

第1章 序文

1.1 形而上学への危険な誘い

釈迦牟尼は世界の始まり、終わり、この世の果てなどを問う民衆やバラモン教徒などとの論争において、黙して語らなかった。何故なにも答えないのかと問われれば、そのような疑問を問うことの無意味さを説いている。この問答において、彼は形而上学的命題を追求することの無意味さを主張した、と解釈されている [1]。形而上学とは、現実の奥に潜み、現実を支えるもの、あるいはそれに対する学問的研究である。

アリストテレスは一連の *physika* (ギリシャ語で自然学、物理学の語源) と呼ばれる著作の後をうけるものとして、“*ta meta ta physika*” (自然学に続くもの) として形而上学を位置付けた。*metaphysics* の語源はこのアリストテレスの著作名にある。釈迦牟尼の唱えたことは、この世で生きるうえで、大切なものは *meta-physics* (形而上学) ではなく、*physics* (自然学) なのである、と解釈できる。問うても、問わなくても、この世は存在している。その存在を対象とするものが *physics* であり、何故この世は存在しているのかを問うのが形而上学である。その語源からもわかるように、現代の物理学は「自然学」の末裔なのである。

しかし現代の物理をめぐるとはそう単純ではない。ジョン・ホーガンは著書「科学の終焉」のなかで、科学全体が「収穫逡減」の状況にあり、そのなかで限りなく形而上学に近い「皮肉の科学」が確信犯的に蔓延している、と指摘している [2]。ジョン・ホーガンの言うことが的を得ているのかどうか、判断する力量は私にはないし、全面的に賛同するつもりもない。しかしむやみに人類の夢であるとか、絶対的真理、科学的本質など、科学的に証明しようのない超科学的あるいは超自然的概念を振り回す「皮肉の科学」に対する批判には同意しよう。現代科学はややもすると神秘主義へとおちこむ危険を常にはらむ。

全体論 (*holism*) とは、全体は部分の総和ではなく、全体は部分の総和以上のものである、とする哲学概念である。全体論の対立概念は分析論、あるいは分析主義で

ある。本来は科学=分析主義ではなく、分析主義は科学における思考あるいは手法のうちのひとつに過ぎない。しかし科学は歴史的に分析主義を「武器」として発展してきたので、科学=分析主義という通念は根強い。ガリレオやニュートンが分析主義的手法により大成功を収めたのは事実ではあるが、それが科学という営みを定義するというのは後件肯定の誤謬の典型である。

さらにこの分析主義をつきつめてゆけば、そのものを構成する要素の振る舞いを理解すれば、全てのものが理解できるという要素還元主義、俗にいう物理帝国主義へと発展する。しかしそのような考えは完全な時代錯誤である。科学の営みを「世界を理解するための実証主義的な営み」と定義するならば、分析主義の限界はあきらかである。

その例をウイーンサークルの試みにみることができる。ウイーンサークルはカントを「形而上学的である」と批判し、先験的な命題を排除し、経験を基礎とした科学的世界観を提唱した。ラッセルの記号論理学とヴィトゲンシュタインの論理実証主義を基盤とし、世界の一元的理解、すなわち「論理的世界把握」を提唱した [3]。この運動が「ユダヤ的である」とナチス等から迫害され、活動が実質的に困難となったことも破綻の要因ではあるが、対象が複雑すぎたことが最大の要因であろう。一般的に分析的理解を積み重ねることによる世の中の理解は非常に困難であり、複雑な対象では原理的に不可能である。

科学の形而上学への接近の危機と分析主義の限界から見えてくるものは、実践としての物理学あるいは科学のあり方である。物理学 (あるいは自然) に何らかの原理や本質が備わっていると考える本質論、あるいは物理原理主義は、それらを教義とする宗教とほとんど区別がつかない。そのように見るとしても、それは証明されない限り作業仮説にすぎず、それを前提として「自然の偉大さ」などを語るのは神の偉大さを語ることと同じである。科学的である者は、そのような思想と決別せざるを得ない。つまり、科学者は科学原理主義を否定せざるを得ない。

もちろんおおよそ科学的とはいえないが、科学が宗教の一種である、とする立場も中性スコラ哲学をひくまでもなくありえるだろう。米国等における、進化論と神学との融和を保とうとする「知的プログラム仮説」などはその典型であろう。そのような誘導的な立場については、私の「好みでない」し、かかわりたくない。生物が神の創造物であろうが、自然発生したものであろうが、隕石で飛んできたものであろうが、現に生物は存在して

いる。

正直に専門分化した現代的科学¹の現状を眺めてみれば、素粒子には素粒子の、有機化学には有機化学の、生科学には生科学の、生理学には生理学の、各々の理解の枠組があるということがわかるはずだ。すなわち極論すれば科学とは自然のモデル化とその実証主義的検証作業の連続である。科学が言及するのは科学の仮定するモデルであり、自然そのものではない。二十世紀の科学論を支配した T. Kuhn のパラダイム論 [4] とは、科学の描く世界観が自然そのものではなく、そのモデルである、とすることと同値ともいえる。

科学は以上のように、それに心酔し、絶対視することにより、形而上学へと転化する危険を常にはらんでいる。すなわち、科学にいれこむことにより、科学的な価値観とは対極にある形而上学、さらには神学、宗教へと変質してしまう危険と常に隣合わせなのだ。

1.2 加速器科学

では現代において、加速器科学というものをどのように考えればよいだろうか。またどうあるべきなのか考えてみよう。

粒子加速器は科学研究、そして現在では工業的利用など、何らかの目的のために粒子線を供給する装置である。そのためには要求仕様があり、その仕様を満たすために技術者は技術開発を含む技術的最適化を行い、仕様を満たす装置を完成させるのである。加速器、とりわけ最先端の加速器は総体として最新技術のカタマリであるといえる。技術指向の考えでは、その基盤には科学的成果が利用されているが、加速器自身は技術の集積物であり、科学ではない、という考えもありえよう。

他方で、すでに議論した現代の科学論の枠組みで加速器を捕らえれば、加速器を対象とした科学、という見方が可能である。本質論の「信者」からすれば、加速器を科学の対象とすることには大いに違和感があるだろう。加速器が利用する原理は「普遍」かつ「不変」なるもの（例えばローレンツ力）だが、そのデバイス（例えば電磁石）は人工物であり、それを対象とした科学研究はあり得ない、と主張するだろう。加速器は人間が作ったもので、物理学の要素である分子や原子は人間がつくったものではない。しかし違いはそれだけでしかない。私は神を信じないが、神を信じる人間ならば自然、すなわち原子や分子は神が作ったもので、それらは人工物よりも

崇高だというだろう。しかし科学者であるならば、加速器の部品よりも分子や原子のほうが崇高な存在であり、質的に異なるものである、と思うべきではないだろう。

一方でガリレオなどの歴史的な「科学者」によれば、その使命は神のつくった世界を理解することにある。しかし残念ながら科学は唯一絶対の体系ではなく、いつか否定されるかもしれないモデル [4] であることが二十世紀にはあきらかとなってしまった。コンデンサやトランジスタなどを要素として電子工学というモデルが成り立っていることと、原子や分子を要素として化学という「モデル」が成り立っていることは、宗教的な価値観をもたない者にとって同値なのだ。やはり加速器科学は空洞や電子銃や電磁石を要素として成り立つ科学的モデルである。

現実の加速器はより大型に、複雑になろうとしている。部品として単純なものでも、それが多数集まった場合にどのような振舞いをするのかを理解することは容易ではない。例えば、流体力学におけるナビエ=ストークス方程式の意味するところは単純であるが、実際に解はおろか、解の存在するかどうかさえも現代において証明されていない、難問の一つである。加速器においても、部品の特性を理解するだけでは、その全体としての動作が理解できなくなりつつある。すなわち分析論的アプローチ（それはそれで依然として重要ではあるが）だけでなく、全体論的なアプローチが必要である。おそらくここで言う加速器科学に最も近いディシプリンはシステムエンジニアリングであろう。システムエンジニアリング、すなわちコンポーネントの特性を理解し、そのコンポーネントから最適化したシステムを構築する手法としての加速器科学、という考えがこれからますます重要となることが考えられる。

粒子源というのはシステム全体からみれば非常に小さい部分である。しかしそのシステムに最適化した粒子源を考え、それを技術的に実現するのがシステム全体の性能を十分に発揮させるためには必要である。しかし粒子源というものは従来、あまり開発要素もなく、考慮の必要のない部分である、と考えられてきた。その理由は 50 年以上前に開発された熱電子銃が現在でも一般的な電子源として使われ続けている、という歴史的なものである。また、その反動として、先進的な粒子源である RF 電子銃や光電陰極など、システムコンセプトや最適化をまったく考えずに、ただ新しいデバイスを採用しさえすれば加速器の性能がよくなるかのような、デバイス偏重のシステム無視の誤った考えも根強い。

現在までに LC (Linear Collider) の多くのコンセプト、プロジェクトが提案され、各国、各研究所で推進され

¹実はこの「科学」という science の訳語も分化した諸学問という百科学から来ている。自然を支配する法則としての science に対応する言葉は日本語にはない。

てきた。時にはそのような競合的な関係がプロジェクトを活生化し、科学研究全体として大きな成果があがることもあるが、こと LC のような巨大プロジェクトにおいては世界の複数の国や研究所が競合して計画を進めることは資源制約の問題を考えれば現実的ではない。そこで ICFA (International Committee for Future Accelerator) のもとに組織された ITRP (International Technical Recommendation Panel) は LC の各プロジェクトを技術面から検討し、2004 年にまず基盤加速技術として超伝導を採用することを答申した [5]。ICFA はその答申を受け、超伝導技術を基盤とした世界統一のプロジェクト = ILC (International Linear Collider) を推進することを決定した。その加速器設計チームが GDE (Global Design Effort) であり、2005 年末にその基本設計を記述した Baseline Configuration Document [6] を策定した。

ILC, International Linear Collider, というのは巨大なシステムである。おおよその大きさは全長 40km を超えるというものである。大きさだけでなく、多くのコンポーネントからなり、それらが非常に高い精度で共働^{きょうどう}することで初めて十分な性能が発揮される。人体の例えでいうなら、臓器を寄せ集めただけではなく、それらが神経^{つな}で繋がりそして血液が通うことで、「生命」が与えられるのである。その働きを科学的に理解し、ひとつのシステムとして構築することが必ず必要である。要求仕様に各部を適合するよう作画的に構築していけばできあがる、というものではない。

ILC は GDE という非常に組織化された設計体制をつくり、概念設計を終え、コスト評価や技術設計へと進もうとしている。しかし組織化されているということは、競合的でないということの意味しない。GDE 内部では複数の検討部会（例えば筆者が関わった DR、電子源、陽電子源など）が組織され、その中では複数の方式が提案され、作業部会を重ね批判的な検討が成されてきた。その作業の結果が BCD [6] である。

本稿では粒子源、すなわち電子源と陽電子源について説明する。ILC における粒子源だけでなく、なるべく一般的な粒子源についても記述につとめた。電子銃においては引き出し電場の種類とカソードの種類そしてその組み合わせにより多くのコンセプトが可能である。その数ある粒子源のコンセプト、種類のなかから、システム最適化の結果、すなわち ILC システムの性能を最大に引出すものとして the ILC source のコンセプトが決まっているのである。その理由を理解できるよう、努めた。

陽電子については、単なるデバイスとしての陽電子源（陽電子を発生する物質）というものはすくなくとも加

速器の陽電子源としては、存在しない。必ず多くのデバイスやコンポーネントからなるシステムとしてしか成立しない。すなわち最初からシステムとしてコンセプト設計を行う必要がある。そこでは複数のシステムのトポロジー的な連結や、ビームハンドリングの整数論的考察など、複雑な条件を満たす必要があることが理解されよう。

ILC 陽電子源には三つのコンセプトが現在のところ提案されている。そのうちアンジュレーター方式がメインの方式として採用されている。しかしこの決定は現在のところ作業仮説である、と筆者は思っている。本当にこの方式が最適かどうかは現在進行形の課題である。そのような状況を考慮し、各々の方式の技術的な特徴とともに、システムとして考えた場合の特徴についても言及するようにつとめた。

本稿の電子源の部分は拙著「電子源」(高エネルギー加速器セミナー 2002) を大幅に加筆、訂正したものであることをお断りしておく。今読み返してみると単純な間違いから、理解不足による誤った記述など赤面を禁じ得ないが、今回の機会を得て大幅な改訂により、より正確な記述となったであろうことを願いたい。

第2章 電子源

2.1 電子源とは

電子源 (electron source) は電子線を利用する装置にはかならず必要なものである。真空管やブラウン管など民生用の製品から、本稿の主題である電子加速器などにそれを見出すことができる。加速器における電子源は通常電子銃 (electron gun) と呼ばれる。電子銃は電子加速器で加速される電子ビームを供給する装置である。

従来の電子加速器にはピアース型熱電子銃 (Pierce type thermionic gun) が多く用いられてきた。熱電子銃では高温に熱した熱陰極から発生する熱電子を電子源として用いる。熱陰極からの電子発生^{おつ}の制御はその時間スケールに限界があり、実質的にビームは連続的に発生する。従ってパルス状のビームを得るためには、陰極近傍にグリッド電極を設置して陰極との電位差を変えることによってビームの発生を制御するいわゆる三極管構造をとる。それでもグリッドによる制御では 1ns よりも短い時間幅のビームをつくることは困難である。

一方、ビームを高周波加速により均一なエネルギー加速するためには、加速高周波の周期よりも十分に短い時間幅にビームが集群^{しゅうぐん}されている必要がある。例えば 1.3GHz の加速周波数はその周期が 700ps であるので、1ns からビームの時間幅を大幅に低下させる必要がある。そのためバンチ形状 (ビームの時間構造) を整えて、集群させるためのバンチャー (Buncher) を設置してバンチ長を短くする。加速周波数と同じ周波数のものを Buncher、調和周波数を用いたものを Sub Harmonic Buncher, SHB と呼んでいる。グリッド制御を用いずに、連続的にビームを発生させ、PB (Pre Buncher) と呼ばれる RF 加速空洞で繰り返しを含む大まかなバンチ構造を作るという方法もある。

熱電子銃は以上のようにバンチャーなどの多くのコンポーネントを組み合わせることで加速可能なビームを生成している。しかしより細やかにビーム構造やその品質などを制御しようとする、従来型の熱電子銃の限界は明らかである。それでも今まで、あるいは現在でも熱電子銃が多く用いられている理由は、入射部の役割が「ある程度の品質のビームを安定的に供給する」

ことだったからである。

高エネルギー物理学の研究のための衝突型加速器 (collider) や物性研究などに用いられてきた放射光源 (Synchrotron radiation source) の両者ともにビーム蓄積リング型の加速器が用いられてきた。

電子ビームはリングを周回するとシンクロトロン放射により運動量を失うが、RF 空洞での再加速によりエネルギーを維持する。シンクロトロン放射では長手方向 (進行方向) のみならず横方向の運動量も失われるが、RF による再加速は長手方向のみであるので、ビームの横方向運動量はしだいに減少していく。この現象を放射減衰 (radiation damping) という。その一方、シンクロトロン放射は量子過程^{りょうし}なので、その運動量変化は非連続的に生じる。そのとき、電子は運動量の変化により、その運動量を持つビームが通るべき基準軌道とのずれ、すなわちベータトロン振動が突然発生してしまう。すなわちシンクロトロン放射を起こすたびに電子のベータトロン振幅が大きくなる。最終的には両者の効果が均衡した状態にビームは収束していくことになる。

均衡状態はリングの構成によって決定されるので、入射ビームの品質とリング内で得られるビーム品質には相関がない。横方向だけでなく、ビームの長手方向の分布にかんしても、リングの RF 周波数と電圧とリングの力学的構成により平衡分布が決定され、入射ビームには依存しない。極言すれば入射器の役割はリングへ一定の電流のビームを供給するだけであり、入射ビームの品質は入射効率を損なわない限りにおいて大きな問題とはならなかった。

しかし近年になり線形加速器への要求は「ある程度の質の電子ビーム」から、「より高品質の電子ビーム」へと変化してきている。それにともない電子銃が発生するビームの品質も厳しく吟味されるようになってきた。

高エネルギー (素粒子) 物理学においては素粒子の標準理論において唯一未発見のヒッグス粒子の発見と実験的研究が大きな課題となっている。またより高いエネルギースケールでの対称性 (超対称性による相互作用の大統一) にめどをつけるためにも 200GeV を越えるエネルギーにおける素粒子現象の研究が求められている。従来の円形衝突型加速器のエネルギー上昇にはシンクロトロン放射によるエネルギー損失が大きな問題となる。円形加速器一周あたりのシンクロトロン放射によるエネルギー損失は

$$U = 88.5 \times 10^{-6} \frac{E^4}{\rho}, \quad (2.1)$$

となる。ここで E はビームエネルギー (GeV)、 ρ は軌道

半径 (m) である。つまりエネルギーの四乗に比例してエネルギー損失が増大する。それを補うには空洞による加速勾配を増加させるか、軌道半径を大幅に増大させる必要がある。すでに重心エネルギー 200GeV による電子陽電子衝突を達成した CERN (欧州原子核共同研究機構) の LEP 加速器ではその周長は 27km に達し、必要な一周毎の再加速は既に 2.1GeV である。加速には最先端の超伝導加速空洞を用いており、大幅な増大は困難である。LEP をして「最後の円形衝突型高エネルギー加速器」と呼ばれる所以である。

LC では二つの相対する線形加速器で高エネルギー電子・陽電子ビームを生成・衝突させる。線型加速器には放射損失がないため、原理的に長さ按比例してエネルギーを増大できる。現在の計画では 30km から 50km の長さで重心エネルギー 500GeV から 1000GeV の達成を目指している。

LC の欠点は粒子が衝突点を一回しか通過しないことである。ほとんどの電子・陽電子は相手に衝突することなく素通りしてしまい、利用されずに無駄になってしまう。粒子あたりの反応確率は物理的に決ってしまうため、電子と陽電子の衝突の反応数は実質的に粒子がどの程度うまく衝突するかによって決る。これを数値的に表したものがルミノシティである。ルミノシティはビームのエミッタンス (ビームの位相空間に占める面積) に逆比例するために、ビームの有効利用のためにはいままででない非常にエミッタンスの小さいビームを作ることが必要になっている。実際には低エミッタンスのビームはリングへの短時間の貯蔵によって作られるが、扱うビームの量がいまままでの線型加速器とは桁が違うため、線型加速器からのビームを取りこぼすことなくリングに入射する必要がある。それには空間的にも運動量あるいはエネルギー的にも小さくまとまったビームを生成し加速しなければならない。

他方、現在ひろく用いられている第三世代と呼ばれる放射光施設は低エミッタンスビームに最適化した設計により、輝度の高い光の発生を目指したものである。しかし前述したようにリング内のビームは入射ビームの品質によらず飽和エミッタンスに落ち着く。しかしより大強度、短波長、そして干渉性のよい (光の位相のそろった) 光をもとめると、どうしても従来のリングでは達成できないエミッタンスが必要となってくる。ビームと放射光のレーザー発振によりけた違いに大きい強度の光を発生させる FEL (Free Electron Laser)、また究極の短波長・干渉性の高い光をめざす ERL (Energy Recovery Linac) [7] においてはいずれもビームの広がりを極めて

小さくしなければならない。リングでは得られない超低エミッタンスビームをつくるためにリニアックで低エミッタンスビームを生成し、そのビームを直接利用するという方法が考えられている。

例えば発生する放射光の輝度 B はビームエミッタンス $\varepsilon_{x,y}$ が回折限界より大きい領域、すなわち

$$\varepsilon_{x,y} \ll \frac{\lambda}{4\pi}, \quad (2.2)$$

においては

$$B \propto \frac{1}{\varepsilon_x \varepsilon_y}, \quad (2.3)$$

となる。ここで λ は放射光の波長である。従って高い輝度を得るにはエミッタンスを低下すればいい。エミッタンスが回折限界に近付いてくると輝度はビームではなく光自身のエミッタンスにより支配されるので、輝度は飽和してくる。従ってビームの立場からすれば、回折限界に相当するエミッタンスが目標となる。原子のスケールであるオングストロームの波長の光の回折限界に相当するエミッタンスは $0.1 \text{ nm} \cdot \text{rad}$ である。この幾何エミッタンスを 1GeV のビームエネルギーで実現しようと思えば、規格化エミッタンスは $0.2 \mu\text{m} \cdot \text{rad}$ となる。従ってこのエミッタンスが究極の高輝度光源実現に必要な値である。

さらに小型の電子加速器から超短パルスの電子ビームと物質を反応させ、レーザーとの同期により従来は見ることのできなかつた非常に短い時間スケールでの現象を探るパルスラジオリシス、非常にサイズの小さい電子ビームをもちいて従来では不可能であった極めて微細な加工をおこなう LIGA などビーム利用は広がりを見せている。いずれも従来の電子銃では不可能な短パルス、低エミッタンス、などの性能が必要である。電子銃もいまや電子を出すだけでなく、その品質が重要視されてきているのである。

それに呼応するように 1980 年代から新しい様々なタイプの電子銃の開発・研究が行われている。このように電子銃をとりまく歴史的状況は大きく変わろうとしている。本稿は以上の事情をふまえて、最初に電子銃をとりまく歴史的位相をおさえたうえで、電子発生の基礎と電子の取りだし方法、それらの組み合わせにより決まる電子銃コンセプトについて説明する。そして光電陰極型 DC 電子銃をベースとした ILC 電子銃についての概要とそのコンセプトが採用された理由について考察する。

2.2 電子銃の歴史

電子銃を電子を発生させるデバイスと定義するなら、そのはじめは電子の発見まで遡ることになる。

1883年に発明王として名高い T. A. Edison は電球のなかに電極板を挿入し、これをフィラメントに対して電位を高くすると電流が流れることを発見した。(Edison effect)。1899年に J. J. Thomson は陰極から放出される熱電子がその電流の担い手であることを明らかにした。そして O. W. Richardson によって熱電子の放出機構が理論的に解明されるに至った。

20世紀に入るとこの熱電子放出現象を利用した二極管、三極管などの真空管デバイスが次々と発明され、通信機器、増幅器として幅広く用いられた。その後半導体デバイスの出現により主役の地位を譲り渡したものの、クライストロンに代表される高周波、大電力デバイスとしては現在もなお使用されている。

発生する電子を直接利用するデバイスとしては電子を蛍光面にあてて光点をつくり、表示装置として用いるブラウン管が K. F. Braun により 1897年に考案されている。その後測定器、レーダー、テレビ受像器、CRT モニターなどに利用されて今日に至っている。

光陰極の原理となる光電効果は 1887年に H. Hertz によって発見されている。また真空放電から発生する陰極線を J.J. Thomson がその正体を電子線であると 1897年に解明している。電子の発生現象とその原理の解明は 19世紀末から 20世紀初頭にかけて行われた。

現在加速器でもちいられている電子源はその多くが三極構造を持つ熱電子銃である。そのルーツは 1940年前後に A. R. B. Wehnelt が考案した電子銃にある。彼は空間電荷制限領域において平行な電子ビームをえるための二極構造の電子銃を提案した。このタイプの電子銃は J. R. Pierce によって技術的に確立されたため通常 Pierce 型電子銃とよばれる。初案者である Wehnelt は電場を整形するための Wehnelt 電極にその名をとどめている。

1940年代から 50年代にかけて建設されたベータトロンやマイクロトロンなどの黎明期の電子加速器においては空間的制約からタングステンなどのフィラメントを筒状の容器に装着したものが電子源として用いられた。筒を低い電位に保つことでフィラメントから発生した電子を筒口から引き出すものであった。

1930年代より研究が続けられてきた電子線形加速器がスタンフォードで 1962年より建設が開始され、1966年に運転を開始している。この線形加速器は電子銃には Pierce 型、高周波源としてクライストロンを使用し、

加速構造として進行波加速管しんこうはを採用している。その構成は現在まで電子線形加速器のスタンダードとされているものである。この加速器が核子のクォーク・パートンモデルの実験的裏付けとなった電子・核子深非弾性散乱実験しんひだんせいさんらん、素粒子の標準模型の確立に大きな寄与をした τ 、そして J/ψ 粒子の発見、さらには Z_0 共鳴における標準理論の精密検証、そして B 中間子における CP 非保存の研究など、多くの成果をあげて、かつ現在でも一線級の活躍をしているのは、加速器の技術の確かさと先見性によるものである。

1970年代には半導体陰極に偏極光を照射し光電効果によって偏極電子を得る偏極電子銃の開発などが開始され、1970年代後半には実用化されるにいたった。それにより核子のスピン構造関数の研究、 Z_0 共鳴状態における Weinberg 角の精密測定など素粒子・ハドロン物理の大きな成果が得られている。そして熱電子銃は電子銃の主役の位置に座り続け、より大電流・長寿命の熱陰極材料の開発、電極形状の最適化など Pierce 型熱電子銃の性能向上をめざした努力が積み重ねられていった。

しかし 1980年代に入り、電子銃に対する要求が高くなるにつれて Pierce 型電子銃の限界も指摘されるようになった。将来の放射光源とされる Free Electron Laser、FEL や Energy Recovery Linac、ERL においては極めて平行度が高くサイズも小さいビームが必要とされる。そのようなビーム生成を目指し高周波空洞内に陰極を取り付け、発生した電子が広がらないうちにすみやかに相対論的運動量まで加速するという RF 電子銃のアイデアが提唱され開発研究が行われた。RF 電子銃は電子発生にレーザー光による光電効果を用いる光陰極型、熱電子放出を用いる熱電子型を含め 1990年代には実用化された。より大電流・高品質ビームをえるための開発研究がなお光陰極型を中心に行われている。

1970年代に開始された偏極電子銃は当初偏極度 50% が理論的限界とされていたが、現在では 90% を越える偏極度が達成され、さらに長寿命・大電流の陰極をめざして研究が進行している。それに加えて、低エミッタンス、大電流ビームの生成のためにはビーム力学、とくに従来はあまり考慮されなかった低エネルギー領域での力学を理解することが重要であることが認識され、そのためのビームプロファイルの最適化などが議論されている。本稿でもその一端にふれたいと思う。

以上のように電子銃をめぐる情勢は長く続いた Pierce 型の独占的状況が終わりを告げ、様々なタイプの銃の研究開発が盛んに行われる革命期を迎えている。その背景には電子銃に対する要求の高度化があり、研究者として

は独創性を発揮してそれらの要求にどう答えるのかが問われている。

2.3 電子放出の素過程

物質は分子あるいは原子の集まりである。原子は原子核と電子からなる。その電子を物質から引き剥がし、真空中へ取出す装置が電子銃である。ここで真空中といっているのは物質の外という意味であり、実際には空気中であろうとかまわない。例えばネオン管の中の放電現象はネオンガス雰囲気中への電子の放出現象であり、その電子と気体分子との衝突による発光がネオンサインとなる。

原子核と電子がバラバラにならずに物質が物質として安定に存在しているということは、そのように保つ物理的なポテンシャルが存在しているということである。従ってそこから電子を外に連れ出すにはエネルギーが必要である。そのエネルギーの供給源や電子の放出過程などの違いにより、電子発生の機構には次の四つがある。

- ねつでんし 熱電子放出
- でんかいでんし 電界電子放出
- こうでんし 光電子放出
- にじでんし 二次電子放出

このうち電子銃の動作原理としてよく利用されるのは熱電子放出、電界電子放出、そして光電子放出である。

二次電子放出はこうでんしぞうばいかん光電子増倍管における信号の増幅などに利用されている。

いずれの場合も電子を発生するデバイスとして物質を考える場合、その物質をいんきょく陰極(Cathode)という。これは二枚の金属電極に正と負の電圧をかけたときに、負の電圧をかけた極、すなわち「陰極」から電子が放出されるのが理由である。今日では電圧をかけなくても、電子発生のための物質を一般的に陰極という。

2.3.1 熱電子放出

金属を高温に熱すると伝導帯の自由電子がエネルギーを得て表面障壁を越えて真空中に放出される。この現象を熱電子放出(thermionic emission)という。

Fermi-Dirac 分布関数により金属中の電子の分布は次のように表される。

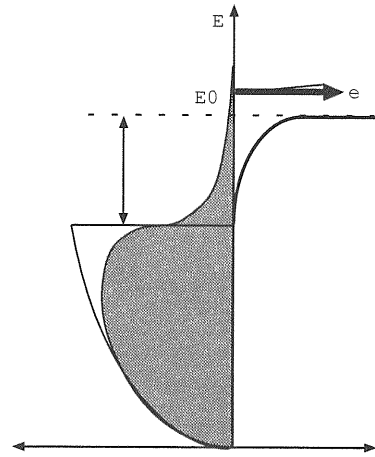


図 2.1: カソードの電子分布と熱電子放出の様子。縦軸はエネルギー準位、横軸の右半分は陰極からの距離、左半分は物質内での電子の存在確率を表している。

$$f(E) = \left[\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad (2.4)$$

ここで E は電子のエネルギー準位、 E_F はフェルミエネルギー、 k はボルツマン定数、 T は温度である。

図 2.1 は熱電子放出の様子を模式的に表したものである。縦軸はエネルギー準位、横軸の右半分は陰極からの距離、左半分は物質内での電子の存在確率を表している。

金属中の電子はフェルミ統計に従い、0 K(Kelvin) のときには内殻からフェルミエネルギーまでの準位を満たしている。すなわち $E < E_F$ で $f = 1.0$ すなわちフェルミエネルギー以下の準位は全て電子で満たされた状態であり、 $E > E_F$ で $f = 0$ すなわちフェルミエネルギー以上の準位は全て空いている。図では E_f を上辺とする円弧と直線で囲まれた範囲が $T = 0$ での電子の分布に相当する。真空準位 E_0 との間にはエネルギー差 ϕ の障壁があり、これを金属の仕事関数(work function)という。フェルミ準位にある電子は仕事関数(もしくはそれ以上)に相当するエネルギーを得ることで真空中に放出される。仕事関数は 0 K の金属から電子を取り出すのに必要な最小のエネルギーである。

有限温度 TK では電子はフェルミエネルギー E_F を越える準位にも分布するようになる。フェルミエネルギー準位では常に $f = 0.5$ となり、準位のうち半数が電子で、半数が正孔で満たされた状態となる。図では黒く塗られた雲型の部分が電子の分布状態をあらわしている。高温になると少くない電子が真空準位 $E_0 = E_F + \phi$ よりも高いエネルギー準位に分布するようになる。そう

すると電子は確率的に真空中に放出される。これが熱電子放出現象である。

放出電子数は状態密度とフェルミ関数の積で表される。今速度が (v_x, v_y, v_z) から $(v_x + dv_x, v_y + dv_y, v_z + dv_z)$ の領域にある電子が、時間 $t, t + dt$ の間に放出される数 dn は

$$\frac{dn}{dt} = \frac{2m^3}{h^3} \frac{v_z}{1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{kT}\right)} dv_x dv_y dv_z,$$

と与えられる。上式を速度について積分してやれば、ある温度における単位時間あたりの放出電子数が求められる。積分すると

$$n = \int_{v_\phi}^{\infty} dv_z \int \int_{-\infty}^{\infty} dv_x dv_y \frac{2m^3}{h^3} \frac{v_z}{1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{kT}\right)}, \quad (2.5)$$

となる。ここで v_ϕ は真空準位に相当する速度で

$$v_\phi = \sqrt{\frac{2(E_f + \phi)}{m}}, \quad (2.6)$$

である。

式(2.5)は $v_z > v_\phi$ として近似すると

$$n \sim \frac{2m^3}{h^3} \exp\left(\frac{E_f}{kT}\right) \int_{v_\phi}^{\infty} dv_z \int \int_{-\infty}^{\infty} dv_x dv_y v_z \exp\left(\frac{-E}{kT}\right), \quad (2.7)$$

となる。ここでいうエネルギー E は運動エネルギーに他ならないから

$$E = \frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2), \quad (2.8)$$

とおけ、積分の中身を直接計算できる。 v_x, v_y に関する積分は

$$\int_{-\infty}^{\infty} dv_{x,y} \exp\left(-\frac{mv_{x,y}^2}{2kT}\right) = \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}}. \quad (2.9)$$

また v_z に関する積分は

$$\int dv_z v_z \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) = -\frac{kT}{m} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right), \quad (2.10)$$

となるので、結局放出される電子数は

$$\begin{aligned} n &= \frac{4\pi m k^2 T^2}{h^3} \exp\left(\frac{E_f}{kT}\right) \exp\left(\frac{-mv_\phi^2}{2kT}\right) \\ &= \frac{4\pi m k^2 T^2}{h^3} \exp\left(\frac{-\phi}{kT}\right), \end{aligned} \quad (2.11)$$

となる。

放出電流密度 J は式(2.11)に素電荷 e をかけて

$$J = en = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right), \quad (2.12)$$

と与えられる。A は

$$A = \frac{4\pi e m k^2}{h^3} = 1.20 \times 10^6 [A/m^2 K^2], \quad (2.13)$$

と表記され、熱電子放出定数 (thermionic emission constant) と呼ばれるものである。式(2.12)を Richardson-Dushman の式という。

実際に熱電子銃から得られる電流は J よりも一般的に小さくなる(2.5.1節を参照)が、電子を引き出すための電圧(陽極電圧)が十分に高い状態では実際に得られる電流と J は一致する。つまり J は熱陰極から得られる最大放出電流密度を与えるもので、飽和電流密度 (saturated current density) ともよばれる。

2.3.2 Shottky 効果と電界電子放出

Richardson-Dushman の式は熱電子放出電流は外部の電場とは独立であることを示しているが、現実には外部電場によって放出電流が変化することが知られている。この効果を一般的に陰極における Shottky 効果と呼ぶ。

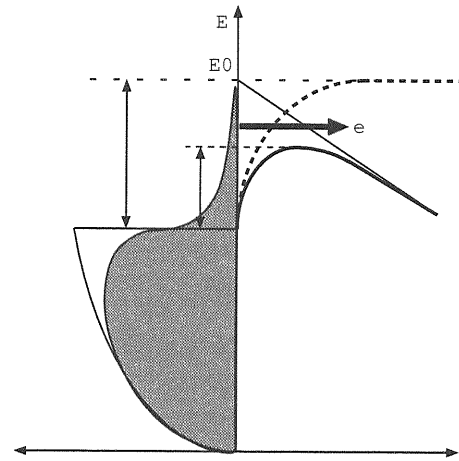


図 2.2: 外場があるときの陰極表面のポテンシャルの様子。定義等は図 2.1 と同様。 E_0 と縦軸の交点から右斜め下に伸びる直線は外部電場によるポテンシャルをしめしている。真空ポテンシャルは点線から太実線へと変化し、それにより仕事関数も ϕ から ϕ' へと実効的に低下する。(Schottky 効果)

金属表面のポテンシャルは図 2.2 のようになっている。点線で示されている(外部電場のない状態での)真

空ポテンシャルが境界面で曲線となるのは、真空に放出された電子が金属表面上に鏡映電荷を生じ、ポテンシャルが緩和されるためである。鏡映電荷によるポテンシャル V_i は

$$V_i(z) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z}, \quad (2.14)$$

と表される。

外部電場によるポテンシャルは電場を E とすると $-eEz$ である。図では E_0 と縦軸の交点から右斜め下に伸びる直線がそれをしめしている。したがって外部電場のある場合の真空のポテンシャル V は

$$V(z) = E_0 - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} - eEz, \quad (2.15)$$

とあらわされる。ここで E_0 は外場が無いときの無限遠での真空のポテンシャルである。真空のポテンシャルは図では太実線の上に凸の曲線として描かれている。真空準位は $z = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{e}{\pi\epsilon_0 E}}$ で最大となり、その値は

$$V(z) = E_0 - \frac{e}{2}\sqrt{\frac{eE}{\pi\epsilon_0}} \quad (2.16)$$

となる。真空中へと電子が放出されるにはこのポテンシャルを越えてゆく必要があるので、電場がある場合の実質的な仕事関数 $\phi(E)$ は

$$\phi(E) = E_0 - E_f - \frac{e}{2}\sqrt{\frac{eE}{\pi\epsilon_0}}, \quad (2.17)$$

と表される。電場の無い状態での仕事関数は $\phi_0 = E_0 - E_f$ なので結局 $\phi(E)$ は

$$\phi(E) = \phi_0 - \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}, \quad (2.18)$$

となる。すなわち陰極表面に電場が存在することにより仕事関数が減少するのである。この現象は W. Shottky により理論的に研究されたことから Shottky 効果と呼ばれている。

陰極表面の外部電場が非常に強くなると、この Shottky 効果により仕事関数が減少するとともに、図 2.3 で示されているようにポテンシャルが非常に薄くなる。そしてポテンシャル障壁を直接飛び越えるような運動エネルギーを持たない電子でも、トンネル効果によって真空へと脱出する、いわゆるトンネル電流が無視できない量となる。この現象を電界電子放出現象、あるいは cold emission という。

電界電子放出は物質内での電子分布を表す式 (2.3.1) に障壁の透過係数をかけあわせて、積分することによ

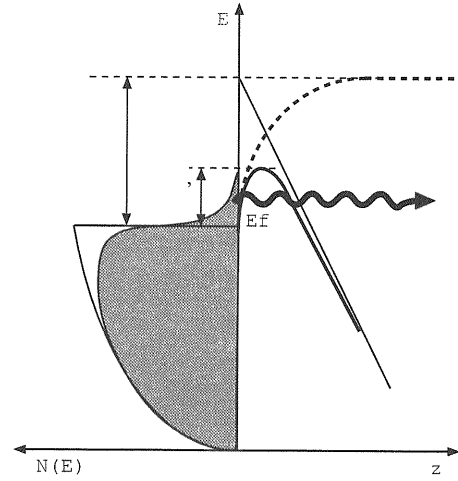


図 2.3: 電界電子放出現象の模式図。非常に強い外部電場により真空の障壁が薄くなり、障壁よりも低いエネルギーを持つ電子もトンネル効果により真空中へ洩れだしてくる。定義等は図 2.1 と同様。

て得られる。障壁の形を

$$U(z, F) = \begin{cases} 0 & z < 0, \\ E_0 - eFz & z > 0. \end{cases} \quad (2.19)$$

と近似することにより障壁の透過係数 $P(E_z, F)$ は WKB (Wenzel-Kroemer-Brilouin) 法により

$$\begin{aligned} P(E_z, F) &= \exp \left[-\int_0^{x_1} \sqrt{\frac{8m(2\pi)^2}{h^2} [U(z, F) - E_z]} dz \right] \\ &= \exp \left[-\frac{8\pi\sqrt{2m}}{3heF} (E_0 - E_z)^{3/2} \right], \end{aligned} \quad (2.20)$$

と求められる。ここで $x_1 = (E_0 - E_z)/eF$ である。これを用いて放出電流密度は

$$J = e \int_0^\infty n(E_z) P(E_z) dE_z, \quad (2.21)$$

のように求められる。 $n(E_z)$ は式 (2.7) において、 x, y 成分についての積分を行い、かつ表示をエネルギーに変更したものである。以上を代入すると式 (2.21) は

$$\begin{aligned} J &= \frac{4\pi em}{h^3} kT \int_0^\infty \frac{E_f - E_z}{kT} \\ &\times \exp \left[-\frac{8\pi\sqrt{2m}}{3heF} (E_0 - E_z)^{3/2} \right] dE_z \end{aligned} \quad (2.22)$$

のように書ける。

式 (2.20) において、 $E_0 - E_z = E_0 - E_f + E_f - E_z = \phi + (E_f - E_z)$ とおき、かつ $E_f - E_z$ が小さいとして

テイラー展開すると、

$$\begin{aligned}(E_0 - E_z)^{3/2} &= [\phi + (E_f - E_z)]^{3/2} \\ &= \phi^{3/2} + \frac{3}{2}\phi^{2/1}(E_f - E_z),\end{aligned}\quad (2.23)$$

となるので、これを代入すると

$$\begin{aligned}\exp\left[\frac{-8\pi\sqrt{2m}}{3heF}(E_0 - E_z)^{3/2}\right] \\ = \exp\left[\frac{-8\pi\sqrt{2m}}{3heF}\phi^{3/2}\right] \\ \exp\left[\frac{-4\pi\sqrt{2m}}{heF}\phi^{1/2}(E_f - E_z)\right],\end{aligned}\quad (2.24)$$

となる。これをさらに式 (2.22) に代入すると

$$\begin{aligned}J &= \frac{4\pi em}{h^3} \exp\left[\frac{-8\pi\sqrt{2m}}{3heF}\phi^{3/2}\right] \\ &\times \int_0^\infty E' \exp\left[\frac{-4\pi\sqrt{2m}}{heF}\phi^{1/2}E'\right] dE',\end{aligned}\quad (2.25)$$

となる。ここで $E' = E_z - E_f$ とした。積分は部分積分の公式を使用すると簡単に計算できて、

$$J = \frac{e^3 F^2}{8\pi h \phi} \exp\left[\frac{-8\pi\sqrt{2m}}{3heF}\phi^{3/2}\right],\quad (2.26)$$

となる。式 (2.26) を Fowler-Nordheim のトンネル電流の式 [8] といい金属表面の単位面積・単位時間あたりに電界放出される電流密度を表している。

電界電子放出現象は表面電場が 10^8V/m を越えると顕著となってくる。そのような高い電場を得るために、非常に先の鋭利な針の先端を陰極として用いて、そこに電場を集中させるようにする。非常に大きな電流密度が可能なこと、かつ構造が微細であればあるほど、局所的な電場は増大するので、陰極表面全体にかける電場は高電圧である必要はないこと、熱陰極のように陰極を熱する必要がないこと、使用するさいの活性化などの複雑な手順も必要ないこと、などが利点である。一方、発生するのは連続ビームであるので、時間構造の制御は困難であること、陰極面積が極めて小さいのでピーク電流の絶対値は限られていること、長時間の使用により cathode 先端部の摩擦による電場の低減により徐々に電流が低下すること、などが欠点である。

ピーク電流は限られるが点状の電子源として連続ビームの発生には適している。そのため電子顕微鏡の電子源として用いられている。また近年では微細加工技術の発達により、多数の「針」を二次元的に配置して大電流の発生を可能としたタイプの陰極や、究極の微細構造としてカーボンナノチューブを電界放出の陰極として用いる研究 [9] が進展している。

2.3.3 光電子放出

物質が光子を吸収して電子を放出する現象は光電効果として知られている。この現象は物質内の電子が光子のエネルギー ($h\nu$) を受け取り、真空障壁を越えて飛び出してくる現象として理解できる。

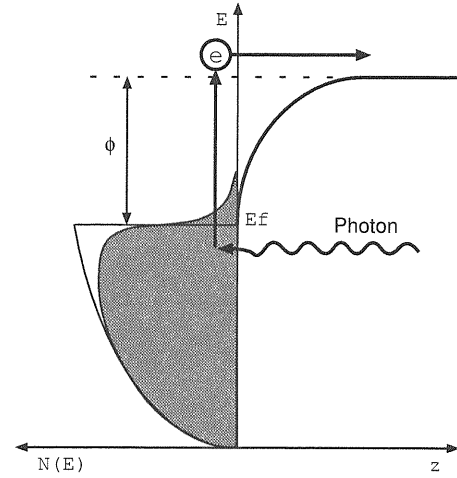


図 2.4: 光電子放出機構。光子により励起された電子が真空中へ放出される。定義等は図 2.1 と同様。

真空障壁を越えるためのエネルギー源が熱エネルギーか光子のエネルギーかという違いはあるが、電子の放出機構としては熱電子放出とほぼ同じである。しかし実際に光電子放出を利用した電子銃 (光陰極型 RF 電子銃など) を製作する場合、陰極物質の選ぶ際の基準は熱電子銃の場合と全く異なる。

熱電子銃の場合は電子放出に用いられるエネルギーは供給される熱エネルギーに比べて無視できるような量であり、陰極物質としては高温に耐えられるという条件が最も重要な性質である。一方、光陰極の場合は光子として一般的にレーザー光が用いられるために、ビーム電流はレーザーのパワー (一光子あたりのエネルギーに単位時間あたりの光子数をかけたもの) と陰極固有の量子効率 (光電効果における光子と電子の変換効率) によって決まる。レーザーの出力は限られているので、大

きな電流をえるためには量子効率が低いことが望ましい。すなわち、量子効率の高さが陰極として最も重要な性質となる。量子効率がどのような要因によって決定されているかは複雑で容易に理解できないが、一般的には仕事関数の小さい物質が量子効率は大きくなる。

今金属表面に波長 ν の光を照射したときに発生する電流を考える。電流が発生するためには少なくとも光のエネルギーが仕事関数より大きくならなければいけない。すなわち

$$h\nu \geq \phi, \quad (2.27)$$

である。そのとき放出電子流は熱電子放出の式を用いて

$$J = Pe \int_{v_{ph}}^{\infty} dv_z \int_{-\infty}^{\infty} dv_x dv_y \frac{2}{h^3} \frac{1}{1 + \exp \frac{E_z + E_{xy} - E_f}{kT}}, \quad (2.28)$$

と表される。ここで P は物質中の電子が光子を吸収する確率である。現実的ではないが、仮にすべての電子が一斉にある波長の光子を吸収したとすると、 $P = 1$ であるから、放出電流は熱陰極の式で表される量となる。ただし熱運動のエネルギーに加えて、光子がエネルギーを電子に与えるので、積分範囲の下限が E_0 ではなく、 $E_0 - h\nu$ となり、同じ温度で比べれば放出電流は大幅に増加する。 v_{ph} が速度におけるその下限値であり、光の励起により真空エネルギーに到達できる最低のエネルギーに相当する速度、すなわち

$$v_{ph} = \sqrt{\frac{2(E_0 - h\nu)}{m}}, \quad (2.29)$$

である。式 (2.28) において、まず $v_{x,y}$ についての積分を実施する。そのためには積分の公式

$$\int \frac{1}{1 + e^{-(ax+b)}} dx = \frac{1}{a} \log(1 + e^{ax+b}) dx \quad (2.30)$$

を使用すると

$$J = \frac{2\pi emPkT}{h^3} \int_{v_{ph}}^{\infty} dv_z \log \left(1 + \exp \frac{E_f - E_z}{kT} \right), \quad (2.31)$$

となる。ここで

$$\omega = \exp \frac{E_f - E_z}{kT} \quad (2.32)$$

$$\omega_0 = \exp \frac{E_f - (E_0 - h\nu)}{kT}, \quad (2.33)$$

と変数変換すると、式 (2.31) は

$$J = \frac{2\pi em}{h^3} Pk^2 T^2 \int_{\omega_0}^{\omega} \frac{\log(1 + \omega)}{\omega} d\omega, \quad (2.34)$$

となる。式 (2.34) は臨界波長^{りんがいばちよう} $\nu_c = \phi/h$ を中心に展開して次のように与えられる。

$$J = AT^2 \times \begin{cases} e^{-x} - \frac{1}{2^2} e^{-2x} + \frac{1}{3^2} e^{-3x} - \dots & \nu \leq \nu_c, \\ \frac{\pi^2}{6} + \frac{1}{2} x^2 - e^x + \frac{1}{2^2} e^{2x} - \dots & \nu > \nu_c, \end{cases} \quad (2.35)$$

ここで A と x は各々

$$A = \frac{2\pi em}{h^3} Pk^2, \quad (2.36)$$

$$x = \frac{h(\nu - \nu_c)}{kT}, \quad (2.37)$$

である。式 (2.35) を Fowler の式という。

$J = AT^2 F(x)$ を変形し対数を取ったもの、すなわち $\log(J/AT^2) = F(x)$ と $h(\nu - \nu_c)/kT$ の間の関係をプロットしたものを Fowler プロットという。臨界波長付近の光電子放出は Fowler の式と一般的によい一致をしめすため、このプロットから臨界波長、仕事関数を求めることができる。

Fowler プロットは放出電流のレーザーの波長依存性を示すものである。他方、放出電流の絶対値を求めるには、Fowler の式において、電子が励起される確率 P というものを求める必要がある。しかしこの値を求めるのは単純ではない。何故なら一般に金属は金属光沢というものをもっていて、表面において光を反射してしまう。そしてその表面におけるプロセスは表面状態に大きく依存する。その依存性を利用して表面の状態を探る方法が光電子分光であるが、逆に表面状態がわからなければ光電効果がどの程度生じるのかはわからない。そして、一般的に物質の表面^{かめん}というのは対称性が破れた界面としての特性を強くもっており、酸化膜の形成など他の物質との相互作用による変質もあり、状態を特定することは非常に難しい。

そこで一般的には Fowler の式を用いるかわりに、実用的なパラメーターである量子効率 η というものを定義して、放出電流を求める。量子効率とは光子が物質に入射したときに、物質表面から光電子が放出される確率である。量子効率を用いて、放出電流は

$$J = e\eta N_{ph}, \quad (2.38)$$

とあらわされる。ここで N_{ph} は入射光子数である。量子効率は理論的に予測するのは困難であり、実際の測定値から求められる。光電効果は空間電荷効果や鏡映電荷などによるショットキー効果などにより影響をうける。つまり条件をあきらかにしておく必要がある。表面状態

など以外の外部条件としては、以下のような条件を確定する必要がある。

- バイアス電圧：陰極の表面電場はショットキー効果により実効的な仕事関数に影響を与える。従って、量子効率も表面電場の増加関数となる。
- 引き出し電流：引き出し電流によって電荷密度が高まると、空間電荷効果により表面電場が減少する。この表面電場の減少はショットキー効果を通じて、仕事関数の減少、量子効率の減少をもたらす。
- スポット径：レーザーやランプ光などのスポット径を小さくすると、空間電荷効果を強めることになり、量子効率の減少をもたらす。

以上から、陰極のゼロバイアス時の量子効率の測定のためには、引き出し電圧をなるべく低く設定し、照射する光子密度をなるべく低くすることが重要である。逆に、陰極が電子銃内に設置された状態での量子効率と、ゼロバイアス時のそれとは異なる、ということである。レーザーのパワー見積もりなどにおいては、以上のように現実の運転条件を考慮したうえで必要なパワーを求めべきである。

2.3.4 二次電子放出

二次電子放出とは、電子あるいはその他の荷電粒子が物質に入射したさい、その表面から電子が放出される現象である。

加速器の電子源としては二次電子放出現象が使われることはめずらしい。米国のBNL (Brookhaven National Laboratory, ブルックヘブン国立研究所) においては、イオンの電子冷却用の電子源として、ダイヤモンド陰極を開発中である [10]。ダイヤモンドは仕事関数が 5eV 程度と大きいことから、光での励起を仮定すると真空紫外域という、非常にレーザーでは作りにくい領域の光を必要とする。そこで低エネルギーの電子ビームを照射し、二次電子放出機構によりダイヤモンドから電子ビームを得ようとしているが、まだ実用化はされていない。またマグネトロン中で二次電子放出を利用し、電子源とする研究もウクライナで行われている [11]。

原理的には電子が真空中へと脱出するのに十分なエネルギーを与えれば電子ビームが得られる。そのエネルギー源が熱であれば熱電子放出、光であれば光電子放出、電子であれば二次電子放出となる。レーザーでは他のレーザーを励起光として利用し、その性能を大きく向上させるという一つの流れがあるが、電子銃においても

同様の可能性がないとは言えない。また光電子増倍管では実用化されているが、エネルギーなどを選んでやれば二次電子放出においては入射電子に対してひとつ以上の放出電子が得られ、電子ビームの電流増大機構として利用する方法も考えられる。

しかし一般的な加速器ではむしろ高周波加速空洞中の二次電子放出は放電現象のきっかけとなり、あまり歓迎されない現象である。空洞内で共鳴的に生じる二次電子発生現象を **Multi-pacting** と呼び、一つの電子により発生する二次電子の数が一を上回ると電子数が飛躍的に増大し、電力消費の増大や、RF 場の破壊を生じる。したがって加速器科学においては **Multi-pacting** を生じる共鳴状態を起こさないような空洞の形状、あるいは表面処理、材質などの点から研究が行われている。(文献 [12] 等を参照のこと。)

二次電子放出は

1. 一次電子の物質への入射
2. 一次電子の後方散乱
3. 物質内での二次電子の発生
4. その真空中への放出

などという過程を経て放出される。一次電子の入射に対して発生する二次電子数の割合を **secondary yield** といい、一次電子のエネルギーの関数となる。**Yield** は一般的に 0.1keV 以下から 1 あるいは 2keV の領域で 1 を超える。この領域では一つの一次電子に対して一つ以上の二次電子が発生する。そのため、この過程が共鳴的に発生すると電子数が急激に増大し、放電が発生する。

2.4 電子発生デバイス

前節では電子発生の基礎物理過程を説明した。この節では電子発生のための重要なデバイスを説明する。伝統的な電子発生デバイスである熱陰極、そして最近高品質電子ビーム発生において注目されている光陰極と光源としてビーム品質を大きく左右するレーザーについて概説する。

2.4.1 熱陰極

熱陰極からの放出電流を増やすためには式 (2.12) で示されているように仕事関数 ϕ が小さく、動作温度 T の高い、すなわち融点の高い物質が望ましい。通常よく使われる物質としては融点の高い金属であるタングステ

ン(W)やタンタル(Ta)、または酸化物としてBaOSrO、ThOなどがある。

金属陰極

仕事関数が低く、融点が高いほど高温での動作が可能のため高い電流を取り出すことができる。しかし一般的に仕事関数の小さい物質は融点も低いために、実用上よく使われる物質はW, Ta, そしてMo等である。また寿命という観点からみると動作温度での蒸気圧が十分にひくいことが必要である。陰極材料としての適正を表す

表 2.1: 各金属の仕事関数、 T_e 、そして ϕ/T_e 。文献 [13] より抜粋。

| 物質 | ϕ (eV) | T_e (K) | $\phi/T_e \times 10^3$ |
|----|-------------|-----------|------------------------|
| Cs | 1.9 | 320 | 5.9 |
| Ta | 4.1 | 2680 | 1.5 |
| Mo | 4.2 | 2230 | 1.9 |
| W | 4.5 | 2860 | 1.6 |

指標として ϕ/T_e が使われる。 ϕ は仕事関数、 T_e は蒸気圧が 10^{-5} Torrとなるとききの温度で、毎秒10原子層が蒸発する状態に相当する。この指標が低いほど仕事関数が低く、高い温度での長時間の動作が可能であることを示している。表 2.1 に代表的金属の仕事関数 ϕ 、 T_e そして ϕ/T_e が示してある。WやTaは仕事関数は決して低くないが、 ϕ/T_e が低くなっており、陰極材料として適当であることがわかる。またCsは仕事関数は低い融点が高く、熱陰極としては不適當であることがわかる。

Wの動作温度は通常2600~2800Kで、放出電流密度は $100 \sim 400 \text{ mA/cm}^2$ である。

単原子層陰極

金属表面に陽電性原子が吸着した場合、吸着分子が分極し表面に電気二重層が形成されるため実効的に仕事関数は減少する。その大きさは

$$\Delta\phi = 4\pi\mu n_s, \quad (2.39)$$

で与えられる。ここで μ は吸着原子の双極子能率、 n_s は吸着原子の表面密度である。

単原子層陰極は残留ガス圧が高くなると急激に仕事関数が上昇すること、またイオン衝撃にたいして非常に弱いという欠点を持っており、いずれにしろ高真空での使用が前提となる。

最も多く使用されている単原子層陰極はタングステンにトリウムを吸着させた $Th-W$ あるいは $Th-W_2C$ などのトリタン陰極である。トリタン陰極の仕事関数はタングステンのそれが4.5 eVなのに対し、 $Th-W$ と $Th-W_2C$ 各々に対して2.63、2.18 eVである。

トリタン陰極は ThO_2 を1-2%含んだWを真空中で2800K程度にごく短時間熱して ThO_2 を還元し、W表面にTh原子膜を形成する。 $Th-W_2C$ 陰極は同様の熱処理をベンゾールを1-2%含んだ水素雰囲気中でおこなうことにより得られる。実際にビームを出すときの動作点は1800~1900K付近である。

酸化物陰極

BaOを主体とした酸化物陰極は熱陰極のなかで最も効率が高いのが特長であり、広範に使用されている。WやNiなどの基体金属上にBaなどのアルカリ土類金属の酸化物の層をつくったもので、仕事関数は1eV程度と低い値を示す。空气中で安定なアルカリ金属の炭酸塩を基体金属に塗布し、これを真空中で加熱して二酸化炭素を放出させることにより酸化物を得る。

高い効率の一方で、材料の品質や各種処理条件により最終的に得られる陰極の結晶サイズ、表面状態、活性度が大きく左右される。また使用中に酸素分圧が上昇したり、数百 mA/cm^2 などの過大な電流をとりだすと陰極は劣化してしまう。また高温で無理に大きな電流を引き出そうとすると表面抵抗と幾何学的凹凸が原因となり放出電子のエネルギー分布は数Vに達して、最後には放電により酸化物層が破壊されてしまう。

また酸化物陰極が大気にふれると水蒸気と反応して水酸化物となり、その性能劣化は取り戻すことができない。そのため陰極が大気、とくに水分とふれることがないように特別の注意が必要である。

以上のように酸化物陰極は高い性能の代償として非常に取扱の難しい陰極であるが、いくつかの欠点を改良したものが開発されている。それらは補給型陰極(Dispenser Cathode)と呼ばれるもので、失われたBaを積極的に真空中で供給していく仕組みを備えたものである。

その一つが空洞貯蔵補給型陰極(L-cathode)と呼ばれるもので、陰極である多孔質タングステンの背後の空洞にBaを含む物質をいれておき、熱拡散により陰極へとBaを供給するようにしたものである。含浸型陰極(Impregnated cathode)は多孔質タングステンに直接BaOを含ませたり、あるいはWとBaOを混合して焼結したもので、空洞貯蔵型と同様に熱拡散により内部に含まれ

ている BaO が表面に供給される。空洞貯蔵型は構造が複雑な上に液漏れなどの問題があり、現在では含浸型が主に用いられている。

2.4.2 光電陰極

光電陰極型 RF 電子銃では電子はレーザー光による光電効果により取り出される。空間電荷制限領域に達していない場合、得られるビーム電荷 Q は

$$Q = \frac{\eta e W \lambda_L}{hc}, \quad (2.40)$$

と与えられる。ここで η は物質の量子効率、 e は素電荷、 W はレーザーの出力、 λ_L はレーザーの波長、 h はプランク定数である。物理定数を代入し、実用的な単位で表示すると

$$Q[nC] = 8.08 \times 10^{-3} \eta[\%] W[\mu J] \lambda_L[nm], \quad (2.41)$$

となる。

量子効率は現象論的に仕事関数 ϕ などを用いて

$$\eta = A \left[h\nu - \phi + \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} \right]^2, \quad (2.42)$$

のように与えられる [14]。ここで A は物質や表面状態などにより決定される定数、 ν はレーザーの振動数、 E は陰極表面の電場の大きさを Schottky 効果を表している。このように量子効率は陰極物質の仕事関数、レーザーの波長、表面電場によって変化する。実際の量子効率の測定においては電流を表面電場の関数として求め、式 (2.41) より量子効率へと変換する。電場の弱いところでは陰極表面における空間電荷により電流が制限されるので正しく量子効率を測定できないため、得られたデータに式 (2.42) をフィットしてゼロ電場での量子効率を求める。

定数 A は物質の種類、表面状態、レーザーの入射角、偏光などによって大幅に変化するので、いちがいに仕事関数の低い物質が量子効率が高いとはいえない。例えば亜鉛 (Zn) とマグネシウム (Mg) の仕事関数は各々 3.70、3.66 eV とほとんど変わらないが、測定によると量子効率は 1.4×10^{-5} 、 6.2×10^{-4} と 50 倍近く異なる [14]。

RF 電子銃に用いられる光電陰極に用いられる物質としてはおおきく分けて金属とアルカリ系金属がある。

純金属は一般的に量子効率は $10^{-3} \sim 10^{-6}$ と低い堅牢であり、RF 空洞のなかで長時間使用に耐えられるのが特長である。また大気への暴露などにたいしても鈍感であり、取扱が簡単なのも利点である。

表 2.2: 主な光電陰極物質の量子効率とそれが得られた時の条件など。 λ_L はレーザーの波長。laser activation とは $2 \sim 5 \text{mJ/cm}^2$ 程度のレーザーを五分から十分程度材料の表面に照射するという処理。表面に形成された酸化皮膜、あるいは吸着した不純物等を取り除くことで量子効率が上昇すると言われているが詳しい物理的過程は不明である。[15] から抜粋したものに加筆し作成。

| 物質 | 量子効率 [%] | 条件等 |
|---------------------|----------------------|---------------------------------------------------|
| 純金属 | | |
| Al | 3.2×10^{-3} | $\lambda_L = 266 \text{nm}$ |
| Au | 4.7×10^{-3} | $\lambda_L = 266 \text{nm}$, laser activation |
| Cu | 2.2×10^{-4} | $\lambda_L = 266 \text{nm}$ |
| Cu | 4.2×10^{-2} | $\lambda_L = 213 \text{nm}$ |
| Mg | 6.2×10^{-2} | $\lambda_L = 266 \text{nm}$ |
| Sm | 7.2×10^{-2} | $\lambda_L = 266 \text{nm}$, laser activation |
| アルカリ系金属 | | |
| Cs ₃ Sb | 2 | $\lambda_L = 266 \text{nm}$ |
| K ₃ Sb | 1.6 | $\lambda_L = 266 \text{nm}$ |
| Na ₂ KSb | 6.1 | $\lambda_L = 266 \text{nm}$ |
| CsI | 6.8 | $\lambda_L = 213 \text{nm}$ |
| Cs ₂ Te | 5.7 | $\lambda_L = 266 \text{nm}$ |

アルカリ系金属は通常タングステンなどの基体金属上にCsなどを塗布したものであり、量子効率の高さが最大の特長であり、条件にもよるが5%を越える値もえられている。アルカリ金属系カソードの欠点はその寿命に短さと扱いの難しさにある。

アルカリ金属は一般的に非常に脆く、真空中に存在するイオンの陰極への入射あるいはRF位相に乗り遅れた電子が陰極に入射する現象(Back bombardment)などにより破壊され、数時間から数日で寿命を迎える。また大気への暴露により酸化などの変化により陰極としての働きを失う。そのために真空中で基体金属にアルカリ金属を塗布し、真空を保ったままRF電子銃に装着するという非常に手のこんだ装置が必要となる。

表2.2に代表的な光電陰極物質の量子効率とそれが得られた条件を掲載する。

2.4.3 NEA GaAs 陰極

1970年代よりSLACにおいて偏極電子源の開発研究が行われ、1970年代末には半導体陰極を用いた偏極電子銃が実用化された。偏極電子は核子のスピン構造の実験的解明や素粒子の標準模型の実験的検証のハイライトであるSLAC Linear Collider, SLCにおけるWeinber角の精密測定を可能たらしめるなど実験物理学に大きな役割を演じてきた。また、ILCにおいても、電子ビームの偏極は物理実験の条件として強く要請され、基本設計であるBCD(Baseline Configuration Document)[6]においても、偏極電子ビームとすることが決定されている。

偏極電子はGaAsという半導体結晶に円偏光したレーザー光(Ti:Sa 波長700~800nm)を照射し、光電効果により発生した電子をDC電場で引き出すことで得られる。

図2.5にBulk GaAs結晶のバンド構造が示されている。GaAs結晶は最外殻に角運動量3/2の荷電帯を有している。このバンドと伝導帯とのエネルギー差に相当する光子により価電子を励起して、ビームとして取り出す。伝導帯の自由電子はヘリシティ ± 1 の状態しかとりえないために、光子が円偏光していると角運動量保存の法則から遷移が選択的となる。

右巻き光子による励起を仮定しよう。図2.5(a)において実線で示されている遷移が右巻き光子によるものである。光子のエネルギーを1.43eV以上、1.77eV未満に設定すると $J = \frac{1}{2}$ の準位からの遷移は強く抑制されるため、 $J = \frac{3}{2}$ の $m = -\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}$ 状態からの遷移のみが可能となる。 $J = \frac{3}{2}$ 準位の状態密度はClebsch-Gordan係数により $m = -\frac{3}{2}$ と $m = -\frac{1}{2}$ が3:1となっている。

従って伝導帯に得られる電子のうち75%は $m = -\frac{1}{2}$ 、25%は $m = +\frac{1}{2}$ 状態となる。

ビームの偏極度は

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (2.43)$$

のように定義される。ここで N_{\pm} は電子のヘリシティ状態の密度である。したがって、GaAs陰極に偏極光子を照射して得られる電子の偏極度は50%となる。

得られる電子ビームの偏極度はスピン-軌道角運動量の合成状態である $J = \frac{3}{2}$ 状態の密度によって決まっている。これは量子力学で決まっているために変更することは不可能である。したがって偏極度50%は理論的限界値であり、バルクGaAsを使用する限りこれを上回することは不可能である。

50%を越える偏極度はGaAs結晶の対称性を破り、 $J = \frac{3}{2}$ 状態の縮退を解くことによって得られた。SLACと名古屋大学によって歪み薄膜と超格子薄膜という二つの方法が縮退を解くための方法として開発された。縮退が解けた状態のGaAs結晶のバンド構造が図2.5(b)に示されている。縮退が解けたことにより $J = \frac{3}{2}$ の $m = \pm\frac{3}{2}$ と $m = \pm\frac{1}{2}$ との間にエネルギーギャップが生じ、光子のエネルギーをあわせこむことにより $m = \pm\frac{1}{2}$ 状態からの遷移を抑制できることがわかる。原理的には100%の偏極度が可能であり、現実のビームにおいても90%前後の偏極度が得られている[16]。

RF電子銃の所でも述べたが、実際には伝導帯に励起された電子がすべて真空中にでてきてビームとして取り出されるわけではない。多くの金属陰極などでは励起されたもののうちほんのわずかの電子が外にでてくるにすぎない。何故なら伝導帯の準位は真空よりも一般的に低く、伝導帯から真空へ飛び出す確率はとても小さいからである。この確率を高めるために励起するレーザーのエネルギーを仕事関数よりも大きくとらなければならないことは既に述べた。しかしこの偏極電子銃ではレーザーのエネルギーをバンド幅(~仕事関数)に限りなく近づけることで偏極を得ている。通常バンド構造を有する陰極においては、光のエネルギーを仕事関数に合せこんだ場合、量子効率が小さくなり、充分な量の電流を取り出すことが困難となる。

偏極GaAs陰極の表面はNEA(Negative Electron Affinity)という特殊な表面構造を形成しており、伝導帯よりも真空の準位が低くなっているのである。そのため伝導帯に励起された電子の多くが真空中へとでてくることのできる。このNEA表面という性質はGaAsがもともと有しているものではなく、バルクGaAs結晶にCsと酸素を吸着させたある種の電気二重層がつくり

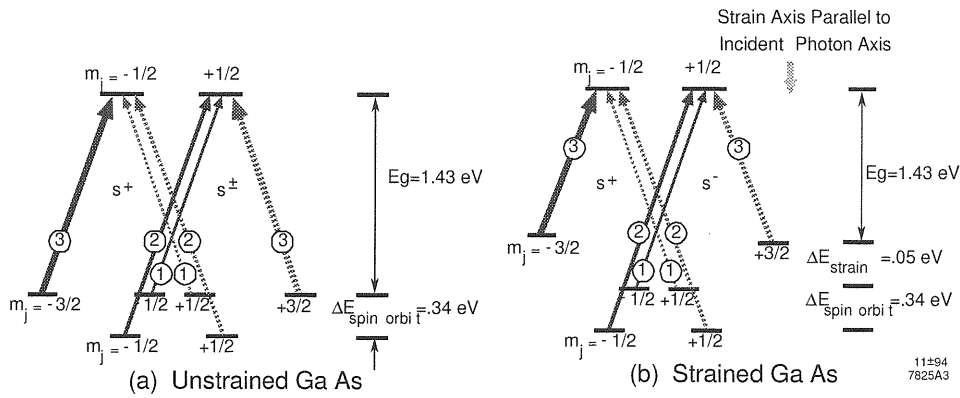


図 2.5: GaAs のバンド構造と伝導帯への光子による励起の様子。(a) はバルクの GaAs 結晶、(b) はゆがみ GaAs 結晶についての図。角運動量 3/2 状態の縮退が歪みによって解かれている。

だすものである。この NEA GaAs の量子効率 は 10% 超と驚異的に高いものである。しかしこの NEA 表面はしかし取扱が非常に困難で十分な寿命を達成するためには電子銃内を超高真空にたもつ必要がある。

現在では既にのべた歪み GaAs 結晶の他に、Al や P をドーピングしたもの、超格子構造など様々な GaAs 結晶が作りだされ、その陰極としての性能が調べられている。

2.4.4 Laser

Laser は Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation の略であり、今日では馴染深い発光デバイスとなっている。1960 年に C. H. Townes と A. L. Shawlow によって予測され、1960 年に T. H. Maiman が、1961 年に A. Javan が各々ルビーレーザーとヘリウムネオンレーザーの発振に成功したのが最初である。その後様々な媒質による異なる波長領域でのレーザーが開発されてきている。

レーザーの基本構成は光共振器と媒質である。媒質は反転分布となっている必要がある。反転分布とはエネルギーの高い状態 (B) の密度が低い状態 (A) の密度よりも大きい状態をいう。この二つの状態間の遷移エネルギーに相当する光が外部より入射すると、物質内部に分極を生じ、 $A \rightarrow B$ あるいは $B \rightarrow A$ という遷移が生じる。各々の遷移は同じ確率で生じるので、どちらの遷移が支配的になるかは状態密度により決定される。通常はボルツマン分布によりほとんどの電子はエネルギーの低い A の状態にあり、 $A \rightarrow B$ 遷移が支配的となる。この場合、光は吸収され、遷移のためのエネルギーとして消費される。反転分布の場合には逆の $B \rightarrow A$ 遷移が支配的となり、光は吸収されず、遷移のエネルギーが新たに光として放出されることになる。入射光と放出光の波

長は等しいから、入射した光子が遷移により二倍に増幅されることになる。この現象を誘導放出という。

光共振器の中で光は何回も往復し、媒質を通るたびに誘導放出によりその強度を増加させてゆき、発振状態となる。光共振器の共振条件を満たす光のみがレーザー光として増幅されるので、発振波長 λ は、共振器長を L 、モード番号を m とすると、

$$\lambda = \frac{2L}{m}, \quad (2.44)$$

という条件を満たさなければならない。また光共振器内は共振モードに整合する光のみが蓄積されるから、そこから取り出された光は平行光 (ガウスビーム) となる。つまりレーザーにより得られる光は必ずと特定の波長の平行性の高い光となる。光をレーザー光として利用するには光共振器から一部の光を外部に取り出す必要があるが、これは共振器にとっては損失となる。この損失と誘導放出による増加が釣りあった状態が飽和状態となる。

反転分布をつくるためには、外部から光などの形でエネルギーを供給しなければならない。そのための操作をポンピングといい、その光をポンピング光という。ポンピング光にはランプなどからの光の他、他のレーザーによる光などを使用する。

Laser 光の特徴

光電陰極において電子を発生させるさいには、陰極物質の仕事関数、あるいはそれ以下の波長の光が必要となる。レーザーは発光デバイスの一つであるが、次のような特性により、光電陰極からの電子発生にまさにうってつけの特長を多く備えており、現在では光電陰極型の電子銃には欠かせざるべきものとなっている。

- 単色性

- 指向性
- 収束性
- 短パルス性

単色性とはレーザー光のスペクトルが非常に狭い幅をもっているということである。一般的な光陰極板における励起には必ずしも単色性は必要ないが、前述の偏極電子源における励起光には、光のエネルギーによる選択的な励起が偏極を得るためには必要な特性である。またスペクトル幅が狭いことにより、励起した光電子のエネルギー広がりが小さくなるため、低エミッタンスビームの生成にも有利となる。

指向性とは光がひろがらずに、直進するということである。これは光の輸送が決定的に容易となる。通常、電子銃自身は放射線の遮蔽のためシールド内に設置されるが、メンテナンス等を考慮し、レーザーはシールド外に置かれることが多い。従って長い距離を輸送する必要があり、指向性は重要な性能といえる。

収束性はレンズ等で収束させた場合、回折限界まで絞り込めることを示している。通常、あまり極端に小さいスポットから電子ビームを発生させることは様々な飽和現象を引き起こすために行わないが、それでも 1mm^2 を下回るスポットに集光する場合もある。またレーザー光がほぼ理想的なガウスビームとして扱えることにより、よい収束性を示すことは、カソード上でのレーザースポットをかなり正確に予想できることになる。

最後の短パルス性は決定的な意味を有する。例えば三極管構造の熱電子銃の時間構造はグリッドに印加する電気パルスの幅により決定され、通常 1ns を下回することは困難である。ビームの時間広がりを加速高周波の位相において 10 度以下にすることがエネルギーを均一に加速をおこなうひとつの目安となるが、 1.3GHz では 20ps 程度となり、電子銃から得られたビームを集群する必要がある。レーザーではその種別や構成などにより CW (Continuous Wave, 連続波) から、 10ps (ピコ秒、 10^{-12}sec) または 100fs (フェムト秒、 10^{-15}sec) の短パルス光が得られるので、その光により電子発生を行うことにより、直接短パルスの電子ビームを生成できるのである。

モード同期

単純に光共振器と媒質から構成されたレーザーから出てくる光は一般的に連続光、あるいは媒質の励起状態(反転分布) のが自然放出により消滅する時間(寿命)

できるパルス長を持つ。短いパルス光は空洞の Q 値を抑制し、反転分布が充分成長した時点で Q 値を急激に上昇させ、発振状態を短い立ち上がり時間で実現する Q スイッチ法やモード同期法(mode-lock)などで実現される。特に後者の方法は発振バンド幅の広いレーザーと組合せることにより、極めて短いパルス幅のレーザー光を、速い繰り返し周期で得ることができるため、加速器の応用上も極めて重要である。

式 2.44 で示されているようにレーザーは特定の波長においてのみ発振が可能であるが、モード数に従って異なる波長で発振させることができる。そこで角周波数にしてモード間隔 $\delta\omega$ の多数のモードを同時に発振させると、周期 $2\pi/(\delta\omega)$ でビート波が発生する。この時、このビート波のパルス幅は全モード数を N とすると、 $2\pi/(N\delta\omega)$ となる。すなわち多数のモードを同時に発振させることにより短いパルスのレーザー光を得ることが可能である。例えば $N = 10^4$ あるいは 10^6 とすると、パルス幅として ps あるいは fs の極短パルスのレーザー光が得られる。

このようなモード同期は共振器内に誘電率を変化させるデバイスを挿入し、それを外部からドライブする方法や、後述する Ti:Sapphire レーザーのように自己変調現象を利用することで実現される。

代表的なレーザー

光電子発生に用いられるレーザーとして、 100fs 程度の非常に短いパルス発生が得られるものとしてチタンサファイアレーザー $\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$ (Sapphire) がある。ポンピングには 488nm 程度の光を使用するが、多準位レーザーであり、発振波長は $700\text{-}1100\text{nm}$ と広いスペクトル領域をカバーしている。プリズムなどにより波長選択を行えば、波長可変レーザーとして使用可能である。また広い発振波長領域を利用すれば、極めて多数のモードによるモード同期が実現でき、 100fs 以下の極短パルス発生が可能である。さらに、このレーザーは自発的にモードロックを生ずることが知られている。結晶中で生じる三次の非線形効果である光カー効果により、レーザーが自己収束することにより屈折率が強く変調され、発振波長の変動が生じる。この効果により、 17fs の短パルス光が得られている [17]。

Nd:YAG レーザー ($\text{Nd}^{3+}\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) は発振波長 1064nm であり、連続発振が可能なレーザーである。典型的な四準位レーザーであり、発振の生じる遷移である 1064nm 線の自然放出による寿命は $5.5 \times 10^{-4}\text{s}$ であり、利得は低いポンピングは容易で、連続発光のランプなど

により励起することにより、連続発振が可能となっている。また、共振器内に屈折率が変化する変調器を挿入することにより、モードロックをかけて短パルス光を連続的に発生させることも可能である。従って、光電子の発生に直接用いられる他、他のレーザーのポンピング光や、後述する増幅における光源としても有用である。

近年はポンピングに従来のランプに代わり、LD(Laser Diode)を使用するものが増えている。これにより安定性や効率などの向上の他、従来のランプによる励起が困難であった媒質もレーザーに使用できるようになっている。そのなかで特に注目されているものとして、Yb:YAGレーザーとファイバーレーザーをあげることができる。

Ti:Sapphire レーザーの利点はすでに述べたが、励起に488nmの光が必要であり、LDからの光を直接利用できないため、Nd:YAGからのレーザー光の二倍波をもちいる必要があり、システムが高価となり、かつ効率が低いという問題がある。また蛍光寿命3.2 μs と短く、CWあるいはマクロパルス生成が困難という問題がある。

これに対してYb:YAGレーザーは発振波長が1030nmで、励起に必要な光は940nmであり、長寿命、高出力、高安定のInGaAs LD(Laser Diode)を使用でき、LD励起の長所を取り込むことができる。また発振波長幅が10nm程度とNd:YAGに比べて広く、モードロックをかけることにより100fs域の超短パルス動作が可能である。また蛍光寿命が1ms程度と長く、ILCのようなマクロパルス生成にも適しているといえる。Yb:YAGレーザーはこのようにNd:YAGレーザーとTi:Sapphireレーザーの利点を兼ね備えたものとして注目されている。しかしまだ開発段階のレーザーであること、さらにILC電子源の光源として用いる場合、波長可変性が要求されることも忘れてはならない。逡倍波の発生は次項で述べるように確立された技術であるが、連続可変技術は開発段階の技術である。しかしレーザー技術は日進月歩であり、波長可変の用途がつけば、ILC電子源用レーザーの有効候補となることは確実であろう。

ファイバーレーザーは光ファイバー通信の光増幅技術が発展したものである。この技術が確立される以前はファイバー内を進行する光の減衰長により光ファイバー通信の可能な距離に制限が存在したが、この技術の確立により、光の減衰による制限は消滅し、コストの大幅な低減とともに、光通信の爆発的な発展の原動力となった。

ファイバーレーザーは励起光源であるLD、ダブルクラッドコア光ファイバーおよび共振器を構成するミラーなどからなる。図2.6にダブルクラッドコアおよびファイバーレーザーの動作概念を示す。ダブルクラッドコア

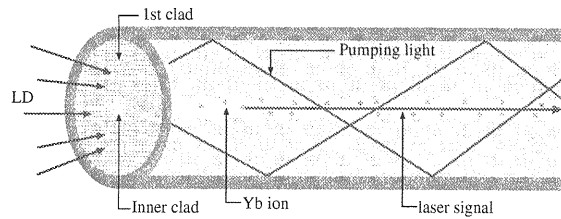


図 2.6: ファイバーレーザーの動作原理図。

光ファイバーとは、波長により異なる大きさのコアとして動作する光ファイバーであり、励起光は径の大きな第一コア内を、レーザー光は内部コアを伝播する。内部コアには励起物質（YbファイバーレーザーにおいてはYbイオン）が添加されており、励起光は第一コア内を伝播しつつ、内部コアを通過するさいにYbイオンを励起する。自発光、あるいは外部からの光などで種光が内部コア内に発生すると、内部コア内を伝播しながら誘導放出により徐々に増幅され、最終的に発振状態へと至る。光ファイバー内での励起光の伝播は極めて損失が低く、励起光からレーザーへのエネルギー変換効率は一般的に極めて高い。

ファイバーレーザーの出力は近年に飛躍的な伸びを見せ、Ybドープファイバーレーザーからの単一モード出力において、2005年の時点で2kWを超える報告もある[18]。今後もこの傾向は暫く続くものと思われる。光電子発生にはそのような大パワーは必要ないが、波長変換や安定性向上、実質的な陰極寿命の向上などレーザーのパワー向上による利得は小さくない。従ってファイバーレーザーをベースとして、波長可変などの周辺技術の開発を並行してすすめることで、現行システムの性能を大きく凌駕する可能性を秘めている。

非線形光学

レーザー光は物質中で分極を生じる。通常は分極はレーザー強度（電場）に線形であるが、レーザーの強度が上がるに従って飽和し、その結果、二次、あるいは三次以上の非線形成分を生ずる。分極は量子化されることにより光となり、これら二次以上の非線形分極による様々な光学現象をあつかう光学を非線形光学という。

実用上最も重要な現象は高次モードの発生である。ある角周波数 ω_1 の光が結晶に入射し、そこで非線形分極が発生したとしよう。二次の効果を考えると、非線形分極により和周波数 $|\omega_1 + \omega_1|$ と差周波数 $|\omega_1 - \omega_1|$ の分極が発生する。この場合、差周波数はゼロとなるが、和周波数は $\omega_2 = 2\omega_1$ となり、この高次の分極から入射光

の二倍の周波数の光が発生する。この現象を二次高調波発生 (Second Harmonic Generation, SHG) という。

一般的にレーザーは Nd:YAG にみられるように、赤外域で発振するものが多い。他方、光電子の励起には、例えば金属陰極においては 300 nm 以下の紫外域の光が必要となる。従って光電子の発生にはレーザー光の通倍波を生成する必要があり、そのプロセスは根本的に重要である。

高調波の発生においては、エネルギー的な条件の他に、運動量の保存に相当する位相整合条件を満たすことが必要である。その条件を周波数と屈折率で表すと、

$$n_1\omega_1 + n_1\omega_1 = n_2\omega_2, \quad (2.45)$$

となる。ここで $n_{1,2}$ は各々の周波数に対する結晶の屈折率である。この式は光路にそって発生した分極から光が発生する際に、異なる地点から発生した高調波の光が互いに打ち消しあうことなく、位相がそろい同期するという条件に相当する。一般的に等方的な結晶においては、屈折率は正常分散という振舞いを示し、 $\omega_1 < \omega_2$ の時には $n_1 < n_2$ と周波数とともに屈折率も大きくなるので、位相整合条件を満たすことは困難である。

そこで高調波発生には複屈折現象を用いて位相整合条件を満たすようにする。複屈折結晶とは、偏光方向により異なる屈折率をもつ結晶で、その屈折率は結晶軸とレーザー光の角度の関数として変化する。結晶軸の角度をうまく設定してやると、異なる偏光状態の基本モードと高調波において、正常分散による屈折率の周波数依存性と、結晶軸からの角度依存性がちょうど打ち消しあい、位相整合条件をみたすことが可能となる。そのような結晶内でレーザーを絞り込み、非線形分極をおこさせることにより、高調波を発生させることができる。代表的な非等方性結晶として、KPD(Potassium Dihydrogen Phosphate, KH_2PO_4)、BBO(Beta-barium Borate, $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$) などがある。

このような高調波発生において、異なる波長の組み合わせでエネルギー条件および位相整合条件を作り出すことができれば、異なる波長のレーザーの間でパワーをやり取りすることが可能である。このような現象の総称をパラメトリック光発生という。式 2.45 の類推から

$$n_1\omega_1 + n_2\omega_2 = n_3\omega_3, \quad (2.46)$$

という条件が満たされれば、異なる三つの周波数の間でエネルギーのやり取りが可能となる。

例えば、800 nm の Ti:Sapphire からの光をシグナルとして、532 nm の Nd:YAG からの大パワーの光をドライバーとして同時に非線形結晶中に入射し、かつ位相条件

を満たすようにしてやると、Nd:YAG 光のパワーが減少し、Ti:Sapphire 光のパワーが増加するという現象が生じる。この現象を OPA(Optical Parametric Amplification) という。すなわち、Nd:YAG からの光がパワーソース (ω_3) となり、Ti:Sapphire からのシグナル光 (ω_1) が増幅されることになる。この時に派生する ω_2 の光をアイドラー (Idler, はずみ車) 光という。これに、chirped-pulse amplification を同時におこなう技術が OPCPA(Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification) である。Chirped-pulse amplification とは、波長分散を利用してパルス長を伸ばした状態で増幅することで、ピークパワーを抑制し、より大きなパルスエネルギーを実現する技術である。一般的な CPA ではパルスをチャープした後、ポンピングした結晶中を通過させて誘導放出により増幅する。OPCPA においては、パルス長を伸ばした後、次に非線形結晶中に入射して OPA により増幅するのである。CPA ではポンピング光のパワーが結晶中のイオンを励起させ、そのイオンを媒介してレーザーシグナルへと転化するが、OPCPA では非線形分極を媒介として、直接レーザーシグナル光へとパワーが移動する。

さらにこのパラメトリック光発生を用いて、例えば Yb:YAG レーザーでは困難な波長可変性を実現することも可能である。まず SHG により二倍波に変換し、さらにこの光をパラメトリック光発生により二つの周波数へと分解するのである。そのさい、アイドラー光の周波数が可変とすることが可能であれば、発生するシグナル光もそれに応じて波長可変となる。この技術は NOPA(Noncollinear Parametric Converter) と呼ばれ、パラメトリック光発生において広い波長領域で位相整合条件がみたすことが重要となり、精力的な開発が続いている [19]。

レーザーとビームエミッタンス

2.5.3 で議論するように、ビームのプロファイルとビームのエミッタンス=位相空間におけるビームの占める面積の間にはおおむね関係がある。具体的には、

- 光電陰極からの光電子ビームのスポット径はレーザーの径により決定されるので、発生時点でビームの有するエミッタンスはレーザー径に比例する。
- 光電子ビームの形状も 0 次近似においてレーザー密度に比例するので、レーザーの時間的、空間的プロファイルが電子ビームのプロファイルを決定する。

という二つの効果によりエミッタンスはレーザーのプロファイルの影響を受ける。最初のスポット径との関係は、初期エミッタンスの空間依存部分について、レーザースポット径を制御することにより可変とすることができる、という操作性の問題である。回折限界という下限は存在するが、光電子発生の場合はそのような小さいスポット径からの電子発生は電流密度の上限から電流の絶対値をおおきく低下させることになり、あまり行われない。

二番目の電子ビームの空間・時間プロファイルはスケールを表すものではなく、形や均一性などのより細かい形状のことを述べている。形状によりビーム自身から及ぼす空間電荷効果による発散力の非線形成分の大きさが変化する。ビームにおけるエミッタンス増大の主要因は空間電荷効果の非線形性であるから、ビーム形状によりエミッタンス増大の度合が大きく変化するのである。

そのような非線形性を抑制するための形状として、円筒型 (Cylinder)、および葉巻型 (3D ellipsoidal)[20]、[21] が各々提案されている。いずれの形状もビームを進行方向に垂直な面でスライスした形状は円であり、かつ電荷分布は円内で一定となっている。違いは進行方向でのスライスした円の径であり、それが一定か、それとも楕円かの違いである。どちらがより良い分布であるかは議論の別れるところであるが、筆者はビームが連続であれば円筒型、非連続 (バンチ化されている) 場合は葉巻型であろうと思う。

いずれにしても、ビームの形状を操作するにはレーザーの形状を操作する必要があるが、標準的なレーザー光学から得られる横方向のレーザープロファイルはガウス型であり、円形の均一分布を作ることさえ容易ではない。また時間方向分布もモードロックレーザーではガウス型となり、均一分布あるいは楕円分布を作ることとも困難である。

時間方向の整形に関しては住友重工の酒井氏が回折格子と液晶フィルターによる均一化を、スプリング 8 の富澤氏は空間方向の均一化をデフォーマルミラーにより、時間方向の均一化をパルス重畳により実現した。デフォーマルミラーとはミラーが薄膜でつくられており、各部の圧力素子を操作することにより反射像を変形する素子であり、富澤氏はプロファイルを指標として遺伝的アルゴリズムによる最適化で均一分布を得ることに成功している [22]。またパルス重畳とはレーザーをスプリッターで分割し、分割された成分に異なる距離を伝播させ、ふたたび重ね合わせることで時間方向の分布を制御する技術である。

ERL などで要求されている超低エミッタンスビームを生成するには、すでに述べた初期エミッタンスのほか、空間電荷効果によるエミッタンス増大をいかに抑制するかが課題である。その成否の鍵をレーザープロファイル整形技術に握っているのである。

2.5 電子の集団運動

2.5.1 空間電荷制限電流

電子銃では陰極から電子が放出され、かけられている電場に従い陽極へと導かれ、最終的に陽極孔からビームとして取り出される。熱電子銃などの擬連続ビームを発生する電子銃、すなわちビームが陰極から陽極まで移動するよりも長いバンチ長を発生させる電子銃においては、個々の電子は常に動いているが、次々と電子は陰極から発生しているために電子銃のある部分を見ると常に同量の電子が空間内に存在している状態とみなせる。このような状態では後述するように引き出し電流はこの空間電荷の運動により決定される。この状態の空間電荷制限状態という。

電子銃内は陽極と陰極、さらに電場整形用の Wehnelt 電極などによりビームを導くための電場が形成されている。また電子が空間に存在することによって、電子はその周りに電場を作る。従って電子銃内の電場は電極の作る電場と空間電荷のつくる電場の重ね合わせとなるのである。電子銃内の電場は空間電荷の存在によって変化する。どのように変化するのであろうか。

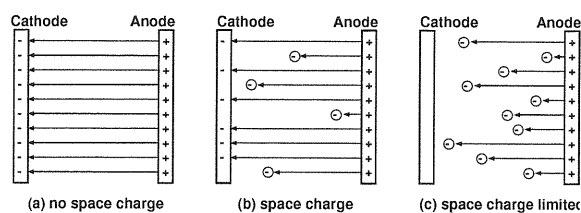


図 2.7: 空間電荷による電場の低減の様子。(a) 空間電荷の存在しない場合陽極から出た電気力線は全て陰極へと到達し、電場は至るところで一定である。(b) 空間電荷が存在すると、電気力線の一部は電荷で終端され、陰極へと到達せず陰極近傍の電場は低下する。(c) 空間電荷制限電流では全ての電気力線は空間電荷で終端し、陰極へと到達せず、陰極表面での電場は消失する。

今簡単のために陰極と陽極として平行平板の二極構造を仮定し、陰極から陽極へと向かう方向に z 軸をとる。電場や空間電荷は z のみの関数とする。

空間電荷のない状態では z に関してももちろん電場は一定である。図 2.7(a) に示されているように、陽極から出た電気力線はすべて陰極へと到達している。図 2.7(b) は陽極から出た電気力線の一部が空間電荷で終端される様子を表している。電気力線の密度が電場に相当するので、空間電荷が存在することによって陰極近傍の電場は低下している。

陰極・陽極間の電位差を一定として空間電荷の量を増やしていくと図 2.7 (c) に示されているように、ついには全ての電気力線が空間電荷により終端されて、陰極へ到達しなくなる。陰極近傍は電気力線が存在しないので、電場は消失している。この状態では陰極でいくら大量の電子が放出されてもビームとして取り出せないので、空間電荷効果により陰極から取り出せるビーム電流には限界が存在することになる。この限界に相当する電流を空間電荷制限電流という。

定量的に空間電荷制限電流を評価するために既定の一次元モデルで考察してみよう。空間電位 V と空間電荷密度 ρ は次のようにポワソンの方程式を満たす。

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_0}. \quad (2.47)$$

電流は電子の速度 v を用いて

$$J = -\rho v, \quad (2.48)$$

と表される。いま、電流が一定の準静的状態を仮定しているため、電流 J は一定である。陰極から出た電子は初速度を有していないからエネルギー保存により

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV, \quad (2.49)$$

である。式 (2.47), (2.48), そして (2.49) から v と ρ を消去すると

$$\frac{d^2V}{dz^2} = \frac{J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} V^{-\frac{1}{2}}, \quad (2.50)$$

を得る。両辺に $2(dV/dz)$ をかけると

$$2 \frac{dV}{dz} \frac{d^2V}{dz^2} = \frac{2J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} V^{-\frac{1}{2}} \frac{dV}{dz}. \quad (2.51)$$

左辺は $\frac{d}{dz} (dV/dz \cdot dV/dz)$ に等しいため、式 (2.51) を両辺 z で積分すると、

$$\left(\frac{dV}{dz} \right)^2 = \frac{4J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} V^{\frac{1}{2}} + C_1, \quad (2.52)$$

となる。 C_1 は積分定数であるが、 $z = 0, V = 0$ で $dV/dz = 0$ 、すなわち陰極表面で電場はゼロと仮定する

と $C_1 = 0$ となるため、以降これを見捨てる。式 (2.52) の二乗根をとり、変形すると

$$V^{-\frac{1}{4}} \frac{dV}{dz} = \sqrt{\frac{4J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}}}, \quad (2.53)$$

を得る。両辺を再び z について積分すると

$$\frac{4}{3} V^{\frac{3}{4}} = \sqrt{\frac{4J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}}} z, \quad (2.54)$$

となる。ここで陰極表面で $V = 0$ となるように積分定数を無視した。式 (2.54) を J について解くと、空間電荷制限電流が次のように求められる。

$$J = \frac{4\epsilon}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{z^2}. \quad (2.55)$$

式 (2.55) は陰極に対する情報を何も含まない。すなわち陰極からの放出電流とは独立に式 (2.55) で表される電流の上限値が存在し、いくら優れた陰極を使用してもそれを越えることはできないという事実を表している。

両極間の距離 d 、陽極の電位 V_A (陰極は接地されているとする) を式 (2.55) に代入して得られる値は、その電子銃から得られる最大電流を表している。すなわち

$$J = 2.33 \times 10^{-6} \frac{V_A^{\frac{3}{2}}}{d^2} \text{ (A/m}^2\text{)}. \quad (2.56)$$

この式を二分の三乗則 (three-halves law) あるいはチャイルド・ラングミュアの法則 (Child-Langmuir law) という。

実際には電子は初速度を有して陰極から放出されるので、陰極付近の電場がゼロになってもほとんどの電子は陽極に到達してしまい、電流は依然として陰極からの放出によって決定される。そして空間電荷のさらなる増加によって陰極付近の電場が逆転し、そのポテンシャルの谷によって電流が制限されるようになって初めて空間電荷制限状態となる。

二分の三乗則における比例係数

$$P = \frac{J}{V_A^{\frac{3}{2}}} (A \cdot V^{-3/2}), \quad (2.57)$$

をパービアンسとよび、電子銃の性質を表す量として用いる。パービアンスの高い電子銃は低い極間電圧で大きなビーム電流を得ることができる。

陰極面積を S とおくと、平行ビームのパービアンスは式 (2.56) を変形し

$$P = 2.33 \times 10^{-6} \frac{S}{d^2} (A \cdot V^{-3/2}), \quad (2.58)$$

のように表される。つまりパービアンスは陰極面積に比例し、かつ陰極・陽極間隔の二乗に反比例する。

熱陰極からの電子放出をその発生源とする電子銃を熱電子銃という。熱電子銃では陰極で発生した電子を陰極・陽極間にかけてられた静電場によりビームとして引き出す。この電場、すなわち陰極に対する陽極の電圧により得られるビーム電流は一般的に図 2.8 のような変化をみせる。

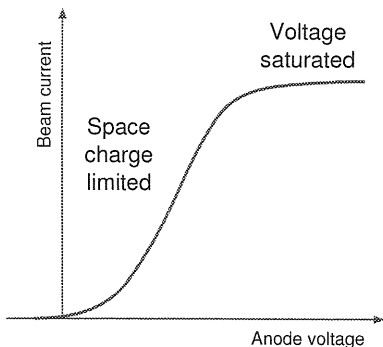


図 2.8: 熱電子銃から得られるビーム電流の陽極電圧による変化。電場が低い領域では電流は空間電荷により制限され電圧の 3/2 乗に比例する。陽極電圧をさらに高めていくと電流は電圧にたいして飽和するようになる。陽極電圧がゼロでも微小な電流が流れるのは電子の初速度の効果である。

まず電場がゼロ付近では電子が有している初速度により陽極への到達電流が決定される。電子の初速度は陰極の温度により変化するので、この電流値は陰極の温度によって変化する。

徐々に電場をあげていくと電流が陰極からの放出ではなくビーム自身で作る電場、すなわち空間中に存在する電荷量によって制限される領域となる。この領域を空間電荷制限領域という。ここでは電流はほぼ電圧の 3/2 乗に比例し、二分の三乗則 (three-halves law) が近似的に成り立つ。電流が陰極からの放出量ではなく空間電荷により制限されるので、陰極の温度にたいして電流はほとんど変化しない。

さらに電場をあげていくと、電場にたいして電流は飽和する。この領域を電圧飽和領域という。この領域では電流は再び陰極からの放出電流により制限されているために、陰極の温度により電流も変化する。

熱電子銃は空間電荷制限領域で運転される。陰極からの電流は陰極の温度や陰極自身の劣化などにより変化するので、長期にわたり一定に保つことは困難である。他方、両極間の電圧を一定に保つことはたやすい。この領域においては得られる電流は陰極からの放出電流には依存せず、両極間の電圧により決定されるので、結果的に安定した電流が容易に得られるのである。また後述

するように空間電荷制限状態では電子銃内の電場を整形してやることで電子の流れを制御することが可能であり、平行ビームや収束ビームなどが得られるのも利点である。

ここでは一般的な熱電子銃を仮定したが、熱電子銃でなくとも、光電陰極型の電子銃などでもパンチ長が長い状態で動作させた場合、同様の議論が成り立つ。

2.5.2 空間電荷効果とユニバーサル関数

電子銃から発生した電子は陽極孔からでて自由空間を進んでゆく。そのさいビームは自身のつくる電磁場(半径方向の電場と円周方向の磁場)によって徐々に広がってゆく。端部効果や非線型効果によりビームのエミッタンスも増大する。

問題を簡略化するために本稿では陽極孔からでてきた電子ビームは横方向運動量を持たないと仮定する。つまりパービアンスできるサイズの平行な電子ビームを初期状態とする。さらにビームを円筒形の輪切りにして、その円筒とともに移動する座標系で考える。この座標系ではビームは静止している円筒形のかたまりとみなせる。ビームは軸方向に静止しているのでビームにはたらくのはクーロン力による半径方向の電場のみで磁場は存在しない。そうすると半径方向の運動方程式は

$$\frac{dp_r}{dt} = eE_r = \frac{e\rho}{2\epsilon_0}r, \quad (2.59)$$

のようにかける。ここで p_r は半径方向の運動量、 E_r はクーロン力による半径方向の電場、 ρ は電荷密度である。円柱の長さを L とすると総電荷 Q は

$$Q = \pi r^2 L \rho, \quad (2.60)$$

と表される。質量 m が時間的に変化しないと仮定すると

$$p_r = mdr/dt, \quad (2.61)$$

なので、これらを式 (2.59) に代入すると

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{e}{2\epsilon_0 m} \frac{Q}{\pi L} \frac{1}{r}, \quad (2.62)$$

となる。 $t=0$ でのビーム半径を r_0 とおいて

$$R(t) = \frac{r}{r_0} \quad (2.63)$$

$$\tau(t) = \sqrt{\frac{eQ}{\epsilon_0 m \pi L}} \frac{t}{r_0}, \quad (2.64)$$

のように変数変換すると式 (2.62) は

$$\frac{d^2R}{d\tau^2} = \frac{1}{2R}, \quad (2.65)$$

となる。この方程式は

$$\tau(t) = \pm \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\log R + R'_0}}, \quad (2.66)$$

と解くことができる [23]。ここで R'_0 は $R(t)$ の $t=0$ における時間微分であるが、ビームの発生時 (陽極孔から出た時) の横方向運動量がゼロという仮定から $R'_0 = 0$ となる。従って

$$\begin{aligned} \tau &= \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\log R}} \\ &= \int_0^{\log R} \frac{e^x}{\sqrt{x}} dx \\ &= \frac{e^x}{\sqrt{x}} \left(\sum_n (-1)^{n-1} \frac{(2x)^n}{1 \cdot 3 \dots 2n-1} \right), \end{aligned} \quad (2.67)$$

と展開することができる。ここで $x = \log R$ である。図 2.9 は数値的にもとめた $R - \tau$ (点線) とそれを二次の多項式で最適化したもの (実線) を横軸に τ 、縦軸に R をとり表示したものである。このプロットから時間が経過するにつれてビームがひろがっていく様子がよくわかる。

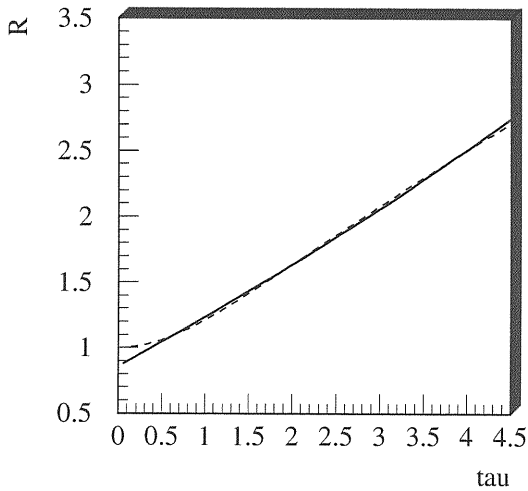


図 2.9: 横軸は τ 、縦軸は R をあらわす。点線は式 (2.67) より数値的に求めたもの、実線はそれを二次の多項式で最適化したもの。

ここで座標系を実験室系へと移し、実際のビームサイズの変化がどのようになるのか見てみよう。静止系を (r, z, t) 、実験室系を (r', z', t') とし、ビームの速度を v_0 とするとローレンツ変換より各変数は

$$r' = r \quad (2.68)$$

$$z' = \gamma(z + v_0 t) \quad (2.69)$$

という関係にある。静止系では常に $z = 0$ なので、それを代入すると

$$t = \frac{z'}{\gamma v_0} = \frac{t'}{\gamma} \quad (2.70)$$

となる。すなわち静止系の時間は実験室系の時間にくらべて $1/\gamma$ だけ遅く進むのである。

静止系の長さ L の円筒は実験室系でみると L/γ である。いっぽう電荷 Q は両方で保存されるので

$$Q = I \frac{L}{\gamma v_0}, \quad (2.71)$$

となる。式 (2.70), (2.71) を式 (2.64) に代入すると、

$$\tau = \sqrt{\frac{e}{\epsilon_0 m_0} \frac{I}{\pi \gamma v_0^3} \frac{z'}{\gamma r_0}}, \quad (2.72)$$

を得る。ここで $m = m_0 \gamma$ とした。

ここまでの議論でわかることは、ビームサイズは空間電荷効果により式 (2.67) のように変化する、ということである。そしてこの式は座標系によらず常に成立する。したがってこの式 (2.67) をユニバーサル関数と呼ぶ。座標系の変換は式 2.72 による変数 τ と実時間 t あるいは座標 z' との関係によって記述される。

2.5.3 空間電荷効果によるエミッタンス増大

ユニバーサル関数によって空間電荷効果によるビームサイズの増大が生じることがわかった。その時エミッタンスはどうなるのであろうか。空間電荷効果が存在するとエミッタンスが増大する、ということがよく言われるが。それは正しくもあり、また間違っている。

最初に結論をいうが、前節のように密度一定の連続ビームを考察している限り、空間電荷効果によりエミッタンスの増大は生じない。つまりエミッタンスは保存するという Liouville の定理は厳密に成り立っている。物理的にいえば、空間電荷効果による発散力が線形であれば、エミッタンスは増大しない。しかし現実においては空間電荷効果によるエミッタンスの増大はおおくの場合に観測され、その克服は低エミッタンスビームの生成においては大きな課題である。その理由は空間電荷効果が多くの場合非線形の成分を有するからである。また実際のエミッタンスは増大していなくても、エミッタンスの実際的な定義であるプロジェクトエミッタンスが増大して見えるというのも理由だろう。我々が測定するほとんどの場合はプロジェクトエミッタンスを測定しているのである。

まず最初に理想的な状態のビームの位相空間における運動を理解し、次に重要な概念となるスライスエミッタ

ンスとプロジェクトエミッタンスについて説明しよう。
以下、特に断らない限り、 x 方向の運動を仮定する。

線形空間電荷効果

初期状態として、ビームサイズが $\pm x_0$ 、運動量 x' がゼロの状態を仮定する。このビームをドリフトさせた場合、全ての粒子は横方向運動量を持っていないから、空間電荷効果がなければ位相空間分布を保持したままであり、エミッタンス増大は生じない。

次に空間電荷効果がある場合を考えよう。この場合、運動量 x' はドリフトに従って

$$x' = f(z, x)z, \quad (2.73)$$

のように変化する。 $f(z, x)$ は空間電荷効果を表す関数である。空間電荷効果が線形な場合、 $f(z, x) = f_0x$ と書けるから、式 (2.73) は

$$x' = f_0xz, \quad (2.74)$$

と表されることになる。ここで空間電荷効果の z による変化を無視している。これはドリフト距離が短く、運動量の変化が実空間の変化を引き起こしたとしても、空間電荷効果が大きな変化を生じないとの仮定である。この式は位相空間分布が直線を保ったままドリフトに従って序々に左側に傾いていくことを表している。図 2.10 にその運動の様子を示す。初期状態として運動量を持たない AA 分布を仮定している。線形空間電荷効果により、AA 分布は BB 分布に移動する。運動量が空間電荷効果により発生すると、それに従い実空間においても移動が生じる。その大きさは運動量に比例するから、ちょうど位相空間分布でみると横方向に引き延ばされるように移動する。この左への傾きと横方向への引き延ばしが同時に生じるのである。図 2.10 でみると、AA から BB、そして CC へと分布が変遷していく。

この仮定を通じて運動量方向および実空間方向において位相空間分布は拡大しているが、以前として分布は直線のままである。従ってエミッタンス増大は起っていない。

後のために、このビームをソレノイド磁場に通してみよう。ソレノイド磁場においては座標（ここでは x ）に比例した収束力を得るから、その強さにもよるが、例えば図 2.10 において CC から DD への移動を生じる。依然としてエミッタンス増大は生じない。分布 DD においては BB とは逆にビームは収縮するように運動する。また依然として空間電荷効果は働いているので、左に傾くように運動する。したがって収束の強さを適当なる値に

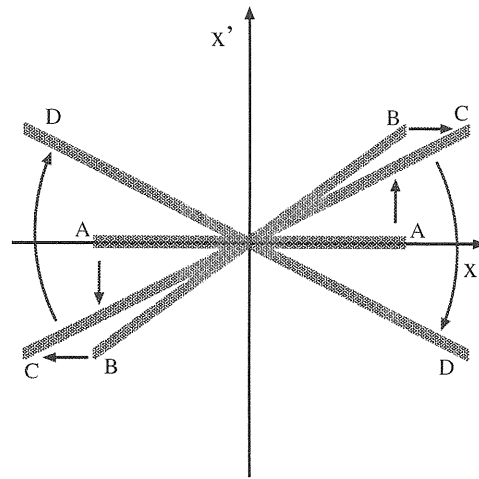


図 2.10: 線形な空間電荷効果がある場合の位相空間におけるビームの運動。初期状態として AA、すなわち運動量ゼロの状態を仮定している。

調節すると、DD 分布は最初の AA 分布に戻すことができる。これはエミッタンスが増大していないことから当然の帰結であり、その傍証でもある。

空間電荷効果が線形とは、電荷分布が一定の場合に相当する。ビーム中心から半径にして a まで一定の電荷密度 ρ で分布しているとしよう。電場が軸方向に存在せず、動径方向のみ存在するとすると、ガウスの法則によりその電場は

$$E_r = 4\pi \frac{\rho \pi r^2}{2\pi r} = 2\pi \rho r, \quad (2.75)$$

となり、 r に比例する。これを直交座標系でみると、たとえば x 軸から角度 θ を定義すると、

$$E_x = E_r \cos \theta = E_r \frac{x}{r} = 2\pi \rho x, \quad (2.76)$$

となって、やはり座標に対して線形となる。

ここまでの議論をまとめると、以下ようになる。空間電荷効果が線形の場合、エミッタンス増大は生じない。空間電荷効果が線形の場合とは、電荷分布が軸対称で、かつ密度が一定の場合である。

非線型空間電荷効果

それでは空間電荷効果が非線型の場合はどうであろうか。同様にドリフトによる運動量の変化はトに従って

$$x' = f(x)z, \quad (2.77)$$

のように変化する。 z による依存性を無視したのは線形の場合と同様であるが、より一般的に $f(x)$ は空間電荷

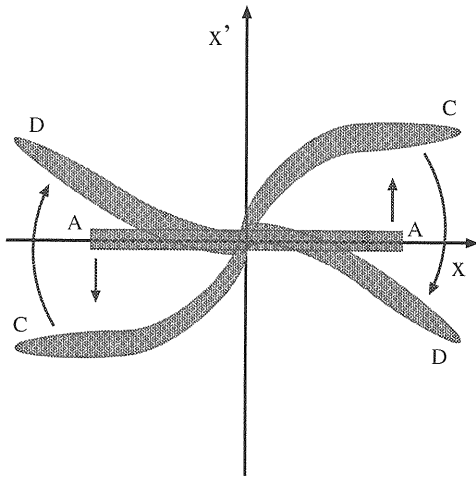


図 2.11: 非線形な空間電荷効果がある場合の位相空間におけるビームの運動。初期状態として AA、すなわち運動量ゼロの状態を仮定している。

効果を表す x の関数である。このような力を受けて運動をするビームは位相空間において歪みをうけながら左側に傾く。歪みは非線型からくるもので、非線型が大きいほど、その歪みも大きくなる。例えば径方向にビームの電荷密度がガウス分布をしているとしよう。この仮定は現実的なもので、中心極限定理によりある軌道中心のまわりに確率的運動を行うビームは必ずガウス分布へと収束する。ガウス分布するビームの動径方向の空間電荷力による発散力は中心部で大きく、周囲にゆくと急激に減少する。この分布を仮定すると、ドリフトにより位相空間分布はちょうど S 字を描きながら左に傾いていく。

エミッタンスを位相空間でしめる粒子の面積と定義すれば、このような変化が生じたとしても、依然として分布は面積をもっておらず、増大は生じていないといえる。しかしこの変化により二変数間の相関は減少しており、RMS で定義されるエミッタンスは増大している。RMS エミッタンスは

$$\varepsilon_x = \pi \sqrt{\bar{x}^2 \times \bar{x}'^2 - (\overline{xx'})^2}, \quad (2.78)$$

とあらわされる。さて実際のところ、RMS エミッタンスの増大はビームの品質として問題であろうか。例えば電子ビームによって放射光を発生させる場合、エミッタンスが小さいほど輝度が上昇することが知られている。それはビームに含まれる電子各々が放射する放射場が小さくまとまっていればいるほどよく干渉し、放射パワーが上昇するからに他ならない。その際、面積が仮にゼロであっても、歪んだ分布をしている場合、各電子からの放射はエミッタンスが広がっている場合と同様に「ぼやけた」ものになってしまう。したがって面積としてのエ

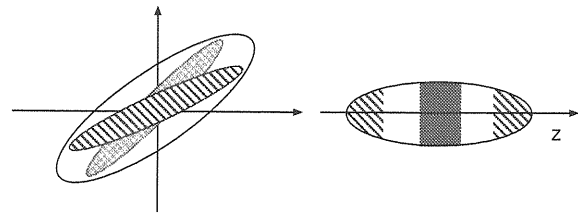


図 2.12: 異なる輪切りエミッタンスの運動の例。中央部分の輪切りは空間電荷効果が大きいので、位相空間での傾きが大きくなる。端部の輪切りはそれに比べ傾きが小さく、投影エミッタンスは (a) のように輪切りの不一致により増大する。

ミッタンスよりも、RMS エミッタンスのほうをビーム品質の尺度としてもちいるべきであり、非線形空間電荷効果により RMS エミッタンス増大はまさにビーム品質の悪化といえる。

輪切りエミッタンスと投影エミッタンス

さて今までの議論は進行方向にたいして一様な系を仮定していた。実際にはビームは進行方向に分布をもっている。そこでビームの進行方向に垂直な面でビームを幾つかの部分に輪切り (スライス) にし、各輪切りに対してエミッタンスを定義する。これを輪切り (スライス) エミッタンスという。これに対して、全てのスライスを進行方向に垂直な面に投影した位相空間分布で定義されるエミッタンスを投影 (プロジェクト) エミッタンスと定義しよう。

図 2.12 に両エミッタンスの概念図を示している。ここではバンチの先頭、中央部、そして後尾について輪切りエミッタンスを示している。この輪切りを含むビーム全体を投影して得られるのが投影エミッタンスである。

ここでビームの進行方向の電荷密度分布として、中央部が大きく、端部が小さいと仮定しよう。これは通常のビーム分布として最もよいものである。たとえばモードロックレーザーからの短パルス光はパワーの時間依存性はガウス分布となることが知られている。このレーザー光による光電効果でビームを生成した場合に、その分布はやはり中央部で大きく、端部で小さくなるであろう。このような状態で、各スライスの位相空間における運動を考えよう。

各輪切りにおける横方向の電荷分布が一定の場合、空間電荷効果は線形となり、エミッタンス増大は生じない。他方、分布が一定でなければ空間電荷効果は非線型となり、エミッタンス増大が生じる。

しかし仮に輪切りエミッタンスが増大しない場合でも、図 2.12 に示されているように、各輪切りの傾きが異なる場合、これを同一の位相空間に投影すると、エミッタンスは増大して見える。つまり輪切りエミッタンスは増大していないが、その分布が輪切り毎に異なるために、全てを投影エミッタンスで見ると増大しているのである。

この過程をプロジェクトエミッタンスでみる。各スライスが発散力に従って同様の動きをおこなうが、密度が異れば発散力は異なり、各スライスの動きも当然異なる。したがってプロジェクトエミッタンスは増大する。ここで整理すると以下ようになる。

- 各輪切りで横方向の電荷分布が一定の場合、輪切りエミッタンスは不変である。
- 各輪切りで電荷密度に差がある場合、プロジェクトエミッタンスは増大する。

さて、ここでプロジェクトエミッタンスの増大がビーム品質の悪化であるかどうかの問題である。この問題を一般的に考察する力量は筆者にはないが、一般論として言えることは、各輪切りがビームとして独立に作用する場合は輪切りエミッタンスがビーム品質として重要であり、バンチが一体として作用する場合にはプロジェクトエミッタンスが重要であるということである。

例えば、ILC のようなコライダーの場合、各輪切りは異なる輪切りと交錯することで衝突現象が生じるから、各輪切りが小さくまとまっていることとともに、各輪切りがバラバラでないことが重要である。すなわち投影エミッタンスが有効な指標であろう。

それに対して、FEL の場合は、各輪切りがセルフバンチングを生じ、各マイクロバンチからの放射が自発的に生じるとともに、それが干渉して発振状態が発生するのであるから、ビームのごく限られた領域、すなわち輪切りのまとまり=輪切りエミッタンスが重要な指標であろう。

俗にいう「エミッタンス補正」なるものは、なんらかの方法により各スライス間の位相空間分布の不一致を解消し、合せこむ作業に他ならない。従ってエミッタンス補正を考えた場合、つぎのような結論にいたる。

- スライス間の不一致によるプロジェクトエミッタンスの増大はなんらかの方法により補正できる可能性がある。
- スライスエミッタンスを減少させることは原理的に不可能である。

エミッタンス補正には多くの場合ソレノイド磁場が用いられる。ソレノイド磁場は端部磁場の効果により、中心軸からの距離に比例した収束力を発生させる。すなわち空間電荷効果とはちょうど逆の運動量変化をもたらす。スライスによる不一致があった場合でも、大きく傾いたスライスは大きな収束を、小さく傾いたスライスは小さい収束をうけるので、ソレノイド磁場の強さを調整することにより、ずれてしまった各スライスをふたたびうまく重ね合わせることができる。このことにより、増大してしまった投影エミッタンスを復元することができる。

この方法は、非線型空間電荷効果によるスライスエミッタンスの補正には有効ではない。非線型空間電荷効果による輪切りおよび投影エミッタンスの増大は補正不可能である。

2.5.4 ビームとバンチング

Beam とはジーニアス英和辞典によると、もともと構造をささえる梁（はり）のことである。同時に直進する光やエネルギーなどを示す。推測するに光線などが直進する様子がちょうど屋根を支える梁が真つすぐ通っているさまと似ているところから、直進するなんらかの流れのことをビームといたのであろう。また bunch とは、同辞典によると、果物の房や、山盛りとなった状態、同類のものが沢山あつまつたもの、などの意味である。

従って加速器の立場から見ると、ビームとは粒子が直進する、その直線性に着目した呼称であり、他方バンチとは文字通り電子ビームのかたまりに着目した表現である。ビームが進行方向にたいして垂直な面において細く絞られた流れを意味するのに対して、バンチは進行方向にある大きさを持つ概念である。このとき、この進行方向にもつバンチの長さのことをバンチ長 (bunch length) という。

加速器においては、しばしばバンチ長を短くする必要がある。これは高周波加速においては加速場が時間的に振動するために、有限のバンチ長を仮定した場合、電子の占めるバンチ内位置によりエネルギー差が生じるためである。従って長すぎるバンチ長は加速における大きなエネルギー広がりを生じる。加速周波数を f 、最大加速電場を E_0 、バンチ長を d とすると、バンチ中央とバンチ先端および終端における加速差 ΔE は

$$\Delta E = E_0 \sin \left(\frac{\pi}{2} - 2\pi f \frac{d}{2c} \right), \quad (2.79)$$

となる。 c は光速である。例えば $f = 1.3\text{GHz}$ 、 $d = 30\text{mm}$ とすると、 $\Delta E/E_0$ はおよそ 32% となる。ILC の

入射部におけるエネルギー広がり の要求値は全幅において1%である。従って加速する前にバンチ長を小さくしてやる必要がある。このプロセスをバンチング (bunching) という。

バンチングには二つの方法がある。速度バンチングと磁場バンチングである。速度バンチングとは「エネルギーの異なる粒子は速度が異なる」という性質を用いる。バンチの中の先頭の粒子よりも後尾の粒子の速度を大きくしてやり、空間をそのまま通過させることで、後尾の粒子は追い付くので、バンチ長は短くなる。粒子の速度に相当する相対論パラメーター $\beta = v/c$ を γ で表すと、

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}, \quad (2.80)$$

となる。この式から γ があまり大きくない場合は β は γ に依存する、すなわち加速により変化するが、 γ が大きくなってしまふと、 β はほとんど一定となることがわかる。すなわち、この速度バンチングは γ の大きくない低エネルギーの粒子に用いられる方法である。

他方、磁場バンチングとは、「運動量の異なる粒子は磁場中で異なる軌道を描く」という性質を用いる。これにはバンチ内で適当な運動量の差をつけてやり、このバンチを適切なる磁場中を通過させる必要があり、比較的規模の大きな装置が必要となる。

入射部においては、粒子のエネルギーがまだ低いこと、装置が大規模とならないことを理由に主に速度バンチングが用いられる。

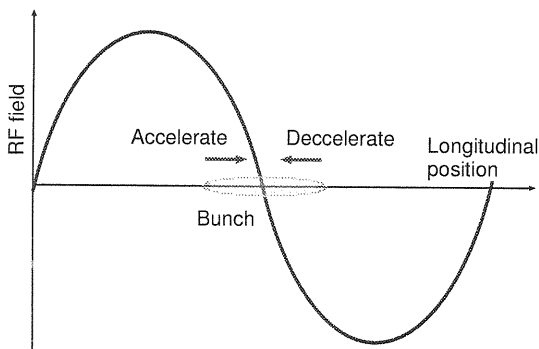


図 2.13: RF による速度変調の様子を表した図。バンチ前方は減速され、バンチ後方は加速される。

速度バンチングにおいてはバンチ内に速度差をつくる必要がある。そのためにバンチを RF 空洞を通過させるさいに、RF 場が $E_0 \sin(\omega t)$ で表されるとすると、図 2.13 で表されているように、RF 位相が $\omega t = 0$ の時にバンチ中心が空洞を通過するようにする。その場合、バンチ前方は減速され、バンチ後方は加速されることにな

る。位相が小さければ $E_0 \sin(\omega t) \sim E_0 \omega t$ となる。その時の速度変調の様子を図 2.14 に示す。最初横方向に広がっていたバンチは速度変調により右に傾いた分布となる。この状態でバンチをそのまま進行させると線型な速度差により、適当な距離においてバンチの各部分はバンチ中央において重なり合い、バンチ長が大幅に短縮される。

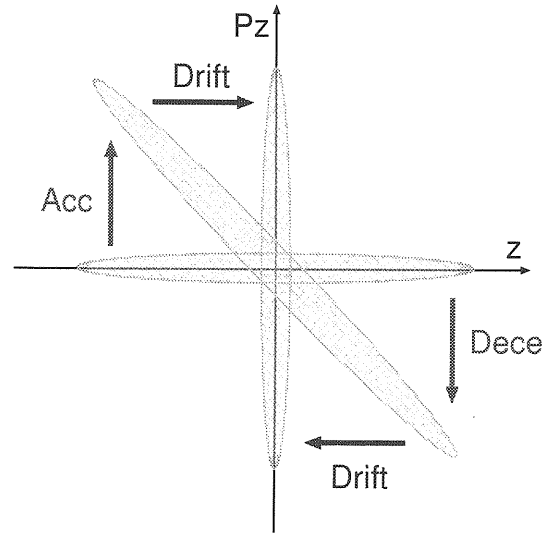


図 2.14: 位相空間におけるバンチングの様子。速度変調により分布は右に傾き、その状態で自由空間をドリフトさせると速度差によりある地点で空間分布は最小となる。

現実には RF 波の非線型性、相対論的効果による非線形性により速度変調は非線形となり、最適なドリフト距離においてもバンチ長は有限にとどまる。また空間電荷効果の長手方向成分は常にバンチ長を長くするように働くから、この効果によっても得られるバンチ長は制限される。実際のバンチャ-系の設計においては空間電荷効果や相対論的効果を含んだ粒子シミュレーションを行い、加速場の大きさや位相、複数のバンチャ-空洞がある場合はその相対位置などを最適化する。

一般的なバンチャ-系の構成は電子源が連続ビームか、あるいはある程度バンチ化されたビームを発生するのかわ異なる。

連続的なビームを発生する場合はプリバンチャ-(PB, Pre-Buncher) とよばれる、空洞をもちいてまずビームの基本構造をつくる。連続ビームが PB を通過して最適距離をドリフトした時点で、ビームには密度の濃い部分と薄い部分が発生する。この濃い部分が後段のバンチャ-によりさらに整形され、ビームを形成する。したがってこの場合、PB の周期がビーム周期を決定する。

ILCのように光電陰極を使うなどして発生時にビームの基本繰り返しと構造がある程度決まっているような場合はPBを用いずに、バンチャ-空洞に直接入力する。

バンチャ-空洞においては、なるべく線形な速度変調をつくるのが良好なバンチングにつながるので、通常はビームの基本繰り返しと整合し、かつ周波数の低い空洞が用いられる。これをサブハーモニックバンチャ-(SHB, Sub-Harmonic Buncher)という。これは加速周波数のサブハーモニック周波数(調和し、かつ周波数の低い)が通常使われることによる。また必要がある場合、さらに加速周波数と同じ周波数のバンチャ-空洞などを必要に応じて使用する。

最終的には、バンチャ-系の出口、最適ドリフト距離の場所に加速空洞を配置し、バンチ長が最も短くなった状態で加速位相にのせて、相対論的なエネルギーまで加速を行う。空間電荷効果は $1/\gamma^2$ にスケールして減少するので、いったん加速してしまえばバンチ長に関してはほとんどその効果を気にする必要はない。

2.6 Pierce型熱電子銃

2.6.1 空間電荷平行流

空間電荷制限領域では得られるビーム電流はパービアン스에比例する。パービアン스는電子銃の形状に固有の定数であるので、パービアンスの大きい銃を設計できれば低い電圧で大電流を取り出せるので電子銃として望ましい。

1939年にWehneltとPierceは空間電荷制限電流領域の熱電子銃において、高いパービアン스를実現するための電子銃の設計法を考案した。その原理に基づく電子銃をPierce型熱電子銃といい、加速器の電子源として広く用いられている。

Pierce型熱電子銃の設計法は簡略化すると次のようになる。以下平行ビームを仮定して電子銃内の電場分布を得る方法の概略を述べる。

1. 電流は層流をなしており、電流の存在するところでは電位はPoissonの方程式を満たしている。
2. 電流の存在しない空間では電位はLaplaceの方程式を満たす。
3. 電流の境界面では電流に垂直な電場成分は存在しない。何故ならそれが存在すると電流は平行とならないからである。

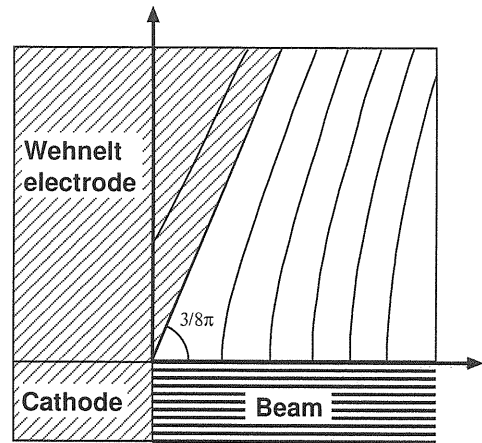


図 2.15: Pierce型熱電子銃内の電場の様子。縦軸に y 、横軸に z をとる。 $y < 0, z = 0$ が陰極面となっており、 $z+$ 方向に平行に電子が流れだしている。平行電子流をつくるための電場の等電位線がいくつか描かれている。 $V = 0$ (陰極と等電位)の等電位線はビームに対して $3/8\pi$ だけ傾いた直線をなしており、それにそって電極を設けることで所定の電場分布を実現する。

図 2.15 に層流を仮定した電子銃の様子を表す。ビームは $z=0$ にあるカソードから放出されており z 軸のプラス方向に流れ出しているとする。 $y=0$ がビームの端部をなしていると仮定する。すなわち $y < 0, z > 0$ の空間は空間電荷のみで満たされている。 $y < 0, z < 0$ にはカソードがあり、 $y > 0$ は自由空間となっている。

ここで電流として完全平行な層流を仮定すると、層流中の電位分布は式(2.55)を(2.56)で割ることによりえられる。その結果は

$$V = V_A \left(\frac{z}{d} \right)^{4/3}, \quad (2.81)$$

となる。 $z = 0$ で $V = 0$ 、すなわちカソード面で電位ゼロであり、 $z = d$ のアノードで $V = V_A$ となる。この式はもともとPoissonの方程式を仮定して求められたものであり、条件(1)は自動的に満たしている。

$y = 0$ では電場が y 方向の成分をもたないため、電位は z のみの関数となる。すなわち

$$V = \phi(z). \quad (2.82)$$

式(2.81)はすでにこの条件をみたしている。

$y > 0$ においては電位はLaplaceの方程式を満たさねばならない。すなわち

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0. \quad (2.83)$$

式(2.81)は $y \leq 0$ における条件を満たしているので、式(2.83)の解のうちで、 $y = 0$ で式(2.81)と一致するも

のが求める解となる。それは次のように与えられる。

$$\begin{aligned} V &= \frac{V_A}{d^{\frac{4}{3}}} \Re(z + jy)^{\frac{4}{3}} \\ &= \frac{V_A}{d^{\frac{4}{3}}} (z^2 + y^2)^{\frac{2}{3}} \cos \frac{4}{3}\theta, \end{aligned} \quad (2.84)$$

ここで θ は

$$\theta = \arctan \frac{y}{z}, \quad (2.85)$$

である。式(2.84)において $V = 0$ とおくと、 $\cos \frac{4}{3}\theta = 0$ 、すなわち $\theta = \frac{3}{8}\pi$ となり、 $V = 0$ の等電位線は原点を通り z 軸に対して $\frac{3}{8}\pi$ の角をなした直線で表される。図 2.15 にはそれを含めていくつかの等電位線が描いてある。

このような電位分布を実現するために図 2.15 に示されているように通常 $V = 0$ の電位に電場整形用の電極を設置する。この電極を初案者のひとりである Wehnelt に因み Wehnelt 電極という。カソードの大きさは任意にとれるので、カソードの面積に応じて任意のパービアンスの電子銃をつくることができる。

ここで考えたのは平行電流を発生する二次元モデルであるが、三次元でのいくつかの形状について平行ビーム、そして収束ビームを発生する Pierce 型電子銃が提示されている。現代では解析的方法にかわり、コンピューターシミュレーションにより電子銃を設計するのが一般的になっている。

2.6.2 熱エミッタンス

陰極表面から放出された熱電子は乱雑な熱運動を行っており、この熱運動によるエミッタンスを熱エミッタンスと呼んでいる。

陰極から放出される熱電子数は量子力学によるポテンシャルによる反射を無視すると

$$N = \frac{4\pi m}{h^3} \int_W^\infty d\epsilon_z \int_0^\infty d\epsilon' \frac{e^{(-\epsilon_z + \epsilon' - \mu)/kT}}{1 + e^{(-\epsilon_z + \epsilon' - \mu)/kT}}, \quad (2.86)$$

のように与えられる [23]。ここで ϵ_z は陰極に垂直方向のエネルギー、 ϵ' は陰極に平行方向のエネルギー、 μ は Fermi 準位、 W は仕事関数に相当するエネルギーで仕事関数 ϕ と $\phi = W - \mu$ という関係にある。この式に ϵ' をかけて積分し、電子数で規格化すると横方向のエネルギーの平均値 $\bar{\epsilon}'$ が求められる。すなわち

$$\bar{\epsilon}' = \frac{4\pi m}{Nh^3} \int_W^\infty d\epsilon_z \int_0^\infty d\epsilon' \frac{\epsilon' e^{(-\epsilon_z + \epsilon' - \mu)/kT}}{1 + e^{(-\epsilon_z + \epsilon' - \mu)/kT}}, \quad (2.87)$$

となる。ここで $\epsilon_z + \epsilon' - \mu \gg kT$ により式(2.87)を近似すると

$$\bar{\epsilon}' = \frac{4\pi m}{Nh^3} \int_W^\infty d\epsilon_z \int_0^\infty d\epsilon' \epsilon' e^{(-\epsilon_z + \epsilon' - \mu)/kT}, \quad (2.88)$$

となる。積分公式

$$\int dx x e^{ax} = \frac{e^{ax}}{a} \left(x - \frac{1}{a} \right), \quad (2.89)$$

を式(2.88)に適用すると、

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}' &= \frac{4\pi m}{Nh^3} \int_W^\infty d\epsilon_z e^{(-\epsilon_z - \mu/kT)} \left[(-kT) e^{(-\epsilon'/kT)} (\epsilon' + kT) \right]_0^\infty \\ &= \frac{4\pi m (kT)^2}{Nh^3} \int_W^\infty d\epsilon_z e^{(-\epsilon_z - \mu/kT)} \\ &= \frac{4\pi m (kT)^2}{Nh^3} \left[(-kT) e^{(-\epsilon_z - \mu/kT)} \right]_W^\infty \\ &= \frac{4\pi m (kT)^3}{Nh^3} e^{(-\frac{\phi}{kT})}, \end{aligned} \quad (2.90)$$

となる。式(2.12)を素電荷 e で割って放出電子数 N を求めると

$$N = \frac{4\pi m (kT)^2}{h^3} e^{(-\frac{\phi}{kT})}, \quad (2.91)$$

となるので、これを代入すると $\bar{\epsilon}'$ は結局

$$\bar{\epsilon}' = kT, \quad (2.92)$$

となる。上のエネルギーは円筒座標系における半径方向のエネルギーであるが、これより直交座標系における横方向 (x 方向) エネルギー $\bar{\epsilon}_x$ は

$$\bar{\epsilon}_x = \frac{kT}{2}, \quad (2.93)$$

となる。ここでビームは x と y に対して対称に分布していると仮定している。

無次元運動量は $m = m_0$ すなわち $\gamma = 1$ と近似すると

$$p_x = \sqrt{\frac{2\bar{\epsilon}_x}{m_0 c^2}}, \quad (2.94)$$

と定義できるので結局横方向エミッタンス ϵ_x は

$$\epsilon_x = \sigma_x p_x = \sigma_x \sqrt{\frac{kT}{m_0 c^2}}, \quad (2.95)$$

となる。ここで σ_x はビームの x 軸への射影の標準偏差である。

陰極の温度を 2700 K、ビームスポットサイズを直径 1.0cm (x 軸上への射影の標準偏差は $0.5/2 = 0.25$ cm) とすると熱エミッタンスは $2.50 \times 0.48 = 1.20 [\pi \text{ mm.mrad}]$ となる。

以上のように熱電子銃の熱エミッタンスにおいては実は熱運動ではなくビームのスポットサイズによる寄与が支配的である。ビームのスポットサイズはパービアンスを大きくとるためには大きいほうがいいのだが、エミッタンスを小さくするためには小さくしなければいけない。次節で論じる空間電荷効果によるエミッタンス増大

も実は電流値が大きい程その効果は大きく、結局パービアンスの大きい電子銃ではエミッタンスが大きくなってしまふ。熱電子銃で低エミッタンスを実現するにはパービアンスを小さくし、ビーム径を小さくすることが必要である。

2.7 RF 電子銃

1980 年台半ばに、定在波型 RF 空洞内壁で電子を直接発生させる RF 電子銃が米国 Los Alamos の Fraser と Sheffield によって提唱・製作された。

現在では RF 電子銃は熱電子放出を用いる RF 熱電子銃と、レーザーによる光電効果をタンスは用いる光電陰極型 RF 電子銃とにわかれる。本稿では将来的にさらに高性能をねらえると思われる光電陰極型 RF 電子銃を中心に話をすすめていく。

RF 電子銃において陰極表面で発生した電子は空洞内の RF 加速電場によりただちに数 MeV という相対論的運動量まで加速される。熱電子銃のように加速までの低エネルギー状態でのドリフトが必要ないので空間電荷効果によるエミッタンスの増大が抑制され低エミッタンスのビームが得られるのが利点である。

また電子ビームの時間構造はレーザーの時間構造を反映するため、簡単に短いパルス長のビームを得ることができる。それにより従来の熱電子銃を用いた入射器が必要であったビームの集群のための空洞などを省くことができ、システムの簡略化、安定性の向上などが見込める。

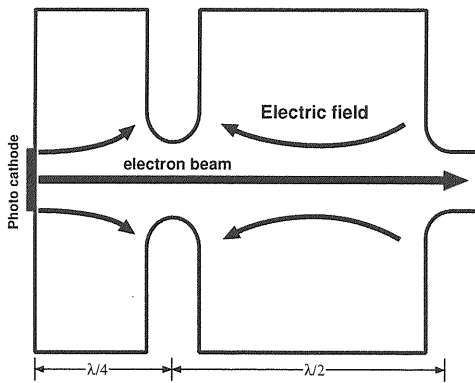


図 2.16: RF 電子銃。定在波型 RF 共鳴空洞の壁面に陰極をとりつけた構造となっている。実際は無酸素銅など空洞の構造材そのものを陰極としてもちいることも多い。

図 2.16 は RF 電子銃の動作原理を表したものである。RF 電子銃は通常となりあうセルに立つ共振モードの位

相差が π (180 度) の定在波型共鳴空洞が用いられる。 π モードを加速に用いることで電子ビームと RF の位相同期をとり、複数セルによる効率的な加速を行う。

最初の陰極を含むセルは $\lambda/4$ 長とし、陰極を含む空洞端面を電氣的短絡面としている。これにより陰極表面に強い電場が誘起され、発生した電子が空間電荷効果により膨張しないうちに相対論的エネルギーまで加速される。

RF 電子銃の詳細なダイナミクスについては KwanJe Kim[24] が検討している。その後若干の修正が C. Travier[15] らによって行われているので、以下それらに従い説明を行う。

2.7.1 縦方向のダイナミクス

最初に空洞中心軸上での軸方向のダイナミクスについて検討する。中心軸を z 軸にとりカソード表面を $z = 0$ 、ビーム進行方向を $+z$ とする。軸上の RF による電場成分 E_z を

$$E_z = E_0 \cos kz \sin(\omega t + \phi_0), \quad (2.96)$$

のように仮定する。ここで E_0 は加速電場の最大値、 $k = 2\pi/\lambda$ で λ は RF の管内波長、 $\omega = ck$ で c は光速、 ϕ_0 はビーム発生時である $t = 0$ での RF 位相である。位置 z にある電子に同期する位相 ϕ は次のように表される。

$$\begin{aligned} \phi &= \omega t - kz + \phi_0 \\ &= k \int_0^z \left(\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} - 1 \right) dz + \phi_0. \end{aligned} \quad (2.97)$$

γ は相対論における γ である。 $\gamma/\sqrt{\gamma^2 - 1} = 1/\beta$ は電子の光 (=RF 位相) に対するずれを表したものである。また電子の加速は位相 ϕ を用いて次のように表される。

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{eE_0}{2mc^2} [\sin \phi + \sin(\phi + 2kz)]. \quad (2.98)$$

右辺の括弧内の第一項と第二項は各々 z 軸の正方向と負方向へと伝播する成分による寄与を表す。

陰極近傍では $z \ll 1$ なので式 (2.98) における kz 項の寄与は限定的となる。そこで $\phi \sim \phi + 2kz \sim \phi_0$ と仮定すると式 (2.98) は

$$\frac{d\gamma}{dz} \sim \frac{eE_0}{mc^2} \sin \phi_0, \quad (2.99)$$

と近似できる。これより γ は

$$\tilde{\gamma} = 1 + 2\alpha \sin(\phi_0) kz, \quad (2.100)$$

と書ける。 $\tilde{\gamma}$ としているのはカソード近傍のみで成り立つ近似解であることを示すためである。ここで

$$\alpha = \frac{eE_0}{2mc^2 k}, \quad (2.101)$$

である。

近似解である式(2.100)を式(2.97)に代入すると積分が容易に実行されて次式のようになる。

$$\phi = \frac{1}{2\alpha \sin \phi_0} \left[\sqrt{\tilde{\gamma}^2 - 1} - (\tilde{\gamma} - 1) \right] + \phi_0. \quad (2.102)$$

式(2.97)の z による被積分関数は $\gamma \sim 1$ 付近において大きな値を示し γ が大きくなるにつれて急激に減少する。 γ が1に近いということは電子のエネルギーが小さい、すなわち陰極近傍ということになり、陰極近傍で有効な近似式(2.97)を使用して求めた式(2.102)は陰極付近のみならずより広い範囲で良い近似となっている。

式(2.98)を z について積分して、式(2.102)から得られる ϕ を代入すれば γ が求められる。先述したように ϕ は陰極付近でのみ z について変化を示すが、そのほかの領域ではほぼ定数として扱ってよい。したがって ϕ を定数として扱い式(2.98)を積分してやると次式を得る。

$$\gamma = 1 + \alpha \left[kz \sin \phi + \frac{1}{2} (\cos \phi - \cos(\phi + 2kz)) \right]. \quad (2.103)$$

この近似解は γ について正確な解と非常によい一致を示す[24]。

図2.17は式(2.103)より求めた γ を z/λ 、すなわち距離を共振RFの管内波長で規格化したものの関数として表したものである。0.25付近が陰極を含む第一セルと第二セルの境界、0.75付近が第二セルの終端に相当する。おのおのセルの境界付近で加速勾配が低くなっている様子が表されている。

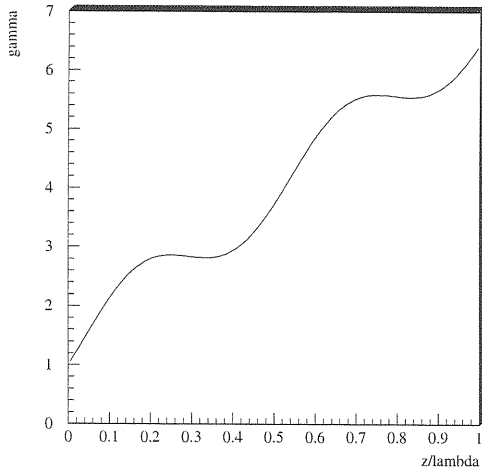


図 2.17: 式(2.101)より求めた γ を距離の関数として表示したものの。距離はRFの管内波長で規格化してある。

2.7.2 RF 電子銃のビーム特性

光陰極型RF電子銃はビームの励起にレーザーによる光電効果を用いる。従って得られるビームはレーザーの時間構造を反映したものになり、熱電子銃の場合に比べて極立った特徴といえる。特に短パルスレーザーによる短バンチビームの発生は、短バンチビームの直接利用、あるいはその後の加速にとって極めて有利である。

それに加え、加速が非常に短時間でなされるために、横方向の運動の熱的緩和が小さく、空間電荷効果によるエミッタンスの増大などが大幅に抑制できる。

横方向のダイナミクスで重要なものはRFによるビームの横方向の運動、そして空間電荷効果によるビームの広がりである。まず最初にRFによるビームの横方向運動について考察する。

加速RFにより生じるエミッタンス

軸方向の電場 E_z が z と t のみの関数とし、半径方向 r および円周方向 θ について一定と仮定する。この仮定をマクスウエル方程式に代入すると半径方向の電場 E_r および円周方向の磁場 B_θ は次のように表される。

$$E_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial}{\partial z} E_z \quad (2.104)$$

$$cB_\theta = \frac{r}{2c} \frac{\partial}{\partial t} E_z. \quad (2.105)$$

z 軸にそって移動する電子がうける半径方向の力は E_r および B_θ を用いて

$$F_r = e(E_r - \beta c B_\theta), \quad (2.106)$$

のように与えられる。

ここで z 軸方向の電場としてより一般的に次のように書けることを仮定する。

$$E_z = E(z) \cos kz \sin(\omega t + \phi_0). \quad (2.107)$$

この仮定で式(2.106)を書きかかすと

$$\begin{aligned} F_r = & -\frac{er}{2c} \frac{d}{dt} (E(z) \sin kz \cos(\omega t + \phi_0)) \\ & - \frac{er}{2} \left(\frac{d}{dz} E(z) \right) \cos kz \sin(\omega t + \phi_0) \\ & + \frac{er\beta}{2} \left(\frac{d}{dz} E(z) \right) \sin kz \cos(\omega t + \phi_0), \end{aligned} \quad (2.108)$$

のようになる。

半径方向の運動を表す方程式は次のように記述される。

$$\frac{dp_r}{dt} = \frac{1}{mc} F_r. \quad (2.109)$$

ここで p_r は半径方向の無次元運動量で

$$p_r = \gamma \frac{1}{c} \frac{dr}{dt}, \quad (2.110)$$

のように与えられる。

運動量 p_r を求めるために式 (2.109) を時間について積分しなければならない。左辺の F_r には式 (2.107) を代入するが、その第一項はカソード表面、あるいは空洞下流側においてゼロとなるものの時間微分であるので、その時間積分はゼロとなる。また第二項、第三項は $dE(z)/dz$ がゼロとならない領域においてのみ有限の値を持つが、前節で E_0 と定数においてるように空洞内部においては $E(z)$ は定数であり、したがって第二項、第三項もゼロとなる。 $E(z)$ が変化するのは空洞出口の自由空間との境界付近で、そこでのみ第二項、第三項は有限の寄与を与える。そこで $E(z)$ を次のように置く。

$$E(z) = s(z_f - z)E_0, \quad (2.111)$$

ここで z_f は空洞と自由空間の境界地点、 $s(z)$ は階段関数で次のように定義される。

$$s(z) = \begin{cases} 0 & (z < 0), \\ 1 & (z \geq 0). \end{cases} \quad (2.112)$$

階段関数の微分はデルタ関数となるので結局 $E(z)$ の z による微分は

$$\frac{dE(z)}{dz} = \delta(z - z_f)E_0, \quad (2.113)$$

となる。

これらの仮定のもと p_r を求めると

$$p_r = \alpha k r \beta \cos k z_f \sin(\omega t + \phi_0) - \alpha k r \sin k z_f \cos(\omega t + \phi_0), \quad (2.114)$$

となる。空洞出口付近では電子は充分加速されているので $\beta = 1$ と置くと、式 (2.114) は

$$p_r = \alpha k r \sin \phi_f, \quad (2.115)$$

と書ける。 $\phi_f = \omega t - k z_f + \phi_0$ は空洞出口での RF の位相である。

直交座標系における横方向のエミッタンス ε_x は

$$\varepsilon_x = \sqrt{\langle p_x^2 \rangle \langle x^2 \rangle - \langle p_x x \rangle^2}, \quad (2.116)$$

と与えられる。式 (2.115) を直交座標系に変換すると

$$p_x \equiv \beta \gamma \frac{dx}{dz} = \alpha k \sin \phi_x, \quad (2.117)$$

となるので、これを式 (2.116) に代入すると

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k \langle x^2 \rangle \sqrt{\langle \sin^2 \phi_f \rangle - \langle \sin \phi_f \rangle^2}, \quad (2.118)$$

となる。この計算では x の変化量は小さいものとして、エミッタンスの増加は専ら p_x の変化による仮定している。 $\phi_f = \langle \phi_f \rangle + \Delta \phi$ と置いて二次までの展開で式 (2.118) を近似すると

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k \langle x^2 \rangle \times \sqrt{\langle \Delta \phi^2 \rangle \cos^2 \langle \phi_f \rangle + \frac{\langle \Delta \phi^4 \rangle - \langle \Delta \phi^2 \rangle^2}{4} \sin^2 \langle \phi_f \rangle}, \quad (2.119)$$

となる。 $\Delta \phi \ll 1$ であるので、式 (2.119) の二乗根中の \cos の係数は \sin の係数よりもかなり大きくなる。そのためエミッタンスは $\langle \phi_f \rangle = \pi/2$ で最小となり、その時の値は

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k \frac{\langle x^2 \rangle}{2} \sqrt{\langle \Delta \phi^4 \rangle - \langle \Delta \phi^2 \rangle^2}, \quad (2.120)$$

となる。

ビーム形状としてガウス分布を仮定すると $\langle \Delta \phi^4 \rangle - \langle \Delta \phi^2 \rangle^2 = 2(\sigma_f)^4$ となるので、式 (2.120) は

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k \frac{\langle x^2 \rangle}{\sqrt{2}} \sigma_\phi^2, \quad (2.121)$$

となる。 $\langle x^2 \rangle = \sigma_x^2$ 、 $\sigma_\phi = -k \sigma_z$ なのでエミッタンスはビームの発生時の空間的広がりにより

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k^3 \frac{\sigma_x^2 \sigma_z^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.122)$$

と表される。

表面電場として $E = 100 \text{ MV/m}$ を仮定すると $\alpha = 4.91$ そして $k = 19.95$ となる。さらにレーザーのスポットサイズとして $\sigma_x = 1.0 \text{ mm}$ 、 z 方向の広がりとして $\sigma_z = 1.5 \text{ mm}$ (レーザーパルスの時間幅としておよそ 5 ps に相当) を仮定すると、RF によるエミッタンスは $0.06 [\pi \text{ mm.mrad}]$ となる。

RF エミッタンスは RF 電子銃出口での収束力のスライスによる違いにより発生する。すなわち、スライスの不一致により発生するエミッタンス増大の一種である。通常は電子銃下流にソレノイド磁場などの収束場を設けて、スライスの不一致を抑制する工夫をする。RF 電子銃といえども銃の下流のビームラインの設計が得られるビームの品質に重要な影響を及ぼすといえる。

空間電荷効果によるエミッタンス

空間電荷効果により発生するエミッタンス ε_{SC} はビーム軸方向の電場 E_z が半径方向、あるいは円周方向に依

存せず z 軸上の位置と時間のみ関数であるという仮定のもと Kim[24] によって導かれている。詳細な導出については文献 [24] を参照していただきたい。

ビームの分布としてガウス型を仮定すると、 ε_{SC} は

$$\varepsilon_{SC} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\alpha k} \frac{1}{\sin \phi_0} \frac{I}{I_A} \frac{\sigma_z}{3\sigma_x + 5\sigma_z}, \quad (2.123)$$

と表される。ここで $\alpha = eE_0/2mc^2k$, E_0 は加速電場の最大値、 $k = 2\pi/\lambda_{RF}$, λ_{RF} は加速 RF の波長、 $I = Q/\sigma_z$ はピーク電流、 $I_A = 17(kA)$, ϕ_0 はレーザー入射時の RF 位相、 $\sigma_{x,z}$ は横方向と縦方向のビームサイズである。

Travier は PARMELA などの数値シミュレーションや他のモデルとの比較を行っている [15]。それによると、初期位相 ϕ_0 の依存性については Kim のモデルと他の結果は大きく異なる結果をしめしている。しかし初期位相 ϕ_0 をエミッタンスを小さくするように最適化した時に得られる値としては似たような値をしめす。そこで式 (2.123) において $\sin \phi_0 = 1.0$ と置きかえたもの、すなわち

$$\varepsilon_{SC} = \frac{\pi}{4\alpha k} \frac{I}{I_A} \frac{\sigma_z}{3\sigma_x + 5\sigma_z}, \quad (2.124)$$

は初期位相を最適化したときに得られる ε_{SC} の最小値をしめしていることになる。

表面電場として $E_0 = 100\text{MV/m}$ 、ビーム電荷として 100pC 、 $\sigma_x = 1.0\text{mm}$ 、 $\sigma_z = 10.0\text{mm}$ (10ps に相当) を仮定すると、空間電荷効果によるエミッタンス増加分は $1.57[\pi \text{ mm.mrad}]$ となる。

もちろん、すでにのべたようにガウス型ビームの場合、空間電荷効果は非線型であるから、エミッタンス増大は当然の結果である。他方、それを抑制するような均一プロファイルで、かつ有限の長さのパンチ長の場合、エミッタンス増大は大幅に抑制されたものとなる。

初期エミッタンス

ε_{Th} は通常熱エミッタンスと呼ばれるもので、陰極から放出された電子が有している運動により生じるものである。

陰極から電子のエネルギーは熱的なものに加えて、光電効果による励起の場合はレーザーのエネルギーを考えなくてはならない。縦方向のエネルギーを ε_z 、横方向のエネルギーを ε_r とおくと、平均の横方向エネルギー $\bar{\varepsilon}_r$ は分布関数に ε_r をかけて積分することで求められる。すなわち

$$\bar{\varepsilon}_r = \frac{4\pi m}{Nh^3} \int_{W-h\nu}^{\infty} d\varepsilon_z \int_0^{\infty} d\varepsilon_r \frac{\varepsilon_r}{e^{-(\varepsilon_z + \varepsilon_r - \mu)/kT} + 1}, \quad (2.125)$$

となる。ここで $W = \mu + \phi$ は真空準位に相当するエネルギー、 $h\nu$ はレーザー光子のエネルギーである。積分を実行するためまず $T = 0$ とおくと式 (2.125) は

$$\bar{\varepsilon}_r = \frac{4\pi m}{Nh^3} \int_{W-h\nu}^{\mu} d\varepsilon_z \int_0^{\mu - \varepsilon_z} d\varepsilon_r \cdot \varepsilon_r \quad (2.126)$$

となる。 ε_z の積分範囲が μ までとなっているのは $T = 0$ では電子はフェルミ準位をこえる範囲には分布していないことを示している。この積分は簡単に実行可能で結果は次のようになる。

$$\bar{\varepsilon}_r = \frac{4\pi m}{Nh^3} \frac{(h\nu - \phi)^3}{6} \quad (2.127)$$

また放出電子数 N は同様の積分より

$$\begin{aligned} N &= \frac{4\pi m}{h^3} \int_{W-h\nu}^{\mu} d\varepsilon_z \int_0^{\mu - \varepsilon_z} d\varepsilon_r \\ &= \frac{4\pi m}{h^3} \frac{(h\nu - \phi)^2}{2}, \end{aligned} \quad (2.128)$$

と求められるので、これを式 (2.127) に代入すると結局 $\bar{\varepsilon}_r$ は

$$\bar{\varepsilon}_r = \frac{h\nu - \phi}{3}, \quad (2.129)$$

と求められる。この結果は $T = 0$ として求めたもので、熱による寄与は含まれていない。一般的に光陰極は 300 K 程度の室温で使用されるので、熱エネルギーは $2.6 \times 10^{-2} eV$ となる。一方多くの光陰極では有限の量子効率を確保するためレーザーのエネルギーを仕事関数にたいして $0.1 - 0.5 eV$ 程度高くするのが普通であり、レーザーのエネルギーの寄与の方が約十倍程度大きい。従って $T = 0$ と仮定して求めた式 (2.129) は近似として充分有効である。

熱エネルギーだけの場合の横方向エネルギーへの寄与は式 (2.92) で表されているので、これを式 (2.129) に含めると次のようになる。

$$\bar{\varepsilon}_r = \frac{h\nu - \phi}{3} + kT \quad (2.130)$$

これより横方向のエミッタンスは

$$\varepsilon_r = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{2(h\nu - \phi)}{3mc^2} + \frac{2kT}{mc^2}}, \quad (2.131)$$

とあらわされる。ここで R はレーザーのスポットサイズである。仕事関数 ϕ は表面電場 E があると schottky 効果により

$$\sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}, \quad (2.132)$$

だけ実質的に減少するので、電場が無い状態での仕事関数 ϕ_0 を用いると

$$\phi = \phi_0 - C_s \sqrt{E}, \quad (2.133)$$

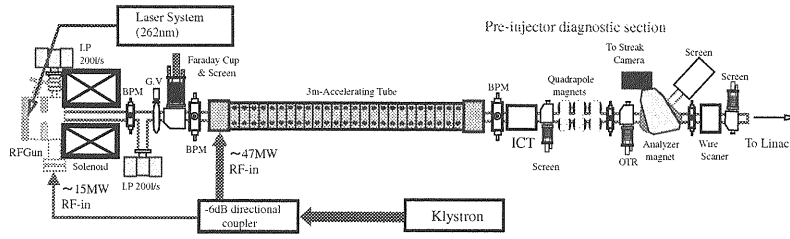


図 2.18: RF 電子銃を含む入射部の例。RF 電子銃は収束用のソレノイド磁石に抱かれている。ビームラインには BPM、ファラデーカップなどの各種ビーム計測装置が設置されている。

となる。ここで $C_s = \sqrt{e/4\pi\epsilon_0} = 3.79 \times 10^{-5}$ である。式 (2.133) を式 (2.132) に代入すると

$$\epsilon_r = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{2(h\nu - \phi_0 + C_s\sqrt{E})}{3mc^2} + \frac{2kT}{mc^2}}, \quad (2.134)$$

となる。すなわち Schottky 効果により横方向エミッタンスへのレーザーエネルギーの寄与は更に増大する。

いまレーザーのスポットサイズを直径 2.0mm、波長として 266nm(Nd:YAG の四倍高調波に相当) を仮定すると一光子のエネルギーは 4.67 eV、陰極を銅と仮定するとその仕事関数はゼロ電場で 4.30eV。また表面電場を $E = 100\text{MV/m}$ とすると Schottky 効果による仕事関数の減少幅は 0.38eV である。従ってレーザーエネルギーの寄与は $h\nu - \phi_0 + C_s\sqrt{E} = 0.75\text{eV}$ となる。加えて陰極の温度を 300K とすると $kT = 2.58 \times 10^{-2}\text{eV}$ となるので、これらをまとめるとエミッタンスは $1.04[\pi \text{ mm.mrad}]$ となる。

この結果から気づくことは熱運動による寄与よりもレーザーのエネルギーによる寄与が圧倒的に大きいことである。横方向の運動量だけでいえば 3000K 近くという高温で運転される熱電子銃のそれよりもレーザーのエネルギーのほうが倍以上大きくなっている。後述するがレーザーのエネルギーを仕事関数よりも大きくとらなければならない理由は量子効率を高めることにある。

ここで求めたエミッタンスは円筒座標系における半径方向のエミッタンスなので比較のため直交座標系における x 方向のエミッタンスを求めておく。x と y についてビームが偏りなく分布していると仮定すると x 方向のエミッタンス ϵ_x は

$$\epsilon_x = 1.04/2 = 0.52[\pi \text{ mm.mrad}], \quad (2.135)$$

となる。

RF 電子銃におけるエミッタンス

RF 電子銃について加速 RF によるエミッタンス増大、空間電荷効果によるエミッタンス増大、そしてレーザーのエネルギーと熱エネルギーによる初期エミッタンスを

考察した。それらを合わせたエミッタンスは各々の間の相関を無視すると¹

$$\epsilon = \sqrt{\epsilon_{SC}^2 + \epsilon_{RF}^2 + \epsilon_{Th}^2}, \quad (2.136)$$

と書ける。

前節までで求めた各々の成分を再掲する。(単位はいずれも $[\pi \text{ mm.mrad}]$)

$$\epsilon_{RF} = 0.06 \quad (2.137)$$

$$\epsilon_{SC} = 1.57 \quad (2.138)$$

$$\epsilon_{Th} = 0.52 \quad (2.139)$$

またこの値を求めた仮定をまとめると

- S-band (2856MHz) の RF 電子銃
- 表面電場 $E_0 = 100\text{MV/m}$
- ビーム電荷 100pC
- $\sigma_x = 1.0\text{mm}$ 、 $\sigma_z = 5.0\text{mm}$ (5ps に相当)
- レーザー波長 266nm(Nd:YAG の四倍高調波に相当)
- 銅陰極 (仕事関数はゼロ電場で 4.30eV)

となる。これらの仮定のもと RF 電子銃が発生するビームの x 方向のエミッタンス ϵ_x は

$$\begin{aligned} \epsilon_x &= \sqrt{0.06^2 + 1.57^2 + 0.52^2} \\ &= 1.65[\pi \text{ mm.mrad}], \end{aligned} \quad (2.140)$$

となる。

RF 電子銃のエミッタンス計測に関しては種々の報告がでている。最近の主な測定結果に関して表 2.3 にまとめる。条件は様々であり単純に比較はできないが、多くの結果は 1-5 $\pi \text{ mm.mrad}$ 程度の値をしめしており、本稿で求めた値とおおむね近い値となっている。

¹この前提は誤りである。なぜなら少なくともビームサイズはすべての項目に共通する因子であり、各項目間に相関を作り出す。しかしビームサイズを共通の「定数」としてくりだせると仮定し、残りの部分に相関がないとするとこの方法は正しい答えを与える。

表 2.3: 各実験グループにより測定された光電陰極型 RF 電子銃によるビームの横方向エミッタンス。LLNL は 8.547GHz, MIT は 17GHz その他は 2.856GHz の RF 電子銃を使用。SHI のバンチ長は不明のため 15ps は推測値。

| 実験グループ | ϵ [$\pi\mu\text{rad}$] | 電流 [A] | 電荷 [pC] | バンチ長 [ps] |
|----------|--------------------------------------|-----------|------------|--------------|
| LLNL[25] | 1.65 | > 30 | 20 | < 0.7 |
| BNL[26] | 4.74 | 68 | 1020 | 14.7 |
| BNL[26] | ~ 1.5 | 13.6 | 200 | 14.7 |
| SHI[27] | 1.5 | 20 | 300 | 15 |
| MIT[28] | 3.0 | 25 | 50 | 2 |
| ANL[29] | ~ 2.5 | 47 | 70 | 1.5 |
| KEK | ~ 2.2 | 50 | 300 | 6 |

図 2.18 に RF 電子銃を用いた入射部のビームラインの例が示されている。これは KEK-ATF における S-band RF 電子銃を用いた入射部である。RF 電子銃は収束用のソレノイド磁石に抱かれており、ビームラインにはビームの位置を計測する BPM(Beam Position Monitor)、電流を測るファラデーカップ、ビームの形状を測定するスクリーンモニターやワイヤースキャナーなどが設置されている。

2.8 DC 光電陰極電子銃

電子発生に光電陰極を用い、かつ電子引き出しに DC バイアスを用いるタイプの電子銃である。このタイプの電子銃は SLAC や JLAB において用いられている。

SLAC においては、偏極電子発生が可能な NEA GaAs 陰極をもちいた DC 電子銃を用いている。理由はこの陰極が超高真空 ($1\text{E}-11$ Torr) を要求するためである。RF 電子銃はその構造が RF 共鳴空洞を形成する必要から真空ポンプの設置などにおおきな制限をうけるため、このような超高真空をえることは一般的には困難である。それに対して DC 型の電子銃の場合は設計の自由度は大きいので、大きな真空排気コンダクタンスを持つような電子銃筐体が可能である。

JLAB の場合は、同様に NEA GaAs 陰極を採用しているため、SLAC と同様に真空レベルを確保するために DC 型を用いている。それに加え、JLAB の CEBAF 加速器は電子ビームを CW (連続) 発生させる必要があり、その点からも DC バイアスの電子銃を採用している。現在のところ、RF 電子銃では 1ms 程度のパルス運

転が限界であり、連続運転を行うにはパワーを極端に低下させねばならず、RF 電子銃の特長である高電界というメリットを活かせないばかりか、真空の悪さというデメリットだけが残ることになる。以上のような理由で SLAC と JLAB においては DC 型の光電陰極電子銃を採用している。

日本では名古屋大学がこのタイプの電子銃を ILC および ERL を念頭に開発を進めている [16]。歪み超格子構造を持った NEA GaAs 陰極の開発などでより高い量子効率、より高い偏極度を追求している。

2.8.1 NEA GaAs 陰極のエミッタンス

光電陰極物質の表面状態は、物質中の伝導帯の準位と真空の準位との大小関係により正および負の電子親和度に大別される。負の電子親和度 (Negative Electron Affinity, NEA) は、伝導帯の最低準位が真空の準位よりもエネルギーが高い状態である。それに対して正の電子親和度 (Positive Electron Affinity, PEA) は伝導帯の最低準位より真空準位のほうがエネルギーが高い状態のことである。

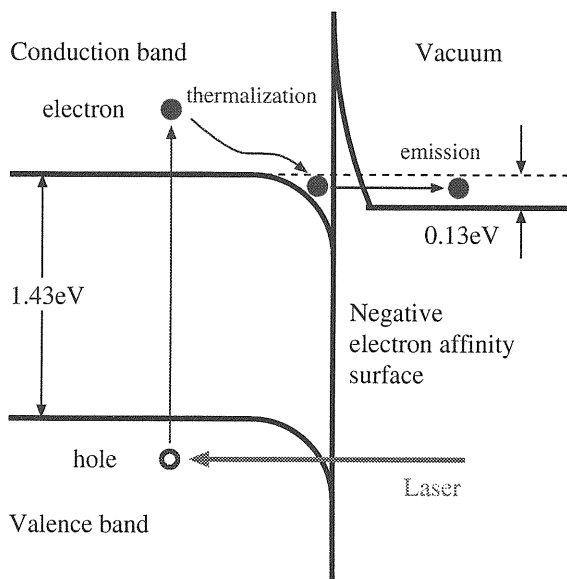


図 2.19: NEA GaAs 表面における光電効果による電子の励起と真空への放出の様子。

図 2.19 は NEA GaAs 陰極の電子準位と光電効果による電子放出の様子を表している。レーザーにより伝導帯に励起された電子のほとんどは熱的にエネルギーを失い伝導帯の最低準位にたまることになる。NEA 表面では伝導帯が真空よりも準位が高いので、これらの電子は容易に真空中へと放出され、比較的高い量子効率を得

られる。またほとんどの電子は伝導帯の底における熱平衡状態を経由してから真空中へと放出されるために、余分な運動量をほとんど持たない。したがって熱運動量の小さい極小エミッタンスビームが得られる。

他方 PEA 表面では真空準位の方がエネルギーが高いために伝導帯の底にたまった電子は真空中にできることはできず、やがて価電子帯の正孔と再結合して消滅する。ビームとしてとりだせる電子は熱平衡に落ち着く前に確率的に真空中へと放出されるものに限られ、それゆえに量子効率が低くなってしまふ。また放出された電子はレーザー光子のエネルギーと真空準位との差に相当するエネルギーを運動量という形でもっており、乱雑な運動をしている。従って PEA 表面から得られる電子ビームの初期エミッタンスは比較的大きくなる。ほとんどの純金属、アルカリ金属は PEA 表面を有している。

光電効果により放出された電子の直交座標系における横方向エミッタンス ε_x は

$$\varepsilon_x = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{(h\nu - \phi_0 + C_s \sqrt{E})}{3mc^2} + \frac{kT}{mc^2}}, \quad (2.141)$$

と与えられる。ここで R はビーム径、 $h\nu$ は励起に使用される光子のエネルギー、 ϕ は電場がない状態での陰極の仕事関数、 $C_s = \sqrt{e/4\pi\epsilon_0} = 3.79 \times 10^{-5}$ は Shottky 効果を表す係数、 E は表面電場、 k はボルツマン定数、 T は陰極の温度、 m は電子の質量、そして c は光速である。上式で第一項は電子が光子により励起された際の余分なエネルギーのエミッタンスへの寄与を表している。また第二項は陰極物質の熱エネルギーの寄与を表している。

式 (2.141) を用いて比較のため典型的な金属カソードである銅を用いた場合に得られる電子ビームのエミッタンスを求めてみる。銅の仕事関数は 4.30 eV、使用するレーザーは紫外域の 266nm、表面電場は RF 電子銃を仮定し 100 MV/m、ビーム径を 1 mm とすると、得られるエミッタンスは $0.35 \pi \text{mm.mrad}$ 程度となる。

陰極に NEA GaAs を用いた場合、電子は伝導帯における熱的緩和を経て放出されるために式 (2.141) は正確ではない。NEA GaAs から放出される電子の横方向エネルギーは S. Pastuszka[30] らによって実験的に測定されており、その値は 25 meV 程度である。この値を用いて陰極温度を 300K、ビーム径 1.0 mm として予想されるエミッタンスを求めると $0.13 \pi \text{mm.mrad}$ となる。さらに陰極を液体窒素温度に冷却したとするとエミッタンスは $0.09 \pi \text{mm.mrad}$ まで低下することになる。いずれにせよ NEA GaAs を陰極として使用することにより ERL 計画 [7] などの目標のひとつである $0.1 \pi \text{mm.mrad}$ を

表 2.4: ILC の入射器に要求されるパラメーター。標準パラメーター

| 項目 | 数値 | 単位 |
|---------------------|-------------|-----------------|
| バンチ電荷 | 3.2 (1.6) | nC |
| バンチ長 (in σ) | 4.3 | ps |
| 規格化エミッタンス | 10 | μrad |
| バンチ間隔 | 308 (154) | ns |
| バンチ数 | 2800 (5600) | バンチ |
| マクロパルス長さ | 0.9 | ms |
| 偏極度 | 80 | % |

下回る、あるいは極めて近いエミッタンスが得られるということである。

名古屋大学の山本尚人は GaAs-GaAsP 超格子陰極からえられたビームのエミッタンス計測を行い、極めて電流密度の低い空間電荷効果が無視できる極限において $0.09 \pi \text{mm.mrad}$ という結果を得た [31]。この結果は NEA GaAs 陰極が偏極電子源としてのみならず、低エミッタンス陰極としても有望である、ということを示している。さらに、バルク（超格子でない）GaAs 陰極と GaAs-GaAsP 超格子の結果を比較し、エミッタンスの面からも超格子構造の有利さを指摘している。これは超格子により伝導帯に生成されるミニバンドが閉じ込め効果を発揮し、大きな余剰エネルギーをもつ電子の励起をより抑制するからであると予測されている。

2.9 ILC 入射器

ILC は超伝導加速器をベースとするシステムであるから、最大の境界条件として超伝導加速器で加速可能なビーム構造であることが必要である。種々の理由から超伝導加速器ではビームの平均電流を低く抑え、かつ一つの RF パルスで加速されるバンチ数をなるべく多くするのが効率的となる。現在の基本設計ではビームパラメーターは以下のようになっている。ILC の基本設計において、パラメーター空間アプローチというものが採用されている。これは従来の加速器設計における単独パラメーターアプローチの欠点を補うものとして考案された。単独パラメーターアプローチでは各々のコンポーネントについて単独のパラメーターを設定し、その単独パラメーターが全てのコンポーネントについて達成された場合に設計性能（多くの場合は最高性能）が得られることを期待し、概念設計を最適化するものである。しかし実際の加速器建設において、全てのコンポーネントが

要求性能を満すということは稀であり、設計とは異なる条件で運転しつつ性能向上を徐々にすすめる、ということが普通である。パラメーター空間アプローチとはこのような加速器設計と建設、運転調整の実際に則して、最高性能への到達に最適化した設計思想のことである。

単独パラメーターの問題点は、極端な最適化を行うあまりに最高性能は高いが何らかの理由でその動作点に到達出来無い場合に得られる性能が極端に低下するケースが多い、ということである。最適化の度合いが高ければ高いほどこのような特性は顕著となる。実際には設計された動作点で運転が実現されるというのは稀なケースであるから、ほとんどの場合は設計動作点以外の場所、すなわち設計よりも低い性能で運転されることになるのである。従って単独パラメーターアプローチでは、結果として加速器の最高性能を発揮できないばかりか、それを大きく下回るという可能性が極めて大きくなる。

パラメーター空間アプローチとは、主要パラメーターに幅をもたせることでこの問題を克服することをめざしたものである。このアプローチでは主要パラメーターが変化しても性能（コライダーの場合は輝度、ルミノシティー）があまり変化しないような領域を選び、各々のコンポーネントはそれらの幅をもったパラメーターを実現できるような柔軟性を持つことを目指して設計される。この場合、理想的な状態で実現される最高性能は単独パラメーターアプローチよりも低くなるのは必定であるが、何らかの問題でパラメーターが多少移動しようとも、ルミノシティーの減少幅は小さなものとどまるだろう。従って理想的な最高性能は抑制的となるが、その性能は高い確立で実際に達成されるだろうことが期待される。

電子ビームの偏極度 80%以上という設定は物理実験からの強い要請によるものである。現在のところ実用化されている偏極電子源は NEA GaAs を陰極のみであるから、この要求により他の陰極の選択の余地はないといってよい。逆にいえば、この NEA GaAs 陰極が存在することにより、このような偏極度が基本設計に盛り込まれているといっていだろう。

以上のような理由から、ILC 電子銃は NEA GaAs 陰極の使用を前提として、表 (2.4) のような仕様を満すものとして概念設計が進められた。

2.9.1 ILC 電子銃

ILC 電子銃は基本パラメーターについて説明したように、偏極電子発生という条件から NEA GaAs 陰極がほぼ唯一の選択肢である。NEA GaAs については種々の層

構造や不純物の添加などにより様々な種類の陰極が開発されてきているが [16]、現在のところ、高い量子効率と偏極度を両立するものとして名古屋大学が中心となり開発された GaAs-GaAsP Strained Super-lattice 陰極 [32][37] が標準陰極として採用されている。その層構造を図 2.20 にしめす。GaAs 基板の上に GaAsP と GaAs の薄膜を作成し、歪み超格子構造をつくとともに、表面は P を高ドープした GaAsP とする。この構造は後述する表面電荷制限の克服と高い量子効率、偏極度を両立させるものとして開発されたものである。GaAs-GaAsP 歪み超格子陰極においては、0.5%の量子効率において 90%の偏極度が得られている [37]。

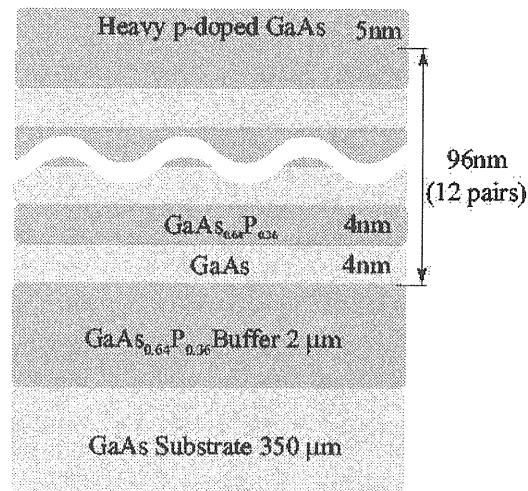


図 2.20: GaAs-GaAsP 超格子陰極の層構造。名古屋大学山本将博氏より提供。

陰極に NEA GaAs (GaAs-GaAsP 歪み超格子) を使用すると、次に電子銃本体の構造を決定しなければならない。ビーム引き出し方式として DC 型と RF 型があるが、現在のところ、任意の NEA GaAs 陰極を RF 電子銃内で安定的に動作させた実績は存在しない。唯一、ロシアにおいて NEA 陰極を RF 空洞内に装着し、ビーム発生を試みた例が存在するが、数発の RF パルスを印加した段階でビーム放出が失われてしまった [33]。おそらく理由は真空の急激な悪化であろうと思われる。RF 電子銃は RF 空洞を構成しなければならないため、その設計の自由度が小さく、真空を改善するために真空のコンダクタンスを大きくすることは困難である。また、RF 空洞内では表面電場が高いために、壁からのガス放出も大きく、運転時の真空はより悪化する。現在 NEA 陰極を RF 電子銃に使用し、RF 電子銃から偏極電子発生を目指す研究会 [34] が活動を続けているが、まだ検討段階にあるといえよう。

他方、NEA 陰極は名古屋大学 [16]、米国 SLAC[35]、JLAB(Jefferson Laboratory)[38] など DC 型電子銃の光電陰極として長年にわたり実績を積み重ねてきている。技術の成熟度の差を考えれば、引き出し方式は DC 型とすることに現状では異論はないであろう。

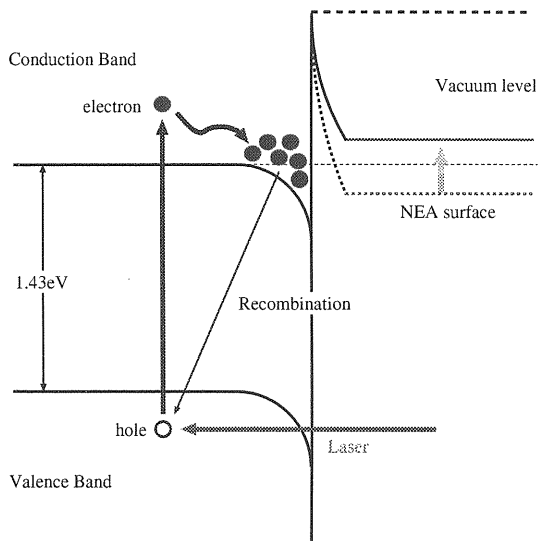


図 2.21: 表面電荷制限現象の概念図。バンドベンディングによるギャップに捉えられた電子により実効的な真空準位は上昇し、電子放出は抑制される。捉えられた電子は正孔と再結合することにより消滅する。

しかし一方で DC 型とすることで表面電場は低く抑えられ、空間電荷効果により最大引き出し電流は抑制されることになる。さらに空間電荷効果とは別に、NEA GaAs 陰極の開発過程において、表面電荷制限という別の抑制現象が観測された。この現象は陰極からの電流密度を高くしてゆくと、充分なパワーの光子を照射しても放出電流が飽和してしまう、というものであった。この現象は単独のバンチを出力する場合は問題とならないが、ILC のように短いバンチ間隔で連続してマルチバンチ発生を行う場合などは、二番目以降のバンチ出力の低下および飽和という問題を引き起こす。

この現象は最終的に NEA 表面を生成する過程で必要なバンドベンディング、すなわち表面に電気二重層を形成することで真空準位を引き下げた時に生じるギャップに電子が捕獲されることが原因であることがあきらかとなった。ギャップに電子が捕獲されると真空準位が上昇し、電子が真空へとでて行きづらくなるのである。捕獲された電子は正孔と再結合して消滅するが、マルチバンチ発生など電流密度がある程度大きくなると、電子の正孔との再結合よりも捕獲される電子の数が上回るようになり、真空準位が徐々に上昇する。真空準位が上昇

すると電子はより捕獲されやすくなり、やがて電流密度が飽和するまで低下してしまう。

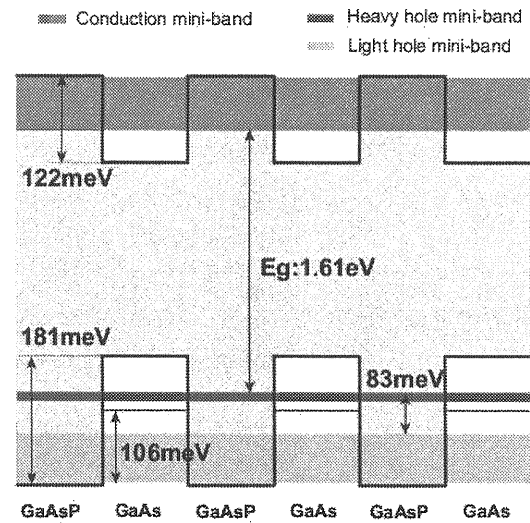


図 2.22: GaAs-GaAsP 超格子構造のバンド構造。名古屋大学山本将博氏より提供。

表面電荷制限をひきおこす捕獲された電子は正孔との再結合によりある寿命で、再結合により消滅する。したがって再結合の確率を高めることにより、その寿命を短くして制限を克服し、飽和電流の向上がみこめる。そのため、陰極表面付近の GaAs には P を大量に添加し、正孔密度を向上させることで、表面電荷制限値を大幅に向上させることに成功している [32][36]。図 2.22 は超格子陰極のバンド構造を表している。超格子構造により、バンド間隔が狭くなることで伝導帯に励起された電子は真空中へと脱出することがより容易となることに加え、表面に P を高ドープした層を設けることにより正孔密度を上昇させ、再結合確率を高めることにより表面電荷制限を克服した。

図 2.23 は量子効率と偏極度をレーザー波長の関数としてあらわしたものである。これより、GaAs-GaAsP 歪み超格子陰極を用いることにより量子効率として 1%、偏極度として 90%がみこまれることがわかる。量子効率の寿命を考慮しても、0.5% は仮定できるだろう。一般的に、量子効率は二つの現象論的な過程により減少する。一つは Dark life time とよばれ、真空中に放置した場合に、真空中の残留ガスなどによる陰極の化学的変化などにより、量子効率が減少する現象である。Dark life time を τ_D と置くと、量子効率 $\eta(t)$ は

$$\eta(t) = \eta_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_D}\right), \quad (2.142)$$

と表される。 η_0 は $t = 0$ における量子効率である。Dark

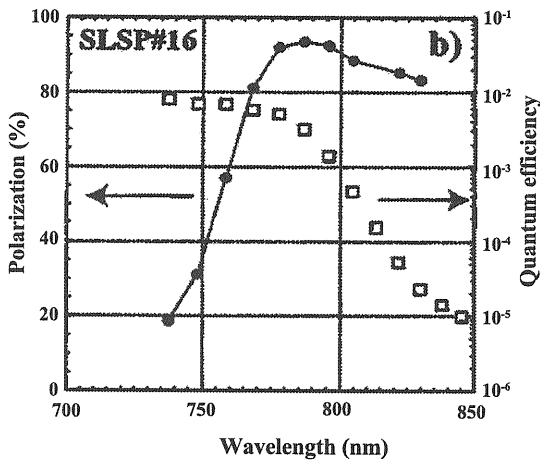


図 2.23: GaAs-GaAsP 歪み超格子陰極の量子効率と偏極度をレーザー波長の関数として表したものの。[37] より転載。

life time は容易に想像されるように真空レベルとその質(残留ガスの種類と量)に大きく依存する。米国 Jefferson 研究所において、 $2.2E+4$ hour [38] という値が確認されている。したがって現在の技術レベルで可能な真空レベルおよび質を仮定すれば、十分な寿命が得られる。

それに対して Beam life time と呼ばれる陰極寿命は引き出しビーム量に対して定義される現象論的なパラメーターである。引き出し電流を J (A/cm^2)、Beam life time τ_B とおくと、量子効率 η は

$$\eta(t) = \eta_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_B/J}\right) \quad (2.143)$$

と与えられる。 τ_B として $2.0E+5$ C/cm²[38] という値が米国 Jefferson 研究所において得られている。この定義によれば、ビームを非常に狭いスポット径から高密度で引出した場合に、寿命の低下が問題となる。エミッタンスはスポット径に比例するので、極めて低いエミッタンスのビームを生成する場合はこれが問題となるが、幸い ILC 電子銃の場合は要求されるエミッタンスは 10π mm.mrad 前後と極端に低いものではないので、問題とはならないと思われる。

引き出し電圧は 120kV、バンチ電荷は 3.2nC である。NEA GaAs の応答性から決まるバンチ長はおよそ 20ps

表 2.5: 電子ビーム発生に必要なレーザー仕様。標準的なパラメーターを提示してある。括弧内は代替的なパラメーター。

| 項目 | 数値 | 単位 |
|---------------------|-------------|---------|
| 波長 | 780 | nm |
| パルスエネルギー | 4(2) | μ J |
| バンチ電荷 | 3.2 (1.6) | nC |
| バンチ長 (in σ) | 0.5 - 2.0 | ns |
| バンチ間隔 | 308 (154) | ns |
| バンチ数 | 2800 (5600) | バンチ |
| マクロパルス長さ | 0.9 | ms |
| 円偏光 | 100 | % |

である。すなわち非常に短いレーザー光により励起した場合に得られるバンチ長は 20ps となるから、実質的にこれ以下のバンチ長にするのは困難である。さらに 3.2 nC という高密度の電子ビームを DC 電場で引き出す場合には様々な制限が加わる。NEA GaAs 固有の制限として、結晶内部での表面電荷制限という現象があるが、この問題は現在のところ隣を高密度で添加することにより $4-5$ A/cm² までその限界を緩和することに成功している。空間電荷効果による制限は、カソード径を 1 cm、陰極陽極間距離を 5 cm とすると、Child-Langmuir 法則から決まるピーク電流は 3A となり、結局 3.2 nC の電荷を引き出すのはおよそ 1.1 ns という時間必要である。この空間電荷制限が現在のところバンチ長を決定している。

このバンチ長はあきらかに RF 加速には長すぎるため、10-20 ps 程度へのバンチングが必要となる。次次節でこの問題について議論する。

2.9.2 マクロパルスレーザー

励起に必要なレーザーは表 2.5 に示されているように、バンチ間隔に相当する間隔で 0.5-2 ns 程度のパルス幅のレーザーが 0.9 ms にわたりならばマクロパルス構造である。高い偏極度を得るためにはバンドギャップの大きさにレーザーの波長を合わせ込む必要があり、レーザー波長は 780nm 付近で可変であることが望ましい。そこで発振器として 700 - 1100 nm という広い波長領域で発振可能である Ti:Sapphire レーザーを採用する。このレーザーをモードロック発振させるが、一般的にモードロック周期は 3MHz よりも早いため、モードロック周期をビーム周期 (308ns あるいは 154ns) の高次調和

周波数にあわせ、パルスピッカーで特定のパルスのみを選択的に引き出すことで所定の繰り返し周期のパルスを得る。パルスピッカーはポッケルズセルと偏光板の組み合わせからなる。ポッケルズセルは電圧を加えることにより偏光特性が変化するので、偏光板と組み合わせることで電圧の入り切りによりレーザーパルスの透過性を制御できる。ポッケルズセルのドライブには数百ボルト以上の電圧が必要であるが、1ns以下の早いスイッチが可能な電源も開発されており、3MHz周期で特定のパルスだけを抜き出すことができる。

また Ti:Sapphire 結晶の負温度分布の寿命は短いので 1ms にもなる長いマクロパルス構造を作るのは困難であるが、大パワーの Nd:YAG レーザーをモードロック動作させて、励起光をマクロパルス構造にして、Ti:Sapphire 結晶を励起し、負温度分布を維持する。

量子効率を 1% と仮定すると、マージンも含めてパルスあたりのエネルギーにして 2-4 μ J までレーザーパルスを増幅する必要がある。増幅方法としては現在のところ DESY/MaxBorn 研究所が OPCPA(Optical Parametric Chirped Pulse Amplifier) と呼ばれる方法を開発中である。それに対して SLAC は Ti:Sapphire 結晶を励起するレーザーに Nd:YLF などの大パワーダイオードレーザーを使用し、大パワーのマクロパルスを直接発生させようとしている。

OPCPA とはパラメトリック発振を利用した増幅方法で、非線形結晶中において Ti:Sapphire からのレーザー(シグナル光)と Nd:YAG レーザー(増幅光)を同時に通過させ、Nd:YAG レーザーのパワーを Ti:Sapphire 光に移動させるという技術である。このような波長の異なる光が非線形結晶中で発生する現象をパラメトリック発振というが、OPA においてはこの光を外部から導入することで増幅に利用しているのである。この場合、波長の異なる光が位相条件をそろえながら結晶中を進行する必要があり、結晶軸とレーザー光の相対角度などの条件に非常に高い精度を要求される。

各々の方法には一長一短があるが、OPCPA は開発途上の方法であり、高いポテンシャルをもつものの調製や安定性に課題がある。SLAC の方法においては大パワーのレーザーで Ti:Sapphire 結晶を 0.9ms というマクロパルスに相当する間励起し続けるので、安定した状態で大パワーレーザー光が生成できるどうかは鍵である。

以上のように Ti:Sapphire レーザーをベースとしたシステムに対して、Yb:YAG レーザーおよび Yb ファイバーレーザーをベースとしたシステムも提案されている。Ti:Sapphire を採用している最大の理由はその波長の可変性にあるが、Yb:YAG と Yb ファイバーともに発振波

長は 1000 nm 付近で、かつその幅は狭く、直接 800 nm 付近の波長を発生させ、かつ波長可変性をもたせることは困難である。その一方で、Yb の長い励起波長は励起光にフラッシュランプや他の短波長レーザーなどではなく InGaAs など大パワー、高安定、高効率の LD を用いることを可能とし、全固体レーザーシステムによる高安定、大パワー発振がすでに実現されており、これらのレーザーをベースとしたシステムが実現できれば、実質的な光陰極電子銃のボトルネックであるレーザーの品質が大きく向上できる可能性がある。

そこで 2.4.4 でも述べたが、これらのレーザーからの光をまず非線形結晶 SHG で二倍波を生成し、さらにパラメトリック発光の応用技術の一つである NOPA(Noncollinear Parametric Converter) を用いて 800 nm 付近の波長の光を生成するとともに、波長可変とすることを提案したい。この技術が確立されればレーザー選択の幅が格段に向上し、ILC 電子源のみならず、レーザー一般におけるシステム最適化に大きく寄与することが期待される。

2.9.3 バンチングとエネルギー広がり

電子銃で生成された電子銃は初段の常伝導加速管により 250MeV まで加速する。その後さらに超伝導加速管により 5GeV まで加速され、DR へと入射される。初段加速に常伝導を用いているのは、低エネルギーにおいてはエミッタンスが比較的大きいので、軌道を保つためにソレノイド磁場を使用するためである。超伝導加速管においてはマイスナー効果により磁場は侵入できないために、ソレノイド磁場は使用できないのである。

電子銃からの出力ビームは空間電荷効果によりピーク電流が制限されるため、2.9.1 で示されているように 1ns 程度のバンチ長をもつ。2.5.4 で述べたように RF 加速に供するにはバンチ長を短くする、すなわちバンチングが必要がある。そのために初段加速の前にバンチングセクションを設ける。現在の ILC 電子入射器のバンチングセクションは TESLA TDR[39] で提案されているものをそのまま使用している。その構成は以下のようになっている。

まず 108MHz と 433MHz の SHB(Sub Harmonic Buncher) により、バンチ長をおよそ 50ps まで縮める。空洞はソレノイド収束を使用するため、常伝導空洞であり各々の入力電力は 360W および 220W である。その後常伝導の 1.3GHz バンチャ-によりさらにバンチングを行う。バンチャ-は 1m の進行波型加速管で、入力電力は 10MW、加速勾配は 12MW/m である。バンチャ-出口において、電子ビームエネルギーは 11.3MeV、バンチ長は rms で

10ps である。

このビームを 1.3GHz の周波数で加速した場合、RF の曲率により発生するエネルギー広がり rms の四倍 (4σ) で dE/E 2.4% となる。この値は明らかに現在の DR の設計値であるエネルギー許容値、 $\pm 0.5\%$ よりも大きな値であり、入射時のビーム損失が危惧される。

この課題を克服するには幾つかの方法が考えられる。一つめは電子銃からのピーク電流を向上させることでビーム発生時のバンチ長を減少させる方法である。発生時のバンチ長が短くなれば、バンチングセクションの性能が同じでも最終的に得られるバンチ長は短くなるのが期待される。

現在のところ、ビームのピーク電流を制限しているのは電子銃内における空間電荷効果である。ピーク電流は Child-Langmuir 法則 2.13 に従うので、電子銃の形状を変更せずに電圧を向上させれば、その $3/2$ 乗に従い向上する。

一般的に DC 電場の大きさを制限しているのは陰極自身、あるいは構造材などからの放電現象である。特に NEA GaAs 陰極は超高真空を必要とすることから、真空悪化や残留ガスのイオン化による逆流イオンによる表面破壊などを抑制するためにも、放電現象の手前である暗電流を抑制する必要がある。暗電流に対する経験的な目安は 1nA 以下と言われていることから、この条件をみたした上で、極間電圧を向上させることが必要である。

そのため、名古屋大学と KEK は共同して放電限界の高い物質、表面処理法などの研究をおこなってきた [40]、[41]。それによると、クリーン Z というステンレス鋼に電界複合研磨を施し、かつ温超純水による洗浄を施した表面は電場 34MV/m において暗電流が $12.5\text{pA}/\text{m}^2$ という非常に小さい値をしめしている。また同様の処理を施した Ti と Mo が SUS に比べて二倍程度の対圧性能を示しているという。

これらの値を仮定すると電子銃の表面電場として $80\text{MV}/\text{m}$ 程度は可能であろう。一般的に表面電場は平均加速電場よりも二倍から三倍程度高いので、仮に平均加速場として $30\text{MV}/\text{m}$ が可能であるとすると、極間距離 5cm を仮定して極間電圧は 1.5MV となり、現在の 120kV という値の十倍以上となる。従って空間電荷制限電流は現在のおよそ 20 倍、 $60\text{A}/\text{cm}^2$ となる。バンチ長はこの場合 50 ps となる。しかしこの場合、この制限電流よりも 2.9.1 で説明した表面電荷制限電流が低くなり、実際のピーク電流はこちらの機構により制限されるだろう。表面電荷制限の値として $4-5\text{A}/\text{cm}^2$ 程度が得られているので 0.5ns 程度のバンチ長は可能である。ただし空間電荷効果によるデバンチングの効果は強くなるので、

最終的に得られるバンチ長が線形に減少するというわけにはいかないだろう。

そこで現在は高圧化や表面電荷制限の克服に加えて、5GeV に加速された後にエネルギー抑制領域をビームラインに設けて、全幅で 1% 以内にエネルギー幅を抑えることを検討している。この動作原理はまず磁場により電子エネルギーによる軌道長の差をつくり、それによるバンチ内のエネルギー分布に位置依存性を作り出す。たとえばバンド通過前後ではバンチ前半にエネルギーの低い電子が、後半にはエネルギーの高い電子が分布する。この状態で RF 加速を行い、位相をバンチ中心でゼロ加速で、かつバンチ前半は加速位相、後半は減速位相に合わせ込むと、ちょうどエネルギー差を抑制するように加減速が生じて、エネルギー幅を抑制することが可能となる。GDE 内のスタディにおいては、入射前に RF セクションをおくことで 1% 程度のエネルギー広がりとは可能であるとの結果を得ている。

2.10 ILC 電子銃今後の課題

電子銃は ILC の各コンポーネントの中では、比較的論争の少ない部分であるといえよう。しかしそれは開発要素がないとか、困難が少ない、などということ必ずしも意味していない。論争が少ないということは、NEA GaAs 陰極以外の選択肢が事実上ない、という状況からきており、電子銃全体として十分に成熟した技術である、ということではない。

困難はいくつかあるが、陰極の寿命、偏極度、放出密度、バンチング、そしてそれらの安定性などの課題をあげることができる。例えば偏極度は要求仕様 80% に対して、実験室では 90% がえられている。しかしこの事実をもって偏極度について仕様が満足されたとは言えない。なぜなら偏極度は量子効率とのトレードオフの関係にあり、90% において、十分な量子効率が得られたとは言えないのである。西谷 [37] によると、GaAs-GaAsP 超格子陰極において、偏極度 90%、量子効率 0.5% が得られているが、陰極の放出電流が寿命により低下していくことを考えると、寿命をのばすか、レーザーパワーのマージンを増やし、陰極再活性化までの実質的な運転可能時間をのばす必要があり、その目途がついているわけではない。すなわち仕様の各所に「瞬間最大風速」的に達成された数値が仮定されており、それが総体としてちゃんと十分な品質のもとに安定して動作するかはこれからの技術開発にかかっている。

またレーザーにおいても、現在は Ti:Sapphire をベ-

スとしたシステムを仮定しているが、蛍光寿命が極めて短いことから、マクロパルスを生成することは困難である。BCD では Nd:YAG などの励起用のレーザーを連続的にドライブし続けることで、Ti:Sapphire においてマクロパルス構造をつくることを予定しているが、高価、巨大、非効率、不安定など、系統的に多くの課題と危惧を残している。Yb:YAG やファイバーレーザーなど安定性にすぐれ、コンパクトなシステムに代替できればそのような危惧の必要もないが、現状では波長可変性などに課題を残している。

さらに RF 電子銃による偏極電子の直接発生も開発上の大きな課題である。これが可能となれば、複雑なバンチャーシステムを取り去ることができ、システムの信頼性向上に非常に寄与が大きい。しかし現状では NEA 表面の破壊現象を防ぐ目途がたっていない。しかし様々な方法で真空度を改善し、RF 偏極電子銃への努力は続けられている。

以上のように、ILC 電子源はコンセプトとしては安定的なものであるが、各要素技術に課題を残している。また RF 偏極電子銃という異なるコンセプトが可能となれば、システム信頼性などにおいて大きな向上がみこめるという状況である。NEA 陰極は高量子効率、偏極、低エミッタンスなどユニークな特徴をもち、レーザーの開発が進み、より多彩な時間構造で高品質電子ビームが生成可能となれば、ILC のみならず、ERL やイオン冷却など他の用途にも応用が可能な中核技術として非常に重要となる。

第3章 陽電子源

3.1 陽電子とは

陽電子とは電子の反粒子であり、電荷以外の性質は電子とまったく同じ粒子である。陽電子の存在はまず P. Dirac による空孔仮説^{くうこう}として「電子の非存在」という形で提示された。

1928年に P. Dirac はスピン 1/2 の粒子を記述するいわゆる Dirac 方程式を導き、そこから負のエネルギーの電子の存在が予言されることに気付いた。即ち電子のエネルギー状態には基底状態というものがなく、負の無限大まで存在が可能だということだ。しかし負のエネルギーが許されると、電子はエネルギーを放出して、より低いエネルギーの状態に遷移してゆくだろう。基底状態というものがなければ、この遷移は無限に続くことになる。すなわちこの世界は電子の放つ無限の放射エネルギーで満されてしまうことになる。また、あるエネルギーを有する電子が安定に存在するということが不可能となる。これが Klein のパラドックスと呼ばれる命題である。

しかしこの世界でそんなことは起っていきそうにない。そこで P. Dirac は負のエネルギー状態はそもそもすでに電子で満されていると仮定してみた。彼の言葉を借りれば、「真空は電子の海」である。この状態を仮定すれば電子はフェルミ粒子であるから、負のエネルギー状態に落ち込むことはない。

この電子の海にエネルギーをあたえるとどのようなことが生じるだろうか。海の中にある電子はエネルギーを受け取り、より高いエネルギー状態、すなわち正のエネルギー状態に遷移する。これを「現実の」世界の反応としてみると、真空にエネルギーを与えると突如として電子が出現するように見える。これはいかにもおかしいことである。なぜならこの反応では電荷をはじめ多くの量子数が保存していないように見える。しかしこの遷移が起る前後で「電子の海」に含まれる電子の数は一つ減少しているのである。もとの「電子の海」が真空の状態であるから、真空から電子が一つ欠如している状態である。Dirac はこの一つ電子が欠如した「孔」を電子と電荷の大きさは同じだが符号のことなる陽電子として考

えれば、量子数の非保存の困難は克服されると考えた。これを空孔仮説という。

果して 1932 年に C. D. Anderson は霧箱を用いて宇宙線中に電子と質量が近く電荷の異なる粒子、即ち陽電子を発見した。当初、理論の困難を克服するための仮想的な粒子として導入された陽電子であるが、これが「現実の」粒子として存在したことは、その後の対称性を軸とした粒子物理の理解と発展を鑑みるにまことに意義のおおきな発見であったといえることができる。

現代の素粒子物理においては、「電子の海」などという複雑な仕組みを導入することなく、陽電子が電子と等しい一つの素粒子として位置付けられている。陽電子は電子が時間軸を逆向きに進行したものとして理解されるが、電子と陽電子が対になっているということが本質的である。すなわち電子は逆行する陽電子であり、どちらが本質的ということはない。しかしこれ以上の粒子物理の詳述は本稿の範疇^{はんちゆう}を逸脱するのではないことにしよう。

3.2 陽電子発生

既に述べたように電子と陽電子は物理的な位置付けはまったく等価といってよい。しかしそれは陽電子が電子と同様の方法で得られるということの意味しない。なぜなら現実の世界は物質で埋めつくされており、半物質というものはほとんど存在しないからである。光電効果で陽電子を反物質からできている光電陰極から得るといのは原理的には可能であるが、現実的には困難である。

では現実には陽電子はどのように生成されているのであろうか。大きくわけて二つの方法が考えられる。

一つめは $\beta+$ 崩壊を利用するものである。 $\beta+$ 崩壊は放射性原子核中で陽子が中性子、陽電子、そしてニュートリノに崩壊する反応である。放射性物質は陽子シンクロトロンからの陽子ビームを標的に衝突させるなどして人工的に生成することができる。現在、先進的な医療診断装置として普及が進んでいる PET (Positron Emission Tomography) では、そのような方法で人工的に生成した $\beta+$ 崩壊を行う少量の物質を体内に送り込み、その物質が体内でどのように移動するかを観測することにより、診断を行う。体内で $\beta+$ 崩壊が生じると、発生した陽電子は電子と対消滅し、特性ガンマ線を放射する。このガンマ線を観測することにより、体内での物質の分布の密度を測ることができる。この密度から例えば癌細胞^{がん}の存在などを測ることができるのである。

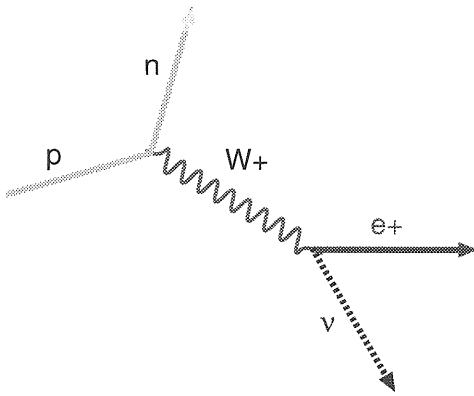


図 3.1: ベータ+崩壊のダイアグラム。放射性原子核中で陽子が弱い相互作用を通じて陽電子とニュートリノを放出し、中性子へと変化する。

しかしこの方法は陽電子ビームを得るという目的には適してはいない。なぜならビームとして加速するためには時間的には短いパルスになっていることが必要であるが、原子核崩壊は純粋に確率的反応であり、その反応を制御することは原理的に不可能であり、時間的に連続して陽電子が発生するからである。また崩壊が進行するにつれてその強度は指数関数的に減少するため、ビーム密度を一定にたもつことが困難である。

そこで陽電子ビームを得るには二つめの方法、すなわち高エネルギーガンマ線と物質の相互作用による対生成反応を利用する。対生成反応は図 3.2 で示されているように、高エネルギーガンマ線が原子核と運動量を交換し、電子と陽電子を発生させる反応である。電子と陽電子の静止質量は $0.51\text{MeV}/c^2$ であるから対生成を生じるためには少なくとも静止質量の二倍である $1\text{MeV}/c^2$ の質量相当のエネルギーが必要である。また、ガンマ線と物質との相互作用のうち、対生成と競合するものに光電効果とコンプトン散乱があり、主に 10MeV 未満の低エネルギー領域で支配的となる。従って効率的に対生成反応をおこすためには 10MeV 以上のエネルギーのガンマ線が必要となる。

さて、原理的に高エネルギーのガンマ線を生成し、それを物質に入射することにより陽電子ビームが得られる、ということがわかった。しかし高エネルギーのガンマ線をえることはそう容易ではない。例えば X 線管は数十 kV 以上の電圧で加速した電子を物質に入射し、せいどう制動放射により keV クラスの X 線を発生させる。従ってエネルギーをスケールすると、制動放射により MeV クラスのガンマ線を発生させるには、数 MeV 以上の電子ビームを物質に入射する必要がある、ということに

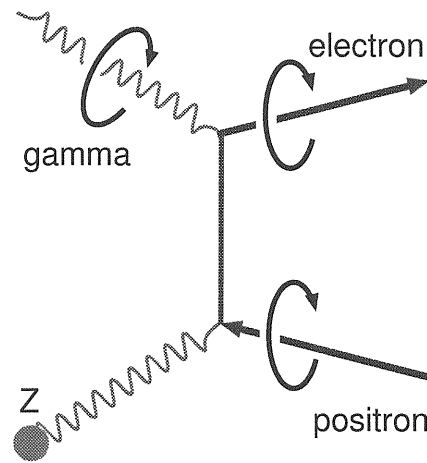


図 3.2: 対生成反応のダイアグラム。高エネルギーのガンマ線は原子核などの外場との相互作用を得て、電子と陽電子を発生する。外場との相互作用は四元運動量の保存から必要となる。従って真空中では対生成反応は生じない。この反応ではヘリシティ保存から高エネルギーガンマ線が偏極 (円偏光) していると、発生した電子と陽電子も偏極している。

なる。実際、この方式でガンマ線を生成し、そこから陽電子を得る方法は最も一般的な方法として、今まで運転されてきた全ての陽電子加速器で用いられてきている。それゆえに、この方式は Conventional (在来の、平凡な) 方式と呼ばれているが、後述するようにこの他の方法の開発もすすんできており、この名称が将来にわたり相応しいとは言えない。正確には電子ビーム駆動方式などと呼ぶべきであろう。

実際に電子ビームを物質に入射すると制動放射によりガンマ線が発生する。標的にタングステンなどの密度の高い物質を用いれば、発生したガンマ線はほどなく対生成をおこし、電子と陽電子となる。この発生した電子および陽電子はエネルギーが高ければ再び制動放射を起こしてガンマ線を発生する。その他にもガンマ線が物質中の軌道電子をコンプトン散乱により叩き出すなどの反応が生じる。以上のように電子ビームを物質中に入射するとガンマ線の生成だけでなく、様々な反応が連鎖的に生じ、結局のところ大量の電子、陽電子、ガンマ線が発生する。このような一連の反応のことを電磁シャワーと呼ぶ。原理的には電子あるいは発生した陽電子が制動放射によりガンマ線を生成し、そこから対生成により陽電子が得られるのであるが、実際には電子ビームを物質に打込むと内部で電磁シャワーが生成され、そこから陽電子を選び出す、ということになる。

制動放射以外に高エネルギーガンマ線を生成し、そこ

から陽電子ビームを得る方法として、現在二つの方法が考案されている。一つめは高エネルギーの電子ビームを周期磁場（ウイグラーまたはアンジュレーター）に通し、シンクロトン放射により高エネルギーガンマ線を得るというものである。アンジュレーター方式と呼ばれるこの方法は 100 GeV 以上の高エネルギー電子ビームを必要とすることから、高価であり現実的でないとされてきた。しかしリニアコライダーにおいては衝突用に 250GeV から 500GeV の電子ビームが用意されるので、これをガンマ線生成にも利用することでにわかに現実味をおびてきている。

二つめの高エネルギーガンマ線を生成する方法としては高エネルギー電子ビームとレーザーのコンプトン散乱によるガンマ線生成である。この場合、必要な電子ビームは数 GeV 程度と在来方式とほぼ同じであり、この点においては在来型に比して遜色はない。しかし現実的な電子ビームとレーザーのパラメーターから予測されるガンマ線数が $10^4 \sim 10^5$ と、他の方法に比べて極端に低く、十分な陽電子密度が得るのが困難である。しかし近年、モードロックレーザーによる高い繰り返し、高出力化が大いに進展をみせ、さらに光学蓄積空洞によるレーザー密度の増倍因子 $10^2 \sim 10^4$ が現実味を帯びるなど、生成ガンマ線数が必要な値に近付きつつある。これらに加え、生成された陽電子ビームの他数回蓄積を行うなどの粒子加速器における工夫を行うことで、ILC の陽電子源として実現可能である、との検討結果もある [42]。

何らかの形で高エネルギーガンマ線を生成し、その対生成プロセスにより陽電子を得る、という方法は以上のように全ての方法に共通している。技術的に見れば、高エネルギーの電子ビームあるいはガンマ線を生成標的に入射し、そこで生じる様々な反応の結果、電子、陽電子、そしてガンマ線の混合ビームが得られる。その混合ビームから二重極マグネットを用いて陽電子ビームを選別することにより、陽電子ビームが得られる。

3.3 陽電子捕獲

陽電子ビームはガンマ線による対生成から生じるが、発生した陽電子の運動方向および運動エネルギーは広く分布している。生成ドライバーである電子ビームおよびガンマ線のビーム径は典型的には数 mm^2 以下であるから、生成された陽電子は大きい横方向運動量およびエネルギー広がりをもつ一方、ビーム径は数 mm^2 以下となっている。横軸に実空間、縦軸に横方向運動量を取

り、位相空間で見ると、縦長に細く分布している。

この分布のままビームをドリフトさせると、横方向運動量の大きい広がりを実空間へと伝播し、ビーム径が発散してしまい、加速が困難となる。従ってビームを速やかに収束し、横方向運動量を抑える必要がある。つまり実空間分布を加速が可能なサイズ、現実的には加速管のアイリス径程度まで拡大させる一方、横方向運動量分布を抑制する。すなわち、位相空間で横長の分布へ変換しなくてはならない。

このような変換を行うデバイスとして、QWT(Quarter Wave Transformer) と AMD(Adiabatic Matching Device) という二種類が考案されている。双方ともビーム進行方向に平行な軸に沿ったソレノイド磁場を用いる点は共通しているが、進行方向の磁場プロファイルに特徴がある。以下その概要と動作原理について説明する。

3.3.1 QWT

QWT(Quarter Wave Transformer) は陽電子生成標的の出口から下流における強いソレノイド磁場領域 (磁場 B_i) と、それに続く弱いソレノイド磁場領域 (磁場 B_f) からなる。ソレノイド磁場の方向はビーム軸に対して平行である。図 3.3 はビーム進行方向を z 軸、生成標的の出口を $z = 0$ にとり、軸方向の磁場プロファイルを表したものである。QWT という名称は、位相空間において、

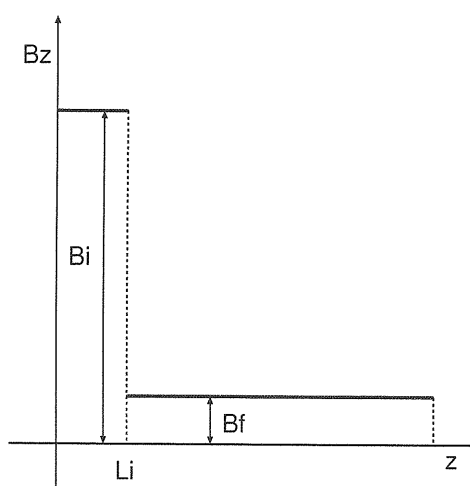


図 3.3: QWT の磁場プロファイル。横軸は生成標的からの距離、縦軸はビーム軸中心における平行磁場成分の値を表す。

縦長の分布を横長に変換する、ということから来ている。この変換はちょうど位相空間における 90 度回転だから、波長にすると 1/4 波長 (Quarter Wave) に相当する

のである。

QWTにおける陽電子の捕捉（横方向運動量の抑制）を理解するために $z = 0$ において、長手方向運動量 $p_z = p_{z0}$ および横方向運動量 $(p_x, p_y) = (0, p_t)$ を持つ陽電子の運動を考えよう。陽電子の初期位置は $(x, y) = (0, 0)$ 、すなわちターゲット中心と仮定する。電磁場中で荷電粒子はローレンツ力 \vec{F} を次のように受ける。

$$\vec{F} = e\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}, \quad (3.1)$$

ここで \vec{E} は電場、 q は電荷、 \vec{v} は粒子の速度ベクトル、そして \vec{B} は磁束密度である。ここでは電場がないので、 $\vec{E} = 0$ とおける。また、磁束密度が z 軸に平行とすると、横方向運動量のみがローレンツ力に寄与するので、以下のようになる。

$$\vec{F} = \frac{ep_t \times \vec{B}_i}{\gamma m}, \quad (3.2)$$

ここで e は素電荷、 m は陽電子質量、 γ は相対論におけるガンマ因子である。力の方向は xy 面内にあり、かつ横方向運動量に垂直となる。よく知られたように、このような力をうけた粒子は xy 面内において円運動を行う。円運動の曲率半径 ρ と向心力 F は $F = p^2/(\gamma m \rho)$ の関係にあるから、曲率半径 ρ は

$$\rho = \frac{p_t}{eB_i}, \quad (3.3)$$

と与えられる。初期位置は標的中心であるから、円軌道は $(x, y) = (0, 0)$ を通る。その陽電子は横方向運動量によって決まる曲率半径で円運動を行うが、 $(x, y) = (0, 0)$ における接線は初期の横方向運動量 $(p_x, p_y) = (0, p_t)$ に等しい。ソレノイド磁場の方向を z の負の方向とした時の xy 平面内での運動の様子を図 3.4 にしめす。

z 軸方向に粒子は力をうけないから、陽電子は等速 p_z/m で運動を行う。ここで陽電子が $z = L_i$ 、すなわち磁場境界に到達した時点で調度軌道が円を半周描いたと仮定する。図 3.4 で原点以外の x 軸との交点に陽電子があると仮定しよう。その時、以下の条件が満足される。

$$\frac{L_i}{p_{z0}} = \frac{\pi \rho}{p_t}. \quad (3.4)$$

さて、以上の条件のもとに磁場境界にさしかかった陽電子はどのような力をうけるであろうか。図では $z = L_i$ において不連続的に磁場が変化しているが、現実には変化は連続的である。磁荷というものはないから、磁束密度が変化するという事は磁束の一部がある領域から出ていったり、入ってきたりしている、ということである。 $z = L_i$ 付近でソレノイド磁場は弱くなるの

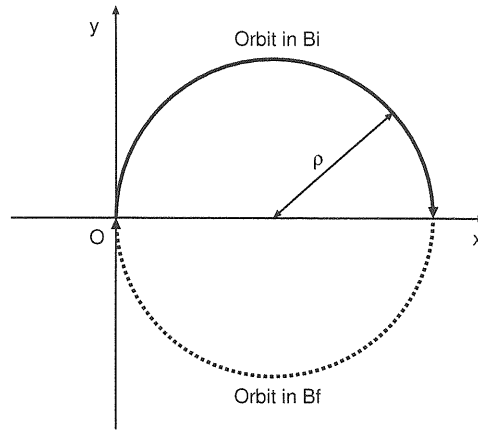


図 3.4: QWT における陽電子の xy 平面内での軌道の例。初期運動量を y 軸に平行としている。半周した時に調度 $B_i \rightarrow B_f$ の磁場境界に到達した陽電子は横方向運動量を抑制する力をうけるが、その大きさは磁場の変化にちょうどスケールしており、軌道半径を変えずに円運動を継続する。

であるから、磁束はラップ状に外に広がってゆく。ソレノイドは中心対称であるから、その方向は常に中心から外に向かっている。すなわちソレノイドの端部では径方向の磁場成分が発生するのである。

簡単のため、単独の磁束密度 B のソレノイド磁石を考えよう。無限円からソレノイド中心まで粒子を移動したとする。ソレノイド中心において距離 r の円内にある磁束は面積に比例するから、 $B\pi r^2$ である。無限遠では磁束は存在しないから、無限遠からソレノイド中心に移動する間に磁束は半径 r の円を通過してゆく。即ち粒子が横切る磁束は

$$B_r(r) = \frac{B\pi r^2}{2\pi r} = \frac{r}{2} \frac{dB}{dr}, \quad (3.5)$$

となる。一般的にはこのような一次の項だけではなく、高次の寄与も考える必要があるが、近似としては充分であろう。 dL の因子は上のような磁束が距離 dL にわたり分布していることを示している。

QWT の場合は二つのソレノイド磁石が近接して置かれているが、有難いことに静電場の線型性のために二つの寄与を単に足し合わせればよい。符号も考慮すると陽電子が横切る磁束は

$$B_r(r) = \frac{r}{2} \frac{dB_i - dB_f}{dL}, \quad (3.6)$$

となる。この時に陽電子が受ける運動量変化は $r = 2\rho$ として

$$dp = \frac{ep_{z0}}{m} \frac{2\rho}{2} \frac{dB_i - dB_f}{dL} = p_t \frac{B_i - B_f}{B_i} ds, \quad (3.7)$$

となる。

さて、 $z = L_i$ において粒子が $(x, y) = (2\rho, 0)$ にある場合、磁束は x 軸の負の方向を向いている。したがって受ける運動量変化の方向は y 軸の正の向きとなる。従って横方向運動量は

$$p_t = p_{t0} \frac{B_i - B_f}{B_i} - p_{t0} = -p_{t0} \frac{B_f}{B_i}, \quad (3.8)$$

となり、その大きさは B_f/B_i だけ小さくなるのである。 B_f 領域にはいつからの陽電子の円運動の曲率半径は

$$\rho = p_{t0} \frac{B_f}{B_i} \frac{1}{eB_f} = \frac{p_{t0}}{eB_i}, \quad (3.9)$$

とちょうど B_i 領域と同じになる。つまり図 3.4 で示されているように条件を満たす陽電子は QWT 内で同じ曲率の円運動を続けるのである。

この陽電子がビームとして捕獲されるためには、この円運動が後段の加速管の開口径に収まらなくてはならない。加速管の開口径はアイリス部のサイズで決るから、これを直径 $2a$ とすると、

$$a > 2\rho = 2 \frac{e_{t0}}{eB_i}, \quad (3.10)$$

でなくてはならない。これは陽電子の横方向運動量に制限を与える。

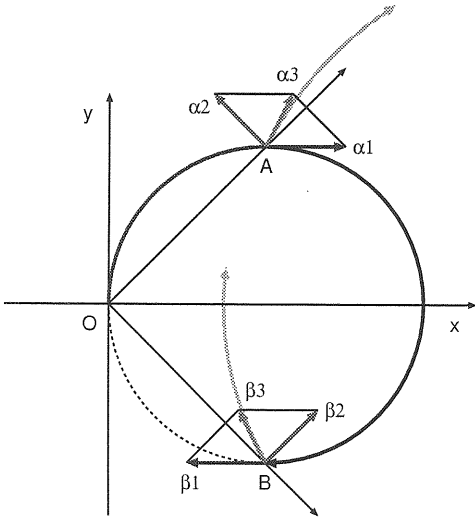


図 3.5:

条件式 3.4 からずれた陽電子の軌道はどのようになるのだろうか。まず磁場境界にきたとき、円運動の位相が 180 度よりも小さい場合を考えよう。図 3.5 における A 点に陽電子がきた場合である。その場合でも、運動量変化は式 3.5 で表されるので、動径方向に垂直である。A 点における p_t はベクトル α_1 、磁場による運動量変化

はベクトル α_2 のようになる。従って陽電子の運動方向は α_1 から α_3 に変化する。つまり運動方向は外向きになり、円運動の回転中心は外側に移動する。また磁場が B_f に弱まることにより回転半径が大きくなるので、より外側を大きく回転することになる。したがって加速管壁などに衝突し、捕獲することは困難である。

図 3.5 の B 点に陽電子がきた場合を考えよう。その場合は運動方向は β_1 より β_3 のように変化するが、この場合も回転中心は外側に移動する。また回転半径も磁場が弱まることで大きくなるので、外側をより大きな回転半径で運動するようになり、前の例と同様に捕獲は困難となる。つまり条件式 3.4 からずれた陽電子は、いずれの方向でもより捕獲が困難となるのである。

QWT は実際には二つの磁場のことなるソレノイド磁石をならべて配置することにより実装される。電流制限などの技術的制約から、上流の強い磁場は口径の小さいソレノイド磁石を、下流の弱い磁場は口径の大きいソレノイド磁石を使用する。下流の弱い磁場の領域には加速管が設置され、陽電子の軌道を加速管のアイリス径以内に保ちつつ加速を行い、相対的な横運動量を小さくするとともに、相対論のガンマ因子を大きくすることで空間電荷効果による発散力を抑制し、陽電子をビームとして捕獲する。

KEKB の陽電子源には陽電子収束デバイスとして QWT が採用されている。初段の強磁場領域は長さ 45mm、コイル長は 42.5mm で、内径 20mm で、磁場は 2.3T である。8 ターンのコイルに 10kA の電流を流すことで上記の磁場を実現している。

3.3.2 AMD

AMD(Adiabatic Matching Device) は生成標的出口に磁場のピークがあり、それが徐々に低磁場へと減少していくようなビーム軸方向に平行なソレノイド磁場からなる。図 3.6 に磁場プロファイルを示す。 $z = 0$ では $B_z = B_i$ であるが、それが B_f まで図で示されているように低減し、その後一定に保たれる。変化領域での磁場プロファイルは

$$B(z) = \frac{B_i}{1 + \mu z} \quad (3.11)$$

で与えられる。 μ は磁場の変化を表すパラメーターで $/m$ の次元を持つ。変化領域の長さを L_i とすれば、

$$B_f \equiv B(L_i) = \frac{B_i}{1 + \mu L_i}, \quad (3.12)$$

となる。

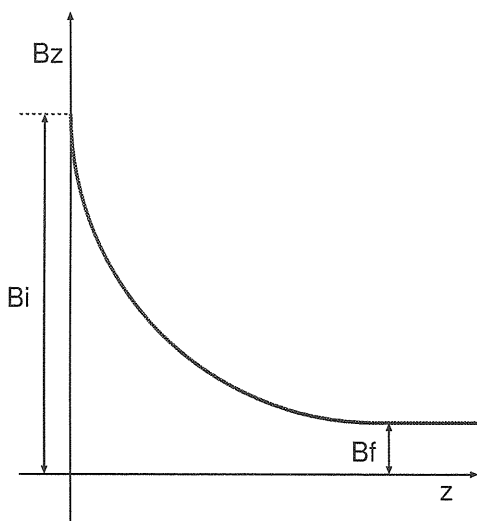


図 3.6:

低磁場領域には加速管が設置され、捕獲された陽電子を加速することでその相対的な運動量広がり徐徐に低減しつつ、空間電荷効果を抑制しビームを「硬く」する。

AMD においては軸方向磁場が徐々に低減するために、QWT で磁場境界でのみ出現した動径方向の磁場が常に存在する。QWT の場合と同様に陽電子は回転運動を行うが、この動径方向の磁場により、xy 平面内において常に動径方向に垂直な運動量キックを受け続けることになる。QWT において、同期条件から外れた場合の陽電子の運動を考えた場合と同様に、AMD の場合は「同期条件」からはずれているので、回転中心は徐々に外に移動する。また磁場によるキックにより横方向運動量は徐々に低減していく。この運動には断熱不変量が存在し [43]、

$$\int \sum_i p_i dp_i = \frac{\pi p_t^2}{eB}, \quad (3.13)$$

は運動の不変量となる。これにより

$$\frac{p_t(z)^2}{B(z)} = \frac{p_{t0}^2}{B_i}, \quad (3.14)$$

という関係が成り立つことがわかる。横方向運動量は

$$p_t(z) = \sqrt{\frac{B(z)}{B_i}} p_{t0}, \quad (3.15)$$

のように変化する。軌道半径は

$$\rho(z) = \frac{1}{e\sqrt{B(z)B_i}} p_{t0}, \quad (3.16)$$

のように徐々に増大するが、横方向運動量が減少していくため、その増大は抑制されている。陽電子が B_f 領域

に入ると回転半径は一定となり、その大きさは

$$\rho_f = \frac{1}{e\sqrt{B_i B_f}} p_{t0}, \quad (3.17)$$

となる。QWT と同様にこの曲率半径の二倍が加速管の開口径よりも小さくなくてはならないので、陽電子捕獲の条件として

$$a > 2\rho_f, \quad (3.18)$$

が満たされてなくてはならない。

AMD は QWT にあったような、長手方向と横方向の運動量に関する条件は存在しない。どのようなエネルギーであっても断熱不変量に従い横方向運動量は低減され、ある程度の円運動として取り込まれる。しかしあまりにも縦方向運動量が大きいと xy 平面内の回転運動に比して、磁場変化が急激となり、もはや断熱運動とはみなせなくなってしまう。従って AMD においてもエネルギーの上限値は存在する。解析によると、長手方向の運動量が

$$p_z < 0.5 \frac{eB_i}{\mu}, \quad (3.19)$$

以下である必要がある。

AMD の磁場分布を Flux Concentrator と呼ばれるデバイスにより実現される。Flux concentrator にはいくつかのタイプがある。ひとつめは螺旋状のコイルに大電流を流すことで内部にソレノイド磁場をつくるものである。コイルの内径を巻き貝のように徐々に細くすることで、一方の端部で極めて高い軸上磁場を実現する。このタイプの Flux Concentrator は SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) で使用されている。SLAC のものは長さ 100mm、ターン数 12、最小内径 3.5mm、最大内径 26mm で 16kA の電流を流すことで最高磁場 5.8T を実現している。もうひとつのタイプは銅の円筒の内部を円錐状に削りだし、その外部にコイルを巻いたもので、コイルに電流を瞬間的に流すと導体内部に渦電流が発生し、その渦電流により内部にソレノイド磁場が発生するというもので、やはり内径が小さくなるにしたがい強い磁場が生じるようになっている。このタイプのものは BINP (Budker Institute for Nuclear Physics, ノボシビルスク、ロシア) において使用されている。

3.4 陽電子源のコンセプト

これまで陽電子発生の原理と、その発生した陽電子の捕獲について議論した。これらを組合せることでいくつかの陽電子源コンセプトが形成される。以下、各々の方式についてその基本的な特性を中心に説明する。

3.4.1 電子ビーム駆動方式

電子ビーム駆動方式は今まで建設された加速器用の陽電子源の全てに採用されている。唯一実績のある方法として、その安定性と信頼性においては他の方法に比べて長じているのはあきらかだろう。その基本的な構成は図 3.7 に示されているように、電子源および電子ライナック、陽電子生成標的、収束デバイスと初段加速空洞からなる陽電子捕獲セクションからなる。

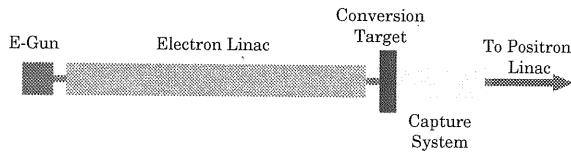


図 3.7: 在来方式（電子ビーム駆動方式）の概念図。高エネルギー電子ビームを電子ライナックにより生成し、それを標的に入射することで電磁シャワーを成長させる。そこから得られる陽電子ビームの横方向運動量を収束デバイス（QWT あるいは AMD）で抑制しつつ、加速することで捕獲し、陽電子ビームを形成する。

典型的な電子ビームのエネルギーは数 GeV である。数 GeV の電子ビームを生成標的に打込むと

- 制動放射、
- コンプトン散乱、
- 対生成、
- 電子（陽電子）- 軌道電子散乱、

などのプロセスがカスケード（雪崩）状に生じ、電磁シャワーが発生する。電磁シャワーとは電子、陽電子、そしてガンマ線の混合した流れである。この電磁シャワーの発達のようなすは用いる標的物質によって異なるが、放射長（Radiation Length, X_0 ）という概念をもちいることにより物質に依存せずに議論することができる。放射長は電子が物質中を相互作用によりエネルギーを失いながら進行するとき、初期エネルギーの $1/e$ に減衰するまでの距離を密度で規格化したものとして定義される。電磁シャワーの発達の様子は物質により異なるが、各々の物質における放射長で計った距離における電磁シャワー発達の様子はほぼ等しいということがわかっている。放射長は近似的に

$$X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} [g/cm^2], \quad (3.20)$$

と表される。ここで A は物質の質量数、 Z は原子番号である。この式より原子番号の大きな物質ほど放射長が

短く、すなわち短い距離で電子が急激にそのエネルギーを失い、そのエネルギーが電磁シャワーに転化するということを表している。放射長を実際の距離にするには密度で除する必要があるので、結局原子番号が大きく、密度の高い物質ほど効率的に電磁シャワーを生成することができる、ということになる。

さて、放射長を指標として物質中で電磁シャワーは粒子数を増やしてゆく。それに従いつつあたりの粒子が有する平均のエネルギーは減少してゆくの、ある時点で対生成の有効しきい値を下回り、シャワーの発達は飽和する。またシャワーにより生成された粒子はある確率で物質により捉えられ、あるいは散乱され、失われてゆく。このような二つの競合プロセスにより、電磁シャワーの粒子数はある放射長で再大値をとる。この状態を Shower Max と呼ぶ。Shower Max に対する現象論的な式は次のように与えられる。

$$T_{max} = 1.0 \left[\ln \left(\frac{E_0}{\epsilon_0} \right) - 1 \right], \quad (3.21)$$

ここで T_{max} は放射長で測った Shower Max の位置、 E_0 は入射電子のエネルギー、そして ϵ_0 は Critical Energy と呼ばれるパラメーターである。これによると Shower Max は入射エネルギーに依存し、より高いエネルギーでは大きな値となるが、その依存性は線型ではなく、対数的であるということがわかる。すなわちエネルギーをかえても、エネルギーほどは Shower Max の値は変わらない、ということを表している。

さて標的の厚さを変えた場合、標的出口からでてくる陽電子について考えよう。生成される陽電子の積分数は標的の厚さを厚くすればするほど増加する。しかし生成された陽電子は標的物質との相互作用で失われてゆくの、得られる陽電子数は積分値ではなく、ある放射長位置での陽電子数で決る。十分にシャワーが発達した後では、陽電子数と電子、ガンマ線の割合が一定と仮定すると、この陽電子数最大の地点は Shower Max と一致する。すなわち、標的厚さは Shower Max にすることで、陽電子の収量は最大となる。

図 3.8 は横軸に放射長をとり、縦軸に相対的な陽電子生成数をとり、異なる入射電子ビームエネルギーによる依存性をあらわしたものである。入射エネルギー 6GeV において Shower Max はおよそ $5X_0$ 、2GeV では $4X_0$ 、そして 1GeV において $3X_0$ 付近となっている。Shower Max の入射エネルギー依存性がゆるやかなものであることがわかる。またある決まったエネルギーにおいて、陽電子の収量の放射長依存性も緩やかなものである。一方、入射エネルギーによる電子あたりの陽電子の収量は

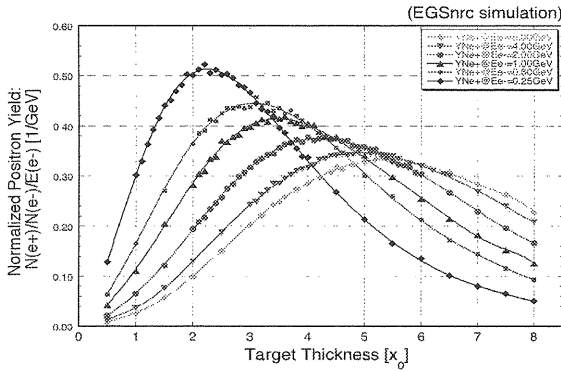


図 3.8: 横軸に標的厚さを放射長であらわした陽電子生成数。異なる入射エネルギーの曲線を描いている。KEK 紙谷氏より提供。

エネルギーにより大きく変化している。その依存性はほぼ線型であることが知られている [43]。

標的としては原子番号が大きく、密度が高く、かつ融点の高い物質としてタングステンがよく用いられる。タングstenは原子番号 74 の常温で固体の金属で、密度 19.3g/cm^3 、放射長は 6.76g/cm^2 、融点は 3695K であるので、一放射長の長さは 0.35cm となる。したがって数 GeV のドライブ電子ビームを、例えば $4X_0 \sim 1.4\text{cm}$ 厚のタングsten標的に入射することで効率的に陽電子を生成することができる。実際の陽電子生成は陽電子捕獲にもよるが、ドライブ電子ビーム 6 GeV において 4 放射長のタングsten標的を用い、陽電子捕獲に AMD を採用したばあい、入射電子あたり 1.0 の陽電子が得られる。

参考のため、表 3.1 に様々な加速器における陽電子源についてまとめている。

3.4.2 Undulator 方式

Undulator 方式の基本構成は図 3.9 に示されているように、高エネルギーの電子ビームを通過させることによりガンマ線を生成するためのアンジュレーター、ガンマ線を対生成過程を通じて陽電子に変換する生成標的、発生した陽電子を加速許容領域に捕獲するための陽電子捕獲セクションからなる。

電子などの荷電粒子が加速運動を行うと必ず双極電磁場が放射される。電子の静止系からみると、加速ベクトルで定義される平面からの角度を θ' とすれば、その強度分布は $\cos^2 \theta'$ とトーラス状になる。これを磁場中を運動する電子に当てはめてみると、磁場中での運動においては、常に運動方向と加速方向は垂直であるから、

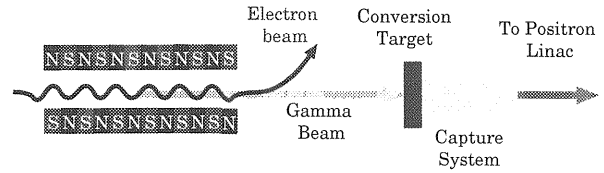


図 3.9: Undulator 方式の概念図。高エネルギー電子ビームがアンジュレーターを通過することでシンクロトロン放射によりガンマ線が発生する。そのガンマ線が生成標的中で対生成により陽電子、電子対に変換され、陽電子捕獲セクションによりビームとして形成される。

トーラス状の電気双極子放射は、電子の運動方向、すなわち加速軸に対して垂直方向に大きくブーストされることになる。実験室系においてこの放射を観測すると、その放射強度は

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta'}{\gamma(\cos \theta' - \beta)}, \quad (3.22)$$

となる。 θ は実験室系において、ブースト軸からの角度である。この式で、 $\theta' = \pi/2$ とおいてみると、 $\tan \theta \sim \theta \sim 1/\gamma$ となる。すなわち実験室系でみると、放射場のほとんどはブースト軸から $1/\gamma$ 程度の角度広がりの中にはいつていることになる。これから、高エネルギーで移動する電子が磁場により加速される場合に放射される双極子場は電子の移動方向に極めて集中した指向性のよい放射場となることがわかる。この放射現象をシンクロトロン放射という。

シンクロトロン放射は当初は電子シンクロトロンの副産物として偏向磁場において観測されたが、その後この現象を光源として積極的に利用する立場から周期磁場によるデバイスが開発され使用されている。周期磁場として

$$B_y(s) = -B_0 \sin \left(\frac{2\pi s}{\lambda_u} \right), \quad (3.23)$$

を仮定する。 B_0 は最大磁場、 s は長手方向の座標、 λ_u は磁場の周期長、そして y 成分以外の磁場はゼロとする。すると電子のジグザグ運動は x 方向のみに生じ、その角度変化は [45]

$$\dot{x}(s) = \frac{K}{\gamma} \cos \left(\frac{2\pi s}{\lambda_u} \right), \quad (3.24)$$

となる。 K は強度パラメーターで

$$K = 93.4 B_0 [T] \lambda_u [cm]. \quad (3.25)$$

シンクロトロン放射は電子の進行方向、すなわち式 3.24 で示される方向に $1/\gamma$ の広がり度で放射されるから、得られる光の特性は K によって大きく異なる。なぜなら式

表 3.1: 様々な加速器における陽電子源の特性。ILC については電子ビーム駆動方式の数値を掲げてある。これを含め、全ての陽電子源は電子ビーム駆動方式である。[44] より抜粋。

| Machine | Energy (GeV) | Current (A) | Rate (Hz) | Target Material | Thickness(r.l.) | Power Dep. (kW) | Matching | RF* (MV/m) | Yield (/e-/GeV) |
|---------|--------------|-------------|-----------|-----------------|-----------------|-----------------|----------|------------|-----------------|
| ILC | 6.00 | 2.E+10 | 5*2820 | W-26Re | 4.0 | 30.00 | SS+S | 12 - 15 | 0.150 |
| SLC | 30.00 | 4.E+10 | 120 | W-26Re | 6.0 | 4.00 | FC+TS+S | 19 | 0.030 |
| APS | 0.20 | 1.0 | 30 | W | 2.0 | 0.48 | S | - | 0.006 |
| CESR | 0.15 | 1.7 | 60 | W | 2.0 | 0.30 | 1/4 PS+S | 10 | 0.013 |
| BEPC | 0.15 | 2.4 | 25 | W | 1.7 | - | TS+S | 10 | 0.025 |
| SP-8 | 0.25 | 10.0 | 8 | W-10Cu | 2.0 | 1.00 | PS+S | 17 | 0.012 |
| KEK | 0.25 | 10.0 | 25 | Ta | 2.0 | 2.00 | 1/4 PS+S | 8 | 0.018 |
| ORSAY | 1.00 | 1.0 | 25 | W-2Cu-2Ni | 7.0 | 0.50 | FC+S | 10 | 0.021 |
| SOLEIL | 0.34 | 0.7 | 10 | W | 2.0 | 0.14 | 1/4 PS+S | 15 | 0.020 |
| DESY | 0.40 | 1.5 | 50 | W | 2.0 | 2.00 | 1/4 PS+S | 14 | 0.025 |
| VEPP-5 | 0.30 | 1000.0 | 50 | W | 2.5 | 0.02 | FC+S | 18 | 0.050 |
| LIL | 0.20 | 1.4 | 100 | W | 2.0 | 0.60 | 1/4 PS+S | 9 | 0.030 |

3.24 から角度広がり K/γ であるから、 $K < 1$ であれば異なる位相から放射された光の干渉が観測される。それにたいして $K \gg 1$ の場合、異なる位相から出て来た光は重ならないので、各々の位相で放射された光がその放射角度に応じて観測される。 $K \gg 1$ の場合をウイグラー磁場、 $K \leq 1$ をアンジュレーター磁場と呼ぶ。

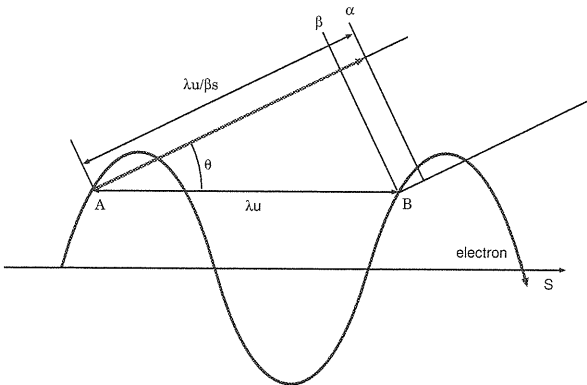


図 3.10: アンジュレーター内の電子軌道と放射。電子は三角関数の軌道を通るので、となりの同位相の地点 (A と B) から各々放射された光の波面は一致しない。B に電子が到達しそこで光が放射される時点で、A で放射された光の波面はすでに α まで到達している。

アンジュレーター内で電子はジグザグ運動を行うので、その s 方向の移動速度は相対論的な電子であっても光速よりも遅くなる。その様子が図 3.10 に示されている。磁場の周期長だけ異なる地点からの放射場の波面はこの効果によりずれることになるが、このずれの大きさが波長の整数倍になっていれば、干渉によりその波長の放射は強められる。したがってアンジュレーターからの

光の波長は以下の条件を満たす [45]。

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \theta^2 \gamma^2 \right), \quad (3.26)$$

ここで λ は放射光の波長、 n は調和数であり、波面のずれの長さを波長で量子化した値、 θ は放射光が観測される角度である。これより、アンジュレーターから得られるガンマ線のエネルギー $E_{ph}[eV]$ は次のように表される。

$$E_{ph}[eV] = 9.50 \frac{nE^2[GeV]}{\lambda_u[cm] \left(1 + \frac{1}{2}K + \theta^2 \gamma^2 \right)}, \quad (3.27)$$

ここで E は電子エネルギー (GeV)、 λ_u はアンジュレーターの周期長を cm で表したもの、 B_0 は最高磁場 [T] である。

アンジュレーターによりガンマ線を生成し、そこから陽電子を得るためには、ガンマ線のエネルギーが対生成のしきい値は勿論のこと、物質中での断面積において対生成が支配的となるエネルギーである必要がある。10MeV を下回るエネルギーにおいてはコンプトン散乱が支配的であるから、ガンマ線のエネルギーは 10MeV あるいはそれ以上でなければならない。電子ビームのエネルギーを 150GeV、磁場の特性パラメーター $K = 1$ 、最高磁場 $B_0 = 1.0T$ 、周期長を $\lambda_u = 1.0cm$ とすると、得られるガンマ線のエネルギーは一次調和周波数でおよそ 10 MeV となる。すなわちアンジュレーターからのガンマ線で陽電子を生成するにはドライバー電子ビームのエネルギーは 150GeV 以上である必要がある。

今までの実現された電子ビームの最高エネルギーは CERN-LEP のおよそ 100 GeV である。またリニアックによる最高エネルギーは SLAC-SLC のおよそ 50 GeV である。つまりいままで陽電子生成に必要な高エネルギー電子ドライバービームが存在しなかったのが、アン

ジュレータ方式により陽電子生成が行われなかった理由である。

電子ビーム駆動方式の入射電子ビームのエネルギーに比べて、ガンマ線のエネルギーは三桁近く低いことになる。この事は生成標的の内における物質との反応において著しい違いを生ずる。電子ビーム駆動方式においては、入射電子は電磁シャワーを成長させ、その結果として陽電子が得られる。入射電子数で規格化した陽電子生成数はおよそ 0.1 - 1.0 である。10MeV 程度のガンマ線の入射では電磁シャワーはほとんど成長することができない。したがって数放射長相当の厚い標的を用いることは陽電子生成の収量をあげることにならず、発生した陽電子の物質との相互作用による減収をもたらす。従って MeV レベルのガンマ線の入射による陽電子生成においては、電子ビーム駆動方式よりもかなり薄い標的が用いられる。

このことは「副産物」として、対生成反応に寄与するガンマ線は入射したもののうちほんの一部であるという低生成効率と、複雑なシャワーの成長という過程を経ないために陽電子が直接に入射ガンマ線による対生成反応からできるという反応の単純さ、という二つの特性をもたらす。

一つめの低生成効率のため、入射するガンマ線は必要な陽電子に比べて二桁ほど多くする必要がある。そのためにはアンジュレーターを通過する電子数を増やすか、アンジュレーターの長さを伸ばし、一つの電子から放射されるガンマ線数を増やさなくてはならない。

二つめの特性は、入射するガンマ線の特性により生成される陽電子を制御できることを表す。例えばガンマ線が円偏光（ヘリシティ±1）の状態であればヘリシティの保存により生成される電子と陽電子ともに偏極することになる。このため何らかの方法により偏極ガンマ線をつくることができたならば、偏極陽電子ビームの生成が可能となる。

またシャワーの成長がなく、反応に寄与しなかったガンマ線はそのまま通過してしまうため、電子ビーム駆動方式とくらべて陽電子生成数あたりの標的での熱の発生量が大幅に低下するというメリットもある。

これらの特性は次節で説明するコンプトン方式に共通のものである。

以上、アンジュレーター方式についてまとめると以下のようになる。アンジュレーター方式で陽電子生成に必要な高エネルギーのガンマ線を生成するには強い磁場と短い周期長のアンジュレーターに 150 GeV 以上という高エネルギーの電子を使用する必要がある。また薄い標的を用いるためにガンマ線の陽電子への変換効率が

低い場合、陽電子あたりのガンマ線数は多くしなければならない。そのためアンジュレーターを長くしてガンマ線の収量を上げる必要がある。またシャワーが成長しないために、偏極ガンマ線により偏極陽電子の生成が可能であり、かつ陽電子生成数あたりの標的での熱の発生量が低く抑えられるというメリットがある。

E166

E166 はヘリカルアンジュレーターによる高エネルギー偏極ガンマ線および偏極陽電子生成の原理実証を目的として、SLAC において行われた。実験の詳細および最新情報は共同研究グループの Web page[46] が参考になるだろう。

実験は SLAC の FFTB(Final Focus Test Facility) で行われた。実験のレイアウトの概略を図 3.11 に示した。46.6GeV の電子ビームが図右方向から入射し、ヘリカルアンジュレーターを通過する。ビームエネルギーは 46.6GeV、バンチあたりの電子密度は 0.5×10^{10} 個である。アンジュレーター通過時のビームサイズは $40\mu\text{m}$ である。用いられたアンジュレーターは限られた電子ビームエネルギーにおいて高エネルギーガンマ線が生成できるように、周期長が 0.24cm と極めて短いものが用いられた。また K 値は 0.17、電磁石の電流は 2.3kA、軸上の最高磁場は 0.75 T、ビームパイプ内径は 0.9mm である。ヘリカルアンジュレーターとは詳しくは 3.5.4 で詳述するが、二つのコイルを周期長の半分だけずらした形で重ね合わせ、逆方向の電流を流すことで軸方向の磁場を打ち消し、かつ軸に対して垂直方向の位置に従って回転する磁場を生成するアンジュレーターである。このアンジュレーターから予測されるガンマ線のエネルギーは基本モードの最高エネルギーで 9.6 MeV であり、陽電子生成が有効なエネルギー領域の目安である 10MeV 付近に近い値となっている。アンジュレーターの長さは 1m である。ここから予想されるガンマ線のフラックスは電子ビーム 1 バンチあたり $4E+9$ 個となっている。

アンジュレーターで生成されたガンマ線はコリメーターを通過し、タングステン標的に入射し、電子陽電子対を生成する。タングステン標的は厚さ 1.75mm、およそ $0.5X_0$ 相当である。アンジュレーターを通過した電子ビームは偏向磁石により下方に軌道を曲げられる。

標的で生成された陽電子を選択電磁石によりガンマ線や電子と峻別する。マグネットは 3-7MeV の陽電子を許容するように設計されている。得られた陽電子はバンチあたり $4E+5$ 個であった。この陽電子の偏極度を KEK-ATF における実験と同様の方法、すなわちガンマ

E166 setup in the FFTB

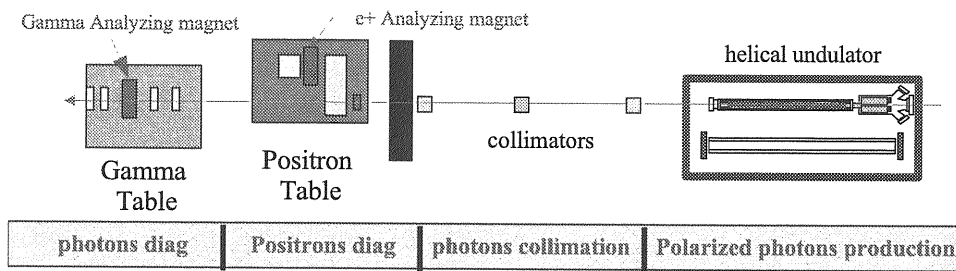


図 3.11: E166 のレイアウトの概略。右側から電子ビームが入射され、アンジュレーターを通過した後、下方向に曲げられる。発生したガンマ線は直進し、陽電子生成標的により陽電子に変換されスペクトロメーターにより運動量分析が行われる。

線に変換したうえで、磁化鉄の透過率の偏極反転による非対称度から求める方法を用いて測定した。陽電子の偏極度は現在のところ鋭意解析が進められている。陽電子から変換されたガンマ線の非対称度として1%を下回る値が得られており、詳細なシミュレーションによるアナライジングパワーを求めることで、陽電子の正確な偏極度が得られるものと期待される。陽電子の正確な偏極度はまだ測定されていないが、いずれにしろ非対称度としてゼロより有意に大きな値が得られていることで、この方法により陽電子が生成可能なこと、さらにヘリカルアンジュレーターを用いることで偏極陽電子が生成可能であることが実証されたといえる。

陽電子生成に寄与しなかったガンマ線は下流に設置されているガンマ線用の偏極度測定系において、そのフラックスと偏極度が測定される。

3.4.3 Compton 方式

Compton 方式とはレーザー光と電子ビームのコンプトン散乱により生じるガンマ線を用いて陽電子生成を行う方法である。日本が中心となり推進されてきた GLC 計画などにおいて検討がなされてきた [47]。そのスタディをベースとして、2005 年の米国、スノーマスにおける ILC WS においてこの方式をベースとした ILC の陽電子源が提案された。さらに、1TeV を超える重心系エネルギーにおける電子陽電子衝突による高エネルギー実験をめざす CLIC(Compact Linear Collider) 計画における偏極陽電子源として、コンプトン方式をベースとすることが検討、提案されている [48]。

図 3.12 にその基本構成が示されている。電子ビームとレーザーのコンプトン散乱により高エネルギーのガンマ線が生成される。そのガンマ線を生成標的対生成

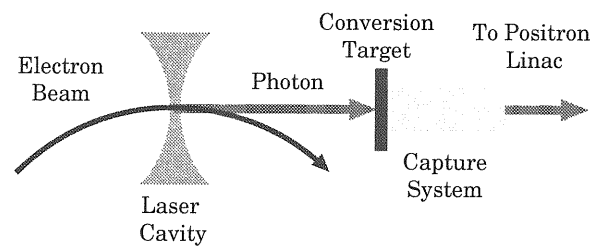


図 3.12: コンプトン方式による陽電子生成の原理をしめたもの。電子ビームとレーザー光の散乱により発生したガンマ線を標的に入射し、対生成反応により陽電子を生成する。

過程を通じて陽電子に変換し、捕獲セクションでビームとして取り込む。

コンプトン散乱によるガンマ線生成の有利な点は高エネルギーのガンマ線を得やすいという点にある。アンジュレーター方式においてはドライブのための電子ビームに 100GeV 以上という極めて高いビームエネルギーが要求されたが、コンプトン方式ではせいぜい数 GeV というエネルギーで充分である。この違いは電磁場の周期長の違いにある。アンジュレーターの場合は周期長を磁極の並びでつくるので、大きな磁場を作るという制限もあり、せいぜい 1cm 前後が限界かと思われる。それに比べてレーザーの場合は波長がアンジュレーターの場合の周期長に相当し、典型的な値は $1\mu\text{m}$ であり、桁にして四桁ほど小さい。周期長が小さいということは、それに比例して発生する光子の波長も短くなり、高いエネルギーのガンマ線を得やすいということである。コンプトン散乱の位置関係をを図 3.13 のように定義するとレーザーコンプトン散乱から発生するガンマ線のエ

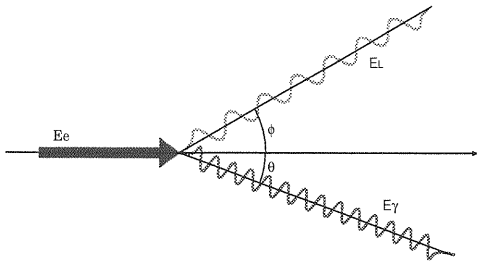


図 3.13: コンプトン散乱の位置関係の定義。軸上を進行する電子ビームに対してレーザー光は角度 ϕ で入射し、角度 θ 方向に散乱される。

エネルギー E_γ は

$$E_\gamma = \frac{\gamma^2 mc^2 (1 + \beta \cos \phi) (1 - \beta^2) E_L}{mc^2 (1 - \beta \cos \theta) + (1 - \beta) (1 + \cos \beta) (1 + \beta \cos \phi) \gamma E_L} \quad (3.28)$$

と与えられる。ここで γ と β は電子ビームのローレンツ因子と光速で規格化した速度、 E_L はレーザー光子のエネルギー、 ϕ は衝突角、 θ は散乱角、 mc^2 は電子の静止エネルギーである。ここで ϕ と θ をゼロと仮定し、 $\beta \sim 1$ とおくと、

$$E_\gamma \sim \frac{4\gamma^2 mc^2 E_L}{mc^2 + 4\gamma E_L} \quad (3.29)$$

と近似できる。レーザーの波長は $1\mu\text{m}$ 付近であるから、およそ 1eV となる。電子ビームとして 1GeV 付近を考えると $\gamma \sim 2000$ となるから、分母は電子の静止質量の項が支配的となるので、結局

$$E_\gamma \sim 4\gamma^2 E_L \quad (3.30)$$

と近似できる。すなわちレーザー光子が電子と衝突することによりそのエネルギーを $4\gamma^2$ 倍とするのである。 $\gamma \sim 2000$ 、 $E_L \sim 1\text{eV}$ とすれば 16MeV のガンマ線が得られることになる。この値は陽電子生成には十分なものである。

その一方で、アンジュレータ方式ではアンジュレータ-長を長くすることでガンマ線の生成数を増やすことができるのに対して、レーザーコンプトンにおいては同様の方法をとることは困難である。なぜならレーザー場は光速で移動してしまうから、電子との「接触時間」を増やすことができない。したがってレーザーコンプトン方式においてはガンマ線数をいかに稼ぐか、ということが課題となる。コンプトン散乱の断面積は Klein-Nishina の式から求めることができる。またこのときガンマ線の収量 Y は近似的に

$$Y = \frac{2N_e N_L \sigma L}{A \tau c} \quad (3.31)$$

と表される。 N_e と N_L は各々電子とレーザー光子の個数、 σ が反応断面積、 L が反応領域の有効長、 A はビームの横方向広がり、 τ はビームの長手方向広がり、 c は光速である。この式からガンマ線の収量を上げるには電子の個数およびレーザー光子の個数を増やすとともに、反応領域（レーザーと電子ビームの幾何的な重なり）を大きくすること、さらにビームを自身の大きさは長手方向および横方向とも絞り込むことが重要となる。

そのための一つの方法として近年レーザー蓄積空洞を用いたレーザー光子の高密度化という技術が注目されている。これはファブリペローなどの光学空洞内に固有モードに合致したレーザー光を導入し、蓄積することで光子密度を向上させようとするものである。最も単純な系を考えよう。一往復する間の光の損失確率を P_{loss} とおく。これには反射ミラーでの損失などとならび、外部との結合なども含んだものである。このとき外部からパワー P_{drive} を導入すると、空洞内部でのパワー P_{cav} は

$$P_{cav} = \frac{P_{drive}}{P_{loss}} \quad (3.32)$$

となる。例えば P_{loss} を 0.1% とした場合、空洞内でのパワーは 1000 倍とすることができる。電子ビームについては蓄積リング内を周回するビームを使用する方法などが考えられるだろう。

コンプトン方式による陽電子生成についてまとめると以下ようになる。ガンマ線生成においてはアンジュレーターの周期長に比べてレーザーの波長は極めて小さいため、電子ビームのエネルギーが低くても陽電子生成に十分な高エネルギーのガンマ線を容易に生成することができる。しかしアンジュレーターがユニット数を増やすことによりそのガンマ線の生成数をその長さに比例して増加させることができるのに対して、レーザーコンプトンに関してはそれが難しい。電子ビームやレーザー光の絶対数を増やすとともに衝突点で収束させることによりその密度を高め、さらに光学空洞による蓄積や、後述するモードロックレーザーと同期したパルス蓄積技術などを使ってガンマ線の生成数を十分に確保することが必要となる。

KEK-ATF Compton experiment

コンプトン方式による偏極陽電子ビームの生成については、KEK-ATF においてその原理実証実験が行われた [49]。以下、その概略について説明しよう。

図 3.14 が反応の概要をしめしている。 1.28GeV の電子ビーム（無偏極）と円偏光した Nd:YAG レーザーの

二倍波 (波長 532nm) を正面衝突させるとコンプトン散乱により電子ビーム進行方向に散乱された高エネルギーガンマ線が発生する。実験条件から予想されるガンマ線の散乱エネルギーは 56MeV である。そのガンマ線から対生成反応をへて偏極陽電子を生成するのである。

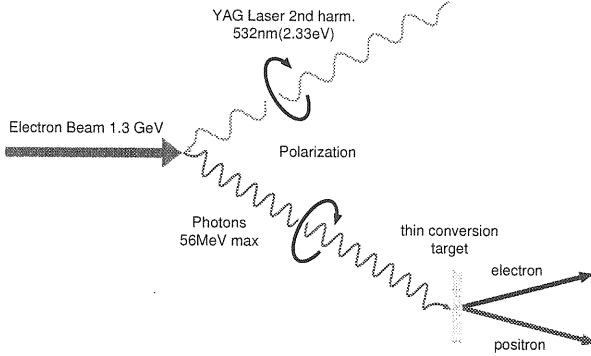


図 3.14: ATF-Compton 実験の反応ダイアグラム。偏極レーザーと電子ビームのコンプトン散乱により生じた偏極ガンマ線からの対生成反応により偏極陽電子ビームを生成する。

レーザー光子が右偏光である場合、発生したガンマ線の高エネルギー部分は左偏光 (ヘリシティ -1)、低エネルギー成分は右偏光 (ヘリシティ $+1$) となる。このガンマ線をタングステン標的へと入射し、対生成により陽電子を生成する。生成された陽電子のエネルギースペクトルをみると、ガンマ線と同様に高エネルギー成分はヘリシティ -1 、低エネルギー成分はヘリシティ $+1$ が支配的となる。従って高エネルギー成分のみを選び出すことにより偏極陽電子ビームが得られる。

KEK-ATF は S-band ライナックとダンピングリングにより、1.28GeV の電子ビームを供給する。バンチ電荷は $1.8 \times 10^{10} e^-/\text{bunch}$ 、バンチ長は 31ps(rms) である。このビームを衝突点において $60\mu\text{m}$ (horizontal), $40\mu\text{m}$ (vertical) まで絞り込む。

レーザーは Nd : YAG をモードロック動作させ、110ps(rms) のピコ秒パルスを形成する。このパルスを基本波 1064nm において増幅し、非線形結晶により二倍波である 532nm を生成する。二倍波でのパルスあたりのエネルギーは 400mJ である。レーザー光は直線偏光であるから、1/4 波長板を通してることにより円偏光へと変換する。衝突点におけるレーザー光は $50\mu\text{m}$ (rms) の円形に絞り込まれる。

この発生したガンマ線の偏極は透過法によって測定された。透過法とはガンマ線を磁化鉄の中を通過させ、磁化鉄中の偏極電子とのコンプトン散乱の断面積のガ

ンマ線および電子の偏極依存性からガンマ線の偏極度を求める方法である。一定のガンマ線のフラックスを磁化鉄に入射し、下流において透過してきたガンマ線のフラックスを測定する。ガンマ線と磁化鉄内の電子の偏極方向が平行および反平行の場合のフラックスを各々 $N_{\uparrow\uparrow}$ および $N_{\uparrow\downarrow}$ とすると、非対称度 A は次のように定義される。

$$A = \frac{N_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\downarrow}}{N_{\uparrow\uparrow} + N_{\uparrow\downarrow}} \quad (3.33)$$

この非対称度 A はガンマ線の偏極度 P_g 、磁化鉄内の電子の偏極度 P_e とアナライジングパワー A_{MC} により

$$A = P_e P_g A_{MC}, \quad (3.34)$$

となる。 A_{MC} はモンテカルロシミュレーションにより求められる。 P_e は外部磁場により既知であるから、透過法により非対称度を測定することによりガンマ線の偏極を知ることができる。

この実験から得られた平均ガンマ線生成数は衝突あたり 2×10^7 個であった。透過法によりガンマ線の偏極度を測定したところ、非対称度 $A = 1.29 \pm 0.12\%$ が得られた [50]。これはモンテカルロシミュレーションによる予測値 1.3% と整合する結果であり、ガンマ線の偏極度 88% に相当する。

このガンマ線を厚さ 1 mm のタングステン標的に入射し、対生成反応により陽電子を生成する。偏向磁石により陽電子を選び出した後、この陽電子を再び鉛標的に入射し、制動放射によりガンマ線に再び変換する。鉛標的の厚さは 6mm である。陽電子を再びガンマ線に変換する理由は、陽電子の偏極度の測定に、ガンマ線の偏極度測定と同様に透過法を使用するためである。原理的には偏極陽電子を磁化鉄 (おそらくこの場合は薄いオイル状のもの) に入射し、そこで生じるメラー散乱の断面積の非対称度を測定することにより陽電子の偏極を知ることができる。しかしそのためには散乱を個別に同定し、例えば電子の角度分布を測定する必要があるが、この場合には 31ps という非常に短い時間内に大量の散乱現象が発生し、その個別同定が困難である。透過法の場合はフラックスを測定すればよいので、個別同定は必要ない。

発生した陽電子数は衝突あたり 2×10^4 であった。ガンマ線に変換したのち、透過法により偏極度を測定したところ、 $73 \pm 15(\text{stat}) \pm 19(\text{sys})\%$ であった。モンテカルロによる予測値は 77% であり、実験結果はこの値と整合するものである。

この実験によりコンプトン方式による陽電子生成が実証されるとともに、反応の過程で偏極度が予想通りに伝搬していることが確認された。

3.5 ILC 陽電子源

ILCの陽電子源について、三つの方式の中からどれを採用すべきかという問題はILCの概念設計における最も難しい問題の一つであった。そもそもILCは世界の各国あるいは各研究所で検討されていた複数のリニアコライダー計画を統合し、全世界共同の計画として実現を目指そうとしたもので、ICFA(International Committee for Future Accelerator)のもとに設置されたITRP(International Technology Recommendation Panel)による2004年夏の主加速器の技術選択をもって実質的に開始されたプロジェクトである。技術選択においてITRPはX-band(11.4GHz)の常伝導加速管とL-band(1.3GHz)の超伝導加速管という二つの技術のうち、超伝導加速管を主要技術として選択した。しかしそれ以上の決定事項はなく、各部の概念設計は白紙の状態から開始された。

白紙とはいっても、リニアコライダーの概念設計は各研究所、プロジェクトで長年行われてきており、それをもとに三つの陽電子生成方式各々について、ILCのビーム構造などの条件を勘案したうえで、複数のILCの陽電子源が提案されたのである。

電子ビーム駆動型はもともと日本が中心となって推進されていたGLC(Global Linear Collider)および米国が中心となって推進していたNLC(Next Linear Collider)の両プロジェクトにおいて、基幹技術として採用されていた。それらをもとに、電子ビーム駆動方式によるILC陽電子源が提案された。

アンジュレーター方式については、最初ロシア(当時ソビエト)で推進されていたVLEPP計画において検討がなされ、その後ドイツが中心となって推進されたTESLA計画において陽電子生成の基幹技術として採用されていた。また、米国における超伝導技術を採用した場合のオプション検討(US Linear Collider Technical Option Study)において選択肢の一つとして検討が進められていた。

コンプトン方式についてはGLCの陽電子源のオプションとして検討が進められていた[47]が、ILCの発足を契機によりひろいコラボレーションが組織され、その検討結果をもとにILC陽電子源が提案されて現在にいたる。

以上の三つの方式について、概念設計から詳細設計への移行段階にあるILC-GDE(ILC Global Design Effort, ILC設計チーム)においては、アンジュレーター方式を基幹技術とし、コンプトン方式を将来的なオプションとしている。将来的なオプションとは、技術開発が順調に成し遂げられ、高い信頼性のもとに当該技術が確立し

表 3.2: ILC 陽電子源に要求される性能。パラメーター空間において複数定義されているものについては標準パラメーターを示した。括弧内に示されているのはLowQパラメーターセットの値である。エミッタンスについては水平方向と垂直方向の値の和に対するハードエッジな制限値である。

| 項目 | 数値 | 単位 |
|---------------------|-------------|-------|
| バンチ電荷 | 3.2 (1.6) | nC |
| バンチ長 (in σ) | 4.3 | ps |
| 規格化エミッタンス | 0.09 | m.rad |
| バンチ間隔 | 308 (154) | ns |
| マクロパルス内バンチ数 | 2800 (5600) | バンチ |
| マクロパルス長さ | 0.9 | ms |

た時点で基幹技術へ移行するもの、という意味である。後述するが、アンジュレーター方式をベースとしたILC陽電子源の概念設計には電子ビーム駆動方式がある種のバックアップとして組込まれている。つまりILCにおいては提案された三つの方式は、各々の特性に従い、基幹技術、オプション、そしてバックアップとして位置付けられている。適材適所と言えるだろう。最終的に高い信頼のもとに安定した陽電子を供給するために、単なる性能評価だけでなく、どのように組合せるのがシステムとして最良であるか、という議論のなかで現在の形が生れてきたのである。ここにシステムの最適化のひとつの典型が現れている。

3.5.1 ILCのパラメーター

ここで後々の議論のために、ILC陽電子源に要求される性能をまとめておこう。これらはほぼ最終的な値に近いと思われるが、原理的には作業仮説であり、将来的に変更の可能性があるものである。表 3.2 に示されているもののうち、バンチ電荷やバンチ間隔などは可変になっているので、その標準的な値を示してある。括弧内に示されているのは代替的な値である。

3.5.2 DR への入射とビーム構造

ここでILCにおけるDRへの入射と出射という問題について説明しておこう。

ILCではライナックでのバンチ間隔 308ns(154ns)となっているが、常伝導加速器のバンチ間隔に比べて非常に長い間隔である。超伝導加速器では常伝導と異り空

洞壁での電力損失がほぼゼロであることから、外部からの電力がほぼそのままビーム加速に使用されるため、フルビームローディングの状態でも運転される。すなわち入力パワーとビーム加速による電力消費がバランスした状態で運転されるので、平均電流は外部とのカップリングと整合している必要がある。ILCの超伝導加速器は10mAのビーム電流で整合が取られており、異なる電流値ではビーム負荷の不整合により電場の低下、あるいは上昇が生じ、安定した加速が得られない。

一方、DRは粒子源で生成された粒子を蓄積周回させ、放射減衰という効果によりそのビームエミッタンス（位相空間におけるビームの占める面積）を低下させる装置である。ILCでは衝突させる粒子はエミッタンスを極めて小さく抑制し、効率よく衝突を起こさせる必要がある。通常、この減衰には数十msの時間が必要となるが、ILCのビームパルスの持続時間は1ms未満であるから、衝突を開始する前に全てのビームを減衰しておかなくてはならない。従って手順を追うと

1. 電子あるいは陽電子を生成し、次々とDRへ入射、
2. DRが全ての一パルス分のビーム(2800あるいは5600バンチ)を受け入れたら、およそ200msの蓄積し、放射減衰によりエミッタンス向上、
3. DRからビームを取りだしながらライナックへ送る。

のようになる。注意しなければならないのは、1msというビームパルスの長さである。この時間を光速により距離に変換すると300kmになるので、DRに一パルス分のビームを単純にため込めると、DRの周長は300kmとなってしまう。これは大変なことである。そもそもリング型のコライダーで高エネルギー実験をおこなうにはシンクロトロン放射の故に周長がとてつもなく大きくなるという限界からリニアコライダーの概念が出てきたのであるが、リニアコライダ-にとてつもない大きさのDRが必要となれば皮肉としか言いようがない。このような困難を克服するために、現在では圧縮蓄積と言う方法をとることになっている。これはリニアックなどではバンチ間隔は300nsであるが、これをDRに入射する時に6.16nsに圧縮してため込むという方法である。これにより周長は1/50となり、およそ6.6kmとなる。

このようにDRとライナックでのバンチ間隔が異なるために、出射の場合には個別取り出しという方法をとる。これはあるバンチをDRから取り出したら、DRのバケツを50だけ飛び越して51番目のバンチを取り出

すという方法である。こうすることでDRとライナックにおいて異なるバンチ間隔の同居が可能となる。DRへの入射のさいはこのプロセスと逆に50バンチ飛ばした位置に次々と入射すればよい。

この方式を実現するにはまず個別入射と取り出しを実現する高速キッカーが必要である。これはDRでのバンチ間隔が6.16(LowQパラメーターでは3.08ns)であることから、隣のバンチに影響をあたえずに特定のバンチにのみキックを与えるような高速スイッチが可能なキッカーマグネットであり、実質的な立上りおよび立ち下がり時間が6.16(3.08)ns未満である必要がある。このような速い動作が可能なものとしてストリップライン線路に高速かつ高圧のパルス印加することによりビームを蹴り出すストリップラインキッカーが考えられ、その原理的な実証が内藤らによりKEK-ATFで達成された[51]。

また、このような方式でDRへバンチを入射あるいは出射するにはDRのRFによる調和数 N_B に特別な条件が必要となる。それは次のように表される。

$$\{\exists p, k, e \in \mathbb{N} | N_B = pk \pm e\} \quad (3.35)$$

$$\left\{ \forall m \in \mathbb{N}, 2 \leq m \leq e \mid \neg \left(\frac{N_B}{m} \in \mathbb{N} \wedge \frac{e}{m} \in \mathbb{N} \right) \right\} \quad (3.36)$$

ここで \mathbb{N} は自然数の集合、 p, k 、そして e はDR内のバンチ配置を表す整数パラメーターで、図3.15に示されているように、ミニトレインの数、ミニトレインの長さ、そしてミニトレインで N_B を量子化した場合の余りをあらわす。この条件はこのような配置のもと、 e と N_B に共役数が存在しないということに相当する。

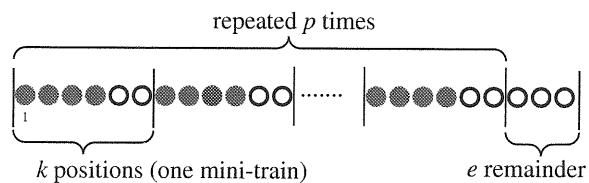


図 3.15: DR のバンチパターンの例。中黒丸と白丸はおのおのバンチが詰められたバケツと空バケツを表す。

共約数がなければ入射/出射位置は周回毎にすこしずつずれていき、全てのバケツに対して入射/出射がなされることになる[52]。これをUniform Solutionという。この場合、DRにおけるバンチのパターンにいかなる完全なる周期性も存在することはできない。この周期性の不存在については、ワイルのビリヤードとの類似性が指摘できる。ワイルのビリヤードにおいて、ボールの出射角度が有利数の場合、有限時間の後にボールは最初の場所に同じ角度で帰ってくる。その場合、平面上の全ての

点をボールが移動することはない。それに対して無理数の角度の場合、ボールは永遠に最初の場所に同じ角度で帰ってくることはない。そして全ての点をボールは等しい確率（エルゴード仮説！）で移動する。バンチの入射/取り出しの移動量は調和数の世界では「無理数」なので、全ての位相空間を移動するのである。当然周期性などはない。

仮に共約数が存在すると、等間隔で入射/出射をおこなった場合に永遠に入射/出射されないバンチ位置が存在することになる。この問題を回避するにはDRを一周するたびに入射/出射位置をDRのRFバケットだけずらす必要があるが、この場合ライナックでのバンチ間隔は均一では無くなる。これはこれで一つの解であり、Step Solutionと呼ばれている。この場合、取出しの周期性は無くなるが、DRのバンチパターンに周期性を持たせることは可能である。

少し抽象的でわかりにくいと思われるのでここで例をあげよう。DRのRFバケツを単位として、DRの調和数を100としよう。仮に全てのバケツにバンチが入っていて、今から取り出すことにする。

まず10個置きに取り出してみよう。1の次は11、21、...と91まで取り出した後は1にもどってしまう。しかしすでに1は取り出されているから、このまま10個おきに取り出していても永遠にのこりの90バンチは取り出されない。取り出すには91の次に100にいくか、2にいくか、いずれにしろひとつ手前あるいは向うのバンチに移動する必要がある。このときに取り出し間隔は一定ではなくなる。これStep Solutionにより取り出しである。

では11個おきに取り出したらどうなるだろうか。この場合は1、12、23、...、89、100、11、22、...と周回するたびに自然ととなりに移ることになり、めでたく全てのバンチが取り出される。これがUniform Solutionである。これは100と11に共約数が存在しないことがその理由である。出射途中のパターンをみると周期的に見えるが完全な周期性はない。11個おきに見えていてもどこかでその周期性が崩れているのである。

陽電子源との関係でいうと、DR内のバンチ蓄積のパターンはアンジュレーター方式およびコンプトン方式において重要となる。アンジュレーター方式の場合は電子で生成された新しい陽電子バンチが全ての陽電子ビームが取り出されないうちにやってくるので、それがちゃんと入る場所を確保しなくてはならない。またコンプトン方式の場合はDRの蓄積パターンに完全な10の周期がなくてはならず、必然的にUniform Solutionは成り立たず、Step Solutionしか成立しない。詳しくは後述する。

3.5.3 電子ビーム駆動方式による ILC 陽電子源

図 3.16 は電子ビーム駆動方式を陽電子源とした場合の ILC の概要を表している。この方式では電子源から ILC で要求されるビーム構造をそのまま電子ビームとして発生させる。すなわちバンチ間隔を 308ns あるいは 154ns として、各々連続した 2800 バンチあるいは 5600 バンチを一つのパルスとして発生させる。後述するように、電子ひとつあたりの実効的な陽電子生成数は 1.0 であるので、バンチあたりの電荷を 3.2nC あるいは 1.6nC とする。すなわちビーム構造は完全なコピーである。

電子ビーム駆動型では入射電子ビームが偏極したところで残念ながら陽電子ビームに偏極を得ることはできないので、電子ビームは偏極している必要はない。電子銃の候補としては DC 熱電子銃+バンチャーあるいは RF 光陰極銃が考えられるが、CsTe を陰極とした L-Band の RF 電子銃が DESY の TTF(Tesla Test Facility) においてすでに稼働しており、1ms までのパルス運転も実証されているため、この技術をベースにして電子銃を構成する。CsTe を使用した場合、励起に必要なレーザー波長は 300nm 以下となるので、Ti : Al₂O₃ の基本波をそのまま使用することはできない。非線形結晶を用いて Ti : Al₂O₃ から三倍波を作ること、例えば発振波長として 800nm を選べば 233nm という UV 領域の光が得られる。あるいは Nd : YLF をモードロック動作させたいので、その基本波長である 1064nm の四倍波を非線形結晶においてつくれば同様に 266nm の UV 領域の光を作ることが可能である。

L-Band の RF 電子銃で発生した電子ビームは超伝導加速空洞により 6.1 GeV まで加速される。その後陽電子生成標的に入射され、電磁シャワーから陽電子を取り出すことにより陽電子ビームを得る。標的として仮定されているのは W-Re である。W-Re はタングステンにレニウムを 26% 混合した合金であり、SLAC の SLC(SLAC Linear Collider) において、陽電子生成標的としての実績を持つ物質であり、タングステンよりも高い破壊限界を持つとされる物質である。しかしこの時、標的の熱的あるいは衝撃波などによる力学的な破壊が問題となる。なぜなら、ILC の生成するビーム量はかつてのどのような陽電子源よりも桁違いに多いからである。例えば入射ビームのパワーは

$$P = 6.1 \times 3.2 \times 2800 \times 5 = 273kW, \quad (3.37)$$

という膨大なものである。全てのエネルギーが標的中に落されるわけではないが、このような大きなエネルギー

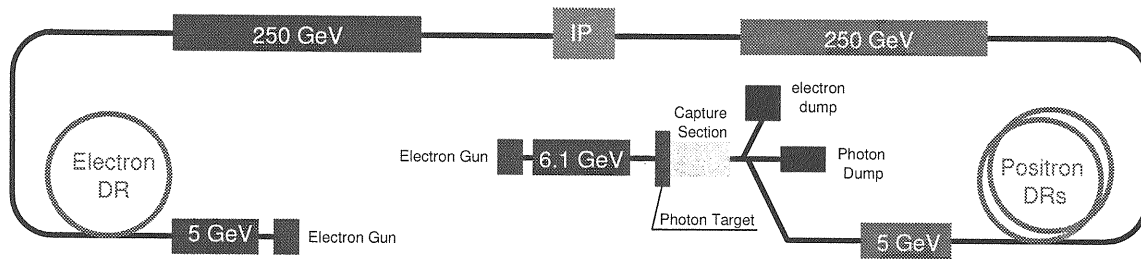


図 3.16: 図は電子ビーム駆動方式をベースとした ILC の陽電子源を表している。

のかなりの割合が融点は高いとはいえ数 mm^2 のスポットに集中した場合、熔融や熱応力による破壊などの現象が当然予想される。

SLAC で行われた生成標的の破壊限界に対する実験 [53] によると、生成標的における入射エネルギーが $320J/mm^2$ を上回った場合に標的破壊が観測されたということである。この実験はエネルギー（電子のエネルギーと電荷量の積）の異なるビームを多数回標的に入射して行われた。上記の値をしきい値として、この値を上回った条件では標的が破壊され、それ未満では標的破壊は生じなかった。しかも標的破壊はビームの入射回数には依存せず、しきい値よりもエネルギーがしたまわっておれば多数回入射しても破壊は生じなかった。

ILC のビームパワーは膨大なものであるが、一バンチあたりのエネルギーは

$$E_1 = 6.1 \times 3.2 = 19.5J \quad (3.38)$$

と SLAC での実験のしきい値のたかだか 1/16 に過ぎない。この単独バンチで標的破壊が生じないのは SLAC の実験で実証済である。また破壊しきい値は入射回数によらないので、この単独バンチで破壊されなければ標的は破壊されることはないという推測も成り立つ。

おそらく考えなくてはいけないのが、破壊プロセスの時間スケールという問題である。SLAC ではビームは 120Hz で繰り返し入射されたが、ILC の場合パルス内の繰り返しはおおよそ 3MHz であり、けた違いに大きい。各々のバンチ間隔は 8ms と 300ns であるから、桁にして四桁ほど異なる。SLAC ではバンチ毎の効果は干渉しないと思われるが、ILC での短いバンチ間隔でビームを入射した場合、バンチ毎の効果がある時間スケールで重畳してゆく可能性が高い。その場合は標的破壊の可能性が大きいといえる。

標的破壊と IPPAK 実験

ビームによるエネルギーを分散し、標的破壊を防ぐ方法の一つは回転標的を導入することである。高速で回転

する標的にバンチを次々と入射してゆけば、バンチ毎に標的のことなる場所に入射することになり、ビームによる標的破壊の効果の重畳は大きく抑制される。それでも部分的には重なりあうため、必要な回転速度は標的破壊の限界しきい値を決める重畳の特性時間は不明であるから、何らかの方法でこの時間特性の試験をおこなうのが望ましい。

KEK ではこの標的破壊の時間特性を調べるため、KEKB に蓄積されているビームを試験標的に打ち込むという実験をおこなった。IPPAK (ILC Positron Project At KEKB) と名付けられたこの実験は 2004 年の夏期シャットダウンの直前に行われた [54]。この実験では試験標的として 1.5cm 厚の W-Re (おおよそ $4X_0$) を使用し、この試験標的をビームダンプに設置した状態でダンプトリガーを発火させ、ビームを打ち込むという方法をとった。バンチを適当に間引くなどして ILC のビーム構造に近い状況をつくり、そのうえでビーム密度を変えることでビームのエネルギーを変更して標的に生じる変化を観測した。図 3.17 は実験結果をまとめたもので、横軸に入射ビームのエネルギー密度、縦軸にパワーをとり、データ点をプロットした。黒三角の点では明らかな標的破壊が観測されたが、白三角では色の若干の変化のみが、白丸ではなんの痕跡も見られなかった。

この実験結果は次の点で非常に興味深いものである。すなわちエネルギー密度が同じ状態でも、それがどれくらいの時間で標的に入射したのか、つまりパワーの差により標的破壊の度合いに大きな差が見られたという点である。各々のデータ点はほとんどの点においてビームの入射は一回のみであり、この試験では熱応力や衝撃波による時間スケールの短い破壊現象のみが観測可能である。すなわち金属疲労など長期の蓄積的な効果による破壊の効果はふくまれていないはずである。

そのような限界をみとめつつ、このデータに基づいて可能な陽電子生成標的の回転速度を割り出すと、電子ビームスポット面積を $4mm^2$ と仮定すると、66 m/s 程

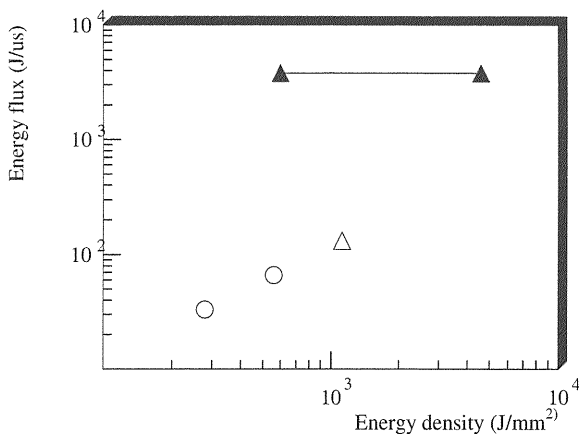


図 3.17: IPPAK 実験における実験結果。横軸に標的に入射したエネルギー密度、縦軸にパワーをとり、実験結果をプロットしたもの。黒三角で示された点では明らかな破壊が生じた。白丸で示された点には破壊の痕跡は見られなかった。白三角の点では若干の色の変化が見られたが、破壊の痕跡は見られなかった。

度となる。仮に標的を 1m 径の円盤の外周部に配置したとすると、その円盤を 630rpm(10.5Hz) で回転する必要がある。この回転速度はその大きさを考慮しても技術的に容易であると思われる。

以上のように電子ビーム駆動方式については、標的破壊がそのボトルネックとなる可能性が高いが、回転標的を導入することにより問題を回避できる。なお金属疲労の懸念が残るが、さらなる実験による疲労限界の解明や、運転時における定期的なメンテナンス等により重大な問題にはならないと思われる。

まとめ

電子ビーム駆動方式による ILC 陽電子源についてまとめておこう。表 3.3 は電子ビーム駆動方式による ILC 陽電子源の仕様である。接線速度は単独の標的を用いた場合に、金属疲労が生じないしきい値から決定されたもので、この値ならば標的交換をしないで連続運転が可能な条件である。従って複数の標的を用いた場合はこの値は低下する。さらに、特定のメンテナンス周期（標的交換）を仮定した場合は、さらに低い速度での運転が可能であろう。この速度以下で運転をおこなってもただちに損傷が生じないことは IPPAK 実験により明らかであるが、金属疲労を生じ、運転が不可能となるまでの MTBF(Mean Time Between Failure) は明らかではない。一定の MTBF を確保しつつ可能な限り低い運転速度を追求するのは今後の課題である。

表 3.3: 電子ビーム駆動方式による ILC 陽電子源の仕様。単独標的を仮定。

| 特性 | 数値 | 単位 |
|------------|----------------------|-----------|
| 電子ビームエネルギー | 6.1 | Gev |
| 電子ビーム量 | 2.0×10^{10} | 個 |
| ビームスポット | 2 | mm(rms) |
| 標的物質 | W23Re77 | - |
| 標的厚さ | 4.5 (1.5) | r.l. (cm) |
| ドライブビームパワー | 280 | kW |
| うち標的熱化 | 53 | kW |
| うち陽電子変換 | 39 | kW |
| 標的接線速度 | 360 | m/s |

3.5.4 Undulator 方式による ILC 陽電子源

基本レイアウト

アンジュレーター方式においては前述のように 100GeV を超える高エネルギーの電子ビームがアンジュレーターのドライバーとして必要となる。このような高エネルギーの電子をつくるのは容易ならざることであり、この方式による陽電子生成の最大の困難である。幸いなことに ILC の場合はコライダービームとしてすでに 250GeV という高エネルギーの電子ビームが存在するので、これを物理実験だけでなく、陽電子生成のためのドライバービームとして使用するという方法が考えられる。アンジュレーターによる陽電子生成のアイデアは最初にソビエト連邦の VLEPP 計画 [55] により提案された。その後、ドイツの DESY 研究所を中心とした TESLA 計画 [56][39] に採用された。

アンジュレーター方式の場合、システムの依存性（電子ビームが陽電子ビーム生成に必要）が生じるため、システム設計をより慎重に行う必要がある。当初の案では物理実験のための衝突点通過後の電子ビームをアンジュレータードライバーとしていたが、その後のスタディの進展のなかで、衝突点を通過するさいにうけるビームビーム相互作用により電子ビームの広がりが増大し、アンジュレーター通過に問題が生じることが明らかとなってきた。衝突点通過前の電子ビームをアンジュレーターに通すことは様々なビーム不安定性によるビームエミッタンスの悪化とそれによるルミノシティの劣化の可能性があるが、現在までのスタディによればビームの制御を慎重に行えばビーム劣化は問題とはならない。より現実的な条件による研究が必要であるが、ILC における衝突を維持できるほどのビーム制御の技術があれば、アンジュレーターの通過は問題ではないだろう、というのが大方

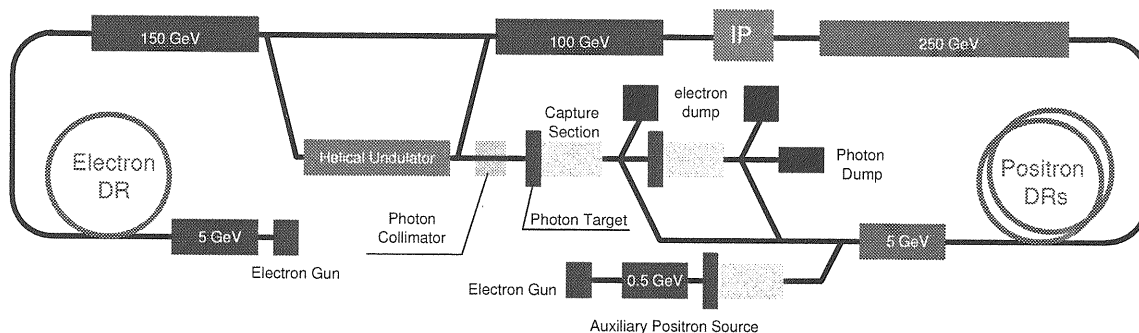


図 3.18: 図はアンジュレーター方式をベースとした ILC の陽電子源を表している。

の意見である。これはアンジュレーターでの制御が容易である、というよりは衝突点におけるビームの制御がより困難である、ということである。

この時点でアンジュレーターは衝突点の手前に置かれる、ということが決ったわけである。衝突点でのエネルギーは 250GeV であるから、その手前、実際は加速セクションと最終収束系の間に挿入するというレイアウトがまず思い浮かぶが、このレイアウトは低エネルギーにおける運転に支障を来す。物理からの要請では重心系の衝突エネルギーにして 90GeV から 500GeV までの領域で運転が可能なが条件となっている。90GeV での運転は Z 共鳴における検出器の校正、および GiGa-Z モード運転¹から必要とされている。この状態で ILC を運転した場合、アンジュレーターでの通過電子エネルギーは 45GeV となり、ガンマ線エネルギーはかろうじて電子陽電子対生成のしきい値エネルギーを超えるものの、反応断面積はコンプトン散乱が支配的であるので、陽電子の生成は極端に低下する。

これを回避する方法はいくつか考えられる。一つはパルス毎に電子のエネルギーを変えるもので、例えばあるパルスでは衝突用に 45GeV まで電子を加速し、次のパルスは陽電子生成用に 250GeV まで加速する、という方法である。この方法ではしかし実質的にルミノシティは半減するのに加え、陽電子生成のためにだけ高エネルギーの電子を加速することになり、運転効率上よろしくない。そこで現在では図 3.18 で示されているようにアンジュレーターの位置を加速エネルギーにして 150GeV の位置に置くこととする。この場合、陽電子の生成は常に 150GeV の電子ビームにより行われる。150GeV 以上かつ 250GeV を下回るエネルギーで衝突を行う場合、後段の加速セクションの一部の運転を停止することにより陽電子生成に影響を与えずにおこなうことができる。150GeV を下回るエネルギーでの衝突の場合は 150GeV

まで加速した電子で陽電子を生成した後、後半の加速セクションの一部または全部を減速位相で運転することにより低エネルギーを実現する。後半の加速セクションは 100GeV の加速能力があるから、全てを減速位相で運転した場合、衝突点でのビームエネルギーは 50GeV とすることができる。前段の加速エネルギーを 145GeV に少し減らせば問題の 45GeV での衝突も実現可能である。

図 3.19 は陽電子生成部のレイアウトを表している。アンジュレーターの配置には電子の取り回しなどにより複数の方法が考えられるが、現在のところシケインタイプが仮定されている。アンジュレーターのために 200m の空間をあけているが、実際に挿入されるアンジュレーターの長さは 100m である。これは陽電子ビームで偏極を得るにはアンジュレーターを延長する必要があり、その変更をみこんで延長の空間を確保しているためである。

アンジュレーターから陽電子生成標的までおよそ 500m あるが、これはアンジュレーターからのガンマ線のスポットサイズを大きくするためである。アンジュレーターからのガンマ線はおよそ $1/\gamma$ で広がるため、そのスポット半径 r_{ph} はアンジュレーターから標的までの距離を L とすると、

$$r_{ph} = \frac{L}{\gamma}, \quad (3.39)$$

と表される。今 $\gamma = 3.0 \times 10^5$ 、 $L = 500m$ とすると、 $r_{ph} = 1.67mm$ となる。

生成標的および捕獲系からなる陽電子生成捕獲セクションは直列に二組用意されている。その理由は、この部分は恒常的に放射線レベルが高いこともあり、強く放射化されることが予測されており、故障やメンテナンスなどのさいに迅速な作業が不可能であることである。したがって故障やメンテナンスのさいは速やかに他方の生成系へと移行し、実際の修理や作業は放射能が十分に低下し作業が可能となった時点で行う、ということが考えられている。

¹現在はオプションの一つ。

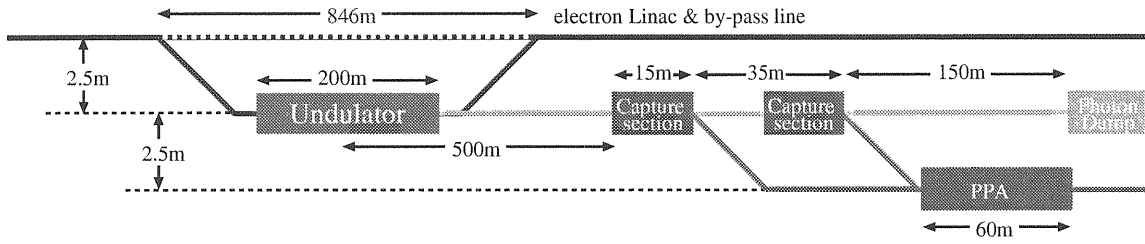


図 3.19: アンジュレーター方式 ILC 陽電子源の主要コンポーネントの配置の様子。電子エネルギー 150GeV の地点に 846m の非加速挿入領域をつくる。そこにシケイン電子軌道をつくり、電子をアンジュレーターへと導く。アンジュレーターのための空間として 200m を確保する。その空間中心から 500m 下流に標的を始めとする陽電子生成および捕獲セクションを配置する。PPA(Positron Pre-Accelerator) は陽電子の前置加速セクションであり、陽電子を 400MeV まで加速して、陽電子側まで輸送する。

陽電子生成捕獲セクション下流には陽電子の分離のための偏向磁石がおかれ、陽電子のみが進行方向右側へと導かれる。直進方向にはガンマ線用のビームダンプがおかれている。予測される Photon Power は 300KW である。図には示されていないが、進行方向左側には電子用のビームダンプが設置される。電子のビームパワーは 13kW である。

Auxiliary Positron Source と稼働率

図 3.18 を見ると、Auxiliary Positron Source というもう一つの陽電子源が設置されている。これはその名の通りメインのアンジュレーターによる陽電子源にたいして補助的な役割の陽電子源である。

アンジュレーター方式は高エネルギー電子ビームを必要とするが、ILC においては衝突用の電子ビームを使用することはすでに述べた。何らかのトラブルが電子ライナックに生じた場合、陽電子を生成することはできない。このようなシステム依存性が存在する場合、稼働率の大幅な低下が危惧される。Auxiliary Positron Source はこのアンジュレーター方式のもつシステム依存性による稼働率低下を防ぐ目的で設けられている。

稼働率 A (Availability) は一般に次のように定義される。

$$A = \frac{T_{MTBF} - T_{MTR}}{T_{MTBF}}, \quad (3.40)$$

ここで T_{MTBF} (MTBF, Mean Time Between Failure) は平均的に何らかのシステム障害が生じるまでの時間、 T_{MTR} (MTTR, Mean Time To Repair) は故障が生じた場合に復旧までの平均時間である。稼働率をあげるには T_{MTBF} を大きくするか、 T_{MTR} を小さくする必要がある。

ここでシステム依存性があつた場合のことを考えよう。簡単のため電子ライナック、陽電子源、陽電子ライ

ナックという三つのコンポーネントを仮定する。システムが稼働するためにはこの全てのコンポーネントが稼働している必要があるから、全体の稼働率 A_{ILC} は

$$A_{ILC} = A_{eL} A_{pS} A_{pL}, \quad (3.41)$$

となる。 A_{eL} 、 A_{pS} 、そして A_{pL} は各々電子ライナック、陽電子源、陽電子ライナックの稼働率を表しており、故障自体はコンポーネントで独立に生じると仮定している。実はこの表式自体はシステムに冗長性がない限り(すなわち電子ライナックが二個あるなどの場合)かわるものではない。システム依存性が存在する場合に変化するのは各コンポーネントの稼働率である。ILC の場合、陽電子ライナックを運転するには陽電子源が必要であり、陽電子源の運転には電子ライナックが必要となる。そのような時にはコンポーネントの MTTR が大きくなる。簡単のため MTBF は全てのコンポーネントで等しいとすると、各コンポーネントの稼働率は

$$A_{eL} = \frac{T_{MTBF} - T_{TReL} - T_{TRpS} - T_{TRpL}}{T_{MTBF}},$$

$$A_{pS} = \frac{T_{MTBF} - T_{TRpL} - T_{TRpS}}{T_{MTBF}},$$

$$A_{pL} = \frac{T_{MTBF} - T_{TRpL}}{T_{MTBF}},$$

と表される。ここで T_{ReL} 、 T_{RpS} 、および T_{RpL} は各々電子ライナック、陽電子源、および陽電子ライナック復旧に必要な時間を表す。システム依存性のために、例えば電子ライナックで故障が生じた場合、システムの復旧には電子ライナックの復旧に要する時間に加えて、陽電子源と陽電子ライナックの復旧時間も必要となることがわかる。電子ビームが失われることで陽電子側のコンポーネントが休止状態に陥った場合、その運転再開には調整時間が必要となるが、それには当該のシステムの障害からの復旧と同じ時間が必要であると仮定している。

これらの稼働率をみると、システム依存性がない場合の稼働率に比べて、陽電子ライナックを除いて稼働率が低下しているのがわかる。ILC-GDE のスタディ[57]によると、電子ビーム駆動方式による陽電子生成の場合に ILC の稼働率は 80%程度が予想されるのに対して、アンジュレーター陽電子源を採用した場合の ILC の稼働率は 60%近くまで減少することが予測される。

そこで ILC では補助陽電子源を設けて、この問題を克服している。補助陽電子源とは、電子ビーム駆動方式の陽電子源をスケールダウンしたもので、電子ビームエネルギーを 1/10 の 0.6GeV に引き下げて、陽電子の生成数を 10%としたものである。このコンポーネントの存在により、例えば電子ビームに障害が発生した場合でもこの補助陽電子源を駆動することにより陽電子源の一部と陽電子ライナックを運転状態に保つことが可能であり、その復旧時間の大幅な短縮が可能となる。具体的には、電子側で障害が発生した時点で補助陽電子源の立ち上げを開始し、電子側の復旧と並行して補助陽電子源の立ち上げ、陽電子ライナックの再立ち上げを行い、電子ライナックが復旧した時点で速やかに陽電子生成を開始し、システム全体の復旧を意図している。再び ILC-GDE のスタディ[57]によると、この補助陽電子源を設けることにより稼働率は 78%まで回復させることが可能である。

Helical Undulator

アンジュレーター方式においては最も重要なのは生成ガンマ線エネルギーを高めることである。そのためには

- ドライブ電子エネルギー、 E_0 を大きくすること、
- 周期長、 λ_u を小さくすること、

が必要である。アンジュレーターにとっては周期長を小さくすることが重要であるといえる。

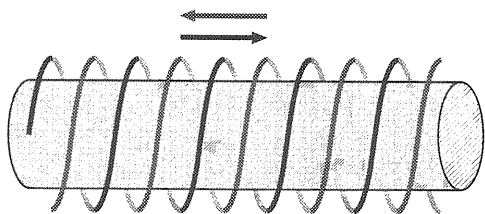


図 3.20: 二つのコイルを半周期ずらして巻き付け、さらに逆方向の電流を流すことでヘリカル磁場を生成する。

ILC では超伝導コイルによりヘリカルタイプのアンジュレーターを用いる。磁場の発生には超伝導コイルを

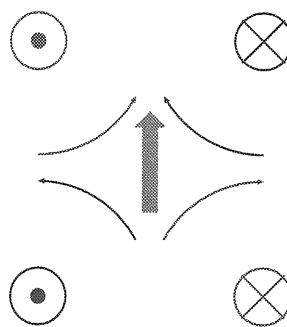


図 3.21: ヘリカルアンジュレーターの基本周期の断面図。このようにビーム軸上の任意の点はそれを囲む四つの導線により磁場がつけられる。ビーム軸方向の磁場は打ち消しあいゼロとなり、ある特定の横方向磁場のみが現れる。

使用するが、それを螺旋（らせん）状にビームパイプに巻き付ける。このままではソレノイド磁場となるが、同様の螺旋をちょうど位相を 180 度ずらした位置にまきつけ、二つの螺旋が交互にまきついた状態をつくる。そしてこれらのコイルに逆向きの電流を流すと、軸方向の磁場成分は各々のコイルによる寄与が調度キャンセルされ、ゼロとなる。横方向の磁場は位相が調度 180 度ずれていることにより強めあい、周期長 λ_u で螺旋に回転する。図 3.21 はヘリカルアンジュレーター内の断面図を表している。ある点を囲む四本の導線に図のように電流が流れることになる。各々の導線による中心部分での磁場が細い矢印で示したようになるので、左右方向（ビーム軸方向）の磁場は打ち消しあい、上下方向（ビーム軸に垂直な成分）の磁場のみが残ることになる。このような配置がビーム軸方向に移動するにつれて回転してゆくの、結果としてビーム軸中心で横方向の回転する磁場が得られる。図 3.22 は磁場の様子を模式的に表している。理想的なヘリカルアンジュレーターの場合、軸上磁場は次のように表される。

$$B_x = B_0 \cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda_u}\right), \quad (3.42)$$

$$B_y = B_0 \sin\left(\frac{2\pi s}{\lambda_u}\right), \quad (3.43)$$

ここで x 方向と y 方向で対称な磁場を仮定している。この磁場に電子を通すと電子は磁場により偏向されるが、偏向方向が螺旋に変化するため電子も螺旋に運動する。

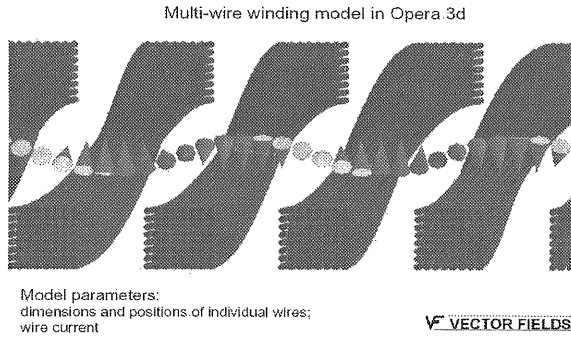


図 3.22: ヘリカルアンジュレーター内の磁場の様子。中央に並んでいる三角錐の方向が中心軸上の磁場の向きを表している。パイプの東はコイルを流れる電流をモデル化したもの。

この時、横方向の電子速度は次のように変化する。

$$\beta_x = \frac{K}{\gamma} \cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda_u}\right), \quad (3.44)$$

$$\beta_y = \frac{K}{\gamma} \sin\left(\frac{2\pi s}{\lambda_u}\right), \quad (3.45)$$

$$(3.46)$$

ここで K は強度パラメーターで、ヘリカルアンジュレーターの場合も

$$K = \frac{B_0 \lambda_u}{mc 2\pi}, \quad (3.47)$$

と与えられる。この時、平面アンジュレーターの場合と同様に長手方向の速度 β_s は光速よりも遅くなるが、運動が x 軸と y 軸方向の双方に生じるため遅延が大きくなり

$$\beta_s \sim 1 - \frac{1}{2\gamma^2} - \frac{K^2}{2\beta\gamma^2} \quad (3.48)$$

となる。これに干渉条件を適用すると放射波長として

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} (1 + K^2 + \theta^2\gamma^2), \quad (3.49)$$

を得る。この時円偏光パラメーター P_3 は

$$P_3 = \frac{2B_0^2}{B_0^2 + B_0^2} = 1, \quad (3.50)$$

となり、純粋に円偏光した光子が得られることになる。実際には放射角度にしたがい偏極方向が変化するので、偏光ガンマ線を得るには特定の放射方向、あるいはエネルギー選択をして、特定の偏光状態のみを選び出す必要がある。

ヘリカルアンジュレーターから得られる光子数はモードあたりの積分値で [58]

$$\frac{dN}{dL} = \frac{4\pi\alpha}{3\lambda_u} \frac{K^2}{1 + K^2} \quad (3.51)$$

表 3.4: ILC 陽電子源に使用するアンジュレーターの基本パラメーター。無偏極の場合を想定した値。偏極する場合は実質的に生成数が減少するために、アンジュレーター長を伸ばし、ガンマ線数を増加させる必要がある。

| 項目 | 数値 | 単位 |
|-----------------|--------------|-----|
| 周期長 λ_u | 1.0 | cm |
| K パラメーター | 1.0 | - |
| コイル電流値 | 205 | A |
| 軸上磁場 | 0.85 | T |
| アンジュレーター長 | 100(200) | m |
| ガンマエネルギー (n=1) | 10.7 | MeV |
| 放射パワー | 147 | kW |
| バンチあたりガンマ線数 | 3E+12(6E+12) | 個数 |
| エネルギー減少 | 3(5) | GeV |
| エネルギー広がり | 0.15 | % |

となる。すなわちパワーではなく光子数でみると、そのフラックスは周期長と K 値のみにより決定される。これはアンジュレーターの長さあたりの放射パワーは電子ビームの二乗にスケールして変化するのに対して、放出される光子あたりのエネルギーも電子エネルギーの二乗に比例するため、光子数でみるとそれらの依存性が打ち消し合いエネルギーに依存しないという事実を表している。この式に $K = 1$ 、 $\lambda_u = 1\text{cm}$ を代入すると、光子数は $0.015/\text{cm}$ となる。アンジュレーター長を 100m とすると、電子一個あたりの光子数は 150 個となる。したがって、 2.0×10^{10} electron/bunch のバンチあたり光子数は 3.0×10^{12} 個となる。実際には高次のハーモニクスによる寄与があるので、この値よりも光子数は若干増加する。

ILC のアンジュレーターのパラメーターを表 3.4 にまとめてある。

生成標的と捕獲システム

図 3.23 は標的周りの配置を模式的に表したものである。生成標的において重要なことは陽電子生成効率を高めること、そして集中する熱負荷に対して耐えられることである。アンジュレーター方式の場合、電子シャワーの成長がほとんど起らないので、標的が厚くなるに従い距離あたりの陽電子生成数は指数関数的に減少する。また、発生した陽電子は標的の中を進む間に捕獲されてしまうので、得られる陽電子数は厚さあたりの陽電子生成数にほぼ近い値となる。従って比較的薄い標的を用いるのが効率的である。陽電子生成標的には Ti-6% Al-4%

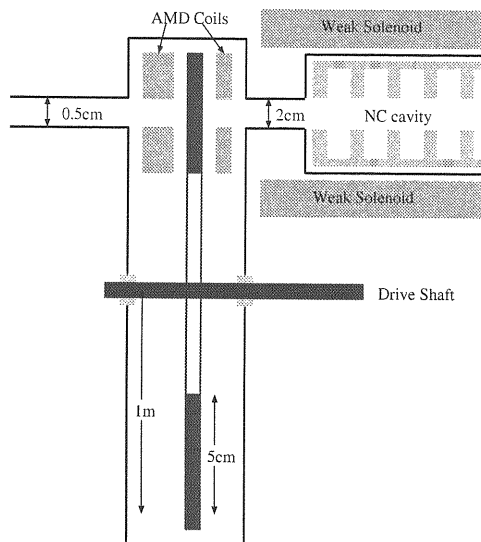


図 3.23: 陽電子生成標的まわりの配置の模式図。ガンマ線は左より入射する。この配置図では AMD として超伝導 DC ソレノイドコイルを仮定している。上流のコイルが強い磁場をつくり、そのテイル部が標的の下流部に AMD 磁場を形成する。

V 合金を用いる。この合金は平均の原子番号は小さいので陽電子生成の効率は若干下がるが、熱伝導特性が W 等に比べて良く、熱負荷によるダメージに対して強いことが予測される。厚さ 1.4cm、 $0.4X_0$ 相当である。これを接線速度 100 m/s で回転させることにより熱負荷を低減し、金属疲労等のダメージを抑制する。標的の大きさは半径 1m。接線速度 100m/s を実現するため、この標的を 1000rpm で回転させる。

後述するように、この標的は 6T という強い磁場の中で回転する必要がある。磁場中で運動する導体にはその磁場変化を抑制するように渦電流 (Eddy Current) が流れ、それによる発熱や、さらにその電流と磁場の相互作用による応力が発生し、回転運動の抑制や不安定性などの問題が生じる。計算によると円板型の標的を用いた場合、W.Stein らの計算によると [59] この渦電流により標的の中に 2MW というビームによる発熱を十倍以上上回る大きな消費電力が発生すると予想される。そこで、回転標的を陽電子生成部分に必要な 5cm の幅のホイール状にし、回転標的の物質量を減少させることにより、この効果を抑制する。再び、W. Stein らの計算によると、この変更により消費電力は 20kW 以下となり、ビームによる熱発生とはほぼ等しいレベルにまで抑制される。

このリムホイールデザインにおいて、発生する応力は $3 \times 10^7 Pa$ 、予測される最大温度上昇は 411K となる。ビームにより発生するピーク応力は $4 \times 10^8 Pa$ となる。

放射線損傷から予測される標的の寿命は連続した ILC の運転を仮定すると、およそ一年となる。従って一年毎に標的を交換する必要がある。また、高速で回転する機構となることから、機械的な故障などの可能性も高い。このような場合、いわゆるメンテナンスが必要となるが、陽電子標的を始めとする陽電子生成捕獲セクションの各部は恒常的な放射線損失が生じており、物質自身が放射化され放射能が高い状態になっている。TESLA のスタデイによると [39] 運転停止後においても、100mSV/h 以下に標的まわりの放射線レベルを下げることは困難である。この値は人間が直接アクセスして作業するレベルを超えており、自動化によるリモートメンテナンスが必要となる。

現在技術的な設計作業が進行中であるが、まず全体的な冗長性を高めるために陽電子生成捕獲セクションそのものをシリーズに二つ設け、何らかの故障や不具合が発生した場合に速やかに運転をスイッチする。この冗長性により、そのメンテナンスがリモート化されていない、予想されていない部分での故障により、長期の運転停止という事態をさけるものが可能と思われる。また単独ステーションの設計思想としては、強く放射化される部分はターゲットであるため、標的のメンテナンス、すなわち交換を完全に自動化する。使用済標的はホットセルと呼ばれる放射線的に遮蔽された空間に保管され、他の部分の作業でアクセスする場合でも被曝量をできる限り軽減するようにする。また、設計作業においては、他の比較的放射化が強いと予測される AMD を構成する下流側のコイル、初段の加速空洞などについても、メンテナンスを自動化するべく、作業を続けている。

生成標的はアンジュレーターから 500m 下流に設置される。アンジュレーターからの放射光は角度にして 1gamma の範囲にひろがるので、標的上のスポットサイズはおおよそ 1.5mm(rms) となる。ガンマ線のビームパワーはおおよそ 300KW、そのうちの 18 kW が標的の中でエネルギーを失い、熱負荷となると予想される。

AMD の仕様はピーク磁場 $B_i = 6.0T$ 、最終磁場 $B_f = 0.5T$ である。AMD を実装するためのデバイスとして、従来は Flux Concentrator が用いられてきた。しかし ILC においては 6 T の強いピーク磁場を 0.9ms という、従来の常伝導加速器に比べて極めて長い間維持する必要がある。Flux Concentrator には一次コイルにパルス的に電流を流し、内部の二次コイルに誘起される渦電流が二次コイルの内部につくる磁場を用いるタイプと、螺旋状のコイルに直接電流を流すタイプがあるが、双方とも長いパルスでの運転の実績はなく、さらにシミュレーションによると強い自己応力に銅でできた導体が耐えられず

機械的に破壊される可能性が非常に高いとされている。

そこで、ILC では AMD を実装するためのデバイスとして、超伝導コイルによる強いソレノイド磁場の端部を用いる。超伝導コイルは連続的に磁場が励起される。その端部磁場は磁束が外に広がるにつれて磁束密度が低下し、軸上磁場もそれにつれて低下する。その下流に弱い一定のソレノイド磁場を発生する電磁石を設置し、スムーズに接続するような配置とする。

この場合、陽電子生成標的が強い磁場中を回転することになる。磁場中を金属が移動するとその磁場を抑制するように渦電流が発生し、その電流と磁場の相互作用により動きを妨げるような力をうける。標的を回転させる側からみると、常にブレーキをかけられているような、抵抗をうけることになる。この力に打ち勝つためには回転トルクを充分大きくする必要がある。またこの力は磁場のある部分だけ存在するため、回転運動に非対称な力がかかることで、波打ち運動のような複雑なモードの不安定な運動が生じて、思わぬ場所に力がかかり、金属疲労などの破壊が生じる可能性もある。

このため、回転標的の物質をへらし、渦電流による力を軽減するために、実際にガンマ線を生成する部分にのみ W-Re 合金をホイール状に配置し、そのホイールをスポークで支える構造が考えられている。

低磁場領域には常伝導の加速ユニットが配置され、陽電子の軌道はある大きさに維持しながら加速し、相対的な横方向の運動量を抑制することでビームとして整形する。初段の加速勾配として 12MV/m 程度、後段の加速勾配として 15MV/m 程度が予定されている。陽電子の捕獲率をあげるため、開口径の大きい L-Band 加速管を用いる。常伝導加速ユニットが使用されているのは、捕獲のためにソレノイド磁場をかける必要があり、超伝導加速管は磁場との共存が困難なことから、捕獲されなかった陽電子や電子が空洞壁に衝突することによる熱発生が予測されるため、超伝導空洞の使用が困難であるのが理由である。

システム上の制約

アンジュレーターにより陽電子生成には、既に説明したように衝突前の電子ビームを使用する。すなわち、陽電子をつくられるタイミングは常に衝突が行われているということになる。ここで ILC 運転のタイムチャートを考えてみよう。混乱をさけるために、初期状態として衝突が開始される直前、最初のバンチが取り出される時間を $t = 0$ としよう。 $t = 0$ に取り出される最初のパルス (1 パルス目) の最初の電子と陽電子のビームを

$e_{-1,1}$ と $e_{+1,1}$ と記述する。厳密には衝突点までの距離が異なるかもしれないので同時に取り出されるとは限らないが、簡単のため衝突点までの距離は等しく、DR からの取り出しも同時に行われるとしよう。

$e_{-1,1}$ と $e_{+1,1}$ は衝突点に同時に到達する。それよりも前に電子はアンジュレーターを通過し、ガンマ線を生成している。 $e_{-1,1}$ により生成されたガンマ線は次のパルス、すなわち 2 パルス目の陽電子の何番目かのビームとなるはずである。少なくとも 100ms 以上の間は DR に溜めておかないとエミッタンスが小さくならないので、一パルス目の衝突に使うことはできない。

この陽電子ビーム、 $e_{+2,1}$ と仮に呼ぼう、はアンジュレーター下流にある生成標的で作られてから、初期加速され、陽電子側に輸送され、陽電子入射加速セクションで 5GeV まで加速される。そしてこのあと DR へと入射される。しかし DR にはまだ取り出されていない多くの陽電子バンチ $e_{+1,x}$ 達が沢山はいつているだろう。この最初のバンチが陽電子の DR に到着する時間は電子が DR から取り出されてからアンジュレーターを通過し、ガンマ線、陽電子へと姿を変えて陽電子 DR へ輸送される時間である。すなわちほぼ電子 DR から衝突点を通り、陽電子 DR への距離を光速で移動する時間とほぼ等しい。 $t = 0$ で取り出しを開始したので、308ns 毎にバンチを取り出すとすると、ILC の長さを 40km とすると、取り出されたバンチ数は

$$\frac{4.0 \times 10^4}{3.0 \times 10^8 \times 308 \times 10^{-9}} \sim 430 \quad (3.52)$$

となり、2800 個のうちほとんどのバンチはまだ DR に居るのである。したがって DR へ生成された陽電子バンチを入射するためには、その時点でそこが空いていなければならない。

一番単純かつ確実な解は、 $e_{+1,1}$ が居た場所に $e_{+2,1}$ が入ることである。これを自己複製条件 (Self-reproduction condition) と呼ぶ。 $e_{+1,1}$ は $e_{+2,1}$ を生成する電子バンチ $e_{-1,1}$ の相方であるから、すでに衝突点を通過しているはずである。すなわち必ず取り出されている。また、この条件は全ての陽電子バンチに当てはまる。なぜなら、バンチ間隔は取り出しと入射で同じであるから、 $e_{+2,n}$ が $e_{+1,n}$ の居た場所に入るなら、 $e_{+2,(n+1)}$ も $e_{+1,(n+1)}$ の居た場所に入ることになる。結局最初のバンチが上手く DR に入れてもらえるかさえ考えれば、あとのバンチは自動的に最初のバンチを追従するのである。

それでは $e_{+2,1}$ が $e_{+1,1}$ の居た場所に入る条件とはなんだろうか。ここで問題を一般化するために DR の取り出しが同時ではない、すなわち電子と陽電子のライナックの長さが同じではない状態を考えよう。図 3.24

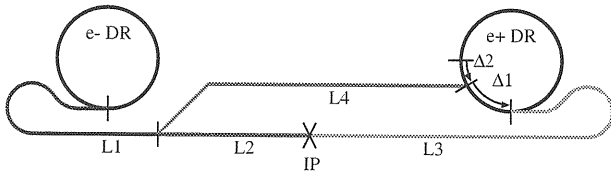


図 3.24: ILC のレイアウトをモデル化したもの。 L_1 、 L_2 、そして L_4 の境目にアンジュレーターがあり、陽電子が生成されるとする。

のように ILC をモデル化する。ここでは陽電子 DR におけるタイミングや入射キッカーと出射キッカー間の距離などは無視する。詳細は [52] を参照のこと。

- 電子 DR からアンジュレーターまでの距離、 L_1 、
- アンジュレーターから衝突点までの距離、 L_2 、
- 陽電子 DR から衝突点までの距離、 L_3 、
- アンジュレーターから陽電子生成および輸送ラインを経て陽電子 DR へいたる距離、 L_4 。

電子と陽電子が衝突点に居る状態を $t = 0$ として、時間をもどることを考える。何故なら常に衝突点で電子と陽電子は行き交うからである。そうすると各イベントの時間は次のようになる。 c は光速である。

- 電子 $e_{-1,1}$ がアンジュレーターを通過する時間:
 $-L_2/c$ 、
- 陽電子 $e_{+1,1}$ が DR を出発する時間:
 $-L_3/c$ 、
- 陽電子 $e_{+2,1}$ が DR へ到着する時間:
 $(-L_2 + L_4)/c$ 、

したがって、陽電子 $e_{+1,1}$ が DR を出発してから、陽電子 $e_{+2,1}$ が DR へ到着するまでに必要な時間は

$$t_{round} = (L_3 - L_2 + L_4)/c, \quad (3.53)$$

となる。この時間が DR の周期の整数倍となっていれば、自己複製条件が成立する。すなわち

$$C_{DR}/c = t_{round}, \quad (3.54)$$

である。

解はこれに限らない。基本的に最初のバンチが DR にうまく受け入れてもらえれば、先程説明したように以降のバンチは自動的に空きバケツに行き当たることになる。自己複製条件の利点は、DR におけるバンチパター

ンやライナックにおけるバンチ間隔などを変更しても、陽電子の DR への受入に支障が原理的に生じない点にある。これ以外の解の場合、パターン等を変更した場合に運転可能かどうかは個別に検討しなくてはならず、建設後の変更は一般的にその自由度は大きく制限されることになる。

3.5.5 Compton 方式による ILC 陽電子源

基本コンセプト

ILC において Compton 方式をベースとした陽電子源を実現するにおいては、いくつかの課題をあげることができるが、最大のもはバンチあたり 3.2nC という高い密度の陽電子を生成することである。前にも述べたように、比較的高いガンマ線エネルギーを実現できるところがコンプトン方式の利点であるが、収量を上げるのが困難なところが欠点である。ILC においてはその高いバンチ電荷を 300ns 間隔で 0.9ms という長いパルスにわたり供給しなくてはならない。

そのため、従来の単独レーザーパルスと単独電子ビームの衝突というコンセプトを進化させ、高繰り返しモードロックレーザーとマルチバンチ電子ビームの連続衝突により、ILC のビーム構造をつくることを目指す。これにより ILC のようなマクロパルス構造 (大きなパルスの中に複数のマイクロパルス=バンチがある構造) にも対応した陽電子生成が可能となる。

さらに電子とレーザーの再利用を加えたものが、ILC の陽電子源のためのガンマ線ドライバーのコンセプトとなる。電子とレーザーの再利用は資源の有効利用 (例えば省電力) だけでなく、一回のコンプトン散乱における電子およびレーザーの密度の向上にも大きく寄与する。コンプトン方式の弱点は生成数の少なさであるから、この再利用というコンセプトはこの方式の成功の鍵を握るといえる。電子のとレーザーの再利用は電子蓄積リングと光学空洞をにより実現される。

光学重畳空洞とレーザー

光学空洞とは、ファブリペローに代表される複数のミラーを組合せることにより境界条件を満すような波長とモードのレーザーを蓄積する装置である。モードロックレーザーを蓄積する場合、一般的な境界条件に加えて、空洞内の往復の光路長が正確にモードロック周期と同期している必要がある。この条件が成立している場合、後から来たパルスは正確に蓄積パルスに重なりあ

い、重なり合ったパルス数だけレーザーが増幅される。また蓄積パルスの往復する二つのグループが、空洞中央でちょうどゆきあうことになり、そこでさらに二倍の増幅が得られる。これをパルス重畳 (Pulse Stacking) と呼び、単なる光蓄積とは区別している。往復する二つのパルス群が重なり合う空洞の中央に電子ビームを通し、衝突点とすることでより光子密度を大幅に向上させることができる。

コンプトン散乱の確率を向上させるにはレーザーパワーだけでなく、空洞中央部でなるべく細くレーザーを絞ることが必要となる。単純な二つの双曲線ミラーを用いたファブリペロー型空洞の場合、共振器長 L をミラーの焦点距離 f の二倍、すなわち $L = 2f$ とすることでウエストサイズは最小化される。一方、特定のモードが空洞内に蓄積される条件は $L > 2f$ であり、これが満たされないと光の境界条件が破れて、空洞から光がもれだしてしまい、光蓄積は不可能となる。従ってウエストを細くするには $L > 2f$ という条件を満たしつつ、 $L = 2f$ の状態に限界まで近づくことが要求される。従ってウエストを細く絞る蓄積空洞を実現するにはミラーの工作精度、位置制御など限界ぎりぎりまで向上させる必要がある。さらにこれにパルス重畳の条件が加わるため、精度の要求は非常に厳しいものになる。

二つのミラーで空洞を形成する場合の条件をまとめると

$$L = n \frac{\lambda}{2} \quad (3.55)$$

$$L = m T_{ml} c \quad (3.56)$$

$$T_{ml} = T_{325MHz} \quad (3.57)$$

となる。式 3.55 はレーザー光が蓄積される波長の調和条件であり、式 3.56 のモードロックの重畳の条件が満たされていれば、自動的に満たされる。式 3.57 はモードロック周期とビームとの同期条件である。ビームをマスター周期とすれば、これよりモードロックの周期および空洞長が自動的に決定される。従って空洞長を調整する余地はない。

この空洞長のもとで、 $L < 2f$ という条件のもとで、 $L = 2f$ になるべく近付けるにはミラーの焦点距離で調整する以外にない。すなわち一旦ミラーを作ってしまったら、位置などのオペレーションにおける制御によってこれらの条件の整合をとることが不可能である。これはシステム上、非常に厳しい条件である。

これを緩和する一つの方法はミラーの枚数を増やすことである。例えば図 3.25 のようにミラーの枚数を四枚として光学空洞を構成した場合、下側の双曲線ミラー

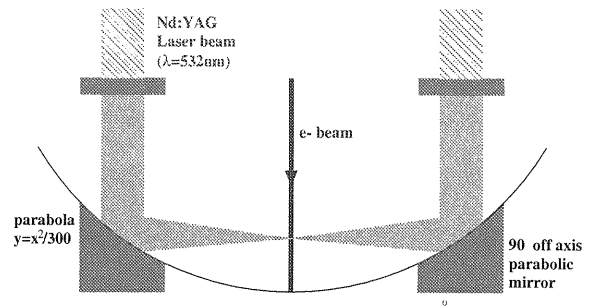


図 3.25: 四枚のミラーによる光重畳空洞の例。中央の二つの双曲線ミラーにより中央に焦点が作られる。ウエストサイズはこの二つのミラー間距離によって制御される。重畳の条件である空洞長の制御は二つの平面ミラー位置により独立に行われる。

の曲率と距離でウエストサイズを制御する一方、上側の平面ミラーの位置により空洞長を独立に制御できることになる。したがって工作精度が誤差をもっていたとしても、それをこれらのミラーの位置制御により合せこむことが可能となる。しかしミラーの枚数を増やすと反射の損失による増倍度の減少、また自由度の増加による制御の複雑化などが課題となる。

重畳空洞については、現在までのところ、357MHz のモードロックレーザーとファブリペロー型空洞を用いて、増倍係数 230 倍が実証されている [60]。また、KEK-ATF において、この空洞とビームとの衝突角 90 度でのガンマ線発生実験も行われ、限られたスケールではあるが、この方法によるガンマ線の生成とその収量の向上が実証されている [61]。

レーザーシステムは三つのステージからなる。Nd:YAG のモードロックレーザー、CPA によるレーザー増幅系、そして重畳空洞によるパワーの増倍である。Nd:YAG モードロックレーザーは Nd:YAG レーザーを構成する光学空洞内に周期的に屈折率を変化させるデバイスを挿入し、これを外部から所定の周期でドライブすることにより複数のモードを発生させる。モードロック周期は 325MHz、マイクロパルス長は 7ps、パルスあたりのエネルギーは 170nJ、平均出力は 55W である。

増幅は CPA (Chirped Pulse Amplifier) により行う。CPA は結晶中にシグナル光とポンプ光を導入し、結晶中の非線形相互作用を媒介としてポンプ光からシグナル光へとエネルギーを移動させることでシグナル光の増幅を行う技術である。従来のレーザー媒質を媒介とした誘導放出による増幅に比べて、ポンプ光からシグナル光へのエネルギーの輸送効率が高く、それゆえにパワー密度の限界が高いという利点がある。その一方、増幅の結晶

軸の角度依存性が大きく、調整に非常に高い精度が要求されるので、安定的な運転には特別の配慮が必要となる。ここでは Nd:YAG の二倍波 (532nm) をポンプ光とし、パルスあたりのエネルギーを 6mJ まで増幅する。

このパルスを光学重畳空洞へと導入し、100 パルス分を重ね合わせることで空洞内で 600mJ のエネルギーを実現する。

Compton Ring

電子ビームは周回軌道内にコンプトン散乱の衝突点をつくることで再利用される。このリングを Compton Ring, CR と呼ぶ。原理的には CR と DR は同じサイズとすることも可能であるが、建設コスト等を考慮すると、より小さいリングであることが望ましい。コンセプト設計では周長を 1/10 と仮定している。この場合、CR 内のビーム構造を 10 個並べたものが正確に DR 内でのビーム構造となっていないとてはならない。従って周長が正確に 1/10 であるだけでなく、DR におけるバンチの詰め方のパターンが正確に 10 周期を持っている必要がある。DR の周長がおよそ 6.6km であるから、コンプトンリングの周長はおよそ 660m となる。3.5.2 での議論から、DR のバンチ取り出し方式における Uniform Solution では、DR の調和数 (DR 周長を DR-RF の波長で量子化したもの) およびバンチの詰め方のパターンが周期を持つことは不可能である。Step Solution においては周期を持つことが可能であるので、コンプトン方式の場合は DR のバンチ取り出し方式は必然的に Step Solution となる。そして DR の調和数とバンチパターンに 10 周期を持たせることが必要である。DR への入射方式については後述するように取り出し方式とは違い、バンチトレインを連続して入射する。

コンプトンリングの一部にレーザーと電子がコンプトン散乱をおこなうための衝突点をもうける。この衝突点の数は必要なガンマ線数と一回の衝突における生成数により決定される。衝突点を複数もうけた場合も、ガンマ線は通過する電子ビームにより生じるから、各々の衝突点で生成されたガンマ線は時間的に自動的に同期される。コンプトンリング内をバンチ間隔 6.16ns 毎に電子ビームを周回させ、その通過と同期してレーザーを光学空洞内に入射してやることにより、コンプトン散乱が衝突点で生じ、電子ビームが衝突点セクションを一回通過するたびに 23.2 から 29MeV のエネルギー領域に 1.39×10^{10} 個のガンマ線が生成される。コンプトンリングとレーザーのパラメーターを表 3.5 にまとめている。

表 3.5: コンプトンリングおよびレーザーシステムのパラメーター。文献 [42] より YAG レーザーをベースとした場合のパラメーターを抜粋し修正したもの。衝突点の数は空洞によるレーザーの増倍係数を 100 と仮定した場合。

| 項目 | 数値 | 単位 |
|---------------|------|---------------|
| 電子ビームエネルギー | 1.3 | GeV |
| バンチあたり電荷 | 10.0 | nC |
| RF 周波数 | 650 | MHz |
| 水平ビームサイズ | 25 | μm |
| 垂直ビームサイズ | 5 | μm |
| バンチ長 | 5 | mm |
| Laser 波長 | 1064 | nm |
| Laser ウェストサイズ | 5 | μm |
| Laser パルス長 | 0.9 | mm |
| Laser power | 592 | mJ |
| 衝突点の数 | 30 | 個 |
| 衝突角度 | 8 | 度 |

コンプトンリングの課題は 10.0nC という高密度ビームを衝突点において横方向 $25 \times 5\mu\text{m}$ 、長手方向 5mm という小さいビームサイズを実現しつつ安定して周回させることにある。さらにコンプトン散乱により電子ビームは周回毎にエネルギーを失うため、これによりビーム自身が失われないような広いエネルギーの許容値を持たなければならない。コンプトン散乱により失われるエネルギーは一周あたり 11.2MeV[42] であるが、シンクロトロン放射によるエネルギー損失は 11.7 keV であるから、エネルギーロスがコンプトン散乱によるものが支配的となる。このような大きなエネルギー損失が周回毎にある場合、定常的なビーム状態を保つことは非常に困難である。

そこでビームが非定常である状態、すなわちコンプトン散乱が生じている間はビーム状態が徐々に変化してゆくことを前提としてコンプトンリングは設計された。これを steady-state regime に対してパルスモードと呼ぶ。このモードにおける基本コンセプトは周回毎にコンプトン散乱により失われるエネルギーと加速空洞により供給されるエネルギーをバランスさせることにある。シンクロトロン周波数を極めて低く設定し、レーザーとの衝突のパルス長である $170\mu\text{s}$ よりも十分に周期が長くなるようにしたばあい、シンクロトロン振動は無視できるので、電子は一定の加速を常に受けつづけることになる。この初期加速位相をコンプトン散乱より電子が失う平均的なエネルギーと等しくおくことで、コンプトン散

乱によりエネルギーを失っても、電子のエネルギーは平均的に不変となる。

しかし一方でコンプトン散乱はランダム事象なので、ビームのエネルギー広がりには徐々に大きくなり、それによるビームサイズの広がりによりガンマ線の収量は徐々に低下する。図 3.26 は電子が衝突セクションを通過するさいに生成されるガンマ線量を周回数に関数として表したシミュレーションの結果である。この結果によると、生成量は周回電子あたり 1.6 から 0.5 近くまで変化しているのがわかる。平均の生成量は 0.94 である。このようにパルスモードでは生成量が周回とともに変化するが、後述するようにここで生成されたガンマ線は陽電子に変換され、DR において重畳される。すなわち最終的に得られる陽電子数の生成量のバンチ毎のばらつきは 10 周ごとに区切った区間における変化量の平均となる。コンプトンリング設計の詳細については文献

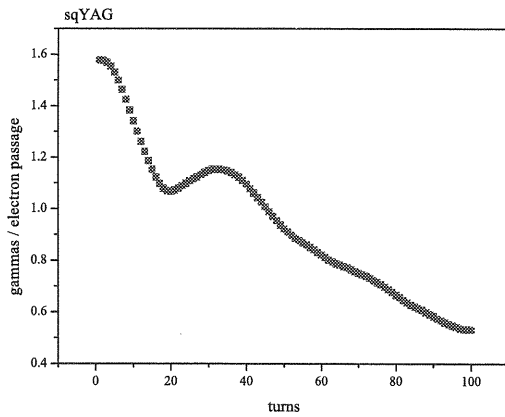


図 3.26: ガンマ線の周回毎の電子あたりの生成量の変化。

[62] を参照のこと。

DR への入射と陽電子重畳

コンプトンリングには 6.16ns 毎に 280 個の電子ビームバンチが周回する。このコンプトンリングを電子が 100 周する間、レーザーを入射しガンマ線の生成を行う。この 1 レーザーバーストの結果、6.16ns 間隔で 28000 個のガンマ線のトレインが発生する。²このガンマ線を生成標的に入射させ、陽電子を生成する。生成標的はアンジュレーター方式と同様に 1 放射長以下の薄い標的

²現実には 28000 のバンチは連続しているわけではなく、複数のミニトレインからなるが、具体的なトレイン構造は問題ではない。ここでは DR のビームパターンが 10 周期を持っていることと、それを CR のビームパターンがコピーしていることが重要である。

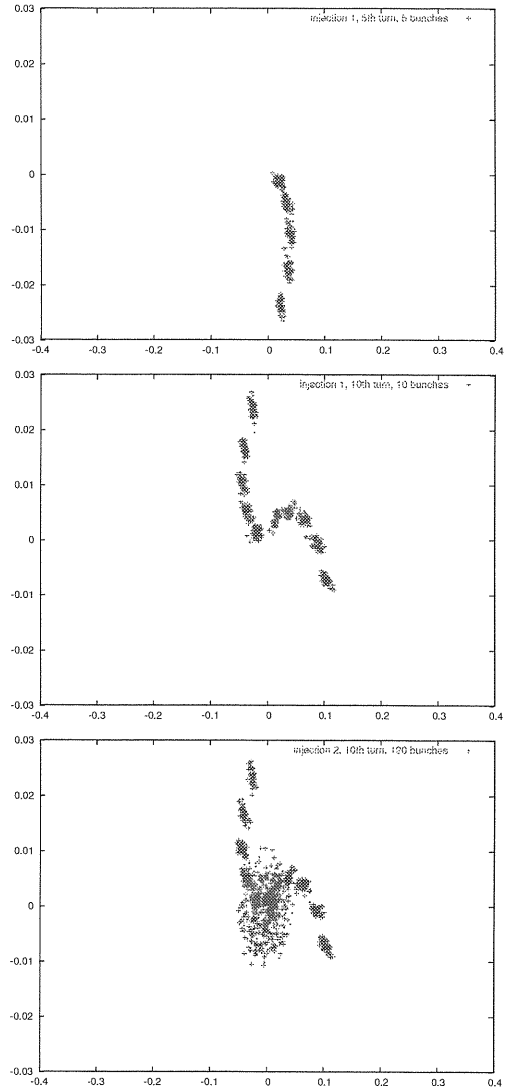


図 3.27: 縦方向位相空間における複数バンチ入射の様子。(a) 5 番目のバンチ入射後 (b) 10 番目のバンチ入射後 (c) 20 番目のバンチ入射後。

を使用する。生成効率を考慮し、得られる陽電子数はバンチあたりおよそ 2×10^8 となる。このビームを初段の常伝導加速空洞、および続く超伝導加速空洞によりおよそ 5GeV まで加速する。ビームのマクロパルス長は $28000 \times 6.1/1000 = 171 \mu\text{s}$ 、平均ビーム電流はバンチ電荷がおおよそ 0.039nC であるから 6.4mA となる。アンジュレーター方式での陽電子初段加速ではパルス長 0.9ms、平均電流 10mA のマクロパルスであるから、コンプトン方式のほうがパルス長がおおよそ 1/5、平均電流にして六割と負荷が軽減されている。ビーム負荷が小さいので空洞への結合を小さくすることで、ほぼ同じシステムを使用することが可能となる。

次にこの陽電子ビームを DR へと入射する。この 28000 バンチを含むマクロパルスは DR のビームパターンの調度 10 周分となっているので、入射を始めてから 2801 バンチ目で 1 バンチ目とおなじ RF バケツに入射することになる。この時、DR の RF バケツの縦方向の空間を利用することにより前に入射されたバンチと干渉せずに次のバンチを入射する。Zimmermann のシミュレーションによると、この方法により同一バケツへの 10 バンチの入射が可能である [42]。図 3.27 はこの複数バンチ入射の様子を縦方向位相空間でみたものである。各図の横軸は縦方向位置、縦軸はエネルギーの相対値である。(b) は十周目の入射後の状態で、最初の 5 バンチはすでにシンクロトロン振動により位相空間での移動が始まっている。

1 バケツあたり 10 バンチ、すなわち 1 レーザーバーストからのバンチを全て入射した後は、次のレーザーバーストまで 10ms の時間がある。DR の放射ダンピングによる減衰時間は 10ms なので、位相空間において広がっていた 10 バンチのビームはその頃にはシンクロトロン振動の平衡位置に収束している。図 3.27 (c) は二回目のレーザーバーストからのバンチ、合計で 20 バンチ入射後の様子で、中央付近のかたまりが最初の 10 バンチが収束したものである。従って次の十バンチを同様の方法で入射することが可能となるのである。

以上のように同一のバケツへの 10 バンチ入射を、ビーム収束のため 10ms の間隔をあけて、10 回繰り返すことで、合計で 100 バンチが同一バケツへ入射される。この時点でバケツあたりの陽電子数は 2×10^{10} となっている。ライナックへのビーム供給は 5Hz、すなわち 200ms ごとであるから、以上のプロセスに 100ms 使用したとしても、DR における 100ms の減衰時間が残されていることになる。10 ダンピング時間はエミッタンスの桁数にして -20 乗であるから、エミッタンス平衡に到達するには十分である。

コンプトン方式のパラメーターを表 3.6 にまとめる。

表 3.6: コンプトン方式による陽電子生成パラメーター。[42] から抜粋したものを修正。

| 項目 | 数値 | 単位 |
|----------------|----------------------|--------|
| DR 周長 | 6646 | m |
| DR 内 バンチ数 | 2800 | 個 |
| 1 バンチあたり入射陽電子数 | 2.4×10^8 | 個 |
| 1 レーザーパルスあたり | | |
| 同一バケツへの入射回数 | 10 | 回 |
| レーザーパルス繰り返し | 10 (100) | 回 (Hz) |
| 最終のバンチあたり陽電子数 | 2.4×10^{10} | 個 |
| DR 減衰時間 | 10 | ms |

図 3.28 にコンプトン方式を採用した場合の ILC の概略図を示す。コンプトン方式を採用した場合のシステム上の最大の利点はアンジュレーター方式の場合に問題となる電子側とのシステム依存性が除かれる点である。このため、電子ビームのトラブルに起因する復旧時間の増大による陽電子の供給率の低下の問題が解消される。これによりアンジュレーター方式の場合必要となった電子ビーム駆動方式によるバックアップ陽電子源が不要となる。

また、アンジュレーター方式の場合は、陽電子はアンジュレーター下流で生成されるので、この陽電子を陽電子側まで輸送しなければならない。この輸送経路の長さは 20km 以上におよび、トンネルを一部共用するにしても、コスト的に無視できない。コンプトン方式においてはこのような輸送路は必要ない。

それに対してコンプトン方式の場合の制限としては、既に述べたように DR のバンチパターンおよび取り出し方式において、完全な 10 周期が存在することと、Step Solution でなければならない点があげられる。また周長が 1/10 とはいえ、独立したリングが必要なこともコストの増加要因となる。

3.6 ILC 陽電子源、今後の課題

ILC 陽電子源についてはアンジュレーター方式をベースラインとして ILC-GDE において設計作業が進められている。2006 年度中には RDR(Reference Design Report) と呼ばれる書類がまとめられ、システムの概念設計を各コンポーネントの仕様、さらにその仕様にしたがってコ

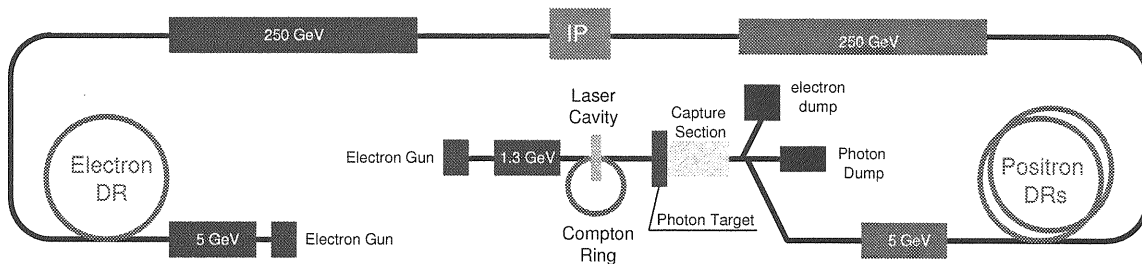


図 3.28: コンプトン方式をベースとした場合の ILC のレイアウト概要。CR は DR の正確に 1/10 の周長をもつ蓄積リングである。

ンポーメントの概念設計にまで高めた、より詳細な設計作業が進行中である。

今後は工学的設計が中心となるが、この段階でも ILC ほどの複雑なシステムとなると、段階をふんで線型に物事が進展していく、という工程をとることは困難であると思われる。例えば、3.5.2 で説明した DR におけるバンチの配置方法と入射／取出し方法についての制限、あるいは 3.5.4 で述べたアンジュレーター方式のシステムレイアウトにおける陽電子の自己複製条件などは、ILC の概念設計を定めた BCD(Baseline Configuration Document)[6] の初版においてはほとんど議論されておらず、その後の改訂作業において議論されて明かとなった問題である。その他にも単純な修正にとどまらない改訂が行われている。

システムエンジニアリングにおいては設計工程の方法論として Water Fall Model (線型モデル) と Spiral Model が存在する。古典的方法は前者であり、開発目的、概念設計、詳細設計、試作、完成と工程を順番に進むことで完成にいたる道筋である。他方、Spiral Model とは各工程を順番に進むのではなく、各工程が完全に終了してなくても工程をやり直すことを前提としながら次の工程に進むという方法である。

古典的方法である Water Fall Model は理想的かつ単純であるが、実際にこのモデルを前提に各工程を計画しても、そのとおりに進行することは現実にはまずない。逆に工程のもどりを前提としていない場合、やりなおしによる二度手間が時間がより必要となり、結果として規律のない工程管理と一貫性のない作業が続くことになる。そこで現在においては工程管理のあるべき姿は Spiral Model である、とされている。Spiral Model においては、結果として工程もどりが必要となる場合が多い、ということであり、だから作業自身は手を抜いてもいい、というわけではない。漫然と同じことを繰り返すことと、Spiral Model は異なる。

ILC の設計作業においては、Spiral Model を念頭に、

今後も概念設計、技術設計、詳細設計と進んでいく中で、各レベルで当面した問題などをレベル間でフィードバックすることで、システムとしての完成度を高めるという作業を続ける必要があるだろう。さらにたんなる設計作業ではなく、各種の開発研究も同時並行的に進行していくのであるから、それらの成果を迅速にとりこみ、それを各レベルの設計に反映させる必要がある。

おそらく今までの加速器開発というものは、このような作業をシステム工学的な位置付けを与えないまま、現場で作業をしていく中で自然とおこなってきたのであろうと思われる。特に日本における加速器開発、建設は諸外国に比べて驚くほどの少ない人数で成し遂げられている。しかしそれは ILC において日本流の非組織的アプローチが通用する、ということの意味しない。おそらくそのような方法をとれば破綻は目に見えている。それには非組織的アプローチを支える条件が ILC には欠如しているのが最大の理由である。すなわち

- 言語的同質性、
- 文化的同質性、
- 社会的同質性、

などである。言語的同質性はようするに同一の言語での迅速なコミュニケーションが可能である、ということで、これは作業の効率性のみならず、書類などの作成量を大幅に減少させることに寄与する。文化的同質性とは研究者あるいは技術者の気質として非常に均一度が高いということであり、自律的によく働く、仕事の範囲を限定しない、などの特性である。これにより組織的管理というものの負担が大きく減少する。最後の社会的同質性とは、研究者、あるいは技術者が社会的なステレオタイプを形成している、ということである。例えば男性で長時間労働も可能な立場、などというようなものである。ILC においては以上のような同質性は期待すべくもなく、当然組織も大きくなる。このような大きな組織を動かすためには組織工学的なアプローチが不可欠である。

陽電子源は特に他のコンポーネントとのシステム依存性が強く、今後もいろいろな部分で再考を迫られる可能性が大きい。極端な場合、方式そのものが様々な制約要因で変更になる可能性も高いと思われる。陽電子源デザインチームがシステムのすべての詳細を把握することは困難であるが、各コンポーネント担当チームと強いコネクションを維持しながらシステムとしての完成度をよりたかめてゆくことが必要である。

第4章 あとがき

今回、ILCの電子源と陽電子源についてまとめることとなったが、当初大穂2002の「電子源」への若干の修正と、陽電子源の部分を追加することで筆を置く積りであった。しかし著者の意図をこえていもづる式に記述が増えてゆき、このような形となってしまった。1でも述べたが、加速器とは厄介な代物である。厄介とは関係する技術や物理が多岐にわたり、それをたどってゆくと、とてつもなく広い分野を相手にすることになる。今回、粒子源という「限定」で始めたわけであるが、それでも筆者としては消化不良の感がある。

それは当然のことで、所詮個人の力量などたかが知れている。巨大な加速器と加速器科学を相手にするには組織の力というものが非常に重要であることを日々痛感している。3.6でも組織の大切さを述べたが、組織と人間は加速器を支える基盤である。出典は失念したが、1990年代の技術論において、いままでは”know how”が大事であったが、これからは”know who”である、との主張があった。このココロは「技術や知識」を持つことよりも、「技術や知識を持つ知り合い」を持つこと、すなわち「出来る人間」ではなく、「出来る組織」を作ることが重要である、との箴言しんげんである。一方で、科学技術のモード論 [63] において、科学研究だけではなく、その知識体系そのものが個人の興味や学術的価値ではなく、プロジェクトという目的が明確な研究とそれを担う組織によって作られ、体系づけられるという変革が生じていると指摘されている。

科学論においてのモード論の位置付けというものを評価することは筆者に力量を超えるが、これはまさに加速器研究、そして加速器科学のことをのべていると思えてくる。筆者が継続的にかかわっているRF電子銃研究会 [64] においては、RF電子銃という実用的なデバイスをめぐり、高周波工学、光物性、レーザー工学、ビーム物理、表面物理、ビーム測定技術、真空物理など、従来のディシプリンで考えれば非常に多彩なトピックが議論されている。しかし当人達にとってみればそれらはもはや混然一体となっており、そこで得られた知見がどのディシプリンに属するのか判別不明である。

この研究会の若手を中心に、LAAA(Laser Aided Ac-

celerator Association) というバーチャルラボを立ち上げた¹。この組織の目的は光電陰極技術を中心として、研究者の間の情報共有をおこなうことにある。その背景には多くの加速器プロジェクトの核となるはずの光電陰極技術を組織的に開発する体制がほとんどの研究所で存在しないこと、その隙間で活躍する若手のポスト不足が深刻なことがあげられる。LAAAは研究者の横の繋がりを強め、若手研究者の“know how”と”know who”を向上させるとともに、各研究所が光電陰極開発部門を立ち上げるさいのコンサルタント的役割を果たすことを目指している。

以上のように加速器科学をめぐる状況はバラ色とはいえない。しかし困難は新しい動きの種ともなる。山中鹿之介ではないが、艱難辛苦かんなんしんくなんじ 汝たまを玉にす、とは本当かもしれない。このような逆境のなかから、新しい加速器科学の可能性が開けることを信じて筆をおきたいと思う。

¹興味のあるかたは masao.kuriki@kek.jp まで連絡を

関連図書

- [1] 三枝充直, “仏教入門”, 岩波文庫 103, 1990
- [2] J. Hogan (筒井康隆 監修, 竹内薫 訳), “科学の終焉”, 徳間書店, 1997
- [3] 野家啓一, “科学哲学”, 放送大学出版会, 2004
- [4] T. Kuhn (中山茂 訳), “科学革命の構造”, みすず書房, 1971
- [5] The final report of ITRP は次の場所より参照可能。
” http://www.fnal.gov/directorate/icfa/ITRP_Report_Final.pdf”
- [6] ILC Baseline Configuration Document(BCD) は次の場所より参照可能。
”http://www.linearcollider.org/wiki/doku.php?id=bcd:bcd_home”
- [7] T. Suwada et al., Nucl. Instr. Meth. A 557, pp131, 2006
- [8] 柴田幸男著, 「電子管・超高周波デバイス」, コロナ社, 1983年
- [9] A. Yamamoto et al., “The Research on the Carbon Nano Tube Cathode”, Proceedings of 2003 Particle Accelerator Conference, pp3326-3328, 2003
- [10] X. Chang et al., ‘Measurement of the Secondary Emission Yield of a Thin Diamond Window in Transmission Mode’, Proceedings of Particle Accelerator Conference 2005, pp2251-2253, 2005
- [11] S.A.Cherenchchikov, A.N.Dovbnaya, and A.N.Opanasenko, “Secondary Emission in Cold-cathode Magnetron Injection Gun”, Proceedings of PAC95, pp939-941, 1995
- [12] A. W. Chao, M. Tigner 編, “Handbook of accelerator physics and engineering”, World scientific, 1998
- [13] 日本学術振興会編, 「電子・イオンビームハンドブック」 日刊工業新聞社, 1973年
- [14] T. Srinivasan-Rao et al., “Photoemission studies on metals using picosecond ultraviolet laser pulses”, J. Appl. Phys. 69(5), pp3291-3296, 1991
- [15] C. Travier, “An introduction to photo-injector design”, Nuclear Instruments and Methods in Physics research A 340 (1994) 26-39pp.
- [16] T. Nakanishi et al., “Polarized electron source for a linear collider in Japan”, NIMA 455, p109-112, 2000
- [17] 松岡正浩, “量子光学”, 裳華房, 2000
- [18] ジェフ ヘクト, “出力のポンプアップ”, Laser Focus World Japan, pp45-47, October, 2005
- [19] W. Riedle, “Sub-20-fs pulses tunable across the visible from a blue-pumped single-pass noncollinear parametric converter”, Opt. Lett. 22 No. 19, 1997
- [20] M.Reiser, “Theory and Design of Charged Particle Beams”, Wiley-Interscience Publication Editor John Wiley & Sons, Inc.
- [21] J.Luiten, “How to realize uniform 3-dimensional ellipsoidal electron bunches”, Phys.Rev.Letters, 2004
- [22] 富澤宏光他, “RF 電子銃用光源レーザーパルスの3次元形状制御による電子ビームの自動低エミッタンス化”, 第三回加速器学会年会, WO16, 2006
- [23] 大沢哲, 「電子銃」, 大徳 90 テキスト
- [24] Kwang-Je Kim, “RF and space charge effects in laser driven RF electron gun”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A275 201-218, 1989
- [25] D. J. Gibson et al., “Electron beam and RF characterization of a high brightness X-band photoinjector”, Proceedings of the 2001 PAC, p2245-2247, 2001
- [26] D. T. Palmer et al., “Emittance studies of the BNL/SLAC/UCLA 1.6 cell photocathode RF gun”, Proceedings of the 1997 PAC, p2687-2689, 1997
- [27] 楊金峰 他, 「レーザーフォトカソードRF電子銃による高品質ピコ秒電子パルスの発生」, Proceedings of 26th linear accelerator meeting in Japan, p70-72, 2001
- [28] W. J. Brown et al., “Low emittance electron beam formation with a 17 GHz RF gun”, Physical review special topics-accelerator and beams, Vol 4, 083501, 2001

- [29] J. W. Lewellen et al., "Emittance measurements of the advanced photon source photocathode RF gun", Proceedings of 2001 PAC, p2215-2217, 2001
- [30] S. Pastuszka et al., Appl. Phys. Lett. 71, pp2967, 1997
- [31] N. Yamamoto et al., "Initial beam emittance measurements for electron gun with NEA-GaAs type photocathode", 第三回加速器学会年会、TO28, 2006
- [32] K. Togawa et al., "Surface charge limit in NEA superlattice photocathodes of polarized electron source", NIMA 414, pp431-445, 1998
- [33] A. V. Aleksandrov et al., "High power test of GaAs photocathode in RF gun", EPAC 98 proceedings, 1450-1452, 1998
- [34] <http://www-project.slac.stanford.edu/ilc/acceldev/injector/ILCPES/2ndPolIRFGunMeeting/Final.htm>
- [35] D. Shultz et al., "The Polarized Electron Gun for the SLC", Proceeding of EPAC 92, 1029-1031, 1992
- [36] G. Mulhollan et al., "Photovoltage effects in photoemission from thin GaAs layers", Phys. Lett. A282, pp309-318, 2001
- [37] et al., J. Appl. Phys. 97, 094907, 2005
- [38] C. Sinclair et al., "DC photoemission electron guns as ERL sources", NIM A 557, pp69-74, 2006
- [39] TESLA Technical Design Report, 2000
- [40] 鈴木千尋, "偏極電子ビーム源の高性能化に向けた、金属表面からの電界放出暗電流の発生機構と削減の研究", 名古屋大学大学院博士論文、2000
- [41] T. Nakanishi et al., "An Electrode with Molybdenum-cathode and Titanium anode to minimize field emission dark currents", Proceedings of LINAC 2004, pp645-647, 2004
- [42] S. Araki et al., "Compton based ILC positron source", KEK-Preprint, 2005
- [43] T. Kamitani, "陽電子源", 大穂 2002
- [44] V. Bharadwaj, "Status of Existing Positron Sources", presented in Workshop on Positron Sources for ILC, Daresbury, UK, 2005
- [45] J. A. Clarke, "The Science and Technology of Undulators and Wigglers", Oxford Science Publications, 2004
- [46] The newest information of E166 can be found at the collaboration web page, <http://www.slac.stanford.edu/exp/e166/>.
- [47] T. Omori et al., "Design of a polarized positron source for linear colliders", NIMA Vol 500, Pages 232-252, 2003
- [48] F. Zimmermann, et al., "CLIC Polarized Positron Source Based on Laser Compton Scattering", Proceedings of EPAC06, 2006
- [49] T. Omori et al., "Efficient Propagation of Polarization from Laser Photons to Positrons through Compton Scattering and Electron-Positron Pair Creation", PRL, Vol 96, 11480, 2006
- [50] M. Fukuda, et al., "Polarimetry of Short-Pulse Gamma Rays Produced through Inverse Compton Scattering of Circularly Polarized Laser Beams", PRL 91(16), 164801, 2003
- [51] T. Naito et al., "Development of the Fast Kicker System for ILC", 第三回加速器学会年会報告集, FP17, 2006
- [52] M. Kuriki, K. Kubo, H. Ehrlichmann, S. Guiducci, and A. Wolski, "Timing Constraints on ILC", 第三回加速器学会年会報告集、FP15, 2006
- [53] S. Ecklund, SLAC-CN-128
- [54] M. Kuriki, T. Mimashi, K. Saito, M. Kikuchi, and T. Kamitani, "A Damage Test for ILC Positron Generation Target at KEKB", Phys. Rev. ST Accel. Beams 9, 071001, 2006
- [55] V. E. Balakin and A. A. Mikhailichenko, "Conversion System for Obtaining Highly Polarized Electrons and Positrons at High Energy", Budker INP 79-85, 1979
- [56] K. Floettmann, "Investigations Toward the Development of Polarized and Unpolarized High Intensity Positron Sources for Linear Colliders", DESY 93-161, 1993
- [57] ILC-GDE GG3 report, ILC-WS at Snowmass, Colorado, US, 2005
- [58] SLAC-PUB 10842, 2004
- [59] I. Bailey, "EUROTEV Photon Conversion Target Project" presented at POSIPOL 2006, CERN, Geneva, 2006

- [60] M.Nomura, K.Hirano, M.Takano, S.Araki, Y.Higashi, T.Taniguchi, J.Urakawa, Y.Yamazaki, Y.Honda, N.Sasao, K.Takezawa, H.Sakai, "Enhancement of Laser Power from a Mode Lock Laser with an Optical Cavity", p.2637-2639, Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland.
- [61] K. Takezawa, Master thesis, Univ. of Kyoto, 2005
- [62] E. Bulyak, P. Gladkikh, V. Skomorokhov, "Synchrotron Dynamics in Compton X-Ray Ring with Nonlinear Compaction", in arXiv p. 5 physics/0505204v1 (2005)
- [63] マイケル ギボンズ 著、小林信一 訳 "現代社会と知の創造-モード論とは何か", 丸善ライブラリ、丸善、1997
- [64] 高周波電子銃研究会については"http://www.sanken.osaka-u.ac.jp/labs/bsn/RFgun_meeting/rfgun_meeting.htm"などを参照。