

レーザー航跡場加速による準単色電子線発生について

S. V. Bulanov*1・田島 俊樹*2

On the Quasi-Monoenergetic Electron Beam Generation in the Laser Wakefield Acceleration

S. V. Bulanov*1 and T. TAJIMA

Abstract

A new phase of laser acceleration research has entered, as signified by the recent reports in Nature 9/30/05 of the generation of quasi-monoenergetic electron beam by laser wakefield acceleration in three experiments. We survey the current status of experiments and offer their theoretical interpretation. We understand why the choice of parameters is of such importance and why the earlier experiments showed energy spectra far from monoenergy.

永い間実験物理学において、荷電粒子の加速器が自然の基本的法則を明らかにする上で幅広い重要な役割を果たしてきた。全加速器の半分以上が、医学に利用され特に腫瘍学における放射線治療への利用である。近代的基礎物理の研究においては加速器は物質のミクロな知識のきわめて大きい部分を供給して来た。今までの数十年で加速器は量子場の理論におけるいわゆる「標準モデル」を確立してきた。CERNで建設中の「大ハドロン加速器」(LHC)のような現在の最大級加速器は数十 km の大きさで数千億円のコストにのぼるであろう。電子や陽電子は陽子や反陽子より加速しやすい一方、放射減衰もしやすく高エネルギーでは線型にする必要があり、SLACでは数十 GeVにするのに 3 km の直線部が必要である。

コンパクトな新しい型の加速器というのは科学者の前世紀古くからの夢である。数十から数百 MeV のエネルギーの電子を安定に強電流で供給できる小型の、従って比較的安価な、加速器は生物学、化学や医学に極めて有用である。この為に世界の多くの先進的研究グループは荷電粒子の新しい加速機構の研究に専心してきている。

一般に荷電粒子は加速管中の時間依存のある電場と磁場の中での運動を通じてエネルギーを獲得する。従来からの加速器では、荒っぽく言えば、金属壁に囲まれた真空容器中の rf の長波長の電磁場との相互作用によって加速が起こる。どれだけ急速に加速されるか

は、どれだけ強い電場をこの金属容器中に励起させられるかで決まり、それは強い電場による金属表面の電氣的なだれ(雪崩)現象の発生の有無で決まる。従って、加速器を超小型化しようとするには、強い電場を作り出しそれにもかかわらず何らかの手段で電氣的なだれを起こさぬように(例えば短波長化するとだれを起こす数値電場が上がる事が知られている)するとか、電氣的なだれを起こさぬ物質(例えば金属表面の不純物を減らすとか数値の高い誘電体を使うなどの手立てを講じてそれを起こしにくくするとか、プラズマのようにすでに電氣的に分解し、もうこれ以上電氣的に崩壊しない物質)を使うとかする必要がある。これに加え、そもそもこうした強い加速電場を如何に作り出すかという課題もある。1930年代に E. Lawrence によって大きな実験的成功を得たサイクロトロン(さらにそれに先立つ種々の加速器)が採用した金属管中になるべく強い電磁場を起こすという考えから決別した方法が 1950年代にロシアの Budker や Veksler^{1,2)}によって唱えられた。これは、荷電粒子体或いはプラズマという既に電氣的に崩壊され、これ以上は電氣的に崩壊しないという物質を利用するという考え方と、同時にクーロン場が遠隔的力であることに根ざすプラズマの集団的相互作用の励起が容易であるということの認識に立脚している。彼らにより、比較的に高速に加速しやすい電子をプラズマ中に入射しプラズマの集団運動/自発的不安定性を利用して、集団的相互作用

*1 日本原子力研究所 関西研究所 Kansai Research Establishment Japan Atomic Energy Research Institute

*2 日本原子力研究所 関西研究所 Kansai Research Establishment Japan Atomic Energy Research Institute (E-mail: tajima@apr.jaeri.go.jp)

に根ざす強いプラズマ内の電場を用いてイオンなどを高エネルギーに加速しようという方法が示唆された。この方法が従来の考えから大きく踏み出す革命的な考えだったため多くの研究者を魅了した。しかしながら、この方法を試みる実験ははかばかしくなかった。主な理由はプラズマが不安定な物質であるため、金属加速管と違い、加速場構造が不安定でイオンを十分に長い期間にわたって加速続けることが出来ないということとエネルギースペクトルが極めて広いことである³⁾。

レーザーが1960年に発明されて、レーザーというrf波よりはるかに短波長で高強度の電磁波で加速しようという考えはすぐに思いつくものであった。しかしながら、Woodward-Lawson 定理⁴⁾によれば、真空中の電磁波による電子の加速は（基本的には）ゼロである。又、真空の近くに金属などを置いて電場を変えて使うという考え方もあるが、そうすることにより再び金属表面の崩れの問題に直面する。

こういうことを踏まえて新しい考え方が提起された。それは、プラズマという既に電離崩壊した媒質を使うものの、プラズマの不安定な物性には依拠せず強いレーザー光の導入でそれが持つ組織性を利用し加速構造の安定的・剛構造創出を図るという考えである⁵⁾。短パルスのレーザーを用いれば、イオンの運動が介入できない程短い時間についてはレーザー光に対して電子のみが反応するためにプラズマでしばしば見られるプラズマ可塑性である流体力学的不安定性は起こりえない。イオンが事実上不動なので、強いレーザーによって動かされた電子がプラズマ中に強い規則的な電荷構造を作り出す。これが航跡場と呼ばれる強い電場である。田島-Dawsonはこの電場によるコンパクトな高エネルギー加速の方法を1979年に提起した⁵⁾。この論文において、無衝突プラズマ中の相対論的強度の電磁場中の非線型な加速波の振る舞いの特徴の利用について基本的示唆がなされた。真空中とちがいでプラズマ中では横波の電磁波以外に縦波の静電的プラズマ波も光速（近く）で伝播できる。低振巾ではこれらの波動はお互いに相互作用しないものの、有限の振巾まで強度が上がるとこれらの波の間のエネルギーのやりとりが可能になり、横波のレーザー波のエネルギーが急速に縦波のプラズマ波へと変換される非線型光学的チャネルが開かれる。これを「光学的整流化」⁶⁾と呼ぶこともある。我々は、これを湖面上を吹く強い風が巻き起こす水面上のさざ波による風の運動量の急激な水流への変換になぞらえ、「さざ波効果」と呼んでもよい。

70年代初めから熱心に始まったレーザー核融合の研究で明らかになってきた⁷⁾のであるが、強い電磁波とプラズマが結合すると種々の不安定性が生ずる。この中でも二つの不安定性は最も大きな成長率を持っている：誘導後方ラマン散乱（SBRS）と誘導前方ラマン散乱（SFBS）の過程。さらに長い時間スケールでは、イオン運動にまつわるさまざまな不安定性が起こる。3次元的效果としては、レーザー伝播に対して横方向の不安定性、例えば自己収束なども起こる。こうした不安定性の結果、プラズマの密度や航跡場に種々の擾乱が生じ不規則なパターンが現れる。不規則な場中では粒子は確率論的加速（これを最初に定式化したFermiに敬意を表しFermi加速⁸⁾と呼ぶ過程と多くの共通性を有しうる）を受ける。これらは加熱と呼べるかも知れない。こうした過程は、制御が期待できない天体プラズマや宇宙線の加速に見出されて不思議ではない。

レーザーパルスが十分に短い領域ではこれとは様相を全く異にする。比較的密度の低いプラズマに入射された短いパルスのレーザーは、非線型的相互作用の結果プラズマ中に整然とした光の群速度に等しい位相速度をもった縦波のプラズマ波を励起することが出来る。電場の方向は上記の光学的整流化と言われるように、光の伝播ベクトルと平行である。レーザーが十分に強いと励起されるプラズマ波の強度は極めて高い。これは、電磁波の臨界密度に比べて比較的密度の低いプラズマ中ではプラズマ波の位相速度が光速（に近い）ので、プラズマ波の振巾はどんどん増し、やがてバルクの電子を捕捉できるまでに増大することができるからである。この振巾は奇しくも同時に波割れの条件にもなっている（何故なのかお分かりだろうか?）。この電場の大きさは $m\omega_{pe}/e$ で与えられ、田島-Dawson場といわれることもある。ここでプラズマ周波数 $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n e^2 / m_e}$ 。相対論的效果を入れると、波割れは非常にしにくくなる（後出図2を参照）。それは電子がエネルギーを増しても光速を超えることが出来ないからである。（後ほどより詳しく述べる）又、この電子が光速を超えることが出来ずに運動量を増やして加速するという相対論的效果のせいで、加速を受ける位相がそろい、長く加速される効果も新たに生まれる。こうして、電子はバルクから捕捉された時のエネルギーや電磁場中での横方向の振動エネルギーに対し比べ物にならない（すなわち γ^2 倍だけ大きい）高いエネルギーを獲得することが出来るわけである。こうした加速の方法をレーザー航跡場加速（LWFA）ということがある⁵⁾。これは、レーザーのパルスの後方にちょ

うど船が航跡を残すようにプラズマ波を航跡として残し、そのプラズマ波に電子を波乗りさせる（位相を合わせる）ことにより加速できることを指して言う。この方法では、加速勾配がおおむね GeV/cm のオーダーになるので従来の rf 加速による（たとえば SLAC の）加速器のそれの 3-4 桁高いことになる。従って SLAC 並のエネルギーを卓上型加速器で出現させる（一つの）条件が満たされるということになる。しかしマルチ GeV 電子を得る道には、色々の技術的課題を解決してゆく必要がある。マルチ MeV 電子の加速は今のレーザーでも既に現実的である。

LWFA の安定な動作のためには電子の入射が重要な課題である。加速位相への電子の入射は従来型加速器で電子を予め予備加速したものを外から入れる⁹⁾か航跡場の波割れ¹⁰⁾によるかが考えられる。航跡場の波割れはプラズマ波の非線型的自己変調により制御性なく起こるか¹⁰⁾、追加のレーザーパルスにより入射を促し非線型キックを加えることによる¹¹⁾か或いは密度勾配のあるプラズマ中で位相の混合を起こすこと¹²⁾達成されると考えられる。エネルギー巾の狭い高質のビーム（縦方向のエミッタンスの低い）を生成するためには、制御された電子を加速位相に入れることが必要である。レーザーパルスの短縮化とそれに伴うレーザー強度の増大によって、波割れの数値に達することができよう。一方、プラズマ中のチャンネルがあまり細すぎると、電磁波の自己収束が強くなりすぎ、結果、航跡場の規則的構造の破壊と電子のパンチの広がりをもたらしてしまう。こうなってしまうと電子のスペクトルはパンチ化した電子ビームというより加熱のようなものになってしまう。多くのシミュレーションではすでに、非線型の航跡場により生成されたパンチ化した電子ビームが確認されて来てはいる。レーザーの“弾丸”が密度の比較的高いプラズマ中を伝播する時に、こうした準単色エネルギースペクトルの電子パンチがシミュレーションで観測されている。レーザーパルスはプラズマ電子を前方及び側方に押し出す。その結果、航跡場はプラズマの穴（キャピティ）といった形を取る（文献¹³⁾を参照）。こうした局所的キャピティの生成の諸性質は詳しく文献^{14,15)}で調べられている。

航跡場加速の実験的実証は¹⁶⁾に始まる先駆的多くの仕事が挙げられ¹⁷⁾、文献¹⁸⁾にはそのサマリーがある。これらの実験では、電子は 1 cm 以下の長さで 200 MeV までのエネルギーを航跡場で加速されているものの、エネルギースペクトルは典型的に大きな広がりを持っている。これらの初期の先駆的実験では

レーザーパルスで田島-Dawson の提示した共鳴条件に合致するほど短くしたり、精巧に合わせたり出来なかったからである。ところが、最近、実験¹⁹⁻²³⁾において狭いエネルギー幅を持つ相対論的電子パンチの航跡場加速が実証されるという劇的展開を見るに至った。これらの実験では、電子のエネルギーは 70-170 MeV、レーザー強度は 10^{18} - 10^{19} W/cm²、レーザーパルスは短く 30-55 fs、そしてプラズマ電子密度は 6×10^{18} - 2×10^{19} cm⁻³ であった。加速された電子の数は約 10^9 個程度。ビームの角広がり、もっと正確には横エミッタンスは従来型加速器のそれと同程度。文献²⁴⁾を考慮すれば実際の横方向エミッタンスはこれよりはるかに（2桁ほど）低い可能性もある。文献²⁵⁾で指摘されているように、プラズマ波の波割れを通じて電子が加速位相への自己入射されていることになっているという。こうした条件下ではレーザーの伝播中にレーザーが自己収束するため、ビームの巾や強度が向上する。加速長は、プラズマの長さか位相ずれ長によって決まる。

航跡場割れの重要性を鑑み、この過程について少し考察する。短パルスレーザーはプラズマ中に航跡場を残すが、その群速度は（冷たいプラズマでは）0 であり位相速度はレーザーの群速度 v_g に等しい⁵⁾。文献²⁶⁾によれば、相対論的強度のレーザーの群速度 $v_g = c\sqrt{1 - \omega_{pe}^2/(\omega^2\sqrt{1+a^2})} = v_{ph}$ 。ここで $a = eE_0/m_e\omega c$ は規格化されたベクトルポテンシャル、またプラズマ周波数 $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n e^2/m_e}$; $E_m = (m_e\omega_{pe}c/e)\sqrt{2(\gamma_{ph}-1)}$ 、ここで $\gamma_{ph} = 1/\sqrt{1-v_{ph}^2/c^2}$ で、前出した位相速度が c に近づいて波割れしにくいことを示している。こうしてレーザーパルスが波割れを起こす条件として $a > (2\omega/\omega_{pe})^{2/3}$ を得る²⁷⁾。この条件は、相対論的自己収束の条件²⁸⁾を上回っている。レーザーは P_{cr} より大きいパワーを有する時には自己収束を引き起こす。 $P_{cr} = \kappa(m_e^2c^5/e^2)(\omega/\omega_{pe})^2$ 。ここで κ はレーザーパルスの形状で決まる 1 程度の定数である。レーザーパルス長がプラズマ波長に等しい場合は、 $P_{las} = cE^2\lambda_{pe}^2/4$ で自己収束条件は $a > 1$ と等しい。これらの条件は TW レーザーで容易に実現される。こういう領域では非線型波割れと自己収束は同時に起きるが、これらは実際実験¹⁹⁻²¹⁾で起こったことでもある。

横方向の非一様性の長さ尺度が航跡場波長と電子の波中での移動長の双方より長いと、波割れは一次元的であり、上記実験でもそういう条件になっている。一方、レーザーパルスの巾が有限であったりプラズマチャンネル中の伝播といった条件の下では上記と違った波割れが 3 次元的の様相を帯び始める。3 次元航跡場は

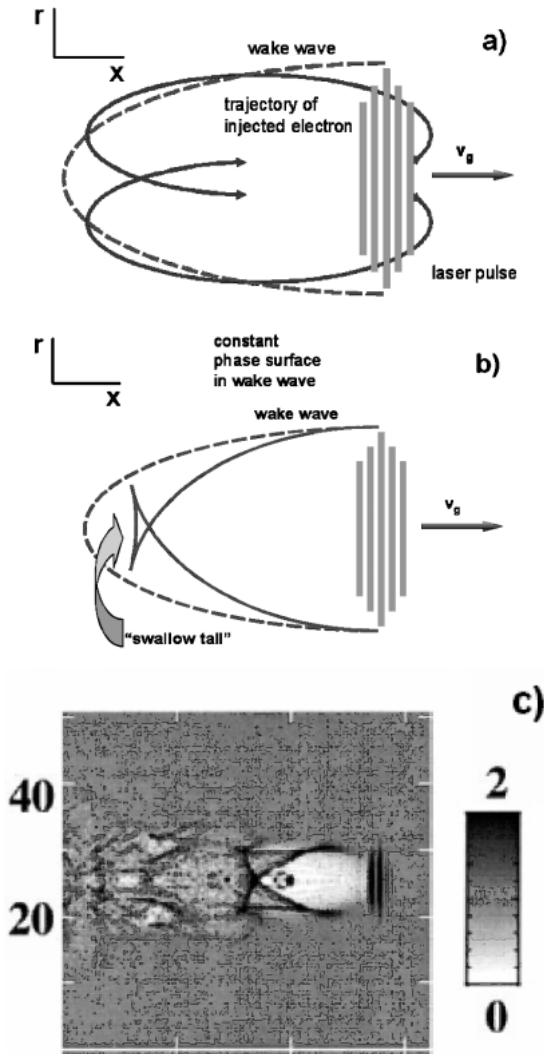


図1 レーザーパルス後方の第一周期における航跡場の波割れ. 電子はレーザーのポンドラモーティブ力(重動力)により前方と側方に押される a). 電荷の分離に伴う電氣的修復力が働くので電子は, 線型近似で計算した位相一定の表面を表す. b) 軌道の交叉によると特異点(軸)の形成による航跡場の歪みを示す. これは“ツバメの尾”のカタストローフになっている. c) 極限パルスのアンダデンスプラズマとの相互作用の2次元PICシミュレーションで得られたx,y平面での電子密度の分布. 文献³⁰⁾より.

特定の放物体の形状を取る. 位相一定の曲面の曲率はレーザーパルスの正面からの距離につれ増加する. 曲率半径 R は電子の航跡場中での移動長 χ_{wf} と同程度になるまで減少する. そこで電子の軌道の自己交叉が起こり, 波割れと電子の加速位相への入射が起こる. 航跡場の横方向の非一様性は, 航跡場周波数 ω_{wf} の相対論的依存性による非一様性により引き起こされ, またこれらは駆動レーザーやプラズマの横方向の非一様性

に惹起されている. もし R が電子の移動長 χ_{wf} と同程度になると, 航跡場は割れはじめ, これは横方向波割れと呼ばれる²⁹⁾.

図1には電子の軌道の自己交叉と横方向航跡場割れを図示する. ここで我々は, 波割れはプラズマ波の最初の周期で起こると仮定している. 短パルスレーザーは電子を前方及び側方に押しつける. 電荷分離をなくそうとする回復力のために電子はレーザーパルスの後方に舞い戻る. 移動長に依り, 横方向波割れの間における特異点の現れ方に違いが生ずる. とは言うものの, 特異点の構造は安定で「カタストローフ理論」における「破局」(カタストローフ)の特性に根ざしている³⁰⁾. 図1に示された電子の移動長においては, 軸上で局所的最小を取りこの特異点はいわゆる「ツバメの尾」型の「カタストローフ(破局)」(図1b)を取る.

非線型波割れと自己収束の双方が起こるこうした条件下では, 波割れは最初の周期で起き, 電子は航跡場の最初の波長に入射される. 図2で示される位相空間 $(p_x, X=x-v_{ph}t)$ における航跡場の構造が電子の運動を支配していることはよく知られている. 電子は波割れ点で入射されセパトリックス上をその後移動していく(実線で示す).

高速電子のエネルギースペクトル(文献¹⁵⁾を参照)を計算するに, 我々は電子はセパトリックス上でセパトリックスに垂直な方向にはエネルギー巾なしで局在していることを仮定している. この仮定は, 入射時間が加速時間より長く, 電子のエネルギーが全て同じで入射されたということと同価である. それではセパトリックスにそって一様に分布している電子の軌道について考察してみよう.

電子の運動量が $p_x = p_m(1 - X^2\omega_{pe}^2/2c^2a^2) = p_m(1 - t^2/t_{acc}^2)$ が近似できるセパトリックスの頂点付近では, 電子の分布数 $f(X, p_x)$ は

$$f(X, p_x) = \frac{n_b\omega_{pe}}{\sqrt{2}ca} \delta\left(p_x - p_m\left(1 - \frac{X^2\omega_{pe}^2}{2c^2a^2}\right)\right). \quad (1)$$

と書き表せる. ここで $\delta(z)$ はディラックのデルタの関数である. レーザーパルスがプラズマの端に達すると電子はその時のエネルギーでもって真空中に出る. ターゲットにおける分布関数の形は $f(t, E) = (n_b\omega_{pe}/\sqrt{2}ca)\delta(E - E_m(1 - t^2/t_{acc}^2))$ という形を取る. ここで我々は電子に超相対論的領域 $E = p_x c$ and $E_m = p_m c$ という仮定をした. ターゲットにおける電子のスペクトルを定めるために, 分布関数 $f(t, E)$ を, 時間について $-t_{acc}$ から t_{acc} まで積分し, 以下の結果を得る:

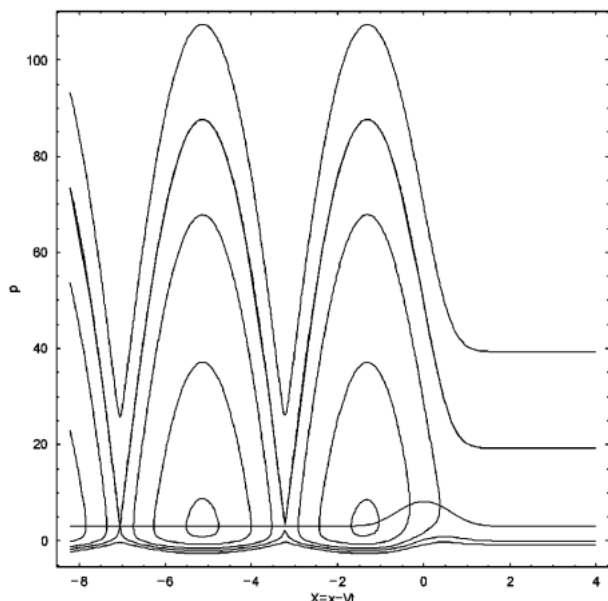


図2 航跡場中の電子の運動の位相空間 (p_x, X) を示す。粒子は大まかに言ってこの位相空間のポテンシャル一定線を運動すると見てよい。ここで注意すべきことは、非相対論的領域における高強度の波と粒子との相互作用を表す典型的特徴である位相速度 v_{ph} (ないしは対応する運動 p_{ph}) に対し、粒子の軌道が上下対称であったのだが、この図に現われるように p_{ph} が相対論的領域では、上方に軌道が著しく伸びている特徴である。 v_{ph} が c に近づく極限では、このポテンシャル一定線は完全に垂直になり決して横向きに閉じることがなくなる。即ち我々が、有名な広重の浮世絵に見る富士山を飲み込むかに見えるような波崩れは、相対論的効果が強まれば強まるほど起こりにくくなるのである。これは、電子の速度が c という上限で抑えられているからと容易に把握することができるであろう。

$$\frac{dN(E)}{dE} = \frac{n_b \omega_{pe}}{\sqrt{2} ca} \int_{-t_{acc}}^{t_{acc}} \delta\left(E - E_m \left(1 - \frac{t^2}{t_{acc}^2}\right)\right) dt$$

$$= \frac{n_b \omega_{pe}}{2\sqrt{2} ca \sqrt{E_m(E_m - E)}} \quad (2)$$

式(2)から出るように、図3にも現れているように、エネルギースペクトルは最高値 $E = E_m$ を持ちそれより大きな値には電子は存在しない。図3の右のパネルに示されているように、文献¹⁹⁾の航跡場の波割れの領域の実験でも似たようなスペクトルが得られていることがわかる。スペクトルは単色であるかのように見えるが、これはそうではなく、特異点 $E = E_m$ での粒子数はゼロであるからである。さらに、式(2)をエネルギー積分すればわかるように、エネルギー領域 $3E_m/4 < E < E_m$ に含まれる粒子数は、全粒子数の丁度半分になっている。

実験¹⁹⁻²³⁾で横方向の航跡場の波割れ現象が実証されたと考えられる。航跡プラズマ波の中であって、比較的小さい波部分のみが波割れに関連しており、いくらかの電子が波の加速位相に入射され縦方向に運動する。こうした領域では、電子の加速が、入射と同時に進行していると必ずしもよく制御された条件下でないにも関わらず、比較的よい質の加速が行われる。最適化された加速には、加速長が位相ずれ長によりよく合致していることが重要になる。この条件は田島—Dawsonの原論文⁵⁾で要請された条件であったが、当初の実験はレーザーの持つ条件からパルス長が必要条件よりかなり長いという歴史的発展で始まった。更に、文献¹¹⁾にあるもう一つのレーザーや¹²⁾にあるプラズマ密度の勾配を付ける方法などにより、よりよく制御された入射法をとれば、プラズマ密度の低い領域での操作も可能になる。密度が下がれば位相ずれ長が

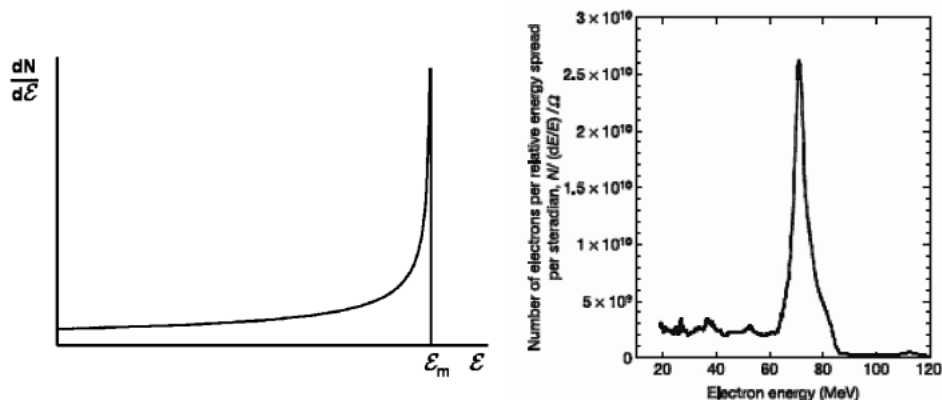


図3 最新の Nature 誌の結果の解釈：(左欄) 電子の準単色エネルギースペクトル (理論)。(右欄) 文献¹⁹⁾の実験で得られた高エネルギー電子のエネルギースペクトル。

長くなり最高到達エネルギーが大きくなるので、かなりの高いエネルギーまでの加速が可能になる。これにより、卓上型で未曾有の短いパルス長と質を持った超相対論的電子のパンチの出現をもたらすようになる。これにより、純粋及び応用物理の発展に新しい展開を開くことになる。最近、量子ビームとかそれを使った量子エネルギーとかいう言葉を聞くようになってきた。これはビームが量子性を帯びるという性向の他に、物質との相互作用において極微の世界の量子性に係わるという意味もあろう。極微の世界の物質の性質をあばき出すよりエミッタンスの低いよりコンパクトな量子ビーム発生装置が新しい装い=レーザー加速器という形で姿を現すのも、その概念の発生から四半世紀経った今、ようやく予期できるようになって来たかに思える。

参考文献

- 1) G. J. Budker, Proc. of the CERN Symposium on High Energy Accelerators and Pion Physics, (CERN, Geneva, 1956) p. 68–75.
- 2) V. I. Veksler, Proc. of the CERN Symposium on High Energy Accelerators and Pion Physics, Proc. (CERN, Geneva, 1956) p. 80–83.
- 3) F. Mako and T. Tajima, Phys. Fluids **27**, 1815 (1984).
- 4) P. M. Woodward, IEEE **93**, Part IIIA, 1554 (1947); J. D. Lawson, *Physics of Charged Particle Beams*. (Oxford U.P., Oxford, 1978).
- 5) T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
- 6) G. Mourou, T. Tajima and S. Bulanov, Rev. Mod. Phys. in press (2005).
- 7) M. N. Rosenbluth and C. S. Liu, Phys. Rev. Lett, **29**, 701 (1972).
- 8) E. Fermi, Phys. Rev. **75**, 1169 (1949).
- 9) F. Dorchies, F. Amiranoff, V. Malka, J. R. Marques, A. Modena, D. Bernard, F. Jacquet, Ph. Mine, B. Cros, G. Matthieussent, P. Mora, A. Solodov, J. Morillo and Z. Najmudin, Phys. Plasmas **6**, 2903 (1999).
- 10) S. V. Bulanov, V. I. Kirsanov and A. S. Sakharov, JETP Lett. **53**, 565 (1991); S. V. Bulanov, I. N. Inovenkov, V. I. Kirsanov, N. M. Naumova and A. S. Sakharov, Physics of Fluids B **4**, 1935 (1992); C. D. Decker, W. B. Mori and T. Katsouleas, Phys. Rev. E **50**, R3338 (1994); K.-C. Tzeng, W. B. Mori and T. Katsouleas, Phys. Plasmas **5**, 2105 (1999) F. S. Tsung, R. Narang, W. B. Mori, C. Joshi, R. A. Fonseca and L. O. Silva Phys. Rev. Lett. **93**, 185002 (2004).
- 11) D. Umstadter, J. Kim and E. Dodd, Phys. Rev. Lett. **76**, 2073 (1996); E. Esarey, R. Hubbard, W. Leemans, A. Ting and P. Sprangle, Phys. Rev. Lett. **79**, 2682 (1997); R. G. Hemker, K.-C. Tzeng, W. B. Mori and C. E. Clayton, T. Katsouleas, Phys. Rev. E **57**, 5920 (1998); H. Kotaki, S. Masuda, M. Kando, J. K. Koga and K. Nakajima, Phys. Plasmas **11**, 3296 (2004).
- 12) S. V. Bulanov, N. M. Naumova, F. Pegoraro and J. Sakai, Phys. Rev. E **58**, R5257 (1998); H. Suk, N. Barov, J. B. Rosenzweig and E. Esarey, Phys. Rev. Lett. **86**, 1011 (2001); P. Tomassini, M. Galimberti, A. Giulietti, D. Giulietti, L. A. Gizzi, L. Labate and F. Pegoraro, Phys. Rev. ST **6**, 121301 (2003).
- 13) S. V. Bulanov, F. Pegoraro and A. M. Pukhov, Phys. Rev. Lett. **74**, 710 (1995).
- 14) T. V. Liseikina, F. Califano, V. A. Vshivkov, F. Pegoraro and S. V. Bulanov, Phys. Rev. E **60**, 5991 (1999); A. Pukhov and J. Meyer-Ter-Vehn, Appl. Phys. B **74**, 355 (2002).
- 15) M. Yamagiwa, et al., submitted for publication in Phys. Plasmas (2005).
- 16) K. Nakajima, D. Fisher, T. Kawakubo, H. Nakanishi, A. Ogata, Y. Kato, Y. Kitagawa, R. Kodama, K. Mima, H. Shiraga, K. Suzuki, K. Yamakawa, T. Zhang, Y. Sakawa, T. Shoji, Y. Nishida, N. Yugami, M. Downer and T. Tajima, Phys. Rev. Lett. **74**, 4428 (1995).
- 17) A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor, C. E. Clayton, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, C. Danson, D. Neely and F. N. Walsh, Nature (London) **377**, 606 (1995).
- 18) V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M.-M. Leonard, F. Burgy, J.-P. Chambaret, J.-F. Chemin, K. Krushelnick, G. Malka, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, M. Pittman, J.-P. Rousseau, J.-N. Scheurer, B. Walton and A. E. Dangor, Science **298**, 1596 (2002).
- 19) S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, D. A. Jaroszynski, A. J. Langley, W. B. Mori, P. A. Norreys, F. S. Tsung, R. Viskup, B. R. Walton and K. Krushelnick, Nature **431**, 535 (2004).
- 20) C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary and W. P. Leemans, Nature **431**, 538 (2004).
- 21) J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy and V. Malka, Nature **431**, 541 (2004).
- 22) K. Koyama, E. Miura, S. Kato, N. Saito, S. Masuda, M. and M. Adachi, J. Particle Accelerator Society of Japan **1**, 158 (2004).
- 23) A. Yamazaki, H. Kotaki, I. Daito, M. Kando, S. Kondo, S. Kanazawa, T. Homma, Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii, K. Nemoto and K. Nakajima, Private Communication (2004).
- 24) A. Chao, R. Pitthan, T. Tajima and A. Yermian, Phys. Rev. STAB **6**, 024201 (2003).
- 25) T. Katsouleas, Nature **431**, 515 (2004).
- 26) A. I. Akhiezer and R. V. Polovin, Sov Phys. JETP **30**, 915 (1956).
- 27) A. Zhidkov, J. Koga, K. Kinoshita and M. Uesaka, Phys. Rev. E **69**, 035401(R) (2004).
- 28) A. G. Litvak, Sov. Phys. JETP **30**, 344 (1969); C. Max et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 209 (1974); G. Schmidt and

- W. Horton, *Comments Plasma Phys. Control. Fusion* **9**, 85 (1985); D. C. Barnes, T. Kurki-Suonio and T. Tajima, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-15**, 154 (1987); G.-Z. Sun et al., *Phys. Fluids* **30**, 526 (1987); A. B. Borisov et al., *Phys. Rev. A* **45**, 5830 (1992); X. L. Chen and R. N. Sudan, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2082 (1993); P. Monot, T. Auguste, P. Gibbon, F. Jakober and G. Mainfray, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2953 (1995).
- 29) S. V. Bulanov, F. Pegoraro, A. M. Pukhov and A. S. Sakharov, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4205 (1997).
- 30) T. Poston and Y. Steward, *Catastrophe Theory and its Applications* (Pitman, London, 1978).
- 31) F. Pegoraro, S. V. Bulanov, F. Califano, T. Zh. Esirkepov, M. Lontano, J. Meyer-ter-Vehn, N. M. Naumova, A. M. Pukhov and V. A. Vshivkov, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **39**, B261 (1997).