ビート波加速

北 川 米 喜

(大阪大学レーザー核融合研究センター)

(1987年11月5日受理)

Beat-Wave Acceleration

Yoneyoshi Kitagawa

(Received November 5, 1987)

Abstract

This report reviews the research on a new accelerator concept which uses an intense laser light, that is to say, the plasma beat-wave accelerator. Intense colinear laser beams ω_0 k_0 and ω_1 k_1 shone on a plasma with a frequency separation equal to the electron plasma frequency ω_p can create a large coherent longitudinal electric field of a few tens GV/m by the laser beat excitation of plasma oscillations. Accompanying favourable and deleterious physical effects using this process for a high energy beat-wave accelerator are discussed: dephasing, pump depletion, plasma turbulence effects, plasma fibre effects, surfatron, wakeless triple-soliton, etc.

Keywords:

beat-wave accelerator, forward Raman scattering, relativistic electron plasma wave, dephasing, surfatron, wakeless triple-soliton, plasma fibre, CO₂ laser,

1. 序——高エネルギー物理学の要請

短パルスの強力レーザー光を集光すると、とてつもない電場ができる。パルスレーザーは、核融合ドライバー開発を牽引力として、大出力化され、数年のうちには 100 TW 出力が実現する所まで来ており、これを数 10 μm に集光すれば、TV/m という巨大な電場ができる。マイクロ波がせいぜい数 10 MV/m というのに比べて格段に大きく、これで粒子が加速できれば、数 10 km に及ぶ巨大装置が数 100 m の装置になってしまう。それで、レーザー加速器が高エネルギー物理学の分野から注目されている。

現在、高エネルギー物理学実験の主流は GeV 以上の貯蔵リングを用いる粒子—反粒子衝突実験に移行し、且エネルギー増加の道を辿りつつある。1990 年代には、1 TeV 以上の電子—陽電子衝突加速器が必至となろうが、そのような高エネルギーの加速器には、とくに電子の場合に、貯蔵リングはかえって適さなくなる。

シンクロトロン放射によるエネルギー損失が深刻だからである。その損失は¹⁾,

$$\delta E = 8.85 \times 10^{-2} [E(\text{GeV})]^4 / \rho(\text{m}) \quad [\text{GeV/turn}] \quad (1)$$

と表わされるから、500 GeVの電子で、曲率半径 ρ を10 kmとして1周で550 GeVと、ほとんど失ってしまう。電子・陽電子それぞれ10 mA 流そうとすると、 $P[\text{MW}] = \delta E[\text{MeV}] J[\text{A}] \approx 10000 \text{ MW}$ というエネルギー損をカバーしなければならない。将来の電子—陽電子加速器は、直線加速器を2台一直線に並べたものに戻ろう。そうすると、次は線型加速器の加速電場の限界につき当ってしまう。現在使われているマイクロ波ライナックは、他の加速器より格段に高い

加速電場、加速電流がとれるが、それでも、加速電場は、図1に示すように²⁾、壁の絶縁破壊からせいぜい数10 MV/mが限界で、1 TeVはともかく、10 TeV以上のエネルギーを得るのは、物理的にも、経済的にも困難である。波長を短くしても壁に電磁波が接触する以上、 $\sim 1 \text{ GeV/m}$ が限度。そこで期待されるのが、プラズマを使う媒質加速器で、この場合、加速電場は媒質の中に閉じ込められて、容器の壁は直接、電磁波にさらされないし、且、プラズマ中の電場は、レーザーを用いて10 GV/m以上に出来る(図中 plasma limit)。すでにプラズマ中で、数 GV/mの電場をつくる事が可能である³⁾。

さらに将来は、電子—陽電子の衝突確率を上げるためと、測定精度を上げるために、加速ビームのパルス幅が数10 ピコ秒以内、加速粒子数が $10^{11} \sim 10^{12}$ 個/パルス、繰返しが200回/秒以上で、衝突時のビーム径が μm に集束できることが必要と言われている⁴⁾。以上のことから、レーザー光による電子加速に大い期待が寄せられている。レーザー光も、核融合ドライバーとしての大出力短パルスレーザーの開発の結果、数年のうちには、確実に100 TW以上の出力が得られるであろうし、今まで大出力レーザーの1つの問題であった繰返し発振も、技術的困難はほぼ克服され、レーザー加速の要請に答えて行けるであろう。ちなみに、ガラスレーザー3倍高調波($0.35 \mu\text{m}$ 波長)100 TWを $100 \mu\text{m}$ 径に集束すると 10^{18} W/cm^2 の強度が得られ、これでプラズマ中に励起できる加速電場は、密度変動で100%，電場では100 GV/mとなる。

2. レーザー加速器の種類

電磁波で電子を加速する必要条件は、(1)縦波であること、あるいは、電場が波の伝播方向と平行であること、(2)位相速度が電子の速度と等しいこと、即ち、光速か、それよりわずかに小さいことの2つである。

図1. 近接場加速器における最大加速勾配と波長の関係²⁾。

これらの条件を満たす電場をつくる方式は、大きく分けて2つ、遅波構造を用いるものと媒質を用いるものがある。前者は、マイクロ波のリニアックに代表されるものであるが、レーザーの場合波長が短かいので工作がむづかしく、前節でも触れたように、壁の絶縁破壊、熱損傷の障碍が大きい。この方式のうち、レーザーを使った先駆的研究としては、霜田(1962)⁵⁾、武田(1968)⁶⁾、Rossmanith(1976)⁷⁾等が掲げられる。媒質加速器は、強力なレーザー光のプラズマ中での非線型過程でプラズマ波を励起するもので、その代表がビート波加速である⁸⁾。レーザー光ならではの方式と言える。他に提案されている逆チェレンコ放射や逆自由電子レーザー過程は、ある意味では前者にはいろう⁹⁾。最近、これらのディスクや、グレーティングのかわりに細かいミストをレーザーで帯電させて使おうというプラズマドロプレット加速器のアイデアも出されている¹⁰⁾。使いすてグレーティングである。

3. 誘導ラマン散乱 (FRS) と電子加速

前節で述べたように、加速電場は縦波でかつ位相速度がほとんど光速でなければならない。この条件にある波、プラズマ波をたてるには、誘導ラマン散乱を使う。これは、単色のレーザー光 ω_0 をプラズマ中に入射するとプラズマ波 ω_p がノイズから成長し、差周波 $\omega_1 = \omega_0 - \omega_p$ の電磁波が散乱される現象(パラメトリック不安定性)を言う。二つの電磁波 $\omega_0^2 = \omega_p^2 + c^2 k_0^2$ (入射光)、 $\omega_1^2 = \omega_p^2 + c^2 k_1^2$ (散乱光)とプラズマ波 $\omega^2 \cong \omega_p^2$ の共鳴条件は

$$\omega_0 - \omega_1 = \omega_p, \quad k_0 - k_1 = k_p$$

であるが、波数は図2(a)に示す

図2. プラズマ中の電磁波 ω_0 , ω_1 とプラズマ波 ω_p の分散式。

(a) 前方ラマン散乱, (b) 後方ラマン散乱。

$$k_0 - k_1 = k_p \text{ (前方散乱: FRS)}$$

と図2(b)に示す

$$k_0 + k_1 = k_p \text{ (後方散乱: BRS)}$$

の2つが考えられる。前方散乱で励起されるプラズマ波の位相速度は

$$v_{ph} = \frac{\omega_0 - \omega_1}{k_0 - k_1} \simeq \frac{\partial \omega_0}{\partial k_0} = \frac{c^2 k_0}{\omega_0} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}}. \quad (2)$$

共鳴条件から必ず $\omega_p / \omega_0 < 0.5$ だから $v_{ph} \sim c$ となり加速電場の条件を満たす。 ω_1 が ω_0 に近づく程、 $\omega_p / \omega_0 \ll 1$ で益々 c に近づく。しかし後方散乱は、

$$v_{ph} \simeq \frac{\omega_0 - \omega_1}{2k_0} = c \frac{\omega_p}{2\omega_0} \ll c \quad (3)$$

で条件をみたさない。しかも温度が高ければ、後方散乱はランダウ減衰を受けやすいので、その分も加速には損。Estabrook と Kruer は¹¹⁾、1983年シミュレーションで、前方散乱、後方散乱で電子の加速される様子を図3のように示した。前方散乱によるものはるかに高エネルギーに加速される。

ラマン散乱による電子加速の実験は、 $\omega_p \leq 0.5 \omega_0$ 、即ち遮断密度以下の薄くて均一な、スケール長の長いプラズマを作るのがみそで、そこに大強度の単色レーザー光を照射するだけでよい。1981年、UCLAのJoshiらは¹²⁾、 $130 \text{ \AA}$ というカーボンの超薄膜に 16 J 、 2 ns ($2.4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$) の CO_2 レーザーを照射し、前方に図4に示すように 1.4 MeV に達する電子を検出した。前方ラマン散乱によると考

図3. ラマン加熱による電子のエネルギー分布のシミュレーション。 $I \lambda_{0\mu}^2 = 10^{16} \text{ W } \mu^2 / \text{cm}^2$, 固定イオン長 $= 127 \lambda_0$, $n/n_{cr} = 0.2$, $T_e = 10 \text{ keV}$ ¹¹⁾。

図4. 前方ラマン散乱加速を示す電子のエネルギー分布¹²⁾。

えられる。後方には同じ図左側のように 0.6 MeV ぐらいまでしか加速されていない。阪大レーザーセンターでは、 $450\text{ \AA}$ のパリレン薄膜に 60 J, 1 ns の CO_2 のレーザーを照射し、FRS を励起させ、1.1 MeV の電子 $1\text{ }\mu\text{A}$ を検出した¹³⁾。いずれの場合も、プラズマ波の電場は 1 GV/m 以上と評価できる。このように、前方ラマン散乱による電子加速は、簡単であるが、電子のエネルギーを上げるよう、プラズマ密度を下げると、ラマン散乱の閾値が上り、しかも、種になる高速電子の個数が減ってしまう。さらにプラズマ波は、ノイズから立上り、場所毎に周波数が異なるため、振幅、位相が一定せず、加速電子のスペクトルは、図4の様に0からMeVまでひろがってしまい、加速器としては魅力的でない。ただし、密度共鳴条件はゆるい。

レーザー光のカットオフでの共鳴吸収でも線型変換でプラズマ波が励起され、電子加速がおこる。高速電子と呼ばれるものであるが、位相速度が小さくすぐにランダウ減衰をうける為、せいぜい 100 keV が限界と考えられる。

4. ビート波によるプラズマ波の励起

前方ラマン散乱で、散乱光にあたる ω_1 もあらかじめ同じ向きに入射すると、位相のそろったプラズマ波が励起出来る^{8, 13)}。周波数 ω_0 、振幅 E_0 の波と周波数 ω_1 、振幅 E_1 の波を同時に入射すると、それらのビートのつくるポンデロモーティブ力

$$eE_L = \nabla \left(\frac{e^2 E_0 \cdot E_1}{m \omega_0 \omega_1} \right) \quad (4)$$

は図5に示すように電子密度を変調する。それがプラズマ周波数と共鳴すると、プラズマ波となってどんどん生長する。その位相速度は(2)で与えられ $v_{ph} = c(1 - \omega_p^2 / \omega_0^2)^{1/2}$ だから低密度である程、即ち ω_0 が ω_p に近い程光速に近づき、高エネルギー電子の捕捉、加速が可能となる。強制振動だから、ノイズから生長する訳でなく、周波数、位相もほぼ一定、従って効率よく加速ができる。これが最大の特徴。レーザー強度をどんどん上げて行くと、密度変調がどんどん深くなり、それに伴ってプラズマ波の電場も大きくして行ける。しかし密度変調が100%の極限では、電場は、ガウスの定理から

図5. ビート波によるポンデロモーティブポテンシャル ϕ ¹³⁾。

$$i k_p E_L = 4 \pi n_0 e \quad (5)$$

となり、それ以上は大きくなり得ない。この極限をWave-breaking limit という。 $k_p \cong \omega_p / c$ だから、

$$E_L = \frac{m \omega_p c}{e} \quad (6)$$

$$= 30 \sqrt{\frac{n_0 [\text{cm}^{-3}]}{10^{17}}} \quad [\text{GV/m}] \quad (6)'$$

となる。 10^{17}cm^{-3} の密度で30 GV/mに達する。実際は、幾つかの原因で100%変調になる前に振幅が飽和する。1つの評価として、入射波 E_0 と E_L が大きくなると、それらによって揺さぶられる電子が相対論効果で重くなり、プラズマ振動数が下って、 $\omega_0 - \omega_1 = \omega_p$ を満たさなくなり、 E_L の生長が抑えられることがある。電子の運動方程式で $\dot{v}$ を $d/dt(rv)$ となおし、 $v/c \ll 1$ 、即ち $r \cong 1 + 1/2(v/c)^2$ とすると、実効的プラズマ周波数は、

$$\omega_{p \text{ eff}} = \omega_p \left(1 - \frac{3}{4} \left| \frac{v}{c} \right|^2\right) \quad (7)$$

となる。但し $v = e E_L / m \omega_p$ 。従って、振幅 v が大きくなると、 $\omega_{p \text{ eff}}$ が $\omega_0 - \omega_1$ からはなれ、波の生長が抑えられ、振幅が飽和する。飽和振幅は、Rosebluth と Liuによれば¹⁴⁾、

$$\varepsilon = \frac{\delta n}{n_0} = \frac{e E_L}{m \omega_p c} = \left(\frac{16}{3} \frac{e E_0}{m \omega_0 c} \cdot \frac{e E_L}{m \omega_1 c} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (8)$$

となる。レーザー光強度で表わすと、

$$\varepsilon = 7.3 \times 10^{-6} (I_0 I_1 [\text{W/cm}^2])^{1/6} \left(\frac{\lambda}{10 \mu\text{m}} \right)^{2/3} \quad (9)$$

(9)式から、 $\varepsilon=1$ 、即ちWave-breaking limit を与える強度は、波長 $10 \mu\text{m}$ の CO_2 レーザーで $2.5 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ 、 $1 \mu\text{m}$ のガラスレーザーで $2.5 \times 10^{17} \text{W/cm}^2$ となるが、100 ps 20 Jのレーザー光を100 μm 径に集光すればよく、現在のレーザーで十分に可能な強度である。

Joshi, Clayton らは $9.56 \mu\text{m}$ と $10.59 \mu\text{m}$ の2波長レーザー光のビートにより単色のプラズマ波が励起されることを示した¹⁵⁾。それぞれ4 J, 12 J, 2 nsパルスを H_2 Zピンチプラズマに、同軸上に照射し($4.4 \sim 17 \times 10^{12} \text{W/cm}^2$)、直角方向からルビーレーザー散乱法で測定した結果、図6のように、 $k_0 - k_1 = \Delta k$ 、 $\omega_0 - \omega_1 = \omega_p$ のところにピークが得られた。 $\varepsilon \sim 0.03$ 、電場1 GV/mであった。軸方向1.8 mmにわたって励起されていた。照射強度を(9)式に入れると $\varepsilon \sim 0.08$ となりほぼ一致する。現在進行中の阪大

図6. (a) ルビーレーザートムソン散乱によるビート波励起プラズマ波の k スペクトル, $\Delta k = k_0 - k_1$, (b) 周波数スペクトル, $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_1$, ω_r はルビー迷光¹⁵⁾。

レーザーセンターのビート波加速研究“Σ計画”では、後述のように、10.6 μmと9.6 μmそれぞれ100 J/1 nsを1mm径に集光し、 $I_0 \sim 1.2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 、従って $\epsilon \sim 0.17$ となる。

5. プラズマ波による電子の加速

ビート波でつくられるプラズマ波の位相速度 v_{ph} は(2)式であらわされるが、

$$\gamma_\phi = \frac{\omega_0}{\omega_p}, \quad \beta_\phi = \frac{v_{ph}}{c}$$

とおくと、それぞれ、粒子の相対論と同じ対応がつき、波の相対論パラメータとなる。即ち、

$$\beta_\phi = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_\phi^2}} \quad (10)$$

10.6 μmと9.6 μm光のビートで出来るプラズマ波の位相速度は、 $\gamma_\phi = \lambda_p / \lambda_0 = 10$ (ただし $\lambda_p = 2\pi / k_p$) だから $\beta_\phi = 0.995$ となる。

プラズマ波のポテンシャルは、その波の系で(6)式から、 m_0 を静止質量とすると

$$e \phi'_p = \gamma_\phi e \phi_p = \gamma_\phi e E_L / k_p = \gamma_\phi m_0 c^2 \epsilon \quad (11)$$

波の系での電子の運動エネルギー $(\gamma' - 1) m_0 c^2$ がこのポテンシャルより小さければ、即ち $e \phi' \geq (\gamma' - 1) m_0 c^2$ ならこの電子は波に捕捉される。 γ' をローレンツ変換

$$\begin{pmatrix} \gamma_\phi & i\beta_\phi\gamma_\phi \\ -i\beta_\phi\gamma_\phi & \gamma_\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma\beta m_0 c \\ i\gamma m_0 c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma'\beta' m_0 c \\ i\gamma' m_0 c \end{pmatrix} \quad (12)$$

を用いて γ で表わし、(11)式を使うと

$$e \phi_p \geq \left[\gamma(1 - \beta_\phi\beta) - \frac{1}{\gamma_\phi} \right] m_0 c^2 \quad (13)$$

と、実験室系の表示になる。或は、

$$\epsilon \geq \frac{\gamma_\phi \gamma (1 - \beta_\phi\beta) - 1}{\gamma_\phi} \quad (14)$$

となる^{16, 17)}。 $\epsilon = 0.2$, $\gamma_\phi = 10$ なら $\beta = 0.72$ 即ち 200 keV 以上の電子は捕捉加速可能である。 ϕ_p の函数として捕捉の下限エネルギーを図7に細線で示す。また最大到達エネルギーを太線で示す。

一旦捕捉され加速されて光速近くなると、波の位相速度より速くなり、ポテンシャルの谷から飛び出してしまう (slipping 又は, Dephasing),

実験室系での波のポテンシャルΔφ

図7. 波のポテンシャルに捕捉される電子の最低エネルギー(細線)と最大到達エネルギー(太線)¹⁷⁾。

或は減速相にはいる。飛び出すまでの時間 τ_d は、電子が光速 c で谷幅 $\sim 1/k_p$ を横断する時間とすると、

$$\tau_d = \frac{1/k_p}{c - v_{ph}} \sim \frac{1}{k_p} \frac{c + v_{ph}}{c^2 - v_{ph}^2} \sim \frac{2}{k_p c} r_\phi^2. \quad (15)$$

電子の進む距離 d は、静止系でみて、

$$d = c \tau_d = \frac{2}{k_p} r_\phi^2 = \frac{\lambda_p}{\pi} r_\phi^2. \quad (16)$$

電子の最大到達エネルギー W は、(6) 式より $e E_L = m c^2 k_p$ だから

$$W = e E_L d = 2 r_\phi^2 m_0 c^2 \varepsilon. \quad (17)$$

(15)～(17) 式で r_ϕ^2 がかわるのは、粒子と場の両方の相対論効果がきくため。波の系では (11) 式の値にしかない⁸⁾。 $r_\phi = 10$ のとき、 $\varepsilon = 1$ なら $W = 100 \text{ MeV}$ 、 $\varepsilon = 0.2$ なら $W = 20 \text{ MeV}$ の加速が期待できる。加速距離 d は、 CO_2 レーザーで $\lambda_p = 100 \mu\text{m}$ なら 3 mm でよい。しかし逆に、1 回の加速は 3 mm しかできないということで、多段加速が必要となる。6 節で述べるように、ガラスレーザーでも 30 cm で、レーザーの収束距離 (レーリー長) が有限なことを考えても、多段加速は有効な手段であろう。図 8 に、多段加速の概念図を示す¹³⁾。ここでは、6 節で述べるプラズマファイバーを用いて、レーザーの発散とビームのスリップ (dephasing) をも抑えている。

図 8. プラズマファイバーを用いた多段加速の概念図¹³⁾。

6. ビート波加速研究の世界の現状

カナダ INRS — Énergie の Martin, Ebrahim ら¹⁸⁾は、図 9 に示すように先づ CO_2 レーザーターゲットで生成した高速電子を磁場アナライザーを通し、エネルギー選択する。それを主ビームの 2 波長 CO_2 レーザーと同一軸で入射した。プラズマはガスバフで入射する。入射電子のエネルギーに閾値があって、0.6 MeV 以下だと加速されないが、0.6 MeV のときは、2 MeV になるという。REB とレーザーの同期は確実にとれるが、入射電流が大きくとれないうらみがある。同時に $8.7 \mu\text{m}$ の後方散乱光を計測し、プラズマ波励起の証拠としている。これは、(4)式に従ってプラズマ波が励起されると、プラズマ波と入射光の相互作用で散乱光が高調波成分をもつ、或はカスケードを起こすからでこれを側帯波として観測できれば、プラズマ波励起の証拠となり、直接加速電子を観測するのと側帯波を観測するのがビート波加速の大きなテーマとなっている。

前に述べた Joshi, Clayton らは、プラズマ波励起の直接測定のみならず、2 次、3 次の測帯波の振幅を測定した結果、プラズマ波の飽和は、Rosenbluth, Liu らの相対論周波数不整合でなく、これらの測帯波（高調波）へのカスケードによると言う¹⁹⁾。電子の加速は、今年（1987）導入した 1.5 MeV ライナックからの入射実験の結果が待たれる。

MeV ライナックからの入射実験の結果が待たれる。

英国ラザフォード研究所 Dymoke, Bradshaw は、 $1.053 \mu\text{m}$ の YLF レーザーと $1.064 \mu\text{m}$ の YAG レーザーのビート波実験を行っている。プラズマ波の波長は CO_2 レーザーの場合と同じ $100 \mu\text{m}$ 、しかし r_ϕ は 95 までとれる。従って単位長あたりの電場 E_L は CO_2 レーザーと同じでも、(16) 式から加速距離 $d \approx 30$

図 9. Martin らのビート波加速実験図。一本のレーザーで Al ターゲットから高速電子を発生させ、入射電子分析器（磁場分析器）でエネルギー選択して、相互作用域に入射する。別の 2 波長レーザーを同一方向から入射し、高速電子を加速する。¹⁸⁾

cmとなり、もしこれだけの距離、レーザー強度が維持できれば最大10 GeV の加速が可能である((17)式)。実験は、2つのレーザー波長が近すぎて、同軸にあわせる光学素子の内部でラマン散乱(CARS)などの非線形効果があり、媒質のプラズマがなくとも、測帯波が発生するなどむつかしいらしい²⁰⁾。

阪大レーザーセンターのΣ計画では、3節で述べた2波長CO₂レーザーと同一方向にブルームラインからの相対論的電子ビーム(1~0.5 MeV, 100 ns)を打ち込む(図10)²¹⁾。電子ビーム(REB)はソレノイド磁場で30°曲げる。加速部では、ビーム径6 mm, 電流500 A。レーザーはf/10, 焦点距離3 mのNaClレンズで1 mm径に収束させている。下流に電子スペクトロメータがあって、加速電子のスペクトルを計測する。加速部でのプラズマは、ガスパフでN₂又はHeガスを注入し、レーザーで同時に電離して得る。2波長のレーザーは、レーザーシステムの発振器に、発振しにくい9.6 μm 光のみCWCO₂レーザーで外部同期をかけ、10.6 μm 光は自然発振させる方式で得る。途中の増幅段では、一旦、別々に分け増幅させる方がピーク値のそろった安定出力が得られる。目標は電子を20 MeV に加速することである。実験に近いパラメータで数値計算したのが、図11で、レーザー入射口より、500 keVの電子ビームを入射し、300 psのガウス型レーザーパルスで長さ2 mmの間加速する。出口での電子ビームエネルギーの時間変化をプロットしたもので最高50 mc即ち15 MeV以上の加速が予想される^{21, 22)}。

他にフランスでも始められているが、各国とも実験が始まった所で、こゝ2~3年に一応の結果が出るものと思われる。

図10. 阪大レーザーセンタービート波加速「Σ計画」実験のうち相互作用域。可動磁場コイル(Movable Coil)で、REBとレーザーの軸調整を行なう。

図11. 流体粒子コードシミュレーション。実験パラメータでの電子加速エネルギーの時間変化を2mm下流でみた図。時間軸0はガウス型レーザーパルスの中にあたる。右上図は、時間積分した電子エネルギースペクトル。²²⁾

7. ビート波加速の問題点とそれに対する新提案

予想される第1の問題は、波と粒子の Dephasing。波の位相速度が光速より小さいため、加速電子はすぐ位相速度を超えてスリップし、加速距離 d が(7)式で制限される。 $r_\phi = \omega_0 / \omega_p$ を大きく、即ち、短波長のレーザーで、ビート波はなるべく長波長になるようにすれば、 d は延びる。同じ $\lambda_p = 100\mu\text{m}$ でも、CO₂ レーザーなら $r_\phi = 10$ が、ガラスレーザーでは $r_\phi \sim 100$ になり、 d も3mmが30cmに、到達エネルギーも最大0.1GeVが10GeVになる。ただし、ビート波加速には高強度のレーザー光が必要で、そのため、レーザー光を集光しなければならないが、その分かならず発散し、収束領域は、集光径を w_0 とすると、レーリー長 $Z_R = \pi w_0^2 / \lambda_0$ で制限される。CO₂ レーザーで1cm以下、ガラスレーザーでも数cm。そこでプラズマファイバ(ダクト)の提案がある¹³⁾。ファイバー中のレーザー光の伝播特性を利用して発散を防ぐことが考えられる。実際、1mm径のプラスチックダクト内、数cmにわたってCO₂ レーザーが伝播可能なことが確かめられている。中心部でプラズマ密度が低く、周辺部で高くなるので、dephasingも緩和される。

$\omega_0 - \omega_1 = \omega_p$ の共鳴密度プラズマが，レーザー収束領域に均一にあることも重要である。共鳴密度 $10^{17}/\text{cm}^3$ の場合，ガスバフで打込んだガスをレーザーで電離したり^{18, 21)}，アーク放電で生成したりしているが¹⁵⁾，長距離にわたり一定の共鳴密度を得るには，プラズマダクトが適しているであろう。

Dephasing を抑える提案に，Surfatron がある²³⁾。波の伝播方向に対し，粒子の運動方向を斜めにし，長い距離走らせて整合をとるもので，その角度 θ が

$$\cos \theta = \beta_\phi = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \right)^{1/2} \quad (18)$$

となるようにすれば，位相整合を保持することができる。粒子を斜めに走らすための横方向の場 $E_\perp$ は垂直磁場 B で与える。即ち

図12. (a) 図11と同じシミュレーション。レーザー波形はフラット。(b) その時のプラズマ波の位相々関の時間変化。²²⁾

$$E_{\perp} = \frac{e v \times B}{c} \quad (19)$$

一方, $E_{\perp} = E_L \sin \theta = E_L \omega_p / \omega_0$ だから,

$$\frac{B}{E_L} = \frac{\omega_p}{\omega_0} \quad (20)$$

或は

$$B = 3.3 E_L \text{ (GV/m) } / \tau \phi \text{ [Tesla]} \quad (21)$$

だけ印加すればよい。たとえば 1 GV/m なら 3.3 kG。レーザーでの Surfatron 実験はまだない。

次の問題は, Pump depletion と呼ばれる入射レーザー光の減衰。プラズマ波の群速度は熱速度で, ビート波の群速度 ($\approx$ 光速) よりはるかに小さく, 入射光は, 航跡となってあとに残るプラズマ波にどんどんエネルギーをとられて減衰する。

さらには, 位相不安定の問題があり, 図 12(a) に示すように, 入射電子は, 初めの 20 ps ぐらいしか加速されない。こゝでは図 11 と違い矩形のレーザーパルスを用いている。これは, プラズマ波の振幅が非線型効果で飽和したあとでは, 加速の位相が各点で一定でなくなり, 加速できなくなるからである。プラズマ波の位相相関の時間変化を図 12(b) に示す²²⁾。

これらのことから, レーザー光の立上りは飽和時間より早くしなければ有効な加速が出来ないと思われる。それを解決するには, パルス幅が短かくて, プラズマ波の後面では, 再びエネルギーがレーザー光に戻るようなものがあればよい。

それがウェイクレストリプルソリトン加速の提案で²⁴⁾, 図 13(a) に示すように, ω_1 の波をパルスで入れ, そのピークの所で ω_0 の波の位相を反転させると, ω_1 パルスの前半では誘導ラマン散乱でプラズマ波が励起されるが, 後半では, ω_0 の位相が反転するので逆過程が起こりプラズマ波のエネルギーは, レーザー光のエネルギーに戻る。即ち, プラズマ波を航跡として励起し続けることなく, ビート波パルスは伝播し, プラズマ波もソリトンとなってレーザーパルスにはほぼ近い群速度で追従する。(c), (f) が ω_0 波, (b),

図 13. トリプルソリトンの粒子シミュレーション。パラメータはシステム長 $L_x = 2058 \Delta$, $c = 10 \omega_0 \Delta$, $\omega_0 / \omega_p = 6.3$, $\omega_1 / \omega_p = 5.3$, $\Delta \omega = 0$, $a = v_0 / c = 0.6$, $V_e = 0.6 \omega_p \Delta$, 以上から λ はほとんど C 。
(a) O, I, P の 3 ソリトン。O は, $t = 0$, $x = 0$ で位相反転する。(進向は $+x$ 方向)
(b), (c) $t = 12.5 \omega_p^{-1}$, (d) - (f) $t = 50 \omega_p^{-1}$ 。
(b), (e) プラズマ電場振幅対 x 。(c), (f) レーザー振幅対 x 。(d) 電子の位相空間での P_x 対 x 。²⁴⁾

(e)がプラズマソリトン, (f)が加速電子をそれぞれシミュレーションで追跡した結果²⁴⁾。もし実現すれば, pump depletion, 位相不安定性なども解決の可能性がある。

8. おわりに

レーザーによりGV/mの高加速電場を発生し得ることが, 実験・理論的に明らかになった。しかし, ビート波加速実験は始まったばかりであり, この2, 3年のうちに加速の検証がなされれば, その後は, 6節に述べた問題点を克明し, 実用加速器への道が開けるものと期待される。

他の方式についてはほとんど述べなかったが, いづれの方式をとっても, レーザーという超高電場が, 将来の加速器に不可欠の存在となることは間違いなからう。

この解説を書くにあたって, 激励を頂いた阪大レーザー核融合研究センター中井貞雄センター長と山中千代衛前所長, 協力頂いた同センター三間罔興・高部英明両氏に感謝する次第である。なお, 非線形理論については, 両氏らの解説論文(レーザー研究)に詳しい²⁵⁾。

参 考 文 献

- 1) J. D. Jackson: *Classical Electrodynamics* (seconded., John Wiley & Sons, New York, 1975) p.658.
- 2) 竹田誠之: 新しい概念の加速器, 月刊フィジックス 5, 12, (1984) 787.
- 3) C. E. Clayton, C. Joshi, C. Darrow and D. Umstadter: *Phys. Rev. Letters* 54 (1985) 2343.
- 4) 佐藤 勇: レーザー学会学術講演会第4回年次大会予稿集(1984年) 10PI2, p.40.
- 5) K. Shimoda: *Appl. Optics* 1 (1962) 33.
- 6) Y. Takeda and I. Matsui: *Nucl. Instr. & Method*, 62 (1968) 306.
- 7) R. Rossmannith: *Nucl. Instr. & Meth.* 138 (1976) 613.
- 8) T. Tajima and J. M. Dawson: *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979) 267.
- 9) R. H. Pantell and T. I. Smith: *Appl. Phys.* B28 (1982) 154.
- 10) R. B. Palmer: *Proc. of Workshop on Laser Acceleration of Particles*, Malibu, CA, Jan. 1985, ed. by C. Joshi and T. Katsouleas (1985).
- 11) K. Estabrook and W. L. Kruer: *Phys. Fluids* 26 (1983) 1892.
- 12) C. Joshi, T. Tajima, J. M. Dawson, H. A. Baldis and N. A. Ebrahim: *Phys. Rev. Lett* 47 (1981) 1285.
- 13) T. Tajima: High energy laser plasma accelerators, *Laser and Particle Beams* 3 (1985) 351.
- 14) M. N. Rosenbluth and C. S. Liu: *Phys. Rev. Lett.* 29 (1972) 701.
- 15) C. E. Clayton, C. Joshi, C. Darrow and D. Umstadter: *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985) 2343.
- 16) N. A. Ebrahim, P. Lavigue, S. Aithal: *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Oct. (1985).
- 17) 大須賀敏明: 博士論文, 大阪大学 (1987).
- 18) F. Martin, N. Ebrahim: *Electron Acceleration by a Resonant Beat Wave*, *Proceedings of the SPIE Conf.* 2-6 June, 1986 Québec (1986).
- 19) C. Darrow, D. Umstadter, T. Katsouleas, W. B. Mori, C. E. Clayton, C. Joshi: *Phys. Rev. Lett*: 56 (1986) 2629.
- 20) A. Dymoke, Bradshaw: *Proceedings on Workshop on New Developments in Particle Acceleration Techniques*, Orsay, June 29 (1987) to be published in December 1987.
- 21) 北川米喜, 藤田尚徳: CO₂ レーザー REB 相互作用, 電気学会光・量子デバイス研究会資料 OQD-87-4, (1987) 23.
- 22) H. Takabe, K. Mima, T. Ohsuga: Private communication.
- 23) T. Katsouleas, J. M. Dawson: *Phys. Rev. Lett.* 51, (1983) 392.
- 24) K. Mima, T. Ohsuga, H. Takabe, K. Nishihara, T. Tajima, E. Zaidman, W. Horton: *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986) 1421.
- 25) 三間罔興, 高部英明, 田島俊樹: レーザー研究, 15 (1987) 481.