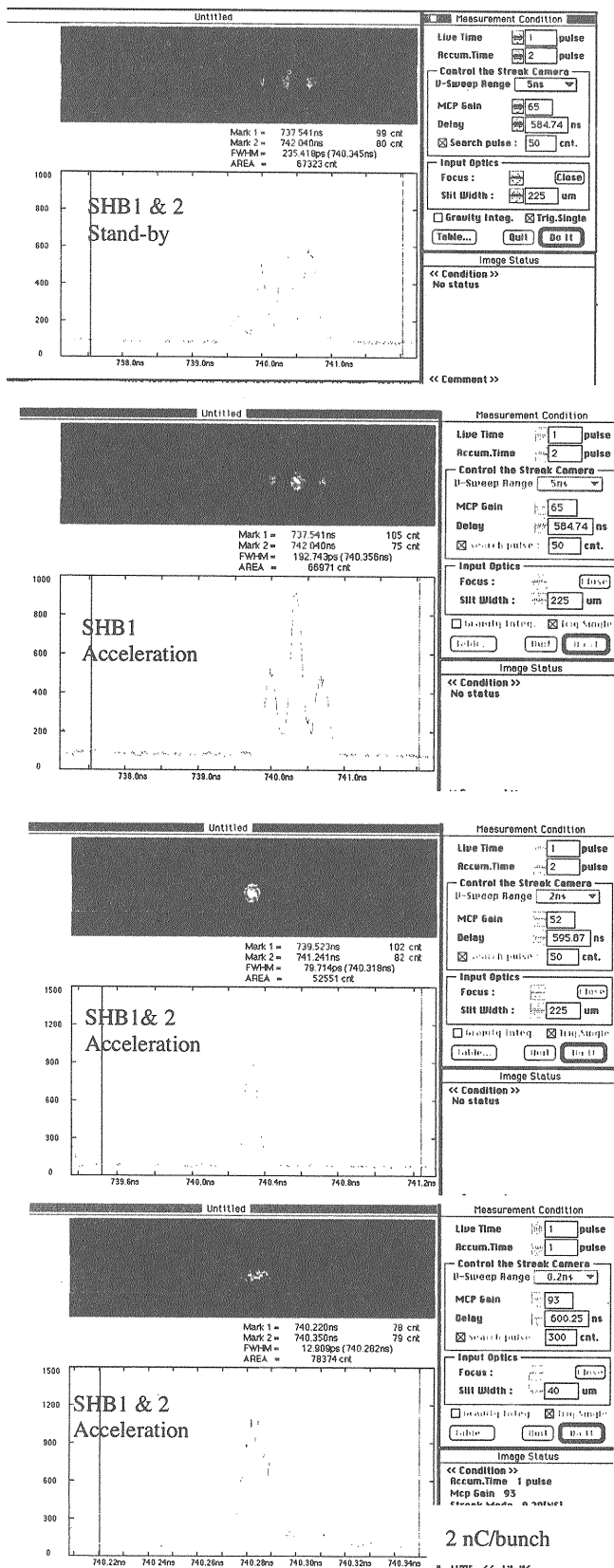


図 4.1 集群部の調整（バンチモニター）

強度が増えるのが分かる。これは、バンチャーの

位相を変えることが、後続のレギュラー加速管の加速位相を変化させることに対応しているためである。バンチャーの位相調整の結果、バンチモニターでのビームエネルギーは高い方に向かうので、エネルギーを測定して調整してもよい。

バンチモニターで観察されるマルチバンチビームは、電子銃からバンチャーまでの間に、空間電荷力によってビーム幅が多少広がるので、バンチ数が、電子銃ビームの幅から計算した数より多くなっている筈である。ここで、プレバンチャーを加速モード（タイミングを合わせる）にして、各バンチの集群効率が最大になるようにプレバンチャーの位相を調整する。次に、マルチバンチの中央部のバンチに注目して、そこを当面シングルバンチの位置に決め、SHB2 を加速モードにする。その結果バンチ数が減るが、SHB2 の位相を調整して、位置決めした場所に中央バンチが来るようにする。同様に、SHB1 を加速モードにして、シングルバンチになるように、SHB1 の位相を調整する。

以上のプロセスを多少繰り返して、最適なシングルバンチの位置を決める。これは、空間電荷力の影響で、電子銃ビームの中央が必ずしも最適のシングルバンチの位置になるとは限らないことを意味している。この効果は、大電流ビームの際に顕著である。

最後に、ストリークのレンジを狭めてバンチ幅を測定し、バンチ幅最小となるように各位相を再調整する。なお、この段階で、再び上のプロセスを繰り返す必要があるかもしれない。また、各電力は所定のシングルバンチ性能を実現するために、上の各段階で適宜調整する。以上で、集群の調整は終了する。図 4.1 には、集群部の調整例を示す。

最初のレギュラー部の位相は上述のように独立

に変更できないが、集群調整プロセスを繰り返す際に入射部全体の高周波源の位相も微調する必要がある。最終的に、入射部終端のエネルギー分析用偏向電磁石を用いてエネルギーを測定しておく。

#### オプティクスの設定とマッチング

この段階で、計算したオプティクスを設定し、多少ビームプロファイルを整えた上で、入射部でのエミッタンスを測定し、次のレギュラー加速部へのマッチングを行なう。(奥木氏の解説参照)

#### レギュラー加速部

電子リニアックの主要なビーム特性は入射部で決まってしまうので、下流のレギュラー加速部では主として、タイミング調整と位相調整だけを行なえばよい。レギュラー部では、SLED を用いているためにタイミング調整は若干複雑となるので、最初は SLED をデチューンして、ビームをエネルギー測定が可能のところまで通す。その際に、入射部で行なったように、当該クライストロンに近い電流モニターのビーム信号と高周波の整流信号

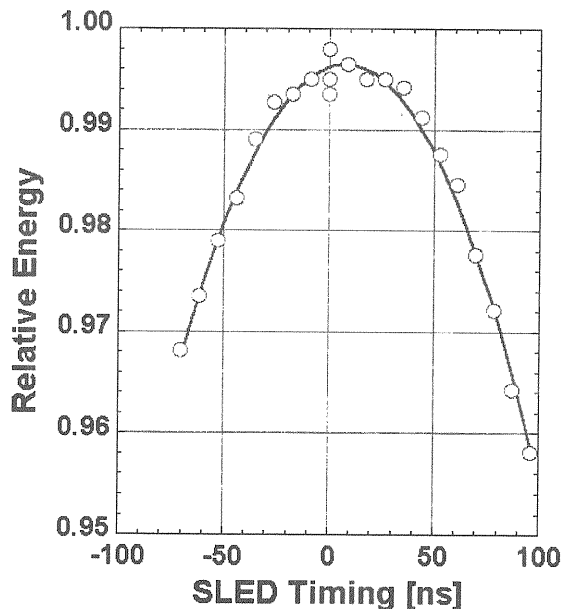


図 4.2 SLED 利得曲線

を比較して、高周波パルスの後半部分で、後方から測って加速管のフィリングタイム（山口氏の解説参照）よりやや短いところにビームが来るように、ビームタイミングを合わせる。あるいは、大電流ビームを用いて、高周波の整流波形の歪み部（ビーム負荷部）を観察して、タイミング調整してもよい。このあと、ビームが通るように位相の粗調整を行なう。この作業を上流から順々に行っていく。次に、SLED のデチューンをはずして、高周波位相を反転し、各クライストロンの高周波全体のタイミングを変えて（図 4.2）エネルギーが最大となるところを捜す。さらに、位相を再調整してエネルギー最大に追い込んでいく。

#### BPM の校正と軌道補正

こうして、一通り調整が終了してビームが下流まで到達した段階で、BPM の校正（諏訪田氏の解説参照）を行なう。その結果、一つのビームパルスについてリニアック全体にわたって軌道（と電荷量）が分かるようになるので、ステアリングコイルを用いた軌道補正を行なう。（図 4.3）

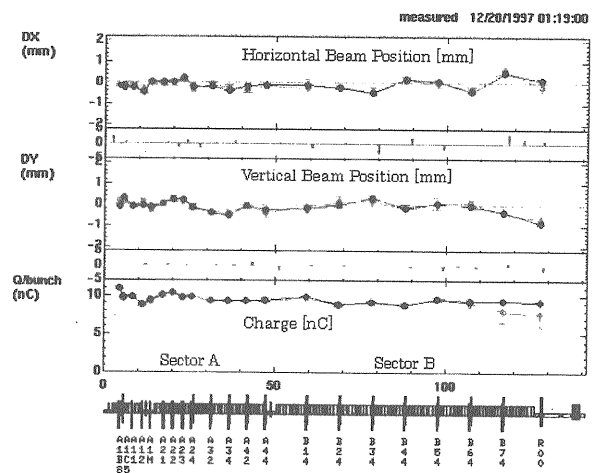


図 4.3 はじめて 10 nC シングルバンチビーム加速に成功したときの BPM (Sectors A,B) 表示

## エネルギーとエネルギー幅の測定

集束部の終端ではエネルギーは 20 MeV 前後と低いのので、エネルギー分析用偏向電磁石を用いる正攻法はとらずに、ステアリングコイルを変化させ下流の BPM によってビーム位置の変化を測定する方法が簡便である。一方、高エネルギーの測定は、偏向電磁石の後に設置されている BPM によって行なう。その際、入射部以降のレギュラー加速管の加速位相、すなわち各クライストロンの位相を調節して、エネルギーが最大になるようにする。一般に、最大エネルギーの加速位相（クレスト）を求めることをフェージング（図 4.4）と呼ぶ。蛇足ながら、フェージングに用いるビームは、ビーム負荷の小さい低電流ビームで行なわなければならない。

フェージングが終了すると、低電流ビームの場合は、ビームのエネルギー幅は原理的に最適化されている筈（2 章参照）であるが、念のため、同様な位置（エネルギー分散の大きいところ）に設置

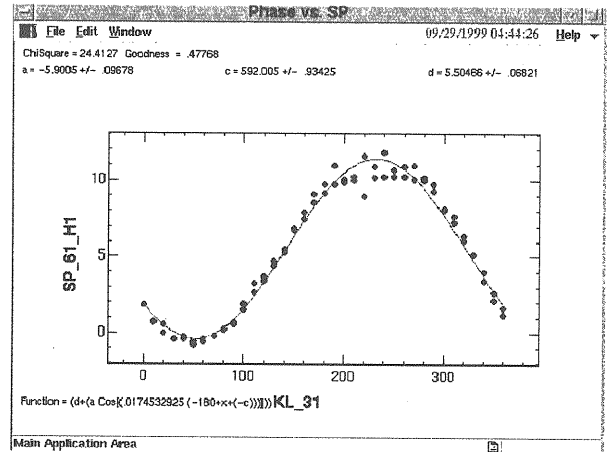


図 4.4 フェージング

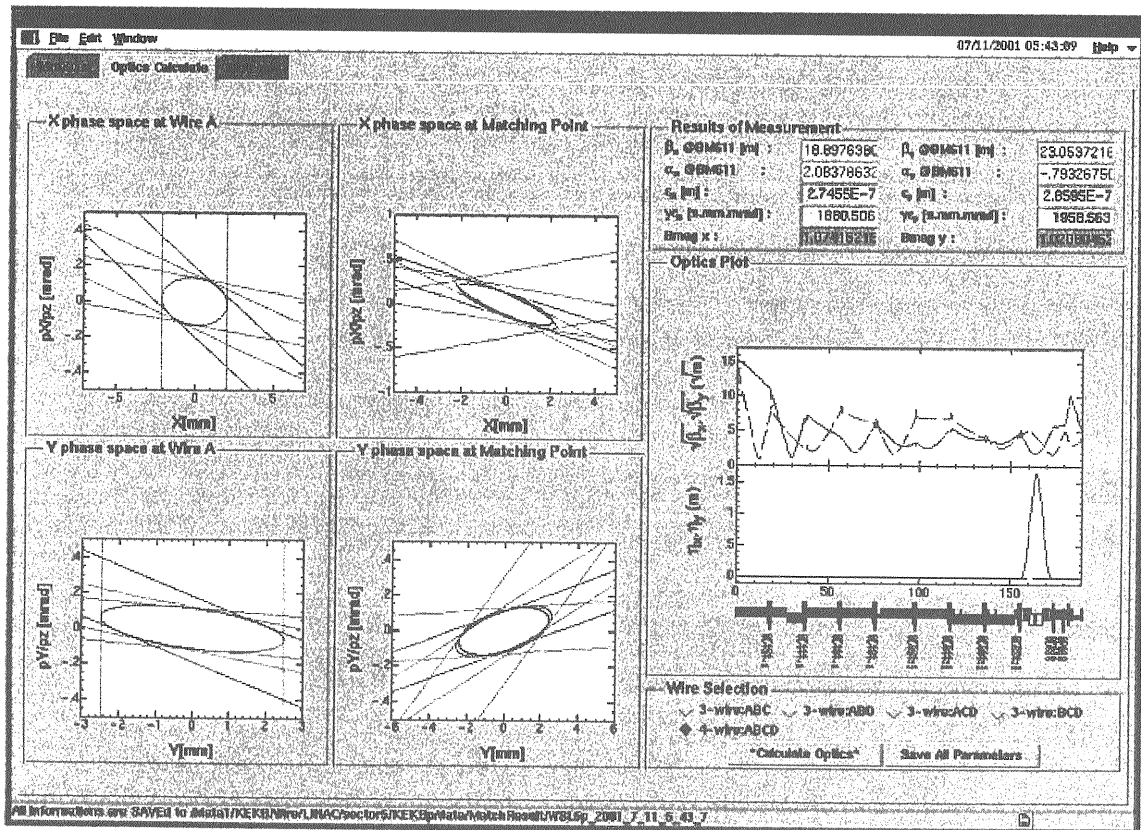


図 4.5 リニアック終端でのオプティクスマッチング (3.5-GeV 陽電子ビーム)



されたスクリーンモニターあるいはワイヤースキャナーで測定しておく。

### 総合調整

ここまでの、いわゆる最初のビーム立上げ（ビームコミッショニング）と称する部分であるが、実際には、さらに再調整、微調整を行なってビーム改善に努めるという、繰返し作業が重要である。すでに何回も指摘しているように、電子リニアックにおいては入射部の調整が最も重要で、ビームの性能のほとんどはここで決まるので、入射部の調整は入念に行なわなければならない。

入射部でのビーム調整が確定すると、そこでのエネルギー、初期エミッタンスなどが決まるので、次に入射部とレギュラー加速部の間のオプティクスマッチングを再び実施する。レギュラー加速部のオプティクスは単純な周期系をなすので、設計値から大きく変えて調整する必要はないが、面倒で難しくかつ重要なのは、この入射部のオプティクスマッチングである。KEKB リニアックでは、3章で述べたように、高エネルギー部の各所にそれぞれ 4 台のワイヤースキャナーを配置し、簡単にツイスパラメータの測定とオプティクスマッチングできるようになっているが、入射部のような低エネルギー領域では、ビームサイズが大きいためワイヤースキャナーのノイズが増え、精度のよい測定に成功していない。簡単な測定法の確立が望まれる。

このオプティクスマッチングが終了すると、再び精密ビーム軌道補正を、自動軌道補正プログラムによって行なう。このプログラムは、各ステアリングコイルの強さと、対応する BPM で測定される位置の間の関係を実際のビームで求め、それをもとに適応制御を行なうものである。

最後に行なうのが、エネルギーおよびエネルギー幅調整とリニアック終端からリング入射路へのオプティクスマッチング（図 4.5）である。

リニアックの最終的なエネルギーは、リニアック終端付近の 2 つの加速ユニットの位相を、エネルギー幅を打消すように同時に逆方向（傾きも逆のところで）に動かして、合わせている。実際には、エネルギーフィードバックによって自動調整する。一方、エネルギー幅は、フェーシングが完全なら原理的には最適化されている筈である。不完全な場合、台数の多い加速ユニットの位相のズレを捜すよりは、サブブースターの位相を変えて調整することがある。この方法は、次節に述べる大電流ビームの場合のビーム負荷補償には効果的であるが、低電流ビームの場合はズレが一様な場合を除いて有効ではない。ちなみに KEBB リニアックの電子ビーム（シングルバンチ、1 nC、8 GeV）のバンチ幅は、標準偏差で 2.5 ps 程度であるので、(2.58)から計算すると、エネルギー幅が 0.025 % となる。しかし、実際に得られているのは 0.05 % であり 2 倍大きい。その理由は、フェーシング測定（クレスト位相の測定）の誤差や高周波位相自体の変化からある程度は説明することができる。

（以下のビーム特性維持の項参照）

リニアック終端でのオプティクスマッチングは、既述のように、適当なベータatron位相シフトをもって 4 台設置されているワイヤースキャナーによるビームサイズの測定から計算して行なう。

### ビーム性能維持

3 章でみたような各ハードウェア構成要素に対する安定度の改善などのおかげで、低電流ビームの性能維持は容易である。唯一、リニアック終端でのビームエネルギー幅の変化に気をつける必要が

ある。これは、KEKB リニアックのような大きなリニアックの場合に固有のものと思われる。大量にある加速ユニットで、クレスト位相が何らかの原因で真のクレストから僅かにずれていると（フェーシング測定の誤差や高周波位相自体の変化など）、エネルギー幅は低電流ビームの場合の原理的な値 (2.58)より増える。(2.58)では、バンチ中心をクレストにのせるので振分けとなり、1/8 の因子がでてきたが、一方、ここで考える各加速ユニットでのクレスト位相のずれによる寄与（多数の加速ユニットでの位相の自乗平均誤差）の場合は、1/2 の因子となる。結局、実際のエネルギー幅は両者の和になる。仮に、クレスト位相の測定誤差あるいは高周波位相の変化がバンチ長の 5 割程度と仮定すると、 $1+8/2*0.5*0.5=2$  となり、KEKB リニアックでのエネルギー幅の測定値と原理的な値の比が説明できる。もちろん、これ以外の原因（調整不足など）もあり得るが、重要なことは、KEKB リニアックのように大きなリニアックでは、数の統計的効果によってエネルギー幅は(2.58)よりある程度大きくなる可能性があるということである。

KEKB リニアックでは定期的（2 週間に 1 回）にフェーシングを実施して、このようなエネルギー幅の増加を抑制している。

リニアックの終端でエネルギー幅を小さくする方法としては、エネルギー圧縮システム（ECS）と呼ばれるものがあり、KEKB リニアックでは、陽電子ビームのために使用しているが、上のようなエネルギー幅や外乱に対するエネルギー安定度の観点から、低電流電子ビームの場合も ECS の有用性が再認識されている。Spring8 では、最近このことが実証されている。

オブティクスの確認は、3 章で述べたように、リ

ニアックの要所でのツイスパラメータの測定を、基本的に毎日実施しているが、ほとんど変化しない。

#### 4.2 陽電子発生用大電流ビームの調整

陽電子発生用の大電流電子ビームの場合、ビーム性能の各種パラメータに対する許容度（表 4.1）は、低電流ビームに比べて非常に狭くなる。したがって、3 章で述べた様々な安定化の努力は、大電流ビームの加速のために払われてきたわけである。なお、オブティクスは、頻繁な切替えを考慮して、低電流ビームの場合と共通のパラメータとしている。ビーム調整で最も注意を払うのは、以下の 3 点である。

表 4.1 陽電子発生用大電流ビームの入射部パラメータに対する許容度

入射部のパラメータ	許容度(loss<10 %@Target)
ビームタイミング	± 45 ps
電子銃加速電圧	± 0.38 %
SHB1 位相	± 1.1°
SHB2 位相	± 1.3°
バンチャー位相	± 1.7°

##### (1) 入射部

電子銃の加速電圧とビームタイミングの安定化  
 集群部の高周波位相の安定化  
 軌道の安定化

##### (2) レギュラー加速部

ビーム負荷によるバンチ内エネルギー差の補償  
 軌道の安定化

##### (3) 陽電子標的部

標的のスイートスポットへの軌道安定化  
 標的でのビームウェストの調整

表 4.2 KEKB リニアックのデザインパラメータと実績値

			8-GeV electron		3.5-GeV positron	
			Goal	Achieved	Goal	Achieved
(1) Gun	Energy	keV	200	200	200	200
	Intensity	nC/pulse	1.5	2	13	14
	Pulse width	ns	2	1.8	2	2.8
(2) Buncher	Energy	MeV	16	16	15	15
	Energy spread ( $\sigma$ )	MeV			2	2
	Intensity	nC/pulse	1.4	1.9	>10	11
	Efficiency			95%		90%
	Emittance $\gamma\beta\epsilon$ ( $\sigma$ )	mm	0.06	0.04	0.06	0.08
	Bunch width	ps	5	6	16	10
(3) Arc	Energy	GeV	1.5	1.7	1.5	1.7
	Energy spread ( $\sigma$ )	MeV	0.6%	0.29%	0.6%	0.38%
	Jitters (p-p)					0.1%
	Drift (with feedback)				<0.2%/h	
	Emittance $\gamma\beta\epsilon$ ( $\sigma$ )	mm		0.17		1.7
	Transmission			100%	>95%	100%
(4) e+ target	Energy	GeV			3.7	3.7
	Intensity	nC/pulse			>10	10
	Transmission					96%
(5) e+ Solenoid exit	Intensity	nC/pulse				2.4
	Specific yield	e <sup>+</sup> /e <sup>-</sup> GeV				6.8%
(6) Linac end	Energy	GeV	8	>8	3.5	>3.5
	Energy spread ( $\sigma$ )	MeV	0.15%	0.05%	0.125%	0.15%
	Intensity	nC/pulse	1.28	>1.28	>0.64	0.82
	Specific yield	e <sup>+</sup> /e <sup>-</sup> GeV				2.3%
	Transmission			>80%		
	Emittance $\gamma\beta\epsilon$ ( $\sigma$ )	mm	0.25	0.31	1.5	1.4
	Pulse repetition	pps	50	50	50	50

ほとんどのものは、3 章ですでに説明してあるので、ここではビーム負荷の補償についてのみ、解説する。ここで考えるビーム負荷補償とは、縦方向ウェーク場によってバンチ内に生ずるエネルギー差を、高周波電場の傾きをもったところ（オフクレストと呼ぶ）にバンチ中心をおくことによ

て、キャンセルする方法である。縦方向ウェーク場の影響としては、バンチのエネルギー幅を広げるだけでなく、平均エネルギーを下げる現象（ビーム負荷の基礎定理）があるが、エネルギー差を補償するために、高周波のオフクレストにのせると平均エネルギーはさらに減少するので、エネルギーマージンを考えるときは、この点を考慮しなければならない。10 nC ビームの場合、バンチモニターによる測定からバンチ幅は 1.2 mm( $\sigma$ )（図 4.6）であるが、計算によれば、最適オフクレスト角は約 10°、エネルギー幅は 0.4 %、平均エネルギーの減少は 3.5 %となる。実際のビーム調整でも、ほぼ同様の値を実現している。表 4.2 には、KEKB リニアックのデザインパラメータと実績値を示す。

#### 4.3 信頼性

KEKB リニアックの運転時間は、Belle 実験が開始された 1999 年から年間 7200 時間（約 10 か月）

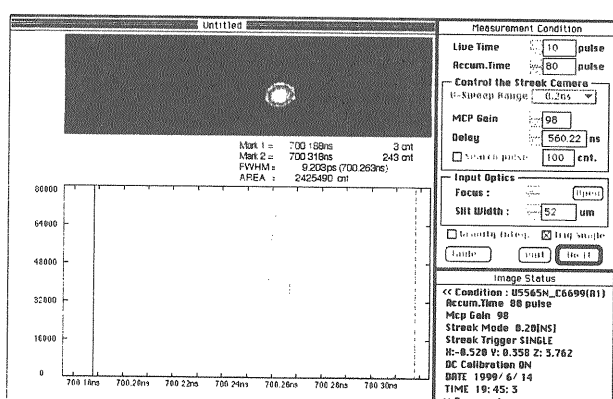


図 4.6 入射部終端でのバンチ形状（10 nC シングルバンチビーム、 $\sigma = 3.9$  ps）

を超えるようになってきた。昨年度の実績は、運転時間 7239 時間に対し、ビーム入射を妨げた時間（ビームロスタイム）は僅か22時間、率にして0.3 %である。これに対し故障時間は 310 時間、4.3 %となっている。いずれの数字も年々減少（図 4.8）してきており、リニアックの安定性、信頼性は非常に高い。小規模のリニアックの場合は、ほとんどメンテナンスフリーで故障時間も短いと思われるが、KEKB リニアックのように、4 つの異なるリングに異なるビームを、頻繁に切換えて入射している大きなマシンとしては、上記の数字はかなりよい値であると考えられる。

現在、KEKB リニアックのビーム ON 時間は、全てのリングをあわせて1日当たり 4～5 時間であ

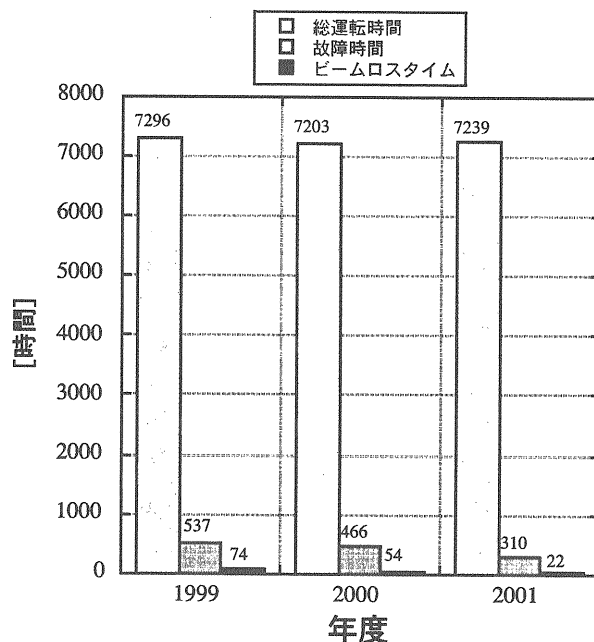


図 4.8 KEBK 本格運転開始以来の運転時間、故障時間、ビームロスタイムの変遷

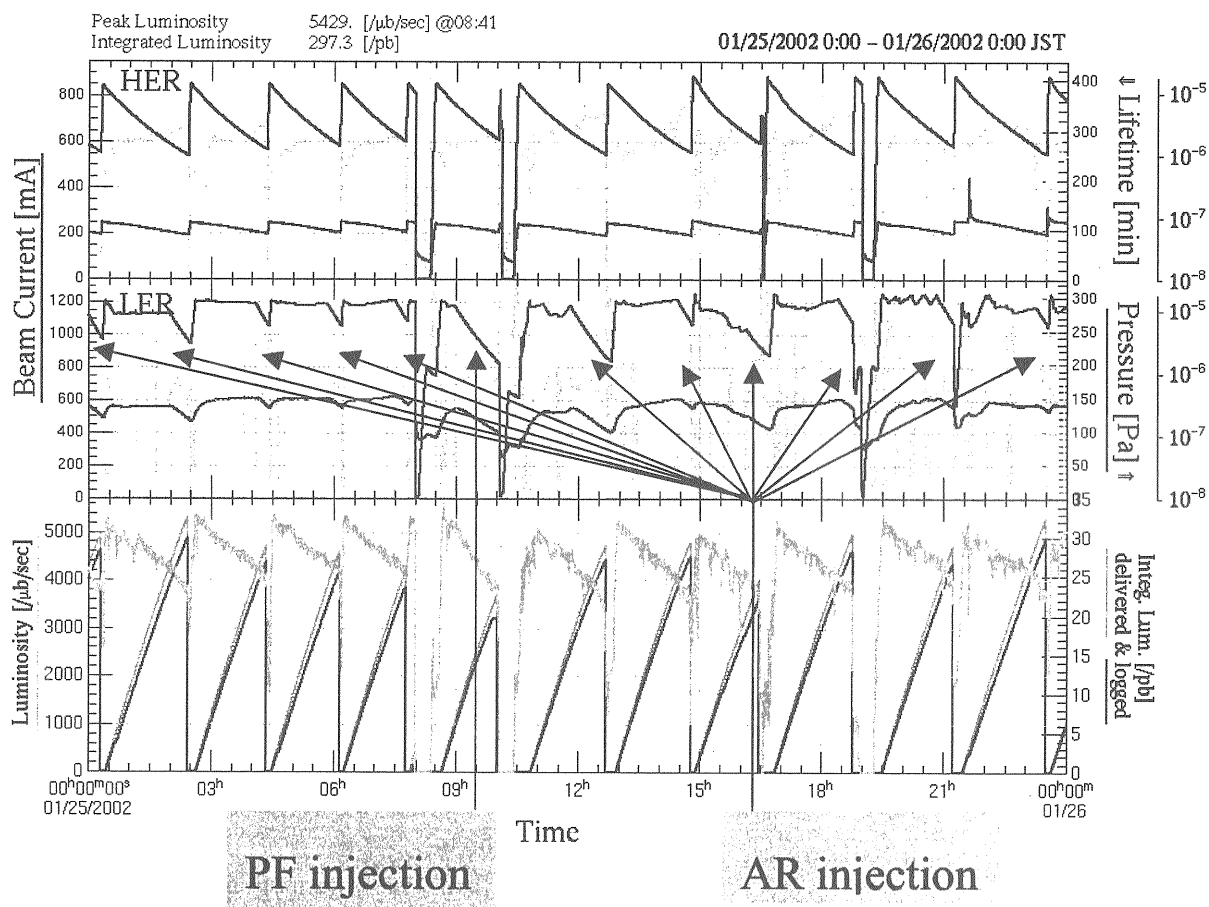


図 4.9 KEBK 陽電子連続入射試験時の Daily Snap

り、入射の合間にビーム診断・調整や定期的なフェージングデータ取得を実施しているが、KEKB リングでは、積分ミノシティを効率良く増やすために、物理実験中も陽電子入射を続ける「連続入射」の試験（図 4.9）を開始している。これが本格化すると、入射器としてのリニアックは常にビームをだすことになるので、ビーム診断・調整などの時間がほとんどなくなる。その場合には、現在の故障時間がそのままビームロスタイムになってしまう。したがって、機器の信頼性、安定度等の一層の改善とともに、非破壊的ビーム診断・調整の方法を開発し導入する必要があるだろう。

## 5. これからのリニアック

3 および 4 章では、KEKB リニアックという実際にフル稼働しているマシンについて、ビーム調整の実践的な観点から重要と思われる点をできるだけ詳しくみてきた。その一つ一つが、安定で信頼性の高い現在の KEBB リニアックの実現に役立っていると思う。このような経験から、これからのリニアックについて考えてみたい。

ビーム調整の難しさや、数々の複雑なビーム調整技術という意味では、SLC（PEPII の前の SLAC の主要プロジェクト：リニアコライダー実験）のチューニングのほう遥かに上かもしれないが、実は、SLC と KEBB リニアックの間には大きな違いがある。SLC では電子、陽電子ともにダンピングリングに一度貯蔵して、エミッタンスを小さくしてからリニアックで加速していた。たとえば、入射部のバンチャー部でエミッタンスが増えようが、ダンピングリングまで運べば、後はクリーンなビームを加速するだけとなる。SLC の初期調整段階では、ダンピングリングまでのビーム加速に苦労していたと聞いている。そこまでのビームは、

KEKB リニアックでの陽電子発生用電流ビームに相当するが、ビーム強度は KEBB リニアックのほうが大きい。それにもかかわらず、KEKB リニアックの大電流ビームは信頼性、再現性の点で優れている。KEKB リニアックにおいてもダンピングリングを用いれば無駄な努力は不要であるとの考え方があがるが、ダンピングリングなしでも大電流ビームを安定に加速し、実際の運転に高い信頼性をもって供してきたことは、今後のリニアックのあり方を考える上で、示唆に富んでいると思っている。

その理由は、本稿で常に強調してきたように、電子リニアックは入射部によってほとんど全てのビーム性能が決まってしまうという点にある。KEKB リニアックにおいて大電流ビーム加速の高い信頼性が実現されたことは、まさに入射部特性が非常に優れたものであることを示しているのにはほかならない。レギュラー加速部での横ウェーク場によるビーム発散の問題などは、決してリニアックの本質的問題とはなっていない。

実は、KEKB リニアックの入射部についても、3 章で詳しく説明した問題点以外に、未だに完全に理解されていない現象がある。たとえば、大電流ビーム調整中に、突然集群部の先頭付近から軌道が発生し（ビーム軌道が中心軌道からずればじめることを、業界用語で、軌道が出ると言う。）、陽電子標的までのビームロスが大きくなるのが時々ある。慌てて軌道補正を施すとビームは安定になるが、放置しておいても（普通はそうしないが）しばらくすると、元の状態に戻る。この現象は、低電流ビームでは決して起こらない。このような未解決の問題は、今後さらに調査を進める予定である。

4 章の最後で触れたが、KEKB では陽電子の連続入射が始まろうとしている。また、現在、東大、東北大、Spring8 などの共同で計画中の VUV-SX 高輝度光源の入射リニアックの場合、リングの寿命が短いので連続入射の可能性が検討されている。将来のリニアコライダーでは、本質的に連続入射（運転）である。このような状況では、リニアックの役割は物理実験の成否に直接つながっている。連続入射（運転）がリニアックにとって可能かどうかは、KEKB では秋からの運転で明らかになるが、そこでの運転経験は、他の二つの計画にとっても注目すべき事柄であろう。実は、本稿で強調したいもう一つの点が、ここにある。すなわち、加速器は最終的にビームが全てであり、ビーム調整・運転を通して得た経験こそ、次の開発研究が実り多いものになるための肥やしである、ということ忘れてはいけないと思う。はじめにビームありき、終わりにビームありきである。

我が国のリニアコライダー計画のための R&D が、KEK を中心に活発に推進されていることは周知の事実であるが、最近、そこで開発された技術の成果が FEL のためのリニアック（Spring8 における C バンド加速管を用いた FEL 施設）として花開こうとしている。一方、KEKB リニアックでは、SuperKEKB 計画（デザインルミノシティ  $10^{35}$  /cm<sup>2</sup>/s）のために、陽電子の 8 GeV 化（光電子不安定性によるビームブローアップを軽減するために、現在の電子と陽電子を交換する）が検討されている。リニアックにとっては大改造になるが、これまでのビーム調整・運転から蓄積された経験をもとに、C バンド加速管による高電界加速（>40 MV/m）試験を行なって、C バンド加速管の性能を評価しようとしている。このように、リニアコラ

イダーのための R&D と、現実にはビームを熟知して積み上げてきた経験が、一体となって次のステップに進もうとしている。これからの電子リニアックのあり方を象徴する研究であると思う。

## 6. 参考文献・図書

電子リニアックのバイブルは、SLAC の電子リニアックに関する詳細なレポートである。表紙が青いので、“青本”と呼んでいる。

[1] “The Stanford Two-Mile Accelerator”, edited by R. B. Neal (W. A. Benjamin, Inc. 1968).

また、次の Part B にも、電子リニアックについて理論的な説明が詳しく記述されている。なお、Part A には、陽子リニアックを含めたリニアックの一般論が展開されている。この本は、表紙が赤いので“赤本”と呼んでいる。

[2] “Linear Accelerators”, edited by P. M. Lapostolle and A. L. Septier (North-Holland Publishing Company – Amsterdam, 1970).

また、SLAC の 2 マイルリニアックのもとになった、Stanford Mark-III 電子リニアックのレポートには、現在のリニアックのひな形を作るに至った考えが述べられていて教訓的である。一通り勉強した後には読むと、理解が深まるように思う。

[3] M. Chodorow, E. L. Ginzton, W. W. Hansen, R. L. Kyhl, R. B. Neal, W. K. H. Panofsky, and the staff, “Stanford High-Energy Linear Electron Accelerator (Mark III)”, Rev. of Sci. Instr., **26**, 134 (1955).

KEKB リニアックについては、デザインレポートがまとめられている。

[4] “放射光入射器増強計画---KEKB に向けて---”, edited by Isamu Sato et al., (KEK Report 95-18, March 1996 A).

また、建設およびコミッショニング終了後に、PEPII  
と KEKB を物理実験まで含めてまとめた B ファク  
トリーマシンとその実験についての特集号が、  
Nuclear Instruments and Methods Series A に投稿され  
る予定である。その KEKB 加速器部分のプレプリ  
ントの中に、KEKB 電子リニアックの部分がある。  
参考として頂きたい。

[5] “KEKB Accelerator Papers”, edited by E. Kikutani,  
(KEK Preprint 2001-157, December 2001 A).

このほかの文献については、OHO セミナーの本年  
およびこれまでの教科書を参照されたい。