

非線形光学効果を考慮したレーザー 駆動誘電体加速のパラメータ PARAMETER STUDY FOR THE LASER-DRIVEN DIELECTRIC ACCELERATOR TAKING ACCOUNT OF NONLINEAR OPTICAL EFFECTS

小山和義 ^{*A,B)}、大槻祥平 ^{B)}、上坂充 ^{B)}、吉田光宏 ^{A)}
Kazuyoshi Koyama ^{*A,B)}, Shohei Otsuki ^{B)}, Mitsuru Uesaka ^{B)}, Mitsuhito Yoshida ^{A)}

^{A)}KEK

^{B)}Univ. Tokyo

Abstract

A transmission grating type laser-driven dielectric accelerator (TG-LDA) was performed taking account of the optical damage threshold and the nonlinear optical effects such as the self-phase modulation and self-focus. The maximum laser intensity and the optimum pulse width were concluded to be 10^{12} W/cm² and 2 ps, respectively. An irradiation intensity of 5×10^{11} W/cm² was suitable for a silica TG-LDA with a pulse width range from 1 ps to 10 ps. The higher order harmonics of the axial electric field distribution was capable of accelerating electrons provided that the electron speed approximately satisfies the conditions of $v/c = 1/2, 1/3, \text{ or } 1/4$. The electrons at the initial energy of 20 kV are accelerated by an acceleration field strength of 20 MV/m, and the electrons were accelerated by higher fields as the speed increased. For relativistic energy electrons, the acceleration gradient was 600 MV/m. The accelerating length and the time to obtain 1 MeV electron were 4 mm and 50 ps, respectively.

1. はじめに

低線量放射線被曝の影響評価は疫学的方法では不可能であり、放射線と生体の相互作用を基礎過程から解明しようという動きがある。放射線生物学研究では多くの場合、細胞 1 個あたりに 1 個の陽子が照射されるように調整されたイオン・マイクロビームが使われている。しかし、陽子加速器が大型である上に陽子はランダムに分布しており事前に細胞の指定場所を照射する事は難しい。細胞内での基礎過程の解明のためには細胞の任意の場所をピンポイント照射できることが望ましい。レーザー駆動電子加速器は、1 センチメートル程度の大きさの加速器からエネルギーが 1MeV でミクロン以下の細かいビームが得られるので、バンチ当たりの電荷量は fC 以下であるが、細胞の特定部位をピンポイント照射できる。

電子ビームを真空窓 (50-100 nm 厚の窒化ケイ素) と細胞 (約 10 μm 厚) を通してもビーム広がりを光学顕微鏡の分解能である約 1 μm にとどめるためには、電子ビームのエネルギーを 0.5 MeV 以上にする必要があり、放射線規制の点からは 1 MeV 以下にする必要がある。また、バンチ当たりの電子数は 160 個から 180 個 (訳 0.03 fC/bunch) で 1 MeV の陽子 1 個と同程度のエネルギー付与になる ^[1]。

レーザー駆動電子加速器の加速勾配は照射レーザー強度に比例する。一般的には光学破壊強度を最大照射強度として加速勾配を見積もっている ^[2]。しかし、誘電体の厚さとレーザー照射強度が一定の限度を超えると非線形屈折率の影響により波面の歪み・位相変調の影響などが顕著になるので、加速電界を維持できない。我々は、非線形光学効果が位相に与える影響を評価して、高加速勾配を得るために最適なパルス幅、誘電体の厚さに対する制限等を明らかにした。材質は加工がしやすく、光学特性や光学破壊耐力に優れている石英とした。

2. レーザー照射強度

非線形屈折率の影響で顕著なものとして「自己集束効果, SF」と「自己位相変調効果 SPM」がある。特に後者はピコ秒以下のパルス幅では影響が大きい。

2.1 光学破壊

波長が 1 μm のレーザーによるサブピコ秒からナノ秒のパルス幅にわたる溶融石英表面の公表されている破壊閾値をもとにした。破壊フルエンス閾値 (単位面積の通過エネルギー) で表すとパルス幅 $\tau = 100$ ps の時に約 15 J/cm² である。 $\tau \geq 100$ ps の場合には溶融・沸騰などの熱過程が支配的であり破壊フルエンス閾値は $\tau^{1/2}$ に比例する。10 ps 以下のパルス幅では $\tau^{1/2}$ よりもパルス幅依存性が小さくプラズマ生成・アブレーション過程 (多光子電離と衝突電離) 過程が支配的になる ^[3]。回折格子のように表面に凹凸がある場合には破壊の閾値は平面の場合の約半分になる ^[4]。破壊フルエンス閾値を照射強度に換算すると Figure 1 のようにパルス幅が長い方が照射強度の閾値が低くなる。

2.2 自己集束効果

非線形屈折率 n_2 はレーザー強度に比例して大きくなる。一般にレーザービームの周辺より中心軸近傍の方が強度が大きいので、そこでは位相が遅れて波面がお椀のように歪み自己集束を起こす。自己集束はレーザーパワーに対する閾値が存在するが溶融石英の場合には 1.6 MW と低い。実際には閾値以上のパワーでも自己集束の影響が顕著にならないければ差し支えない。自己集束の影響は B 係数 (B-integral; breakup integral) で評価でき、B 係数が π 以下であれば波面の歪みは無視できる。

$$B = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int n_2 I(z) dz < \pi, \quad (1)$$

ここで、 $n_2, \lambda_0, I(z)$ は夫々光路 z に沿った非線形屈折率、レーザー波長、レーザー強度である。石英の非線形

*koyamakz@post.kek.jp

屈折率 $n_2 = 3.18 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [5] を使って、自己集束がレーザー伝播に影響しないレーザー照射強度を求めることができて

$$I_0 [\text{W}/\text{cm}^2] < 1.5 \times 12^{10} \lambda_0 [\mu\text{m}] / L [\text{mm}]. \quad (2)$$

を得る。

2.3 自己位相変調効果

自己位相変調によるパルスの中での位相変化（遅れと進み）はレーザーの振動電界と物質中の電子の運動の位相ズレに起因し、パルスの立ち上がり部では周波数が低く立ち下がり部では周波数が高いリニアチャープが発生する。自己位相変調による位相ズレが加速電界を損なわないためには、次式を満たす必要がある。

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{4\pi n_2 I_0 t L}{\lambda_0 \tau^2} \frac{\lambda_0}{2\pi c} < \frac{1}{4}, \quad (3)$$

ここで、 τ はガウス型レーザーパルスの $1/e$ 幅であり $t = L/cn_0$ は光路長 L をレーザーパルスが横切る時間である。 n_0 は誘電体の屈折率である。自己位相変調が加速電界に影響を与えないレーザー照射強度は

$$I_0 [\text{W}/\text{cm}^2] < 2.5 \times 10^{11} \tau^2 [\text{ps}] / L^2 [\text{mm}]. \quad (4)$$

となり、パルス幅と光路長に強く依存する。

2.4 レーザー照射強度

自己集束効果と自己位相変調効果および光学破壊の閾値を Figure 1 にまとめて示す。照射可能な強度はパルス幅が 1 ps 以下のパルスに対しては自己位相変調効果で制限される。100 ps 以上のパルスの照射可能な強度は光学破壊で制約される。照射強度として、多くの論文で使われている値である $10^{12} \text{ W}/\text{cm}^2$ を使うためには、パルス幅を 2 ps にして光路長を 1mm 以下にする必要がある。パルス幅が 1 ps から 10 ps の間では光路長を 1 mm 程度とすると照射強度（レーザー電界）は $5 \times 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$ (2 GV/m) が適当である。

3. 加速勾配

3.1 誘電体の構造

下駄の歯状の透過型回折格子を Figure 2 のように、狭い間隔を空けて（加速管に相当する）二枚向かい合わせに配置した構造をもつ。格子の溝に直交する方向に偏光したレーザーを回折格子に垂直に照射する。格子の柱の部分と真空の部分では光路長が異なるので、格子の高さ H_p を適当に選ぶと回折格子を出た所で電界交互に逆方向を向いた構造を生成できる。格子定数 L_G がレーザー波長 λ_0 に等しい場合には、速度 v が光速 ($v \approx c$) の電子は常に加速を受ける。回折格子の間隔 D は回折によって電界の構造がボケない、言い換えると近接場の影響が大きく残る程度にする必要がある。これらの条

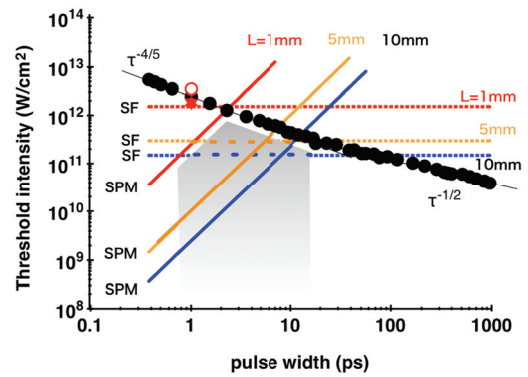


Figure 1: Threshold intensity of SPM (solid lines) and SF (dotted lines) as well as damage threshold values [3] for fused silica (circles and star) at different optical path lengths L of 1 mm, 5 mm, and 10 mm. The red open circle and red star are published damage threshold values for the plane surface and the grating of silica, respectively [4]. The shaded area shows the operation region.

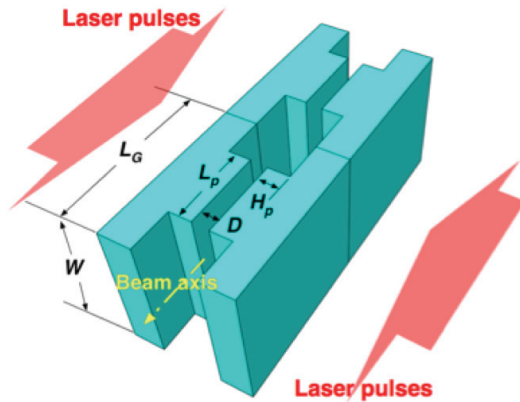


Figure 2: Schematic drawing of two periods of an accelerator unit.

件を数式で表すと、以下ようになる。

$$L_G / \lambda_0 = v / c, \quad (5)$$

$$\frac{H_p}{\lambda_0} = \frac{1}{2(n_0 - 1)}, \quad (6)$$

$$\frac{D}{\lambda_0} \leq \left(\frac{L_p}{\lambda_0} \right)^2 = \left(\frac{L_G}{2\lambda_0} \right)^2 \approx \frac{1}{4}, \quad (7)$$

$n_0 = 1.44$ (SiO_2), $\lambda_0 = 1.03 \mu\text{m}$ の場合には $H_p / \lambda_0 \approx 1.1$ 、 $D \approx 250 \text{ nm}$ となる。

3.2 シミュレーション

実際にはレーザーの波面は格子の柱の中を伝播中に平面から外れる。加速勾配の算出には簡単なモデル計算ではなくシミュレーション結果を用いる必要がある。そのために FDTD (finite-difference time-domain) シミュレーションコードを使って電界計算を行った [6]。

加速勾配 E_a は、中心軸上の電界の x 成分を $x-t$ 空間で電子の軌道に沿って積分して求めることができる。こ

の手続きを式で表すと

$$E_a = \frac{1}{L_G} \int_0^{L_G} E(x, t(x)) dx. \quad (8)$$

となる。計算は回折格子の一周期について実施した。 E_a の値は積分の開始点(開始の位相)によって大きく異なるので、一つの条件に対して積分区間を少しずつ移動して得た値の中で最大の値を加速勾配とした。なお計算に当って $L_G/\lambda_0 = 1$, $D/\lambda_0 = 0.25$ として、照射強度を $I_0 = 5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ とした。この照射強度をレーザー電界に換算すると $E_0 = 2 \text{ GV/m}$ に対応する。Figure 3に示すように、 $H_p/\lambda_0 \approx 1$ のときに加速勾配が最大になった。Figure 3で最大値を採るのは、式(7)とは異なる値の $H_p/\lambda_0 = 1.1$ の時であるが、その原因は格子の柱の中での波面の歪みによる。なお、格子の柱の幅 L_p と格子定数 L_G の比は $L_p/L_G \approx 0.5$ が最適であった。格子定数

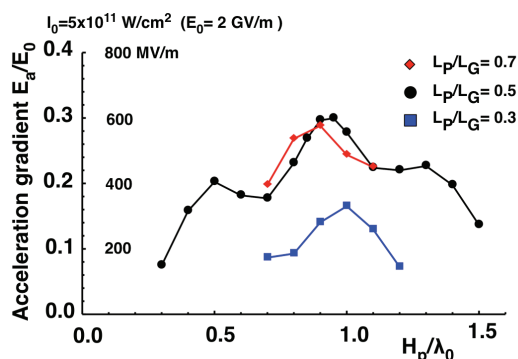


Figure 3: Dependencies of the normalized acceleration gradients on the grating pillar height H_p/λ as well as the filling factor L_p/L_G .

を $L_G/\lambda_0 = 1$ としたので、Figure 4に示すように電子のエネルギーが相対論的な場合 ($v \approx c$) に最大加速勾配を得ることができて、その値は 600 MV/m ($E_a/E_0 = 0.3$) となった。加速勾配は電子のエネルギーの低下と共に急激に小さくなり、 20 keV のエネルギーの電子に対しては 20 MV/m であった。 0.1 MeV 以下の低いエネルギーでの周期的な増減は電子の速度が $v/c = 1/2, 1/3, 1/4$ の時に対応している。これらは電界の空間分布の高調波成分に起因する。式(6)の速度整合条件によると非相対論的エネルギーの電子に対して大きな加速勾配を得るためには格子定数を小さくすれば良い。しかし、Figure 5に表すように格子定数をレーザー波長より小さくすると、加速勾配は急激に低下した。これは、回折格子の遮断波長 $\lambda_c = L_G(1 + \sin \theta_i)$ 以下では回折効率が急激に低下する事に対応している。ここで θ_i は入射角である[7]。

非相対論的エネルギーの電子の加速に当っては、格子定数を小さくするのではなく電界分布の高調波成分を利用する方が簡単であると言う事ができる。

4. 加速長とレーザーの仕様

Figure 4にある加速勾配の電子エネルギーによる変化を用い、常に加速の位相整合条件が満たされていると仮定して、電子の初期エネルギー E_i が与えられた時に 1

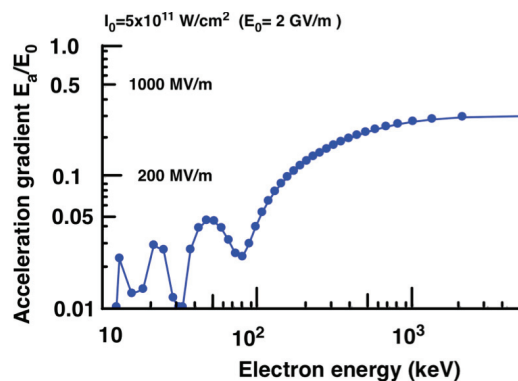


Figure 4: Dependencies of the normalized acceleration field gradients on the electron energy.

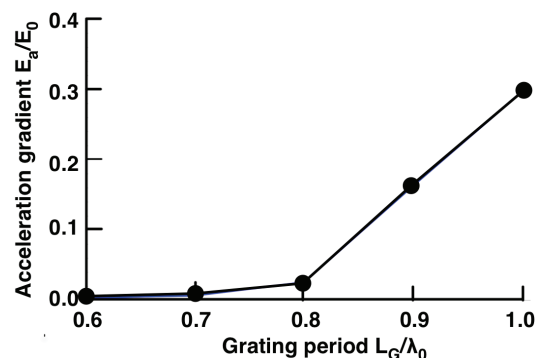


Figure 5: Dependencies of the normalized acceleration field gradients on the grating constant L_G/λ_0 .

MeVまで加速するための距離と所要時間を求めることができる。Figure 6に $E_i = 20 \text{ keV}, 40 \text{ keV}, 60 \text{ keV}, 80 \text{ keV}$ の場合の加速長と加速時間を表す。この図から初期エネルギーが 20 keV の場合に 1 MeV に加速するために必要な距離と時間は 4 mm と 50 ps であり、 E_i が 80 keV の場合には夫々 3 mm と 20 ps であることが分かった。

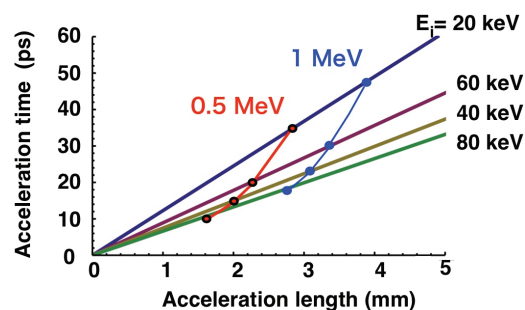


Figure 6: The electron acceleration time along the beam axis for various initial electron energies.

Figure 6の加速距離と加速時間およびレーザー照射強度を使って、必要なレーザーパルスのピークパワーとエネルギーを求めることができる。励起レーザーのエネルギー E_p は照射強度 I_0 と照射面積 $A = L_a W$ とパルス

幅 τ の積で与えられ、 $E_p = I_0 A \tau = I_0 L_a^2 W / \langle v \rangle$ となる。ただし、 L_a 、 W と $\langle v \rangle$ は夫々加速距離と照射領域の幅と加速中の電子の平均速度である。照射幅を狭くすると必要なレーザーのエネルギーは少なくて済む。ここでは、集光光学系の NA を使うと $W = \lambda_0 / 2NA$ となる。球面収差が影響しないよう $NA = 0.1$ とすると、波長が $1\mu\text{m}$ のレーザー光に対しては $W = 5\mu\text{m}$ となる。この時のレーザー長は $76\mu\text{m}$ となり、回折格子の間ではほぼ平面波を形成できる。

最も単純な励起方法は、照射面積の全体を加速時間の始めから終わりまでレーザー照射する事であり、Table 1 に示すように必要なレーザーパルスのエネルギーは 10mJ 、ピークパワーは 200MW である。レーザー照射強度を 10^{11}W/cm^2 に下げると、加速距離とパルス幅は夫々 9mm 、 112ps となる。

レーザーパルスをエネルギーを電子バンチの存在する周辺の空間と時間に限って照射すれば、レーザーパルスの必要なエネルギーを軽減できる。そのためには、レーザーを掃引するいくつかのパルスを順番に照射する方法が考えられるが、掃引方式はまだ適当な素子が見つからないので、パルス分割の場合に付いて試算する。照射レーザーを N 対のレーザーに分割すると、レーザーパルスのパワー、パルス幅、パルスのエネルギーは夫々分割し無い場合の $1/N$ 、 $1/N$ 、 $1/N^2$ になる。 $N = 10$ 対に分割した場合に必要なとされるレーザーのパラメータを Table 1 に示す。パルスを 10 対に分割することによって必要なレーザーパルスの全エネルギーを 1mJ (パルス当たり $50\mu\text{J}$)、ピークパワーは 20MW に減らすことができる。レーザーの照射系をレンズ等を使った自由空間では無く導波路等を誘電体上に形成して集積化できれば N を大きくできるのでレーザーに対する要求は一層軽減できる。

Table 1: Laser parameters required for accelerating electrons. The laser wavelength, $\lambda_0 = 1.03\mu\text{m}$.

Grating period	L_G/λ_0	1
Initial electron energy	E_i	20 keV
Irradiation area		
Width	W	$5\mu\text{m}$
Length	L_A	4 mm
Area	$2A$	$4 \times 10^{-4}\text{cm}^2$
Time	τ_A	50 ps
Laser intensity	I_0	$5 \times 10^{11}\text{W/cm}^2$
Power/side	P_p	200 MW
Energy/side	E_p	5 mJ
Total energy	E_t	10 mJ
Number of pulse pairs	N	10
Width of each pulse	τ_A/N	5 ps
Power of each pulse	P_p/N	20 MW
Energy of each pulse	$E_t/2N^2$	50 μJ
Total laser energy	$2NE_{ch}$	1mJ

5. 結論

細胞内での基礎過程の解明のために細胞の任意の場所をピンポイント照射できることを目指したレーザー駆動誘電体加速器設計に当って、レーザーパルスの空間分布や時間波形一様とした解析を行い、レーザー駆動誘電体加速器の基本的な性質を知ることができた。

レーザーのパルス幅は加速時間、照射配位、光学破壊閾値、非線形光学効果を勘案して決められる。短パルスの方が破壊の閾値は高いが、パルス幅が 1ps 以下になると自己位相変調の影響が現れるために、石英中の光路長を数 mm 以下にしておかないと、必要な加速電界を維持できなくなる。最高の照射強度 10^{12}W/cm^2 は、光路長が 1mm でレーザーのパルス幅が 2ps の場合に可能であった。パルス幅が 1ps から 10ps の間の場合、適当な照射強度は $5 \times 10^{11}\text{W/cm}^2$ (電界強度 2GV/m) であった。透過型回折格子対を用いた誘電体加速では回折格子の厚さは 1mm に満たないので光学的非線形効果は現れなかった。しかし、プラズモンやポラリトンを利用する加速配位^[8]ではプリズム等を利用するので、照射強度の設定に当っては光学的非線形効果を考慮する必要がある。

電子が加速されるためには電子の速度と格子定数の間には $L_G/\lambda_0 = v/c$ という関係を満たす必要がある。この条件から外れると急激に加速勾配は低下した。しかし、単調に低下するのではなく、速度が $v/c = 1/2$ 、 $1/3$ 、 $1/4$ の近傍では空間分布の高調波成分によって周期的に高い加速勾配が得られた。

入射電子が相対論的エネルギーエネルギーを持つ場合には誘電体加速旗の設計は比較的容易である。非相対論的エネルギーの場合には格子定数を速度に応じて小さくすべきであるが、格子定数を 20% 小さくしただけでも回折効率が $1/10$ 以下になるので製作手順や必要な位相制御技術の困難さを考慮すると、格子定数をレーザー波長に固定して高調波成分を使って加速する方が良さそうである。例えば、入射エネルギーが 20keV の電子は始めは 20MV/m の加速勾配で加速されエネルギーを得るに従って加速勾配は大きくなり、相対論的エネルギーになると 600MV/m の加速勾配になる。 1MeV の電子を得るために必要な距離と時間は、初期エネルギーが 20keV の場合に 4mm と 50ps であり、 80keV の場合には夫々 3mm と 20ps である。入射電子のエネルギーが大きい方が、電子の速度をほぼ一定として扱うことができるので誘電体加速器の設計が容易である。

レーザーパルスを加速長と加速時間の全体にわたって照射するのではなく、照射を N 対のレーザーパルスで順次照射するとレーザーパルスのパワー、パルス幅、エネルギーはそれぞれ $1/N$ 、 $1/N$ 、 $1/N^2$ に軽減でき、 $N = 20$ の場合には 20MW 、 5ps のパルスを次々に照射すれば良いことになる。夫々のレーザーパルスの振動電界は互いに位相関係を保つ必要がある。ファイバーレーザーはファイバー上の素子を用いて位相制御と偏光制御が可能であり、誘電体加速器にとって最適なレーザーであると言える。ここで明らかになったレーザーのパラメータは高繰り返し可能なレーザーの性能の範囲内にあり、将来はオンチップ加速器更にはオンチップ放射光源として発展できる可能性がある。

この研究は、科研費 (C) 24510120 で行われた。

参考文献

- [1] K. Koyama *et al.* to be published in J. Phys. B,
- [2] A. Aimidula , *et al.* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **740** 108 (2013); A. Aimidula , *et al.* Phys. Plasmas **21** 023110 (2014).; K. Koyama , *et al.* Proc. 3th International Particle Accelerator Conference IPAC-2012, MOP095 (JACoW, New Orleans, USA, 2012); K. Koyama , *et al.* Proc. SPIE 8779, Laser Acceleration of Electrons, Protons, and Ions II, 877910 (May 7, 2013).
- [3] B. C. Stuart *et al.* Phys. Rev. Lett. **74** 2248 (1995).
- [4] K. Soong, *et al.* Proc. 4th International Particle Accelerator Conference IPAC-2013, MOP095 (JACoW, Shanghai, China, 2013) ; J. Breuer *et al.* Phys. Rev. ST-AB **17**, 021301 (2014).
- [5] D. Milam, Appl. Opt., **37** 546 (1998).
- [6] A. F. Oskooi *et al.* Comp. Phys. Comm. **181** 687 (2010).
- [7] P. M. Van Den Berg, "RIGOROUS DIFFRACTION THEORY OF OPTICAL REFLECTION AND TRANSMISSION GRATINGS", PhD Thesis, Der Technische Hogeschool Delft, Netherlands (1971).
- [8] S. Irvine , A. Dechant and A. Elezzabi, Phys. Rev. Lett. **93** 184801 (2004), P. Lu, J. Wu, H. Qi and H. Zeng, Appl. Phys. Lett. **93** 201108 (2008).