

# 超伝導空洞の物理: 高 Q 値・高加速勾配空洞の実現に向けて

## PHYSICS OF SUPERCONDUCTING CAVITY: TOWARDS REALIZATIONS OF HIGH-Q AND HIGH GRADIENT CAVITIES

久保毅幸 \*A, B)

Takayuki Kubo\*<sup>A, B)</sup>

<sup>A)</sup>KEK (High Energy Accelerator Research Organization)

<sup>B)</sup>SOKENDAI (The Graduate University for Advanced Studies)

### Abstract

The field of superconducting radio-frequency (SRF) cavity is indeed in a golden age. Experimental and theoretical progresses in 2010s, such as N doping, Ti doping, efficient flux expulsion, N infusion, Nb<sub>3</sub>Sn, and multilayer, are drastically changing the regime of research and development activities in the world. Some of them will be soon equipped and operated in accelerators. In the present talk, we discuss these hottest topic: cutting-edge technologies and proposed next technologies. We start from a brief review of basics of SRF based on the SRF theory. Then introduce the latest technologies and possible theoretical explanation of them. Finally the future SRF technologies are discussed. Throughout the talk, theoretical explanations are emphasized.

### 1. はじめに

2010年代における超伝導加速空洞 (SRF) の研究の進展には目を見張るものがある。窒素 dope [1] 及び Ti-dope の発見 [2] とその理解の前進 [3,4]、120度 bake の知見 [5] と窒素 dope の経験をヒントに発見された窒素 infusion [6]、空洞冷却時の温度勾配による磁束排除現象の発見 [7] とその後の進展 [8-10]、次世代 high-Q 空洞として期待されるバルク Nb<sub>3</sub>Sn 空洞の性能の大幅な向上 [11-13]、次世代 high-Q・high-gradient 空洞材料として期待されている超伝導積層薄膜構造 [14] の理論的理解の前進 [15-18] と実験面での進展 [19,20] 等である。僅か数年の間に、これだけの進展があった。これらのキーワードは、どれも今後の SRF を語る上で不可欠であるが、SRF 研究者以外の研究者には殆ど全てが初耳であろう。本講演では、これらのキーワードを順に解説する。

### 2. 高 Q 値・高加速勾配空洞の実現に向けて

#### 2.1 最大加速電場

まずは、何が SRF 空洞の加速性能の限界を決めているのかを解説する。バルクの超伝導体 (磁場侵入長 ~ 100 nm より十分厚い超伝導体) から成る空洞の加速勾配の最大値を決めるのは下部臨界磁場  $B_{c1}$  である。表面磁場が  $B_{c1}$  を超えると渦糸と呼ばれる量子化した磁束が侵入し始め、大きな損失を生み、空洞内面を発熱させ、これが更なる磁束の侵入を招き磁束の雪崩が起こり、空洞をクエンチさせる。高純度 Nb では  $B_{c1}(2\text{K}) \simeq 170\text{mT}$  であり、Tesla 空洞の  $E_{acc} = 40\text{MV/m}$  に対応する。他の超伝導体は一般に Nb よりも  $B_{c1}$  が小さく、使いものにならない。従ってバルクの材料では、Nb が最も良い材料である。

なお、 $B_{c1}$  を超える field で空洞を運転するトリックがある。それが積層薄膜構造である。Nb の上に Nb<sub>3</sub>Sn 等の熱力学的臨界磁場が大きい別の材料を積層するものである。これについては後でもう一度触れる。

#### 2.2 ILC レシピと 120 度 bake

次に、国際リニアコライダー (ILC) 用の空洞処理手順「ILC レシピ」を説明する。これは現在、high-gradient (~ 40 MV/m) を達成するための最も標準的な処理である。複雑であるが、手順の各段階それぞれに意味がある。特に high-gradient 達成の鍵は最後の手順「120度 bake」である。この処理を行うと表面の磁場侵入長よりも薄い数 10nm の層が dirty な超伝導体 (非磁性不純物を多く含む超伝導体) になり、dirty-clean の二層構造になることが知られている [5]。(機構が完全に理解されているわけではないが) これが high-gradient 達成の鍵であると考えられている。

#### 2.3 窒素 dope

2012 年から 2013 年にかけて発見された新たなレシピ「窒素 dope」を解説する [1]。空洞を 800 度で真空熱処理する際、最後に窒素を入れることで空洞内面の数  $\mu\text{m}$  に窒素を拡散させるというものである (注意: 数  $\mu\text{m}$  は磁場侵入長 ~ 100 nm より十分大きく、超伝導の文脈では無限遠まで窒素が入り込んでいると言える)。この処理を施すと、field の増大とともに空洞の表面抵抗が減少する。つまり Q 値が増加する。理論的には、dirty な超伝導体の表面抵抗は、一般にこのような field 依存を示すことが分かっている [4]。ただし、現実の世界には他の副作用も存在するため、何を入れてもよいわけではない。例えば、水素を多く含む場合、析出した NbH が表面抵抗に寄与し、Q-disease と呼ばれる field とともに Q 値が急激に落下する現象が引き起こされることが知られている。(注: clean な場合の計算は行われておらず、そもそも dirty であることが Q 値の増大にとって本質的に重要であるとは限らない。)

窒素 dope には悪い面もある。この処理を施すことで超伝導体が dirty 超伝導体になり、 $B_{c1}$  が大幅に減少し、高い field に到達できなくなる。ほどほどに dirty にした場合 (平均自由行程がコヒーレンス長と一致する程度まで不純物を入れた場合)、 $B_{c1} \sim 100\text{-}140\text{mT}$  程度である。これは Tesla 空洞の  $E_{acc} \sim 20\text{-}30\text{MV/m}$  に対応

\*kubotaka@post.kek.jp

する。Q 値は高くなるが、high-gradient には向いていない。

#### 2.4 窒素 infusion

窒素 dope の欠点を克服すべく、最近、「窒素 infusion」なる新たな処理方法が開発された [6]。彼らはこう考えた。「high-gradient の鍵は 120 度 bake で作られた dirty-clean の二層構造にありそうだ。一方、窒素を入れると窒素 dope で示されたように表面抵抗が減少する。ならば、120 度 bake のような二層構造を窒素を導入することで作れば、high-Q かつ high-gradient が達成できるのではないか？」と。そして見事に  $E_{acc} = 40$  MV/m を達成しつつ、Q 値は ILC レシピの 2 倍を達成した。ただし、実際に何が起きているかは分かっていない。この機構の解明は今後の SRF の中心的話題の一つである [21]。

#### 2.5 空洞冷却時の磁束トラップ

空洞を冷却する際に空洞壁面にトラップされた環境中の磁束は、RF 下で振動し、損失に寄与する。捕獲磁束  $1 \mu\text{T}$  あたり、数  $n\Omega$  の寄与である。我々が扱っているのは  $10 n\Omega$  程度 (2K) であるから、捕獲磁束による余分な数  $n\Omega$  の寄与は無視できない。捕獲磁束を減らさなければ窒素 dope や窒素 infusion で表面抵抗を減らしても、捕獲磁束の寄与が Q 値を制限する。かつては磁気シールドのみが解決策であった。しかし、それにも限界があり、実際には  $0.5 \mu\text{T}$  前後が空洞周辺に残留している。これらがすべて捕獲されれば、数  $n\Omega$  の抵抗が上乘せされる。ここで新たに現れた方法が、「温度勾配による磁束排除」である。空洞を冷却する際に空間的温度勾配を持たせたまま転移温度以下に冷却すると、磁束が排除されることが発見された [7]。その後の研究 [8, 9] によると、捕獲磁束は環境中の磁場と温度勾配の逆数に比例することが示されている。また、磁束排除の成功如何は材料に (特に熱処理に) 依存することも分かっている [10]。

#### 2.6 バルク Nb<sub>3</sub>Sn

Nb<sub>3</sub>Sn は  $T_c$  が Nb の 2 倍程度あり、超伝導ギャップが大きいため、同じ温度で比較すれば Nb よりも圧倒的に表面抵抗が小さい。4K でも Nb の 2K と同程度の Q 値に到達できる。1990 年代に活発に研究されていたが、field の増加とともに急激に Q 値が減少していくという問題があり、解決できないまま研究は下火になった。2010 年頃から研究が再開され、現在は最大で 70 mT ( $E_{acc} \simeq 17$  MV/m) 程度まで Q 値の低下なしに到達できるようになっている [13]。

#### 2.7 バルク Nb<sub>3</sub>Sn の欠点と超伝導積層薄膜構造

Nb<sub>3</sub>Sn のもう一つの利点とされているのは「理論的に到達可能な最大 field」が Nb の 2 倍程度である点である。最初に述べたように、下部臨界磁場  $B_{c1}$  を超えると渦糸が侵入し、空洞をクエンチさせる。しかしながら、欠陥一つない理想的な超伝導体であれば、 $B_{c1}$  を超えても渦糸の侵入は始まらず、Meissner 状態が維持される。真に Meissner 状態が不安定になるのは superheating field  $B_s$  である。この  $B_s$  の値が 450 mT であり、Nb の 2 倍程度ある。Tesla 空洞の  $E_{acc} \simeq 100$  MV/m に対応する。

これをもって「理論的に到達可能な最大 field が Nb の 2 倍程度」と言われているのである。しかしながら、あくまで「理論的に到達可能な最大 field」である。実際にはやはり  $B_{c1} \simeq 50$  mT を大きく上回る field は達成できていない。 $B_{c1}$  を超えると表面の小さな欠陥で渦糸の核生成が起こり、一気に渦糸雪崩、クエンチに至る。 $B_{c1}$  を大幅に超えたければ、表面のあらゆる欠陥をなくさなくてはならない。「理論的限界」は Nb の 2 倍だが、現実には難しい。バルクの Nb<sub>3</sub>Sn で  $E_{acc} \simeq 100$  MV/m という話は (現状では) 只の枕詞である。そこで、解決の鍵となり得るのが超伝導積層薄膜構造である。 $B_{c1}$  を超えても渦糸雪崩によるクエンチを起こさせないためのトリックを提供してくれる。この話題の包括的なレビューもある [18]。特に Introduction を読むことを薦める。

### 3. まとめ

本稿では SRF 研究の最前線の話題を簡単に紹介した。興味がある方は講演のスライドを見て頂きたい。最近書いたレビュー [18, 21, 22] も参考になる。解説 [22] は日本語で書かれている。

#### 参考文献

- [1] A. Grassellino et al., Supercond. Sci. Technol. **26**, 102001 (2013).
- [2] P. Dhakal et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams **16**, 042001 (2013).
- [3] G. Ciovati, P. Dhakal, and A. Gurevich, Appl. Phys. Lett. **104**, 092601 (2014).
- [4] A. Gurevich, Phys. Rev. Lett. **113**, 087001 (2014).
- [5] A. Romanenko et al., Appl. Phys. Lett. **104**, 072601 (2014).
- [6] A. Grassellino et al., Supercond. Sci. Technol. **30**, 094004 (2017).
- [7] A. Romanenko et al., Appl. Phys. Lett. **105**, 234103 (2014).
- [8] T. Kubo, Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 053G01 (2016).
- [9] S. Huang, T. Kubo, and R. Geng, Phys. Rev. Accel. Beams **19**, 082001 (2016).
- [10] S. Posen et al., J. Appl. Phys. **119**, 213903 (2016).
- [11] S. Posen and M. Liepe, Phys. Rev. ST Accel. and Beams **17**, 112001 (2014).
- [12] S. Posen, M. Liepe, and D. L. Hall, Appl. Phys. Lett. **106**, 082601 (2015).
- [13] S. Posen and D. L. Hall, Supercond. Sci. Technol. **30**, 033004 (2017).
- [14] A. Gurevich, Appl. Phys. Lett. **88**, 012511 (2006).
- [15] T. Kubo, Y. Iwashita, and T. Saeki, Appl. Phys. Lett. **104**, 032603 (2014).
- [16] A. Gurevich, AIP Advance **5**, 017112 (2015).
- [17] S. Posen, M. K. Transtrum, G. Catelani, M. U. Liepe, and J. P. Sethna, Phys. Rev. Applied **4**, 044019 (2015).
- [18] T. Kubo, Supercond. Sci. Technol. **30**, 023001 (2017).
- [19] C. Z. Antoine, J.-C. Villegier, and G. Martinet, Appl. Phys. Lett. **102**, 102603 (2013).
- [20] T. Tan, M. A. Wolak, X. X. Xi, T. Tajima, and L. Civale, Scientific Reports **6**, 35879 (2016).
- [21] T. Kubo, in proceedings of the International Workshop on Future Linear Colliders (LCWS2016), Morioka, Japan (2016).
- [22] T. Kubo, Journal of the Particle Accelerator Society of Japan, **14**, 35 (2017).