

超高強度レーザーによる高輝度 γ 線の発生と応用

兒 玉 了 祐

Generation and Application of Intense Pulse γ -Rays with Ultra-Intense Lasers

Ryosuke KODAMA

Pulse intense γ -rays are generated in ultra-intense laser interactions with matter. High-density energetic pulse electron jet is created in the interaction with a solid target. The electron density corresponds to an enormous current much over than Alfvén limit, which propagates in the solid matter compensating the effective current with a return current. This high-density electron jet generates intense pulse γ -rays, which have never existed before. This pulse γ -ray source has a potential to open new fields in nuclear science, medical technology and material science technology.

Key words: ultra-intense laser, γ -ray source, relativistic plasma, nuclear science, electron jet

短パルス超高強度レーザーと物質との相互作用において、レーザーの電界強度が強くなり振動電子の速度が相対論的になると、容易にメガ電子ボルトを超える高いエネルギーの電子が高密度で発生し、物質中をジェット状に伝播する。高エネルギー電子の密度は固体中の逆起電流により、電荷中性を保つことでアルフベン限界をはるかに超えて伝播することができる。このような高密度高エネルギー電子のエネルギーに対応したエネルギーの制動放射等で、これまでにない高輝度なパルス γ 線が発生する^{1,2)}。またパルス高エネルギー電子の伝播に伴って発生する局所的な超高静電場等により高エネルギーイオンが発生する³⁾。これら高エネルギーイオンや高輝度 γ 線による陽電子⁴⁾ や中性子⁵⁾ などの核反応物質がパルス状に発生する。このような高エネルギー粒子や γ 線発生は、単に学問の新規性を有した相対論プラズマ物理の理解のみならず、他に類をみない高輝度のパルス放射線源として応用の観点から注目されている。例えば高密度高エネルギー電子による新しい高効率慣性核融合点火方式⁶⁾ や高密度高エネルギーイオンによる医療用短寿命放射性同位体生成⁷⁾ をはじめとした医療

応用、新しい高輝度パルス中性子源、 γ 線源による物性研究などが考えられている。

本稿では、超高強度レーザーと物質との相互作用において高エネルギー電子、イオンが発生する原理を簡単に述べ、これら高エネルギー粒子発生に伴う γ 線や核反応について概要を述べ、超高強度レーザー生成パルス放射線、特に γ 線を中心とした新しい放射線源の応用の可能性について言及する。

1. 超高強度レーザーと物質との相互作用

超高強度レーザーが物質と相対論的な相互作用すると、まずメガ電子ボルトを超える高エネルギー電子が高い効率で発生する⁷⁾。この高密度高エネルギー電子により高い輝度のパルス γ 線が発生したり、高エネルギーイオンが生成される。ここでは超高強度レーザーで発生する高密度高エネルギー電子の発生機構とこれに伴うパルス γ 線、高エネルギーイオンの発生機構について簡単に述べる。

1.1 高密度高エネルギー電子ジェットの発生

超高強度レーザーが物質と相対論的な相互作用する際、

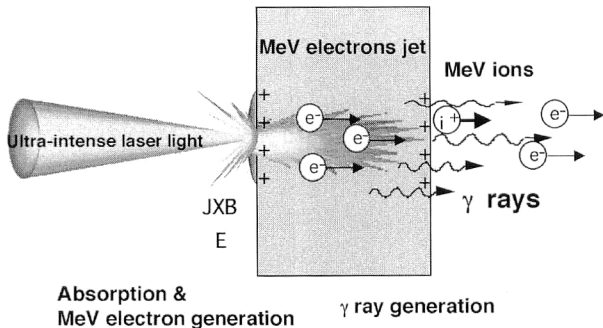


図1 超高強度レーザープラズマから発生する高エネルギー放射線発生原理図。超高強度レーザーにより高密度の MeV 電子ジェットが生成される。この高密度高エネルギー電子がターゲット中のイオンとクーロン衝突して γ 線を放出する。また高密度高エネルギー電子伝播によりできる静電場により高エネルギーイオンが発生する。

高エネルギー電子を生成する機構はいくつかある。例えば、レーザーの航跡場⁹⁾による電子の加速とか、レーザー電界によるベータトロン加速⁹⁾等があるが、ここでは最も基本的な、急峻な密度勾配をもったプラズマ中での吸収機構による高速電子の生成についてふれる(図1)。P 偏光の電磁波がプラズマの密度勾配に斜めに入射したとき、その電界ベクトルは反射点において密度勾配の方向に振動する。この電界に誘起されてプラズマと真空中を電子が振動することになるが、高密度のプラズマ中に光の電界は十分侵入できず、結果として電子は高密度側に加速することになる。これは疑似共鳴吸収¹⁰⁾とよばれ、レーザーの電界 E_L により ω_L 周波数で振動する速度 $v \sim eE_L/m\omega_L$ に対応した高エネルギー電子が生成される。波長 $1 \mu\text{m}$ において $3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ になると電子振動速度は相対論的となり、メガ電子ボルトを超えるエネルギーの電子がターゲット内部へ加速される。レーザーが S 偏光あるいは直入射のときは、急峻な密度勾配のプラズマに対して同様の吸収機構が電磁界で起こる (J×B 加熱¹¹⁾)。直線偏光の電界を $E = E_L(x) (\sin \omega_L t) \hat{y}$ とすると電子と電磁波の運動方程式よりレーザー光のポンドロモティブ力は

$$f_p = -\frac{m}{4} \frac{\partial}{\partial x} v_0^2(x) (1 - \cos 2\omega_L t) \hat{x} \quad (1)$$

と記述される。ここで、時間平均して現れる右辺第1項が輻射圧を示す。一方、右辺の振動項である第2項が加熱を誘引する。この吸収は疑似共鳴吸収と基本的には同じ(総称して真空加熱ともいう)であるが、電子はこの場合レーザーの進行方向に対して2倍の周波数 $2\omega_L$ で振動する。高エネルギー電子のエネルギー ε はポンドロモティブポテンシャル ϕ_p で与えられるエネルギーに対応して、

$$\varepsilon = \phi_p = m_e c^2 (\gamma - 1), \quad \gamma = \sqrt{1 + a^2} \quad (2)$$

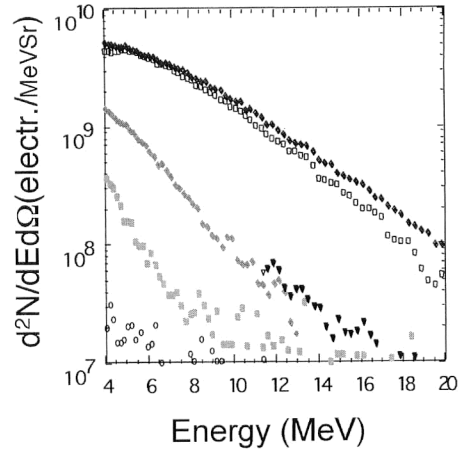


図2 超高強度レーザーと固体との相互作用で発生する高エネルギー電子スペクトル。集光レーザー強度を $10^{18} \sim 10^{19} \text{ W/cm}^2$ で変化させたときのスペクトルを示し、20 MeV 以上の電子が観測されている。電子スペクトルの勾配温度は、レーザー強度の平方根に比例して上がる。

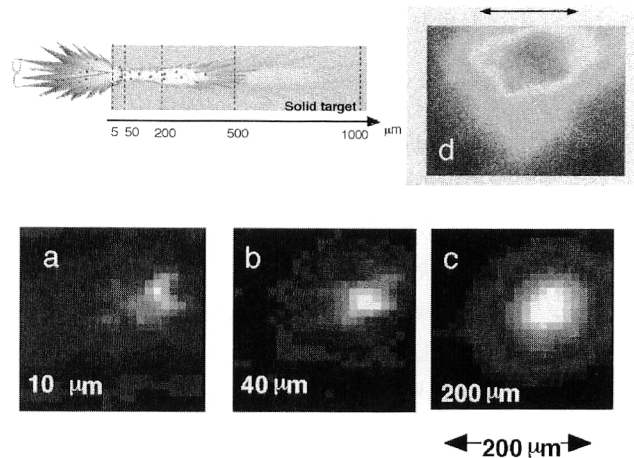


図3 超高強度レーザーにより発生する高エネルギー電子ジェットの伝播。(a), (b), (c) は異なる厚みのアルミ固体ターゲット中をジェット状に伝播する電子により発光するターゲット裏面の紫外光イメージを示す。それぞれターゲットの厚みは $10 \mu\text{m}$, $40 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$ である。ジェットの広がり角は半値全幅で 20° 程度である。(d) 発生する γ 線の空間分布を示しその広がり角は 20° 程度を示している。

となる。ここで γ はローレンツ因子であり、 a は電磁波の規格化されたベクトルポテンシャルである。いずれにせよレーザー強度が相対論を超える領域になるとメガ電子ボルト以上の高エネルギー電子(図2)が、照射レーザーエネルギーの数十%を超える高い変換効率で発生し⁷⁾、ターゲット内部に指向性をもってジェット状に加速される(図3)¹²⁾。発生する電子の密度はきわめて高く、伝播物質内での帰還電流により真空中を伝播できる限界電流(アルフベン限界)の数十倍から数百倍以上をはるかに超えた電子が流れる。このような高密度高エネルギー電子ジェットが物

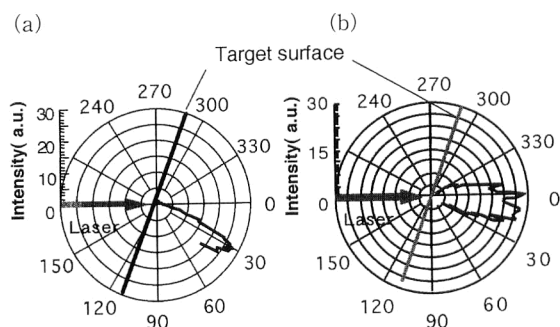


図4 超高強度レーザーと固体との相互作用で発生する γ 線の放射方向分布。(a) P偏光斜め入射のとき、電子は電界方向であるターゲット裏面法線方向に主に加速され、 γ 線もターゲット裏面法線方向に近い方向に指向性をもつ。(b) S偏光入射のとき電子は主にレーザー進行方向に加速され、 γ 線も同じ方向に指向性をもつ。

質中を流れ、物質と相互作用することにより高輝度パルス γ 線を発生したり、局所的な超高静電場が発生し、高エネルギーイオンを発生する。

1.2 γ 線の発生

高密度高エネルギー電子ジェットが固体中を伝播すると、集団現象を無視した最も簡単な場合そのエネルギー損失は、軌道電子の励起・電離で失う衝突阻止能と原子核のクーロン場で制動放射による光子としてエネルギーを放出する放射阻止能で決まる。衝突阻止能は物質の密度で決まり電子の速度の2乗に逆比例し0.5 MeV以上になると高エネルギー領域ではほぼ一定となる。一方、放射阻止能は、 Z^2 (Z :原子番号)に比例している。このため高いエネルギー(0.5 MeV以上)の電子で高い原子番号の物質ほど放射阻止能が重要になる。つまり超高強度レーザー生成高エネルギー電子ジェット(数MeV以上)が高 Z 物質内を伝播すると高い光子エネルギーの制動放射(γ 線)を出すことになる。このような相対論電子による γ 線の広がり角はほとんどなく、例えば10 MeVの電子の場合、 γ 線の広がり角は 1° である。したがって、超高強度レーザーから放出される γ 線の角度広がり角は相対論的な高エネルギー電子ジェットに対応しており、指向性を有している。レーザーの吸収機構の違いに対応した γ 線の方向分布が観測されている。その結果を図4に示す⁷⁾。P偏光の場合電界方向に、S偏光の場合レーザー進行方向に指向性をもった γ 線を放出する。超高強度レーザーによる γ 線は先にも述べたように通常では伝播できない高い密度の電子流によるもので、そのパルス幅はピコ秒の単位でバースト状に発生する。このため 10^{13} Sv/s以上という桁違いに高い線量率となり、これまでにない新しい γ 線源と考えられる。

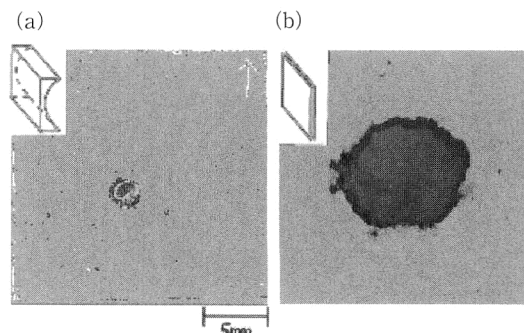


図5 ターゲット裏面から放射される数MeVのプロトン空間分布。ターゲット裏面のシース加速によるため、(a)彎曲ターゲットを使用することで、(b)平面ターゲットに比べ放出分布を小さく制御できている。

1.3 高エネルギーイオンの発生

超高強度レーザーによる γ 線発生のもう1つの方法として、高エネルギーイオンによる核反応生成同位体からの β^+ 崩壊がある。超高強度レーザーによる高エネルギーイオンの発生機構はいくつかある。例えばレーザー照射面で発生した高密度高エネルギー電子ジェットは、ターゲット内部を伝播し裏面から真空中に一部抜ける。このときターゲット裏面では、誘導電荷が生じ、これと放出した電子により静電場(シース電場)が形成される。このシース電場によりターゲット裏面法線方向にメガ電子ボルトを超える高いエネルギーのイオンが放出される(図5)¹³⁾。またレーザー照射面においても、レーザーの強いポンデロモータイプ力により電荷分離が起こり静電場が生成され、この静電場でイオンが加速されたり、レーザーで加速された電子と取り残されたイオン間のクーロン力で牽引される加速などがある。前者はレーザー照射面ターゲット内部法線方向にまた後者は電子の加速方向にイオンが加速されることになる(図6)⁹⁾。さらにレーザー強度が強くなると直接光圧力でイオンを加速することもできる。いずれにせよ容易に数MeVを超えるイオンが数%程度のエネルギー変換効率で高密度かつ指向性をもって発生する。この高エネルギーイオンと物質とが核レベルで相互作用すると、小さな領域で β^+ 崩壊や γ 崩壊するような同位体を生成(図7)し γ 線を放射する。

2. パルス高輝度放射線応用

超高強度レーザーと物質との相互作用により発生する高輝度放射線は、他に類をみない超高線量率であり、かつきわめて短いパルスの放射線である。またミリメートル以下の小さな領域で光から放射線に変換するため、放射線防御の領域を極端に小さくすることができる。このような特徴をもつ新しい放射線源の応用の可能性が検討されている。

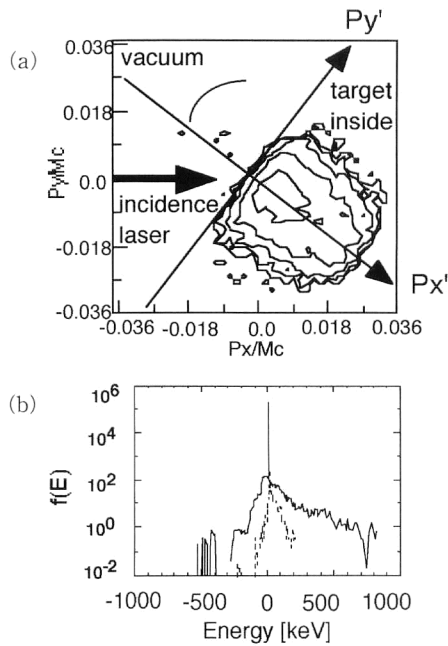


図6 (a) レーザー照射面で加速するイオンの運動量分布, 加速イオンによるビーム核融合反応中性子スペクトルの多方向観測により求めた二次元空間運動量分布, (b) 粒子シミュレーションで求めたイオンエネルギー分布で実験と同様, ターゲット内部に数百 keV のエネルギーでイオンが加速している.

がん治療用重イオン, 高速点火レーザー核融合, コンパクト中性子源などもあるが, ここでは特に γ 線に関連した代表的な応用の可能性について触れる.

2.1 光核反応とその応用

レーザー強度が 10^{20} W/cm² 以上になると 10 MeV 以上の γ 線が, また 10^{21} W/cm² になると数十 MeV 以上の γ 線が高い輝度で発生する. このような γ 線により, 同位体生成をはじめ, さまざまな光核反応や素粒子生成がこれまでになく高い密度で可能となる. 図8は γ 線のエネルギーの違いによる素粒子生成の可能性を簡単に示したものである. 図が示すように 1 MeV 以上の γ 線で電子-陽電子対が生成される⁴⁾. 実際, パルス幅 450 fs, レーザー強度 10^{20} W/cm² で数 MeV の陽電子が単位立体角当たり 1 パルスで 10^8 個程度という密度で観測されている⁴⁾. また数 MeV 以上の γ 線では核との巨大共鳴で, 高い反応断面積を有する. これにより, 光核反応中性子を放出する. 例えばタンタルやウランに出力 1 PW で集光強度 10^{20} W/cm² 以上のレーザーを照射すると 10^9 個程度の光核反応中性子が生成されると予想できる. また光子エネルギーが 10 MeV 以上になると γ 線-電子対が連鎖的に生成するシャワー現象が発生すると考えられる. さらに 140 MeV 以上の γ 線と Al の反応ではパイオン (π^+) の発生, さらに 310 MeV 以上では γ 線とプロトンとの反応によるパイオ

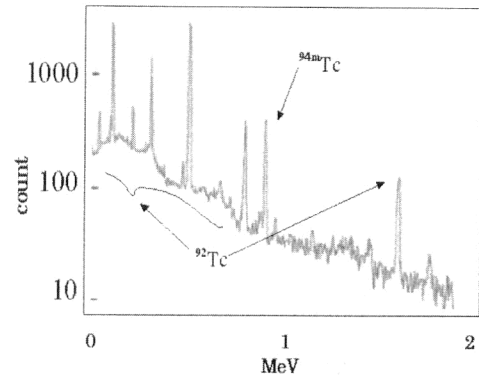


図7 超高強度レーザーで加速されたプロトンと Mo の核反応で生成された Tc 同位体からの γ 線スペクトル.

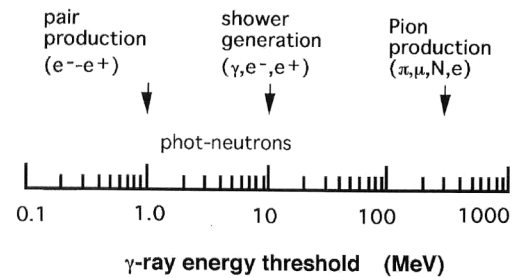


図8 γ 線による素粒子生成のエネルギー閾値.

ン (π^0 , π^+ や π^-) が発生すると考えられる. レーザー強度 10^{21} W/cm² での粒子シミュレーションによると 1 ショット当たり 100 個程度の 100 MeV パイオン (π^0 , π^+) 発生が予想されている. これら高密度での光核反応や素粒子発生は超高強度レーザープラズマで生成される高エネルギー電子, γ 線の発生診断技術として応用できる. さらに実験室宇宙プラズマにおける電子-陽電子対プラズマ, γ 線バースト等の素過程や高密度素粒子物理等にも役立つ可能性がある. 小さなサイズの素粒子パルス源としても応用の可能性を秘めている. 例えば陽電子診断やパイオン (π^-) 中間子線治療などの医療応用にもその可能性がある.

2.2 γ 線診断

超高強度レーザーから放射される γ 線はパルスで高 Z 物質の非破壊検査を行える (パルスラジオグラフィ) 線源としても注目されている (図9)¹⁴⁾. 高 Z 物質のパルスラジオグラフィとして注目される 2~8 MeV 程度の γ 線を現在の電子加速器による γ 線と比較したのが表1である. 超高強度レーザー γ 線は, 線量としては劣るものの線源の大きさ, パルス幅, 将来の多方向観測可能性等においてすぐれていることがわかる. つまり小さな線源でより高い空間分解能が得られ, 短いパルスとゲート法を取り入れた撮影により, 散乱線の像への影響が少ない高い S/N 像を取ることが可能になる. その他, 超高強度レーザーか

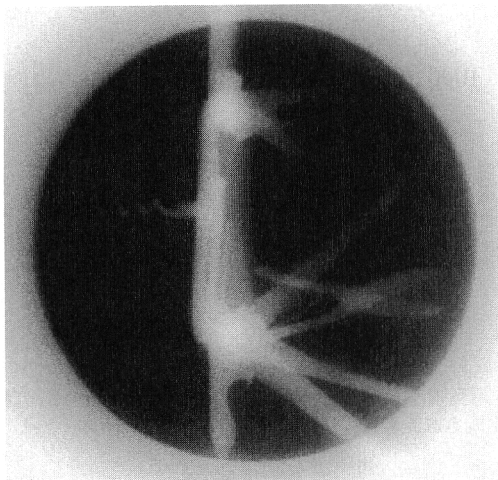


図9 超高強度レーザープラズマからの高輝度パルス γ 線で撮像した重金属構造物。1 ps の1パルスによる撮像。

表1 加速器と超高強度レーザープラズマの γ 線源としての比較。超高強度レーザープラズマ γ 線はタンタル2 mm厚さのターゲットを仮定、1 mのところで線量。

	加速器	レーザー
線源の大きさ(空間分解能)	1 mm	100 μ m
実効パルス幅	70 ns	7 ps
線量(2~8 MeV, 軸上)	26 rads	3 rads(1 kJ レーザー)
多方向画像	困難	可能
複数時間分解画像	困難	多パルス

ら放射されるパルス硬 X 線によるアンジオグラフィー¹⁵⁾やマルチビームによる CT (computerized tomography) 診断といった医療診断も考えられている。

また超高強度レーザープラズマから放射される高エネルギーイオンにより医療用短寿命同位体 (β^+ 崩壊, γ 線崩壊) が生成し, これによるエミッショントモグラフィも提案されている⁶⁾。エミッショントモグラフィに使用される同位体は診断後の人体への影響を考えると短寿命である必要があり, レーザーを使用すれば, 放射線シールドが極端に小さくでき, 小型でさまざまな同位体を容易に生成できる装置の可能性がある。

2.3 放射線生物・化学

短パルス超高強度レーザーで放射されるパルス放射線は化学的諸過程の動的振る舞いを調べるうえで重要な線源になりうる。放射線と分子の相互作用では付与されるエネルギーの大小によってイオン化または電子励起する。この放射線のエネルギー付与 (10^{-17} ~ 10^{-16} 秒) に続く物理的, 化学的諸過程の時間スケールは例えば液体中ではフェムト秒からナノ秒程度である。放射線のパルス時間幅が中間体のそれに比べ十分短ければその中間体はパルス照射中に蓄積されてパルス後に減衰する。これにより生成する中間体を

直接観測 (パルスラジオリシス) することが可能となり化学的諸過程の動的振る舞いを調べることができる。また放射線-分子相互作用において, 酸素効果が線量率で変化することも報告されている¹⁶⁾。超高強度レーザーによる超高線量率下で非線形な反応も期待される。さらに放射線生物影響に関しても新しい知見を切り拓く可能性がある。生物-放射線相互作用においては放射線化学と同様にエネルギー付与は物理的時間スケールで行われる。ピコ秒スケールの化学過程・ナノ秒の生化学過程を経て生物作用となる時間経過において細胞死の原因となる DNA (deoxyribonucleic acid) 損傷修復のような防御機構の発現がある。化学的あるいは生化学的な防御機構が重要な場合, これらの時間スケールより短いパルス放射線を照射することでその詳細を調べることが可能となる。超高強度レーザーによるピコ秒 γ 線による超高線量率下での放射線生物影響が調べられている。

本稿では, 超高強度レーザーと物質との相対論的な相互作用において放出される γ 線や高エネルギーイオンなどのパルス放射線の発生機構を簡単に述べた。これまでの放射線源に比べパルス状で高い輝度をもつ特徴がある。そのため, 新しい放射線源として医療技術, 物性診断技術, 放射線化学などさまざまな分野において役立つ可能性を有しているのみならず, これまでにない新しい核科学分野を切り拓く可能性を有している。これは短パルス超高強度レーザーの技術的進歩によるものである。すでに 1 PW の強度のレーザーは実現している。また基礎科学および応用を目的として世界の数か所で同等レベル (1 PW) のレーザー建設あるいは計画が進んでいる。今後, 超高強度レーザーによるパルス高輝度 γ 線をはじめとした高線量率放射線発生特性の詳細が調べられると同時に, その応用展開が期待される。

文 献

- 1) M. Schnurer, M. P. Kalashnikov, P. V. Nickles, Th. Schlegel, W. Sandner, N. Demchenko, R. Nolte and P. Ambrosi: "Hard x-ray emission from intense short pulse laser plasmas," *Phys. Plasmas*, **2** (1995) 3106-3110.
- 2) J. D. Kmetec, C. L. Gordon, III, J. J. Macklin, B. E. Lemoff, G. S. Brown and S. E. Harris: "MeV X-ray generation with a femtosecond laser," *Phys. Rev. Lett.*, **68** (1992) 1527-1530.
- 3) H. Habara, R. Kodama, Y. Sentoku, Y. Kitagawa, K. A. Tanaka, K. Mima and T. Yamanaka: "Fast ion generation in ultra-intense laser interactions with plasmas," *Proc. SPIE*, **3886** (2000) 513-520.
- 4) T. E. Cowan, M. D. Perry, M. H. Key, T. R. Ditmire, S. P. Hatchett, E. A. Henry, J. D. Moody, M. J. Moran, D. M. Pennington, T. W. Phillips, T. C. Sangster, J. A. Sefcik, M.

- S. Singh, R. A. Snavely, M. A. Stoyer, S. C. Wilks, P. E. Young, Y. Takahashi, B. Dong, W. Fountain, T. Parnell, J. Johnson, A. W. Hunt and T. Kuhl: "High energy electrons, nuclear phenomena and heating in petawatt laser-solid experiments," *Laser Part. Beams*, **17** (1999) 773-783.
- 5) R. Kodama, P. A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S. J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Tampo, K. A. Tanaka, Y. Toyama, T. Yamanaka and M. Zepf: "Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition," *Nature*, **412** (2001) 798-802.
 - 6) 兒玉了祐：医療応用の可能性について(日本原子力研究所レーザー利用検討会資料集, 1999).
 - 7) R. Kodama, K. Mima, K. A. Tanaka, Y. Kitagawa, H. Fujita, K. Takahashi, A. Sunahara, K. Fujita, H. Habara, T. Jitsuno, Y. Sentoku, T. Matsushita, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, H. Setoguchi, T. Sonomoto, M. Tampo, Y. Toyama and T. Yamanaka: "Fast ignitor research at the Institute of Laser Engineering, Osaka University," *Phys. Plasmas*, **8** (2001) 2268-2274.
 - 8) T. Tajima and M. Dawson: "Laser electron acceleration," *Phys. Rev. Lett.*, **43** (1979) 267-270.
 - 9) A. Pukhov, Z. M. Sheng and J. Meyer-ter-Vehn: "Particle acceleration in relativistic laser channels," *Phys. Plasmas*, **6** (1999) 2847-2854.
 - 10) F. Brunel: "Not-so-resonant, resonant absorption," *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 52-55.
 - 11) W. L. Kruer and K. Estabrook: "J×B heating by very intense laser light," *Phys. Fluids*, **28** (1985) 430-432.
 - 12) R. Kodama and the Fast-Ignitor Consortium: "Fast heating scalable to laser fusion ignition," *Nature*, **418** (2002) 933-934.
 - 13) 反保元伸, 兒玉了祐: "固体飛跡検出器を用いた超高強度レーザー誘導高輝度イオンビーム発生研究", *放射線*, **27** (2001) 61-66.
 - 14) 田中和夫, 兒玉了祐, 北川米喜, 山中龍彦: 特許出 11-123005 (1999).
 - 15) C. Barty, C. L. Gordon, B. E. Lemoff, C. G. Rose-Petruck, F. Raksi, P. M. Bell, K. Wilson, V. Yakovlev, K. Yamakawa and G. Y. Yin: "Time-gated medical imaging with ultrafast laser-plasma x rays," *Proc. SPIE*, **2523** (1995) 286-298.
 - 16) T. Yamauchi, T. Taniguchi, K. Oda, Y. Honda and S. Tagawa: "Dose-rate effects on the bulk etch-rate of CR-39 track detector exposed to low-LET radiations," *Radiat. Meas.* **31** (1999) 121-126.

(2002年12月2日受理)