

陽電子源

1. はじめに

陽電子源に関する講義は過去の OHO セミナーで何度も行われてきており、大変素晴らしい講義資料がすでに書かれている[1-4]。これらを上回る資料を書くことは筆者の能力では到底叶いそうにない。そこで今回は過去の講義とはやや異なった観点から、SuperKEKB の陽電子源という部分に焦点を置き、実際の開発で遭遇した出来事を中心に紹介していきたいと思う。残念ながら本稿を執筆時点において、SuperKEKB 用陽電子源は目標性能を達成しておらず、当初の予定より開発が長引いている。しかしながら、これまで遭遇したことのない問題に対処し試行錯誤の結果を残すことは、将来の陽電子源開発の役立つものと期待している。SuperKEKB の陽電子源は flux concentrator と呼ばれる装置を中心としたタイプで、元々は 1980 年台に SLAC で開発された方式である。実は 2015 年に筆者は SLAC を訪問し、様々な点に関してアドバイスを頂いた。しかしながら当時開発に関わった方々の多くはすでに定年されていることに加え、開発は比較的順調だったようで、(少なくとも flux concentrator に関しては、ターゲットについてはいくつかトラブルがあってその時の記録や記憶は残っている)、資料はあまり残されていない。また殆どの場合、加速器実験で陽電子が必要とされるのは、電子陽電子衝突実験であるが、加速器の規模が拡大するに連れ、そういった実験施設を世界中に多数作することは難しくなっている。したがって陽電子源の需要は、例えば世界中に多数建設されている、放射光施設で必要となる電子源に比べて極端に少なく、情報も少ない。実際現在稼働中の陽電子源としては、目標性能に達していないとはいえ、SuperKEKB の陽電子源はすでにある指標においては世界最高性能を発揮している。一方で 2019 年現在いくつかの電子陽電子衝突型実験が提案されており、それぞれ設計、検討が進められている。蓄積リングを用いるものとしては CERN の FCCee、中国の CEPC、リニアコライダー型としては CERN の CLIC、そして日本が誘致を進めている ILC がある。いずれに計画においても陽電子源が必要となるが、SuperKEKB の陽電子源の性能は、それらの検討の際のベンチマークとなっており、注目を集めている。

Table 1 に過去、現在、未来の陽電子源の仕様をまとめた。

2. 陽電子源の分類

2.1. 陽電子生成方式による分類

陽電子は電子の反粒子であり、我々の身の回りには通常存在しない。物理実験で陽電子を得る方法としては、大きく分けて 2 つの方法が実用化されている。1 つ目は β^+ 崩壊する放射性元素を使う方法で、よく使われるのはものに ^{22}Na がある。Fig. 1 に ^{22}Na の崩壊ダイアグラムを示す。

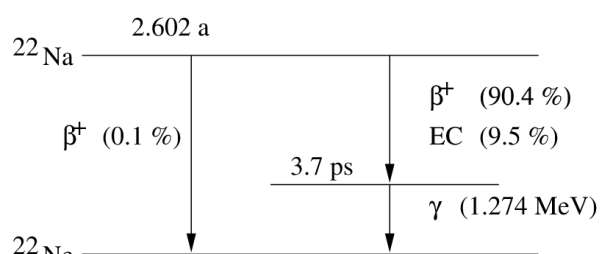


Fig. 1 ^{22}Na の崩壊ダイアグラム

^{22}Na が ^{22}Ne に変わる際に以下のような反応で陽電子が放出される。

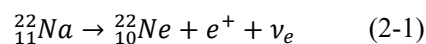


Fig. 2 に実際に実験で使用されている陽電子源の写真を示す。



Fig. 2 $^{22}\text{Na}_2\text{CO}_3$ が収められたカプセル

Table 1 様々な陽電子源のデザインパラメータ
多くのデータは[5]より引用した。

Facility		SLC	LEP (LIL)	KEKB	BEPC	Super KEKB	FCC-ee
Institute		SLAC	CERN	KEK	IHEP	KEK	CERN
Country		U.S.A.	Switzerl and	Japan	China	Japan	Switzerl and
Max. repetition	Hz	120	100	50	50	50	200
Primary electron energy on target	GeV	33	0.2	4	0.14	3.2	4.46
Number of Primary electron per bunch	nC	8	0.5	10	0.86	10	8.8
Bunch per pulse		1	1	2	1	2	2
Primary electron beam power	kW	20	1	4	0.12	3.2	15
Beam size on target	mm	0.6 - 0.8	< 2	1		1	0.5
Target thickness	X ₀	6	2	4		4	4.5
Target material		W-25Re	W	W	W	W	W
Capture system		AMD	QWT	QWT	AMD	AMD	AMD
Magnetic field	T	6	1	2	2.6	4.5	7.5
Magnetic field	T	0.5	0.36	0.4	0.35	0.4	0.5
Mirror ratio		12	3	5	7.43	11.25	15
Aperture of 1 st cavity	mm	18	25/18	20		30	20
Gradient of 1 st cavity	MV/m	30-40	10	20		10	30
Frequency of cavity	MHz	2856	2998	2856	2856	2856	2856
Positron yield @ linac end		1.78	0.0059	0.1	0.00196	0.4	0.5
Positron yield per primary energy @ linac end	/GeV	0.054	0.0295	0.025	0.014	0.125	0.112
DR energy	GeV	1.15	0.5	no DR	no DR	1.1	1.54
Number of positron per bunch	nC	10.7	0.035	1	0.0008	4	3.36
Number of positron per second	nA	1280	3.5	100	0.04	400	1344

この小さなカプセルの中には $^{22}\text{Na}_2\text{CO}_3$ が収められている。この方法の最大のメリットは加速器が無い場所でも陽電子を得られることである。したがって実験室規模での実験では専らこの方法が用いられる。一方で、出てくる陽電子のタイミングやエネルギー、方向はランダムであり、加速器実験では使いにくい。ただし荷電粒子トラップとバッファークラスターリングを使って陽電子を蓄積し、バンチ化する装置も実用化されており、タイミング、エネルギー、方向を揃えたビームとして利用することも不可能ではない。この技術や応用に関しては、[6]のレビューに多数の事例が紹介されている。

放射性元素を用いた方法で得られる単位時間あたりの陽電子数は、放射性物質の取り扱いの問題などから $10^9/\text{s}$ 程度である。またこの方法では時間とともにソースの放射能が弱まるため、得られる陽電子も減っていく。 ^{22}Na の場合は半減期が 2.6 年なので、年単位をこえる長期間の運転のためには定期的にソースの交換が必要となる。また放射性元素を得るためには加速器、または原子炉が必要となる。

もう一つの方法は、加速器により、電子を加速し、ターゲットに電子ビーム(プライマリー電子)を照射することにより、電子陽電子対生成反応を起こして、陽電子を得る方法である。(実際には電子ビームがターゲットに衝突した際に発生するガンマ線による対生成)この方法の詳細については過去の OHO セミナーのテキスト[1-4]に詳しく書かれているので、これらの文献を参照されたい。生成される陽電子のタイミングはターゲットに照射される電子のタイミングにほぼ同期しており、極めて短いバンチ長が得られる。一方エネルギーや、方向はターゲットの素材や原理により異なるが、通常のアモルファスタargetを用いた場合、やはりエネルギー分布、角度分布ともに大きな値を持つことになる。

これらの方法の他にアンジュレータを用いてガンマ線を発生させて、それをターゲットに照射して対生成を起こさせる方法も提案されているが、現在のところ、実用化はされていない。

2.2. 捕獲方式による分類

加速器を利用した陽電子生成では生成直後の陽電子を集める方法として QWT (Quarter wavelength transformer) と AMD (adiabatic matching device) の 2 つが主に知られている。KEK では前者を KEKB の陽電子源で採用し、後者を SuperKEKB の陽電子源で採用している。それぞれの原理に対する説明は[1]に詳しく書かれている。近年の情勢としてはエネルギーアプセクタンスの広さなどから AMD 方式が採用されることが多くなっており、FCCee、CEPC、CLIC、ILC のいずれの将来計画においても現在のところ AMD 方式の採用を前提とした設計がなされている。

2.3. プライマリー電子のエネルギーによる分類

この分類は一般的では無く、物理的に意味のあるものでも無いが、実際の設計にあたっては費用対効果の面で重要である。概ねこれまでに建設されてきた陽電子源を考えるとプライマリー電子のエネルギーにより 3 種類に分類される。

2.3.1. 低エネルギー方式

電子銃の後ろに数本の加速管を設置しその後ろに陽電子源を置くタイプ。プライマリー電子のエネルギーは概ね 100MeV 程度。比較的小規模な施設に必要な陽電子数も多くない場合に採用される。大部分の加速管が陽電子ターゲット以降にあるため、生成された陽電子を電子と同様に加速することができ効率的。KEK ではトリスタンの陽電子源ではこの配置を採用している。

2.3.2. 中エネルギー方式

線形加速器のほぼ中間に陽電子生成標的を置くタイプ。プライマリー電子をエネルギーは概ね 3-5 GeV、加速区間は数百m。陽電子の加速に使える加速管は半分程度になるため、線形加速器終端で電子に比べて陽電子のエネルギーは低くなる。電子加速器においてエネルギー数 GeV 程度というのは、ビームハンドリングに必要な磁場等から考えても扱いやすく、線形加速器部の長さか

らも無理のないコストで建設可能であり、採用事例も多い。KEKB、SuperKEKBはこの配置を採用している。

2.3.3. 高エネルギー方式

線形加速器の終端付近に陽電子源を置くタイプ。高いエネルギーのプライマリー電子が得られるため、沢山の陽電子を作ることができる。しかし、陽電子を加速するためには、別途専用の加速器を用意するか、ビーム輸送ラインを用いて、線形加速器の上流側までビームを運んでやる必要がある。SLACのSLCではこの配置が採用され、プライマリー電子のエネルギーは33 GeVとSuperKEKBの約10倍の値であった。Fig. 3にSLCのレイアウトを示す[7]。

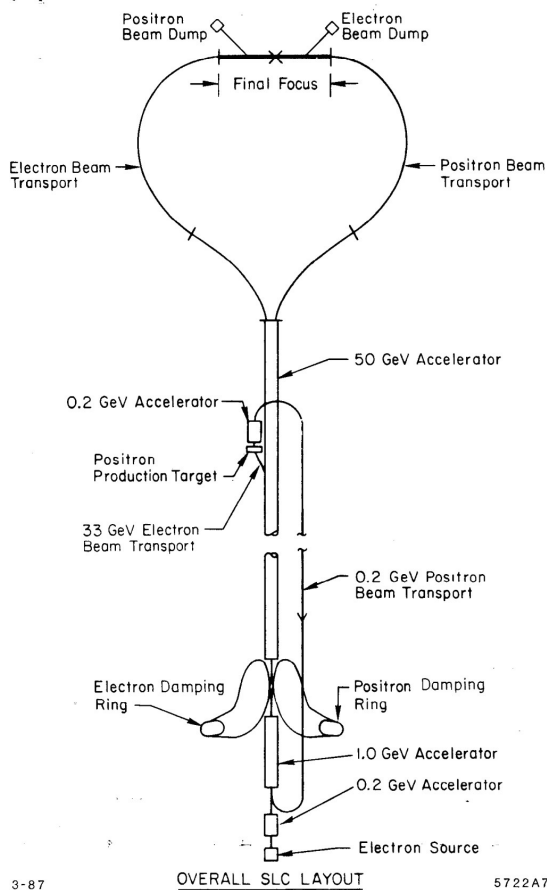


Fig. 3 SLCのレイアウト図 [7]

3. 必要とされる性能

3.1. 蓄積電流とビーム寿命

どのくらいの数の陽電子が必要かと言うのは、当然実験によって変わってくる。SuperKEKBは蓄積リング型の電子陽電子衝突実験であり、高いルミノシティを目指すため、なるべくたくさんの電流をリング内に蓄える方向で設計されている。また一般的な蓄積リングに比べて、リング内での粒子寿命は極めて短い。陽電子の入射に関する具体的な値（設計目標値）に関してKEKBでの値との比較をTable 2に記載する。

Table 2 Injection parameters of positron

	KEKB	Super KEKB
energy in ring	3.5 GeV	4.0 GeV
stored current	1.6 A	3.6 A
life time	150 min	6 min
Norm. emittance (Hori. / Vert.)	1400 / 300	100 / 15
energy spread	0.125%	0.16%
bunch / pulse	2	2
bunch charge	1 nC	4 nC
circulation frequency	10 ⁵ Hz	10 ⁵ Hz
repetition rate	50 Hz	50 Hz
injection efficiency	50%	50%

蓄積電流と寿命から単位時間あたりにリングから失われる電流を計算すると、

$$\frac{dI}{dt} = \frac{3.6 [A]}{360 [\text{sec}]} = 10 [mA/s] \quad (3-1)$$

になる。

実験を維持するためには、減少分を常に補い続ける必要があるから、この電流を維持するには陽電子を

$$\begin{aligned} &4 [nC] \times 25 [Hz] \times 2 [bunch] \times 50 [\%] \\ &\quad \times 10^5 [Hz] \quad (3-2) \\ &= 10 [mA/s] \end{aligned}$$

で入射しなければならない。このように必要とされる性能は、蓄積電流と寿命から決まる。一方で

ILCやCLICといったリニアコライダー型の実験では生成した陽電子は1度しか電子と衝突しないため、ルミノシティを上げるためには蓄積リング型に比べて更にたくさんの陽電子が必要になる。

3.2. イールドとコストおよびその他の制約

単位時間あたりに生成される陽電子の数は

- (1) プライマリー電子の粒子数
 - (2) プライマリー電子のエネルギー
- にほぼ比例すると考えてよい。(ただしターゲットの厚さは、プライマリー電子のエネルギーに合わせて最適化する必要がある。)

したがってより沢山の陽電子を得るためには

- (a) プライマリー電子の数を増やす
- (b) プライマリー電子のエネルギーを上げる
- (c) 生成された陽電子の捕獲効率を上げる。

ということが考えられる。

(a) に関してはバンチチャージを上げる、繰り返しを上げる、マルチバンチ化するという方法が考えられる。しかし繰り返しやマルチバンチは蓄積リング型の実験ではリングの入射条件で制限されるため、自由に変えることはなかなか難しい。また繰り返しを上げるには線形加速器全体の運転を高繰り返しで行う必要があり、様々技術的課題の解決が必要になってくる。現在までに達成されている陽電子生成の最大繰り返し周波数はSLACのSLCにおける120 Hzであり、SuperKEKBでは最大50 Hzとなっている。マルチバンチ化についても状況は似ており、リング側で一度に何バンチまで入射できるか制限される。またどこまで長いパルスで加速管を運転できるかという問題もあり、常伝導空洞では発熱の問題が制約となる。ただしILCのようにリニアコライダー型の実験で、超伝導空洞を用いれば、1000バンチ以上のマルチバンチ運転も可能と考えられている。

(b)に関しては現在の技術では電子加速器が単位長さあたりに電子を加速できる加速勾配は概ね数10 MeV程度であり、得られるエネルギーは加速器の長さに比例する。例えばSuperKEKBの

入射器では加速管の加速勾配は20 MeV/m、マグネットや診断系、電子銃部、ビーム振り分けエリア、予備加速ユニットなど諸々をすべて含めて全長700 mで7 GeVの電子を得ている。したがって施設としての性能は10 MeV/mといえる。仮に長さを10倍にして7 kmの線形加速器を建設すれば、エネルギーは10倍になって、その電子をプライマリー電子として使えば、生成される陽電子数も10倍になる。しかし建設コストも10倍近くになることが予想される。更に陽電子生成ターゲットにはプライマリー電子の粒子数×プライマリー電子のエネルギーに比例する熱的負荷がかかることになり、負荷が上がりすぎるとターゲットの破壊が起こるため、物理的な制約もある。したがってこれらの条件が許す範囲で、プライマリー電子のパラメータを決定し、後は(c)のように、生成された陽電子をいかに効率よく捕獲して、後段の実験に使えるようにするかが、重要になってくる。そのため陽電子数をプライマリー電子数で割った数を陽電子イールド定義し、この値で陽電子源の効率を比較することが一般的である。さらにプライマリー電子のエネルギーで規格化した、1 GeVの電子1個あたり何個の陽電子が得られるかという値も用いられる。SuperKEKBではTable 2に示したとおり、メインリング入射点で1バンチあたり4 nCの陽電子入射を目指しており、プライマリー電子のエネルギー及びバンチチャージの目標値は3.2 GeVで10 nCであるからイールドは0.4、プライマリー電子のエネルギーで規格化した値は0.125となる。この値はこれまで実現されている値と比較しても高い値といえる(Table 1を参照)。

4. AMD

4.1. AMDの概要

AMD (Adiabatic Matching Device)とは生成直後の陽電子の角度広がりを位置広がりに変換し後続の加速管のアクセプタンスに合わせるための装置のことでflux concentratorが知られている。生成直後の陽電子ビームのスポットサイズは、ほぼターゲットに照射したプライマリー電子のスポットサイズに等しい大きさになる。したが

って、熱的に許容される範囲において、プライマリー電子ビームを絞ってターゲットに照射することにより、スポット径の小さな陽電子ビームを得ることができる。しかし、ターゲットから出てくる陽電子ビームの角度広がり大きく、向きは揃っていない。一方ターゲットの後ろには生成された陽電子を加速するために、加速管が設置されるが、加速管が加速することができるビームの要件は限られており、軸との角度が大きい、斜め向きの粒子は加速することができない。理想的には位置広がり、角度広がりともに小さな低エミッタンスビームを入射したいところではあるが、何らかの方法でビームを冷却しない限りエミッタンスは小さくならず、ターゲットー第1加速管の間にそのような機構を設けることは現実的ではない。そこである程度位置広がりを犠牲にして、角度広がりを小さくする事により、エミッタンスはそのままでも加速管で加速可能な粒子の割合を最適化できないかということが考えられる。すなわち、ビームの位置広がり角度広がりを加速管のアクセプタンスにマッチするよう調整することで、これを行うのが **matching device** ということになる。AMD はその中でも断熱的にこの変換を行う。

AMD の原理に関してもやはり [1] に詳しいが、ここではプラズマ物理の分野で知られる磁気ミラーの考え方を使得って丁寧に説明してみることにする [8]。

4.2. 一様磁場中の荷電粒子の運動

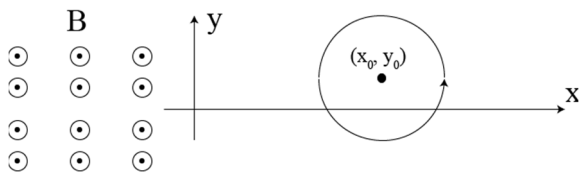


Fig. 4 一様磁場中での荷電粒子の運動

よく知られているように、速度 \mathbf{v} を持つ荷電粒子は一様磁場中で

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (4-1)$$

という運動方程式に従う。(4-1)の解は磁場 \mathbf{B} の向きを z 軸に取ると、

$$v_x = v_{\perp} \cos(\omega_c t + \delta) \quad (4-2)$$

$$v_y = -v_{\perp} \sin(\omega_c t + \delta) \quad (4-3)$$

$$x - x_0 = r_c \sin(\omega_c t + \delta) \quad (4-4)$$

となって、 $x - y$ 面内での動きは (x_0, y_0) を中心とする円運動になる (Fig. 4 参照)。ここで v_{\perp} は磁場に垂直な向きの速度、 δ は位相を表す。また ω_c, r_c はそれぞれ、サイクロトロン周波数、サイクロトロン半径と呼ばれ、

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad (4-6)$$

$$r_c = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad (4-7)$$

で表される。 z 方向に関しては力が働かないため、粒子は等速直線運動をする。

4.3. 磁場に勾配がある場合の荷電粒子の運動

次に磁場の強さが一様ではない場合を考える。簡単のために Fig 5 に示すように、磁場は z 方向で、磁場の強さが y 方向に向かって強くなるような磁場について考える。

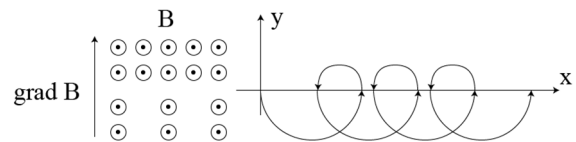


Fig. 5 y 方向に磁場に勾配がある場合の荷電粒子の運動

(4-7)より磁場が強い領域では粒子の回転半径 r_c は小さくなるから、 $x - y$ 平面内での粒子の軌道は Fig. 5 右側のようなになる。つまり荷電粒子の旋回運動の中心は磁場の向き (z 方向) と磁場勾配の向き (y 方向) の両方に垂直な向き (x 方向) へドリフトしていく。したがって、粒子が磁力線に巻き付いて運動するというイメージはもはや成り立たない。ここでこのドリフト速度を求めてみる。

今 \mathbf{B} は y の関数なので、 $\mathbf{B}(y)$ と表すこととし、粒子の旋回中心 (x_0, y_0) 付近で $\mathbf{B}(y)$ をテイラー展開する。 $\mathbf{B}(y)$ の y 方向以外への偏微分が 0 になることに注意し 1 次の項までをとると、

$$\mathbf{B}(y) = B_0 + \frac{\partial B(y)}{\partial y} (y - y_0) \quad (4-8)$$

$$= B_0 + \frac{\partial B(y)}{\partial y} r_c \cos(\omega_c t + \delta) \quad (4-9)$$

(4-8) から (4-9) へは (4-5) を使った。

またこの展開が可能なのは、

$$y - y_0 \approx r_c \gg \frac{\partial B(y)}{\partial y} \quad (4-10)$$

である必要がある。すなわち、粒子が旋回運動する範囲 (y_0 を中心とした半径 r_c の領域) において磁場の変化率は十分小さい (磁場はゆっくりと変わる) ことを仮定している。(4-1) の運動方程式の x, y 成分を (4-8) を用いて書き下すと

$$F_x = m \frac{dv_x}{dt} = q(v_y B_z - v_z B_y) \quad (4-11)$$

$$= -qv_{\perp} \sin(\omega_c t + \delta) \left\{ B_0 + \frac{\partial B(y)}{\partial y} r_c \cos(\omega_c t + \delta) \right\} \quad (4-12)$$

$$F_y = m \frac{dv_y}{dt} = q(v_x B_z - v_z B_x) \quad (4-13)$$

$$= -qv_{\perp} \cos(\omega_c t + \delta) \left\{ B_0 + \frac{\partial B(y)}{\partial y} r_c \cos(\omega_c t + \delta) \right\} \quad (4-14)$$

サイクロトロン運動の一回転後にどれだけドリフトするかを見るためにそれぞれの式をサイクロトロン運動の 1 周期 ω_c に渡り時間で積分する。 $\sin x$ 、 $\cos x$ 、 $\sin x \cos x$ の 0 から 2π までの積分は 0 になるから

$$\langle F_x \rangle = 0 \quad (4-15)$$

$$\langle F_y \rangle = -qv_{\perp} r_c \frac{\partial B(y)}{\partial y} \int_0^{2\pi/\omega_c} \cos^2(\omega_c t + \delta) dt \quad (4-16)$$

$$= -\frac{1}{2} qv_{\perp} r_c \frac{\partial B(y)}{\partial y} \quad (4-17)$$

したがって

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{1}{2} qv_{\perp} r_c \frac{\partial B(y)}{\partial y} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4-18)$$

この力による粒子のドリフト速度を求めたい。磁場中での荷電粒子の運動方程式は(4-1)の両辺に右から \mathbf{B} との外積を取ると

$$\mathbf{F} \times \mathbf{B} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \times \mathbf{B} \quad (4-19)$$

ここで

$$\mathbf{a} \times \mathbf{b} \times \mathbf{c} = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})\mathbf{b} - (\mathbf{b} \cdot \mathbf{c})\mathbf{a} \quad (4-20)$$

を使うと

$$\mathbf{F} \times \mathbf{B} = q\{(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B} - (\mathbf{B} \cdot \mathbf{B})\mathbf{v}\} \quad (4-21)$$

\mathbf{v} と \mathbf{B} は垂直なので、第 1 項は 0 になり

$$\mathbf{F} \times \mathbf{B} = qB^2 \mathbf{v} \quad (4-22)$$

したがって、力 \mathbf{F} によって引き起こされる運動の向きは \mathbf{F} と \mathbf{B} に垂直になり、 \mathbf{v} は

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{qB^2} \quad (4-23)$$

と表される。

$$\mathbf{B} = (0, 0, B(y)) \quad (4-24)$$

なので

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{qB(y)^2} = \frac{1}{qB(y)^2} \begin{pmatrix} 0 \\ \langle F_y \rangle \\ 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B(y) \end{pmatrix} \quad (4-25)$$

$$= \frac{1}{qB(y)^2} \begin{pmatrix} \langle F_y \rangle B(y) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4-26)$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{1}{qB(y)^2} \frac{\langle F_y \rangle B(y)}{2} \\ -\frac{1}{2} qv_{\perp} r_c \frac{\partial B(y)}{\partial y} B(y) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4-27)$$

$$= \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} qv_{\perp} r_c \frac{\partial B(y)}{\partial y} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4-28)$$

$$= \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{qB(y)} \frac{\partial B(y)}{\partial y} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4-29)$$

この例では磁場の勾配を y 方向としたが、より一般化して考えると

$$\mathbf{v}_{grad\mathbf{B}} = \frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{qB^3} \mathbf{B} \times grad\mathbf{B} \quad (4-30)$$

これは磁場に勾配があるときは磁場と磁場勾配に垂直な向きに粒子がドリフトしその速度は $\mathbf{v}_{grad\mathbf{B}}$ で与えられる事を示しており、磁場勾配ドリフトと呼ばれている。

4.4. ミラー磁場中での荷電粒子の運動

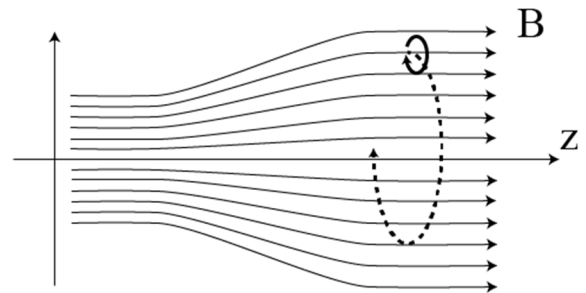


Fig. 6 ミラー磁場とその中の荷電粒子の軌道

さて、ここからがいよいよ本題である。Fig. 6 のように磁場の向きを z 方向に取る。磁場は z 軸の周りで軸対称だが、 z が正の向きに大きくなるに従って弱くなるような磁場を考える。(プラズマ物理の世界では、このような磁場をミラー磁場とよび、プラズマの閉じ込めに使われる)。まず磁場の r, θ, z 成分の間に成り立つ関係を考える。対称性

から明らかに $B_\theta=0$ である。また $\text{div}\mathbf{B}=0$ だから

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (4-31)$$

B_r を求めるためには

$$rB_r = - \int_0^r r \frac{\partial B_z}{\partial z} dr \quad (4-32)$$

ここで B_z が $r=0$ で与えられ、 r 方向には大きく変化しないと仮定し偏微分を積分の外へ出す近似を行うと

$$rB_r = - \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \int_0^r r dr \quad (4-33)$$

$$B_r = - \frac{1}{2} r \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (4-34)$$

B_z は r, z の関数なので $B_z(r, z)$ と表すと

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} B_r \\ B_\theta \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} r \left[\frac{\partial B_z(r, z)}{\partial z} \right]_{r=0} \\ 0 \\ B_z(r, z) \end{pmatrix} \quad (4-35)$$

また円筒座標系での運動方程式を書き下すと

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} F_r \\ F_\theta \\ F_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} q(v_\theta B_z - v_z B_\theta) \\ q(-v_r B_z + v_z B_r) \\ q(v_r B_\theta - v_\theta B_r) \end{pmatrix} \quad (4-36)$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} F_r \\ F_\theta \\ F_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} qv_\theta B_z \\ q(-v_r B_z + v_z B_r) \\ -qv_\theta B_r \end{pmatrix} \quad (4-37)$$

$$F_r = qv_\theta B_z \quad (4-38)$$

$$F_\theta = -qv_r B_z - \frac{1}{2} r \left[\frac{\partial B_z(r, z)}{\partial z} \right]_{r=0} v_z \quad (4-39)$$

$$F_z = qv_\theta \frac{1}{2} r \left[\frac{\partial B_z(r, z)}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (4-40)$$

(4-38)と(4-39)第1項はサイクロトロン運動を (Fig. 6 実線で表された小円) を表している。(4-39)第2項は前節でみた磁場勾配ドリフトを表しており、磁場の向きが z 、磁場勾配の向きが r であるから、粒子の旋回中心は Fig. 6 の破線で示される大円の様に、 θ 方向に z 軸周りをドリフトする。以下では F_z に関する式に着目する。簡単のために、旋回中心が z 軸上にある粒子を考える (Fig. 6 で実線の中心が z 軸上にある場合。) 粒子は z 軸を中心として半径 r_c のサイクロトロン運動を行っている ($r=r_c$)。また v_θ も一定であるから、 F_z のサイクロトロン運動1周期に渡る平均の力は

$$\langle F_z \rangle = -\frac{1}{2} qv_\perp r_c \left[\frac{\partial B_z(r, z)}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (4-41)$$

と表される。 r_c を代入すると

$$\langle F_z \rangle = -\frac{1}{2} qv_\perp \frac{mv_\perp}{qB} \left[\frac{\partial B_z(r, z)}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (4-42)$$

$$= -\frac{mv_\perp^2}{2B} \left[\frac{\partial B_z(r, z)}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (4-43)$$

ここで磁気モーメントを

$$\mu = \frac{1}{2} \frac{mv_\perp^2}{B} \quad (4-44)$$

と定義すると、(4-43)は

$$\langle F_z \rangle = -\mu \left[\frac{\partial B_z(r, z)}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (4-45)$$

磁場の向きをより一般化して考え、磁場に平行な成分を \parallel で表すと

$$\mathbf{F}_\parallel = -\mu \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial s} = -\mu \nabla \parallel \mathbf{B} \quad (4-46)$$

と書くことができる。ここで ds は \mathbf{B} に沿ってとった線素を表す。

4.5. 磁気モーメントの保存

先程定義した μ が保存量で有ること、またなぜ磁気モーメントと呼ばれるかについて、詳しく見てみることにする。まず面積 A の円電流 I が作る磁気モーメントは、

$$\mu = IA \quad (4-47)$$

と表せることを思い出そう。

一方サイクロトロン運動する荷電粒子は1秒間に $\omega_c/2\pi$ 回回転しており、それに伴い流れる電流は

$$I = \frac{\omega_c}{2\pi} q \quad (4-48)$$

と表される。またこの円電流の面積 A は回転半径が r_c であることから

$$A = \pi r_c^2 \quad (4-49)$$

である。したがって

$$\mu = \frac{\omega_c q}{2\pi} \pi r_c^2 = \frac{q}{2} \omega_c r_c^2 \quad (4-50)$$

(4-6)、(4-7)より、

$$\mu = \frac{q}{2} \frac{qB}{m} \left(\frac{mv_\perp}{qB} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{mv_\perp^2}{B} \quad (4-51)$$

となって(4-44)が示された。

次にこの μ が不変量、つまり時間によらず一定であることを示す。

荷電粒子の運動のうち、磁場に沿った方向の成分を考えると運動方程式は (4-46) より

$$m \frac{dv_\parallel}{dt} = -\mu \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial s} \quad (4-52)$$

ここで

$$\mathbf{v}_\parallel = \frac{ds}{dt} \quad (4-53)$$

だから(4-52)と(4-53)の左右両辺をかけると

$$mv_\parallel \frac{dv_\parallel}{dt} = -\mu \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial s} \frac{ds}{dt} \quad (4-54)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} mv_\parallel^2 \right) = -\mu \frac{dB}{dt} \quad (4-55)$$

$d\mathbf{B}/dt$ は磁場が時間変化するのではなく、粒子が非一様磁場中を運動するときに感じる磁場の変化を表す。

次に運動エネルギーの保存を考えると

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 + \frac{1}{2}mv_{\perp}^2\right) = 0 \quad (4-56)$$

μ を表す(4-44)より

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 + \mu B\right) = 0 \quad (4-57)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}mv_{\parallel}^2\right) + \frac{d}{dt}(\mu B) = 0 \quad (4-58)$$

(4-55) を代入すると

$$-\mu \frac{d\mathbf{B}}{dt} + \frac{d}{dt}(\mu B) = 0 \quad (4-59)$$

これを満たすためには

$$\frac{d\mu}{dt} = 0 \quad (4-60)$$

したがって μ は時間によらず一定であることが示された。

4.6. AMD による粒子の位置、角度変換

これまでの準備を踏まえて Fig. 6 で左側の強磁場領域 B_1 で

- 速度 v_1 、
- r 方向の位置 r_1 、
- z 軸と θ_1 の角度

を持った粒子が、

右側の弱磁場領域 $B_2 (< B_1)$ へ進んだ場合の

- 速度 v_2 、
- 位置 r_2 、
- 角度 θ_2

を求めてみよう。

運動エネルギー、磁気モーメントは保存するから

$$\frac{mv_1^2}{2} = \frac{mv_2^2}{2} \quad (4-61)$$

$$\frac{mv_{1\perp}^2}{2B_1} = \frac{mv_{2\perp}^2}{2B_2} \quad (4-62)$$

また

$$v_{\perp} = v \sin \theta \quad (4-63)$$

$$v_{\parallel} = v \cos \theta \quad (4-64)$$

(4-61)より

$$v_1 = v_2 \quad (4-65)$$

(4-62)と(4-63)より

$$\frac{v_1^2 \sin^2 \theta_1}{B_1} = \frac{v_2^2 \sin^2 \theta_2}{B_2} \quad (4-66)$$

(4-65)だから

$$\sin \theta_2 = \sin \theta_1 \sqrt{\frac{B_2}{B_1}} \quad (4-67)$$

θ が小さい範囲では $\sin \theta = \theta$ と近似して

$$\theta_2 = \theta_1 \sqrt{\frac{B_2}{B_1}} \quad (4-68)$$

$B_2 < B_1$ であったから、ルートの中は1より小さく

$$\theta_2 < \theta_1 \quad (4-69)$$

B_2 でのサイクロトロン半径は

$$r_2 = \frac{mv_{2\perp}}{|q|B_2} = \frac{mv_2 \sin \theta_2}{|q|B_2} \quad (4-70)$$

(4-67)を代入し r_1 でまとめると

$$r_2 = \frac{mv_1}{|q|B_2} \sin \theta_1 \sqrt{\frac{B_2}{B_1}} \quad (4-71)$$

$$= \frac{mv_1}{|q|B_1} \sin \theta_1 \frac{B_1}{B_2} \sqrt{\frac{B_2}{B_1}} \quad (4-72)$$

$$= r_1 \sqrt{\frac{B_1}{B_2}} \quad (4-73)$$

$$> r_1 \quad (4-74)$$

(4-65)、(4-69)、(4-74)より、 B_1 から B_2 へ進むに連れて粒子の速度は変化しないが、サイクロトロン半径は大きくなり、 z 軸となす角は小さくなる。その割合は(4-68)、(4-73)より磁場強度の比のルートのみ依存する。

さてここまで長い検討の末にたどり着いた結論は、“Fig. 6 のような非一様な磁場を作ることにより、粒子の位置と角度を磁場比に応じて変換できる”、ということである。この章の最初で述べたように、これはまさにマッチングデバイスの役割を果たしていると言える。では Adiabatic というのはどこから出てきたものだろうか。(4-60)で μ の不変性を導くにあたり様々な仮定を行った。とくに(4-41)でサイクロトロン1周期の平均の力を求める際に、その期間におけるサイクロトロン半径や v_{\perp} は一定値であるとして F_z を求めている。しかしサイクロトロン1周期のうちに磁場が大きく変わるような場合この過程は成り立たない。実際ターゲット直後からフラックスコンセントレータ入り口までの 2 mm の区間 (Fig. 11、Fig. 14 を参照)では磁場が急峻に立ち上がっており、この条件が満たされておらず、磁力線を乗り越えて粒子が進んでいく。AMD は一般にエネルギーアクセプタンスが広いことが利点と言われている。

るが、本章で示したプロセスが成り立つためには、 μ が保存量となっていることが必要であり、そのためには導出仮定での様々な仮定が満たされている必要がある。

5. ターゲット

5.1. 材質

ガンマ線による電子陽電子の対生成断面積は、原子番号 Z の 2 乗に比例して大きくなるため、 Z の大きな原子をターゲットに用いたほうがより効率よく陽電子を生成することができる。現在のところ、多くの場合、入手性、加工製、融点や放射化物の生成などの観点からタングステンが用いられることが多い。SuperKEKB の陽電子源でもターゲット材質はタングステンを採用している。

5.2. 厚さ

厚さの単位としては通常放射長 X_0 が用いられる事が多い。放射長は入射電子が物質中で減速する際、エネルギーが $1e$ に減少するまでに通過する平均距離で物質によって決まった値になる。タングステンの場合は 3.5 mm となっている。この値に対してターゲットの厚さが薄すぎると、プライマリ電子はエネルギーをほとんど失うことなく、ターゲットを通過してしまい電子陽電子対生成をおこす数が減る。一方ターゲットが厚すぎると、生成された陽電子が物質中でストップしターゲット内の電子と対消滅してしまうため、陽電子を外に取り出すことができない。したがってターゲットの厚さは最適値がエネルギーごとにある。この様子を見るために Fig. 7 に、プライマリ電子のエネルギーを 0.25 GeV から 33 GeV まで変化させたときの、入射エネルギーで規格化陽電子イールド(縦軸)と、放射長を単位として測ったターゲットの厚さ(横軸)の関係を表したプロットを示す[1]。これは EGS4 によるシミュレーション結果である。

SuperKEKB の陽電子源ではプライマリ電子のエネルギーが 3.2 GeV なので、Fig. 7 で緑の●のプロットが一番近い。ターゲットの厚さはこのグラフからイールドがほぼ最大になる、 $4X_0$ を採

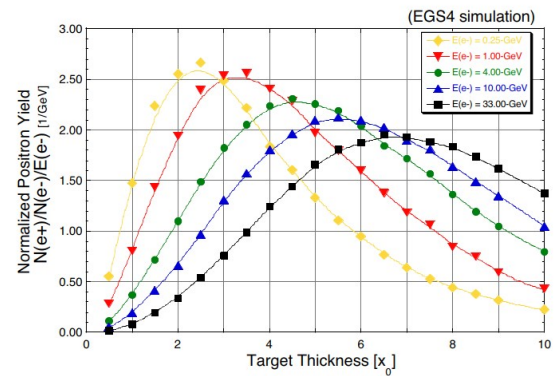


Fig. 7 ターゲットの厚さに対する陽電子イールドの様子。

用している。実際の厚さは $X_0 = 3.5 \text{ mm}$ だから、 14 mm である。

5.3. 熱負荷とターゲットの破壊

熱設計は、大強度の陽電子源におけるターゲットデザインの最大の問題といえる。ただし SuperKEKB のプライマリ電子ビームのパワーは 3.2 kW 程度 (Table 1) であり、KEKB を含めたこれまでの経験上、水冷すれば大きな問題は無いことがわかっている。

過去の陽電子源で最もターゲットに対する熱負荷が高かったものは SLC で、約 20 kW であった。SLC の陽電子ターゲット開発にあたっては、ビーム照射による実験が行われ、ターゲットの熱的破壊に関する研究が進められた。オリジナルの結果は[9]にあり、しきい値として

$$\rho_{max} = \frac{NE}{\pi r^2} = 2 \times 10^{12} [\text{GeV}/\text{mm}^2] \quad (5-1)$$

という値が示されている。ここで N と E はプライマリ電子の数とエネルギー、 r はターゲット上でのビームスポットの半径を表す。単位からわかるようにこの値は単位面積あたり、すなわち厚さ方向へは積分した値であって、適用にあたってはこの実験のビームエネルギーが $20 - 25 \text{ GeV}$ であったことや、ターゲットの厚さなども踏まえておく必要がある。そのため後により詳細な検討のために PEDD (peak energy deposition density) と呼ばれる単位体積あたりの発熱量が使われるようになった。SLC での実験データから求めた値にその後の経験なども加味し、現在では $\text{PEDD} < 35 [\text{J}/\text{g}]$ となるように設計することがターゲットデザインにおける指標となっている。ただし上記の実験は 1981 年に行われたものであるが、その

後 40 年近くに渡って、実験は行われていない。なぜなら 20 kW はおろか kW オーダーで数 GeV ~ 数十 GeV の電子ビームを出せる施設がほとんどないためである。一方でリニアコライダーでは先にも述べたようにビームの利用効率が蓄積リング型コライダーに比べて低いためより多くの陽電子が必要になり、プライマリー電子のビームパワーは 100 kW オーダーが見込まれている。

ターゲットの加熱とそれに伴う材料の疲労などの現象はダイナミックな過程で、平均値が一定であってもバンチ構造や繰り返し、熱の拡散や冷却機構などに依存して複雑な振る舞いをするものと考えられる。したがって PEDD のみを指標とした設計は思わぬ落とし穴にはまる可能性があるのではないかと危惧しているが、どうであろうか。

もう少し基本的な指標として、パルス加熱によって材料に加わる応力を求めてみる[10]。ビームによるターゲットの温度上昇 ΔT は深さ方向の 1 電子あたりのエネルギーデポジットを dE/dz とすると、(多くの場合 $dE/dz = 2 \text{ MeV/gm/cm}^2$)

$$\Delta T = \frac{2N}{\pi r^2 c_p} \frac{dE}{dz} [K] \quad (5-2)$$

と表せる。ここで c_p は熱容量(タングステンの場合 $0.138 \text{ J/(g} \cdot \text{K)}$)でその他の記号は(5-1)で使われたものと同じである。つまり温度上昇は単位面積、単位深さあたりのエネルギーデポジットを比熱で割った値になるという当然の事をこの式は表している。このときターゲットにかかる熱応力 σ は近似的に

$$\sigma = \frac{\alpha_T E_Y}{2(1-\mu)} \Delta T [MPa] \quad (5-3)$$

と表される。ここで α_T は熱膨張係数、 E_Y はヤング率、 μ はポアソン比である(タングステンの場合それぞれ $4.5 \mu\text{m}/(\text{m} \cdot \text{K})$ 、 411 GPa 、 0.28)。すなわち温度上昇による材料の膨張にヤング率をかけた値が応力になる。分母の値は膨張の方向を考慮した補正と考えればよい。この値が材料強度と比べて十分小さければ熱応力による破壊は起こらないと考えられるが、繰り返し応力になるため疲労を考慮する必要がある。しかし応力振幅を求めるには、熱の拡散により次のパルスまでにビームがあたった部分の温度がどの程度下がるかを知る必要があり、冷却機構も含めたデザインの詳細に依存すると考えられる。近年ではシミュレーション技術が大きく進歩しており、このあたりの現象に関しては詳細な計算も可能と考えられるが、裏付けとなる実験がやはりほしいところではあ

る。KEK 電子陽電子入射器は現在稼働している電子線形加速器としては、おそらく世界でも有数のビームパワーを出せるため、何らかの形で将来の設計に役立つデータをとる実験ができないか検討している。

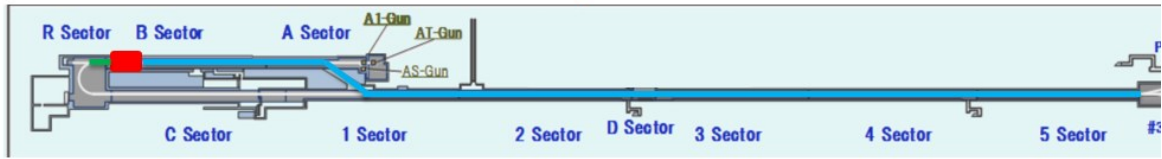
6. SuperKEKB の陽電子源

6.1. 特徴

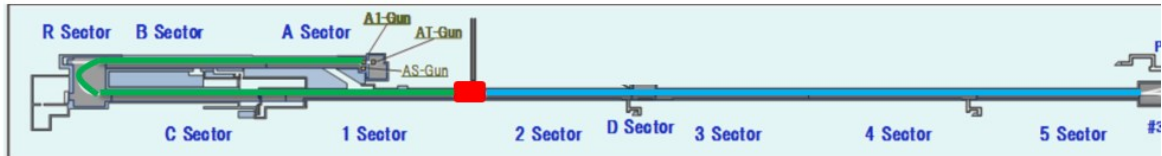
KEK 電子陽電子入射器では 1980 年台にトリスタン実験のための陽電子源を立ち上げて以来、KEKB、SuperKEKB まで継続的に 30 年以上に渡って陽電子を供給し続けて来ている。Fig. 8 にこれまでのレイアウトの変遷を示す。長期に渡って大きな改造をしながら陽電子源を維持している施設は世界的に見ても極めて稀である。特に SuperKEKB ではリング内での短いビーム寿命を補い、高いルミノシティを得るために KEBK に比べて 50 倍という大量の陽電子が必要となる。これに対応するために、陽電子源およびキャプチャーセクションに関して 2010 年台に大きな改造を行った。

Table 1 に様々な陽電子源のパラメータを掲載したが、これらの値を比較する際にはいくつか注意が必要である。これらの値は、多くは設計上の最大値である。常にこの条件で運転している施設はむしろ稀といえる。例えば実験開始時に、ビームを 0 からリングに入射する場合は最大値で運転することもあるが、一度ビームがリングに蓄積されれば、後は減った分を補うだけなので、寿命が長いリングでは入射頻度はそれほど大きくない。一方 SuperKEKB のデザインパラメータである、寿命 6 分、電流 3.6 A では 25 Hz での継続的な入射が必要で、最大性能だけでなく、常にこの状態を維持できる安定性と信頼性が非常に重要になってくる。

TRISTAN (1985-1994) electron / positron



KEKB (1998-2010)



SuperKEKB (2016-)

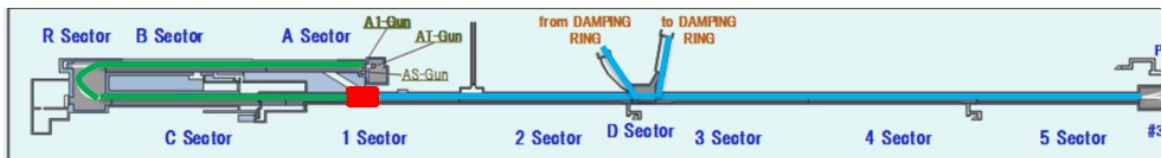


Fig. 8 KEK 電子陽電子入射器のレイアウトと陽電子源の配置。図中の一部の名称は当時とは異なる点に注意。

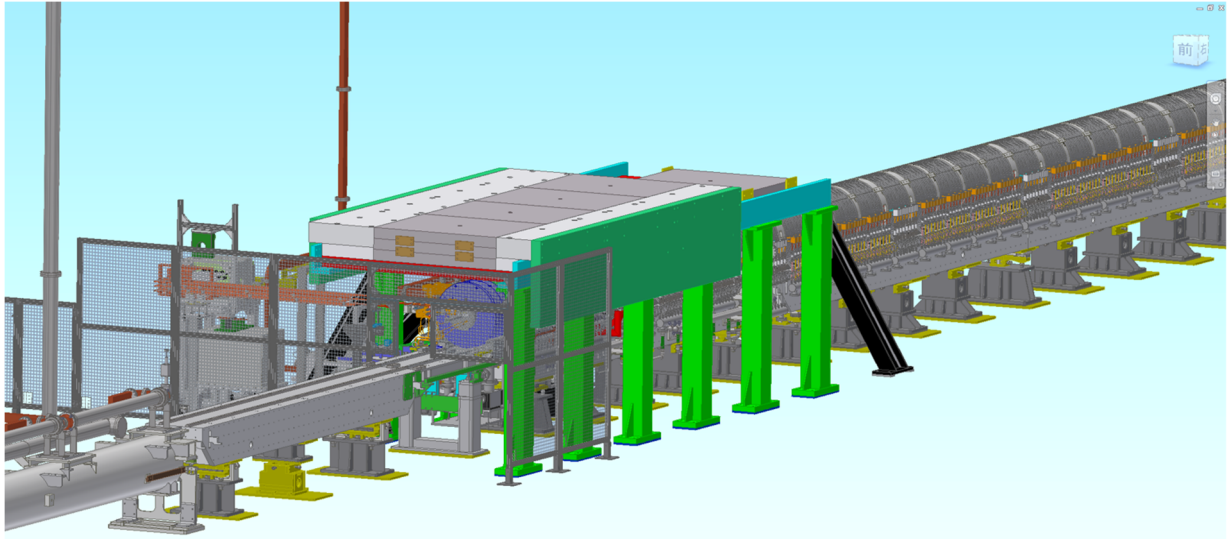


Fig. 9 SuperKEKB 用陽電子源および周辺の様子。

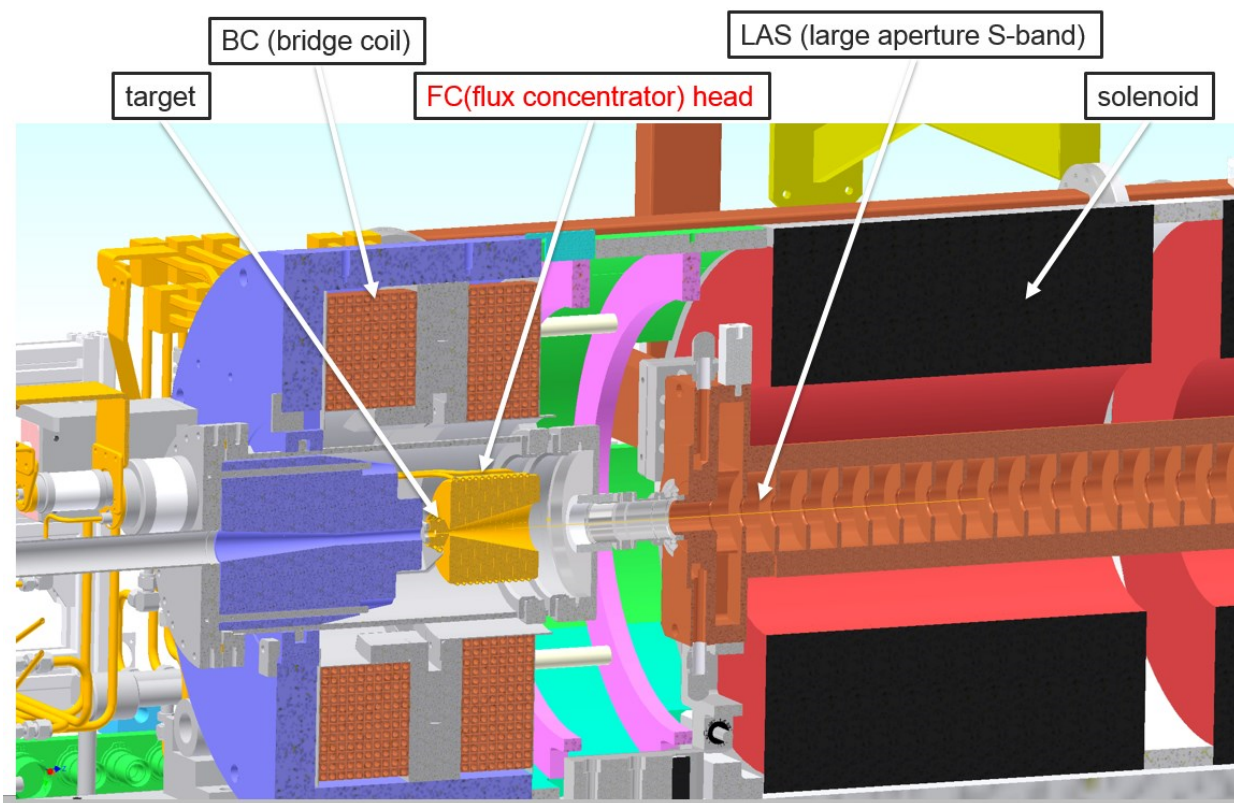


Fig. 10 SuperKEKB 用陽電子源の断面図

6.2. 概要

Fig. 9 に SuperKEKB 用陽電子源周辺の様子を、Fig. 10 に断面図を示す。陽電子源は KEK の電子陽電子入射器の中間に設置されている。ターゲット付近のビームライン上空には放射線シールド用の鉄板が設置されている[11]。ターゲット下流側は約 15 m のソレノイド区間が設けられており、ソレノイドコイルの中には 6 本の LAS (large aperture S-band) 加速管が挿入されている (LAS の設計に関しては[12]を参照)。ターゲットで生成された陽電子はソレノイド磁場で径方向への広がりを抑えつつ約 100 MeV まで加速される。ターゲット及び flux concentrator (FC) は Bridge coil (BC) と呼ばれる DC ソレノイドコイルの中に設置されている。

Fig. 11 はターゲット付近の磁場分布だが、この BC によりターゲット出口面から (Fig. 11 の横軸が 0 に位置に対応する) FC 入り口までの区間

での磁場が 0 にならず、生成直後の陽電子の広がりを抑えることができる。

BC に流す電流を変えた際の陽電子イールドの変化に関するシミュレーション結果を Fig. 12 に示す。横軸は FC の電流値でマーカーの違いが BC に流す電流値、すなわち BC が作る DC 磁場の違いに対応する。BC600A が Fig. 11 に示された

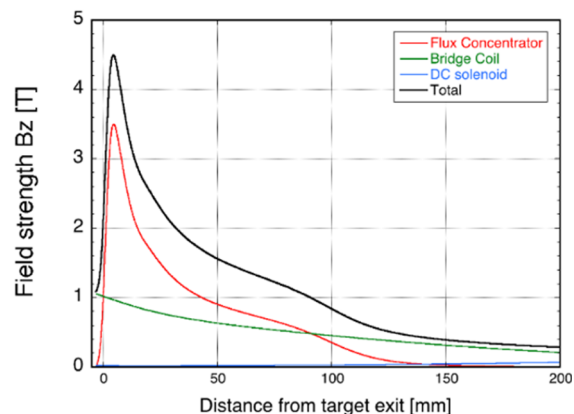


Fig. 11 ターゲット付近のビーム軸方向磁場強度[13]。

状態に対応している。BC が作る磁場によって陽電子イールドが大きくなる様子が見て取れる。実測結果(BC は 600 A)はシミュレーションより陽電子イールドが低い、この原因については現在調査、検討を進めている。

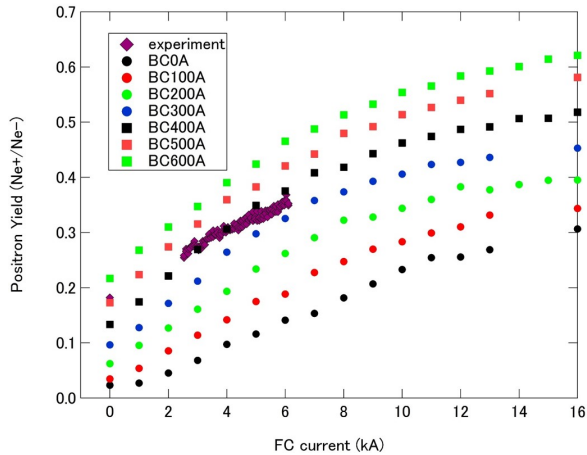


Fig. 12 BC、FC の電流値と陽電子イールドのシミュレーション結果および測定結果[14]。

6.3. ターゲット

ターゲットの付近の拡大図と写真を Fig. 13 に示す。また位置関係を Fig. 14 に示す。SuperKEKB用陽電子ターゲットの最大の特徴は電子を通すための直径 2 mm の穴が中心にあり、陽電子生成ターゲットはそこから中心が 3.5mm 水平方向にずれた位置に置かれていることである。これは電子、陽電子両方を一つの線形加速器で加速するための苦肉の策である。他施設の場合、ターゲットを出し入れ可能にして、陽電子を作る場合はビームラインにターゲットを挿入し、電子を通す場合はターゲットを引き抜くといった運用をしているところもある。しかし KEK 電子陽電子入射器では SuperKEKB の陽電子に加えて、SuperKEKB 用の電子、PF、PF-AR 用の電子ビームも供給する必要があり、これらをパルスごと(20 ms 間隔)で切り替える必要があることから、機械的な出し入れ機構は現実的では無いと判断し設けていない。ターゲットがビームライン中心からオフセットした位置にあることにより、

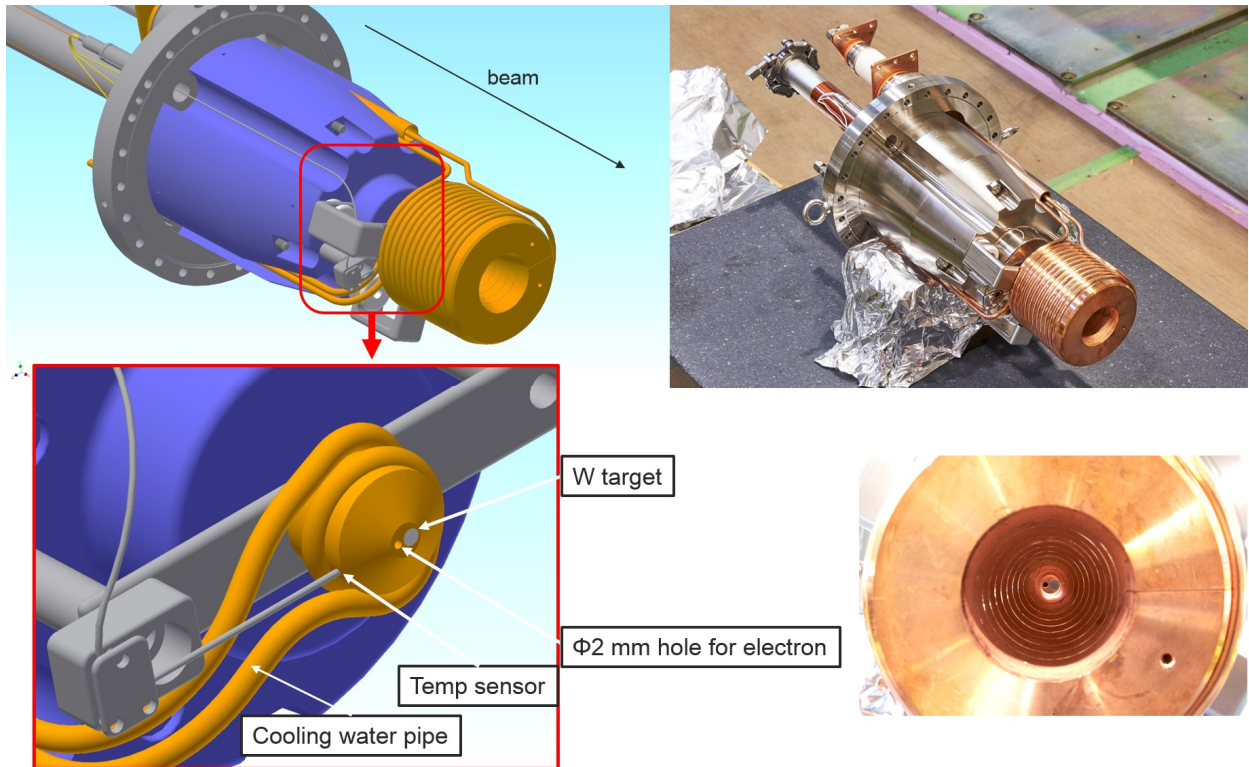


Fig. 13 FC およびターゲットの外観図 (左上) と写真 (右上)。ターゲット付近の詳細図 (左下)。下流側から見た穴、ターゲット、FC の写真 (右下)

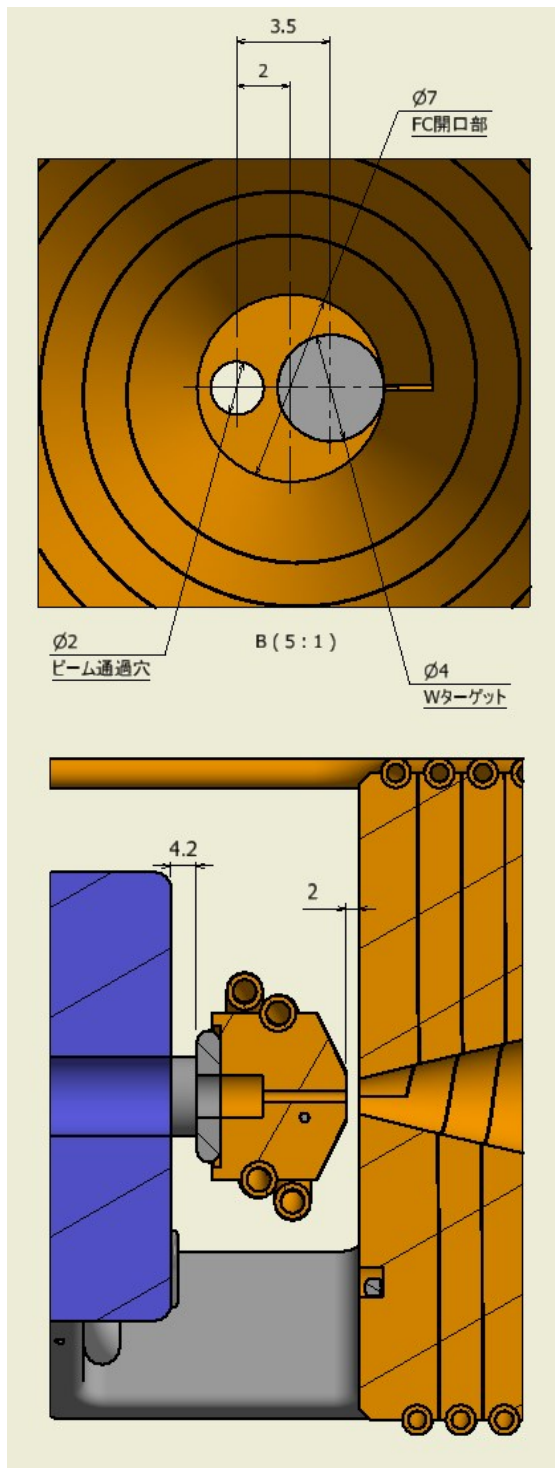


Fig. 14 ターゲットと FC の詳細位置関係。
下流から見た図(上)、断面図(下)。

陽電子の捕獲効率は落ちるが、やむを得ない妥協と考えている。5.2 でもふれたが、ターゲットの材質はタングステンで、直径 4 mm 厚さ 14 mm である。放射長で表すと $4X_0$ となる。したがってターゲットの裏面に到達した入射電子のエネルギー

Table 3 プライマリー電子ビームのパラメータ

	KEKB	Super KEKB achieved	Super KEKB design
energy	4 GeV	3.2 GeV	3.2 GeV
bunch charge	10 nC	7 nC	10 nC
bunch num.	2	2	2
repetition	50 Hz	25 Hz	50 Hz
beam power	4 kW	1.2 kW	3.2 kW
beam size		0.5 mm (radius)	0.5 mm (radius)
ρ^*		0.36×10^{12} GeV/mm ²	0.51×10^{12} GeV/mm ²
ΔT^*		52	74
σ^*		66 MPa	95 MPa

*2 バンチの間隔は 96 ns と非常に短いため、 ρ 、及び σ の計算では 2 バンチの合計をプライマリー電子数とした。 ρ 、 σ の定義は 5.3 節を参照

ギーは $e^4 = 0.018 = 1.8\%$ となっており、98.2% のエネルギーを失っていることになる。プライマリー電子のエネルギーが約 3.2 GeV で有ることを考慮するとエネルギーの絶対値は 60 MeV 程度と考えられる。Fig. 13 左下図のようにターゲットは冷却のため、銅のブロックに埋め込まれている。銅・タングステン間は HIP (Hot Isostatic Pressing) により接合されている。さらに銅ブロックは冷却のための水配管がろう付けされている。銅ブロックおよびターゲットの下流面(陽電子が出てくる側)と FC の間の距離は Fig. 14 下図のように 2 mm、FC 入り口側の直径は同上図のように 7 mm となっている。ターゲット下流面から大きな角度広がりを持って出てくる陽電子をなるべく効率良く捕獲するためには、ターゲット・FC 間の距離は短く、FC 入り口の直径は大きくしたいところではあるが、いずれも限界がある。ターゲットと FC を近づけた場合、この間に磁力線が密集して強い力が働くとともに、ターゲット及び銅ブロックに大きな渦電流が誘起される。Fig. 14 下図の

ように銅ブロックがテーパー状にカットされているのはこの影響を低減するためである。また FC 入口側の直径を広げると、ピーク磁場が下がってしまう。SuperKEKB の陽電子源では、これらのバランスを考慮して、Fig. 14 のような配置になっている。ターゲットに出し入れ機構を設けたり、回転ターゲットを用いたりする場合、ターゲット・FC 間の距離を近づけすぎると、衝突等の懸念が生じるため、より慎重な設計が求められる。

プライマリー電子ビームのパラメータを Table 3 に示す。ビームエネルギーは最大で 3.2 kW となるが、ターゲット内で熱に変わる割合は約 20% 程度と想定されている。残りは陽電子の生成やターゲットから出てくる光子のエネルギーなどになる。

Fig. 15 に実際のビームを用いたターゲット温度の測定結果を示す。この測定ではビームの繰り返しを変えながらターゲットの温度を Pt 温度センサーで測定しつつ、冷却水の温度上昇と流量の測定値からターゲットでの発熱を見積もっている。ビームパワーはターゲット直前の BPM で測定したバンチチャージと繰り返しから求めている。結果は 25 Hz のときビームパワーは 880 W、冷却水に捨てられた熱は 150 W であった。したがってビームパワーのうち約 17% がターゲット

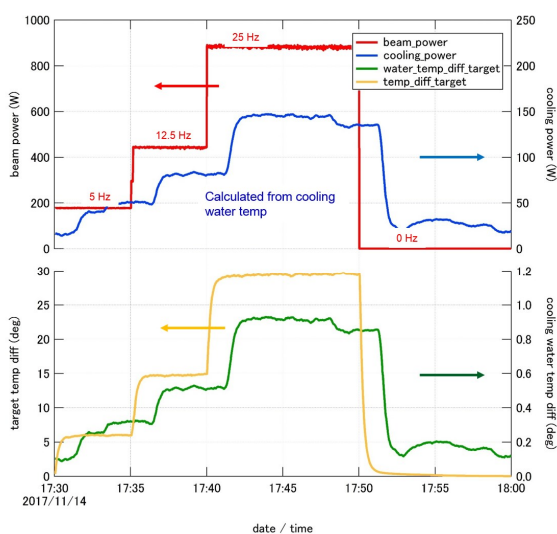


Fig. 15 ビーム照射によるターゲット温度及び冷却水温度の測定結果。

で熱に変換されたことになる。またこのときのターゲットの温度上昇は 30 °C であった。Table 3 より SuperKEKB の設計値はビームパワー 3.2 kW でありこの実験の約 4 倍である。したがってその際のターゲットで熱に変換されるエネルギーは 600 W、ターゲットの温度上昇は 120 °C、ターゲット温度はビームがないときで 30 °C (冷却水の送り側の温度) なので、運転時のターゲット温度は 150 °C になると想定される。なおここでの温度上昇はターゲットでの発熱と冷却水による冷却が平衡したときの温度であるのに対し、Table 3 の ΔT はプライマリー電子 1 バンチがターゲットに入射した際の局所的な温度上昇である。したがってこれらの温度は一致しない。

最後に PEDD に関する計算結果を Fig. 16 に示す[15]。このグラフでは横軸はターゲット上のビームサイズの直径を表している。したがって Table. 3 で 0.5 mm の半径というのはこのグラフで 1 mm のところに対応しており、PEDD は約 10 J/g であることがわかる。

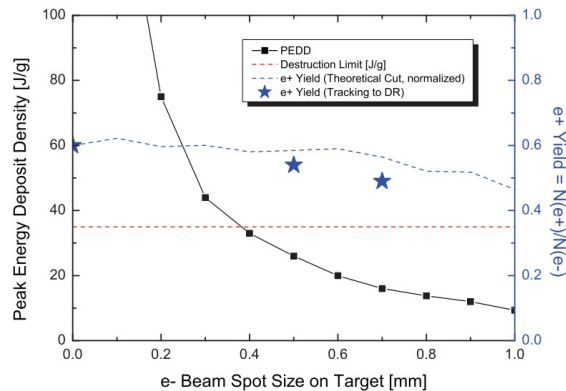


Fig. 16 ターゲット上のビームサイズ (直径) と PEDD のシミュレーション結果

6.4. flux concentrator

6.4.1. 概要

flux concentrator (FC) は第 4 章で説明した AMD であり、陽電子源開発の中心となる部分である。SuperKEKB で採用している flux concentrator は SLAC で SLC のために開発されたものをベースにしている。

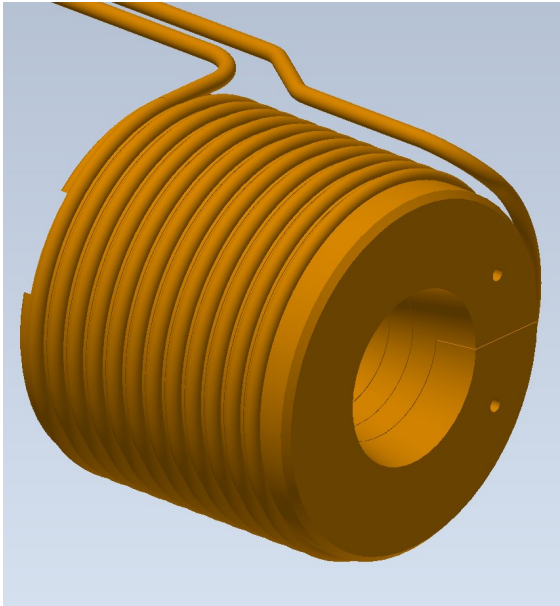


Fig. 17 FC head 部の外観図

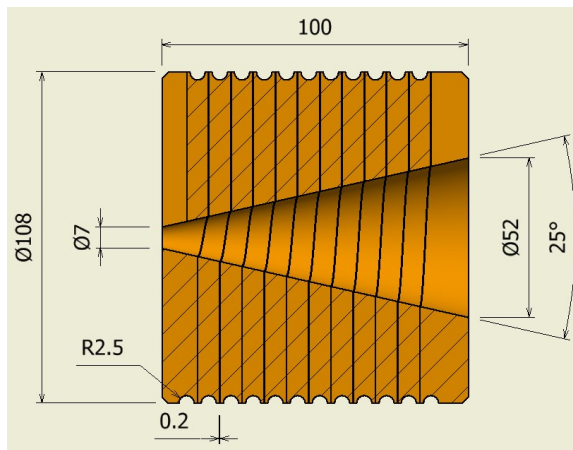


Fig. 18 FC head 部の断面図

Fig.17 FC head 部の外観、Fig 18 に断面図を示す。AMD の役割は緩やかに変化する磁場を作ることにある。FC は内側を円錐状にくり抜いた円筒状の銅ブロックを用意し、その外側に銅パイプを巻き付けた構造となっている。銅ブロックに

は 0.2 mm 幅の螺旋状スリットが設けてあり、こちらもコイル状になっている。銅パイプにパルス電流を流すことにより銅ブロック側にも電磁誘導により電流が流れる。つまり FC は一種のトランスといえる。ブロックとパイプはろう付されており、パイプ内に冷却水を通す事により冷却を行っている。またブロックとパイプは DC 的には絶縁されていないが、パルス電流の幅が短いため、電流は表皮効果によって表面のみを流れる。表皮深さ d は、

$$d = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu}} [m] \quad (6-1)$$

と表され、無酸素銅の場合 $\rho = 1.68 \times 10^{-8} [\Omega m]$ 、 $\mu = 1.257 \times 10^{-6} [H/m]$ である。後で紹介するが、現在の設計ではパルス電流の波形はハーフサイン状で幅は約 6 μsec である。したがって、簡単のために $f = 100 \text{ kHz}$ とすると $d = 0.2 \text{ mm}$ となる。

Fig. 19 は FC に電流を流した際の発熱の分布を表している。電流は銅ブロックテーパ内表面に最も強く流れ、発熱も最大となる。そしてこの電流分布がビーム進行方向に緩やかに弱くなっていく磁場 (Fig. 11) を作る。したがって銅ブロック内面のテーパ形状が磁場の形状を決めることになり、出入り口の径 ($\Phi 7$ 、 $\Phi 52$ Fig. 18 参照) が出入り口の磁場の強さを決めることになる。

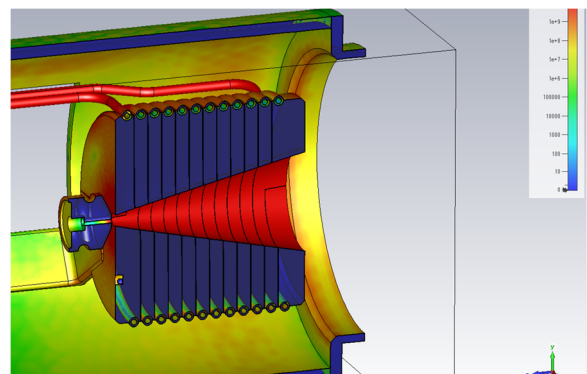


Fig. 19 FC にパルス電流を流した際の発熱分のシミュレーション結果。

6.4.2. LCR 測定値と電圧、発熱

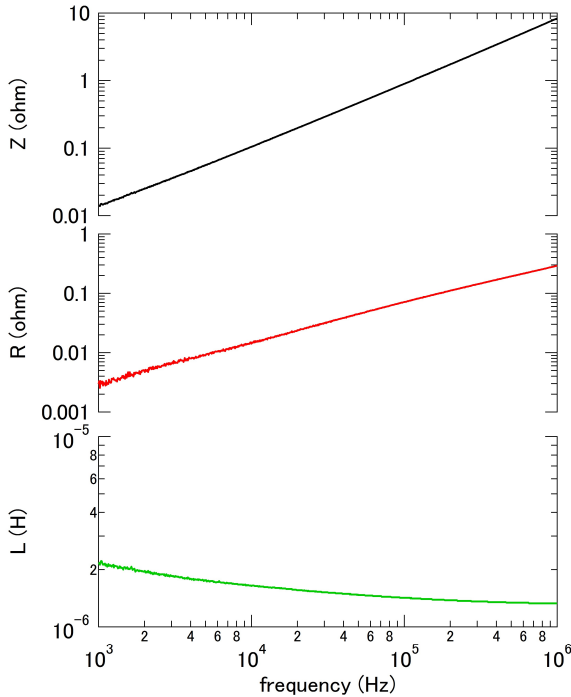


Fig. 20 インピーダンスアナライザで測定した、FCのインピーダンス、レジスタンス、インダクタンスの周波数特性。

Fig. 20 にインピーダンスアナライザで測定した FC のインピーダンス、抵抗、インダクタンスの周波数特性を示す。表皮効果により抵抗成分は周波数とともに増大する。インダクタンスは約 2 ~ 1.3 μH で周波数とともに緩やかに減少するがほぼ一定値と言える。100 kHz では R と L はそれぞれ $R = 0.0714 \ \Omega$ 、 $L = 1.42 \ \mu\text{H}$ であった。この値からパルス電流を流したときに FC にかかる電圧、及び発熱を計算してみる。そのためには

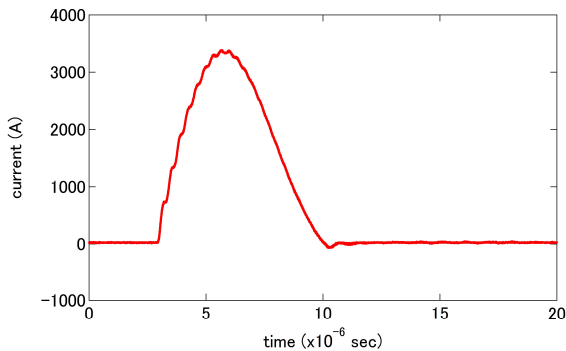


Fig. 21 CT を用いて測定した、FC に流れるパルス電流の波形。

電流波形が必要であるが、現在の設計では目標磁場を発生させるには 12 kA を流す必要があり、電源の性能から、パルス幅は約 6 μs のハーフサイン形状となっている。CT (Current Transformer) で測定した実際の電流波形を Fig. 21 に示す。この測定時はピーク電流値 3.5 kA であったが、12 kA に上げても波形は変わらない。

ここでは簡単のために、前ページと同様 $f = 100 \ \text{kHz}$ とし、 $I_{\text{max}} = 12 \ \text{kA}$ とするとパルス電流 $I(t)$ は、

$$I(t) = I_{\text{max}} \sin(2\pi ft) \quad (6-2)$$

FC にかかる電圧 $V(t)$ は

$$V(t) = L \frac{dI}{dt} + RI \quad (6-3)$$

$$= 2\pi f L I_{\text{max}} \cos(2\pi ft) + R I_{\text{max}} \sin(2\pi ft) \quad (6-4)$$

ここで

$$2\pi f L = 2 \times 3.14 \times 100 \ \text{kHz} \times 1.42 \ \mu\text{H} = 0.446 \quad (6-5)$$

$$> R = 0.0714$$

したがって(6-3)第 2 項は第 1 項に比べて十分小さい。また $I_{\text{max}} = 12 \ \text{kA}$ を代入して、(6-3)の最大値は $V_{\text{max}} = 5.35 \ \text{kV}$ となる。

また 1 パルスの発熱量 Q は、

$$Q = \int_0^{5 \ \mu\text{sec}} RI(t)^2 dt \quad (6-6)$$

$$= R I_{\text{max}}^2 \int_0^{5 \ \mu\text{sec}} \sin^2(2\pi ft) dt \quad (6-7)$$

$$= \frac{\pi}{2} \frac{1}{2\pi f} R I_{\text{max}}^2 = \frac{1}{4f} R I_{\text{max}}^2 \quad (6-8)$$

$R = 0.0714 \ \Omega$ 、 $I_{\text{max}} = 12 \ \text{kA}$ 、 $f = 100 \ \text{kHz}$ を代入すると

$$Q = 25.2 \ \text{W} \quad (6-9)$$

繰り返しは 50 Hz なので、トータルでは約 1260 W の発熱が想定される。

さてこの見積もりはどの程度正しいであろうか、Fig. 22 に Fig. 21 で示した電流を流したときに、FC にかかる電圧の実測値を示す。このときのピーク電流は 3.5 kA であったため、計算した 12kA に対応させるためには縦軸を 3.5 倍する必要がある。3 MHz 程度のスパイク上の電圧が現

れ、ピーク値は 4.5 kV (15.4 kV、0内は 12 kA 相当時の換算値)と先程の結果 $V_{\max} = 5.35 \text{ kV}$ に比べ約 3 倍も大きくなっている。これはケーブルと負荷 (FC) 間の LC 共振と考えられ、実際の電源と伝送路では程度の差はあれ、避けられないと考えられている。一方で早い成分を取り除いた 100kHz 程度の動き値注目してみると大体 1.5kV(5.25kV)程度で有ることが読み取れ、先程の計算とほぼ一致する。

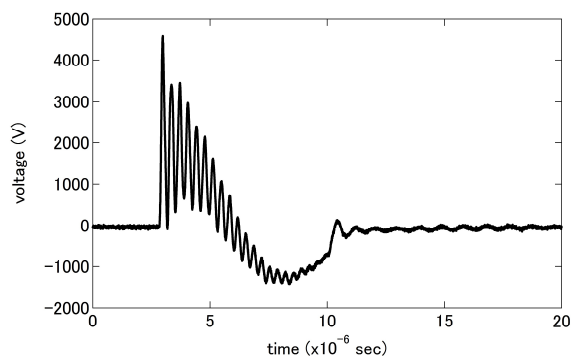


Fig. 22 Fig. 21 で示される 3.5 kA の電流を流した際に FC にかかる電圧の測定値。

6.4.3. 放電

前節で見たとおり、FC にパルス電流を流した際には大きな電圧が発生する。Fig. 18 から FC にはスリットが 11 turn あるため、電圧降下が均等だとすると、1 スリットあたり $I_{\max} = 12 \text{ kA}$ のとき 1.4 kV の電圧がかかることになる (Fig. 22 の測定値より)。スリット幅は 0.2 mm であるから電場は 7 MV/m (この値は大まかな見積もりであって、実際にはスリット幅のばらつきや角部への電場の集中等で更に高い値になる箇所が発生する) となってかなり大きな値になる。そのため放電をおこすことが懸念される。

Fig. 23 は放電が起こった瞬間を捉えた写真 (上) と大きな放電が起こった痕跡 (下) で、一度大きな放電を起こしてしまうと、そのままではかけられる電圧が下がってしまう。したがって、高い電流を維持して運転するためには放電を防ぐための対策が必要になってくる。具体的にはスリット間の電場を下げるために、

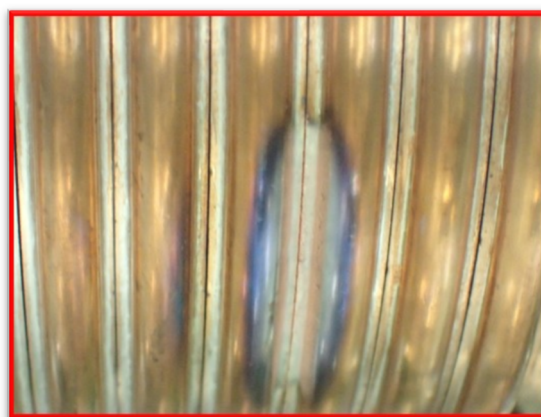


Fig. 23 放電時の様子を下流からビューポート越しに撮影した写真 (上)。大きな放電が発生した痕跡 (下)。

(1) FC にかかる電圧を下げる

(2) スリット幅を維持する

ということになり、これを実現するために

(1-a) スナバーサーキットの接続

(1-b) 電源パルスの長パルス化

(2-a) 高耐力材料の採用

(2-b) 絶縁体の挿入

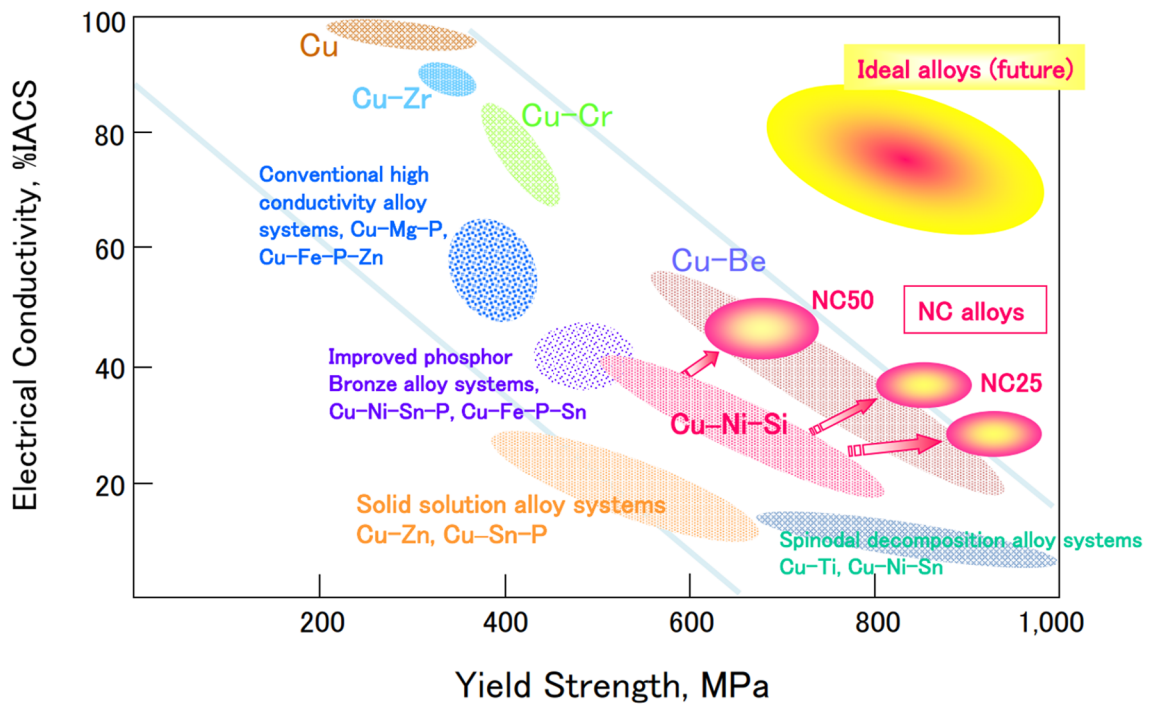
(2-c) スリット幅の拡大。

などの検討を進めている。

(1)に関しては次節の電源の所で詳細を紹介することとし、(2)に関して一つずつ紹介していくことにする。

6.4.4. 高耐力材料の採用

Fig. 23 をよく見てみると、放電跡のあるスリットの幅が他のスリットに比べて明らかに狭いこ



Positions of various copper alloy systems in conductivity–strength map

Fig. 24 様々な銅合金材料の耐力と電気伝導率[16]。

とがわかる。これは放電が起こった際に狭くなったのか、徐々に狭くなり放電に至ったのかははっきりしないが、とにかく FC 自体に変形が起きていることがわかる。パルス電流により FC には電磁力が働くが、その際の力が材料の耐力を超える場合変形が起こる。どの程度の力が働いているかは現在シミュレーションを進めている。一方で変形を防ぎスリット幅を維持するためには FC をより変形しにくい材料(高耐力材料)でつくれば良い。世の中には様々な金属材料があるが、FC 用の材料には、

- (1)大電流を流した際の発熱を抑えるために電気伝導率が高いこと
- (2)次側銅パイプを銅ブロックと接続するために、ろう付け可能であること
- (3)高耐力であること。特にろう付け後においても高耐力であること。

が求められる。

これまでは無酸素銅(C1020)を用いて FC を製作してきたが、(3)の要求を満たすため、いくつかの銅合金材料に関して、テストを行い比較検討した。

Fig. 24 は各種銅合金の耐力と電気伝導率を表したチャートである。一般に高耐力材料ほど電気伝導率が下がるため、バランスをいかに取るかが重要になってくる。今回は Cu-Zr, Cu-Cr, NC50 の 3 種類の合金と比較用に Cu(1020)のそれぞれに対して、試験片を用いたろう付け試験、電気伝導率、硬さ、引張強度、伸び、耐力の測定をおこなった。ろう付け試験の結果を Fig. 25 にその他の測定結果を Table 4 に示す。各種測定結果はろう付け前とろう付け後に対してそれぞれ測定を行っている。さらに NC50 に関してはろう付け後、時効硬化処理をした場合の測定も行ったので合わせて示している。最も重要なパラメータである耐力に関しては結果を Fig. 26 にまとめた。またより詳細な状況をみるため、Fig. 27 に C1020 と NC50 の応力ひずみ線図の測定結果を示した。まづろう付け試験については、試験片上に銀ろうとパラジウムろうの 2 種類をセットし、ろうの流れを観測した。その結果 Cu-Zr, Cu-Cr に関しては表面に合金成分が析出したような状態で変色が起こり、ろうの流れが悪かった。一方 Cu, NC50 に関しては似たような特性を示し、ろうがよく流

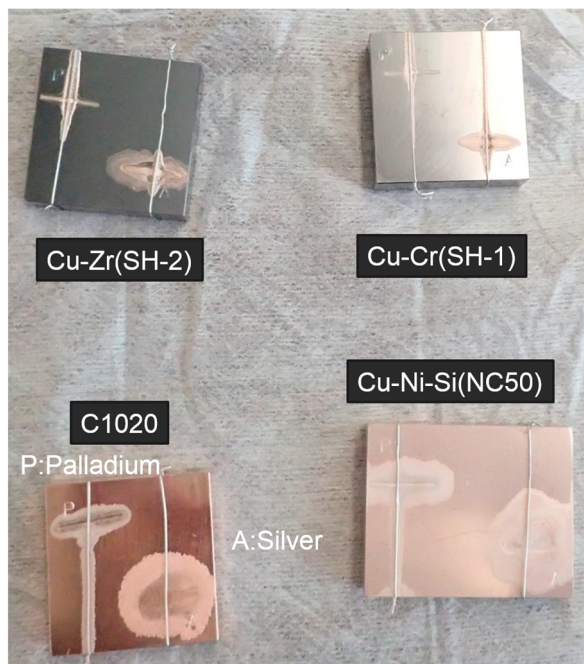


Fig. 25 試験片を用いたろう付け試験の結果。

れている様子が観測された。耐力の測定に関しては、ろう付け前は C1020 と NC50 で 2 倍弱程度の差であったが、ろう付け後はどの材料も大幅に値が下がり軟化した。とくに C1020 の軟化が顕著で、ろう付け前の 1/25 になった。一方 NC50 ではろう付け前後での変化は比較的小さく約 1/5 であった。更に重要なことは NC50 については、時効硬化処理を行うことにより、特性をほぼろう付け前の値に戻すことができることがわかった。ろう付け後の C1020 の値と比べると時効硬化処理後

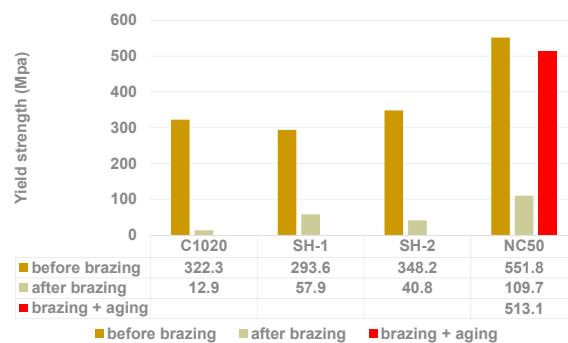


Fig. 26 試験した材料の耐力の比較。

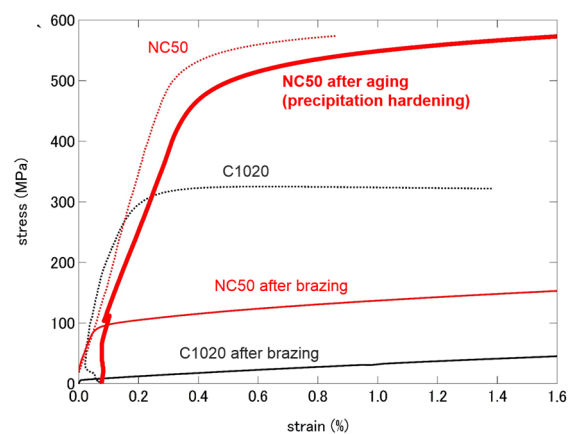


Fig. 27 C1020 と NC50 の応力ひずみ線図。

の NC50 の耐力は約 40 倍の値を持っている。電気伝導度に関しては NC50 は C1020 の約半分である。したがって発熱は大きくなる。ただしここで注意が必要なのは式(6-1)より表皮厚さは電気抵抗率 ρ のルートに比例するため、NC50 の表皮厚さは C1020 の $\sqrt{2}$ 倍になり、パルス電流に対す

Table 4 無酸素銅と各種銅合金の材料特性値に関する測定結果。

Material	Cu		Cu-Cr		Cu-Zr		NC50		
		after brazing		after brazing		after brazing		after brazing	after aging
thermal cycle									
conductivity %IACS	102.2	102.1	90.8	76.0	81.1	68.5	50.3	25.1	48.8
Hardness	87.4	30.4	71.6	60.0	45.9	55.8	95.3	61.2	95.4
Tensile strength MPa	327.4	232.1	402.6	237.2	443.1	238.3	648.7	323.7	658.8
Elongation %	21.6	54.4	36.8	56.8	32.6	51.4	14.8	46.6	10.6
Yield Strength MPa	322.3	12.9	293.6	57.9	348.2	40.8	551.8	109.7	513.1

る電気抵抗は 2 倍ではなく $\sqrt{2}$ 倍になるしたがって発熱量は 4 倍ではなく 2 倍となるため、50 Hz で 2520 W 程度が見込まれる(6.4.2 参照)。現在この NC50 を用いた新しい FC の製作を進めている。

6.4.5. 電磁力による振動と機械的共振

FC の各部に働く電磁気力の詳細とそれに伴う変形は 3D シミュレーションに頼る必要があるが、結果としてビーム軸方向への程度の変形が起こるかはレーザー変位計を用いて測定することができる。

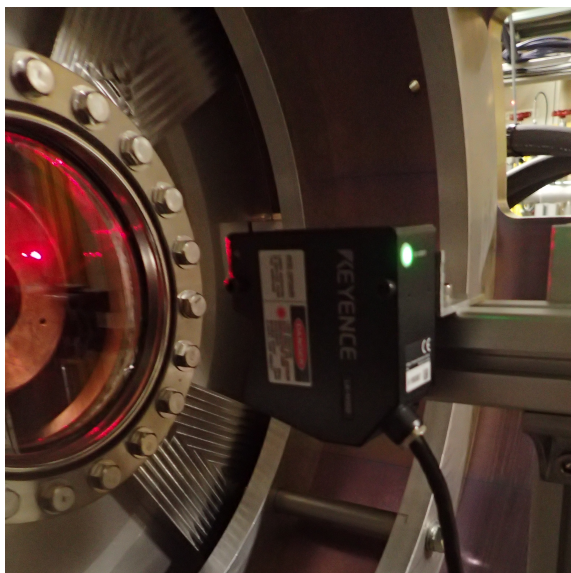


Fig. 28 レーザー変位計 (Keyence, LK-H150) を用いた FC の振動測定の様子。

Fig. 28 に測定のセットアップを示す。FC は機械的には一種のコイルスプリングと見ることができ、電磁気力によりビーム軸方向へ振動する。電流パルスによる電磁気力は数 μsec 程度の長さであり、機械的な変位が誘起される時間に比べて短い。したがってハンマーで物体を叩いたときに、その物体が振動するのと同じ状況で、衝撃荷重の入力により、バネが固有振動数で振動する状態と考えられる。また繰り返し荷重が加わるので、その周波数が固有振動数と一致すると共振することが考えられる。Fig. 29 はレーザー変位計を用いて測定した FC の振動振幅を繰り返し周波数の関数としてプロットしたものである。実際の運

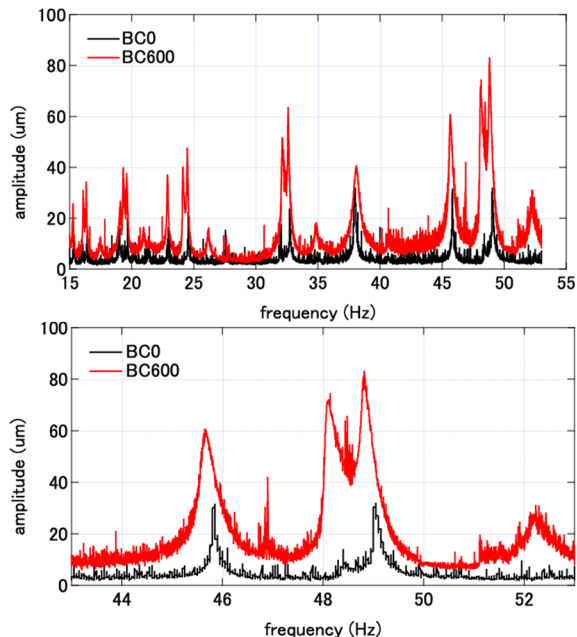


Fig. 29 FC の振動振幅の繰り返し周波数依存性。下は上のデータの 43 - 53 Hz 付近の拡大図。運転周波数は 50 Hz 付近。

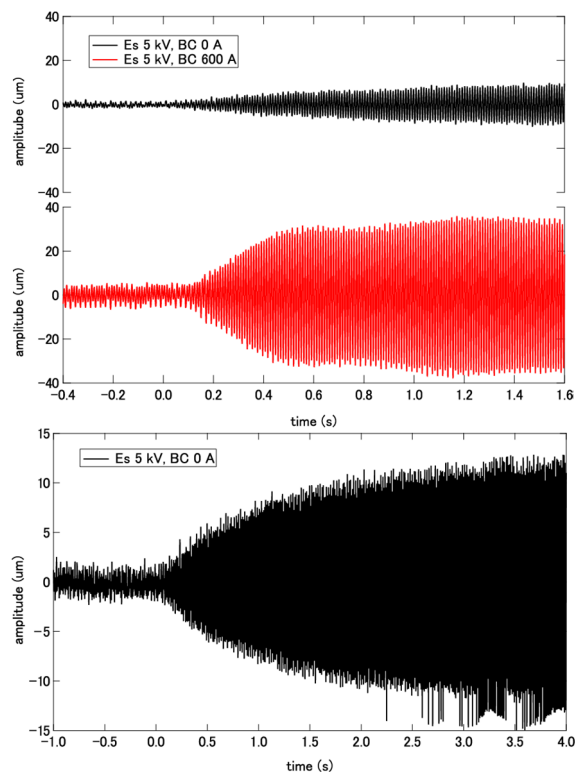


Fig. 30 FC の振動振幅の時間発展の様子。t = 0 で電源の繰り返し周波数を 50 Hz (非共振) から 49 Hz (共振) に変更した。BC 磁場ありとなしの場合の比較(上)、BC 磁場なしの場合のより長時間の測定結果(下)。

転時の繰り返しは 50 Hz だが、タイミングは等間隔ではなく、パルス間隔は 20 ± 1 ms 程度のずれが有る。数 Hz おきにあるピークは共振を表している。またブリッジコイル(BC)の磁場がある場合、ない場合に比べて振動振幅は大きくなり、共振の幅も広がる。グラフの縦軸はトータルの振動振幅を表しており、このときの実験条件 $I_{fc} = 3.5$ kA で BC 磁場ありの場合、最大値は 0.08 mm 程度であった。スリットが 11 個あり、それぞれの変位が簡単のために均等だとすると、1 スリットあたり 0.007 mm 程度の振幅となる。この値をスリットの幅 0.2 mm を比べると約 3.5% ということになり、この電流値($I_{fc} = 3.5$ kA)では振幅はそれほど大きくないと思われる。

Fig. 30 は振動の時間発展の測定結果で、この際も $I_{fc} = 3.5$ kA で BC コイル磁場ありとなしの場合について測定を行った。BC 磁場ありの場合は約 0.4 sec 程度で振動が成長するが、BC 磁場がない場合は、より時間がかかる。長時間の測定結果は Fig. 30 (下)のようになっており、振動の成長に BC 磁場ありの場合に比べて約 10 倍の 4 sec 程度の時間がかかっている。一方繰り返し周期はほぼ 20 ms = 0.02 sec であるから、振動が成長しきるには BC 磁場ありの場合であっても 20 回以上の励起が必要である。したがってパルス間隔が 20 ± 1 ms で適当に分散している現在の運転条件では Fig. 29 の測定結果が示す共振周波数で連続的に励起してしまうことは稀で、実用上の問題は無い。これらの現象の詳細な解釈に関しては、電磁気学的力と構造解析を組み合わせたシミュレーションにより、検討を進めている。

6.4.6. 絶縁体の挿入

スリットの幅が狭くなるのを防ぐ手段として、スペーサーを挟むということを考えてみる。スリット間は絶縁されている必要があるから、材質は絶縁体である必要があり、高放射線環境下であるから、使える材料はセラミックが考えられる。

Fig. 31 は Fig. 32 に示された形状のセラミックプレートをスペーサーとしてスリットに挿入した際の写真である。材質は高靱性のジルコニア

(ZrO_2)を用いた。スペーサーは 3 方向から全部のスリットに挿入されている。スリットの中に落ち込まないようにするため、片側には 0.7 mm 厚の突起をつけている。この状態でテスト運転を行ったところ、放電の起こる確立は下がったが、0 にはならなかった。現在厚さの違うスペーサーを用意しさらなる実験を進めている。

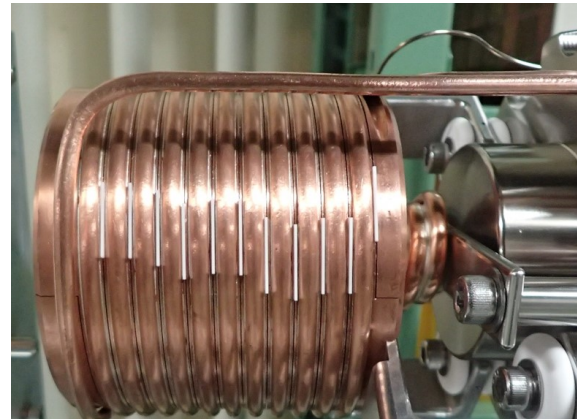


Fig. 31 スペーサーを挿入した状態の FC。

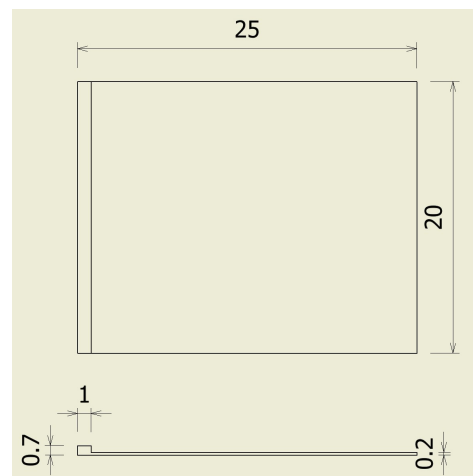


Fig. 32 スリットに挿入した ZrO_2 製 0.2 mm 厚のスペーサー。

6.4.7. スリット幅の拡大

スリット幅を 0.2mm から広げれば、それに比例して電場は下がる。しかしスリット幅を広げるとビーム軸と垂直方向の磁場成分が強くなることが知られており、陽電子の軌道が偏向される恐れがある。放電しない程度で垂直磁場成分を抑えるための最適化を目的として、シミュレーショ

ン、磁場測定、放電に対するテストを並行して進めている。

6.5. パルス電源

6.5.1. 概要

これまで見てきたように FC の定格電流は 12 kA で設計されているまた 6.4.2 で検討したように kV オーダーの電圧が必要となる。実際にはケーブル等伝送路での電圧降下を入れると定格の 12 kA を FC に流すためには約 18 kV の電源電圧が必要になる。したがって電源の容量としてはピークで 200 MW 強ということになる。KEK 電子陽電子入射器ではクライストロン電源用に近い仕様のパルス電源を多数運用しており、FC 用の電源はクライストロン電源用のモジュールやサイラトロン等を流用して、製作している。なお KEK 電子陽電子入射器で使用しているクライストロン電源に関しては、[17]を参照されたい。

6.5.2. 外観と回路図



Fig. 33 FC 用パルス電源の外観。

Fig. 33 に FC 用パルス電源の外観を示す。また、Fig. 34 に動作原理を示すための単純化した回路図を示す。Fig. 33 の左列は上側半分インターロックや制御機器が配置されており、下側半分は充電用インバータ電源(Fig. 34 の V1 で表された部分)が収まっている。中央列および右列は上部にサイラトロン

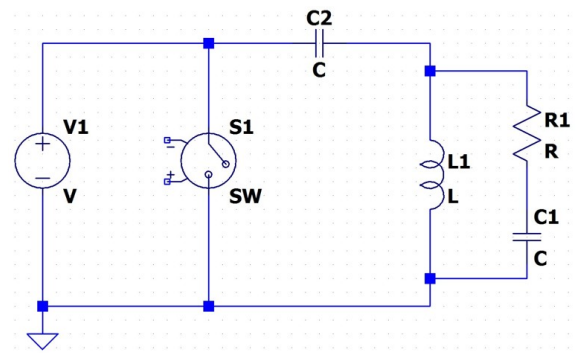


Fig. 34 FC 用パルス電源の動作原理を示す回路図。

イラトロン(Fig. 34 の S1 で表された部分)下部にサイラトロンを動かすためのヒーター電源やトリガー回路が収まっている。またサイラトロンの裏側には充電コンデンサ (Fig. 34 の C2 で表された部分) が設置されている。

動作原理は単純で V1 が C2 を充電し、トリガーに合わせて S1 が ON(ショート)になり、負荷 L1 (FC)に電流が流れる。流れる電流の大きさは、V1 が C2 を充電する電圧で制御し、電流フィードバック等を行っていない。またパルス幅や立ち上がり、立ち下がり波形は C2 の容量と L1 のインダクタンス、それにケーブルなどの伝送路の特性で決まり、こちらもアクティブな制御は行っていない。実際の負荷に流れる電流およびかかる電圧の波形は Fig 21, Fig. 22 に示してある。

L1 の右側の R1、C1 はスナバ回路とよばれる回路で、詳細は次節で説明する。

6.5.3. スナバ回路

FC では所定の磁場を得るために流さなければならない電流値(12 kA)は決まっているが、電圧に関しては、式(6-3)で負荷のインダクタンス L と電流変化率 dI/dt の積および負荷の抵抗 R と最大電流値 I で決まる。この内負荷の抵抗やインダクタンスは FC 本体の設計によるのでここでは割愛する。最大電流値は最初に述べたように決まっている。したがって変更できる部分は電流変化率 dI/dt の部分である。6.4.3 で見てきたように FC 開発の最大の問題はいスリット間の放電であるので、

dI/dt を抑えて 12 kA を流すのに必要な電圧を抑えることができれば放電頻度を減らすことができると期待される。しかし前節で紹介したように FC 用パルス電源にはパルス波形を任意に設定できるようなアクティブな機能はない。この出力電力でそのような制御をすることは不可能でないにしても、相当に電源の大型化を招くなどの困難を伴うことが予想される。そこでパッシブな部品を用いて負荷のインピーダンスをコントロールすることにより、電流波形の整形を行う事を考える。

スナバ回路はコイル等のインダクタンス負荷に流れる電流を、スイッチで切った際に生じる逆電圧を保護するため等に用いられる回路で、抵抗、コンデンサ、ダイオードなどの組み合わせでいくつかの種類が知られている。もっともよく使われるのは Fig. 34 に示したように負荷インダクタンス L に並列に CR を接続したタイプである。この回路の動作の様子を見るために、Fig 35 で示した回路を $C1 = 2 \mu\text{F}$ とした場合と、 1 fF ($C1$ を取り外した場合に対応する) とした場合について、LT Spice でシミュレーションを行った。結果を Fig. 36 に示す。 $t = 1 \mu\text{sec}$ で $V1$ を -1000 V から 0 V へスイッチすると、 $C2$ に充電されていた電荷が回路へ流れ出す。ここで $R2$ は伝送路の抵抗を表している。 $C1 = 1 \text{ fF}$ (スナバ回路が無い場合に相当し、結果は破線に対応する) の場合スイッチした瞬間に $V2$ ($L1$ にかかる電圧) が 900 V まで一気に立ち上がっている。一方 $C1 = 2 \mu\text{F}$ の場合、

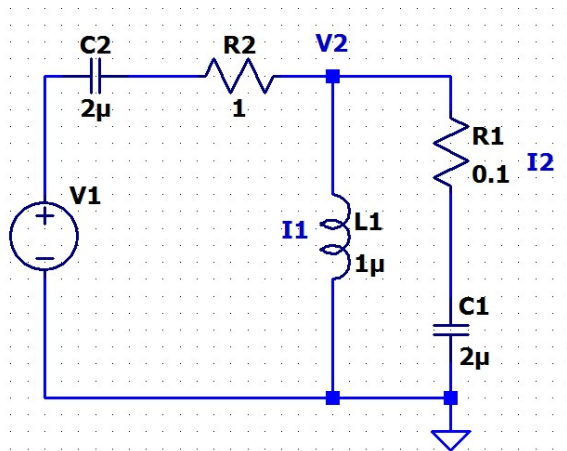


Fig. 35 スナバ回路のシミュレーションに用いた回路図。

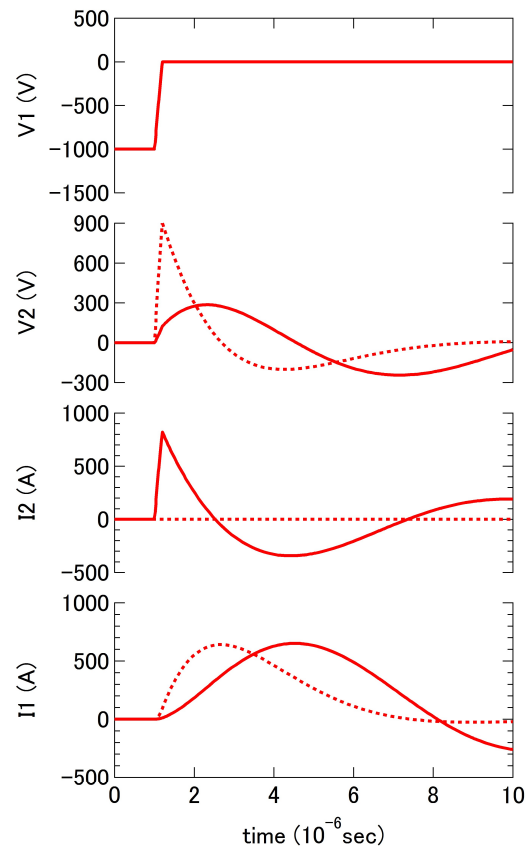


Fig. 36 LT Spice による Fig. 35 の回路の計算結果。 $C1 = 2 \mu\text{F}$ (実線)、 1 fF (実線)

$V2$ はあ 300V 程度と約 $1/3$ に抑えられている。このとき、 $I1$ ($L1$ に流れる電流) と $I2$ ($R1$ と $C1$ に流れる電流) を見ると、スイッチした瞬間は $I2$ に大きな電流が流れており、 $I1$ はゆっくり立ち上がっている。この結果 $I1$ のピーク値は同じでありながら、 dI/dt を抑えて、 $V2$ を低く保つことができる。なお Fig 35. の抵抗、コンデンサの各値は結果を見やすくするために、実際の値とは異なる値を用いている。

Fig. 37 に実際の測定結果を示す。このときの測定条件は $R1 = 3 \Omega$, $V1 = 5 \text{ kV}$ であり、 $C1 = 400 \text{ nF}$ の場合(実線)と、 $R1$, $C1$ を取り外した場合(破線)に対する、電圧 $V2$ (Fig. 37 上)、と電流 $I1$ (Fig. 37 下)の波形を示している。スナバ回路によって電流のピーク値はほとんど変わらないにもかかわらず、電圧のピーク値は約 40% 程度減少している様子が見える。現実の回路では $C2$ と $L1$ の間にケーブルや伝送ラインの RCL が加わり状況は複雑になる。特に Fig. 20 で示したように負荷で

ある FC のインダクタンスが約 $1 \mu\text{H}$ と小さく、ケーブルのインダクタンスと同等の大きさになるため無視することができない。したがってシミュレーションと各部の LCR 測定、電流電圧波形の測定を組み合わせ、最適化をすすめる必要がある。

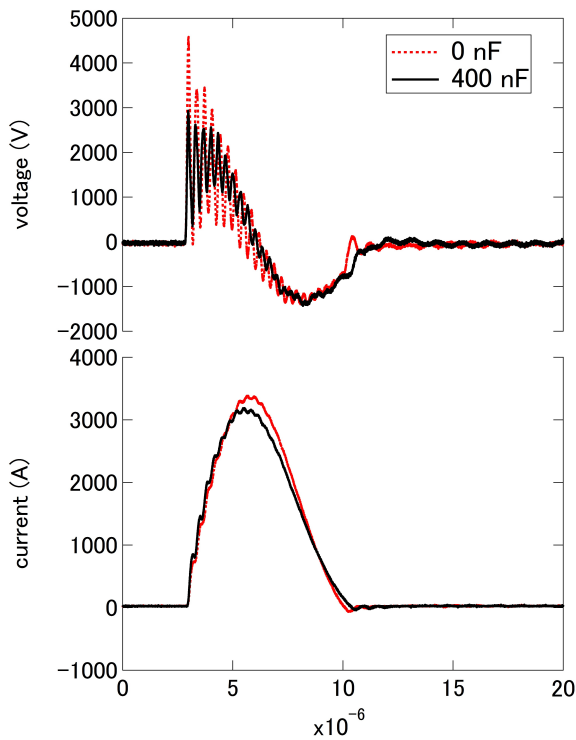


Fig. 37 スナバ回路の有無による FC 電圧(上)と電流(下)波形。

6.6. 放射化と交換機構

一般に電子加速器は陽子や重イオン加速器に比べて放射化の影響は少なく、基本的にはスイッチを切れば、人が立ち入って作業するのに大きな問題は無いことがほとんどである。しかし陽電子源周辺は例外的に強く放射化される。したがってトラブルが生じた際に、安全かつ迅速に交換できる仕組みをいかに用意しておくかが重要となる。SuperKEKB の陽電子源では、FC、ターゲット、BC、及び架台やポンプ等を含む assembly 全体のどこかが故障した場合、FC 部のみが故障した場合のそれぞれに備えて、交換機構を準備している。設計にあたっては、ロボットやリモート機構

を採用するよりも、短時間で作業することにより被爆を抑える方針とし、ジグを工夫したり、ワンタッチコネクタを活用するなどしている。

これまでに使用済みの assembly、FC それぞれの交換を 2017 年 3 月と 2018 年 9 月に 1 度ずつ行った、その際の写真を Fig. 38 に示す。

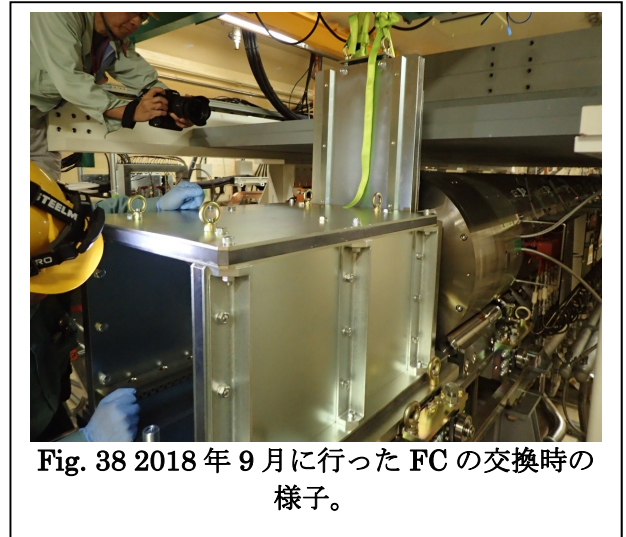


Fig. 38 2018 年 9 月に行った FC の交換時の様子。

これらの作業に伴う被爆はいずれも $1 \mu\text{Sv}$ 以下であった。今後は運転条件がより厳しくなり、さらに放射線の冷却期間を十分に取れないような緊急交換の必要性が出てくることも考えられるが、これまでの経験と運転停止後の放射線の減衰時間の測定(Fig. 39)からは、ある程度の期間内で安全に作業できると見込んでいる。

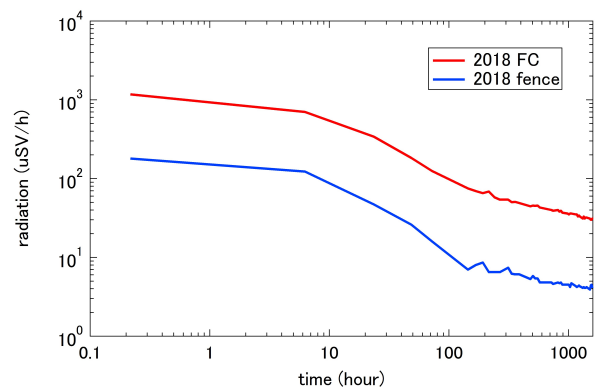


Fig. 39 運転停止後の放射線量の減衰の様子。FC の近くとやや離れた位置に安全のために設置してあるフェンスでの測定結果[18]。

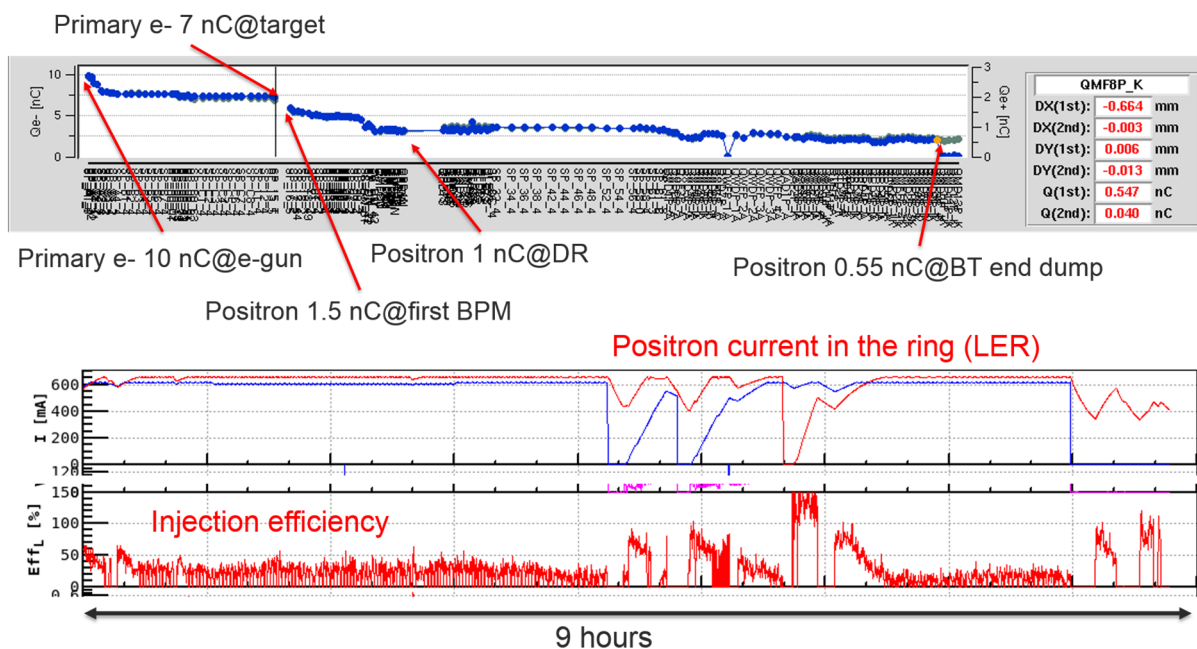


Fig. 40 phase 3 コミッショニング時における、典型的な運転状態の様子。入射器およびビームトランスポートラインにおけるプライマリー電子および陽電子ビームのバンチあたりの電荷量(上)、リングに蓄積された電流と入射効率(下)。

6.7. ビーム運転

この原稿を執筆している 2019 年 7 月現在 SuperKEKB は phase 3 コミッショニングをちょうど終えた状態である。phase 3 コミッショニング時における典型的なビームの様子を Fig. 40 に示す。Fig. 40 上のグラフは BPM で測定した、入射器およびビームトランスポートライン内のビームの電荷を、ビームラインに沿って表したもので、一番左側がプライマリー電子が電子銃から出たところを表している。この位置ではバンチあたり 10 nC のプライマリー電子ビームが得られている。図中の縦線の位置が陽電子ターゲットの設置されている位置に対応し、約 7 nC の電子がターゲットまで到達している。縦線より右側では縦軸のスケールが右側が変わり(この図では 1/4 になる) 陽電子ビームの電荷を表すようになる。陽電子生成後最初の BPM での測定値は 1.5 nC であり、その後ダンピングリング (DR) までの輸送で 1 nC まで減少する。ダンピングリングから戻ってきた陽電子はエミッタンスが小さくなっているため、ロスほぼなくなり、入射器の最下流

(図中では左から約 60%の付近) まで 1 nC の陽電子ビームが到達している。その後ビームトランスポートラインにおいて一部の陽電子が失われ、最終的にリングの入射点であるビームトランスポートライン最下流(図中の右端)に到達する陽電子は 0.55 nC 程度であった。ただしビームトランスポートラインの測定値は BPM の校正が不十分という可能性が指摘されており、ロスの見積もりに関しては注意を要する。またこのときの FC の運転電流値は 3.5 kA であり、定格値の 12 kA に対して、1/3.5 であった。

Fig. 40 下の図はリング内に蓄積されているビーム電流と入射効率のトレンドをを約 9 時間に渡り表示したものである。Table 2 では入射効率を 50%と仮定したが、その根拠となる測定値が Fig. 40 になる。入射効率は入射点における入射ビームの電荷量と、リングに蓄積された電流の増加量の比で定義している。測定結果が示すようにリングに電流が沢山蓄積されている状態の場合、入射効率は 50%かそれより低い値になっている。一方リングが空の場合は 100%近い入射効率になっている(一部 100%を超えているのは測定器の校正等

による)。入射効率の値はビーム調整によって変化するため、常にここに示した値を取るわけではない。50%という値はあくまで現状でのワーキングアサンプションで、今後のビームチューニングの進展によって、改善されていくことを期待している。

phase 3 コミッショニングではリング蓄積電流は 0.5 A 程度、ビーム寿命も 30 分から 40 分程度出あったため、最終的に必要とされている陽電子量に比べて 1/10 以下の入射量でも実験を維持するのに十分であった。しかし今後リング内での調整が進むにつれて必要な陽電子量も増えていくことが当然予想される。その要求に答えるため、SuperKEKB への入射運転と並行して、6.4 で述べた項目を中心に様々な開発を行っている。

7. まとめ

冒頭にも述べたように、陽電子源に関しては過去の OHO に素晴らしい資料があるため、体系的に学びたい方はまずそちらを読むことお勧めする。このテキストはそれらの補完となるように、なるべく内容が重複しないように題材を選んだつもりである。特に加速器を使った陽電子源で実際に建設され、運転に使用されているものの数は世界を見渡してみてもかなり限られている。したがって実際の装置を目にする機会も少なく、資料も限られている。一方で陽電子源の設計ではビーム物理だけでなく、放射線、熱設計など様々な要素を総合的に検討する必要があり、電子加速器としては他にない特殊な検討が多数必要になる。そこでなるべく SuperKEKB の陽電子源という実例を通して、実際の設計における検討事項を、特に工学的な観点から紹介してみたつもりである。

残念ながら現時点で FC は計画通りの性能を発揮していないが、電子陽電子衝突による実験が続く限り、このタイプの陽電子源に対する需要は当面続くものと思われる。ここに紹介したこれまでの、そしてこれからの試行錯誤が SuperKEKB だけでなく、今後の陽電子源開発において、何らかの役にたてば幸いである。

参考文献

- [1] 紙谷琢哉、OHO'07 テキスト (2007)
- [2] 紙谷琢哉、OHO'02 テキスト (2002)
- [3] 吉田光宏、OHO'14 テキスト (2014)
- [4] 竹内康紀、OHO'90 テキスト (1990)
- [5] K. V. Astrelina, et al., Production of Intense Positron Beams at the VEPP-5 Injection Complex, JOURNAL OF EXPERIMENTAL AND THEORETICAL PHYSICS, Vol. 106 No. 1, (2008)
- [6] J. R. Danielson, et al., Plasma and trap-based techniques for science with positrons, Rev. Mod. Phys. 87, pp247-306, (2015)
- [7] S. Eclund, slac-pub-4437, (1987)
- [8] F. F. Chen, プラズマ物理入門, 丸善, (1977)
- [9] S. Eclund, slac-CN-128, (1981)
- [10] A. Chao, et al., Handbook of Accelerator Physics and Engineering 2nd edition, World Scientific Publishing, (2012)
- [11] S. Matsumoto, et al., KEK 電子陽電子入射器陽電子生成部の放射線遮蔽, Proceedings of the 13th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, pp1288-1290, (2016)
- [12] S. Matsumoto, et al., “KEK 電子陽電子入射器の大口徑 S バンド加速管”, Proceedings of the 11th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, pp595-598, (2014)
- [13] 計算は紙谷琢哉氏による
- [14] 計算は宮原房史氏による
- [15] L. Zang, et al., SUPERKEKB POSITRON SOURCE TARGET PROTECTION SCHEME, proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, pp 315-317(2013)
- [16] http://www.yamatogokin.co.jp/?page_id=34
- [17] 中島啓光、OHO'17 テキスト (2017)
- [18] データ提供 峠暢一氏