

放射線生物学研究応用に向けたオンチップレーザー加速器の研究 STUDY OF AN ON-CHIP LASER ACCELERATOR FOR PRACTICAL USE IN THE FIELD OF RADIOBIOLOGY

小山和義^{*A)}、陳招福^{B)}、上坂充^{B)} 吉田光宏^{B)}

Kazuyoshi Koyama^{*A)}, Zhaofu Chen^{B)}, Mitsuru Uesaka^{B)} Mitsuhiro Yoshida^{A)}

^{A)}KEK

^{B)}Univ. Tokyo

Abstract

A Fabry-Pérot resonator is capable of accumulating an electric field of the light as high as a few hundred MV/m which is fed by a moderately low power laser. Two types of resonator, a multilayered dielectric mirror (MLM) and sub-wavelength grating (SWG), were studied by the FDTD method and the RCWA method, respectively. Field structures for the electron acceleration are produced by the phase modulation effect of binary blazed gratings. In the MLM structure the image of the modulated field is transferred to a cavity which is away from the grating plane. On the other hand, in the SWG structure the acceleration field (TM₂ mode) appears in the proximity of the grating. If a distance between two SWGs, which act as high reflection mirrors, is shorter than the extinction length of the evanescent wave (102 nm), the creation of high acceleration gradient of 0.3 GV/m is possible by the 0.76%-laser power of non-resonator type dielectric accelerators.

1. はじめに

電離放射線が生体に与える影響を解明するために、生きた細胞の狙った場所にマイクロビームを照射して、細胞内部の照射損傷部位とその近傍でのタンパク質などの物質移動の観測や計測が行われている。放射線には、重粒子、陽子、電子、X線などが使われるが、加速器を必要とするため設備が大掛かりである。放射線損傷を模擬する簡易な方法として紫外線レーザー等を使ったレーザーマイクロビーム照射 (LMI) が用いられるが、DNA 損傷を与えるためにはレーザーと試薬でラジカルを発生させる等、工夫が必要である [1]。放射線マイクロビームを小型装置で発生できれば、LMI による方法よりも実際に近い条件での放射線の生物学的影響の研究が多くの機関で可能になる。そのためには加速器を、現在の LMI と同程度の大きさ、すなわち電源を含めてテーブルトップサイズ以下にすることが望ましい。レーザー駆動誘電体加速 (DLA) では、レーザー波長程度の大きさの周期構造を持つ誘電体によってレーザー光の伝播を制御して荷電粒子加速が可能な電界を発生する。加速勾配の大きさは、構造と材料に依存するが、1 GV/m と高周波加速器より約 1 桁大きな値が可能である。電子ビームの直径は、幅がレーザー波長の半分以下の加速チャンネルから出た直後では、サブミクロンであり放射線生物学研究用のマイクロビームとしての条件を満たしている。また、電子のエネルギーと電荷量も放射線生物学研究用に必要な値、0.5 MeV~1 MeV と 0.01 fC を満たす [2] [3]。

加速勾配の大きさは誘電体のレーザー損傷閾値 (LIDT) が上限である。高い電界強度を得るためには、高出力レーザーを集光した高強度照射に依る方法が最も簡単である。しかし、高出力レーザーパルス発生に必要な光パルス圧縮器にはファイバーが使えず、自由空間を使う上にファイバー伝送ができないのでレーザー装置が大型に

なる。ファイバー伝送可能な比較的低出力のレーザーを使って十分大きな加速勾配を得ることができれば、装置の小型化と安定化が可能になる。将来は、光導波路、位相調整、加速構造までの加速器全体をウェハー上に集積したオンチップ加速器も夢ではなくなる。低出力のレーザー光で十分大きな加速勾配を得るためには光共振器によって光エネルギーを蓄積すれば良いが、電子加速を行うためには共振器中へのエネルギー蓄積と同時に電子加速が可能な電界分布を生成する必要がある。

まだ初歩的段階ではあるが、我々は、共振器型加速構造の検討を行ないその得失を調べている。また、単純な配位での加速予備実験も計画しており、そのための準備も進めている。

2. 光共振器型誘電体加速器の構造

よく知られた光共振器としてファブリーペロー共振器 (FP) がある。FP 共振器の性能は、フィネス: $F = \pi R^{1/2} / (1 - R)$ または Q 値: $Q = FL / (\lambda_0 / 2)$ で評価される。ただし、 R は共振器を構成する反射鏡のエネルギー反射率であり、共振器の長さ L と光の波長をそれぞれ L , λ_0 とした。例えば、 $Q = 10000$ の共振器を使えば 10^8 W/cm² の照射強度の光を 10 ps のパルスに対するレーザー誘起破壊の閾値 (LIDT) である 10^{12} W/cm² まで蓄積可能である。これは、電界強度で 100 倍の強度に相当する。研究課題は高反射率構造と電子加速可能な電界構造の両立をいかにして図るかにある [4]。

我々は、FP 共振器の二種類の構造に関して研究を行った。一つは、通常のレーザー共振と同様に誘電体多層膜反射鏡を使った構造であり、もう一つは、レーザー波長以下の格子周期を持つ回折格子が一定の条件下で高い反射率を持つことの応用である。加速電界の発生のためには、格子の周期 Λ と電子の速度 v は同期条件 ($\Lambda / \lambda_0 = v / c$) を満たすように、矩形断面を持つ回折格子 (binary blazed grating) によって電界に変調を与える。以下で、二つの構造に関して述べる。

* koyamakz@post.kek.jp

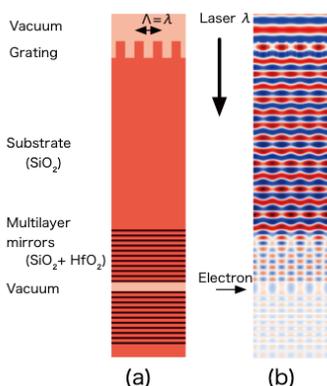


Figure 1: (a) The structure of dielectric resonator. The gap of the resonator is a half wavelength of the laser. The grating period is equal to the laser wavelength of $1.06 \mu\text{m}$. (b) The distribution of the electric field.

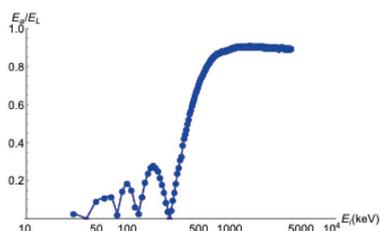


Figure 2: The acceleration gradient at various electron energies. Deduced from the result of Fig. 1.

2.1 誘電体多層膜反射鏡の応用

誘電体多層膜反射鏡は異なる誘電率の物質をそれぞれの光路長が $1/4$ 波長の厚さになるようにして交互に積み重ねた構造であり、誘電率と積層数を変えることによって反射率を制御できる。この反射鏡は、LIDT も高くできるのでレーザー共振器に使われることが多い。DLA では通常のレーザー発振器とは異なり、短い共振器長で、かつ高次の横モードを可能にする幅の広い共振器が必要である。加速電界を生成するためには Fig. 1 (a) のように FP 共振器の外部に透過型回折格子を設けて、回折格子による波面の変調を利用する。ここでは、回折格子と基板の材料を石英としてレーザー波長を $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$ とした。回折格子出口の変調された電界分布の FP 共振器までの像転送には、タルボ効果を応用する (Fig. 1 (b))。タルボ効果は、格子の近傍での多重干渉効果によって、一定の距離 (タルボ距離) 毎に周期的に自己像が現れる現象である。この現象を使う限り格子周期はレーザー波長以下にできない。従って、この構造は相対論的エネルギーの電子の加速には適している。非相対論的電子の加速には空間分布の高調波成分を使うことになり、加速勾配は相対論的電子の場合に比べて低下する。この様子を Fig. 2 に示す。なお、電界計算には有限差分時間領域法 (FDTD 法) を用いた [5]。

誘電体多層膜反射鏡で形成した FP 共振器の内側に回折格子を刻む場合は、幅と共振器長がレーザー波長の半

分程度の微小共振器が並んだ構造と等価であり、フレネル数が 0.1 と小さい。そのため、回折損失が大きくて光を蓄積することができない。共振器の特定数はゼロ次光に対する加速勾配の $1/5 \sim 1/10$ になる。

2.2 レーザー波長以下の回折格子の応用 [7]

Figure 3(a) のようなレーザー波長以下の格子周期 Λ を持つバイナリーブレード回折格子は、一定の条件を満たすと高反射率の鏡として作用する。この性質は、面発光半導体レーザー共振器に応用されている [6]。ここでは、大きな誘電率を得るために誘電体をシリコンとし、レーザー波長を $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ とした。計算には厳密結合波理論 (RCWA) を用いた [8]。回折格子の伝播特性は回折格子をファイバー・アレイで近似して解析した。Figure 3(c) の分散曲線に表わされるように、狭い格子周期 (遮断周波数以下 $\omega \leq \omega_{c2}$) では TM_0 モードしか伝播できない。このモードは波数が実数であり伝播可能である。それより広い格子周期 ($\omega > \omega_{c2}$) では TM_2 以上の高次モード (偶数次) も共存する。これら高次モードは波数が虚数であり回折格子の外には伝播できないエバネッセント・モードである。その強度は減衰率 $\Gamma = \beta\gamma\lambda_0 / (2\pi)$ で指数関数的に弱まる。ここで、 $\beta = v/c = \Lambda/\lambda_0$ は電子の速度 (格子周期)、 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ である。すなわち、非相対論的電子に対しては格子の極近傍 (波長の $1/6$ 以下) でしか大きな加速勾配を得ることができない。

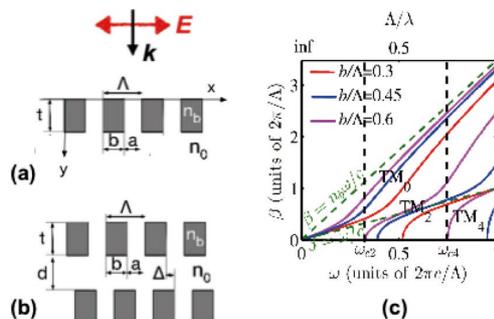


Figure 3: (a) The sub-wavelength grating and nomenclatures. (b) The dual sub-wavelength grating accelerator. (c) Dispersion curves of waveguide array modes (solid) and a single slab waveguide (dashed). [7]

レーザー波長以下の格子周期を持つ 2 枚の回折格子を、間隔 d で並列に配置しても FP 共振器を構成できる。レーザー (平面波) はどちらかの回折格子の外側から垂直照射する。相対する 2 枚の回折格子の表面で互いにレーザー光の位相遅れが発生し、2 枚の格子の間の位置によって加速電界に位相差が発生する。それを避けるために 2 枚の格子の配置を Fig. 3(b) のように Δ だけずらす。格子周期が $\omega_{c2} < \omega \leq \omega_{c4}$ を満たす領域では、 TM_0 と TM_2 の二つのモードの干渉によって極めて高い Q 値を持つ条件が周期的に現れる。共鳴幅が狭すぎて加速への応用は難しい共鳴点が周期的に 5 つほど現れるが、それ以外にも $R = 0.997$ とやや低い反射率を持つ共鳴点があり、これらは電子加速に応用できる。格子周期を $\Lambda/\lambda_0 = 0.6$ とした場合で反射率を $R = 0.997$ にする回

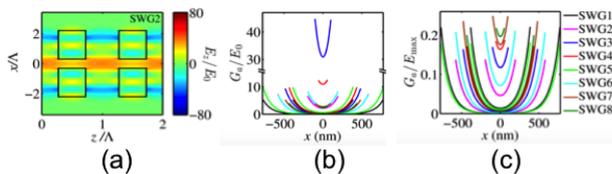


Figure 4: (a) The map of the longitudinal electric field E_z normalized by the peak input field E_0 . ($b = 288$ nm, $t = 1217$ nm). (b) The accelerating gradient G_a normalized by the peak incident field E_0 transversely across the channel. (c) The ratio of the accelerating gradient G_a to the maximum field in the dielectric E_{max} versus position across the channel. $\Lambda = 640$ nm and $\lambda_0 = 1.55$ μm . [7]

折格子の寸法 b , t の組み合わせについて電界分布を計算し、それによって求めた加速勾配を Fig. 4 に示す。TM₄ モードが現れる領域 ($\omega > \omega_{c4}$) では更に多くの共鳴点が現れるが幅が狭くて実際的ではない。

共鳴点では、Fig. 4(a) のように、チャンネルの中と誘電体の中で電界の増加が起こる。誘電体中の電界強度 E_{max} は破壊の閾値 E_{th} 以下に留めなければならない。Fig. 4(b) と (c) は、加速チャンネルの幅方向の加速勾配分布を表し、(b) は入射光の最大電界強度との比、(c) は誘電体中の最大電界強度との比である。加速電界強度は、エバネッセント光の範囲である Γ 以上回折格子から離れると、ほとんどゼロになる。一方、加速チャンネル幅 d が極端に狭い場合には中心軸付近も大きな加速勾配が得られている。これは、エバネッセント光の影響範囲に対になる回折格子が存在することによって、反射率と反射位相に変化が起こるためである。

例えば、回折格子の寸法が $\Lambda = 640$ nm, $b = 376$ nm, $t = 1194$ nm, $d = 102$ nm の場合には、共鳴効果によって電界の増倍率が $A_c = 11.5$ 、時定数が $\tau_{fill} = 0.04$ ps、中心軸上での加速勾配が $G_a/E_{max} = 0.2$ になる。レーザーのパルス幅を 180 fs としてシリコンの光学破壊閾値に 0.2 J/cm² を使って、加速勾配は 0.3 GV/m になる。必要な入射レーザーパワーは共鳴がない場合の 0.76% に軽減できる。

3. 実験計画

我々は、加速実証実験の準備を進めている。共振器型の加速構造の実験に先立ち 1 枚の回折格子を使った実験を予定している。装置の構成と試作した回折格子の電子顕微鏡 (SEM) 写真を Fig. 5 に示す。入射電子は金薄膜 (50 μm) の光陰極電子銃を用いて発生し、 50 keV に加速して用いる。電子ビームは 2 個の四重極電磁石で回折格子の近傍に集束する。 $\Lambda = 425$ nm で加速距離 15 μm の回折格子にパルス幅が 150 fs のレーザーを強度が 1.9 TW/cm² (電界強度 4.2 GV/m、パルスエネルギー 0.14 μJ) で入射する場合、最大エネルギー利得は 1 keV と見積もられる。

4. まとめ

ファイバー伝送が可能な程度の低出力のレーザー光で LIDT に近い大きさの加速勾配を得るために、光共振器に

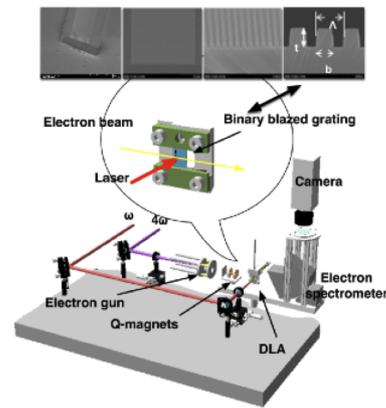


Figure 5: The experimental setup for the electron acceleration and SEM-pictures of the binary blazed grating ($\Lambda = 425$ nm, $b = 153$ nm, $t = 272$ nm, and the total length is 15 μm).

よって光エネルギーを蓄積する方法の研究を行なった。FP 共振器を構成する反射鏡として誘電体多層膜を使う構造と波長以下の格子間隔を持つ回折格子を使う構造に関して解析し、両方の場合において加速電界構造が形成されることを明らかにした。誘電体多層膜を使う構造では加速チャンネルの幅はレーザー波長の半分にできるが波長以下の格子間隔を持つ回折格子を使う場合には加速チャンネルの幅はレーザー波長の $1/10$ 程度である。前者の構造に対してはまだ最適化はできていないが、後者では、加速勾配 0.3 GV/m を入射レーザーパワーが非共鳴の場合の 0.76% で達成できるものと見積もられる。この場合の回折格子等の構造は $\Lambda = 640$ nm, $b = 376$ nm, $t = 1194$ nm, $d = 102$ nm である。

謝辞

本研究の一部は、科研費 15H03595 で行われている。

参考文献

- [1] L. Lan *et al.*, **118**, 2005, pp.4153–4162.
- [2] M. Uesaka *et al.*, Rev. Accel. Sci. and Tech., **9**, 2016, pp.235–260.
- [3] K. Koyama *et al.*, J. Phys. B: Atom Mol. Opt. Phys, **47**, 2014, 234005.
- [4] K. Koyama *et al.*, “共振器型レーザー駆動誘電体加速器の研究”, Proceedings of the 14th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Sapporo, Japan, Aug. 1-3, 2017, pp.1310–1312; http://www.pasj.jp/web_publish/pasj2017/proceedings/PDF/IPP0/IPP006.pdf
- [5] A. F. Oskooi *et al.*, Comput. Phys. Commun., **181**, 2010, pp.687–702.
- [6] C. J. Chang-Hasnain *et al.*, Advances in Optics and Photonics **4**, 2012, pp.379–440.
- [7] Z. Chen *et al.*, Appl. Phys. Lett. **112**, 2018, 034102.
- [8] P. M. van den Berg, Appl. Sci. Res., **24**, 1971, pp.261–293.