

SuperKEKB 加速器の概要

1. はじめに

SuperKEKB 加速器は、KEK つくばキャンパスにある 7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子とを衝突させる、非対称エネルギー電子陽電子衝突型加速器である[1-4]。つくばキャンパス内の SuperKEKB の配置を Fig. 1 に示している。周長は約 3 km で、日本最大の加速器でもある。SuperKEKB 実験の目的は、素粒子の標準理論を超える物理を探求し、宇宙の成り立ちを調べることである。粒子と反粒子のごくわずかな性質の違いについて深く探求し、また極稀にしか起こらない粒子崩壊事象を十分な精度で調べるために、膨大な量の衝突事象が必要となる。SuperKEKB は、素粒子の中でも主に B 中間子に注目して実験を行い、電子・陽電子衝突によって B 中間子を大量に生成することから、B-ファクトリー(B-Factory)とも呼ばれている。

ここで「ルミノシティー」を定義する。ルミノシティー L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]とは、測定したい衝突が単位時間に起こる割合を F [s^{-1}]として、

$$F [\text{s}^{-1}] = L [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] \times \sigma [\text{cm}^2] \quad (1-1)$$

で表される(L の詳細は後述)。 σ はその衝突が起きる断面積で、自然法則で決まっている量である。したがって、ある物理事象についてできるだけ多くのデータを集めるためには、 L をできるだけ大

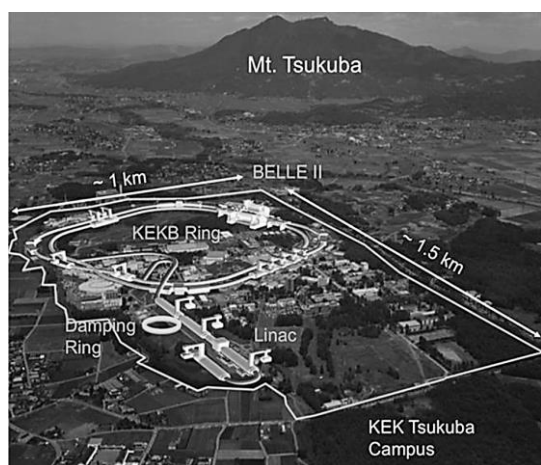


Fig. 1 KEK つくばキャンパスと SuperKEKB の配置(実際は地下にある)。

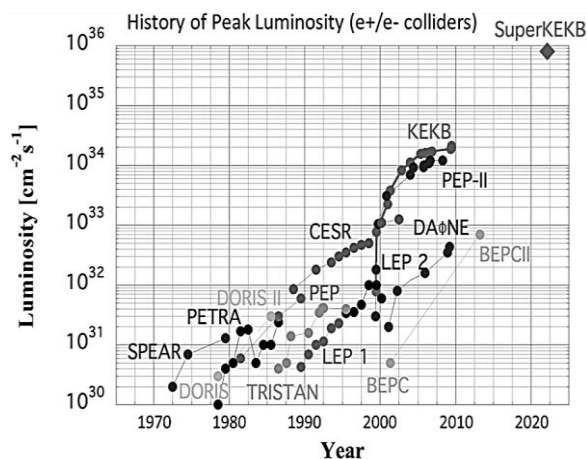


Fig. 2 SuperKEKB が目指すルミノシティー。

きくする必要がある。 L は衝突型加速器の性能を示す重要な指針である。

SuperKEKB の設計ルミノシティーは $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ で、前身の KEKB 加速器が到達した記録の約 40 倍を目指している。衝突を観測する Belle II 測定器に約 10 年間で 50ab^{-1} の積分ルミノシティーを供給することを目指している。これは、約 5.4×10^{10} 個(540億個)の B 中間子崩壊データに相当する。1970 年代からの世界にある電子・陽電子衝突型加速器のルミノシティー L の変遷を Fig. 2 に示す。SuperKEKB が目指すルミノシティーがいかに高いものかがわかる。

SuperKEKB は、前身の KEKB [5, 6]が運転を終了した 2010 年から建設が始まった。2011 年に東日本大震災の影響を受けたものの、建設はほぼ順調に進み、2016 年から加速器の試運転を始めた(Phase-1) [7, 8]。衝突点に最終ビーム集束用超電導電磁石の設置や測定器への崩壊点検出器の設置を経て、2018 年から衝突調整、実験を始めた(Phase-2) [9, 10]。そして、今年 2019 年から本格的な物理実験を開始した(Phase-3) [11]。

この講義では、まずは SuperKEKB が目指すものを簡単に説明する。次に、加速器の基本となる要素をこれまた簡単に説明し、その後で SuperKEKB 加速器の概要を紹介する。今回の OHO'19 における、SuperKEKB の詳細な各講義の導入部となれば幸いである。なお本稿では、全体として文献[10]と[12]を特に参考にさせて頂いた。

2. SuperKEKB 加速器が目指すもの

「この世界(宇宙)はどうやってできたのだろうか？」この疑問は人類にとって長年の課題である。宇宙の根源を調べる方法は大きく二つある。一つは、巨大な望遠鏡を使って遠い宇宙を観測することである。宇宙は約 137 億年前に誕生してからずっと膨張している(Fig. 3)。したがって、遠い宇宙、つまり宇宙の果てを観測することは、すなわち、宇宙の始まりを観測することになる。もう一つの方法は、地上に宇宙の初期の状態を作り出し、その状態を観察することである。この地上に宇宙の初期状態を作り出す実験装置、それが SuperKEKB 加速器のような高エネルギー粒子加速器である。

よく知られているように、物質は分子($\sim 10^{-7}$ cm)から構成され、その分子は原子($\sim 10^{-8}$ cm)から成っている。原子は原子核($10^{-12} \sim 10^{-13}$ cm)と電子からなり、原子核は陽子や中性子から形成されている。そして、その原子核や中性子は、さらに小さい素粒子 ($\leq 10^{-16}$ cm)から構成されている。このように、小さい世界では、玉ねぎのように一皮むけば常に新しい階層が出現する(Fig. 4)。これを物質の階層構造と言う。宇宙の初期は非常に高温状態で、この素粒子が満ち溢れていた状態であった。それが膨張するにつれてだんだん冷えていき、今の状態になったと考えられる。

この素粒子が満ち溢れていた高温状態を作るにはどうすればよいか。そのためには、粒子加速

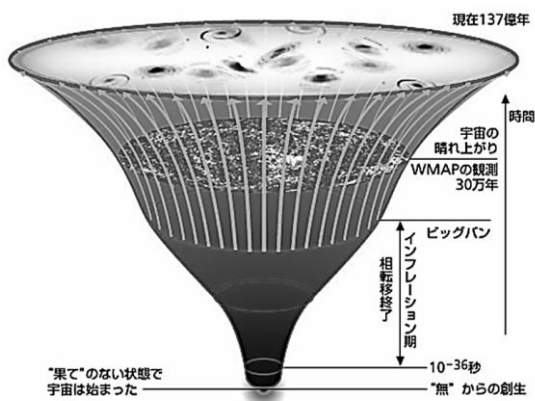


Fig. 3 約 137 億年前の宇宙の始まり(一番下)から現在(一番上)までの模式図。

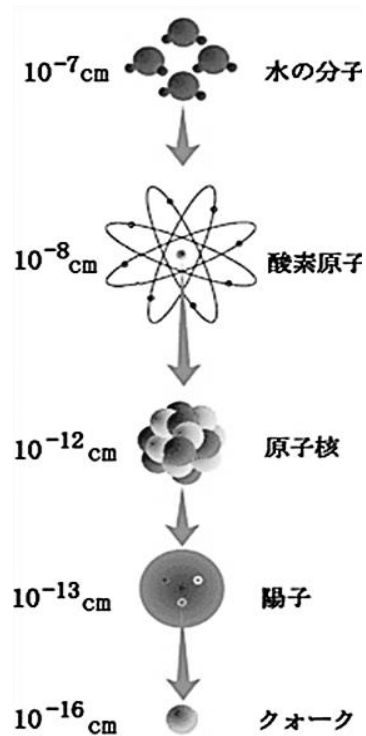


Fig. 4 物質を構成している分子から素粒子(クォーク)までの階層構造。

器を用いて、高いエネルギーまで加速した粒子を原子や原子核に衝突させる、あるいは加速した粒子どうしを衝突させる。SuperKEKB では、電子と陽電子という二つの素粒子を高エネルギーまで加速し、衝突させる。すると、電子、陽電子は一瞬消滅しエネルギーの塊となる。これは、アインシュタインの有名な式、 $E = mc^2$ (E :エネルギー、 m :質量、 c :光速)からわかるように、質量はエ

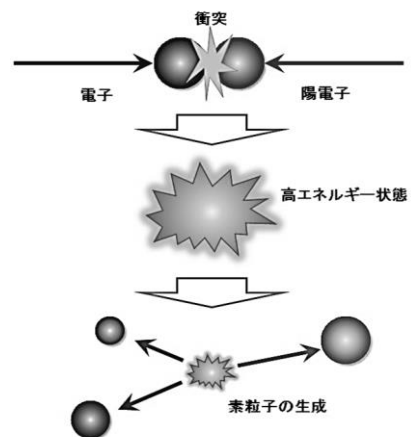


Fig. 5 高エネルギー粒子の衝突によって別の素粒子が発生する様子の概念図。

エネルギーと等価であることから想像できる。そして、そのエネルギーは粒子の速度が速いほど(つまり、質量 m が重いほど)大きい。このエネルギーの塊がすなわち宇宙の初期の状態であり、そのエネルギーが高いほど宇宙の始まりに近い状態となる。このエネルギーの塊からは、衝突する前の電子、陽電子だけではなく、様々な素粒子がある確率に従って生成される(Fig. 5)。この生成された素粒子の特性(質量やエネルギー、電荷等)を調べることで、その宇宙初期の様子を知る事ができる。この物理学の分野を素粒子物理学という。

現在の素粒子物理学では、陽子や中性子を作るクォークと、電子とニュートリノの仲間のレプトンが物質を作る素粒子であると考えられている。これまでの研究ではクォーク、レプトンともに3世代、6種類がある。クォークは単独では存在せず、強い力でクォークと反クォークが結びついた中間子、三つが結びついた陽子や中性子など(バリオン)といった形態で現れる。また、素粒子間に働く「強い力」、「弱い力」、「電磁気力」の力を伝える粒子、そして、素粒子に質量を与えるヒッグス粒子がある。これらの素粒子のふるまいは「標準理論」と呼ばれる理論にまとめられている。

現在の素粒子物理学では、標準理論によりこれまでに観測された大部分の実験結果を説明することができる。しかし、ニュートリノ振動現象、階層性や相互作用の統一の問題、存在が確実な暗黒物質の正体を説明することができない。したがって、標準理論を低エネルギー近似として扱う、新しい物理法則が高いエネルギー領域にあると期待され、様々な新しい理論が提案されている。

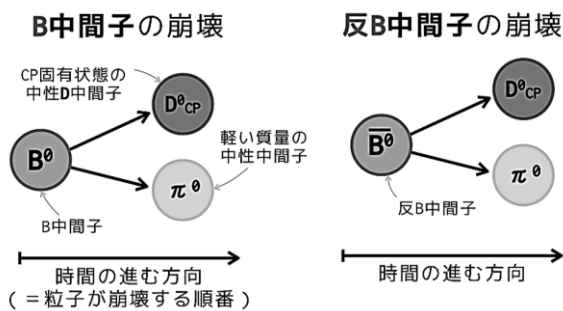


Fig. 6 B 中間子と反 B 中間子の崩壊過程。

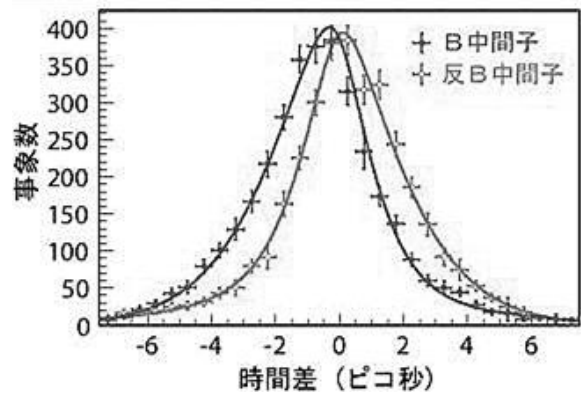


Fig. 7 KEKB における B 中間子と反 B 中間子での崩壊時間の違いを示す測定結果。

新しい物理の探求には、高エネルギーの粒子衝突によって新粒子を直接生成する「エネルギーフロンティア」と、高い頻度の粒子衝突によって既知の粒子の反応をより高い精度で測定して標準理論からのずれから新粒子の兆候を捉える「ルミノシティーフロンティア」の二つの手法がある。SuperKEKB は、後者の「ルミノシティーフロンティア」の最先端加速器である。

SuperKEKB では、生成された様々な素粒子の中で、B 中間子とよばれる素粒子に注目する。B 中間子には、反 B 中間子と呼ばれる反物質が存在する。素粒子には、電荷のプラスマイナスが反対である以外、ほとんど粒子と同じ性質を持つ「反粒子」が存在する。粒子と反粒子が出会うとエネルギーの塊となり、消えてしまう(実は、陽電子は電子の反粒子である)。初期の宇宙では、この「粒子」と「反粒子」は同じ数だけあったと考えられるが、現在の宇宙ではほとんど「粒子」のみである。この原因を探るために、B 中間子と反 B 中間子の性質の違い(つまり対称性の破れ)を調べるのである。ただ、この性質の違いはわずかであり、また、電子・陽電子衝突後に B 中間子、反 B 中間子が発生する確率も小さい。したがって、この性質の違いを正確に調べるためには、膨大な数の衝突回数が必要である。SuperKEKB では膨大な数の B 中間子、反中間子を作る。二つのリングの衝突エネルギーは、B 中間子が生成される確率が高いエネルギー($\Upsilon(4S)$ と呼ばれる)に設定されている。1章で述べたように、SuperKEKB の設計ルミノシティー

一は $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であるが、これが達成されると、毎秒約 1000 対の B 中間子対のデータを得ることができる。これが「B-ファクトリー」と呼ばれるゆえんである。

B 中間子と反 B 中間子の性質の違いは、それらの崩壊過程の違いに現れる (Fig. 6)。その崩壊時間の違いは 1 ps (1×10^{-12} s) 程度であるため、この時間差を測定するのは容易ではない。そこで、衝突させる粒子のエネルギーを非対称にすることで、この時間差を崩壊するまでに移動する距離の差として観測する。これが SuperKEKB において電子と陽電子のエネルギーが異なっている理由である。ただし、その距離は $100 \mu\text{m}$ 程度であり、測定には精密な検出器が必要となる。Fig. 7 は、KEKB で測定した B 中間子と反 B 中間子の崩壊までの時間差を測定した結果である。この B 中間子の対称性の破れの測定実験から、小林・益川理論を実証し、小林誠、益川敏英両教授は 2008 年ノーベル物理学賞を受賞した。

SuperKEKB では、B 中間子だけではなく、ほぼ同じ数のチャーム中間子やタウレプトン対も生成される。このことから、「Super フレーバーファクトリー」とも呼ぶことができる。フレーバーとはクォークとレプトンの種類の事である。Belle II 実験では、大量に生成されるフレーバー粒子の崩壊をはるかに高い精度、感度で測定し、標準理論では説明できない新しい物理現象の探索を行う。

上述したように、KEKB では B 中間子対の崩壊を調べて、CP 対称性の破れを測定し、小林・益川理論を実証した。しかし、確認された CP 対称性の破れの大きさだけでは、宇宙が物質優位になることを全て説明することができない。SuperKEKB での実験によって測定精度が数倍に向上すると、標準理論からのズレが観測される可能性がある。また、B 中間子だけではなく、稀な崩壊モードでの CP 対称性の破れも高精度で測定することができる。これらのずれが確定すれば、新物理の証拠となる。

標準理論で予言されたヒッグス粒子は 2012 年に CERN の LHC 実験で実際に見つかった。しかし、この粒子を単純な素粒子と考えるとその質量

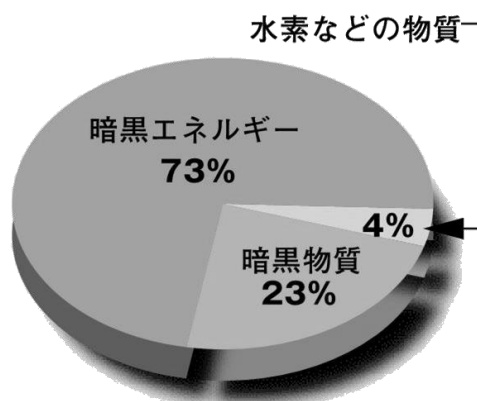


Fig. 8 宇宙の構成成分。

は標準理論では説明できない。超対称性理論はそれを解決するために提唱された新理論で、SUSY 粒子 (超対称性粒子) と呼ばれる新しい粒子群の存在を仮定する。標準理論を超える最も有力な理論とされている。SuperKEKB で大量に作られる B 中間子などの崩壊を詳しく調べることで、SUSY 粒子など新しい粒子が発見される可能性がある。宇宙には我々が知っている物質は 4% 程度しかなく、残りの 96% は暗黒物質 (ダークマター) と、暗黒エネルギー (ダークエネルギー) が占めている (Fig. 8)。このダークマターの正体として SUSY 粒子がその候補の一つともなっている。

今 CERN の LHC では SuperKEKB での実験と競合する LHCb 実験が行われている。LHCb の利点は、陽子 - 陽子衝突によって大量の B 中間子が生成されること、SuperKEKB では生成が難しい粒子の崩壊が得られることである。ただし、測定時のバックグラントが高く、データの系統誤差が大きいという問題がある。一方 SuperKEKB 実験の最大の特徴は、電子-陽電子衝突により測定バックグラウンドの低い、高品質のデータが得られることである。またより高い効率で B 中間子と反 B 中間子との識別が可能である。新物理の証拠を確定するためには複数の実験のデータが最終的には必要であることから、二つの実験は相補的な立場にあり、お互い実験を進めることで新物理の探索を確実に進めることができる。

3. これだけは知っておきたい、 粒子加速器の基本要素

粒子加速器(以下、単に加速器と呼ぶ)システムは、様々なハードウェア、ソフトウェア要素からなる大型複合システムである。ここでは、まず、SuperKEKB の話に入る前に、手始めとして加速器の主な構成要素について概説する。Fig. 9 は、衝突型円形加速器の主な基本構成要素(サブシステム)である。もちろん、この図にある要素以外にも放射線管理システム、冷却水システム、給電システムなど多くの重要な要素がある。なお、以下では、特に言及しない限り、加速される粒子は電子、あるいは陽電子とする。

3.1. 粒子源システム [13, 14]

加速器の最上流部となる、加速する荷電粒子(電子や陽電子)を生成する部分である。荷電粒子の流れを加速器では”ビーム(Beam)”と呼ぶ。以降、電子、陽電子の流れを電子ビーム、陽電子ビームと言う。また、ある場所を1秒間に通り過ぎる電荷の量を電流というが、ビームの場合はビーム電流と呼ばれ、単位は通常の電流と同じ A (アンペア)である。

電子ビームは、物質の中に大量にある電子を真空中に取り出して生成する。電子を取り出すには、物質表面の仕事関数というエネルギー壁を超えるエネルギーを電子に与えなければならない。そのためには、物質に熱、光、電界等を加える方法が通常用いられる。熱を与えるものは熱電子銃

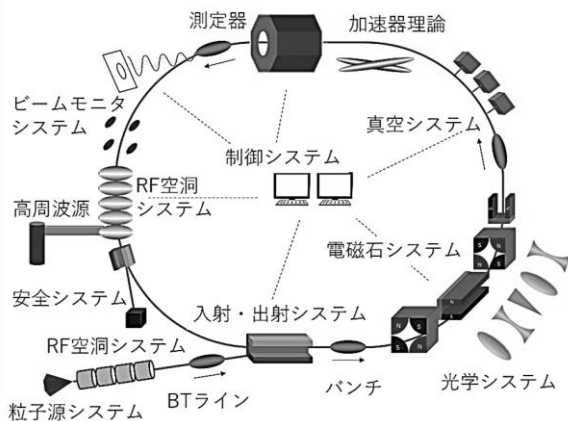


Fig. 9 円形加速器の主な構成要素。

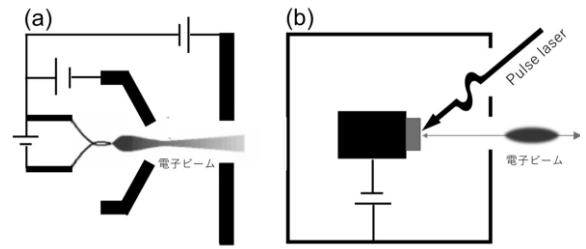


Fig. 10 (a) 熱電子銃と (b) 光陰極電子銃の模式図。

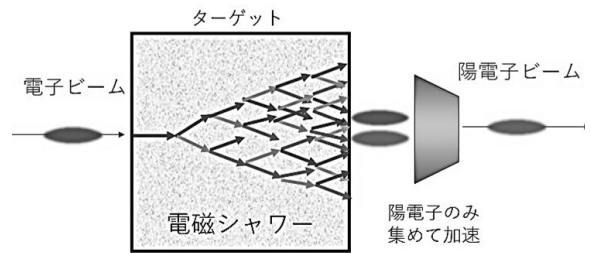


Fig. 11 陽電子発生概念図。

と呼ばれ古くから使われている(Fig. 10 (a))。いわゆる熱フィラメントである。光を使うものは光陰極電子銃と呼ばれ、仕事関数の低い陰極(光陰極)にレーザー等で強い光を照射し電子を取り出す(Fig. 10 (b))。熱電子銃に比べて低エミッタンス(後述)の電子ビームが得られる。一方、尖った金属先端に高い電界を加えると、表面のエネルギー壁の高さが低くなり、トンネル効果で表面から電子が放出される。これが電界電子放射(Field emission、フィールドエミッション)である。熱を加えないで電子を取り出すことから、冷陰極(コールドカソード)電子銃ともよばれる。熱が不要なので熱陰極に比べて省電力であるが、大電流を得るのが難しい。

真空中に放出された電子はその電荷の斥力により空間的に広がるが、それを超高電界で急速に加速し集束させる機能を持たせた電子銃は高周波(Radio frequency、RF)電子銃と呼ばれる。

SuperKEKB では、HER(電子)用には光陰極 RF電子銃が、LERの陽電子生成用には熱電子銃が使用される(後述)。

陽電子を作るためには、まず、高いエネルギーまで加速した電子をタングステンなど重い金属の塊(標的)にぶつける(Fig. 11)。すると、金属中で電子は金属原子のクーロン力によってそのエネルギーの一部をガンマ線として放出する(制動輻

射)。このガンマ線が金属原子の近くを通った時に電子と陽電子の対を生成する(対生成と呼ばれる)。金属内ではこの反応が続けて起き、多数の陽電子が生成される。生成された電子や陽電子は標的表面から飛び出す。電界により陽電子のみを選別する。また、陽電子はこのままではいろいろな方向に標的表面から飛び出るので、ソレノイドによってビーム軸方向に強い磁場を印加し、できるだけ同じ方向に取り出し陽電子ビームにする。

3.2. 高周波(RF)加速空洞システム [15, 16]

加速空洞は、空洞内に強い電界を発生させて電子や陽電子等荷電粒子を電場で加速する装置で、加速器の基本となるシステムの一つである。構造は、文字通り、高精度の金属製の共鳴器(空洞)である。内部に形成される数百 MHz～数 GHz の高周波(Radio Frequency, RF) 電場によって荷電粒子を加速する。Fig. 12 は加速空洞による粒子加速の原理である。各空洞内には、ビーム軸方向に電場を持つ、TM₀₁ モードの共鳴電磁場モードが形成される。粒子が空洞内を通るタイミングでちょうど加速されるような電場が発生するように、空洞間の周期が決められている。

加速空洞は、常伝導空洞と超伝導空洞に大きく分けられる。

常伝導空洞は、導電率の良い銅(通常は無酸素銅)で作られた空洞で、古くから実績のある空洞である。鉄製で内面にのみ銅をメッキした空洞もある。大電流ビームを加速するとなると、負荷となるビームの影響が大きく、共鳴周波数が大きく

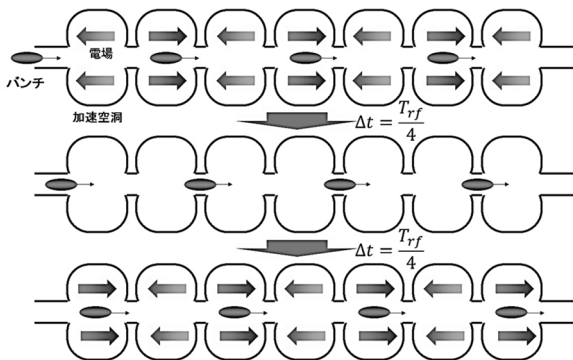


Fig. 12 RF 空洞による加速の原理。 T_{rf} は RF の 1 周期。

ずれる等の問題を生じるため、複雑なフィードバック回路や、高いエネルギーを貯めるエネルギー貯蔵空洞を設けるなど工夫が必要となる。SuperKEKB では、LER、HER で用いられている。

超伝導空洞は、超伝導体(ニオブ)で作られた空洞で、電気抵抗はほとんどゼロなので、銅を使った常伝導空洞よりも遥かに効率よく高い電圧を発生することができる。また、大電流になってもその負荷の影響を受けにくい。超伝導空洞は、クライオスタット(低温槽)の中で液体ヘリウムによって 4 K 以下に冷却され、超電導状態を作る。この液体ヘリウムを生成するために、大型のヘリウム冷凍システムが必要である。

粒子を低いエネルギーから高いエネルギーまで加速するには、空洞を多数直線的に並べることになる(Fig. 12)。共鳴する空洞構造を並べるのとは別に、空洞構造を連結して粒子の進行方向に粒子と同じ速さで進むマイクロ波(進行波)をつくり、波乗りの要領で粒子を加速する方法がある。この構造を持つ加速装置を加速管とよび、KEK の電子陽電子入射器を始め、直線型加速器で良く用いられる。

ここで粒子のエネルギーについて考える。粒子のエネルギー E は、アインシュタインの式

$$E = mc^2 \quad (3-1)$$

を使うと、

$$E = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} c^2 = m_0 \gamma c^2 \quad (3-2)$$

である。ここで、 m は粒子の質量、 m_0 は粒子の静止質量である。また、

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (3-3)$$

v は粒子の速度、 c は光速、 γ はローレンツ因子である。運動量 p は、

$$p = mv = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \beta c = m_0 \beta \gamma c \quad (3-4)$$

である。 p と E の関係は、(3-2)、(3-4)から、

$$p = \frac{v}{c^2} E \quad (3-5)$$

となる。

粒子源からは連続的に粒子を発生することもできるが、高周波を使った加速では、加速となる位相と減速となる位相が交互に発生するため、加速される荷電粒子はどうしても時間的、空間的に断続的になる(Fig. 12 参照)。この粒子の塊(集合体)をバンチ(Bunch、房)と呼ぶ。一つのバンチには数億～数十億個の粒子が詰まっている。バンチの長さは電子・陽電子加速器では通常数 mm～数十 mm である。粒子ビームは、通常、粒子が詰まったバンチが決まった間隔で連なったものである。

蓄積リングの場合、リングの周長と高周波の周波数が決まると、リング内に蓄積できるバンチの数(ハーモニック数 h という)は決まってしまう。 h は

$$h = \frac{f_{rf}}{f_0} \quad (3-6)$$

である。ここで、 f_{rf} は RF 周波数、 f_0 はリングの周回周波数である。例えば SuperKEKB の場合、 f_{rf} は約 509 MHz、 f_0 は約 99.4 kHz であり(周長約 3.016 km)、ハーモニック数は 5120 となる。バンチの入る場所を RF バケツトという(上の例では、RF バケツト間隔は約 2 ns あるいは約 60 cm である)。また、バンチはリング内にべったり並べられることは少なく、ある間隙(ギャップ)を置いて幾つかの連なり(トレイン)となって蓄積される。例えば、トレイン数が 4、1 トレインあたりのバンチ数が 200、バンチ間隔が 2 RF バケツトの場合(これを $4/200/2RF$ と書く)、合計 800 個のバンチがリングを周回する。Fig. 13 にリングに蓄積されたバンチとトレインの模式図を示す。

蓄積リングでのビーム電流 I [A] は

$$I = eNf_0 \quad (3-7)$$

と書くことができる。ここで、 e は電子(陽電子)の電荷、 N はリング内の電子(陽電子)の数である。リング内のバンチ数が n_b だった場合、 $I_b = I/n_b$ をバンチあたりの電流、バンチ電流[A bunch⁻¹]という。

SuperKEKB のように、ほぼ一定のエネルギーで粒子を周回させるリングの加速空洞は、周回で失われる分のエネルギーを粒子に与える。1 周あたりのエネルギー損失を U_0 とすると(3.4 節参照)、

$$U_0 = eV_p \sin\phi_0 \quad (3-8)$$

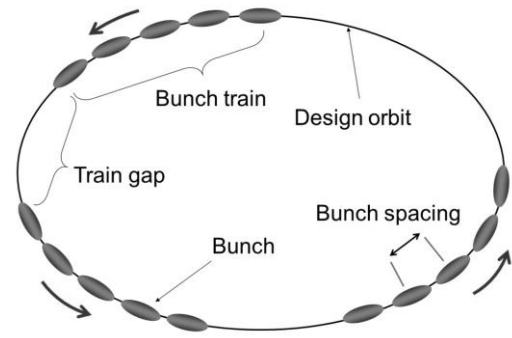


Fig. 13 リングに蓄積されるバンチ、バンチトレインの模式図。

である。ここで V_p は加速電圧のピーク値、 ϕ_0 はその位相である。

高周波加速を考える上で重要な原理の一つが位相安定性である。位相安定性とは、加速電圧の位相に対してビーム中の粒子が常に同期に近い状態にあり、平均してみると全粒子が一様に加速されることを意味する。つまり、周回して遅れて来た粒子に対してはより加速するように、逆の場合は減速するように働くことである。位相をうまく選ぶことで位相安定性が実現できる。位相安定性がある場合には、高周波と完全に同期していない粒子はある基準の回りで振動する。この振動をシンクロトロン振動(Synchrotron oscillation)という。その振動数 f_s は

$$f_s = f_0 \left(\frac{\alpha h e V_p \cos\phi_0}{2\pi E} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-9)$$

である。ここで、 α は後述する運動量圧縮率である。 f_s/f_0 はシンクロトロンチューン(Synchrotron tune)と呼ばれ、リングを 1 周した時何回シンクロトロン振動したかを表す。通常 $f_s \ll 1$ (SuperKEKB では約 0.02) である。

加速空洞に供給される大電力のマイクロ波は、クライストロンで生成される。クライストロンも一種の加速器である。DC の電子ビームに種となる振動を与え、加速されたビームがバンチとなることで大電力のマイクロ波が生成され、それを外部に取り出す。クライストロンには高電圧、高パワーの電源が必要で、これらのシステムは HPRF (High Power RF) システムと言われる。

一方で、加速空洞システムでは、上述したように、高周波の振動数、位相、ビームとのタイミングが非常に重要である。それらを精度良く制御するシステムを LLRF (Low Level RF) と呼ぶ。

3.3. 電磁石システム [17, 18]

加速された電子や陽電子ビームは、そのままでは直進し、また、バンチ内の荷電粒子同士のクーロン力によりビームのサイズはどんどん大きくなってしまいます。加速器では周回させるためにビームを曲げたり、直進だとしてもビームが広がってビームパイプに当たったりしないようにする必要があります。それに必要なものが電磁石である。

ビームを一定の角度に曲げる電磁石は偏向電磁石と呼ばれる(Fig. 14 (a))。垂直方向(y 方向)の磁場中を荷電粒子ビームが通ると、ローレンツ力により、ビーム進行方向(s 方向)と磁場方向に垂直な方向(今は水平方向 = x 方向)に力を受ける。光学でのプリズムに似た働きをする。磁場 B の分布は、 y 方向の磁場を B_y として

$$B_y = \text{const.} \quad (3-10)$$

で表される。偏向電磁石で曲げられる曲率半径 ρ [m]、磁場強度 B_y [T] と粒子の運動量 p [m s^{-1}] との間には

$$p = eB_y\rho \quad (3-11)$$

という重要な関係がある。運動量 p を [GeV/c] という単位で表すと、

$$p [\text{GeV}/c] = 0.3 B [\text{T}] \rho [\text{m}] \quad (3-12)$$

という便利な式が得られる。

ビームが太らないようにする電磁石は4極電磁石で、光学での凹凸レンズに相当する(Fig. 14 (b))。磁極は4つあり、対向する極が N あるいは S 極と

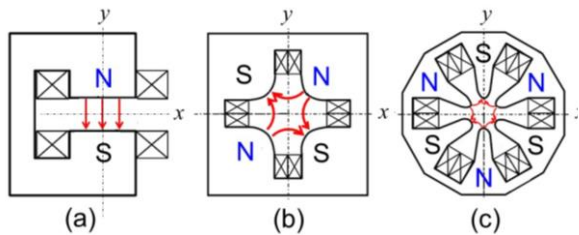


Fig. 14 (a)偏向(2極)電磁石、(b)4極電磁石、(c)6極電磁石の断面とその磁場分布。

なる。通常、Fig. 14 (b)のように、磁極は水平から45度回った位置にある。磁場分布は、

$$B_x = ay, \quad B_y = ax \quad (3-13)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial y} = \frac{\partial B_y}{\partial x}$$

で表される(a は定数)。Fig. 14 (b)からわかるように、N 極、S 極の配置には2種類あり、1つは水平方向に収束する磁石(Focusing magnet, Fタイプ)、もう一つは発散する磁石(Defocusing magnet, Dタイプ)となる。垂直方向にはその逆となる。例えば、Fタイプでは垂直方向には発散する。水平、垂直両方向を同時に収束することはできない。これら Fタイプと Dタイプの電磁石を交互に置くことで、全体として水平、垂直両方向の収束力を得、ビームを安定な大きさに保つことができる(強収束という)。Fig. 14 (b)の電磁石を45度回転し、上下左右に磁極がある4極電磁石(スクュー4極電磁石)もビーム光学系の調整に用いられる。

ビームのエネルギーの広がりを補償する電磁石が6極電磁石である(Fig. 14 (c))。6極電磁石では、4極電磁石でのビームエネルギーによる収束力の違い、つまり、色収差(クロマチシティ、Chromaticity)を補正する。6極電磁石の磁場は

$$B_x = 2axy \quad (3-14)$$

$$B_y = a(x^2 - y^2)$$

である(a は定数)。6極電磁石では、その収束力が運動量に依存する。Fig. 14 (c)の電磁石を30度回転した6極電磁石をスクュー6極電磁石と呼ぶ。

基本的に、ビームは4極電磁石や6極電磁石の中心を通るように設計される。この理想的な場合の軌道を設計軌道(中心軌道)という。しかし実際には、電磁石の配置エラー等で余分な磁場が発生し、平衡状態となる軌道は設計軌道からずれる。このずれを閉軌道からのずれ(Closed Orbit Distortion, COD)という。Fig. 15にCODの概念を示す。このCODが大きいとビームが回らないことがある。CODの補正に用いられる電磁石が補正電磁石(ステアリング電磁石)である。

これらの電磁石は、設計通りの光学系になるように位置は数十 μm 、傾きは数十 μrad という非常に高精度で据付けられ、アライメント(位置決

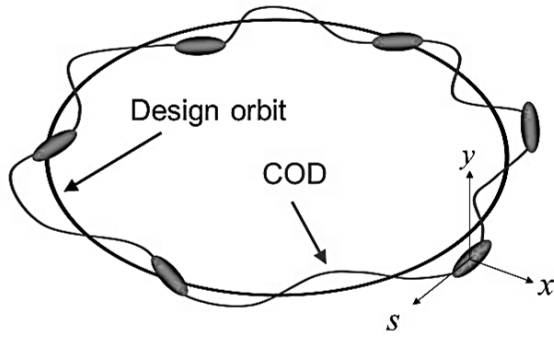


Fig. 15 CODの概念図とCOD上で粒子を記述する一般的な座標軸。

め)されている。加速器の性能の大部分は電磁石の磁場精度で決まる。また、一定の磁場を発生させるための電源にも高い精度が要求される。

蓄積リングでは通常一定磁場を発生させる電磁石が用いられるが、ビーム軌道を短時間の間に振り分ける必要のある入射部等ではパルス電源を用いたパルス電磁石が用いられる。

通常の電磁石は鉄心の回りに常温の銅線(多くは内部に冷却水が流れるホローコンダクター)が巻かれたものであるが、衝突点等で非常に小さくビームを絞る必要がある場合など、限られた空間で強力な磁場が必要な時には、超電導線を用いた超電導電磁石が使用される。超伝導電磁石も、超電導空洞と同様、液体ヘリウム温度で使用されるため、クライオスタットの中に納められている。

3.4. 放射光 (Synchrotron Radiation, SR) [19]

高エネルギーの電子(陽電子)が電磁石の磁場等によって進行方向に垂直方向の力を受けると、ほぼ進行方向に電磁波が放射される。これをシンクロトロン放射光(Synchrotron Radiation, SR)という。SRの概念図をFig. 16に示す。ここではSRに関する基本的な量をまとめる。SRが放射される角度 θ [rad]は、粒子の速度がほぼ光速($\beta \sim 1$)の時、

$$\theta \sim \frac{1}{\gamma} \quad (3-15)$$

である。SRの代表的な周波数は臨界周波数(Critical frequency) ω_c と呼ばれ、

$$\omega_c = \frac{3c}{2\rho} \gamma^3 \quad (3-16)$$

で与えられる。これに対応する臨界エネルギー(Critical energy) u_c は、

$$u_c = \hbar\omega_c = \frac{3\hbar c}{2\rho} \gamma^3 \quad (3-17)$$

で、これはまた、

$$u_c [\text{eV}] = 2.22 \times 10^3 E^3 [\text{GeV}] / \rho [\text{m}] \quad (3-18)$$

と書くことができる。電子1個から単位時間に放出されるパワー P は、

$$P = \frac{2}{3} \frac{c r_e}{(mc^2)^3} \frac{E^4}{\rho^2} \quad (3-19)$$

である。ここで、 r_e は古典電子半径($=2.8179 \times 10^{-15}$ m)である。リング一周での放射損失 U_0 は、

$$U_0 = \int P \frac{dl}{c} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(mc^2)^3} \frac{E^4}{\rho} \quad (3-20)$$

となる。ただし、 ρ はリングで一定とした。これは、

$$U_0 [\text{eV}] = 8.85 \times 10^4 E^4 [\text{GeV}] / \rho [\text{m}] \quad (3-21)$$

と書くことができる。また、リングのビーム電流を I [A]として、リングで毎秒放出される全エネルギー P_t [W]は、

$$P_t [\text{W}] = 88.5 \times 10^3 E^4 [\text{GeV}] I [\text{A}] / \rho [\text{m}] \quad (3-22)$$

となる。1個の電子から単位時間に放出される光子数 N_p は、

$$N_p = \int_0^\infty \frac{1}{\hbar\omega} \frac{dP}{d\omega} d\omega = \frac{15\sqrt{3}}{8} \frac{P}{u_c} = \frac{5}{2\sqrt{3}} \frac{r_e E}{\hbar \rho} \quad (3-23)$$

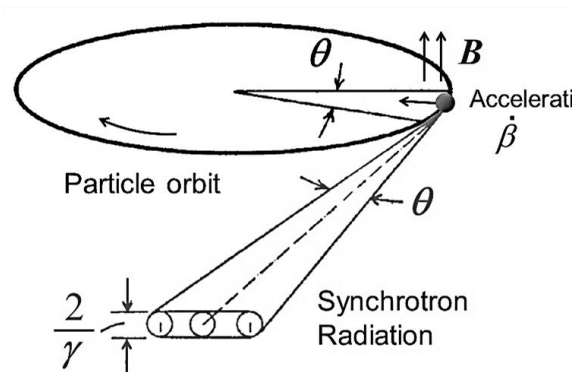


Fig. 16 シンクロトロン放射光(SR)の概念図。

である。リングのビーム電流を I [A] として、リング全体で毎秒放出される全光子数 N_t は、

$$N_t [\text{photons s}^{-1}] = 8.08 \times 10^{20} E [\text{GeV}] I [\text{A}] \quad (3-24)$$

である。なお、SR のパワーは粒子の質量の 4 乗に反比例するので、電子や陽電子に比べると、陽子等重い粒子では通常問題にならない。しかし、LHC 等近年の高いエネルギーの陽子加速器では無視できない熱入力となるため、考慮すべき問題となる。

3.5. 真空システム [20, 21]

これまで特に明記しなかったが、粒子ビームは真空に保たれたダクトあるいはパイプ(ビームパイプ)の中を通る。大気中では気体分子と衝突して、瞬く間に粒子は失われてしまうからである。この、パイプ内を真空状態にし、維持するのが真空システムの基本的役割である。最近の加速器では $10^{-7} \sim 10^{-8}$ Pa の真空(超高真空)状態が保たれている。加速器の真空システムが他の(大型)真空システムと大きく違うのは、その真空容器内にこれまで述べた高エネルギーの荷電粒子ビームが存在することである。ビームパイプや様々な真空機

器は粒子ビームに最も近い存在であるため、ビームと様々な相互作用を行い、各種真空機器やビームの特性に大きな影響を及ぼす。ビームとビームパイプ、真空機器との主な相互作用を Fig. 17 に模式的に示している。

単位長さのビームパイプからのガス放出率を q [$\text{Pa m}^3 \text{s}^{-1} \text{m}^{-1}$] とすると、単位長さの排気速度が S [$\text{m}^3 \text{s}^{-1} \text{m}^{-1}$] の時、圧力 p [Pa] は

$$p = \frac{q}{S} \quad (3-25)$$

である。圧力 p を下げるためには、ビームパイプ内面からのガス放出率 q を下げ、また、効率の良い排気を行う(S を大きくする)ことが重要となる。

実用材料からのガス放出率 q をゼロにはできないので、現実には完全な真空は作れない。つまり、ビームパイプ内部にはまだ気体分子が存在する。リングを周回している電子や陽電子ビームは、これら気体分子と衝突すると、進行方向が散乱によって曲がったり、原子核との相互作用でエネルギーを失ったりしてビームパイプの壁に当たり失われる(Fig. 17 (a))。ビーム寿命(Life time) τ とは、ビーム強度が初期の強度から $1/e$ になるまでの時間で定義される[22]。すなわち、

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{I}{\tau}, \quad (3-26)$$

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

である。ここで、 I_0 、 I は、それぞれ、初期のビーム電流、時間 t 後のビーム電流である。 τ は、圧力に依存する寿命 τ_v と依存しない寿命 τ_t に大きく分けられる。

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_t} \quad (3-27)$$

さらに τ_v は 3 つに分けられる。

$$\frac{1}{\tau_v} = \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_M} \quad (3-28)$$

ここで、

τ_B : 原子核による制動輻射(Bremsstrahlung)によるエネルギー損失で決まる寿命

τ_R : 原子核との散乱(Rutherford 散乱)による損失で決まる寿命

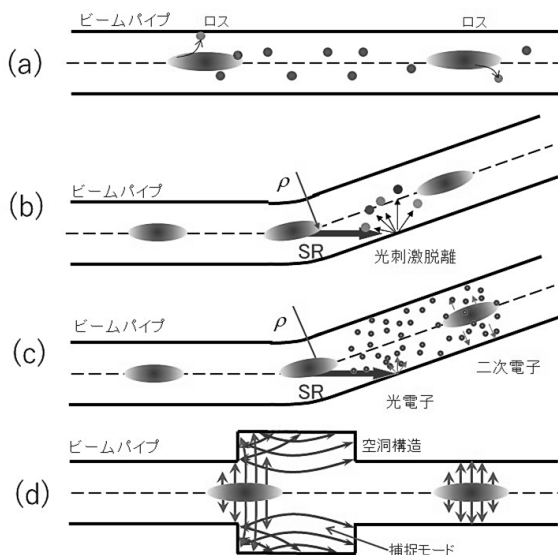


Fig. 17 ビームとビームパイプ、真空機器との主な相互作用の例。(a) 残留気体分子との衝突、(b) SR によるガス放出、(c) 真空容器壁からの電子放出、(d) 高次高周波(HOM)の発生。

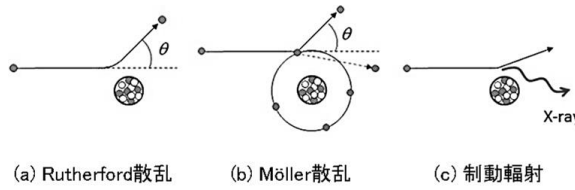


Fig. 18 高エネルギー粒子と残留気体原子との代表的な相互作用。

τ_M : 原子の核外電子との衝突 (Möller 散乱) による損失で決まる寿命である (Fig. 18)。

多くの場合 (ビームパイプの大きさがビームの大きさに比べて十分大きい場合)、 τ_t は τ_B が主となる。 τ_B は、

$$\frac{1}{\tau_B} = \sum_i c \frac{p_i}{k_B T} \sigma_B(Z_i) \quad (3-29)$$

$$\sigma_B(Z_i) = 4\alpha r_e^2 Z_i(Z_i + 1) \times \left(\frac{4}{3} \ln \frac{\gamma}{\gamma_c} - \frac{5}{6} \right) \ln(183Z_i^{-1/3}) \quad (3-30)$$

である。ここで、 c : 光速、 p_i : i 種気体原子の圧力、 k_B : ボルツマン定数、 T : 気体の温度、 Z_i : 気体原子の原子番号、 $\alpha = 1/137$: 微細構造定数、 γ_c : エネルギーロスの限界値 $= \gamma \Delta E/E$ ($\Delta E/E$ は RF パケットの高さ) である。 Σ_i は気体分子を構成する i 種原子についての和を表す。典型的な例として、残留気体を一酸化炭素 (CO)、温度を 20°C 、 $\gamma_c/\gamma = 1\%$ とすると、

$$\tau_B [h] = \frac{6 \times 10^{-6}}{p [\text{Pa}]} \quad (3-31)$$

となる。一方、 τ_t で重要なのは Touschek 寿命で、バンチ内の荷電粒子どうしの散乱によるものである。 τ_t は、

$$\frac{1}{\tau_t} = \frac{r_e^2 c N}{8\pi \sigma_x \sigma_y \sigma_z \gamma^3 \delta_{\max}^2} D \left(\left[\frac{\delta_{\max} \beta_x}{\gamma \sigma_x} \right]^2 \right) \quad (3-32)$$

で与えられる [22]。ここで、 N : バンチ内の荷電粒子数、 $\sigma_{x,y,z}$: 水平、垂直、および進行方向のビームサイズ、 β_x : 水平方向のベータ関数 (後述)、 ϵ_x : 水平方向のエミッタンス (後述)、 δ_{\max} : リングのエネルギーアクセプタンスである。関数 D の詳細は省

くが、エミッタンスの緩やかな関数である。結局、 τ_t はバンチの大きさに比例し、バンチ内の粒子数に反比例する。また、エネルギーが低いほど、エネルギーアクセプタンス小さいほど寿命は短い。

SuperKEKB のように、バンチ電流が高く、エミッタンスが小さく、また力学的口径 (エネルギーアクセプタンス) が小さい加速器では特に重要となる。

ビームパイプ内を真空状態にするには、真空ポンプが用いられる。通常用いられるのはスパッタリーオンポンプ、ターボ分子ポンプ等であるが、近年、超高真空で有用なポンプとして、非蒸発型ゲッター (Non-Evaporable Getter, NEG) ポンプがよく用いられる。最近の加速器では直径 10 mm 程度の非常に細いビームパイプが要求される場合も増え、NEG の材料をビームパイプ内面にコーティング (NEG コーティング) する、非常に効率の良い排気手法も開発されている。

ビームパイプを超高真空にすることは、周回するビームを安定に保つ事にも重要である。高エネルギーの荷電粒子が気体分子と衝突すると、分子がイオン化されイオンと電子が生成される。これらイオンや電子の密度が高くなると、周回するビームと電磁気的な相互作用してビームを不安定にする。例えば、電子ビームの場合にはイオン捕捉 (イオントラッピング) やイオンを介在とした結合バンチ不安定性を引き起こす。

先に述べたシンクロトロン放射光 (SR) がビームパイプ内面に照射されることで、内面に吸着していた気体分子が脱離する (光刺激脱離、Photon Stimulated Desorption, PSD と呼ばれる) (Fig. 17 (b))。電子、陽電子リングでは、この PSD が最も大きなガス源となる。光子一個あたりに放出される気体分子の数を光刺激脱離係数 (Photon stimulated desorption coefficient) といい、通常 η [molecules photon⁻¹] と表す。20°C の時、PSD によるリング平均のガス放出率 q_p は、次のように書くことができる。

$$q_p = 2.47 \times 10^{20} \times \eta \frac{N_t}{C} [\text{Pa m}^{-3} \text{s}^{-1} \text{m}^{-1}] \quad (3-33)$$

ここで、 C はリングの周長である。

PSD の量は、光子照射量(積分された光子数)と共に減少する。これをビームによる真空焼き出し (Vacuum scrubbing、あるいは Beam scrubbing) いう。運転開始直後にはこの真空焼き出しで圧力を十分下げる運転が必要である。

SR は、ビームパイプ内壁に照射されるとそのエネルギーは熱となって失われる。また、放射光が内壁に照射された時に光電子(Photoelectron)を発生する(Fig. 17 (c))。陽電子ビームの場合には、光電子は正電荷であるビーム方向に引きつけられる。ビームの電界によって加速された電子が壁に衝突すると二次電子(Secondary electron)を発生する。ビーム軌道付近に集まったこれら電子の密度が高くなると、ビームサイズ増大(シングルバンチ不安定性)や結合バンチ不安定性を引き起こす、いわゆる電子雲効果(Electron Cloud Effect、ECE)が発生する。近年の陽子、陽電子リングでは大きな問題となっている。

光速に近い速さのバンチとなったビームはその周りに電磁場を伴っている。ビームパイプが電気抵抗を持っていたり(通常持っている)、不連続な断面、段差を持っていたりすると、その電磁場が乱され、高次高周波(Higher Order Modes, HOM)が励起される(Fig. 17 (d))。これはビームのエネルギーが失われることを意味し、電気回路で言うインピーダンスによる損失となる[23]。機器のロスファクター(Loss factor)を k とすると、その機器によるパワーロス P_l [W]は、

$$P_l [W] = k[V/C]q[C]I[A] \quad (3-34)$$

となる。ここで、 q はバンチの電荷[C]である。この HOM は後続するバンチと相互作用し、結合バンチ不安定性を励起する場合がある。後続するバンチから見たこの高次高周波はウェイクフィールド(wake field、航跡場)ともよばれる。また、HOM によって真空機器が発熱し、時には破損に至ることもある。高いビーム電流で運転する加速器では低インピーダンスの真空機器が必須となる。

3.6. ビームモニターシステム [19, 24]

ビームパイプ内のビームが通っている位置やビームのサイズを測定したり、また、ビーム(バン

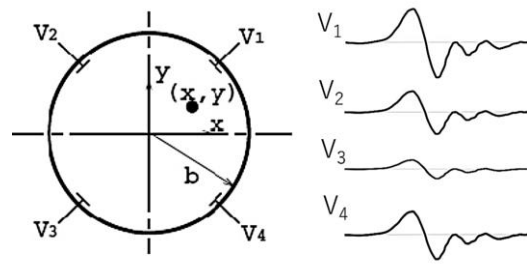


Fig. 19 BPM の概念図。

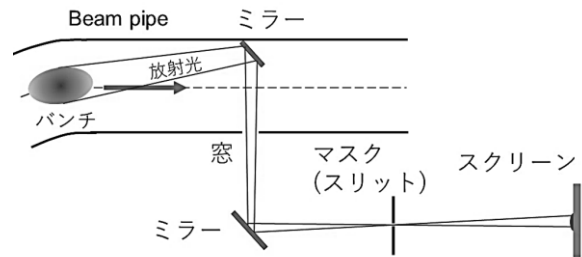


Fig. 20 SR を用いたビームサイズモニター の概念図。

チ)の振動状態を観測してその振動を抑えたりする役割を持つのがビームモニターシステムである。ビームを安定に蓄積するための重要なシステムである。

ビーム位置モニター(Beam Position Monitor, BPM)は、ビームパイプの壁に取り付けられた4つのボタン電極を用い、ビームパイプの壁に誘起された電荷を電圧信号として取り出す。そして、それらの電極の信号の強さの差をとってビーム位置を測定する。BPM のビーム位置検出の概念図を Fig. 19 に示す。多くの場合、ボタン電極はほぼ 90 度間隔で配置され、各 4 極電磁石に 1 個 BPM が設置されている。SuperKEKB では、リング全周のビーム位置(バンチ中心位置)を約 1~3 μm の精度で数秒以内に測定することができる。リング内のビーム軌道は、この BPM で検出したビーム位置を用いて補正電磁石にフィードバックされ、常に安定に維持されている。電子ビームと陽電子ビームが衝突する測定器周辺では、衝突調整のために 0.1 μm 以下の精度でビーム位置を測定する。

ビームサイズモニターは、ビームが電磁石で曲げられる際に発生する放射光を用いてバンチのサイズを測定する。概念図を Fig. 20 に示す。ビームサイズが小さい場合には、水平方向のビームサ

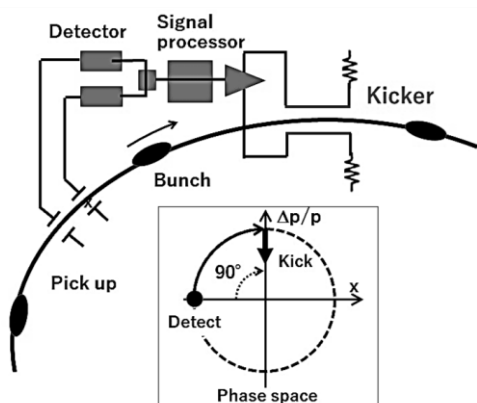


Fig. 21 ビームフィードバックシステムの概念図。

イズは可視光を、垂直方向のビームサイズはより波長の短い X 線を用いる。放射光発光点のビームサイズから、光学系パラメーターを用いて衝突点のビームサイズを推定することができる。ビーム進行方向のバンチのサイズ、いわゆるバンチ長は、ストリークカメラと呼ばれる、高時間分解能のカメラを使って測定される。

バンチフィードバックシステムは、バンチの振動を検出し、その振動と逆位相になるようにストリップ型電極等で電場を加えて振動を抑える。バンチの位置を測定するモニター部、測定した振動信号から必要な蹴り戻し量を計算し、該当するバンチを蹴り戻すタイミングを調整する高速デジタル信号処理部、信号を増幅してバンチを蹴り戻す高周波増幅器、そして、実際にビームに高周波電場を加える電極を持つキッカー部からなる。システムの概念図を Fig. 21 に示す。横方向と進行方向の振動を抑えるシステムがある。大電流ビームの結合バンチ型不安定性を抑えるために必須のシステムである。

ビームロスモニターは、ビームパイプに荷電粒子が衝突した際に発生する γ 線を検出して、その場所のビームロス量を測定する。同軸構造のイオンチェンバーや PIN ダイオードが検出器として用いられる。ビームロスモニターの出力は、リング内のビーム損失場所の特定だけではなく、ビーム入射調整や測定器のバックグラウンド調整に使用される。

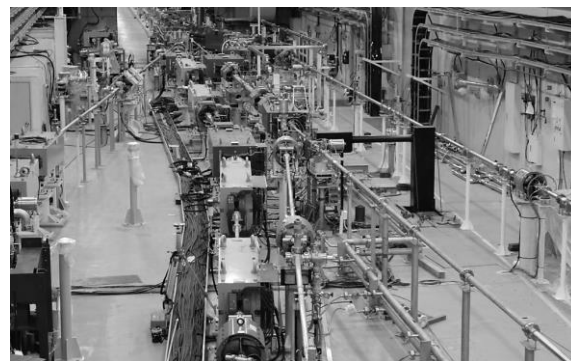


Fig. 22 KEK 電子陽電子入射器下流区間にある BT ライン。

3.7. ビームトランスポート (Beam transport, BT) ラインシステム [25, 26]

BT ラインの役割は、電子および陽電子ビームを加速器から別の加速器まで、例えば、SuperKEKB の場合には入射器からダンピングリングや主リングまで、輸送することである。ビームは細いビームパイプを通り、多数配置された電磁石で目的地まで導かれる。通常は途中に加速空洞等はない。KEK の入射器最下流部にある BT ラインの様子を Fig. 22 に示す。BT ラインは、単にビームを通すだけでなく、ビームのエネルギーやエミッタンス(位相空間での面積に相当、後述)を観測し、その結果を使って入射器の状態を監視して、必要ならフィードバックするという役目も担っている。BT ラインの途中にはビームのエミッタンスを測定するワイヤーモニター(ワイヤースキャナー)、BPM、ビームロスモニター、また、ビームのプロファイルを観察するスクリーンモニター等観測機器が随所に設けられている。

3.8. 入射、出射システム [25, 27]

ビームを蓄積リングに入射する、また、蓄積リングから取り出すシステムである。入出射には特別な電磁石を使用する。入射の場合、BT ラインの最下流部にはビームをリング側に近づけるためのセプタム電磁石、リング側には既にリング内を回っている周回ビームを入射ビームに一旦近づけるためのキッカー電磁石(パルス電磁石の一種)がある。セプタム電磁石は、リング側ビームパイ

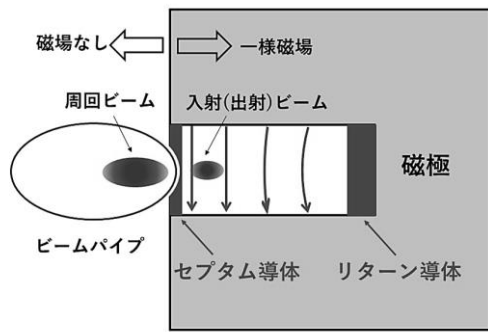


Fig. 23 入射(出射)部にあるセプタム電磁石の断面と、周回ビーム、入射(出射)ビームの位置関係。

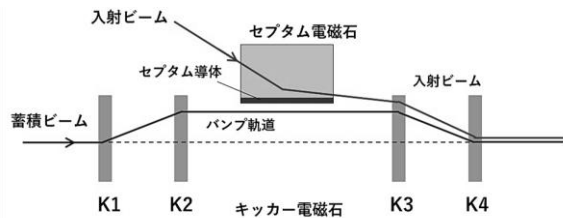


Fig. 24 入射部のキッカー電磁石、セプタム電磁石の配置概念図。

プの極近傍にあり、周回するビームに影響が無いようにして BT ラインから来る入射ビームにのみ磁場を加える必要がある。入射(出射)部にあるセプタム電磁石の断面と、周回ビーム、入射(出射)ビームの位置関係を Fig. 23 に示す。

Fig. 24 は入射部のキッカー電磁石、セプタム電磁石の配置概念図である。キッカー電磁石も 2 極電磁石であるが、必要なバケットのみに入射、あるいはバケットにあるバンチのみを出射するように、パルス的な磁場が加えられる。キッカー電磁石によって、蓄積されているビームの軌道はセプタム電磁石のすぐ傍を通るようにシフトする。そして、本来の蓄積軌道には入射ビームに近い角度で戻ることになる。

しかし、入射ビームと周回ビームの位置や角度を全く同じにすることはできないため、入射された粒子はある振幅を持ってしばらく振動する(入射振動)。この入射振動はビームロスの原因やエミッタンス増大の原因となるため、できるだけ小さく抑える必要がある。そのためには、精密なパルス波形の生成、正確なタイミング、また、できる

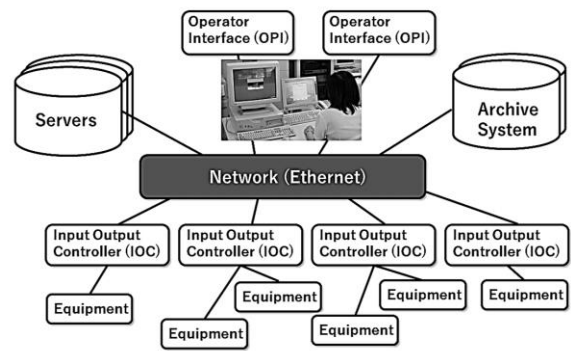


Fig. 25 制御システム構成の例。

だけ薄く、かつ漏れ磁場の少ないセプタム電磁石が要求される。

3.9. 制御システム [28, 29]

加速器は複雑なシステムであるため制御、監視する機器の数は膨大なものとなる。制御システムは、多数の装置を瞬時にモニターし、また調整するシステムである。また、制御室と各機器との間の橋渡しとなっている。数多くの計算機(サーバ計算機、操作用計算機、自動処理用計算機)、それらを繋ぐ大容量高速ネットワーク装置、CPU を持った多くの入出力コントローラ (Input Output Controller, IOC) が使用される。SuperKEKB では、国際的に共同開発されている EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System) と呼ばれるソフトウェア環境を使用している。加速器等の大規模な実験用機器を運用する分散制御システムを開発・実装するのに便利な環境である。制御システムの構成概念図を Fig. 25 に示す。

3.10. 安全システム [30]

蓄積しているビームに何らかの異常が見られたり(例えば軌道が異常に変動する、など)、ハードウェアに異常が見られたり(例えば高周波がオフになったり、圧力が悪化したりする、など)、また、高いビームロスが感知されたりした場合、ビームを安全な場所に迅速に捨てる必要がある。さもないければ、ビームがビームパイプや各種機器のあたり、損傷する恐れがある。そのため、各種機器からの信号によってパルス電磁石(キッカー電磁石)によってビームを素早く蹴り、ビームを所定の場

所からビームパイプの外に出し、コンクリートや鉛シールド内(ビームダンプ)に導くシステムが装備されている。Fig. 24 のビーム入射とは逆の過程(すなわち出射)である。SuperKEKB では、異常を感知して数十 μs 内(数ターン以内)にビームを捨てるシステムが稼働している。万が一アポルトキッカーが動作されなかった場合には、偏向電磁石を落としたり、高周波源を切ったりして、リングのビームパイプ内にビームをばらまくようになっている。

蓄積リング内に作業者がいる場合には、ビームが入射されないように、BT 途中の偏向電磁石を落としている。また、ストッパーと呼ばれる厚い金属板をビームパイプ内に入れ、ビームが周回できないような仕組みが組み込まれている。

3.11. ビーム光学系 [12, 31-34]

加速器内でビームをどのように通し、どのように絞るかを定める、すなわち、どのくらいの強さのどのような電磁石をどこに置くか、を決めるのがビーム光学系(オプティクス)である。加速器の性能(ルミノシティ等)やビームの性質(エミッタンス等)の基本部分が光学系の設計で決まる。計算機の発展により、最近の光学系の設計は粒子の動きをトラッキングするシミュレーションを使って行われるのが主流となっている。シミュレーションを使うことにより、電磁石の強度や位置の誤差、電磁石の非線形な成分を精度よく模擬することができる。

ここでは、加速器リングを周回しているビームの特性を知る上で基本的な光学パラメータを幾つか極簡単に説明する。なお、ここでの説明は、式をできるだけ使わない概念的なものなので、詳細は他の講義を参照して頂きたい。

(a) エミッタンス、 $\epsilon_{x,y}$: 粒子が存在する位相空間(例えば x 方向なら理想軌道からのずれ x とその x 方向運動量 p_x の空間)における面積(を π で割ったもの) A をエミッタンス(Emittance)という。

$$A_x = \pi \epsilon_x = \int dx dp_x \quad (3-35)$$

通常使われるエミッタンスの数値は2つあり、まず、

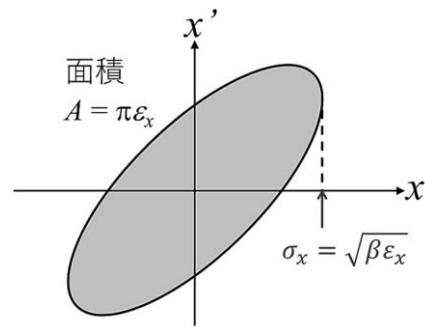


Fig. 26 x, x' 空間における幾何学的エミッタンス。

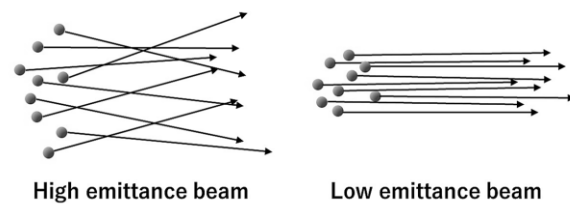


Fig. 27 高エミッタンスおよび低エミッタンスビームにおける粒子の運動方向の概念図。

$$\epsilon_n = \frac{A}{m_0 c} \quad (3-36)$$

は規格化エミッタンス(Normalized emittance)とよばれる。これはエネルギーに依存しない。もう一つ、

$$\epsilon_g = \frac{A}{\beta \gamma m_0 c} = \frac{A}{p} \quad (3-37)$$

は幾何学的エミッタンス(Geometric emittance)と呼ばれる。エネルギーに依存するので、蓄積リングなど、エネルギーがほとんど変わらない場合によく用いられる。 ϵ_g は p_x の代わりに進行方向からの傾き x' (p_x/p に相当)を用いたものである。エミッタンスはリング内の位置によらない不変量である。ビームエネルギー一定のビームは Fig. 26 のような $x-x'$ 面上の楕円面積(すなわちエミッタンス)を維持しながら光学系で決まるビームエンベロップ関数(すなわち後述する β 関数)に従い楕円形状を変化させながら COD 上を進む。エミッタンスが小さいとは、ビームの太さが小さくかつ方向がそろっていることを意味する。エミッタンスが大きい場合と小さい場合の粒子の運動方向の概念図を Fig. 27 に示す。

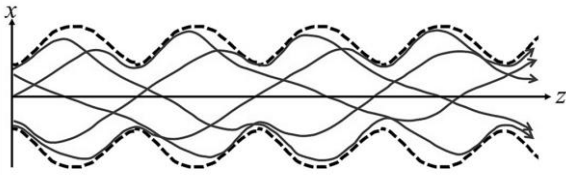


Fig. 28 β 関数(エンベロープ関数)[点線]と代表的な粒子の軌道[実線]の概念図。

垂直方向のエミッタンス ε_x と水平方向のエミッタンス ε_y との比を x - y カップリング(x - y Coupling constant) κ と呼ぶ。

$$\kappa = \frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_x} \quad (3-38)$$

κ はスクュー4 極を用いて調整できる。

(b) ベータ(β)関数、 $\beta(s)$: 磁石(主に4 極電磁石)による集束力により、粒子は閉軌道(COD)の近くで横方向に振動しながらリングを周回している(ベータトロン振動という)。その振幅は $\sqrt{\varepsilon\beta}$ である。粒子は、この β 関数の振幅内で振動しながらリングを周回する。その様子を Fig. 28 に示す。 β 関数は磁石の位置、すなわちリング内の位置(s)の関数である。また、リングの周長を周期とする関数でもある。

(c) ベータトロンチューン(Betatron tune)、 $\nu_{x,y}$: 粒子がリング一周する間のベータトロン振動の振動数。普通整数ではない。整数だとすると、あ

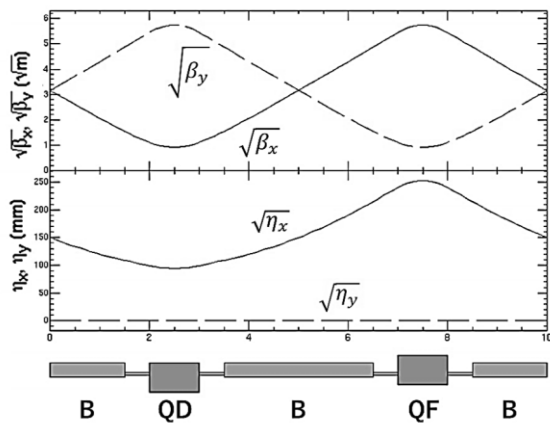


Fig. 29 典型的な電磁石の配置と β_x 、 β_y 、 η_x 、 η_y の例。QD、QFは、それぞれ、Dタイプ、Fタイプの4 極電磁石、Bは偏向電磁石を示す(3.3 節参照)。

る位置で粒子が外力を受けたとして、リングを周回してきた時に、また同じ方向に力を受けることになり、安定に周回できない(整数共鳴、Integral resonance)。

(d) 分散関数(Dispersion、ディスパージョン)、 η : 中心運動量 p から dp ずれた運動量 $p+dp$ を持つ粒子の、中心運動量 p の粒子の閉軌道に対する位置のずれを表す。すなわち、 x 方向の場合、

$$\Delta x = \eta_x \frac{\Delta p_x}{p_x} \quad (3-39)$$

で定義される。代表的な電磁石の配置と β_x 、 β_y 、 η_x 、 η_y の様子を Fig. 29 に示す。 η もリングの位置によって決まり、リングの周長を周期とする周期的関数である。

(e) 運動量圧縮率(Momentum compaction factor、モーメンタムコンパクションファクター)、 α : 閉軌道の周長を C とした時

$$\frac{\Delta C}{C} = \alpha \frac{\Delta p}{p} \quad (3-40)$$

で定義される。同様の式はいろいろな所で使われ、例えば下記も成り立つ。

$$\frac{\Delta f_{rf}}{f_{rf}} = \frac{\Delta f_0}{f_0} = -\alpha \frac{\Delta p}{p} = -\alpha \frac{\Delta E}{E} \quad (3-41)$$

ここで、 f_{rf} はRF周波数、 f_0 はリングの周回周波数である。

(f) 色収差(Chromaticity、クロマチシティー)、 ξ : 運動量のズレに対するチューンのずれ(チューンシフト)の割合で、

$$\xi = \frac{\Delta \nu}{\Delta p / p} \quad (3-42)$$

で定義される。通常、ビームを安定に回すためには ξ はほぼゼロであることが望ましい。

(g) ビームサイズ、 σ : これまでの話から、リングを周回する粒子の設計軌道からのずれは、例えば x 方向について、

$$x = x_c + x_\beta + x_\eta \quad (3-43)$$

と書くことができる。ここで、 x_c : CODによるずれ、 x_β : ベータトロン振動によるずれ、 x_η : ディスパージョンによるずれである。 x_β 、 x_η は各粒子によ

ってばらばらなので、粒子の集団であるバンチの重心のずれは、

$$x = x_c \quad (3-44)$$

のみとなる。ディスパージョンがある時のビーム(つまりバンチ)サイズ σ_x は、

$$\sigma_x = \sqrt{\left(\eta \frac{\Delta p_x}{p}\right)^2 + \varepsilon \beta_x} \quad (3-45)$$

と定義される。通常 $\beta \sim 1$ では $\Delta p_x/p \sim \Delta E/E$ と置くことができる。 $\Delta E/E$ は RF バケツ高さ(Bucket height)と呼ばれる。垂直方向には分散をゼロにすることができるので、その場合垂直方向のビームサイズ σ_y は

$$\sigma_y = \sqrt{\varepsilon \beta_y} \quad (3-46)$$

となる。

平衡状態のバンチの長さ σ_z は、

$$\sigma_z = \frac{c\alpha T}{2\pi\nu_s} \frac{\sigma_E}{E} = \frac{\alpha R}{\nu_s} \frac{\sigma_E}{E} \quad (3-47)$$

で与えられる。ここで T はリングの周回時間、 R はリングの平均半径、 σ_E はエネルギー広がりである。

(h)放射減衰時間、 τ : 電子や陽電子がリングを回る時、シンクロトロン放射としてそのエネルギーを失う。これにより、粒子の振動(ベータトロン振動、シンクロトロン振動)が減衰する。その時間を減衰時間(Damping time、ダンピングタイム)という。

シンクロトロン振動の減衰時間 τ_E は

$$\tau_E = \frac{ET}{U_0} \quad (3-48)$$

である。ここで、 U_0 は粒子一個がリング1周あたりにシンクロトロン放射で失うエネルギーである。エミッタンス ε の減衰時間も式(3-48)と同じである。ベータトロン振動の振幅($\sqrt{\varepsilon\beta}$)の減衰時間 τ_β は、

$$\tau_\beta = \frac{2ET}{U_0} \quad (3-49)$$

となる。

(i) アパーチャー(口径): ビームパイプの大きさはビームサイズや COD による位置のズレを考慮して決められる。この大きさをアパーチャー(物理

口径、Physical aperture)という。一方、実際に安定に蓄積できる $\Delta p/p$ の広がりや ε の幅をアクセプタンス、あるいは力学口径(Dynamic aperture)という。

光学系設計と同様に重要なことは光学系の補正である。実際の加速器では多数の電磁石が使用され、個々に磁場分布に個性がある。また、設置するには必ず設置誤差(位置、傾き)がある。そのため、設計どおりの理想的な光学系にはならない。そこで、実際の光学系パラメーターを測定し、数々の補正電磁石や特殊な電磁石を用いて理想的な値に近づける補正作業が重要となる。

3.12. 加速器理論 [35, 36]

ビームパイプ内を通過するビーム(バンチ)は、先にも述べたように、ビームパイプの様々な構造部で発生する HOM あるいはウェイクフィールドや、各種機器のインピーダンス、ビームパイプ内で発生するイオンや電子によって不安定になる。バンチ毎に振動したり(結合バンチ不安定性)、バンチ内でも荷電粒子の分布がいびつになったり(シングルバンチ不安定性)。また、衝突型加速器の場合、衝突するビームによってビームサイズが変わったり、チューンが変化したりして不安定になる。これらはルミノシティーに直結する大問題である。これらのビーム不安定性を詳細な電磁場計算によって予測し、光学系の設計やハードウェアの構造にフィードバックするのが加速器理論の大きな役割である。高速の計算器を使って、

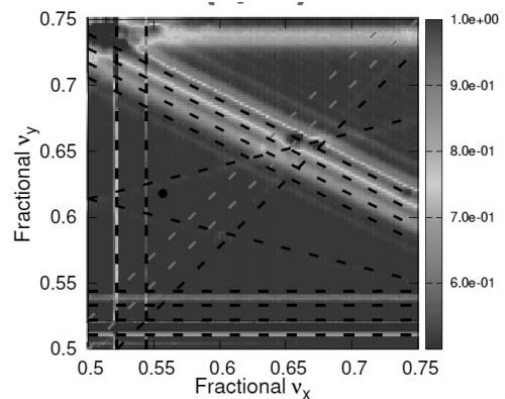


Fig. 30 水平、垂直方向チューンをスキャンした時のルミノシティー変化をシミュレーションした例。

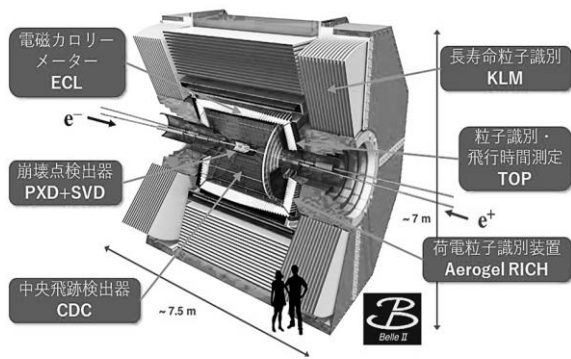


Fig. 31 粒子測定器の例(Belle II)。

多くの粒子(マクロ粒子)を使ったシミュレーションが主流となっていて、様々なシミュレーションコードが開発、運用されている。水平、垂直方向のベータトロンチューンをスキャンして、ルミノシティが高くなる位置を調べた一例を Fig. 30 に示す。

3.13. 測定器

測定器は衝突で生成された各種素粒子を識別する装置である。SuperKEKB の測定器は Belle II である [2]。Fig. 31 にその全体像を示す。例えばこの測定器では、内側から、崩壊点検出器(VXD: PSD および SVD)、中央飛跡検出器(CDC)、粒子識別装置(PID: TOP および A-RICH)、電磁カロリメーター(ECL)、KL/ミューオン検出器(KLM)のサブ検出器で構成される。Belle II 測定器では、KEKB 時の Belle 実験に比べて約 20 倍と予想されるバックグラウンドに対する耐性を高めると同時により高い性能を目指して改良された。

Belle II 実験グループには現在、日本、アジア・オセアニア、欧米、ロシア、中東など世界各国と地域から約 900 人の研究者が参加しており、測定器の設計や組み立て、試験、調整など多岐にわたる業務を行っている。データ収集後のデータ処理についても、計算科学センターを中心に世界中の協力研究機関・大学の計算機システムをネットワークで結んで物理解析を行っている。

詳しい内容はこの講義の域を超えるので参考文献等を参照されたい。

4. SuperKEKB 加速器の構成

SuperKEKB 加速器の概略構成を Fig. 32 に示す [3, 4]。SuperKEKB 加速器の主な施設は、電子・陽電子入射器、ビーム輸送(BT)ライン、陽電子ダンピングリング(Damping Ring, DR)、主リング(Main Ring, MR) および Belle II 測定器である。粒子源で生成された電子は入射器で最終エネルギー 7 GeV まで加速される。陽電子は入射器途中で 3 GeV の電子を使って生成され、一旦エミッタンスを小さくするために 1.1 GeV の DR を通り、再度入射器に戻され、最終エネルギー 4 GeV まで加速される。入射器を出た電子、陽電子は BT ラインを通過して MR の HER、LER にそれぞれ入射される。MR では電子陽電子を蓄積し、Belle II 測定器内で衝突させ、実験を行う。

4.1. 電子・陽電子入射器 [37]

電子および陽電子はこの入射器で生成、加速される。KEK の入射器は、35 年以上にわたって素粒子物理実験(TRISTAN、KEKB、SuperKEKB)と放射光科学実験(PF、PF-AR)に向けた電子と陽電子を提供してきた。入射器のレイアウトを Fig. 33 に示す。約 700 m の長さを持つ入射器は 60 の加速ユニットとビームスイッチヤードから構成される。SuperKEKB 用入射ビームに対する要求仕様を Table 1 に示す。SuperKEKB で採用されたナノビーム衝突方式の光学系では、力学口径が小さくビーム寿命が短い。必要な高い入射効率と低いビー

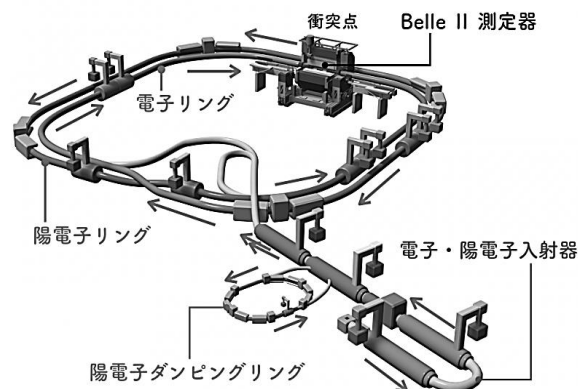


Fig. 32 SuperKEKB 加速器の全体構成図。

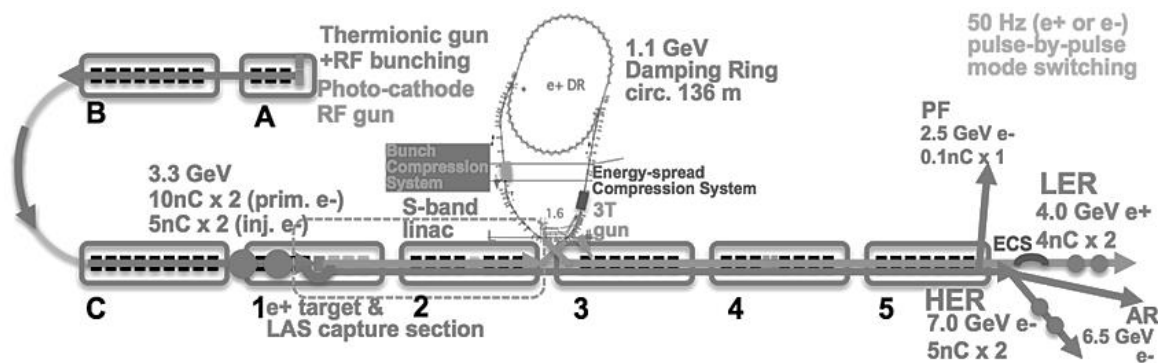


Fig. 33 入射器のレイアウト。

ムバックグラウンドを確保するには、KEKB 時に比べて 1/10 から 1/100 の低エミッタンスビームを 4 倍のビーム電荷で入射器から供給しなければならない。放射光リング用および LER の陽電子生成用の電子ビームの電荷は、バンチ当たり 0.2~10 nC 程度である。HER 用の電子ビームは、バンチ当たり 4 nC で 10 μm 程度の規格化エミッタンスが必要である。また、MR での素粒子実験と放射光実験を両立させるために、入射器はパルス毎に運転モードを変更し、SuperKEKB の HER、LER、2 つの放射光リング (PF と PF-AR) という 4 つのリングと DR を合わせた 5 リングへの入射を同時に行う必要がある。

SuperKEKB では 2 台の電子源を併用する。1 つは HER 用の低エミッタンスビームを生成するための光陰極 RF 電子銃である (Fig. 34)。RF 電子銃から取り出された電子は、入射器で 7 GeV まで加速管で加速される。RF 電子銃には疑似進行波型サイドカップル空洞を採用することで、バンチあたり 5 nC を超える電子ビームを取り出すこと

に成功している。光陰極としては、大気暴露が可能で、かつ金属とアルカリの中間程度の量子効率を得られる、IrCe 陰極が採用されている。バンチあたり 2 nC の時、Fig. 33 の B セクター手前で規格化エミッタンス 15 μm 程度が得られている。

もう 1 つは LER の陽電子生成用の大電荷電子ビームを生成するための熱電子銃である。電子銃から取り出された電子を 3 GeV まで加速した段階でタングステン標的に当てて陽電子を生成し、1.1 GeV まで加速した後 DR に入射する。DR でエミッタンスを小さくした後再び入射器に戻り、4 GeV まで加速される。陽電子生成標的は、直径 4 mm 長さ 14 mm のタングステンが用いられる。標的の横の銅の部分には HER 入射用電子ビームを通すための直径 2 mm の穴が空けられている。電子ビームのエミッタンスを維持するために、RF 加速管に対してはこの穴が中央に位置しており、標的が 3.5 mm オフセットしている。標的で生成された陽電子ビームを収束するために、フラックスコンセントレーター (FC) 型パルスソレノイド

Table 1 SuperKEKB 用入射ビームの仕様。

Beam	Electron	Positron
Energy (GeV)	7.007	4.0
Normalized emittance x/y (μm)	40/20	100/15
Energy spread (%)	0.07	0.16
Bunch charge (nC)	4	4
Bunches per pulse	2	2
Max, Repetition Rate (Hz)	50	50

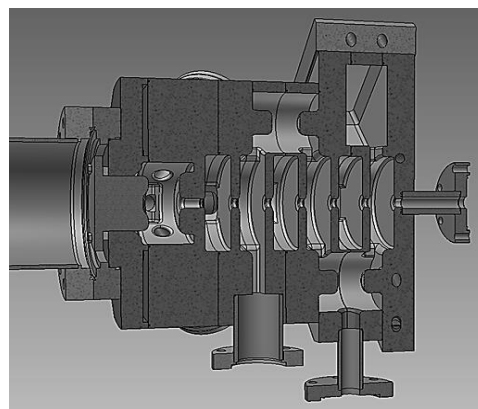


Fig. 34 光陰極 RF 電子銃の構成図。

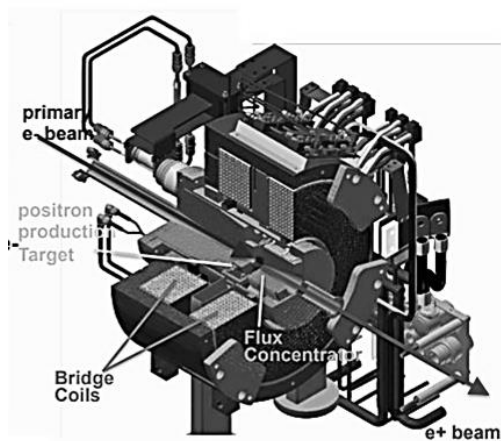


Fig. 35 陽電子源部の構成図。

(3.5 T)が導入されている。陽電子源部の構成を Fig. 35 に示す。

入射器は、Fig. 33 に示したように、8 セクターに分けられ、各セクターは 1~4 本の加速管を駆動する加速ユニットで構成され、総計 226 本の S バンド(2856 MHz)加速管が使用されている。入射器に並ぶ加速管の様子を Fig. 36 に示す。加速管は銅製で、準安定勾配型 $2\pi/3$ モード進行波加速管である。加速電界は約 20 MVm^{-1} である。加速管に使用される S バンドマイクロ波源は、DR の新設に伴い、エネルギー/バンチ圧縮装置(Energy Compression System, ECS / Bunch Compression System, BCS)が追加され、合計 60 台が使用されている。クライストロンの出力は 50MW である。5 リング同時入射運転時のタイミング条件から、2 ms のパルス間隔の変動にも対応できるようになっている。



Fig. 36 入射器棟に並ぶ加速管。

入射器の LLRF では、5 リング同時入射運転に対応できるビームモードやタイミングを統括するイベントタイミングシステムに適合した、新たなマスター信号用位相器、ドライブシステム、RF モニターとその制御システムなどのアップグレードが行われた。マスター信号用位相器は、直列接続した 2 つの IQ モジュレータで構成され、入射器の RF 位相を各リングの入射位相に合わせるように、その基準信号の位相をモード毎に変更することができる。

DR からの陽電子ビームが再入射される第 3 セクターから入射器末端の第 5 セクターの BT ラインでは(Fig. 33 参照)、ビームエミッタンスの増大を抑えるため、D タイプ と F タイプの 4 極電磁石をペアで置く、ダブレット型収束系を採用している。この領域では、各入射先リングをパルス毎に切り替えるために、4 極電磁石と補正電磁石はすべてパルス電磁石になっている。

制御システムでは、EPICS による加速器制御フレームワークとスクリプト言語による運転環境の構築や、SAD (Strategic Accelerator Design) スクリプトによるビーム制御を採用している。装置に組み込まれ EPICS のフレームワークで動作する制御装置により、高速できめ細かい制御が可能となっている。

加速管内の誘起ウェイクフィールドによるエミッタンス増大を防ぐためには、入射器全体のアライメント精度を上げることと、軌道制御の精度を上げると事が必須である。そのため、パルス毎に $10 \mu\text{m}$ 以下の精度で読み出す BPM システムが構築されている。また、バンチ構造測定のためのストリークカメラ、エミッタンス測定のためワイヤースキャナーが用意されている。

4.2. 陽電子 DR [38]

SuperKEKB では、前述したように、必要な入射効率を MR で確保するために低エミッタンスの入射ビームが必要不可欠となる。電子ビームに関しては、上述したようにビーム源に光陰極 RF 電子銃を採用することでこの問題を解決する。一方、

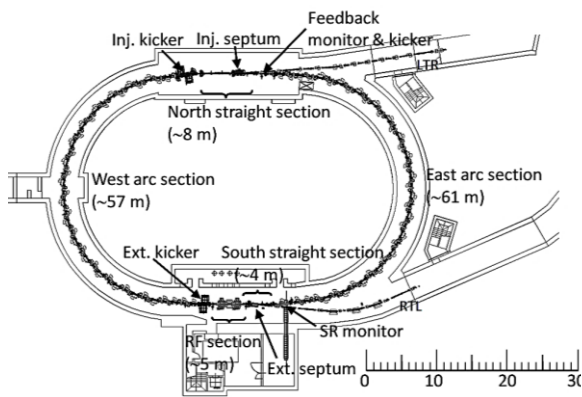


Fig. 37 陽電子 DR のレイアウト。

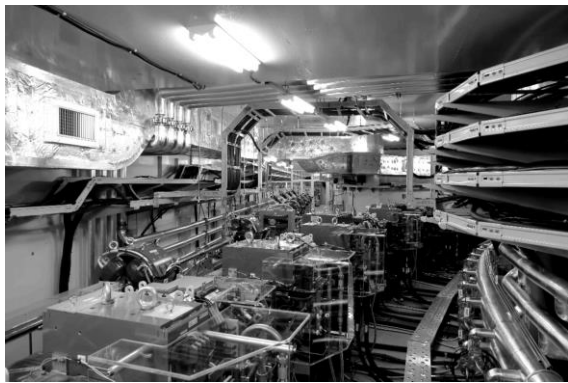


Fig. 38 DR トンネル内の様子。

陽電子ビームに関しては DR を新たに建設し、低エミッタンス化したビームを MR に入射する。

Fig. 37 と Fig. 38 に DR のレイアウトとトンネルの様子をそれぞれ示す。リング周長は約 135.5 m である。Fig. 33 にあるように、DR は入射器の途中に横付けされる形で建設された。DR と入射器は入射路(Linac To Ring, LTR)および出射路(Ring To Linac, RTL)とよばれる BT ラインで結ばれる。

LTR 入口においてそのビームは 10%以上のエネルギー広がり($\delta E/E$)を持つので、DR でのビームロスを避けるために、有限の分散関数値を持つ場所に設置されたコリメーター(Collimator)でエネルギー広がり端部を削る。さらにエネルギー圧縮システム(Energy Compression System, ECS)を使って DR のエネルギーアクセプタンスの $\pm 1.5\%$ までエネルギー広がりを狭めている。

DR で低エミッタンス化されたビームは出射キッカーで RTL に蹴り出される。RTL ではバンチ圧縮システム(Bunch Compression System, BCS)に

よりバンチ長を縮める。出射されたビームは入射器に戻され、MR に向けて 4 GeV まで加速される。

DR に要求される平衡幾何学的エミッタンスは MR 入射の際のビームの入射振動と MR の力学口径によって決まっており、その上限値は約 50 nm である。したがって、DR に入射される 1400 nm 程度のエミッタンスビームを 40 ms 以内に 50 nm まで減衰させなければならない。そこで、DR では通常の FODO セルに曲げ角が負、すなわち、ビームをリング外側にける偏向電磁石(Negative Bend)を加えることで減衰時間を短縮している(Fig. 39) (式(3-20)と(3-49)参照)。DR の主な設計パラメータを Table 2 に示す。

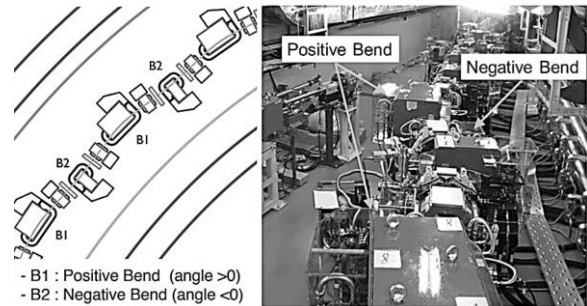


Fig. 39 DR で採用されている Negative Bend を持つ電磁石配置。

Table 2 DR の主な設計パラメーター。

Energy (GeV)	1.1
Circumference (m)	135.5
No. of bunch train	2
No. of bunch/train	2
Max. current (mA)	70.8
Inj. beam emittance (nm)	1400
Emittance ϵ_x/ϵ_y (nm)	42.6/2.13
H. damping time τ_x (ms)	10.9
Synchrotron Tune (ν_s)	0.026
Energy spread (%)	0.055
Bunch length (mm)	6.56
Moment. compact. factor	0.014
Energy loss (MW)	0.091
RF Voltage (MV)	1.4
RF bucket height (%)	1.5
RF Frequency (MHz)	509

DR 内には 2 バンチからなるビームパルスが最大で 2 パルス、すなわち合計最大 4 パルスが滞在する。1 パルスあたりの最大電荷量は設計値で 8 nC であり、この時最大電流値は約 70 mA となる。

RF 空洞は、KEKB で長期安定運転の実績がある空洞を基本とした構成となっている。現在は 2 台の加速空洞で運転している。

ビームパイプには電子雲効果対策のために MR と同様窒化チタン(TiN)でコーティングされたアンテナチェンバー付きビームパイプ(アルミ合金製)が採用されている。主ポンプは NEG ポンプで、希ガス排気用に補助ポンプとしてスパッターイオンポンプを使用している。

ビームモニターシステムでは、各 4 極電磁石の BPM の他、入射ビームの入射振動を抑えるために横方向のビームフィードバックシステムが設置されている。また、イオンチェンバーによるビームロスモニター、放射光を用いたビームサイモナー(Synchrotron Radiation Monitor, SRM)、ビーム電流モニター(DC Current Transformer, DCCT)等がある。

4.3. BT ライン [39]

MR 用の BT ライン(長さ 400~600 m)は、入射器で加速された電子ビーム、陽電子ビームを MR まで導く。基本的な部分は、KEKB 以前に運転されていた TRISTAN 加速器で建設、使用されたものである。入射器から MR まで、ビームをロスなく、またエミッタンスを低く保ったまま MR に導くこ

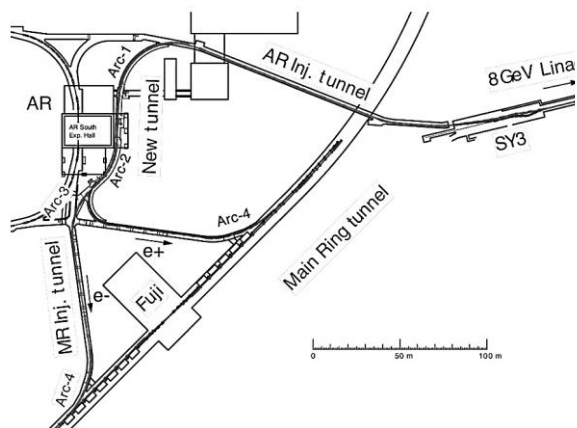


Fig. 40 入射器 - MR 間の BT ライン。

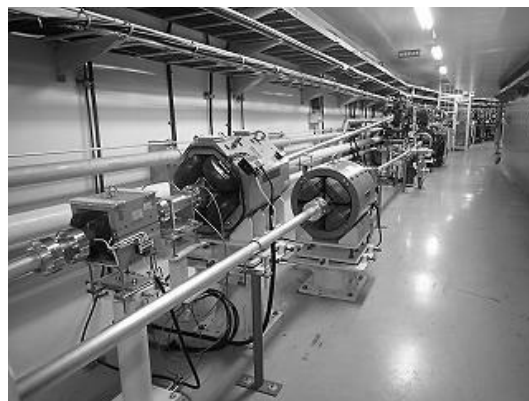


Fig. 41 トンネル内の BT ラインの様子。

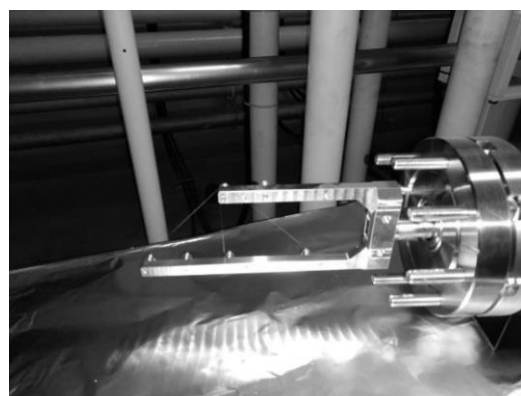


Fig. 42 BT ラインのワイヤーモニター。

とが要求される。BT ラインのレイアウトを Fig. 40 に示す。また、トンネル内の様子を Fig. 41 に示す。BT ラインにはビーム位置測定用 BPM の他、エミッタンスを測定するためワイヤースキャナーが用意されている。BT ラインのワイヤースキャナーを Fig. 42 に示す。

4.4. MR [3, 4]

MR の主なパラメーターを Table 3 に、レイアウトを Fig. 43 に示す。MR は約 3.016 km の周長を持ち、地下約 11 m にある KEBK トンネル内に、7 GeV 電子リング(HER)と 4 GeV 陽電子リング(LER)が並列して設置されている。KEKB トンネル内の様子を Fig. 44 に示す。トンネルは 4 つの直線部(約 200 m)と 4 つのアーチ部(約 550 m)が接続されたリングである。一つの直線部(筑波直線部)に衝突点があり、そこに Belle II 測定器が設置されている。その反対側の直線部(富士直線部)において両リングは上下に立体交差している。

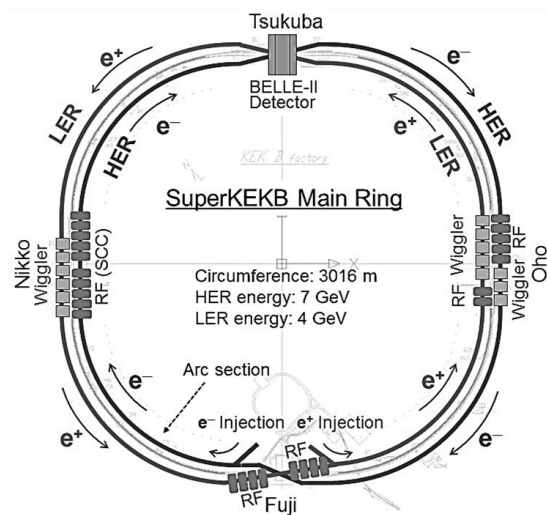


Fig. 43 MR のレイアウト。

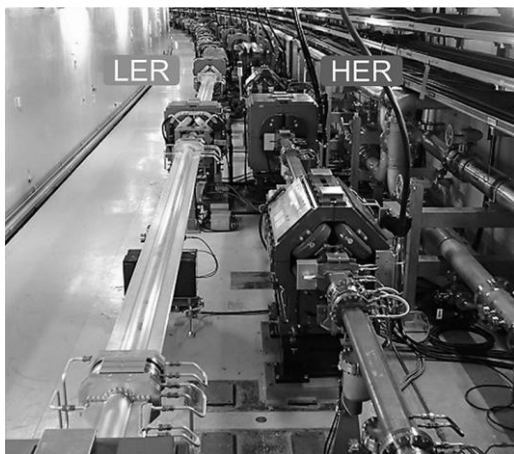


Fig. 44 MR トンネル内の様子(アーク部)。

MR 曲線部の光学系は 2.5π セルで構成されていて、水平方向エミッタンスと運動量圧縮率を広い範囲で独立に調整することができる。これは光学系を調整する上で非常に大きい利点となっている。両リングとも曲線部の主な電磁石配置は KEKB 時と同じであるが、低エミッタンスビームを実現するため、LER では偏向電磁石を 0.9 m から 4.2m に長くしている。また、ウィグラー磁場の繰り返し周期を半分に短縮した。さらに、HER にはウィグラー部を新たに設けている。

衝突点の β 関数を非常に小さくする SuperKEKB の光学系においては、適切な色収差補正によって十分な光学口径を確保することが大きな課題となる。そこで、衝突点両側の QCS を含む筑波直線

Table 3 MR の主な設計パラメーター。

Parameters	LER	HER
Beam energy (GeV)	4	7.007
Beam current (A)	3.6	2.6
Number of bunches	2,500	
Circumference (m)	3,016.315	
Emittance ϵ_x/ϵ_y (nm/pm)	3.2(1.9)/ 8.64(2.8)	4.6(4.4)/ 2.9(1.5)
Coupling (%)	0.27	0.28
β_x^*/β_y^* (mm)	32/0.27	25/0.30
Beam size at IP σ_x^*/σ_y^* ($\mu\text{m}/\text{nm}$)	10.1/48	10.7/62
Cross. angle $2\theta_x$ (mrad)	83	
Pwinski angle ϕ_{piw} (rad)	24.6	19.3
Mom. Compaction	3.20×10^{-4}	4.55×10^{-4}
Energy Spread	7.92×10^{-4}	6.37×10^{-4}
RF Voltage (MV)	9.4	15
Bunch length (mm)	6(4.7)	5(4.9)
Synchrotron tune ν_s	-0.0245	-0.028
Betatron tune ν_x/ν_y	44.53/46.57	45.53/43.57
Energy loss / turn (MeV)	1.76	2.43
Damping time $\tau_{x,y}/\tau_s$ (ms)	45.7/22.8	58.0/29.0
Beam-beam parameter ξ_x/ξ_y	0.0028/ 0.088	0.0012/ 0.081
Luminosity $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	8×10^{35}	

部約 300 m の区間に、水平、垂直両方向に対して局所の色収差補正区間が導入されている。

電磁石システムでは、400 台以上の電磁石が新たに製作された [40, 41]。MR 用の主要な電磁石を Fig.45 に示す。特徴的な電磁石としては、ノーマル/スキュー 6 極成分を調整するために、回転可能な架台に載った 6 極電磁石が用意されている。

衝突点には、合計 55 台の超伝導電磁石からなる精密な最終ビーム集束用超伝導電磁石システム(QCS という)を設置している(後述)。

RF 空洞システムは基本的に KEKB のものを再利用している。ただし、設計ビーム電流が KEKB の実績の 2 倍近いため、結合バンチ不安定性はより厳しくなる。特に、加速モードに起因する縦方

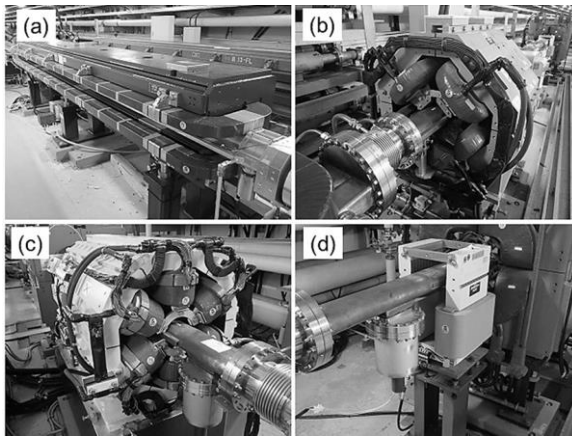


Fig. 45 MR に設置されてる(a) 偏向電磁石、(b) 4 極電磁石、(c) 6 極電磁石、(d) 補正電磁石の例。

向結合バンチ不安定性への対策が問題となる。これは、ビーム負荷に対応するために必要な空洞の離調(Detuning)が周回周波数と同程度まで大きくなるためである。そこで、MR では ARES (Accelerator Resonantly coupled with Energy Storage) 空洞[42]と超伝導空洞を用いている。ARES 空洞は貯蔵空洞により、また、超伝導空洞は高い運転電圧により、空洞内の貯蔵エネルギーが大きくなり、離調周波数を小さくできる。富士直線部に設置されている ARES 空洞を Fig. 46 に示す。大電流を蓄積するために、加速電圧は KEKB と同程度であるが供給するパワーは 2 倍以上となる。そのため、地上部のクライストロンを増設して、クライストロン 1 本で ARES 空洞 1 台をドライブするシステムに改造されている。また、入力カップラーを結合度の大きいものに交換されている。Fig. 47 は、日光直線部に設置された超伝導空洞である。

真空システムでは、設計ビーム電流蓄積時で 10^{-7} Pa 台の圧力を目標としている[43]。そのためには、アーク部で平均約 $0.1 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$ の排気速度が必要となる。ただし、光刺激脱離係数 η としてある程度真空焼き出しが進んだ時の値 $1 \times 10^{-6} \text{ molecules photon}^{-1}$ を仮定している。光学系が全く新しくなった LER アーク部のビームパイプは SuperKEKB 用に新規製作された。ストリップ型の NEG ポンプが主ポンプとして採用されている。一方 HER の方は、ビームパイプ、主ポンプとも KEKB のものを再利用している。主ポンプは局在

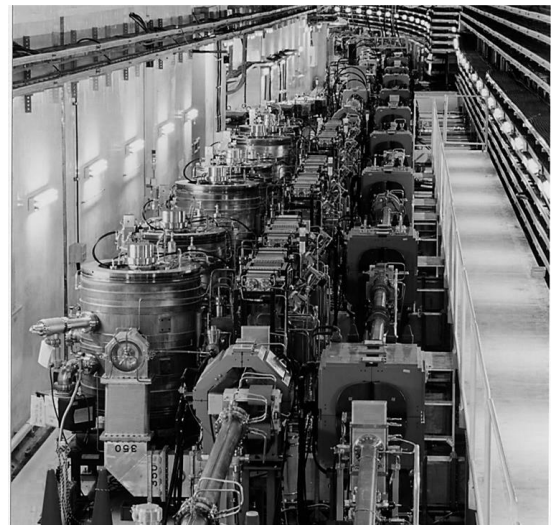


Fig. 46 直線部に並べられた ARES 空洞。

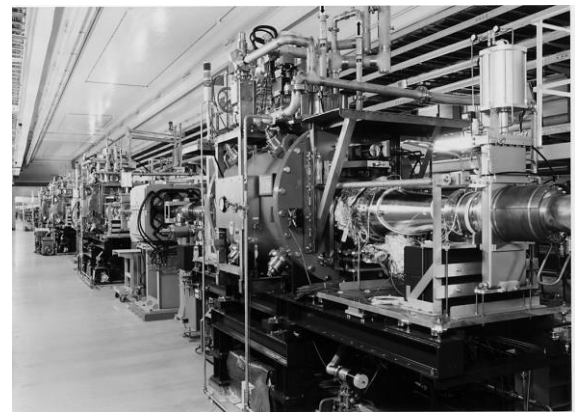


Fig. 47 直線部に並べられた超伝導空洞。

型の NEG を約 1 m 間隔で配置している。補助ポンプとしてスパッターイオンポンプが約 10 m 間隔で配置されている。圧力は 1 リングあたり約 300 個設置されている冷陰極型真空計で測定される。

新規ビームパイプのほとんどは、中央部のビームチャンネルの両側にアンテチェンバー(側室の意味)を持っている。典型的なアーク部ビームパイプに NEG ストリップを挿入した様子を Fig. 48 に示す。代表的なビームチャンネル(ビームが通る所)の内径は 90 mm である。LER では、製作の容易さやコストも考慮してアルミ合金を採用した。ただし、ビームロスによるバックグラウンドが問題となる筑波直線部の衝突点領域や発熱量の大きいウイグラー部は銅製とした。HER のビームパイプはほぼ全数銅製である。

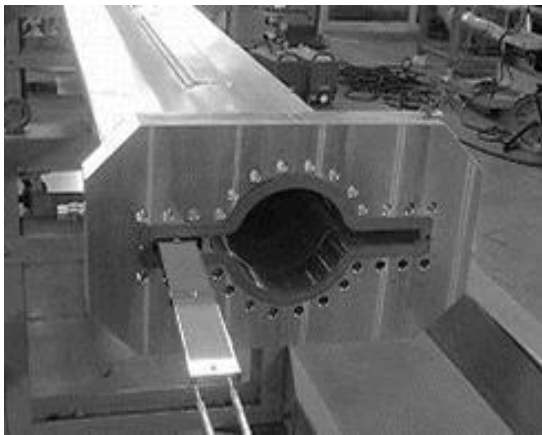


Fig. 48 LER 用に新規製作されたアンテナチェンバー付きビームパイプと内部に挿入される NEG ポンプ。

LER 用の新規ビームパイプには、ECE 対策として二次電子放出率が小さい窒化チタン(TiN)膜のコーティングを KEK 内の施設で行っている。その他様々な ECE 対策については後述する。

隣接するビームパイプの間には原則としてベロズチェンバーが設置される。ベロズチェンバーは運転中のビームパイプの熱伸縮を吸収する。1 リングあたり約 1200 個のベロズチェンバーが使用される。

衝突型加速器では、測定器のバックグラウンドを低減するために、設計軌道から外れて周回する粒子を遮断するビームコリメーターが重要な機器となる[44]。SuperKEKB では、低インピーダンスの新たなコリメーターを開発し、主に LER に採用している。Fig. 49 に水平型ビームコリメーターの概念図(カット図)を示す。

MR のビームモニターシステムは、約 900 個の BPM、約 220 個の変位計、各リング 2 個の横方向バンチフィードバックシステム、各リング 1 個の縦方向バンチフィードバックシステムを持つ[45]。BPM の分解能は、ビーム電流 500 mA 以上では 1 μm 未満である。BPM 部の電極を Fig. 50 に示す。また、各リングには、SR の可視光を使うビームサイズモニター(SRM)と X 線を使うビームサイズモニター(XRM)が 1 個ずつ備わっている。ビーム電流を測定するための CT、DCCT が各リングに設置してある。ビームロスモニター(イオンチェンバー)はリングにわたって設置されている。ビ

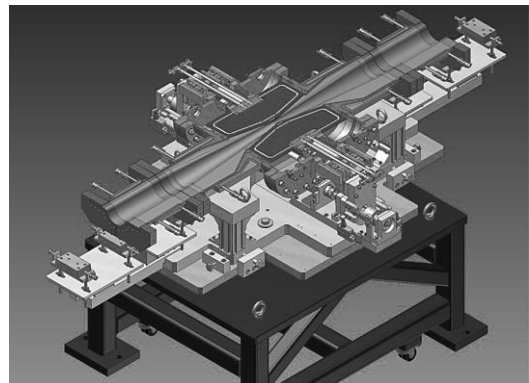


Fig. 49 水平方向ビームコリメーター概念図。

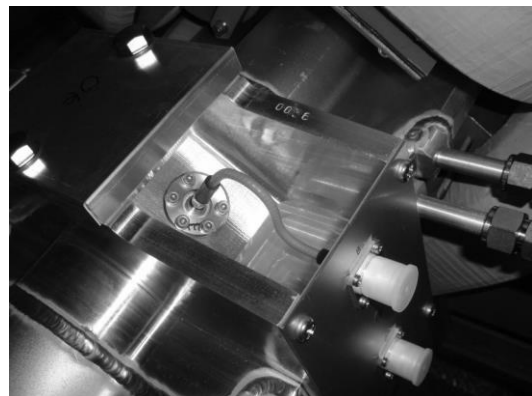


Fig. 50 BPM ブロックの電極部。

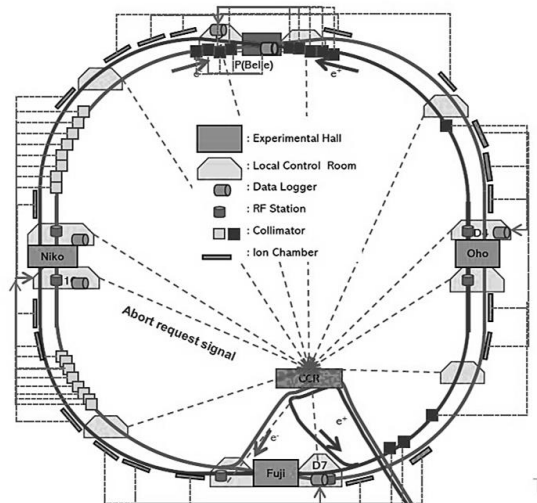


Fig. 51 MR のビームアポートシステム構成。

ームコリメーターの直下流には PIN ダイオードのロスモニターが設置され、入射調整、バックグラウンド調整、ビームアポートのトリガー等に使われる。ビームアポートシステムの構成図を Fig. 51 に示す。

5. SuperKEKB 加速器の特徴

5.1. ナノビーム衝突方式 [10, 46, 47]

ビーム・ビーム効果が強い制限を与えるリング型衝突型加速器のルミノシティー L は下記の式で記述される。

$$\begin{aligned}
 L &= \frac{N_- N_+ n_b f_0}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} \quad (\text{通常の式}) \\
 &= \frac{N_- N_+ n_b f_0}{4\pi\sigma_{x,eff}^* \sqrt{\epsilon_y \beta_y^*}} \quad (\text{ナノビーム方式}) \\
 &\cong \frac{\gamma_{\pm}}{2e r_e} \left(\frac{I_{\pm} \xi_{y\pm}}{\beta_{y\pm}^*} \right) \quad (5-1)
 \end{aligned}$$

ここで、 N はバンチに含まれる粒子数、 n_b はバンチ数、 f_0 は周回周波数(約 99.4 kHz)、 r_e は古典電子半径($e^2/4\pi\epsilon_0 m_0 c^2 = 2.81794 \times 10^{-15}$ m)、 β_y^* は衝突点垂直方向(y 方向)ベータ関数、 I はビーム電流、 ξ_y は垂直方向ビーム・ビームパラメーター(ビーム・ビームチューンシフト)、 γ はローレンツ因子である。添え字の+は陽電子ビームの、-は電子ビームのパラメーターであることを示す。垂直方向のビーム・ビームパラメーター ξ_y は、

$$\begin{aligned}
 \xi_{y\pm} &= \frac{r_e N_{\mp} \beta_y^*}{2\pi\gamma_{\pm} \sigma_{x,eff}^* \sigma_y^*} \\
 &= \frac{r_e N_{\mp}}{2\pi\gamma_{\pm} \sigma_{x,eff}^*} \sqrt{\frac{\beta_y^*}{\epsilon_y}} \quad (5-2)
 \end{aligned}$$

と書くことができる。ただし、ここでは垂直方向エミッタンス(ϵ_y)と衝突点の垂直方向ベータ関数(β_y^*)が電子と陽電子で同じと仮定している。

この式から、ルミノシティーを上げるには β_y^* を小さく、 I を大きく、 ξ_y 大きくする必要があることがわかる。しかし、従来の衝突方式(正面衝突とか)では、 β_y^* をバンチ長程度より小さく絞っても砂時計効果(Hour glass effect)やシンクロベータatron共鳴に妨げられ、ルミノシティー増加とはならない。砂時計効果とは、ビームを絞り過ぎると、バンチの先/後端部でサイズが大きくなり、密度の減少や相手ビームとの強い相互作用が生じる効果である。結局、砂時計効果を考慮すると、

$$\beta_y^* > \sigma_z \quad (5-3)$$

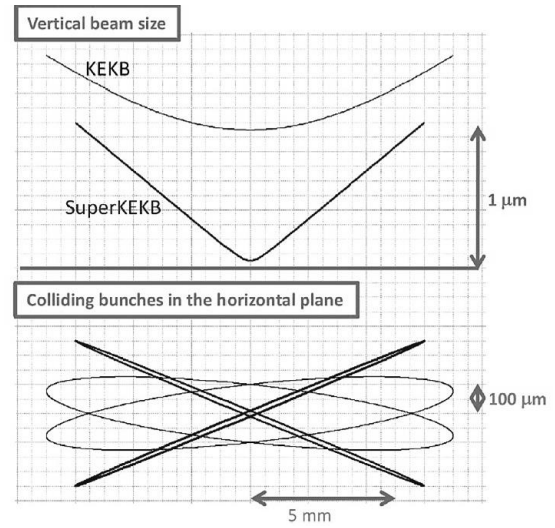
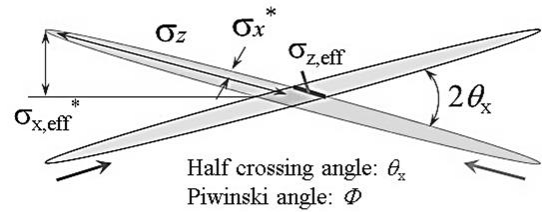


Fig. 52 KEKB と SuperKEKB の衝突ビームの違い。



$$\begin{aligned}
 \beta_y^* &\geq \sigma_{z,eff} = \frac{\sigma_x^*}{\theta_x} = \frac{\sigma_z}{\phi} \\
 \phi &\equiv \frac{\sigma_{x,eff}^*}{\sigma_x^*} \equiv \frac{\sigma_z \theta_x}{\sigma_x^*}
 \end{aligned}$$

Fig. 53 ナノビームスキームの概念図。

にせざるを得ないのである。

そこで提唱されたのが新しい「ナノビーム衝突方式」である。この方式は P. Raimondi 氏によって提唱されたものである。Fig. 52 に従来の方式(KEKB)との違いを、Fig.53 にナノビーム方式の概念図を示す。水平方向に大きな交差角を持たせて十分細いバンチを衝突させると、バンチが重なりあう領域の進行方向の長さ($\sigma_{z,eff}$)をバンチ長(σ_z)に比べて十分短くできる。 $\sigma_{z,eff}$ は

$$\sigma_{z,eff} = \frac{\sigma_z}{\phi} \quad (5-4)$$

と書くことができる。ここで、 ϕ は Piwinski 角と呼ばれ、

$$\phi = \frac{\sigma_{x,eff}^*}{\sigma_x^*} = \frac{\sigma_z \theta_x}{\sigma_x^*} \quad (5-5)$$

と表される。 θ_x は交差角の半分である。2つの交差しているビームをx軸に射影して考えると、バンチ長が $\sigma_{z,\text{eff}}$ で水平方向ビームサイズが $\sigma_{x,\text{eff}}^*$ の仮想的なビームが正面衝突している描像と等価である。これによって、 $\sigma_{z,\text{eff}}$ と同等の小さな値まで β_y^* を絞りを絞ることができ、ルミノシティーの増大が期待できる。 β_y^* を小さくする、すなわち、 $\sigma_{z,\text{eff}}$ を小さくするためには、衝突点において大きな交差角と小さな水平方向ビームサイズが必要となる。十分小さい水平方向ビームサイズを得るには、水平方向エミッタンスと衝突点水平方向ベータ関数の両方を十分小さくしなければならない。

KEKB で実績のある値は $\phi_{\text{piw}} \sim 1$ であり、SuperKEKB では $\phi_{\text{piw}} \sim 20$ という大きなPiwinski角を持った衝突を目指す。その場合、バンチ長(σ_z)を6 mm とすると β_y^* は0.3 mm 程度まで絞ることが可能となる。ただし、大きな交差角では2つのビームがすれ違う時に生じるルミノシティー損失($\sigma_{x,\text{eff}}^*$ で表される)を垂直方向のエミッタンスを小さくすることで補償する必要がある。

式(5-2)から、 β_y^* を小さくしていくと、 ξ_y は $\sqrt{\beta_y^*}$ に比例して小さくなり、ルミノシティーは $\sqrt{\beta_y^*}$ に反比例して大きくなる。しかし、 ε_y も β_y^* に比例して小さくすることができれば、 ξ_y が一定の値となりルミノシティーは β_y^* に反比例して大きくなる。つまり、ナノビーム方式では、 ε_y をどこまで小さくできるかがキーポイントとなる。 ε_y を小さくするためには、各種機器のエラーから発生する光学系の乱れの補正が非常に重要なものとなる。また、バンチ電流を大きくしていくと集団的效果によって垂直方向のビームサイズが増大する、いわゆる、ビーム・ビームブローアップが生じる。このブローアップをどのように克服するかもまた重要な課題となる。

また、ナノビーム衝突方式においては、バンチ長そのものを短くする必要がなく、KEKB と同程度の長さで良いので、リング各構成要素のインピーダンスの低減、HOM によるパワー損失や発熱などハードウェアの観点からも有利である。

Table 3にあるように、SuperKEKB では β_y^* を0.3 mm 程度に絞ることで約20倍、そしてビーム電流

を KEKB 実績時の2倍に高めることでさらに2倍、合わせて KEKB が到達した値の40倍のルミノシティーを目指している。衝突点垂直方向ビームサイズは50~60 nm となり、これがナノビーム衝突方式と呼ぶ所以である。なお、このような非常に小さなベータ関数を持つ光学系では、力学口径が小さく、Touschek 効果、衝突点での Radiative Bhabha 散乱、ビームガス散乱などにより、両リングともビーム寿命は約6分と短くなってしまふ。

ここで、スペシフィックルミノシティーを

$$L_{sp} = \frac{L}{n_b I_{b+} I_{b-}} = \frac{1}{4\pi\sigma_z \theta_x e^2 f_0 \langle \sigma_y^* \rangle} \quad (5-6)$$

$$= \frac{1.25 \times 10^{25}}{\langle \sigma_y^* \rangle} \quad [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{mA}^{-2}]$$

と定義する。ここで、 $I_{b\pm}$ はバンチ電流である。また、スペシフィックルミノシティーから逆算できる衝突点における HER と LER の平均的なビームサイズは

$$\langle \sigma_y^* \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sigma_{y+}^{*2} + \sigma_{y-}^{*2}} \quad (5-7)$$

と表される。式(5-6)からわかるように、ナノビームスキームでは、スペシフィックルミノシティーはバンチ長 σ_z が変わらなければ垂直方向のビームサイズのみ依存する。

5.2. 最終ビーム集束用超伝導電磁石システム [10, 48, 49]

前節で述べたように、ナノビーム衝突方式では、衝突点において電子、陽電子の垂直方向ビームサイズを60 nm 程度まで絞込む必要がある。そのために設置されたのが最終ビーム集束用超伝導電磁石システム(QCS と呼ぶ)で、SuperKEKB のキーとなるシステムである。Fig. 54 にビーム衝突点(Interaction Point, IP)両側に配置された超伝導電磁石システムの構成を、Fig. 55 に QCS の外観(片側)を示す。

システムは55台の超伝導電磁石から構成され、4極電磁石8台、ビーム調整用補正電磁石43台、Belle II ソレノイドが発生する1.5 T の磁場を積分的にキャンセルする補償ソレノイド4台から構成される。これらの超伝導電磁石は、IP を挟んで2

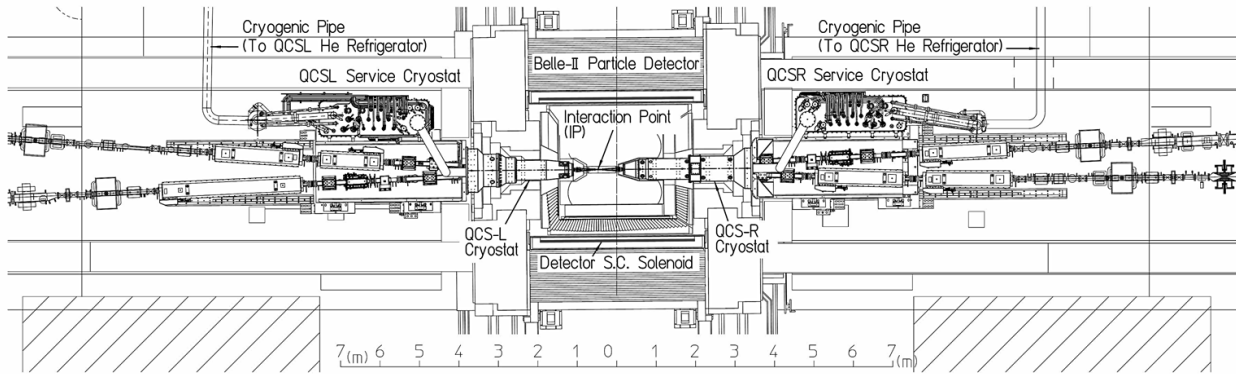


Fig. 54 QCS を含む衝突点(IP)付近の電磁石レイアウト。

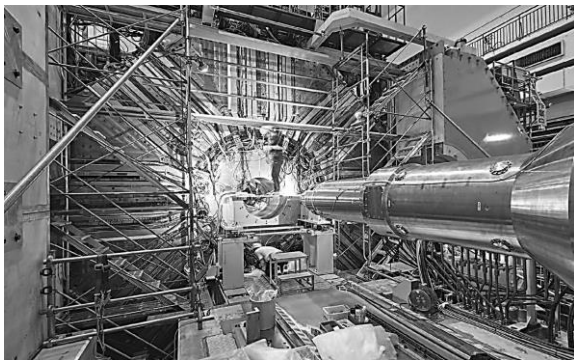


Fig. 55 QCS と Belle II 測定器。

台のクライオスタット(IP 右; QCS-R, IP 左: QCS-L)に収納されている。図中、QC1 および QC2 の超伝導 4 極電磁石名にある L/R は IP 左側/右側の電磁石を、P/E は陽電子/電子ビームライン用の電磁石であることを示している。ES は補償ソレノイドである。QCS-L/R クライオスタットは Belle II 測定器が作る 1.5 T の磁場の中で運転される。QCS-L には 25 台、QCS-R には 30 台の超伝導電磁石が組み込まれている。

4 極電磁石は 2 層コイルで構成され、コイルはケーブル幅 2.5 mm の NbTi(ニオブチタン)ケーブルで作られている。IP に最も近い位置に設置される QC1P は磁気ヨークを持たない 4 極電磁石である。この結果、QC1P 本体が作る磁場に Belle II ソレノイド磁場と補償ソレノイド磁場の合成磁場が印加され、超伝導コイル上での最高磁場は 4.1T に達する。一方 QC1E、QC2P、QC2E は、磁気ヨークを持つ。QC1E と QC2P では、対向ビームラインへの漏れ磁場を小さくするためにヨークの

Table 4 QCS 4 極磁石の主なパラメーター。

Mag.	QC1P	QC1E	QC2P	QC2E
Gd	76.37	91.57	31.97	36.39
Id	1.8	2.0	1.0	1.25
Rc	25.0	33.0	53.8	59.3
Lem	333.6	373.1	409.9	537.0
Yoke	None	Perm.	Perm.	Iron

Gd:磁石中心での磁場勾配(T/m)、Id:設計電流(kA)、Rc:コイル内半径(mm)、Lem:実効磁場長(mm)、Perm.:Permendur。

材質として鉄よりも飽和磁場の高いパーメンジュール(Permendur)を選択した。QC2E では対向ビームとの間隔が大きいため鉄を使用している。4 極電磁石の主なパラメーターを Table 4 に示す。

QC1 と QC2 が作る磁場はビーム運転に極めて大きな影響を与えるため、各 4 極電磁石が光学設計位置に正確に配置できるように、磁石の部品設計、クライオスタットの機械的な構造設計、完成後の磁場測定では細心の検討を行い、製作と磁場測定装置の開発が行われた。ビーム軸方向の 4 極磁場中心の設計値からの変位はハーモニックコイルを軸方向に沿って移動して測定された。ビーム軸に垂直な面内での 4 極磁場中心位置と磁場面の角度の測定には Single Stretched Wire (SSW)測定器が用いられた。測定結果により、4 極磁石の中心位置、磁場面の角度のビーム光学設計値からの誤差は超伝導補正磁石により調整可能であることが確認された。

ビームは Belle II が発生する 1.5 T のソレノイド磁場中を 83 mrad の交差角度をもって衝突するが、補償ソレノイドは IP から ±4 m 区間のビームライン上での積分ソレノイド磁場が 0 になるように設計されている。超伝導補正電磁石は総数 43 台で、ビーム調整用に使用する磁石と、QC1LP と QC1RP から HER ビームラインに漏れてくる磁場をキャンセルする磁石の 2 種類がある。

QCS 用ビームパイプはヘリウム容器の内筒(温度 4 K)内部の真空部に配置されている。このビームパイプは常温の循環水で温度制御されている。ビームパイプとヘリウム容器内筒の距離は小さく、最短部で 3.5 mm である。

5.3. LER の電子雲効果(ECE)対策 [43, 50]

陽電子リング(LER)の ECE は、近年の大強度陽子、陽電子加速器で大きな問題となっている。ECE はビームパイプ内の電子集団(電子雲という)とビームとが相互作用して起こる現象で、ビーム不安定性、ビームサイズの増大や圧力の上昇を引き起こし、ルミノシティー等加速器の性能を落としてしまう。実際、KEKB の LER では電子雲に起因するビームサイズ増大がルミノシティーの大きな制限となった。SuperKEKB の LER において ECE が現れる、ビーム軌道付近の電子密度の閾値は、リング平均で約 $3 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ と見積もられた。LER では、電子密度 $1 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ 未満を目標として、世界各地の加速器施設での研究結果を基に様々な対策が講じられている。

Table 5 MR で採用された ECE 対策。

Counter-measures	Applied regions
Solenoid	Drift region, in steering magnets, bellows chambers
TiN coating	Most of new beam pipes (all of aluminum alloy beam pipe)
Antechamber structure	Most of new beam pipes
Groove structure	In dipole-type magnets
Clearing electrode	Wiggler magnets

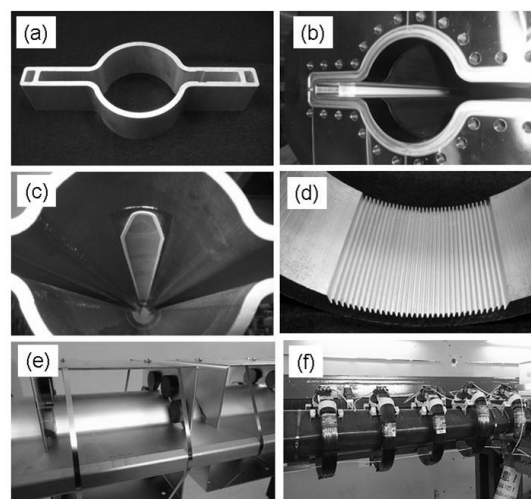


Fig. 56 SuperKEKB LER の ECE 対策。(a)アンテチェンバー付きビームパイプ、(b) TiN コーティング、(c)クリアリング電極、(d)グループ構造、(e)永久磁石、(f)ソレノイド。

Table 5 に LER での対策をまとめている。また、実際に使用しているそれぞれの対策を Fig. 56 に示している。前述したアンテチェンバー付ビームパイプは、放射光によって放出される光電子の影響を小さくするのに有効である。しかし、ビーム電流が高くなると、光電子よりも電子が表面に衝突した際に放出される二次電子によるマルチパクタリングが重要となる。その対策として、ビームパイプ内面に厚み約 200 nm の TiN コーティングが施されている。KEK つくばキャンパス内の実験室に大規模なコーティング処理施設を建設し、計 8 台のコーティング装置を稼働させ、約 2 年間で 1000 本以上のビームパイプのコーティング処理を行った。

グループ構造とは、ビームチャンネル上下面に周方向に凹凸を付け、二次電子放出率を実効的に下げるものである。なお、このグループ部分にも TiN コーティングが施されている。クリアリング電極とは、ビームパイプ内部の電極に正の電位を印可し、ビーム近傍の電子を除去するものである。インピーダンス低減のため、溶射法を用いた薄い(計 0.3 mm 厚)の電極が開発された。この他、ドリフト部や補正電磁石内では、ビームパイプ外側にソレノイドや永久磁石を置いて、約 50 ガウス程度のソレノイド磁場を作り、電子雲の形成を

抑える。ただし、外部からの磁場は電磁石の外側のみに適用できる。

LER では、これらの対策を表右欄に示した場所で採用する。これらの対策をすべて講じれば、ビーム軌道近くの電子密度は、設計ビーム電流 3.6 A、1 トレイン、2500 バンチ、2 RF bucket 間隔のバンチフィルパターン(1/2500/2RF)においても、リング平均で約 $2 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ まで低減すると期待される。参考に、永久磁石による軸方向磁場が無い場合とある場合での、ビームパイプ内電子密度シミュレーション結果を Fig. 57 に示す。

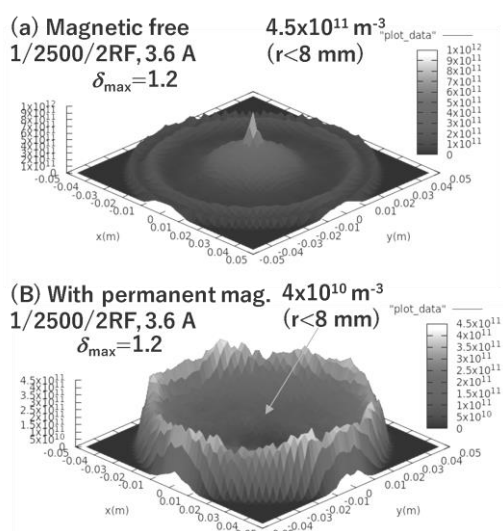


Fig. 57 永久磁石による(a)軸方向磁場なし、(b)磁場ありでのビームパイプ内の電子密度シミュレーション結果の例。

6. 運転状況

SuperKEKB では、Phase-1、Phase-2、Phase-3 とよばれる3段階でコミッショニングをスタートした。Fig. 58 には、各 Phase の運転期間を示す。また、Table 6 には各 Phase での MR における主な達成パラメーターを示している。

6.1. Phase-1 コミッショニング

6.1.1. 入射器 [51, 52]

Phase-1 コミッショニング(以下、単に Phase-1 と書く)での目標電荷量はバンチ当たり 1 nC であった。2016 年 5 月には RF 電子銃による HER への電子入射に初めて成功し、6 月からは HER 入射に連続的使用され、レーザー及び RF 電子銃が定常運転に十分使用できることが示された。電荷量についても熱電子銃とほぼ同じ 1 nC が達成された。パルスごとの電荷量の変動は 5%程度と小さかった。RF 電子銃下流での水平、垂直方向の規格化エミッタンスはそれぞれ $20 \mu\text{m}$ 、 $18 \mu\text{m}$ と、低エミッタンスの電子ビーム生成に成功していた。ただし、入射器終端部付近では $106 \mu\text{m}$ 、 $77 \mu\text{m}$ と増大していた。

陽電子ビームの方では、陽電子源にはフラックスコンцентрレーター (Flux Concentrator, FC) 型パルスソレノイドと大口径 S バンド加速管を用いて陽電子捕獲効率を向上させた。ただし、Phase-1 では、FC の運転値は定格の半分の 6 kA 以下で

FY2015	FY2016	FY2017	Fy2018	FY2019	FY2020
2015	2016	2017	2018	2019	2020
	2/8 6/28 Phase-1	Belle II and QCS installation	3/19 7/17 Phae-2	VXD Full installation	
				3/11 7/1 Phase-3 2019 Spring	10/15 12/12 2019 Autumn
					(1/16) (7/1) 2020 Spring

Fig. 58 SuperKEKB の各コミッショニングフェーズ

行った。Phase-1 の運転では DR を使わずに陽電子のビームは大きなエミッタンスのまま加速して LER への入射を行った(衝突させないので問題なし)。熱電子銃の前段入射部の電子ビームでは、バンチ当たり 10 nC に近い電荷量があり、ターゲットには 7 nC 到達した。生成された陽電子ビームは第 2 セクター終端までほぼ 1 nC が透過し、入射器終端では 0.6 nC、さらに BT ラインでも少し減少して LER 入射点には 0.3 nC が到達した。電子に比べて少ない電荷量を補うために、陽電子入射については 1 つのビームパルス当たり 2 つのバンチを加速(2 バンチ加速)した。水平、垂直方向規格化エミッタンスは入射部終端部付近で 1000 μm 、1200 μm であった。

Phase-2 以降 5 つのリングにほぼ同時に入射するために、ビーム光学系及び軌道をパルス毎に切

り替える必要がある。そのためには、パルス 4 極電磁石とパルス補正電磁石を配備する必要がある。Phase-1 では、その試作機電源と先行設置したパルス 4 極電磁石を用いてビームの収束量をパルス毎に切り替える試験を行い、想定通りにビームサイズがパルス毎に変化する様子が観測された。また、ストリップライン型 BPM システムでは、位置分解能の向上を目指して新しいモジュールが開発された。

6.1.2. MR [7, 8]

MR の Phase-1 コミッショニングは、2016 年 2 月～6 月にかけて行われた。Phase-1 では Belle II 測定器と最終ビーム集束用超伝導電磁石(QCS)は設置していなかった。また、両ビームは意図的には衝突させなかった。Phase-1 時のビーム電流や圧

Table 6 各フェーズでの MR における主な達成値。

Parameters	Phase-1 (3/2/2016–6/30/2016)		Phase-2 (3/19/2018–7/17/2018)		Phase-3 (3/11/2019–7/1/2019)	
	LER	HER	LER	HER	LER	HER
Max. current (I_{max}) [*] [mA]	~1010	~870	~860	~800	~830	~940
Beam dose (D) [Ah]	775.0	661.5	337.5	340.2	500.4	539.1
Operation time ^{**} [h]	1694.0	1451.9	1438.3	1553.1	1570.8	1557.7
Final dP/dI [Pa A ⁻¹] ^{***}	~1×10 ⁻⁶	~1×10 ⁻⁷	~3×10 ⁻⁷	~7×10 ⁻⁸	~2.4×10 ⁻⁷	~4×10 ⁻⁸
Min. β_y^*/β_x^* in physics run (no phys.) [mm/mm]	-	-	200/3 (200/2)	100/3 (100/1.5)	100/3 (80/2)	100/3 (80/2)
Min. $\varepsilon_x / \varepsilon_y$ [nm/pm]	~/10 (single beam)	~/10 (single beam)	~1.7/160 (in collision)	~4.6/80 (in collision)	~2.0/88 (in collision)	~3.8/61 (in collision)
Max. bam-beam parameter [*]			0.0277	0.0186	0.0355	0.0197
Max. luminosity [$\times 10^{33}$ cm ⁻² s ⁻¹]			2.62 (@1/789/6.12RF) 5.5 (@1/1576/3.06)		6.46 (@1/789/6.12RF) 12.3 (@1/1576/3.06)	
Max. specific luminosity [$\times 10^{31}$ cm ⁻² s ⁻¹ mA ⁻²]			2.27 (@1/789/6.12RF)		3.2 (@1/789/6.12RF) 2.95 (@1/1576/3.06)	

*Bunch fill pattern = 1/1576/3.06RF

**Total time with a beam current greater than 50 mA.

***Pressure = Three times display value (N₂ equivalent, and gauges in pumping ports)

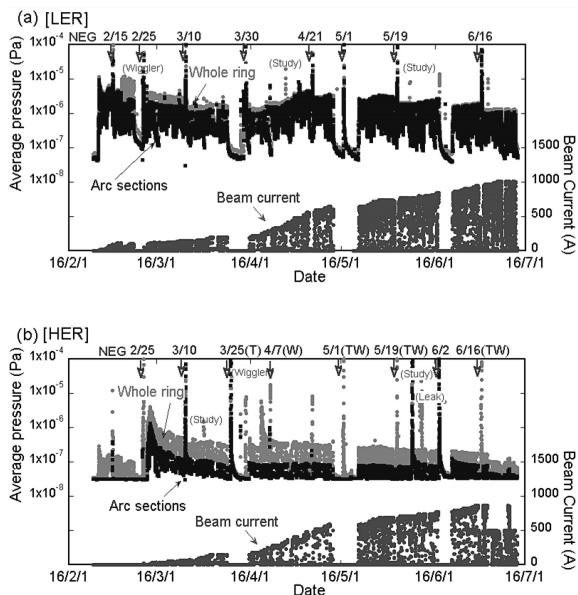


Fig. 59 (a) LER と (b) HER の Phase-1 における圧力(リング全体平均、アーク部平均)とビーム電流の履歴。

力の時間的変化を Fig. 59 に示している。最大ビーム電流は HER 870 mA、LER 1010 mA、ビームドーズは HER 660 Ah、LER 780 Ah であった。

Phase-1 の目的は以下の通りであった。

- (1) 各種ハードウェア機器の立ち上げと性能確認。
- (2) 各種ビーム運転用ソフトウェアの立ち上げと整備、調整。
- (3) Phase-2 で予定されている Belle II の測定器設置に向けた準備。特に、十分な真空焼き出しとビームバックグラウンドに関するスタディー。
- (4) 小さい垂直方向エミッタンスを得るための光学系補正手法の確立。
- (5) ECE 観測、インピーダンス測定等のマシンスタディー。

コミッションは 2 月 1 日に開始され、入射器と BT の調整後、LER への入射調整を 2 月 8 日に開始し 10 日にはビームを蓄積した。HER への入射調整は 2 月 22 日に開始され、25 日にはビームを蓄積した。それ以降ビーム電流を徐々に上げていった。立ち上げが順調に進んだ理由としてバンチ毎フィードバックシステムによってビーム

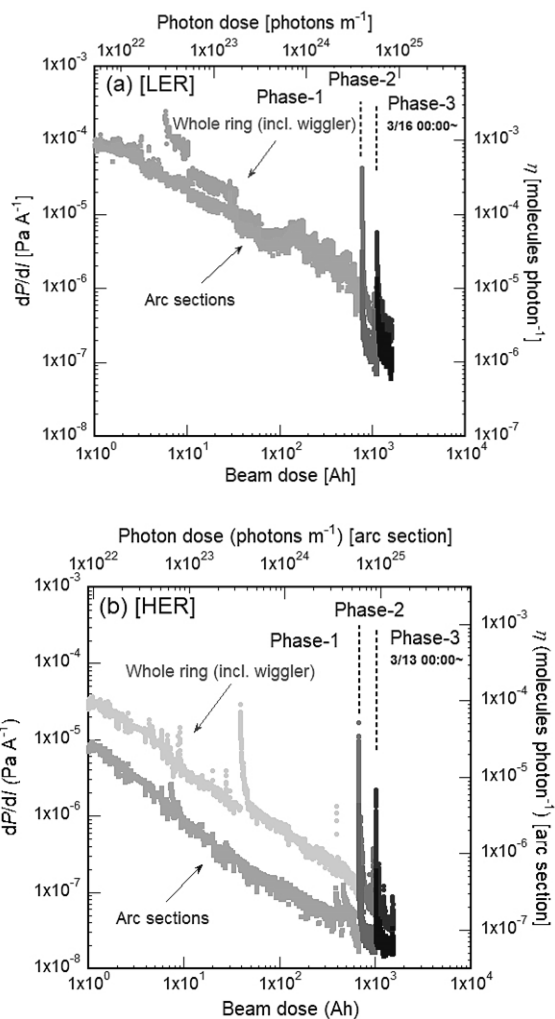


Fig. 60 Phase-1~Phase-3 2019 春季運転期間における、(a) LER および (b) HER の圧力上昇 (dP/dI) と光刺激脱離係数 η のビームドーズおよび光子ドーズに対する変化。

不安定性を抑制することができたこと、各ハードウェアシステムや、ビーム運転ソフトウェアも安定に動作したこと等、KEKB の運転経験が十分生かされていたことが大きな要因と考えられる。

ビームによる真空焼き出しは順調に進んだ [53]。Fig. 60 (a) および (b) に LER、HER におけるアーク部でのビームドーズ(積分ビーム電流)および光子ドーズ(単位長さあたりの積分光子数)に対する単位電流当たりの圧力上昇 dP/dI およびアーク部での光刺激脱離係数 η の変化を示す。ビーム寿命に関しては、真空中で決まるものに加えて、Touschek 効果も効いているのが確認された。

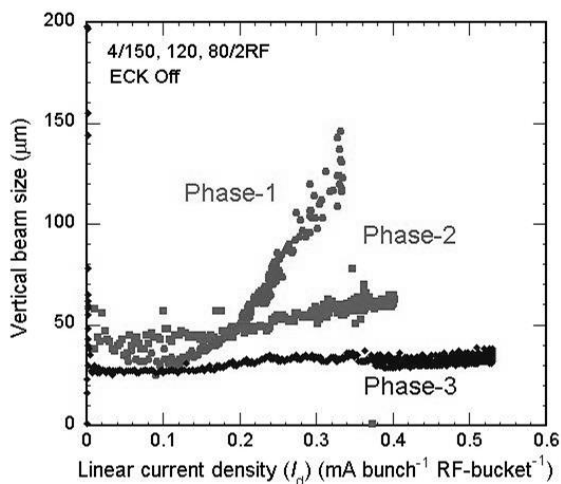


Fig. 61 Phase-1、Phase-2 および Phase-3 2019 春季運転における、LER 垂直方向ビームサイズの線電流密度に対する変化。測定は X 線を用いたビームサイズモニターで行った。

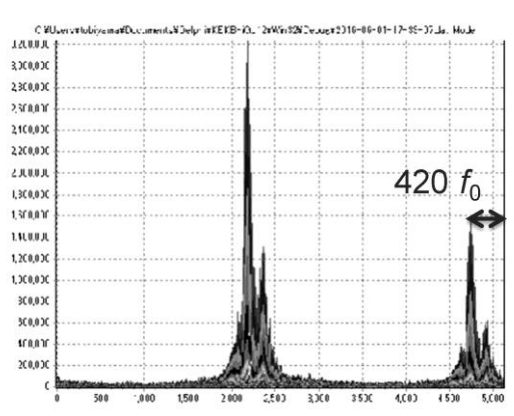


Fig. 62 4/150/2RF のバンチフィルパターンで計測された ECE 特有のモードでの不安定性 (f_0 は周回周波数)。



Fig. 63 LER ドリフト部ビームパイプに並べられた ECE 対策用永久磁石ユニット。

蓄積電流を上げていく中で様々な問題が生じたが、その内の一つが LER での ECE である[53]。Phase-1 で通常用いられたバンチ数 1576、平均バンチ間隔 3.06 RF-bucket のバンチフィルパターン (1/1576/3.06RF) において、ビーム電流約 600 mA から ECE 観測された。すなわち、垂直方向ビームサイズの増大、ビーム電流に対する圧力の非線形上昇(電子衝撃脱離が原因)、結合バンチ不安定性等が観測された。調査により、この ECE は、リングに約 820 個設置されているアルミ合金製ベローズチャンバー内の電子雲が原因であることがわかった。そのため、それらベローズチャンバーにビーム方向に約 100 G の磁場を作る永久磁石を設置したところ、この ECE は収まった。しかし、ビーム電流が 900 mA を超えたあたりから、再度 ECE が観測され始めた。Fig. 61 に、2 RF-bucket 間隔のバンチフィルパターンでの、垂直方向ビームサイズの線電流密度(バンチ電流を RF-bucket 間隔で割ったもの)に対する変化を示す。Phase-1 では、0.2 mA/bunch/RF-bucket 程度からビームサイズのブローアップが観測された。また、Fig. 62 のように、ECE 特有のモードでビーム振動も観測された。この ECE の原因としては、ドリフト部(電磁石間)のビームパイプ内の電子雲が考えられた。これは現アンテナチャンバー付きビームパイプと TiN コーティングでは ECE 対策として不十分だったことを示している。また、KEKB 時代から使用している一部の TiN コーティングのないアルミ合金製ビームパイプも原因の一つと考えられた。この対策として、アーク部等のドリフト部にはビーム軸方向に約 60 G の磁場をつくる永久磁石ユニットをビームパイプに並べた(Fig. 63)。古いアルミ合金製ビームパイプ部については、KEKB 時に巻いたソレノイドを再使用した。このソレノイドは 5 A の電流で、ビーム方向に約 40 G の磁場を発生する。もう一つの問題は、LER における局所的な圧力バーストを伴うビームロス(アバート)であった[53]。測定された圧力のピーク値は 10^{-7} ~ 10^{-6} Pa 台である。典型的な例を Fig. 64 に示す。圧力バーストは運転初期から観測されたが、最大蓄積ビーム電流をそれまでの実績以上に増やす際に特に

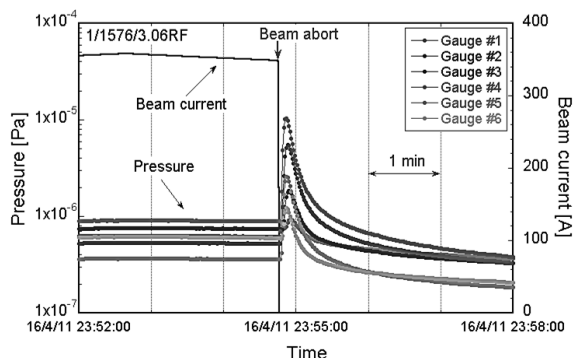


Fig. 64 LER で観測されたビームロスを伴うビームアボートの典型的な例。

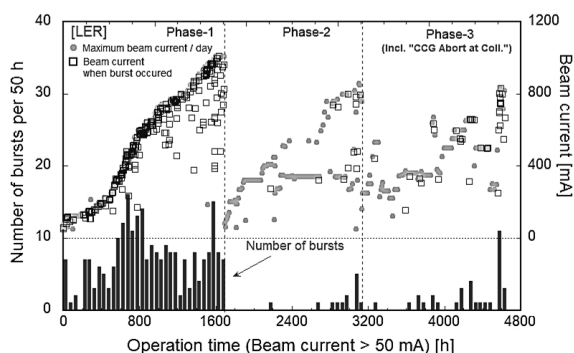


Fig. 65 Phase-1～Phase-3 2019 春季運転における、LER で観測された圧力バースト現象の発生履歴。発生した時の最大ビーム電流、発生した時のビーム電流、運転時間 50 時間あたりの発生頻度を示す。

頻繁になり、一方、蓄積ビーム電流を一定にしている間は頻度が減少する、という傾向、いわゆるエージング効果がみられた。発生した時のビーム電流(ビーム電流 50 mA 以上での)運転時間 50 時間あたりの発生頻度の履歴を Fig. 65 示す。圧力バーストの発生場所は、偏向電磁石部のビームパイプがほとんどだった。バーストの原因は、ビームパイプ内のダスト粒子とビームとの衝突と考えられた。偏向電磁石用ビームパイプには、その上下に ECE 対策としてグループ構造がある。その加工、組み立て等の過程でダスト粒子がグループ内に捕捉された可能性がある。実際、ビームパイプ内からは様々な成分のダスト粒子が採取された。傍証として、運転中試験的にビームパイプにエアノッカーを取付けてビームパイプに衝撃を与えところ、この事象を再現した。偏向電磁石用以

外の(グループの無い)ビームパイプではこの現象は起きなかった。Phase-2 に向けた対策として、上記推察に基づき、頻繁に圧力バーストが見られたビームパイプに対して、運転開始前にエアノッカーでビームパイプに衝撃を与え、あらかじめダスト粒子を振り落とした。

ビームモニターシステムでは、ビーム軌道のバンプを作って軌道変化を観察する方法で BPM のシステムを確認した[54]。また、ビームを使って各 BPM の 4 個の電極の相対ゲインの較正も行われた。さらに、BPM の読みの中心(ゼロ点)と傍の 4 極電磁石の磁場中心とのオフセットの測定も行った。

電磁磁石システムでは軌道のバンプを作る方法で補正電磁石等の極性等が確認された[55]。軌道補正の結果から LER の周長の測定値と設計値のズレは 2 mm 程度、LER と HER の周長の差は 0.2 mm 程度であることがわかった。周長の差は LER に設置されているシケイン電磁石で補正されるが、実測値はその可変範囲は±3 mm より十分小さい。これは電磁石のアラインメント作業が非常に正確に行われたことを示している。

光学系関係では、Phase-2 以降の衝突実験で必要となる低エミッタンスを実現するために、Phase-1 中に十分な光学系調整をしておく必要があった[56]。低エミッタンス調整では、x-y カップリングと垂直方向分散関数の補正が特に重要となる。当初分散関数など光学系パラメーターにおいて設計値と測定値にずれがあったが、スキュー 4 極成分を作る補助コイルを巻いた 6 極電磁石を運用すること、及び、ビーム軌道が正確に 4 極、6 極電磁石の中心を通るように調整したことにより改善された。x-y カップリングについてはビームアボート部に使われているランバートソン型電磁石からの漏れ磁場が影響して大きくなっていることが判明したので、その磁場を打ち消すような永久磁石をこの近くに取り付けた結果、値を十分小さくすることができた。これらの光学系調整の結果 LER の垂直方向エミッタンス値は 10 pm 以下となり、ほぼ目標値に到達した。Table

Table 7 各フェーズでの光学系補正で達成した主なパラメーター。

Parameters	Phase-1		Phase-2		Phase-3	
	LER	HER	LER	HER	LER	HER
$(\Delta\beta_{x,y}/\beta_{x,y})^{\text{rms}}[\%]$	3/3	3/3	2/4	3/3	3/7	3/4
$(\Delta y)^{\text{rms}}/(\Delta x)^{\text{rms}}$	0.009	0.006	0.014	0.008	0.016	0.009
$(\Delta\eta_{x,y})^{\text{rms}} [\text{mm}]$	8/2	11/2	10/4	9/3	14/3	20/3
$\varepsilon_y [\text{pm}]$	~10	(~40)	~20	~10	~10	~10
$\varepsilon_y/\varepsilon_x [\%]$	~0.6	(~0.9)	~1.1	~0.2	~0.6	~0.2

7 に、光学系補正で達成した主なパラメーターを示す。

ビームバックグラウンドに関しては、リングの幾つかの場所の圧力をわざと高くする圧力バンプのスタディー、垂直方向のビームサイズを変化させて主に Touschek 効果によるバックグラウンドの変化を見るスタディー、ビーム入射条件をわざと悪くしてビーム入射に起因するバックグラウンドの変化を見るスタディー等が行われた。観測されたバックグラウンドは概ねシミュレーション結果と一致していた。

また、ビームサイズを測定する XRM や SRM の較正、バンチ毎フィードバックシステムの調整などが行われた。LER では 700 mA 程度の比較的低い電流で結合バンチ不安定性が観測されたがビーム進行方向のフィードバックで抑制した。その他、アポートキッカーや特性測定やリングのインピーダンスを測定するスタディーも行われた。



Fig. 66 SuperKEKB 中央制御室の様子。

入射器、DR、および MR の制御は中央制御室からほぼすべて行われた。制御室の様子を Fig. 66 に示す。

6.2. Phase-2 コミッショニング

6.2.1. 入射器と DR [57-60]

入射器および DR の合流ビームライン LTR、RTL は 2017 年夏の保守期間に建設された。また、入射器下流部においてパルス 4 極電磁石、パルス補正電磁石が設置され、5 リング同時入射に必要な器が使用可能となった。DR の建設は 2018 年 1 月までに終了し、その後 LTR、RTL を含む DR の立ち上げを行った。入射開始初日に LTR にて BPM でビーム軌道を確認することに成功し、翌日には ECS の加速管を投入した。DR の入射調整は 2 月 8 日から開始し、9 日には加速空洞を生かし、ビームの RF 捕獲(ビームの蓄積)に成功した。引き続いて RTL への出射調整に移行し、RTL 終端のスクリーンでビームを確認した。10 日には BCS の粗調整を行い、DR から出射されたビームを入射器終端まで導くことに成功した。この間、約 3 日と短期間であった。MR への入射は 3 月 24 日から開始され、その後 4 ヶ月弱の間重大なトラブルもなく運転を続けた。

Fig. 67 にゲートカメラで測定した DR 入射後のバンチ長およびバンチ幅の時間変化を示す[61]。バンチ長は 10 ms 以下で設計値の 6.6 mm 程度まで縮まることがわかった。水平方向ビームサイズ

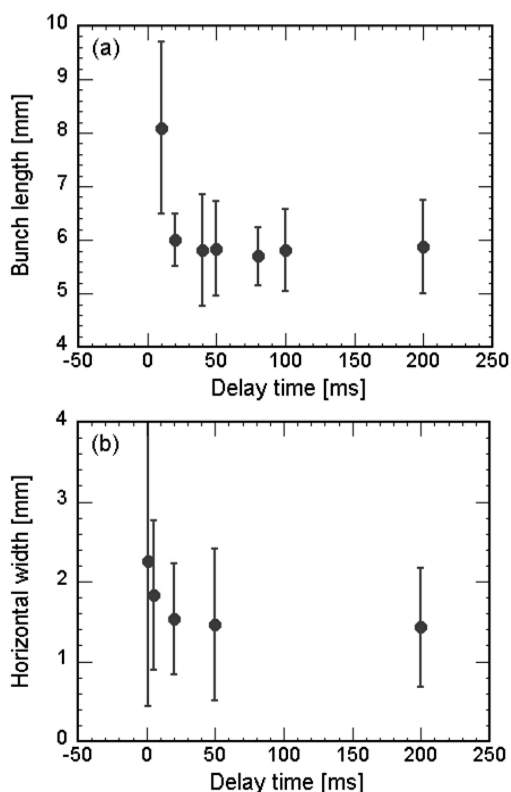


Fig. 67 DR における(a) バンチ長および(b) バンチ幅の入射後の時間変化。

もバンチ長と同様に入射後速やかに小さくなり、低エミッタンス化していく様子が確認できた。

HER 入射用電子ビームの垂直方向規格化エミッタンスは、バンチ電荷量 1 nC の時 40 μm 程度だった。しかし、RF 電子銃出口付近では設計値の 20 μm が達成されているので、その下流 500 m の直線部のアラインメントのさらなる改善と、ビーム軌道補正が必要なことがわかった。LER 入射用陽電子ビームに関しては、バンチ電荷量 1 nC の時、垂直方向規格化エミッタンスは 5 μm 以下となっていて、目標値(4 nC で 15 μm)に近いものが得られた。しかし、水平方向エミッタンスは 200 μm (目標値 100 μm)であり、MR の BT ラインではさらに増大している。現在もその原因を究明中である。

6.2.2. MR [9, 10]

MR では、Phase-1 終了後、衝突点への QCS 設置、Belle II 測定器の設置作業、およびビームコリ

メーターの追加設置等を行い、2018 年 3 月～7 月にかけて Phase-2 コミッショニングを行った。

Phase-2 の目標は、下記の通りであった。

- (1) ナノビーム方式の検証。すなわち、 β_y^* をバンチ長(~ 6 mm)より小さくしてもルミノシティが増大することを確認する。ビーム・ビームパラメーター $\xi_y > 0.03$ 、LER のビーム電流 1 A で $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を目標とする。
- (2) Belle II 測定器のバックグラウンドの理解とその軽減。Belle II に崩壊点検出器(VXD)を導入して Phase-3 に移行できるかどうか判断する。

MR 入射では、最初に、衝突点ベータ関数を大きくした光学系(LER: $\beta_x^*/\beta_y^* = 384 \text{ mm}/48.6 \text{ mm}$ 、HER: $\beta_x^*/\beta_y^* = 400 \text{ mm}/81 \text{ mm}$)を用いてビームを蓄積し、その後各種ハードウェアの確認およびビーム位置モニターの較正などを行い、4 月中旬までは約 200 mA で真空焼き出しを行った(1/1576/3.06RF)。

Fig. 68 には、Phase-2 におけるビーム電流、ルミノシティ(L)、スペシフィックルミノシティ(L_{sp})および衝突点 β 関数の履歴を示す。 $\beta_y^* = 8 \text{ mm}$

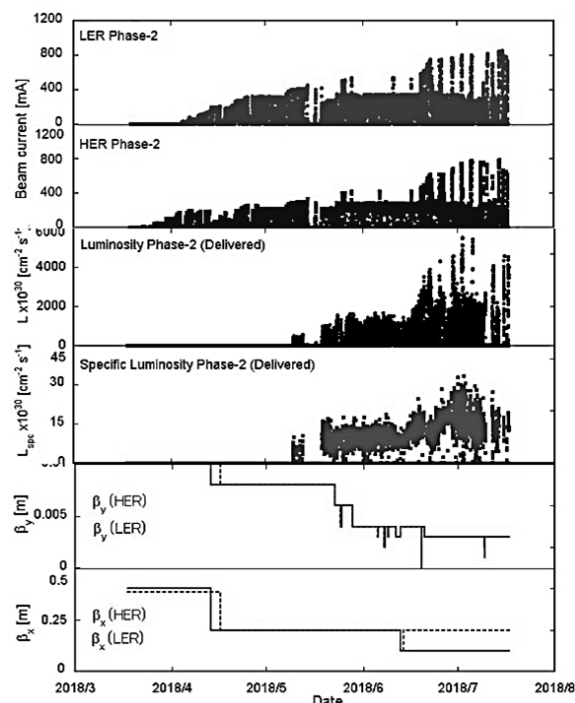


Fig. 68 Phase-2 におけるビーム電流、ルミノシティ(L)、スペシフィックルミノシティ(L_{sp})および衝突点 β 関数の履歴。

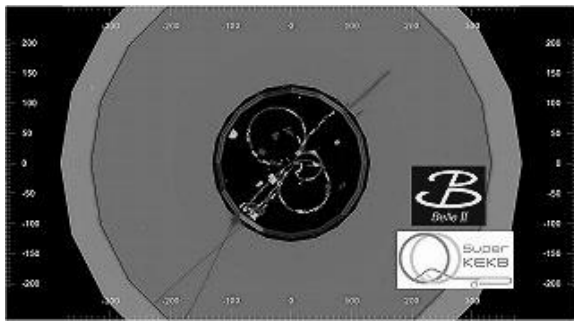


Fig. 69 Belle II で初めて観測されたハドロン衝突。

のパラメーターが 4 月に LER に設定され、衝突タイミングおよび衝突軌道の調整が行われた。調整後、4 月 26 日午前 0 時 38 分に SuperKEKB として初のハドロン事象を観測することができた (Fig. 69)。

5 月から、光学系補正とルミノシティー調整を交互に行いながら β_y^* を 8 mm から 3 mm まで、順次絞っていった [62]。ルミノシティー調整では β_y^* を試験的に 2 mm (HER は 1.5 mm) まで絞った。ここで達成された β_y^* は、実用的な衝突型加速器では世界最小である。 β_y^* を 3 mm に設定した後は、6 月中旬から 7 月中旬の運転終了まで、圧力とビームパイプ等機器の温度等を監視しながらビーム電流を徐々に増やしていった。

電流値等は Table 6 にまとめている。Phase-2 における LER、HER の最高ビーム電流は 860 mA、800 mA であった (1/1576/3.06)。Phase-1 の最大値より低いのは、ベータ関数を絞ってルミノシティーを向上させる調整に優先して運転時間を割り当てたためでもある。6 月以降に大電流蓄積スタディを時折行ったが、LER で進行方向のビーム不安定性が約 850 mA から観測され、ビーム電流を増加することが難しくなった。この対策として Phase-3 では、進行方向のバンチ毎フィードバックシステムを最初から投入した。

β_y^* によるスペシフィックルミノシティー L_{sp} の変化を Fig. 70 に示す。LER と HER の β_y^* は同じ値に設定している。プロットした値は、バンチ電流積が 0.04 mA^2 と 0.06 mA^2 の間の時の、 L_{sp} の最大値からその 70% までの値の平均値である。調整開始当初、グローバルな光学系補正により垂直方向

エミッタンスは減少しているにもかかわらず、 β_y^* を絞っても L_{sp} が増加しなかった。これは衝突点で「ウエストのずれ」(ベータ関数の極小値と衝突場所とずれ) や「x-y カップリング」があることを示唆していた。そこで QCS のスキュー-4 極補正コイルを使った補正を行ったところ、衝突点での垂直方向のビームサイズを減少させることができ、 L_{sp} が増加した。 Fig. 70 からわかるように、 L_{sp} は β_y^* に反比例して増大していることがわかる。この結果は、大きな Piwinski 角を持つナノビーム衝突方式が実用の加速器で成立することを世界で初めて実証したことを示す。

Fig. 71 には LER と HER のバンチ電流積に対する L_{sp} の変化を示す。非常に低いバンチ電流では、ビームサイズモニターから推定されるビームサイズで決まる幾何学的な L_{sp} に到達しているが、あるところから急激に減少し、バンチ電流が増加

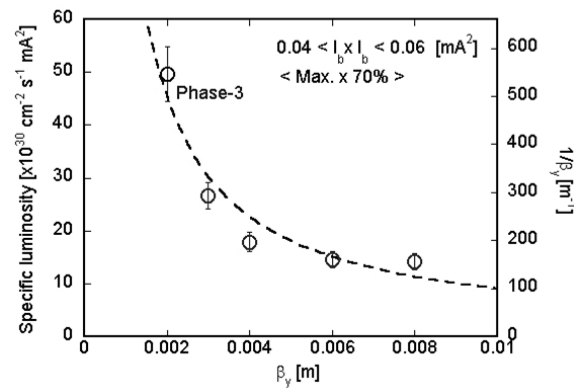


Fig. 70 衝突点 β 関数に対するスペシフィックルミノシティーの変化。

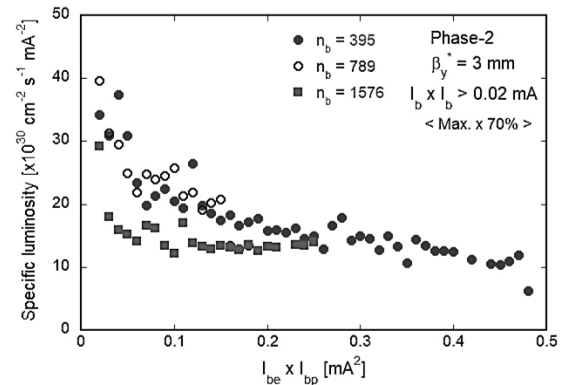


Fig. 71 LER と HER のバンチ電流積に対するスペシフィックルミノシティーの変化。

するにつれて、徐々に減少している。式(5-6)からわかるように、理想的な場合には L_{sp} はバンチ電流積に依らず、衝突点の垂直方向のビームサイズに反比例するのみなので(σ_z も変わらない場合)、この結果はビーム・ビーム効果によりビームサイズが増大していることを示す。これが前にも述べたビーム・ビームブローアップと呼ばれる現象である。Phase-2 で到達したビーム・ビームパラメータは 0.021 であり目標とする 0.03 には到達していない。ビーム・ビームブローアップの原因としては x - y カップリングや非線形色収差の影響などが想定されるが、その後も継続的な課題となっている。

Phase-2 で実際に観測した最高ルミノシティーは $5.55 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった(1/1576/3.06RF)。しかしこの時は LER のエミッタンスを意図的に増大させているためルミノシティーに最適化されたパラメータではなかった。Phase-2 目標の $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ には届かなかったものの、達成する道筋は見えた。

MR の圧力は Fig. 60 に示すように、Phase-1 に引き続き順調に下がっている。Phase-2 運転当初に圧力が上がっているのは、Phase-2 前に各種真空機器の設置等のためにリングの一部の区間を大気に曝したためである。

Touschek 効果で決まるビーム寿命と圧力で決まるビーム寿命を見積もるために、垂直方向エミッタンスを制御してビームロス率を測定した。垂直方向エミッタンスは XRM での垂直方向ビームサイズ測定から推定された。LER では、ビーム電流 320 mA、バンチ電流 0.4 mA (1/789/6.12RF) の場合、Touschek 寿命の寄与は約 2/3 で残りは圧力で決まる寿命だった。Touschek 寿命は想定されるダイナミックアパーチャーと矛盾しないが、その他のビームライフタイムへの寄与が気体原子による制動輻射によるものだとすると短すぎる。これは、測定器に対するバックグラウンドを低減するように調整された可動コリメーターによって物理口径が小さくなっているためと推測された。一方 HER ではビーム電流 280 mA、バンチ電流

0.36 mA (1/789/6.12RF) の時、ビーム寿命はほとんど Touschek 寿命で決まっていた。

LER の ECE に関しては、前節で述べたように、Phase-1 における測定から TiN でコーティングされたアンテナチャンバーだけでは対策が不十分であることが判明した。Fig. 61 に示したように、Phase-1 では線電流密度が $0.2 \text{ mA bunch}^{-1} \text{ RF-bucket}^{-1}$ を超えるとビームサイズのブローアップが観測された。そのため、Phase-2 前に、追加の ECE 対策としてドリフト部の 86%近い部分に永久磁石ユニットを設置した。その結果、Fig. 61 からわかるように、線電流密度 $0.4 \text{ mA bunch}^{-1} \text{ RF-bucket}^{-1}$ を超えてもブローアップは観測されなかった。ドリフト部由来の結合バンチ不安定性のモードも観測されなかった[63]。圧力もビーム電流にほぼ比例して上昇した。線電流密度 $0.4 \text{ mA bunch}^{-1} \text{ RF-bucket}^{-1}$ は、1/1576/3.06RF では約 1.9 A に相当する。

Phase-1 でもう一つ問題となっていた、圧力バーストを伴うビームロスの頻度は、Fig. 65 からわかるように、Phase-2 では大きく減少した。これは Phase-1 に比べて運転ビーム電流が低いことが主な理由と考えられる。その他、Phase-2 ではバックグラウンド低減のためにビームコリメーターがより狭くなっており、ロスモニターによるビームアポートが早くなって、圧力バーストが小さくなっていることも一因と考えられる。筑波直線部のビームパイプに対して行ったノッカーの効果はまだ不明である。

QCS の冷却システムは、約 4 カ月間の問題なく連続稼働した。超伝導電磁石として問題になったのは、ビームによる 25 回の超伝導電磁石のクウェンチである。運転当初は、入射ビーム調整時にクウェンチが多発したが、この問題はビームコリメーターを閉め、QCS 部よりも小さな物理口径にすることでほとんど解決した。一方、蓄積中に起きるクウェンチは、何等かの原因により QCS 部でビームロスが発生するためと考えられた。この問題については、衝突点付近に設置されたビームロス測定器(Diamond sensor)をビームアポートシステムに取り込むことで、より感度よくビームロ

スを感じ素早くビームを捨てることが有効であった。6月後半からビーム電流を増大した際には、大きなビームロスが垂直型コリメーター部で発生し、コリメーターヘッドが損傷するという事象が発生した。同時に QCS もクウェンチした。この原因についてはまだはっきりとは解明されていないが、ビームとダスト粒子との衝突に起因するのではないかと推定されている。対策としては、コリメーターの増設(ビームのロスを分散させる)、超伝導電磁石クウェンチとビームとの関連を探るモニターの強化、ビームロスによるアポートシステムの高速度化が考えられた。しかし、後述するように Phase-3 でも同様の問題が生じた。

その他、常伝導の電磁石システム、常伝導/超伝導 RF システム、ビームモニターシステム等は順調に稼働した [64, 65]。RF システムでは、大電流で問題となる縦方向結合バンチ不安定性 (Longitudinal Coupled Bunch Instability, LCBI) に対して、新しい LCBI ダンパーが試験され、-1、-2、-3 モードを同時に抑制できることが実証された。

バックグラウンドのスタディーは精力的に進められ、シミュレーションでは説明できない部分もあるものの、Phase-3 に向けた崩壊点検出器 (VXD) 設置は予定通り行うことになった。

6.3. Phase-3 コミッショニング [11, 66]

Phase-2 を終えた後、MR の Belle II 測定器の最内層ピクセル崩壊点検出器(PXD)をほぼ完全導入し、SVD と合わせて崩壊点検出器(VXD)を完成する作業が行われ、2019年3月～6月にかけて Phase-3 の初期運転(2019 春季運転とここでは呼ぶ)を行った。Phase-3 の目的は、すべての検出器が揃った Belle II 測定器で本格的な物理実験を開始すること、そして加速器の調整、衝突調整を進め、高いルミノシティを目指すこと、である。2019 春季運転はその最初の運転期間となる。Fig. 72 に、2019 春季運転におけるビーム電流、ルミノシティ(L)、スペシフィックルミノシティ(L_{sp})および衝突点 β 関数の履歴を示す。Phase-3 からは本格的な物理実験が始まったので積分ルミノシティ(Int. L)も示している。

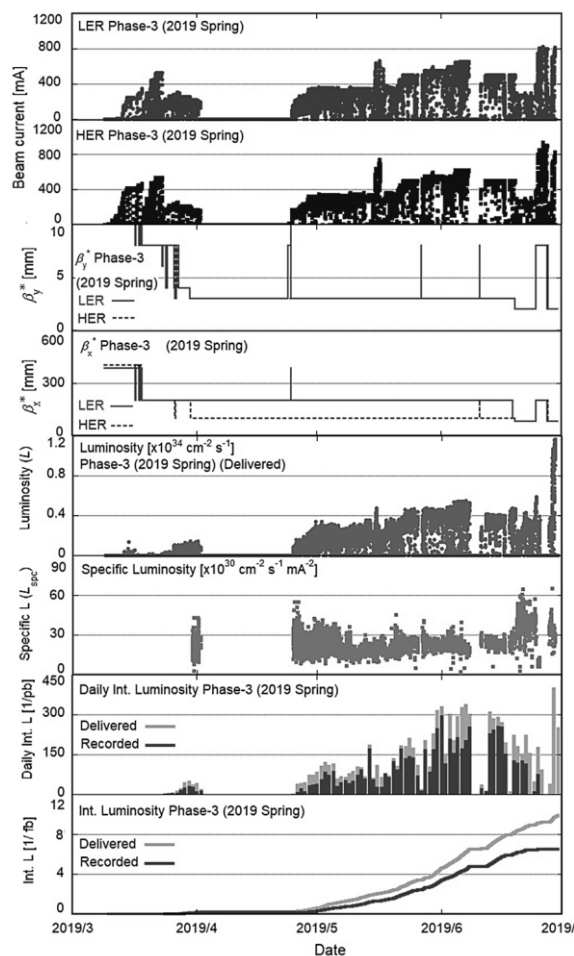


Fig. 72 Phase-3 2019 春季運転におけるビーム電流、ルミノシティ、スペシフィックルミノシティ、積分ルミノシティ、および衝突点 β 関数の履歴。

加速器側では、可動ビームコリメーターを5台衝突点の上流側に設置した。LERに水平型3台、垂直型1台、そしてHERに水平型1台である。特に、ビームガス散乱によるバックグラウンドを減らすために LER アーク部に垂直型コリメーターを設置した。

入射器では、4月3日に、入射器棟で火災が発生した。火災が発生した部屋は、SuperKEKB 用に使用している入射器とは離れた部屋であったが、火災時に発生した煤が多数のクライストロン用パルスモジュレータ電源内に入り込んでしまい、そのままでは使用不可能となった。懸命な復旧作業により、約3週間でその清掃作業や電源の立ち上げ等を終了することができた。ただし、入射器

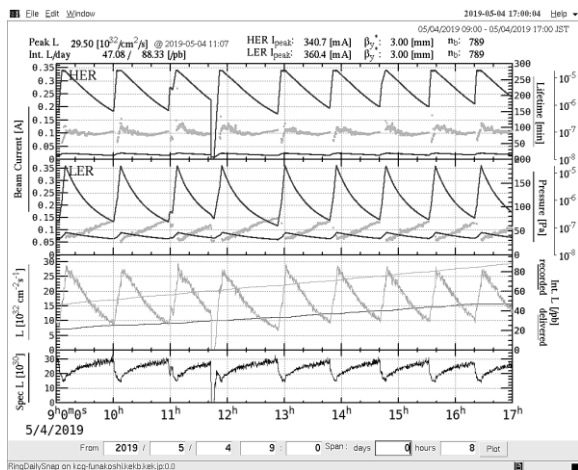


Fig. 73 通常モード(Normal injection mode)での物理実験の様子。

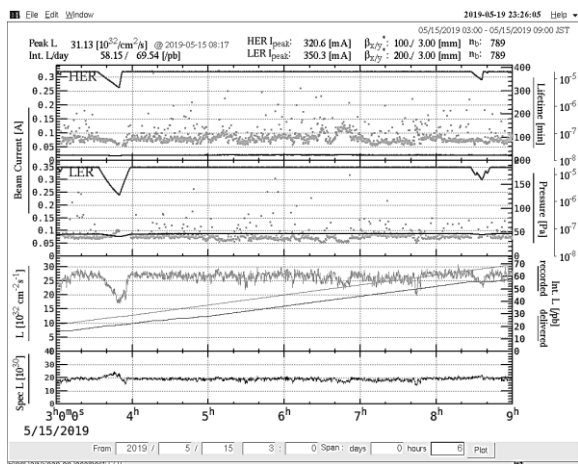


Fig. 74 連続入射モード(Continuous injection mode)での物理実験の様子。

のアーキ部の電磁石電源の修理は間に合わないため、この部分でのエネルギーを落として運転することにした。電磁石電源の交換など本格的な復旧が完了するのは2019年夏以降となる。

火災からの復旧後は入射器、DRは順調に稼働した。HERには光陰極RF電子銃から安定して電子ビームが供給された[67]。陽電子源も問題なく働いた。DRのクライストロン電源の故障が一時発生したが、夏季シャットダウン中に修理される予定である。

MRは、4月1日にPhase-2と同じ $\beta_y^* = 3 \text{ mm}$ の光学系を確立し、物理実験の準備を整えた。上記入射器火災の復旧作業の間は、主な電源を落とし待機状態とした。MRは4月25日、26日に運転

を再開し、その後物理実験や加速器スタディー、バックグラウンドスタディーを行った。

運転当初から入射ビームのBelle IIへのバックグラウンドが高いことが問題であったが、5月中旬に、ターン毎に測定できるBPMを使って、入射ビームのシンクロン振動やベータトロン振動を極力抑えるように入射パラメーター(入射位相、セプトラムでのキック角度、キッカー電圧、入射ビームの角度、等)を調整することにより、バックグラウンドを大きく低減することができた。また、ビームコリメーターの入念な調整によってもバックグラウンドを大幅に減らすことができた。

それまでの物理実験は、入射中はBelle II検出器の高電圧を下げ、入射後バックグラウンドが下がった後に高電圧を上げてビームが自然に減衰する時にデータを取る、いわゆる”通常モード(Normal Injection Mode、NIM)”での物理実験だった(Fig. 73)。しかし、上記バックグラウンド低減成功により、その後は入射のタイミング後数十~100 μs の間に検出器にマスクをかけることで、12.5 Hz入射中でもデータを取得できるようになった。そのため、数秒~数十秒毎にビームを連続的に入射し、ほぼ一定のビーム電流で物理実験を行う”連続入射モード(Continuous Injection Mode、CIM、放射光リングではトップアップ入射とも呼ばれる)での物理実験を行えるようになった(Fig. 74)。CIMでは、陽電子と電子はLERとHERにパルス毎に入射される。このモードの導入

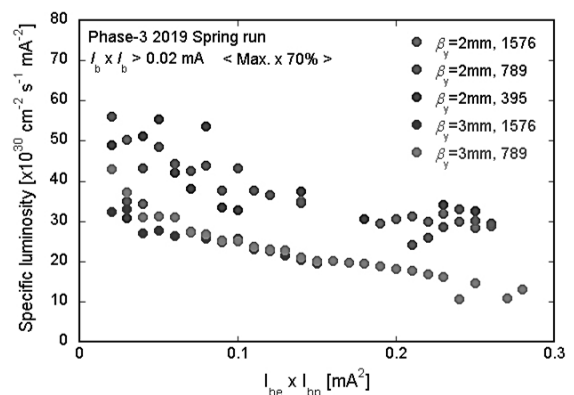


Fig. 75 LERとHERのバンチ電流の積に対するスペシフィックルミノシティの変化。

によりデータ取得効率が各段に向上し、積分ルミノシティーの増大に繋がった。

Fig. 72 に示すように、6 月末までは $\beta_y^* = 3 \text{ mm}$ で物理実験や各種スタディーを行った。ルミノシティーは衝突調整が進み、また電流を増やすにつれて徐々に高くなり、積分ルミノシティーも増えた。このパラメーターでの最大電流は LER、HER でそれぞれ 660 mA、620 mA で、最高ルミノシティーは $5.5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった(1/1576/3.06RF)。ただし、Phase-2 と同様バンチ電流積とともに L_{sp} は減少した。これは、先にも述べたように、バンチ電流積と共にいわゆるビーム・ビーム効果によってビームサイズが増大するためである。

6 月後半からは、 $\beta_y^* = 2 \text{ mm}$ での光学系で物理実験が行われた。この値は衝突点 β 関数としては世界最小である。 $\beta_y^* = 2 \text{ mm}$ にしたことで、Fig. 75 に示すように L_{sp} は上昇した。バンチ電流積が 0.04 mA^2 と 0.06 mA^2 の間の時のスペシフィックルミノシティーの最大値からその 70% までの値の平均値を、Phase-2 での $\beta_y^* = 3 \text{ mm}$ までの結果と合わせて Fig. 70 に示している。 $\beta_y^* = 2 \text{ mm}$ でも、 $1/\beta_y^*$ に比例した値となっており、“ナノビームスキーム”での衝突が実現されていることがわかる。

6 月末には、 $\beta_y^* = 2 \text{ mm}$ でビーム電流を上げ、LER 820 mA、HER 830 mA にて、最大ピークルミノシティー $1.23 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を記録した。ただし、バックグラウンドが高かったため、測定器の高電圧はオフであり、物理実験は行っていない。Fig. 76 は、 $\beta_y^* = 2 \text{ mm}$ および 3 mm で 1576、789、

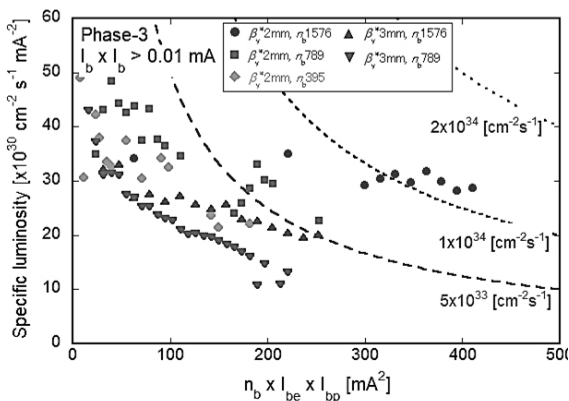


Fig. 76 様々な β_y^* とバンチ数での、バンチ数×バンチ電流積に対するスペシフィックルミノシティーの変化。

390 バンチでのバンチ数と LER と HER のバンチ電流の積に対する L_{sp} を示している。また、幾つかのルミノシティーの等高線も示している。 $\beta_y^* = 2 \text{ mm}$ にしてバンチ数を増やすことで高いルミノシティーを実現したことがわかる。

バックグラウンドについては、先に述べたように大きな改善が見られたものの、電流を上げるにつれて幾つか問題が判明した。

一つ目は LER の蓄積ビームからくるバックグラウンドである。これは、ビームスタディーの結果、LER のビーム-ガス散乱によるものが主であると分かった。ビーム寿命は Toushek 効果で主に決まっているが、Belle II へのバックグラウンドのほとんどはビーム-ガス散乱によるものであった。ビームを上げていると、バックグラウンドのベースがビーム電流の 2 乗に比例して上昇し、入射時のバックグラウンドの余地を狭めてしまい、LER の蓄積ビーム電流を制限した。MR の平均圧力は Fig. 60 に示すように、Phase-1、Phase-2 に引き続き順調に下がっている。ただし、まだ HER ほど圧力は下がっていない。また、先に述べたように、今回衝突点の上流側にコリメーターを新規設置したが、その部分の圧力がまだ悪く、その影響も大きいと考えられる。

さらに、今回垂直型コリメーターを導入したが、LER では未だ 2 台であり、HER の 9 台よりまだ少ない。これも原因の一つと考えられる。一方で、現状の圧力に対して実際の Belle II のバックグラウンドは当初予想より高い。これは、今の光学系ではコリメーターの設置場所が最適化されていないため、とも考えられるが、引き続き検討が必要である。

二つ目のバックグラウンドの問題は、入射のタイミングで観測されるバースト状のバックグラウンドである。バーストによってコリメーター部や衝突点でビームロスが観測され、ビームポートや検出器のトリップが引き起こされる。原因は調査中であるが、時折同時刻に BT ラインで通常とは違う位置やエネルギーでバンチが通ることが観測されていて、これが一つの原因とも考えられるが、すべての事象は説明できない。

バースト状のバックグラウンドは、ビーム蓄積中にも観測される。原因はビームとダストとの衝突ではないかと推定されている。やはりビームアポートや検出器のトリップの原因となった。

もう一つの問題は、特に HER において、安定した入射条件を長期間維持できないことである。数時間の間に、バックグラウンドや、入射効率が徐々に悪化することが見られた。悪化した際には、セプタムのキック角度や入射ビームの垂直方向角度などの入射パラメーターを僅かに変えたり、入射器、BT ラインのビーム軌道を微調したりすることで改善する。入射条件の変化は気温と関係するという指摘もある。

高電流で安定に走るための課題としては、ビームロスとそれに伴う QCS クウェンチの問題がある。ビームに起因する QCS クウェンチは、Phase-1 に比べると大きく減少した。それは、コリメーター部の物理口径を QCS のそれより小さく調整したこと、および、Belle II のロスモニターを使った早いアポートシステムの整備が有効だったと考えられる。2019 春季運転中に、クウェンチは 6 回発生した。3 回は QCS の電源に関するものであった。これについては、電源の修理を行うとともに、電源不具合発生直後にビームアポートをトリガーすることが解決すると思われる。

残り 3 件は非常に早い事象で、ビームロスが観測され始めてから 30~40 μs (3~4 ターン) でビームはアポートされたが、その間にビームは垂直型コリメーターのヘッドに衝突し損傷を与え、同時に QCS がクウェンチし、VXD に大きな被爆を与えた。1~2 ターンでビームが正規軌道から大きく逸れたか、急激にブローアップしたと推定される。前兆はほとんどなく、軌道変動もほとんど観測されなかったが、水平方向に少しずれが見えた。また、リングの他の場所で圧力のバーストが同時に観測された。これらのことから、ビームとダストとの衝突が原因ではないかと考えられているが、詳細な解析が必要である。ビームロスが確認されてから 30~40 μs でのビームアポートは、現状のビームアポートシステムでは最速のタイミングであり、これ以上アポートする時間を短くするの



Fig. 77 LER アーク部に新設された垂直型ビームコリメーター。

は難しい。ビームロスモニターをアポートキッカーシステム近くにして信号の転送時間を短くする、リングに蓄積しているバンチトレインを細切れにしてアポートギャップ(ビームを安全にアポートするためのトレイン間ギャップ)を複数にする、等が提案されている。測定器側でも検出器の被爆を低減する方法が検討されている。

常伝導/超伝導 RF システムは、2019 春季運転中でも大きな問題もなく順調に稼働した。MR の常伝導 ARES 空洞や DR の空洞のトリップ率は低かった。Phase-2 で導入されたデジタル LLRF コントロールシステムは、Phase-3 で本格的に導入され想定通り働いている。

ビームモニターシステムも順調に稼働した。Gated turn by turn (GTBT) モニターは光学系パラメーターの測定に有効であることが示された。バンチ毎フィードバックも安定にビーム蓄積に貢献した。早い衝突点軌道フィードバックシステムの準備も整いつつある。

電磁石システムでは、老朽化に伴う冷却水漏れが見られたものの問題無く稼働した。衝突調整用に、衝突点部にある既存のスキュー6 極電磁石の巻き線を増やし強度を上げ調整範囲を約 2 倍に増やした。KEKB 時に用いていた HER のスキュー6 極も復活させた。

ビームコリメーターは Belle II のバックグラウンド低減に有効に働いた。特に水平型ビームコリメーターは Toushek 効果に起因するバックグラウンド低減に効いた。一方、垂直型ビームコリメータ

ーはビーム-ガス散乱に起因するバックグラウンドに効いた。アーク部に設置した垂直型コリメーターを Fig. 77 に示す。ただし、前述したように、運転中に衝突点に近い垂直型コリメーターヘッドにビームがあたり大きな損傷を受けた。損傷に対する対策はなかなか難しいが、ヘッドの長さを短くする、あるいは材質を変更する、コリメーターを増やしてビームが分散して当たるようにする等の対策が検討されている。

ECE に関しては、Phase-1、Phase-2 と同様、バンチ間隔を変えてビームサイズ、不安定性モードの測定を行った。Phase-3 開始前には、ドリフト部の約 91% に永久磁石等でビーム方向磁場を加えた。今回は 2 RF バケット間隔時に線電流密度 $0.53 \text{ mA bunch}^{-1} \text{ RF-bucket}^{-1}$ まで測定した。結果は Fig. 61 に示しているようにビームサイズの増大は見られなかった。また、不安定性も観測されなかった。永久磁石が有効に働いていると考えられる。線電流密度 $0.53 \text{ mA bunch}^{-1} \text{ RF-bucket}^{-1}$ は、 $1/1576/3.06\text{RF}$ では 2.6 A に相当する。

2019 春季運転は 7 月 1 日に終了し、夏季長期シャットダウンに入った。このシャットダウン中に、入射器では春の火災からの復旧作業を終わらせる予定である。また、MR では、発熱が見られていた衝突点部ベロズチェンバー交換(内部検査により RF シールドフィンガーが外れていることが分かった)、衝突点部 BPM のケーブル交換、キッカー用セラミックチェンバーの設置、その他各種のメンテナンス作業が行われる。LER のバックグラウンドに関しては Phase-2 前に設置したコリメーターの現場ベークキングを試すことになっている。また、急激なビームロスに関しては、ビームアポートシステムの高速化を図る予定である。ビームとダスト粒子との衝突に関してはリング内の偏向電磁石用ビームパイプにノッカーで衝撃を与えることにしている。

次期、2029 秋季運転は 10 月 15 日開始を予定している。秋季運転では、さらに衝突点 β を絞り、高いルミノシティを、そして同時に安定した運転を目指して、調整を続けていく予定である。

7. まとめ

SuperKEKB 加速器は、いよいよ Phase-3 の段階を迎え、本格物理実験が始まった。2019 春季運転において、実用加速器において”ナノビーム衝突スキーム”がバンチ長よりもはるかに小さい $\beta_y^* = 2 \text{ mm}$ でも成り立つことを示したのは世界初のことであり、今後の運転への大きな一歩となった。また、Belle II 測定器でデータは取れなかったものの、最大ルミノシティ $1.23 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を記録した。最大ルミノシティが $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を超えたのは Belle II を設置してから約 220 日目であり、KEKB 時の約 1/5 という早い立ち上がりである。KEKB 等これまでの KEK の加速器の経験が生かされた結果であり、また KEK 内外からの多くの協力の賜物といえる。

しかし、それと同時にこれからのより大きなビーム電流、高いルミノシティの運転に向け数々の課題も見つかっている。主要な課題を下記に挙げる。

- (1) 入射ビームのエミッタンス低減。今後 β_y^* を絞っていった時に入射バックグラウンドの原因となりうる。同時に、バンチの電荷量を増やすことも重要である。
- (2) 入射ビームや蓄積ビームからくるバックグラウンドの低減。バックグラウンドの発生原因を解明し、適切に対応する必要がある。特に LER について、蓄積ビームからのバックグラウンドを減らすためにはビームコリメーターの増設が必要となろう。
- (3) 高バンチ電流でのビーム・ビーム効果によるビームサイズ増大現象の解明と対策。衝突点での非線形光学系の影響と推定されているがさらに入念な調査が必要である。必要であれば、クラブウェスト衝突方式の採用も視野に入れる。
- (4) 急激なビームロスによる QCS クウェンチやコリメーター損傷等の問題への対策。ビーム電流を高め、かつ安定な運転を行うためには必須である。急激なビームロスメカニズムの解明が必要である。

この加速器がこれまでになくチャレンジングで、難しいマシンであることは重々承知している。それでも、加速器および Belle II に携わるすべての研究者は、数々の課題を必ず解決できると信じて日々奮闘している。ここで得られた様々な情報は、将来の高エネルギー加速器にとって非常に貴重な資産となる。今後の SuperKEKB 加速器の活躍にぜひ期待していただきたい。

参考文献

- [1] SuperKEKB Home Page, <http://www-superkekb.kek.jp/index.html>.
- [2] Belle II Home page, <https://www.belle2.org/>.
- [3] K. Akai, *et al.*, “SuperKEKB collider,” *NIM-PR, A* 907, p. 188, 2018.
- [4] Y. Ohnishi, *et al.*, “Accelerator design at SuperKEKB,” *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2013, p. 03A011, 2013.
- [5] T. Abe, *et al.*, “Achievements of KEKB,” *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2013, p. 03A001, 2013.
- [6] T. Abe, *et al.*, “Commissioning of KEKB,” *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2013, p. 03A010, 2013.
- [7] 船越義裕, *et al.*, “SuperKEKB のフェーズ 1 のビームコミッショニング,” in *Proceedings of the 13th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, Chiba, August 2016, pp. 24-28.
- [8] 船越義裕, “SuperKEKB 始動!,” *加速器*, 13, p. 91, 2016.
- [9] Y. Ohnishi, *et al.*, “REPORT ON SuperKEKB PHASE 2 COMMISSIONING,” in *Proceedings of IPAC2018*, Vancouver, April-May 2018, pp. 286-289.
- [10] 特集「本格始動！ SuperKEKB 加速器」, *加速器*, 15, p. 213, 2018.
- [11] A. Morita, “STATUS OF EARLY SUPERKEKB PHASE-3 COMMISSIONING,” in *Proceedings of IPAC2019*, Melbourne, May 2019, pp. 2255-2257.
- [12] 神谷幸秀, “加速器の原理 -シンクロトロンおよびストレージリング-,” OHO’84 テキスト, II, 1984.
- [13] 吉田光宏, “電子・陽電子源,” OHO’14 テキスト, IV, 2014.
- [14] 紙谷琢哉, “陽電子源,” OHO’07 テキスト, IV, 2007.
- [15] 阿部哲郎, “高周波加速入門,” OHO’04 テキスト, II, 2004.
- [16] 加古永治, “超伝導空洞の基礎,” OHO’14 テキスト, V, 2014.
- [17] 中山久義, “ビーム輸送の基礎ービーム光学と電磁石の基礎,” OHO’09 テキスト, II, 2009.
- [18] 中村衆, “磁石と真空 1: 電源と電磁石,” OHO’10 テキスト, X, 2010.
- [19] 池田仁美, “放射光とビーム計測,” OHO’04 テキスト, VII, 2004.

- [20] 金澤健一, “真空,” OHO’09 テキスト, V, 2009.
- [21] 柴田恭, “加速器のための超高真空,” OHO’04 テキスト, III, 2004.
- [22] 中村典雄, “ビーム寿命,” OHO’91 テキスト, IV, 1991.
- [23] 陳栄浩, 菖蒲田義博, “ウェイク場, インピーダンスとロスファクター,” OHO’11 テキスト, III, 2011.
- [24] 飛山真理, “電子加速器のビームモニター概要～電氣的モニター～,” OHO’08 テキスト, IIX, 2008.
- [25] 島田太平, “ビームトランスポートシステム (I),” OHO’01 テキスト, XI, 2001.
- [26] 中山久義, “ビーム輸送の基礎—ビーム光学と電磁石の基礎,” OHO’09 テキスト, II, 2009.
- [27] 高木宏之, *et al.*, “電子蓄積リングにおけるパルス多極電磁石を使ったビーム入射,” 加速器, 8, p. 218-227, 2011.
- [28] 山田秀衛, “制御 (1) - J-PARC 加速器と分散制御システム -,” OHO’18 テキスト, IX, 2018.
- [29] 佐藤政則, “加速器制御入門,” OHO’04 テキスト, IV, 2004.
- [30] 山本風海, “ビームモニター 3: ビームロスモニター,” OHO’10 テキスト, VII, 2010.
- [31] 大西幸喜, “加速器の基礎とダンピングリング,” OHO’6 テキスト, III, 2006.
- [32] 横谷馨, “加速器ビーム力学の基礎,” <http://lcdev.kek.jp/~yokoya/Todai/2Dynamics.pdf>.
- [33] 原徹, “線形加速器のビーム光学系とバンチ圧縮,” OHO’13 テキスト, IV, 2013.
- [34] 大見和史, “低エミッタンスリングのラティス,” OHO’91 テキスト, II, 1991.
- [35] 大見和史, “ビーム不安定性—電子雲、イオン、CSR,” OHO’11 テキスト, III, 2011.
- [36] 家入孝夫, “KEKB のビーム不安定性,” OHO’00 テキスト, VI, 2000.
- [37] M. Satoh, *et al.*, “COMMISSIONING STATUS AND PLAN OF SUPERKEKB INJECTOR LINAC,” in *Proceedings of IPAC2015*, Richmond, May 2015, pp. 2013-2015.
- [38] M. Kikuchi, *et al.*, “Design of Positron Damping Ring for Super-KEKB,” in *Proceedings of IPAC2010*, Kyoto, May 2010, pp. 1641-1643.
- [39] M. Kikuchi, *et al.*, “Beam-transport system of KEKB,” *NIM-PR*, A 499, p. 8, 2003.
- [40] M. Masuzawa, *et al.*, “SuperKEKB MAIN RING MAGNET SYSTEM,” in *Proceedings of IPAC2016*, May 2016, pp. 3778-3781.
- [41] 大木俊征, *et al.*, “SuperKEKB 電磁石電源 —高安定度電源の開発—,” *J. Cryo. Super. Soc. Jpn.*, 53, p. 146, 2018.
- [42] T. Kageyama, *et al.*, “ARES CAVITY SYSTEM FOR SuperKEKB,” in *Proceedings of the 8th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, Tsukuba, August 2011, pp. 1245-1249.
- [43] Y. Suetsugu, *et al.*, “Design and construction of the SuperKEKB vacuum system,” *J. Vac. Sci. Technol.*, A 30, p. 031602, 2012.
- [44] T. Ishibashi, *et al.*, “LOW IMPEDANCE MOVABLE COLLIMATORS FOR SUPERKEKB,” in *Proceedings of IPAC2017*, Copenhagen, May 2017, pp. 2029-2032.
- [45] M. Arinaga, *et al.*, “BEAM INSTRUMENTATION FOR THE SUPERKEKB RINGS,” in *Proceedings of IBIC2012*, Tsukuba, October 2012, pp. 6-10.
- [46] 船越義裕, “SuperKEKB のマシンパラメータ～ナノビーム方式と低エミッタンス,” OHO’11 テキスト, I, 2011.
- [47] P. Raimondi, “Introduction to Super B-Accelerators,” *Presented in 2nd SuperB Workshop*, Frascati, March 16-18, 2006.
- [48] M. Tawada, *et al.*, “DESIGN STUDY OF FINAL FOCUSING SUPERCONDUCTING MAGNETS FOR THE SUPERKEKB,” in *Proceedings of IPAC2011*, San Sebastián, September 2011, pp. 2457-2459.
- [49] N. Ohuchi, *et al.*, “FINAL-FOCUS SUPERCONDUCTING MAGNETS FOR SUPERKEKB,” in *Proceedings of IPAC2018*, Vancouver, April–May 2018, pp. 1215-1219.
- [50] Y. Suetsugu, *et al.*, “Results and problems in the construction phase of the SuperKEKB vacuum system,” *J. Vac. Sci. Technol.*, A 34, p. 021605, 2016.
- [51] 紙谷琢哉, *et al.*, “SuperKEKB フェーズ 1 における入射器とリングの現状,” in *Proceedings of the 13th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, Chiba, August 2016, pp. 4-8.
- [52] M. Satoh, *et al.*, “COMMISSIONING STATUS OF SuperKEKB INJECTOR LINAC,” in *Proceedings of IPAC2016*, Busan, May 2016, pp. 4152-4154.

- [53] Y. Suetsugu, *et al.*, “First commissioning of the SuperKEKB vacuum system,” *Phys. Rev. Acc. Beams*, 19, p. 121001, 2016.
- [54] M. Tobiyama, *et al.*, “BEAM COMMISSIONING OF SuperKEKB RINGS AT PHASE 1,” in *Proceedings of IBIC2016*, Barcelona, September 2016, pp. 6-10.
- [55] M. Masuzawa, *et al.*, “COMMISSIONING STATUS OF SuperKEKB MAIN RING MAGNET SYSTEM,” in *Proceedings of IPAC2017*, Copenhagen, May 2017, pp. 2933-2035.
- [56] Y. Ohnishi, *et al.*, “OPTICS MEASUREMENTS AND CORRECTIONS AT THE EARLY COMMISSIONING OF SuperKEKB,” in *Proceedings of IPAC2016*, Busan, May 2016, pp. 3782-3784.
- [57] K. Furukawa, *et al.*, “REJUVENATION OF 7-GeV SuperKEKB INJECTOR LINAC,” in *Proceedings of IPAC2018*, Vancouver, April 2018, pp. 300-303.
- [58] K. Shibata, *et al.*, “FIRST COMMISSIONING OF VACUUM SYSTEM OF POSITRON DAMPING RING FOR SuperKEKB,” in *Proceedings of IPAC2018*, Vancouver, April-May 2018, pp. 2826-2829.
- [59] T. Kobayashi, *et al.*, “LLRF CONTROL AND MASTER OSCILLATOR SYSTEM FOR DAMPING RING AT SuperKEKB,” in *Proceedings of IPAC2018*, Vancouver, April-May 2018, pp. 2137-2139.
- [60] M. Tawada, *et al.*, “DEVELOPMENT OF INJECTION AND EXTRACTION KICKERS FOR SUPERKEKB DAMPING RING,” in *Proceedings of IPAC2019*, Melbourne, May 2019, pp. 3890-3892.
- [61] 池田仁美, *et al.*, “SuperKEKB Phase-II でのダンピングリングビームモニターシステムの運転,” in *Proceedings of the 15th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, Nagaoka, August 2018, pp. 554-557.
- [62] H. Sugimoto, *et al.*, “OPTICS MEASUREMENTS AT SUPERKEKB USING BEAM BASED CALIBRATION FOR BPM AND BBA,” in *Proceedings of IPAC2019*, Melbourne, May 2019, pp. 1198-1202.
- [63] Y. Suetsugu, *et al.*, “Mitigating the electron cloud effect in the SuperKEKB positron ring,” *Phys. Rev. Acc. Beams*, 22, p. 023201, 2019.
- [64] M. Tobiyama, *et al.*, “BEAM COMMISSIONING OF SuperKEKB RINGS AT PHASE-2,” in *Proceedings of IBIC2018*, Shanghai, September 2018, pp. 6-12.
- [65] K. Watanabe, *et al.*, “CURRENT STATUS OF THE HIGH-POWER RF SYSTEMS DURING PHASE 2 OPERATION IN SuperKEKB,” in *Proceedings of IPAC2019*, Melbourne, May 2019, pp. 619-621.
- [66] Y. Ohnishi, *et al.*, “SuperKEKB フェーズ3 コミッショニング,” in *Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, Kyoto, August 2019, FSPH008.
- [67] R. Zhang, *et al.*, “HYBRID Yb/Nd LASER SYSTEM FOR RF GUN IN SuperKEKB PHASE II AND PHASE III COMMISSIONING,” in *Proceedings of IPAC2019*, Melbourne, May 2019, pp. 3663-3666.