



Title	運動論的レーザープラズマ相互作用で発生する非熱的高速電子特性の解析
Author(s)	高木, 悠司
Citation	サイバーメディアHPCジャーナル. 2025, 15, p. 91-94
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.18910/102563">https://doi.org/10.18910/102563</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

# 運動論的レーザープラズマ相互作用で発生する 非熱的高速電子特性の解析

高木 悠司

大阪大学 大学院理学研究科／大阪大学 レーザー科学研究所

## 1. はじめに

### 1.1 高強度レーザーとプラズマとの相互作用

$10^{16}$  J 級の大型高強度レーザーを用いて物質を加熱・圧縮することで、温度が数千万度、圧力が数百億気圧に達する高温高密度プラズマを作り出せ、高圧物性研究・核融合研究等のプラットフォームになると共に、高エネルギー粒子源等への応用も期待されている（図 1）。現在このような高エネルギー密度プラズマを実験室内で作り出せるのは高強度レーザーだけである。

高強度レーザーとプラズマとのレーザープラズマ相互作用（Laser plasma interaction: LPI）は、レーザー強度・パルス波形等のレーザー照射条件にターゲットの形状・材質等の条件も組み合わさった、多数のパラメーターが関与する複雑な物理過程である。特に、レーザー強度が  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> 以上の運動論・相対論的強度領域と  $10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> 以下の流体的領域との間に位置する  $10^{14}$ – $16$  W/cm<sup>2</sup> 付近の強度領域での LPI は、熱的平衡にある流体的プラズマと運動論的非線形過程で発生する非熱的高速粒子とが混在する非平衡状態にあるため、流体モデルや運動論モデルでの解析が難しく理解が進んでいない。

### 1.2 中間的強度でのレーザープラズマ相互作用

強度が  $10^{14}$ – $16$  W/cm<sup>2</sup> 付近の中間的領域での LPI では、誘導ラマン散乱（Stimulated Raman scattering: SRS）・ブリルアン散乱（Stimulated Brillouin scattering: SBS）・二電子波崩壊不安定性（Two plasmon decay: TPD）等のパラメトリック不安定性（Parametric instability: PI）と呼ばれる LPI によるレーザー光の吸収・散乱が起こる（図 2）。これらの過程はピコ秒スケールで成長し、発生する周囲のプラズマより一桁以上高エネルギーの非熱的電子は高密度プラズマ内部にエネルギーを輸送し、衝撃波等のナノ秒スケールの流体運動に影響を与える。例えば代表的な PI である SRS は、レーザー電磁波が散乱波と電子プラズマ波（Langmuir wave: LW）を共鳴的に励起する LPI であるが、励起された大振幅の LW（Large-amplitude LW: LALW）は周囲のプラズマ中の電子を捕獲し自身の位相速度程度まで加速させる事で、典型的には数 10 keV 程度のエネルギーを持つ高速電子を発生させる。また、SRS 再散乱等の多段階の LW 励起過程を経る事で、100 keV を超える相対論的エネルギーを持った高速電子の発生も報告されている [1-2]。

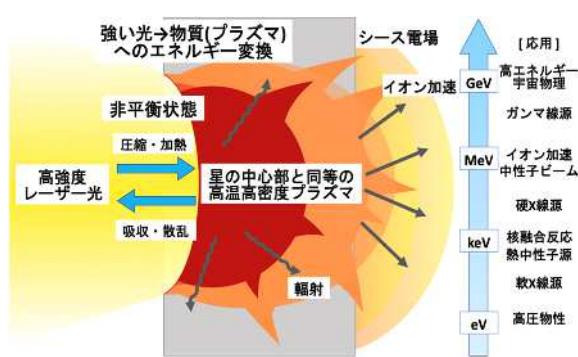


図 1：レーザー光と物質との相互作用の模式図。

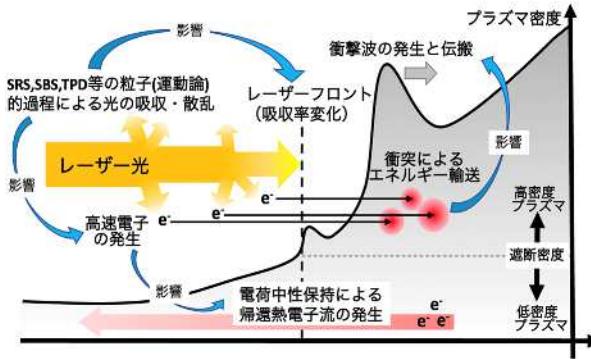


図2：レーザー強度が  $10^{14-16} \text{ W/cm}^2$  程度の領域で起こるレーザープラズマ相互作用の模式図。

一方で、前年度までの研究から数 10 ps の長い LPI 下では、LALW による電子捕獲では無く 搖動電場中での統計的加速により数 100 keV の 平均エネルギーを持つ高速電子が定常的に発生 する事が分かってきた[3]。よって本年度は、この 搖動電場中での統計的加速と多段階の LW 励起 による加速の二つの加速機構がそれぞれどの 様に高速電子発生に関与しているかを明らかに する為に、電場のフーリエ解析情報から励起電 场モードの時間変化について調査を行った。

## 2. 高速電子発生過程のシミュレーション

中間的領域の LPI の難しさは粒子的・流体的 二つの時空間スケールが含まれる点にある。本 研究では両者を切り分け、高速電子発生のみに 焦点を当て Particle-in-cell (PIC) 法による運動論 的シミュレーションからその詳細を調べる。

### 2.1 シミュレーションの設定

PIC 法では格子状に分割したシミュレーション 空間に内にプラズマを模した荷電粒子を配置す る。空間内での荷電粒子の運動に伴い発生する 電磁場及び外部電磁場（レーザー場）を各空間 格子上でマクスウェル方程式に従って求める。 荷電粒子の運動は自分の位置する格子上の電磁場 から運動方程式に従って計算される。

SRS による電場のモード励起状態を調べる為 に高解像度 1 次元 PIC シミュレーションを行っ

た。PIC コードは PICLS コード[4]を使用した。 図3にシミュレーションの設定を示す。1次元 シミュレーション空間  $x$  軸上に陽子と電子から なる水素プラズマを配置し、左 ( $x$  軸負方向) からレーザーを照射した。レーザーは  $p$  偏光（電場は  $y$  方向、磁場は  $z$  方向に振動）を用い、レーザー波長  $\lambda$  は  $1 \mu\text{m}$ 、レーザー強度は  $10^{16} \text{ W/cm}^2$  に設定した。シミュレーション中レーザーは常に照射し続ける。空間格子サイズは  $1/100 \mu\text{m}$ （レーザー波長  $\lambda$  を 100 分割）に設定した。タイムステップは PICLS のアルゴリズムの都合上  $\approx 0.033 \text{ fs}$ （レーザー周期を 100 分割）に自動的に決定される。水素プラズマの（数）密度  $n$  の初期設定は、最大密度をレーザー遮断密度  $n_c$  ( $\sim 10^{21} / \text{cm}^3$ ) の 1.2 倍、最小密度を  $1.2/e^4 \simeq 0.02$  倍に固定し、指數関数的な密度勾配を仮定した。密度勾配のスケール長  $L$  は  $L = 600 \mu\text{m}$  とした ( $n \propto \exp(-x/L)$ )。陽子と電子はそれぞれ一空間格子につき 100 個ずつ配置 し、初期温度がそれぞれ 1 keV と 5 keV となる 様に初期運動量分布を持たせた。シミュレーション空間は 1 次元だが電磁場の空間及びプラズマの運動量空間は 3 次元である。

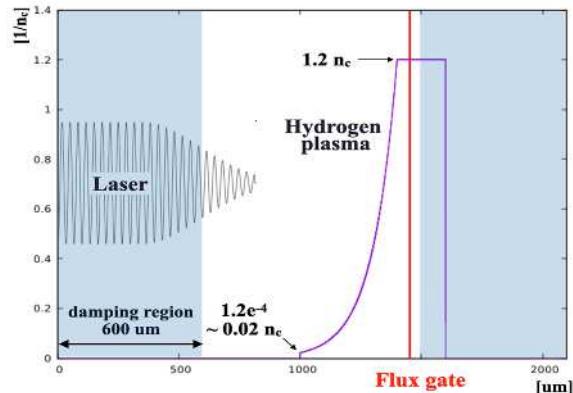


図3：1次元 PIC シミュレーションの設定。

### 2.2 電場のモードスペクトルの測定

シミュレーション結果を図4-5 に示す。図4 は  $t = 40 \text{ ps}$  と  $41 \text{ ps}$  における電子密度  $n_e$  (上)、

横（レーザー）電場  $E_y$ （中）、縦(LW)電場  $E_x$ （下）の空間分布である。 $n_e = n_c/4$  付近及び  $n_e = n_c/16$  を中心とした  $n_e < 0.2 n_c$  の領域に SRS による密度空孔（キャビティ）が発生している。 $E_y$  の空間分布を見ると、キャビティにおいて入射レーザー波の約 3 倍の大振幅場が形成されていることが分かる。この領域での  $E_y$  と  $E_x$  のフーリエ解析の結果が図 5 になる。図 5 (a) は  $E_y$  のモードを示しており、入射レーザー波とその反射波に対応した  $\omega = \omega_L$  に強い信号が見られる（ $k_L, \omega_L$  はそれぞれレーザーの波数と周波数）。また、 $0.1 < \omega/\omega_L < 0.5$  の領域にもキャビティによる強い信号が見られる。 $E_x$  のモードを示し

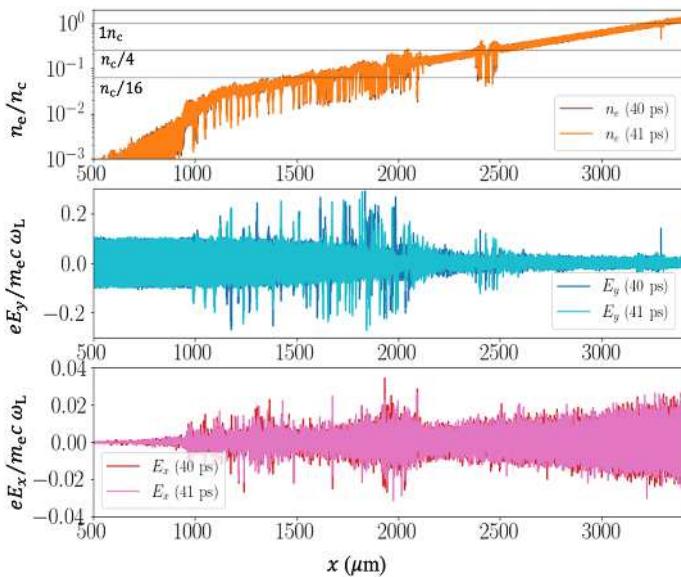


図 4 :  $t = 40, 41$  ps における電子密度（上）、横（レーザー）電場（中）、縦(LW)電場（下）の空間分布。

た(b)を見ると、この領域でのプラズマの密度・温度からあり得る範囲内においてあらゆるモードの波が同程度の信号強度で存在しており、LALW は発生していない事が分かる。よって  $t = 40$  ps では LALW による電子捕獲・加速は起こり得ず、統計的加速によって数 100 keV の平均エネルギーを持つ高速電子が発生している事が示唆される。

### 2.3 モードスペクトルの時間変化

両加速機構の時間的遷移を調べる為に、より

早い時刻( $t = 20$  ps)との比較を行った。シミュレーション中から先行研究[5-6]で SRS 再散乱が起こるとされている  $0.1 < n_e/n_c < 0.2$  の領域を切り出してフーリ解析を行い結果を比較した。結果を図 6 に示す。図 6 (a), (b) は切り出した領域の電子密度、(c), (d) はその領域中での  $E_y$  のスペクトル、(e), (f) は  $E_x$  のスペクトルである。

(a), (b) を見ると、 $t = 20$  ps に成長し始めたキャビティは  $t = 40$  ps には  $0.15 n_c$  以下全体に広がっている事が分かる。(c), (e) を見ると、 $t = 20$  ps では後方への SRS (Backward SRS: BSRS) とその再散乱の強い信号、また弱いながら前方への SRS (Forward SRS: FSRS) を示す信号も確認できる。

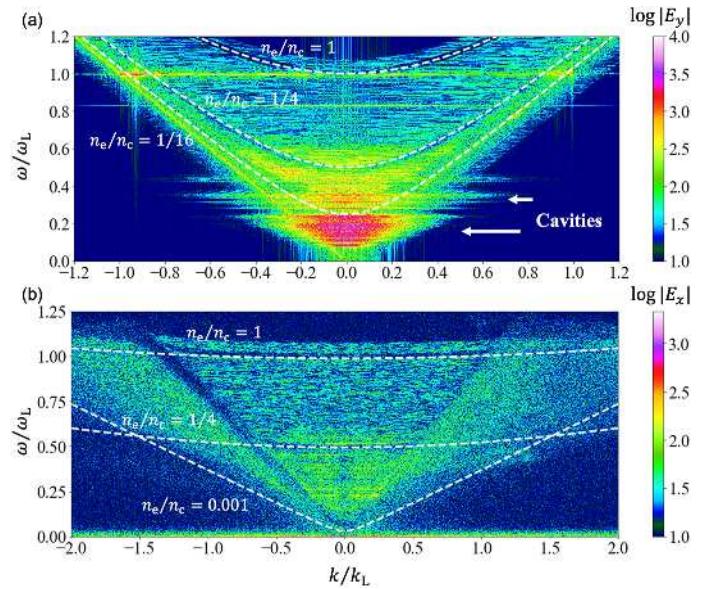


図 5 :  $t = 40-41$  ps 間の(a)  $E_y$ （レーザー）電場と(b)  $E_x$ （LW）電場のフーリエ解析結果。

一方で(d), (f) を見ると、 $t = 40$  ps ではこれらの SRS の信号は全て消滅している事が分かる。

よって、シミュレーションの早い段階には従来提唱されてきた SRS 再散乱による 100 keV 以上の相対論的エネルギーへの電子加速が起こり得る一方で、遅い段階では SRS の信号は消滅しており統計的加速へと加速過程が遷移している事が伺える。 $t = 40$  ps での SRS 消滅の理由は現在明確ではないが、キャビティの成長によるプラズマ密度の大きな不均一が原因ではないかと考えている。

### 3. おわりに

レーザー強度が  $10^{14-16} \text{ W/cm}^2$  の領域でのレーザーとプラズマとの相互作用における数 100 keV の平均エネルギーを持つ高速電子の発生過程について、高解像度大規模 1 次元 PIC シミュレーションを用いてその詳細を調べた。シミュレーション中から電場の時空間変化の情報を取得し、そのフーリエ変換からモード解析を行った。シミュレーションの早い段階 ( $t = 20 \text{ ps}$ ) には先行研究と同様に SRS の理論から予測される位置に強い信号が確認された一方で、遅い段階 ( $t = 40 \text{ ps}$ ) ではそれらの SRS を示す信号は全て消滅している事が判明した。

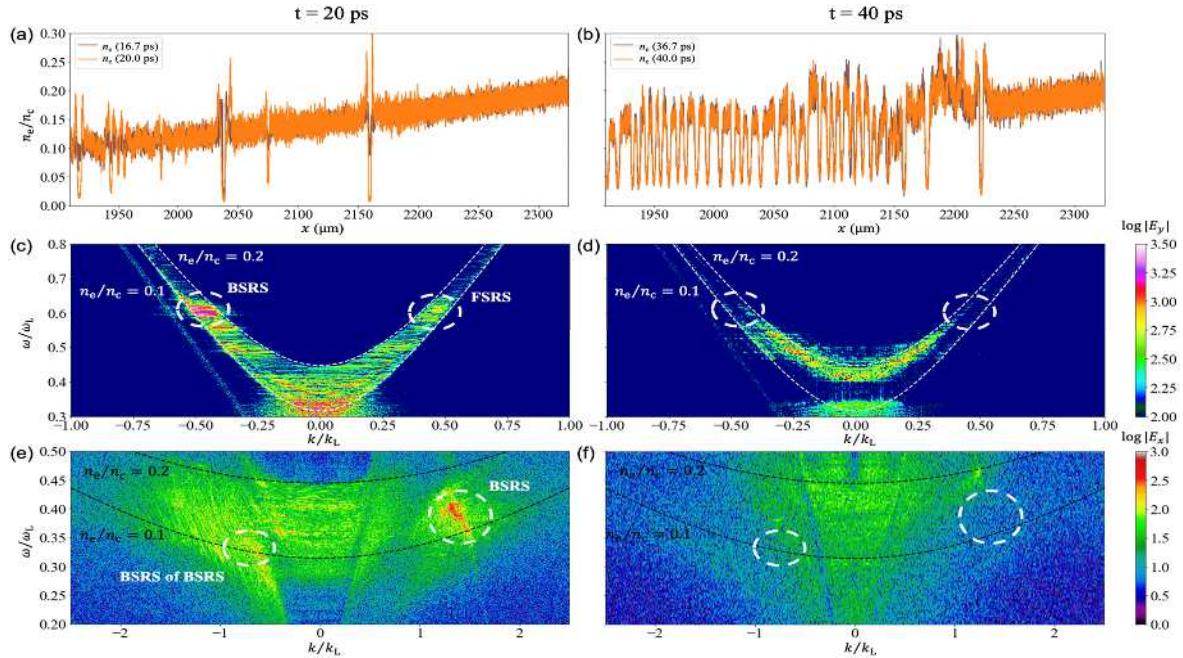


図 6 :  $t = 20, 40 \text{ ps}$  での(a), (b) 電子密度、(c), (d)  $E_y$  スペクトル、(e), (f)  $E_x$  スペクトルの比較。

この結果からこの強度領域での 100 keV 以上の電子加速機構は、従来提唱されてきた SRS による LALW の励起とその LALW による電子捕獲・加速から SRS によるキャビティ成長とそれに起因して生じる揺動電場中での統計的加速過程へと、時間的に変化する事が示唆された。

### 参考文献

- (1) C. Rousseaux et al., Phys. Plasmas **4**, 2589 (1992).
- (2) E. L. Dewald et al., Rev. Sci. Instrum. **81**, 10D398 (2010).
- (3) 高木悠司、サイバーメディア HPC ジャーナル **No. 14** (2024).
- (4) Y. Sentoku and A. J. Kemp, J. Comput. Phys. **227**, 6846-6861 (2008).
- (5) B. J. Winjum et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 165001 (2013).
- (6) Q. S. Feng et al., Phys. Rev. E **105**, 045208 (2022).