



講座

プラズマ利用ミリ波・サブミリ波帯パルス電磁波放射入門

4 . サブナノ秒領域パルス電子ビームの生成と電磁波発生

鎌田 啓一

(金沢大学大学院自然科学研究科)

Formation of Intense Electron Beams with Subnanosecond Duration
and Electromagnetic Wave Radiation from the Subnanosecond Beam

KAMADA Keiichi

Graduate School of Natural Science and Technology, Kanazawa University, Kanazawa 920-1192, Japan

(Received 14 January 2003)

Abstract

Basic interactions between an intense electron beam and a cavity are reviewed. An intense electron beam with strong self-field can be compressed using coaxial cavities with decreasing lengths. An intense electron beam with subnanosecond duration is available by this scheme.

Keywords:

intense relativistic electron beam, coaxial cavity, autoacceleration, automodulation, super-radiance

4.1 はじめに

ここでは、大強度相対論的電子ビーム(Intense Relativistic Electron Beam, 以下 IREB と略)の自己場を利用して伝搬中の IREB のパルス幅を圧縮し、サブナノ秒領域パルス電子ビームを生成する方法について解説する。他に短いパルス幅の比較的強い電子ビームを得る方法として、光電子放出陰極等と線形加速器を用いる方法 [1, 2], テスラーコイル型を改良した方法 [3, 4] 等ビーム射出時にパルス幅を制御する方法があるが、それについては触れない。

IREB とは一般的に、エネルギーが電子の静止質量 0.5 MeV と同程度かそれ以上の値を持ち相対論的取り扱いを必要とし、特に電流が数百 A から 1 kA 以上のものを指す。ビーム半径は数 cm 程度なので、伝搬や共鳴器等との相互作用時に自己場が大きな影響を及ぼすことが大きな特徴である。出力は 1 GW から 1 TW 以上で、パルス幅は

10 ns から数百 ns である。

最も簡便、安価な IREB 発生装置は、マルクス型高速コンデンサーバンクとパルス整形線路を用いたものである。これにより発生した負電圧パルスを、接地された陽極に対向した冷陰極に印加し IREB を発生する。この装置でパルス幅を決定するものは整形線路であるが、絶縁耐圧の問題で装置を小型化できず、インダクタンスを小さくできない。更に、冷陰極プラズマ生成に必要な時間の問題もあり [5], この方式で 10 ns 以下の大電流の短パルス IREB の電極部での生成は難しい。そこで、IREB の強い自己場を利用して、伝搬中の IREB の圧縮を試みる。

4.2 IREB の伝搬

さて、IREB の伝搬中の様子を考えよう。半径 r の厚さの薄い円筒状の電子ビームが、負電位 $-V_0$ の陰極から接

author's e-mail: kkamada@plasma.s.kanazawa-u.ac.jp

地された陽極に向かって加速され、接地された半径 R の円筒状金属真空容器に打ち込まれる (Fig. 1). 自己電場によるビームの発散を押さえるために軸方向に強い磁場をかけている. 陽極での速度 v_0 を用いて、 $\gamma_0 = [1 - (v_0/c)^2]^{-1/2}$ とおく. ここで c は光速を示す. 容器の長さは十分長く、陽極から十分離れたところでの電子ビームの電位 ϕ_b は、 λ を単位長さあたりの電子数として、

$$\phi_b = \frac{e\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{R}{r} \quad (1)$$

で与えられる. ここで e は素電荷、 ϵ_0 は真空の誘電率である. この位置でのビームの速度 v は、 $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$ を用いて、エネルギー保存則 $m(\gamma_0 - \gamma)c^2 = -e\phi_b$ から、

$$v = c \left[1 - \left(\gamma_0 + \frac{e\phi_b}{mc^2} \right)^{-2} \right]^{1/2} \quad (2)$$

となる. m は電子の質量である. つまり、容器中を伝搬する電子ビームは、 R/r が大きくなるほど初速度 v_0 より遅くなる. この式からビーム電流を γ の関数として表すと、極大値が存在することがわかり、これを空間電荷制限電流 I_{limit} といい、

$$I_{\text{limit}} = \frac{4\pi\epsilon_0 mc^3}{e} \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{2 \ln(R/r)} \\ \sim 17 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{2 \ln(R/r)} \text{ [kA]} \quad (3)$$

と表される.

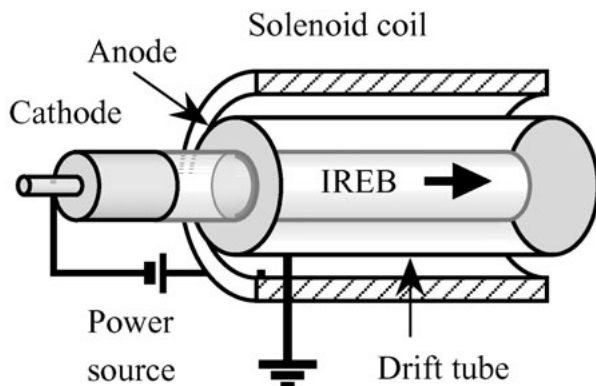


Fig. 1 Schematic of IREB generation and propagation. The electrons are accelerated from a negatively biased cathode to a grounded anode. Metal walls of drift tubes are grounded. An axial magnetic field is applied.

4.3 IREB の自動加速

金属容器伝搬中の IREB の電子の速度は、ビーム半径が同じなら容器が太いほど遅くなる. その分が電場のエネルギーになるわけである. これを利用したのが IREB の自動加速・自動変調である. これらについては70年代に盛んに実験が行われた [6-9]. ここでは最も簡単なモデルを用いて一段の自動加速の原理を説明する. Fig. 2 に示すように、伝搬容器中にギャップを介して同軸空洞を設ける. 自動加速の場合、空洞の長さ l は電子ビームの長さの4分の1にとる. 左から矩形のエネルギー (V_0)・電流 (I_0) の波形を持ったパルス幅 T の電子ビームが伝搬してくる. ビームの速度はほぼ光速とする. ギャップ部で容器半径が急激に増すので、電子は減速する. この結果、ギャップ間には減速電圧が生じる. この電圧が同軸空洞間を伝搬していく. 同軸空洞終端は短絡されているので、電圧は反転し反射し、再びギャップ部に戻ったときは、加速電圧となり、電子を加速する. 電圧が空洞を往復する時間は $2l/c$ で、ビーム電子もほぼ光速なので、ビーム前半部が減速され、減速分のエネルギー eV_1 が空洞を介してビーム後半部に受け渡されることになる. 結局ギャップ通過後の電子のエネルギーは Fig. 2 右下のようになる.

これを言い換えてみる. 電流経路は常に閉じていなくてはならない. その経路は電源からビーム電流、先端部で変位電流となり金属容器壁を通して電源に戻る. この経路内での電流値は変わらない. ビーム電流以外の部分をリターンカレントという. ビーム先端部がギャップ入り口に達し、下流の伝搬容器を見つけて、リターンカレントが空洞内を流れ始める. Fig. 3 に同軸空洞内でのリターンカレントの模式的な様子を示す. 同軸空洞の特性インピーダンスを Z とすると、リターンカレントの値はビーム電流値 I_b であるから、空洞間の電位差 V は $V = ZI_b$ で表される. この電圧がギャップ部に生じる電圧 V_g になる. 伝送線理論から V_g の時間的変化を考えると、短絡端での電流反射を考慮して以下のようなになる [10].

$$V_g(t) = Z \times [I_b(t) - 2I_b(t - T/2) + \dots], \quad (4)$$

ここで、 T はビームのパルス幅で、 $T/2$ は電磁波の空洞往復時間である.

Z を大きくとれば、大きな V_g が得られるというものではない. 同軸の外側半径を大きくしたとき、ギャップ部で外側半径で決まる空間電荷制限電流以上のビーム電流が入射されれば、ギャップ部でビーム電流の一部が反射され、ギャップを通過してくる電流、つまり空洞内を流

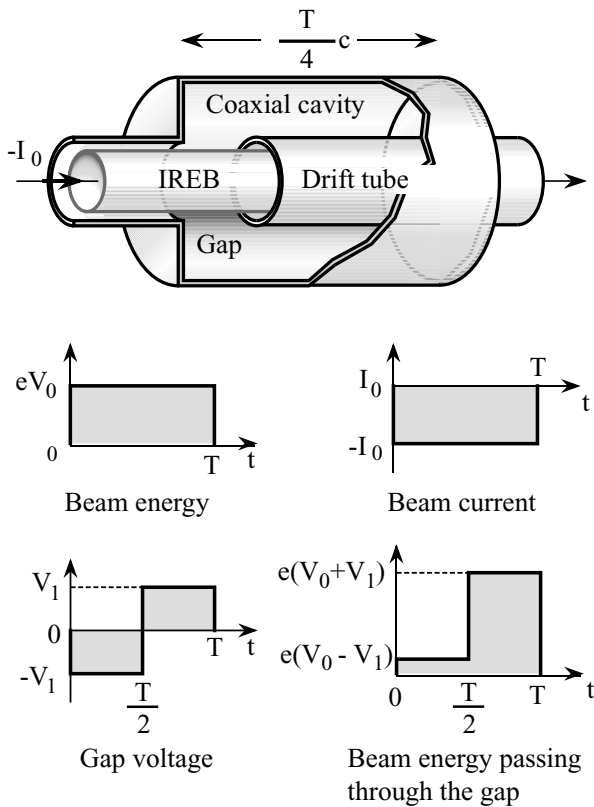


Fig. 2 1-stage autoacceleration. An IREB with square shape current I_0 and energy eV_0 is injected to the coaxial cavity, where T is pulse duration. The cavity length is set to $Tc/4$, where c is the speed of light. Decelerating and accelerating voltages are induced between the gap at the former and the latter half of the beam duration, respectively.

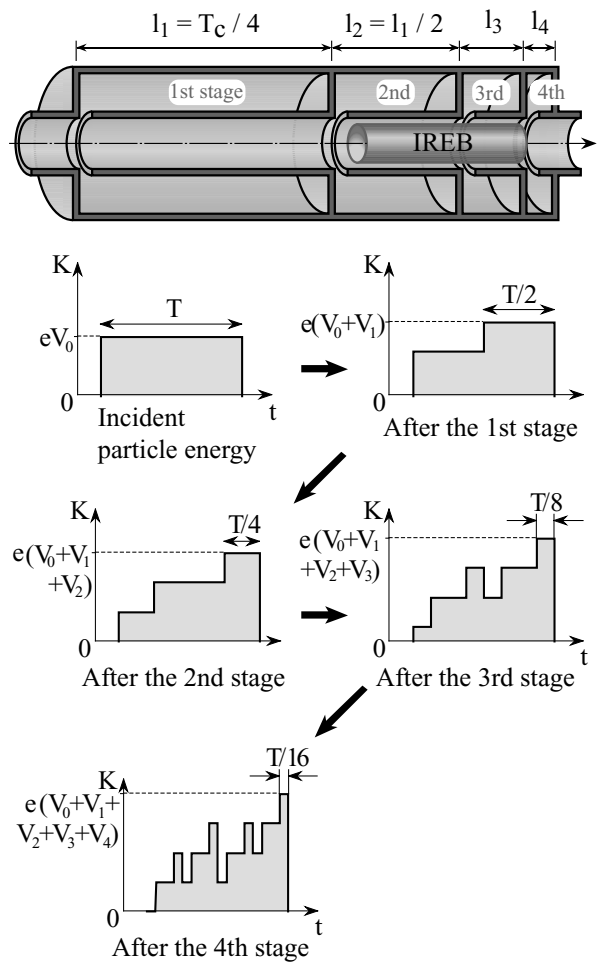


Fig. 4 Schematic of 4-stage autoacceleration.

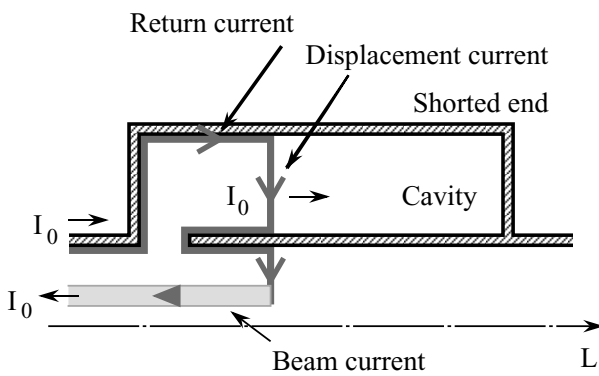


Fig. 3 Return current.

れるリターンカレントは減少する。

非常に簡単に自動加速の原理を述べてきたが、このモデルは過去の実験結果を良く説明している。一段の自動加速では、高エネルギー側のビーム幅は入射エネルギー

の半分になっている。完全ではないが、パルス圧縮になっている。後半の加速された部分にさらに自動加速を繰り返すことができれば、パルス幅のさらに短い高エネルギービームを作りだすことができる。パルス幅の短いIREBが作り出せるというわけである。

4.4 多段自動加速によるサブナノ秒IREBの生成

一段の自動加速では、加速された高エネルギー部分のパルス幅は入射時の半分になる。この加速された部分をさらに自動加速するには、二段目の同軸空洞の長さは一段目の半分でよい。こうして、段を追うごとに空洞の長さを半分にしていけば、常に加速される部分のパルス幅も次第に短くなる。この方式が多段自動加速である。四段の概念図を Fig. 4 に示す。各段独立に自動加速が行われ、二段目のギャップ通過後の電子は、初期ビーム幅の初めの 1/4 が双方の空洞で減速を受け、次の 1/4 は一段

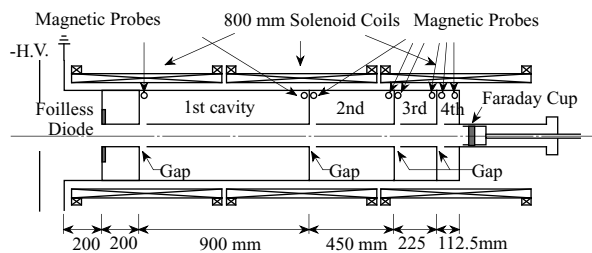


Fig. 5 Experimental apparatus of the 4-stage autoacceleration.

目で減速二段目で加速を受ける。同様にして、一段目で加速を受けた部分の後半部、つまり、初期ビーム幅の最後端の1/4の部分だけが二度の加速を受け、最大エネルギーを持つ。空洞を n 段通過した後は、初期ビーム幅の最後端部の $1/2^n$ の幅の部分すべての空洞で加速を受け、最大エネルギーを持つものと考えられる。この部分を取り出すことで、サブナノ秒のパルス幅を持つ IREB を作り出すことができるというわけである。

一段の自動加速の実験は米国やロシアにおいて過去に行われたが、多段自動加速は金沢大学の実験結果しかない。パルス幅 12 ns、エネルギー 500 keV、電流 5 kA の IREB を、Fig. 5 にあるような4段の加速装置に入射した。ソレノイドコイルによって 1 T の軸方向磁場がかかっている。初段の空洞長はビーム長 $12 \text{ ns} \times c = 3.6 \text{ m}$ の 1/4 の 90 cm にとり、以降の空洞長はその前段の半分にとった。最終段の長さは 11.25 cm で、これにより、最加速部のパルス幅は 0.75 ns と期待される。空洞の特性インピーダンスは 76Ω なので、各段でのエネルギー増加は $5 \text{ kA} \times 76 \Omega = 380 \text{ keV}$ となる。

空洞なしの場合、一段空洞通過後、四段空洞通過後のビーム電流波形を Fig. 6 に示す。ビーム電流測定のためのファラデーカップの前に、厚さの異なるアルミニウム箔をおいてある。エネルギーの高い電子ほど厚い箔を通り抜けてくる。一段通過後には、ビーム前半部が減速され、後半部が加速されているのがわかる。予想どおり、四段通過後の最加速部は、幅約 0.8 ns で、初期ビームパルスの最後端部に現れている。低エネルギー成分の除去法が今のところアルミニウム箔を用いる方式しかなくスマートではないが、実験から多段自動加速を用いて、サブナノ秒の IREB をとりだせることが確認された。

異なる厚さのアルミニウム箔を通過してくるビーム電流量から推測した最大エネルギーは 1.1 MeV で、予想していた値よりかなり低いものであった。これには大きく二つの理由が考えられる。

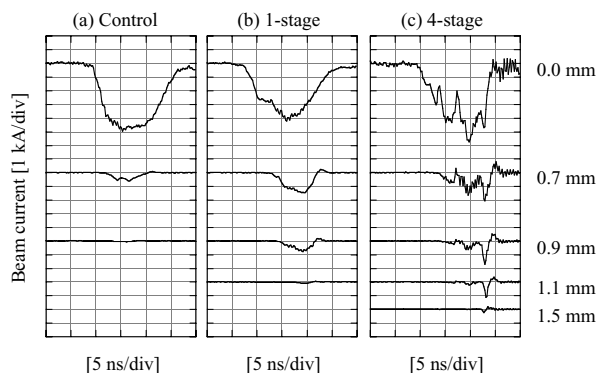


Fig. 6 Beam currents through different thickness of aluminum foils.

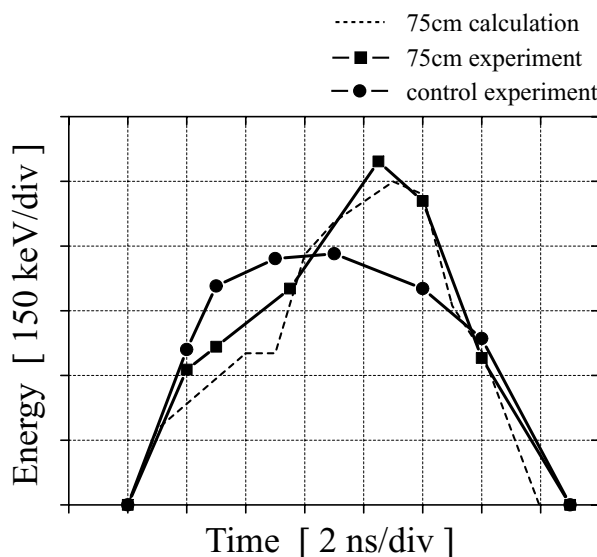


Fig. 7 Time dependence of electron energy. Dotted line:calculated by eq. 4 using incident current waveform. Rectangular:experimental results of beam energy with a 75 cm cavity. Circle: experimental results of beam energy without cavity.

一つは、入射波形の効果である。上で期待した 380 keV というエネルギー増大値は、ビーム最大電流が矩形波状に入射した場合のものである。しかし、実際には空洞に入射される電子ビームのエネルギー・電流波形は矩形ではない。入射電流波形は自動加速のエネルギー増大に大きく影響する。別の機会に、一段の空洞の長さを変えて、ビーム電子エネルギーの時間的変化と、測定した電流波形を用いて式(4)の計算から期待されるエネルギーの時間的変化を比べた。結果は Fig. 7 のようになり、実験結果と計算結果は比較的良く一致する。空洞の長さを変えても、やはり、式(4)は実験結果と一致した。

Fig. 7の場合も矩形で期待される最大値は約 900 keV であるが、実際はそれより低い。

もう一つは、各段通過後の電流波形の変化である。上のモデルでは、電流変化については言及していない。しかし実際には、Fig. 6 に見るように電流波形は変形していく。上に述べた様に電流波形の変化はギャップ電圧に大きく影響する。電流波形の変化は、ギャップ部での仮想陰極形成による一部電子の反射と考えられる。

4.5 サブナノ秒電子ビームによる電磁波生成

ここまで述べてきたように、多段空洞を用いて、サブナノ秒の IREB の生成は可能である。このサブナノ秒の IREB はビーム長が 30 cm 以下となって実験装置より短い状況が設定できる。電子ビームからの電磁波発生理論では一般にビームは無限長と見なされ、定常状態において機構が議論される。サブナノ秒の電子ビームはそれとは異なる状況での電磁波放射機構を実現できる。サブナノ秒 IREB による電磁波発生機構で期待されているのが前に述べた超放射である。

N. S. Ginzburg 氏等は電子ビーム発生装置自体が改造された小型装置を用いて、エネルギー 300 keV、ビーム電流 1 - 2 kA、パルス幅 0.5 - 1.2 ns の超短パルスビームを発生し、サイクロトロンメーザー、チェレンコフ型の出力 100 MW 程度の超放射を実験的に観測している[11-13]。

現在、ギガワット級電磁波放射研究では、例えば長いパルスのビームを使っても、放射された大強度電磁波によるブレイクダウンにより、放射可能時間は制限されている。これを免れる一手段がビーム源の短パルス化と短パルス電磁波発生である。超放射は本質的にパルスのみしか実現できず、しかも効率が良いため、ギガワット級電磁波放射に適していると考えられる。

4.6 まとめ

自己場の強い電子ビームには、同軸空洞等の自己場を利用した装置は有効に働く。長い電子ビームに対して強い自動変調をかけ、短パルス電子ビーム列を作れる可能

性もある。ここでは、原理的な説明に留めたが、強い電子ビームと空洞との相互作用に関する現象には未解決の部分も多く、今後の発展が期待される。

参考文献

- [1] S. Fujita, T. Mizuno, T. Ohshima, T. Kawai, M. Saito, H. Kuroki and S. Koshiji, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, Accel.Spectrom. Detect. Assoc. Equip. 475, 281 (2001).
- [2] Dazhi Li Imasaki, K. Gang Wu Yonggui Li Jialin Xie, Int. J. Infrared Millim. Waves 23, 867 (2002).
- [3] G.A. Mesyats, V.G. Shpak, S.A. Shunailov and M.I. Yalandin, Proc. SPIE Int. Symp. Intense Microwave Pulses 2154, 262 (1994).
- [4] V.G. Shpak, S.A. Shunailov, M.R. Ulmaskulov, M.I. Yalandin, I. V. Pegel and V. P. Tarakanov, Proc. 11th Int. Conf. High Power Particle Beams 913 (1996).
- [5] A. Septier (edited), Applied Charged Optics (Academic Press, 1983).
- [6] L.N. Kazanskii, A.V. Kisletsov and A.N. Lebedev, At. Energ. 30, 30 (1971).
- [7] I.A. Grishaev and A. M. Shenderovich, Sov. Phys. Tech. Phys. 17, 1871 (1973).
- [8] M. Friedman, Phys. Rev. Lett. 31, 1107 (1973).
- [9] M. Friedmn, V. Serlin, A. Drobot and L. Seftor, J. Appl. Phys. 56, 2459 (1984).
- [10] M. Friedman, App. I. Phys. Lett. 41, 419 (1982).
- [11] A.S. Sergeev, I.V. Konoplev, A.D.R. Phelps, A.W. Cross, S.J. Cooke V.G. Shpak, M.I. Yalandin, S.A. Shunailinov, N.S. Gintburg, I.V. Zotova and M.R. Ulmaskulov, Phys. Rev. Lett. 78, 2365 (1997).
- [12] N.S. Ginzburg, N.Y. Novozhilova, I.V. Zotova, A.S. Sergeev, N.Y. Peskov, A.D.R. Phelps, S.M. Wiggins, A.W. Cross, K. Ronald, W. He, V.G. Shpak, M.I. Yalandin, S. A. Shunailov, M.R. Ulmaskulov, V.P. Tarakanov, Phys. Rev. E 60 3297 (1999).
- [13] S.M. Wiggins, S.M. Jaroszynski x, B.W.J. McNeil, G.R. M. Robb, P. Aitken, A.D.R. Phelps, A.W. Cross, K. Ronald, V.G. Shpak, M.I. Yalandin, S.A. Shunailov, M. R. Ulmaskulov, N.S. Ginzburg, Phys. Rev. Lett. 84, 2393 (2000).