

C バンド 20K 冷却高電界 RF 電子銃による高品質電子ビーム引き出しの可能性

POSSIBILITY OF HIGH QUALITY ELECTRON BEAM EXTRACTION BY HIGH ELECTRIC FIELD IN C-BAND 20-K COOLED RF GUN

田中俊成[#], 境武志, 早川建, 早川恭史, 野上 杏子, 住友洋介, 山田靖征, 吉田昂斗, 佐藤勇
Toshinari Tanaka[#], Takeshi Sakai, Ken Hayakawa, Yasushi Hayakawa, Kyoko Nogami, Yoske Sumitomo,
Yasuyuki Yamada, Takato Yoshida, Isamu Sato
Laboratory for Electron Beam Research and Application, Institute of Quantum Science, Nihon University

Abstract

Development of a 20 K cryogenic C-band photocathode RF electron gun cavity has been conducted at Nihon University in collaboration with KEK. Based on the computer simulations of the cavity and the low power properties resulted at 20 K, applicability of the cryogenic cavity to a very high gradient electron gun and investigation of a high electric field breakdown of copper surface at a cryogenic temperature has been considered, especially in terms of temperature rise and stability of the cavity properties at very high RF input powers. The results have suggested a stable operation of the cavity is possible even at a higher input power than 40 MW with a pulse width of 2 μ s.

1. はじめに

日大の加速器研究グループは 2013 年度から、KEK が受託した文部科学省の光・量子融合連携研究開発プログラム「小型加速器による小型高輝度 X 線源とイメージング基盤技術開発」に参画し、C バンドのクライオ光陰極高周波電子銃開発をテーマに 20 K 冷却 RF 電子銃用高周波空洞の基礎研究を進めてきた。研究プログラムは既に終了したが、低電力での 20 K 冷却高周波特性試験により、高純度の銅材を用いた際に低温において期待された計算シミュレーションの結果を概ね再現する特性を得た[1]。大電力試験による冷却高周波空洞の実用性の検証と、RF 電子銃として動作させる空洞の最適化が今後の課題である。

C バンドの低温冷却加速管は、医療応用を目指した RF 還流型エネルギー回収リニアック用進行波加速管が株式会社トヤマと KEK の共同研究で開発され、既に低温下で加速管単独の大電力試験が行われている。優れた高周波特性に加え注目すべき点として、20 K においては室温に比較して電界放出電子の量が非常に少なくなることが報告されている[2, 3]。

一方、SLAC 等による高電界加速を目指した X バンド空洞開発の一部として行なわれた放電頻度の研究において、高純度の銅から成る 45 K 動作高周波空洞の試験で、室温動作の高耐電圧空洞を大きく超えた表面電界 500 MV/m で同程度以下の放電頻度が報告されている[4]。そこで、日大で開発を進めてきた 20 K 冷却空洞を基に C バンド空洞で高加速勾配の試験を行った場合、数 10 MW のピーク RF 電力を入力した際に予想される動作について検討を行なった。

2. C バンド 20 K 冷却 RF 電子銃空洞

日大で開発を進めてきた C バンド RF 電子銃用高周波空洞の主な仕様及び性能を Table 1 に示す。また、低電力試験用空洞の断面図を Figure 1 に示す。空洞には

[#]tanaka@lebra.nihon-u.ac.jp

Table 1: Specification of C-band Cryogenic RF Gun Cavity Based on Low Power Measurement at 20 K

RF Frequency	5712 MHz
Cavity Length	68.2 mm
Unloaded Q	73000
Coupling Coefficient	19.7
Loaded Q	3526
Electric Field Buildup Time	196 ns
Shunt Impedance	624 M Ω /m
Source RF Power	4 MW
RF Pulse Duration	2 μ s
RF Pulse Repetition Rate	50 pps
Maximum Cavity Wall Loss	73.6 W
Bunch Charge	0.5 nC
Maximum Surface Electric Field	162 MV/m
Maximum Cathode Electric Field	116 MV/m
Accelerating Gradient	83 MV/m

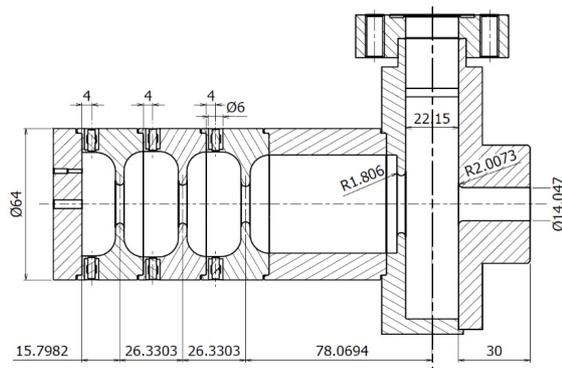


Figure 1: Cross sectional view of the 2.6-cell cold-model cavity for 20 K cryocooling experiments.

高純度 6N8 銅材 (RRR3000 以上相当) を使い、KEK 機械工学センターにおいて超精密加工と拡散接合技術により製作された。空洞は π モード 2.6 セルから成り、ピー

ク電力 4 MW、パルス幅 2 μ s の 5712 MHz RF を入力する仕様である。入力 RF は Figure 1 に示すように、矩形導波管の TE₁₀ モードから円筒導波管の TM₀₁ モードにモード変換し、加速空洞と軸上で結合している。無負荷 Q 値が高いため、導波管との結合係数を約 20 と大きくし、空洞内電界の立上り時間を約 200 ns に短縮した。

Figure 2 に日大において測定を行った、室温から 20 K までの空洞冷却における無負荷 Q 値の変化と、20 K における π モード共振スペクトル (S_{11}) の結果を示す。Q 値の変化 (Figure 2 (a)) は 5 回の測定結果を重ねて示してある。Figure 3 に、冷却試験用真空槽に設置した空洞の様子を示す。Table 1 の無負荷 Q 値 73000 は 20 K 冷却試験による測定値で、シャントインピーダンスはビーズ摂動法で測定した軸上電界分布から求めた室温大気中の値を Q 値の比較から換算して得た。また結合係数 19.7 は S_{11} から求めた測定値である。いずれも CST Studio[5] を用いた設計で得たシミュレーション値を良く再現している。カソード面での最大電界は 116 MV/m になる。

空洞特性の測定には Agilent 製ネットワークアナライザ E5071C を用いた。室温大気中から空洞への RF 入力には、長さ 275 mm に渡り壁厚を 1.5mm とし内面に 20 μ m の銅メッキを施したステンレス製導波管 (WJ5、熱流入 4W) を製作し、導波管両端間で 270 K 以上の温度差を問題なく維持した。空洞冷却用の冷凍機には鈴木商館の RF273S (冷凍能力は 20 K で 5 W) を用い、室温から 20 K までの冷却に約 32 時間を要した。この間に空洞の無負荷 Q 値は約 5.5 倍に上昇し、異常表皮効果[6]

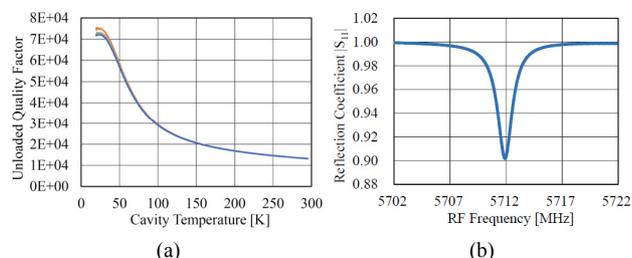


Figure 2: Dependence of the unloaded Q value on the cavity temperature (a), and the S_{11} spectrum measured at 20 K (b).

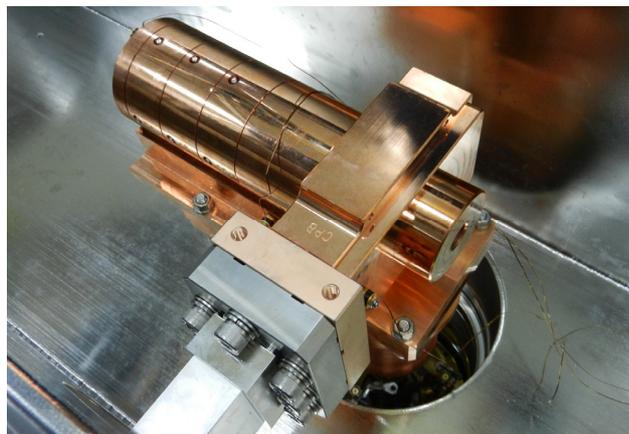


Figure 3: The 2.6-cell low power test cavity mounted on the cooling head of the refrigerator in the vacuum chamber.

に基づき計算された表面抵抗の変化から期待された 5.4 倍と良く一致した。

3. 大電力 RF 入力時の空洞動作の検討

3.1 空洞内高周波電界

Table 1 に示した空洞の特性をそのままに、入力 RF 電力のみ変化させたときの空洞内パルス高電界の RF 電力依存性を Figure 4 に示す。ただし、電界が十分立上った後の定常状態を仮定した値である。空洞表面電界が最大となるのは、空洞アイリス部分である。

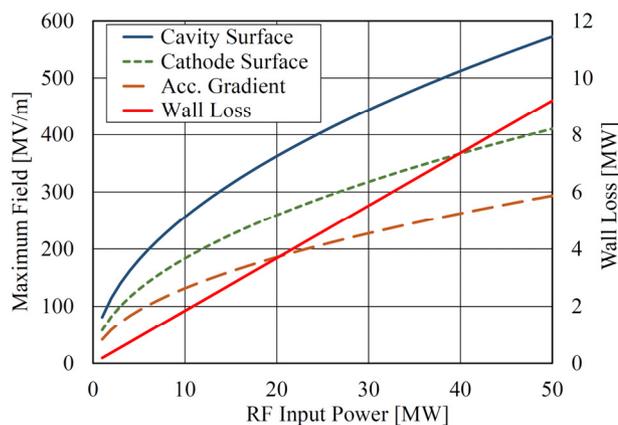


Figure 4: The maximum electric field, accelerating gradient and the cavity wall loss.

空洞の結合係数が 19.7 と大きいいため、入力電力の約 82 % は反射電力となる。CST Studio による計算では、入力カプラー部での損失は 1 % 以下と小さいため、ビーム負荷がない場合には残りの電力の全てが空洞で消費されると近似している。このとき、RF 入力 10、20、40 MW に対して、空洞表面ではそれぞれ 256、362、512 MV/m、カソード表面ではそれぞれ 183、259、367 MV/m の電界が生じ、加速勾配はそれぞれ 131、186、262 MV/m となる。また、電界分布からトランジットタイムファクターが 0.763 と得られており、ほぼ光速の電子が通過する際の最大エネルギー利得はそれぞれ 100、142、200 MeV/m と見積もられる。

出力 50 MW のクライストロンを用いて 2.6 セル空洞の高電界試験を実施した場合、放電頻度の測定は少なくとも空洞表面電界 500 MV/m 以上、カソード表面の電界では 360 MV/m 以上まで行なえる可能性がある。SLAC で行った、異なる硬度の銅合金 X バンド空洞を用いた室温での放電頻度測定では、硬い合金ほど高電界動作に優れていることが示唆されている。同時に、45 K まで冷却した純銅製 X バンド空洞では、室温の合金空洞より高い表面電界 500 MV/m において、より低い放電頻度が得られ、低温冷却された純銅では硬度が増加し、放電頻度を低下させる効果がある可能性を示唆している[4]。

これに対し、金属結晶中の欠陥や転移の易動度は硬度に依存し、高電界により生じる応力でこれらの欠陥や転移が金属表面へ移動し放電の種を形成する、という放電モデルがある[7]。この場合、硬度の高い金属ほど放電頻度が低下すると考えられ、SLAC の実験結果は少なくとも定性的にはこのモデルを支持する。この点、C バン

ドでは低温冷却による極端な高電界での試験の報告はなく、さらに 20 K まで冷却した空洞において高電界放電頻度の振舞いを調べることは、意義があり興味深い。

3.2 カソード面からの電子ビーム引出し

従来になく高い高周波電界により低温冷却のカソード面から電子ビームを引き出す場合、カソード材質の選択が問題となる可能性がある。そこで、材質が空洞と同じであることから難しい問題を緩和できる銅をカソードとすることが考えられる。ここでは銅カソードについて、レーザー照射による量子効率の検討を行なった結果を述べる。ただし、銅表面は理想的な状態にある場合に限る。

高周波電界 E_{RF} により金属表面付近に生じる電場と、引き出された電子の鏡像電荷を考慮すること(ショットキー効果)により、電子引き出しに要する仕事関数 ϕ_w が実効的に

$$\phi_{\text{eff}} = \phi_w - \sqrt{e^3 E_{RF} / 4\pi\epsilon_0} \quad (1)$$

へと、高周波電界の平方根に比例して低下する。金属カソードにおける量子効率 $QE(\omega)$ はフェルミ分布を単純化(絶対零度に対応)したモデルにより

$$QE(\omega) = \frac{1-R(\omega)}{1+\lambda_{\text{opt}}(\omega)/\lambda_{e-c}(\omega)} \frac{E_F + \hbar\omega}{2\hbar\omega} \left[1 - \sqrt{\frac{E_F + \phi_{\text{eff}}}{E_F + \hbar\omega}} \right]^2 \quad (2)$$

と与えられている[8, 9]。ここで $R(\omega)$ は金属表面での光の反射率、 E_F はフェルミ順位、 λ_{opt} 、 λ_{e-c} はそれぞれ入射光の減衰率と電子間の散乱長である。YAG の 4 倍高調波 266nm レーザーを使用した場合、量子効率の電界依存性は Figure 5 のようになる。通常の RF 電子銃では引き出し電界が 50 MV/m 程度であるから、400 MV/m 以上の高電界で引き出せると、4 倍程度の量子効率増加が期待できることになる。

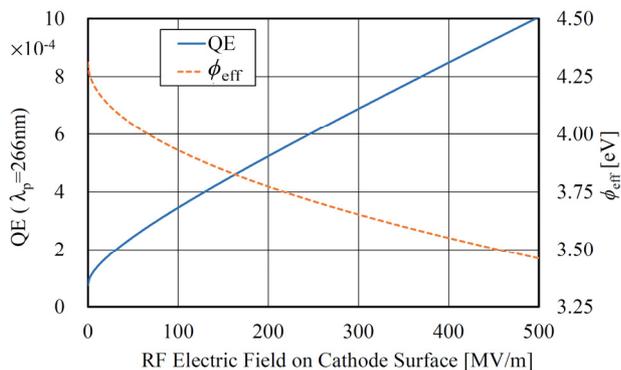


Figure 5: Estimation of the quantum efficiency of the electron beam extraction from copper by 266 nm laser irradiation and the effective work function.

3.3 空洞壁の温度上昇の影響

2.6セル空洞に大電力 RF を入力すると、発熱による温度上昇とその結果生じる空洞特性の変化が問題となる。そこで、空洞表面の温度上昇の振舞いを調べることにした。空洞にパルス RF を入力すると、空洞表面温度の時間変化 ΔT は、一様な金属平面で考えると

$$\Delta T(t) = \int_0^t \frac{dP(t', T)}{dA} \frac{1}{\sqrt{\pi\rho K(T)C_p(T)}} \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} \quad (3)$$

と表すことができる[10]。ここで、 t は RF 入力開始後の経過時間で、 T は空洞表面温度、 dP/dA は RF による空洞表面の単位面積当たりの消費電力、 ρ 、 K 、 C_p はそれぞれ空洞材料の密度、熱伝導率、比熱である。時間とともに表面温度が変化するため、厳密にはこれらは時間の関数として表される。

単位面積当たりの消費電力は空洞内の位置に依存し大きく異なるが、表面磁場 $|H_{\parallel}|$ から空洞表面の深さ方向に積分した単位長さ当たりの電流 J が得られ

$$\frac{dP}{dA} = \frac{1}{2} R_s J^2 = \frac{1}{2} R_s |H_{\parallel}|^2 \quad (4)$$

と与えられる。ここで R_s は空洞の表面抵抗で、温度の関数である。CST Studio で計算した 2.6 セル空洞内磁場は Figure 6 のような分布となり、カソードが配置される左側端板の中心軸から 17 mm 付近で表面磁場が最大となる。4 MW 入力では RF パルス立上りから十分時間が経過すると、1.99 kA/m の磁場となり、20 K での表面抵抗の計算値 $R_s = 0.003645 \Omega$ を用いると、この付近では最大 7.2 kW/cm² の発熱となる。

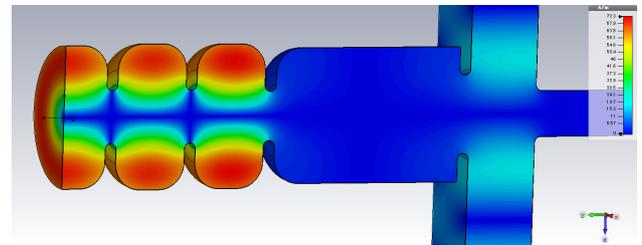


Figure 6: The magnetic field distribution in the 2.6-cell cavity calculated by the CST Studio simulation.

一方、RRR3000 の銅における空洞の表面抵抗は 5712 MHz で Figure 7 に示す温度依存性が異常表皮効果の計算から得られた。20 K から 40 K までの間の抵抗増加は約 10% で、この分無負荷 Q 値が低下し損失が増加する。また、RRR3000 の銅における熱伝導率と比熱はそれぞれ温度依存性が大きいものの、20 K 以上では互いにほぼ逆の温度依存性を持っているため、(3)式におけるこれらの積は温度とともに増加するが、その変化は

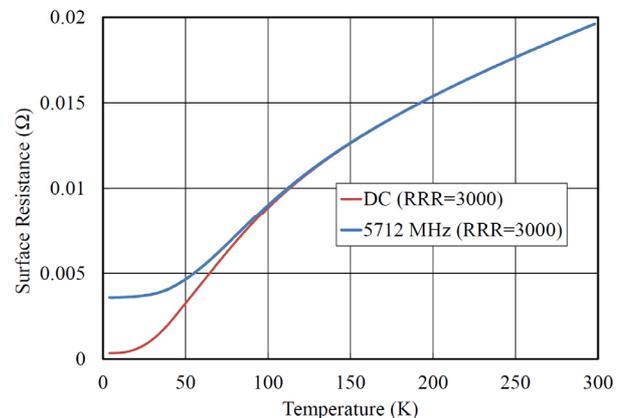


Figure 7: Temperature dependence of the surface resistance at DC and 5712 MHz for RRR=3000 copper.

25~40 K の間で 10%以下である[11, 12]。これらの考察から、20~40 K 程度の範囲であれば(3)式において R_S 、 K 、 C_p を定数と置いて計算結果に大きな誤差を生じないことが期待でき、温度変化の計算が簡単になる。なお 20 K 付近以下では、 Q 値の変化が小さくまた空洞温度変化に伴う共振周波数変化もほとんど無視できると期待され、この範囲での温度変化は空洞の動作上問題にならないため、空洞の温度をさらに下げて使用するのが有利である。

空洞の特性が RF パルス内で一定と仮定すると、空洞からの反射電力と空洞表面全体での電力損失は Figure 8 のような時間変化を示すことが計算から求まる。この空洞壁損失パルス波形を用い、4 MW 入力の際に定常状態で 7.2 kW/cm^2 の発熱が計算された最も磁場の強い部分の温度上昇を(3)式から求めた結果を Figure 9 に示す。ここで、パルス開始時の空洞温度を 20 K とし、 $R_S = 0.003645 \text{ } \Omega$ 、 $C_p = 0.01 \text{ J/g/K}$ 、 $K = 90 \text{ W/cm/K}$ 、 $\rho = 9.0 \text{ g/cm}^3$ と置いた。Figure 9 には熱損失が矩形パルスとなる場合を比較のため示してある。この結果 4 MW、2 μs 入力の場合、パルス終端で 2.53 K の温度上昇となる。空洞表面全体の平均ではここで評価した最大値のほぼ 90% の電流密度となることが Superfish[13]によるシミュレーションから分かっている。従って詳細な振舞いを無視すれば空洞全体の平均で 2.05 K の上昇が見込まれる。

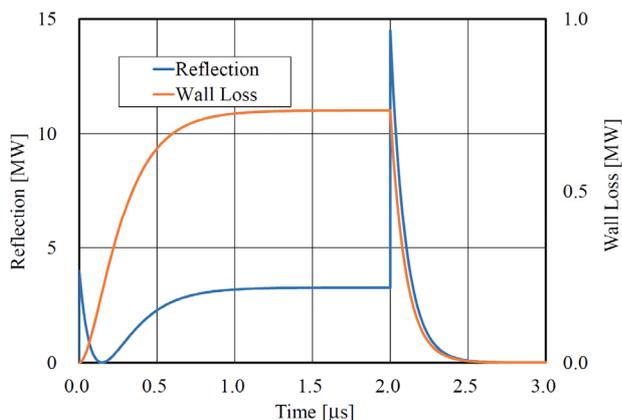


Figure 8: Time dependence of the RF reflection power and the cavity wall loss at an input power of 4 MW.

Figure 10(a)に示すように、20 K を基準にとると約 10 K の温度上昇までは、空洞の特性への影響は小さく、入力電力との比例関係から 20 MW 程度の入力までは温度上昇の影響は十分小さいと考えられる。しかし、40 MW 入力では 20.5 K の上昇となり、この間に表面抵抗が 20 K での値から 10%増加する。この結果無負荷 Q 値が 10% 低下し、共振周波数は約 130 kHz 低下する。この空洞は導波管との結合係数 $\beta \approx 20$ で、負荷 Q 値が小さく Figure 10(b)に見られるように共振スペクトルの幅は狭くない。共振ピーク周波数から 130 kHz ずれた周波数でも、空洞への透過電力の低下は 3%以内で、加速電界の低下は 1.5%以内となる。一方、シャントインピーダンスの変化率は無負荷 Q 値の変化率に等しく、外部 Q 値の変化は無視できるため β も無負荷 Q 値と同じ変化率となる。結果として空洞への透過電力が約 10%増加するため、1次近似では空洞内の電界強度変化は無視できる。空洞

消費電力の増加により空洞温度がさらに若干上昇するが、ここで考察した以外の深刻な空洞特性の悪化要因がなければ、40 MW 以上の RF 入力でもビーム加速性能が大きく損なわれる恐れはないと予想される。同時に、大電力 RF 入力により低温冷却 C バンド空洞において 500 MV/m を超える表面電界まで放電頻度の振舞いを調べることも十分可能と考えられる。

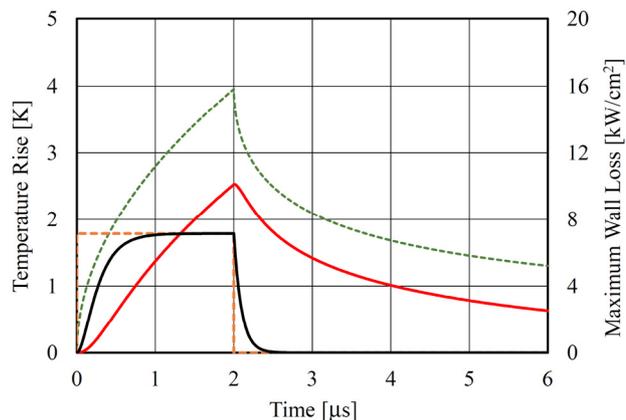


Figure 9: The maximum wall loss and temperature rise in the cavity surface during the RF pulse duration of 2 μs at an input power of 4 MW. The dashed lines correspond to the case of a square pulsed heating.

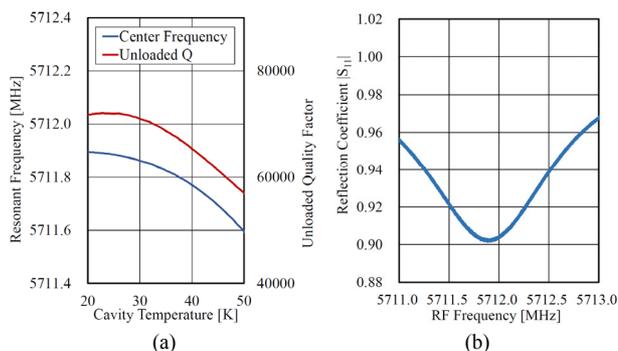


Figure 10: The π -mode resonant frequency and the unloaded quality factor measured at low temperature region (a), and the resonant spectrum around the peak frequency at 20 K.

4. まとめ

KEK との共同で日本大学の加速器グループが進めてきた、20 K 冷却 C バンド光陰極 RF 電子銃の開発に関する成果を基に、パルス幅 2 μs でピーク 40 MW 以上の大電力 RF 入力による低温冷却高周波空洞での高電界試験の可能性を検討した。特に、大電力入力による空洞表面の温度変化について検討し、導波管結合係数 20 程度の場合、約 20 MW の入力まではほとんど空洞特性への影響が無視できることが分かった。40 MW 以上では 20 K 以上の温度上昇が見込まれるが、放電頻度が高くなければビーム加速に深刻な影響がないことが示唆された。また、開発した 2.6 セル RF 電子銃用 C バンド空洞を用いて、表面電界 500 MV/m 以上の高電界に至るまで放電頻度の試験が可能であることが示唆された。

今回は議論に含めなかったが、今後さらに、高電界カソード表面からのビーム引出し及び加速のシミュレーションを行い、空洞構造の最適化を進めるとともにビーム集束も含めた計算により、高品質ビーム引出しの可能性について詳細な検討を行なう。

謝辞

本研究の一部は、文部科学省の「光・量子融合連携研究開発プログラム」の支援により実施されました。また、日本大学量子科学研究所の行方直人氏には 20 K 冷凍機をお借りし実験が遂行出来たことをここに感謝致します。

参考文献

- [1] T. Tanaka *et al.*, "Characterization of cold model cavity of cryocooled C-band 2.6-cell RF gun at 20 K", Proc. IPAC'17 (May 14-19, Copenhagen, Denmark, 2017), paper MOPIK009, pp. 518-521.
- [2] A. Iino *et al.*, "Property test of the cryogenic Q-factor for high purity copper", Proc. 12th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (August 5-7, Turuga, Japan, 2015), pp. 1080-1083.
- [3] A. Iino *et al.*, "High power test of C-band accelerating structure at 20 K", Proc. 13th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (August 8-10, Chiba, Japan, 2016), pp. 863-866.
- [4] V. Dolgashev, "High gradient, X-band and above, metallic RF structures", 2nd European Advanced Accelerator Concepts Workshop (EAAC 2015) (13-19 September, La Biodola, Isola d'Elba, Italy, 2015).
- [5] CST Studio Suite™, CST AG, Germany;
<http://www.cst.com>
- [6] G. E. H. Reuter and E. H. Sondheimer, "The theory of the anomalous skin effect in metals", Proc. the Royal Soc. of London A, Mathematical and Physical Sciences, 195 (1948), pp. 336-364.
- [7] K. Nordlund and F. Djurabekova, "Defect model for the dependence of breakdown rate on external electric fields", Phys. Rev. STAB 15 (2012), 071002.
- [8] D. H. Dowell, F. K. King, R. E. Kirby, and J. F. Schmerge, "In situ cleaning of metal cathodes using a hydrogen ion beam", Phys. Rev. STAB 9 (2006), 063502.
- [9] D. H. Dowell and J. F. Schmerge, "Quantum efficiency and thermal emittance of metal photocathodes", Phys. Rev. STAB 12 (2009), 074201.
- [10] D. P. Pritskau, "RF pulsed heating" Dissertation, The Department of Applied Physics, Stanford University (2001).
- [11] Thermal Conductivity of Solids;
<https://www.bnl.gov/magnets/staff/gupta/cryogenic-data-handbook/Section7.pdf>
- [12] http://cryogenics.nist.gov/MPropsMAY/OFHC%20Copper/OFHC_Copper_rev.htm
- [13] J. H. Billen and L. M. Young, LA-UR-96-1834 (2006), Los Alamos National Laboratory;
http://laacg.lanl.gov/laacg/services/download_sf.phtml