

JAERI-Research

98-048



極短パルスレーザー照射による
X線発生機構とその定量的評価

1998年8月

上島 豊・岸本泰明・佐々木明・森林健悟
永島圭介・加道雅孝・勾坂明人・田島俊樹

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合せは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1998

編集兼発行 日本原子力研究所

極短パルスレーザー照射によるX線発生機構とその定量的評価

日本原子力研究所関西研究所光量子科学センター

上島 豊・岸本 泰明⁺・佐々木 明・森林 健悟

永島 圭介・加道 雅孝・匂坂 明人・田島 俊樹

(1998年7月27日受理)

相対論的高強度短パルスレーザーの実現により、その極めて強い電磁場とプラズマの電子との非線形相互作用過程から、高線量のX線を発生することができるようになった。高Z物質を媒質に用いた場合、複雑な過程を経て（分極、原子過程など）X線を発生するのに対して、相対論的高強度レーザーと低Z物質との相互作用では、極短パルスのラーマー放射と制動放射が主要なX線放射メカニズムとなる。我々は、これらのX線の強度、放射角度分布、光子エネルギースペクトラムを評価した。また、ラーマー放射の強度を増大させるために必要な媒質プラズマやレーザー照射の配置などの条件について考察を行った。特に、ラーマー放射は、その光子エネルギースペクトラムが連続で、かつ高エネルギーに極大値を持つため、中空原子型のX線レーザーや超高速診断光など、多くの応用の可能性を秘めた光源である。

Generation of Ultra-short Pulse Hard X-rays with Ultra-short Pulse Intense Laser

Yutaka UESHIMA, Yasuaki KISHIMOTO[†], Akira SASAKI, Kengo MORIBAYASHI,
Keisuke NAGASHIMA, Masataka KADO, Akito SAGISAKA and Toshiki TAJIMA

Advanced Photon Research Center
Kansai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Mii-minami-machi, Neyagawa-shi, Osaka

(Received July 27, 1998)

A relativistically intense ultra-short pulse (~ 10 femto seconds) laser pulse can produce large flux of X-rays through the interaction with electrons that are driven by its intense electromagnetic fields. In the case of the high-Z matter irradiation of intense laser, X-ray with long tail is generated through the complex processes, polarization and atomic process, although two main fast processes, the Larmor radiation and Bremsstrahlung, are among the most significant mechanisms for X-ray emission from short pulse laser irradiation on low-Z matter in the relativistic regime of intensity. We evaluate the power, energy spectrum, brilliance, polarization, and time structure of these ultra-short X-rays. We suggest a few methods that significantly enhance the power of Larmor X-rays. Because of its peakedness of energy spectrum of Larmor X-rays, the Larmor X-rays have important applications, light source of hollow atom X-ray Laser and ultra-fast spectroscopy.

Keywords: Relativistic, Ultra-short Pulse, Laser, Low-Z, Larmor Radiation, Bremsstrahlung,
Hollow Atom X-ray Laser, Cluster, Ultra-fast Spectroscopy

[†] Naka Fusion Research Establishment Dept. of Fusion Plasma Research

目 次

1. 緒 論	1
2. ラーマー放射	6
3. 制動放射	14
4. プラズマ効果	17
5. 増幅ラーマー放射	22
6. 応用（内殻電離、中空原子型X線レーザー）	28
7. クラスターとの相互作用	35
8. まとめ	44
謝 辞	45
参考文献	45
付録 2本のレーザーによる電子の加速と減速	46

Contents

1. Introduction	1
2. Larmor Radiation	6
3. Bremsstrahlung	14
4. Plasma Effect	17
5. Enhanced Larmor Radiation	22
6. Application of Larmor Radiation	
(Inner-shell Ionization and Hollow Atom X-ray Laser)	28
7. Interaction with Clusters	35
8. Summary	44
Acknowledgment	45
References	45
Appendix Acceleration and Deacceleration of Electron with Two Laser	46

This is a blank page.

1. 緒論

最近のレーザー技術の進歩により、チャーブパルス法を用いた Ti-sapphire レーザーで極短パルス・超高強度レーザーが実現されている。関西研究所でもパルス幅 20 フェムト秒、ピーク出力 100TW のレーザー発振が今年の 3 月に達成された。ピーク出力 100TW の高強度レーザー光を強く（集光径 $10\mu\text{m}$ より小さく）絞り込めば、 10^{20}W/cm^2 を越える照射強度が得られる。このような極短パルス超高強度レーザーの出現は、レーザー・プラズマ相互作用の研究に新しい領域を切り開いた。特に、強い電磁場により電子が相対論的速度まで加速されるような高強度レーザーは、相対論的レーザーと呼ばれている。また、数十フェムト秒という非常に短い照射時間は、従来までの光とは異なり緩和過程やイオン運動の時間スケールより短いため、レーザーと物質が純粋な状態で直接相互作用することになる。そして、この短時間相互作用から発生させた光は、超高速診断光や中空原子型の X 線レーザーなど、多くの応用の可能性を秘めている。

このような極短パルス相対論的レーザーを固体、中性ガス、クラスターなどの様々な物質に照射し、短パルスの高調波を発生させる研究が精力的に行われている[1-8]。関西研究所光量子科学センターでも、このような極限レーザーと各種物質相（気体、固体、プラズマ等）との相互作用時に発生する X 線の定量評価及びその応用に関して広範囲の協力体制を整え、実験を先導すべく研究が進められている。table.1, 2 は、本論文で評価する方法を含め、現在有力と思われる短パルスの高調波の発生方法を列挙したものである。例えば、以前からレーザーを固体表面に照射すると、励起されたプラズマ波が固体表面で崩壊し、プラズマ振動数程度のコヒーレントな高調波を含む反射光が発生することが知られていた。そして、相対論的レーザーの場合、その高調波はプラズマ振動数を越える軟 X 線量域にまで広がることが確認されている[1]。しかし、その放射光は、高エネルギーになるにつれて指数関数的に減衰するようなスペクトル形状を持つので、硬 X 線領域、いわゆる、ウォータウインド領域での強度は非常に小さくなる。高 Z の中性ガスをレーザー照射すると、内殻の結合電子がレーザーにより強制振動させられ、コヒーレントな軟 X 線が発生することも観測されている[2]。しかし、この方法はレーザー強度を高くしすぎるとかえって高調波発生を抑制する難点がある。また、レーザー遮断密度程度のプラズマと高強度レーザーが相互作用すると、ラマン散乱過程において相対論的効果による強い非線形性のため、レーザー周波数の数倍の非常に短パルスの高調波が発生することも理論的に示唆されている。

table.1 Conventional methods of ultra-short pulse generation of higher energy photons.

発生方法	ポンプ強度 I [W/cm ²]	最大光子energy $\hbar\omega/2\pi$ [eV]	coherency & spectrum	発生プロセス
相対論的ラマン散乱	10^{18} ~	5	coherent exponential decay (注1)	遮断密度程度のプラズマにレーザーを入射すると後方に高調波が発生する。
固体表面とレーザーの相互作用	10^{14} ~ 10^{18}	10	coherent power decay $\propto \omega^{-5/6}$	固体表面での電子を強制振動させることで、プラズマ波を励起し、プラズマ振動程度の高調波を含む反射波を発生させる。
固体と相対論的レーザーの相互作用	10^{18} ~	30	coherent peak (ω_p , $2\omega_p$)	レーザーにより生成された高速電子がプラズマ中を進むことで、固体中にプラズマ波を励起し、プラズマ振動の2倍高調波の反射波を発生させる。
固体表面と相対論的レーザーの相互作用	10^{18} ~	60	coherent power decay $\propto \omega^{-5/6}$	固体表面での電子を強制振動させることにより、プラズマ波を励起し、プラズマ振動を越える高調波を含む反射波を発生させる。
気体とレーザーの相互作用	10^{14} ~ 10^{18}	200	coherent plateau (100~200 ω)	原子の束縛電子をレーザーで振動させることにより発生する。高Z物質でより高い高調波が発生する。

(注1 1次元モデルで予想されているだけで、かつ、あまり高い高調波の発生が見込めないのでスペクトルの依存性は明らかでない。

table.2 New methods of ultra-short pulse higher harmonics generation.

発生方法	ポンプ 強度 $I [W/cm^2]$	最大光子 energy $\hbar\omega/2\pi [eV]$	coherency & spectrum	発生プロセス
プラズマ中の電子 と相対論的レーザ ーの相互作用	10^{18-}	100~10k	incoherent continuous local peak ($\omega_{peak} \propto I^{1.5}$)	自由電子を相対論的レーザーで振動させることにより高い高調波が発生する。 (Larmor 放射)
相対論的レーザー ¹ による固体中の加 速電子とイオンの 衝突	10^{18-}	<1M	incoherent continuous broad $\propto \log(1/\omega)$ ($\omega_{max} \propto I^{0.5}$)	レーザーにより生成された一部の高速電 子が、固体中のイオンと衝突し、高エネ ルギー光子を前方に発生させる。(制動 放射)
相対論的レーザー ¹ によるプラズマ中 の加速電子とイオ ンの衝突	10^{18-}	>10M	incoherent continuous broad $\propto \log(1/\omega)$ ($\omega_{max} \propto I$)	レーザーにより前方にほとんど全ての電 子が加速され、プラズマ中のイオンと衝 突し、高エネルギー光子を前方に発生さ せる。(制動放射)

我々は、低 Z 物質に高強度短パルスレーザーを照射することで、短パルスの高強度硬 X 線を発生させる方法を提案する。この場合、短パルスの高強度 X 線は、主にラーマー放射と制動放射過程 (table.2 の方法) から生成される。低 Z 物質をターゲットに使う理由は、10~100 フェムト秒程度の短パルス X 線のみを発生させるために、原子過程などの比較的遅い緩和過程の影響を少なくするためである。すなわち、高 Z 物質と高強度レーザーとの相互作用過程において、高強度の X 線が発生することは期待できるが、そのメカニズムには原子過程などが絡むので、発生する X 線を短パルス化するには適当な方法ではないと考えられる。さらに、通常の均一な物質とは異なるクラスターと呼ばれる粒状の不均一性を持つ物質と高強度短パルスレーザーとの相互作用に関して定量的評価を試みた。

本論文では、低 Z 物質に極短パルス超高強度レーザーを照射した場合に起こる

ラーマー放射と制動放射を有望な極短パルス硬 X 線発生方法と考え、可能性とその応用について考察する。さらに、クラスターとの相互作用による顕著なレーザー吸収と高調波発生、レーザーの異常透過現象についても報告する。

極短パルス高強度のレーザーが電子と相互作用するとき、重要な特性には次のようなものがある。非常に短パルスのレーザーでは、粒子同士の衝突時間よりレーザーと粒子が相互作用している時間の方が短く、レーザー相互作用時間内で電子はほとんど熱化しない。このような電子・レーザー相互作用において決定的な役割を果たすのが、レーザー場での電子の加速である。その加速の指標として、規格化されたレーザーの電場強度 a_0 、また、規格化された電子の運動エネルギーを次のように定義する。

$$a_0 \equiv \frac{eE_0}{m_e c \omega_L}, \quad \varepsilon \equiv \frac{(\gamma - 1)n_e m_e c^2}{E_0^2 / 8\pi} = \frac{2(\gamma - 1)}{a_0^2} \cdot \left(\frac{\omega_p}{\omega_L} \right)^2, \quad (1.1)$$

ここで、 e , m_e , c , E_0 , ω_L , ω_p , n_e , γ は、電子の電荷、電子の質量、光速、レーザーの最大電場強度、レーザーの角周波数、プラズマ周波数、電子密度、電子に関する相対論のローレンツ因子である。まず、規格化されたレーザーの電場強度 a_0 について特徴を説明する。 a_0 は、レーザーによる電子の加速度の大きさの指標である。レーザー強度が $a_0 \ll 1$ の領域では、電子の運動は非相対論的で、単に電場方向に $a_0 \lambda_L / 2\pi$ の振幅で振動するだけである。レーザー強度が $a_0 > 1$ になると、電子の運動は相対論的になる。2章で詳しく説明するが、運動が相対論的になると電子は電場方向に振動するだけではなく、レーザー進行方向にもレーザー周波数の 2 倍の振動数で振動しながら前方にドリフトしていく。ここで実際に、どの程度のパワーのレーザーをどの程度集光すれば、 $a_0 > 1$ のレーザーになるかを考えておく。正規分布の空間強度分布を持つ直線偏光レーザーの最大強度は、 $I/10^{20} [W/cm^2] \cong 0.64(1\mu m/R)^2 \times (P/1 TW)$ と書くことができる。このとき、 R はレーザー集光径（全半値幅）、 P はパワーとした。同様に、規格化されたレーザーの電場強度 a_0 は、 $a_0 \equiv 8.5(\lambda_L/1\mu m) \times \sqrt{I/10^{20} W/cm^2}$ となる。次に、規格化された電子の運動エネルギー ε について特徴を説明する。 ε は、レーザーのエネルギー密度と電子の運動エネルギー密度の比である。 $\varepsilon < 1$ の場合、レーザーはプラズマ内を伝播できる。これは、プラズマの電子密度が $n_e < 2(\gamma - 1)n_{cr}/a_0^2$ を満たしていることに対応する。 n_{cr} は、古典的なレーザー遮断密度である。非相対論的な極限を考えてみると、この ε は n_e/n_{cr} と一致することがわかる。すなわち、 ε は古典的レーザーの遮断密度と電子密度の比そのものである。 $\varepsilon > 1$ の場合は、古典的な意味ではレーザーは伝播できない。少なくとも、レーザーに変調を加えずに单一電子的

に運動することはできなくなる。したがって、 $\epsilon > 1$ の時は、レーザー場と電子が作り出す誘導場も繰り込んだ自己無着な場を計算 (PIC シミュレーション) しなければ、電子の運動は決定できない。

低 Z 物質に相対論的レーザーを照射した場合、以下に述べる 2 つの過程が X 線発生に関して重要である。一方は、ラーマー放射であり、もう一方は制動放射である。ラーマー放射とは、レーザーによって電子が相対論的な振動運動することにより光を放射するものであり、非線形トムソン散乱とも呼ばれている。このとき、発生する光子のエネルギースペクトルは連続的ではあるが、特徴的な広いピークを持つ。例えば、強度 10^{20} W/cm^2 、波長 $1\mu\text{m}$ のレーザーとの相互作用では、そのピークは、keV にも達する。一方、制動放射はレーザーにより相対論的速度にまで加速された電子とほとんど止まっているイオンとのクーロン相互作用、いわゆる衝突過程によって光を発生するものである。この放射光は、連続で平坦な（エネルギーに対して右下がりの log 依存性）エネルギースペクトルを持つ。ラーマー放射の例と同じ条件の場合、このスペクトルは数十 MeV まで続く。これら 2 つのメカニズムからの放射は、レーザー周期と同じ周期構造を持ち、全放射時間もレーザーパルスと同程度にまで短パルス化できる。このような相対論的レーザーを使った非原子過程の X 線放射のことを以下では、レーザー X 線と呼ぶ。極短パルスレーザー（パルス幅 10 フェムト秒程度）を使うことによって、このレーザー X 線は、極短パルス X 線という際だった特徴を持つことになり、多くの応用に適応されうる可能性を秘めている。我々は、このレーザー X 線に着目しその特性と応用について調べた。

2. ラーマー放射

まず、単色直線偏光平面波の相対論的電磁場が x 方向に伝播していく状況を考える。電場を z 方向にとり、 $\mathbf{E} = E_0 f(\xi) \cos \xi \mathbf{e}_z$ と定義しておく。このとき、 $\xi \equiv \omega_L t - 2\pi x / \lambda_L$ であり、 f と \mathbf{e}_z は、レーザーパルスの時間形状と z 方向の単位ベクトルである。ラーマー放射光の性質を評価するために、この電磁場下での電子の運動を調べる。 y, z 方向の正準運動量が保存されるので、電子の運動は、ハミルトン方程式 $dP_x/dt = -\partial H/\partial x, dP_y/dt = 0, dP_z/dt = 0$ で記述される。このとき、 P 、 H は正準運動量とハミルトニアン $H = \sqrt{1 + (P_x/mc)^2 + a_0^2 f^2(\xi) \sin^2(\xi)}$ である。レーザーパルスがゆっくりと立ち上がる時、すなわち $f^2(\xi)$ が ξ に対して $\sin^2(\xi)$ よりゆっくりと変化する時、 $f^2(-\infty) \rightarrow 0$ とみなせる。このとき、ハミルトン方程式の両辺に $\gamma(1 - \beta_x) dt$ を乗じて積分すると、次のように近似できる[付録参照]。

$$\int_0^{P_x} \gamma(1 - \beta_x) dP_x \approx \frac{a_0^2}{2} f^2(\xi) \sin^2(\xi). \quad (2.1)$$

最初に電子が静止しているとき、式(2.1)の積分核は $\gamma(1 - \beta_x) \sim 1$ となり、レーザー伝播方向(x)の最大の運動量は $a_0^2 m_e c / 2$ となる。ここで、 γ は電子のローレンツ因子である。衝突や放射過程を無視すれば、1 周期で平均して電子が静止しているような慣性系において、電子の軌道は閉じた 8 の字を形成する[9]。実際、この系は実験室系ではないのであるが、その事実はよく間違って理解されている。（電子が実験室系で 8 の字を形成するように運動していると誤解している場合が多い）

Fig. 1 に示したものは、直線偏光、 $a_0 = 10$ 、全半値幅 20 フェムト秒のレーザーでの電子の運動量の時間変化である。細い実線、太い実線、破線は、それぞれ x, y, z 方向の運動量を示している。図を見ると、電子は、レーザー偏光方向の振動に比べて、レーザー伝播方向の運動量を多く獲得していることがわかる。また、レーザー伝播方向の運動量は、必ず正でレーザー偏光方向の振動の半分の周期で振動していることがわかる。この相対論的運動において、特徴的な量としていくつか記しておく。

$$\frac{z_0}{\lambda_L} = \frac{a_0}{2\pi}, \quad \frac{v_{xd}}{c} = \frac{1}{1 + 4a_0^{-2}}, \quad \gamma = 1 + \frac{a_0^2}{2} \quad \text{and} \quad T = 1 + \frac{a_0^2}{4} T_{a_0=0}. \quad (2.2)$$

ここで、 z_0 は偏光方向の電子振動の長さ、 v_{xd} はレーザー進行方向の最大ドリフト

速度、 γ は最大のローレンツ因子、Tは8の字運動の周期である。

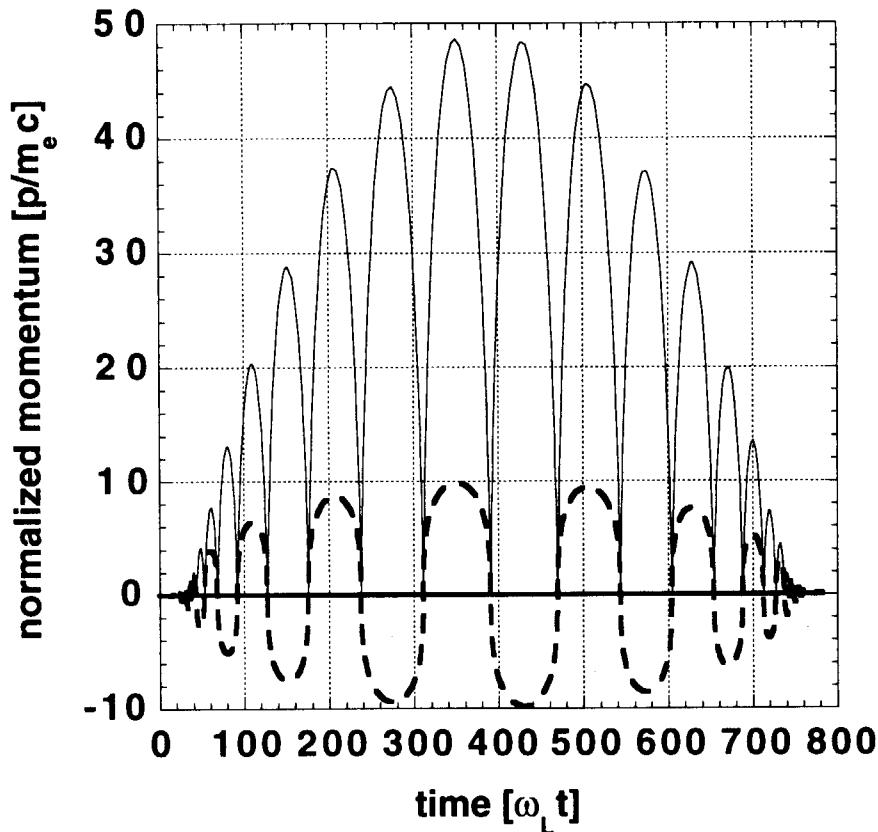


Fig.1 Time variation of momentum for a single particle under the short pulse intense linearly polarized laser. The intensity and pulse duration are set to be $a_0=10$ and FWHM 20 fs. Thin, bold solid and bold broken lines represent momentum of x, y, and z components, respectively.

ドリフト速度は、 $a_0 \gg 1$ で光速に極めて近づく。例えば、ドリフト速度とローレンツ因子は、 $a_0=10$ の場合で $v_{xd} = 0.96c$ と $\gamma = 26$ となる。

一方、同じ条件での円偏光のレーザーの場合は、式(2.1)の右辺の $\sin^2(\xi)$ が定数 1 に置き換わるため、レーザー進行方向の電子の運動は Fig.2 にあるように滑らかなヘリカル軌道を描く。このとき、レーザー進行方向への電子のドリフトは、レーザーパルスの立ち上がりの効果を無視すると一定のままであり、直線偏光の場合と比べて対照的である。また、レーザーの偏光方向の回転に応じて、y, z 方向の

運動量が位相を $\pi/2$ ずらして回転しながら増大していく。

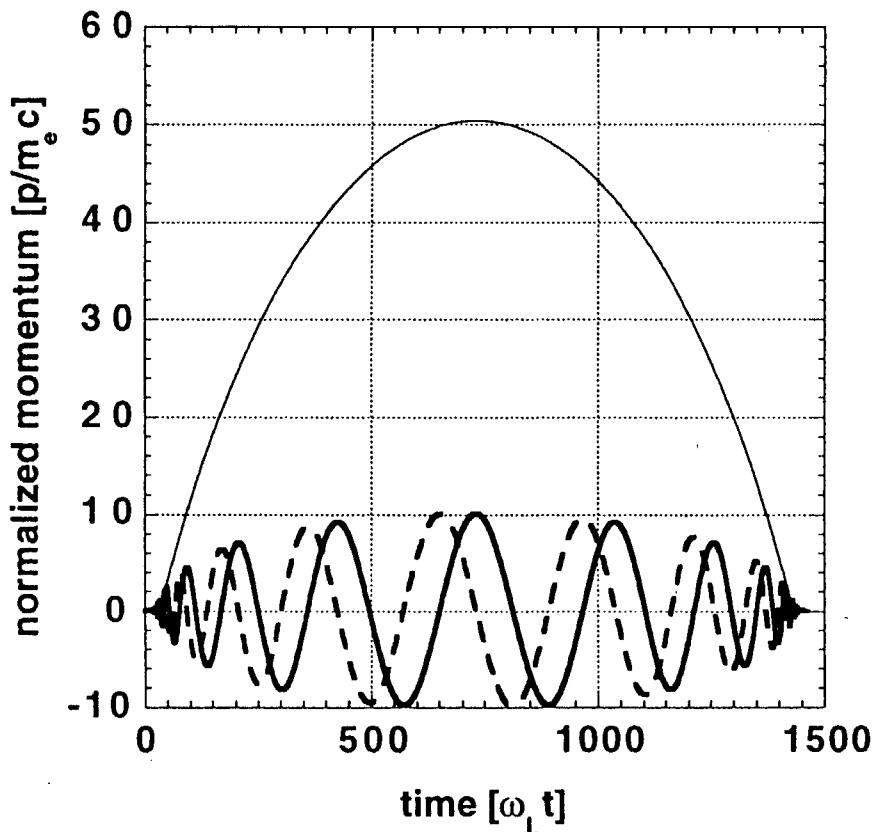


Fig.2 Time variation of momentum for a single particle under the short pulse intense circularly polarized laser with the same condition as in Fig. 1.

一般に加速度運動する電子は、電磁場を放射する。この現象は、アンテナなどで電波を放出する原理と基本的には同じであり、この電磁場放射をラーマー放射と呼ぶ。電子振動が緩やかなときは、放出される光は、電子振動の振動数と同じ振動数である。しかし、電子の加速度が大きくなるにつれてより強い放射パワーになり、より高い振動数の光を放出するようになる。相対論的な電子運動に一般化されたラーマー放射の放射パワーは次の式で評価できる。

$$P = \frac{2r_c^2 c}{3} \gamma^2 [(\mathbf{E} + \beta \times \mathbf{B})^2 - (\mathbf{E} \cdot \beta)^2] = \frac{2m_e c r_c \omega_L^2}{3} \gamma^2 a_0^2 [(\tilde{\mathbf{E}} + \beta \times \tilde{\mathbf{B}})^2 - (\tilde{\mathbf{E}} \cdot \beta)^2]. \quad (2.3)$$

ここで、 r_c は電子の古典半径、 β は光速で規格化された電子速度である。文字の上のティルダは、その変数自身の最大値 E_0, B_0 で規格化されていることを示す。直線偏光、もしくは、円偏光の電磁場と 1 つの電子が相互作用したときの放射パワーの時間変化を Fig.3 に示す。細い実線、太い実線は、それぞれ直線偏光、円偏光の場合に対応する。

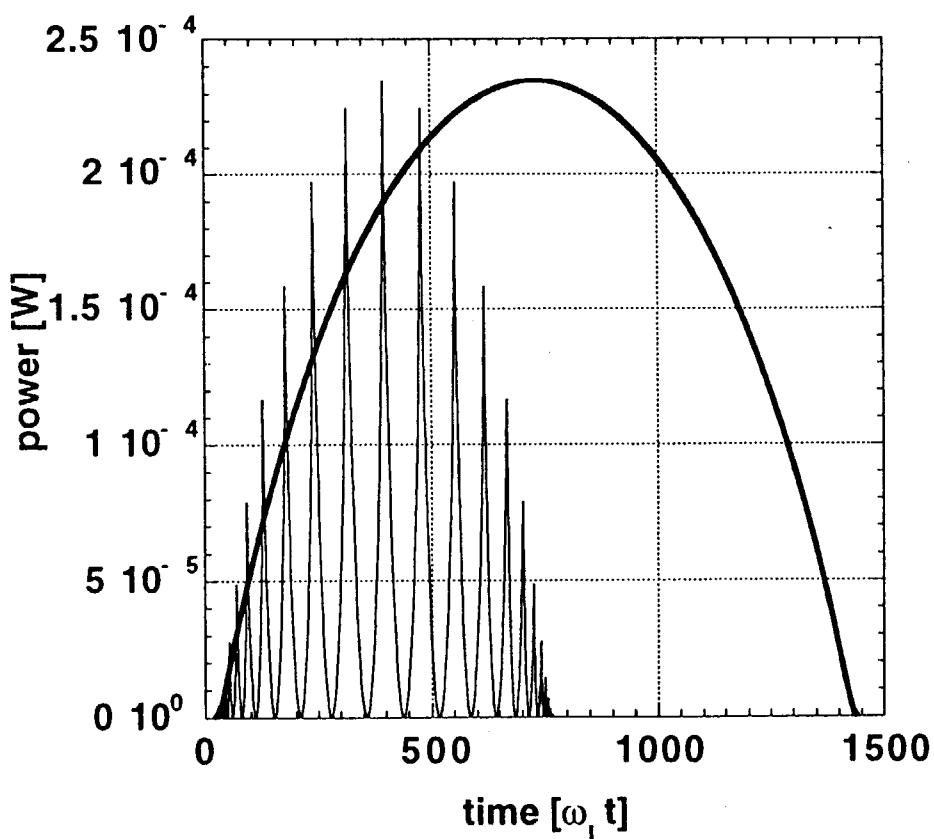


Fig.3 Time variation of Larmor radiation power for a single particle. Thin and bold solid lines represent the cases of linear and circular polarizations.

直線偏光の場合、レーザーの半周期で放射パワーは大きく振動し、円偏光の場合、振動を伴わずレーザーパワーの変化と併に連続的に変化していく。ドリフト速度が最大の時に放射パワーは最小となり、止まっているときに最大となる。また、レーザー周期で平均した放射パワーは、式(2.4)の通りである。

$$P_{\text{Li}} [\text{W}] = 4.6 \times 10^{-7} a_0^2 \frac{a_0^2 + 8}{a_0^2 + 4} \left(\frac{1 \mu\text{m}}{\lambda_L} \right)^2 \quad \text{for linear polarization,} \quad (2.4)$$

$$P_{\text{Lc}} [\text{W}] = 1.8 \times 10^{-6} a_0^2 \frac{(a_0^2 + 1)^2 + 1}{(a_0^2 + 2)^2} \left(\frac{1 \mu\text{m}}{\lambda_L} \right)^2 \quad \text{for circular polarization.}$$

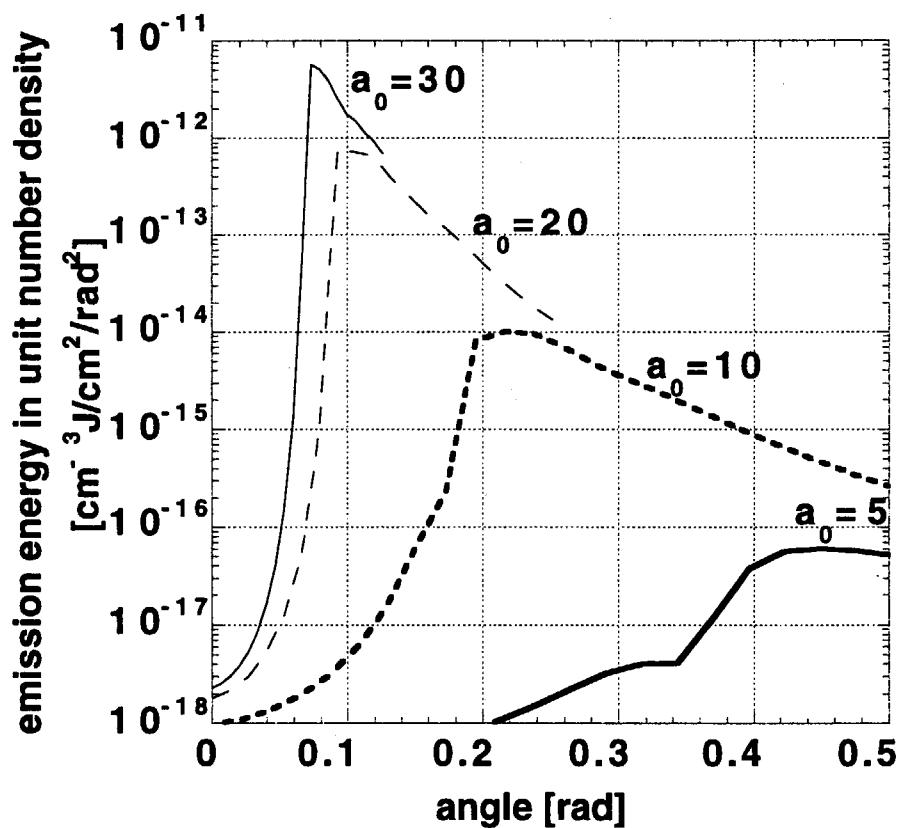


Fig.4 Angular distribution of Larmor radiation for a single particle motion. Thin solid, broken and bold solid, broken lines correspond to $a_0=30, 20, 10$ and 5 , respectively.

角度スペクトル分布は、リエナード・ウェイチエルトポテンシャルをフーリエ変換することで計算できる[10]。このとき、放射パワーはローレンツ普遍であるが、Fig.4 の角度スペクトル分布は普遍でないことに注意しなければならない。Fig.4 は、ラーマー放射の電子の運動平面内の角度分布である。 θ は、レーザー進行方向からの角度である。レーザー強度が強くなると、 $\theta = 2/a_0$ の角度にピークを持ち、レーザー強度が大きくなるとともに前方へ集中していく。放射光の前方への集中は、電子がほとんど光速でレーザー伝播方向へドリフト運動していることが原因である。

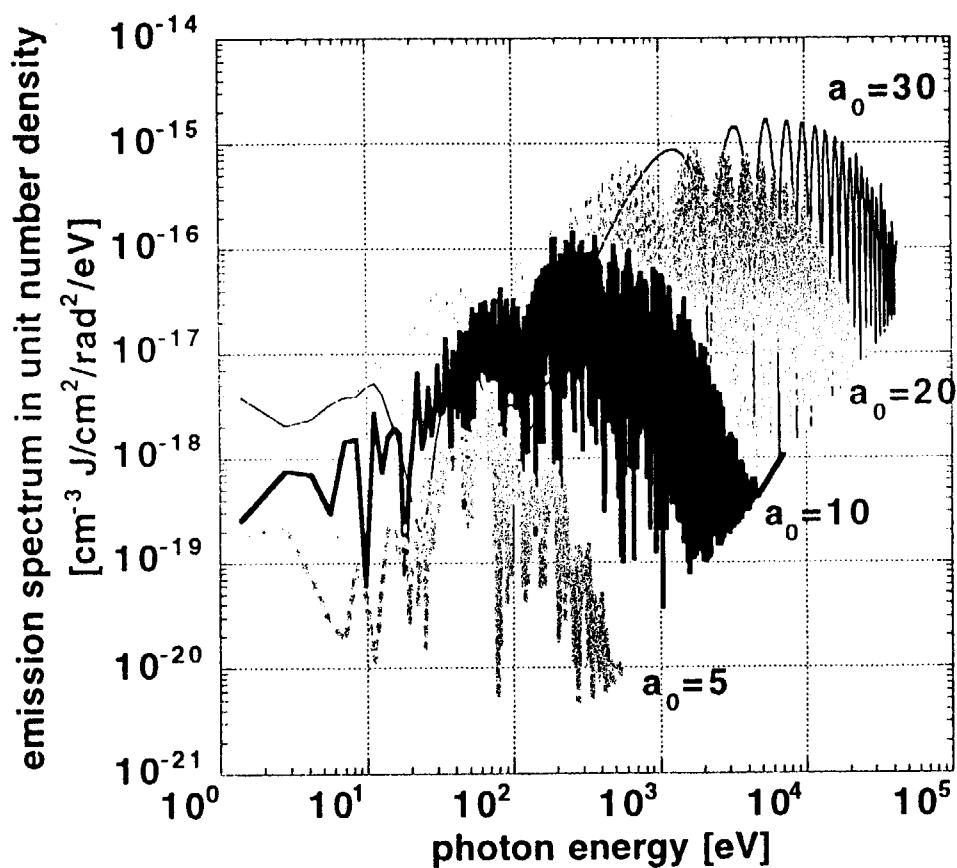


Fig.5 Spectrum of Larmor radiation for a single particle motion in the direction of maximum emission in Fig.4. Thin solid and gray broken lines correspond to $a_0=30$ and 20, respectively. Bold solid and gray broken lines correspond to $a_0=10$ and 5, respectively.

そして、この角度は電場方向の最大運動量 $a_0 m_e c$ とレーザー進行方向の最大運動量 $a_0^2 m_e c / 2$ の比によって決まっている。また、運動平面と垂直の角度分布は、運動平面からおよそ $\delta\theta \approx 4/a_0^2$ の広がりをもっている。

Fig.5 は、最大放射強度を持つ方向 $\theta = 2/a_0$ でのスペクトル強度である。細い実線、破線は $a_0=30$ と 20 に対応し、太い実線、破線は、 $a_0=10$ と 5 のスペクトルに対応する。この図から、最大強度付近の放射スペクトル強度は、 a_0^3 に比例して、光子のエネルギーは a_0^3 に比例して大きくなっていくことがわかる。スペクトルの形状は、低エネルギー側は光子エネルギーに比例して大きくなり、高エネルギー側は、指数関数的に小さくなしていくことがわかる。また、 $a_0 > 5$ の領域では、低エネルギー側の強度がレーザー強度に関係なくほとんど一定である。

レーザーの集光径はレーザーの伝播に伴い変化していくので、実効的なレーザーの伝播距離、すなわち、電子との相互作用距離は有限となる。Fig.6 は、ラーマー放射の観測系を模式的に描いたものである。

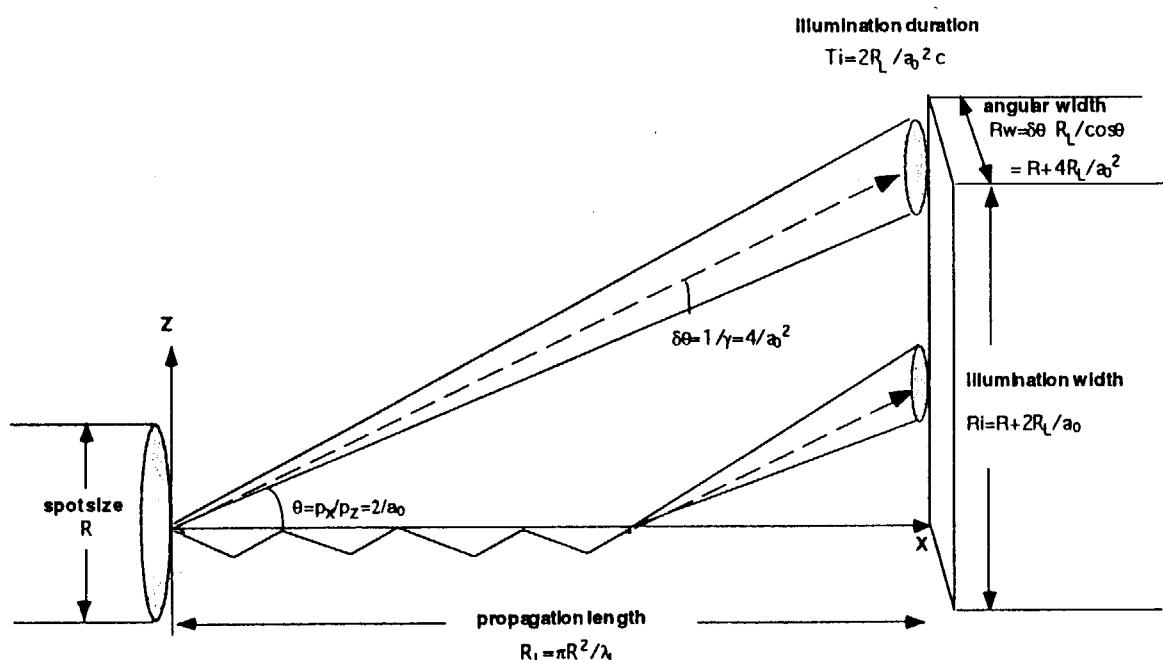


Fig.6 Illustration of geometry for laser and Larmor radiation.

実際のレーザーにおいて伝播距離は、その集光系に依存するため、レーザーの伝播距離を Rayleigh 長程度 $R_L \sim \pi R_s^2 / \lambda_L$ と仮定しておく。(入射レーザー径を R_s とする) また、放射光は $4/a_0^2$ の角度広がりをもつので、磁場方向と電場方向の放射光の観測地点での集光径は、それぞれ $R_s(1+4\pi R_s/\lambda_L a_0^2)$ と $R_s(1+2\pi R_s/\lambda_L a_0)$ と見積もることができる。電子が前方へほとんど光速でドリフトしていくため、発生する X 線は次々と圧縮されていく。したがって、観測される X 線発光時間は実際にレーザーが伝播する時間よりも短く、レーザーパルスの時間幅と同程度である。放射された光の干渉効果を無視して単に電子の数だけ足しあわせると、X 線の発光強度は、次のように見積もることができる。

$$I_L [W/cm^2] \equiv 10^{11} a_0^2 \frac{a_0^2 + 8}{a_0^2 + 4} \left(\frac{1 \mu\text{m}}{\lambda_L} \right) \left(\frac{n_{e0}}{10^{21} \text{cm}^{-3}} \right) \\ \times \left(\frac{R_s}{1 \mu\text{m}} \right)^2 \left(\frac{1}{(1+4\pi R_s/\lambda_L a_0^2)(1+2\pi R_s/\lambda_L a_0)} \right) \quad (2.5)$$

以上のこと考慮すると、例えば、100TW レーザーを用いて、 $a_0=10$, $\lambda_L=0.88\text{mm}$, $n_e=10^{21}\text{cm}^{-3}$, $R_s=6\mu\text{m}$ $R_L=64\mu\text{m}$ に設定した場合、1keV 程度の X 線で $10^{13.5} W/cm^2$ の発光強度が得られる。1PW レーザーを使えば、 $a_0=22$, $\lambda_L=0.88\text{mm}$, $n_e=10^{21}\text{cm}^{-3}$, $R_s=8.5\mu\text{m}$ $R_L=129\mu\text{m}$ に設定した場合、10keV 程度の X 線で $10^{15.5} W/cm^2$ の発光強度が得られる。

3. 制動放射

電子がイオンと衝突したとき、ラーマー放射とは異なる過程で光を発生する。この過程は制動放射と呼ばれ、電子がイオンからのクーロン力により加速されることが原因である。電子とイオンの相対速度が非相対論的な領域において、放射パワーは電子-イオン衝突時におけるクーロン力の時間変化を式(2.2)に代入することで求めることができる。衝突において電子の軌道がさほど変化しなく、直線とみなすことができるという近似（弾道近似）を用いると、放射パワーは a_0 に比例することが簡単に見いだすことができる。しかし、この式(2.2)は、電子とイオンの衝突が準古典的に扱える所までしか適用できない。電子の運動が相対論的な場合、量子効果を考慮して、すなわち、コンプトン散乱の逆過程として制動放射を取り扱わなければならなくなる。ボルン近似を用いた場合、放射パワーの時間変化は Fig.7 のようになる。細い実線と太い実線は、直線偏光と円偏光の場合の放射パワーである。ドリフト速度が最大の時に放射パワーは最大となり、止まっているときに最小となる。この結果は、ラーマー放射と全く反対である。制動放射パワー P_B は、レーザー周期で平均すると次のようになる。

$$P_B [W] = 3.24 \times 10^{-8} a_0 \left(0.6 a_0^{3/2} + 1 \right) \left(\frac{1 \mu\text{m}}{\lambda_L} \right)^2 \left(\frac{Z}{10} \right)^2 \left(\frac{n_i}{10^{20} \text{ cm}^{-3}} \right). \quad (3.1)$$

ここで、 Z 、 n_i は、イオンの電荷数と数密度である。放射光の角度分布は、Fig.4 のラーマー放射のものと類似していて、 $\theta \approx 2/a_0$ にピークを持つ。また、Fig.8 に示すように、放射光の発光強度は $a_0^{6.5}$ に比例し、光子のエネルギーは a_0^2 に比例する。放射される光子のエネルギーは MeV を越え、その強度はエネルギーの逆数の対数に比例している。ラーマー放射と同様に放射光の干渉効果を無視すると、X 線の発光強度は、次のような。

$$I_B [W/cm^2] \cong 3.24 \times 10^{10} a_0 \left(0.6 a_0^{3/2} + 1 \right) \left(\frac{1 \mu\text{m}}{\lambda_L} \right)^2 \left(\frac{Z}{10} \right)^2 \left(\frac{n_i}{10^{20} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{n_{e0}}{10^{21} \text{ cm}^{-3}} \right) \\ \times \left(\frac{R_s}{1 \mu\text{m}} \right)^2 \left(\frac{1}{(1 + 4\pi R_s / \lambda_L a_0^2)(1 + 2\pi R_s / \lambda_L a_0)} \right). \quad (3.2)$$

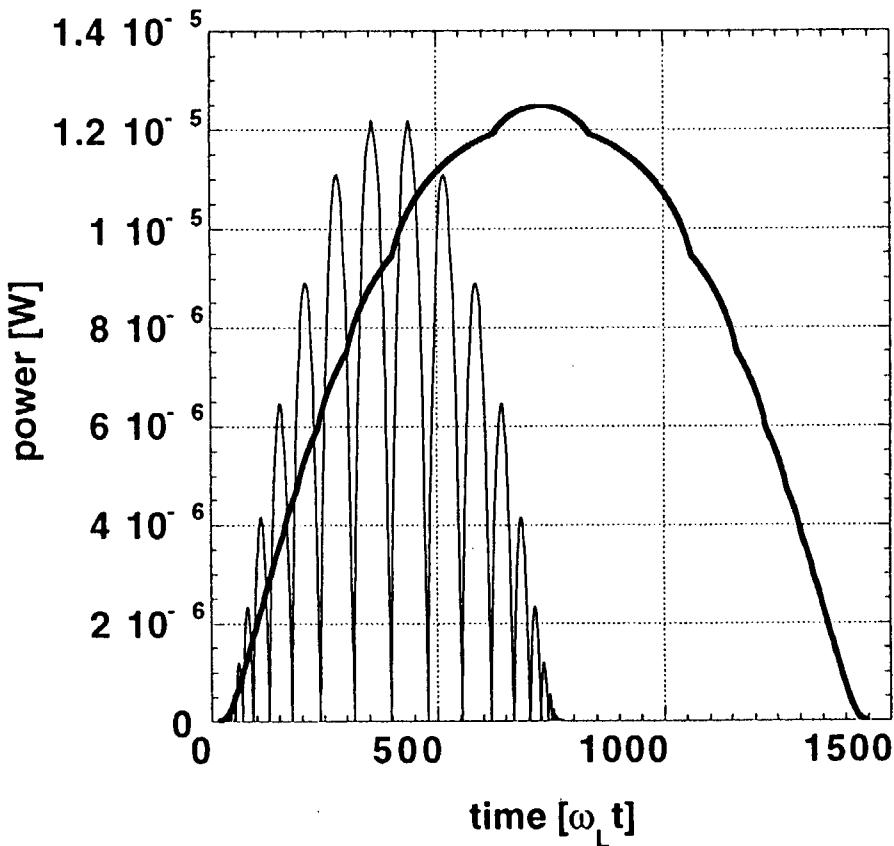


Fig.7 Time variation of Bremsstrahlung emission power by a single electron motion.
Thin and bold solid lines represent the cases of linear and circular polarizations.

例えば、100TW レーザーを用いて、 $a_0=10$, $Z=10$, $n_e=10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $R_s=6 \mu\text{m}$ $R_L=64 \mu\text{m}$ に設定した場合、25MeV 程度の X 線で $10^{11.5} \text{ W/cm}^2$ の発光強度が得られる。1PW レーザーを使えば、 $a_0=22$, $R_s=8.5 \mu\text{m}$ $R_L=129 \mu\text{m}$ に設定した場合、10 MeV 程度の X 線で $10^{13.5} \text{ W/cm}^2$ の発光強度が得られる。

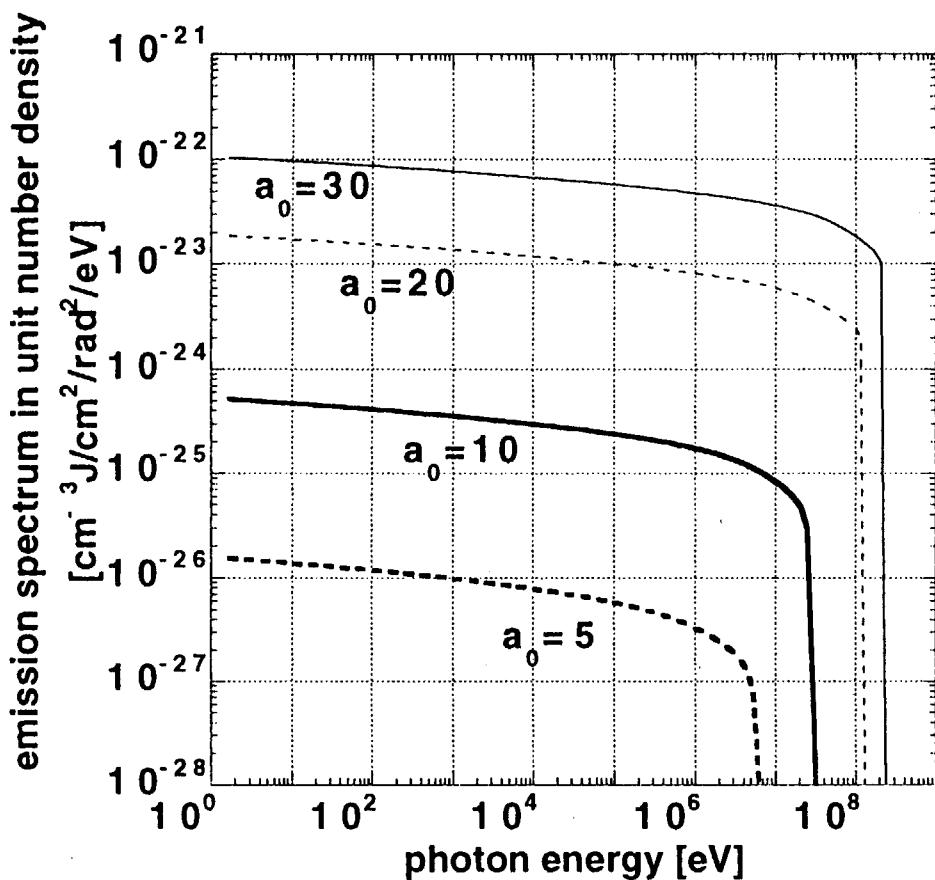


Fig. 8 Spectrum of Bremsstrahlung emission by a single electron motion in the direction of maximum emission. Thin solid, broken and bold solid, broken lines correspond to $a_0=30, 20, 10$ and 5 , respectively.

4. プラズマ効果

前章までは、単一電子の運動から放射光の特徴を評価したが、実際には多数の電子が運動に関与し、自らの運動で生じた場を含めた自己無撞着場を形成し、その場に従って電子の運動が決定する。前述の通り、電子は前方へのドリフトするのでレーザーの先端に大きな電子の壁を作り、非常に大きな静電場を誘導する。この静電場は、レーザーによる電子の前方への加速力を打ち消す効果をもつため、その大きさを評価しておく必要がある。誘導場を無視した場合、1次元連続方程式を解くと、 $n_e(x) = n_{e0} / (1 - \beta_x(x))$ となるような電子密度揺動が8の字運動によつて形成されることが導かれる。このとき、 n_{e0} は初期の電子数密度である。この電子揺動から誘導される静電場は次のようになる。

$$E_s(x) = -4\pi n_{e0} e \int_0^x \frac{\beta_x(x)}{1 - \beta_x(x)} dx = -4\pi n_{e0} e \int_0^t \beta_x(x) dt. \quad (4.1)$$

1波長のみの直線偏光の平面波電磁場下での単一電子の運動を仮定すると、 $a_0 \gg 1$ の場合、静電場 eE_s とドリフトを駆動する力 $-v_z \times eB_y$ は次のように見積もられる。

$$\begin{aligned} \frac{eE_s}{mc\omega_L} &\cong \left(\frac{\omega_p}{\omega_L} \right)^2 \left\{ \omega_L t - \frac{1 + a_0^2/4}{\sqrt{1 + a_0^2/2}} \operatorname{Arctan} \left(\sqrt{1 + a_0^2/2} \tan \frac{\omega_L t}{1 + a_0^2/4} \right) \right\} \approx \frac{n_e}{n_{cr}} \omega_L t, \\ \frac{-v_z \times eB_y}{mc\omega_L} &\cong \frac{a_0^3 \sin^3 \frac{2\omega_L t}{1 + a_0^2/4}}{2 + a_0^2 \sin^2 \frac{\omega_L t}{1 + a_0^2/4}} \approx a_0. \end{aligned} \quad (4.2)$$

2章で評価した電子の運動とほとんど同じである、つまり、2章のラーマー放射や3章の制動放射の評価が適応できるためには、静電場の大きさがレーザーの駆動力より十分小さくなければならない、すなわち、 $|eE_s| \ll |-v_z \times eB_y|$ を満たさなければならぬ。結果として、初期の電子数密度は n_{cr}/a_0 より十分小さくしておく必要がある。この条件は、レーザーを大きく変調させない条件 $\epsilon < 1$ ($n_e < 2(\gamma - 1)n_{cr}/a_0^2$) より厳しいものであり、実質的にプラズマを十分希薄であるとみなせる電子密度は、この条件により決定される。また、長いパルス幅のレーザーの場合、静電場はパルス幅に比例して大きくなるため、できる限り短パルスのレーザーを用いる

方がよいことも注目すべき結論である。

Fig.9 は、1次元 Particle-In-Cell (PIC) シミュレーションで $n_{e0} \ll n_{cr}/a_0$ のプラズマ密度で計算したテスト電子の 8 の字運動の軌道である。

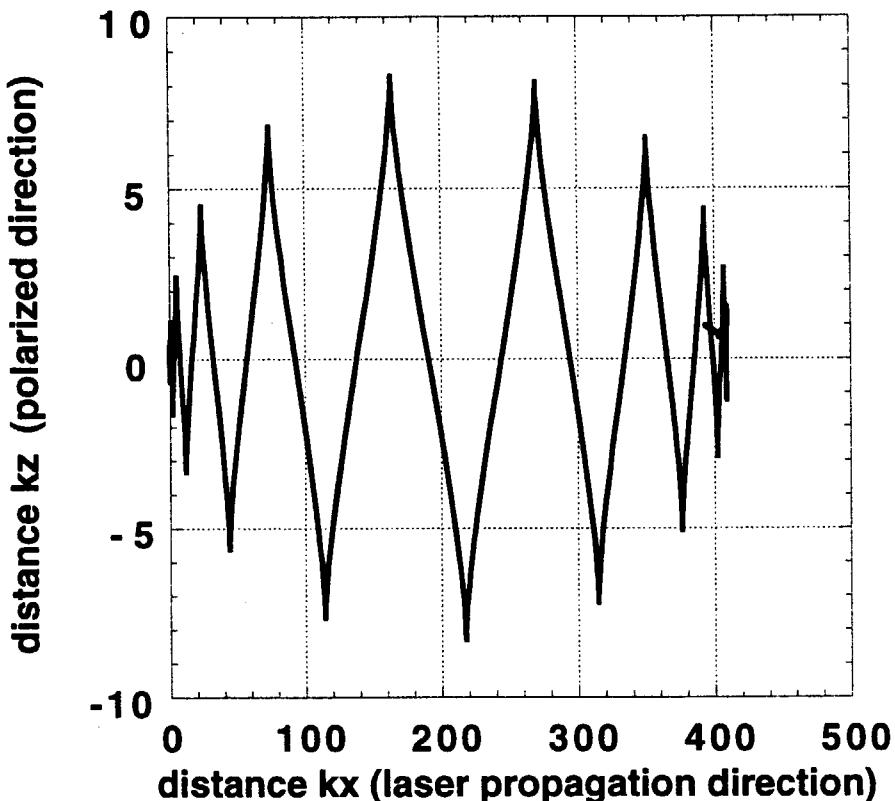


Fig.9 Trajectory of a test particle in our PIC simulation of a dilute plasma ($n_{e0} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) under a intense laser field of $a_0=10$ and FWHM 20 fs.

この場合、無次元量 ε が 1 より十分小さいので、ラーマー放射に影響が出るほどのレーザー変調はほとんど起こらない。たしかに、 $n_e \ll n_{cr}/a_0$ の範囲では、式(4.2)で見積もることができる静電場を考慮した単一電子軌道は、PIC シミュレーションのテスト電子の軌道ほとんど変わらない。しかし、電子密度が大きい $n_{e0} \geq n_{cr}/a_0$ 場合、8 の字運動は崩壊して Fig.10 にあるように電子は、前面に形成した密度の壁による静電場のせいで電子は前方へほとんど加速せずに、電場方向に振動する

のが主になってくる。

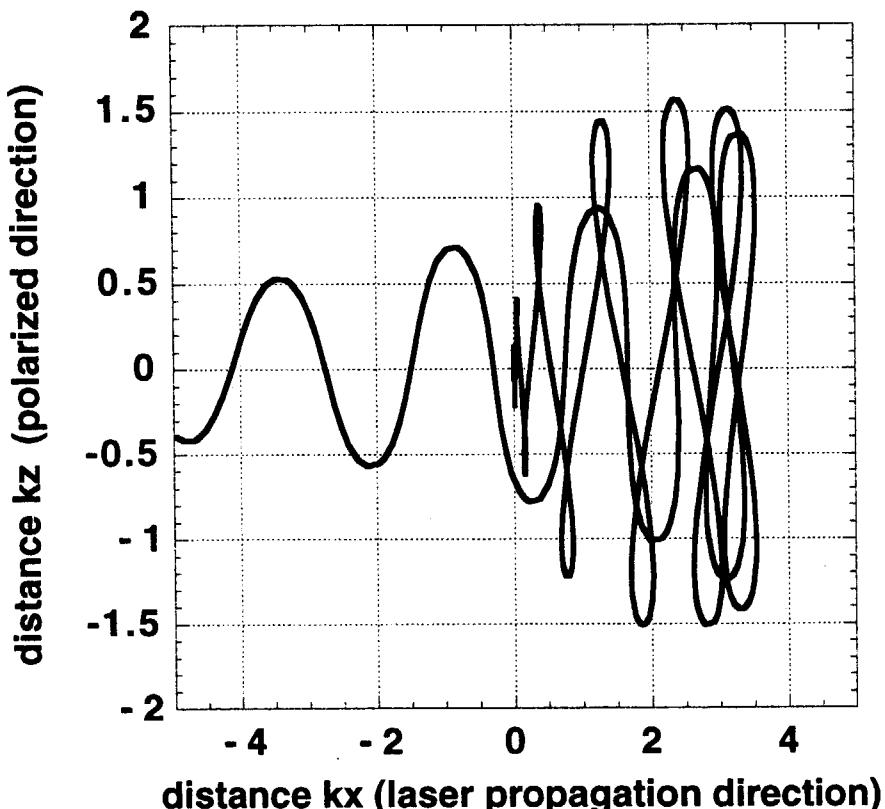


Fig.10 Trajectory of a test particle in our PIC simulation of a dense plasma ($n_{e0} = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) under the same field as in Fig. 9.

したがって、電子が前方へ加速されないのでその放射光に対してドップラー効果が効かずラーマー放射や制動放射の光子エネルギーと放射パワーは非常に小さくなる。また、レーザーパルスのピークを過ぎると蓄積された静電場により電子は後方に散乱される。その結果、 $n_{e0} \geq n_{cr}/a_0$ の場合の放射強度は、ラーマー放射と制動放射では全く異なる様相を示す。Fig.11 は、 $n_{e0} \geq n_{cr}/a_0$ と $n_{e0} \ll n_{cr}/a_0$ の場合の 1 つの電子当たりのラーマー放射のパワーの角度依存性を示したものである。

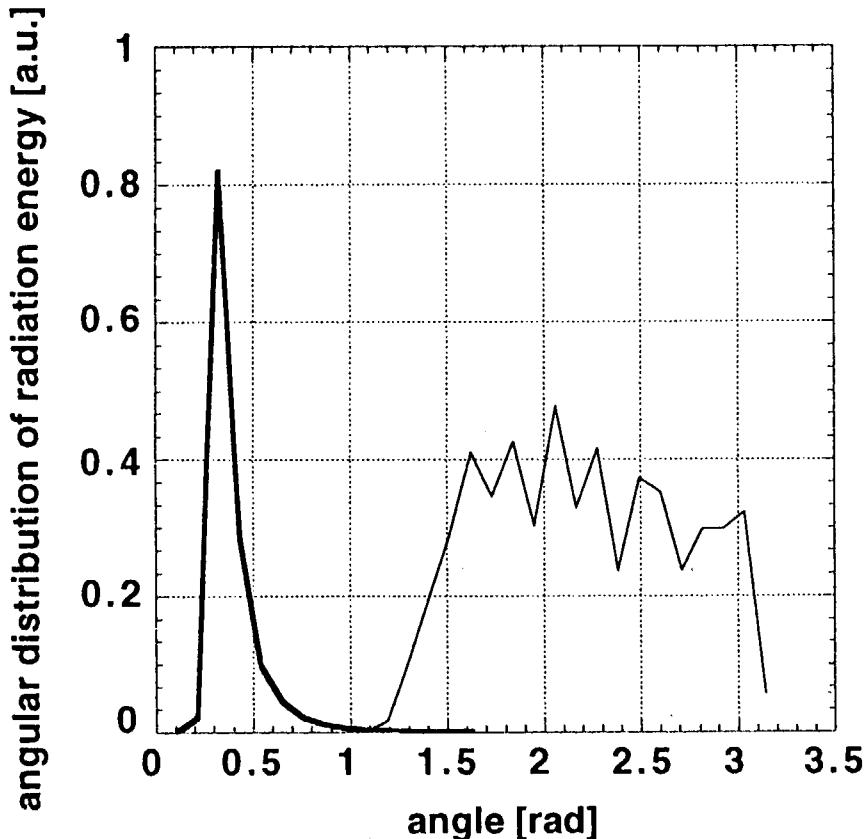


Fig.11 Angular distribution of Larmor radiation for a test particle under a laser field of $a_0=10$. Bold and thin solid lines correspond to the cases of dilute and dense plasma PIC simulations.

$n_{e0} \geq n_{cr}/a_0$ の場合、前方放射は電子が前方へ加速されないので減少しているが、後方放射は大きくなっている。この現象は制動放射では、見られないものである。この後方放射の増大は、ラーマー放射の基礎式に戻れば簡単に説明できる。式(2.3)の項 $(\tilde{\mathbf{E}} + \beta \times \tilde{\mathbf{B}})^2 - (\tilde{\mathbf{E}} \cdot \beta)^2$ は、 β がレーザー進行方向で 1 に近いとき、すなわち、 $n_{e0} \ll n_{cr}/a_0$ の場合は、 $(\tilde{\mathbf{E}} + \beta \times \tilde{\mathbf{B}})^2 - (\tilde{\mathbf{E}} \cdot \beta)^2 \sim \gamma^{-2}$ となるが、 β がレーザー進行反対方向のとき、 $(\tilde{\mathbf{E}} + \beta \times \tilde{\mathbf{B}})^2 - (\tilde{\mathbf{E}} \cdot \beta)^2 \sim 1$ となる。つまり、電子とレーザーが反対方向に運動しているときラーマー放射のパワーは非常に大きくなるのである。しかし

ながら、後方散乱される電子は、Fig.10 を見てわかるように滑らかに蛇行しながら運動するため非線形度が小さく、パワーは大きくとも高エネルギー光子の発生は抑制される。このようなプラズマ効果を考慮すると、もっとも効率的に放射光を発生させるためには、初期電子密度を $n_{e0} \approx \text{safety factor} \times n_{cr} / a_0$ と調整すべきである。その結果、ラーマー放射と制動放射の発光強度は次のように評価できる。例えば、100TW レーザーを用いて、 $a_0=10$, $Z=10$, $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $R_s = 6 \mu\text{m}$ $R_L = 64 \mu\text{m}$ に設定した場合、ラーマー放射で 1keV 程度の X 線 $10^{11.5} \text{ W/cm}^2$ 、制動放射で 25MeV 程度の γ 線 $10^{7.5} \text{ W/cm}^2$ の発光強度が得られる。1PW レーザーを使えば、 $a_0=22$, $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $R_s = 8.5 \mu\text{m}$ $R_L = 129 \mu\text{m}$ に設定した場合、ラーマー放射で 10keV 程度の X 線で $10^{12.5} \text{ W/cm}^2$ 、制動放射で 100MeV 程度の γ 線 $10^{9.5} \text{ W/cm}^2$ の発光強度が得られる。

5. 増幅ラーマー放射

高強度レーザーにより発生するラーマーX線放射は、十分強い強度、前方への高い指向性、発光の短時間性を持つことが前章までの議論で明らかにした。この章では、前章までの議論を基にして、ラーマー放射をより増幅する方法をいくつか提案する。

最初に提案する方法は、集光しているレーザーを使ってラーマー放射をレーザーの焦点に集めるという方法である。この方法は、制動放射光の増幅にもそのまま適用できる。Fig.12は、この集光増幅法を模式的に表したものである。この方法の場合、集光レーザーの伝播距離を Rayleigh 長の半分程度 $R_L \sim \pi R_s^2 / 2\lambda_L$ と考えることができる。

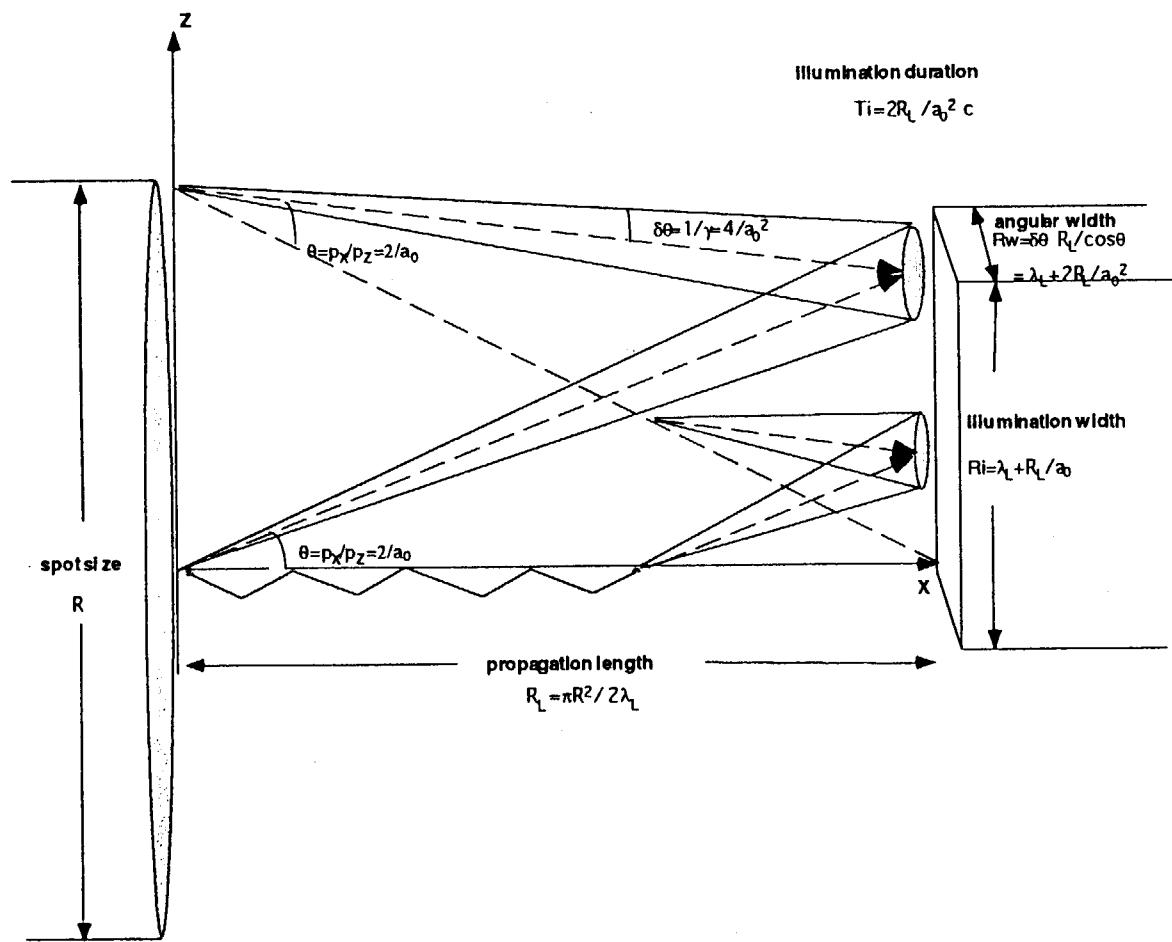


Fig.12 Illustration of geometry for laser and Larmor radiation in the focused laser method.

電場方向の X 線発光径と磁場方向の発光径は、それぞれ $\pi R_s^2 / \lambda_L a_0$ 、 $2\pi R_s^2 / \lambda_L a_0^2$ と見積もることができる。この方法によって、放射光の強度は $(\lambda_L a_0 + 2\pi R_s)(\lambda_L a_0^2 + 4\pi R_s) / 2\pi^2 R_s^2$ 倍に増幅されることになる。その結果、ラーマー放射と制動放射の発光強度は次のように評価できる。例えば、100TW レーザーを用いて、 $a_0 = 10$, $Z = 10$, $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $R_s = 6 \mu\text{m}$ $R_L = 64 \mu\text{m}$ に設定した場合、ラーマー放射で 1keV 程度の X 線 $10^{12.5} \text{ W/cm}^2$ 、制動放射で 25MeV 程度の γ 線 $10^{8.5} \text{ W/cm}^2$ の発光強度が得られる。1PW レーザーを使えば、 $a_0 = 22$, $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $R_s = 8.5 \mu\text{m}$ $R_L = 129 \mu\text{m}$ に設定した場合、ラーマー放射で 10keV 程度の X 線で $10^{13.5} \text{ W/cm}^2$ 、制動放射で 100MeV 程度の γ 線 $10^{10.5} \text{ W/cm}^2$ の発光強度が得られる。

上記の方法を含め、今まで説明した方法は、レーザーからラーマー放射が非常に多量に発生するが、そのエネルギー変換は未だ効率的でない。その理由は、前章で説明したように式(2.3)の $(\tilde{\mathbf{E}} + \beta \times \tilde{\mathbf{B}})^2 - (\tilde{\mathbf{E}} \cdot \beta)^2$ の項が γ^{-2} となるため、X 線のパワーが単に a_0^2 だけにしか比例しないからである。前章の最後に説明したように、もし、電子の速度方向がレーザー進行方向と反対であれば、 $(\tilde{\mathbf{E}} + \beta \times \tilde{\mathbf{B}})^2 - (\tilde{\mathbf{E}} \cdot \beta)^2$ の項は 1 程度となるため放射強度は $P \propto \gamma^2 a_0^2$ へ上昇し、光子のエネルギーも $\omega \sim \gamma^2 a_0 \omega_L$ となる。この増幅原理は、上記の議論からわかるように集光増幅法とは異なり、ラーマー放射のときのみ有効である。この増幅方法を実現するには、レーザーと対向方向から電子ビームを線形加速器などで入射すればよいが、その場合、高電流密度化が大きな壁となる。すなわち、通常の Mev オーダーの電子加速器で得られる電子ビームの電流密度は、たかだか、 10^5 A/cm^2 程度であり、プラズマ中に流れる電流密度と比べるとはるかに小さいのである。

そこで、我々はレーザーが伝播できる希薄なプラズマ中に薄いフィルムを挿入したターゲットを設け、それに向けて 2 つの短パルス高強度レーザーを対向衝突させるシステムを提案する。このシステムでは、一方のレーザーが電子をバンチして加速する役割を果たし、もう一方のレーザーは加速電子に対するアンジュレーターの役割をつとめる。この手法は、大きく分けて 3 つの段階から成っている。まず、最初に希薄プラズマ中に強度 a'_0 のレーザーを伝播させることで電子をかき集めながら、相対論的なエネルギー ($\gamma = 1 + a'_0^2 / 2$) まで加速させる。このとき、電子は、数密度が約 γ 倍になるまでバンチされる。次に、加速された電子群と 1 本目のレーザーがプラズマ中を伝播し、固体の薄膜と相互作用する。この薄膜の厚さは、レーザーが透過しないような厚さ $a'_0 \cdot (\omega_L / \omega_p)^2 \lambda_L / \pi$ (サブミクロンのオーダー以上) に設定しておかなければならない。また、バンチされた Mev オーダーのエネルギーを持つ加速電子の飛程は 1mm 以上なので、電子はこの薄膜を問題なく透

過できる。最後に、薄膜を透過してきた電子群と2本目のアンジュレーター用レーザーとを正面衝突させることで、レーザーパルスと同程度のパルス幅の増幅ラーマー放射を得ることができる。このラーマー放射の増幅方法において、2本目のレーザーの強度を a_0 とすれば、放射パワーと光子エネルギーの最大値は次のようになる。

$$P \propto \gamma^2 a_0^2 \sim a_0'^4 a_0^2 \omega_L / 4, \quad (\omega \sim \gamma^2 a_0 \omega_L \sim a_0'^4 a_0 \omega_L / 4). \quad (5.1)$$

アンジュレーター用のレーザーを a_0 とすると、光子の最大エネルギーが ϵ_e eV となるようなレーザー強度は次のようにして決定できる。

$$a_0' = \sqrt[4]{\frac{10 a_0 \epsilon_e}{3} \left(\frac{\lambda_L}{1 \mu m} \right)}. \quad (5.2)$$

効率的に電子を $\gamma = 1 + a_0'^2 / 2$ まで加速するために、レーザーの伝播距離は R_{La} 、レーザーの集光径 R_{sa} は次のように決められる。

$$R_{La} = \left(1 + \frac{a_0'^2}{4} \right) \lambda_L = \frac{\pi R_{sa}^2}{\lambda_L}, \quad R_{sa} = \sqrt{\frac{1 + a_0'^2 / 4}{\pi}} \lambda_L. \quad (5.3)$$

そのとき必要なレーザーパワーは、 $P [TW] = 2.8 \times 10^{-2} (a_0'^2 + a_0^2)(1 + a_0'^2 / 4)$ と見積もることができる。また、アンジュレーター用レーザーのパルス幅を $R_{pu} = a_0' R_{sa} = a_0'^2 \sqrt{(4a_0'^{-2} + 1) / 4\pi \lambda_L}$ 、初期プラズマの電子密度を $n_{e0} \equiv 10^{21} a_0'^{-2} cm^{-3}$ と設定すると、ラーマー放射の最大発光強度は、

$$\begin{aligned} I_L [W/cm^2] &\equiv 10^{12} a_0^2 \gamma^2 \left(\frac{1 \mu m}{\lambda_L} \right)^2 \left(\frac{R_{pu}}{1 \mu m} \right) \left(\frac{n_{e0}}{10^{21} cm^{-3}} \right) \\ &\equiv 10^{12} a_0^2 \left(1 + \frac{a_0'^2}{2} \right)^2 \sqrt{\left(\frac{1 + 4a_0'^{-2}}{4\pi} \right)} \left(\frac{1 \mu m}{\lambda_L} \right). \end{aligned} \quad (5.4)$$

と見積もることができる。Fig.13 のダイアグラムに描かれているように、この手法のレーザーシステムで keV~MeV の範囲の極短パルス硬 X 線が高強度で得ることになる。

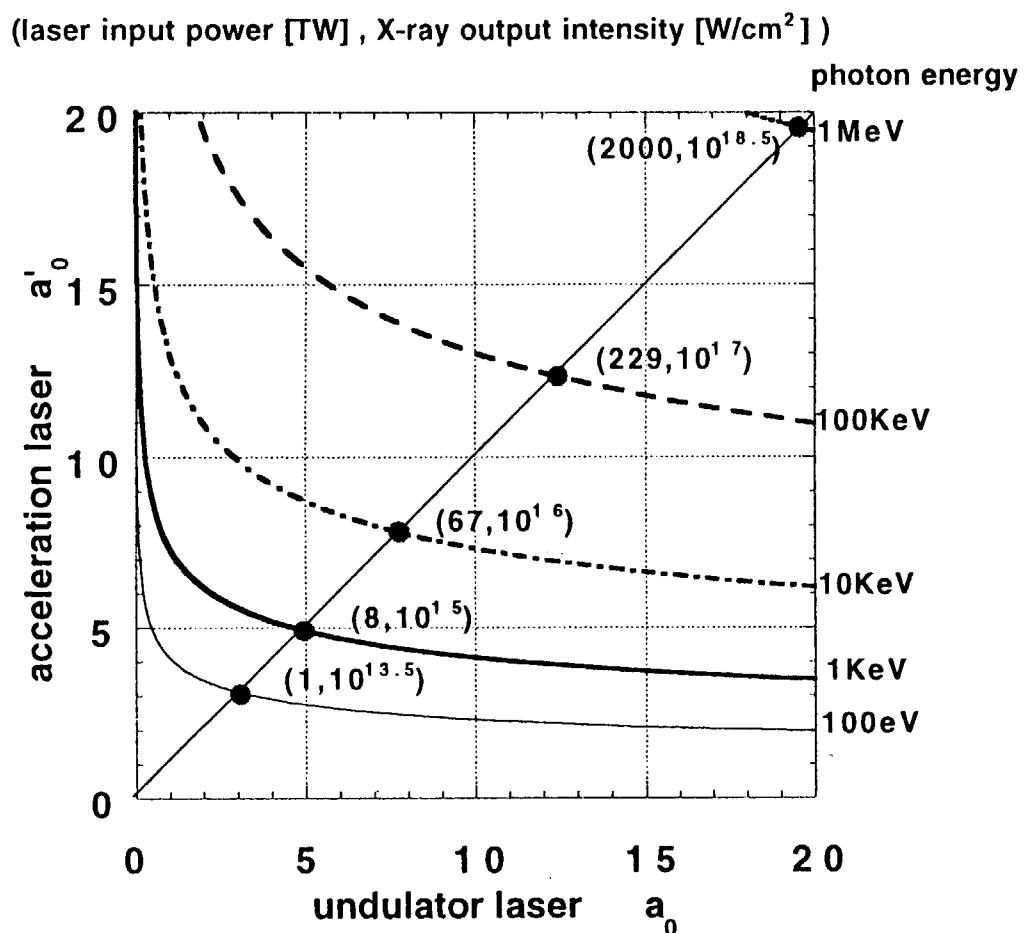


Fig.13 Diagram of the double laser system and the emission photon energy and power. The vertical and horizontal axes are the strength a_0 of acceleration and undulator, respectively. The lines represent a set of acceleration and undulator to obtain iso-photon-energy emission. In the parenthesis, the needed laser power and obtained emission intensity are described.

本論文で提示したレーザーラーマーX線は、他のX線発生の方法と比較していくつかの利点がある。table.3は、この章で説明した増幅ラーマー放射と他の短パルスX線源となり得る方法との比較である。

scheme	current density [A/cm ²]	Lorentz factor of electron	undulator	instantaneous emission intensity [photons/s/cm ² /bunch] at 10 keV ([W/cm ² /bunch])	averaged emission intensity [photons/s/cm ²] at 10 keV
focused single laser	10^{13}	1 (at rest)	laser (1PW, $a_0 = 22$)	10^{28} (10^{13})	10^{15}
double laser	10^{13}	35 (50TW, $a_0 = 8.3$)	laser (50TW, $a_0 = 8.3$)	10^{31} (10^{16})	10^{18}
e-beam+ laser	10^5	35 (50TW, $a_0 = 8.3$)	laser (50TW, $a_0 = 8.3$)	10^{23} (10^8)	10^{12}
short bunch linac (1GeV electron)	10^8	2,000	magnet 3.2T	10^{29} (10^{14})	10^{16}
synchrotron storage ring (8GeV electron)	10^3	16,000	magnet 0.4T	10^{24} (10^9)	10^{22}

table.3 Comparison between present and ordinary methods of ultra-short pulse X-ray generation.

まず最初の利点は、放射光の発光時間がレーザーのパルス幅で決まるので比較的簡単に10フェムト秒オーダーの短パルスX線を発生できることである。また、2つのレーザーを使う場合は、電子ビームとレーザーなどの組み合わせに比べて加速電子とアンジュレーターの同期がとりやすい利点もある。2つ目の利点は、比較的小さな装置（たぶん、テーブルトップサイズ）で他の方法以上の高強度X線を

発生できることである。3つ目の利点は、100TW のレーザーシステム(集光 $3\mu\text{m}\phi$)で、MeV の光子を大量に生成する可能性があることである。最後に、レーザー強度が十分強いとき自己集束が起こる可能性があることは、一目に値する。もし、自己集束によりレーザーの伝播距離が大きくなれば、発生する X 線はより高強度になる可能性を秘めている。

6. 応用（内殻電離、中空原子型 X 線レーザー）

この章では、前章までに説明した高輝度短パルスラーマーX 線の応用として、短パルス X 線と原子との相互作用によって生じる原子過程および X 線生成過程について考察する。高輝度短パルス X 線を原子に照射すると、超高速原子過程を起こし、大量の中空原子を生成する。中空原子とは、内殻励起原子の特殊な状態で、通常の内殻励起原子のように 1s 軌道の電子を 1 つ励起するだけでなく、内殻の電子が 2 つとも上準位に励起され、1s 軌道に電子が存在しないような状態の原子のことである。さらに、この中空原子が化学や生物学の超高速反応に対する高輝度 X 線測定に有用なだけでなく、X 線レーザー源としても十分に機能することを示す。

前述したようにラーマーX 線出力は、レーザーパルス幅と比較してとても鋭く、レーザーのパルスと同程度のパルス幅の X 線出力が得られる。すなわち、フェムト秒のパルスのレーザーを照射するとフェムト秒オーダーの X 線が得られることになる。このような性質をもつラーマー放射は、原子の内殻電離の励起源に次の点で適している。

- (1) 内殻電離エネルギーは通常数十 eV～数十 keV であり、電離エネルギーとほぼ同じエネルギーを持つ X 線がもっとも吸収されやすい。ラーマーX 線では、レーザー集光強度を変えることにより数十 eV～数十 keV にピーク値を持つようになるため、内殻電離の励起源に適している。
- (2) 励起 X 線源はほとんど一瞬に標的を内殻電離し、その後はできるだけ速く減衰するほうが良い、すなわち短パルスがよい。(内殻電離が遅いと他の原子過程の効果が大きくなり、効率が悪くなる。また、内殻励起状態から蛍光 X 線を放射しているときに X 線励起源が存在することは原子状態をみだすだけである)

すなわち、内殻電離の励起源は、ラーマーX 線のような X 線の強度が強く、パルス幅が短い光源であるほうがよい。

また、Guo らは GaAs の格子欠陥の実験の中で指摘しているように、高強度短パルス X 線源を用いたポンプ X 線プローブ測定は化学、生化学、生物学、表面科学での超高速過程の観測を発展させるのに必要不可欠なものである。フェムト秒分光においては、フェムト秒レーザー技術の発展とともに開発されたポンププローブ測定法により、化学反応の変化過程をフェムト秒単位で測定することができるようになった。また、最近、目の光を認識する機構や光合成の機構などを観測するのに成功し、生体の機構を理解することができるようになった。ラーマー輻射

から生じる高輝度 X 線フェムト秒パルスを観測手段に用いれば、このようなフェムト秒過程を理解するのに非常に役にたつ。すなわち、この方法を用いれば、化学、生体でのフェムト秒過程における成分、状態、構造等を観測することが可能になる。

原子の内殻電離過程は、短パルス X 線レーザー発振の有用な方法の 1 つであると考えられている。この方法は最初に Duguay と Rentzepis によって提唱された[11]が、今までのところ X 線レーザーの発振に関するこの方法の実験は、我々が知る限り存在しない。Kapte と Moon らとはネオンまたは炭素原子に $10^{14} \sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$ の強度で 50fs のパルス幅の X 線を照射して利得係数を計算した結果、約 10cm^{-1} の値が算出された。これらのシミュレーションでは「水の窓」の領域の波長(2.5nm)を達成するために $\text{K}\alpha$ 遷移を考慮し、さらに、二次電子衝突電離過程を避けるために低密度(10^{20} cm^{-3} 以下)を取り扱った。この低密度では、当然の事ながら、利得係数の値も小さくなる。

ここでは、2p 電子のないナトリウム原子の $3s \rightarrow 2p$ 輻射遷移と 1s 電子のない炭素原子の $2p \rightarrow 1s$ 輻射遷移に対する二次電子効果を調べ、中空原子の形成がこの二次電子電離の効果を克服することが可能であること、また、ナトリウムのような低 Z 物質の $3s \rightarrow 2p$ 輻射遷移を用いると炭素原子の $2p \rightarrow 1s$ 輻射遷移と比較して弱い強度の X 線で十分な利得を得ることが可能であることを示す。これは、炭素原子の 1s 電子の光電離断面積と比較するとナトリウム原子の 2p 電子の光電離断面積のほうが非常に大きいためである。ナトリウム原子を取り上げた理由は、中空原子が自動イオン化状態ではないために、モデルが単純になり、シミュレーションが簡単になるばかりでなく、自動イオン化状態ではないことにより寿命が長くなり、初期実験に向いていると考えたからである。ナトリウムの固体は金属であるので、原子内 3s 電子は自由電子になっており、 $3s \rightarrow 2p$ 輻射遷移は起こらない。そこで、分子性結晶 NaH と固体の 6 分の 1 の密度をもつナトリウム蒸気の選択肢のうち、分子性結晶 NaH を対象にする。分子性結晶 NaH 中にある 2p 電子の存在しないナトリウム原子の 3s 電子は孤立した原子状態として取り扱えられそうである。この理由としては、中空原子では、ナトリウム原子の 2p 電子によるスクリーニングがなくなるために、3s 電子はナトリウムの原子核から非常に強い引力(クーロン力)をうけるため、水素原子の原子核の影響をほとんど受けないと考えられる。さらに、50-500eV の光エネルギーをもつ X 線源を使用するとき、水素原子の光電離断面積はナトリウムの光内殻電離断面積よりも非常に小さいので、水素原子の存在は無視できそうである。

中空原子法は、従来の内殻電離法と比較して以下の特徴がある。

(1) 上位レベルが大きなポピュレーションを得られること。

- (2)下位レベルのポピュレーションが超高速内殻電離過程により非常に速く減衰し、二次電子衝突が無視できよう取り扱えること。
- (3)高密度の原子を使うと高利得係数状態が比較的長く持続する。これは、(1)と(2)の性質から起きる。
- (4)従来の内殻電離法のときよりX線レーザーに使うX線が短波長になること。
- (5)分子性NaH結晶の中でもナトリウムを原子として取り扱えて、ナトリウムの原子過程が使えること。
- (6)内殻電子が存在しないので、X線吸収がほとんど起こらないこと。
- (7)広範囲のエネルギーを持つ高輝度X線が必要なこと。

このような内殻励起、中空原子法の特徴をより明らかにするために、Fig.14のすべての過程を考慮したシミュレーションを行った。

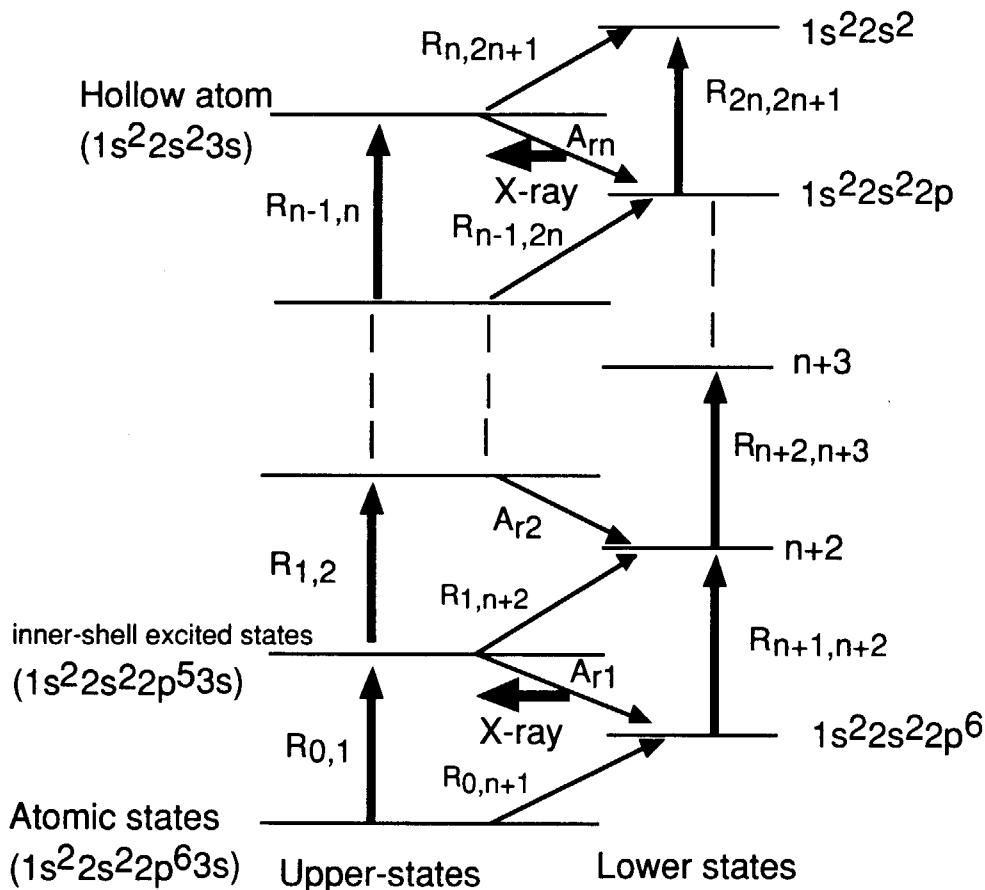


Fig.14 Atomic processes in X-ray emission from hollow atoms and inner-shell excited states of sodium atoms.

Naガスで蒸気密度($10^{19}/\text{cm}^3$)のものを用いると、電子衝突励起過程はほとんど無視でき、内殻電離発振 (Fig.14の下の段のX線発振 Δr_i) で40nm、中空原子発振 (Fig.14の上の段のX線発振 Δr_h) で10nmの光が放出される。Fig.15は、内殻電離過程による利得係数の時間依存性である。図を見てわかるように、励起X線源は、比較的弱い $10^{12}\text{-}10^{13}\text{W/cm}^2$ 程度の照射強度で $10^1\text{-}10^2$ 程度の利得係数を100フェムト秒程度保てるため、X線レーザーとして非常に有望である。

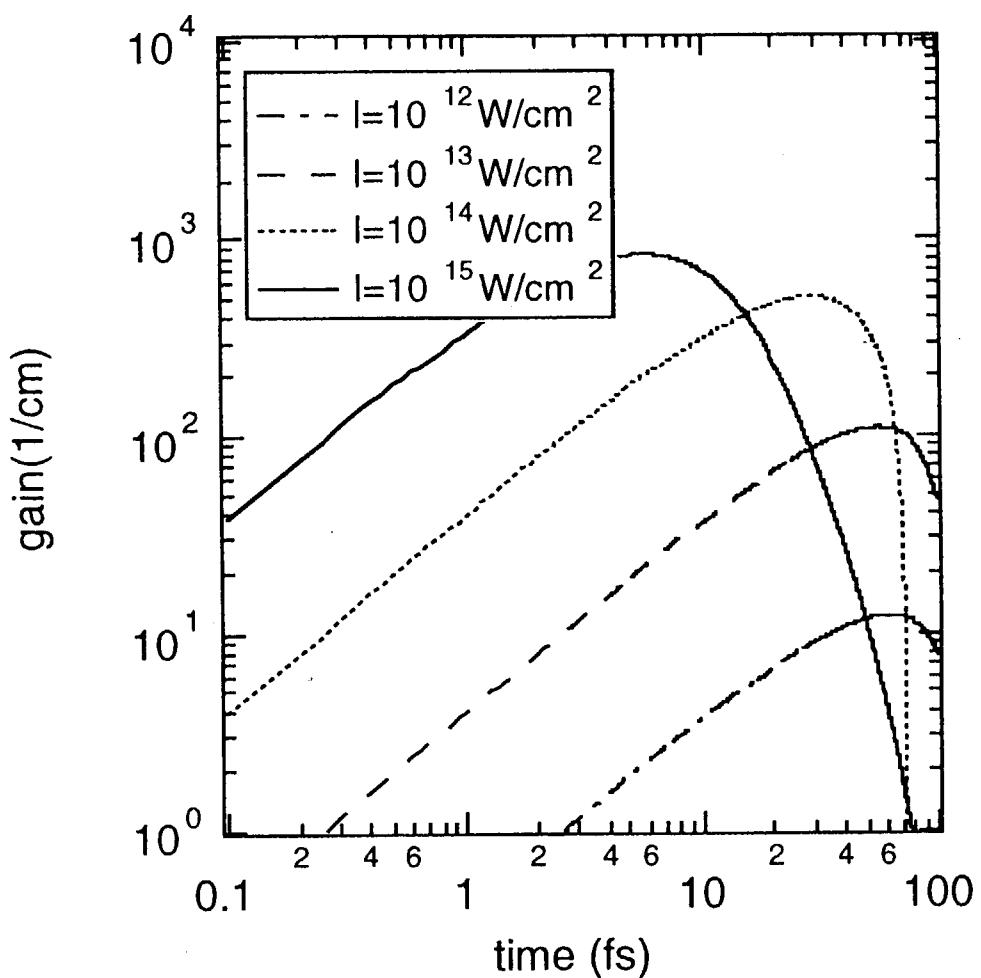


Fig.15 Gain vs. time in X-ray by inner-shell ionization
for sodium vapor.
The intensities of X-ray are distinguished by type
of lines

強度では利得係数は極めて小さい。ちなみに、中空原子法により $10^1\sim 10^2$ 程度の利得係数を得るためにには、 10^{14}W/cm^2 以上の照射強度が必要である。

次に、より利得係数を大きくするためにナトリウム原子の固体密度でのレーザー発振を考える。内殻電離法の場合、利得係数は Na ガスと同程度であるが、持続時間がサブフェムト秒のオーダーである。後で詳しく述べるが持続時間が短いのは、電子衝突電離 $R_{0,n+1}$ によって、 $1s^2 2s^2 2p^6$ のレベルがすぐに充満し反転分布が維持できないためである。従って、この発振波長では、Na ガスを使った内殻電離法の方が X 線レーザーに適していると結論づけられる。Fig.16 は同じ条件での、中空原子法での利得係数の時間依存性である。図を見てわかるように、中空原子法では、電子衝突型に比べて短波長に光が長時間にわたって利得係数を大きく保てるため、短波長 X 線レーザーとして非常に有望である。

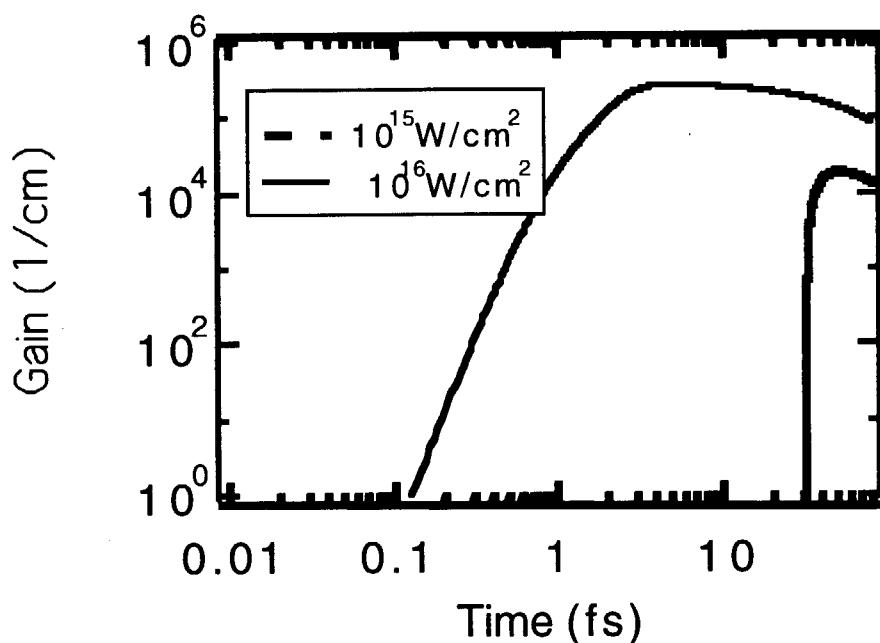


Fig.16 Gain vs. time in X-ray by hollow atom of solid density Na atoms.
The intensity of X-ray are distinguished by type of lines.

この方法では、励起 X 線源は、 $10^{15}\sim 10^{16}\text{W/cm}^2$ の照射強度が必要となる。しかし、

同じ強度の励起光で炭素の内殻励起と比べてナトリウム原子の中空原子法は、非常に大きな利得係数となることは特筆すべき結果である。

Figs.17(a)と(b)は、固体 NaH に対して原子密度、内殻励起状態、多重内殻励起状態、中空原子のポピュレーションを $I=10^{15} \text{ W/cm}^2$ と 10^{17} W/cm^2 の X 線強度に対して描いたものである。炭素原子の内殻励起状態は自動イオン化状態であり、上位レベルの寿命が短いのに対して、ナトリウム原子の場合は、自動イオン化状態でないため、長い寿命を持つ。そのためにナトリウム原子の場合は、低い輝度の X 線で高い利得係数が得られる。 $I=10^{15} \text{ W/cm}^2$ のとき中空原子のポピュレーションは初期原子密度の 4% 程度しかないのに対して、 $I=10^{17} \text{ W/cm}^2$ のときには、60% ぐらい中空原子になる。最後に残る状態は中空原子だけであり、この中空原子の寿命が発振時間である。

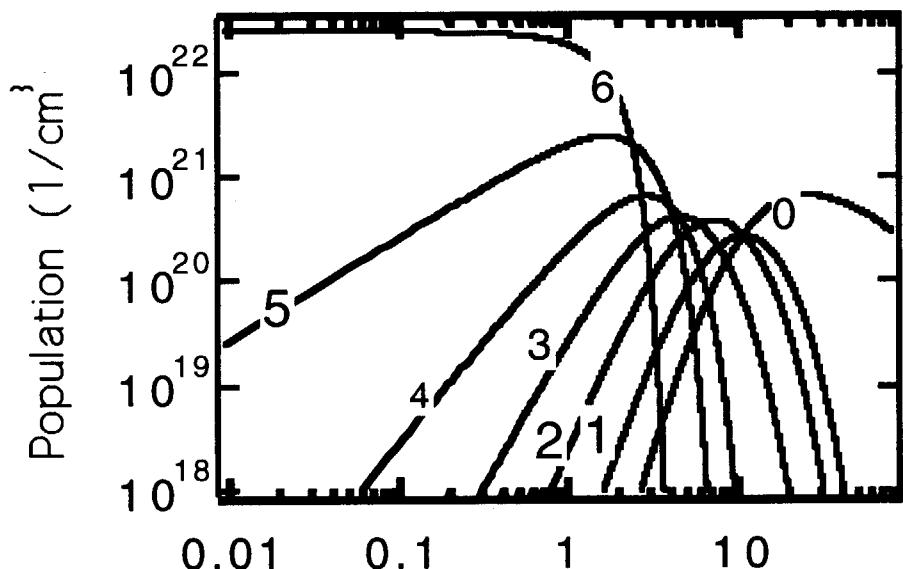


Fig.17(a)Population for upper states of hollow atoms of sodium atoms as a function of time. The intensity $I=10^{15} \text{ W/cm}^2$. The figure corresponds to the number of 2p

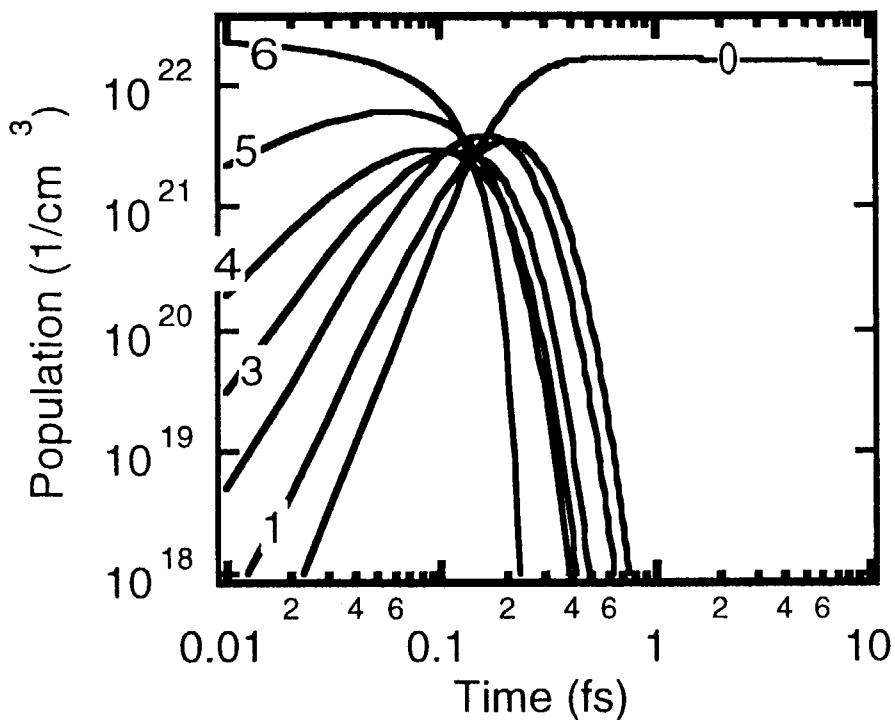


Fig.17(b) The same as Fig.7(a) but for $I=10^{17} \text{ W/cm}^2$

最後に、明らかになった中空原子法の長所を述べておく。下位レベルのポピュレーションが非常に速く減衰すること、および、上位レベルである中空原子に非常に大きなポピュレーションが得られること、そのために、高利得係数が比較的、長時間持続することである。さらに、内殻電離法に比べて X 線レーザーの波長が短くなっている。固体 NaH と炭素原子とを比較すると必要な X 線の強度は固体 NaH の場合の方が非常に小さくてすむ。また、Na ガスの蒸気を用いると、低い輝度の X 線を用いて内殻電離法により十分な利得係数が得られることがわかった。

7. クラスターとの相互作用

これまでの章では、均一な物質、すなわち、通常の気体や固体等と超短パルス高強度レーザーとの相互作用による短パルスX線発生を評価し、その応用について考察してきた。この章では、最近様々な分野で注目されているクラスターと呼ばれる不均一物質に着目し、X線発生を含む、レーザー物質相互作用の特性について明らかにする。

まず、最初に不均一物質であるクラスターの特徴について述べておく。クラスターとは、原子もしくは分子が数十から数万、それ以上の規模が集団となり一つの構成要素となるものである。例えば、C⁶⁰やカーボンナノチューブなどがよい例である。プラスティックやガラスなどの微粒子もクラスターとみなすことができる。また、クラスターは化学的に生成されることが多いが、レーザーアブレーションによるクラスター生成も研究され始めている。このようなクラスターは、化学反応、熱伝導、電気伝導度などの諸物性が、単一の原子分子やほとんど無限の原子から成るプラスティックや金属等とは全く異なり、非常に興味深い物質相である。

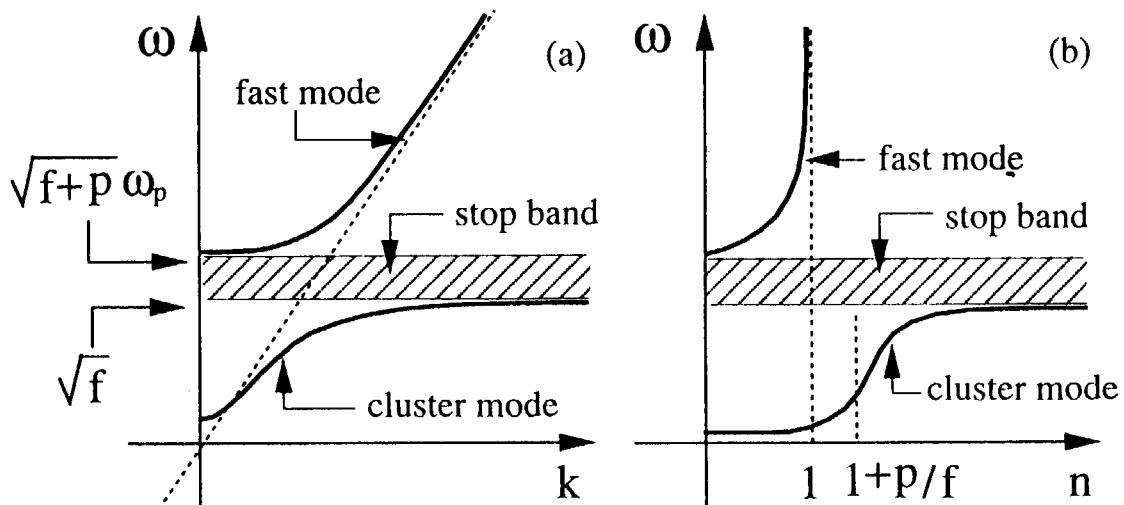
そのため、現在、様々な分野で、クラスターの性質の理解のために精力的な研究が進められている。レーザーとクラスターの相互作用では、均質物質相では見られないような高エネルギーイオン生成が実験で確認されている[12]。本章では、レーザーとクラスターの相互作用、特にレーザーの吸収率とX線発生に関する問題を理論的に明らかにし、シミュレーションによりその定量的評価を行う。

第1章でも述べたように、高強度レーザーとプラズマの相互作用では、電子密度とレーザー強度が重要なパラメーターとなる。完全電離したクラスターを考えたとき、通常のプラズマを特徴づけるパラメーターの他に、クラスターの局所電子密度 n_e とクラスターの大きさ r_c が必要となる。これらの量を特徴づける無次元量としてパッキング比 R_p とレーザー波長により規格化されたクラスターの大きさ（直径） δ を定義しておく。パッキング比とは、電子の平均密度 $\langle n_e \rangle$ とクラスターの局所電子密度 n_e （通常は固体密度程度）との比であり、 $R_p \equiv \langle n_e \rangle / n_e$ と表すことができる。また、規格化されたクラスターの直径は、 $\delta \equiv \lambda_c / \lambda_L$ とかける。“クラスター・プラズマ”的最大の特徴は、通常の均一プラズマとは異なり「表面」を有している点である。このため、レーザー電場によりクラスターを構成する電子がクラスターから変位するとき分極をおこし、クラスター密度に比例するマクロなプラズマ振動が誘起される。レーザーの強度が比較的弱く、電子の振動長がクラスターの直径に比べて十分小さく、また、イオンが静止しているとみなせる場合、レーザー波長より十分小さなサイズを持つクラスター相に対する分散式は、流体

近似の範囲内で

$$n^2(k, \omega) \equiv \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{R_p \omega_p^2}{\omega^2 - f \omega_p^2 + i \gamma \omega} \quad (6.1)$$

で与えられ、 f は、クラスター表面分極力の幾何学因子で1程度の値であり、 γ は実効的減衰率である。この分極は、均一なプラズマの場合とは異なる分散関係の分岐をもたらす。Figs.18は、この分散関係を図示したものである。顕著な点は、狭い“禁止帯” ($\omega_p \sqrt{f} \sim \omega_p \sqrt{f + R_p}$) をはさみ、遮断プラズマ振動数より低周波の電磁場に対して、その速度が光速より遅く $\omega^2 \leq f \omega_p^2$ で共鳴をおこすような分散が存在し、また、同様の平均電子密度をもつ気体プラズマでは伝播が許されない高密度領域においても $\omega^2 = c^2 k^2 \{ f / (f + R_p) \}$ の分散関係を満たす電磁場が伝播・透過できることである。これは、クラスター表面がレーザー伝播と垂直方向に分極をおこし、それに伴う静電的復元力により誘起されるクラスター特有のモード（以後「クラスターモード」と呼ぶ）である。磁化プラズマにおいて磁場の“bending force（電磁的復元力）”により高密度領域においても電磁波が“Alfvén波”として伝播するが、このクラスターモードはこれに類似機構で生じたものである。

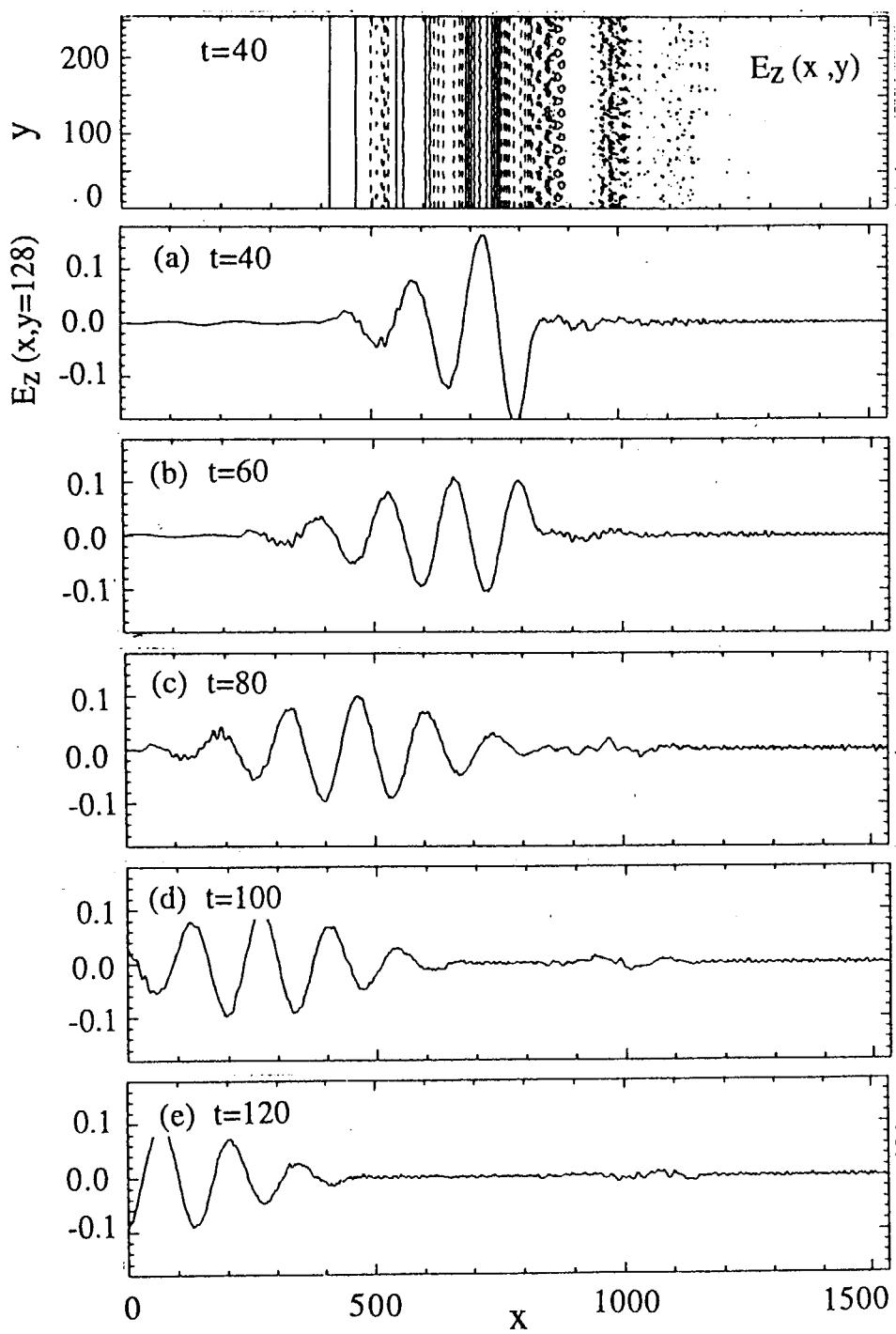


Figs.18 Dispersion relation of cluster thin film.

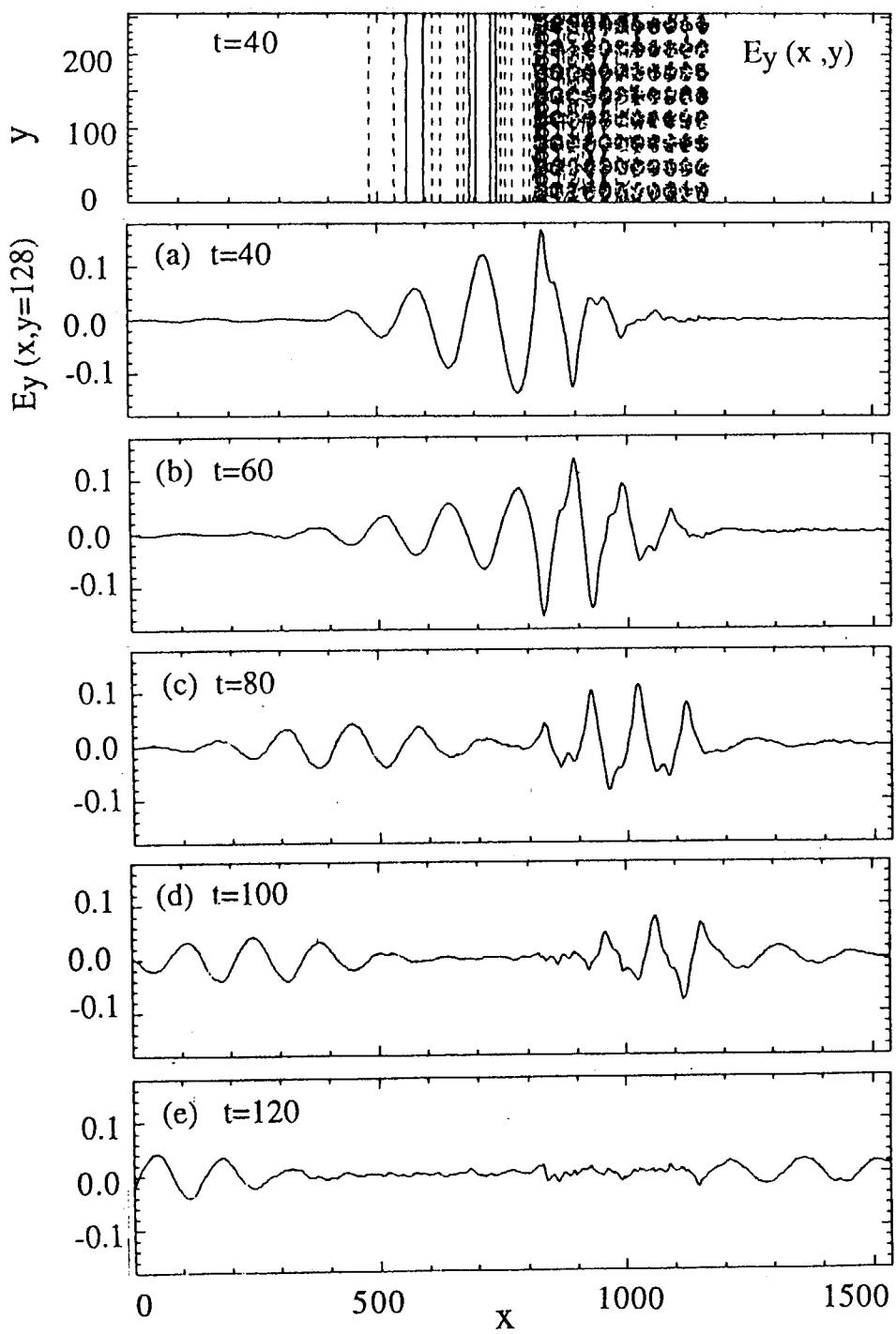
このクラスター モードを確認するために、2次元シミュレーションを次のような条件で実行した。

$$R_p = 0.301, \frac{\langle n_e \rangle}{n_{cr}} = 4.3, \delta \equiv 0.0707, \frac{z_0}{r_c} = 0.0450 \quad (a_0 = 0.02) \quad (6.2)$$

このシミュレーションパラメーターは、通常の電磁場は伝播できなく ($\langle n_e \rangle / n_{cr} = 4.3$)、また、レーザーの強度が十分小さく電子の振動長がクラスターの大きさに比べて十分小さく ($z_0 / r_c = 0.0450$) 選択されている。なお、システムサイズはレーザー伝播方向 1536 メッシュ、電場方向は 256 メッシュ、レーザー波長は 141 メッシュとした。Figs.19 は、s 偏光レーザーとの相互作用におけるレーザー中心断面($y=128$)での電場強度の時間発展である。クラスターは、 $x=800\sim 1200$ の領域に存在している。レーザーがクラスター前面で反射していることがわかる。一方、Figs.20 の p 偏光レーザーとの相互作用では、レーザーがクラスターの前面でいくらか反射するが、そのまま伝播していく成分があることがわかる。クラスター前面を透過した電磁波は、そのままクラスター内を伝播し、クラスター後面より真空中に伝播する電磁波となる。前面では若干の反射があるが、これは電子温度が十分低く設定できない（このシミュレーションでは、熱速度は、レーザーによる電子の振動速度の 1/5 倍に設定した）ために生じたものであると考えられる。



Figs.19 Time variation of laser electric field E_z at the center in the case of s polarization.



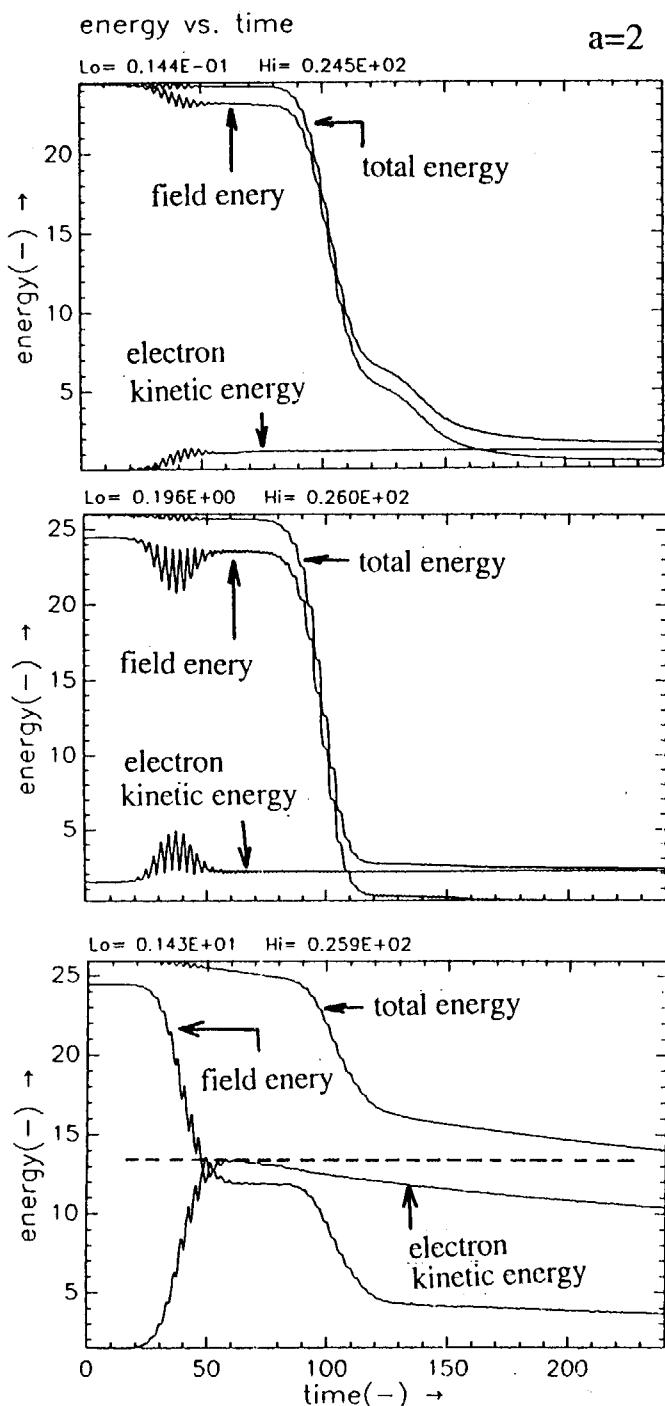
Figs.20 Time variation of laser electric field E_y at the center in the case of p polarization.

レーザー強度が大きくなり、電子の振動長がクラスターの大きさに比べて無視できなく($z_0/r_c \approx 1$)なると、透過現象は線形理論からずれ、非線形分極効果が重要になってくる。さらに、レーザー強度が大きくなり、電子の振動長がクラスター間隔に比べて大きく($z_0/r_i \geq 1$)なると、分極の概念自体が破綻することになる。この場合、電子は実効的に空間全体に広がることになるので、レーザーの透過はまず望めない。しかし、単純に均一プラズマとみなすこともできそうにない。そこで、クラスターと高強度レーザーの強度非線形相互作用の2次元シミュレーションを次のような条件で実施し、レーザーの吸収率の観測をした。

$$R_p = 0.31, \frac{\langle n_e \rangle}{n_{cr}} = 4.4, \delta \equiv 0.0707, \frac{z_0}{r_c} = 4.5 \quad (a_0 = 2) \quad (6.3)$$

比較のため同様の平均電子密度をもつ均一プラズマとの相互作用とレーザーの偏光方向に対する依存性についても調べた。このシミュレーションパラメーターでは、通常の電磁場は伝播できない状態にあり ($\langle n_e \rangle / n_{cr} = 4.4$)、また、レーザーの強度が十分強く電子の振動長がクラスター間距離に比べて無視できない ($z_0/r_c = 4.5$)、ように設定している。Figs.21は、全系(粒子、場)のエネルギーの時間発展である。(a)はp偏光レーザーを均一プラズマに照射した図、(b)はs偏光レーザーをクラスターに照射した図、(c)はp偏光レーザーをクラスターに照射した図である。均一プラズマとp偏光レーザーの相互作用での吸収率は4.8%であり、エネルギーは表面の電子が吸収し、表面プラズマ波の崩壊によりプラズマ振動数程度の高調波を後方に発生する。次に、クラスターとs偏光レーザーの相互作用では、レーザーの吸収率は2.4%となった。最後に、クラスターとp偏光レーザーの相互作用では、わずか厚み3μmの物質であるにも関わらずレーザーの吸収率は48%にも達する。さらにレーザー強度を大きく($a_0=8$)した場合、レーザー吸収率がさらに大きくなることが確認された。Figs.22は、 $a_0=8$ の場合の電場等高線図と断面図、電子密度等高線、高エネルギー電子分布の時間発展である。この場合、レーザーは均一プラズマに比べてクラスターの内部にまで進入し多くの電子が急速に加熱され、Fig.23のようにクラスターイオンの束縛状態と自由運動の間をさまようカオティックな運動状態になることが確認された。また、多量の高調波がクラスターから前方及び後方に発生することを発見した。Fig.24は、クラスターから放射される高調波を表したものである。この高調波は、前章までに説明したLarmor放射や制動放射とは異なり、レーザー照射時だけでなく、それから長い時間継続して発生される。しかし、この高調波は、短パルス性は有さないが非常

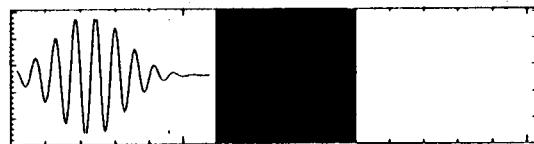
に X 線変換率は高いため、魅力的な光源となる可能性がある。そのエネルギースペクトル特性などはまだよく理解されていないため、今後より研究を進める必要がある。



constant density

$$\langle n_e \rangle / n_c = 4.43$$

$$\eta \text{ (absorption rate)} = 4.8\%$$

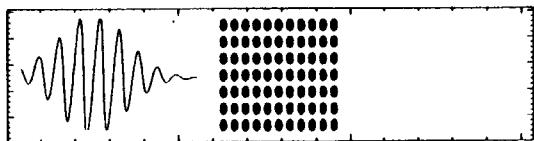


cluster

s-polarized case

$$p=0.31 \quad \langle n_e \rangle / n_c = 4.43 \\ n_e / n_c = 14.3$$

$$\eta \text{ (absorption rate)} = 2.4\%$$

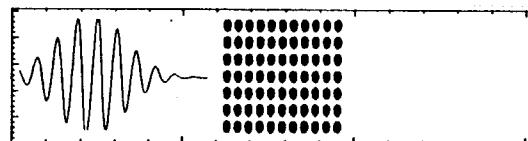


cluster

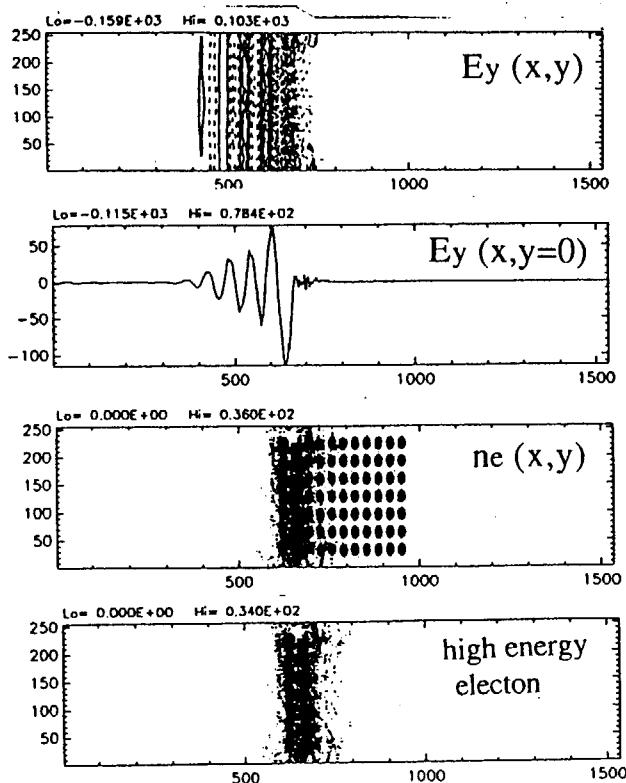
p-polarized case

$$p=0.31 \quad \langle n_e \rangle / n_c = 4.43 \\ n_e / n_c = 14.3$$

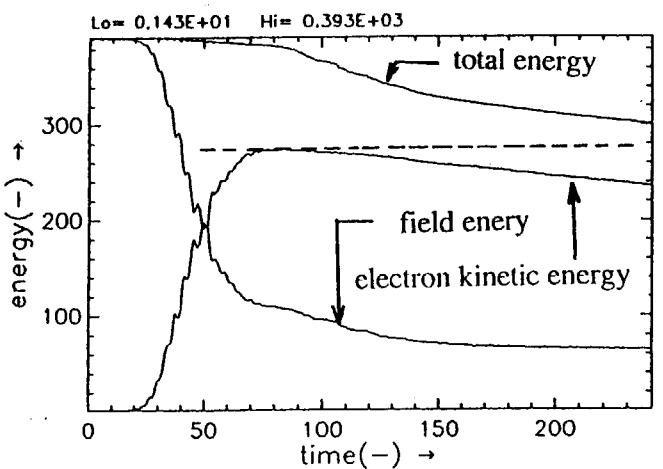
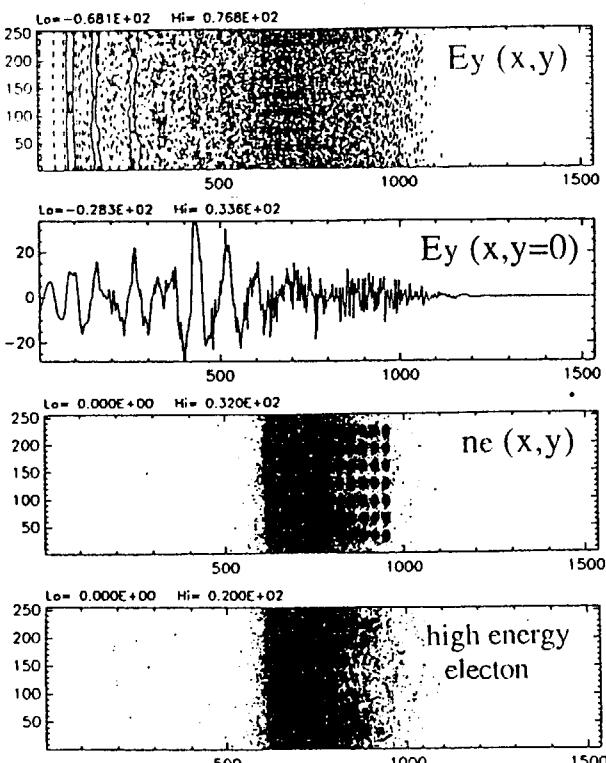
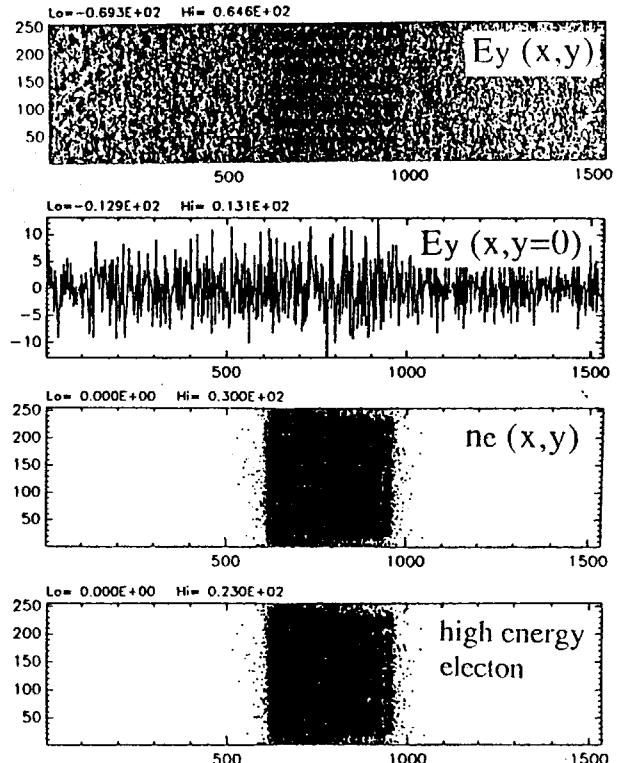
$$\eta \text{ (absorption rate)} = 48\%$$



Figs.21 Time variations of kinitic, feild and total energy in the homogeneous plasma and cluster.

$t=40$ 

$p=0.31 \quad \langle ne \rangle / nc = 4.43$
 $ne / nc = 14.3$

 $a=8$ η (absorption rate) = 69% $t=80$  $t=120$ 

Figs.22 Time variations of E_y contour, cross section density of electrons and distribution of hot electrons.

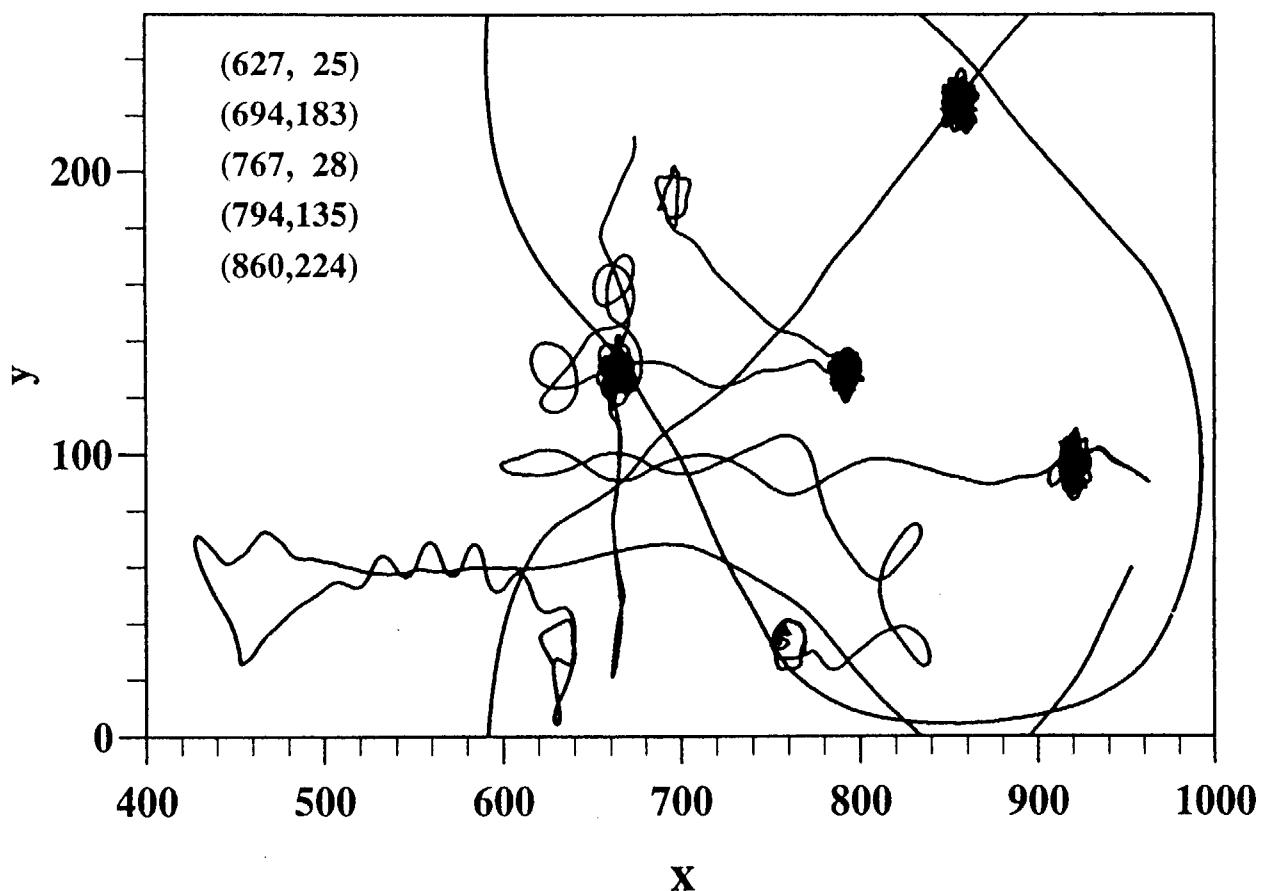


Fig.23 Exotic orbits of some hot electrons.

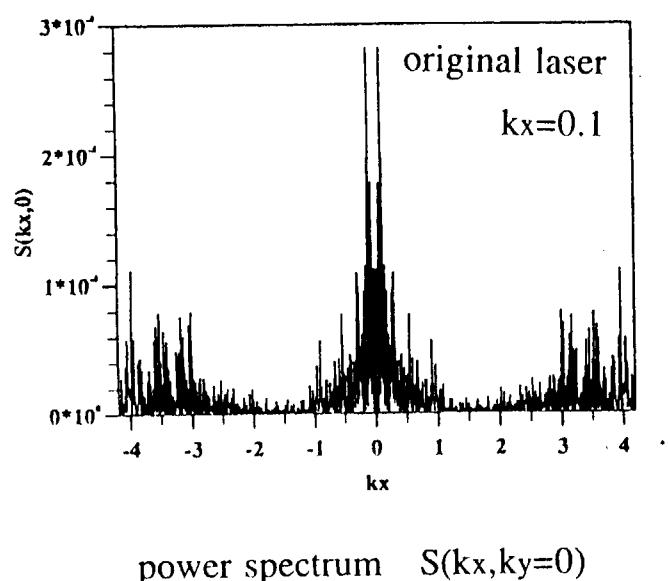


Fig.24 Spectrum of higher harmonics generation from a cluster thin film.

8. まとめ

我々は、低 Z 物質($Z \leq 10$)に相対論的レーザーを照射することで発生するラーマー放射と制動放射光のパワー、スペクトル、発光強度を評価した。ラーマー放射で放射された光子のエネルギーは a_0^3 に比例し、制動放射では a_0^2 に比例して大きくなることが分かった。ラーマー放射では、100TW のレーザーで 1keV 程度の光子が 10^{14} W/cm^2 、1PW で 10keV 程度の光子が 10^{15} W/cm^2 にも達することを示唆した。一方制動放射でも、100TW のレーザーで 25MeV 程度までの光子が 10^{11} W/cm^2 、1PW で 100MeV 程度までの光子が 10^{12} W/cm^2 にも達することも指摘した。

2つのレーザーを使うことでラーマー X 線を增幅できる方法を示した。その方法は、一方のレーザーで電子を加速し、もう一方のレーザーは加速電子に対するアンジュレーターとして利用するものである。例えば、電子数密度 10^{19} cm^{-3} で 50TW の 2 本のレーザーを $5.2\mu\text{m}$ ϕ に集光させることで、 10^{16} W/cm^2 の強度で 10keV 程度の光子を極短パルス(10 フェムト秒程度)で発生させることができる。この方法では、他の極短パルス発生方法と比べて X 線の発光強度は非常に大きい。また、テーブルトップサイズという非常に小さな装置で実現可能である可能性がある。

制動放射によって発生させた MeV を越える光子は、 γ 線レーザー、電子・陽電子対生成、核励起などに応用される可能性を秘めていることを示唆した。

ラーマー放射によって発生させた極短パルス X 線は、物性の診断光だけでなく、内殻電離型、中空原子型 X 線レーザーのポンピング光に非常に適していることを示した。特に、中空原子型 X 線レーザーでは、下位レベルのポピュレーションが非常に速く減衰すること、および、上位レベルである中空原子に非常に大きなポピュレーションが得られること、そのために、高利得係数が比較的、長時間持続することが大きな利点であることを明らかにした。ナトリウム原子と炭素原子とを比較すると必要な X 線の強度はナトリウムの場合の方が非常に小さくてすむ。特に、ナトリウム蒸気を用いると、低い輝度の X 線を用いて十分な利得係数が得られる 것을 보여주었다.

最後に、クラスターの薄膜と p 偏光レーザーの相互作用では、レーザーの吸収率は 48% にも達し、多量の高調波がクラスタから前方及び後方に発生することが観測された。この高調波は、前章までに説明した Larmor 放射や制動放射とは異なり、レーザー照射時だけでなく、それから長い時間継続して発生されるが非常に変換率の高いため、魅力的な光源となる可能性がある。

全体として、100TW や PW 級超短パルスレーザーは、今まで全く存在しなかつたような様々な著しい特徴を持つ X 線や γ 線を多量に発生させうること、そして、そのための条件がわかった。

謝辞

本研究は、日本原子力研究所関西研究所光量子科学センターで行われたものであり、すばらしい研究の場を提供していただきとともに、研究に対する深い御理解と御支援をいただいた大野英雄所長に謝意を表します。このような広範囲の協力体制を整備し研究を推進してくださりました有澤孝センター長と宅間総括研究レーダーに深く感謝いたします。また、光量子源システム研究グループにおいて、この研究を強く御支援していただきました的場徹グループリーダーに感謝いたします。

参考文献

1. D. von der Linde, T. Engers, G. Jenke, P. Agostini, G. Grillon, E. Nibbering, A. Mysyrowicz, and A. Antonetti, Phys. Rev. A. 52, 52 (1995).
2. J. J. Macklin, J. D. Kmetec and C. L. Gordon III., Phys. Rev. Lett. 70, 766 (1993).
3. P. Gibbon, Phys. Rev. Lett. 76, 50 (1996).
4. T. D. Donnelly, T. Ditmire, K. Neuman, M. D. Perry and R. W. Falcone, Phys. Rev. Lett. 76, 2472 (1996).
5. S. Kato, A. Nishiguchi, S. Miyamoto and K. Mima, J. Phys .Soc. Jpn . 66, 388 (1997).
6. S. Huller and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. A.48, 3906 (1993).
7. J. D. Kmetec, C. L. Gordon, J. J. Macklin, B. E. Lemoff, G. S. Brown and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. 68, 1527 (1992).
8. B. N. Chichkov, Y. Kato and M. Murakami, Phys. Rev. A. 46, 4512 (1992).
9. L. D. Landau and E. M .Lifshitz, *Classical Field Theory*, (Pergamon Press, 1992).
10. J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, (John Wiley & Sons Inc.,1975).
11. M.A.Duguay and M.Rentzepis,Appl.Phys.Lett., 10, 350 (1967)
12. T. Ditmire, R.A. Smith, J.W. G. Tisch, M.H.R. Hutchinson., Phys. Rev. Lett. 78, 3121 (1997).

付録 2本のレーザによる電子の加速と減速

2本目のレーザーが反対方向から入射する加速電子と相互作用するとき、電子はレーザーの2倍の周期で加速、減速力を受ける。（もちろん、レーザー周期で平均するとその値は0である）4章に書いたように、減速力からの運動量の減少は無視できる。ここで、その妥当性について示しておく。2章で表したように、電子が初期に止まっているとき、電子が得る最大運動量はレーザーの進行方向に $a_0^2 m_e c / 2$ である。なぜなら、式(2.1)において $\gamma(1 - \beta_x) \sim 1$ となるからである。しかしながら、初期に電子の速度がほとんど光速でレーザーの進行方向と反対方向であれば、式(2)の $\gamma(1 - \beta_x)$ は、 2γ となり、積分は次のように見積もられる。

$$\int_0^{P_x} \gamma(1 - \beta_x) dP_x = P_x(0)^2 - P_x(-\infty)^2 \rightarrow P_x(0) \approx -\sqrt{P_x(-\infty)^2 + \frac{a_0^2}{2}} \quad (\text{A.1})$$

それゆえ、レーザーから得る最大の運動量は $a_0 m_e c / \sqrt{2}$ と評価できる。つまり、この結果は電子が1本目のレーザーから得る運動量より、2本目のレーザーによって減らされる運動量の方が小さいことを意味している。

国際単位系(SI)と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質量	モル	mol
光强度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s^{-1}
力	ニュートン	N	$m \cdot kg/s^2$
圧力、応力	パスカル	Pa	N/m^2
エネルギー、仕事、熱量	ジュール	J	$N \cdot m$
功率、放射束	ワット	W	J/s
電気量、電荷	クーロン	C	$A \cdot s$
電位、電圧、起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラード	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンス	S	A/V
磁束密度	ウェーバ	Wb	$V \cdot s$
磁束密度	テスラ	T	Wb/m^2
インダクタンス	ヘンリー	H	Wh/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束度	ルーメン	lm	$cd \cdot sr$
照度	ルクス	lx	lm/m^2
放射能	ベクレル	Bq	s^{-1}
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量等量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分、時、日	min, h, d
度、分、秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

$$1 \text{ eV} = 1.60218 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ u} = 1.66054 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10^{18}	エクサ	E
10^{15}	ペタ	P
10^{12}	テラ	T
10^9	ギガ	G
10^6	メガ	M
10^3	キロ	k
10^2	ヘクト	h
10^1	デカ	da
10^{-1}	デシ	d
10^{-2}	センチ	c
10^{-3}	ミリ	m
10^{-6}	マイクロ	μ
10^{-9}	ナノ	n
10^{-12}	ピコ	p
10^{-15}	フェムト	f
10^{-18}	アト	a

(注)

- 表1～5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令ではbar、barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換 算 表

圧	MPa(-10bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	1bf/in ² (psi)
力					
1	0.101972	0.224809			
9.80665	1	2.20462			
4.44822	0.453592	1			
粘度	$1 \text{ Pa} \cdot \text{s} (\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2) = 10 \text{ P(ボアズ)} (\text{g}/(\text{cm} \cdot \text{s}))$				
動粘度	$1 \text{ m}^2/\text{s} = 10^4 \text{ St(ストークス)} (\text{cm}^2/\text{s})$				

エネルギー・仕事・熱量	J($=10^7 \text{ erg}$)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft·lbf	eV	1 cal = 4.18605J (計量法)
1	0.101972	2.77778×10^{-7}	0.238889	9.47813×10^{-4}	0.737562	6.24150×10^{18}	$= 4.184 \text{ J (熱化学)}$	
9.80665	1	2.72407×10^{-6}	2.34270	9.29487×10^{-3}	7.23301	6.12082×10^{19}	$= 4.1855 \text{ J (15°C)}$	
3.6×10^6	3.67098×10^5	1	8.59999×10^5	3412.13	2.65522×10^6	2.24694×10^{25}	$= 4.1868 \text{ J (国際蒸気表)}$	
4.18605	0.426858	1.16279×10^{-6}	1	3.96759×10^{-3}	3.08747	2.61272×10^{19}	仕事率 1 PS(仏馬力)	
1055.06	107.586	2.93072×10^{-4}	252.042	1	778.172	6.58515×10^{21}	$= 75 \text{ kgf} \cdot \text{m/s}$	
1.35582	0.138255	3.76616×10^{-7}	0.323890	1.28506×10^{-3}	1	8.46233×10^{18}	$= 735.499 \text{ W}$	
1.60218×10^{-19}	1.63377×10^{-26}	4.45050×10^{-26}	3.82743×10^{-20}	1.51857×10^{-22}	1.18171×10^{-19}	1		

放射能	Bq	Ci
1	2.70270×10^{-11}	
3.7×10^{10}	1	

吸収線量	Gy	rad
1	100	
0.01	1	

照射線量	C/kg	R
1	3876	
2.58×10^{-4}	1	

線量当量	Sv	rem
1	100	
0.01	1	

(86年12月26日現在)

短パルスレーザー照射によるX線発生機構とその定量的評価