

光駆動加速技術

1. はじめに

私が卒業研究を実施するにあたりこの業界に関係してから 2024 年で 20 年になりました。右も左もわからなかった学部 4 年生の時に、一番初めにお世話になったのが、この高エネルギー加速器セミナー (OHO) のテキストでした。いくつものテキストを何度も読み返して、卒業論文を執筆したことを思い出します。それから 20 年を経て、同セミナー講師の依頼をいただきました。由緒あるセミナーからお声かけいただき大変光栄なことで、このテキストとセミナーが少しでもこの業界の興味を惹くものであれば幸いです。

なお、本講義は「光駆動加速技術」と題していますが、講師が正しく光駆動加速を始めたのは、約 2 年前 (2022 年) の現職着任時からになります。実験装置の準備などは進めていますが、未だ自身で光駆動加速を実現できていない初心者 (初級者) です。OHO セミナーの対象も初心者を中心としているかと思います。同じような目線から「光駆動加速技術」を議論して、より理解を深めていければと思っています。

本講義では、光駆動加速の導入の後、電力源 (ドライブ源) としてのレーザー技術の解説とそれを

用いた光駆動加速技術の概説、最後にレーザー誘電体加速 (Dielectric Laser Acceleration : DLA) を例題として、光駆動加速技術の現在地と課題、今後の展望について解説します。新奇加速技術と呼ばれ、まだ「加速器」としての利用が進んでいない (一部検討されている) 技術について、従来の加速器に用いられるそれぞれの要素技術などと比較しながら、光駆動加速技術の現在地について明らかにすることを目指します。

2. 光駆動加速とは

本講義のタイトルを決める際に、あまりきちんと考えず、「光駆動加速技術」としてしまいましたが、厳密に「光駆動加速」の定義がなされているわけではない。ここでは、加速器技術の方からのアプローチで、新しい加速技術を整理し、本講義で扱う光駆動加速をゆるく定義する。講師が理解を助けるために分類したものであるため、この場での定義と理解していただきたい。

Fig. 1 に様々な加速技術のまとめを示した。中心 (原点) に現在の加速器科学の基礎となっている、高周波加速 (静電加速は本稿では扱わない) で最も広く用いられている、加速構造として銅を用い、電力源 (ドライブ源) としてクライストロンを用いた構成を配置する。縦軸は加速構造を構

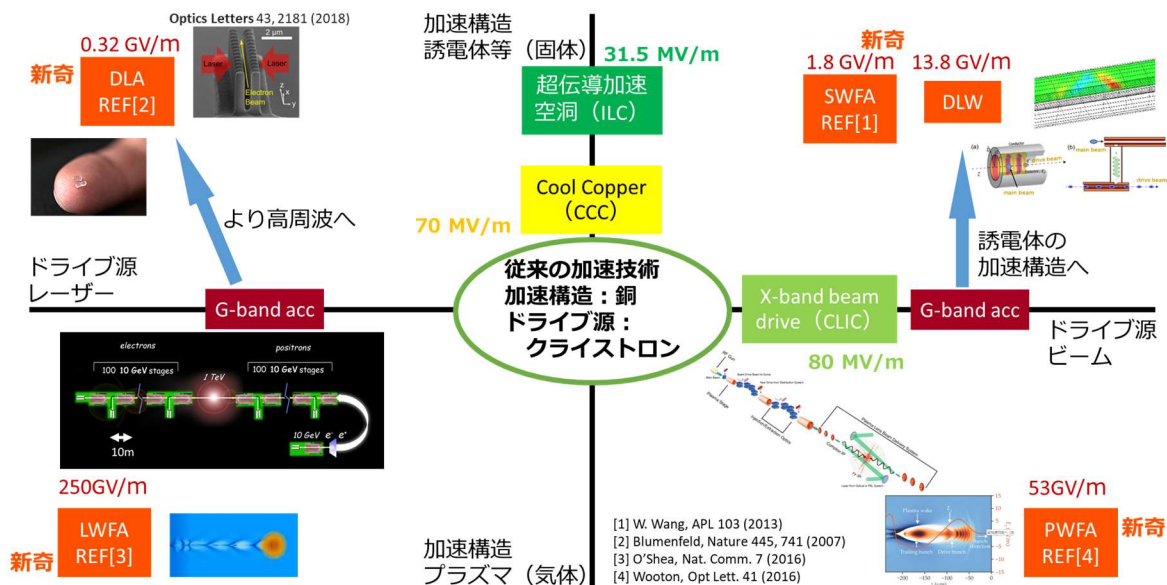


Fig. 1 これまでに開発が進められている様々な加速技術

- [1] W. Wang, APL 103 (2013)
- [2] Blumenfeld, Nature 445, 741 (2007)
- [3] O'Shea, Nat. Comm. 7 (2016)
- [4] Wooton, Opt Lett. 41 (2016)

成する物質を、金属の銅から他の固体に変えた場合（上方）とプラズマ航跡場加速に代表される気体などを用いた場合（下方）を取る。横軸はドライブ源として、加速器ビームを用いた場合（右方）レーザーを用いた場合（左方）としている。このプロットでは、特に横軸・縦軸上に配置されていない加速技術が「新奇加速技術」と呼ばれていることに気づく。

このOHOセミナーでは、阿部氏・久保氏・佐藤氏によってY軸上の最先端技術（銅以外の固体を用いた加速器）に関して解説され、吉田氏は第一象限及び第二象限にまたがる誘電体加速とドライブ源に関して解説され、Gu氏は夜話として主として第三象限に関連するレーザープラズマ加速に関する話をするものと認識している。Fig. 1中には様々な加速技術を列挙したが、ここでは特に解説はしない。各講師による解説などを参照いただきたい。

本講義では、第二象限：レーザーをドライブ源として、加速構造に銅以外を用いた光駆動加速技術に関して、解説することとする。また、レーザーをドライブ源として、テラヘルツ領域の波などを生成し加速する技術なども研究開発されている（たとえば[1]）が、それもここでは主體的には扱わず、光の電磁波で直接加速するものを主として扱うものとする。ここでゆるく定義した「光駆動加速技術」の特徴を他の象限技術と比較して概要を明らかにしておく。

加速勾配という点では、第三象限・第四象限のプラズマ航跡場加速などと比較すると、比較的小さく、最大でもGV/m程度[2]である。しかしながら、金属の加速構造を用いた場合と比較すると、10倍程度大きくできることが見込まれる。これは加速に使用する波の振動数が高いことに加えて、誘電体表面の破壊閾値（加速器的な用語で表現すると放電閾値）が高いことに起因する。以下のFig. 2に様々な材料の破壊閾値[3]を示した。銅に比べてサファイヤやガラスでは1桁程度閾値が高いことが分かる。なお、図は波長1μmのYbファイバレーザーと波長0.8μmのチタンサファイヤレ

ーザーの比較を示しているが、両レーザーにおいて破壊閾値に大きな変化はないことが分かる。

Ablation thresholds in J/cm² for metals, semiconductors, and dielectrics*

Material	Fiber laser	Ti:sapphire
Copper	0.47	0.37
Aluminum	0.071	0.085
Titanium	0.12	0.1
Tin	0.058	0.057
Stainless steel	0.087	0.063
Indium phosphide	0.05	0.038
Gallium phosphide	0.053	0.04
Germanium	0.08	0.075
Silicon	0.12	0.1
Sapphire	1.9	1.9
Fused silica	2.9	3.6

*For 200 kHz, 350 fs pulses from a 1045 nm, Yb-fiber laser (middle column) and for 1 kHz, 150 fs pulses from a 780 nm Ti:sapphire laser (right column). (Data from Reference 5)

Fig. 2 金属・半導体・誘電体の破壊閾値 ファイバレーザーとチタンサファイヤレーザーの比較 [3]より引用

加速構造という点では、レーザーの電磁場をそのまま利用する光駆動加速の加速構造が最も小さい加速技術の一つと言え、レーザー誘電体加速DLAはオンチップ加速器(Fig. 3)とも呼ばれる。加速構造が小さいということは、実用上は小型な加速器を構成できることとなる。また、加速構造が小さい（加速する波の周波数が高い）ということは、生成するビーム自身が非常に低エミッタンスであることや超短パルス性を有すること（有さなければならないこと）に直結する。このような高周波(RF)から比較すると超高周波であるレーザー光を用いることによって、超短パルス電子ビームとしてアト秒電子ビームが実現されていることは特筆すべき特徴であろう[4]。生成されたビームの評価はまだまだ途上であるが、ビーム性能の観点でも特徴を持ちうる加速技術である。

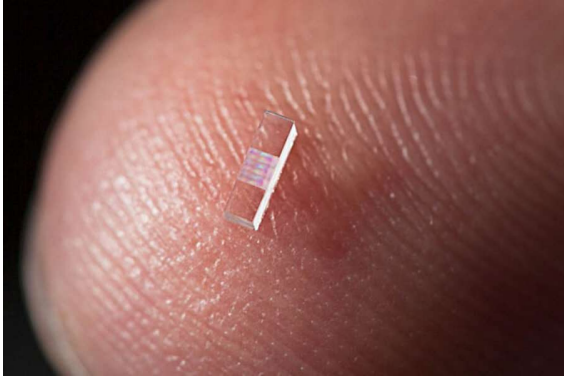


Fig. 3 オンチップ加速器：レーザー誘電体加速の加速構造 [5] より引用

3. 電力源としてのレーザー

光駆動加速においては、電力源（ドライブ源）としてレーザーを用いる。加速器技術の高勾配化や小型化を考えれば、ドライブ源をレーザーにすることは順当な思考ではあるものの、やはりこれまでは敷居が高かった。レーザー技術の発展や低コスト化、微細加工など周辺技術の発展によって、光をドライブ源とする「加速器」が現実的になってきていると考える。特に効率という点が非常に重要であるため、少し掘り下げて解説していくこととする。

加速器施設においても電力効率の向上やゼロカーボンに向けた取り組みが注目されており、如何に良い技術でも効率が悪ければ採用されないこともあり得る時代となってきた。従来の高周波源であるクライストロンの効率は高く、さらに高効率化に向けた開発が進められていることは本セミナーにおいても Wang 氏によって解説されたであろう。一般にクライストロンの効率として評価される指標としては、DC 入力電力に対する RF 出力電力で定義され [6]、通常 40~60%とされる。さらに総消費電力が電力効率という点で重要である。総消費電力が明記されている資料は少ないが、[7] ではそれぞれの効率が明確に記載されている。効率 45% のクライストロンを用いた系で総電力効率 24.4% を得ており、35.4% 程度まで改善できる可能性があるとされている。厳密な比較をするわけではないので、ここでは 20~

40% 程度の総電力効率が一般的としてよいであろう。

さて、レーザーが加速器のドライブ源として利用されるためには、このクライストロンの効率が一つの指標となる。実際に得られるビーム品質なども異なることから、効率だけで比較するわけではないが、従来の高周波加速と正しく比較することによって課題などが見えてくると考える。ここでは、レーザー技術に関して、特に光駆動加速技術としてのドライブ源として重要となりそうな技術などに焦点を絞って解説する。なお、レーザーの解説に関しては、多数のよい教科書などがある [8][9] とともに、OHO セミナーにおいても [10] など解説されているため、そちらを参照されたい。

3.1. レーザー (LASER) 基礎

レーザー (LASER) は Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation の頭文字をとったもので、日本語では、誘導放出による光増幅という意味になる。基本的には光という非常に高周波数の電磁波をコヒーレントに増幅を行うデバイスであり、その意味では、高周波の電気信号を増幅するトランジスタなどと機能は同じである。一方で、一般にレーザーと呼称すると、誘導放出による光増幅を用いたのちに得られるコヒーレントな光のことを指す。

レーザーにおいては、励起状態にある原子（もしくは分子など）が他のエネルギーの低い準位へ遷移する際の光放出を利用する。以下の Fig. 4 に 2 つの準位間における遷移について示した。低いエネルギー準位 (E_1) にある原子は準位間のエネルギーに等しい電磁波を吸収して高いエネルギー準位に遷移することができる。高いエネルギー準位 (E_2) にある原子は準位間のエネルギー ($E_2 - E_1$) に等しいエネルギーを持つ電磁波を放出し低いエネルギー準位に遷移する。この時、この系に対して準位間エネルギーに等しい電磁波 I_{in} が入力されているとすると、2 種類の放出過程がある。まずは確率的に遷移する自然放出が挙げられ、これは高いエネルギー準位の原子数 N_2 に比例する

頻度で遷移する。一方、電磁波の摂動によってエネルギー遷移する誘導放出では、高いエネルギー準位の原子数 N_2 と電磁波の強度 I_{in} に比例する。その際、放射される電磁波は誘導した電磁波と位相の揃った（コヒーレント）電磁波であり、誘導放出によってコヒーレントな電磁波の増幅が可能となる。

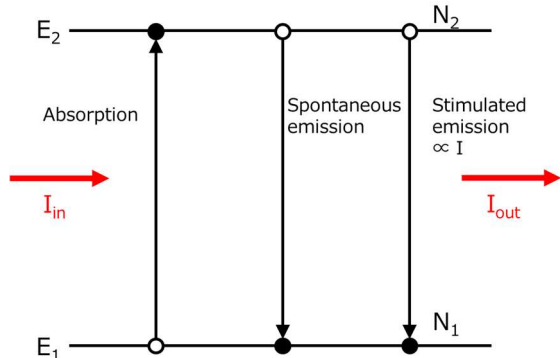


Fig. 4 2準位システムにおける光による遷移

2つのエネルギー準位間の遷移によって光増幅が可能であることは分かったが、放出と吸収は同じ確率で起こるため、熱平衡状態における2準位システムでは、効率的に放出（増幅）を行うことが実現しない。効率的に放出を行うには、低いエネルギー準位の原子数 N_1 より高いエネルギー準位の原子数 N_2 が多い状態（反転分布）を形成する必要がある。反転分布は3または4準位のシステムにおいて実現する。以下の Fig. 5 にそれぞれのエネルギー準位を示した。3準位系においては、吸収によって順位1から準位3へ励起される。準位3の寿命が非常に短い時に反転分布が準位2と1の間で形成されることとなる。なお、3準位系の反転分布の場合にはある閾値エネルギーが存在し、それを上回るエネルギーを投入することが反転分布形成の条件となる。4準位系では、準位0から準位3へ励起され、準位3及び準位1の寿命が非常に短い時に、準位2と1の間で反転分布を形成する。2つの短寿命（不安定）な準位を用いた4準位系においては、投入エネルギーが小さくても反転分布が形成でき、効率よく動作させることができる。このように反転分布を形成し、光増幅を行う物質をレーザー媒質と呼ぶ。レーザー

媒質はこれまでに非常に多くの物質が研究されているが、産業や研究用途のレーザーとして有用なレーザー媒質はごく一部である。

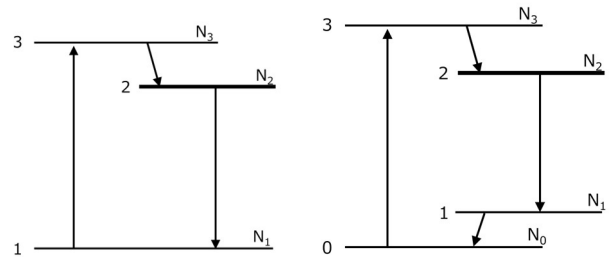


Fig. 5 3準位システム（左）と4準位システム（右）

ここまでで、レーザーの基本としての誘導放出による光増幅を行うための基礎が整った。実際のレーザー（光増幅）の基本構成を以下の Fig. 6 に示す。反転分布を形成するレーザー媒質に対して励起源が付属している形である。励起源としてはガスの放電などを用いるものもあるが、近年は半導体レーザーなど、励起にもレーザー光を用いることが多い。一般にレーザーと称されているのが、光増幅モジュール（レーザー媒質+励起源）に対して、①周回するような光路を設置し正のフィードバックによって生成されたコヒーレント光である。このような構成を「発振器」と呼んでいる。一方で、光増幅モジュールに対して、②光増幅をしたい光を入力し、増幅された出力を得るのが「増幅器」である。一般に発振器において生成したコヒーレント光（レーザー光）の強度を増幅するために用いられることになる。

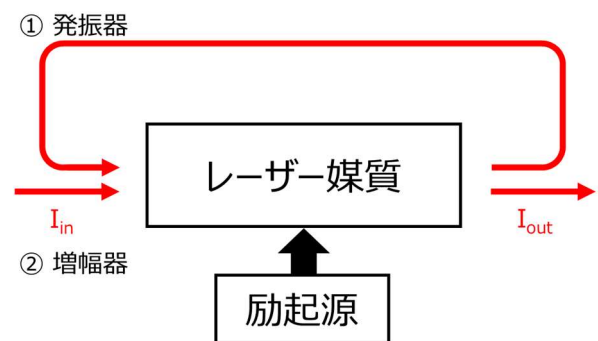


Fig. 6 光増幅とレーザー発振の基本構成

3.2. レーザーの発明

世界で初めてのレーザーは米国ヒューズ研究所のメイマン (Maiman) 氏によって 1960 年に実現した。Fig. 7 に示すような構成で波長 694 nm のレーザー発振 (コヒーレント光生成) が確認されている。使用されたレーザー媒質は円筒 (ロッド) 形状のルビーの結晶である。周囲に巻かれるように設置されたヘリカルフラッシュランプが励起源である。ランプ光源は四方八方へ発光するため、ルビー結晶の吸収を最大化するために励起光を閉じ込めるアルミニウムの円筒の中に設置されている。ルビーの結晶の端面はそれぞれほぼ 100 % および 95 % のミラーコートをするることによって発生した光を周回させる発振器構造となっている。ルビーレーザーは 3 準位系のレーザーであり、効率が悪いため現在はごく一部の用途にのみ使用されている。メイマンがルビーを用いたレーザーの開発中止を命じられたのちに、フラッシュランプに定格以上の電流を流した最後の実験で成功したという逸話も、3 準位系レーザーであることに一因がある。

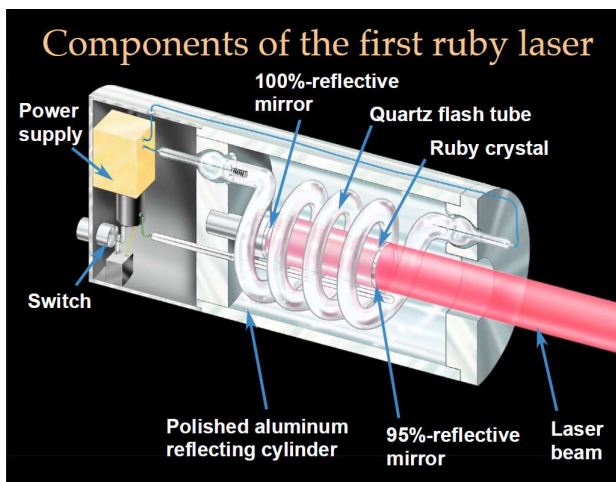


Fig. 7 世界初のレーザーの構成 [11] より引用

3.3. レーザーシステムの効率

Fig. 7 に示すレーザーの構成は初めてレーザー発振した構成であったが、特に高出力レーザーにおいて改良を重ねながら広く用いられてきた。フ

ラッシュランプを励起源としてロッド型のレーザー媒質を用いたレーザー及び増幅器の構成である。ここでその構成の効率について典型的な値としてまとめた図を以下の Fig. 8 に示す。全電気エネルギーのうち、レーザーのエネルギーとして変換できているのは 3 % 程度であり、半分はランプ内での発熱ロス、その他は励起光を反射する反射体とレーザー媒質内でのロスとなっている。Fig. 8 からはレーザーの効率は非常に悪いと読み取れるであろう。一方で、現在は光通信を代表とするあらゆるところでレーザーが活躍し、社会生活を支えていることから、現在はより高効率なレーザー光源や増幅器が開発されている。この節では比較的ハイパワーな出力を得るレーザーの構成などの進歩について概説する。なお、現在でも広くランプ励起のレーザーや増幅器は用いられているし、効率以外にも多くの利点があり採用されている。本講義では効率に重きを置いたために低評価のように見えてしまっていることは先に注記しておきたい。

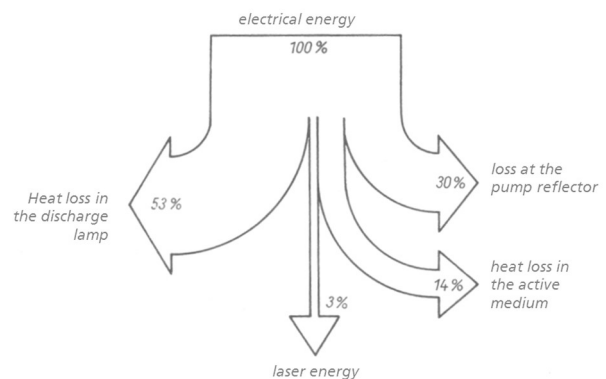


Fig. 8 レーザーの効率 [12] より引用

3.4. ダイオード励起固体レーザー

Fig. 8 ではロスの半分を励起源が占めていた。より効率的な励起源としてレーザーダイオードの利用が進んでいる。レーザーダイオードも半導体 (固体) で、レーザー媒質も固体が採用されることが多いことから、全固体レーザーやダイオード励起固体レーザー (DPSS) と呼ばれる。半導体レーザー (Laser Diode) の効率は一般的に 40 %

程度、高効率なものでは 70 % におよぶ。半導体レーザーの外見は半導体素子のようにであるが、前述のレーザーの動作原理の通り、半導体素子において反転分布を形成し、誘導放出によって発振されたコヒーレント光である。

半導体レーザーを用いたレーザーの構成の概念図を以下の Fig. 9 に示した。励起光の導入方法は 2 種類ある。ロッド型のレーザー媒質に対して端面（エンド）から励起するエンドポンプとロッドの側面（サイド）から励起するサイドポンプである。よりハイパワーの励起を必要とする場合には、サイドの複数の方向から励起光を導入することができるサイドポンプが利用される。半導体レーザーの発振波長はレーザー媒質の吸収波長に合わせているため、効率的にエネルギーを吸収させることが可能である。また、励起光もレーザーであり、指向性が良いために、サイドポンプといった形を用いることができるようになっている。

必要なレーザー光のエネルギーが大きくなるにつれて、ロッド型のレーザー媒質における課題が明らかになってきた。Fig. 8 中におけるレーザー媒質でのエネルギーロスの割合は比較的小さいものの、投入するエネルギーの量が増えればレーザーロッドから除去しなければならない熱（エネルギーロス）も大きくなる。さらに、ロッド形状のレーザー媒質の場合にはサイドから熱を除去するしかないため、ロッドの中心に向かって熱勾配ができることになる。これに伴い、レーザー媒質ロッドでは様々な熱影響が起こり以下の式で表現されるレンズのように働く [13]。

$$f = \frac{KA}{P_h} \left(\frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_{r,\phi} n_0^3 + \frac{\alpha r_0 (n_0 - 1)}{L} \right)^{-1} \quad (3-1)$$

ここで、 K は熱伝導率、 T は温度、 P_h はロッドにおける総放熱量、 A はロッドの断面積、 l はロッドの長さ、 r_0 はロッドの半径、 n は屈折率、 n_0 は中心における屈折率、 α は熱膨張係数、 $C_{r,\phi}$ は弾性光学係数を表す。第 1 項は熱による屈折率変化による影響を、第 2 項は応力による屈折率変化を、第 3 項は温度によるロッド表面の影響をそれぞれ示す項となっており、広く用いられる YAG 結晶においては、それぞれ 70 %、

20 %、10 % 程度の大きさとなることが知られている。熱影響により引き起こされる様々な効果により、熱負荷の大きい状態でのロッド型レーザー媒質を用いたレーザー発振もしくはレーザー増幅はレーザービームの品質を悪化させる。このように詳細に調べられていることから熱影響については大きな課題であることが分かる。より詳しくは [13] を参照されたい。

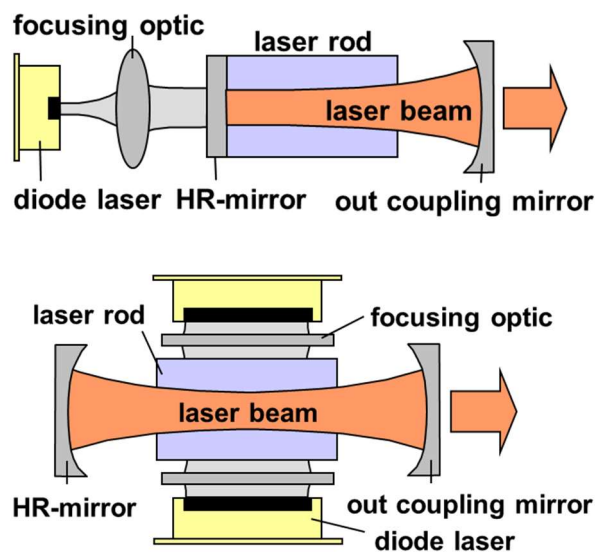


Fig. 9 エンドポンプ型（上）サイドポンプ型（下）全固体レーザーの構成

3.5. 薄ディスク・スラブレーザー

ロッド型のレーザー媒質の課題を解決するために熱の除去（冷却）を工夫したのが Fig. 10 上に示すように薄ディスク形状のレーザー媒質を用いる手法である。厚さ 1 mm 程度の薄いディスクの裏面から冷却を行うことによって均一な熱除去を可能にし、ハイパワーにおいても高品質なレーザービームを得ることができる。一方で、図では表現することが難しいため簡易的に描いているが、レーザー媒質が薄いために励起光を十分に吸収させるためには何度もレーザー媒質を通過させる必要があり、励起光の光学システムが複雑になる。また、増幅器として使用する場合にも 1 回のレーザー媒質の通過で得られる増幅率は小さいため、多数回通過させることによって所望

の増幅を得ることになり、同様に光学システムは複雑になる。近年では薄ディスクでなく、数 mm ~ cm 程度の少し厚みを持たせた Thick-disk を並べ、その間に冷却したガスを流すことによって熱を除去するシステムなども研究されている。

ロッド（円筒）でなく、板状のレーザー媒質を用いる場合に、スラブ型と呼ばれる。そのうち、Fig. 10 下に示すようにレーザー媒質表面を全反射しながらジグザグに伝播する形式が特に高平均出力レーザーにおいて用いられる。この方法では、媒質中の表面から中心までをジグザグに伝播するために熱影響が補償される。また、板状の媒質を用いることによって冷却能力も高いことも利点として挙げられる。

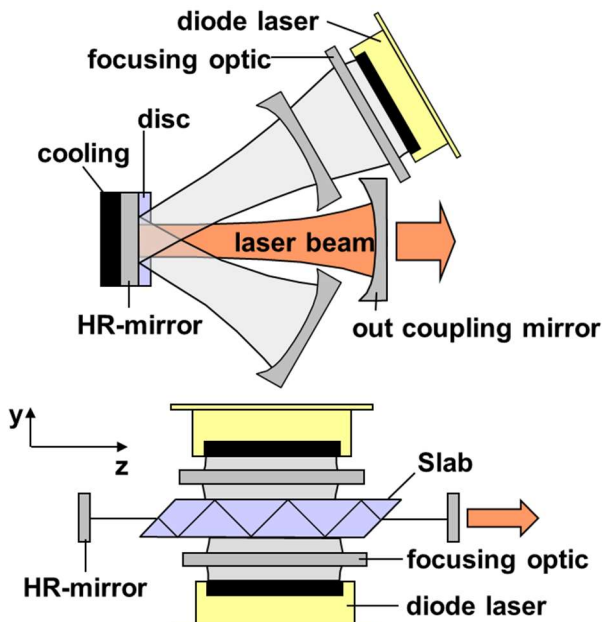


Fig. 10 薄ディスクレーザー（上）とスラブレーザー（下）の構成

3.6. ファイバレーザー

光通信で広く伝送などに用いられる光ファイバに希土類元素を添加することによって、光ファイバ自身をレーザー媒質として用いることが可能である。Fig. 11 にその構成を示した。光ファイバの両端をミラーなどで挟み込むことによってレーザー発振器とすることができるとともに、増

幅器としても用いることもできる。レーザー光と励起光が同じファイバ内で共存することによって効率的に誘導放出を起こすことができる。ファイバレーザーの特徴は以下のように整理することができる。ファイバ中では細いコア内で励起と誘導放出を繰り返すため、効率が高い。ファイバは細長い媒質のため冷却がしやすく、高出力化が可能である。また、コンパクトなシステムにできるとともに出力を光ファイバに直結することによって所望の位置に出力可能である。このような多くの利点から、レーザーによる加工や医療など、幅広い分野で利用されている。課題としては、光を送送・増幅するコアの径が小さいためにレーザーの強度が大きくなった場合に損傷や非線形光学効果などによってレーザー光強度が制限されることなどが挙げられる。

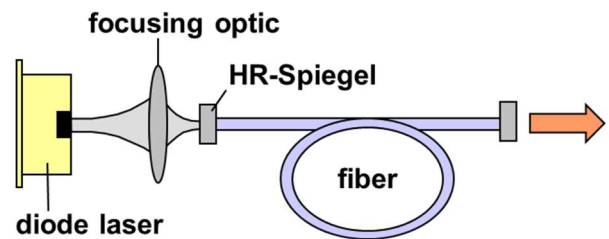


Fig. 11 ファイバレーザーの構成

ファイバレーザーについてももう少し詳しく解説する。レーザー媒質としてのファイバにも様々な形式があるが、比較的パワーを必要とする場合には以下の Fig. 12 のような構成をとる。増幅するレーザー光はコアと呼ばれる中心を伝播し、励起光はクラッドと呼ばれるコア周囲の領域を伝播しながら、コアを励起する。光ファイバでは屈折率の異なる物質境界（屈折率の高い物質から低い物質への境界）における全反射を用いて伝送する。

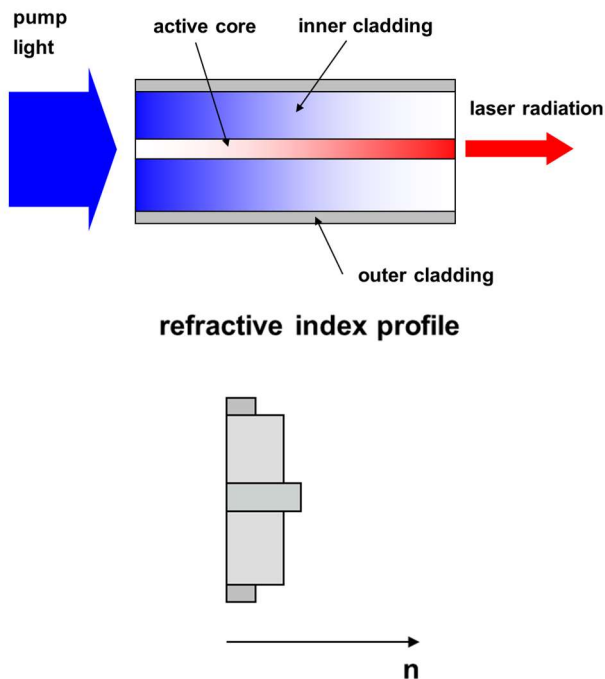


Fig. 12 レーザー媒質としてのファイバの構成（上図）とその屈折率分布（下図）（ダブルクラッドファイバ）

レーザー光はコアとインナークラッドの境界で、励起光はインナークラッドとアウトークラッドの境界で全反射されて伝送される。したがって、ファイバは Fig. 12 下図に示すような屈折率分布を持つように設計される。出力の低いレーザー光の場合には、レーザー光と励起光どちらもコアを伝播させるような構成もよく用いられる。一方、ここに示すダブルクラッドファイバと呼ばれる構成を用いることによって励起光を伝播するクラッドの断面積が大きいため、十分な励起光を伝送し、コアを励起することが可能である。

ダブルクラッドファイバを採用することによって、励起光を伝播するファイバ断面を大きくし、パワーの大きな励起光を用いることができることが分かった。一方で、レーザー光を伝送するコアを大きくしなければ、最終的に得られるレーザー出力を向上させることができないことがわかる。レーザー光を伝送するコアはただ単純に径を大きくすればよいというわけではない。以下の Fig. 13 に示すように、コア径を大きくしていくとファイバを伝送できる空間モードが増え、マルチ

モードの光が生成されることになる。単一（基本）モードのみを伝送するファイバをシングルモードファイバ、複数モードを伝播できるファイバをマルチモードファイバと呼ぶ。高品質なレーザーが必要な場合には、必然的にシングルモードファイバを選ぶ必要がある。

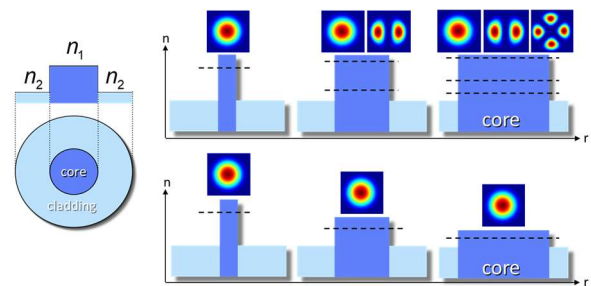


Fig. 13 ファイバの屈折率分布と伝送モード

シングルモードファイバを維持しつつ、大きなコア径を得るためには、コアとクラッドの屈折率差を小さくする必要がある。ファイバの V 値と呼ばれる値を算出する式は、

$$V = \frac{2\pi a \sqrt{n_{core}^2 - n_{clad}^2}}{\lambda} \quad (3-2)$$

(a : コア半径、 n_{core} : コアの屈折率、 n_{clad} : クラッドの屈折率、 λ : 波長)

で与えられ、この V 値が 2.4 以下となるときにシングルモード動作が得られる。V 値を計算してみるとわかるが、半径 $10 \mu\text{m}$ を超えるようなコア径を実現するには 10^{-4} オーダーの屈折率差を実現しなければならないことが分かる。このような屈折率差を異なる物質を用いて実現することは難しい。そこで Fig. 14 に示すようにファイバに微細な構造を付与することによってコア径の大きなシングルモードファイバを実現することが可能となっている。このようなファイバをフォトニッククリスタルファイバと呼んでいる。Fig. 14 下図には実際のフォトニッククリスタルファイバの断面写真を示した。微細な屈折率制御によって、大きなコア（直径 $50 \mu\text{m}$ ）と大きなポンプクラッド（直径 $250 \mu\text{m}$ ）のダブルクラッドファイバを構成している。

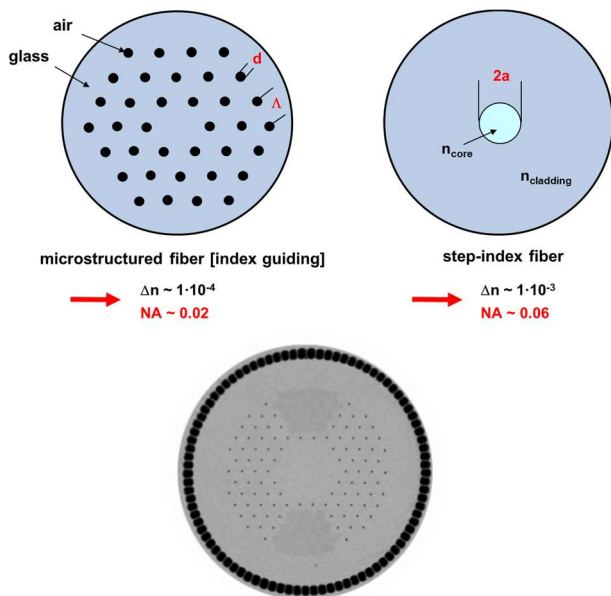


Fig. 14 フォトニッククリスタルファイバ（左上）とステップインデックスファイバ（右上）の断面模式図とフォトニッククリスタルファイバの断面写真（下） [14] より引用

3.7. 各種レーザーシステムの特徴と効率

ここまでロッド型や薄ディスク型、スラブ、ファイバレーザーなど、解説してきた。その動作原理や構成などから、概ね効率などに関して、想像ができるかもしれない。今回議論したのは、構成（形状など）のみで、どの種類のレーザー媒質を用いるのかによっても効率などは大きく変わってくるものである。すべてに対して公平に比較することは難しいが、用いる結晶などを明記しつつ、明らかにしていく。

ダイオード励起のロッド型の構成では、Nd:YAG（波長：1064 nm）がレーザー媒質としてよく用いられるが、電力効率としては、25 %程度である。一方で、Yb:YAG（波長：1030 nm）を用いた薄ディスクレーザーでは電力効率 30 %を得ることも可能である。スラブ型も効率の良い結晶を用いて同様の電力効率が期待できる。Yb ファイバ（波長：1030 nm）を用いた場合が（この中では）最も効率が良く、50 %のオーダーに到達することも可能である。電気から光への変換効率（E-O (Electrical-Optical) 効率）として電力効率

を現在示しているが、上記のレーザーの構成では、電気を半導体レーザーによって光に変換し、その光を励起としてレーザー出力を得ることになる。増幅モジュールとしての励起光からレーザー光への変換効率も O-O (Optical-Optical) 効率と呼ばれて重要な指標である。ファイバレーザーにおいては 90 %程度の O-O 効率も報告されており [15] 非常に効率の良い増幅モジュールであることがわかる。なお、最も効率が良いのは、半導体レーザーの出力をそのまま利用することであるが、ビーム品質や強力な短パルスレーザーが得られないという点で広くは用いられない。なお、ここで E-O 効率と呼んでいる効率には一般に冷却などに要する効率は含まれないことは注意しておく。（クライストロンの場合にも含まれないことも多いように思う）

これまでの議論で、ファイバレーザーが最も効率が良さそうであった。クライストロンの効率と比較をしても同程度の効率が得られていると言ってよいであろう。ファイバを用いれば取り回しなどの点でも非常に有用である。しかしながら、前述の通りコア径を非常に大きくすることは大変困難で、mm といった径を実現するにはまだまだ研究開発が必要である。例えばレーザー航跡場加速などに用いられる超高強度のレーザーでは、レーザーの径を非常に大きくして増幅していくことは必須であり、そのスケールは cm のオーダーである。したがって現在の技術ではファイバレーザーを用いることは難しく、ロッド、薄ディスクやスラブ型を用いて高強度パルスの増幅を行うことになる。

3.8. レーザー技術の現在位置

これまでレーザー増幅モジュールの技術的な部分に関して解説してきた。それぞれ特徴があり、所望するレーザー光によって使い分ける必要がある。ここでは、レーザー技術の現在の状況について、重要と思われる点、技術について紹介する。

まず初めにファイバレーザーの出力トレンドを紹介する [16]。論文報告から抽出しているため、

あくまで記録であり、ここにプロットされている性能が容易に入手できるものではない。Fig. 15には、フェムト秒 Yb ファイバレーザのトレンドを示した。最高出力は 10 kW にも到達し、なお上昇傾向であることがわかる。少し上昇の傾きは鈍化しているようにも見えるが、5~10年で1桁の向上といったところであり、まだまだ高出力化が見込める。

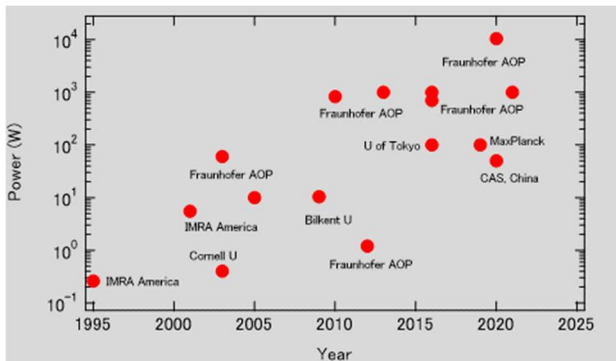


Fig. 15 フェムト秒 Yb ファイバレーザのトレンド [16] より引用

次に、コストに関してしてみる。レーザは通信、加工、医療など非常に幅広く利用されているとともに、利用範囲も拡大している。以下の Fig. 16 は単位輝度 ($\text{W}/\text{cm}^2/\text{sr}$) あたりにかかるコストのトレンドを示したグラフである[17]。このグラフ自体は半導体レーザのコストを示したものであるが、前述のレーザにはほぼ半導体レーザを励起光として用いていたことから、有用な情報であるといえる。単位輝度当たりのコストは年を追うごとに指数関数的に減少しているのがグラフから読み取れる。コスト減の傾きはまだ鈍化傾向にはなく、まだまだ低コスト化が見込める。このトレンドがあることが講師が加速器のドライブ源としてレーザに見込みがあると考えられる大きな理由の一つである。

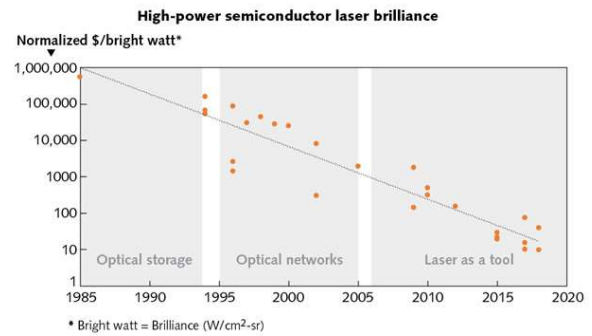


Fig. 16 単位輝度あたりの光子コスト (半導体レーザ) [17] より引用

次にレーザパルス強度について見てみる。パルスレーザにおいて強度 (I) とは、レーザパルスが持つエネルギー (E) をパルス幅 (τ) で割って算出したパワー (P) がどのくらいの面積に集まっているか (A) として以下のように表現され、単位は W/cm^2 が用いられる。

$$I = \frac{E}{\tau \times A} = \frac{P}{A} \quad [\text{W}/\text{cm}^2] \quad (3-3)$$

瞬間的に対象にエネルギーを与える指標であり、高強度レーザの実現によってレーザ加工やレーザ航跡場加速、後にも言及する高次高調波発生などが発展した。以下の Fig. 17 にメイマンによるレーザ発明時からのレーザ強度のトレンドを示した[18]。レーザの発見から Q スイッチやモードロック法[10]などのパルス生成手法の技術開発によって順調に伸びてきたレーザ強度は 1970 年代から停滞することになる。レーザの強度が強くなりすぎてレーザ媒質を壊してしまうためである。このような状況を打破した技術が 1980 年中頃に開発されたチャープパルス増幅 (CPA: Chirped Pulse Amplification) という手法で、2018 年のノーベル物理学賞を受賞している[18]。チャープパルス増幅はフェムト秒といった非常に短いパルス幅のレーザを一度ナノ秒程度まで伸長し、増幅を行い、最後にパルスを圧縮して、従来到達できなかったレーザ強度を実現するという手法である。CPA 開発以降、レーザ強度は順調に向上し、ELI (Extreme Light Infrastructure) では 10 ペタワット (PW) の

パワーを瞬間的に生成するレーザーが実現している[19]。

展させれば、ノーベル賞を受賞できるかもしれない。

Towards ever higher intensities

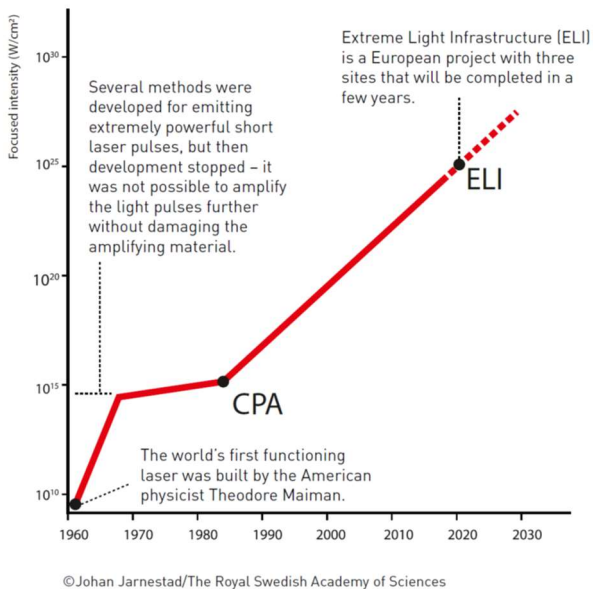


Fig. 17 レーザーパルス強度の変遷 [18] より引用

最後にレーザーパルスのパルス幅について見てみる。Fig. 18 にその変遷を示した。レーザーの発明から前述のような技術開発とともに順調に短いパルス幅のレーザー開発が進んでいった。特にチタンサファイヤ (Ti:Sap) 結晶は非常に広帯域な発光特性を持ち、短パルスレーザー生成をけん引した。しかしながら 1985 年ごろから強度と同様な停滞期を迎える。その状況を打破したのがアト秒パルス発生方法としての高次高調波発生である。高次高調波発生によって短パルス化は劇的に進展し、アト秒領域に到達した。高次高調波発生については他の OHO セミナーテキストにも解説があるので、そちらを参照されたい[10]。この成果によって 2023 年にノーベル物理学賞を受賞している[20]。なお、以降の短パルス化報告についても枠外にプロットしているが、再度停滞期に入りつつあることがわかる。新たなブレークスルーを起こしてパルス幅をzeptosecond領域まで進

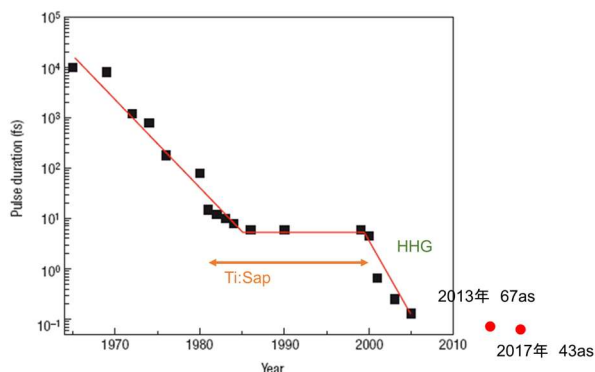


Fig. 18 レーザーパルス幅の変遷 [21] を引用して一部改変

4. 光駆動加速技術

本章からは光を用いて粒子を加速することを検討する。基本的な原理に基づく加速について考えるため、どのような荷電粒子に対しても適用することはできるが、ここでは電子を主な対象として考えることとする。

4.1. 自由電子による光の吸収

通常、加速器では荷電粒子 (電子) を伝播させるための真空を用意し、その中を進行させながら加速などを行っていくこととなる。したがって、加速する対象は「真空中の自由電子」ということになる。光によって自由電子を加速する、エネルギーを与えるためには、自由電子に光を吸収させる必要がある。

ここで、以下の Fig. 19 のように自由電子に対してある角度 θ から光を作用させて、 N 個吸収させるという状況を考える。なお、 N が負の値を取る場合は、自由電子からの光の放出となる。

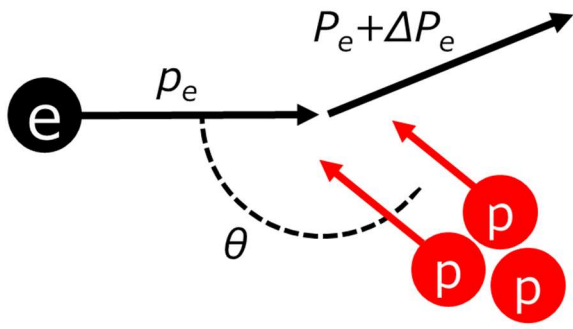


Fig. 19 自由電子による光の放出と吸収

エネルギー保存則より

$$\sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} + N\hbar\omega_p = \sqrt{(p_e + \Delta p_e)^2 c^2 + m_0^2 c^4} \quad (4-1)$$

が得られる。一方運動量保存則より

$$\Delta p_e = N\hbar k_p \quad (4-2)$$

も成り立つ必要があることがわかる。(4-1)式の右辺を計算していく。

$$\begin{aligned} & \sqrt{(p_e + \Delta p_e)^2 c^2 + m_0^2 c^4} \\ &= \sqrt{p_e^2 c^2 + 2p_e \cdot \Delta p_e c^2 + \Delta p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} \\ &= \sqrt{p_e^2 c^2 + 2p_e \Delta p_e \cos \theta c^2 + \Delta p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} \\ &= \sqrt{p_e^2 c^2 + 2p_e N\hbar c \omega_p \cos \theta + (N\hbar \omega_p)^2 + m_0^2 c^4} \end{aligned}$$

ここで、運動量保存(4-2)式を用いた。これが(4-1)式の左辺と等しいことから、

$$\begin{aligned} & \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} + N\hbar \omega_p \\ &= \sqrt{p_e^2 c^2 + 2p_e N\hbar c \omega_p \cos \theta + (N\hbar \omega_p)^2 + m_0^2 c^4} \end{aligned}$$

となる。両辺を2乗して比較すると、

$$\begin{aligned} p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4 + 2N\hbar \omega_p \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} \\ + (N\hbar \omega_p)^2 \\ &= p_e^2 c^2 + 2p_e N\hbar c \omega_p \cos \theta \\ &+ (N\hbar \omega_p)^2 + m_0^2 c^4 \end{aligned}$$

$2N\hbar \omega_p \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} = 2p_e N\hbar c \omega_p \cos \theta$ となり、最終的に以下のようにまとめることができる。

$$\cos \theta = \frac{\sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4}}{p_e c} \quad (4-3)$$

ここで、 $\cos \theta$ は-1 から 1 までの値しか取ることができないが、右辺は明らかに 1 を超える値であり運動量保存を仮定するとエネルギー保存則を満たさないことが分かる。つまり、真空

中の自由電子は光を吸収することはできないことになる。同時に、真空中の自由電子は逆過程である光放出もできないことになる。なお、

$$\cos \theta = \frac{\sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4}}{p_e c} = \frac{E_e}{p_e c} = \frac{c}{v_e} \quad (4-4)$$

が成り立つことから、エネルギー保存則は電子の群速度が光速度 c に一致する時に成立する、つまり自由電子が光を吸収できる、ということが分かる。なお、コンプトン散乱などでは光から自由電子へエネルギーを付与できることはよく知られていることである。コンプトン散乱は吸収ではなく散乱であり、散乱後も光はエネルギーを失いつつも散乱光として残ることになる。したがって、コンプトン散乱ではエネルギーも運動量も保存することができる。

電子と光の速度を一致させるということは高周波加速管による電子加速の際にも同様の議論がされるものである。中空の筒の中に電子と高周波を通した場合には、電子の速度と高周波の位相速度が一致せず、加速をすることができない。そのため、加速管はディスクによって周期構造を付与し、効率的な加速を実現している。中空の筒中では電子は光を放出しないことの説明にもなる。

光によって電子を加速する際にも同様に何らかの助けを得て加速を実現する必要がある。自由電子が光を吸収する例として、光電効果が考えられる。金属などの物質中の自由電子は光を吸収してエネルギーを得て、真空中に飛び出すことができる。これは物質中の原子(イオン)などによって束縛力が働いているため、運動量保存をイオンも巻き込んで実現するために光を吸収することができる。しかしながら、一般に加速器と呼ばれる装置においては、多段の加速によってよりエネルギーの高い粒子ビームへの要望があり、よく制御された品質の良いビームを生成する必要があるという点で、物質(固体)を媒介にして加速を多段に行っていくことは現実的ではなさそうである。

4.2. 光駆動加速（放射の逆過程）

光吸収（光によるエネルギー付与）を効率的に実現し、多段化することによって光駆動加速は実現できそうである。一方で、最もよく知られた光吸収である光電効果は物質を媒介しているので、一般に加速器と呼ばれるような構成にすることは難しそうである。4.1 節でも示した通り、光吸収は光放射の逆過程である。したがって、よく知られている光放射から光駆動加速へアプローチするのが筋が良さそうである。以下の Fig. 20 によく知られている荷電粒子ビームからの放射を一覧として示した。光駆動の粒子加速として王道のアプローチであるため、先行研究例などがそれぞれに対して存在する。以下に簡単にまとめる。

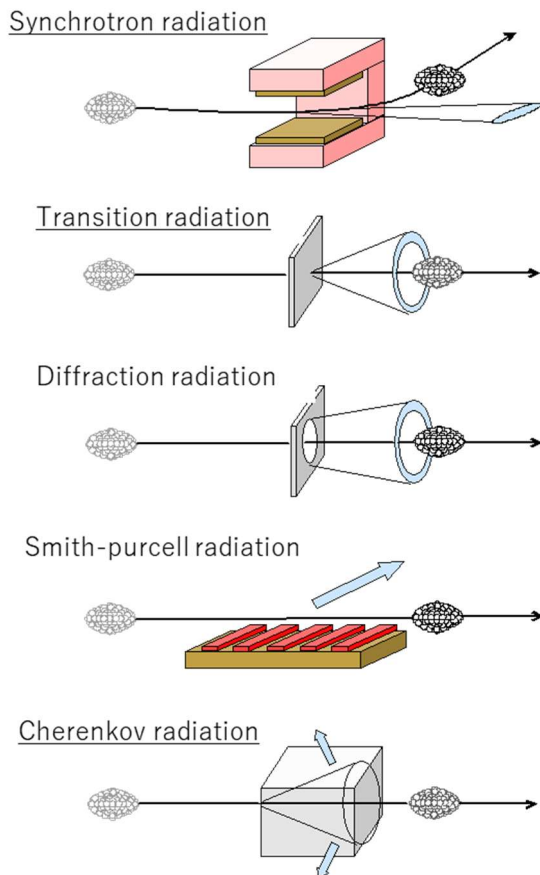


Fig. 20 荷電粒子からの放射

- シンクロトロン放射 (SR)

放射光施設でも用いられる荷電粒子を磁場によって偏向した際に生成されるシンクロト

ロン放射においても逆過程を用いて光駆動加速を行うことが可能である。1つの偏向磁石から生成されるシンクロトロン放射はブロードな放射スペクトルを持つため、レーザーとの相性が悪いが、狭線幅なスペクトルを得られるアンジュレーター放射もしくは自由電子レーザーがレーザーとは相性が良く、その逆過程 (IFEL) が研究されている。[22]においては 52 MeV の電子ビームと波長 10.3 μm の CO₂ レーザーを同時に、テーパ状の磁場強度分布を持たせたヘリカルアンジュレーターに通し相互作用させることによって、100 MV/m を超える加速勾配を実現したことを報告している。(Fig. 21)

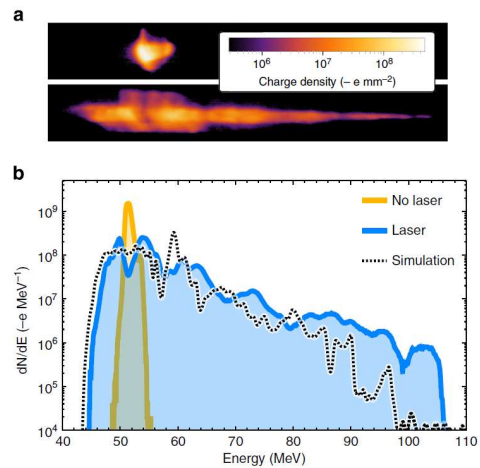


Fig. 21 自由電子レーザー逆過程加速 [22] より引用

- 遷移放射 (TR)

屈折率の異なる媒質の境界を横切る際に放射される遷移放射過程においても逆過程によって加速をすることが可能である。真空と物質の境界で加速をすることになるため、物質を用いる点で多段加速に向かない側面もあるが、[4]においては、シリコンの薄膜を用いて電子ビームを加減速することによって変調し、最終的に 0.8 fs のアト秒領域に踏み込む電子バンチトレインを生成している。(Fig. 22)

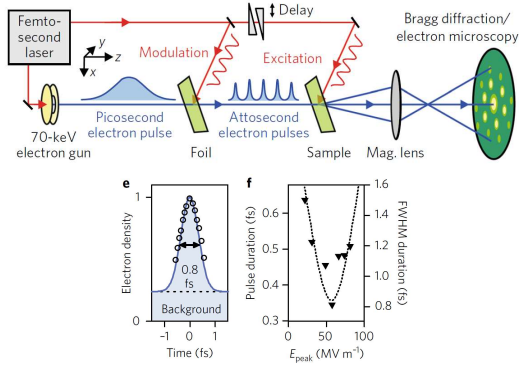


Fig. 22 遷移放射逆過程による電子ビームのアト秒バンチ変調 [4] より引用

● 回折放射 (DR)

荷電粒子ビームが金属等の物質の近くを伝播する際に放射される回折放射も同様に逆過程によって加速することを考えることができる。回折放射で生成され利用されている光の波長域が高周波～テラヘルツの領域であるために光駆動加速としての直接的な実証は講師の知る限りないが、[23]では電子ビームから得られるテラヘルツ帯の回折放射を共振器に蓄積し、電子ビームと共振器内で相互作用させる研究を報告している。[24]の報告では電子ビームを 6×10^{-4} 程度減速していることが確認されており、ビームの加減速が可能であることが読み取れる。(Fig. 23)

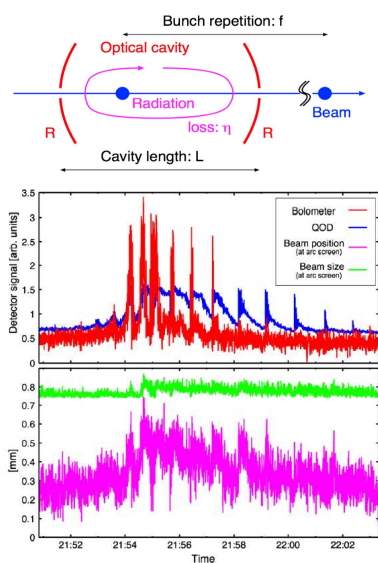


Fig. 23 回折放射逆過程に関連したビーム減速 [23][24] より引用

● スミスパーセル放射 (SP)

金属回折格子の表面に沿って電子ビームが伝播する際に起こる放射現象であるスミスパーセル放射の逆過程を用いても荷電粒子の加速が可能である。古くは[25]において、 $496 \mu\text{m}$ の波長のレーザーと金属回折格子を用いたスミスパーセル放射逆過程を用いた加速が実証されており (Fig. 24)、近年では[26]にて波長 800 nm の Ti:Sap レーザーと金コートガラス回折格子による光駆動加速が実証され、 25 MV/m の加速勾配が報告されている (後者については4.4節で詳しく解説する)。

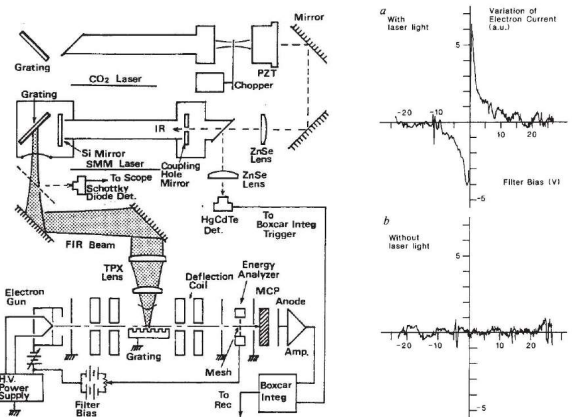


Fig. 24 スミスパーセル放射逆過程による加速実証 [25] より引用

金属回折格子を用いた加速はスミスパーセル放射逆過程 (ISP : Inverse Smith-Purcell) と呼ばれるが、金属よりも誘電体の方が耐圧が高いために、オール誘電体の加速構造が現在では研究の中心であり、レーザー誘電体加速 (DLA : Dielectric Laser Acceleration) と呼ばれる。これに関しては、次節以降で詳しく解説する。

● チェレンコフ放射 (CR)

チェレンコフ放射に関してもこれまでの放射同様に逆過程を用いて粒子加速を行うことが可能である。逆チェレンコフ放射加速の提案は最も古く、レーザーがメーザーと呼ばれていた時代に最初の光駆動加速としてなされている[27]。最近では、レーザー直接加速ではないが、レーザーによって生成した表面テラヘルツ波を用いて逆チェレンコフ放射過程によって 1.1 MeV (210

MV/m) の電子ビームの加速に成功した報告がある[1] (Fig. 25)。逆チェレンコフ放射に関しては、現在ではその名称で呼ばれることは少なく、逆チェレンコフ放射加速を実現している構造の名称を取って DLW (Dielectric-Lined Waveguide) などと呼ばれることが多い。

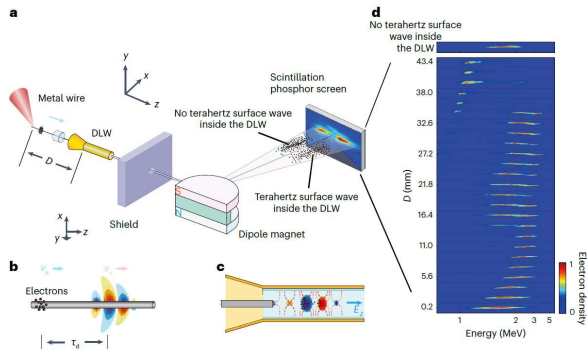


Fig. 25 逆チェレンコフ放射によるビーム加速例 (表面テラヘルツ波を用いた DLW 内加速)
[1] より引用

本節では、加速器・ビーム業界に馴染みのある荷電粒子ビームからの放射からスタートして、その逆過程という方向性で光駆動加速技術に関して概説を行った。一方で、光や光源などを専門とする立場からは、「如何に粒子の速度と合致した加速電場を作るか」というアプローチで解説されることが多い。興味があればそちらの解説も参照されるとよいであろう[28]。なお、粒子加速においては、以下の条件：

加速する荷電粒子が

1. 物質の表面から遠く離れており、
2. 静的な電磁場中になく、
3. 真空中にあり、加速は
4. 場の外側まで積分され、
5. 駆動電場 \mathbf{E} に対して 1 次である (エネルギーの変化量が \mathbf{E} に比例)

のすべてそろっている場合には全体の加速はゼロであるという加速定理があり、粒子が加速されるかを判断する上で有用である。

4.3. レーザー誘電体加速 (DLA)

本節からは光駆動加速のうち、3 章で解説した一般に入手しやすいレーザーをドライブ源として用いることが多く、もっとも直接的にレーザーによって駆動され、高周波加速とも視覚的に近いレーザー誘電体加速 (DLA) について詳しく解説する。前述の通り、スミスパーセル放射の逆過程の研究から始まっている。初期のころは回折格子を用いていることから、Grating accelerator と呼ばれていた。その後、レーザーの近接場 (上記の加速定理の 1 を満足する) を用いた加速を行う手法として、様々な微細構造などが検討され、Laser-driven structure-based accelerator と呼ばれ、研究が進められた。現在では、その微細構造はほとんどが誘電体を用いて作られることから、DLA の名前が最も使われている。

DLA 研究では様々な微細構造による加速が提案・検討されてきた。逆スミスパーセル放射研究において用いられてきた、Single grating 構造や回折格子を向かい合わせで加速部を構成する Dual grating 構造、さらに Dual grating 構造を簡素化及び自由度を上げた Dual pillars 構造が研究の主流で、実験的にも検証されている。この 3 つについては、次節以降で個別に解説する。

これ以外にも、様々な誘電体微細構造が提案されている。Bragg ミラーで挟み込む形で加速部を構成する形状[29]や Slab 形状を用いた加速[30]、Photonic band-gap structure (PBG) を用いた加速として、中空の PBG ファイバを用いたもの[31]や 3 次元に積み木を重ねるような構造[32]など多様な微細構造が提案・検討されている。

4.4. Single grating DLA

片側の回折格子のみ (Single grating) を用いた場合の電子加速について考える。より詳しくは[33]を参照されたい。Fig. 26 に示すような座標系と回折格子を考えることとする。

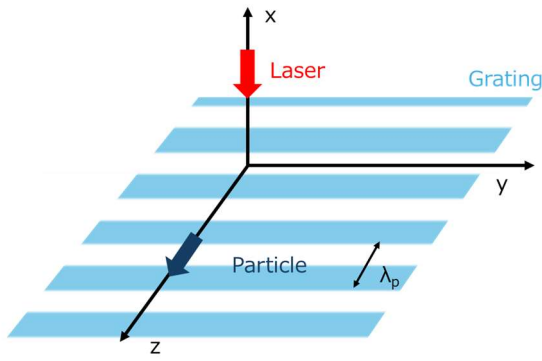


Fig. 26 Single Grating によるビーム加速の模式図

回折格子の周期長 (λ_p) は、波長 λ_0 のレーザーが 1 周期振動する間に速度 βc の粒子が進む距離と等しい必要があるため、以下のような関係を満たす必要がある。

$$\lambda_p = n\beta\lambda_0 \quad (4-5)$$

ここで、 n は整数であり、それぞれの値、つまり空間高調波において加速すること可能である。現在興味があるのは、レーザーと粒子の同期が満たされる電磁場のモードのみであるため、それのみを考えるとすると、生成される電磁場は解析的に以下のように記述することができる。

$$E_z = \frac{icB_y}{\beta\gamma} e^{-\frac{nk_0x}{\beta\gamma}} e^{i\left(\frac{nk_0z}{\beta} - \omega_0t + \phi\right)} \quad (4-6)$$

$$E_y = -\frac{cB_y}{\beta} e^{-\frac{nk_0x}{\beta\gamma}} e^{i\left(\frac{nk_0z}{\beta} - \omega_0t + \phi\right)} \quad (4-7)$$

ここで c は光速、 B_y は電磁場の y 方向磁場成分の振幅、 β, γ はローレンツ因子、 k_0 は電磁場の波数、 ω_0 は電磁場の角周波数、 ϕ は位相を表す。式 (4-6) を見てもわかる通り、加速電場は回折格子に垂直な方向に対して指数関数的に減少することが分かる。この係数を取り、

$$\delta = \frac{\beta\gamma\lambda}{2\pi} \quad (4-8)$$

を減衰長と呼ぶ。つまり $\beta \sim 0$ で減衰長も 0 に近づくことが分かる。

Single grating での実証例は前述の[26]及びそれを詳しく報告した[34]が代表的である。Ti:Sap レーザーと 28 keV の電子ビーム及び 750 nm ピッチの Single grating (ガラス基板に金コート: Fig. 27 上) を用いて 25 MV/m (Fig. 27 下) の勾

配を実証している。実証したセットアップは Fig. 27 中に示した通りである。電子ビームとしては、28 keV と比較的非相対論速度の領域を用いて実証された。これは、Single grating においてはほぼ光速まで加速された粒子をさらに加速することが困難であることに起因する。中空の高周波加速管で問題であった電子と光の速度差と同様に、Single grating においても電子ビームの速度が光の群速度を上回り、光パルスを追いついてしまうため加速できなくなるという問題があるためである。

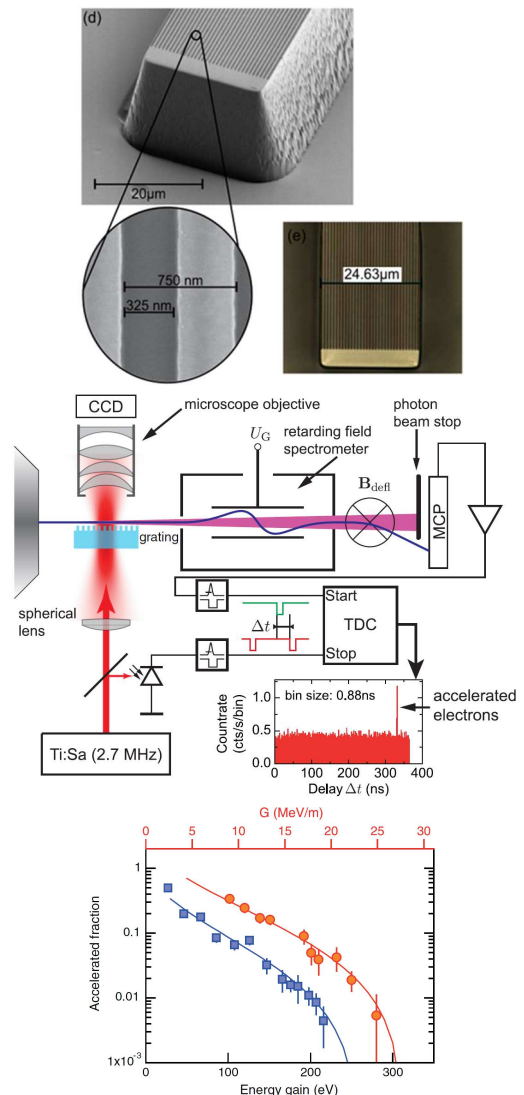


Fig. 27 Single Grating によるビーム加速実証。上：用いた Single grating 構造、中：実証セットアップ図、下：Single grating による加速実証試験結果 [26][34] より引用

4.5. Dual grating DLA

回折格子を向かい合わせに配置した Dual grating 構造では、相対論的な速度の粒子も加速することができる (Fig. 28)。以下、同様に解析的な式を示すが、詳しくは[35]を参照されたい。Grating の周期長は Single grating 同様に式(4-5)で決めることができる。

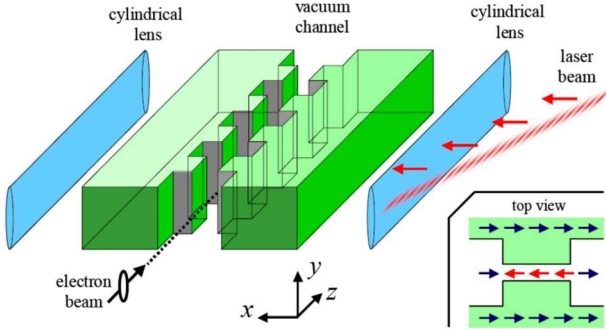


Fig. 28 Dual Grating によるビーム加速の模式図 [35] より引用

このような Dual grating 構造の場合には、加速する粒子と同期した電磁場は以下のようにあらわすことができる。

$$E_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} U_n(x) e^{i\left(\frac{nk_0 z}{\beta} - \omega_0 t + \phi\right)} \quad (4-9)$$

ここで、 $U_n(x)$ は以下のようにあらわすことができ、空間高調波の重ね合わせとして表現されていることが分かる。

$$U_n(x) = u_{n,+} e^{+x/\Gamma} + u_{n,-} e^{-x/\Gamma}$$

ここで $u_{n,+}$, $u_{n,-}$ は各方向から来るそれぞれのモードの係数、 $\Gamma = \gamma\beta\lambda_0/2\pi$ で与えられる。

Dual grating での実証例として真っ先に挙げられるのが[36]であろう。[36]においては、Fig. 29 に示すように、回折格子構造を対面に配置した Dual grating 構造と Ti:Sap レーザーを用いて、ほぼ光速の 60 MeV の電子ビームの加速実証を行った。電子ビームのバンチ長は 1 ps 程度であるため、バンチ中の電子は加速されるものと減速されるもの、すべてのレーザー光の加速位相を感じる形での実証であった。得られた加速及び減速電子のエネルギースペクトルから、最大の加速勾配は

300 MV/m にも及んでいることが確認されており、従来の加速技術を凌駕する成果を得た。

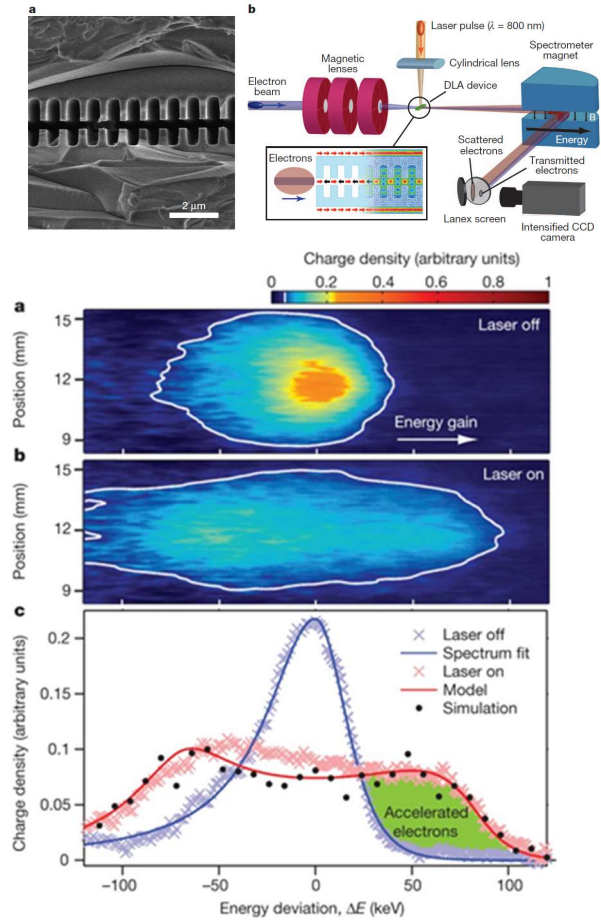


Fig. 29 Dual grating を用いた相対論的電子ビームの加速実証。右上：用いた Dual grating 構造、左上：実証試験セットアップ、下加速実証試験結果 [36] より引用

4.6. Dual pillars DLA

2本の柱（主として円柱だが、直方体などの提案もあり）を並べることによって、Dual grating と同様の機能を実現することが可能であり、このような構成を Dual pillars と呼んでいる。さらに、Dual pillars は自由な配置に設計できることや使用する物質部分が最小であることなどから、基板などによる光モードへの影響などを最小限にすることが可能であるといった利点がある。Dual pillars 構成の代表例を以下の Fig. 30 に示した。Pillar の位置関係などを自由に決定することがで

きることから、先の grating 構造のように定式化はしないが、Pillar 間の Gap などうまく調整することによって、Single grating のように働く Dual pillars や Dual grating のように働く Dual pillars などを製作することが可能である[37]。なお、高周波加速器においても、同様の構造が「Open Accelerating Structure」として R. B. Palmer 氏によって 1986 年に検討・提案されていた[38]ことは非常に興味深い。

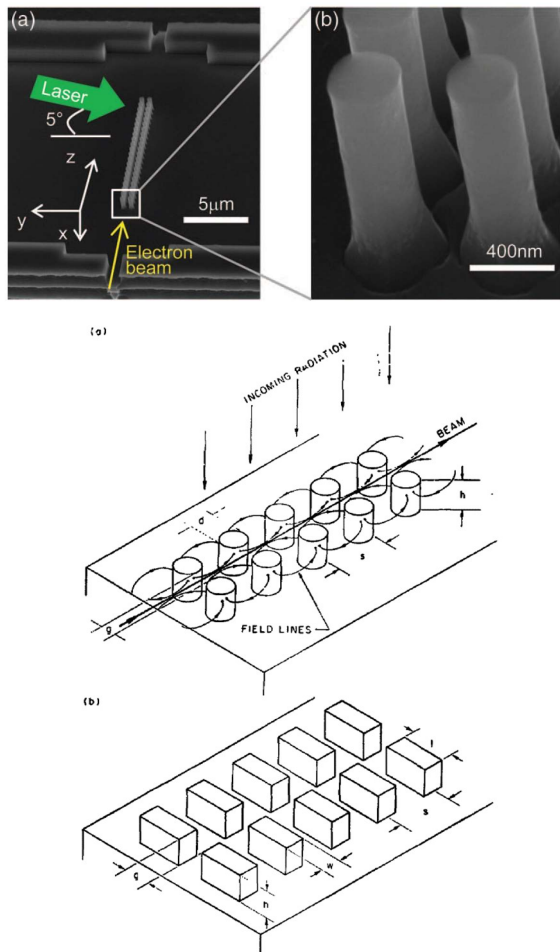


Fig. 30 代表的な Dual pillars 構造 (上) [37] と 1986 年の高周波による Open Accelerating Structure (下) [38]

Dual pillars 構成の実証例としては、[36]が挙げられる。シリコンチップ上に Dual pillars 構造をリソグラフィによって製作することによってアライメントの精度などが非常に向上している。[37]では先に述べたように Single grating のよう

な電界と Dual grating のような電界の両方で加速実証を行った。Dual pillars 構造は Fig. 30 上に示した通りであり、約 90 keV の電子ビームと Ti:Sap レーザーを用いて Fig. 31 上のような実証試験セットアップを構築した。これらを用いて最大で 370 MV/m を超える加速勾配を実現した (Fig. 31 下)。この論文内においては、入力レーザー電場 E_{inc} と得られた最大加速勾配 G_{acc} の比を最大加速場比として

$$G_{acc}/E_{inc}$$

と定義しており、その値としては、0.35 (Single grating 電界) と 0.42 (Dual grating 電界) が報告されている。

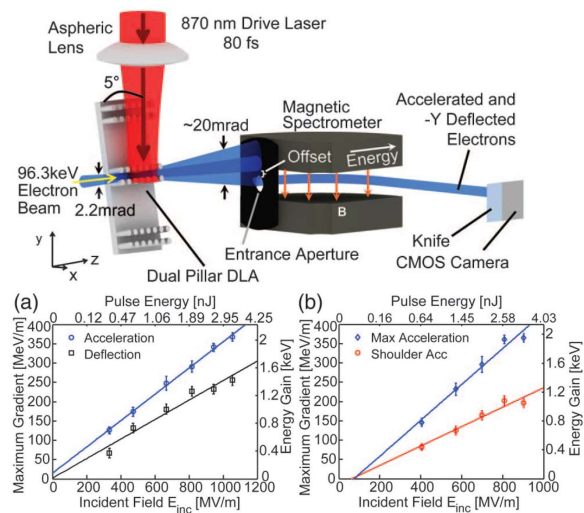


Fig. 31 Dual pillars 構造で実現した電子ビーム加速。上：実証試験セットアップ 下：加速試験結果 (左は Single grating 電場、右は Dual grating 電場) [37] より引用

Dual pillars 構造と前述の Bragg ミラー構造を合わせた機能を持った加速構造も現在ではすでにビーム加速を実証している。[39]では以下の Fig. 32 に示すような構造を用いて、片側からレーザーを導入することによって、ビーム加速を実現している。レーザー入射側と反対側に設置された Bragg ミラーによって、Dual pillars を通過した光は反射され、再度 Dual pillars 構造を励起する。これによって 133 MV/m の加速勾配を実証している。[39]中では Bragg ミラー有無を比較するこ

とによって効率的に加速できる構造であることを明らかにしている。さらにこの構造の良い点は、片側からのレーザー入射で良い点である。両側からレーザーを入れる場合には、その2レーザー光のアライメントや位相の同期・調整など非常に複雑なシステムになるが、この構成の場合には単一レーザーの入射で済むことになる。

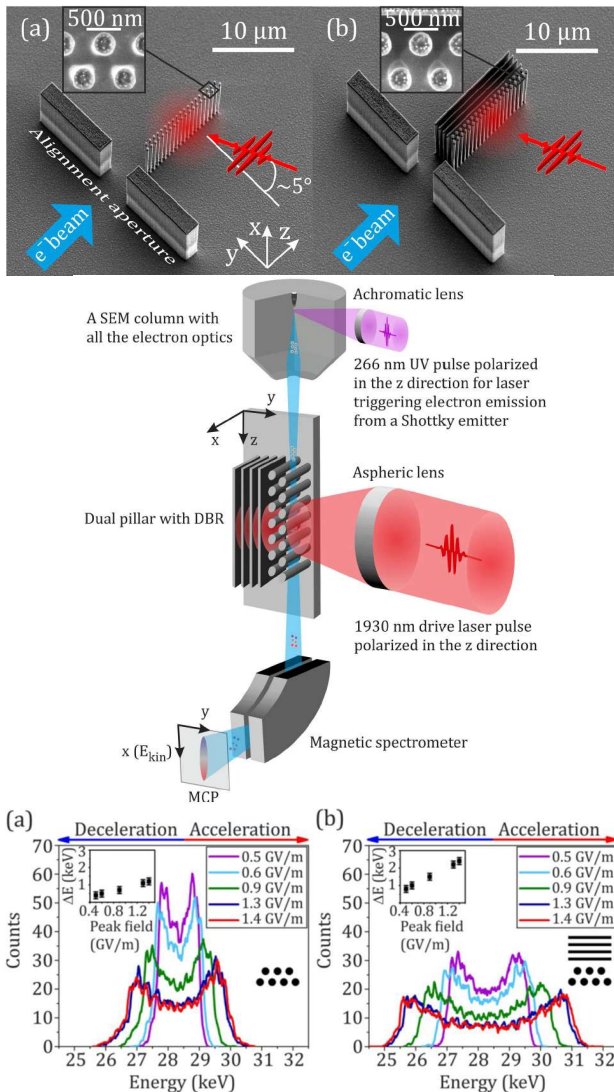


Fig. 32 Dual pillars 構造と Bragg ミラーを合わせた加速構造とその試験結果 上: Dual pillars 構造 (左) と Dual pillars with Bragg mirror 構造 (右) 中: 実証試験セットアップ 下: 上図の両構造の加速試験結果 [39] より引用

4.7. DLA 研究 —最近の成果—

レーザーによる直接の荷電粒子加速である DLA に関して、これまでの代表的な成果や加速構造の変遷などについて解説してきた。DLA はまだ発展途上 (まだ加速器の分野では新奇加速と呼ばれるような) であるため、年々、新しい成果が出ている。本節では、ここ 2, 3 年の新たな成果について概説する。

近年の成果で最も注目されるものとしては、APF (Alternating Phase Focusing) という手法を初めて DLA でも導入することによって「Coherent acceleration」(準単色なエネルギー加速) を実現したという報告[40][41]であろう。

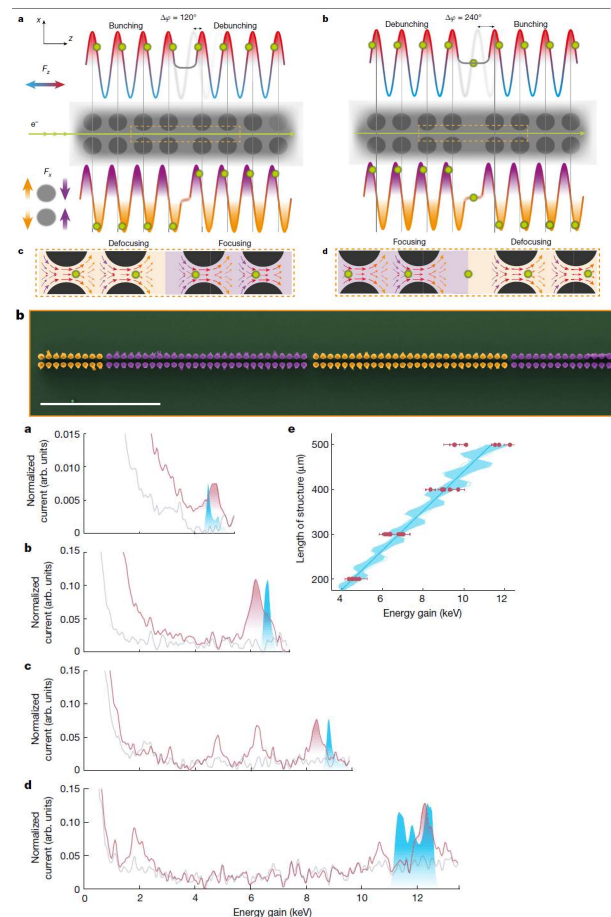


Fig. 33 APF 機能を持った DLA 加速構造 (Dual pillars) とそれを用いた準単色ビーム生成 上: APF の原理 中: APF 機能を付与した Dual pillars 構造 下: 実現した準単色加速及び 500 μm の DLA 構造による加速実証結果 [40] より引用

APF は高周波加速器においても用いられる手法であり、低速のイオンなどの DTL (Drift Tube Linac) などでも適用されている。最新の成果では、APF の機能を持った DLA 加速構造体を Dual pillars 構造で製作 (Fig. 33 上・中図) し、加速試験を行った結果、準単色なビーム加速が得られているとともに、長い加速チャンネルを用いてもきちんと加速がスケールアップされているという報告である。(Fig. 33 下図)

もう一つの最近の成果として、波長 $10\ \mu\text{m}$ のレーザーを用いて DLA を動作、加速試験を行った報告がある[42]。

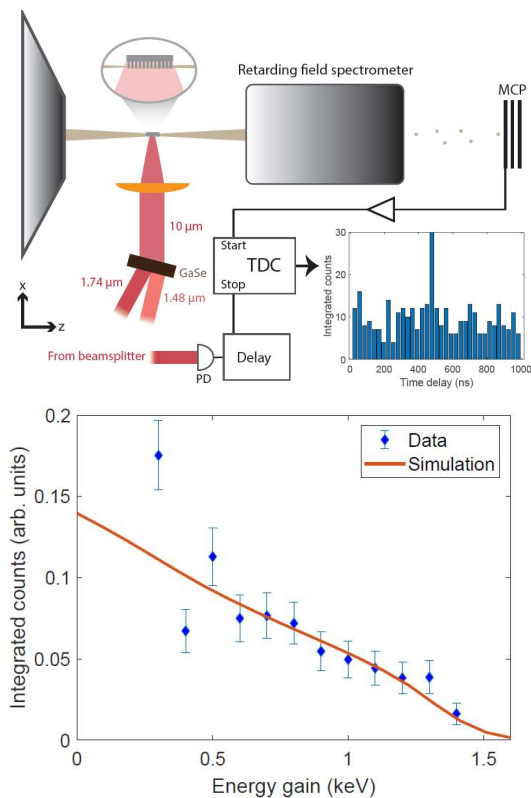


Fig. 34 波長 $10\ \mu\text{m}$ のレーザー光を用いた DLA ビーム加速の結果 上：実証試験セットアップ 下：加速試験結果 [42] より引用

これまでの DLA 研究では $0.8\ \mu\text{m}$ (Ti:Sap) ~ $2\ \mu\text{m}$ (OPA など) がほとんどの研究において用いられてきた。波長を長くすることは、加速を実現するための近接場の条件や電子ビームに要求される品質、加速構造のサイズなどが緩やかになることにつながる。また、加速勾配としても高勾

配化が見込めるものである。[42]では差周波によって得た $10\ \mu\text{m}$ のレーザー光を用いて、シリコンで作られた Bragg ミラーを付属した Dual pillars 構造によって電子ビームの加速を実証している。(Fig. 34) 得られた加速勾配としては $93\ \text{MV/m}$ 程度であるが、 $10\ \mu\text{m}$ のレーザーによるシリコンの破壊閾値と照らし合わせると、 $3\ \text{GV/m}$ を超える加速勾配の実現が見込めるとの報告である。波長 $10\ \mu\text{m}$ のレーザーはかなりテラヘルツ領域 (波長 $30\ \mu\text{m} \sim 3\ \text{mm}$) に近く、本セミナーでの KEK 吉田氏の内容との接続部分に近い内容である。

5. おわりに

このテキストでは、「光駆動加速技術」という枠組みで、主に電力源としてのレーザー技術と光駆動加速技術全般と光駆動加速技術のうち、DLA を例題として取り上げ解説した。光技術の多方面での進捗が大きくあり、今後も発展していくであろうことを示した。また、それを用いた光駆動加速としても世界中で研究されている事例を紹介した。レーザー技術の発展と光駆動加速技術の現状を俯瞰してもらい、加速器のドライブ源として光の利用価値が見いだせるものであったならありがたい。

他の OHO セミナーのテキストと比較すると、数式が少なく、読み応えがないかもしれないが、「新奇」加速と呼ばれて久しい光駆動加速をより身近に、受け入れやすく感じてもらいたいと思ひ、このような形式としてみたつもりです。光駆動加速はまだまだ発展途上で、高周波加速器のように導波路中の電磁場の計算から始めればよい、というものが確立していないという点も数式を展開しづらかった理由の一つです。より光駆動加速が進んだ暁には、より適任の講師によるセミナーが設定され、より詳しい解説がなされることを期待しています。

なお、冒頭にも述べたように、講師もまだまだ光駆動加速は初級者の立場です (2024 年 8 月時点)。WEB 上のテキストは適宜差し替えできるところですが、印刷されて配られたものは、もち

ろん差し替えできません。今印刷されたテキストでこの記事を読んでいるようであれば、ぜひWEBの方も見ていただき、最新の情報にアップデートして下さい。できる限り私も改訂していこうと思います。このセミナーを聞いたり、テキストを読んだりして光駆動加速に興味を持つ学生・若手が増えてくれれば幸いです。

最後に、講師の力不足で、本テキストはこれだけですべてが分かるような構成ではなく、多くの部分を他のOHOセミナーテキストなどに依っているものになっています。参考文献などを参照いただき、理解を深めてもらえればと思います。このような素晴らしいセミナーシリーズ(テキストシリーズ)を続けていただいているOHOセミナー運営の方には感謝しきりです。今後もぜひ継続して、分野の底上げに引き続き寄与してもらえればと願うばかりです。

参考文献

- [1] X. Q. Yu *et al.*, “Megaelectronvolt electron acceleration driven by terahertz surface waves,” *Nature Photonics*, vol. 17, no. 11, pp. 957–963, Nov. 2023, doi: 10.1038/s41566-023-01251-8.
- [2] D. Cesar *et al.*, “High-field nonlinear optical response and phase control in a dielectric laser accelerator,” *Communications Physics*, vol. 1, no. 1, Dec. 2018, doi: 10.1038/s42005-018-0047-y.
- [3] Jeff Hecht, “PHOTONIC FRONTIERS: ULTRAFast LASER PROCESSING: Ultrafast lasers make ultraprecise tools”, *Laser Focus World* (2012) <https://www.laserfocusworld.com/lasers-sources/article/16549658/photonic-frontiers-ultrafast-laser-processing-ultrafast-lasers-make-ultraprecise-tools>
- [4] Y. Morimoto and P. Baum, “Diffraction and microscopy with attosecond electron pulse trains,” *Nature Physics*, vol. 14, no. 3, pp. 252–256, Mar. 2018, doi: 10.1038/s41567-017-0007-6.
- [5] <https://www.csmonitor.com/Science/2013/0930/New-particle-accelerator-can-rest-on-your-fingertip>
- [6] 松本修二, “大電力クライストロン”, OHO17
- [7] J.S. Oh *et al.*, “EFFICIENCY ISSUE IN C-BAND KLYSTRON-MODULATOR SYSTEM FOR LINEAR COLLIDER”, *Proc of PAC’97*, pp. 593 (<https://accelconf.web.cern.ch/pac97/papers/pdf/2w013.pdf>)
- [8] Amnon Yariv, “光エレクトロニクス”, 丸善
- [9] Siegman, “LASER”, University Science Books
- [10] 本田洋介, “レーザーと先端光源加速器”, OHO15
- [11] United States Department of Energy. Campbell EM. Laser programs, the first 25 years, 1972-1997. United States: n.p., 1998. doi:10.2172/16710. <https://www.osti.gov/servlets/purl/16710>
- [12] W. Brunner, K. Junge: *Lasertechnik*
- [13] W. Koechner “Solid-State Laser Engineering”, Springer, 1999
- [14] NKT Photonics homepage: (<https://www.nktphotonics.com/products/optical-fibers-and-modules/ytterbium-doped-double-clad-fibers/>)
- [15] L. Goldberg, J. P. Koplrow, and D. A. v Kliner, “Highly efficient 4-W Yb-doped fiber amplifier pumped by a broad-stripe laser diode,” 1999.
- [16] 小林洋平, 第7回 TACMI コンソーシアムシンポジウム in OPIE2024
- [17] M. Kanskar *et al.*, *Laser Focus World* (2018) (<https://www.laserfocusworld.com/lasers-sources/article/16555251/laser-diodes-the-power-of-brilliance-the-past-and-future-of-high-power-semiconductor-lasers>)
- [18] ノーベル物理学賞 2018 プレスリリース (<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/press-release/>)
- [19] C. Radier *et al.*, “10 PW peak power femtosecond laser pulses at ELI-NP,” *High Power Laser Science and Engineering*, vol. 10, May 2022, doi: 10.1017/hpl.2022.11.
- [20] ノーベル物理学賞 2023 プレスリリース (<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/press-release/>)
- [21] J. Levesque and P. B. Corkum, “Attosecond science and technology,” *Canadian Journal of Physics*, vol. 84, no. 1, pp. 1–18, Jan. 2006, doi: 10.1139/P05-068.
- [22] J. Duris *et al.*, “High-quality electron beams from a helical inverse free-electron laser accelerator,” *Nature Communications*, vol. 5, 2014, doi: 10.1038/ncomms5928.
- [23] Y. Honda *et al.*, “Stimulated Excitation of an Optical Cavity by a Multibunch Electron Beam via Coherent-Diffraction-Radiation Process,” *Physical Review Letters*, vol. 121, no. 18, Nov. 2018, doi: 10.1103/PhysRevLett.121.184801.
- [24] Y. Honda *et al.*, “High-efficiency broadband THz emission via diffraction-radiation cavity,” *Physical*

- Review Accelerators and Beams*, vol. 22, no. 4, Apr. 2019, doi: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.040703.
- [25] K. Mizuno *et al.*, “Experimental evidence of the inverse Smith-Purcell effect” *Nature* vol. 328, 1987, 45.
- [26] J. Breuer and P. Hommelhoff, “Laser-based acceleration of nonrelativistic electrons at a dielectric structure,” *Physical Review Letters*, vol. 111, no. 13, Sep. 2013, doi: 10.1103/PhysRevLett.111.134803.
- [27] K. Shimoda, “Proposal for an Electron Accelerator Using an Optical Maser.”
- [28] R. J. England *et al.*, “Dielectric laser accelerators,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 86, no. 4, pp. 1337–1389, Dec. 2014, doi: 10.1103/RevModPhys.86.1337.
- [29] A. Mizrahi and L. Schächter, “Optical Bragg accelerators,” *Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, vol. 70, no. 1, p. 21, 2004, doi: 10.1103/PhysRevE.70.016505.
- [30] B. Neuner, D. Korobkin, G. Ferro, and G. Shvets, “Prism-coupled surface wave accelerator based on silicon carbide,” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 15, no. 3, Mar. 2012, doi: 10.1103/PhysRevSTAB.15.031302.
- [31] R. J. Noble, J. E. Spencer, and B. T. Kuhlmei, “Hollow-core photonic band gap fibers for particle acceleration,” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 14, no. 12, Dec. 2011, doi: 10.1103/PhysRevSTAB.14.121303.
- [32] B. M. Cowan, “Three-dimensional dielectric photonic crystal structures for laser-driven acceleration,” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 11, no. 1, Jan. 2008, doi: 10.1103/PhysRevSTAB.11.011301.
- [33] J. Breuer, J. McNeur, and P. Hommelhoff, “Dielectric laser acceleration of electrons in the vicinity of single and double grating structures - Theory and simulations,” *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 47, no. 23, Dec. 2014, doi: 10.1088/0953-4075/47/23/234004.
- [34] J. Breuer, R. Graf, A. Apolonski, and P. Hommelhoff, “Dielectric laser acceleration of nonrelativistic electrons at a single fused silica grating structure: Experimental part,” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 17, no. 2, Feb. 2014, doi: 10.1103/PhysRevSTAB.17.021301.
- [35] T. Plettner, R. L. Byer, C. McGuinness, and P. Hommelhoff, “Photonic-based laser driven electron beam deflection and focusing structures,” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 12, no. 10, Oct. 2009, doi: 10.1103/physrevstab.12.101302.
- [36] E. A. Peralta *et al.*, “Demonstration of electron acceleration in a laser-driven dielectric microstructure,” *Nature*, vol. 503, no. 7474, pp. 91–94, 2013, doi: 10.1038/nature12664.
- [37] K. J. Leedle *et al.*, “Dielectric Laser Acceleration of Sub-100keV Electrons with Silicon Dual Pillar Grating Structures,” in *Optics InfoBase Conference Papers*, Optica Publishing Group (formerly OSA), 2016. doi: 10.1364/ol.40.004344.
- [38] R. B. Palmer, “OPEN ACCELERATING STRUCTURES,” 1986.
- [39] P. Yousefi, N. Schönenberger, J. Meneur, M. Kozák, U. Niedermayer, and P. Hommelhoff, “Dielectric laser electron acceleration in a dual pillar grating with a distributed Bragg reflector,” *Optics Letters*, vol. 44, no. 6, p. 1520, Mar. 2019, doi: 10.1364/ol.44.001520.
- [40] T. Chlouba, R. Shiloh, S. Kraus, L. Brückner, J. Litzel, and P. Hommelhoff, “Coherent nanophotonic electron accelerator,” *Nature*, vol. 622, no. 7983, pp. 476–480, Oct. 2023, doi: 10.1038/s41586-023-06602-7.
- [41] P. Broaddus *et al.*, “Subrelativistic Alternating Phase Focusing Dielectric Laser Accelerators,” *Physical Review Letters*, vol. 132, no. 8, Feb. 2024, doi: 10.1103/PhysRevLett.132.085001.
- [42] L. Brückner *et al.*, “Mid-infrared dielectric laser acceleration in a silicon dual pillar structure,” *Optics Express*, Jun. 2024, doi: 10.1364/oe.531071.