

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—

6. プラズマの時間的不連続性を利用した電磁波制御：DARC

東口 武史, 湯上 登

宇都宮大学大学院工学研究科

(原稿受付：2007年12月25日)

コンデンサ列によりガスまたは結晶中に励起された周期静電場中を光速で伝搬するレーザー生成電離面が伝搬すると、電子密度は空間的にも時間的にも変化し、周期静電場の位相は変調される。位相変調後には電離面後方のプラズマに透過し変換された電磁波が存在する。直流の周期静電場を交流の電磁波に変換する DC to AC radiation converter (DARC) と呼ばれる電磁波源について述べる。放射周波数は周期静電場の波数とプラズマの電子密度に依存し、マイクロ波からテラヘルツの領域の電磁波を発生させることができる。DARC は、放射機構がユニークであり、高出力かつ広帯域の特性を有する興味深い光源である。

Keywords:

DARC (DC to AC radiation converter), relativistic ionization front, THz emission, laser pulse, dispersion relation, frequency upshift (blue shift)

6.1 はじめに

チャープパルス増幅法と呼ばれる方式により超短パルス高強度レーザー光の発生が実現され、集光強度は $10^{15} \sim 10^{20} \text{ W/cm}^2$ を実現できるようになり、光電界電離 (トンネル電離またはトンネルイオン化) による X 線レーザー [1], 真空紫外レーザー [2], 高次高調波 [3], レーザー電子加速 [4], 高エネルギーイオン発生 [5] など、強い光電界を有する近赤外レーザー光から量子ビームへの変換に関する研究が盛んに行われている。プラズマは強い電界を維持することができるため、テーブルトップ電子加速や高出力テラヘルツ光源に関する研究も行われている。プラズマ中に励起される航跡場と呼ばれる電子プラズマ波を介すことにより、3 cm 程度の加速長で 1 GeV ものエネルギーにまで電子を加速させることもできる [6]。さらには縦波である航跡場の電界を横波である電磁波に変換できるチェレンコフ航跡 [7, 8] や加速された電子によるプラズマと真空の境界におけるコヒーレント遷移放射 [9] による高出力テラヘルツ光源に関する研究も行われている。チェレンコフ航跡による高出力テラヘルツ光源やプラズマテラヘルツ光源の研究については、次章をご覧ください。

超短パルス高強度レーザーをガスに集光照射すると、トンネル電離によりプラズマがレーザーパルスの時刻、位置で生成される。このとき、ガスとプラズマの間には急峻な境界を持つ電離面 (イオン化フロント) が形成され、それはほぼ光速に等しいプラズマ中におけるレーザーの群速度で伝搬する。例えば、ヘリウムガス中に $1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 程度のレーザー光を集光照射すると、ADK 理論により 20 fs 程度の時間で完全電離し、電離面はレーザー伝搬方向には $10 \mu\text{m}$ 以下の急峻な勾配を持つと評価される [10]。このよ

うに、急峻な密度勾配を有し、光速で伝搬するガスとプラズマの境界を相対論的電離面 (relativistic ionization front) という [11]。

フェムト秒 (10^{-15} 秒) の時間領域で生成されるプラズマの密度変化はまさにステップ関数であり、プラズマの再結合時間領域と比較すると非常に短い時間であることから、プラズマ密度の時間変化は不連続である。超短パルスレーザーの強い光電界は原子や分子のクーロン電界を大きく歪ませることにより超短パルスレーザーのパルス幅よりも短い時間でプラズマが生成されるため、レーザーのパルス幅よりも短い時間で変化する誘電率 (または屈折率) の変化率は大きい。このような場合、電離に寄与しているレーザーパルス自身の周波数上昇 (Frequency blueshift) も起こる [12]。

本稿では、プラズマの時間変化が急峻な場合に電磁波 (または光) の周波数が上昇することを用いた電磁波源 DARC について述べる。

6.2 プラズマの時間的不連続性による電磁波の周波数上昇

学部で使われている電磁気学の教科書を開いてみる [13]。後半にはマクスウェルの方程式がまとめられ、電磁波の波動方程式と光の位相速度 $c = \omega/k$ が導かれる。この式は、 $\omega = ck$ と書くことができる。このように角周波数 ω と波数 (伝搬定数) k の関係を電磁波の分散関係という。電磁波が真空中からある媒質に入射したときの境界条件に引き続き、空間的不連続な場合の電磁波の境界における反射あるいは透過について書かれている。このとき周波数 ω は変化せず、波数 k (または波長 λ) は変化する。ある媒質

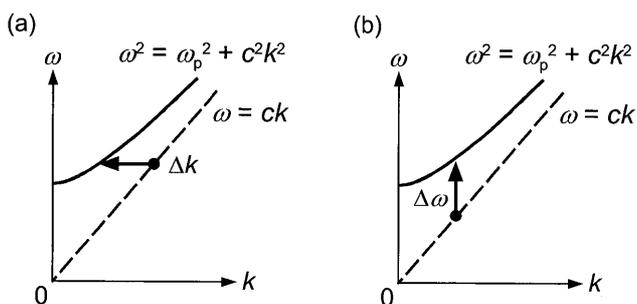


図1 境界値問題(a)と初期値問題(b)の分散関係。

がプラズマであっても、空間的不連続な場合はやはり波数が増える。プラズマ中を伝搬する電磁波は分散関係 $\omega^2 = \omega_p^2 + c^2k^2$ を満たし、この式から波数が求まる。プラズマ中では波数は小さくなる（波長は大きくなる）[14]。

時間的不連続な場合であっても、電磁波の反射と透過は起こる。ただし、この場合に変化するのは前述のように波数ではなく周波数である。これは1988年に Wilks らによりまとめられ[15]、実験的にもマイクロ波領域で周波数の上昇現象が観測されている[16-18]。

これらをまとめると、空間的不連続な場合は波数が増える境界値問題、時間的不連続な場合は周波数が増える初期値問題であり、分散関係の上では図1のように波数(図1(a))または周波数(図1(b))が増える。

では、空間的にも時間的にも不連続に変化している光速で伝搬する電離面と電磁波が出会うとどうなるのであろうか。空間的不連続な場合は波数が増え、時間的不連続な場合は周波数が増える対応関係から、電離面が伝搬する場合は、周波数と波数は同時に増える。次節では、相対論的電離面と電磁波の問題について考える。

6.3 相対論的電離面による電磁波の周波数上昇

図2のように、 $+x$ 方向に伝搬する電磁波と $-x$ 方向に伝搬する相対論的電離面を考える。電離面は前述のように高強度レーザーにより生成され、ほぼ光速 c で伝搬する。電磁波は、真空中の分散関係を満たす。電離面後方のプラズマは正味の運動量を持たないため、電子ビームで生成されるプラズマとは性質を異にする。ここで考えている相対論的電離面後方のプラズマは静かである。

電離面の系において、電離面に入射してくる電磁波の周波数と波数は、ローレンツ変換を用いて計算される。相対論的因子 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ (ここで、 $\beta = v/c$, v は電離面の速度であり、 $v \approx c$ のため、 $\beta \approx 1$) を用いると、電離面に乗った系で観測される入射電磁波の周波数 ω'_i は、 $\omega'_i = \gamma\omega_i(1+\beta) \approx 2\gamma\omega_i$ 、波数は $k'_i \approx 2\gamma k_i$ となる。ここで、計算には真空中の分散関係 $\omega = ck$ を用いている。プライムは電離面の系での物理量を表す。電離面に乗った系では入射電磁波の周波数と波数はそれぞれ 2γ 倍されて観測される。

電離面の系での入射電磁波の周波数 ω'_i とプラズマ周波数との大小により、電磁波の反射係数と透過係数が決まる。つまり、静止系(実験室系)では透過できない電磁波であっても、電離面の系では透過できることもある。言い

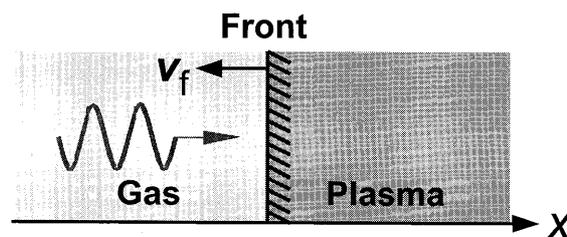


図2 伝搬する電離面に対向入射する電磁波。

換えれば、静止系での入射電磁波の周波数がプラズマ周波数の $1/2\gamma$ 倍以上であれば透過できる。ここで、プラズマ周波数 ω_p はローレンツ不変量であるので、静止系でも電離面の系でも値は変わらない。

電離面の系において入射電磁波が透過するとき、 $\omega'_i > \omega_p$ を満たす。電離面の系では、電離面は空間的不連続な場合の境界値問題であり、入射電磁波と透過電磁波の周波数は変化しない。したがって、透過電磁波の周波数 ω'_t は入射電磁波 ω'_i と等しい。透過電磁波はプラズマ中の分散関係を満たさなければならないので、透過電磁波の周波数および波数はそれぞれ $\omega'_t = \omega'_i = 2\gamma\omega_i$ および $k'_t = (\omega'^2_t - \omega_p^2)/c = (4\gamma^2\omega_i^2 - \omega_p^2)/c$ となる。求められた周波数および波数は電離面の系での量であるので、静止系での量に変換する必要がある。ローレンツ逆変換により電離面後方のプラズマ中を伝搬する電磁波の周波数 ω_t を求めると、

$$\omega_t = \gamma(\omega'_t - v k'_t) = \omega_i [1 + (\omega_p^2/4\omega_i^2)]$$

となる。これより、電離面に入射してきた電磁波の周波数と比べて、電離面後方のプラズマに透過した電磁波の周波数は上昇することがわかる。静止系における透過電磁波の波数 k_t はプラズマの分散関係 $\omega_t^2 = \omega_p^2 + c^2k_t^2$ より求めると、

$$k_t = k_i [1 - (\omega_p^2/4\omega_i^2)]$$

となる。ここで興味深いことは、透過電磁波の波数 k_t が正負の両方を取り得ることである。透過電磁波の伝搬方向は条件によっては $+x$ 方向にも、 $-x$ 方向にもなる。入射電磁波の周波数 ω_i が $\omega_p/2\gamma < \omega_i < \omega_p/2$ のとき、透過電磁波は電離面と同じ方向に伝搬する。つまり、図2のように $+x$ 方向に伝搬してきた電磁波が $-x$ 方向に伝搬する電離面に出会い、電離面後方のプラズマ中に透過すると、透過した電磁波の伝搬方向は $-x$ 方向になることがあるということである。これは、入射と透過が同じ方向であるいわゆる常識的な性質とは異なる。

これは、次のような日常にあることと同じことである。時速 200 km/h の新幹線中で乗客が新幹線の方向と反対向きにボールを時速 80 km/h で投げたとき、新幹線の外にいる静止系の観測者にはボールはどちら方向に飛ぶように見えるか、という相対運動の話と同じことが起きるのである。電離面は光速 c で $-x$ 方向に伝搬する。電離面後方のプラズマ中に透過した電磁波の群速度は光速 c よりも小さい。このことから、静止系では電離面と同じ方向($-x$ 方向)に伝搬する。

電離面が伝搬するような空間的時間的に不連続な場合

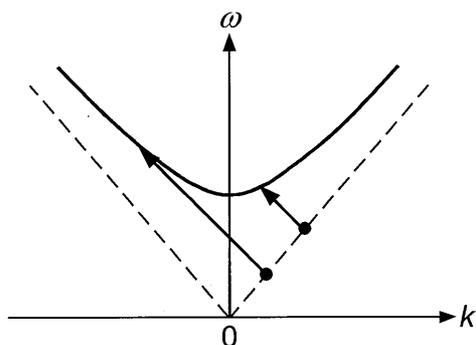


図3 分散関係上における相対論的電離面による電磁波の周波数上昇の振る舞い。

は、電磁波の周波数と波数は図3のように同時に変化する。この理論は1991年にUCLAのMoriにより示され[11]、1992年にUCLAのSavageらにより実験的に実証された。周波数35 GHzの電磁波が電離面に対向入射すると100 GHz以上に上昇することが観測されている[19]。

相対論的電離面による空間的・時間的不連続性による電磁波の周波数上昇の理論では、電離面の系において電磁波が電離面に入射してプラズマ中に透過すれば、静止系では周波数上昇した電磁波が観測される。これは、静止系では伝搬する電磁波でなくても、電離面の系において電磁波として見ればよいことを意味する。このことから、電離面での電磁波の反射および透過のために、電磁波のエネルギー源としての周波数0の周期静電界を用意することで電磁波の周波数上昇が予測できる。この場合、周波数0からの上昇なので、電磁波源としての可能性を意味する。次節では、電磁波源DARCについて述べる。

6.4 電磁波源DARCの放射周波数

前述したように、電離面の系で電磁波に見えつつ、仕事をするのできるエネルギー源とは何であろうか。それは、空間的に周期的に変化する静電界である。式で書くと、波数 k_0 の周期静電界とは $E_y(x) = E_0 \sin k_0 x$ である。この周期静電界は周波数 $\omega_i = 0$ ではあるが、これにはほぼ光速で伝搬する電離面が通過すると、電離面の系ではやはり電磁波として見える。電離面の系における入射電磁波の周波数は、ローレンツ変換を用いることにより $\omega'_i = \gamma k_0 v_f$ となる。このとき、波数は $k'_i = \gamma k_0$ である。つまり、静止系における周期静電界は、電離面の系では電離面に対向入射する電磁波として振る舞う。前節と同様に、電離面の系において入射電磁波の周波数がプラズマ周波数よりも大きい場合には空間的不連続な場合であるから、電磁波は同じ周波数 ω'_i で透過して波数が増える。透過電磁波の波数はプラズマの分散関係から求め、

$$k' = [(\gamma k_0 v_f)^2 \omega_p^2]^{1/2} / c$$

となる。電離面の系での周波数および波数をローレンツ逆変換により静止系での量に戻すと、電離面後方に透過した電磁波の周波数は、

$$\omega = \gamma^2 k_0 v_f \left[1 - \frac{v_f}{c} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma^2 k_0^2 v_f^2} \right)^{1/2} \right] \quad \dots (1)$$

となる。この式は少々複雑に見えるが、相対論的因子が大きい場合、即ち電離面の系において入射電磁波の周波数がプラズマ周波数よりも十分大きい場合には、

$$\omega \approx \frac{k_0 v_f}{2} + \frac{\omega_p^2}{2k_0 v_f} \quad \dots (2)$$

と書くことができる。このように、電離面が通過すると周波数はゼロにはならない。静止系では周期静電界中を光速 c で伝搬する電離面が通過すると、電離面後方のプラズマに透過した成分は電磁波であることがわかる。この周波数は周期静電界の波数および電離面後方のプラズマの電子密度に依存する。周波数の上限は電離面を生成するために用いられるレーザーの周波数である。放射周波数は典型的にはマイクロ波からテラヘルツの周波数領域にある。このことから、レーザーで生成された電離面により、周期静電界(直流)は電磁波(交流)に変換されることが分かる。これをDC to AC radiation converterと称し、略してDARC(ダーク)という[20]。

近似式と書いた式(2)は、これまでローレンツ変換を用いて導出したが、静止系で直接導くこともできる。静止系で直接放射周波数を導くためには、(a)プラズマ中の分散関係 $\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$ と(b)電離面における周期静電界と電磁波の位相連続の式の2つの式を連立させ、 $v_f/c \approx 1$ を用いると導くことができる。電離面における周期静電界と電磁波の位相連続性とは、周期静電界(入射電磁波)の電離面での位相と電離面後方のプラズマ中を伝搬する透過電磁波の位相が等しいことである。図2で、 x 軸の向きを反転させて説明しよう。周期静電界の位相は $\omega_0 t + k_0 x$ である(ここでは $\omega_0 = 0$ である)。この位相は $-x$ 方向に伝搬する横波を表す。本来、周期静電界は静止系では静止しているので、 $\pm x$ 方向どちらでもよく、ここに任意性がある。透過電磁波の位相は $\omega t + k x$ である。電離面が $+x$ 方向に伝搬するとき、 $x = v_f t$ である。この2つの位相は等しいことから、 $\omega + k v_f = k_0 v_f$ が導かれる。図4は、 $k_0 < \omega_p / v_f$ (プラズマ周波数が十分に大きい)場合の電磁波および静電界の分散関係と電離面での位相連続の式である。プラズマ中の放射電磁波の周波数と波数は交点Aである。放射電磁波を観測する場合には、真空中に出るので、放射電磁波は真空中の電磁波の分散関係を満たさなければならない。放射電磁波が静止したプラズマから真空中に出る場合には、周波数は保存され、波数のみが増える。したがって、交点Bで与えられる周波数と波数が観測される。このとき、電磁波は電離面の進行方向と同方向に放射される。

DARCの理論は1995年にUCLAのMoriらにより提案され[20]、1996年にUCLAのLaiらにより原理実証実験が報告された[21]。これまで述べてきたように、DARCの放射周波数は、式(2)からプラズマの電子密度が $10^{11} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ のとき、マイクロ波からテラヘルツの周波数領域にある[22-24]。DARCはこの他に、放射電磁波のサイクル数は励

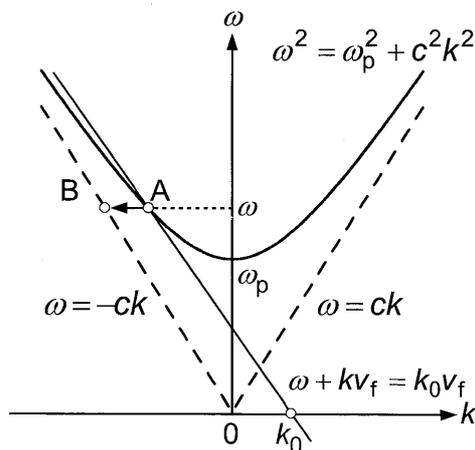


図4 DARCにおける電磁波の分散関係と位相連続条件.

起された周期静電界のサイクル数に等しいことから、波形制御（サイクル数・帯域幅制御、チャープ波形、マルチパルス列の発生）も可能である[25, 26]. さらに、DARCは電離面の系で電磁場の境界条件を解くことにより、電磁波の電界強度は周期静電界強度と等しいことが導かれ、高出力動作が期待できる[27, 28]. これらのDARCの実験結果は本学会誌（プラズマ・核融合学会）でも特集されたことがあるので[29], 次節では最近のDARCの研究動向、特にテラヘルツ光源やチャープ波形の観測について触れることにする.

6.5 最近のDARCの研究動向

DARCは高出力動作と広帯域動作を兼ね備え、従来のテラヘルツ光源とは異なる特長を有する. テラヘルツの周波数領域の光源には光伝導アンテナ[30, 31]やパラメトリック発振器[32]などがあり、赤外線分光や非破壊検査用光源として期待されている[33]. 加えて、次世代核融合のための診断用光源としても可能性がある. そのため、テラヘルツ光源としてのDARCの研究は大いに意義があると考えている. さらに、プラズマフォトリクスデバイスとしてのテラヘルツ光の増幅器としての可能性も検討され始めている[34]. 本節では、DARCの実際について触れていこう.

DARCは図5のようにコンデンサ列を用意し、コンデンサの電極間にガスまたは半導体結晶などの媒質を挿入する. コンデンサに電圧を印加することにより、周期静電界を励起する. 短パルスレーザーを入射することにより、ガスまたは半導体結晶中にほぼ光速で伝搬する電離面を形成し、周期静電界が電離面により位相変調されることにより電磁波に変換される. したがって、実験では、コンデンサ列、プラズマ生成用媒質、電離面生成用レーザーおよび検出器を用意すればよい. あくまでもプラズマ密度の空間的かつ時間的不連続性を利用していることから、パルス動作である.

昨年、著者らはDARCをテラヘルツ領域で動作させることに成功した[24]. 図6はZnSe結晶を用いたDARCからの放射電磁波の時間波形である. これは、超短パルスレーザーを用いた電気光学サンプリング法により検出されたテラヘルツ光の電界の時間変化であり、このように時間振動

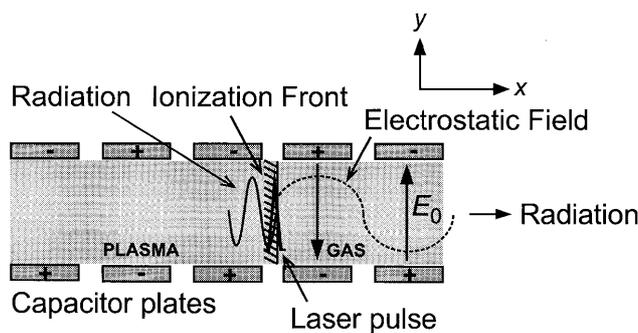


図5 DARCの概念図.

と位相を検出できる. 実験で予測されるキャリア密度は 10^{15} cm^{-3} のオーダーであり、予測される放射周波数は 1 THz 程度である. 図6の時間波形をフーリエ変換することにより算出される中心周波数は 1.2 THz, 帯域幅は 0.7 THz であった. この波形からサイクル数は 1.5-2 であり、これも期待されたサイクル数であった[24]. テラヘルツ光のサイクル数制御の観点では、著者らの実験よりもより明確に波形制御している例がある[25]. 電離面の入射方向は異なっているが、本質的にはDARCとして動作している[20, 35]. 図7は10対あるコンデンサ列の内、4番目から7番目までのコンデンサに電圧を印加しなかった場合の時間波形とフーリエスペクトルの例である. このことから、DARCは任意のテラヘルツ波を発生できることが実証され

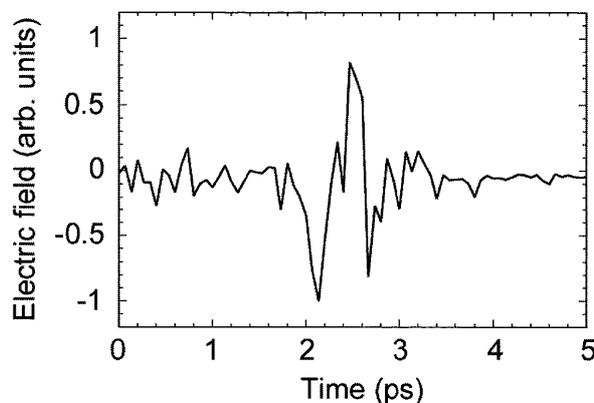


図6 電気光学サンプリング法により観測されたDARCからのテラヘルツ電磁波の時間変化.

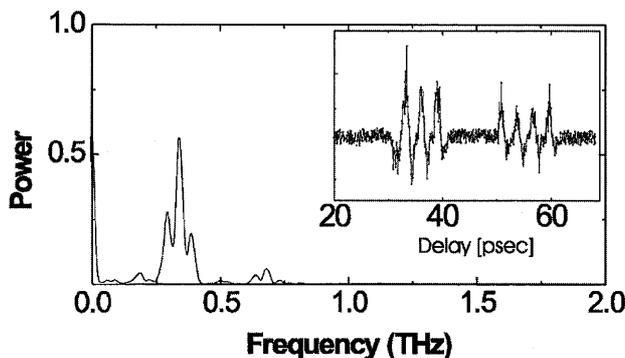


図7 参考文献[25]における図5のスペクトル (inset: 4-7番目のコンデンサ未充電時におけるテラヘルツ電磁波の時間波形).

ている[25]. さらに, この方法とは別に, 放射周波数が周期静電界の波数だけでなく, プラズマ密度に依存することを利用して, プラズマ密度の緩やかな時間変化に起因する周波数チャープ光の発生も観測されている[26].

DARCの研究では高出力化も大事な要素である. DARCの電極構造と放射部または検出部とのインピーダンスの一致を図ることにより, マイクロ波領域ではあるが20 Wの出力を実証している例がある[27]. 著者らは, 入射するレーザーのエネルギーを増加させることにより, 中心周波数0.2 THz, 繰り返し周波数10 Hzにおいて, ピーク出力0.2 mWを実現している[28].

6.6 まとめ

今回, 貴重な機会をいただいて, DARCについてまとめた. プラズマと電磁波の相互作用の観点から電磁波の周波数上昇の理論が展開されたのが1990年前後である. DARCの原理実証実験が1996年に発表されたとき, 著者はまだ修士の学生時代であった. それから約10年, レーザー技術, マイクロ波からテラヘルツ光の検出技術の発展はめざましいものがあり, 当時は検出も困難であったテラヘルツ光も, 実験室レベルで容易に? (いや, 未だに著者は苦心しているが.)発生・検出実験ができる時代になった. 著者らは, 当時の競争相手であったUCLA/USCのグループとDARCのテラヘルツ光源としての可能性を再認識し, 高繰り返し高平均出力レーザーを用いて, DARCの実験を進めている. 今後, 高出力・広帯域テラヘルツ光源および増幅器としてのDARCを実現させるべく, 研究を推進していきたいと考えている.

参考文献

- [1] Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro and K. Toyoda, Phys. Rev. Lett. **71**, 3774 (1993).
- [2] M. Kaku, T. Higashiguchi, S. Kubodera and W. Sasaki, Opt. Lett. **28**, 804 (2003).
- [3] E. Takahashi, Y. Nabekawa, T. Otsuka, M. Obara and K. Midorikawa, Phys. Rev. A **66**, 021802(R) (2002).
- [4] K. Nakajima, D. Fisher, T. Kawakubo, H. Nakanishi, A. Ogata, Y. Kato, Y. Kitagawa, R. Kodama, K. Mima, H. Shiraga, K. Suzuki, K. Yamakawa, T. Zhang, Y. Sakawa, T. Shoji, Y. Nishida, N. Yugami, M. Downer and T. Tajima, Phys. Rev. Lett. **74**, 4428 (1995).
- [5] H. Schwoerer, S. Pfoth, O. Jäckel, K.-U. Amthor, B. Liesfeld, W. Ziegler, R. Sauerbrey, K.W.D. Ledingham and T. Esirkepov, Nature (London) **439**, 445 (2006).
- [6] W.P. Leemans, B. Nagler, A.J. Gonsalves, Cs. Toth, K. Nakamura, C.G.R. Geddes, E. Esarey, C.B. Schroeder and S.M. Hooker, Nature Phys. **2**, 696 (2006).
- [7] J. Yoshii, C.H. Lai, T. Katsouleas, C. Joshi and W.B. Mori, Phys. Rev. Lett. **79**, 4194 (1997).
- [8] N. Yugami, T. Higashiguchi, H. Gao, S. Sakai, K. Takahashi, H. Ito, Y. Nishida and T. Katsouleas, Phys. Rev. Lett. **89**, 065003 (2002).
- [9] W.P. Leemans, C.G.R. Geddes, J. Faure, Cs. Tóth, J. van Tilborg, C.B. Schroeder, E. Esarey, G. Fubiani, D. Auerbach, B. Marcellis, M.A. Carnahan, R.A. Kaindl, J. Byrd and M.C. Martin, Phys. Rev. Lett. **91**, 074802 (2003).
- [10] M.V. Ammosov, N.B. Delone and V.P. Krainov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **91**, 2008 (1986) [Sov. Phys. JETP **64**, 1191 (1986)].
- [11] W.B. Mori, Phys. Rev. A **44**, 5118 (1991).
- [12] Wm. M. Wood, C.W. Siders and M.C. Downer, Phys. Rev. Lett. **67**, 3523 (1991).
- [13] 学部で使用されている電気磁気学の教科書. 例えば, 砂川重信: 電磁気学 [改訂版] 初めて学ぶ人のために (培風館, 1988).
- [14] F.F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1 (Plenum Press, New York, 1984) 2nd ed. (内田岱二郎: プラズマ物理入門 (丸善, 1977)).
- [15] S.C. Wilks, J.M. Dawson and W.B. Mori, Phys. Rev. Lett. **61**, 337 (1988).
- [16] S.P. Kuo, Phys. Rev. Lett. **65**, 1000 (1990).
- [17] C.J. Joshi, C.E. Clayton, K. Marsh, D.B. Hopkins, A. Sessler and D. Whittum, IEEE Trans. Plasma Sci. **18**, 814 (1990).
- [18] N. Yugami, T. Niiyama, T. Higashiguchi, H. Gao, S. Sasaki, H. Ito and Y. Nishida, Phys. Rev. E **65**, 036505 (2002).
- [19] R.L. Savage, Jr., C. Joshi and W.B. Mori, Phys. Rev. Lett. **68**, 946 (1992); R.L. Savage, Jr., R.P. Brogle, W.B. Mori and C. Joshi, IEEE Trans. Plasma Sci. **21**, 5 (1993).
- [20] W.B. Mori, T. Katsouleas, J.M. Dawson and C.H. Lai, Phys. Rev. Lett. **74**, 542 (1995).
- [21] C.H. Lai, R. Liou, T.C. Katsouleas, P. Muggli, R. Brogle, C. Joshi and W.B. Mori, Phys. Rev. Lett. **77**, 4764 (1996).
- [22] P. Muggli, R. Liou, J. Hoffman, T. Katsouleas and C. Joshi, Appl. Phys. Lett. **72**, 19 (1998).
- [23] D. Hashimshony, A. Zigler and K. Papadopoulos, Appl. Phys. Lett. **74**, 1669 (1999).
- [24] N. Ohata, K. Yaegashi, K. Li, T. Higashiguchi and N. Yugami, Proc. SPIE **6772**, 67720V (2007).
- [25] D. Hashimshony, A. Zigler and K. Papadopoulos, Phys. Rev. Lett. **86**, 2806 (2001).
- [26] T. Higashiguchi, N. Ohata, K. Li and N. Yugami, Appl. Phys. Lett. **90**, 111503 (2007).
- [27] J.R. Hoffman, P. Muggli, R. Liou, M. Gundersen, J. Yampolsky, T. Katsouleas, C. Joshi and W.B. Mori, J. Appl. Phys. **90**, 1115 (2001).
- [28] N. Yugami, N. Ohata, K. Yaegashi and H. Kawanago, Rev. Sci. Instrum. **77**, 116102 (2006).
- [29] T. Higashiguchi and N. Yugami, J. Plasma Fusion Res. **79**, 404 (2003) [in Japanese].
- [30] D.H. Auston, Appl. Phys. Lett. **26**, 101 (1975).
- [31] S. Kono, M. Tani and K. Sakai, Appl. Phys. Lett. **79**, 898 (2001).
- [32] K. Kawase, J. Shikata, K. Imai and H. Ito, Appl. Phys. Lett. **78**, 2819 (2001).
- [33] M. Yamaguchi, F. Miyamaru, K. Yamamoto, M. Tani and M. Hangyo, Appl. Phys. Lett. **86**, 053903 (2005).
- [34] R. Kodama, Y. Sentoku, Z.L. Chen, G.R. Kumar, S.P. Hatchett, Y. Toyama, T.E. Cowan, R. Freeman, J. Fuchs, Y. Izawa, M.H. Key, Y. Kitagawa, K. Kondo, T. Matsuo, H. Nakamura, M. Nakatsutsumi, P.A. Norreys, T. Norimatsu, R.A. Snavely, R.B. Stephens, M. Tampo, K.A. Tanaka and T. Yabuuchi, Nature (London) **432**, 1005 (2004).
- [35] N. Yugami, T. Niiyama, T. Higashiguchi and K. Takahashi, Jpn. J. Appl. Phys. **44**, L1304 (2005).