

研究論文

定在波測定を用いる電子ビーム微細構造パルス幅の計測

伊藤 裕 康

(道都大学)

加賀田 誠

(北海道自動車短期大学)

西山 修 輔, 富岡 智, 榎戸 武 揚

(北海道大学工学部)

Measurement of the Width of Electron Beam Micro-Pulses Using Standing Waves

ITOH Hiroyasu, KAGATA Makoto¹⁾, NISIIYAMA Shusuke²⁾

TOMIOKA Satoshi²⁾ and ENOTO Takeaki²⁾

Dokto University, Kitahiroshima 061-1196, Japan

¹⁾*Hokkaido Automotive Engineering College, Sapporo 062-0922, Japan*

²⁾*Faculty of Engineering, Hokkaido University, Sapporo 060-8628, Japan*

(Received 6 March 1997/Accepted 2 October 1997)

Abstract

This paper describes a new method to estimate the width of electron beam micro-pulses on an electron linear accelerator. It is based on the measurement of standing wave distributions. The standing waves are formed by interference between two waves. One is the traveling wave that is radiated directly from the micro-pulses of the electron beam. Another is its reflected wave that is reflected at a conducting plate, and propagates in the opposite direction. In this paper, standing wave distributions are calculated by using a one-dimensional model of the excited electromagnetic fields. The calculated results indicate that standing wave distributions have dips at equal spaces and the width of each dip is proportional to the micro-pulse width. When standing wave distributions have fluctuations in magnitude, it is found that the dip widths are linearly dependent on standing wave ratios, and the micro-pulse width can be estimated from the dip width when the ratio is unity. To show the validity of this method, we obtained standing electromagnetic wave distributions by an experiment at Hokkaido University. The estimated values based on this method show good agreement with the expected width of the electron beam micro-pulse.

Keywords

electron linear accelerator, electron beam, micro-pulse, beam monitor, standing wave

1. はじめに

電子線形加速器は、高エネルギー物理現象の解明[1]や、パルス光源として物質科学や光化学反応、医学治療

などのさまざまな分野で利用されている。核融合プラズマにおいては、プラズマ計測に様々なレーザー光源が利用されているが[2,3]、通常のレーザー光源が不得手と

corresponding author's email: tenoto @qe.eng.hokudai.ac.jp

する長波長・短波長域のパルスレーザー光源として、電子ビームから発生される自由電子レーザー (Free Electron Laser, FEL) が、その優れたコヒーレント性やミリ波領域から紫外線領域までの可変波長性ならびに大出力から期待されている[4,5].

このように、広がりつづける電子ビームを用いる研究において、電子ビームのパルス形状や繰り返し周期、エミッタンス、位置等のビーム安定性に関して一層の高品位化が要求され、ビーム不安定性やパルス形状を計測できるモニタが必要とされている。一般に電子ビームの微細構造パルス幅の計測には、ストリークカメラを用いたチェレンコフ光[6]や遷移放射光 (OTR) [7]の測定がよく行われている。このストリークカメラは1 ps程度の時間分解能を有しているが、光の伝搬により実際の時間分解能は劣化する。また電子ビームを物質中に衝突させるため、他の実験との同時測定が難しい。一方、非接触型として電子ビームの放射電界を直接測定する方法も試みられているが[8,9], 微細構造パルスの時間変化が数十 ps と非常に速く、測定器に数十 GHz の周波数帯域が要求されるため、オシロスコープにより直接測定することは容易ではない。

本研究では、電子ビームのパルス列がつくる電界の定在波分布に注目し、定在波分布から直接に微細構造パルス幅を計測する方法を提案した。この方法はビームに非接触な測定であり、また干渉して得られる空間分布の検波出力を測定するため、広帯域のオシロスコープは必要なく、計測系は容易である。

これまで、孔あき導体板を入れた円形導波管内の中心軸上を電子ビームが通過するとき、内部に形成される過渡的な電磁界分布について、有限差分時間領域 (FD-TD) 法[10,11]を用いて軸対称二次元の数値解析[12]により定在波分布を求め、導波管の電磁界モードも考慮して周波数解析を行ってきた[13,14]。しかし、導体板にあげたビーム通過孔による再輻射電磁界分布は、導波管サイズや測定位置等の条件によってそのスペクトル応答特性が異なるため、定在波分布のスペクトル解析とパルス幅の直接的な関係を求めることは容易ではなかった。

本研究ではモデルを単純化し、自由空間中を進行する電子ビームが垂直に配置された導体板の横を通過するとした。このモデルにおいては波の多重反射はなく、入射波と導体板からの反射波、および入射波と導体板端からの輻射波のそれぞれの干渉によって定在波分布が作られる。本論文においては、入射波と導体板からの反射波による定在波分布のみに注目し、微細構造パルス幅との関

係を一次元解析により求めた。最初に解析モデルと入射パルス列の定式化を示す。実験においては、高周波電界を検波し、その出力電圧をオシロスコープ (帯域 100 MHz) で観測したため、それらの測定系の周波数特性も考慮した。次に、一定振幅の連続パルス列を入射した場合にできる電界および検波出力の定在波分布とパルス幅との関係を示し、さらに、入射した微細構造パルス列の振幅をマクロパルス化し、実際の電子ビームを模擬した場合の過渡的な定在波分布から直接にパルス幅を推定する方法も示す。また、北海道大学の電子ライナックのビームを用いて測定した定在波分布をもとに、パルス幅を推定した結果を検討した。

2. 解析モデル

自由空間中を運動する電子ビームがつくる電磁界は、Liénard-Wiechert ポテンシャルを用いて計算され、電子が相対論的速度で移動するとき、その放射電界はほぼ横方向成分のみを有する。電子ビームの進行方向を $+z$ 軸にとり、完全導体を仮定した反射板を $z=0$ mm におく。電子ビームが導体板開口部を通過するとき、ビーム進行と逆方向については平板からの反射波に加え、導体板端に誘起された正電荷と電子ビームの相互作用により導体板開口部からの輻射波が放射状に伝搬する。電子ビームが複数の微細構造パルスによって構成されている場合、反射波と輻射波は後続の入射波と離散的に干渉する。定在波分布をビーム中心からの距離が一定な z 方向分布で求めるとすると、輻射波は二次元的な広がりをもつために z 軸上から離れるに従って反射波と輻射波の到達に時間的なずれがあり、異なる位置で入射波と干渉する。したがって、定在波分布を入射波と平板による反射波との干渉および、入射波と開口部で発生する輻射波との干渉に分解して扱うことができるので、ここでは入射波と平板からの反射波のみの定在波分布について解析する。この仮定の妥当性は、後述する。入射波を $f_{in}(z, t)$ 、反射波を $f_{ref}(z, t)$ とすると、それぞれ、

$$f_{in}(z, t) = f_0(ct - z) \quad (1)$$

$$f_{ref}(z, t) = -f_{in}(-z, t) = f_0(ct + z) \quad (2)$$

で与えられる。電子ビームのパルス電流は通常、時間的にも空間的にもガウス分布として置くことができ、それが作る入射電界もガウス分布

$$f_{in}(z, t) = E_0 \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} \left((t - t_0) - \frac{z - z_0}{c_0} \right)^2 \right] \quad (3)$$

与えられる. ここで t_0, z_0 は初期位相および境界条件であり, c_0 は真空中の光の速さ, E_0 は電界の振幅を表す. また σ は実効パンチ長であり, これを用いると半値幅 W は $W = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$ で表される. これらはとも

$$I(z, t) = \sum_{n=1}^N E_0 G_n \exp\left[-\frac{1}{2\sigma^2}\left((t-t_0-(n-1)T)-\frac{z-z_0}{c_0}\right)^2\right] \quad (4)$$

で表される. $E_0 G_n$ は n 番目の微細構造パルスの振幅を示す. 本解析では G_n について 2 種類の分布を与える. 最初に定在波分布とパルス幅の本質的な関係を求めるために, $G_n = 1$ として一定振幅のパルス列を入射し, 定常的な定在波分布を形成させる. 次にパルス列をガウス分布状にマクロパルス化させたときの過渡的な定在波分布を求める. そのとき G_n は,

$$G_n = \exp\left[-\frac{1}{2\sigma_M^2}\left(\frac{2n-1}{2}T-T_0\right)^2\right] \quad (5)$$

与えられる. T_0 はマクロパルスの初期条件であり, N 個のパルスを入射するとき, $T_0 = NT/2$ とする. σ_M はマクロパルスの標準偏差である. 本モデルでは, マク

に時間の次元を有する. 電子ビームはクライストロンの加速周波数 $f_0 = 2.856$ GHz によって周期的に繰り返され, 微細構造パルス列を形成する. 繰り返し周期を $T = 1/f_0$ として N 個の微細構造パルスを入射するとき, $+z$ 方向に進行するパルス列は,

ロパルスは半値幅 10 ns のガウス分布とし, 60 個の微細構造パルスを入射する. また, 解析位置でビームによって作られる磁界の強さを 1 [A/m] とし, 真空中の特性インピーダンスを考慮して電界パルスの振幅を $E_0 = 376.7$ [V/m] とする.

さらに実験結果と比較するため, 得られたビーム波形を検波し, オシロスコープで観測する場合の影響を考慮に入れた. 本解析においては正のパルスを入射するとし, 検波器において正の電界だけを半波検波し, 後段の積分回路に通す. その回路を Fig. 1 に示す. 入力電圧を $V_i(t)$ とするとき検波器の出力電圧 $V_o(t)$ は式 (6) で表される.

$$V_o(t) = V_o(t-\Delta t) \exp\left[-\frac{1}{C}\left(\frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_L}\right)t\right] + \frac{R_L}{R_g + R_L} V_i(t) \left(1 - \exp\left[-\frac{1}{C}\left(\frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_L}\right)t\right]\right) \quad (6)$$

ここで負荷抵抗 R_L は 50 Ω であり, R_g はダイオードの順方向バイアス時の内部抵抗を表す. 測定に使用した検波器 HP423B の特性から $R_g = 1.3$ k Ω , $C = 30$ pF であり, 検波器の時定数を $\tau = R_g R_L C / (R_g + R_L) = 1.44$ ns と与える. また, 実際には検波器の入出力特性を求め, 補正する必要があるが, 本解析ではダイオードの入出力特性として二乗特性と直線特性の両方について検討した. 二乗

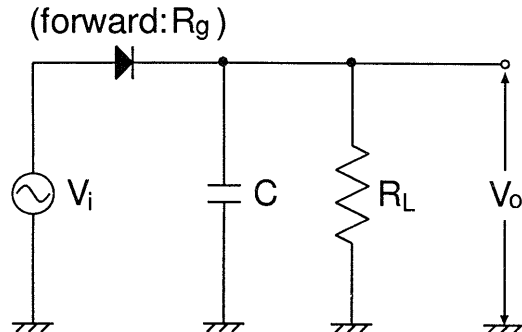


Fig. 1 Equivalent circuit of the crystal detector.

特性の場合, 電界 ($E > 0$) の二乗を V_i とし, 直線特性では, 電界自身を入力電圧とする. さらに, オシロスコープの帯域も考慮し, 検波出力の立ち上がり特性を 1 次遅れの RC 低域フィルタで近似する. ここで直流の出力電圧から 3 dB 下がった点の周波数は $1/(2\pi C_0 R_0)$ で表され, その時定数は $\tau_0 = C_0 R_0$ と表される. 測定に使用したオシロスコープ (岩通 TS-8123S) は, 周波数帯域が 100 MHz であり, その時定数 $\tau = 1.6$ ns を用いて補正した.

3. 解析結果

3.1 一定振幅パルス列の電子ビーム

3.1.1 空間に形成される電界の定在波分布

一定の半値幅を持つ一定振幅のパルス列 ($G_n = 1$) を入射したとして, 解析空間に十分に定在波分布が形成された後の電界の最大値分布を Fig. 2 に示す. 横軸は反射板位置を $z = 0$ mm としたときの位置を示している. 実線は電子ビームのパルス半値幅が 20 ps とした場合で

あり、破線は半値幅 40 ps とした場合の定在波分布の解析結果である。

パルスの空間的な間隔が $L = c_0 T = 105$ mm であるため、 $L/2 = 52.5$ mm 毎に干渉による落ち込みが見られる。(以後、ディップと呼ぶ。) 一次元解析で反射板は完全短絡を仮定しているため、ディップ位置において入射パルスと反射パルスが完全に打ち消し合っている。ディップから外れると、入射パルスと反射パルスの到達時刻が異なるために干渉は起こらず、半波検波しているので正

の入力波形の振幅値がそのまま現れる。

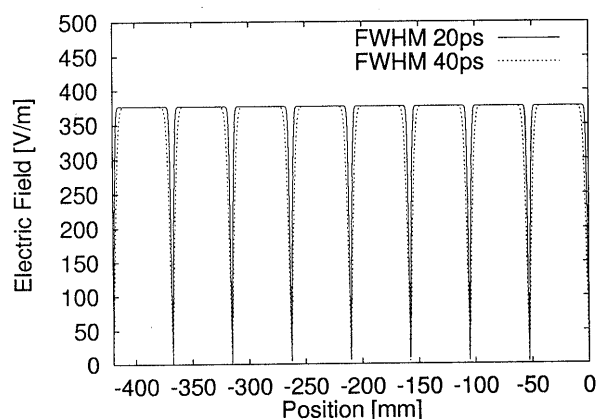
ディップの中心位置から ξ だけ離れた位置の干渉波形 $O(\xi, t)$ は、入射波形 $I(\xi, t)$ と反射波形 $R(\xi, t)$ をそれぞれ式(7)、(8)で与えると、式(9)で表される。

$$I(\xi, t) = \exp \left[-\frac{c_0^2}{2\sigma_d^2} \left(t - \frac{\xi}{c_0} \right)^2 \right] \quad (7)$$

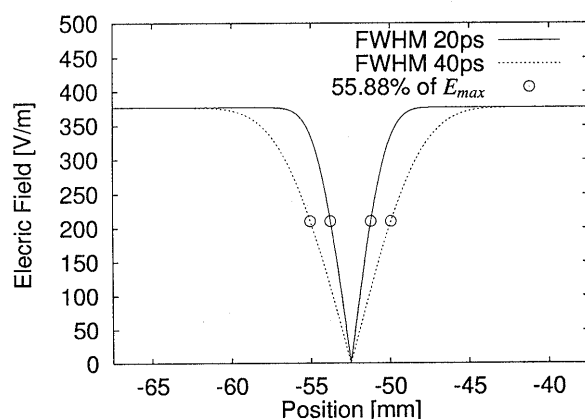
$$R(\xi, t) = -\exp \left[-\frac{c_0^2}{2\sigma_d^2} \left(t + \frac{\xi}{c_0} \right)^2 \right] \quad (8)$$

$$O(\xi, t) = I(\xi, t) + R(\xi, t) = 2 \sinh \left(\frac{c_0 \xi}{\sigma_d^2} t \right) \exp \left[-\frac{c_0^2}{2\sigma_d^2} \left(t^2 + \frac{\xi^2}{c_0^2} \right) \right] \quad (9)$$

ここで $\sigma_d = \sigma_{c_0}$ はパルスの空間的なパンチ長である。パルス半値幅が 20 ps (パンチ長 $\sigma_d = 2.546$ mm) の場合について、Fig. 3 にディップの中心位置から反射板側



(a) Global distributions.



(b) Dip at $z = -52.5$ mm.

Fig. 2 Calculated electric fields of standing waves excited by micro-pulses whose amplitudes are constant.

へ $\sigma_d/2$ だけずらした位置 ($\xi = \sigma_d/2$) の時間変化を示す。Fig. 3 の横軸は、ディップの中心位置からの相対的な時間のずれを表しており、この位置では反射波が先に到着し、遅れて別の入射波がくることを示している。干渉波形 $O(t)$ の最大値を式(9)より求めると、入射波の振幅 1 に対して 0.5588 である。また、逆方向にずらした場合 ($\xi = -\sigma_d/2$) の時間変化は Fig. 3 の反転したもので表せ、その最大値は、やはり 0.5588 である。すなわち電界によって作られる定在波分布のディップにおいて、最大値の 55.88% に対するディップ幅は、そのままパンチ長 σ_d に等しい。したがって定在波分布のディップ幅から電子ビームのパルス幅を直接求めることが可能である。

3.1.2 検波特性の補正

ビーム波形を検波した場合について、測定系の特性を

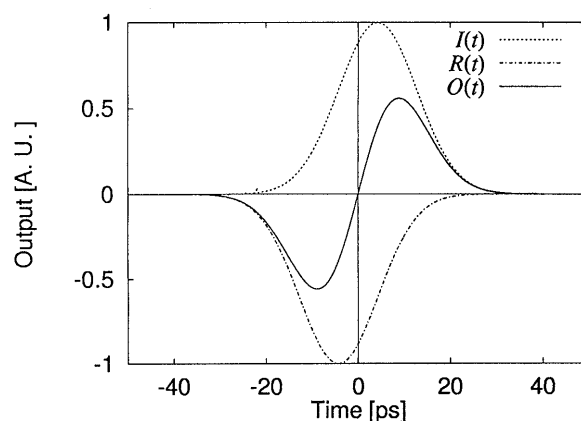


Fig. 3 Interference between an incident pulse and a reflected pulse at position shifted from the center of the dip in the $+z$ direction. The shift in distance is $\sigma_d/2$.

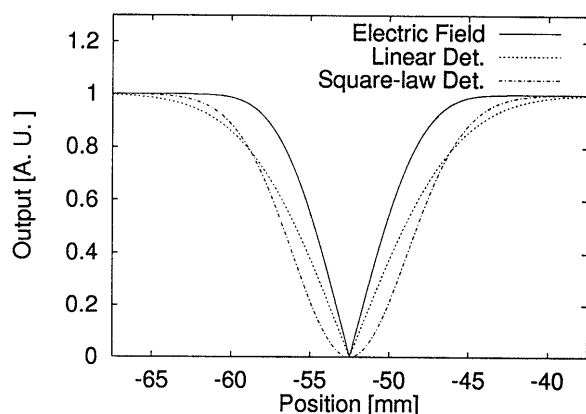


Fig. 4 Comparison of the normalized electric field and voltages nearby the dip.

Table 1 Relation between the spatial bunch lengths and the dip widths of standing waves, which take into account the detector and oscilloscope.

Det.	FWHM [ps]	Δd [mm]	$\Delta d/\sigma_{d20}$	$\Delta d/\sigma_{d40}$
Linear	20	3.922	1.540	—
	40	7.844	—	1.540
Square-law	20	4.607	1.809	—
	40	9.213	—	1.809

考慮した定在波分布を求める。パルス半値幅 40 ps の場合について、空間に形成される電界振幅と、それに対する直線検波出力および二乗検波出力の定在波分布のディップを比較した結果を Fig. 4 に示す。ここで、3 種類の定在波分布はそれぞれの最大値で規格化している。これより、検波した定在波分布のディップは電界の定在波分布よりも広がり、検波特性によってディップ幅が変わることがわかる。このようにディップの変化した直線検波出力と二乗検波出力に対し、電界振幅の場合と同様に半値幅 20 ps と 40 ps の 2 種類の場合について、最大値 V_{\max} の 55.88% に対するディップ幅を求める。半値幅 20 ps と 40 ps の空間的パンチ長をそれぞれ、 σ_{d20} , σ_{d40} とし、干渉波形のディップ幅と比較した結果を Table 1 に示す。ここで、 $\sigma_{d20} = 2.546$ mm, $\sigma_{d40} = 5.092$ mm である。

Table 1 から、定在波分布を検波した場合のディップ幅 Δd はパルス幅に比例し、直線検波では 1.540 倍、二乗検波では 1.809 倍に広がることをわかる。したがって、検波器を用いて定在波分布を測定し、そのディップ幅からパンチ長を求める場合、検波特性の補正をする必要がある。

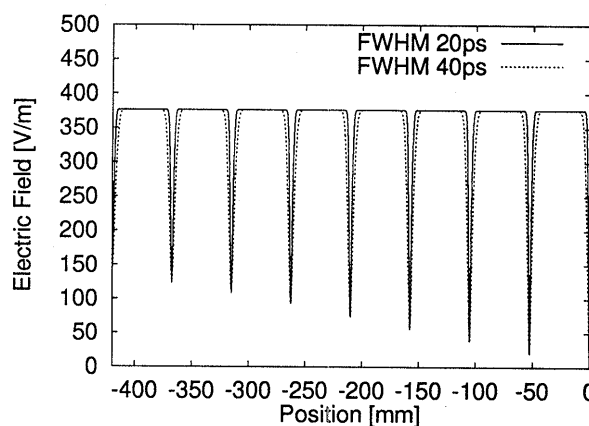


Fig. 5 Calculated electric fields of standing waves excited by the Gaussian macro-pulse.

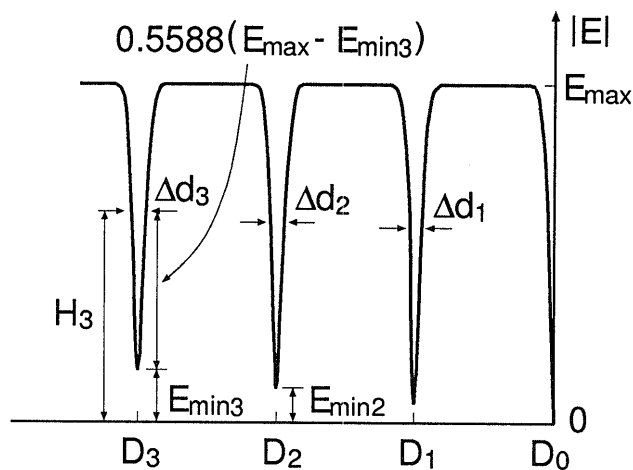


Fig. 6 The way to determine the magnitudes H_k to obtain the dip widths Δd_k .

3.2 マクロパルス化した電子ビーム

3.2.1 空間に形成される電界の定在波分布

電子ビームの微細構造パルス列は一つのマクロパルス形成しており、本モデルにおいては 60 個のパルス列に対し、全体を半値幅 10 ns のガウス分布でマクロパルス化した。そのとき形成される電界の定在波分布を Fig. 5 に示す。ディップの先端位置が 52.5 mm 間隔に存在し、またディップから外れた位置の振幅が一定で、最も振幅の大きい入射パルスの振幅値に等しいことは、一定振幅のパルス列 ($G_n = 1$) を入射した場合と同様である。一方、ディップの先端の振幅は、反射板から遠ざかるにつれて大きくなる。以後、ディップの先端位置における定在波の振幅をディップ強度と呼ぶ。反射板位置 ($z = 0$ mm) に作られるディップを D_0 とし、順次 D_1 , D_2 とすると、 D_1 は、隣り合う微細構造パルスの干渉によって

形成されたディップであり、 k 番目のディップ D_k は、 k 個だけ互いに離れたパルスの干渉によって形成される。したがってディップ強度はマクロパルスの形状に依存している。

ディップ幅からパルス幅を求める場合、一定振幅のパルス列による定在波においては、最大振幅の55.88%に対するディップ幅から求められた。しかしマクロパルスの場合、ディップ強度が変化するため、次式(10)で与えられる振幅 H_k に対するディップ幅を求める。Fig. 6 にその模式図を示す。

$$H_k = 0.5588 (E_{\max} - E_{\min,k}) + E_{\min,k} \quad (10)$$

ここで、 E_{\max} は定在波分布の最大値であり、 $E_{\min,k}$ は k 番目のディップ D_k のディップ強度である。さらに、パルス列によって形成される離散的な定在波分布の定在波比を $(E_{\max} - E_{\min}) / (E_{\max} + E_{\min})$ とし、定在波比とディップ幅 Δd_k の関係を求めた結果を Fig. 7 に示す。図の実線と破線は、最小二乗法を用いて一次の推定を行った結果であり、 X は定在波比、 Y はディップ幅を表す。ディップ強度の変化によってディップ幅も変わるが、この図より、ディップ幅が定在波比に比例して変化することがわかる。

Fig. 7 において定在波比が1にあたる場合は、ディップ強度が $E_{\min} = 0$ のときであり、反射板位置のディップ D_0 のディップ幅 Δd_0 を推定することに相当する。 D_0 は一つのパルスによって作られたディップであり、一定振幅の周期的パルス列による定在波分布のディップと同等である。推定直線から定在波比が1に相当するディップ幅 Δd_0 を求めると、入射パルス列の半値幅が20 psと40 psの場合に、それぞれ2.555 mmと5.107 mmとなる。

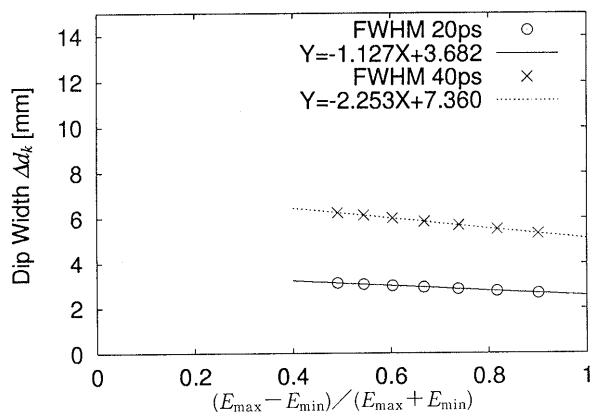


Fig. 7 Relation between the dip widths Δd_k and standing wave ratios of the electric fields.

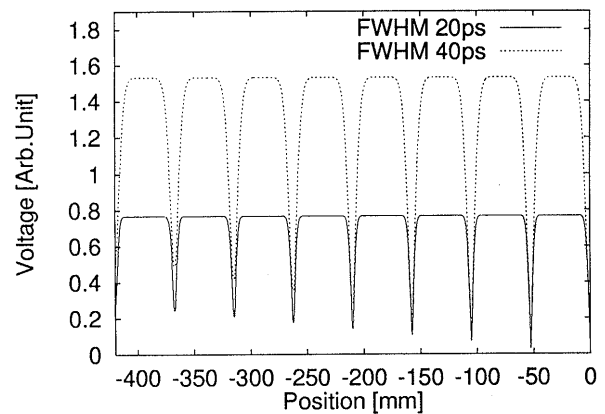
Δd_0 が空間的パンチ長に等しいとして $W = 2\sqrt{2\ln 2} \Delta d_0 / c_0$ の関係式からパルス半値幅 W を推定すると、20.07 psと40.12 psになることから、定在波比1に相当するディップ幅からパルス幅が推定可能であるといえる。この方法は多数のディップ幅の推定値を用いることから、測定誤差を軽減できる点にも利点がある。

3.2.2 検波特性の補正

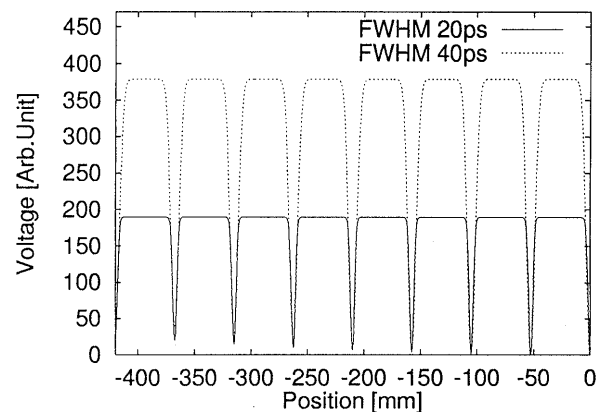
マクロパルス化した電子ビームのつくる定在波分布について、実験結果と直接比較するために測定系の周波数特性を更に考慮した電圧の空間分布を Fig. 8 に示す。

(a) は直線検波した場合、(b) は二乗検波した場合の定在波分布を示している。

直線検波と二乗検波の両方の場合において、半値幅が20 psから2倍の40 psになると、それに比例して定在波分布の最大値、ディップ強度、ディップ幅がそれぞれ2倍になる。さらに、電界の場合と同様に定在波比とディップ幅の関係を求めた結果を Fig. 9 に示す。(a), (b)



(a) Linear characteristics.



(b) Square law characteristics.

Fig. 8 Calculated voltages of standing waves excited by the Gaussian macro-pulse.

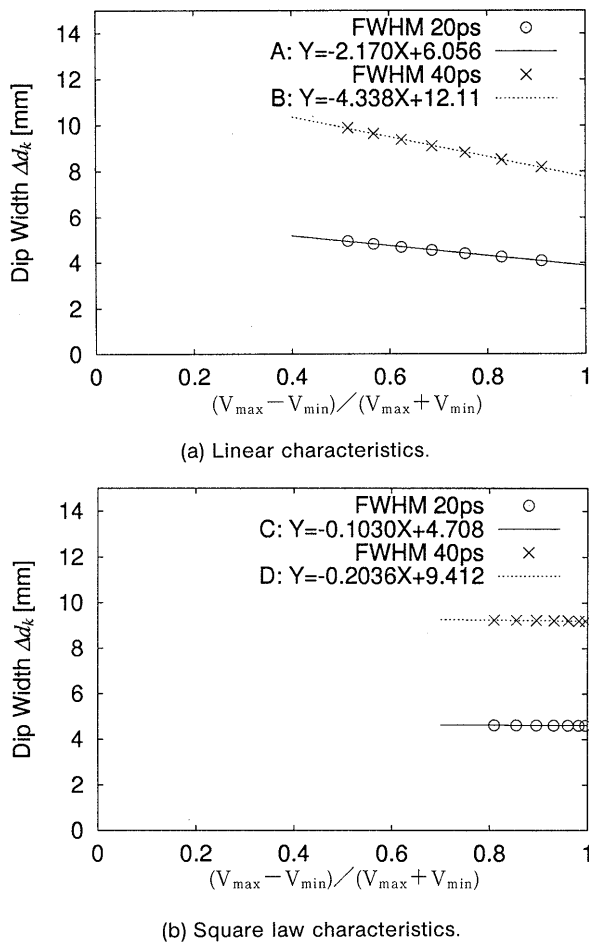


Fig. 9 Relation between the dip widths and voltage standing wave ratios.

Table 2 Pulse widths estimated from the dip widths.

(a) Linear characteristics.

Data	Dip Width	Bunch Length σ_d	FWHM
	Δd_0 [mm]	$\Delta d_0/1.540$ [mm]	$2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_d / c_0$ [ps]
A	3.887	2.524	19.83
B	7.773	5.047	39.65

(b) Square law characteristics.

Data	Dip Width	Bunch Length σ_d	FWHM
	Δd_0 [mm]	$\Delta d_0/1.809$ [mm]	$2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_d / c_0$ [ps]
C	4.605	2.545	20.00
D	9.208	5.090	39.99

はそれぞれ直線検波と二乗検波の場合を表している。検波した出力電圧の定在波分布においても定在波比とディップ幅の関係はほぼ線形であるため、同様に一次の推定を行った。この図から求めた定在波比1に相当するディップ幅を Δd_0 とし、直線検波と二乗検波の場合について、

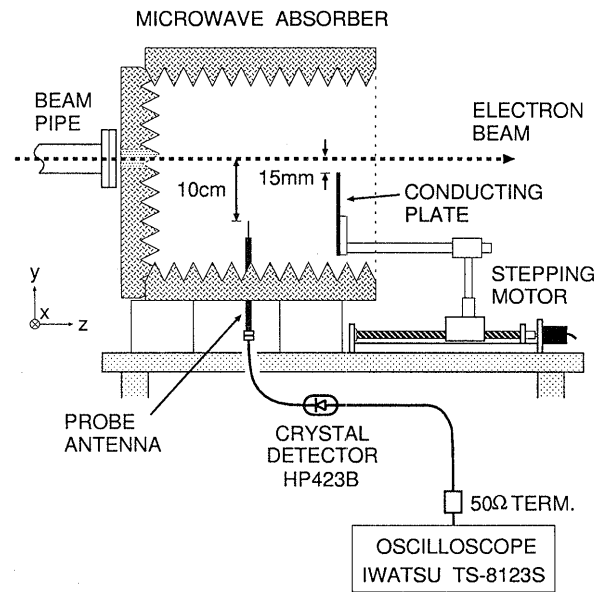


Fig. 10 Schematic of the experimental system.

Δd_0 からパルス半値幅を推定した結果をそれぞれ Table 2 (a), 2(b) に示す。ここで、一定振幅のパルス列を入射した場合の解析結果 (Table 1) を用いて、ディップ幅が直線検波の場合に1.540倍、二乗検波は1.809倍になることを用いた。Table 2 より、本方法で入射パルス幅 20 ps と 40 ps を推定できており、定在波比1に相当するディップ幅 Δd_0 からパンチ長を推定する方法は十分有効な方法であるといえる。実際の測定において、反射板位置におけるディップ幅を直接に測定することは難しいが、この方法を用いれば定在波分布全体から簡単にパルス幅を推定できる。

4. ライナック電子ビームの定在波測定

電子ビームによって作られる定在波分布を実際に測定し、測定結果からビームのパルス幅の推定を行った。実験には北海道大学の 45 MeV 電子ライナックのビームを用いた。実験条件は、マクロパルス幅 10 ns, 平均電流 45 nA, 繰り返し数 10 p.p.s, 加速周波数は 2.856 GHz である。電子ビームはビーム取出窓から空气中に引き出し、ビーム進行方向に約 50 cm 離れた位置に設置したプローブ用アンテナを用いて測定した。使用したアンテナは、外径 3.5 mm ϕ のセミリジッド同軸ケーブルの芯線部分を、加速周波数の 9 倍高調波成分に合わせて 2.9 mm 出したものを使用した。定在波分布の測定体系を Fig. 10 に示す。ビーム中心からアンテナ先端部までの距離は 10 cm にし、ステッピングモータのステージに

十分大きな金属板 (350 × 200 mm) をビームから 15 mm 離れた高さに固定し、パソコン制御により金属板をビーム進行方向に 0.5 mm 間隔で移動させ、観測位置毎にビーム信号を測定した。また定在波分布形成に対して周囲の金属等の影響を避けるため、体系全体を電波吸収材で囲んでいる。アンテナからの出力信号は、クリスタル検波器 (HP423B: 10 MHz~12.4 GHz) で検波した後、同軸ケーブルで 30 m 伝送し、ストレージオシロスコープ (岩通 TS-8123S: 100 MHz) を通して、位置毎のピーク電圧をパソコンに取り込んだ。

測定された定在波分布を Fig. 11 に示す。横軸は金属板位置を $z=0$ mm としたときのアンテナの位置を表しており、縦軸は検波器を通した後のオシロスコープの出力電圧である。ネットワークアナライザを用いて、使用した検波器の入出力特性を調べたところ、本実験の入力レベルは大きく、ほぼ直線検波領域に入っていた。よって、Fig. 11 の測定結果は直線検波された場合の定在波分布に相当すると考えられる。

Fig. 11 において 52.5 mm 周期に観測されたディップの存在は、解析結果とよく一致している。このことは、入射波と導体板からの反射波により定在波分布が形成されると仮定した一次元解析の妥当性を示している。一方、Fig. 11 において \triangle 印をつけた位置で極大ピーク出力が得られているが、これは解析では考慮しなかった金属板端からの輻射波の影響である。入射波と反射波は逆相で干渉して打ち消し合い、ディップを形成するのに対し、輻射波は導体板上に誘起された正電荷と電子ビームによるダイポール放射であるため、輻射波の横方向電界成分は入射波と同相で重なり合い、この位置では入射波のエネルギーよりも干渉出力が大きくなる。さらに、ディップ位置よりも反射板側にずれた位置で入射波と干渉して

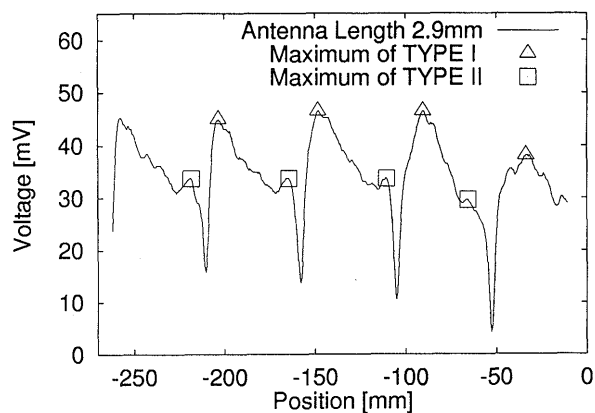


Fig. 11 Measured standing wave distribution.

いることは、反射波に比べて輻射波の到達に時間遅れがあることを示している。

Fig. 11 の測定結果に対し、輻射の影響が空間的に異なるため、ディップ毎に最大値を設定する。さらに最大値の取り方として、Fig. 11 において \triangle 印 (タイプ I) と \square 印 (タイプ II) の 2 通りの場合について検討する。タイプ I の \triangle 印は、各ディップにおけるピーク値であり、輻射の影響を組み込んだ場合の最大値である。一方、タイプ II の \square 印をつけた位置は入射波と反射板端からの輻射の干渉が最も小さい領域と考えられ、解析結果との比較のために選んだものである。

2 つのタイプについて、定在波比とディップ幅の関係を求めた結果を Fig. 12 に示す。なお、実線と破線はそれぞれタイプ I (\triangle 印) と II (\square 印) の最小二乗法による回帰直線を表している。タイプ I とタイプ II において定在波比 1 に相当するディップ幅を求めた結果は、それぞれ 4.52 mm と 4.63 mm である。測定結果に対して直線検波出力の定在波分布を仮定し、ディップ幅からパルス幅を推定した結果を Table 3 に示す。推定された半値幅は 23.1 ps と 23.6 ps であり、どちらの場合でもほぼ同じ推定値であるといえる。北海道大学の電子ライナックの場合、微細構造パルスの半値幅は推定で 20 ps 程度と

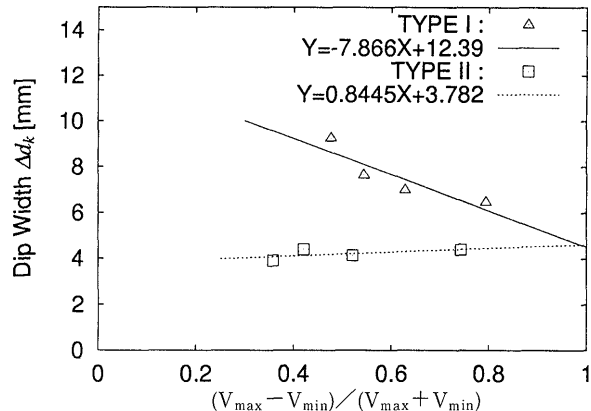


Fig. 12 Relation between the dip widths and measured voltage standing wave ratios.

Table 3 Pulse widths of the electron beam estimated from the dip widths Δd_0

TYPE	Dip Width	Bunch Length σ	FWHM
	Δd_0 [mm]	$\Delta d_0 / (1.540c_0)$ [ps]	$2\sqrt{2 \ln 2} \sigma$ [ps]
I	4.52	9.79	23.1
II	4.63	10.0	23.6

予想されており, 推定されたビーム半値幅は妥当な結果を与えている. また, 最大値の選び方には依存しない結果が得られたことは, 輻射の影響にかかわらず入射波と反射波のみの干渉を考慮した本手法の適用性を示唆するものである. 実際, ビームと導体板やアンテナまでの距離を変化させた場合, 定在波分布の入力レベルが変化するが同様に推定可能である. ただし, 入射波と反射波の干渉および, 入射波と輻射波の干渉が分離可能であることが前提であるため, 反射波と輻射波の分離が困難なビーム近傍の測定ではパルス幅推定が難しくなる. また, ビームと導体板端までの距離が遠く, 入射波と輻射波に比べて反射波のエネルギーが弱い場合もディップが小さくなるため, パルス幅推定が難しい. このような制約はあるが, 導体板とアンテナの配置についての自由度は高いと言える. また, ビームが中心から振動すると入射波や反射波および輻射波の大きさが変化するが, 複数のディップを用いる推定法であることからビーム位置変動の影響を平均として小さく抑えてパルス幅を推定できると考えられる.

5. おわりに

パルス状電子ビームの放射電界と反射板からの反射波によって作られる定在波分布において, 形成される落ち込み(ディップ)の空間分布から微細構造パルス幅を推定する方法を新たに提案した. 定在波分布のディップには, アンテナや検波器, オシロスコープ等の測定系の周波数特性の寄与が影響を与えるが, それらの影響を考慮して正しいパルス幅を推定できることを示した.

実験により, 自由空間中に導体板をおき, 電子ビームを通過させて測定した定在波分布に本手法を適用し, 微細構造パルス幅の推定を行った. 測定結果には金属板端からの輻射場の影響が入るため, 単純な一次元モデルの解析結果とは異なり, 複雑な分布が形成されているが, 微細構造パルス列の干渉が離散的に生じ, また輻射は時間遅れを有していることから, 反射板近傍のディップに対しては, 一次元モデルをそのまま適用できた.

一方, 輻射場は時間遅れがあるために位置によって輻射の影響が異なることを考慮し, 2通りの振幅最大値を選び推定した結果, 2つの推定値はよく一致した. した

がって, 本手法を用いた微細構造パルス幅の推定は輻射場がある場合でも有効であると考えられる. 実際, 北海道大学の45 MeV 電子ライナックは半値幅で20 ps程度であると推測され, 本装置のビームパルス幅の精密な測定はこれまでにやっていないが, 他の同様な加速器の結果と比較して, 妥当な推定値が得られた. 本手法はビームに非接触な測定法であり, 簡単な測定でパルス幅を求めることができる利点を有している.

参考文献

- [1] 小方 厚, 中島一久: プラズマ・核融合学会誌 **70**, 362 (1994).
- [2] 核融合研究 I, 池上英雄 他編 (名古屋大学出版会, 1996) 第5編.
- [3] 門田 清: プラズマ・核融合学会誌 **72**, 1124 (1996).
- [4] 村岡克紀, 前田三男: プラズマ・核融合学会誌 **71**, 1075 (1995).
- [5] S. Okuda, S. Ishida, G. Isoyama, Y. Honda, R. Kato, Nucl. Instr. and Meth. **A375**, 329 (1996).
- [6] R. Kato, Y. Iwase, Y. Nakajima, G. Isoyama and S. Suemine, *Proc. 20th Linear Acc. Meeting in Japan*, Osaka, Japan, 323 (1995).
- [7] Y. Ogawa, T. Suwada, T. Kamitani, H. Hanaki, K. Furukawa, and A. Enomoto, *Proc. 17th Linear Acc. Meeting in Japan*, Sendai, Japan, 225 (1992).
- [8] Y. Hosono, M. Nakazawa, T. Ueda and M. Uesaka, *Proc. 21st Linear Acc. Meeting in Japan*, Tokyo, Japan, 293 (1996).
- [9] A. Homma, T. Sawamura, H. Yamazaki, J. Ohkuma, S. Okuda, T. Yamamoto, S. Suemine and K. Tsunomori, Nucl. Instr. and Meth. **A371**, 355 (1996).
- [10] K.S. Yee, IEEE. Trans. Antennas Propagat. **AP-14**, 302 (1966).
- [11] A. Taflov, and M.E. Brodwin, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **MTT-23**, 623 (1975).
- [12] T. Weiland, CERN/ISR-TH/80-07, CERN (1980).
- [13] H. Itoh, S. Nisiyama, S. Tomioka and T. Enoto, *Proc. 1994 Int. Linac Conf.*, Tsukuba, Japan, 860 (1994).
- [14] H. Itoh, S. Nisiyama, T. Isida, S. Tomioka and T. Enoto, *Proc. 21st Linear Acc. Meeting in Japan*, Tokyo, Japan, 340 (1996).