

低温 C バンド銅製空洞における温度上昇と超高加速勾配動作のシミュレーション SIMULATION OF TEMPERATURE RISE AND SUPER HIGH GRADIENT OPERATION OF CRYOGENIC C-BAND COPPER CAVITY

田中俊成[#], 境武志, 早川建, 早川恭史, 野上杏子, 佐藤勇, 住友洋介, 山田靖征, 吉田昂斗
Toshinari Tanaka[#], Takeshi Sakai, Ken Hayakawa, Yasushi Hayakawa, Kyoko Nogami, Isamu Sato, Yoske Sumitomo,
Yasuyuki Yamada, Takato Yoshida

Laboratory for Electron Beam Research and Application, Institute of Quantum Science, Nihon University

Abstract

Temperature rise and the resulting degradation of the properties of a cryogenic copper cavity at a high power operation have been investigated by the simulation of pulsed heating in the cavity wall. The cavity structure in the simulation is basically the same as the cold model of a 2.6-cell 20-K C-band photocathode rf gun cavity that has been studied at Nihon University in collaboration with KEK. The cavity surface temperature and the accelerating gradient have been estimated at various combinations of the input rf power and the cavity coupling coefficient assuming the rf pulse width of 2 μ s and the maximum power of 50 MW. Though the expected average temperature rise of the cavity surface is approximately 44 K, the simulation has suggested a constant accelerating gradient higher than 360 MV/m will be available for more than 1 μ s by the modulation of the input power.

1. はじめに

大電力 RF を入力した際の RF 加速空洞における実用的な加速勾配に上限を与える主因の一つは RF 真空放電である。高エネルギーのリニアコライダーとなると、実現可能な加速勾配が施設の規模を決定的に左右する。CERN の CLIC 計画のような数 TeV のリニアコライダーを展望すると[1]、現在開発中の 100 MV/m 程度の加速勾配を有するパルス RF 加速管[2]を以ってしても、数 10 km の長大な線形加速器が 2 台必要で、立地条件も含め建設の見通しが厳しくなる。従って RF 加速技術を前提にした場合、実現には現状の加速勾配の限界を飛躍的に高める技術開発が望まれる。超高電界発生を可能とするには、高効率で高耐電圧の加速構造が不可欠である。この点で、克服を要する課題は残るものの、最近の RF 真空放電に関する研究の進展と合わせて、低温常伝導銅空洞における実験結果から、数 100 MV/m の加速勾配が実現する可能性に期待が高まっている[3-5]。

日大 LEBRA のグループは、KEK と共同で高純度銅材を用いた 20 K 冷凍 2.6 セル光陰極 RF 電子銃用空洞の開発を進め、コールドモデルにおいてほぼ計算機シミュレーションを再現する空洞特性が得られることを確かめた[6]。今回、この結果を基に、同じ構造で様々な結合係数の空洞に最大 50 MW のパルス RF を供給したときに得られるパルス中の表面温度上昇、空洞特性変化、空洞表面電界、加速勾配等について、一次元熱拡散モデル[7]を基にしたシミュレーションを行なった。これから、大電力 RF による超高電界発生の可能性を検討したので報告する。

2. 2.6 セル C バンド空洞内の損失・電界

KEK と共同で開発を進めてきた 20 K 冷凍 RF 電子銃用空洞 (Fig. 1) は、20 K において C バンド 5712 MHz で

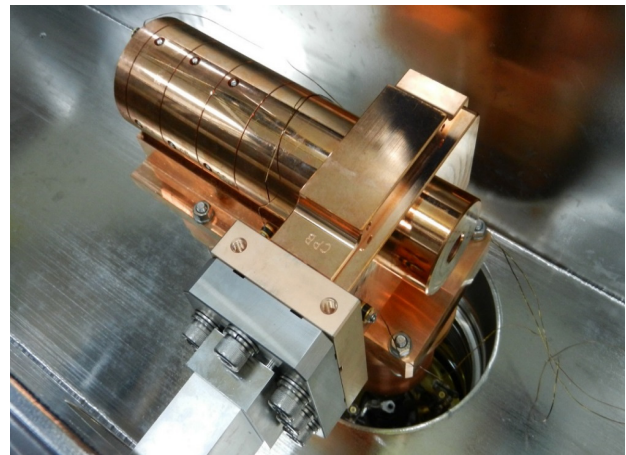


Figure 1: The 2.6-cell 20 K C-band RF gun cold model cavity in the cryocooling vacuum chamber.

動作する 2.6 セル π モード空洞である。無負荷 Q 値が約 73000 と高いため、空洞内電界の立ち上がりを速くするため結合係数は約 20 である。この空洞にピーク 4 MW、パルス幅 2 μ s の RF を供給すると、CST Studio[8]によるシミュレーションでは、空洞温度 20 K においてパルス終端で最大表面電界 162 MV/m、カソード表面電界 116 MV/m、加速勾配 83 MV/m が得られる。このとき、空洞全体の損失電力は 0.7356 MW、空洞表面での最大磁場はカソード側端板の中心から 17 mm の点で 1.99 kA/m、平均表面磁場は 1.665 kA/m である。

空洞表面各部の単位面積当たりの損失 (発熱) dP/dS は、その点での表面に並行な磁場 H_{\parallel} と表面抵抗 R_s から

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

と求められる。各部における磁場と表面積から、端板での最大損失 7.20 kW/cm²、加速空洞外周部のみの平均

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

損失 5.83 kW/cm^2 、2.6 セル加速空洞全体での平均損失 5.15 kW/cm^2 である。ただし、RF 入力カプラー部の損失は小さいため寄与を無視している。

空洞に使用した 6N8 高純度銅材 (RRR3000 相当) の 5712MHz 空洞における表面抵抗は、異常表皮効果により Fig. 2 のような温度依存性を示し[9]、20 K からの温度上昇に伴い急激に表面抵抗が高くなるため、無負荷 Q 値が大きく低下することが示唆される。従って、大電力入力のシミュレーションでは、RF パルス中の空洞表面温度変化に伴う空洞特性変化を反映させる必要がある。

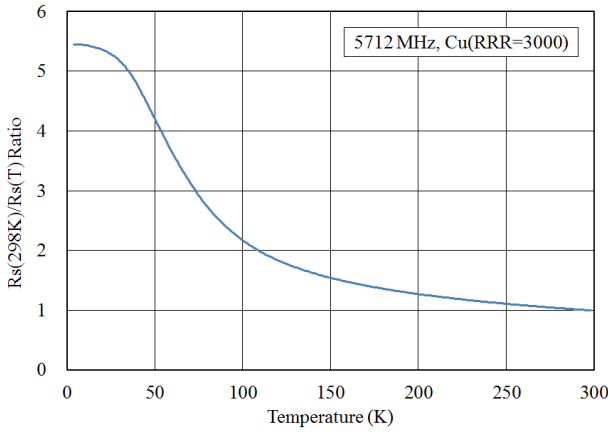


Figure 2: The inverse ratio of the surface resistance of RRR=3000 Copper, R_s , to that at 298 K.

パルス RF 源から導波管を通して供給される電力 P_s の一部は空洞から反射され (電力 P_{ref})、残りは空洞内での熱損失 P_0 及び蓄積エネルギー U となる。従って

$$P_s = P_{\text{ref}} + P_0 + \frac{dU}{dt} \quad (2)$$

が成り立つ。一方、蓄積エネルギー U は、空洞の無負荷 Q 値 Q_0 と RF 角周波数 ω_0 、さらに空洞から外に向かう電力 P_{ext} と結合係数 β により

$$U = \frac{Q_0 P_0}{\omega_0} = \frac{Q_0 P_{\text{ext}}}{\omega_0 \beta}, \quad (3)$$

また導波管における反射波の電界 E_{ref} は、RF 源から来る RF の電界 E_s と空洞から外に向かう RF の電界 E_{ext} との和で

$$E_{\text{ref}} = -E_s + E_{\text{ext}} \quad (4)$$

と表されるので、Eqs. (2) 及び (3) から、微分方程式

$$E_{\text{ext}} + \frac{2Q_0}{\omega_0(1+\beta)} \frac{dE_{\text{ext}}}{dt} = \frac{2\beta}{1+\beta} E_s \quad (5)$$

を解くことで、 P_0 のパルス的な変化が求められる。

空洞温度の上昇は表面の RF 磁場に依存するため、厳密には表面の各点で異なる。しかしここでは、加速空洞表面全体の損失を基に、単位面積当たりの平均熱損失から、平均温度上昇を求め、空洞特性変化を評価する。近似的に単位面積当たりの熱損失と表面抵抗から空洞表面全体の平均磁場が Eq. (1) より得られるので、空洞表面の平均磁場と電界の相対的分布は変化しないと仮定することで、ピーク RF 電力 4 MW でのシミュレーション結果から、各電力における最大表面電界及び加速勾

配が導出できる。

表面温度 T_0 の空洞において、RF パルス開始から t 秒後の空洞表面温度 $T(t)$ は、一次元熱拡散モデルの近似から

$$T(t) = T_0 + \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi \rho K(T(t')) C_p(T(t'))}} \frac{dP(t', T(t'))}{dS} \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} \quad (6)$$

と求まる[7]。ここで、 ρ : 銅の密度、 K : 熱伝導度、 C_p : 比熱である。なお、 K と C_p の積は、Fig. 3 に示すように、RRR=3000 の銅では 20 K 以上では大きく変化しない[10, 11]。

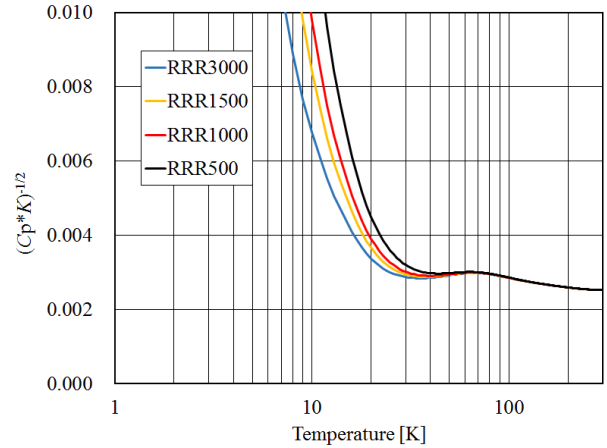


Figure 3: Purity and temperature dependence of the product of the specific heat and the thermal conductivity in copper.

パルス内の温度上昇から、Eq. (5) の Q_0 と β は

$$Q_0(T(t)) = Q_{0,20K} \frac{R_{s,20K}}{R_s(T(t))}, \quad \beta(T(t)) = \frac{Q_0(T(t))}{Q_{\text{ext}}} \quad (7)$$

と表せる。ただし添え字 [20K] は 20 K での値であることを示す。パルス内の短時間で生じる温度上昇による空洞寸法の変化は推定が難しいが、空洞の損失の変化を考慮し、20 K で RF 周波数と一致していた空洞共振周波数 (角周波数 ω) が、 Q_0 に依存して

$$\omega(t) = \omega_0 \sqrt{\frac{1+1/Q_{0,20K}}{1+1/Q_0(t)}} \quad (8)$$

のように変化すると仮定すると[12]、 β は、共鳴吸収スペクトルにおける RF の反射係数の大きさ Γ の変化

$$\Gamma(t) = 1 - \frac{4\beta(t)}{(1+\beta(t))^2 + \left(2Q_0(t) \frac{\omega_0 - \omega(t)}{\omega_0}\right)^2} \quad (9)$$

を反映させた値 $\beta'(t)$ (>1) に

$$\beta'(t) = \frac{1+\Gamma(t)}{1-\Gamma(t)} \quad (10)$$

で置き換えられる。この結果、解くべき微分方程式は

$$E_{\text{ext}} + \frac{2Q_0(t)}{\omega_0(1+\beta'(t))} \frac{dE_{\text{ext}}}{dt} = \frac{2\beta'(t)}{1+\beta'(t)} E_s \quad (11)$$

となる。ただし、空洞共振周波数の変化は数 10 K の温度上昇では大きくはない。

次章以下で Eq. (11) によるシミュレーション結果を示す。数値計算には4次のルンゲ・クッタ法を用いた。

3. 試験空洞 ($\beta = 20$) への矩形波入力

シミュレーションは全て、20 K において $Q_0 = 73000$ と

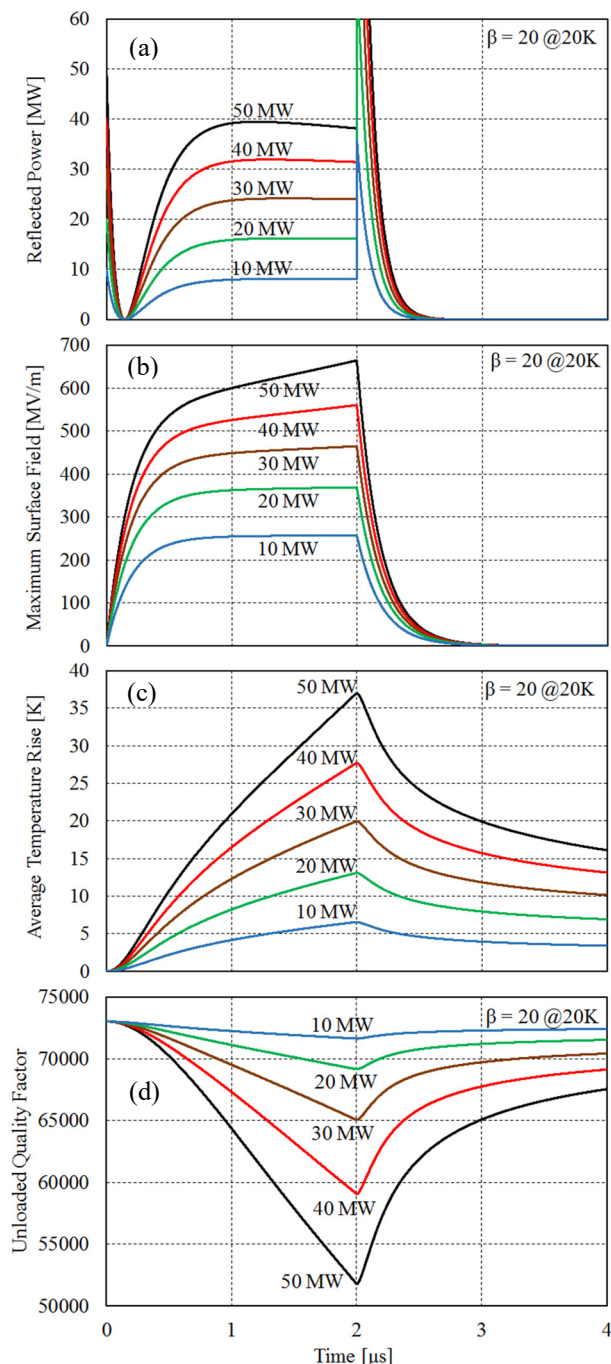


Figure 4: Simulations of the pulsed behavior of the 2.6-cell RF gun model cavity for square RF pulse input with a duration of 2 μ s. Calculated from 10 to 50 MW peak in 10 MW steps. (a): reflected power, (b): maximum surface electric field, (c): average cavity temperature rise, (d): unloaded quality factor.

した。2.6 セル RF 銃用試験空洞 ($\beta = 20$) に、パルス幅 2 μ s の矩形 RF パルスを入力したときのシミュレーション結果を Fig. 4 の (a)~(d) に示す。入力 RF のピーク 10~50 MW の範囲で 10 MW ごとに計算した。入力電力を上げると、パルス後半で反射電力が減少し (Fig. 4 (a))、空洞内の最大表面電界がより高くなるのが分かる (Fig. 4 (b))。これは、パルスの後半に向かい空洞温度が上昇し (Fig. 4 (c))、これに伴い表面抵抗が高くなり、 Q_0 が低下して (Fig. 4 (d))、 β が小さくなった結果、空洞内に入る電力が増加したことによる。50 MW 入力時には、パルス終端で空洞温度上昇が 37 K を超え、 Q_0 が 30 % 近く低下している。

もし空洞内の放電が生じず、電界放出電子による負荷が無視できれば、Fig. 4 (b) に示すように、パルス開始後 1 μ s で 600 MV/m、パルス終端で約 670 MV/m の最大表面電界が発生し、このとき空洞軸上の加速勾配は 343 MV/m が得られる可能性が示唆される。これは冷凍空洞の損失が低いことと、超伝導空洞のように高磁場で相転移による破綻が生じないことの利点を反映している。

4. 結合係数依存性

基本的に 2.6 セル空洞の構造を変えず、RF 入力カップラーとの結合係数を小さくすると、空洞内電界の立ち上りは遅くなるが、パルス終端での最大電界をさらに高く出来ると期待される。そこで、簡単のため空洞の Q_0 も電磁

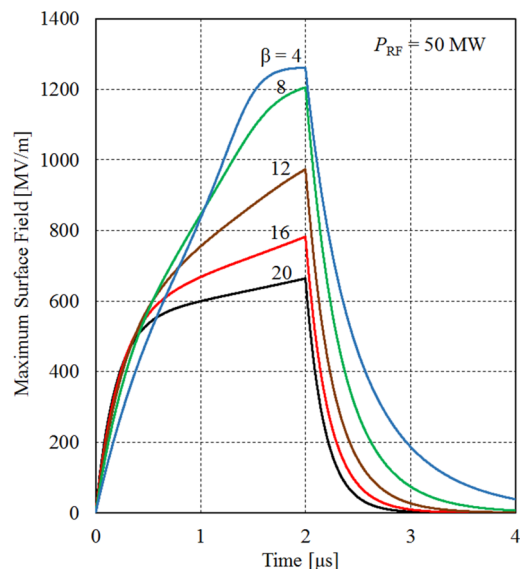


Figure 5: Dependence of the maximum electric field in the cavity on the input coupling coefficient at a peak RF power of 50 MW.

場分布も変化しないと仮定して、結合係数をパラメータとして依存性を調べた。

ピーク電力 50 MW の場合について、20 K での結合係数を $\beta = 4 \sim 20$ の範囲で 2 ずつ変化させたシミュレーションの結果を Fig. 5 に示す。

結合係数を小さくする効果は、Fig. 5 に見られるように、パルス終端付近における最大表面電界の顕著な上昇として現れる。パルス内での空洞特性変化が無視できる場合、立ち上り時間と空洞への透過電力の差から、 $\beta = 4$ で

は $\beta = 20$ に比べてパルス終端において 1.72 倍の電界が期待される。しかしシミュレーションの結果では、 $\beta = 4$ では温度が 107 K 上昇し、 Q_0 が 24000 以下まで顕著に低下する効果が寄与し、 $\beta = 20$ の 1.91 倍に達する 1.26 GV/m の最大表面電界の発生が示唆されている。また、このとき加速勾配は最大 645 MV/m となり、パルス終端での β は 1.31 まで低下することが示唆されている。

5. 入力 RF 変調による電界の平坦化

超高電界発生を試みる実験の観点では、 β の温度変化を考慮すると、20 K において $\beta = 4$ 程度まで小さくした構造で 1 GV/m を超える表面電界が発生できる可能性の追求は大変興味深い。一方、超高電界発生の実用化には、RF 放電や電界放出電流の抑制が課題である。また、超高電界パルス内での空洞温度や Q 値の変化、空洞のパルスの加熱からの回復など、短時間の振る舞いに加え、急激な表面温度変化の繰り返しによる空洞表面の劣化・ Q 値の長期的変化など、冷凍空洞の特性と動作について、空洞内電磁場依存性を詳細に実験的に研究する必要がある。こうした課題に取り組むには、パルス内の可能な限り長い時間に渡り平坦な電磁場振幅が得られることが望ましい。

空洞内電界の平坦化は、RF 電力の立ち上がり途中の最適なタイミングで一定のビーム負荷を開始させると、その後は空洞に供給される RF とビーム負荷が相殺するため実現できるので、加速エネルギーを一定にするのに利用できる。ビーム負荷がない場合には、代わりに入力 RF 電力に変調を加えることで平坦化が可能である。室温動作の銅空洞では、一般に空洞特性の変化が小さいため、一定割合の電力だけ入力を減衰させれば十分である。一方、冷凍空洞では、Fig. 4 及び Fig. 5 から分かる通り、入力電力に依存してパルス内空洞特性の振る舞いが異なり、これに対応した入力 RF の変調が必要と考えられる。

そこで、シミュレーションにおいて電界についての微分方程式 Eq. (11) の右辺にある、空洞に向かう RF の電界 E_s に

$$E_s = 1 \quad (0 \leq t \leq t_d)$$

$$E_s = 1 - a \left\{ 1 - e^{-(t-t_d)/t_r} \right\} \left\{ 1 + b(t-t_d) \right\} \quad (t_d < t \leq t_w) \quad (12)$$

と変調を加えることにした。ここで、 t_d は変調開始時刻、 t_w ($= 2 \mu\text{s}$) は入力パルス終了時刻、 t_r は変調の立ち上がり時間で、 $t_r = 10 \text{ ns}$ と仮定した。係数 a と b はそれぞれ、一定の変調、及び一次の時間依存変調を与える。これで十分に平坦な電界が得られなければ、より高次の時間依存項を追加してシミュレーションを行えば良い。Eq. (12) を用いると、様々な入力電力、結合係数の場合について、変調開始時刻を任意に選び、必要な時間幅にわたり電界を平坦化する最適な係数 a と b をシミュレーションから求めることが出来る。

例として、 $\beta = 10$ で入力 50 MW のとき、 $t_d = 0.76 \mu\text{s}$ で変調を開始した場合の平坦化シミュレーションの結果を Fig. 6 及び Fig. 7 に示す。入力の変調を一定値のみ行なった Fig. 6 の電力波形 (オレンジ色) の場合、Fig. 7 の最大表面電界波形ではパルス後半で徐々に電界が増大 (オレンジ色) する結果となり、温度上昇に伴う空洞特

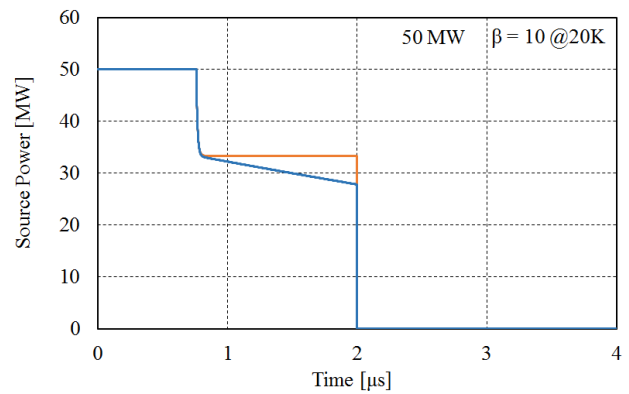


Figure 6: Simulation of the RF power modulation by the constant term only (orange) and by the constant and the linearly time dependent terms (blue) in Eq. (12).

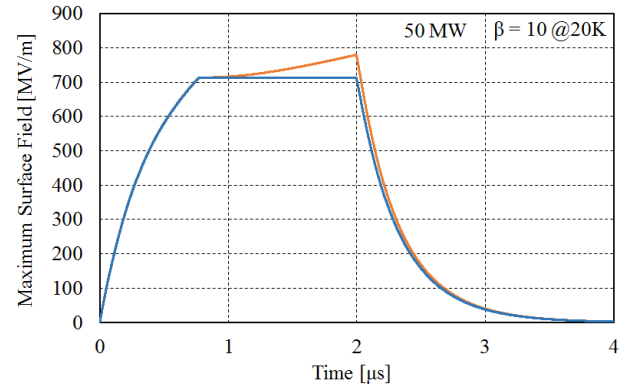


Figure 7: Simulation of the maximum surface electric field resulted from the RF power modulation by the constant term only (orange) and by the constant and the linearly time dependent terms (blue) in Eq. (12).

性の変化が顕著であることを反映している。これに対して、Eq. (12) で時間に線形に依存する項を追加した電力波形 (Fig. 6 の青色) では、平坦度が大きく改善できた (Fig. 7 の青色)。この平坦部は、1.2 μs 以上の幅にわたり $\pm 0.1\%$ 以内の誤差で一定の電界となっている。入力パルス終端での平均温度上昇は 45 K で、 Q_0 は 46000 まで低下したが、平坦部では最大表面電界は 710 MV/m、加速勾配は 360 MV/m と、非常に高い電界が十分な平坦度で得られる可能性を示唆する結果である。以上のことから、冷凍空洞において超高 RF 電界発生時の様々な空洞特性の詳細を実験的に研究する上で、Eq. (12) の時間に線形に依存する項による変調は、極めて有効と考えられる。

6. まとめ

高純度銅材を用いた 20 K 冷凍 C バンド空洞で超高電界加速実現の可能性を、空洞表面温度上昇に伴う空洞特性変化を考慮した電界発生シミュレーションにより検討した。空洞の RF 特性は、パルス内での温度上昇に伴い大きく変化するが、それ自体は超高電界発生を妨げにはならないと考えられる。また、パルス内電界の平坦化シミュレーションの例として、1 μs 以上にわたり平坦で、300 MV/m を大きく超える加速勾配が得られる可能性を

示したが、空洞の構造と入力 RF 変調の条件によってはさらに高い加速勾配の実現の可能性もある。今後、大電力 RF を用いて空洞の様々な振舞いを確かめる実験的研究が望まれる。

参考文献

- [1] <http://clic-study.web.cern.ch/>
- [2] X. Wu *et al.*, "High-gradient breakdown studies of an X-band Compact Linear Collider prototype structure", *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 20 (2017), 052001.
- [3] K. Nordlund and F. Djurabekova, "Defect model for the dependence of breakdown rate on external electric fields", *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, vol. 15, p. 071002, 2012.
- [4] V. Dolgashev, "High gradient, X-band and above, metallic RF structures", presented at 2nd European Advanced Accelerator Concepts Workshop (EAAC 2015) (13-19 September, La Biodola, Isola d'Elba, Italy, 2015).
- [5] A. Cahill *et al.*, "Ultra High Gradient Breakdown Rates in X-band Cryogenic Normal Conducting RF Accelerating Cavities", *Proc. IPAC'17* (14-19, May, Copenhagen, Denmark, 2017) pp. 4395-4398.
- [6] T. Tanaka *et al.*, "Characterization of cold model cavity of cryocooled C-band 2.6-cell rf gun at 20 K", *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series*, vol. 874, p. 012026, 2017.
- [7] D. P. Pritzkau, "Experimental study of rf pulsed heating on oxygen free electronic copper", *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 5 (2002), 112002.
- [8] CST Studio Suite, CST AG, Germany,
<http://www.cst.com>
- [9] 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*, vol. 195, pp. 336-364, 1948.
- [10] J. G. Hust and A. B. Lankford, "Thermal conductivity of aluminum, copper, iron, and tungsten for temperatures from 1 K to the melting point", National Bureau of Standards, U.S. Department of Commerce, Boulder, CO, U.S.A.
- [11] https://trc.nist.gov/cryogenics/materials/OFHC%20Copper/OFHC_Copper_rev1.htm
- [12] D. P. Pritzkau, "RF pulsed heating" Dissertation, The Department of Applied Physics, Stanford University (2001).