

IMPROVEMENT OF THE PERFORMANCE OF THERMIONIC RF GUN BY CONTROLLING RF POWER

Yoko Nakai, Toshio Fukui, Heishun Zen, Koichi Kusakame, Toshiteru Kii, Kai Masuda, Hideaki Ohgaki,
Tetsuo Yamazaki, Kiyoshi Yoshikawa
Institute of Advanced Energy, Kyoto University
Gokasho, Uji, Kyoto, 611-0011

Abstract

We have studied on improvement of electron beam macropulse properties from a thermionic RF gun. Though a thermionic RF gun has many salient features, there is a serious problem that back-bombardment effect worsens quality of the beam. To reduce beam energy degradation by this effect, we tried to feed non-flat RF power into the gun. As a result, we successfully obtained longer macropulse and larger total charge per macropulse.

On the other hand, we calculated transient evolution of RF power considering non-constant beam loading. The beam loading is evaluated from time evolution of cathode temperature, by use of one dimensional heat conduction model and electron trajectories' calculations by a particle simulation code. Then, we found good agreement between the experimental and calculation results.

高周波電力の制御による熱陰極型高周波電子銃の性能改善

1. はじめに

自由電子レーザー(FEL)の開発には電子ビームの高輝度化が必要不可欠であり、これを狙って開発された電子銃に、高周波電子銃がある。

しかし、熱陰極高周波電子銃では、陰極から引き出された一部の加速電子が逆加速電界の影響を受けて逆加速され、陰極に衝突するback-bombardment現象が起こる。この現象により陰極表面温度が上昇し、陰極からの引き出し電流の制御が困難となる。そこで我々の研究グループでは高周波電子銃への入射電力波形を制御することで電子ビームのエネルギーを一定に保つ実験を行った。また、粒子軌道シミュレーションや陰極での熱伝導解析を通して陰極温度の時間発展を求め、高周波電力の過渡解析を行った。

2. 実験原理

Back-bombardment現象が起こっている場合、マクロパルス内の各ミクロパルス中でのピークエネルギーは異なった値をとる事がPARMELA^[1]による計算で確認されており、これらの値は高周波電圧の一価関数で表されることも確認されている^[2]。本研究ではback-bombardment現象による引き出し電流の増加に伴うビームローディング電力の増大を、電子銃への入射電力を増加させることで補う。これによってビームエネルギーをマクロパルス内で一定に保ち、電子ビームのパルス幅と電流量の増加をはかる。

3. 実験装置および測定系

本実験で用いた実験装置および測定系の概略図を図1に示す。陰極には半径1mmの多孔質タングステンの含浸カソードを用い、陰極初期温度は1020℃とした。また入射電力の制御は、クライストロンに直

流パルス電力を供給する、高圧パルス形成装置の内部可変リアクトルを遠隔で調節することによって行った。またビーム特性の評価のために出力ビーム電流波形、電子ビームのエネルギースペクトルの測定を行った。

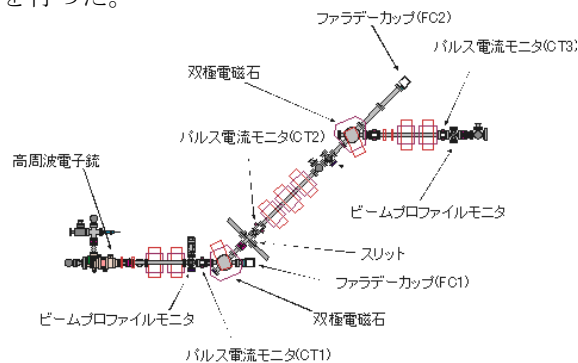


図1 : 実験装置および測定系

4. 実験結果

入射高周波電力波形を最適化する前と後の波形を図2に示す。CT2で電流が観測され始めた時間を原点とした。また、図3に波形制御後の10.3MeVにおけるビーム電流波形を、図4にビームエネルギーの時間構造を示す。図3より、電流量のピークおよびパルス幅が共に増加したことがわかる。また図4においては、2 μ s程度で落ち込んでいたビームエネルギーが、制御によって4 μ s程度まで維持されていることがわかる。このことから電力波形の制御がビームの長パルス化、ビームエネルギーの安定化に対して有効であることがわかる。

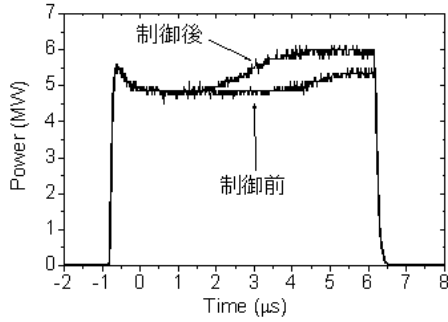


図2 : 高周波電力波形

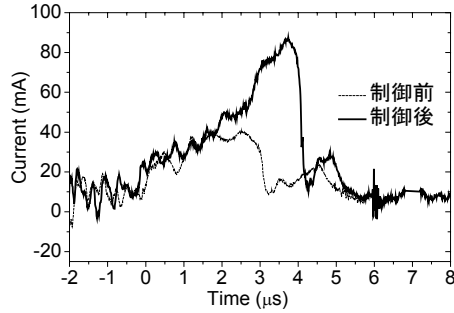


図3 : ビーム電流波形

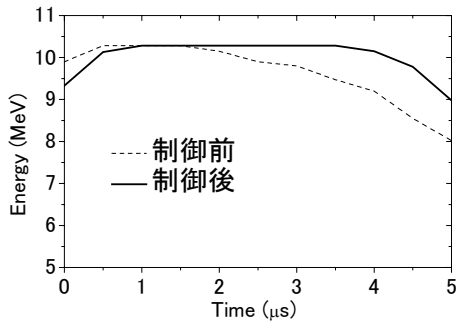


図4 : ビームエネルギーの時間構造

5. 解析方法

5.1 高周波電子銃内の電界の解析方法

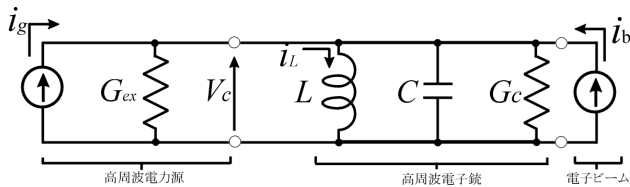


図5 : システムの等価回路

高周波電子銃内の電界は図5に示す等価回路を用いて解析した。この回路上ではクライストロンを電流源として表現した。高周波電子銃はLCG_c共振回路として表現される。また、ビームローディング電流を等価回路上において I_{bl} で表すと、電子ビームによって消費される電力は I_{bl} の電流源として表現され

る。ここでビームローディングを i_b 、電子ビームの電流密度を J_b 、空胴の固有モードの電界を E_0 、その電圧を V_0 、空胴壁で囲まれた体積を Ω 、真空の誘電率を ϵ_0 とすると I_{bl} は以下のように表される。

$$i_b(t) = -\frac{1}{\epsilon_0 V_0} \int_{\Omega} J_b \cdot E_0 dV \quad (1)$$

$$I_{bl} = \frac{2}{T} \int_t^{t+T} i_b(t) \cdot \exp(-j\omega t) dt \quad (2)$$

さらに I_{bl} は V_c にほぼ比例するのでビームアドミタンス Y_b を用いて

$$I_{bl} = -Y_b \cdot V_c \quad (3)$$

と表すことができる。

解析に用いた回路定数は過去に行われた解析と同じ値を用いた。^[3]

以上のことをふまえると、上述の等価回路の回路方程式は

$$\begin{cases} L \frac{di_L(t)}{dt} = v_c(t) \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} i_g(t) = i_b(t) + i_L(t) + v_c(t) \cdot (\beta + 1) G_c + C \frac{dv_c(t)}{dt} \end{cases} \quad (5)$$

となる。さらに

$$v_c(t) = V_c(t) \cdot \exp(j\omega t) \quad (6)$$

$$i_b(t) = Y_b \cdot v(t) = Y_b \cdot V_c(t) \exp(j\omega t) \quad (7)$$

$$i_L(t) = I_L(t) \exp(j\omega t) \quad (8)$$

$$i_g(t) = I_g(t) \exp(j\omega t) \quad (9)$$

を用いると

$$\begin{cases} \frac{dV_c(t)}{dt} = \frac{1}{C} \{ I_g(t) - Y_b(V) \cdot V_c(t) - I_L(t) - (\beta + 1) G_c \cdot V_c(t) \} - j\omega V_c(t) \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{cases} \frac{dI_L(t)}{dt} = \frac{1}{L} \cdot V(t) - j\omega \cdot I_L(t) \end{cases} \quad (11)$$

を得る。

(10)、(11)式を用いて後方差分法により数値解を求め過渡解析を行った。また Y_b は陰極引出し電流の関数であるが、引出し電流はマクロパルス内で変化するため、次に述べる解析方法によってこれを見積もり、 Y_b の時間構造を求めた。

5.2 陰極表面電流密度の時間構造の解析方法

ここでは各逆加速電子の持つエネルギーによる陰極内部での発熱分布を一次元熱伝導方程式によって計算した。陰極は厚さ2mmのタングステンと仮定し、電子ビーム方向に2000分割したモデルを用いた。また解析を行うにあたって以下のように仮定している。

- ・ 熱の放出は陰極表面からのみ生ずる。
- ・ 陰極への熱供給はヒーターと逆加速電子が与え

る熱量のみである。

- ・ 逆加速電子が失う運動エネルギーは全て熱量に変換する。
- ・ 熱伝導は電子ビーム方向のみ生ずる。

Back-bombardment現象によって陰極に衝突する電子のエネルギー分布はPARMELAによって求めた。さらにこれらの電子が陰極にどれだけのエネルギーを放出して停止するかを、飛程Rに関するTIOの式^[4]を用いて計算した。このTIOの式を以下に示す。

$$R = \frac{a_1}{\rho} \left\{ \frac{\ln[1 + a_2(\gamma - 1)]}{a_2} - \frac{a_3(\gamma - 1)}{1 + a_4(\gamma - 1)^{a_5}} \right\} \quad (12)$$

$$a_1 = 2.335 A / Z^{1.209} \quad a_2 = 1.78 \times 10^{-4} Z$$

$$a_3 = 0.9891 - (3.01 \times 10^{-4} Z)$$

$$a_4 = 1.468 - (1.180 \times 10^{-2} Z)$$

$$a_5 = 1.232 / Z^{0.109} \quad \gamma = (E + m_0 c^2) / m_0 c^2$$

ただしRは飛程(m)、 ρ は吸収体の密度(kg/m³)、Aは吸収体の質量数、Zは吸収体の原子番号、Eは電子の運動エネルギー(MeV)を表す。これにより陰極表面からの深さと単位深さあたりに失うエネルギーとの関係を求め、分割された各スライスでの温度上昇を計算した後、一次元熱伝導方程式を用いてスライス間での熱伝導の計算を行った。

6. 解析結果と考察

上記のコードを用いて波形制御前の高周波を入射した場合の解析を行い、実験結果と比較した。図6に高周波電力の反射波形、図7にビームエネルギーの時間構造を示す。ここで実験では陰極の初期温度を1020℃としたが、解析の結果1082℃の場合が最も実験値に近くなった。ここで、陰極表面の測温には赤外線放射温度計を使用しているが、陰極に対して集光レンズの向きが変わると測定温度は大幅に変化する。正確な位置に設置されていることを確認することは非常に困難なため色温度計で校正しているがこれも不確かなものである。そのため測定温度は実際値と誤差があったとし、実験値との比較には1082℃での解析結果を用いている。また、反射波およびビームエネルギーの測定値についても不確かな点があり、前者については0μsから4μsでの電力ピーク値で、後者についてはマクロパルス中の最大値で規格化を行っている。これらの結果より、波形制御前では、本研究での解析コードはマクロパルス内で実験値をよく再現できるものであると言える。

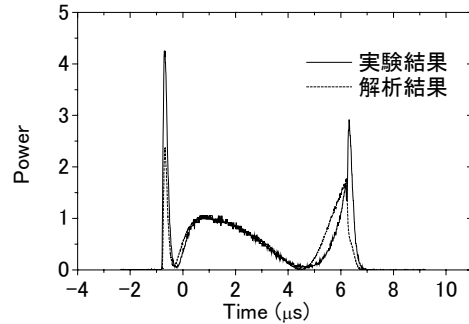


図6 : 高周波電力の反射波形

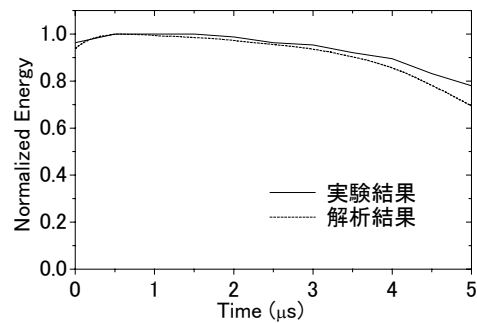


図7 : ビームエネルギーの時間構造

7. まとめと今後の課題

本研究では、マクロパルス内でのビームエネルギーを一定にするために波形制御した高周波を入射した。これにより図3に見られるようにビームのパルス幅が大幅に伸び、電流量も増加した。また、高周波電子銃内での電力過渡解析を行った結果、非常によく実験値を再現することができた。ただし、この解析は波形制御を行う前の高周波を入射した場合のものであるので、波形制御を行った場合についても確認する必要がある。その上で今後、FEL発振に必要な条件を満たすビーム生成に必要な諸条件を検討する。

また、我々のグループにおいて高周波電子銃を三極管構造にした場合の有効性が粒子シミュレーションによって確認されており、三極管型高周波電子銃を用いた場合の波形制御の効果についても検討を行う。

8. 参考文献

- [1]Lloyd M. Young, James H. Billen : LA-UR-96-1835 (2002)
- [2]早川和史 : 京都大学エネルギー科学研究科エネルギー応用科学専攻修士論文(2005)
- [3]池田竜太 : 京都大学エネルギー科学研究科エネルギー変換科学専攻修士論文(2000)
- [4]M. J. Berger and S. M. Seltzer : STOPPING POWER AND RANGES OF ELECTRONS AND POSITRONS (2ndEd.), NBSIR(1982)