

[P 30–34]

LIMITATION OF CAVITY PERFORMANCES IN THE L-BAND SUPERCONDUCTING CAVITIES

Kako E., Noguchi S., Ono M., Saito K., Shishido T., Inoue H., Fujino T., Funahashi Y.,
Matsuoka M.*, Higuchi T.**, Suzuki T.** and Umezawa H.***

National Laboratory for High Energy Physics, (KEK)
1-1, Oho, Tsukuba-shi, Ibaraki-ken, 305, Japan

ABSTRACT

In real superconducting cavities, the maximum accelerating gradient ($E_{acc,max}$) is limited by either electron field emission or thermal quench due to heating at a local defect. Even in an ideal cavity with a defect free surface, the $E_{acc,max}$ is limited by a critical magnetic field, film boiling in liquid helium or global heating due to insufficient cooling capacity. Here, the field limitations are discussed from a view point of liquid helium cooling.

L-バンド超伝導空洞における空洞性能限界

1. はじめに

KEKにおける一連の空洞性能測定において、表面処理および組み立て工程における清浄環境の改善、特に85 kg/cm²での高水圧洗浄の適用により、電界放出電子の発生が著しく抑制され、25 MV/m以上の高加速電界が高い確率で達成できるようになってきた[1]。とくに最近の実験において、我々の最高記録となる40 MV/mの最大加速電界が達成され[2]、ニオブの臨界磁界から予想される理論的限界に着実に近づきつつあるのが現状である。表面処理技術の向上により電界放出電子が抑制されたことで、ミクロな表面欠陥などでの局所発熱を起因とする超伝導破壊(クエンチ)が最大加速電界を制限する主な要因と考えられる。一方、表面欠陥のない理想的な清浄表面でさえ、高周波表面抵抗による一様な表面発熱が十分に効率良く冷却されなければ、熱平衡の不安定性によって空洞性能が制限される場合が考えられる(グローバルヒーティング[3])。さらに、液体ヘリウムは、膜沸騰領域へ移行する臨界熱流束で冷却能力が著しく悪化し、空洞の表面温度の急激な上昇を引き起こす。このように、高加速電界を安定に発生するためには、高周波損失による発熱を効率よく冷却することが重要である。ここでは、超伝導空洞の性能限界について、液体ヘリウムによる冷却の観点から報告する。

2. 臨界磁界による制限 (Critical Magnetic Field)

表面欠陥のない理想的な超伝導空洞は、空洞の内表面の温度に依存する臨界磁界によって最大加速電界が制限される。ニオブの臨界温度($T_c=9.2K$)、臨界磁界($H_c=2000Oe$)およびLバンド空洞の形状パラメーターを用いて計算した最大加速電界の温度依存性を図1に示す。また、高周波電磁場に対する準安定な臨界磁界($H_{sh} = -1.2 H_c$, [4])を考えた場合には、2Kでの理論的 maximum 加速電界は50 MV/mに達し、5Kでも35 MV/m以上が達成可能と見積られる。

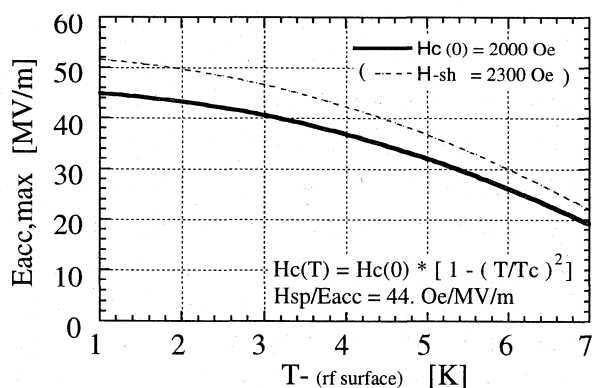


図1. 理論的 maximum 加速電界の温度依存性

*, Mitsubishi Heavy Industries, Ltd.

** , Nomura Plating Co., Ltd.

***, Tokyo Denkai Co., Ltd.

3. 空洞性能測定の実験結果

4個の1.3 GHz - シングルセル空洞について1.8 Kおよび4.2 Kでの測定結果を図2に示す。最大加速電界は、どの測定においてもクエンチにより制限され、研磨あるいは水洗による再処理後の測定においても、最大加速電界の上昇はみられず変化しなかった。これらの空洞について、クエンチが起こる加速電界（クエンチフィールド）の温度依存性が測定され、図3に示される。この時、クエンチ時の発熱場所の観測がカーボン抵抗によって行われた。低い最大加速電界に制限されたM-1空洞とMK-0空洞は、赤道部の電子ビーム溶接のビード上でクエンチ時の発熱が観測され、1.8-4.2 Kにおいて同一の場所であった。これらの空洞では、溶接の不完全による表面欠陥がクエンチの原因と推測される。一方、高い最大加速電界を達成したC-3空洞とK-14空洞では、溶接ビード近辺ではなく、最大表面磁界の付近でクエンチ時の発熱が観測された。クエンチフィールドおよび Q_0 値の急激な低下がちょうど λ -point (2.17 K)でみられ、さらに、クエンチの場所が λ -pointの前後で変化するのが観測された。これらのことは、He-IとHe-IIとの間での冷却能力の差および最大加速電界を制限するメカニズムの違いによると考えられる。

4. He の膜沸騰による制限 (Film Boiling Limit)

空洞の内表面で高周波電流により発生する熱流束は、ニオブの熱伝導により空洞の外表面へ伝搬し、He-Iでは核沸騰により、He-IIでは超流動ヘリウムにより冷却される。いずれの場合でも、過大な熱流束により膜沸騰へと進展し、冷却能力は著しく悪化する。C-3空洞とK-14空洞では、クエンチの場所が λ -pointの前後で変化し、He-Iでは、空洞の下側セルの表面電流の高い部分でクエンチが観測された。Heに対して下向きに直面する空洞の下側セルでは、バブルの除去が容易ではないので核沸騰による冷却効率が良くなく、膜沸騰が起こり易いと考えられる。K-14空洞のクエンチ時の熱流束の温度依存性を図4に示す。熱流束 (Q) は、均一な表面抵抗を仮定し表面最大磁界で計算され、 $Q = 1/2 R_s H_{sp}^2$ である。4.2Kにおける臨界熱流束が 0.2 W/cm^2 であれば、図5示されるように、より低いBCS抵抗値をもつ508 MHzの空洞でさえ、予想される最大加速電界は 22 MV/m である。

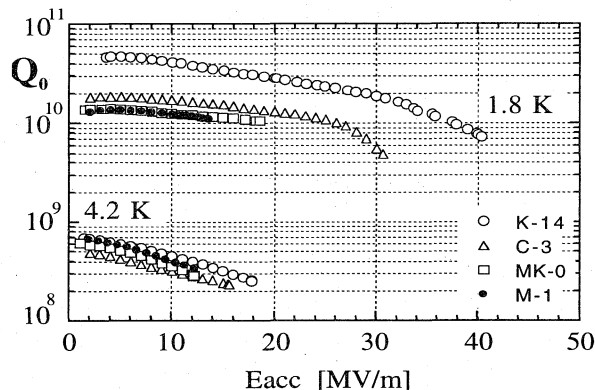


図2. Q_0 値と加速電界との関係

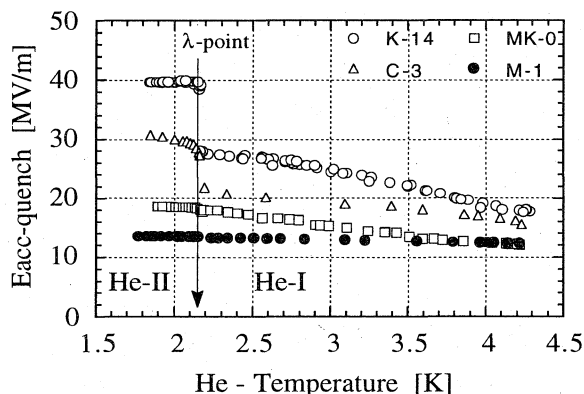


図3. クエンチフィールドの温度依存性

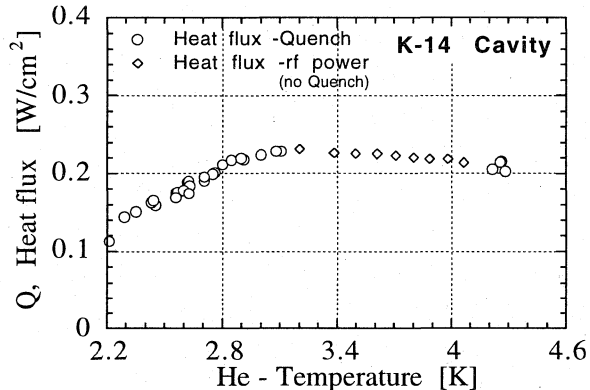


図4. クエンチ時における熱流束の温度依存性

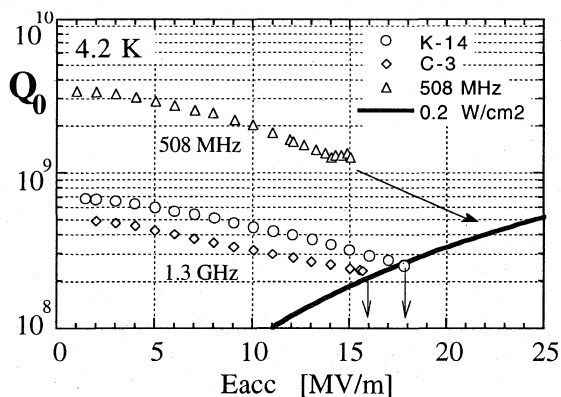


図5. 膜沸騰による空洞性能限界

5. He - Nb 界面における熱伝達 (Heat Transfer)

図2においてみられるように、加速電界の増加に伴う Q_0 値の低下の要因として、空洞の内表面の温度上昇による表面抵抗の増加、すなわち、BCS抵抗 ($R_{BCS}(T) = (A/T) \exp[-\Delta/kT]$) の増加が考えられる。空洞全体での均一な発熱を仮定したときの、表面抵抗の増加分から計算される温度上昇 (ΔT) と最大表面磁界付近での熱流束 (Q) との関係が、図6と図7に4空洞について示されている。ここで、 ΔT は空洞の内表面とHe温度との差を示し、 $\Delta T = T_{rf} - T_{He} = \Delta T_{Nb} + \Delta T_{He}$ である。図より、 0.01 W/cm^2 の熱流束に対して、 4.2K では $\Delta T = 0.1 - 0.3\text{K}$ 、 1.8K では $\Delta T = 0.3 - 0.6\text{K}$ である。一方、空洞の内外表面の温度差は、ニオブの熱伝導率 (λ) と板厚 (L) について $Q = \lambda (\Delta T_{Nb}) / L$ から計算され、 4.2K では $\lambda = 50\text{W/mK}$ のとき $\Delta T_{Nb} = 0.006\text{K}$ 、 1.8K では $\lambda = 5\text{W/mK}$ のとき $\Delta T_{Nb} = 0.06\text{K}$ となり、いずれの場合も上記 ΔT に対して $1/10$ 以下でしかない。したがって、空洞の内表面の温度上昇による Q_0 値の低下を考えると、He - Nb界面における熱伝達が大きな寄与をしていると思われる。

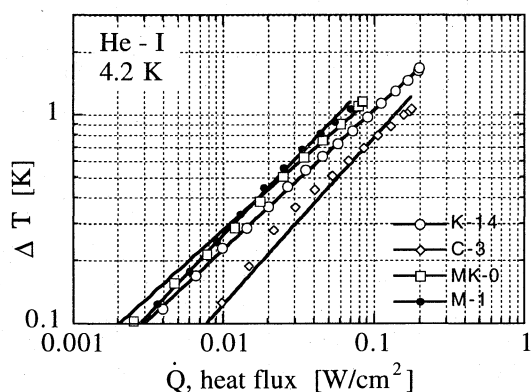


図6. He-Iでの熱流束と温度差の関係

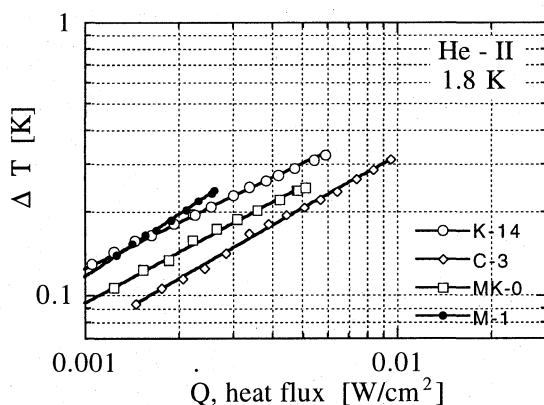


図7. He-IIでの熱流束と温度差の関係

6. 全体的な表面発熱による制限 (Global Heating)

He-IIにおける空洞の内表面とHe温度との差 ΔT は、高周波電流による均一な熱流束 (Q) について、(1)式によって表わされる。

$$\Delta T = Q \{ (L/\lambda) + (1/Hk) \} \quad (1)$$

ここで、 Hk はカピッツァ伝導度である。図7からニオブの熱伝導率を仮定して導出される Hk は、ニオブのサンプル試験におけるこれまでの 1.8K でのカピッツァ伝導についての測定結果 ($Hk = 0.2 - 0.5 \text{ W/cm}^2\text{K}$, [5]) に比べて $1/10$ 程度の低い値となる。(ちなみに、図6からHe-Iでの熱伝達率を導出して同様にサンプル試験の値の $1/10$ 程度であった。)このことは、実際の空洞における冷却効率がそれほど良くないことを示唆している。

表面抵抗の温度依存性の測定結果と(1)式から Q_0 -Eaccの関係が計算でき、カピッツァ伝導度が低い場合についての計算結果を図8に示す。冷却効率が低いために、高加速電界で表面温度の上昇のために Q_0 値が著しく低下し、最大加速電界が制限される様子が顕著に示されている。

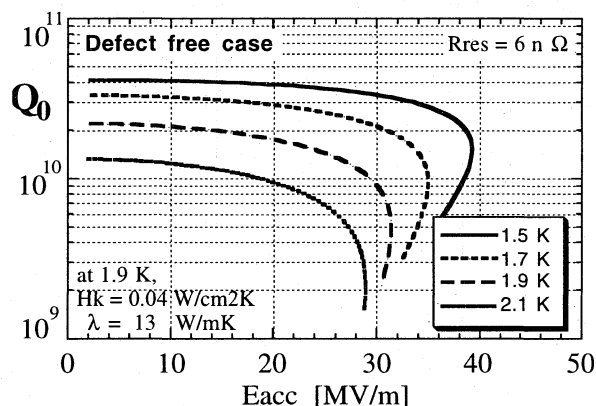


図8. 低いHkにおける Q_0 -Eaccの計算結果

参考文献

- [1] 加古永治ほか、"1.3 GHz-高電界超伝導空洞における性能測定の結果", 第20回リニアック技術研究会、(1995) p188-190.
- [2] 小野正明ほか、"L-バンド超伝導空洞における高加速電界(40MV/m)の達成", 本研究会報告.
- [3] G. Mueller, "Superconducting Niobium in High RF Magnetic Field", Proc. of 3rd SRF Workshop (1988) p331-358.
- [4] T. Hays, et. al., "Determining Hc-rf for Nb and Nb₃Sn through HPP and Transient Q Analysis", Proc. of 7th SRF Workshop, (1995) p437-442.
- [5] K. Mittag, Cryogenics (1973) p94-99.