

## 小特集 プラズマと電磁波の相互作用の新規応用—空間的・時間的デザインが拓く新機能—

# 7. プラズマの時間的不連続性を利用した電磁波制御 —航跡場からのテラヘルツ波生成—

湯上 登

宇都宮大学工学部

(原稿受付：2008年1月5日)

レーザー生成磁化プラズマからの電磁波放射を観測した。観測された電磁波は、周波数が最大 200 GHz であり、パルス幅は 200 ps である。放射電磁波の強度は、印加磁場に比例した。電磁波の偏向も観測され、これらは、理論とよい一致をみている。発生電磁波の周波数は、理論と一致しないが、これは、レーザーによって生成されたプラズマコラム内部のイオン電場による電子振動を考えることによって説明される。

### Keywords:

laser wakefield, radiation, THz, dispersion relation, magnetized plasma, relativistic ionization front, laser pulse, frequency blueshift, frequency upshift

## 7.1 はじめに

1980年代半ばに発明されたチャープパルス増幅法 (CPA) の発明により実験室レベルでも TW (テラワット) レベルのプラズマ実験が可能となり、様々な実験が行われるようになった[1]。そのなかでレーザープラズマ、特に超短パルスレーザーとプラズマとの相互作用による電磁波、特にテラヘルツ帯 ( $10^{11} \sim 10^{13}$  Hz, 波長 30  $\mu\text{m}$  から 3 mm) の電磁波の発生に関する研究が近年盛んである[2]。レーザーがつくる相対論的電離面と電磁波との相互作用によって、電磁波の周波数が上昇することの研究は、CPA の登場前にも行われていた[3-8]。しかしながら、光速で伝搬する密度勾配が急峻な電離面の生成が不可能であったため、その実験的検証は不可能であった。その後、電離面との相互作用によって、電磁波が発生することが指摘され、実験的に検証もされている[9-17]。一方、超短パルスレーザー光がプラズマ中を伝播するときにレーザー光後方に発生するレーザー航跡場によって電子は加速される[18]。(レーザー航跡場は、電子プラズマ波であり、その伝搬速度は光速  $c$  に等しい。レーザーのポンデロモータイプ力によって発生するレーザー航跡場の電場強度が大きいため電子加速に用いられている)。この電子バンチが、真空とプラズマとの境界面を通るときに遷移放射によってテラヘルツ帯に電磁波を放出する[19]。また、長焦点距離のレンズを用いて、光カー効果によりプラズマフィラメントを形成し、そこから電磁波が発生する[20-22]。このように、様々な実験的検証が行われている。光伝導アンテナ[23, 24] のような一般的なテラヘルツ源と異なり、プラズマからの放射は高出力になる可能性があるため、非常に期待されている。我々の研究室では、10年前からレーザープラズマからの電磁波放

射に着目し、実験的研究を行ってきた。以下では、電磁波放射の実験の一つである磁化プラズマからの電磁波放射の観測について述べる。

## 7.2 レーザー生成プラズマからのテラヘルツ電磁波発生

ある周波数の電磁波が発生するためには、その周波数で時間的に振動する電流が必要であることを電磁気学は教えている[25]。また、静電的なプラズマ周波数での振動は、逆モード変換によって同じ周波数の電磁波を放射する[26]。つまり、プラズマを用いて周波数 1 THz の電磁波を発生させるには、1 THz で振動する電流をプラズマ中で流す必要がある。上で述べたように超短パルスレーザーがプラズマ中を  $x$  方向に伝搬するとその後方にはレーザー航跡場と呼ばれる電子プラズマ波が励起され、 $x$  方向に伝搬し、その周波数はプラズマ周波数  $\omega_p$  程度となる。 $f=1$  THz に対応するプラズマ密度は、

$$f = \frac{\omega_p}{2\pi} \approx 9000\sqrt{n}$$

より、 $n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  程度の密度に対応する。レーザー航跡場の電流は、縦電流であるので、横方向に電磁波が発生することが期待される。

しかしながら、 $\omega = \omega_p$  の電磁波は、プラズマの外部には一般には出てこない。それは、プラズマ中の電磁波の分散関係

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$$

において、 $\omega = \omega_p$  の点では、電磁波の群速度  $v_g = \partial\omega/\partial k$

7. Generation of Terahertz Radiation via Laser Wakefield

YUGAMI Noboru

author's e-mail: yugami@cc.utsunomiya-u.ac.jp

が0であり、カットオフとなり、プラズマの境界がプラズマの表皮厚さ ( $c/\omega_p$ ) より十分短い距離で変化しなければ、電磁波は外部に出てこれないことを意味している。つまり、プラズマ中の電磁波は外部に出てくるまでに、強く減衰を受けることを意味している。

プラズマ中の振動電流による電磁波を外部に取り出すために横方向に静磁場を印加するとよいことが指摘された [27]。つまり、磁場によって静電的 ( $k \cdot E \neq 0$ ) である電子プラズマ波は、静電成分と電磁的 ( $k \times B \neq 0$ ) な成分の両方を持つようになる。電磁波の分散関係は図1のように2つのブランチを持ち、 $\omega = \omega_p$  において、群速度  $v_g = \partial\omega/\partial k = (\omega_c^2/\omega_h^2)c \neq 0$  が満たされ、電磁波はプラズマの外部に出てくることになる。ここで、 $\omega_c = eB_0/mc$  であり、 $\omega_h$  は、 $\omega_h = (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2}$  で定義される高域混成周波数である [28]。電場の各成分の比は、 $\omega = \omega_p$  において  $|E_y/E_x| = \omega_c/\omega_p$  となる [29]。

放射される電磁波の出力は、プラズマと真空の境界がシャープな場合は、透過係数は、電磁場の連続性から1である。しかし、実験などで生成されるプラズマは密度がある特性長をもって減衰し、その領域を電磁波は通過しなければならない。磁化プラズマの場合、電磁波は遮断領域を通過して真空中に出るため、そこでは大きな減衰を受けると考えられる。

今、プラズマ周波数が  $\omega_p^2(x) = \omega_{p0}^2(L-x)/L$  で分布しているとすると、電磁波は、 $\omega_h(x) < \omega_{p0} < \omega_R(x)$  の領域で減衰を受ける。ここで、 $\omega_R(x) = \{\omega_c + [\omega_c^2 + 4\omega_p^2(x)]^{1/2}\}/2$  である。電場の減衰係数は、虚数の波数  $k_i$  をその領域において積分すれば計算できる。つまり、 $\Gamma e^{-\int k_i dx}$  である。上のプラズマ密度分布においては、 $\Gamma = e^{\alpha L \omega_{p0} c}$  となる。ここで、 $\alpha$  は、

$$\alpha = -\left(\frac{1}{\omega_p^3}\right) \int_{\omega_c^2 - \omega_{p0}\omega_c}^{\omega_c^2} \sqrt{\frac{(z - \omega_c^2 - \omega_{p0}\omega_c)(z - \omega_c^2 + \omega_{p0}\omega_c)}{z}} dz,$$

で与えられる。これらより、真空中に出てくる電磁波の出力  $P$  は、

$$P = \frac{cE_y^2}{8\pi} \approx \Gamma^2 \left(\frac{\omega_c}{\omega_p}\right)^2 \frac{cE_x^2}{8\pi}$$

で与えられる。

### 7.3 実験

実験は、出力1 TW、パルス幅100 fs のチタンサファイアレーザーを用いて行った。実験配置を図2に示す [30]。レーザーエネルギーは、100 mJ で、 $f/5$  のレンズで集光し、集光点でのレーザー強度は  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> のオーダーである。 $y$  方向に磁場を永久磁石を用いて0から6 kGまで印加した。ガスは窒素とアルゴンを用い、最大1 Torrまで真空容器に静的に封入した。

計測は、ショットキーバリアダイオードを用いた。周波数スペクトルを計測するために、図にあるように反射型グレーティング (ブレイズ角は30°) を用いた。

図3に典型的な時間波形を示す。電磁波のパルス幅は200 psであった。ガス圧270 mTorrのときの出力は数十

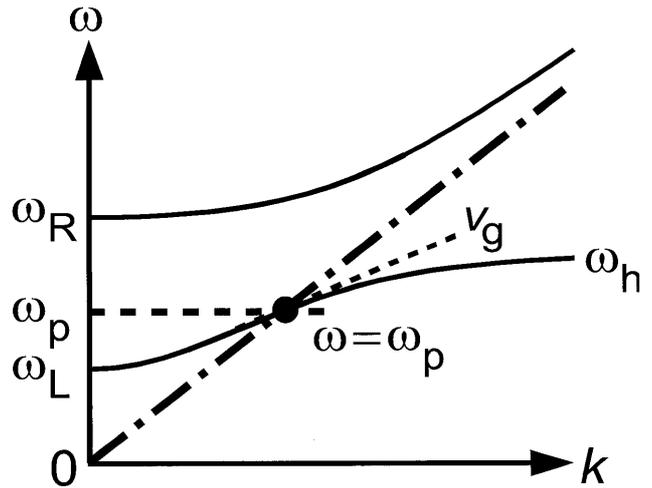


図1 磁化プラズマ中を伝搬する電磁波の分散関係。ここで、 $\omega_R = [\omega_c + (\omega_c^2 + 4\omega_p^2)^{1/2}]/2$ 、 $\omega_L = [-\omega_c + (\omega_c^2 + 4\omega_p^2)^{1/2}]/2$  および  $\omega_h = (\omega_c^2 + \omega_p^2)^{1/2}$  である。電磁波は真空中に出る前に、2つのXOモードの間の領域(禁止帯)を通過して、放射されることになる。

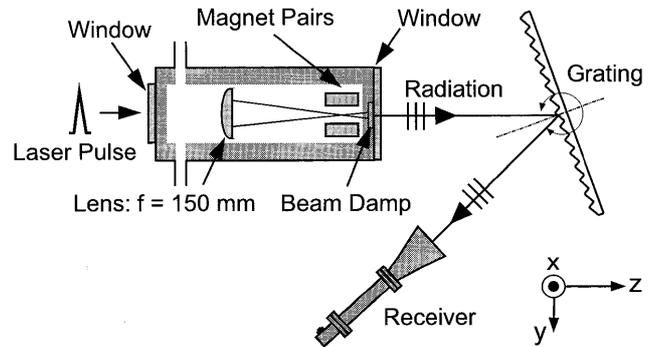


図2 実験配置図。電磁波のスペクトルは、マイクロ波帯の反射型分光システムとディテクターによって、計測された。

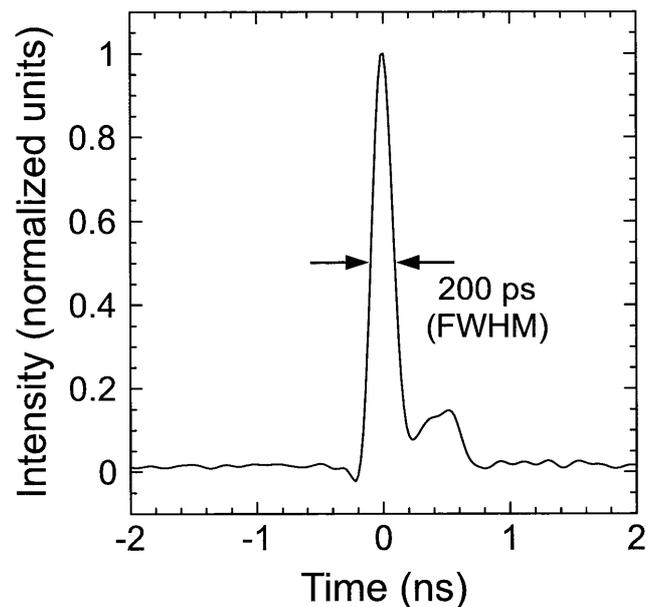


図3 典型的な電磁波の時間波形。電磁波のパルスは200 psが観測された。パルス幅は、プラズマ中の航跡場の周期数とプラズマ中の電磁波の群速度で評価できる。

mW 程度であると見積もられた。航跡場の減衰が強いとき、電磁波のパルス幅は航跡場の減衰時間に依存すると考えられる。しかし、減衰が弱いときには、プラズマ中での航跡場の波の数( $N$ )と電磁波の群速度 $V_g$ に依存する。よって、電磁波のパルス幅 $\tau$ は、

$$\tau = \frac{2\pi Nc}{\omega_p V_g} = \frac{L_p}{c} \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2},$$

で与えられる。ここで、 $L_p$ は、プラズマの長さである。我々の実験では弱く磁化されているので( $\omega_p^2/\omega_c^2 \approx 0.01$ )、 $\omega_h^2 \approx \omega_p^2$ とすると、この式は、

$$\tau \approx \frac{L_p}{c} \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2},$$

と評価できる。この実験では、航跡場の減衰時間は10 psのオーダーと考えられる[31]。我々の実験パラメータを代入すると、 $L_p$ は、レーリ-長 $z_R = 1.6$  mm程度と考えると $\tau = 700$  ps程度と見積もることができ、理論値と同じオーダーである。

図4に観測された周波数スペクトルを示す。図中●は、窒素ガスを用いた結果であり、○はアルゴンガスを用いた結果である。中心周波数104と116 GHzは、グレーティングの $m=1$ 次での計測であり、179、195および199 GHzは、 $m=2$ 次での計測である。周波数校正は、基準となるBWO発信器によって行っている。ここで、最大観測周波数は199 GHzであるが、それは計測器で決まる上限であり、それ以上の電磁波が発生していても観測することはできない。周波数200 GHzは、 $4.9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマ密度に対応し、ガス圧から見積もられるプラズマ密度 $4.5 \times$

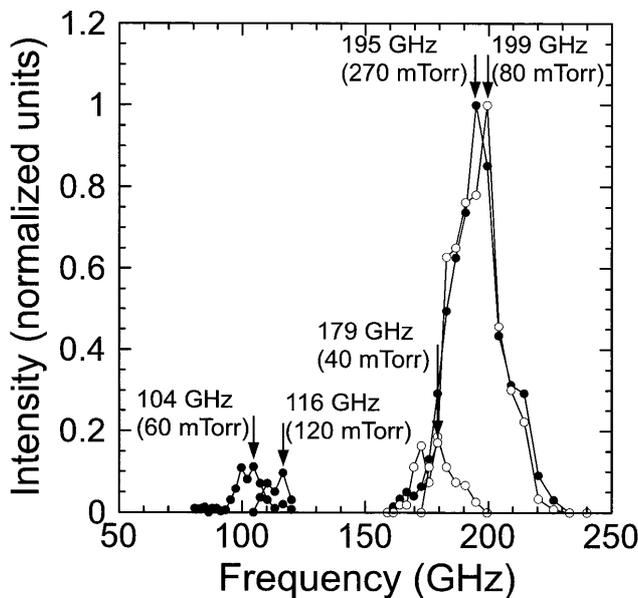


図4 放射電磁波の周波数スペクトル。図中、●印は窒素ガス、60、120、270 mTorrのときのデータであり、○印はアルゴンガス40、80 mTorrでの結果である。中心周波数104と116 GHzは、反射型分光器の $m=1$ のモードであり、179、195、199 GHzは、 $m=2$ のモードである。検出器の感度が250 GHzまでであるので、それ以上の周波数に関しては計測できない。

$10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (5価の電離を仮定)に対し、2桁ほど小さい。つまり、発生周波数も1桁小さいことになる。これに関しては後述する。

この実験で発生する電磁波の特徴は、電子の運動が磁場によって曲げられるので、磁場の印加方向と垂直方向に偏向を持つことにある。図5は、その様子を示したものである(横軸の0が、磁場方向と90°の方向)。電磁波の偏向はホーンアンテナを回転させることによって計測した。

図6は、電磁波強度の印加磁場強度依存性である。図中の点線は印加磁場強度を上げることによって、電磁波強度

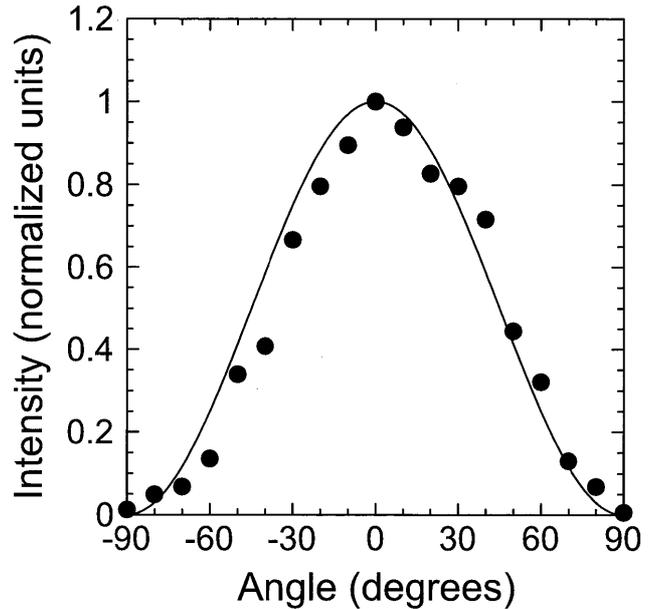


図5 電磁波の電場とホーンアンテナの回転角度。角度 $0^\circ$ が $x$ 方向の偏向に対応する。図中、実線は $\cos^2 \theta$ の分布を表し、 $x$ 方向にダイポールアンテナがあるときの分布に一致する。

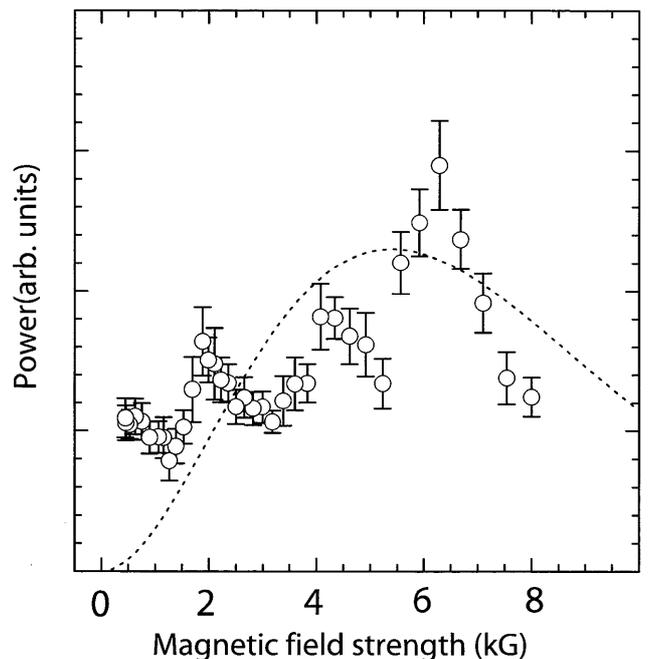


図6 出力の印加磁場強度依存性。点線は理論値であり、禁止帯を通った電磁波の減衰を考慮している。

が大きくなる関係と電磁波が禁止帯を通過することによる減衰の効果を考慮した理論曲線である。実験値では微細な構造を持つが、大まかな傾向は、理論と一致していると考えられる。また、磁場を印加しないときにも弱い信号が検出されているが、それは非線型電流による電磁波であると考えられる[32]。

理論では、発生する電磁波の周波数は、プラズマ周波数程度であると予測されている( $\omega \sim \omega_p$ )。しかしながら、実験で観測された電磁波の周波数はそれより1桁低い( $\omega \sim \omega_p/10$ )。この違いは、電子の径方向の運動を考慮すると説明できる。レーザーの集光点付近では、レーザーの強いポンドロモーティブ力により電子は排除され、電子はイオンによる電場で振動することになる。単位長さあたりの電荷密度は $\pi n_0 e w^2$ と評価され、径方向の電子の運動は、

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -2\pi n_0 e^2 \frac{w^2}{r}$$

と書くことができる。ここで、 $w$ は、レーザーの集光半径である。電子の振動周波数は、上式を積分することにより求められ、

$$\frac{f}{f_p} \sim \frac{\sqrt{\pi} w}{r_0}$$

で評価できる。ここで、 $r_0$ は電子の振動の振幅を表し、 $2\pi f_p = \omega_p$ である[33]。2次元のPIC (particle-in-cell) シミュレーションでは、 $\omega/5$ から $\omega_p/4$ の周波数の電磁波が発生することが計算されている[34]。

#### 7.4 まとめ

レーザー生成航跡場に外部から磁場を印加することにより、サブテラヘルツ波領域の電磁波が発生することを示した。レーザープラズマからの電磁波、特にテラヘルツ帯の放射に関しては、最近特に盛んになりつつある。これは、プラズマから放射されるテラヘルツ電磁波の強度が、現在用いられている光伝導アンテナなどからの放射に比べて格段に大きいことが理由の一つであると言える。今後、この研究が進み、今までになかったような大出力テラヘルツ光源を用い、様々な応用が広がることを期待している。

#### 参考文献

- [1] D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985).
- [2] Special Issue on the Generation of Coherent Radiation Using Plasmas, edited by W.B. Mori [IEEE Trans. Plasma Sci. **21**, No. 1 (1993)].
- [3] V.I. Semanova, *Sov. Radiophys. Quantum Electron.* **10**, 599 (1967).
- [4] M. Lampe, E. Ott and J.H. Walker *Phys. Fluids* **10**, 42 (1967).
- [5] W.B. Mori, *Phys. Rev. A*, **44**, 5118 (1991).
- [6] M.D. Perry, O.L. Landen, A. Szöke and E.M. Campbell, *Phys. Rev. A* **37**, 747 (1988).
- [7] S.C. Wilks, J.M. Dawson and W.B. Mori, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 337 (1988).
- [8] S.C. Wilks, J.M. Dawson, W.B. Mori, T. Katsouleas and M.E. Jones, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2600 (1989).
- [9] S.V. Bulanov, T. Esirkepov and T. Tajima, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 085001 (2003).
- [10] W.B. Mori, T. Katsouleas, J.M. Dawson and C.H. Lai, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 542 (1995).
- [11] R.L. Savage, R.P. Brogle, W.B. Mori and C. Joshi, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **21**, 5 (1993).
- [12] R.L. Savage, W.B. Mori and C. Joshi, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 946 (1992).
- [13] C.H. Lai, R. Liou, T. Katsouleas, P. Muggli, R. Brogle, C. Joshi and W.B. Mori, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4764 (1996).
- [14] P. Muggli, R. Liou, J. Hoffman, T. Katsouleas and C. Joshi, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 19 (1998).
- [15] T. Higashiguchi, N. Yugami, H. Gao, T. Niiyama, S. Sasaki, E. Takahashi, H. Ito and Y. Nishida, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4542 (2000).
- [16] C.H. Lai, T. Katsouleas, W.B. Mori and D. Whittum, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **21**, 45 (1993).
- [17] M. Kando, Y. Fukuda, A.S. Pirozhkov, J. Ma, I. Daito, L.-M. Chen, T. Zh. Esirkepov, K. Ogura, T. Homma, Y. Hayashi, H. Kotaki, A. Sagisaka, M. Mori, J.K. Koga, H. Daido, S.V. Bulanov, T. Kimura, Y. Kato and T. Tajima, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 135001 (2007).
- [18] T. Tajima and J.M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
- [19] J. van Tilborg, C.B. Schroeder, C.V. Filip, Cs. Tóth, C.G. Geddes, G. Fubiani, R. Huber, R.A. Kaindl, E. Esarey and W.P. Leemans, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 014801 (2006).
- [20] N. Yugami, K. Ninomiya, K. Kobayashi and H. Noda, *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** L1051 (2006).
- [21] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, S. Akturk, A. Mysyrowicz and V.T. Tikhonchuk, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 135002 (2007).
- [22] C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon and V.T. Tikhonchuk, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 235002 (2007).
- [23] D.H. Auston, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 101 (1975).
- [24] S. Kono, M. Tani and K. Sakai, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 898 (2001).
- [25] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed. (John Wiley & Sons, New York, 1998).
- [26] V.L. Ginzburg, *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (Pergamon Press, New York, 1970).
- [27] J. Yoshii, C.H. Lai and T. Katsouleas, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4194 (1997).
- [28] F.F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* (Plenum Press, New York, 1984).
- [29] T.H. Stix, *Waves in Plasmas* (AIP Press, New York, 1992).
- [30] N. Yugami, T. Higashiguchi, H. Gao, S. Sakai, K. Takahashi, H. Ito, Y. Nishida and T. Katsouleas, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 065003 (2002).
- [31] J.R. Marquès, F. Dorchies, F. Amiranoff, P. Audebert, J. C. Gauthier, J.P. Geindre, A. Antonetti, T.M. Antonsen, Jr., P. Chessa and P. Mora, *Phys. Plasmas* **5**, 1162 (1998).
- [32] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White and R.W. Falcone, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2725 (1993).
- [33] H. Parchamy, N. Yugami, T. Muraki, H. Noda and Y. Nishida, *Jpn. J. Appl. Phys.* **44**, L196 (2005).
- [34] T. Katsouleas, D. Gordon and W. B. Mori, *private communication*.