



5. 粒子シミュレーションにおける輻射放出モデル

5. Radiation Reaction Model in Particle Simulation

中村 龍史

NAKAMURA Tatsufumi

福岡工業大学情報通信工学科

(原稿受付：2014年5月22日)

レーザー強度がおよそ 10^{22} W/cm² 程度を超えるとレーザー場中での電子運動における放射反作用によるエネルギーの散逸が重要となってくる。そのような場合レーザー場中での電子の加速度運動を介して、レーザーのエネルギーがガンマ線領域の輻射エネルギーへ効率的に変換されることが粒子シミュレーションにより指摘された。本章ではレーザープラズマ相互作用における放射反作用効果について説明し、近年その可能性が提案されたレーザーを利用した新しいガンマ線源について紹介する。

Keywords:

radiation reaction, intense laser, laser-matter interaction, gamma-ray source, particle simulation

5.1 はじめに

レーザーの集光強度は、それが発明されて以来着実に上昇を続けている。近い将来には 10^{23} W/cm² を超えるような超高強度場が実現しようとしており、それによる新しい物理の展開が期待されている。これまでもレーザー強度が上昇することで、レーザーと物質との相互作用による新しい物理現象が研究対象となってきた。レーザー場中の電子運動における相対論的效果が無視できなくなると、プラズマ中での高エネルギー電子によるエネルギー輸送過程において電磁場の誘起を介した様々な構造がプラズマ中に形成され、それを利用した高エネルギーの電子[1]、イオン[2]、X線[3]等の量子ビーム発生に関する研究が進められてきた。そして近い将来に実現されると考えられている 10^{22} W/cm² を超えるような超高強度場を利用した場合[4]、そのレーザー場と物質との相互作用では、電子運動における放射反作用の効果が無視できなくなると予想されている。いくつかの先行研究[5-7]では、放射反作用を考慮することで発生する電子エネルギーやイオンエネルギーが減少することなどを明らかにしているが、放射反作用を考慮に入れた系のエネルギー輸送についてはまだ多くが解明されていない。

そこで本章では、このような超高強度場と物質との相互作用におけるエネルギー輸送の解明に関する最近の研究成果について紹介する。まず放射反作用効果について簡単に説明し、レーザープラズマ相互作用においてどのような影響を及ぼすかについて単一粒子モデルを使い説明する。そして、放射反作用効果を取り込んだ新しいプラズマシミュレーションコードを用いて明らかにした、レーザー生成プラズマ中での放射反作用効果の定量的評価の結果について

述べる。これにより初めて明らかになった超高強度のガンマ線発生機構について説明する[8]。

5.2 放射反作用効果

放射反作用は、加速度運動を行う荷電粒子が電磁波を放射する際、その反作用としてエネルギーを失う効果で(図1)、量子力学発展の契機になったテーマの一つであると同時に、現在でも完全には解明されていない課題でもある[9]。円形加速器内の電子のような高エネルギー電子に対して、放射反作用効果は無視できないことがわかっており、また比較的単純な軌道を描く単一の電子に対してはその効果を容易に見積もることができる。例えば、一様な磁場中でサイクロトロン運動する電子が一周あたり失うエネルギー U [keV] は

$$U = 26.6 \times E^3 \times B, \quad (1)$$

と表される[10]。ここで E [GeV] は電子のエネルギー、 B [T] は磁場強度である。これからわかるように、エネルギー損失量はエネルギーの3乗に比例するため、高エネルギー電子に対して急激にその効果が大きくなることがわかる。例として、電子蓄積リングの偏光電磁石に対する典型的な値として $B = 0.5$ [T] を選びエネルギーが 30 GeV の電子に対するエネルギー損失を計算すると、およそ 300 MeV ものエネルギーをシンクロトロン放射として各周回あたりに失うことがわかる。このため円形加速器で実現できる電子の最大エネルギーは損失による制約が加わり、より高いエネルギーを得るためには直線加速器が必要となる[11]。

高強度レーザー場と物質との相互作用の場合、レーザー場中の電子も加速度運動を行うため、放射反作用の効果が

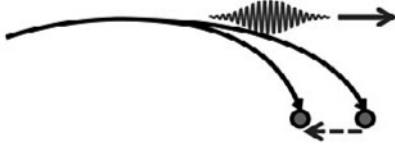


図1 加速度運動する荷電粒子からの放射と、放射反作用による荷電粒子の減速。

無視できない可能性がある。しかし、上記のような円形加速器中の電子と異なり、電子運動は非線形性が強く極めて複雑な軌道を描くこと、多数の電子が関与するプラズマの集団効果が重要であること、等の理由で上述のような単純な評価は難しく、これまでその定量的な評価は行われていなかった。

レーザープラズマ相互作用における放射反作用の定量的評価を行う前に、まずどの程度のレーザー強度になると放射反作用が無視できなくなるかについて考える。放射反作用効果を取り入れた運動方程式としては Lorentz-Abraham-Dirac (LAD) 方程式が提案されており、次式のように表される[12]。

$$mc \frac{du^i}{ds} = \frac{e}{c} F^{ik} u_k + g_{\text{LAD}}^i, \quad (2)$$

$$g_{\text{LAD}}^i = \frac{2e^2}{3c} \left(\frac{d^2 u^i}{ds^2} - u^i u^k \frac{d^2 u_k}{ds^2} \right). \quad (3)$$

ここで、 $x^i = (ct, \vec{x})$, $u^i = (\gamma, \vec{\beta}/mc)$, $A^i = (c\phi, \vec{A})$, はそれぞれ4次元の動径ベクトル、速度ベクトル、ベクトルポテンシャル、を表し、

$$F^{ik} = \frac{\partial A^k}{\partial x_i} - \frac{\partial A^i}{\partial x_k}, \quad (4)$$

は電磁場テンソルを表す。 ϕ はスカラーポテンシャルである。 $ds = \sqrt{1 - \beta^2} dt$ は固有時間、また $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ である。添え字は $i, k = 0, 1, 2, 3$ で、0 は時間成分を 1 ~ 3 は空間成分を示す。4元ベクトルにおいて上付きの添え字のついたものは反変成分、下付きの添え字のついたものは共変成分と呼ばれ $A_i = g_{ik} A^k$ の関係がある。ここで、

$$g^{ik} = g_{ik} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

は計量テンソルである。また上下に重複する添え字に対しては縮約をとるものとする。上に矢印がついた成分は3次元ベクトルを表している。 $m, e, c, \gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ はそれぞれ電子の静止質量、素電荷、真空中での光速、および電子の相対論因子である。(2)式の右辺第一項目はローレンツ力を、第二項目が放射反作用の効果を表す。LAD方程式は、幾つかの理由で不完全な記述であることが指摘されている。これについては今でも議論が続いておりここでその詳細について述べるのは避けるが、簡単にまとめると以下の2点があげられる[9]。一つ目は、速度に対する二階の

微分方程式であるため、いわゆる“暴走解”と呼ばれる非物理的な解を許すことである。特に、この点は数値積分を行う上で深刻な破綻を導く。もう一つは、微積分方程式の形に書きなおした場合に起こる pre-acceleration (力が作用する前に加速度を受ける)の問題で、極めて短い時間であるが力が作用する前に荷電粒子に加速度が作用する問題である。これらは電子の自己質量の問題と関連した古典電磁気学における未解決問題として現在でも議論が続いている。

これに対し、LAD方程式を摂動展開することで得られるのが Landau-Lifshitz (LL) 方程式と呼ばれるもので、以下のように表される[13]。

$$mc \frac{du^i}{ds} = \frac{e}{c} F^{ik} u_k + g_{\text{LL}}^i, \quad (6)$$

$$g_{\text{LL}}^i = \frac{2e^2}{3c} \left(\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^l} u_k u_l - \frac{e}{mc^2} [F^{ik} F_{kl} u^l - (F_{kl} u^l)(F^{km} u_m) u^i] \right). \quad (7)$$

ここで、 $i, k, l, m = 0, 1, 2, 3$ である。

$$F_{ik} = \frac{\partial A_k}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^k}, \quad (8)$$

は電磁場テンソルの共変成分であり成分を書き下すと次のようになる。

$$F_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & -B_z & B_y \\ -E_y & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

式(6)、(7)で表されるLL方程式はLAD方程式と違い2階微分を含まないため、数値的に積分する上で問題はない。またLL方程式はLAD方程式の摂動展開であるが、電子に対して有限の大きさを仮定すると電磁気学と矛盾することなく導出できることがわかっている[14]。また本章では扱わないが、およそ 10^{24} W/cm²程度まで強度が高くなるとLAD方程式とLL方程式の差異が顕著になることや[15, 16]、そのような場合には量子力学的効果が無視できずLAD方程式の修正あるいは新たな定式化が必要であることも指摘されている[17]。

ここではLL方程式を使い、どのようなレーザー強度領域で放射反作用効果が無視できなくなるかを見積もってみる。LL方程式を3次元形式で書き下すと(10)式のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma\vec{\beta}}{dt} = & -e(\vec{E} + \vec{\beta} \times \vec{B}) \\ & - \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{\lambda_0} \gamma \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\beta} \cdot \nabla \right) \vec{E} + \vec{\beta} \times \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\beta} \cdot \nabla \right) \vec{B} \right] \\ & + \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{\lambda_0} [\vec{E}(\vec{E} \cdot \vec{\beta}) + (\vec{E} + \vec{\beta} \times \vec{B}) \times \vec{B}] \\ & + \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{\lambda_0} \gamma^2 \vec{\beta} [(\vec{E} \cdot \vec{\beta})^2 - (\vec{E} + \vec{\beta} \times \vec{B})^2]. \quad (10) \end{aligned}$$

ここで、 λ_0 , $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 mc^2$, ϵ_0 はそれぞれ、レーザー波長、古典電子半径、真空の誘電率である。右辺第2-4項目の放射反作用の項には、極めて小さな値である古典電子半径とレーザー波長の比が掛かっていることがわかる。そして放射反作用の各項の大きさを比較すると、第4項目に電子相対論因子の自乗が掛かっていることから、電子エネルギーが高くなり放射反作用が無視できなくなる多くの場合において、この項が最大の寄与を与えることがわかる。そこで(10)式の右辺第4項目を第1項目のローレンツ力で割り、それらのオーダーを比較すると以下ようになる、

$$\frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{\lambda_0} a_0 \gamma^2 \sim 1.5 \times 10^{-8} a_0 \gamma^2. \quad (11)$$

$a_0 = eA/mc$ は規格化されたレーザー場に対するベクトルポテンシャルで、 $a_0 \geq 1$ で電子運動における相対論的效果が無視できなくなる。これをレーザー強度で表すと、波長が $1 \mu\text{m}$ のレーザーに対しレーザー強度が $1.4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ の時 $a_0 \sim 1$ となる。これを超えるようなレーザー強度を相対論的強度と呼ぶ。 $a_0 \sim 1$ のレーザー場に対して、放射反作用効果が顕著になる、すなわち(11)式のオーダーが1になる場合の電子エネルギーを見積もると、 $\gamma \sim 10^4$ となる。すなわち 5 GeV 程度と極めて高いエネルギーをもつ電子に限られることがわかる。このような高エネルギーの電子は 10^{18} W/cm^2 程度のレーザーと物質との相互作用では発生しないため、これまでレーザー・プラズマ相互作用において放射反作用効果は無視することができた。ではどの程度のレーザー強度になると放射反作用効果は無視できないか。初期に静止していた電子が平面電磁波により加速された時の電子エネルギーは $\gamma \sim a_0$ と見積もることができる。これを(11)式に代入すると放射反作用とローレンツ力のオーダーが等しくなるのは、 $a_0 \sim 405$ 、レーザー強度で書くと $4 \times 10^{23} \text{ W/cm}^2$ と見積もることができる。この程度の強度をもつレーザー場を物質に照射すると、レーザー場により一度加速された電子が、再度レーザー場と相互作用する場合に、放射反作用の効果がローレンツ力と同等まで大きくなる。このため、これよりいくらか低い強度でも放射反作用の効果が無視できなくなると予想される。この時、放射される光子のエネルギーは、相対論的運動をする電荷からの放射、すなわちシンクロトロン放射として考えることができ、以下のように見積もられる。シンクロトロン放射では、相対論的速度で運動する電子からの放射角度が $\theta \sim 1/\gamma$ に絞られることと、パルス長がドップラー収縮することから、放射のエネルギースペクトルのピークが基本振動数の1乗と相対論因子の3乗に比例することがわかっている((1)式も同様の表現になっている)。これを式で表すと、

$$\epsilon = \hbar\omega \sim \hbar\omega_0 \gamma^3 \sim \hbar\omega_0 a_0^3, \quad (12)$$

となる。ここで ω_0 はレーザー周波数を表す。これより MeV を超えるガンマ線領域の光子が発生することがわかる。本章では、発生機構とは無関係にこのようなエネルギー領域

の光子をガンマ線と記述する。

以上の単一電子の運動に対する考察から、 10^{23} W/cm^2 を超えるような強度のレーザーと物質との相互作用では放射反作用が無視できず、その時放出される光子のエネルギーはガンマ線領域であることが推測できる。では実際に、固体やガスにレーザーを照射した場合、どの程度放射反作用効果が重要になるか、その定量的な理解のためには多体系であるプラズマと電磁波との相互作用を数値的に解く必要がある。また、一度加速され $\gamma \sim a_0$ 程度のエネルギーを得た電子が、再度レーザー場と相互作用する場合に放射反作用が重要になると述べたが、そのような状況がどのような場合に起こるかについても数値シミュレーションにより明らかにする必要がある。これらを解明するためのプラズマの集団効果と電磁波の伝播をコンシステントに計算するプラズマ粒子シミュレーションコード[18,19]と、それを利用したガンマ線発生量の定量的評価について次節で説明する。

5.3 放射反作用を取り入れた粒子シミュレーション

まずプラズマ粒子シミュレーションの手法について簡単に説明する。高強度レーザーと物質との相互作用では、レーザー場による物質のイオン化(プラズマ生成)過程や、イオン化後の荷電粒子多体系(プラズマ)の運動、その中の電磁波の伝播をコンシステントに計算することが求められる。しかし、高強度レーザーの場合、物質のイオン化はレーザーのフットパルスやプリパルスにより起こるため、メインパルスとの相互作用では電離したプラズマ状態を仮定できることが多い。ここでもメインパルスとプラズマとの相互作用を考える。放射反作用効果を取り込むため電子の運動方程式としてLL方程式を組み入れた。LL方程式を解くことによる計算負荷の増大量は問題にならない程度である。この粒子シミュレーションコードを用いて放射反作用効果による電子のエネルギー損失を正確に計算することで、プラズマと超高強度レーザーとの相互作用における、レーザーからガンマ線へのエネルギー変換の定量的評価が初めて可能になる。

まず放射反作用効果のレーザープラズマ相互作用にお

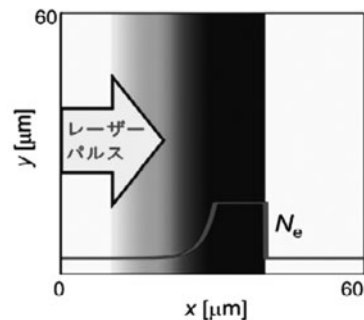


図2 炭素薄膜ターゲットの初期密度分布。図中下部の線は密度の一次元分布を示す。厚さ $10 \mu\text{m}$ のターゲット前面には、プリパルスの照射により生成される膨張プラズマをモデル化したプリプラズマが分布している。

る影響を示すために、放射反作用効果を取り入れた場合と無視した場合の比較を試みる。シミュレーションの初期条件は図2に示されている。ターゲットは厚さ10 μmの炭素薄膜(2 g/cc)で、完全電離していると仮定する。ターゲットのレーザー照射面(左側)には、レーザーのプリパルスの照射により生成されるアブレーションプラズマをモデル化した膨張プラズマが分布している。膨張プラズマの密度分布は $N_e = N_{max} \exp(-x/L)$ と仮定している。ここで、 x は最大密度点から真空方向へ向けての距離、 L はスケール長である。本計算ではスケール長を2.5 μmとした。レーザー条件は、エネルギーが300 J、パルス長30 fsで出力が10 PWである。レーザーは波長は0.8 μm、集光直径は5 μm、集光後の真空中でのレーザー強度は 5×10^{22} W/cm² である。

図3はレーザープラズマ相互作用により発生する高エネ

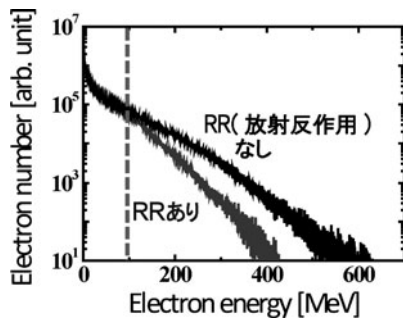


図3 レーザーにより加速された電子のエネルギースペクトルの比較。放射反作用効果(RR)を考慮する場合、100 MeV以上のエネルギーを持つ電子数が大きく減少していることがわかる。

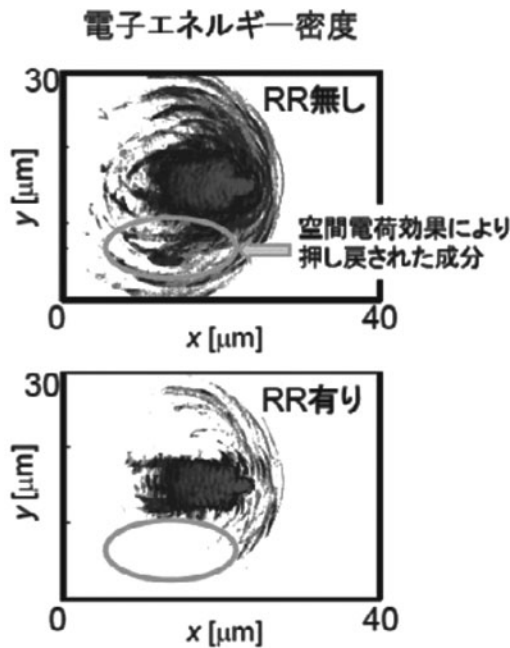


図4 電子のエネルギー密度分布の比較。レーザーとの相互作用により前方に加速された高エネルギー電子は、空間電荷効果により引き戻され、レーザーと再度相互作用しているのがわかる(図中、楕円で囲った領域)。放射反作用を考慮した場合、再度相互作用したあとのエネルギーが大幅に減少している。

ルギー電子のエネルギースペクトルを比較したものである。放射反作用を考慮した場合は、考慮しなかった場合に比べ100 MeV以上のエネルギーをもつ電子数が大きく減少していることがわかる。これから、100 MeV以上エネルギーをもつ電子に対しては、輻射によるエネルギー損失が無視できないことがわかる。

図4は、電子エネルギー密度の空間分布を示している。上図が放射反作用を無視した場合、下図が放射反作用を考慮した場合である。中央の濃い領域はレーザーパルスが存在する領域で、エネルギー密度がもっとも高くなっている。レーザーの前方(図で右側)には複数の円弧を重ねたようなエネルギー密度の高い領域が存在している。これは、レーザー場により周期的に前方へ加速された電子群が分布していることを示している。正確には、レーザーの一周期に上下方向に一度ずつ円弧状の電子パンチが放出されている(レーザー軸方向に引き伸ばされた8の字運動を思い描くとわかりやすい)。しかし、高エネルギー電子は前方だけではなく、レーザーが存在する領域の側方や後方にも分布している。これは、電子が前方に加速される一方でイオンが取り残される結果、空間電荷効果すなわちマクロに空間分離した電子-イオン間のクーロン力により静電界が誘起され、多くの電子がレーザー場の方向に引き戻されるためである。すなわち、電子がレーザー周期に追従しフェムト秒のオーダーで運動するのに対し、イオンは質量が3桁大きいため数十~百フェムト秒のオーダーで運動するため、運動の時間スケールの違いにより強い静電界が誘起されている。電子がこの静電界により引き戻される際、レーザー場と再度相互作用する。この引き戻された成分を放射反作用ありの場合にみても、そのエネルギーが大幅に減少していることがわかる。すなわち、レーザー場と再度相互作用することで放射反作用により減速されていることを示している。空間電荷効果が働かないような場合は、レーザー場により加速された高エネルギー電子はレーザー領域から飛散するだけで再度相互作用することはない。放射反作用による効果的な輻射の発生には、空間電荷効果を利用することで高エネルギー電子をレーザー場内にもう一度引き戻すことが重要である。このことから、ガスのような低密度ターゲットの場合には空間電荷効果が弱いため電子を引き戻す効果が小さく、放射反作用効果が重要になるような高エネルギー電子とレーザー場の相互作用もあまり起こりにくいことが予想される。実際、ガス密度プラズマを使ったシミュレーションでは放射減衰効果は大幅に減少することを確認している。このように高密度のプラズマと超高強度のレーザーを相互作用させる場合に、放射反作用効果が無視できないことがわかる。

5.4 高強度レーザーと固体との相互作用による新しいガンマ線源

前述のシミュレーションにおいて発生した輻射出力の時間発展を示したのが図5(a)である。輻射に変換された全エネルギーは95 Jであり、これはレーザーエネルギーのおよそ30%にも及ぶ。また、輻射へのエネルギー変換はレー

レーザー照射中に発生するため、輻射のパルス幅もレーザーと同程度の 30 fs と極めて短いことがわかる。この結果、輻射のピーク出力は 2.8 PW と照射レーザーに匹敵する値となっている。ちなみに電子へのエネルギー変換効率については時間に依存するため一概にはいえないが、レーザーが吸収されガンマ線発生が終了している $t=300$ fs の時点における電子へのエネルギー変換率は 41% となっている。図 5 (b) にはガンマ線の放出角度分布を示してある。ガンマ線は等方的に放出されるのではなく、レーザー伝播方向に強い指向性をもって放出されていることがわかる。これは、シンクロトロン放射における相対論的ビーミング効果と同じである。すなわち、シンクロトロン放射では相対論的電子からの放射は電子の速度ベクトルに対して $\theta \sim 1/\gamma$ の方向に強く放射される。本計算の場合、ガンマ線の発生点、すなわちレーザー場と電子が相互作用する場所が、シンクロトロン放射の電子と同様にレーザー伝播により動いているため放出されるガンマ線がレーザー伝播方向に絞られている。図 2 ~ 5 の計算パラメータでは、レーザーのプラズマ中での伝播速度は真空中の光速の 85% 程度であり、

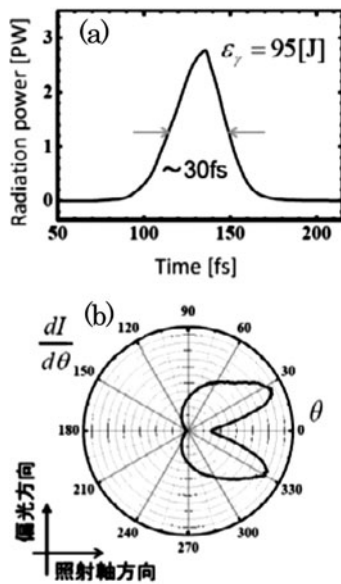


図 5 (a) 輻射強度の時間変化。放出ガンマ線は照射レーザーと同程度のパルス長もつことがわかる。(b) ガンマ線の放出角度分布。レーザー伝播方向に指向性をもっていることがわかる。0° がレーザー照射軸と一致する。

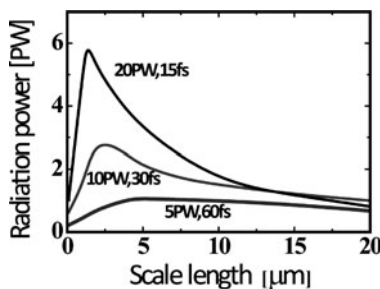


図 6 ガンマ線出力の膨張プラズマのスケール長依存性。照射レーザーのパルス長に依存した最適なスケール長の値が存在する。

これから計算される放出角度はおおよそ $\theta \sim 1/\gamma \sim 0.5$ ラジアンと見積もられる。一方、実際のガンマ線の放出角度は図 5 (b) より約 30 度程度 (0.5 ラジアン) であり、上記の見積もりと一致している。前述したように臨界密度の 1% 以下のようなガス密度ターゲットの場合はガンマ線発生そのものが効率的に起こらない。しかし前面に膨張プラズマが分布する固体密度ターゲットを利用した場合は、一般に膨張プラズマのスケール長が大きくなるにつれて、レーザーは限界密度以下の領域を伝播するため伝播速度が大きくなり、ガンマ線の指向性も高くなる。逆に、急峻な密度分布をもつターゲットを使うと、ガンマ線の広がり角は大きくなる。この高い指向性をもつという特徴はガンマ線の利用応用を考える上で極めて重要である。

ガンマ線源としての応用を考える場合、ガンマ線特性のレーザーおよびターゲット依存性を明らかにすることが重要である。レーザープラズマ相互作用において重要なパラメータは、レーザーの出力およびパルス長と、ターゲットのプリプラズマ分布すなわちスケール長である。図 6 にガンマ線ピーク出力の膨張プラズマのスケール長に対する依存性をプロットしてある。図中 3 本の線は、それぞれレーザーエネルギーを 300 J に固定し、パルス長を 15, 30, 60 fs と変えた場合に対応している。図から明らかのように、レーザーエネルギーが一定の場合にはパルス長を短くし高出力化した方が、ガンマ線出力も高くなることがわかる。またガンマ線出力は膨張プラズマのスケール長に強く依存し、特にパルス長に依存した最適なスケール長の値が存在することがわかる。最適なスケール長が存在する理由は以下のように理解できる。スケール長が最適値に比べ十分長い場合、レーザーは長い膨張プラズマ中を長時間かけて伝播し、ある地点で全てのエネルギーが吸収される。その間、高エネルギー電子とレーザーとの相互作用によりガンマ線が放出される。すなわち、ガンマ線のトータルのエネルギーは高いがパルス長が長くなり、出力は低下する。一方スケール長が十分短くなると、電子によるレーザーのエネルギー吸収率が急激に減少するため、ガンマ線への変換効率も減少する。このことからスケール長の最適値はレーザーが膨張プラズマ中を伝播し臨界密度点でちょうどほぼ全てのエネルギーが吸収されるような場合に得られる。ここで臨界密度とは、プラズマ周波数とレーザー周波数が一致する密度 ($n_{cr} = m\epsilon_0\omega_0^2/e^2$) を表し、そこではプラズマの屈折率がゼロとなる。臨界密度近傍では波長の増大および周波数の減少が起こるためレーザーとプラズマ電子とのエネルギー結合が強くなり、レーザーパルス長に相当した時間内に効率的な電子加速が起こっている。最適な条件下では、ガンマ線の出力だけでなく発生光子数も最大となることもわかっている。一方、スケール長を長くした場合、低密度領域で発生するため光子数は少なくなるが電子エネルギーおよびレーザー伝播速度が増大することで光子のエネルギーは増大する。このように、レーザー及びターゲットの条件を変えることで、ガンマ線のエネルギーや光子数、その密度(出力)をある程度制御することも可能であることが明らかとなった。

上記の計算は放射反作用効果が顕著になる10 PWという極めて高出力のレーザーに対してのものであるが、1 PW程度のレーザーを利用した場合でもTW級のガンマ線源を実現することが可能であることがシミュレーションで示されている。ただし、出力はレーザーおよびプラズマのパラメータに強く依存するため、最適な条件を選ばないと大きく低下することを強調しておきたい。またこれらの計算は2次元計算であったが、3次元計算を行った結果についても簡単に紹介する。3次元計算によりガンマ線の放出はレーザー偏光面内に局在化していることが示された。偏光面内では2次元計算と同様にレーザー軸に対して対称な方向に強く局在化している。2次元計算と同じレーザー及びプラズマ条件で比較すると、放出角度もほぼ一致している。また変換効率は20%程度と2次元計算に比べ低下する。しかし依然としてペタワットを超えるような他の装置では実現できないような超高出力ガンマ線であることには変わらず、レーザーによる新しいガンマ線源の可能性を示唆したことが本研究の重要な成果である。最後に、本研究において無視した量子効果について簡単に述べたい。レーザー強度がおよそ 10^{24} W/cm²程度を超えると量子効果が無視できない可能性が指摘されている。これは、発生光子の波長が電子のコンプトン波長に近づくとき波動関数の広がりを考慮する必要があり、結果として散乱断面積が減少することで輻射への変換効率の減少に繋がるものである。現在、この量子効果の影響についての見積もりを行っており、10 PW レーザーの場合でも数%程度出力が下がることを示唆する結果が得られている。

5.5 まとめ

本研究では、新しく開発したプラズマシミュレーションコードを使いレーザーと物質との相互作用における放射反作用効果の定量的な評価を行った。その結果、レーザーおよびプラズマのパラメータを適切に選ぶことで超高出力のガンマ線を発生できることを初めて明らかにし、レーザー駆動の新しいガンマ線源として提案した。特に、近い将来完成予定の出力10 PWのレーザーを利用した場合、発生するガンマ線出力は3 PW程度にも及ぶ超高出力ガンマ線源が実現可能である。その際に注意しなければいけないことは、プラズマからの比較的強いガンマ線としてレーザーにより加速された電子からの制動放射ガンマ線も存在することである[20]。制動放射ガンマ線は、レーザー場により加速されたMeVを超える高エネルギー電子が原子との衝突により放出されるガンマ線領域の光子を指す。その放射断面積は低エネルギー領域にピークをもつためX線領域の光子が多く放出されるが、最大の光子エネルギーは電子エネルギーに相当するためMeV電子によりガンマ線領域の光も発生する。両者の違いとしては、放出角度およびパルス長があげられる。制動放射ガンマ線は高エネルギー電子の放出角と同様にレーザー軸に対し比較的広く分布し、電子パンチが高Z物質中を通過する間にわたり放出される。一方、放射反作用からのガンマ線は指向性が強くフェムト秒の高出力かつ短パルス性をもつことである。これらのこと

から、強度のあるいは放射角分布を測定することで両者の違いを区別することが可能である。また、放射反作用を介した高出力のガンマ線が発生するような実験を行う際には、あらかじめシミュレーションによりガンマ線の放出角度分布および出力を見積もっておくことが、放射線防護の観点から重要になることはいうまでもない。また制動放射による輻射発生や[21]、X線光子と物質との相互作用[22, 23]を扱った粒子計算も行われている。

提案したレーザー駆動ガンマ線源は非常に高い出力を実現できるという点で、他の発生装置と比べてユニーク光源になりうると思われる。この特徴を活かした原子核物理やレーザー核物理等の新しい研究への発展が期待できる。

謝辞

本章の内容については、共同研究者である Dr. J. Koga, Dr. T. Esirkepov, Dr. S. Bulanov, 神門正城博士(以上日本原子力研究開発機構)および Dr. G. Korn(チェコ王立科学アカデミー)各氏との議論がもとになっています。ここで謝意を表します。本研究のシミュレーションを実施するにあたり、日本原子力研究開発機構 PRIMERGY Bx900, 大阪大学サイバーメディアセンター PCC クラスターシステム、および理化学研究所「京」コンピュータを利用させていただきました。また、本研究は科研費(基盤(C)25400540)の支援のもとで行われました。これらの支援に対して謝意を表します。

参考文献

- [1] E. Esarey *et al.*, Rev. Mod. Phys. **81**, 1229 (2009).
- [2] M. Borgesi *et al.*, Fus. Science Tech. **49**, 412 (2006).
- [3] J. Kmetec *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 527 (1992).
- [4] ELI-Extreme Light Infrastructure, <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/>等
- [5] A. Zhidkov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 185002 (2002).
- [6] N. Naumova *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 025002 (2009).
- [7] M. Tamburini *et al.*, New. J. Phys. **12**, 123005(2010).
- [8] T. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 195001 (2012).
- [9] J. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley Newyork, 1975).
- [10] 亀井 亮, 木原元央: 加速器科学 (丸善, 1993).
- [11] International Linear Collider, <http://www.linearcollider.org>
- [12] P. Dirac, Proc. R. Soc. A **167**, 148 (1938).
- [13] L. Landau and E. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields* (Elsevier, Oxford, 1975).
- [14] F. Hartemann and N. Luhmann, Jr., Phys. Rev. Lett. **75**, 1107 (1995).
- [15] S. Bulanov *et al.*, Phys. Rev. E **84**, 056605 (2011).
- [16] J. Koga, Phys. Rev. E **70**, 046502 (2004).
- [17] V. Berestetskii *et al.*, *Quantum Electrodynamics* (Pergamon, New York, 1982).
- [18] C. Birdsall and A. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation* (McGraw-Hill, 1985).
- [19] T. Tajima, *Computational Plasma Physics: With Applications to Fusion and Astrophysics* (Westview Press, 2004).
- [20] J. Kmetec *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1527 (1992).

- [21] Y. Sentoku *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 4365 (1998).
- [22] Y. Kishimoto *et al.*, Annual Report of the Earth Simulator Center, Apr. 2003-March 2005, p.199 (2004).
- [23] T.Nakamura *et al.*, Phys. Rev. A **80**, 053202 (2009).



なかむら たつみ
中村 龍史

福岡工業大学情報通信工学科・准教授。
2000年早稲田大学大学院理工学研究科博士
課程修了博士(理学)。その後、北関東、関
西を經由し四月から現職に。厄年だった昨
年はギックリ腰と四十肩を立て続けに経験。最近の週末は運
動不足を解消すべく早朝から子どもの相手をして体力を養っ
てます。専門は高強度場と物質との相互作用の解明とそれを
利用した量子ビーム発生。