

RF 電子銃及びレーザー光源

1. はじめに

電子源は電子を発生する装置である。加速器における電子源は電子銃と呼ばれ、継続的に電子ビームを供給する装置である。電子銃は、加速器の最上流部であるので、電子ビームの性能、特にエミッタンスに関しては、電子銃の性能によって決定されると言っても過言ではない。電子銃は加速器の中で最も重要な構成要素の一つである。

最も一般的な電子銃は高温に加熱した陰極（カソード）からの熱電子放出を利用した熱電子銃である。KEKB プロジェクトは熱カソード（DC）電子銃が採用された。熱陰極から連続ビームを生成するので、パルス状ビームに変えるためにはカソードの直後にグリッド電極を設置し、カソードグリッド間にパルス電圧を印加してビームを作っている。従って、ns 以下短時間幅のビームを制御することは難しい。2856 MHz のマイクロ波で加速するため、バンチャーを用いてバンチ制御を行う。

KEKB では、入射器として線形加速器 Linac とビーム蓄積するリングシステムがある。電子ビームの品質はほぼリングの構造によって決定され、入射器はリングへ安定的にビームを供給すれば良かった。一方、SuperKEKB では非常に高いルミノシティを得るため、低エミッタンス化が必要で、その結果ダイナミックアパーチャーが減少し、ビーム寿命が減少する。そのために Linac で高電荷かつ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を採用している。これに対応して電子陽電子入射器もエミッタンスの非常に小さい高電荷ビームを作ることが必要になっている。

熱電子銃にはビーム自身の電磁氣的発散力（空間電荷効果）によりビームの一部はカソードに逆流してカソードの温度上昇を招くために安定した運転が困難であるという欠点がある。ビーム品質が悪化してしまうので熱カソード DC 電子銃で高電荷低エミッタンスビームを得るのは非常に困難である。一方、レーザーによる光電効果を用いる光陰極型 RF 電子銃では、陰極表面で発生した電子が空洞内の RF 加速電場によりすぐに加速される。またレーザーの時間構造（極短パルス幅）により発生するビーム構造を制御できる。熱電子銃のように低エネルギー状態でのドリフトがないので、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電子ビームが得られる。さらに、電子ビームの時間構造はレーザービームの時間構造を反映するため、レーザーシステムの構築によりレーザーパルスの整形ができる。光陰極型 RF 電子銃は 1990 年代にアメリカに実証され、2010 年に SLAC(Stanford Linear Accelerator Center)の LCLS(Linac Coherent Light Source)の X 線レーザーの電子生成部として用いられている。

そこで、将来的に更なる高性能化を狙えるため、SuperKEKB では高電荷・低エミッタンスの電子源として、RF 電子銃を導入した。

Y 方向低エミッタンス 20 mm-mrad、エネルギー分散 0.1%、電荷量 4 nC を達成するため、電子

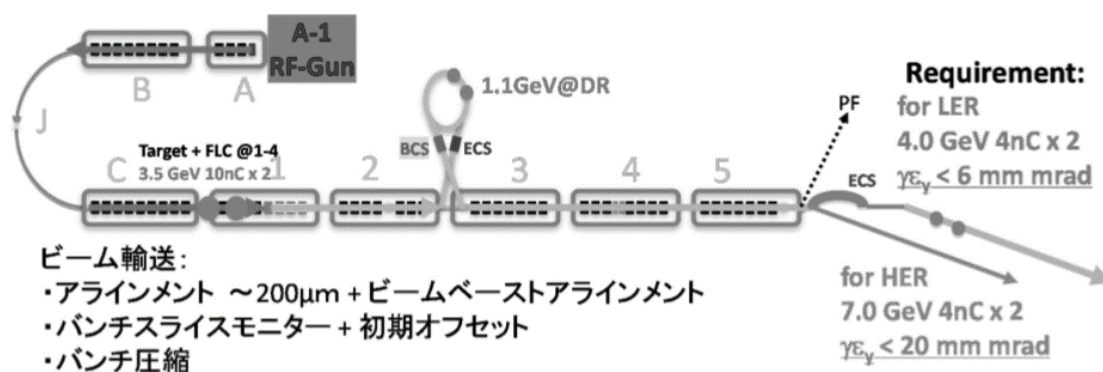


Fig. 1 Layout of Injector LINAC for SuperKEKB

銃・カソード及びレーザー光源を開発してきた。カソードが RF 空洞の中に後ろ側から挿入され、それにパルス UV レーザーを前面から照射すると、その照射時間に応じた長さの電子ビームが生成される。

シミュレーションによると RF 電子銃からのビームは 4 nC の電荷の場合、パルス幅 20 ps で 6 mm・mrad のエミッタンスが最適値であり、このビームを途中の輸送系等も含めて入射の要求値を満たさねばならない(Fig. 1)。ビーム輸送系としては加速管の横方向ウェーク場による横方向の射影エミッタンスの増加についてはバンチ長が短い程小さくできるが、縦方向ウェーク場によるエネルギー分散は大きくなってしまふ。エネルギー分散に関してもシンクロトロン入射のエネルギーアクセプタンスは 0.1%程度であり、これらを満たすような条件として、時間方向のバンチ構造矩形に近づけをシケインで 20 ps を 10 ps に圧縮した後、ビームを 1.5 GeV のアーク部まで輸送し、アーク部ですらに 5 ps に圧縮している[1]。

本講義では、RF 電子銃・カソード・レーザーシステムについて説明する。

2. RF 電子銃の原理

電子銃は電子ビームの供給源である。電子銃では、極めて平行度が高く、サイズが小さくパルス幅が短いという、理想に近い電子ビームが求められる。

RF 電子銃は、高周波空洞内にフォトカソード(光陰極)を取り付け、レーザー励起により光電子を発生する。発生した光電子が広がらないうちに空洞内の高電場で速やかに相対論的運動エネルギーまで加速する。

こうして、空間電荷効果によるエミッタンスの増大が抑えられ、パルス当たりの電荷量が高く、エミッタンスが小さい電子ビームを発生することが実現できる。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、短パルスレーザー

を利用すれば簡単に短パルスの電子ビームを得ることができるという利点もある。

電子銃に関する基礎知識は、過去の OHO のテキストや教科書に詳しく記述されているので、参考文献として挙げておく[2-6]。

2.1. 物質から電子の放出

電子を発生する物質をカソードという。電子の発生は、電子のエネルギーが表面ポテンシャルを越えることによって、物質から取り出すことである。取り出す方法として、①熱電子放出②電界放出③光電子放出 等がある。熱電子放出と光電子放出は電子のイオン化エネルギーである数 eV を超える電子エネルギーを与えれば放出するわけで、熱による電子のエネルギーは kT で $k = 8.6 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$ であり、ここからボルツマン分布に従って確率的に電子が取り出せる事になる。光のエネルギーは hc/λ であり、 $hc = 1.23 \times 10^{-6} \text{ eV} \cdot \text{m}$ であり、1.23 μm の光子のエネルギーが 1eV である。一方電界放出は原子のサイズが A のオーダーであり、例えば 1 eV を A の距離に与えるには 10 GV/m という非常に高い電圧が必要になり、平面に対しては不可能であるため、鋭い先端に電界を集中させるような物質、例えばカーボンナノチューブなどを使用することになる。

2.1.1. 熱電子放出

熱電子銃は、電子線加速器に限らず、古くから電子ビーム源として用いられてきた。金属からの電子放出を考えるため、最初に金属中の自由電子の振る舞いについて考える。金属は、原子が安定な閉殻の正イオン状態と原子間を自由に移動できるようになった外殻電子(自由電子)で構成されている。自由電子が金属表面をポテンシャル障壁とした井戸の中に閉じ込められているモデル(ゾンマーフェルトの金属模型)を考える。

自由電子はフェルミ・ディラック (Fermi-Dirac) 分布関数 $f(E)$ に従って最も低い状態から順に詰まり、温度 0K 状態で電子のもつ最高エネルギーをフェルミエネルギー (E_F) と呼ぶ。

$$f(E) = \left[1 + \exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right) \right]^{-1} \quad (2-1)$$

ここで、 E は電子のエネルギー準位、 k_B はボルツマン定数、 T は温度である。

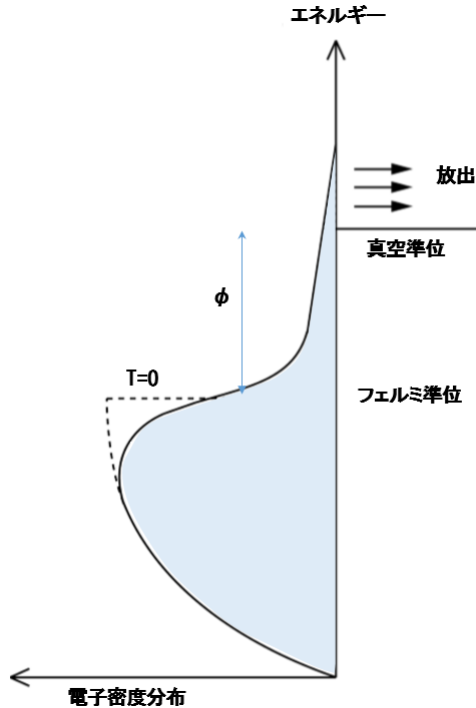


Fig. 2 熱電子放出

Fig. 2 に金属表面からの熱電子放出を表す概念図を示す。金属の温度が絶対零度の時、物質中の電子はフェルミ単位まで満たされていて、フェルミ準位より高いエネルギーに電子は存在しない。すなわち $E < E_F$ で $f=1.0$ 、 $E > E_F$ で $f=0$ 。金属の温度を上げていくと、物質的電子のエネルギーが上昇する。ここで、真空準位とフェルミ準位の差はこの金属の仕事関数 (Work function) と呼ばれ、 ϕ と表される。フェルミ単位にある電子は仕事関数以上にエネルギーを得ると真空準位よりも高くなり、金属外部の真空中へと放出される。ここに、仕事関数は OK の金属から電子を取り出すのに必要な最小エネルギーであり、カソード物質によって決まる重要なパラメータである。

熱電子の放出電流密度 J は、物質内電子のエネルギー分布の中で真空準位より高いエネルギー領域を積分することで導出する。 J は Richardson-dushman 式

$$J_{RD} = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{k_B T}\right) \quad (2-2)$$

と与えられる。ここで、 A は熱電子放出定数 (Thermionic emission constant) と呼ばれ、

$$A = \frac{4\pi e m_e k_B^2}{h^3} = 120.4 [A \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-2}] \quad (2-3)$$

と表記される。上式に、 m_e は電子の静止質量、 e は電荷、 h はプランク定数である。

このように、熱電子の放出電流密度は物質の仕事関数と温度だけで決定される。

次に、熱電子ビームの電流値を求める。理想的に、電流は電流密度にカソードの面積 S を掛けるだけで得られる。現実には仕事関数や温度に場所依存性があるため、実際に得ることができるビーム電流値は、

$$I = \int AT(s)^2 \exp\left\{-\frac{\phi(s)}{k_B T(s)}\right\} ds \quad (2-4)$$

となる。一般的に、理想的な電流値より小さくなる。

カソード物質は、用途に応じて様々なものが用いられる。タングステンやタンタルなどの高融点金属は古くから X 線管や送信管に用いられてきた。加速器用の電子銃カソードとして馴染み深いのが酸化カソードである。基盤金属の上にアルカリ土類金属の酸化物(例えば BaO) をコーティングしたもので、高温で活性化することにより遊離した Ba が仕事関数を下げる役割を果たし、比較的低い温度(1000°C 以下)で電子ビームを放出することができる。含浸型カソードは、多孔質タングステンにアルカリ土類金属の酸化物を含浸させたもので、比較的強固なカソードとして加速器でも広く利用されている。六ホウ化ランタン (LaBo) 等の希土類金属化合物は、単結晶の製造技術が進んできたこともあって、電子源カソードとして使用されるようになってきた。特に、高輝度の電子ビームが要求される電子顕微鏡用のカソードとして利用されている。

2.1.2. 電界電子放出 (Field Emission)

電子放出により、金属面の反対側に鏡像電荷を生じる。放出電子と鏡像電荷との間にはクーロン力によるポテンシャルは

$$V_i(z) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_z^\infty \frac{e^2}{(2z')^2} dz' = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} \quad (2-5)$$

と表記される。 z は電子と金属面の距離、 ϵ_0 は真空誘電率である。一般的に金属表面の真空ポテンシャル曲線は **Fig. 3** の点線になる。

外部電場からの印加電界 E がある場合、によるポテンシャルは

$$V(z) = V_0 - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} - eEz \quad (2-6)$$

に変化した。 V_0 は外部電場がないときの無限遠での真空ポテンシャルである。

z は

$$z = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{e}{\pi\epsilon_0 E}} \quad (2-7)$$

のところに最大値

$$V_{max} = V_0 - \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eE}{\pi\epsilon_0}} \quad (2-8)$$

となる。電子放出されるにはこの値を超えてゆく必要があるので、実効の仕事関数は

$$\phi' = \phi - \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eE}{\pi\epsilon_0}} \quad (2-9)$$

となる。

すなわち金属面に電場が存在することはより仕事関数が減少するのである。この現象は Schottky 効果と呼ばれている。

Schottky 効果を含む Richardson-dushman 式を書き直すと、

$$J_{RD} = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi'}{k_B T}\right)$$

$$= AT^2 \exp\left(-\frac{\phi - \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eE}{\pi\epsilon_0}}}{k_B T}\right) \quad (2-10)$$

となる。

金属表面に非常に強い外部電場をかけると、熱していなくても金属内部の電子がトンネル効果によって真空中に放出される。この現象は電界電子放出と呼ばれる。

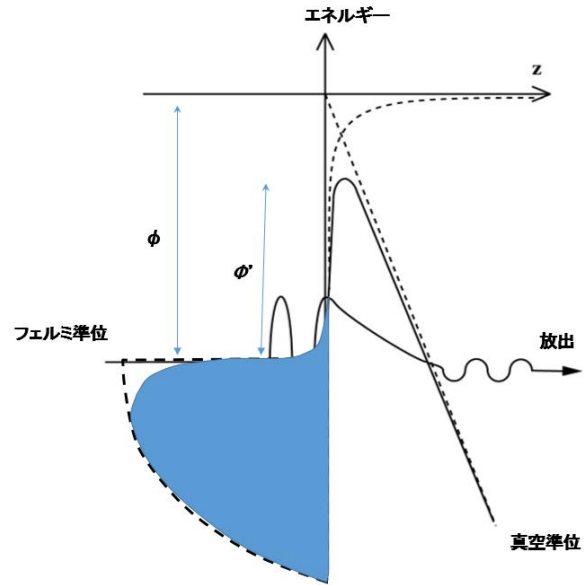


Fig. 3 電界電子放出

Fig. 3 に電界電子放出の概念図を示す。真空準位が強電場により傾き、表面ポテンシャル障壁が薄くなる。金属の仕事関数は数 eV なので、表面電界が数 GV/m になると、ポテンシャル障壁の厚みがナノメートル程度となり、金属内部電子の波動関数が真空中に滲み出し、トンネル効果として放出されるのである。

高電界を印加するデバイス、例えば電子を加速する加速管や高周波源であるクライストロン等では、電界電子放出現象は放電の原因となるため、可能な限りこれが生じないように局所的に電場が強くなるような構造にするなどの工夫が必要となる。その一方、電界電子放出を積極的に電子源として利用する例もある。先端をニードル状に尖らせたタングステン等の高融点金属に電圧を印加すると、先端から電界電子が放出され

る。ニードル先端の実効的な面積が極めて小さいことから、大電流を引き出すことはできないが、電子ビームの輝度が非常に高くなるため、高輝度の電子顕微鏡用電子銃として用いられている。

2.1.3. 光電子放出

光電効果は物質が光子を吸収して電子を放出する現象である。一般的に、金属に短波長の光を照射することで金属表面から電子が放出することが多い。その陰極を光陰極 (photo-cathode) とする。特に高周波の電磁場によってパルス化した電子ビームを加速する加速器と相性が良く、近年、多くの加速器で光陰極電子源の利用が進んでいる。

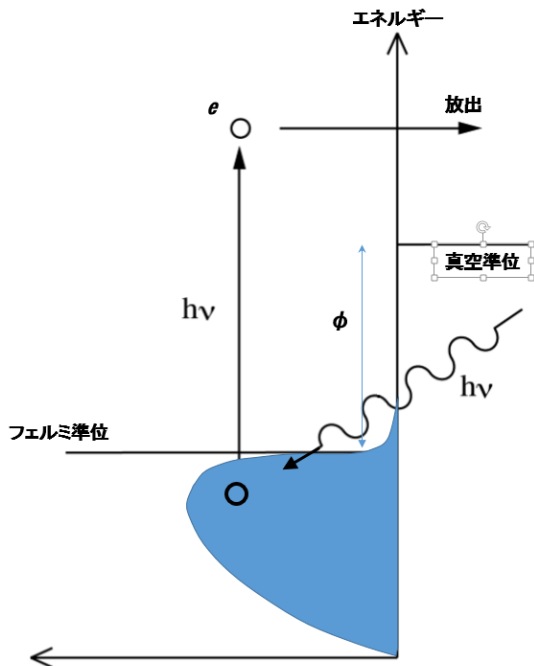


Fig. 4 光電子放出

光電子放出の概念図を Fig. 4 に示す。光を照射すると、金属内の伝導電子は光子エネルギー $h\nu$ を受け取りし、 $h\nu$ だけエネルギー準位が上がる。エネルギーが真空準位より高いと、電子が真空障壁を超えて真空中に飛び出される。従って、光子エネルギーが金属の仕事関数より高いこと、即ち、光の波長が短いことが必要になる。

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を製作する場合、陰極物質の選択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短波長レーザー光が用いられる。照射する光の光子数に対する放出電子の個数の割合は量子効率と呼ばれる。量子効率は光の波長の関数である。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を高める必要があり、光カソードを評価するための極めて重要なパラメータである。

光カソードは、用途に応じて様々な物質が用いられる。例えば、銅は比較的環境に強いので、RF電子銃用の光カソードとして最近よく用いられるようになった。但し、量子効率が低いことから、高出力の紫外線レーザーを必要とするなど、励起レーザーに対する負担が大きくなる。Cs₂Te は量子効率が高い半導体であるため、逆にレーザーに対する負担が小さく、複雑なバンチ構造を持つ電子ビームを生成するのに適している。但し、環境に対して敏感であるため、頻繁に光カソードを交換しなければならない。GaAs 系半導体はスピンを偏極させた電子ビームを生成する際に用いられる。円偏光レーザーを GaAs に照射して電子スピンを選択して励起するのであるが、偏極電子を真空中に引き出すためには、真空準位を GaAs の伝導体準位よりも低い状態にしなければならず、そのために、表面に Cs と酸素を数原子層だけ蒸着するといった特殊な技術を要する。当然のことながらこの特殊な表面を長時間維持するには電子銃内部を超高真空に保ち、加速電極の暗電流を極限まで小さくしなければならず、システム全体にわたって高度な技術が必要とされる。

2.1.4. 2次電子放出

2次電子放出とは、高エネルギーの電子やイオンを物質へ衝突させた際に物質表面から放出される現象である。

照射する1次電子またはイオンに対して発生する2次電子の比を2次電子放出係数と呼ぶ。2次電子放出係数を大きくした表面は、質量分析器などの微小なイオン信号を増幅するチャンネルトロンや微小な光電子信号を増幅する光電子増倍管などで利用される。

電子源として2次電子放出がある使われる陰極として、例えばダイヤモンド基板を使用する試みがなされている。この陰極は、薄いダイヤモンド基板に電界(数 MV/m)をかけ、基板の背面から比較的高エネルギーの電子(数 keV)を打ち込み、ダイヤモンド基板内部で多数の電子・正孔ペア生成し、内部の電界で加速し、電子・正孔ペア生成を繰返して拡散し、表面から多量の2次電子を取出す。十分な2次電子量を得るためには厚さ数 10 μm ~ 1mm 程度が必要であり、内部で発生した2次電子が表面に拡散するまでの時間が長いことから、短パルスの電子ビームの発生は難しいが、バンドギャップが 5.5 eV と非常に大きいために表面を水素終端させたダイヤモンド表面は安定した負の電子親和性状態となっている。

加速器では RF 加速空洞で2次電子放出は放電現象のきっかけとなってしまふ。1次電子により発生する2次電子数が増えると全体の電子数が増大し、空間の RF 場を破壊してしまう。空洞内で共鳴的に生じる2次放電発生現象を **Multi-pacting** と呼ぶ。空洞デザインによって **Multi-pacting** を避ける必要である。

2.2. カソード

2.2.1. 熱陰極

熱陰極からの放出電流を増やすために、仕事関数の小さい、動作温度の高い、すなわち融点の高い物質が望ましい。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、よく使われる熱陰極の材質は金属が基本である。純金属だけでなく酸化物を被覆した金属や、金属表面にバリウムの層が維持される含浸型陰極(**dispenser cathode**)、X線 FEL 用の熱カソードとして用いられている **CeB₆**、**LaB₆** 陰極 等、様々なタイプがある。

2.2.2. 光陰極

光陰極型 RF 電子銃では物質内の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

$$Q = \frac{\eta e W \lambda_L}{hc} \quad (2-11)$$

と与えられる。ここで η は物質の量子効率、 e は素電荷、 W はレーザーの出力エネルギー、 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

$$Q[\text{nC}] = 8.08 \times 10^{-3} \eta[\%] W[\mu\text{J}] \lambda_L[\text{nm}] \quad (2-12)$$

となる。用いるレーザー光源を確定すると、電荷量は量子効率から決まる。

量子効率は現象論的に仕事関数-などを用いて

$$\eta = A \left(h\nu - \phi + \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} \right)^2 \quad (2-13)$$

のように与えられる。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 はレーザーの周波数、 E は陰極表面の電場の大きさを **Schottky** 効果を表している。

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。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、表面電場表面状態によって大きく変化する。従って、高電荷量を取るため、カソードの製作及びレーザー光源の開発を同時に進めなければならない。

一般に、光陰極材料は大きく分けると金属と半導体二つのタイプに大別される。さらに金属は純金属と合金、半導体は正と負の電子親和性に分け

て分類することができる。金属と半導体の大きな違いは、バンドギャップの有無であり、この違いが両者の光電子放出の性質（量子効率や応答性など）の違いに深く関わっている。

まず、 Cs_2Te や K_2CsSb 、 GaAs に代表される半導体光陰極材料は、量子効率 (QE) が 1%以上と非常に高いのが特徴で、マルチバンチ運転や大電流生成用の電子銃で多く採用されている。KEK では BNL 型 RF 電子銃でマルチバンチビームを生成するため、1.0 程度の量子効率が得られる Cs_2Te カソードを使用している。 Cs_2Te カソードは CERN (欧州原子核研究所) により開発されたカソード材料で、真空中で Cs と Te を蒸着させて生成する。しかし、半導体光陰極材料の寿命が非常に短く、優れた光電子放出特性を維持するために、常に陰極を超高真空 ($<10^{-8}$ Pa) 環境におく必要があるなど、取り扱いが難しくかつ装置が大がかりとなる。また、Cs や K といった活性な物質による空洞汚染の危険性も考慮する必要がある。

一方、銅やマグネシウムといった純金属光陰極材料は、寿命が非常に長い (~1 年) という特徴がある。SLAC の X 線 FEL である LCLS 入射器にも BNL 型の RF 電子銃が使用されており、カソードには空洞の構造材である銅をそのまま使用している。Cu の量子効率は 0.01 から 0.001 程度と低いが、構造が単純である点が利点である。また、比較的低い繰り返しであれば数 nC 程度のバンチを生成することは現在のレーザー技術からすれば容易である。BNL では Cu より量子効率が一桁から二桁高い Mg をカソードに用いている。銅の母材にディスク状の Mg を熱的にしめて固定している。しかし、その量子効率は、半導体光陰極材料の性能と比較すると非常に低い (QE ~ 10^{-4}) うえに、この量子効率を引き出すためには、表面研磨や化学処理、レーザークリーニングやイオンビームクリーニングといった様々な表面処理が必要となる。そして、製作に手間がかかること、Cu と Mg の境界で放電を生じる可能性があることが欠点である。

フォトカソード材料の寿命 (Lifetime) と量子効率 (Quantum Efficiency) は重要なパラメータである。量子効率とは、光電子放出の発生確率で、寿命との関係を Fig. 5 に示す。

フォトカソードの量子効率と寿命は逆数関係にあり、一般的なアルカリ系カソードである Cs_2Te は量子効率が良い (>0.1) が、寿命が短く (<100 h)。また一般的な金属カソードでは寿命は長い (>1000 h) が、量子効率が非常に低い ($<10^{-4}$)。理想的な高量子効率かつ長寿命なフォトカソード材料は現在存在していない。従って、実際のフォトカソード型電子源は、要求される電子ビームの性能と加速器の運転状況により選択する。

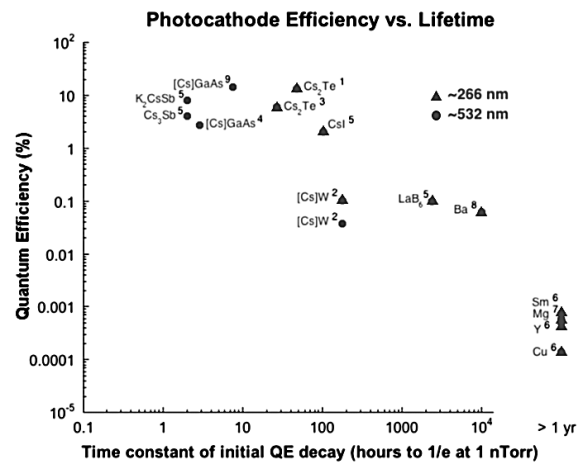


Fig. 5 フォトカソードの寿命と量子効率の関係

2.3. 電子の運動

2.3.1. 電荷制限

カソードから放出することのできる電流密度には限界がある。

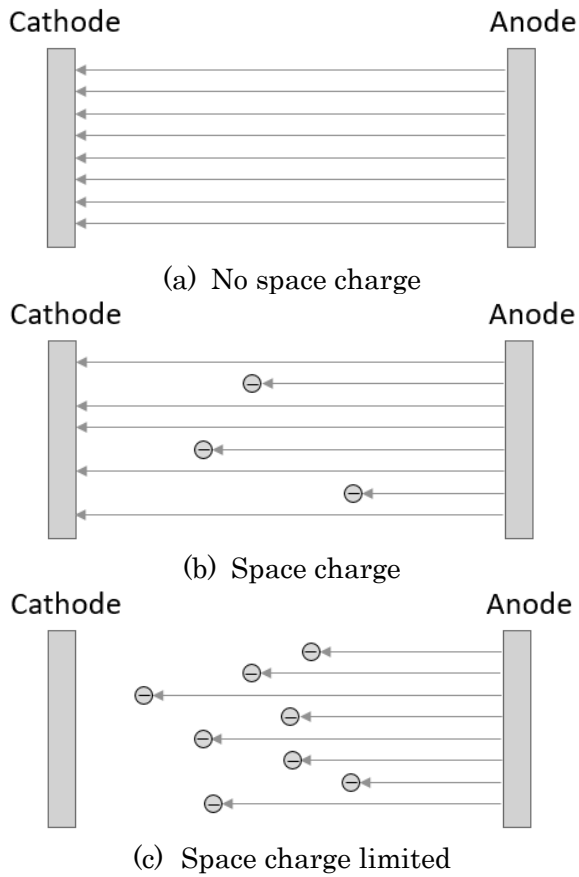


Fig. 6 空間電荷制限概念図

Fig. 6 に空間電荷制度の概念図を示す。電子銃のカソードから放出された電子はマイナスの電荷を持っているので、かけられている電場に従い陽極へと導かれ、陽極 (Anode) 孔からビームとして取り出される (Fig. 6 a)。

電子が空間内に存在していると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。カソードから引き出された電子から生じる電場は、カソード方向から見ると、加速電場とは逆方向である。カソード面から大きなビーム電流でビームを引き出す場合、カソードから放出される電子の密度を増やしていくと、この逆方向の電場が加速電場を相殺し、カソード表面の電場が低下となる (Fig. 6 b)。

空間電荷制限では全ての電気力線は空間電荷で終端し、陰極へ到達せず、陰極表面での電場は消失する (Fig. 6 c)。この状態ではカソード自身

が更に電子を放出する能力を持っていたとしても、カソード面からビームを引き出すことができなくなる。この限界に相当する電流値は空間電荷制限電流値と呼ばれる。

真空中において z 軸に垂直で互いに平行な陰極と陽極があり、陰極 ($z = 0, V = 0$) で発生した電子ビームが陽極 ($z = d, V = V(z)$) に向けて進む定常の直流電子ビームを考える。ある位置 z においてエネルギー $E = eV(z)$ 、空間電位 V と電荷密度 ρ はポワソン方程式

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_0} \quad (2-14)$$

を満たす。電流値は電子速度 v を用いて

$$J = -\rho(z)v(z) \quad (2-15)$$

と表される。 v は

$$v(z) = \sqrt{\frac{2eV(z)}{m}} \quad (2-16)$$

である。 v と ρ を消去すると

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = \frac{J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} V(z)^{-\frac{1}{2}} \quad (2-17)$$

を得る。両辺に $2(dV/dz)$ をかけると

$$2 \frac{dV}{dz} \frac{d^2V(z)}{dz^2} = \frac{2J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} V(z)^{-\frac{1}{2}} \frac{dV}{dz} \quad (2-18)$$

両辺 z で積分すると、

$$\left(\frac{dV}{dz}\right)^2 = \frac{4J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} V(z)^{\frac{1}{2}} + C_1 \quad (2-19)$$

となる。 C_1 は積分定数である。陰極表面では $V = 0, z = 0$ で $dV/dz = 0$ であるから、 $C_1 = 0$ となる。上式を変形すると

$$V^{-\frac{1}{4}} \frac{dV}{dz} = \sqrt{\frac{4J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}}} \quad (2-20)$$

を得る、両辺さらに z について積分すると

$$\frac{4}{3}V^{\frac{3}{4}} = \sqrt{\frac{4J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}}} z + C_2 \quad (2-21)$$

となる。\$V=0, z=0\$であるから \$C_2=0\$となる。空間電荷制限電流密度は下記のようになる。

$$J = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (2-22)$$

これはチャイルド・ラングミュア (Child-Langmuir)式で表される。ここで、\$V\$は真空の誘電率、\$V\$は電極間の印加電圧、\$d\$は電極間のギャップである。例えば、印加電圧 500kV、電極間ギャップ 50 mm の場合、空間電荷制限電流密度は 33 Acm⁻²となる。

ここまでは、無限に広いカソードから電子が放出される場合、即ち、カソードに対する情報を含まず、空間方向に関してビーム軸方向の一次元のみを考慮した議論であった。しかし一般的に、優れたカソードを使用しても、空間電荷制限電流値を超えることはできないことを示すことができる。この値は上限式となる。

一般に、電子銃の空間電流制限電流値は\$V^{3/2}\$に比例する。

$$J = PV^{3/2} [A \cdot V^{-3/2}] \quad (2-23)$$

これを二分の三乗則 (Three-halves law) という。比例係数 \$P\$ はパービアンズと呼ばれ、電子銃の特性を決める重要なパラメータである。パービアンズ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。

カソードの面積を \$S\$ とおくと、

$$P = 2.33 \times 10^{-6} \frac{S}{d^2} \quad (2-24)$$

つまり、パービアンズはカソードの面積に比例し、陰極・陽極間隔の 2 乗に反比例する。

陰極で発生した電子を陰極・陽極間にかけての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 Fig. 7 のような変化をみせる。

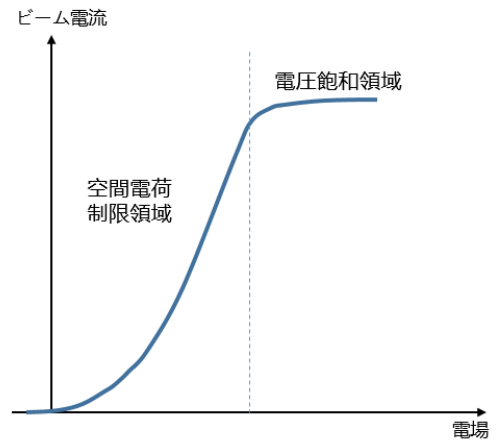


Fig. 7 ビーム電流の陽極電圧による変化。

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。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 乗に比例する。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。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。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。

2.3.2. 空間電荷効果とユニバーサル関数

陽極孔を通過した電子は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。

ビームの発生時、横方向運動量がゼロという仮定し、パービアンズで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

$$\frac{dp_r}{dt} = eE_r = \frac{e\rho}{2\epsilon_0}r \quad (2-25)$$

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

$$Q = \pi r^2 L \rho \quad (2-26)$$

と表される。質量 m が時間的に変化しないと仮定すると

$$p_r = mdr/dt \quad (2-27)$$

なので、これらを運動方程式に代入すると

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{eQ}{2\pi r\epsilon_0 mL} \quad (2-28)$$

となる。 $t=0$ でのビーム半径を r_0 とおいて、時間によってビーム半径の変化

$$R(t) = r/r_0 \quad (2-29)$$

が表される。ここで、変数 τ を導入し、

$$\tau(t) = \sqrt{\frac{eQ}{\pi\epsilon_0 mL}} \cdot \frac{t}{r_0} \quad (2-30)$$

のように変数変換すると

$$\frac{d^2R}{d\tau^2} = \frac{1}{2R} \quad (2-31)$$

となる。変数 τ の解は

$$\tau = \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\log R}} = \int_0^{\log R} \frac{e^x}{\sqrt{x}} dx \quad (2-32)$$

である。ここで、 $x = \log R$ である。展開すると、

$$\tau = \frac{e^x}{\sqrt{x}} \cdot \left(\sum_n (-1)^{n-1} \cdot \frac{(2x)^n}{1 \cdot 3 \cdots 2n-1} \right) \quad (2-33)$$

となる。

この形のままで使いにくいので、 $n=5$ の項まで展開して数値的に求めた値で表すと

$$R = 0.861 + 0.362\tau + 0.0125\tau^2 \quad (2-34)$$

となる。

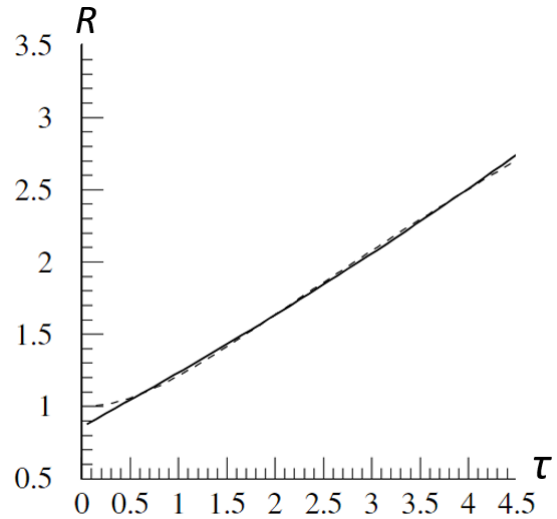


Fig. 8 横軸は τ 、縦軸は R をあらわす。点線は式(2-33)より数値的に求めたもの、実線はそれを二次の多項式で最適化したもの。

Fig. 8 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。

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 u_0 とするとローレンツ変換より各変数は

$$r' = r \quad (2-35)$$

$$z' = \gamma(z + u_0 t) \quad (2-36)$$

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

$$t = \frac{z'}{\gamma v_0} = \frac{t'}{\gamma} \quad (2-37)$$

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

$$Q = \frac{I \cdot L}{\gamma v_0} \quad (2-38)$$

$$\tau = \sqrt{\frac{e}{\epsilon_0 m_0} \cdot \frac{I}{\pi \gamma v_0^3} \cdot \frac{z'}{\gamma r_0}} \quad (2-39)$$

を得る。ここで $m = m_0 \gamma$ とした。

こうした粒子間に働くクーロン力の影響により、ビーム粒子の運動が、ビーム強度やビーム分布に依存して変化する現象を空間電荷効果と呼ぶ。ここまでわかることは、ビームサイズは空間電荷効果により式(2-33)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(2-33)をユニバーサル関数と呼ぶ。座標系の変換は上式による変数 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。

2.3.3. 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。電子銃から発生した電子は陽極孔から自由空間を進んで、ビーム自身が作る電磁場によって徐々に広がって、エミッタンスが増大する。

ビーム径が小さくなれば横方向運動量も小さくて、エミッタンスも小さくなる。ビーム径 $r_0 R$ には、初期ビーム半径 r_0 が電子銃の設計値として与えられるが、 R が狭い範囲に線形で r によって増加する。式(2-39)に示されているように、 r を小さくするためには電流 I を減少させるが、 γ を増加する。式

$$\gamma = 1 + \frac{eV}{m_0 c^2} \quad (2-40)$$

によって、 γ を増加のため、極間電圧 V を上昇させるなければならない。また電圧と電流はパービアンズ P を用いると、

$$I = P V_A^{3/2} \quad (2-41)$$

となるので、 r はパービアンズと極間電圧について

$$r \propto \sqrt{P} V_A^{3/4} \left(1 + \frac{eV}{m_0 c^2}\right)^{-3/2} \quad (2-42)$$

のように変化する。従って、エミッタンス増大を抑制するためには、 r を小さくし、電流を少なくし、パービアンズを小さくし、かつ極間電圧を増加させる必要がある。

ビームはいったん加速されてしまえば式(2-39)でしめされているように γ が増加するにしたがって r の変化率は減少し、 $\gamma \sim \infty$ の極限では全く増加しなくなる。つまり高エネルギーの極限では空間電荷効果によるビーム径、エミッタンスの増加は問題とならない。したがって空間電荷効果によるエミッタンスの増大が問題となるのはビームが相対論的領域に加速されるまでのドリフト領域である。

2.4. RF 加速空洞

自由空間を伝搬する RF は横波であるため、このままでは電子の進行方向へ加速できない。円筒状の金属管に高周波を流し込むと高周波の電磁場が歪み、中心軸方向電場成分を持つようにすることができる。管内で歪んだ電場の伝搬速度を電子の移動速度に同期させるため、中心に穴の開いた金属板（ディスク）を等間隔に金属管内に配置したディスクロード型と呼ばれる構造体を用いる。これが RF 加速管である。

電子は静止質量エネルギー 511 keV、電荷 $e = -1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ を持つ素粒子であり、3MeV まで加速すると速度は光速の 0.990 倍に達する。従って、電子の加速においては、電子生成直後すぐに光速に到達でき、一部のみ速度変化を考慮すれば良いことになる。電子の加速を考える際、ほとんどの場合において加速管内での速度変化を考え

なくても良いという点が他の陽子など重い粒子を加速する場合と異なる。実際の加速器では電子源として RF 電子銃を採用し、電子銃部のみで数 MeV の運動エネルギーを与えるような設計になっているものもある。

2.4.1. Brookhaven National Laboratory (BNL)

S-band RF gun では、BNL タイプと呼ばれる 1.5 cell の軸上結合型の空洞が広く使用されている。

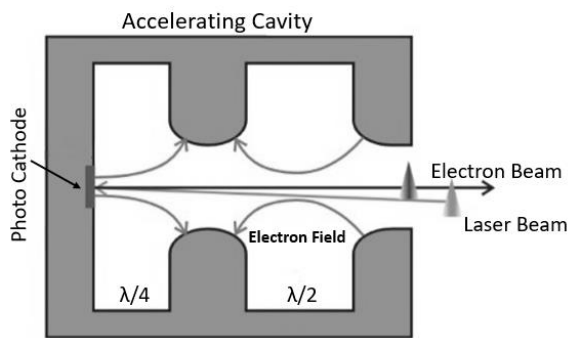


Fig. 9 BNL 型 RF 電子銃

Fig. 9 に BNL 型の RF 電子銃の電場プロファイルを断面で示す。図の中心軸左端で発生した電子ビームは右に向かって加速される。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。

S band 加速部となる共振周波数 2856 MHz の高周波共振器空洞にクライストロンによって増幅された高周波を蓄積する。空洞壁面と一体化されたカソード上には 90 MV/m から 120 MV/m 程度の非常に強い高周波加速電界が生成される。このように高周波加速位相に同期してレーザー光を用いて光電子を取り出す。BNL 型は二つのセルからなる共振構造をとっており、位相差 π (180 度) の定在波型空洞である。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。 π モードを加速に用いることで電子ビームと RF 位相同期をして、取り出された光電子は加速電界によって複数セルに加速

され。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数 MeV を超える相対論的エネルギーまで加速される。

2.4.2. 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

$$E_z = E_0 \cos kz \cdot \sin(\omega t + \phi_0) \quad (2-43)$$

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 $t=0$ での初期 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。

$$\phi = \omega t - kz + \phi_0 \quad (2-44)$$

$$= k \int_0^z \left(\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} - 1 \right) dz + \phi_0$$

γ は相対論における γ である。

$$\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} = \frac{1}{\beta} \quad (2-45)$$

は電子の 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。

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{eE_0}{2mc^2} (\sin\phi + \sin(\phi + 2kz)) \quad (2-46)$$

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 $z \ll 1$ で上式における kz 項の寄与は限定的となる。そこで $\phi \sim \phi + 2kz \sim \phi_0$ と仮定すると上式は

$$\frac{d\gamma}{dz} \cong \frac{eE_0}{2mc^2} \sin\phi_0 \quad (2-47)$$

と近似できる。これより γ は

$$\tilde{\gamma} = 1 + 2\alpha \sin(\phi_0) kz \quad (2-48)$$

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

$$\alpha = \frac{eE_0}{2kmc^2} \quad (2-49)$$

である。近似解である式(2-48)を ϕ 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。

$$\phi = \frac{1}{2\alpha \sin \phi_0} \left(\sqrt{\tilde{\gamma}^2 - 1} - \tilde{\gamma}^2 + 1 \right) + \phi_0 \quad (2-50)$$

式(2-44)の z による被積分関数は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く、陰極近傍ということになる。陰極近傍で有効な近似式(2-47)を使用して求めた式(2-53)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(2-47)を z について積分して、式(2-50)の ϕ を代入すると γ が求められる。 ϕ は陰極付近でのみ z について変化を示すので、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(2-46)を積分してやると次式を得る。

$$\gamma = 1 + \alpha \left(kz \sin \phi + 1/2(\cos \phi - \cos(\phi + 2kz)) \right) \quad (2-51)$$

この近似解は正確解と非常によく一致を示す[7]。

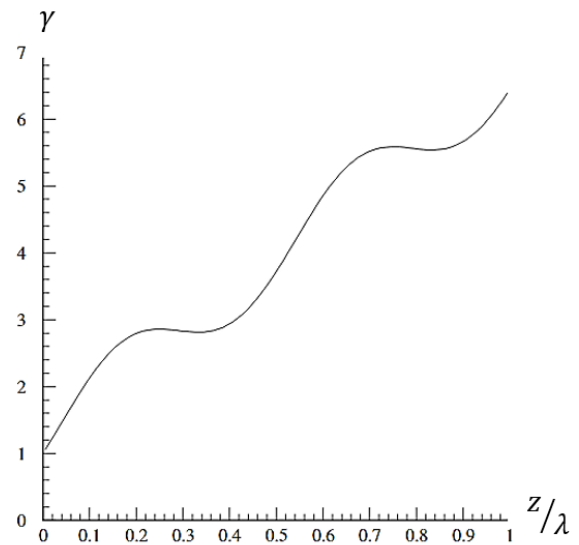


Fig. 10 γ を距離の関数として表示したものである。距離はRFの管内波長で規格化してある。

Fig. 10は上式より求めた 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。

2.4.3. 横方向のダイナミクス

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パルス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。パルスレーザーの短時間幅に対応される短バンチビームの発生、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。

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ェ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。

$$E_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial}{\partial z} E_z \quad (2-52)$$

$$cB_\theta = \frac{r}{2c} \frac{\partial}{\partial t} E_z \quad (2-53)$$

z 軸にそって移動する電子がうける半径方向 r の力は E_r および B_θ を合わせて

$$F_r = e(E_r - \beta c B_\theta) \quad (2-54)$$

のように与えられる。

ここで z 軸方向の電場は一般的に次のように書けることを仮定する

$$E_z = E(z) \cos kz \sin(\omega t + \phi_0) \quad (2-55)$$

この仮定で F_r を書きかざすと

$$F_r = -\frac{er}{2c} \frac{d}{dt} \left(E(z) \sin kz \cos(\omega t + \phi_0) \right) - \frac{er}{2} \left(\frac{d}{dt} E(z) \right) \cos kz \sin(\omega t + \phi_0) - \frac{er\beta}{2c} \left(\frac{d}{dt} E(z) \right) \sin kz \cos(\omega t + \phi_0) \quad (2-56)$$

のようになる。

半径方向の運動を表す方程式は

$$\frac{dp_r}{dt} = \frac{F_r}{mc} \quad (2-57)$$

のように記述される。ここで p_r は半径方向の無次元運動量で

$$p_r = \gamma \frac{1}{c} \frac{dr}{dt} \quad (2-58)$$

与えられる。

運動量 p_r を求めるために式(2-57)を時間について積分する。 F_r には式(2-55)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、時間積分がゼロとなる。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、空洞内部において $E(z)$ は定数である。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。

$$E(z) = s(z_f - z) E_0 \quad (2-59)$$

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。

$$s(z) = \begin{cases} 0 & (z < 0) \\ 1 & (z \geq 0) \end{cases} \quad (2-60)$$

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

$$\frac{dE(z)}{dz} = \delta(z - z_f) E_0 \quad (2-61)$$

となる。

これらの仮定のもと p_r を求めると

$$p_r = \alpha kr \beta \cos kz_f \sin(\omega t + \phi_0) - \alpha kr \sin kz_f \cos(\omega t + \phi_0) \quad (2-62)$$

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、

$$p_r = \alpha kr \sin \phi_f \quad (2-63)$$

と書ける。

$$\phi_f = \omega t - kz_f + \phi_0 \quad (2-64)$$

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は

$$\varepsilon_x = \sqrt{\langle p_x^2 \rangle \langle x^2 \rangle - \langle p_x x \rangle^2} \quad (2-65)$$

と与えられる。 p_r を直交座標系に変換すると

$$p_x = \beta \gamma \frac{dx}{dz} = \alpha k \sin \phi_x \quad (2-66)$$

となるので、これを ε_x に代入すると

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k \langle x^2 \rangle \sqrt{\langle \sin^2 \phi_f \rangle - \langle \sin \phi_f \rangle^2} \quad (2-67)$$

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。

$$\phi_f = \langle \phi_f \rangle + \Delta \phi \quad (2-68)$$

と置いて二次までの展開で上式を近似すると

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k \langle x^2 \rangle \times \sqrt{\langle \Delta \phi^2 \rangle \cos^2 \langle \phi_f \rangle + \frac{\langle \Delta \phi^4 \rangle - \langle \Delta \phi^2 \rangle^2}{4} \sin^2 \langle \phi_f \rangle} \quad (2-69)$$

となる。 $\Delta \phi \ll 1$ であるので、上式の二乗根中の \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 $\langle \phi_f \rangle = \frac{\pi}{2}$ で最小となり、その時の値は

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k \frac{\langle x^2 \rangle}{2} \sqrt{\langle \Delta \phi^4 \rangle - \langle \Delta \phi^2 \rangle^2} \quad (2-70)$$

と近似になる。

ビーム形状として一般的なガウス分布を仮定すると

$$\langle \Delta \phi^4 \rangle - \langle \Delta \phi^2 \rangle^2 = 2(\sigma_f)^4 \quad (2-71)$$

となるので、

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k \frac{\langle x^2 \rangle}{2} \sigma_\phi^2 \quad (2-72)$$

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

$$\varepsilon_x^{rf} = \alpha k^3 \frac{\sigma_x^2 \sigma_z^2}{\sqrt{2}} \quad (2-73)$$

と表される。

RF エミッタンスは RF 電子銃出口での収束力のスライス形状による違いにより発生する。すなわち、スライス形状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。一般的に、この問題を解決するのは電子銃下流にソレノイド磁場などの収束場を設けて、スライス形状の不一致を抑制する。

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の関数であるという仮定のもと Kim によって導かれている。詳細な導出については文献[7]を参照していただきたい。

ビームの分布としてガウス分布を仮定すると、

$$\varepsilon_{SC} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\alpha k} \frac{1}{\sin \phi_0} \frac{I}{I_A} \frac{\sigma_z}{3\sigma_x + 5\sigma_z} \quad (2-74)$$

と表される。ここで

$$\alpha = \frac{eE_0}{2mc^2k} \quad (2-75)$$

E_0 は加速電場の最大値、 $\lambda_{RF} = 2\pi/k$ 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、 $\delta_{x,z}$ は横方向と縦方向のビームサイズである。

結果として、各モデルのシミュレーションが大きく異なるが、初期位相 ϕ_0 のエミッタンスを小さくするように最適化したときに得られる値としては似たようである。 $\sin \phi_0 = 1.0$ と置きかえたもの、すなわち

$$\varepsilon_{SC} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\alpha k} \frac{I}{I_A} \frac{\sigma_z}{3\sigma_x + 5\sigma_z} \quad (2-76)$$

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。

ガウス型などのビームには、非線型であるので、空間電荷効果でエミッタンス増大は避けられない。均一プロファイルに整形すれば、エミッタンス増大は大幅に抑制できる。

初期エミッタンス

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 $\bar{\epsilon}_r$ 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

$$\bar{\epsilon}_r = \frac{4\pi m}{Nh^3} \int_{W-h\nu}^{\infty} d\epsilon_z \int_0^{\infty} d\epsilon_r \cdot \frac{\epsilon_r}{e^{-(\epsilon_z + \epsilon_r - \mu)/kT} + 1} \quad (2-77)$$

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 $T=0$ とおくと上式は

$$\bar{\epsilon}_r = \frac{4\pi m}{Nh^3} \int_{W-h\nu}^{\mu} d\epsilon_z \int_0^{\mu - \epsilon_z} d\epsilon_r \cdot \epsilon_r \quad (2-78)$$

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きて結果は

$$\bar{\epsilon}_r = \frac{4\pi m}{Nh^3} \frac{(h\nu - \phi)^3}{6} \quad (2-79)$$

のようになる。また放出電子数 N は同様の積分より

$$N = \frac{4\pi m}{h^3} \int_{W-h\nu}^{\mu} d\epsilon_z \int_0^{\mu - \epsilon_z} d\epsilon_r = \frac{4\pi m}{h^3} \frac{(h\nu - \phi)^2}{2} \quad (2-80)$$

と求められるので、 $\bar{\epsilon}_r$ に代入すると

$$\bar{\epsilon}_r = \frac{h\nu - \phi}{3} \quad (2-81)$$

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。

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次のようになる。

$$\bar{\epsilon}_r = \frac{h\nu - \phi}{3} + kT \quad (2-82)$$

これより横方向のエミッタンスは

$$\epsilon_r = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{2(h\nu - \phi)}{3mc^2} + \frac{2kT}{mc^2}} \quad (2-83)$$

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。仕事関数は表面電場 E があると

schottky 効果により $\sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}$ 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

$$\phi = \phi_0 - C_s \sqrt{E} \quad (2-84)$$

となる。ここで

$$C_s = \sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon_0}} = 3.79 \times 10^{-5} \quad (2-85)$$

である。エミッタンスを

$$\epsilon_r = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{2(h\nu - \phi_0 + C_s \sqrt{E})}{3mc^2} + \frac{2kT}{mc^2}} \quad (2-86)$$

に変換する。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のエネルギーの寄与は更に増大する。

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。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。

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

$$\epsilon = \sqrt{\epsilon_{SC}^2 + \epsilon_{RF}^2 + \epsilon_{Th}^2} \quad (2-87)$$

3. SuperKEKB 用 RF 電子銃の開発

電子源で重要なのは輝度であり、高い輝度を得るには大電流(重荷)と低エミッタンスが必要であ

る。電流は電子源の物質と電子放出方法で決まり、エミッタンスは初期運動量分布とその後の加速過程によって決まる。

3.1. Disk And Washer (DAW)

3.1.1. DAW 型 RF 電子銃の空洞設計

BNL タイプ加速空洞には実績があるが、この空洞で我々のビームパラメータを実現することは現実的ではないと結論付けられた。SuperKEKB 用の RF 電子銃として目標性能を得るためには、従来の RF 電子銃の開発方針とは全く異なるアプローチが必要である[8]。当初高電荷に対応する RF 電子銃として L バンドを採用する事も検討したが、システム全体のコストや電界強度の点から S バンドで高電荷を出す空洞の開発を行う方針となった。しかし、S バンド BNL タイプの RF 電子銃では通常 1 nC 程度のビーム発生が限界であり、5 nC を越える高電荷を出力するにおいては空間電荷効果によりビームが発散してしまう (Fig. 11)。これが射影エミッタンスを悪化させる。そうすると、後のビーム輸送においてエミッタンス保存とビーム集束の両方を考えなくてはならない。

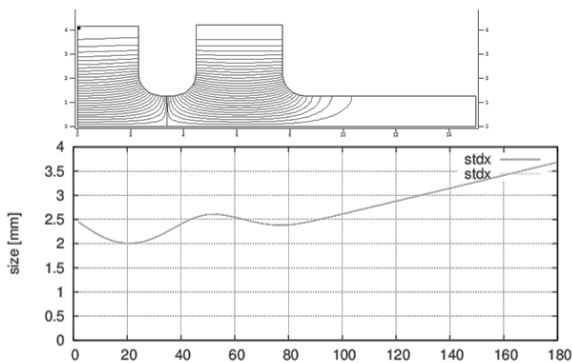


Fig. 11 5nC beam tracking simulation

そこで我々は RF gun の中でビームサイズが大きくなならないような空洞の設計を進めた。すなわち空洞を作る電場に集束方向の電場成分を加えることで、空間電荷効果の逆電場をかけることを考えた。しかし、ビームホールが電氣的結合も兼ねているので、軸結合型の空洞では軸近傍の電場

分布を自由に設計することは難しい。したがって、軸上高周波結合の空洞では不可能であり、軸外結合 (Annular coupling) の空洞として Disk and Washer (DAW) 型の空洞を採用し、RF gun の開発を進めた。そしたら、 $\pi/2$ モードで励振されないセルをビーム軸上からずらして外側に配置した。DAW 型 RF 電子銃は、電場によるビーム収束と、短いトランジットタイムファクターによる速度変調が可能な、大電荷のビームを小さいビームサイズを保ちつつ加速するのに非常に有効な RF 電子銃である。

DAW 型加速空洞の構造は古くから知られてきたが、その構造の機械加工の難しさから軸結合加速空洞と比べると実用例は非常に少ない。しかし近年の電磁場解析コードの高精度化と 3 次元機械加工技術の向上で DAW 型加速空洞の実用化も可能になっている。

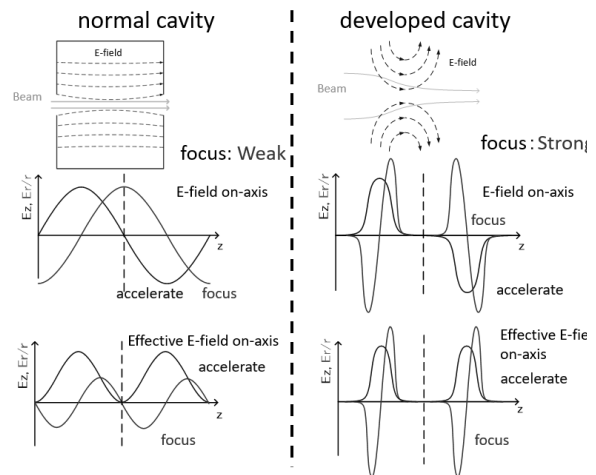


Fig. 12 ビームパイプにより集束電場

通常の RF gun では軸上での電磁氣的結合のため、電極が R 方向にも Z 方向にも遠く、ビームの集束が難しく、また走行中に RF 位相が変化してしまう。DAW 型やサイドカップルでは高周波は空洞の外側から結合するため軸上を任意の細さのビームパイプにでき、ビームの集束電場を作り易く、また、走行時間係数 (Transit Time Factor) を小さくできるためビームから見た RF の位相の変化を抑えられる (Fig. 12)。

東京理科大学 FEL 施設において、DAW 型熱カソード RF gun が開発され数年前に設置され運用実績がある。これは、DAW 型 RF gun による

電場集束により熱カソードから発生したビームを集束しつつ加速する効果を見込んだものである。

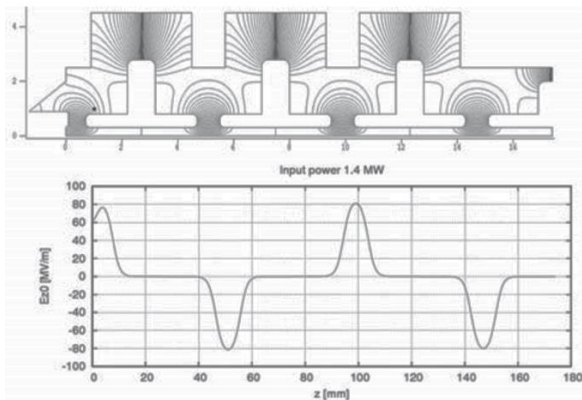


Fig. 13 理科大 RF 電子銃空洞 2 次元モデル Superfish 電場の電場分布 (上) と軸上電場強度 (下)。

Fig. 13 に理科大 RF gun の 2 次元モデルの電磁場計算結果を示す。この RF gun においては加速ギャップを非常に狭くすることで Alternative Phase Focus (APF) という集束効果を生み出している。射影エミッタンスが増加せず収束させる方法で電界収束であり、このように加速ギャップを自由に設計できる点が軸外結合である DAW 型空洞の利点である。この空洞では軸外結合の特性を生かし、空洞が作る電場が集束作用を持つように設計されている。5 nC の高電荷を発生させるため空間電荷効果が強くそれに打ち勝つ集束力が必要であった。さらに、カソードセルでは、エミッタンスを悪化させずに強力に集束電場を得られるような設計になっている。

また、この空洞には放電頻度を下げたための工夫が 2 点ある。放電頻度を決めているのは電場強度と電場が印加されている時間である。つまり、最大軸上電場強度を 80 MV/m と低く設計することで、結合係数 β を 1 以上にフィリングタイムを短くするという。SuperKEKB で長期運転に使用するには放電頻度が低い安定な電子銃であることが重要なので、この設計思想の DAW 型 RF gun は理想的である。

この理科大熱カソード RF gun を元に高電荷フォトカソード RF gun への改良設計を行った。

5 nC という高電荷ビーム発生のためにはビームのエネルギーが低いカソード付近の設計が重要になる。そこで、レギュラーセルはそのまま流用しカソードセルのみ再設計を行ないフォトカソードで高電荷低エミッタンスビームを実現する RF gun の開発を行った。エミッタンスは Linac 終端で 20 mm-mrad を実現するため RF gun では 10 mm-mrad を目指すこととした。

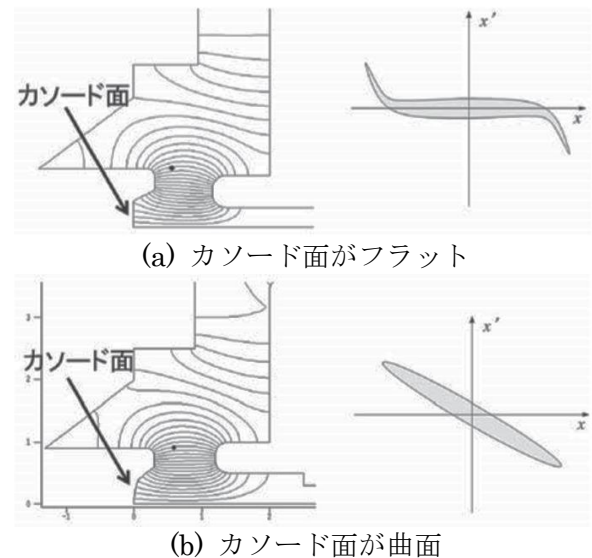


Fig. 14 カソード面形状 (左) と位相平面上のビーム形状 (右)

レーザーパルス長 30 ピコ秒、カソード径 6 mm と空間電荷効果の影響を受けにくいパラメータを選択したが、ビームトラッキングを進めるとやはり 5 nC の発散力は大きくカソード付近には大きな集束方向の電場が必要であることがわかった。そこで **Fig. 14** のようにカソードの周りに大きなノーズをもたせることでこの電場を作ろうと試みた。しかし、2 次成分を含む集束電場を作ってしまうと **Fig. 14** (a) のように位相平面上でビームが歪みエミッタンス悪化の原因となってしまう。これはカソードの外側部分にのみ強い集束方向の電場が働くためである。そこで、**Fig. 14** (b) のように湾曲したカソードからビームを取り出すこととすると線形に集束力が働き位相平面上のビーム形状を崩すことなくビームを集束させることができる。このようにして設計された空洞の 2 次元計算結果を **Fig. 15** に示す。

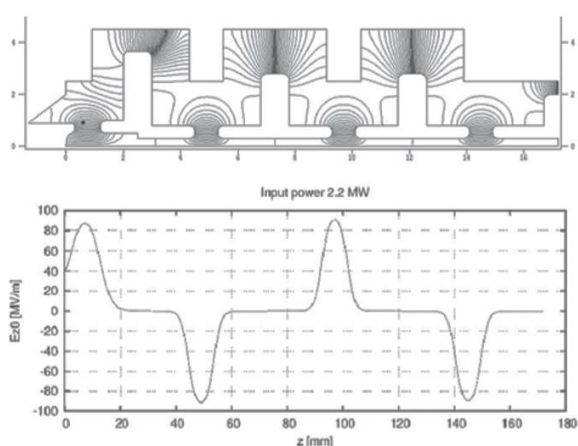


Fig. 15 DAW タイプ RF 電子銃空洞 2 次元モデル Superfish 電場の電場分布（上）と軸上電場強度（下）。

カソードへ入射されるレーザーパルスは 30 ps の矩形パルスを想定した。ビームシミュレーションの結果より、この加速空洞は Alternative Phase Focus (APF) によるビーム集束によりビームサイズを小さく保つことで 5 nC を 6 mm φ の細いビームパイプを外部磁場集束無しで 100% 透過できるという結果を得ている。この計算結果を Fig. 16 に示す。目標であった 10 mm-mrad を切る 6 mm-mrad のビームが生成できることがわかった。

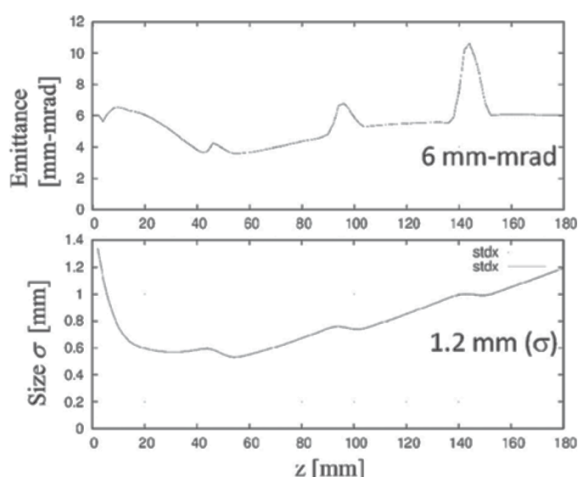


Fig. 16 RF gun 内部でのビームトラッキングシミュレーション結果 (GPT) (上: エミッタンス, 下: ビームサイズ)

Fig. 17 が DAW 型 RF gun の カットビューである。60° の角度で レーザー入射ポートが 2 箇所付いている。カソードロッドの挿入する位置を

調整することで入力高周波の周波数 2856 MHz に一致させた。空洞が 4 つと少なく結合度が大きいために、このように第一空洞のみの調整で RF gun 全体の周波数調整が可能になる。

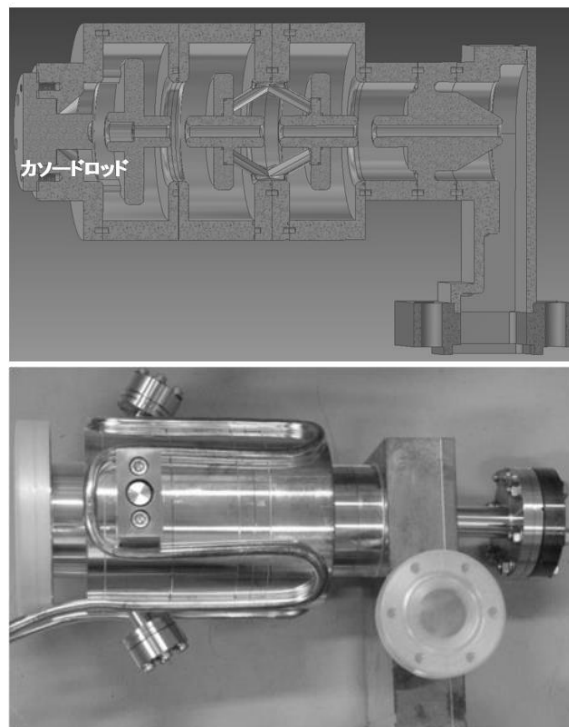


Fig. 17 DAW 型 RF gun のカットビューと写真

3.1.2. DAW 型 RF 電子銃のビームスタディー

KEK 入射器棟の 3-2 セクターでは 2011 年夏にこの DAW 型のフォトカソード RF gun の試験運転を行っていた。

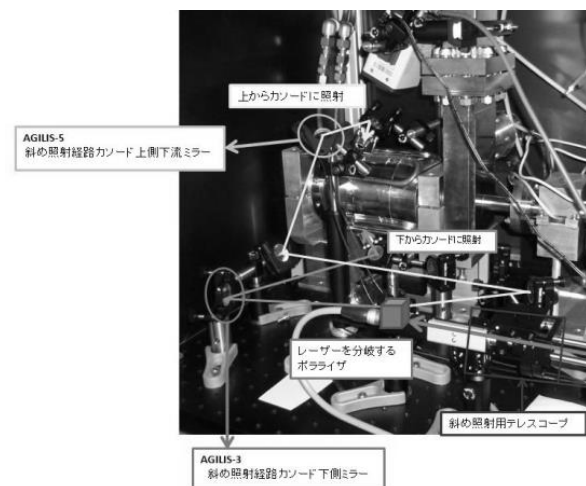


Fig. 18 設置した 3-2 電子銃

電子銃は 3-2 セクターで既存のビームラインの横に配置し、斜めからビームを入射しベンドマグネットによって、既存ビームラインに合流させた。ビームラインの基本構成は Fig. 18 に示すとおりである。このビームラインの角度は既存ビームラインに対して 26.56° になっており、バンチ圧縮のためのシケインと 1 m 加速管を電子銃の下流に配している。まず、Gun から発生したビームを Solenoid コイルで発生させた磁場によってある程度平行ビームにし、1 m 加速管で追加速を行う。その後ダブレット Q マグネットでビームを整形してベンドマグネットを通し既存ビームラインに乗せる。追加速用の加速管は S-band の進行波管で、11 MeV まで加速する (Fig. 19)。追加速を行う理由は、Gun でのエネルギーブレッドが大きいためこのままベンドマグネットを通してしまうとディスパージョンの影響が大きく、それを戻せないために射影エミッタンスが非常に悪くなってしまうためである。

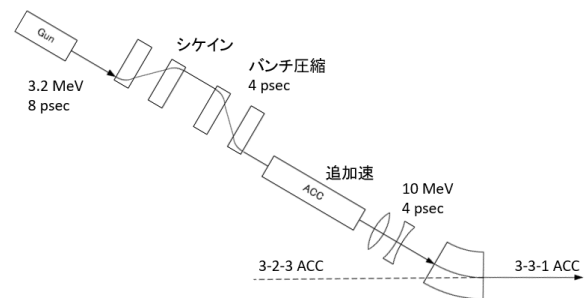


Fig. 19 斜め入射ビームライン

レーザー光源は Nd:YAG の固体レーザーを使用しており、30 ピコ秒の 266 nm 波長でパルスあたり 4 mJ のレーザーエネルギーを達成している。当初カソードへのレーザー照射は垂直に入射していたが、反射率を低減させることで量子効率を稼ぐため 60 度方向からの入射に切り替えた。これにより量子効率は上昇した。

入射器棟のビームラインの輸送では、BPM により電荷量を測定したが、最高で 4.4 nC のビーム輸送に成功した。また、RF gun 付近の BPM では最高 4.8 nC の電荷が観測されており、カソードからはほぼ 5 nC の電荷発生を達成したと考えている。

また、Quadrupole magnets (Q-magnet) の磁場を変化させ、それによるスクリーンでのビームサイズの測定からエミッタンスを試算する Q scan 法も行った。Q-magnet の磁場を変化させてビームサイズを測定した結果を Fig. 20 に示す。その結果、得られたエミッタンスは x 方向に 19、y 方向に 14 mm·mrad であった。

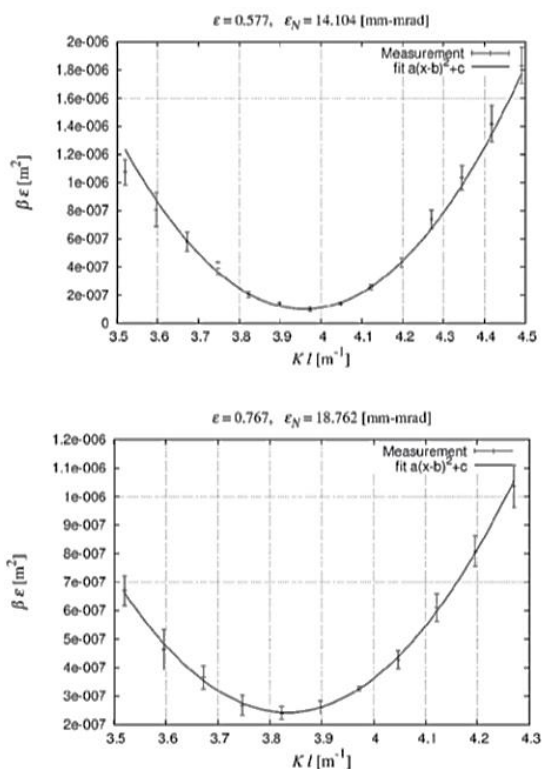


Fig. 20 電荷 1 nC のビームでの Q scan 法でのビーム測定結果 (上: x 方向, 下: y 方向)

3.2. 擬似進行波型サイドカップル空洞(QTWSC)

3.2.1. QTWSC 型 RF 電子銃の空洞設計

RF gun は従来よく使用されていた軸結合型の 1.5 cell 空洞ではなく軸外結合の DAW 型の空洞を用いて開発された。この空洞では軸外結合の特性を生かし、空洞が作る電場が集束作用を持つように設計されている。しかしながら、DAW 型 RF gun は理科大の熱カソード RF gun を急遽フォトカソードに改良したもので、高電荷低エミッタンスビーム発生に特化しているとはいいがたい。5 nC が計算上の高電荷発生の上限であり、これは長期安定運転を求められる RF gun としてはマージンが全くなく不安がある。また、計算上でも発散角をもってビームが出力されることが分かっており、ビームエネルギーが 3 MeV 程と低いことと相まって、エミッタンスを保存したままのビーム輸送を行うことを非常に困難にしている。故に、DAW 型 RF gun で得られた知見を生かした

高電荷低エミッタンスビーム発生に特化した新たな RF gun が求められる。

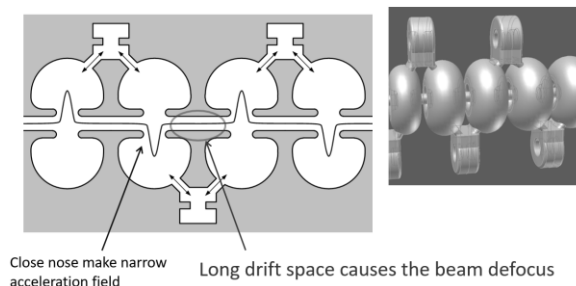


Fig. 21 Normal side coupled cavities

そしたら、更に強い集束電場を発生させるような RF gun が必要であるので、新しい加速方式である擬似進行波型の RF gun の開発を進めていた。DAW 型 RF gun では収束力を強くするために電極を近づけ電場を集中させることで集束電場を作り出していたが、加速ギャップを狭くするとドリフトスペースが増えてしまう。(Fig. 21)。ここで強い空間電荷効果によりビームが発散してしまう。擬似進行波型 RF gun はこのデメリットを解消した設計で、Fig. 22 のように 2 つのサイドカップル空洞を一つの軸上に互い違いに配置したものである。ドリフトスペースに当たる部分に独立したもう一つのサイドカップル空洞を配置してやる。ここに $\pi/2$ だけ位相差を持った RF を投入することにより加速ビームからは 2 つの定在波が進行波に乗っているように見える。故にこれらを擬似進行波型サイドカップル空洞 (QTWSC) 及び擬似進行波型パラレル結合型空洞 (QTWPCS) と呼んでいる [9,10]。このように各定在波空洞のドリフトスペースに当たる部分に他方の定在波空洞を配置することで非常に効率よく電場を印加することができる。

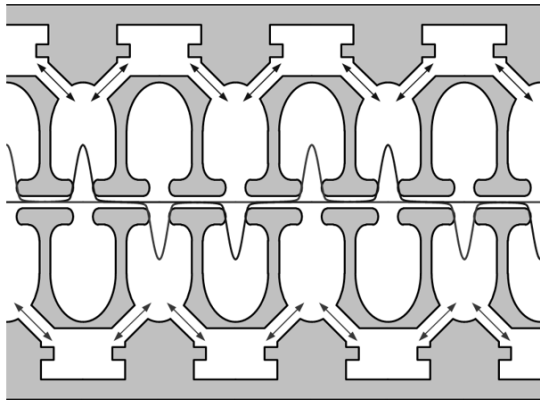


Fig. 22 Quasi traveling wave side coupled cavities

カソードから発生した直後のビームは相対論領域に達しておらずスペースチャージの影響でビームが発散しやすくなっており、それを打ち消すためには強い集束電場が必要になる。しかし、非線形な集束電場をかけてしまうとエミッタンス悪化の要因になってしまう。また、空洞内での放電リスクを抑えるため空洞表面での電場集中も抑えなければならない。このように空洞設計には様々な要因を考慮する必要がある。基本的な2次元での空洞設計には SUPERFISH と GPT (General Particle Tracer) という計算コードを用いた。

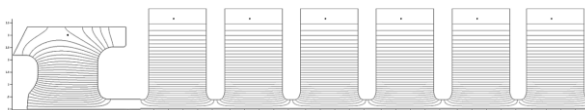


Fig. 23 QTWSC RF 電子銃空洞 2次元モデル Superfish 電場の電場分布

Fig. 23 には加速空洞全体の計算結果 (SUPERFISH) を示す。RF 電子銃は定在波型 RF 共鳴空洞の壁面に陰極を取り付けた構造となっている。通常隣り合うセルに立つ共振モードの位相差が π (180 度) を設置し、 π モード加速に用いることで電子ビームと RF 位相を同期によって複数セルに加速を行う。最初のセルは $\lambda/4$ 長とし、陰極を付く空洞端面を電氣的短絡面として、陰極表面に強電場が誘起される。最初発生した電子が空間電荷効果により発散しないうちに相対論的エネルギーまで加速される。この RF gun は7つの加速空洞を持ち、これらは2つの独立した定在

波空洞が互い違いに配置され、それぞれの空洞数は3と4である。

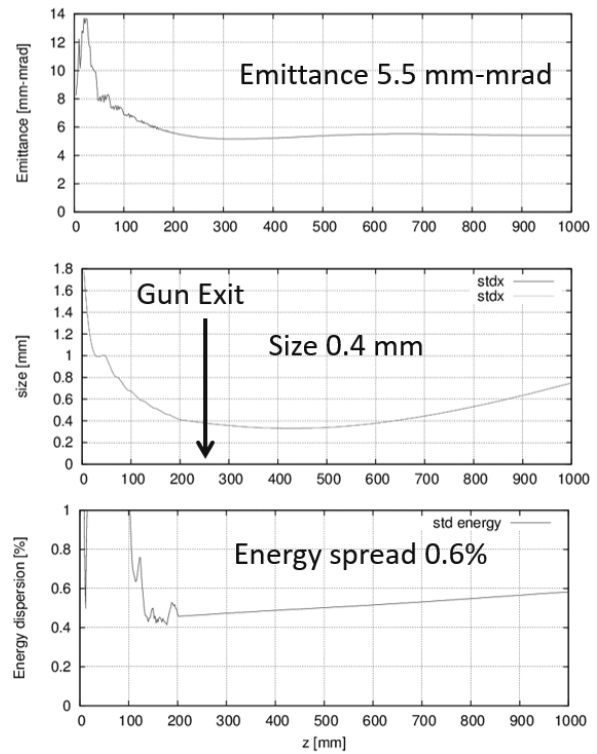


Fig. 24 5 nC Beam tracking simulation result

5 nC の電荷量でエミッタンス 5.5 mm-mrad、ビッグサイト 0.4mm のシミュレーション結果となった (**Fig. 24**)。そして、エネルギー発散がほぼなし、平行ビームを出すことが可能である。ビームエネルギーは 20 MW の投入電力で 11.5 MeV になり、この時の表面最大電場強度はレギュラーセルで 100 MV/m、第一空洞のみ 120 MV/m である。

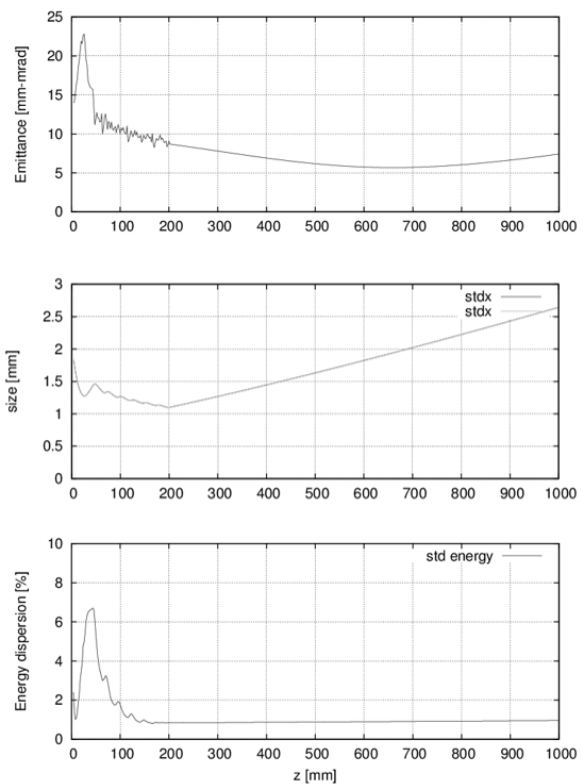


Fig. 25 10 nC Beam tracking simulation result

また、この空洞では 10 nC のビーム発生シミュレーションも行い、10 mm-mrad のエミッタンス、1.2 mm (standard deviation) のビームサイズの結果を得ている (Fig. 25)。従って、この QTWSC 型 RF 電子銃の空洞は 10nC 電子ビームの発生も対応できる。

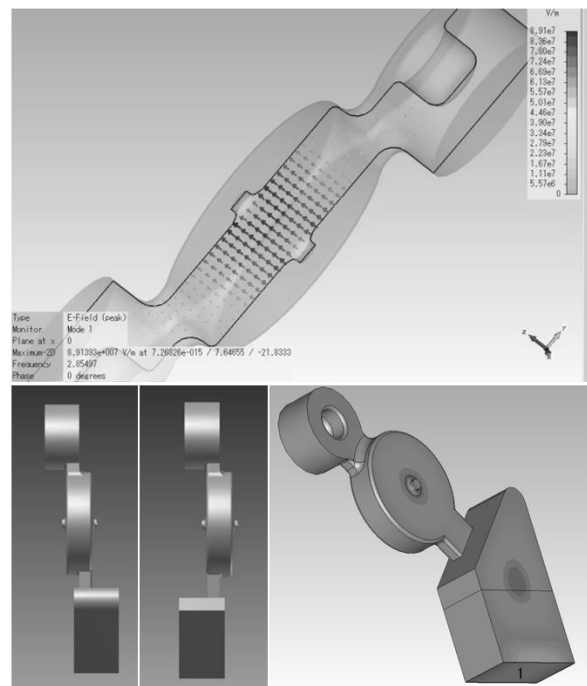


Fig. 26 カプラー

上：レギュラーセルの加速モード
下：カプラー形状

3次元での空洞設計は CST MICROWAVE STUDIO という計算コードを用いた。レギュラーセルの加速モードおよびカプラー形状を Fig. 26 に示す。空洞の結合は 3%とした。この RF gun では 2つのカプラーに $\pi/2$ だけ位相差をつけて RF を投入する必要があるため、Gun 本体に 90 度ハイブリッドが直接つくような設計にした。

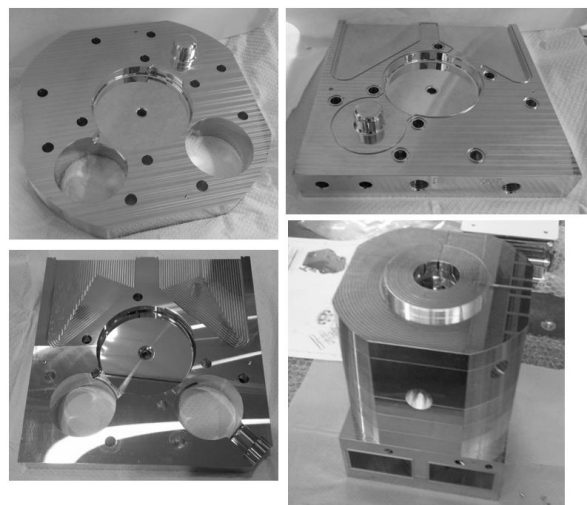


Fig. 27 Photo of manufactured cells

この RF gun は2つのサイドカップル空洞を同軸上に持っているので非常に複雑な形状となっている。セルの設計においてはロウ付けの過程でリスクを少なくするため、一つのセルに加速空洞とサイドカップル空洞の両方を削りこみそれらをスタックすることで RF gun の形状になるような構造とした。一つのセルは大きく多少複雑にはなるがロウ付けの工程が単純化される。Fig. 27 にこのセルの写真を示す。

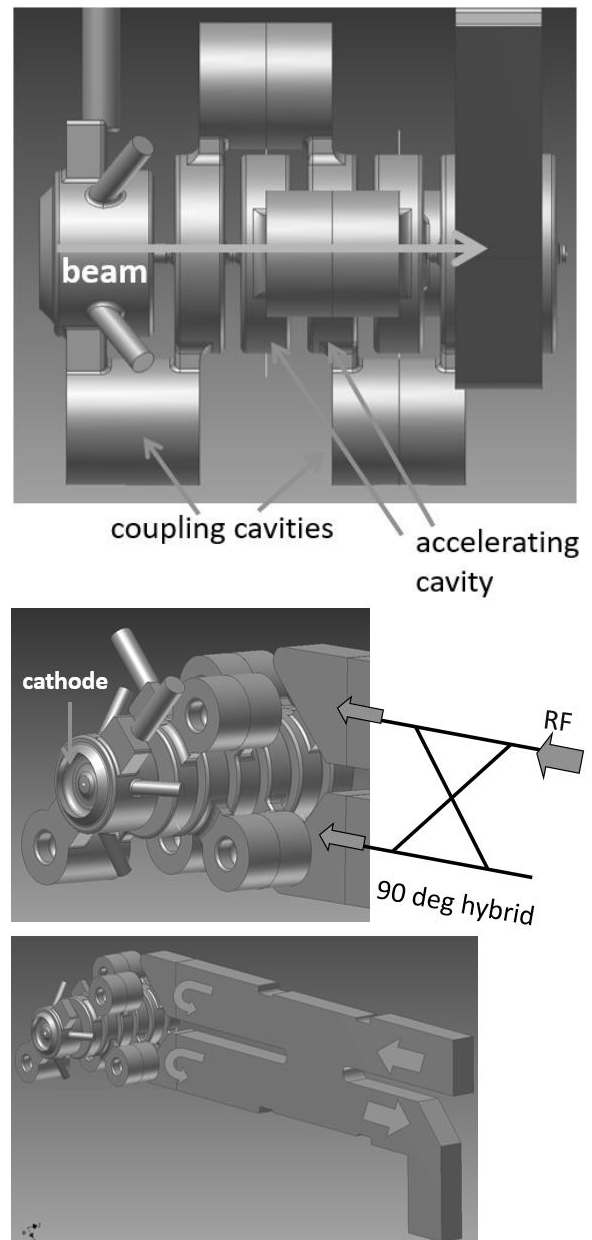


Fig. 28 QTWSC RF 電子銃空洞の3D設計図

空洞全体の3D設計図を Fig. 28 に示す。90度位相の異なる RF は2つポートで横から投入する。電子から見ると進行波になっているためカソードへの戻り電子を無くす効果とクライストロンへの RF 電力の反射を減らす利点もある。

3.2.2. QTWSC 型 RF 電子銃のビームスタディ

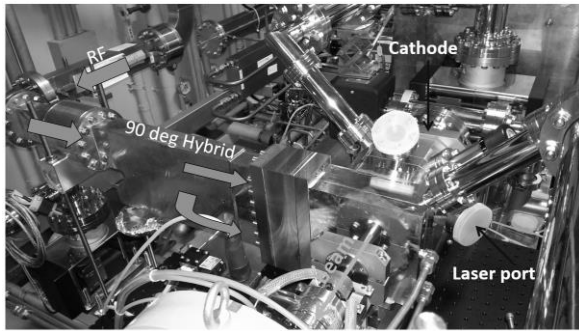


Fig. 29 設置した A1 電子銃

2013 年の夏に RF gun は入射器 A1 sector にインストールされた。その時の写真が Fig. 29 である。現在主に運用しているのは、Fig. 29 の QTWSC 型の RF 電子銃電子銃である。小型の 90 度ハイブリッドが直接取りつき 2 つのカプラーに電力を供給している。レーザーシステムはイットリビウム(Yb)を使ったファイバー発振器とファイバーアンプ、Yb:YAG 結晶の Thin disk 増幅から構成され、1030 nm の比較的広帯域の基本波を用いている。これを 4 倍波に変化してカソードに入射している。Yb:YAG カソードは Ir₃Ce を用いている。コミッションングでは最高で 25 Hz 運転において 5.1 nC のビーム発生を確認している。

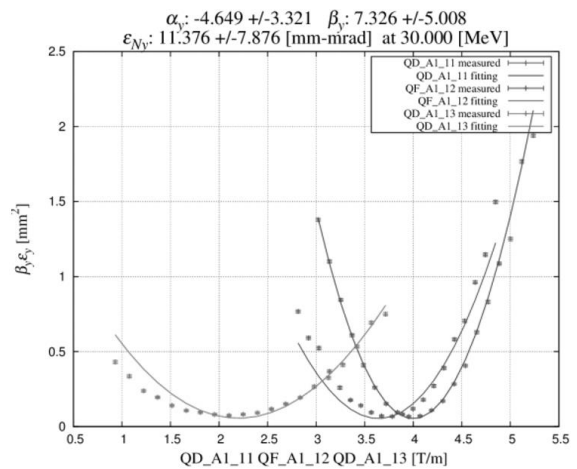
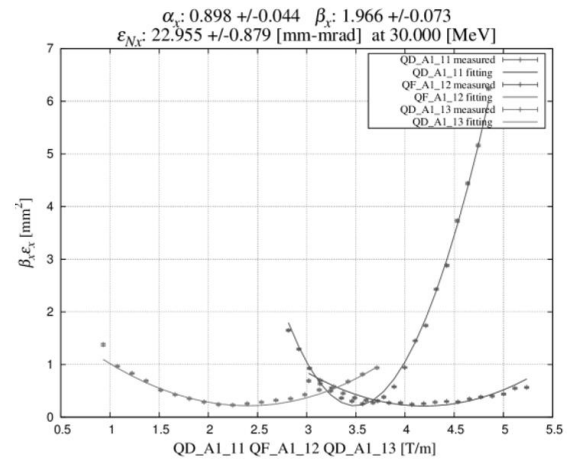


Fig. 30 電荷 1 nC のビームでの Q scan 法でのビーム測定結果 (上: x 方向, 下: y 方向)

Q-scan 方によるエミッタンス測定も行っている。これは、ビームを 30 MeV に加速したところでアルミナ蛍光板によるビームサイズを測定して行われた。その結果、1.25 nC のビーム電荷のときの規格化エミッタンスは水平方向: 23.0 mm-mrad, 垂直方向: 11.4 という結果になった。(Fig. 30)

また、RF gun からのビームをプライマリービームとしての陽電子発生試験も進められている。1 nC, 25 Hz, 2 バンチの電子を使って、0.1 nC 程度の陽電子発生を確認している。

3.3. Cut disk structure 空洞(CDS)

カットディスク構造は 1997 年に INR RAS でライナック用の加速空洞として考案されたものである。DAW 型加速管と同じ、軸外結合空洞

である。CDS 構造は DAW の高結合性を持つ、分散曲線に歪みがなく、シャントインピーダンスもよい。

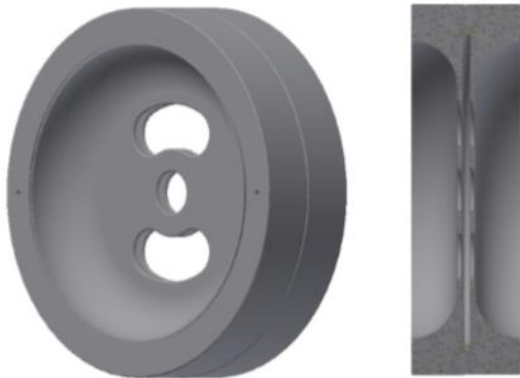


Fig. 31 CDS 空間セル

Fig. 31 のように共振空洞セルの間に結合用の薄いセルが挿入され、結合孔が空いた形状になっている。カットディスク構造の特徴はセル間の結合度を大きくしやすいことである。

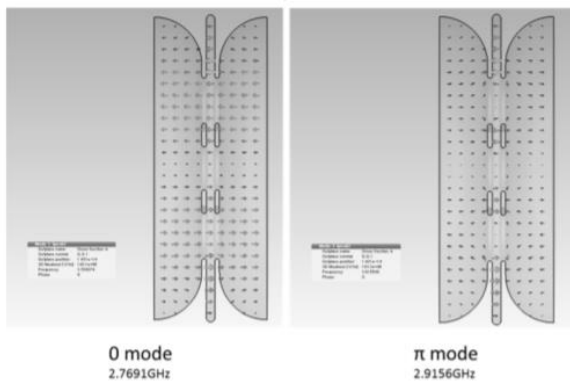


Fig. 32 0モード及び π モードの電場分布

セル間の結合度は隣接するセルが位相差 π を持つ π モードと同じ位相を持つ0モードのエネルギーの比で (**Fig. 32**)、結合度はおよそ 5%である。

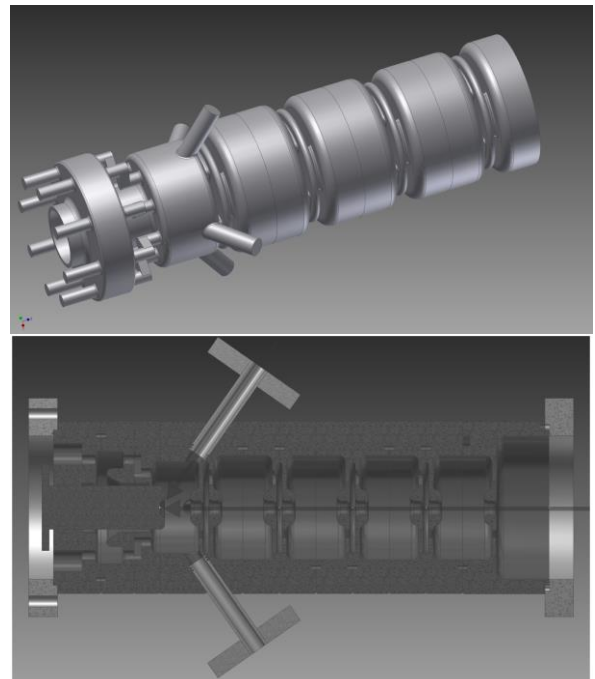


Fig. 33 CDS 設計図

空洞全体の 3D 設計図を **Fig. 33** に示す。カソード及びバンチ測定するため、加速空洞を構造的にシンプルである。カソードサイズは直径 6 mm、空洞のアーチャーサイズは直径 8 mm である。レーザー光は垂直方向及び 60 方向から入射できる。特に、垂直方向からのレーザー入射がこのラインのスタディーの目的の一つとなっている。

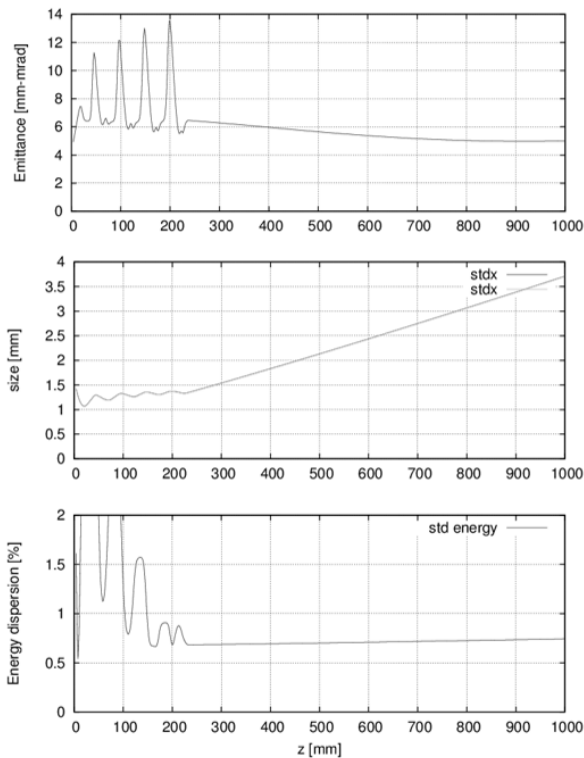


Fig. 34 5 nC Beam tracking simulation result for CDS

また、この空洞では 5 nC のビーム発生シミュレーションを行い、10 mm-mrad のエミッタンス、2 mm 以下ビームサイズの結果を得ている (Fig. 34)。

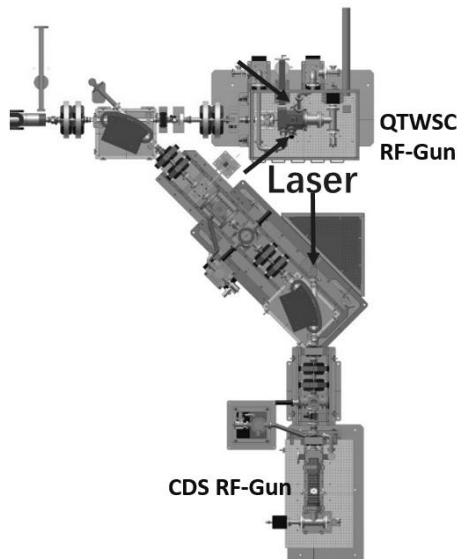


Fig. 35 設置した 90 度電子銃

CDS 電子銃を 2017 年春に建設した。Fig. 35 のように主 QTWSC 型電子銃の隣に、90 度ラインを設置し、レーザー光を垂直方向から入射する。入射ビームラインは 45 度ベンドマグネットを 2 つもっており、アクロマティックにしてビームを既存のラインに合流させるオプティクスになっている。

結果としては垂直入射でも問題なくビーム発生が確認され、正常にビーム輸送も行えることがわかった。このラインでは、垂直レーザー入射を試験するために、ビームアパーチャを大きくとった擬似進行波ではない単純な空洞を試験する予定である。さらに、今後は 0 度ラインのバックアップ RF 電子銃として運転に使用していく予定である。

4. SuperKEKB 向け RF 電子銃用フォトカソードの開発

4.1. フォトカソード材料

光陰極型高周波電子銃を用いて、高輝度電子ビームを長期安定的に生成するためには、光陰極材料の選定が非常に重要となる。

高電荷・低エミッタンス電子源の要求に対して、フォトカソード型電子源が必要とされており、カソード物質は様々なものが用いられる。

SuperKEKB 電子入射器では、まず電子ビームを長期安定的に供給できることを最重要視しており、少なくとも半年から 1 年以上は光陰極のメンテナンスフリーで営業運転に利用できるような材料が必須となる。具体的な光陰極材料への要求性能としては、

- ① 量子効率が 10^{-4} 程度
- ② 寿命は 10^{-6} Pa 環境下で 1 年以上
- ③ 表面が汚染されにくい

これらの要求性能を満たすべく、我々は銅やマグネシウム等の一般的な光陰極材料の性能を評価した。6 硼化ランタン (LaB_6) は陰極温度が低くとも大きな電流密度が得られ、さらに同一電流密度では、使用時の蒸発ロス速度が $1/100$ ほどとなり、長寿命化できることが知られている。これらの中庸にあり、十分な寿命と量子効率を合わせ

持つので、SuperKEKB 入射器に長期安定運転可能なカソードとして最初に採用された。しかし、 LaB_6 は表面の汚染が激しくクリーニングに時間がかかる上にフォトカソードとしての寿命が非常に短い事が分かった。次は、光陰極として利用されてこなかったイリジウム・セリウム (IrCe) 化合物という金属化合物に着目し、光陰極としての利用可能性を検証してきた。

4.2. イリジウム-セリウム (Iridium Cerium : IrCe) 化合物

4.2.1. IrCe 化合物の加工

Ir-Ce 系合金を用いると、同一電流密度を出力する場合の陰極材の蒸発ロス速度が、 LaB_6 陰極のさらに $1/100 \sim 1/1000$ となり、著しく長寿命化が可能になるとの報告がされている。 IrCe 化合物は、大気中で安定かつ非常に高い融点 ($1900 - 2250^\circ\text{C}$) を持つ金属化合物材料である。その中でも、 Ir_5Ce 化合物は、低仕事関数 (2.57 eV) を持ち、高温状態での蒸発速度が遅く、さらにはイオン衝撃に対して高い耐久性を持つことから、EBIS (Electron Beam Ion Source) 用熱カソードとして優れた特性を持つ運用実績がある。さらには、表面汚染に対して高い耐久性を持つこと等も分かっている。以上のような特徴から、 Ir-Ce 系化合物を光陰極として利用した場合、ある程度量子効率が高く、寿命も長寿命で、比較的低い真空環境下でも表面が汚染されにくく、メンテナンスフリーで長期運用できるのではないかと考え、光陰極としての利用可能性を検証してきた[11,12]。

IrCe 化合物は、商用では手に入らないため(株)コベルコ科研との産学連携で材料開発から着手した。そして、製造方法としては、まず、一次溶解プロセスによって純イリジウムと純セリウムを溶解し混ぜ合わせ、インゴットを製作する。 Ir は貴金属系の高融点金属(融点 2443°C)であり、蒸気圧は低く溶解時の蒸発ロスが少ないのに対して、 Ce は希土類元素であり、活性な金属であり、低融点(融点 798°C)で、 Ir に比べて蒸気圧が高いことから、溶解時の蒸発ロスが顕著になる傾向がある。その後、そのインゴットを微粒粉に粉碎した

後、①プラズマアーク溶解鋳造法 (PAM)、②誘導溶解法 (CCIM)、③ホットプレス法 (HP) という方法を用いて再焼結プロセスによって粉末を成形再焼結することで、内部欠陥が少なく加工性に優れた IrCe 化合物インゴットの製作に成功した。

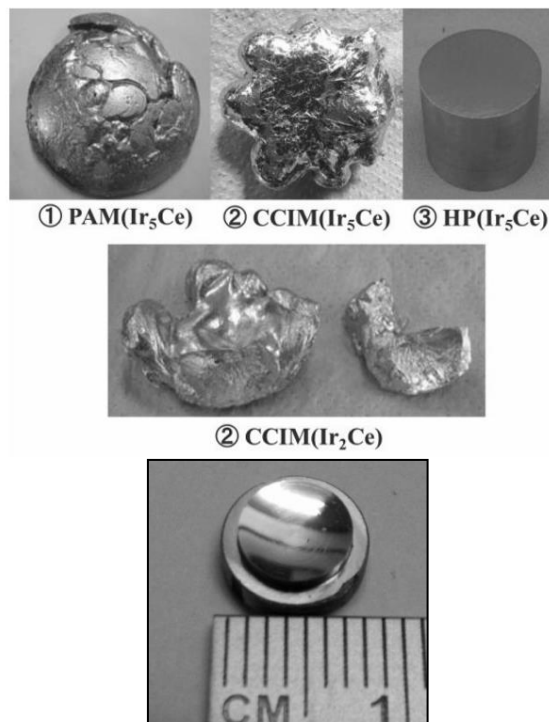


Fig. 36 加工した IrCe 化合物

開発した当該材料の組成としては、主に先行研究で熱陰極として用いられてきた Ir_5Ce 組成と、それより僅かにセリウムリッチな Ir_7Ce_2 組成のものである。3種類の方法で製作した IrCe 鋳塊の完成時の状態を Fig. 36 に示す。ホットプレス法で製作した Ir_5Ce 化合物材料はマイクロクラック等の欠陥が大幅に軽減され、加工性が優れた材料開発に成功した。

4.2.2. Ir_5Ce 化合物の量子効率

IrCe 化合物は、短波長レーザー照射と高温加熱することで、その量子効率が高くなることがわかる。

まず、 Ir_5Ce 表面高温加熱だけで量子効率変化曲線を測った。横軸に加熱時のカソード表面温度、縦軸に加熱処理後の量子効率を Fig. 37 に表示す

る。レーザー光源は Nd:YAG レーザーの第 4 高調波 (266 nm) 紫外光源を使用し、カソードを所定の温度で 1 時間加熱し、室温に戻ったのを確認してから量子効率を測定した。結果として、高温加熱処理によって Ir₅Ce の量子効率は常温で約 1.54×10^{-4} まで上昇した。Ir₇Ce₂ については、QE = 1.49×10^{-4} となり、両材料ともに SuperKEKB 電子入射器で求められる要求性能を満たすことがわかった。

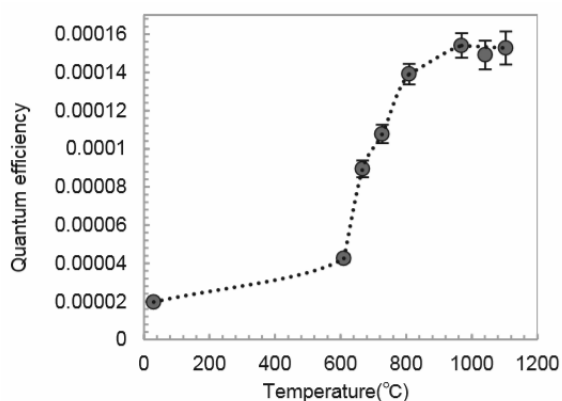


Fig. 37 Ir₅Ce カソードにおける表面高温加熱処理後の量子効率

次は、①高温加熱と②短波長レーザー光照射による高量子効率化の測定を行った。本測定では Nd:YAG レーザーの第 5 高調波 (213 nm) の光源を照射による量子効率変化を検証した (Fig. 38)。波長 266nm のレーザー光に対する Ir₅Ce の量子効率は、方法①によって従来の約 6.5 倍、方法②によって約 6 倍までそれぞれ上昇した。また、方法①と②の複合効果により、表面温度が 1006°C の時に量子効率の約 15 倍に相当する 2.70×10^{-3} まで上昇した。

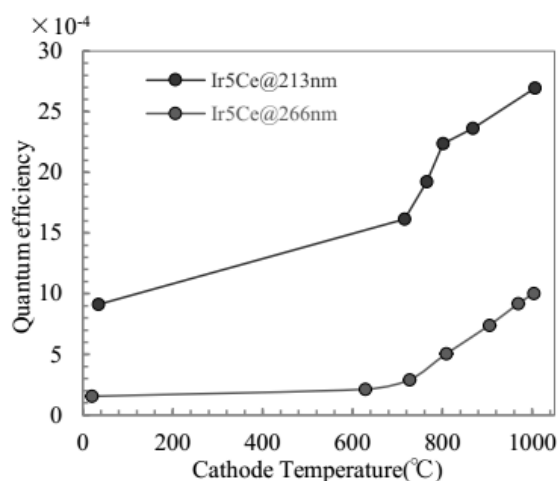


Fig. 38 Ir₅Ce カソードにおける量子効率と表面温度の関係

4.2.3. IrCe 化合物の空間一様性

SuperKEKB 電子入射器では、高電荷量の電子ビームを低エミッタンスで生成・加速する必要がある。しかし、1 バンチあたりの電荷量が 5nC にもなると、空間電荷効果によるビームの発散効果が非常に大きくなる。そのため、我々の高周波電子銃では、大口径 (直径 8 mm) の光陰極を使用して、空間分布が均一なレーザーパルスは大面積で均一に照射することで、大口径の電子ビームを生成し、空間電荷効果によるビーム損失とエミッタンス増大効果をできるだけ低減しながら電子ビームを加速するようなスキームで要求性能の実現を目指している。

このようなスキームで高電荷・低エミッタンスの電子ビームを生成するためには、光陰極表面の量子効率の空間一様性が非常に重要となってくる。Fig. 39 には、擬似進行波型高周波電子銃にインストールするために加工・研磨した Ir₇Ce₂ 光陰極の量子効率空間分布の測定結果を示している。今回、測定した高周波電子銃用 Ir₇Ce₂ 光陰極の形状は直径 8 mm の円柱形状のもので、本測定ではその陰極の中心から約 3.5 mm × 3.5 mm の領域に対して測定を行った。なお本測定では、オフラインでの測定であり、レーザークリーニング等の表面処理は行っていない。

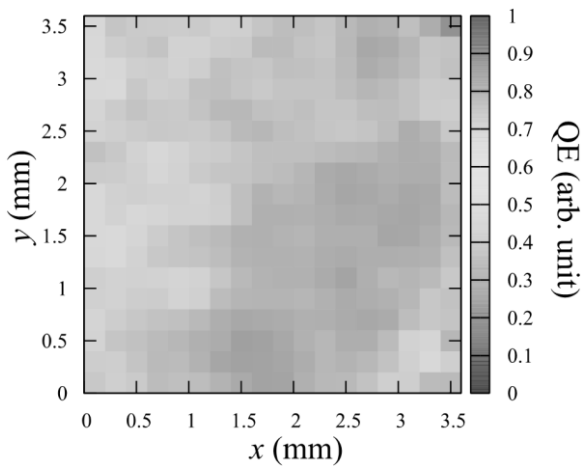


Fig. 39 Ir₇Ce₂ カソード表面の量子効率空間分布

Fig. 39 について、測定領域全体で見ると量子効率は 0.5 程度 (任意単位) で平均的に分布しているが、局所的には、この値の半分程度の量子効率しかない領域が数か所点在しているのが見受けられる。カソード表面に量子効率の空間分布によって、ビーム品質の悪化につながる事が分かる。光陰極表面内で局所的に量子効率が低くなっている箇所は純イリジウム相が原因となることが推定される。

4.2.4. Ir₅Ce 化合物の酸化・炭化

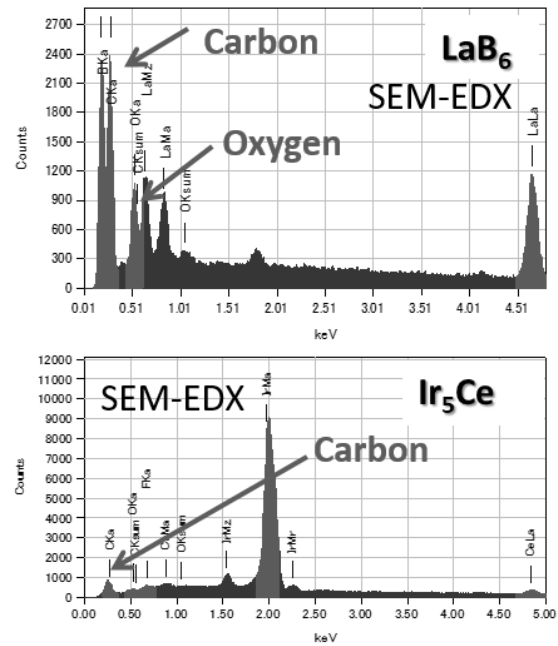


Fig. 40 SEM-EDX による放出元素分析

次、エネルギー分散型 X 線分析 (EDX) によるカソード表面出射した元素を検出した。**Fig. 40** は LaB₆ と Ir₅Ce カソードに対する出射物の結果である。LaB₆ より、Ir₅Ce の酸素成分がなし、少量の炭素を排出する。カソード表面が酸化や炭化されにくいことが分かる。

4.2.5. IrCe 化合物の寿命

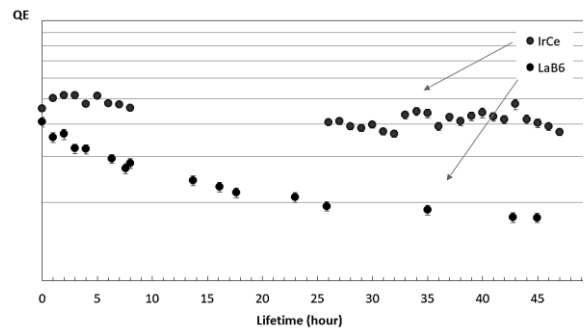


Fig. 41 カソード寿命

そして、LaB₆ と IrCe カソードの運転寿命を測定した。**Fig. 41** のように、LaB₆ に比べて、明らかに IrCe カソードの量子効率の劣化がなし、長寿命を実現することが分かる。

以上、IrCe カソードにおける高周波電子銃での長期的な運用の可能性について検証していった。そして、SuperKEKB のカソードとして使うのは熱カソードとして研究実績のある Ir₅Ce で決めた。

4.3. 加熱システム

4.3.1. 高温加熱プラグ

SuperKEKB 電子入射器に採用された Ir₅Ce カソードにおいて、さらなる高電荷電子ビーム生成を想定した場合、レーザー光照射と高温加熱の手段を両方採用される。高温を維持するため、RF 電子銃への加熱システムを導入した。

加熱システムは長時間安定な加熱のよりカソードプラグと加速空洞間の断熱とそれに伴って発生する高周波漏れを防ぐための高周波遮蔽構造の導入が必須となる。さらには、熱電子のバックボンバードメントによるビームの不安定性が発生しないように温度制限や加熱方式について検討しなければならない。

一般的に、直熱や傍熱加熱方式は加熱効率が悪い。SuperKEKB 電子入射器で使用しているカソード径はφ8 mm と非常に大きいため、高温かつ均一に加熱するのは困難である。これらの加熱方式は適さない。

背面電子ビーム加熱方式とは、メインのカソードに対して、その背面から加速した熱電子を照射することで加速電子が持っていたエネルギーを熱に変換し、メインのカソードを高温に加熱するという方法である。この加熱方式では、加熱電力が熱電子のビーム電流と加速電圧の積で決まる。そのため、低電流のビームでも高エネルギーに加速することで加熱対象物を高温加熱することが可能である。運転方法によってはフィラメントへの負荷が少なく、直熱又は傍熱加熱方式よりも長期間使用可能なシステムを構築することが可能であるので、背面電子ビーム加熱方式で加熱可能なカソードプラグを開発した。

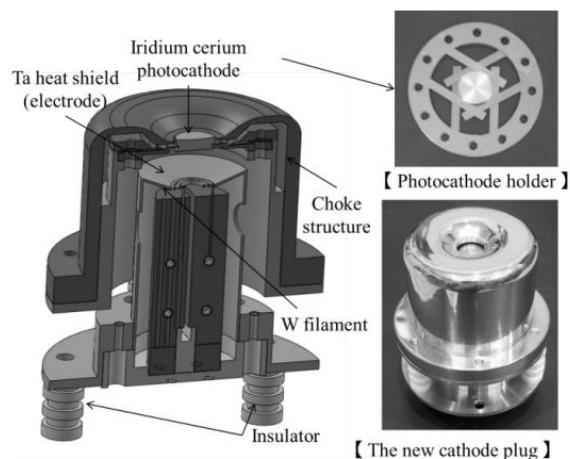


Fig. 42 カソードプラグデザイン

開発したカソードプラグのデザインと写真を Fig. 42 に示す。右上の写真は、独自に開発したカソードホルダーである。この構造は、Ir₅Ce カソードの側面に溝を切り、その溝に沿って 3 枚のタンタル薄板治具を 3 方向から挟み込むようにして固定する構造である。このような形状を採用した理由は、治具の熱膨張による変形が生じた場合に、カソード位置の変化が極力小さくなるように固定方法を改良した結果である。

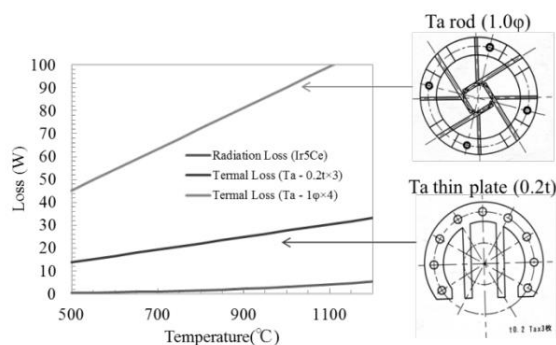


Fig. 43 カソードホルダーとその熱計算

各カソードホルダーの熱損失と輻射熱のモデル計算結果を Fig. 43 に示す。ここでは、カソードホルダーは、室温であると仮定し、一次元定常熱伝導問題を計算した。我々が採用した薄板を使った固定方法は、ロッドタイプに比べ、カソードと治具の接触面積を小さくすることができ、熱流出を小さくすることができるという利点もある。

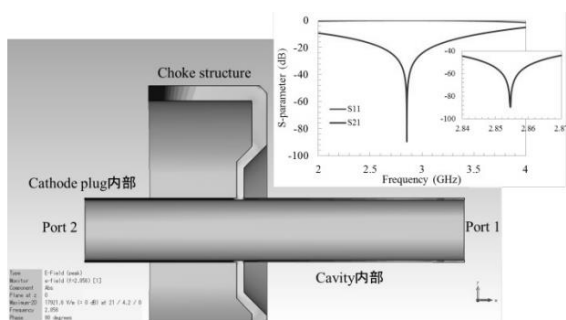


Fig. 44 チョーク構造の電磁場計算結果

さらに、通り高周波の遮蔽のため、チョーク構造がカソードプラグの内部に存在する。その電磁場計算結果を Fig. 44 に示す。Fig. 44 より、RF 電子銃の運転周波数 2.856GHz において透過は -64.2 dB であり、十分、高周波の遮蔽として働く構造である。RF エージングを行い所定電力までの動作確認を行った。

4.3.2. パルスレーザー照射

パルスレーザー加熱とは、加熱対象物に対して高強度レーザーパルスを照射することで、レーザー照射表面だけを瞬間的に高温に加熱する方法である。この加熱方式は、真空容器内に熱シールドや電気回路等が不要で、RF 電子銃の運転の際に問題となる暗電流を低減できると考えられる。

さらに高量子効率の効果以外にカソードの表面に付着した不純物や酸化物がクリーニングされることできる。高温とクリーンな表面状態を維持することによって、長時間に高い量子効率で電子銃の運転が続けられる。

4.4. SuperKEKB に向けて RF 電子銃用カソード

SuperKEKB の電子入射器には、高いルミノシティを得るために、高電荷・低エミッタンスの電子源として、光陰極型 RF 電子銃を導入している。純金属よりも量子効率が高く、かつ長い寿命をもつフォトカソードと、高出力レーザーを組み合わせることで、加速器の長期営業運転を目指している。

我々は、はじめはカソード 材質に LaB₆ を使用したが、最高で 1.2 nC の電荷しか得られなかった。また、LaB₆ は量子効率を維持するために

レーザークリーニングが必要なことと放電しやすいという問題もあった。そこで、2012 年からはカソード材質を Ir₅Ce に取り替え、高量子効率・長寿命を目指して試験を行った。

結果として、以下の多数の特性を持っていることを発見した。

- 1、空気中に高安定性
- 2、量子効率： 1.54×10^{-4} @266nm
- 3、長寿命：>>LaB₆
- 4、低真空下 (10⁻⁶Pa) でも高い光電子放出特性
- 5、カソード表面が酸化・炭化されにくい
- 6、レーザークリーニングを行わなくとも量子効率が低下することもなく、放電頻度も LaB₆ に比べて低かった。

IrCe は熱カソードとしては電流密度、寿命等の点で良の金属間化合物であるが、フォトカソードとして使用した場合、RF 電子銃に組み込んだ状態での量子効率は一桁低く、RF 電子銃の真空度が悪いのが原因だと考えられる。そのため RF 電子銃の RF エージング等を行うとそれにより量子効率が下がり、レーザーの照射により徐々に回復するが時間がかかる事が分かっている。量子効率を改善するため、表面をクリーニングする方法として、加熱による蒸発が選択肢として考えられる。背面電子ビーム照射加熱カソードプラグにより IrCe カソードの 表面をクリーニングするには 1000°C で 1 時間程度保持すれば良い事が分かっており、これを定期メンテナンス等の際に行う予定である。

4.5. 新カソード材料の開発

4.5.1. 新 IrCe 材料を製作

これまで開発してきた IrCe 化合物は、主に Ir₅Ce と Ir₇Ce₂ の 2 種類であるが、共に単晶で結晶化することはなく、必ず純イリジウム相を含んでしまい、目的とする量子効率の空間分布の均一化は困難であると考えた。IrCe 光陰極のさらなる高量子効率化と量子効率の空間分布の均一化を目指して、これまでの組成よりもセリウムリ

ッチで高融点を持つ、 Ir_3Ce 相と Ir_2Ce 相をターゲットとして開発に着手した。

今回、新たな IrCe 化合物の溶解に取り組むにあたって神戸大学・菅原仁教授にご協力頂き、小型のテトラーク炉を用いて多結晶 IrCe 化合物の溶解試験を行った。使用したテトラーク炉では、数グラム程度の原材料から溶解することが可能で、上記の仮説で述べたようなイリジウムの溶け残りが生じるようなケースを回避しやすい。また、非常に少量の原材料から溶解できるため、今回のような組成比の異なる IrCe 化合物を複数製作するような場合、非常に製造コストを抑えることができるという利点もある。今回、このテトラーク炉を用いて、 Ir_5Ce 、 Ir_7Ce_2 、 Ir_3Ce 、 Ir_2Ce という 4 種類の組成比が異なる多結晶 IrCe 化合物を製作した。**Fig. 45** は、各 IrCe 化合物材料の融点である。

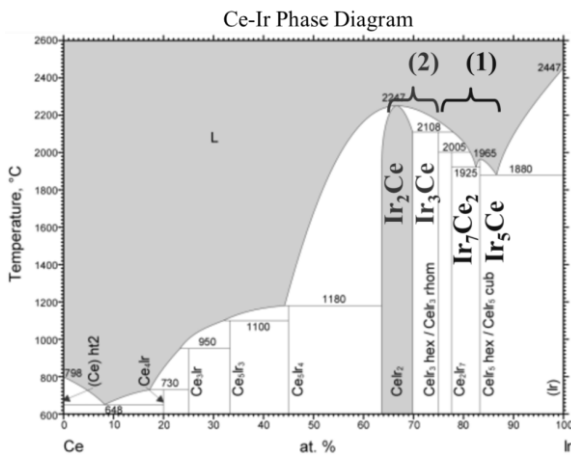


Fig. 45 IrCe 化合物材料の融点

- (1) これまで製作の組成 : Ir_5Ce , Ir_7Ce_2
- (2) 新たに製作の組成 : Ir_3Ce , Ir_2Ce

4.5.2. 粉末 X 線回折法による結晶構造解析

今回製作した各サンプルは、その一部をカットし、メノー製の乳鉢と乳棒を用いてサンプルを粉末化した後、粉末 X 線回折法を用いて各溶解物の結晶構造解析を行った。本測定には、デスクトップ X 線回折装置 MiniFlex II (Rigaku 社製) を用いて行った。

Fig. 46 は、各 IrCe サンプルにおける、粉末 X 線回折パターンの測定結果 (青線) と結晶構造か

ら想定される粉末 X 線回折パターンのシミュレーション結果 (赤線) の比較を示している。代表的なものとして **Fig. 46** (a) では Ir_7Ce_2 サンプル、**Fig. 46** (b) では Ir_2Ce サンプルに対する結果をそれぞれ示している。

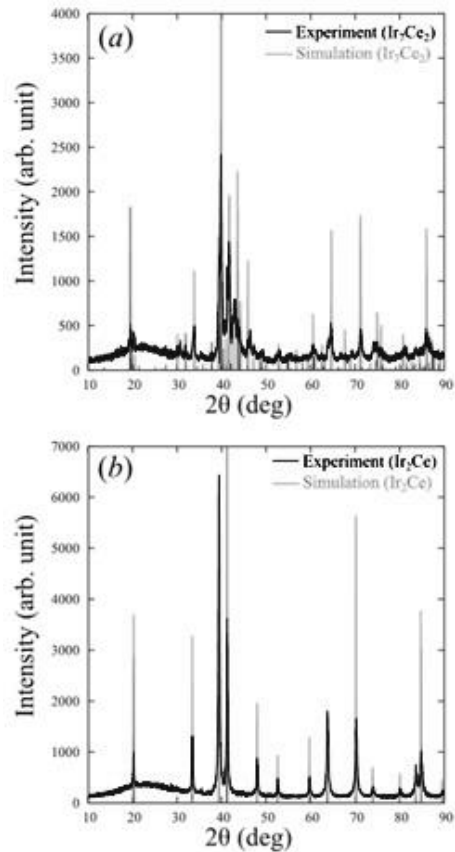


Fig. 46 XRPD analysis of IrCe samples

(a) Ir_7Ce_2 sample, (b) Ir_2Ce sample

まず、**Fig. 46** (a) の Ir_7Ce_2 サンプルの結果について考察すると、 Ir_7Ce_2 の結晶構造から推定される回折パターンがおおよそ得られており、 Ir_7Ce_2 の結晶相が作られていることが推定される。しかし、不純物由来の回折パターンもいくつか得られている。入射角度 30.8° 、 43.0° 、 46.4° に明らかなピークがあり、不純物として Ir_3Ce の結晶相が混入している可能性がある。同様に、入射角度 20.3° 、 41.3° にわずかながらピークがあり、これは、不純物として Ir_2Ce の結晶相も僅かに混入している可能性がある。その他、 Ir_5Ce サンプルに関しては、不純物として純イリジウム相が多く析出し、 Ir_3Ce サンプルに関しては、不

純物として Ir_2Ce が多く混入しているという測定結果が得られた。つまり、 Ir_5Ce 、 Ir_7Ce_2 、 Ir_3Ce に関しては、何らかの不純物組成を含む多結晶体となっていることがわかった。次に Fig. 46 (b) の Ir_2Ce サンプルの結果について考察すると、測定結果と Ir_2Ce の結晶構造から推定される回折パターンがすべて一致しており、不純物のピークも見られなかった。

以上の結果より、最も不純物組成の混入が少ない組成は Ir_2Ce であり、量子効率の空間分布の均一化に向けて有力な組成であると考えられる。

4.5.3. 量子効率測定

製作した Ir_5Ce 、 Ir_7Ce_2 、 Ir_3Ce 、 Ir_2Ce の各サンプルに対して量子効率測定を実施した。Fig. 47 には、量子効率測定システムの概念図を示している。まず、各測定サンプルの電子放出面を研磨し、脱脂洗浄したものを真空容器に入れる。真空容器は約 150°C でベーキングし、真空容器内の圧力が 1×10^{-6} Pa 程度の環境下で測定を実施した。測定の際は、光陰極に約 5kV の高電圧を印加し、対面の陽極で光電子を補足した後、オシロスコープを用いて光電子の信号を検出した。光陰極駆動用レーザーには、パルス幅が約 10ns 、繰り返し周波数 10Hz の Q スイッチ Nd:YAG レーザーの第四高調波 ($\lambda = 266\text{nm}$) を用いた。また、光陰極へのレーザーの入射角度は、 45° で、P 偏光の光を照射して量子効率を測定した。

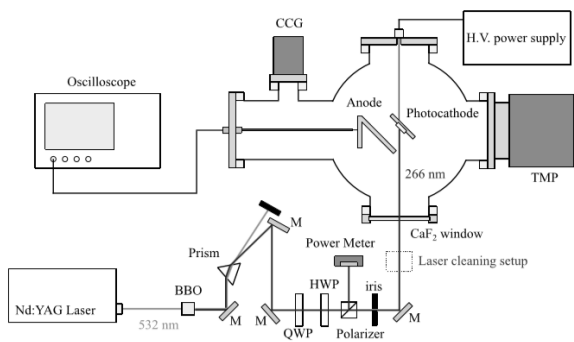


Fig. 47 QE 測定装置

量子効率測定の直前には、陰極表面のレーザークリーニングを実施した。レーザークリーニングの際は、 CaF_2 製レーザー入射窓の直前に配置した紫外線用凸レンズ ($f = 200\text{mm}$) を用いて紫

外線レーザー光を陰極表面に集光し、陰極表面をアブレーションさせることで表面の洗浄を行った。

Table 1 量子効率測定結果

Material	QE@266nm
Ir_5Ce	1.87×10^{-4}
Ir_7Ce_2	2.24×10^{-4}
Ir_3Ce	2.89×10^{-4}
Ir_2Ce	3.87×10^{-4}

各 IrCe 化合物に対する量子効率測定の結果を表 2 に示す。Table 1 を見ると IrCe 化合物の組成比においてセリウムリッチになるほど量子効率が高くなる傾向にあり、 Ir_5Ce と Ir_2Ce の量子効率を比較すると、約 2 倍以上 Ir_2Ce の量子効率の方が高い。また、従来の Ir_5Ce 、 Ir_7Ce_2 サンプルの量子効率と今回製作した Ir_5Ce 、 Ir_7Ce_2 サンプルの量子効率をそれぞれ比較すると、今回製作したサンプルの量子効率の方が、それぞれ約 20% (Ir_5Ce) と約 50% (Ir_7Ce_2) も高くなり、量子効率が改善された。

以上の結果より、今回製作したイリジウムとセリウムの組成比が異なる 4 つのサンプル (Ir_5Ce 、 Ir_7Ce_2 、 Ir_3Ce 、 Ir_2Ce) の中で、 Ir_2Ce が最も高量子効率となる組成であるということが実験により明らかとなった。

4.5.4. 今後の予定

イリジウムとセリウムの組成比が異なる 4 種類の IrCe 化合物材料のテスト結果によって、 Ir_2Ce という組成のサンプルは、不純物組成が混入する割合が非常に小さく、良質な多結晶体となることが明らかになった。さらに量子効率についても、4 種類の組成の中で最高の量子効率を示すということも明らかになった。

現在、KEK 電子入射器では、既存のビームラインに加えて、新たに製作した CDS 高周波電子銃を試験するための斜め入射のビームラインを設置している。このビームラインには、アクロマ

ティックにしてビームを既存のビームラインに合流させるオプティクスとなっている。今後は、CDS 型高周波電子銃で新カソード材料の長期的な運用の可能性について検証していく。

5. レーザー光源

レーザーは Light : 光、Amplification : 増幅、Stimulate : 誘導、Emission : 放出、Radiation : 輻射の頭文字を取った略称で、「輻射の誘導放出による光の増幅」を意味する。本来の Laser の意味は「光が増幅されること」だが、通常はレーザー共振器を含めたレーザー発振器全体を総称して呼ぶ。

1960 年に初めてルビーレーザーが現れて以来現在までレーザーの技術は発展し続けている。それに伴って、レーザーの応用は光通信や加工などの様々な分野に広がっている。新しいレーザー技術によって新たな応用が開ける。

一般的なレーザーの特徴として以下のものが挙げられる。

- 単色性
- 高指向性
- 高収束性
- 可干渉性
- 可制御性

レーザーは普通光源に比べて非常に高パワーであり、スペクトル領域が制限されている。一般的な光陰極における励起には必ずしも単色性は必要ないが、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。

レーザー室から放射線遮蔽シールド内に置かれる電子銃に転送するとき、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。

レーザービームを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、レーザースポットを陰極面積に合わせて集光することが必要である。

可干渉性により、波長と位相が重なった光の集まり、短パルスを生成できる。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連続波 (ContinuousWave: CW) から、ps(ピコ秒、 10^{-12} s)、fs(フェムト秒、 10^{-15} s)またはアト秒(as: 10^{-18} s)のパルス幅の短縮できる。レーザー集光時の電場振幅は原子内に於けるクーロン電場を遥かに超える事が可能になった。このような極端に高い電場下での原子の振舞については、レーザーに誘起された電子の振動の歪みとして放出される。高強度光源を用いて「高強度物理」という分野を開拓しており、超短パルス高強度レーザーの技術開発は不可分かつ相補的な関係にある。

さらに、高制御性があり、出力光に容易に変調をかけることができる。光陰極 RF 電子銃では、電子ビームのチャージ量及び時間空間構造はレーザービームの特性を反映する。レーザー光によって初期電子パルスの形状を高度に制御し、高い加速電界によってほぼそのままの形状を維持したまま取り出せることである。電子バンチの特性(エミッタンス、バンチ長、繰り返し、安定性など)は、ドライブレーザーの性能に大きく依存する。ピコ秒パルスレーザーを用いることによって短パルス電子源が簡単に取り出せるとともに収束性の良い高品質ビームが得られる。RF 空洞とカソードを決めれば、最終電子ビームの品質に対して、レーザーシステムの性能は決定的な役割を果たす。従って、光陰極 RF 電子銃として安定な高品質レーザーパルス光源が不可欠である。

コヒーレント光源としてのレーザーは近年多様な発展を見せている。特に超短パルス高出力レーザー光源の研究開発が進んでいる。超短パルスレーザーの特徴としては、時間的・空間的な高光

子密度特性が挙げられる。本講義では超短パルス高強度レーザーシステムについて基本的に説明をする。レーザー原理をある程度理解すれば、研究中にレーザー光源を扱うことに少しでも役に立てれば幸い。

5.1. レーザー原理

5.1.1. 光の放出

原子は外部エネルギーを吸収(absorption)すると、低いエネルギー状態の下準位から、高いエネルギー状態の上準位に移る。この状態を励起状態と言われ、すぐに低いエネルギー状態に遷移する。このときにエネルギー差に相当する光を放出する。この現象を自然放射(spontaneous emission)と言う。放射された光は、同じ様に励起状態にある他の原子に衝突して、同様の遷移を誘発する。この誘導されて放射される光を誘導放射(stimulated emission)と言う。

レーザーの出力はシグナル光信号のほかに自然放射光(amplified spontaneous emission: ASE)が含まれる。ASEはレーザーの雑音となる。ASEを減らすには自然放射と誘導放射の比が重要となる。

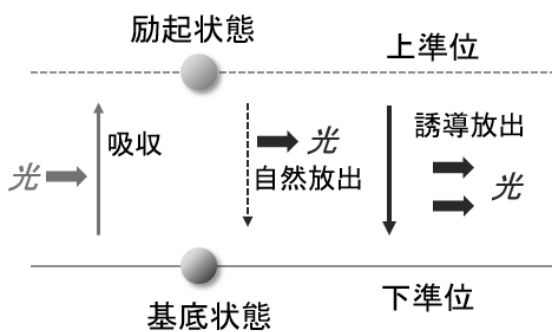


Fig. 48 反転分布

高エネルギー状態の電子の密度を低エネルギー状態の電子密度よりも圧倒的に高める状態は反転分布状態と定義する。パルスレーザーの生成及び増幅は「反転分布のある利得媒質を用いて、誘導放射によりエネルギーを得る」事が基本原理である (Fig. 48)。誘導放射という量子力学原理

は OHO2015 に本田先生[13]が解説したので、それを参考にさせていただきたい。本講義ではレーザーシステム構造の視点から解説する。

5.1.2. 超短パルス発生の必要条件

超短パルスは時間領域でも周波数領域でも局在している。時間領域での光電場の正周波数振幅成分を $E(t)$ とするとその角周波数成分 $\tilde{E}(\omega)$ はそのフーリエ変換

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt E(t) \exp(i\omega t) \quad (5-1)$$

で与えられる。この逆変換

$$E(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \tilde{E}(\omega) \exp(-i\omega t) \quad (5-2)$$

によって時間領域での振幅成分が表される。

そして、時間幅 Δt と角周波数成分 $\Delta\omega$ の関係は不等式

$$\Delta t \cdot \Delta\omega \geq K \quad (5-3)$$

が成立する。ただし、 K は 1 に近い定数である。

時間領域の電場振幅で短い時間幅を得ようとすれば、それに応じて周波数領域での広いスペクトルが必要になる。特に、不等式で等号が成立する時、その電場の時間幅はそれ以上短くならないのでこれをフーリエ限界またはトランスフォームリミットの光パルスと呼ぶ (Fig. 49)。

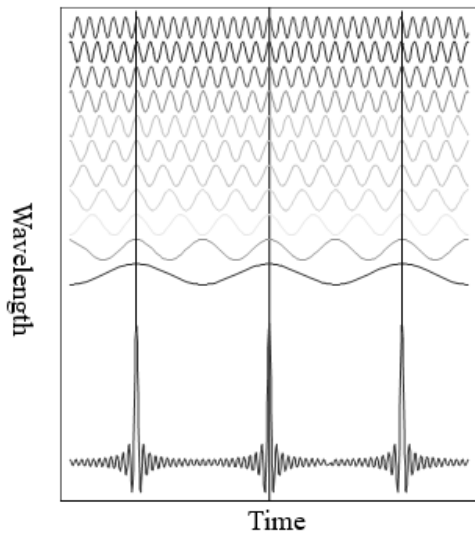


Fig. 49 パルス波形と位相

光電場では電場の振動周期がパルスの包絡線の変化する時間よりも十分短いので、電場の包絡線の 2 乗である強度($I = E^2$)の半値全幅(full width at half maximum; FWHM)をもってその光パルスのパルス幅と定義する。これを δt_H とし、また同様に周波数領域 $\nu = \omega/(2\pi)$ での強度の半値全幅を $\delta \nu_H$ としたとき、両者の積 $\delta t_H \cdot \delta \nu_H$ を Time-Bandwidth product と呼ぶ。フーリエ限界パルスでは式(5-3)の等号が成立し、具体的なパルス波形を仮定すると

$$\text{Gauss 型の場合: } \delta t_H \cdot \delta \nu_H = 0.441$$

$$\text{Sech 型の場合: } \delta t_H \cdot \delta \nu_H = 0.315$$

これによれば、例えば Gauss 型の波形を仮定した場合 20 fs のパルス幅を得ようと思えば 22 GHz のスペクトル幅が必要となり、中心波長を 1 μm とした場合これは 47 nm の波長幅に対応する。従ってこのパルス幅をレーザー発振器として実現しようとした場合、このような広いスペクトル領域で利得を持つレーザー媒質が必要になってくる。

5.1.3. 分散とチャープ (chirp)

式(5-3)で分かる通り、広帯域なスペクトルが存在しているだけでは短パルスが発生せず、各周波数成分の振幅が決まった位相関係をもってコヒーレントに重ねあわされて発生する。フーリエ限

界パルスでは各周波数の位相差が 0 と仮定するが、チャープ(周波数変調)のないクリーンなパルスと考えられる。現実的に、パルスが媒質を透過すると、屈折率分散により位相歪みが生じ、パルス幅が広がる (Fig. 50)。

光電場は z 軸方向に進行すると、その複振幅 E が

$$E(t; z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \tilde{E}(\omega) e^{i\{\omega t - k(\omega)z\}} \quad (5-4)$$

で与えられる。

位相の周波数分散 $\phi(\omega) = k(\omega)z$ は中心周波数 ω_0 を中心に Taylor 展開すると

$$\begin{aligned} \phi(\omega) &= k(\omega)z \\ &= \phi_0 + \dot{\phi}_0(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \ddot{\phi}_0(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \dddot{\phi}_0(\omega - \omega_0)^3 + \dots \end{aligned} \quad (5-5)$$

である。ここで、

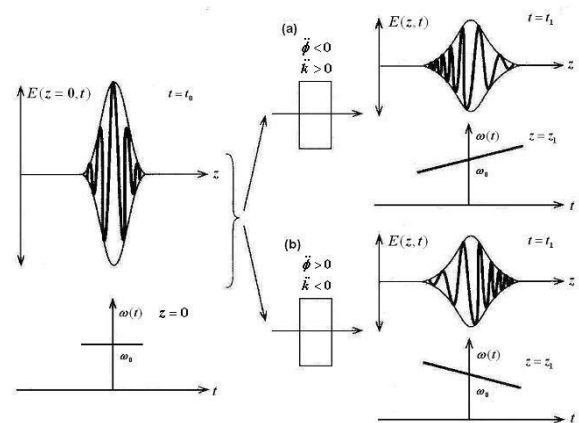


Fig. 50 (a)正分散(正常分散: normal dispersion)と(b)負分散(異常分散 anomalous dispersion)

$$\dot{\phi}_0 = \left. \frac{d\phi}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad \ddot{\phi}_0 = \left. \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad \dddot{\phi}_0 = \left. \frac{d^3\phi}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (5-6)$$

と定義した。

ここで、 $\ddot{\phi}$ は二次の分散 GDD(Group Delay Dispersion)、 $\dddot{\phi}$ は三次の分散 TOD(Third Order

Dispersion)である。 ϕ_0 は一定で、周波数に依存した位相変化には無関係である。式(5-5)第2項はパルス群遅時間を与える量で、パルス波形は変化しないが、第3項以降がパルス波形の変化や位相変化に関与する項である (Fig. 51)。

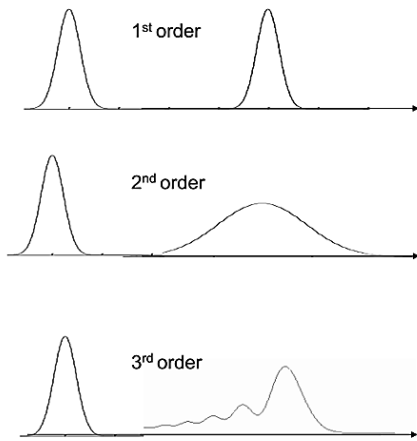


Fig. 51 分散と時間幅

第3項のみを考え $\ddot{\phi} = \frac{d^2\phi}{d\omega^2}$ と置き、時間幅 $\tau_c = \sqrt{|\ddot{\phi}|}$ を定義すると、式(5-4)より

$$E_{out}(t) = \frac{E_0}{\sqrt{\tau^2 + i\ddot{\phi}}} \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau'^2}\right) \exp\{i\phi(t) - i\omega_0 t\} \quad (5-7)$$

を得る。ここで τ 、 τ' はそれぞれ入、出力パルスの幅である。 τ' は元の幅 τ より広がる。また式(5-7)の全位相は $-i\left\{\omega_0 - \left(\ddot{\phi}/\tau^2\right)\left(t/2\tau'^2\right)\right\}t$ と表され、周波数が ω_0 を中心として時間とともに変化する。これをチャープと呼ぶ。

Gaussian の包絡線を持つパルス光の場合、GDDまで仮定すると、入力パルスの半値全幅 δt_H^{in} と出力パルスの半値全幅 δt_H^{out} の間には(5-4)式から下の計算式が得られる。

$$\delta t_H^{out} = \delta t_H^{in} \sqrt{1 + \left(4 \cdot \ln 2 \frac{\ddot{\phi}_0}{\delta t_H^{in2}}\right)^2} \quad (5-8)$$

5.1.4. 発振器及びモード同期

式(5-3)により、超短パルスを得るためには二つの条件が必要である。1: 十分な広がりスペクトル成分と 2: 位相が一定関係にある。レーザーパルスを作る装置は発振器という、共振器構造になる。リングあるいは往復共振器によって光を繰り返され伝搬するものと働く。無限時間領域での単一パルスとして光電場を扱っているが、レーザー共振器内では共振器長で定められる周期境界条件が電場に課されるため、周波数成分(モード)は離散的になり、時間領域での光パルスはこれを足し合わせる形になる。各モードが決まった位相関係で足し合わされているこの状態をモード同期 (Mode-locking) と言う。単一モードのスペクトル幅では得られない程の短パルスをレーザー発振器から得ようとする場合には、必ず複数のモードがこの状態になっていなければならない。この時必然的にパルスも周期的に発生(パルス列)し、その周期 T は光パルスが共振器内を一周する時間に相当する。

固体レーザーの構成には三つの要素が必要: ① 励起光源。② 利得媒質。③ 共振器。励起光源を利得媒質に集光して、反転分布のある利得媒質を誘導放出により共振器の中にシグナルパルスを励起される。励起された光パルスのある透過率ある出力カップラー (Output coupler: OC) により出射している (Fig. 52)。

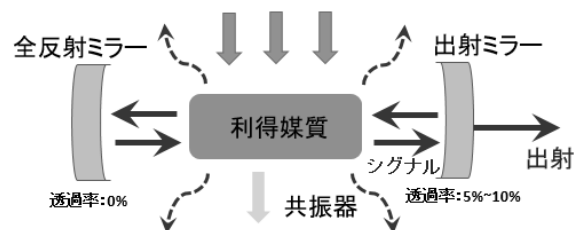


Fig. 52 共振器構造

具体的にモード同期をかける方法は、大別して外部から共振器の利得や損失などに変調をかける強制モード同期 (Active Mode-locking) と特に外部からの変調を必要とせず自律的にモード同期状態になる自己モード同期 (Self Mode-locking)

また受動モード同期(Passive Mode-locking)の2通りがある。

レーザー媒質によって、多様なモード同期の方法がある。例えば、半導体レーザーには、音響光学の変調器 (acoustooptic modulator: AOM)、半導体可飽和吸収ミラー (SESAM: Semiconductor Saturable Absorber Mirror) を用いて、強制モード同期による発振する方法は基本である。Ti:Sapphire レーザーには、結晶の Kerr レンズ非線形効果を利用して Kerr レンズモード同期という自己モード同期法を採用する。ファイバーレーザーの場合、SESAM を用いて強制モード同期以外に、非線形偏波回転 (Nonlinear Polarization Rotation: NPR) と呼ばれ受動モード同期法も使用する。この方法はファイバー内伝搬する光の非線形屈折率変化によりパルスに位相変化が生じる特性を利用することである。本講義には、具体的なモード同期原理は省略する。

5.1.5. チャープパルス増幅法

高強度下の媒質の屈折率 n は、強度 I に依存して次式のように表せる。

$$n = n_0 + n_2 I \quad (5-9)$$

この式の非線形成分 $n_2 I$ が光電場に与える位相シフト $\Delta\phi$ を生じる。

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I(z) dz \quad (5-10)$$

パルスの方向は z 軸の方向で、 L は媒質の長、 λ は波長である。非線形屈折率効果が光ビームの空間形状に対しても大きな影響を及ぼす。通常のビームは中心が強く、周辺に行くほど弱くなる。非線形効果により、中心部分と周辺で屈折率が変化し、レンズ効果が生じる。 $n_2 > 0$ のときは、中心部分の屈折率が高くなるから凸レンズになり、光の強度分布は中心に収束する。 $\Delta\phi$ が 2π を超えると、自己収束 (self-focusing) が起こる。自己収束が起こると、中心部分の強度が増大し、凸レンズ効果がさらに大きくなる。このように正のフィードバックが生じ、光ビームは伝搬によって急速に

収束し、固体レーザー媒質が破壊される (Fig. 53)。

実は、この最終状態は不安定であるので、強い自己収束が起こると、光ビームは不規則なパターンに変化してしまう。

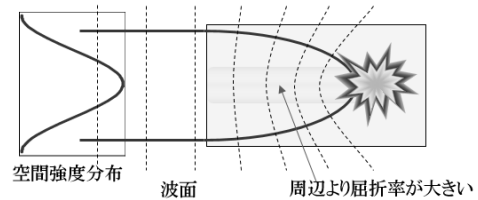


Fig. 53 自己収束より媒質の破壊

固体レーザーの超短パルス高出力化を可能にしたのが、1985年に D. Strickland と G. Mourou によって考案されたチャープパルス増幅法 CPA (Chirped Pulse Amplification) である。この方法では、まず、増幅前、パルス幅を Stretcher で大きく引き伸ばしている。それから、ピーク強度を抑えた状態で増幅する。増幅後に、パルスを Compressor で圧縮して、元のパルス幅に戻す。その結果高エネルギーの超短パルスを得られる。現在用いられている CPA の概念を Fig. 54 に示す。

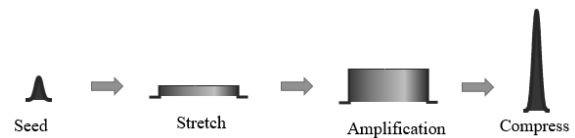


Fig. 54 チャープパルス (CPA) 増幅

CPA の開発は、高強度レーザー下の物理の研究の進歩に大きく貢献している。二人はこの業績により 2018 年ノーベル物理学賞を受賞した。

5.1.6. 熱レンズ効果

固体レーザーにおいてはトラブルの一つとして熱レンズ効果がある。励起光の内、レーザー光、あるいは蛍光となって放出されるエネルギー以外の大部分は熱に変わるから、励起光のプロファイルと熱伝導率に応じて温度分布が結晶内に生ずる事になる。一般に固体レーザー媒質の密度・屈折率は温度によって変化するので、この温度分

布に対応する屈折率分布が生じ、結果としてレンズと同等の働きをする様になり、熱レンズ効果が起こる。

エキシマレーザー等のガスレーザーではチェンバーの冷却とガス循環の高速化によって、熱の影響を抑える事が比較的容易にできるが、固体レーザーの場合、熱伝導の悪さ（金属に比較して）や表面積の小ささから、例え強力な冷却方法を用いたとしても、ビーム伝搬への影響を避けることは困難である。もちろん温度分布による屈折率変化の他に、変形等によるレンズ効果も考えられるが、熱に誘起された様々な効果を低減する事、あるいは、これを補償するような増幅器の設計が非常に重要な課題となる。

5.1.7. 分散の生成

CPA に於いて、レーザーを増幅したりする際において分散の問題が重要となる。これに対して、重要な光学ユニットが **Stretcher** と **Compressor** である。**Stretcher** では大きな分散を与えて、パルス幅を伸ばし、**Compressor** は逆向きの分散でパルスを再び元の幅に圧縮する。

基本的に、分散を変えるというのはパルスを構成する各周波数成分が異なる速度で伝わるため、伝搬によりスペクトル成分の相対位相が変化する。

一般的にガラス材料の屈折率は正常分散を持っているので、波長の長い光は速く、波長の短い光は遅く進む。その結果として光パルスを光学系で大気中やレンズを通過したり、ミラーで反射されたりすると、正分散を与える。

透過媒質によって角振動数 ω の光電場に与えられる位相項は

$$\phi = k \cdot l = n(\omega) \frac{\omega}{c} \cdot l \quad (5-11)$$

で与えられる。 k は媒質中での波数、 l は媒質の長さ、 $n(\omega)$ は屈折率である。

媒質の屈折率のセルマイヤー式を以下に示す。

Type A

$$n^2 = 1 + \frac{A_1 \lambda^2}{(\lambda^2 - B_1)} + \frac{A_2 \lambda^2}{(\lambda^2 - B_2)} + \frac{A_3 \lambda^2}{(\lambda^2 - B_3)} \quad (5-12)$$

Type B

$$n^2 = A + \frac{B \lambda^2}{(\lambda^2 - C^2)} + \frac{D}{(\lambda^2 - E^2)} \quad (5-13)$$

ここで、波長 λ と角振動数 ω の関係は式

$$\lambda = \frac{2\pi \cdot c}{\omega} \quad (5-14)$$

で決める。

式(5-6)による、群遅延、GDD、TOD の定義に従って、これらの値は計算できる。波長依存の形で表した式は

$$\dot{\phi} = \frac{1}{c} \left(n(\lambda) - \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda} \right) \cdot l \quad (5-15)$$

$$\ddot{\phi} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \cdot \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \cdot l \quad (5-16)$$

$$\ddot{\phi} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 c^3} \left(3\lambda^2 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \lambda^3 \frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right) \cdot l \quad (5-17)$$

である。

分散を与える手段のひとつに誘電体多層膜チャープミラーを使う方法がある (**Fig. 55**)。このミラーは各層の膜厚を調整する事で、パルスの波長帯域や、分散補償量などそれぞれの光学系に合わせて設計し、反射された光パルスに分散を付ける。チャープミラーはガラス等が持つ物質分散と逆の分散を持つように設計されることが多い、反射後のパルスは物質分散を補償し、発振直後に近い形状に戻る。



Fig. 55 チャープミラー

5.1.8. Stretcher と Compressor

Stretcher と Compressor はさらにチャージ量を大きく与えることが必要である。Fig. 56 に回折格子対 (Grating pair) を用いた Stretcher と Compressor を示す。Compressor では、回折格子は平行に並べる。Stretcher とは逆に短波長より長波長の伝播距離は長く、Stretcher で与えられた分散を補償して、パルスは圧縮される。Stretcher の場合、回折格子は反平行に並べる。パルスは回折格子で分散され、入射光の長波長と短波長の分散角度は異なるので、短波長伝播の距離は長波長より長い。回折格子対を通過すると、長波長成分が先行し、短波長成分が遅れることによって、パルス幅は広がる。空間的な色分散を補償するため、ビームを折り返し、一往復させる。

回折角 θ の角振動数 ω に対する依存性については、回折条件が

$$\sin \gamma + \sin(\gamma - \theta) = \frac{\lambda}{d_g} = \frac{2\pi c}{\omega d_g} \quad (5-18)$$

で与えられる。 γ は入射角度であり、 θ は回折角度であり、 d_g は回折格子溝間距離である。

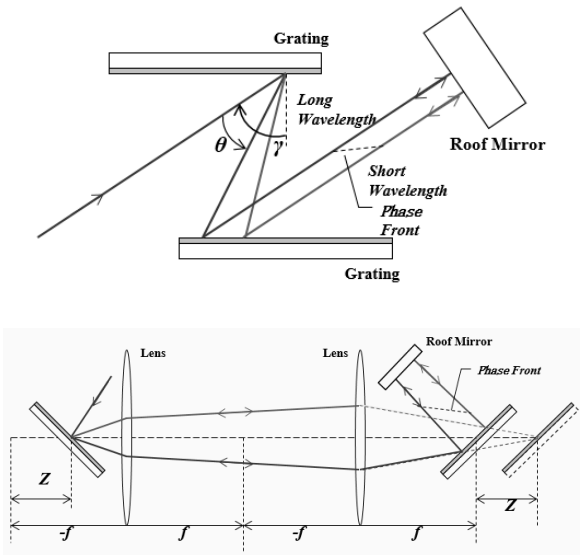


Fig. 56 回折格子

上 : Compressor

下 : Stretcher

回折格子対出力側のビームに空間的な色分散があるので、ルーフミラーで折り返し、もう一度逆向きにビームを返すことによって空間的な色分散を取り除く。Compressor の回折格子対光学系に於いて、角振動数 ω の二次と三次の分散は

$$\left. \frac{d^2 \phi}{d\omega^2} \right|_0 = -\frac{8\pi^2 c}{\omega_0^3 d_g^2} \cdot \frac{Z(\omega_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \quad (5-19)$$

$$\left. \frac{d^3 \phi}{d\omega^3} \right|_0 = -\frac{24\pi^2 c}{\omega_0^4 d_g^2} \cdot \frac{Z(\omega_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \left\{ 1 + \frac{2\pi c}{\omega_0 d_g} \cdot \frac{\sin(\gamma - \theta_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \right\} \quad (5-20)$$

になる。ここで、 $Z(\omega_0)$ は中心波長における回折格子対間の光路長である。

回折格子の利点は回折格子対間の距離が数メートルまで延びられて、大きい分散量を与えられる。そして、回折格子のサイズによって、広いスペクトル領域のパルスが対応できる。従って、回折格子対は超短パルスの圧縮の装置において、広く使用される。

Compressor 回折格子対簡単構造に対して、「Compressor を反転させる」Stretcher 構造にテレスコープ (telescope) レンズを挿入し、色収差などの収差によって生じる付加的な分散の影響が大きい。一般には Stretcher は完全に Compressor と逆向きの分散を与える様にした方が分散補償を考える際に便利なので、Öffner タイプ Stretcher を採用する人が多い。

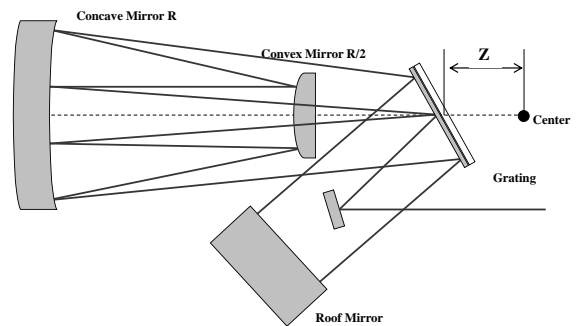


Fig. 57 Öffner タイプ Stretcher

Fig. 57 は、それを 1 枚の Grating で実現した配置である。ミラーの共焦点から Grating までの距離を Z 、Grating の溝間隔を d_g 、Grating 入射

角を γ 、回折角度 θ とすると、Öffner 型 Stretcher によって与えられるの群速度分散と 3 次分散は、次の式で与えられる。

$$\left. \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \right|_0 = \frac{8\pi^2 c}{\omega_0^3 d_g^2} \cdot \frac{(2Z)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \quad (5-21)$$

$$\left. \frac{d^3\phi}{d\omega^3} \right|_0 = \frac{24\pi^2 c}{\omega_0^4 d_g^2} \cdot \frac{(2Z)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \left\{ 1 + \frac{2\pi}{\omega_0 d_g} \cdot \frac{\sin(\gamma - \theta_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \right\} \quad (5-22)$$

それ以外、いろんな特徴な Stretcher と Compressor 装置がある。Prism 対、Fiber bragg grating (FBG)、音響光学分散フィルター (AOPDF) などの光学部品も選択できる。

5.1.9. 超短パルスレーザーの増幅

パルスレーザー光の増幅は「反転分布のある利得媒質に種光を通して、誘導放出によりエネルギーを得る」事が基本原理である。固体利得媒質の超短パルス増幅の場合のように反転分布の寿命がパルス幅に比べて十分長い場合は、自然放出光の増幅がほとんど無視できるので、これを前提にしたレーザー準位についてのレート方程式から導き出しされる Frantz らによるモデルが良く増幅現象を説明する。これによれば増幅媒質に入射されたビームのフルーエンス J_{in} は

$$J_{out} = J_{sat} \cdot \ln[1 + G\{\exp(J_{in}/J_{sat}) - 1\}] \quad (5-23)$$

のように増幅される。ここで J_{out} 、 J_{sto} はそれぞれ、出力のフルーエンスと媒質に蓄えられたフルーエンスを表しており、

$$G = \exp(J_{in}/J_{sat}) \quad (5-24)$$

である。この原理に従えば、増幅の限界は飽和フルーエンス程度であり、逆に言えば飽和フルーエンスまで増幅できれば、高率の増幅が達成できたということができる。

5.1.10. 再生増幅法

増幅は、弱いエネルギーのシグナルレーザーパルスを増大するための装置である。励起によるエネルギーを蓄えた反転分布媒質に、レーザーシグナルパルスを通すと、誘導放出によりエネルギーがトランスファーする。

利得媒質のサイズを制限されるので、弱い光パルスを利得媒質に一回だけ通過すると、増幅倍率が足りなく、多重増幅は必要である。発振器が生成されたパルスのエネルギーがサブ nJ か mJ レベルまで増幅すれば、利得媒質を通過するパス数も百回以上になる。装置的には非常に複雑である。

再生増幅とは、共振器中にパルス光を閉じ込め、利得飽和後に共振器からこれを取り出す光パルス増幅法である。再生増幅の利点は共振器構造の増幅器である為、光を数十回閉じ込め、モードがきれいなことである。このため、高出力マルチレーザーシステムにおいては、シードパルスの前置増幅器として用いられることが多い。

再生増幅器では、パルス列から増幅されるパルスの一つだけ選んで共振器中に閉じ込め、取り出すという作業が必要になる (Fig. 58)。この目的に用いられるのが結晶の電気光学効果を用いたポッケルスセル(Pockels Cell: P. C.)である。一般的に用いられている KD*P 結晶の場合、光軸方向 (z 軸方向) に対して平行に入射したビームの偏光回転角は外部からの電圧に比例する。

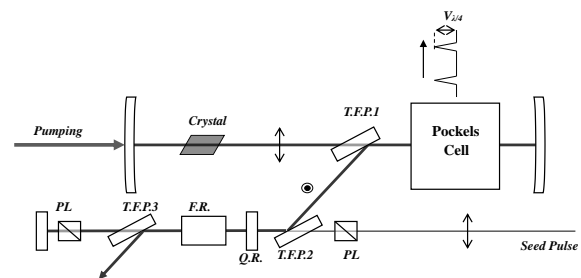


Fig. 58 再生増幅原理

電圧を印加しない状態では Pockels Cell の Z 軸が光軸方向のとき、seed pulse は共振器内に入れない。λ/4 波長電圧をパルス電圧として働くように設定しておくと、Pockels Cell を往復したパルス光は 90 度の偏光回転を受けるので、縦偏光で

薄膜偏光子(T.F.P.1)に入射した seed pulse は T.F.P.1 上で横偏光になり共振器を往復し、増幅されることになる。増幅が飽和した後、再び $\lambda/4$ 波長電圧のパルス電圧を印加してパルス光を縦偏光にすると、T.F.P.1 で切り出される。

入射光(シード光)と取り出す光(増幅光)は、同軸上にあるので、これを分けなければならないので、ファラデー回転素子(F.R.)、水晶回転素子(Q.R.)、T.F.P.を利用して分離する。QR は、パルスの進行方向に対して左回り 45 度の偏光回転を与え、FR は、進行方向に関係なく 45 度の偏光回転を与える。FR と QR によって入射方向には偏光回転が相殺され、逆方向には 90 度の偏光回転を与える。つまり、入射の場合、横偏光で入射した光は、そのまま T.F.P.2・T.F.P.3 を透過してミラーで同軸反射される。反射パルスは T.F.P.3 を透過した後、FR と QR によって縦偏光になり、T.F.P.2・T.F.P.1 で反射され、共振器中に入る。増幅光を取り出す場合は、縦偏光はそのまま T.F.P.2・T.F.P.3 で反射される。この光学系は、戻り光が再生増幅器に入るのを防ぐためにも用いられる。

P.C.の役割はある瞬間にシグナルパルスを入れ、利得飽和後にパルスを取り出すことである。電圧駆動方式はいろいろあるが、Fig. 59 で示す。

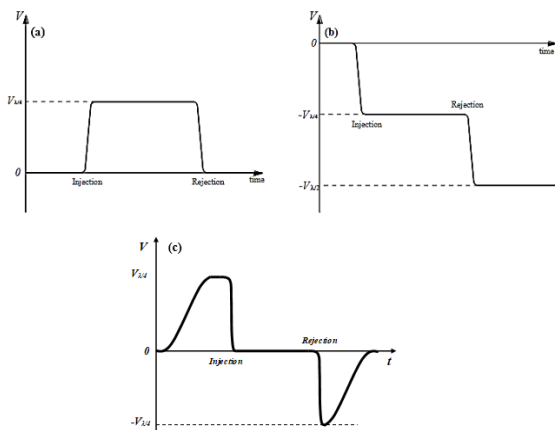


Fig. 59 Pockels Cell の印加する電圧

(a)の場合、印可電圧を 0 にすることによってパルスの取出しをする。(b)は $1/2$ 波長電圧でパルスの取出しをする。(c)はダブルピーク電圧と同等であるが、高繰り返しが可能となる。

5.1.11. マルチパス増幅法

再生増幅の場合、Pockels Cell、薄膜偏光子などの反射防止膜の損傷が制限となり、大きなエネルギーを取り出すことが難しい。

高エネルギー増幅の場合、レーザー光が吸収され物質が温められると、温められた部分の密度、が変化する。この熱によりレーザーの照射されたところとその周辺に屈折率差が生まれ、熱レンズ効果と言う。

エネルギーの大きいパルスの増幅においては、マルチパス増幅器を使う。マルチパス増幅は、ミラーでビームを折り返しによって、多重回行うものである。増幅とき、レンズなどの光学装置を用いて熱レンズ効果を補償され、レーザー空間特性を維持する。

再生増幅器はシングルモード共振器で利得と損失がバランスしたところでパルス出力することになる。蓄積エネルギーから取り出せる割合はマルチパス増幅器より劣る。マルチパスは単純に平面ミラーで折り返すによって各パスの微調整ができ、大きい利得結晶サイズを対応し、異なる熱レンズ効果を補償し、高平均パワー及び高ピークパワー増幅に対して最適である。

例としては、結晶の両側に反射ミラー及び凸レンズの対を配置し、望ましくない非線形効果を排除することで、数回増幅パスを構築する。(Fig. 60)

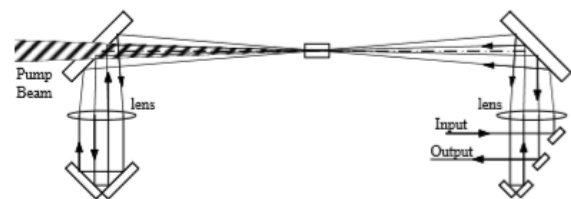


Fig. 60 マルチパス増幅

マルチパス増幅器が往復型共振器にただけの様にみえるが、モードの再生条件を考慮により、凸レンズの配置が必ずしも共焦点にならないという点が大きな違いである。従って、共振器のように1枚の反射ミラーによってすべてのパスを折り返すことはできず、各パスの折り返しは独立になされる必要である。

5.1.12. 第二高調波発生

一般的にレーザーから生成するパルスの波長領域が可視～赤外の波長(700nm～数 μ m)の長波長である。実際に波長が短いほど光子のエネルギーは高くなり、小さいスポット径に集光できるという性質がありますので、紫外(UV)線レーザーが広く求められている。

短波長の光を発生するために、非線形結晶を用いて波長変換を行った。第2高調波発生(Second harmonic generation :SHG)は、周波数 ω の基本波を非線形結晶に位相整合条件を満たす角度で入射して、周波数 2ω 光を発生することである。基本波長の半分の波長で、もっと短い2倍波パルスが得られる。(Fig. 61)

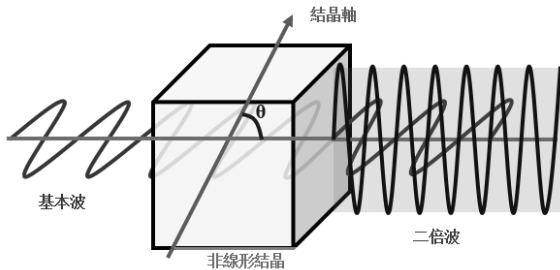


Fig. 61 第2高調波発生

物質の光学特性を決定する屈折率の波長依存性を分散と呼ぶ。可視光近辺の波長領域においてその近似式を与えているのが、セルマイヤー式(Sellmeier Equation)である。

セルマイヤーは通常、以下の2通りで記述されることが多い。

$$n^2 = 1 + \frac{A_1 \lambda^2}{(\lambda^2 - B_1)} + \frac{A_2 \lambda^2}{(\lambda^2 - B_2)} + \frac{A_3 \lambda^2}{(\lambda^2 - B_3)} \quad (5-25)$$

$$n^2 = A + \frac{B \lambda^2}{\lambda^2 - C^2} + \frac{D}{\lambda^2 - E^2} \quad (5-26)$$

$A \sim E$ は実験的に決定される定数である。

結晶の屈折率は結晶軸によって異なり、それは一般に楕円体形状をしており、屈折率楕円体と呼ばれている。すなわち

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (5-27)$$

と表記される。 n_x, n_y, n_z は各軸方向の屈折率で、主屈折率という。それぞれが独立になっていて、固有のセルマイヤーを持っている。ただし、その楕円体形状が球状や回転楕円体状をしているときは、共通の主値をもつようになる。今回は、それが回転楕円体形状をとるときの場合について述べる。このような結晶のことを一軸結晶と呼ぶ。現在は $n_x = n_y$ であるとすると、それを常光線屈折率と呼び、 n_o と表記する。同様に、 n_z を異常光線屈折率と呼び、 n_e と表す。2つの屈折率が存在するとき、複屈折をあると呼び、 z 軸のことを光学軸、あるいは c 軸と呼んでいる。

一軸結晶の中でも、BBOなどでは $n_o > n_e$ であり、このような結晶を負の一軸結晶と呼んでいる。逆の場合を正の一軸結晶という。

光の波面法線方向を、直交座標系で波動ベクトル $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ と表すとす。そのとき、 \vec{k} が z 軸となす角を θ としている。

ここで、

$$k_\omega = \frac{\omega}{c} n(\omega) \quad (5-28)$$

$$k_{2\omega} = \frac{2\omega}{c} n(2\omega) \quad (5-29)$$

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega = \frac{2\omega}{c} [n(2\omega) - n(\omega)] \quad (5-30)$$

ここで、 Δk は波動ベクトルミスマッチである。第2高調波発生の場合、2倍波の強度は式

$$I_{2\omega} \propto I_\omega^2 d_{eff}^2 L^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) \quad (5-31)$$

となる。ここで、 L は結晶の厚さ、 d_{eff} は有効非線形感受率である。

位相整合条件 $\Delta k = 0$ は、式(5-30)より基本波と2倍波の屈折率が等しくなるときに満たされる。しかし、屈折率に分散があるため、一般にこの条件は満足されない。結晶のような異方性媒質中では、二つの直交する偏光に対する屈折率の角度依存性を利用し、 $\Delta k = 0$ を実現する方法が角度位相整合法である。

一軸性結晶では、光の偏光が、結晶の光学軸(c軸)に直交する時、常光線、c軸方向と平行な時、異常光線という。常光線の屈折率は波動ベクトルの方向に寄らず一定値 n_o を取る。一方、異常光線の屈折率は、波動ベクトルが光学軸に対し、 θ の角度を取るとき、

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \quad (5-32)$$

で与えられる。

第2高調波発生は、 ω 光子 2 個から 2ω 光子 1 個が作られる現象であるが、複屈折率法では、基本波と 2 倍波の屈折率が等しくなるように配置する。

$$n(\omega) = n(2\omega) \quad (5-33)$$

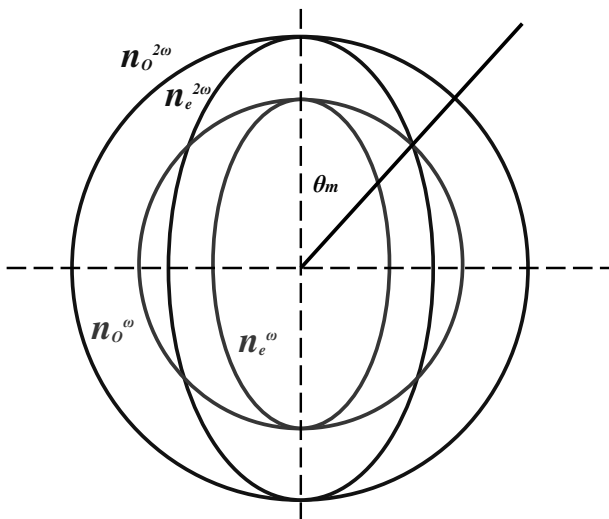


Fig. 62 負一軸結晶の Type1 型位相整合

Fig. 62 は負の一軸結晶に対し屈折率面を图示したものである。2 倍波波長の方は基本波より大きくなる。従って、2 倍波の異常光線屈折率と基本波の常光線屈折率は曲線の交点の方向で、等しくなる。角度 θ_m を位相整合角という。

まず、基本波を常光線にして入射させる。その屈折率は n_o で一定である。次に、その基本波の \vec{k} 方向、特に z 軸となす角 θ を調整する。これは、発生する 2 倍波の異常光線の屈折率 $n_e(2\omega, \theta)$ が、

$$n_e(2\omega, \theta) = n_o(\omega) \quad (5-34)$$

という関係を満たすようにする。

異常光線が感じる屈折率は n_e と n_o の間をとれるので、SHG を起こすことができる。

式(5-34)を解くと、位相整合角は

$$\sin^2 \theta_m = \frac{(n_o(\omega))^2 - (n_o(2\omega))^2}{(n_e(2\omega, \theta))^2 - (n_o(2\omega))^2} \quad (5-35)$$

で与えられる。

このように、基本波を常光線、2 倍波に異常光線を用いる位相整合のとり方を第一種の位相整合条件もしくは Type I という。

5.1.13. Optical Parametric Amplification (OPA) 増幅法

OPA は、広い帯域を持つ増幅法であり、特にフェムト秒領域パルス増幅で注目されている。OPA は、従来のような反転分布を利用した増幅方法ではなく、パラメトリック過程による励起光からシグナル光への直接的なエネルギートランスファーによって一気に増幅される。シングルパスの利得が大きいため、再生増幅器のような共振器構造を必要とせず、サイドパルスの発生を抑制できる。

和周波発生は、入力に 2 つの周波数の違う (ω_1 、 ω_2) ビームを非線形結晶に入射すると、 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ の光が発生する。第二高調波発生は和周波発生の一つである。差周波発生は、入力に 2 つの周波数の違う (ω_1 、 ω_3) ビームを非線形結晶に入射すると、 $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$ の光が発生する。

(Fig. 63)

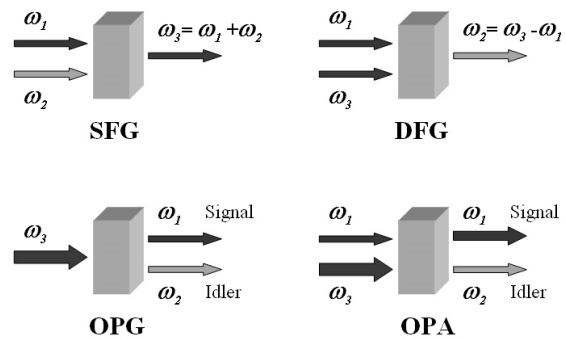


Fig. 63 非線形過程

光パラメトリック発生 (OPG) では、和周波発生とは逆に、ポンプ光が 2 次の非線形感受率を持つ非線形光学結晶に入射したとき、パラメトリック相互作用により、 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ を満たす角周波数 ω_1 、 ω_2 の二つの光波が発生する。第 2 高調波発生や和差周波数発生では、入力光の周波数が決まれば、位相整合条件

$$\Delta k = k(\omega_3) - k(\omega_2) - k(\omega_1) = 0 \quad (5-36)$$

によって出力光の周波数が決まる。パラメトリック過程では、第 2 高調波発生や和差周波数発生と同様に位相整合条件を満たすことが絶対的な条件となる。

この OPG の条件で、 ω_3 光と位相整合条件が満たされるような ω_1 の光波を結晶に入射すると、その光波はある効率で増幅される。この光学過程が光パラメトリック増幅 (OPA) である。

3 光波相互作用の結合波動式は

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_1 = -i\chi^{(2)} \frac{\omega_1^2}{2c^2 k_1} A_2^* A_3 e^{i\Delta k z} \quad (5-37)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_2 = -i\chi^{(2)} \frac{\omega_2^2}{2c^2 k_2} A_1^* A_3 e^{i\Delta k z} \quad (5-38)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_3} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_3 = -i\chi^{(2)} \frac{\omega_3^2}{2c^2 k_3} A_1 A_2 e^{-i\Delta k z} \quad (5-39)$$

となる。ここで、である。この式は、四つの光学過程を全て記述している。異なるのは初期条件 A_i だけである。

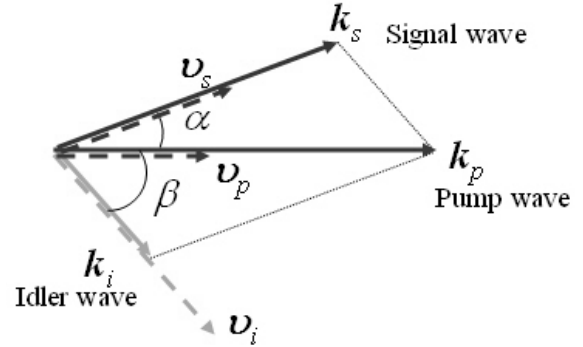
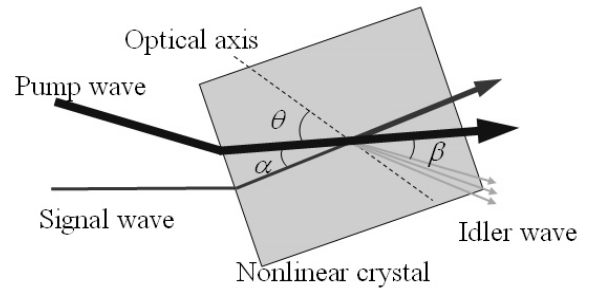


Fig. 64 OPA 原理

Fig. 64 の光パラメトリック増幅 (OPA) は Fig. 63 と対応させて、光波 ω_3 はポンプ光と呼び、入射する光波 ω_1 はシグナル光と呼び、新たに生成する光波 ω_2 はアイドラー光と呼ぶ。

初めに、 ω_s 、 ω_p 光が入射するから、初期条件はアイドラー光の強度 $I_i(0) = 0$ である。ポンプ光の減衰が無視できる範囲では、この初期条件を満たす強度の近似解は

$$I_s(z) = I_s(0) \cosh^2 \Gamma z \quad (5-40)$$

$$I_i(z) = \frac{\omega_i}{\omega_s} I_s(0) \sinh^2 \Gamma z \quad (5-41)$$

$$I_p(z) = I_p(0) \quad (5-42)$$

と表せる。ここで、 z は結晶の厚みであり、 Γ はパラメトリック利得係数と呼ばれ、

$$\Gamma = 2d_{eff} \sqrt{\frac{\omega_s \omega_i I_3}{\epsilon_0 n_s n_i n_p c^3}} \quad (5-43)$$

である。これにより、光パラメトリック増幅における強度利得は、

$$G = \left(\Gamma z \cdot \frac{\sinh(gz)}{gz} \right)^2 + 1 \quad (5-44)$$

である。位相ミスマッチ Δk と波数ベクトルの関係は

$$\begin{aligned} \Delta k &= k_p - k_s - k_i \\ &= k_p - k_s \cos \alpha - k_i \cos \beta \end{aligned} \quad (5-45)$$

となる。ポンプ光とシグナル光の角度 α により、位相ミスマッチ Δk の値は変わる。

同軸配置パラメトリック増幅の場合 ($\alpha = \beta = 0$)、

$$\Delta k = -\left(\frac{1}{v_s} - \frac{1}{v_i} \right) \Delta \omega_s - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 k_s}{\partial \omega_s^2} + \frac{\partial^2 k_i}{\partial \omega_i^2} \right) (\Delta \omega_s)^2 + \dots \quad (5-46)$$

ここで、

$$v_j = \left(\frac{\partial k_j}{\partial \omega_j} \right)^{-1} \quad (5-47)$$

は中心波長の群速度である。これによって、パラメトリック幅 Δv が

$$\Delta v = \frac{0.53}{\left| \frac{1}{v_s} - \frac{1}{v_i} \right|} \sqrt{\frac{\Gamma}{z}} \cdot c \quad (5-48)$$

で表される。

非同軸配置パラメトリック増幅とは、結晶内を進むポンプ光とシグナル光とが同一直線上ではなく、ある角度を持って相互作用する光学配置の OPA である。非同軸位相整合では、広帯域増幅が実現される。また、非同軸位相整合は、結晶に於ける異常光線の空間的な walk-off を補償するため、利得を上げられる。非同軸位相整合はシグナル光とアイドラー光の群速度ミスマッチを補償し、パラメトリック帯域幅も広くできる。

非同軸的な配置では、位相ミスマッチは同軸の配置より多くのパラメータで表される。Fig. 65 のように、角度 α と β は、波長に依存して、中心波長の周りで展開される。

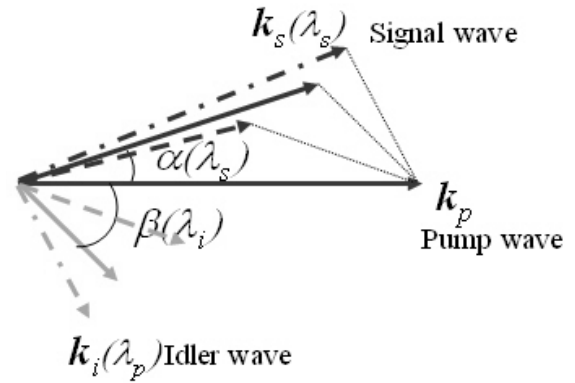


Fig. 65 シグナルとアイドラーの群速度ミスマッチ

$$\cos \alpha = \cos \alpha_0 - \sin \alpha_0 \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \omega_s} \right)_0 \Delta \omega_s - \frac{1}{2} \cos \alpha_0 \left(\frac{\partial^2 \alpha}{\partial \omega_s^2} \right)_0 (\Delta \omega_s)^2 + \dots \quad (5-49)$$

$$\cos \beta = \cos \beta_0 - \sin \beta_0 \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega_i} \right)_0 \Delta \omega_s - \frac{1}{2} \cos \beta_0 \left(\frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega_i^2} \right)_0 (\Delta \omega_s)^2 + \dots \quad (5-50)$$

ここで、0 は各々の量の中心を表わす。位相整合条件は

$$k_p = k_{s0} \cos \alpha_0 + k_{i0} \cos \beta_0 \quad (5-51)$$

$$k_{s0} \sin \alpha_0 = k_{i0} \sin \beta_0 \quad (5-52)$$

と表される。

式(5-49)～式(5-52)は式(5-45)を代入すると、位相ミスマッチを

$$\Delta k = \left[\frac{\cos \alpha_0}{v_s} - \frac{\cos \beta_0}{v_i} - k_{s0} \sin \alpha_0 \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \omega_s} \right)_0 + k_{i0} \sin \beta_0 \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega_i} \right)_0 \right] \Delta \omega_s + \dots \quad (5-53)$$

のように展開することができる。

従って、一次の項は非同軸の角度の分散を含むので、波長依存する非同軸角度で上式におけるシグナル光とアイドラー光の群速度ミスマッチを置き換えることができる。この場合、

$$\frac{\cos \alpha_0}{v_s} - \frac{\cos \beta_0}{v_i} - k_{s0} \sin \alpha_0 \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \omega_s} \right)_0 + k_{i0} \sin \beta_0 \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega_i} \right)_0 = 0 \quad (5-54)$$

である。一次の位相ミスマッチが無くなり広帯域の位相補償は可能になる。同様に、ポンプ光の垂直方向 (Fig. 65 の縦方向) 成分に関しても同様に次のように表される。

$$\frac{\sin \alpha_0}{v_s} + \frac{\sin \beta_0}{v_i} + k_{s0} \cos \alpha_0 \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \omega_s} \right) + k_{i0} \cos \beta_0 \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega_i} \right) = 0 \quad (5-55)$$

同軸配置の場合、 $\alpha = \beta = 0$ なので、位相整合条件は

$$v_s = v_i \quad (5-56)$$

の時しか満たさない。ここで、 $\omega_s = \omega_i = \frac{\omega_p}{2}$ 。

非同軸配置の場合、 α と β の自由度があるため広い周波数領域で位相整合条件が満たされる。非同軸 OPA の位相整合は Fig. 66 に表示される。位相整合を満たす角度分散は以下の式から計算される。

$$\left(\frac{\partial \alpha}{\partial \omega_s} \right)_0 = \frac{v_s^{-1} \cos(\alpha_0 + \beta_0) - v_i^{-1}}{k_{s0} \sin(\alpha_0 + \beta_0)} \quad (5-57)$$

$$\left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega_i} \right)_0 = \frac{v_i^{-1} \cos(\alpha_0 + \beta_0) - v_s^{-1}}{k_{i0} \sin(\alpha_0 + \beta_0)} \quad (5-58)$$

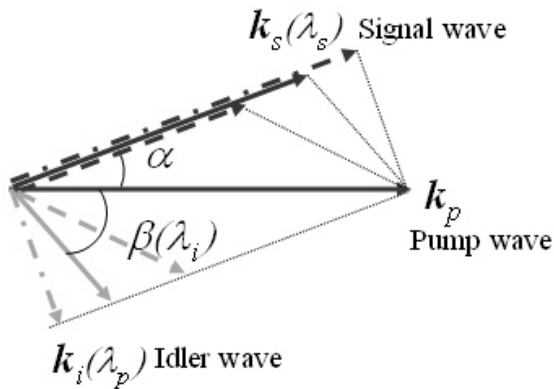


Fig. 66 α が定数のときの、シグナルとアイドラーの群速度ミスマッチ

しかし、OPAにおいて、角度分散は望ましくないため、角度 α は定数として考える。ここで、

$$\alpha = \alpha_0 \quad (5-59)$$

である。従って、式(5-57)と式(5-58)は

$$v_s = v_i \cos(\alpha + \beta) \quad (5-60)$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial \omega_i} = -\frac{1}{k_i \cos \beta} \left(\frac{\sin \alpha}{v_s} + \frac{\sin \beta}{v_i} \right) = -\frac{\tan(\alpha + \beta)}{k_i v_i} \quad (5-61)$$

のように簡単な群速度位相条件になる。ここで、位相整合条件式は

$$\Delta k = -\frac{\cos(\alpha + \beta)}{\cos \beta} \left(\frac{1}{v_s} - \frac{1}{v_i \cos(\alpha + \beta)} \right) \Delta \omega_s + \dots \quad (5-62)$$

になる。

α は十分小さくなると、 $\frac{\cos(\alpha + \beta)}{\cos \beta} \approx 1$ と近似できる。この場合、一次の群速度不整合の式は

$$GVM_{s-i} = \frac{1}{v_s} - \frac{1}{v_i \cos(\alpha + \beta)} \quad (5-63)$$

で定義される。ポンプ光とシグナル光の関係

$$GVM_{p-s} = \frac{1}{v_p} - \frac{1}{v_s \cos \alpha} \quad (5-64)$$

が得られる。式(5-63)と式(5-64)はゼロになると、位相の群速度ミスマッチが無くなる。

BBO結晶は広い波長可変性、高損害閾値、大非線形係数などの利点のために OPA の利得結晶に広く使用される。それで、Type-I 型 OPA (e-o+o) は、小さい GVM と、大きい非線形の係数のために Type-II 型 OPA (e-o+e) より超短パルス発生に適している。式(5-51)によって、Type-I 型位相整合条件は

$$\theta(\lambda_s, \alpha) = \cos^{-1} \left\{ \frac{1}{\sqrt{|n_o^{-2}(\lambda_p) - n_e^{-2}(\lambda_p)|}} \right. \\ \left. \times \sqrt{\frac{1}{\lambda_p^2 \left(\frac{n_o(\lambda_s) \cos \alpha}{\lambda_s} + \sqrt{\left(\frac{n_o(\lambda_s)}{\lambda_s} \right)^2 - \left(\frac{n_e(\lambda_s) \sin \alpha}{\lambda_s} \right)^2} \right)^2} - \frac{1}{n_e^2(\lambda_p)}} \right\} \quad (5-65)$$

と表される。ここで、入射角 α は定数となり、 n_o と n_e は結晶中の常光と異常光の屈折率である。 λ_p 、 λ_s と λ_i の関係は次式で決める。

$$\lambda_i = \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_s} \right)^{-1} \quad (5-66)$$

5.2. 超短パルスレーザー光源の紹介

固体レーザーでは利得媒質に等方性、耐熱性、熱伝導性のある単結晶、ガラス、セラミックを用い、そこに遷移金属や希土類をイオンとして添加したものを使用している。利得媒質はレーザーの中心として、特徴を決まる。

5.2.1. Ti:Sapphire レーザー

超短パルスのレーザーの代表的なレーザーとして人工的に造られた Ti:Sapphire 結晶の歴史は古く、最初に発振が確認された固体レーザー媒質であるルビーと構造が似て、4 準位系のレーザー媒質になっていると考えられている。Ti:Sapphire (Ti:Al₂O₃) 結晶は、機械的に頑強な結晶材料であり、サファイア結晶中の Al³⁺イオンを少量のチタン (Ti³⁺) に置換することによって生成させる。Ti³⁺イオンは、チタンサファイアにおけるレーザー放射を担う発光原子である。

Ti:Sapphire 結晶の吸収スペクトル及び発光スペクトルは Fig. 67 に示す。吸収断面積は～500 nm で最大であるが、ここを中心広いスペクトル吸収帯を持つので、Ti:Sapphire を励起する光源としては、Nd:YAG、Nd:YLF 等の固体レーザーの 2 倍波など、多くの選択肢が存在する。

また、利得帯域も可視領域の 650 nm から赤外領域の 1 μm を超える領域まで広がっているので、この波長域でのフーリエ限界パルスは数 fs にまで到り、超短パルスレーザーの発振器、増幅器として大きな潜在能力を持っている。超短パルスレーザーとして、他のどの媒質と比較しても今の所最も適した媒質と断言して差し支えないであろう。

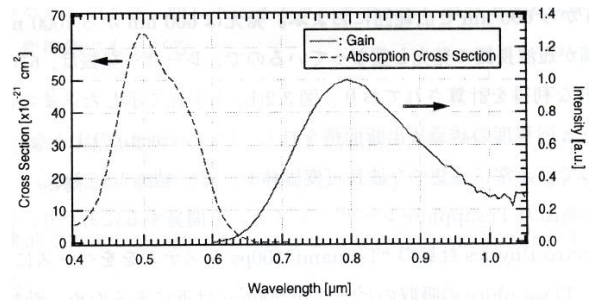


Fig. 67 Ti:Sapphire の吸収・利得スペクトル

Ti:Sapphire 上準位寿命は約 3 μs と短いので Nd:YAG レーザーの様にフラッシュランプで短パルス化の励起光源が必要である。3μs という寿命は Ti:Sapphire を超短パルスの増幅媒質として考えた場合、共振器長を 100 往復以上できる時間であり、利得の得やすさも手伝って、マルチパス増幅及び再生増幅いずれにも適している。Ti:Sapphire 増幅は、広い発振波長領域を利用すれば、位相補償による、10fs レベルの極短パルス光源が得られる。

5.2.2. 半導体励起固体レーザー (Diode Pumped Solid State: DPSS)

半導体レーザー (Laser Diode: LD) とは、半導体に電流を流してレーザー発振させる素子である。半導体レーザーの基本的な構造は Fig. 68 になる。活性層 p-n クラッド層で挟んだ構造が n 型基板上に作られており、電極から電流を流せ、順方向に電圧をかけると n 型クラッド層から電子が、p 型クラッド層からホールが活性層に流入し、活性層内で再結合して発光する。このクラッド層の屈折率が活性層より低いので光は活性層に閉じこめられ、光は活性層内を増幅されながら基板面

と平行方向に光を共振させ、往復して誘導放出を生じてレーザー発振が起こす。

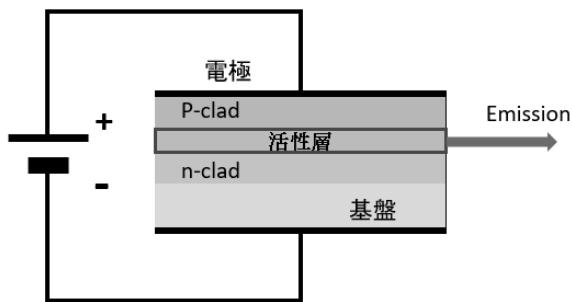


Fig. 68 半導体原理

半導体レーザーは励起光とする採用する場合、単一波長の光源が必要である。単一波長発振のため、回折格子・FBGなどの装置を導入し、波長安定化を行う。

さらに、高出力化を達成するため、単一素子を複数個アレイ状に配列し、重ねて2次元にスタック化する方法がある。しかし、光源サイズが大きく、小さいスポットに集光しにくいのが大きな欠点である。そのため、1 mm以下のスポットに集光する場合、光学損失が大きく、光学系も複雑になり、コストが高くなる。

半導体レーザーの電気・光変換効率、ほかのレーザーと比較すると格段に高く、50%くらいであるが、投入電力の約半分が熱になる。この熱がレーザー出力、効率、発振波長、素子寿命などに大きな影響を与える。半導体レーザーの高出力化のためには、半導体レーザーチップで発生した熱の除去が非常に重要である。

フラッシュランプに比べてLDは単一波長で発振することができるので、結晶が吸収可能な波長の光だけを吸収遷移で励起することで結晶への熱負荷も大幅に低減でき、高効率・省エネルギーを実現できる。また、半導体構造は機械的に小型、軽量、長寿命、保守が容易、低コストという利点があり、レーザー発振出力が安定、低ノイズでビーム品質が良い。

近年、LDの進歩により、狭い空間領域に集中させる高密度励起ができる。LD励起できるYAG(Y:イットリウム・A:アルミニウム・G:ガーネット)などの固体レーザー媒質が広く使用されてい

る。ネオジウム(Nd-Neodymium)を添加したNd:YAG結晶を使う固体レーザーは高効率・高出力レーザーの代表として実用化されている。励起波長が808 nm、発振波長数は1064 nmである(Fig. 69)。10psからnsレベル短パルスを生じさせるのは特長である。

そして、高強度増幅ファイバーレーザーには一番注目されているのはイットルビウム(ytterbium; Yb)系レーザーである。

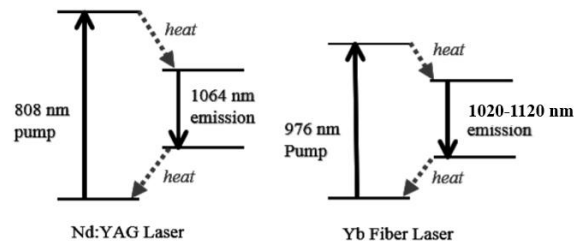


Fig. 69 Nd&Ybの吸収・発振波長

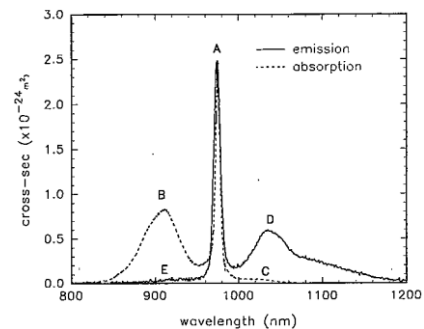


Fig. 70 Ybの吸収・利得スペクトル

Yb系は三準位系で、上準位寿命が長く、エネルギー蓄積効果が大きい。Nd系に比べ、LD直接励起でも励起状態吸収が生じない。吸収波長は915・940・976 nmであり、吸収帯域が広く、蛍光帯域は1020~1120 nmであり、広い波長で増幅させることができるので、超短パルスを得やすい。また、吸収波長と増幅波長の差が少ないため、非放射緩和過程によるエネルギーの損失が低い(Fig. 70)。Nd:YAGレーザーの励起波長808nm、発振波長1064nmとその光子エネルギーの比のなる原子量子効率率は76%に対して、Yb:YAGレーザーの原子量子効率率は90%以上に達する。励起効率と共に、発熱率がNd:YAGレーザーの24%であるに対し、Yb:YAGレーザーは10%前後に抑えられる。高量子効率、低発熱率により、効率よく発振でき、高出力レーザーに適している。さらに、Yb:YAGの蛍光寿命の0.96 msはNd:YAGの4倍程度長いので、高いエネルギー蓄積効果も期待されている。発振波長幅が10 nm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100 fsレベルの超短パルス動作が可能である。

各結晶の特性をTable 2にまとめて示す。

5.2.3. 半導体励起光源の進化

半導体レーザーと発光ダイオード(Light Emitting Diode: LED)とは、同じで半導体に電流を流すことで発光する。しかし、LEDとLDの違いが名前からも分かる。つまり、LEDにはLaserにはある共振器構造が無く、誘導放出に起因していないことで、コヒーレント光ではない。

一方、近年に垂直共振器面発光型レーザー(VCSEL: Vertical Cavity Surface Emitting Laser)は注目されている。VCSELの共振器が半導体端面をへき開する必要がなく、誘電体の積層構造から成る高反射DBR(Distributed Bragg Reflector)を用いることにより、半導体の基板面に対して垂直方向に形成されている。よって、レーザー光も基板面に垂直に射出される。既存のLDに比べて、低消費電力で2次元アレイ集積が可能という特徴に加え、温度変化に対する特性変化の幅が少なく温度制御装置が簡易化できる利点がある。安定性及び寿命が上がるのが当然である。これから、VCSELを励起光源としての応用が期待される。(Fig. 71)

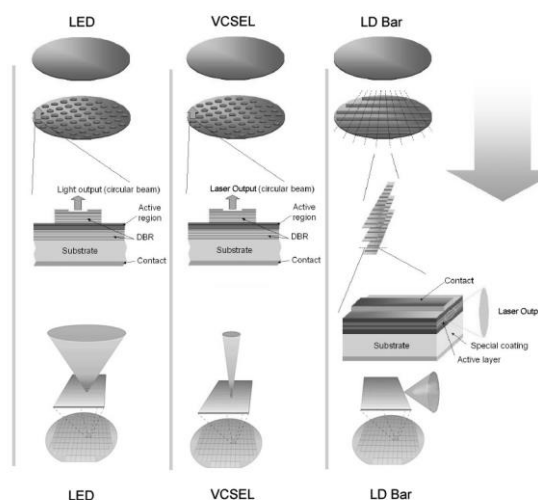


Fig. 71 LED、VCSEL、LD

Table 2 各結晶の特性

	Material	Ti:Sapphire	Nd:YAG	Yb:YAG
Fluorescent	Wavelength	660-1100 nm	1064 nm	1030-1050 nm
	Fluorescent time	3.2 μs	230 μs	960 μs
	Spectral width	>400 nm	0.67 nm	>9 nm
	TL pulse width	~5 fs	~2.5 ps	~100 fs
Absorption	Wavelength	488 nm	808 nm	910, 940, 976 nm
	Spectral width	200 nm	1.5 nm	20 nm
	Quantum efficiency	55%	76%	91%

5.2.4. ロッドレーザー

Ti:Sapphire、レーザーの構成例を **Fig. 72** に示す。この構成では、励起光源をレンズで集光して円柱形の結晶の端面から入射しているが、共振器の中にシグナルパルスを励起される。

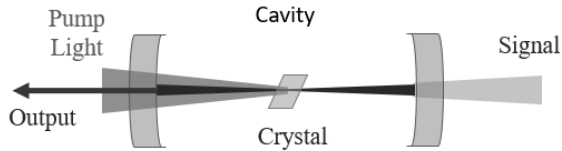


Fig. 72 ロッドタイプ共振器

半導体励起 Nd:YAG レーザーは励起光源、冷却システム、Nd:YAG ロッド結晶をモジュール化にして側面励起方式を用いている。冷却用フローチューブをロッド結晶の回りに配置し、LD アレイのスタックを外周に配列し集光する。シグナル光を結晶の端面に通過するように増幅する (**Fig. 73**)。

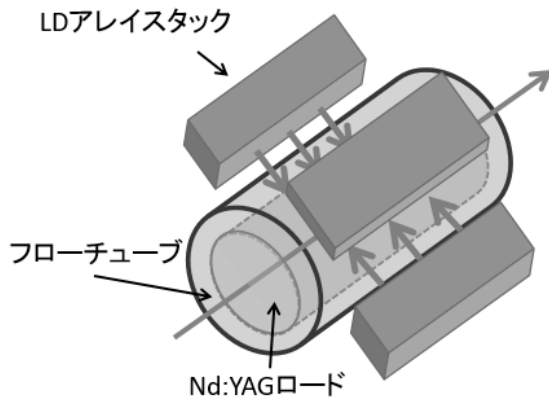


Fig. 73 Nd:YAG ロッドモジュール

5.2.5. Thin-disk レーザー

ロッドレーザーでは、熱レンズ効果、排熱効率の問題から超短パルス発振が制限されていた。Thin disk レーザーでは、利得媒質とヒートシンクとを接合させるが、アスペクト比(厚み/冷却面)を非常に小さくしたディスクを端面冷却することにより、熱レンズ効果は抑制できる。そのため高効率、高出力を達成するレーザーが実現可能である。

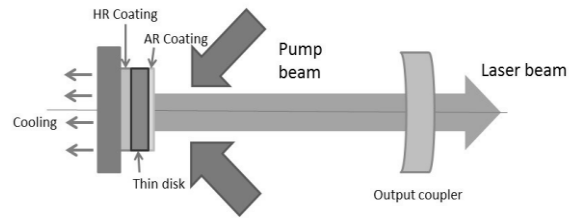


Fig. 74 Thin-disk 共振器.

Fig. 74 のように、シグナル光が入射する面には無反射コーティング (AR) が施されており、ヒートシンクと接合する方の面に誘電体多層膜による高反射コーティング (HR) が施されている。増幅作用のあるミラーとして考えられる。冷却ビームを両端から斜入射にする。一方、ディスクは、厚みが薄いことにより、同一励起密度を持つロッドに比べ低利得である。

これらの特長により、Thin disk レーザーと高利得の Yb:YAG と適している。しかし実際には、結晶厚み・大きさ、動作温度条件、共振器設置方法などの詳細な要因の検討が必要である。

5.2.6. ファイバーレーザー

ファイバーレーザーとは、光ファイバーを増幅媒体とする固体レーザーの一種である。光ファイバーの中心にあるコアに、希土類元素 (Yb, Er, Tm, Nd 等) が添加 (dope ドープ) されている。外側にクラッドがある。中心コアの中をレーザーシグナル光が全反射で伝搬する。その外側の第一クラッドは、励起光が全反射で通る。更にクラッドが二重になっている構造のファイバーがダブルクラッドファイバーと呼ばれている (**Fig. 75**)。コアにドープされる希土元素によって励起光に対するレーザー光/光変換する。例えば、Yb ドープファイバーは高濃度添加ができ、エネルギーの変換効率は~80%に到達する。

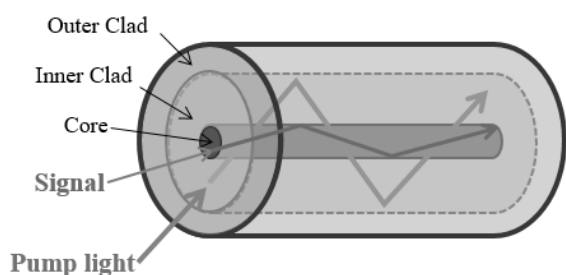


Fig. 75 ダブルクラッドファイバー断面

結晶を使って固体レーザーでは励起光は相対的に小さな利得媒質内に集光され、増幅効率は低い。さらに高励起レベルの場合、結晶温度が上がり、クーリング手段が必要である。ファイバーレーザーの場合、励起光はメートルオーダーの長いファイバー内に全反射で渡って吸収される。励起光の損失が少ないし、変換効率高い。さらに、殆ど発生されていない熱は長いファイバー表面から放射されるので、利得結晶などの冷却装置が不要であるという利点がある。

種光を増幅するため、低エネルギーと高エネルギーの 2 種類ファイバー増幅システムを採用した。

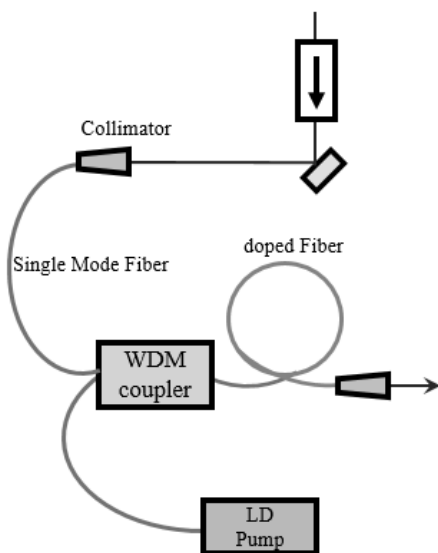


Fig. 76 低出力ファイバー増幅

低出力増幅のため、細いコア径の利得媒質ドップファイバーを用いて、励起レーザーダイオードと波長分割多重波長合波プラー (wavelength division multiplexed coupler : WDM) を溶接する。光ファイバー増幅器やファイバーレーザーにおい

て、WDM カプラーが励起光を効率よくファイバーに結合するとして用いられる。コリメーターによって、ファイバー空間と自由空間を繋がる。ファイバー間の溶接によって、ロスが最低限に減少し、ファイバー全体を一体化にして、システムのコンパクト化も実現できる (Fig. 76)。

更に、W 以上に増幅する場合、WDM 装置が高強度に耐えられないので、励起光とシグナル光の合波と分波はダイクロミックミラー (Dichroic mirror : DM) を採用する。

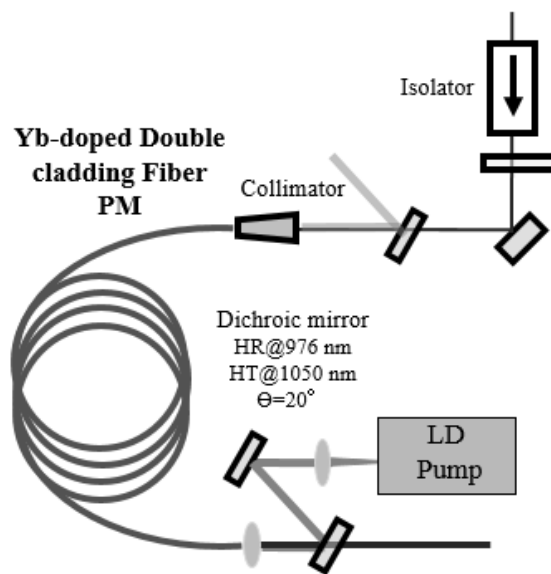


Fig. 77 高出力ファイバー増幅

例えば、Yb ドップファイバー増幅の場合、大口径 Yb フォトニック結晶ファイバー (PCF) を、波長 976nm の LD 励起光によって増幅を行う。励起 LD は DM によって反射され Yb ファイバーに入射される。Yb ファイバー増幅した出力は DM によって透過され出力される (Fig. 77)。

超短パルスレーザーを増幅する場合、特に注意しなければならない項目が自己位相変調 (Self-phase modulation : SPM) である。SPM は非線形効果の一つ、非線形媒質の屈折率が光の強度に依存する現象である。ファイバー増幅にはコア径が小さくて、集光されたパルスを SPM については十分注意する必要がある。現象的に、SPM は光パルスの広がりを作り出し、デメリットとメリットが両方ある。SPM を防ぐためにはいったんパルスを伸ばし増幅し圧縮する CPA をとればよい。

5.3. レーザー光源の整形

5.3.1. レーザー特性と電子ビームエミッタンス

電子ビームの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。光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める。従って、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。

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が自らに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いが大きく変化するのである。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にも困難である。低エミッタンスビームを生成するには、すでにの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。

5.3.2. 空間プロファイルの整形

エネルギー分散を抑え、低エミッタンスを得るため、最終生成したレーザーパルスの強度は時間及び空間領域に一致になるように整形する必要がある。

通常のレーザービームのビームプロファイルは、ビーム中心の強度が高いガウス分布であり、中央部が強く周辺部が弱い不均一な強度分布になっている。均一な光強度分布のビームプロファイルに変換することで、いくつかの手段がある。

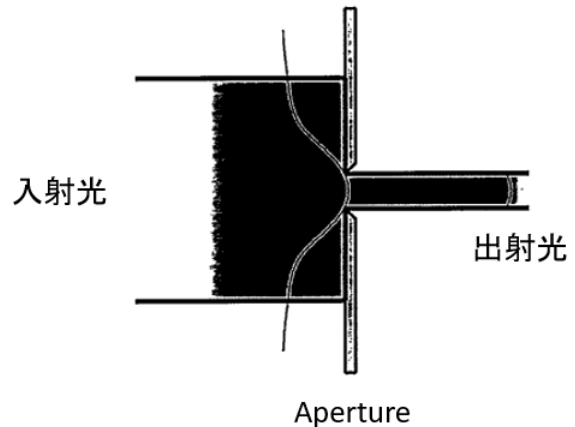


Fig. 78 Apertur of the beam illustrated

例えば、大きいサイズの光ビームを定形状(円形・矩形・ライン状など)のアパーチャーに通過すると、高強度の中心部分を得ることで強度が均一化される。(Fig. 78)

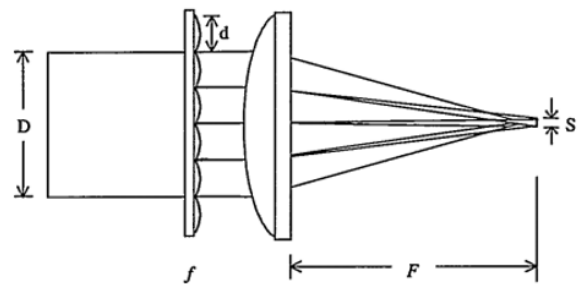


Fig. 79 Beam integrator

そして、回折光学素子 (DOE、Diffractive Optical Elements) を使い、アレイ (microlens arrays) 状に並べたフライアイレンズを用いる方式で、ビームを横断面内で分割し、重ね合わせる。ガウス分布の中央の強度の高い部分はビームを広げ、逆に強度の弱い周辺部分はビームを収束さ

せることで均一な光強度分布のレーザービームを得ることができる。(Fig. 79)

5.3.3. 時間プロファイルの整形

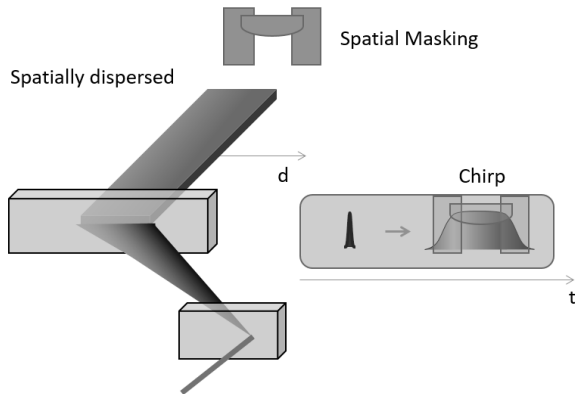


Fig. 80 Spectral Range Adjustment

時間ドメインに整形することは2種類の方法が考えられる。1つはチャープパルスのスペクトル領域を調整することである。Fig. 80のように、回折格子対などの光学装置を利用し、ビームを空間的に分散させる。回折格子対後のスペースに光ビームがそれぞれに波長ことで並んでいる。パルスをチャープさせているとき、時間軸成分(t)とスペクトル成分は一対一に対応するので、時間軸成分を空間的に(d)投影しておく。光ビームの空間プロファイル空間マスクの入れによって調節における、パルスの時間軸の形も整形できる。

この調整法について広いスペクトル領域は前提である。広帯域パルスにはTi:SapphireレーザーあるいはOPA増幅システムなどの増幅方法で数十nmのスペクトル幅が得ることが可能である。

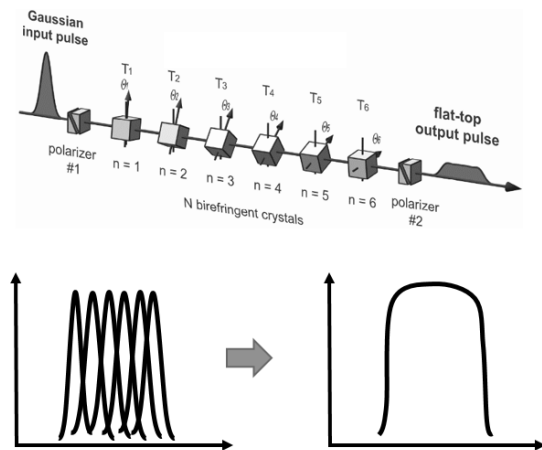


Fig. 81 パルス・スタッキング

一方、パルス・スタッキング (pulse stacking) という単純にパルスの時間領域でパルスを重ねる方法がある。Fig. 81のように、レーザーパルスを結晶列に通過すると、スプリッターで分割し、マイクロメータによりパルス間の光路差 (Delay) 調整によって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。結晶の長さにより光路差が決定される。

6. RF 電子銃用レーザー光源の開発

6.1. SuperKEKB に要求されたレーザー光源

Table 3のように、SuperKEKBのRFと同期するため、レーザー発振器の繰り返し周波数は114.18 MHzで高い精度同期する必要がある。その後、電子ビームと同じ、パルス光源の最終繰り返し周波数は1 Hz~50 Hz、2バンチに自由に切り替えられることを要求する。IrCeカソードに対して、中心波長260 nm、約20 ps時間幅の紫外パルスが要る。4nC以上の電荷量を得るため、mJレベルのパルスエネルギーが必要である。

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。形状によりビーム自身が自らに及ぼす

空間電荷効果による発散力の非線形性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いが大きく変化するのである。

低エミッタンスのため、エネルギー分散を抑えるため矩形のパルスが望ましく、パルスを時間及び空間領域に整形する必要である。また長時間連続運転において、長安定性・高信頼性・メンテナンスしやすいなどの要求が出てくる。従って、市販レーザーを購入するだけで、完全に対応することがほぼ不可能である。総合的に考えると、このレーザー光源を自力で開発し、ある状態に対応できるように改造及びアップグレードを行う。

Table 3 Required laser source

Pulse Property	Require Date
Repetition Rate of Oscillator	114.18 (10.38×11) MHz
Center Wavelength	~260 nm
Pulse Width (FWHM)	~20 ps, reshape
Pulse Energy	~mJ
Spectral Width	~6 nm
Frequency	1-50 Hz, single or double bunch, changeable
Others	Stable, Compact, Removable

6.2. レーザー媒質の選択

高強度超短パルス紫外光源の生成には、一般的にカーレンズモード同期チタンサファイアレーザーが用いられ、高強度および広帯域なパルスが得られている。しかし、チタンサファイア結晶をポンプするためには、半導体レーザーあるいはフラッシュランプの2倍波光源が必要となるため、システム全体の効率は1%以下と低くなる。また、高い発熱を伴うため、大きな冷却システムが必要となり、メンテナンスも容易ではない。結晶への

熱負荷が大きく、安定性とビーム品質も悪くなる。さらに、ポンプ光源が短寿命、応用のための小型化や低コスト化の実現は困難、といった問題がある。

一方、LD 直接励起する方式は、すべて固体素子で構成され、結晶が吸収可能な波長の光だけを発生できるので、飛躍的に効率を向上させることができる。システム全体の効率は5%以上である。効率向上により、結晶への熱負荷も大幅に低減でき、高安定・高ビーム品質でシステムの小型化も可能となる。また、LD の寿命は 10^{10} ショット以上と長いので、メンテナンス頻度も少なくてよい。

超短パルス Nd:YAG レーザーは LD 直接励起であるため、Ti:Sapphire の構造より簡単になり、電気光変換効率が向上する。さらなる高い光学均一性やパワー耐性を備え、高繰り返し高強度増幅に対応できる。Nd:YAG レーザー結晶は、高い光学的均一性や耐力性を備え、高繰り返し増幅に対応できる。超短パルス Nd:YAG レーザーは 808 nm の LD による直接励起し、1064 nm で最大スループットが得られる。しかし、Nd 系光源のパルススペクトルは狭く (~0.3 nm)、周波数領域の制御 (パルス波形制御) が難しくなる。

Yb 系は三準位系で、上準位寿命が長く、エネルギー蓄積効果が大きい。Nd 系に比べ、LD 直接励起でも励起状態吸収が生じない。吸収波長は 915・940・976 nm であり、吸収帯域が広く、蛍光帯域は 1020~1120 nm であり、広い波長で増幅させることができるので、超短パルスを得やすい。また、吸収波長と増幅波長の差が少ないため、非放射緩和過程によるエネルギーの損失が低い。さらに、熱エネルギーの放出が低いので、冷却装置が簡単であるという利点がある。さらに、Yb:YAG の Thin-disk 型レーザーは排熱が容易で、熱レンズ効果が低減できるので、ミリジュールレベルの増幅に適合している。

そして、Yb ドープファイバーは高濃度添加による高い発振効率と小型・軽量・高ビーム品質といった利点を備え、超短パルスレーザー発振器・増幅器の利得媒体として使われる。しかし、ファ

イバーコア径の制限があるため、ミリジュールレベルのピーク強度のパルス増幅には CPA システムが必要である。

われわれは、10 mJ のエネルギーを得るために、複数のレーザーを用いて、ハイブリット固体レーザー増幅を開発した。Yb ドープファイバーのスペクトル領域は 1030-1065 nm であり、Yb:YAG 及び Nd:YAG 増幅を両方対応できる。前段にはファイバー発振器及び増幅を用い、 μJ レベルまで増幅され、後段に LD 励起で Yb:YAG 結晶あるいは Nd:YAG 結晶を用いた増幅を用いて、高信頼性と高出力の両方を得ることを目指した。

6.3. レーザー装置の開発

6.3.1. ファイバー発振器

まず、超短パルス種光を生成するため、Yb ファイバー発振器を開発した。Fig. 82 のように、978nm、300 mW の LD ポンプを用い、WDM によって単方向のリング共振器を構成する。Yb ドープファイバーの長さは約 40 cm であり、約 1m 長のシングルモードファイバーと融着して、一体化になった。これにより励起光の波長 976 nm の光は WDM によって入射され、一周された光は 1030 nm 側から入射され合波される。さらに WDM は Yb ファイバーからの戻り光の中心波長が 1030 nm のため、励起光の LD に進み破壊されることを防ぐ役割をする。Yb から出ている光を collimator で平行光にし、自由空間に出力している。戻り光が LD に戻ってこないように Isolator で共振器内の進行方向を定めている。ファイバーの 2 次分散を補償するために、共振器内に回折格子対を用いている。補償したパルスを collimator によって、ファイバーに入れる。波長板で非線形偏波回転によって受動モード同期により、共振器長で決まる繰り返し周波数のフェムト秒パルス列が発生する。スペクトル範囲は 1010 nm から 1080 nm で、中心波長は 1040 nm である。スペクトルに対して、フーリエ限界パルス（最短パルス）が 42 fs である。平均出力パワーの 50 mW に対して、パルスエネルギーが 1 nJ である。

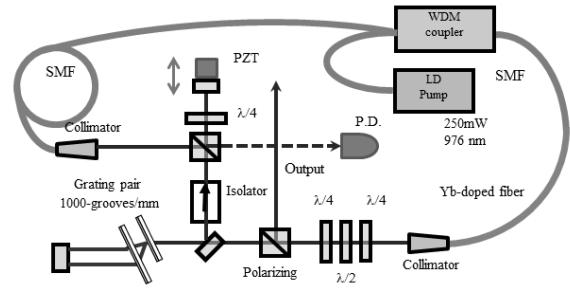


Fig. 82 Layout of Oscillator.

発振器の後、戻り光を避けるためアイソレータを挿入した。その後、シグナルパルス一部を波長板とポーラライザーにより同期システムに導入した。KEKB の 2856 MHz に対して、発振器の繰り返し周波数を 51.9 MHz (10.38×5 MHz) にセットした。共振器内、平面ミラーをピエゾに接着し、同期するため共振器長を電氣的にコントロールする。

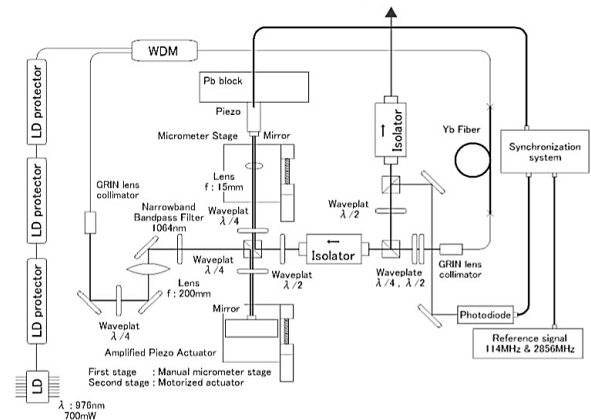


Fig. 83 ANDi type Oscillator.

回折格子の使用はファイバー発振器の堅牢性、および安定性を犠牲にする。従って、その後全正常分散 (All-Normal Dispersion ; ANDi) 発振器の開発を行っていた。

全正常分散型ファイバー発振器は、共振器内での回折格子などの分散補償素子を設けことなく、全正常分散発振することである。パルスの広がり、モード同期の役割を担うスペクトルバンドパスフィルタによって補償される。Fig. 83 によって、共振器内に回折格子対を使用しないので、発振器の堅牢性を増強し、内部ロスを抑制した。更に、発振器内のシグナルパルスを正分散しか与えないので、パルス列の安定性もアップした。発振

器の繰り返し周波数を 114.2 MHz (10.38*11 MHz)にセットした。そして、繰り返し周波数 10.38 MHz の長共振器も開発している。

バンドパスフィルタの中心波長およびバンド幅によって生成されたシグナルパルススペクトルを調整できる。**Fig. 84** はいろんなバンドパスフィルタにおいて出力パルスのスペクトルの形である。

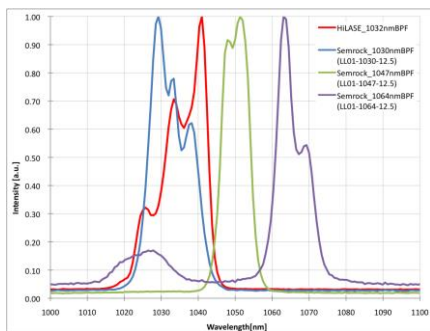


Fig. 84 The spectrum of the oscillators.

6.3.2. 1030/1064 nm ビームの仕切

Fig. 85 のように、回折格子ストレッチャーによって、回折格子対とエンドミラーの間に発振器からのパルスを波長ごとに展開される。この中、中心波長 1030 nm 幅 2 nm の成分と中心波長 1064 nm 幅 0.3 nm の成分が選択され、それぞれにファイバー増幅に導入した。増幅した 1030 nm のパルス成分を Yb:YAG thin-disk 結晶増幅システムのシグナル光として使われるが、増幅した 1064 nm のパルス成分を Nd:YAG Rod 結晶増幅システムのシグナル光として使われる。

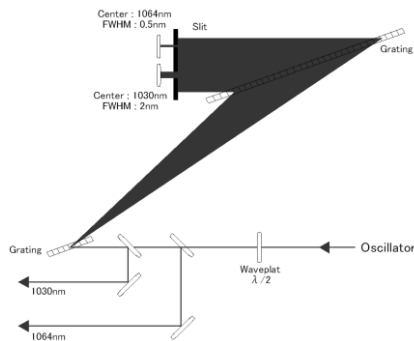


Fig. 85 Grating で波長選択

6.3.3. ファイバー増幅システム

種光を増幅するため、低エネルギーと高エネルギーの 2 種類ファイバー増幅システムを採用した。

出力低下を補うため、コア径 4 μm の Yb ドップファイバーを用いて、750 mW のポンプレーザーダイオード (LD) と WDM を溶接して、増幅した。ファイバー間の溶接によって、ロスが最低限に減少し、システムのコンパクト化も実現できる。

シグナル光を EO モジュールなどの光学装置を通過して、平均パワーは 1 mW 以下になり、ポンプパワーが強すぎるとバックグラウンドのノイズを発生し、増幅された。この問題を解決するため、LD のパワーを 3 つに分けて (15%、35%、50%)、3 段アンプを行った (**Fig. 86**)。このステップまで、約 10 mW の出力を得た。

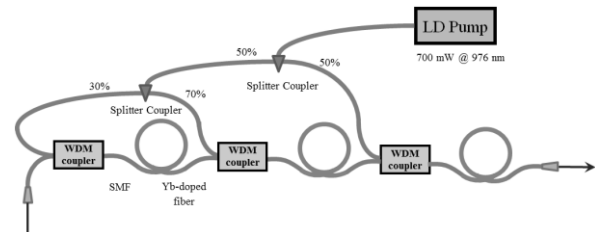


Fig. 86 Yb-doped fiber pre amplifier

プリアンプした後、1740 本の透過型回折格子対を用い、パルスを 20 ps まで伸ばした。回折格子対間の距離は約 1.5m である。Yb ファイバー増幅と Yb:YAG の disk 増幅スペクトルを一致させるため、回折格子対とエンドミラーの間に空間整形スリットを挿入した。中心波長 1035 nm 近辺に、幅 4 nm の矩形利得スペクトルを保持する。

透過型回折格子対及び空間整形スリットによって、90%以上のロスを与えるので、エネルギーを補うため、もう一段ファイバーアンプを行った。

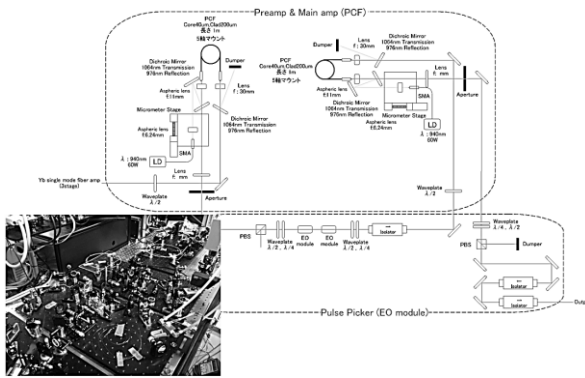


Fig. 87 Yb-doped fiber main amplifier

更に、パルスを μJ エネルギーに増幅するため、高エネルギーファイバー増幅システムを行った。そして、コア径 $40\ \mu\text{m}$ 長さ $1.2\ \text{m}$ の大口径 Yb フォトニック結晶ファイバー (PCF) を用い、波長 $976\ \text{nm}$ の LD 励起光によって増幅を行う。増幅したパルスは 2 台ポッケルスセルを並べることで、繰り返しを $25\ \text{Hz}$ 、間隔 $100\ \text{ns}$ の double パルスを変更した。さらなる高ピーク強度を得るためもう一段階同じ構造 PCF ファイバー増幅を行った。ポンプ光源の出力を安定化するため、波長 $940\ \text{nm}$ の LD 励起光を用いた。低繰り返し増幅に ASE を避けるため、LD の入力抑制して使用した。ファイバーアンプまで、 μJ レベルの低繰り返しシグナルパルスが得られた (**Fig. 87**)。

6.3.4. Yb:YAG 結晶を用いて Thin-disk 固体増幅システム

薄い Yb:YAG 結晶 Thin disk ではパルスの増幅率が低いので、光パルスが数十回繰り返される再生増幅が必要である。しかし、再生増幅システムでは、非常に長い共振器が必要である。装置的に複雑化し、自然放出光の増幅 (Amplified Spontaneous Emission) の割合が多くなる。一方、マルチパス増幅にはビーム方向のずれに対して増幅性能が鋭敏に应答し、Pockels Cell の透過光学系の損傷制限がなく、高効率の増幅が可能である。しかし、ビームが多数に折り返すことがあり、システムの構造が複雑になる。

従って、共振器タイプのマルチパス増幅器を開発した。**Fig. 88** のように、polarizer1 によって、シグナルパルスを共振器に閉じ込める。2 枚 45 度

ミラーを用いて、ビームを Yb:YAG 結晶に 15 回くらい増幅する。LD ポンプ光は $4.8\ \text{kW}$ 、片方に Yb:YAG thin disk 結晶に斜入射する。増幅したパルスを共振器に一周して、波長板にパルスの偏光を変換し、Polarizer2 及び Polarizer1 に通過する。そして、同じ用に 15 回増幅を再び行う。その後、増幅したパルスの偏光を変換し、Polarizer2 によって共振器外に飛び出す。この共振器は Pockels Cell などのオプティクスを採用されなく、高効率と高増幅回数が同時に達成できた。

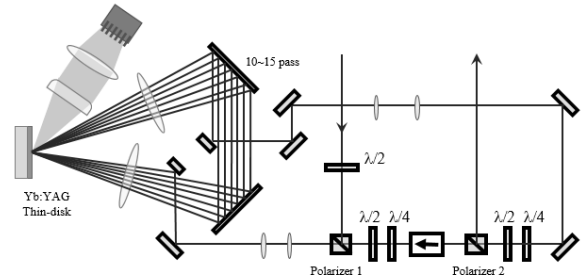


Fig. 88 Thin-disk multi-pass amplifier with cavity

高強度増幅には、直接にマルチパス増幅することが可能になった。4 段階のマルチパスアンプによって、増幅することにした。

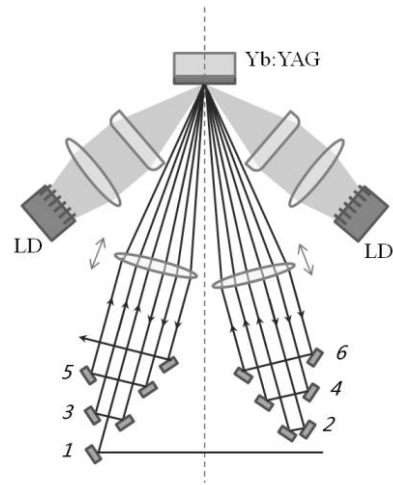


Fig. 89 multi-pass amplifier system

熱レンズ効果を補償するため、マルチパス増幅でも共振器構造になる。**Fig. 89** のように、2 枚凸レンズによる共振器として安定条件を満たす。そこで、熱レンズ以外の集光光学系をマルチパス増幅器に加えて、熱レンズの補償を行う。レンズの

前後を調整し、thin disk 結晶表面にシグナル光とポンプ光のビーム径を合わせ、効率よく増幅した。4 台の LD ポンプは両側に入射して、片側の出力パワーが 4.8kW である。Fig. 89 のように、45 度ミラー反射によって、6 パスの増幅ラインを組み立てている。1 パスでレーザービームを結晶に 2 回に通過して増幅するので、十分な励起フルエンスが得られた。マルチパス増幅によって、出力は 5 mJ に上げた。

ポンプ光源の繰り返し周波数を 25 Hz に固定し、熱レンズ効果も変更しない。そして、ポッケルスセルパルスピッカーによって、レーザー光源の繰り返しは 25 Hz 以下、シングルとダブルバンチを自由に変更できる。

6.3.5. Nd:YAG 結晶を用いて固体増幅システム

mJ まで増幅のもう一つ選択肢、DPSS の Nd:YAG レーザーである。高出力 Nd:YAG レーザーは励起光源、冷却システム、Nd:YAG ロッド結晶をモジュール化によって、シグナル光を結晶の端面に通過するように増幅する (Fig. 90)。

Nd イオンの高濃度の添加が困難であり、ロード結晶の厚みが数 cm に長く、多段階、マルチパス増幅を行った。熱レンズなどの非線形効果を減少するため、パルスのエネルギーの増強とともに、ビーム径を増大する必要である。それに応じて、Nd:YAG 結晶の断面積も増大する。

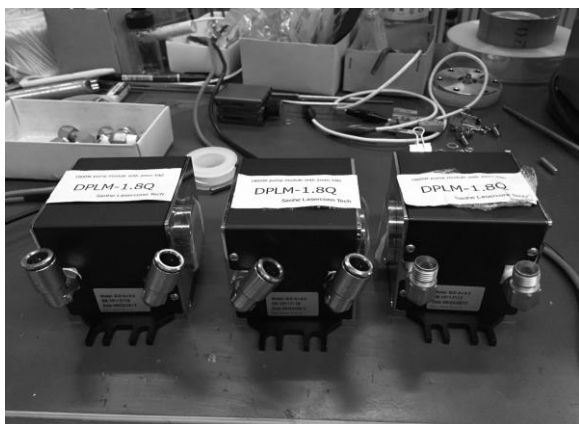


Fig. 90 Nd:YAG ロッドモジュール

6.3.6. パルスピッカー装置

SuperKEKB に要求される電子ビームの繰り返し周波数は 1-50 Hz の範囲内可変である。レーザー光源から生成されたパルス列は共振器長 (数メートル) によって約 100MHz 近辺になる。パルス繰返周波数を偏重するため、パルスピッカー装置を導入する。

半導体レーザーの端面に反射防止処理をすることで、半導体レーザーに共振器構造を無く半導体はシングルパスで偏光無依存な光増幅器となる。つまり、この半導体に外部からレーザーを入れることで、誘導放出によるレーザーのシングルパス増幅が可能になる。このような素子を半導体光増幅器 (Semiconductor Optical Amplifier : SOA) と呼ぶ。

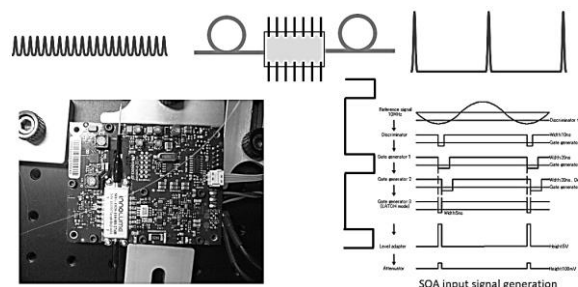


Fig. 91 SOA パルスピッカー

SOA は高速光スイッチ (切り替え速度~1ns) でパルスピッカーとして使用できる。Fig. 91 は KEK に使用されているファイバー結合型 SOA パルスピッカーであり、結合損失が低い利点を持つ。10.38 MHz 外部 RF 信号との同期系を NIM で構築し、SOA チップとドライバーに適応したパルスピック信号を SOA に入力する。入力光のパルス列を 10.38 MHz に下げると同時に増幅によって利得が得られた。入力光ファイバーとファイバーの融着、ファイバーからチップ、そしてチップからファイバーに向けた結合においての結合損失は、総利得、雑音指数、および飽和出力強度に影響する。100 MHz のシグナルを 10.38 MHz に変調すると、増幅によって得られる利得が損失を上回っても、入力光の平均パワーが下がる。

一方、EO モジュレーター (Electro-Optic Modulator: E.O.) はポッケルスセルと似て、光電効果を用いて繰り返し周波数の制御する装置で

ある。非常に高速な応答時間の KD^*P 非線形結晶（波長 800 nm～1100 nm）を駆動する差動スイッチング高電圧を採用する。SOA より、高強度光も対応できるのは特徴である。

6.4. Phase-Iに向けてファイバー及びYb:YAGレーザーシステム[14,15]

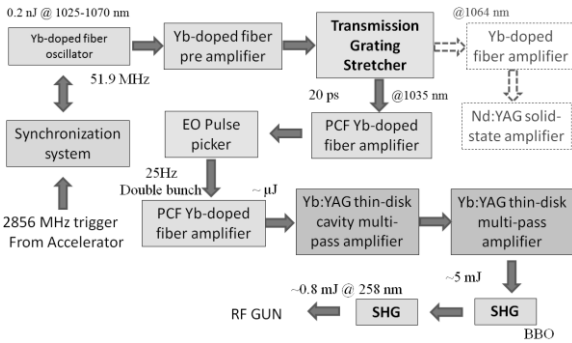


Fig. 92 Layout of Yb:YAG Laser system.

Yb:YAG 利得媒質はNd:YAG 媒質より広い発光スペクトルを持つので、短パルスを作れる利点がある。そして、スペクトル領域の整形によって、時間幅に整形することもできる。従って、最初に Yb ドップファイバー増幅したシグナルを Yb:YAG の Thin-disk レーザーシステムより増幅実験を試した。

Fig. 92 のよう、まず Yb ドップファイバー発振器から 51.9 MHz の種光パルスを生じて、Linac の 2856 MHz 主トリガーによって同期を行った。コア径 4 μm の Yb ドップファイバーを用いて、750 mW の LD と WDM を溶接し、種光を増幅した。一段階のファイバー増幅した後、パルスを透過型回折格子ストレッチャーにより ~20ps まで伸ばし、パルスのスペクトルを矩形に整形した。2 段階の Yb ファイバー増幅したパルスを 2 台 E.O. パルスピッカーにより低繰り返しパルスに変換した後、もう一段階のファイバーシステムを用いて数 μJ まで増幅した。低繰り返し、高強度増幅するため Yb:YAG thin-disk 結晶を用いて、マルチパス共振器増幅及び 4 段階のマルチパス増幅による多重アンプを行い、十分な励起フルーエンスが得られた。最後に、BBO 結晶に通して、2 段階シ

ングルショット第 2 高調波発生 (SHG) により中心波長 259 nm、mJ レベル紫外超短光源が得られた。

ポンプ光源の繰り返す周波数を固定すると、熱影響とシステム条件も一致なので、シグナル光の繰り返す周波数を 25 Hz 以下に自由に切り替えることも実現できた。パルス増幅効率が上がるとともに、レーザーシステムの安定化も改善した。

Fig. 93 はファイバー及び Yb:YAG レーザーシステムを設置する A1 地下レーザー室の写真である。



Fig. 93 A1 地下レーザー室

6.5. Phase-II と Phase-III に向けてファイバー及び Nd:YAG レーザーシステム[16-18]

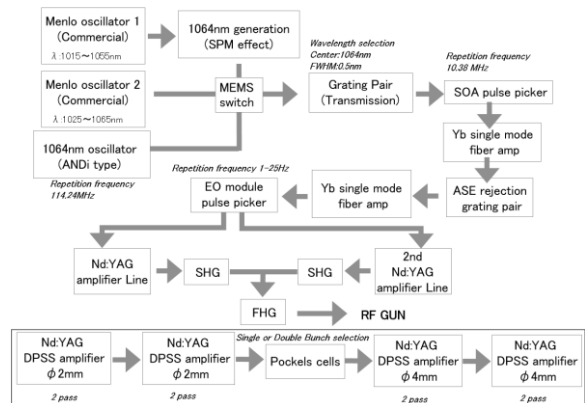


Fig. 94 Layout of Nd:YAG Laser system.

Phase-I に使用された Yb:YAG レーザーシステムは二つの制限がある。一つはポンプ光の繰り返す周波数を上げると、熱蓄積が熱レンズ効果を引き起こす。厚み 0.5 mm の Yb:YAG thin-disk 結

晶について繰り返し 50 Hz に上がると増幅率及びビーム品質を悪くしている。更に、排熱装置が複雑でレーザー出力の安定性を影響し、長時間運転に対応できない。もう一つは増幅するパルスの幅が約 30 ps であり、パルスのピーク強度が強すぎ、それ以上に増幅すると、非線形効果が起こり、波長・位相の変調などの問題が生じてしまう。したがって、最終運転条件を満たすため、Nd:YAG レーザーシステムを開発していた (Fig. 94)。

Fig. 95 のように、Yb ドップファイバー発振器が 114 MHz の種光パルスを生成する。バックアップ用装置を含む発振器は 3 台を用意した。2 台が市販品 (Menlo systems)、1 台は自分で開発した全正常分散 ANDi (all normal dispersion) タイプファイバー発振器である。3 台の発振器を外部 114.2 MHz 信号によってロックさせる。そして、位相器によって、2856 MHz の RF トリガー位相と同期させ、安定な光パルスを供給している。Mems スイッチによるパルス源の切り替えることが実現される。

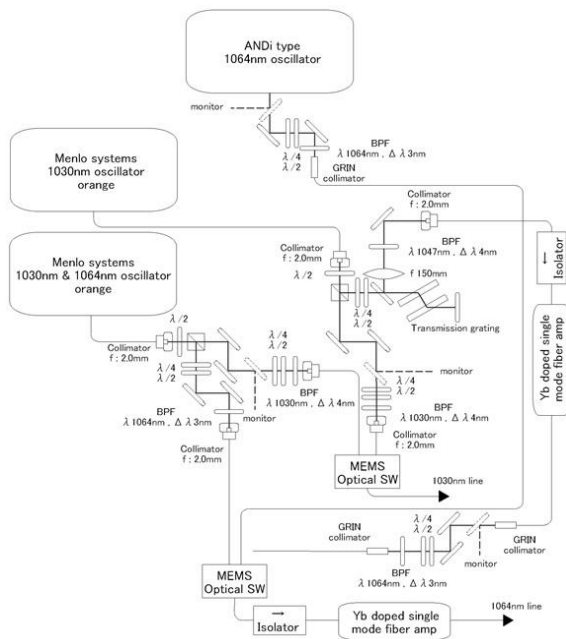


Fig. 95 Layout of oscillators.

Nd:YAG の狭帯域スペクトルを対応するため、透過型回折格子ストレッチャーにより中心波長 1064 nm、バンド幅 0.5 nm、時間幅~10 ps に種光を整形した。高速光スイッチ SOA はパルスピ

ッカーとして使用して、パルス列を 10.38 MHz に下げる。パルスのエネルギーロスを補償するため、コア径 4 μm のシングルモード Yb ドップファイバー増幅を行った。ノイズを増幅しないように、750 mW のポンプパワーを 3 つに分け (15%、35%、50%)、3 段増幅システムを採用し、SOA 後に設置した。その後、透過型グレーティングペアとスリットの組み合わせで、SOA 及びファイバー増幅で発生した 1030 nm 成分のノイズを除去した。3 段増幅したパルスは E.O.パルスピッカーによりを低繰り返し 1-25 Hz のダブルバンチに変更した。そこまで、数十 nJ ピーク強度の低繰り返し 20 ps 光源が得られた (Fig. 96)。

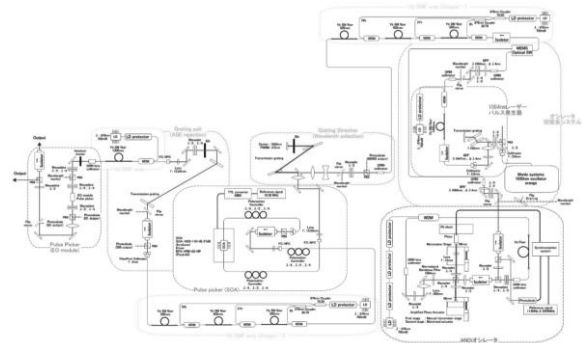


Fig. 96 Layout of fiber system.

レーザー光源として多様な運用を対応するため、ファイバーから増幅したシグナルを EO で 2 つに分けて、それぞれに増幅ラインを構築した。

1st ラインは 4 段階のマルチパス増幅を設置した。1 段と 2 段では、2×79 mm ロッドタイプ Nd:YAG 結晶を用いて高利得の往復 2 パス増幅を行った。偏光ビームスプリッターキューブによって入射と出射パルスが分離される。その後、ポッケルスセル(Pockels Cell)を挿入し、ノイズ信号を切る上、シングル・ダブルバンチを切り替える。3 段と 4 段増幅では 4×93 mm ロッドタイプ Nd:YAG 結晶を採用し、低利得の往復 2 パス増幅を行った。高強度集光パルスに対する偏光ビームスプリッターキューブを使わないので、戻り光の方向をずれ、反射ミラーで取り出した。4 段まで増幅したパルスエネルギーは 4.0 mJ に超えた。4

倍波変換によって、電子銃カソード直前のパルスエネルギーは約 450 μJ である。

一方、同じ構造の 2nd ライン Nd:YAG 増幅システムを構築した。1st ラインの高安定性・高ビーム品質の目標に対して、2nd ラインはより高強度パルスエネルギーを目指す。従って、4 段増幅した後、 $\phi 6\text{ mm}$ ロッドタイプ Nd:YAG 結晶を用い、もう 1 段の 2 パス往復増幅を行った。出力は約 2 倍の 8 mJ で、4 倍波変換後の最終エネルギーは約 800 μJ である。

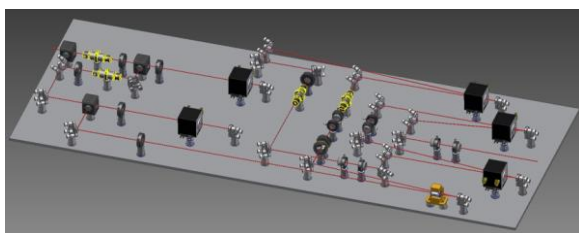


Fig. 97 Nd:YAG 増幅段階

Nd:YAG 増幅段階にレーザービームは $4 \times 0.8\text{ m}$ のスペースに往復させ、全体の伝搬距離が約 22 m である。(Fig. 97)

最初、全 Nd:YAG 増幅段階に LD 励起 Nd:YAG ロッド結晶モジュールを採用されていた。これから、VCSEL タイプ Nd:YAG ロッド結晶モジュールの切り替えことは進んでいる。

このファイバー・Nd ハイブリット光源は Phase-I 用のファイバー・Yb:YAG ハイブリットレーザーより高安定性を目指した。運転の実施記録によって、SOA、ファイバー増幅、及び E.O. パルスピッカーの部分非常に安定して、数年間にメンテナンスいらず、Nd:YAG 部分は以上運転中の数ヶ月以上メンテナンスフリーで連続運転している。このレーザーシステムは現在に使用されている RF 電子銃光源である。

Fig. 98 はファイバー及び Nd:YAG レーザーシステムを設置する A1 地上レーザー室の写真である。



Fig. 98 A1 地上レーザー室

7. Linac に電子入射装置の設置

7.1. 全体構造

KEK 電子陽電子入射器は、Fig. 99 に示するようなセクター A、B、J-ARC、C、1~5 で構成されており、2 種類のタイプの電子銃を用いて 4 つのリングへのビーム入射を行う。

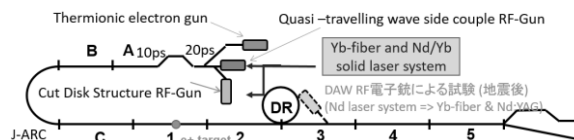


Fig. 99 Linac 全体図

下流側 3 セクターの DC 熱電子銃を使用し放射光施設へのビーム供給運転を行うと同時に、上流側では RF 電子銃及びレーザーの開発を行いながら SuperKEKB リングへの入射が可能になるように、最上流部 A1 ユニット部を二階建て構造とし、従来から用いられている熱電子銃と SuperKEKB 電子ビームのために開発されたフォトカソード高周波電子銃の 2 種類が配置されている。

上段は陽電子を生成するための高電荷電子ビーム生成用の熱電子銃である。熱電子銃によって生成された高電荷電子ビーム (10 nC) はセクター 1 のタングステンターゲットに衝突し制動放射、対生成が起こる。対生成によって生まれた陽

電子はターゲット直後の Flux Concentrator、収束ソレノイドで効率良く捕獲される。陽電子は 2 セクター終端からダンピングリングへ輸送され、放射減衰によって低エミッタンスとなった陽電子が SuperKEKB の陽電子用リングへ輸送される。

下段は、低エミッタンスビーム用のフォトカソード RF 電子銃である。フォトカソード RF 電子銃から生成された電子ビームはセクター 1 のターゲットの孔を通過し、SuperKEKB の電子用リングへ輸送される。また、RF gun は更に 0 度ラインと 90 度ラインに分かれており、2 種類の RF gun 空洞をスタディーすることができるビームラインになっている。(Fig. 99)

2010 年に撤去した DC 熱電子銃を復活させ、2015 年 6 月から下段の RF 電子銃と併用可能とした。SuperKEKB 立ち上げのための調整運転と Phase-I から Phase-III に運転が行われる。放射光施設 PF、PF-AR への入射は熱電子銃で生成した電子ビームを用いられていた。SuperKEKB の HER リングへは、RF 電子銃から入射をした。一方で、DC 熱電子銃から HER リングに入射する。電磁石、加速管の LLRF システムを Pulse-to-pulse の切り替え運転が可能になる機器に置き換えて HER・LER・PF・PF-AR の 4 リング同時入射を行っていく。

7.2. 電子銃設置



Fig. 100 電子銃設置

DAW 型 RF gun は 2011 年夏に KEK 入射器棟 3-2 セクターで既存のビームラインの横に配置し、斜めからビームを入射しベンドマグネットによって、既存ビームラインに合流させた。試験で 5 nC 近い電荷発生を達成した後、撤去した。

更に高性能な RF gun を目指して擬似進行波型のサイドカップル RF gun を A1 に設置した。Phase-II 及び Phase-III 運転の RF 電子光源として使用されていた。

そして、新しく作った 2 つ目の CDS 電子銃を試験するためのビームラインを構築した。このラインでは、垂直方向からレーザー入射を試験するために、ビームアパーチャを大きくとった擬似進行波ではない単純な空洞を試験する。入射ビームラインは 45 度ベンドマグネットを 2 つもっており、アクロマティックにしてビームを既存のラインに合流させるオプティクスになっている。この 90 度ラインは 0 度ラインのバックアップとして運転に使用していくことである。(Fig. 100)

7.3. レーザー光源のトランスポートライン

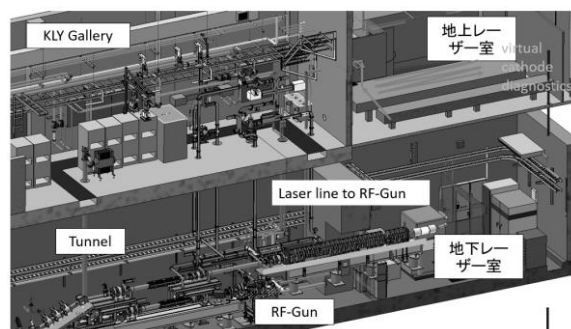


Fig. 101 レーザートランスポートライン

Fig. 101 のように、望遠鏡テレスコープレンズを用いて、2 倍波に変換した。1st ラインと 2nd ラインのビーム径が 2.5 cm に拡大され、ビームスプリッターキューブで合流された。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。従って長い距離を輸送する必要がある。シグナルビームを約 12 m 以上のトランスポートラインによる地上のレーザーハットから、地下の RF 銃近辺に転送した。

もし、紫外光源を転送すると、空気中のエネルギーロスが 50%に上がる。そのロスを避けるため、第 2 段階の SHG ステージを電子銃の隣に設置した。2 倍波の 515 nm ビームはトランスポートラインを通過すると、95%のエネルギーを維持できた。

重ねている緑の可視ビームをビームスプリッターキューブで分離させ、テレスコープレンズでビーム径 5 mm の平行光を調整し、BBO 結晶で 4 倍波に変換した。変換したそれぞれの紫外ビームを両側でカソードに照射する。その設置によって、片方の光源で電子を生成することができるし、両側の光源を同時入射もできる。さらに、偏光板の回りによって、1st ラインと 2nd ラインを切り替えることもできる。そして、片方のビームラインにフリップミラーを設置し、90 度方向の CDS 電子銃に入射するパスを構築した。光路差の補償するため、2nd ラインにディレイステージを設置した。

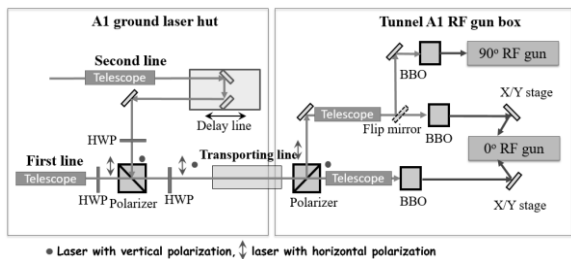


Fig. 102 レーザー光源の切り替え

そのビームラインによって、二種類の RF 電子銃にレーザービームを入射できる。主の擬似進行波型 RF 銃に対して、両側の同時入射も対応できる。(Fig. 102)

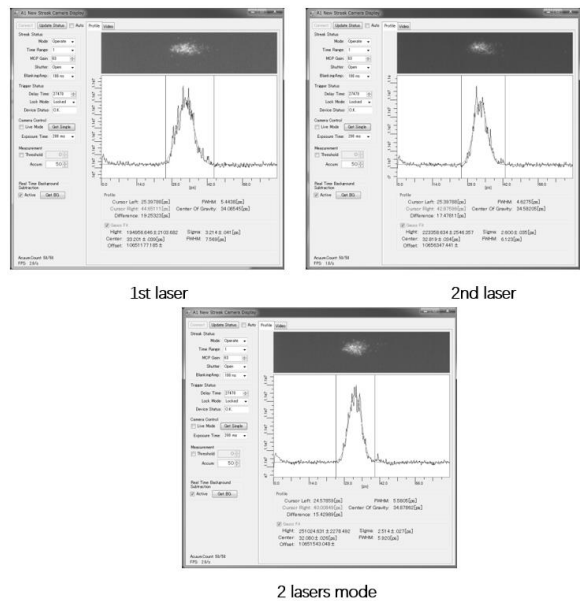


Fig. 103 レーザー光源の時間プロファイル

レーザー光源の時間プロファイルはストリークカメラで測った。Fig. 103 のように、片側と両方のパルス時間幅はほぼ同様な 17 ps である。そして、ビームプロファイルをきれいに測定した (Fig. 104)。

今後、レーザーのトランスポートラインに空間及び時間プロファイル整形装置を導入する予定である。

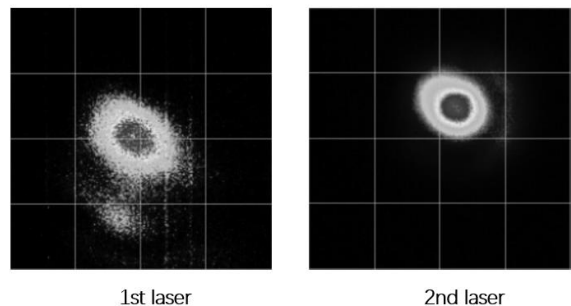


Fig. 104 ビームプロファイル

7.4. バンチ圧縮

ビーム輸送系としては加速管の横方向ウェーク場による横方向の射影エミッタンスの増加はバンチ長が短い程小さくできるが、縦方向ウェーク場によるエネルギー分散は大きくなってしまふ。またエネルギー分散に関してもシンクロトロン入射のエネルギーアクセプタンスは 0.1%程度

である。これらを満たすような条件として、時間方向のバンチ構造をシケインで 20 ps を 10 ps に圧縮した後、ビームを 1.5 GeV のアーク部まで輸送し、アーク部でさらに 5 ps に圧縮している。このために J-ARC 部の R56 を 0.3 になるようにし、B セクター後半の 1 ユニットを用いてエネルギー傾きを付けた。R56 については、B セクターのエネルギーを変更しつつ、ARC 部後の加速管からのウェーク場の位相を測定した結果が Fig. 105 右下である。さらに直線部での Q 磁石のミスアラインメント等による分散の影響を抑制するため、C セクターでエネルギー分散を無くすようにした。また圧縮については C セクターにあるストリークカメラで測定を行った。[19]

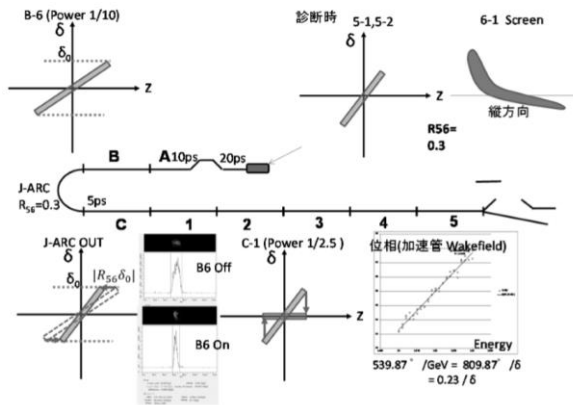


Fig. 105 Bunch 圧縮

7.5. ビームの転送

RF 電子銃からのビームについては Fig. 106 に示すように 2 本の並列のレーザー増幅器による片側打ち (Fig. 106 上、中)、両打ち (Fig. 106 下) それぞれについて、入射器下流で 1.5 nC, 2.4 nC の電荷を定常的に得られている。ビーム輸送についてはアーク部の分散が無くなるようにアーク部の Q 磁石の調整を行った。さらに直線部についても軌道を補正したが、現状の入射器のアラインメントのずれがある部分があり、その周辺については下流でのエミッタンスを測定しつつ、軌道を変えてエミッタンスが良くなる軌道を選択した。これらの調整によって得られたワイヤースキャナー法 (2 セクターの Q-scan 法より信

頼性高い) で測定したエミッタンスは Fig. 107 の通りである。

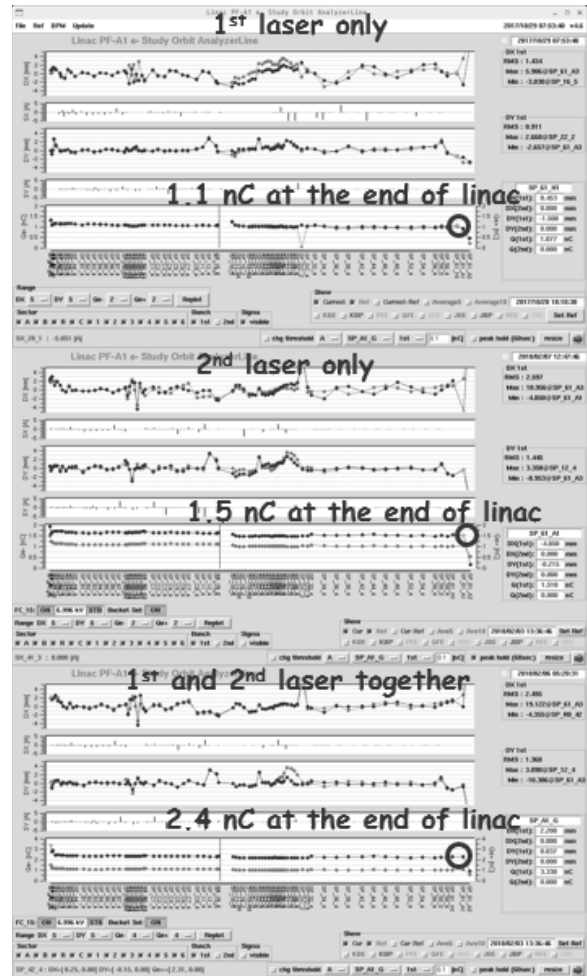


Fig. 106 ビームの転送

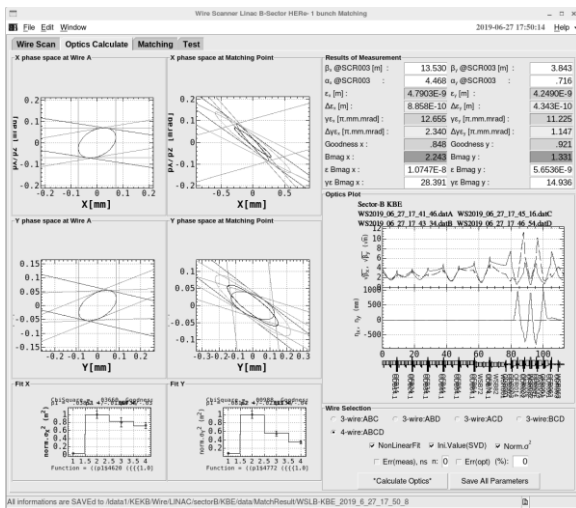


Fig. 107 ワイヤスキャナー測定

参考文献

- [1] M. Yoshida et al., “Longitudinal Manipulation to Obtain and Keep the Low Emittance and High Charge Electron Beam for SuperKEKB Injector.”, IPAC2013, Shanghai, China, from 12 to 17 May, 2013.
- [2] 大澤 哲、「電子銃」OHO1990
- [3] 栗木 雅夫、「電子源」OHO2002
- [4] 栗木 雅夫、「粒子源の設計と現状」OHO2006
- [5] 渡川 和晃、「低エミッタンス熱電子銃」OHO2013
- [6] 山本 将博、「電子銃」OHO2015
- [7] Kwang-JeKim,”RF and space charge effects in laser driven RF electron gun”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A275 201-218,1 989
- [8] T. Natsui et al., “High Charge Low Emittance RF Gun for SuperKEKB” TUPPD057, IPAC12, New Orleans, USA, 2012.
- [9] T. Natsui et al., “Quasi-traveling Wave Side Couple RF Gun Commissioning for SuperKEKB” MORPI033, IPAC14, Dresden, Germany, 2014.
- [10] T. Natsui et al., “Quasi-Traveling Wave RF Gun and Beam Commissioning for SuperKEKB” TUPJE003, IPAC15, Richmond, USA, 2015.
- [11] D. Satoh, et al., “Development of Better Quantum Efficiency and Long Lifetime Iridium Cerium Photocathode for High Charge electron RF Gun”, Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, MOPFI023.
- [12] D. Satoh et al., “Development of Iridium Cerium Photocathode for the generation of high-charge electron beam”, MOPRI037, IPAC2014, Dresden, Germany. June 15-20, 2014.
- [13] 本田 洋介、「レーザーと先端光源加速器」OHO2015
- [14] X. Zhou, T. Natsui, M. Yoshida, Y.Ogawa, “Ytterbium fiber and disk laser of RF gun for SuperKEKB”, WEPME061, IPAC’14, Dresden, Germany, 2014.
- [15] X. Zhou, T. Natsui, M. Yoshida, R. Zhang, Y.Ogawa, “25 Hz, Sub-mJ Ytterbium Laser Source of RF Gun for SuperKEKB Linac”, WEPMA044, IPAC’15, Richmond, USA, 2015.
- [16] X. Zhou, T. Natsui, M. Yoshida, R. Zhang, Y.Ogawa, “Neodymium and Ytterbium Hybrid Solid Laser of RF Gun for SuperKEKB”, THPMY041, IPAC’16, Busan, Korea, 2016
- [17] X. Zhou, T. Natsui, M. Yoshida, R. Zhang, Y.Ogawa, “Developing an Yb/Nd Doped Hybrid Solid Laser of RF Gun for SuperKEKB Phase II Commissioning”, THPVA047, IPAC’17, Copenhagen, Denmark, 2017.
- [18] X. Zhou, M. Yoshida, R. Zhang, Y.Ogawa, “The Developing of the Beam Injection Section with Laser Source and S-Band Electron RF Gun for SuperKEKB Project”, MOPO007, LINAC2018, Beijing,, China, 2018.
- [19] 吉田 光宏, “SuperKEKB 用 RF 電子銃のコミッションング”