

1 はじめに

本講義は、超伝導空洞の研究開発における人材育成を目指して、超伝導空洞に関する基本的な知識を解説するものである。本稿では著者が携わっている共鳴周波数が 1.3 GHz の TESLA 型超伝導空洞を念頭において説明を行う(図1参照)。この TESLA 型空洞は ILC 計画における電子/陽電子加速において使用される加速器コンポーネントであり、想定されているビームの速度は $\beta = 1$ 、空洞形状は定在波楕円空洞である。簡単な構造であり、表面処理技術も確立されているため、本稿で説明する上で適している。これらを念頭において本講義を行う。最初に最も初期に採用されていた手法である静電加速について説明する。次に、現代の加速器科学で用いられる高周波加速の原理および基礎について説明する。この章の最後で通常の常伝導空洞と超伝導空洞の最大加速勾配と消費エネルギーの具体的な比較を行う。次に超伝導空洞の運転、製作法の概要について説明する。次に超伝導空洞の性能を發揮するために重要となる表面処理の概要について説明する。次に空洞性能を制限する要因について説明する。最後に KEK で行われている超伝導空洞の性能の評価方法について説明する。過去の oho でも超伝導空洞についての解説がある [2, 3, 4, 5, 6, 7]。系統的に超伝導空洞について勉強するには Hasan の教科書 [8, 9] を読むことを勧める。



図.1 TESLA shape Superconducting Cavity [1]

2 静電加速

荷電粒子を電場を用いて加速する装置を加速器という。静電場を用いて粒子を加速する方法が歴史的に最も早く粒子加速を実現する際に取り入れられた。この加速器は静電加速器と呼ばれる。現在に至

るまで静電加速器として以下の二つの方式が広く採用されている。

- コッククロフト・ウォルトン型加速器
- バンデ・グラーフ型加速器

以下でコッククロフト・ウォルトンとバンデ・グラーフによる静電加速の原理について簡単に説明する。

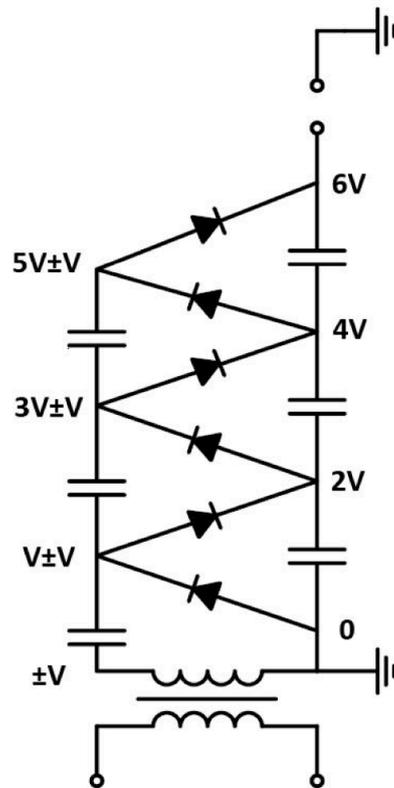


図.2 コッククロフト・ウォルトン型加速器で用いられる昇圧回路の電気回路図 [10]

まず、図2にコッククロフト・ウォルトン回路の電気回路図を示す。図2の電気回路に交流を印加したとき、ダイオードはその整流作用により極性の変化に応じて開閉するスイッチのように振る舞う。この過程を続けることで全てのコンデンサに電荷がチャージされ続けることとなる。交流の電圧振幅を V_p 、段数を N とすると、最終的に上段から下段に

かけて電位差 $\Delta V \sim 2NV_p$ が発生する。これを用いて粒子を加速する。

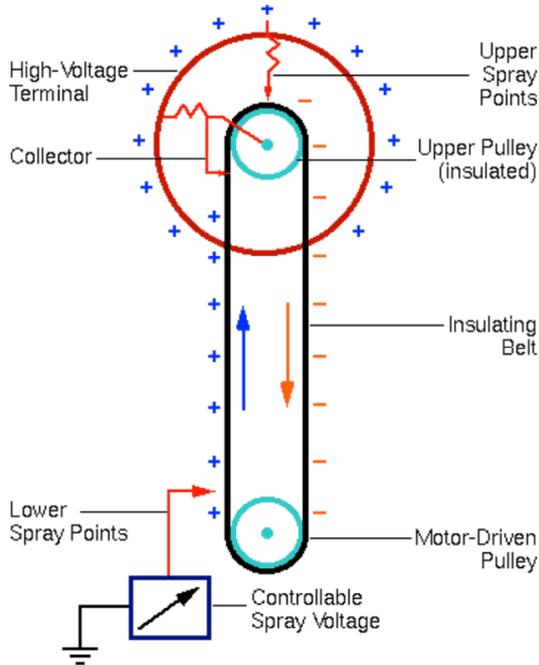


図.3 ヴァングラーフによる昇圧機構の模式図 [10]

パンデ・グラーフ型の加速器の原理は以下の通り。静電容量が C である浮遊した導体に電荷 Q をあたえるとき、この導体の電位 V は $V = \frac{Q}{C}$ となるから、帯電させた絶縁ベルトをコンベヤー式に接地側から送りこむことで Q を追加して加速電圧 V を得る。コンデンサとしては一部に穴の開いた金属球体を考え、その中を通るようにベルトコンベヤーを回転させる。金属球体の反対側を接地側と定義し、ここで電圧を針に印加して放電させてベルトを帯電させる。球体側でもベルトの表面に接触するように針を伸ばしておき、電荷を回収できるようにする。金属球体には穴が空いているものの、静電遮蔽によって電荷は球体の外側に分布する。この状態で球体の中を通るようにベルトコンベヤーを回転続けることで、金属球体の外側表面に電荷 Q が蓄積されることとなる。これにより、最終的に球体の表面で定義される静電容量 C を用いて加速電圧 $V = \frac{Q}{C}$ が発生する。これを用いて粒子の加速を行うのがパ

ンデ・グラーフ型加速器の動作原理である。

静電加速器は質量の異なるイオンでも簡単に加速でき、この点において後で述べる高周波加速方式より取り扱いに優れていると言える。ただし、静電圧を用いているため非常に放電しやすく、その対策として加速管の内部に SF6 などの絶縁性のガス（その多くは有毒）で封じ切りにする必要がある。ただし、それでもなお放電を抑えることはできないため、安全なレベルまで加速電場を抑える必要がある。このような背景により、静電加速器で 20 MV 以上の加速を行うことは不可能である。また、静電加速器は電位の高い側から低い側へ荷電粒子を加速するものであるため、外部から引き入れた粒子を再び外部へと加速することはできない。したがって、静電加速は原理的にシンクロトロンなどで行われる円軌道を描く粒子を同じ場所で繰り返し加速する「多段加速」に適用できないことを意味する。以上二つの理由により、現代の高エネルギー加速器実験で静電加速器はほとんど使用されていない。

3 高周波加速の基礎

静電加速に代えて普及した方法が周期的に変化する高周波電場を用いて粒子を加速する方法であり、この方式を採用した加速器は高周波加速器と呼ばれる。導体の壁面で囲まれた中空のマイクロ波共振回路の内部に特定の周波数の電磁波のエネルギーを蓄積し、その電場成分を用いて粒子を加速する。以降、本稿ではこのような粒子加速に使用するマイクロ波共振器のことを「加速空洞」と呼ぶ。加速空洞の共鳴周波数はその寸法によって決定され、空洞内に対応する周波数の電磁波が定在波として発生する。このとき、空洞内には様々なモードの定在波が励起することが可能である。以下では、特に粒子を加速することに適している進行方向にのみ電場成分を持つ電磁場のモードを考える。空洞の軸方向（＝粒子の進行方向）には共鳴周波数に応じた高周波電場が波打っている。これが切り替わるタイミングに同期して外部から局在した粒子群の塊を入射すれ

ば、高周波電場による連続的な加速が実現できる。これが高周波加速の原理である。

高周波電場は一周期平均でゼロとなるため、静電場を用いる場合と比べて放電に対する耐性が向上する。これにより、加速勾配の向上（=短い加速器長）を実現でき、SF6などの有毒性の絶縁ガスの取り扱いから解放されることとなる。また、高周波加速で多段加速が可能であることは原理的に自明である。現代の高エネルギー物理学実験の基礎を提供するシンクロトロン加速器コンポーネントとして採用されている。これが現代において高周波加速が広く採用されている所以となる。原理的に粒子は質量に応じて加速のされやすさが異なる。ILCがターゲットする電子と陽電子の質量は511 keVと非常に軽いため、粒子はすぐさま光速に加速される。それゆえ、加速空洞の長さを調整する必要は特に生じない。ただし、ミュオン以上の質量の粒子を加速する際は、粒子の入射と高周波電場との同期を取るために空洞の長さをエネルギーごとに調整する必要がある。

原理的に言えば、加速空洞として様々な形状のものを採用できる。そのような任意の形状の空洞内部の電磁場分布は、電磁場解析ソフトウェア(ANSYS, SUPERFISHなど)を用いてmaxwell方程式を解くことで評価できる。直方体や円筒などの単純な形状の場合であればmaxwell方程式を解いて空洞内の電磁場分布の解析解を得られる。

以下では図4のような半径 a で長さ d の円筒形の空洞(いわゆるpilbox空洞)の内部で得られる電磁波分布の解析解の表式を与える。

まず、maxwell方程式は以下である。

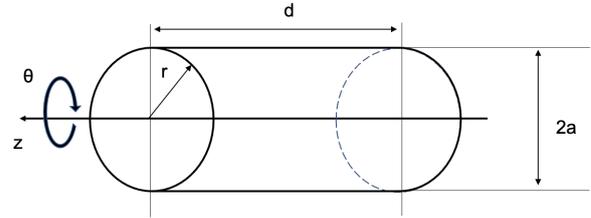


図.4 ピルボックス空洞

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4)$$

ここで、 \vec{E} は電場ベクトル、 \vec{B} は磁場ベクトル、 \vec{j} は電流密度、 ϵ は誘電率、 μ は透磁率、 ρ は電荷密度である。また $\vec{B} = \mu \vec{H}$ の関係がある。

また、ohmの法則は以下である。

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (5)$$

ここで、 σ は金属の電気伝導率である。

ここから以下の波動方程式が導かれる(空洞内の ρ が0と仮定している)。

$$\Delta \vec{E} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (6)$$

$$\Delta \vec{H} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (7)$$

上式を半径 a 長さ d の円筒形の導体の境界条件を考慮して解くことにより空洞内部の電磁場分布の解析解が得られる。すなわち、導体表面は等電位面であるため $E_\phi(r=a)=0, E_z(r=a)=0$ および $E_\phi(z=0,d)=0, E_r(z=0,d)=0$ が成立する。一般に、空洞内部が中空で同軸形状でない場合の電磁場分布は、電場が空洞の軸方向に直交する解と磁場が直交する解の二通りになる。前者の電磁場

分布を TE mode、後者を TM mode という。我々が興味があるのは電場が進行方向に向く場合であった（言い換えれば $H_z = 0$ ）。そこで、以下では TM mode のみ考えることとする。この条件のもとで円筒型の胴体内部の電磁場分布を求めると以下の解析解が得られる。

$$E_z = E_0 J_m \left(\frac{\rho_{mn} r}{a} \right) \cos(m\theta + \phi) \times \cos\left(\frac{p\pi}{d} z\right) \exp(i\omega_{mnp} t) \quad (8)$$

$$E_r = -\frac{mp\pi}{d} \frac{a}{\rho_{mn}} E_0 J'_m \left(\frac{\rho_{mn} r}{a} \right) \cos(m\theta + \phi) \times \sin\left(\frac{p\pi}{d} z\right) \exp(i\omega_{mnp} t) \quad (9)$$

$$E_\theta = \frac{p\pi}{d} \frac{a^2}{\rho_{mn}^2} E_0 J_m \left(\frac{\rho_{mn} r}{a} \right) \sin(m\theta + \phi) \times \sin\left(\frac{p\pi}{d} z\right) \exp(i\omega_{mnp} t) \quad (10)$$

$$H_z = 0 \quad (11)$$

$$H_r = i\varepsilon_0 \omega_{mnp} \frac{a^2}{\rho_{mn}^2} \frac{m}{r} E_0 J_m \left(\frac{\rho_{mn} r}{a} \right) \cos(m\theta + \phi) \times \cos\left(\frac{p\pi}{d} z\right) \exp(i\omega_{mnp} t) \quad (12)$$

$$H_\theta = i\varepsilon_0 \omega_{mnp} \frac{a}{\rho_{mn}} E_0 J'_m \left(\frac{\rho_{mn} r}{a} \right) \sin(m\theta + \phi) \times \sin\left(\frac{p\pi}{d} z\right) \exp(i\omega_{mnp} t) \quad (13)$$

$$\omega_{mnp} = c \sqrt{\left(\frac{\rho_{mn}}{a}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2} \quad (14)$$

ここで、 J_m は m 次の Bessel 関数（図 5 参照）、 J'_m はその微分、 ρ_{mn} はその n 番目の根を表す。 m, n, p は各モードの電磁場分布を特徴付ける離散的な整数であり、 m が回転方向の節の数、 n が径方向の節の数、 p が軸方向への節の数を決める意味

を持っている。 m, n, p として m', n', p' を選んだ時に得られる共振器内部の電磁場の分布を TM $n' m' p'$ モードという。 m と p は 0 以上、 n は 1 以上でなくてはならない。ここで、 m, n, p の組は最低次に選んでしまってもかまわない。そこで、以降では TM₀₁₀ モードの電磁場を利用して粒子加速を行うことを想定する。シミュレーションソフトウェアで計算した TM₀₁₀ モードの電磁場分布を図 6 と 7 に示す。

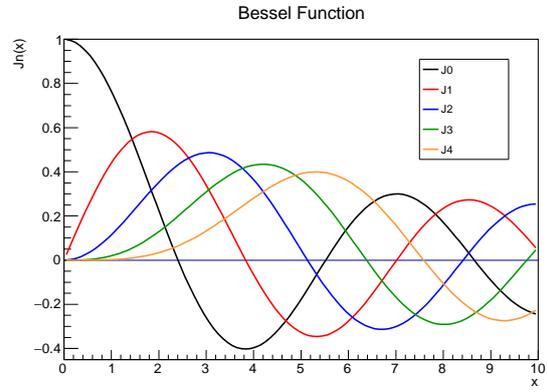


図.5 ベッセル関数

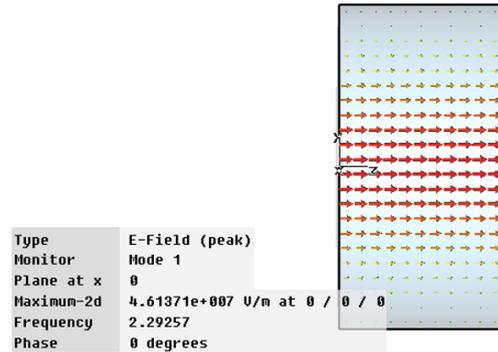


図.6 ピルボックス空洞内部の電場分布 [11]

高周波電場を用いて加速が行われる関係上、加速エネルギーは振幅に距離をかけた量とイコールにはならない。この効果は time transit factor T と呼ばれる係数を用いて、以下のように表現される。

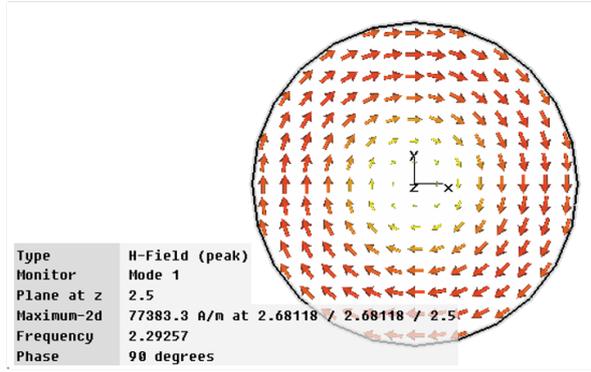


図.7 ピルボックス空洞内部の磁場分布 [11]

$$T = \int_{-g/2}^{g/2} E_0 \cos(\omega t) dz / \int_{-g/2}^{g/2} E_0 dz \quad (15)$$

$$= 1/g \int_{-g/2}^{g/2} \cos\left(\frac{\omega z}{v}\right) dz \quad (16)$$

$$= 1/g \int_{-g/2}^{g/2} \cos\left(\frac{2\pi z}{\beta\lambda}\right) dz \quad (17)$$

$$= \frac{\sin\left(\frac{\pi g}{\beta\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi g}{\beta\lambda}\right)} \quad (18)$$

ここで、 g は空洞の加速ギャップ、 $\beta = v/c$ を意図している。ここに $g = \frac{\lambda}{2}$ と $v = c$ を代入すると、 $\frac{\sin\left(\frac{\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)} = 0.637$ を得る。RF 電場を用いた加速にはこのファクターがかかることを考慮しておく必要がある。

以下で空洞共振器の特性を表す際に便利なパラメータを列挙する。

まず、空洞内部に蓄積される RF のエネルギー U は以下のように表現できる。

$$U = \frac{1}{2} \mu_0 \int_V |\vec{H}|^2 dV = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \int_V |\vec{E}|^2 dV \quad (19)$$

次に、空洞共振器の内部に誘起された電磁場のモードは maxwell 方程式に従って表面に電流を誘起するが、これは空洞内壁の高周波表面抵抗 R_s と結合して以下の式で表されるエネルギー損失 P_0 を生む。

$$P_0 = \frac{1}{2} R_s \int_S |\vec{H}_{//}|^2 dA \quad (20)$$

ここで、 $\vec{H}_{//}$ は空洞の表面に平行な磁場の成分 (θ 方向) である。

蓄積エネルギー U と損失パワー P_0 を用いて空洞共振器の特性を表す無負荷 Q 値 Q_0 を定義できる。

$$Q_0 = U\omega/P_0 \quad (21)$$

また、 Q_0 は以下のように変形できる。

$$Q_0 = \frac{\omega \frac{1}{2} \varepsilon_0 \int_V |\vec{H}|^2 dV}{\frac{1}{2} R_s \int_S |\vec{H}|^2 dA} \quad (22)$$

$$= \frac{\omega \varepsilon_0 \int H_\theta^2 dV}{R_s \int H_\theta^2 dA} \quad (23)$$

$$= G/R_s \quad (24)$$

ここで、 G は定義から明らかのように空洞共振器の形状によってのみ決まる量である。 Q_0 を測定できればシミュレーションによって決定した G との比を取ることで高周波表面抵抗を導出できる。

後で見るとように空洞の各パラメータの測定値を組み合わせることで加速勾配 E_{acc} を決定できる。その際に有用な量として以下のシャントインピーダンス R_{sh} が定義されている。

$$R_{sh} = \frac{V}{P_0} \quad (25)$$

ここで、 V は空洞の軸上電場によって定義される電位である。

また、 R_{sh} と Q_0 の比は分子と分母ともに電場の強さのみに依存して決まるため、これも空洞の設計によってのみ決まる量となる。

$$\frac{R_{sh}}{Q_0} = \frac{V^2}{\omega U} \quad (26)$$

また、加速電場 E_{acc} と最大表面電場 E_{pk} や最大表面磁場 B_{pk} との比率も空洞の性能を示すパラメータである。

$$\frac{E_{pk}}{E_{acc}} \quad (27)$$

$$\frac{B_{pk}}{E_{acc}} \quad (28)$$

$\frac{E_{pk}}{E_{acc}}$ が小さいほど加速空洞の表面から電界放出電子が放たれにくくなる。また、 $\frac{B_{pk}}{E_{acc}}$ が小さいほど、加速空洞の表面磁場が弱くなる。

例として、EUV 空洞に対する空洞形状と軸上の加速電場と表面電場と表面磁場との比較プロットを図 8 に示す。表面磁場は赤道部付近で、表面電場は Iris 部で最も強くなる。TESLA shape 空洞では $\frac{E_{pk}}{E_{acc}}$ は 2、 $\frac{B_{pk}}{E_{acc}}$ は 4.3 程度である。

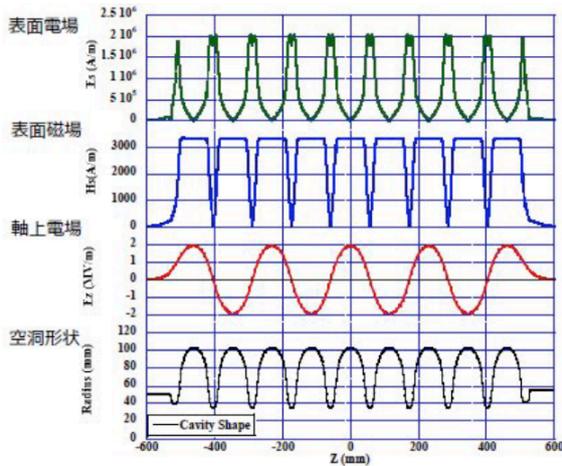


図.8 EUV 空洞の形状と加速電場と表面電場と表面磁場の比較プロット [3]

4 高周波加速空洞の性能

加速空洞の高周波損失 P_0 は $\int_S \frac{|\vec{H}|^2}{2R_s} dA$ で表される。 P_0 を抑えるには R_s を小さくすればよい。最も自然な発想は加速空洞を金属のうち最も表面抵抗の低い銅でコーティングすることであろう。本稿では主にこのような高周波損失の少ない銅製の加速空洞を常伝導空洞と呼ぶことにする。一方で、極低温

まで金属を冷却するとある温度点で相転移が生じて電気抵抗の急激な消失が生じると同時に外部からの磁力線が遮断される効果が生ずる。前者の特性は完全導電性、後者は完全反磁性（あるいはマイスナー効果）と呼ばれており、この特異的な相転移現象は超伝導 (superconductivity) と呼ばれる。先ほど出てきた「常伝導」(normalconductivity) とは超伝導ではない状態のことを意味している。以降では、便利のため超伝導転移する温度を T_c と表記する。仮に超伝導材料から成る空洞を製作し、極低温で運用すれば表面抵抗がゼロとなって高周波損失もゼロになると期待される。以降、このような空洞を超伝導空洞と呼ぶ。実際は超伝導空洞にはゼロでない高周波表面抵抗が生ずる。ただし、その値は常温の銅と比べると 10 万倍以上低いため、やはり超伝導空洞を用いる明確なメリットが存在する。一般に、超伝導空洞の高周波表面抵抗は温度依存性をもつ項とそうでない項に分解される。前者は有限温度で必ず存在する熱的に励起された準粒子（クーパーペアではない常伝導電子）のマイクロ波吸収に起因するものであり、BCS 抵抗と呼ばれる。このときマイクロ波吸収に寄与する励起準粒子の数はボルツマン因子に比例する。したがって、 T_c が高い物質を選ぶと励起準粒子の数が減って表面抵抗が低くなる。温度に依存しない項についての詳細は後述する。

超伝導空洞の性能は超伝導材料の物性で決まる臨界磁場耐性によっても制限される。一般に、外部から超伝導材料に磁場が徐々に強くなるように印加していくと、はじめは完全反磁性によって超伝導体の内部への磁束の侵入が遮断されているが、ある磁場の強さに達した時点で超伝導体内への磁束の侵入が生ずる。磁束の侵入を許した段階で一気に超伝導状態が一気に破れるものを第 1 種超伝導体、そうでないものを第 2 種超伝導体と呼ぶ。はじめに磁束の侵入が生ずる磁場の強さのことを磁束侵入開始磁場と呼ぶこととする。磁束侵入開始磁場の強さは表面のポテンシャル障壁の有無によって変化する。簡単のためそれをゼロとみなすと、それは熱力学的臨界磁場 $H_c(T)$ と呼ばれる量に一致する。一方で、第 2 種

超伝導体では磁束侵入開始磁場に到達しても一気に常伝導転移は起こらない。まずは磁束の一部侵入を許した常伝導と超伝導の混合状態（あるいは渦糸状態共よばれる）を形成する。第二種超伝導体でも磁束侵入開始磁場の強さは表面のポテンシャル障壁の有無によって変化するため、簡単のためそれをゼロとすることにすると、それは下部臨界磁場 $H_{c1}(T)$ と呼ばれる量に一致する。さらに磁場を強くしていくと第二種超伝導体の表面では常伝導相の領域が徐々に広がっていき、最終的に表面を完全に覆い尽くして常伝導転移を起こす。第二種超伝導体において超伝導特性が完全に失われてしまう磁場の強さを上部臨界磁場 $H_{c2}(T)$ と呼ぶ。超伝導体の外部磁場に対する応答は、縦軸に反磁性、横軸に外部磁場の強さをとったプロットで表すことができる。図9にそのようなプロットを与える。なお、第二種超伝導体の曲線と横軸で描く面積を一定として第一種超伝導体の曲線と同じ磁場依存性を描くことで第二種超伝導体の熱力学的臨界磁場 H_c を定義できる。

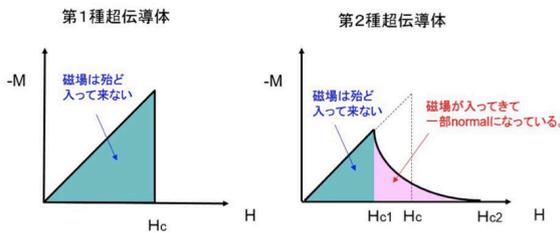


図.9 反磁性（縦軸）vs 外部磁場（横軸）の関係。左が第1種超伝導体の場合、右が第2種超伝導体の場合。[2]

第1種超伝導体を用いた超伝導空洞の場合、表面磁場が磁束侵入開始磁場に到達した段階で超伝導空洞としての機能が失われる。これは自明である。一方、第2種超伝導体を用いた場合には、直感的には磁束が一部しか侵入していない状態ならまだ性能が維持できるように思えるかもしれない。ただし、実際はそうではなく、磁束が一部でも侵入した段階で空洞性能は失われる。歴史的には、第一種超伝導体を用いて超伝導空洞を製造した事例として銅の内面

をPbメッキしたものがイタリアの国立研究所で採用された例があるが、このようなPb製の超伝導空洞は最大加速勾配が低く、性能が経年劣化するという大きな問題が確認されている。一方で、第二種超伝導体を用いて超伝導空洞を製造する場合には、現在ほぼ全ての空洞において高純度のバルクニオブが母材として用いられている。下部臨界磁場と転移温度が純金属中で最も高いため高い加速電界と低い表面抵抗を両立でき、また、比較的加工がしやすく経年劣化しない工学的なメリットが存在することが理由である。加速空洞の性能は主には高周波表面抵抗と最大加速電界によって決定される。以下で常伝導空洞とニオブ製の超伝導空洞の最大加速電界と高周波表面抵抗を比較しよう。

まず、常伝導空洞の高周波表面抵抗は以下の式で表される。

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \quad (29)$$

ここで、 ω は角周波数、 μ は透磁率、 σ は金属の電気伝導率である。

上式から σ が高いほど高周波表面抵抗を低くできることがわかる。これが常伝導空洞の母材として最も σ の高い金属である高純度の銅が用いられる理由である。

一方、常伝導空洞の最大加速電界は以下のようにして与えられる。上述した通り、高周波加速器の放電に対する安定性は静電加速器と比べると著しく高いものの、それでもなお完全な安定性を獲得できないことに留意する必要がある。一般に、放電 vs 表面磁場の関係は周波数に応じて変化する。二枚の極板間の放電現象を理論的に解析した結果から、銅表面における表面電場と放電現象の関係を表した経験式として以下の Kilpatrick の放電限界が与えられている（図10参照）[12]。

$$f = 1.64 \left(\frac{E}{E_0} \right) \exp \left(-8.5 \frac{E_0}{E} \right) \text{ [MHz]} \quad (30)$$

ここで、 $E_0 = 1 \text{ MV/m}$ である。

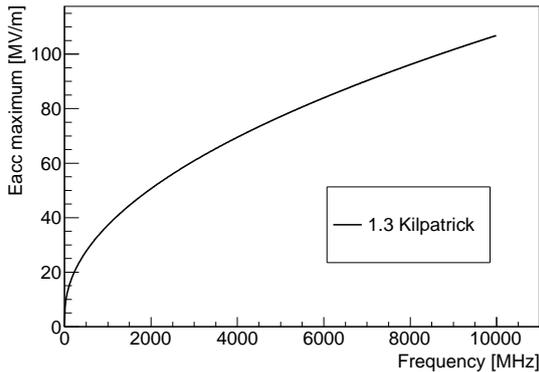


図.10 1.3 Kilpatrick vs Frequency

上式は放電に安定な最大表面電場の強さを表す。常伝導空洞の最大加速勾配は、この最大表面電場が発生している時の軸上の加速電場の強さから求まる。したがって、周波数が高いほど最大加速勾配は高まる関係にある。実際は Kilpatrick の放電限界で仮定されている銅表面の状態（表面粗さなど）は現代の表面処理技術を用いて得られるそれよりはるかに劣る。そこで、J-PARC RFQ や DTL では Kilpatrick の放電限界で予言される最大表面電場の制限より 1.3 – 1.8 倍程度高い表面電場を仮定して加速器の運転が行われている。

以下で超伝導空洞の高周波表面抵抗と最大加速電界の関係について記述する。

超伝導体の高周波表面抵抗は、以下のように温度依存性をもつ項とそうでない項に分解できる。

$$R_s = R_{\text{BCS}} + R_{\text{res}} \quad (31)$$

実例を図 11 に示す。ここで、 R_{BCS} は指数関数的な温度依存性を持つ項で BCS 抵抗と呼ばれる。 R_{res} は定数項で残留抵抗と呼ばれている。ニオブ

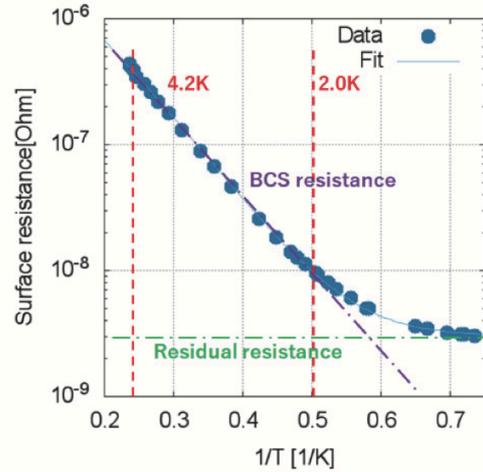


図.11 表面抵抗の温度依存性のプロット [13]

を始め低温超伝導体は s 波超伝導に分類されているが、その準粒子の状態密度 (DOS) はコの字型のギャップが開いている (図 12)。超伝導体の BCS 抵抗の起源は、有限温度では必ず存在しているギャップの右側へと熱的に励起された準粒子によるマイクロ波吸収によるものである。ギャップの谷の右側の励起準粒子の数はボルツマン因子に比例しており、それは温度を下げると指数関数的に減少する。したがって表面抵抗はギャップの右と左のエネルギー差 Δ を用いて $R_s \propto \exp(-\Delta/kT)$ と書ける。ギャップは超伝導転移温度から離れるほど広がる。したがって、純金属中で最も T_c の高いニオブの表面抵抗が抑えられるのは自明である。弱い磁場に対してのみの結果であるが、RRR の高いバルクニオブの R_{BCS} の温度依存性は以下の半経験式を用いて表せることが分かっている。

$$R_{\text{BCS}} = \left(2 \times 10^{-4} \frac{1}{T} \left(\frac{f}{1.5} \right)^2 \exp \left(\frac{-17.67}{T} \right) \right) \quad (32)$$

ここから、BCS 抵抗は 2 K, 1.3 GHz で 11 n Ω と計算できる。

残留抵抗は、表面における不純物なり超伝導転移時に空洞表面にトラップされてしまった環境磁場が

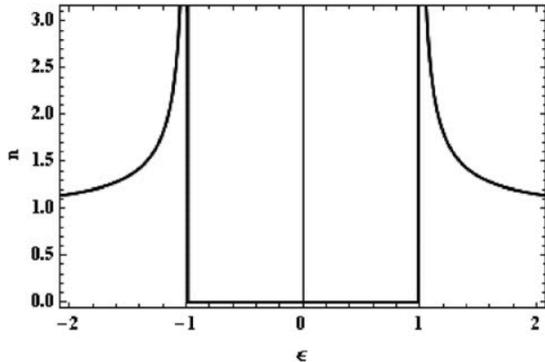


図.12 ニオブの準粒子の状態密度。谷の間のギャップは 2Δ に相当する。 [14]

原因となって生じる。環境磁場によって生じる残留抵抗を R_{mag} と表記すると、その周波数依存性は以下の式で表される [8]。

$$R_{\text{mag}} = 0.3H_{\text{ext}}\sqrt{f} \quad (33)$$

ここで、 R_{mag} は [nΩ]、 f は周波数 [GHz]、 H_{ext} はトラップされた外場の強さ [mG] の次元を持つ。1.3 GHz では 1 mG トラップされただけでも 1 nΩ の寄与があることがわかる。これを 2 K の BCS 抵抗と同程度に抑えようと思うと環境磁場を数 mG に抑える必要があるとの結論が得られる。

以下で $f = 1$ GHz で 300 K の銅の表面抵抗と超伝導ニオブ (2 K) の表面抵抗を比較しよう。300 K の銅の表面抵抗は 8.1 mΩ、2 K の超伝導 Nb の表面抵抗は半経験式から 7.8 nΩ である。残留抵抗の寄与を大きめに見積もって 10 nΩ としても、超伝導空洞の高周波抵抗の方が 45 万倍以上低いことがわかる。常伝導空洞では上記の表面抵抗に比例した高周波損失が生じ、外部の高周波源から投入されたエネルギーが一部消費されてしまうことになる。これは常伝導空洞ではこの分の AC 消費電力が必要であることを意味する。一方、超伝導空洞では高周波損失はほぼゼロであるものの、高周波損失相当分の表面発熱をヘリウム冷凍機を用いて除熱するための運用電力が必要である。これは、超伝導空洞の内部の高周波損失と冷凍機電力効率を掛け合わせるこ

とによって導出できる。2 K のヘリウム冷凍機の除熱効率率は 3-5 kW/W 程度であるから、このようにして冷凍機電力を導出して常伝導空洞の高周波損失と比べると、超伝導空洞の方が AC 消費電力が 90 倍以上少ないことが理解される。

空洞内部の表面磁場の強さがニオブの磁束侵入開始磁場を超えた段階で空洞内面に磁場が侵入する。蓄積される電磁エネルギーが大きくなるほど表面磁場の強さは向上する。磁束が超伝導体に一部でも侵入するとそれは空洞内部の高周波磁場によって左右に揺られて発熱し、周囲の温度を向上させてさらに超伝導特性を低下させる ... というサイクルが繰り返されて最終的に破壊的な磁束の侵入 (渦糸雪崩) が生じる。この現象は超伝導破壊やクエンチと呼ばれる。クエンチが生じると超伝導空洞としてはそれ以上性能を維持することが困難となる。これにより、最大加速勾配が定義されることとなる。ただし、空洞表面に何か特別な問題があった場合はそれよりももっと弱い磁場で超伝導破壊が生じることとなる。その機構の詳細は後述する。

先述したとおり、空洞の形状で加速勾配 E_{acc} と最大表面磁場 B_{pk} の間に対応関係が生ずる。磁束侵入開始磁場を B_v と定義すると、以下のように表現できるだろう。

$$B_v = \frac{B_{\text{pk}}}{E_{\text{acc}}} E_{\text{acc,max}} \quad (34)$$

TESLA shape cavity の場合は $\frac{B_{\text{pk}}}{E_{\text{acc}}} = 4.3$ [MV/mT] である。磁束侵入開始磁場は 170 - 200 mT であるので、TESLA-shape 空洞の最大加速勾配は 40 - 46 MV/m に相当している。これが物性で決まるニオブの最大加速勾配を与える関係式である。

一方で、常伝導空洞の最大加速勾配は Kilpatrick の放電限界によって制限される。図 10 を参照すると、常伝導空洞が放電に安定な最大表面電場は周波数 10 GHz で 120 MV/m 以上となる。ただし、

これは最大表面電場にすぎないため、ここからさらに加速電場への焼き直しが必要となる。簡単のため、TESLA-shape 空洞の $\frac{E_{pk}}{E_{acc}}=2$ を用いると、10 GHz で達成可能な最大加速勾配は 60 MV/m となる。したがって、周波数を高めることでニオブ製の超伝導空洞を上回る値を達成できることが理解される。超伝導空洞と比べると表面抵抗は大幅に悪いいため、パルスオペレーションしかできないのは自明である。

5 超伝導加速空洞の運転

超伝導加速空洞を用いたビーム加速の概念図を図 13 に与える。

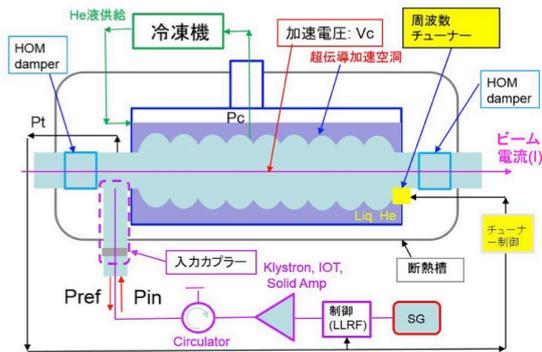


図.13 超伝導加速空洞を用いたビーム加速の概念図 [2]

超伝導状態を保つために空洞は液体ヘリウムを満たした容器に内装される。液体ヘリウムの温度は 4.2 K か 2 K に選択されることが多い。2 K するためには容器内の減圧が必要になる。また、外部からの熱侵入を遮断する目的で、この容器の外側からさらに大きな断熱槽によって覆われることとなる。空洞性能は超伝導転移時の環境磁場のトラップにより低下してしまうため、空洞のすぐ外側に磁気シールドを設置する。このようにして組み立てられている一連のユニットはクライオモジュールと呼ばれる。液体ヘリウムは気化すると体積が 700 – 800 倍に増大するため、その取り扱いには日本においては高圧ガス保安法に準拠したものにする必要がある。そこで、高圧ガス保安法の審査をパスできるほど頑健なクライオモジュールを設計・製造する必要がある。

ビーム運転においては、クライオモジュールの外部の高周波源から内部の超伝導空洞に対して高周波電力が投入される。ここで、高周波源としては、特に高エネルギー実験などで大電力の高周波電力を供給できるクライストロンが用いられることが多い。ただし、ビームパワーが少なくてもよい場合は高周波源として安価な半導体アンプで代用できる場合もある。これは、超伝導空洞は高周波損失が極めて少ないことによって行えるものである。高周波電力の伝送には導波管が用いられるのが一般的である。導波管内部で放電が頻発する場合は内部をセラミック窓などで区切って絶縁性の SF6 のガスで満たすことがある。空洞に高周波電力を投入するためにアンテナが突っ込まれる（入力カプラーと呼ぶ）。高周波電力のみ空洞と導波管の間を通過できるよう、空洞と導波管の間はセラミック窓で仕切られている。空洞内部への高周波電力の伝送は反射率ゼロでは行えない。そこで、導波管の間には反射波を安全に消去するためのサーキュレーターが設けられている。共鳴周波数の調整のためには空洞を押し引きしたり変形させたりしてわずかに変形させる周波数チューナーによって実現されている。安定なビーム加速を実現するために、高周波電力を安定化させるための LLRF と呼ばれる制御系と周波数チューナーの制御系が実装されている。ビームが通過する際に加速空洞の内部には空洞の共振周波数以外の高調波も励起されてしまうことから、それを除去するための HOM ダンパーと呼ばれる機構が内包されている。また、液体ヘリウムは超伝導空洞の高周波損失とクライオモジュール内部への熱侵入量の二つの熱を受けて蒸発していくため、すぐそばにヘリウムガスを回収して再び液化する冷凍機が設置される。運転時にはクライオモジュールを冷凍機と直結して熱負荷を考慮しながら液体ヘリウムの状態を制御する。このようにして安定なビーム加速を実現する。

6 超伝導空洞の製造

以下では文献 [15] に基づき超伝導空洞の製造工程の流れについて説明する。まず、板厚 2.8 mm で外径 260 mm の高純度のニオブ円板に対して金型を用いたプレス成型による深絞り加工を行い、ハーフセルを製作する。次に、そのアイリス部を電子ビーム溶接によって接合してダンベル形状に仕上げる。つぎに、アイリス部のハーフセル部の変形に対する強度を高めるためアイリス部外側に強め輪を接合した後、異なるダンベルの赤道部同士を電子ビーム溶接により接合し連結する。このようにして 9-cell 空洞まで多連化していく。参考のため STF-1 用 9-cell 超伝導空洞の製作工程の際に撮影された画像を図 14 に示す。

空洞を製造する際に選択された電子ビーム溶接条件は不純物の混入や表面欠陥の発生を防止するために特に重要である。電子ビーム溶接の開先の厚み調整、開先面の清浄化、ビームパラメータの最適安定条件領域の拡大、装置の清浄化環境、ジグ組み立て時の清浄管理などが重要である。完成した空洞は、真空リーク試験、気密試験、三次元寸法検査をへて、周波数測定、電界分布測定、厚み分布測定などの受入検査が行われることとなる。その後、基本的な性能に問題がないと判断された段階で空洞の製造の受け入れ検査は完了となる。

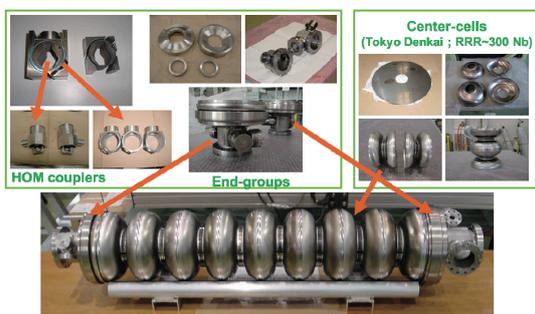


図.14 空洞の製作過程 [15]

7 空洞の表面処理

外部磁場は超伝導状態のニオブ表面に対してはロンドン長程度の 40–50 nm ほどしか浸透しないため、最表面の超伝導特性が超伝導空洞の性能たる磁束侵入開始磁場（最大加速電場）と表面抵抗を決める。超伝導空洞は受け入れ時のままでは十分に性能が発揮できないことが分かっている。したがって、超伝導空洞の性能を十分に発揮するためには最表面の状態を最適化する表面処理工程が極めて重要である。先述した通り、ニオブ表面に傷や異物が混入していたり尖った箇所や溶接欠陥があると性能の劣化が生じる。表面処理にはこれらの傷や欠陥や尖った箇所を除去して平滑な表面を得る目的もある。

現在、以下に示す標準的な表面処理レシピが超伝導空洞に対して施されることが一般的となっている。

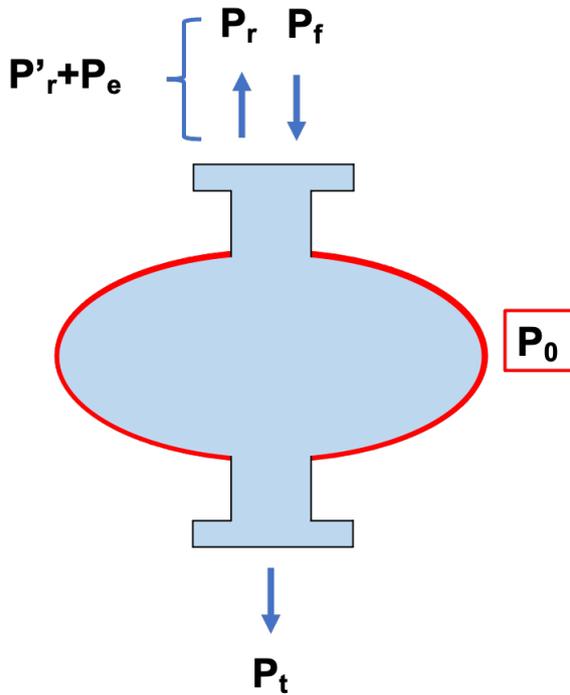
1. 多量電解研磨 (100–200 μm)
2. 真空炉における高温熱処理 (800–900 $^{\circ}\text{C}$, 3 hours)
3. 空洞の内面検査 (問題発覚の場合は局所研磨等による欠陥部の除去)
4. 仕上げ電解研磨 (10–20 μm)
5. 超音波洗浄 (15 min)
6. 超純水高圧洗浄 (3–6 hours)
7. クリーンルームにて空洞の組み立て
8. 低温ベーキング (120 $^{\circ}\text{C}$, 48 hours)

1 と 4 は空洞表面を凹凸のない滑らかな表面に仕上げるための工程である。この工程において表面の汚れや欠陥、尖った箇所などの粗さの影響は大幅に緩和される。3 は電解研磨だけでは対処できない目だった欠陥を除去するために必要な工程である。必要であればこの段階でアイリス部の研磨なども行われる。5 と 6 と 7 は空洞内部へのゴミの混入を防いで電界放出による性能劣化を防ぐことが目的である。超純水の高圧洗浄によって空洞内部からゴミを叩き落としたあと、外部からのゴミの混入がないよう細心の注意を払いながらクリーンルームにて空洞

P_0	空洞の金属壁で単位時間あたりに失われるエネルギー
P_f	エネルギー投入ケーブルに単位時間あたりに投入されたエネルギー
P'_r	P_f のうち空洞側に単位時間あたりに反射されたエネルギー
P_e	単位時間あたりにエネルギー投入用アンテナから吸い上げられるエネルギー
P_r	エネルギー投入ケーブルから空洞側に放たれるエネルギー
P_t	単位時間あたりに pickup アンテナから吸い上げられるエネルギー

表.1 空洞性能の評価に必要なエネルギーの分類

空洞共振器が共鳴状態にあるとき、各パワーの間には以下の関係が成立する（図 16 参照）。



$$\beta_f = \frac{P_e}{P_0} \quad (39)$$

$$\beta_t = \frac{P_t}{P_0} \quad (40)$$

$$\beta_{\text{pick}} = \frac{P_{\text{pick}}}{P_0} \quad (41)$$

P_e に関連する β_f 以外の結合度はパワーメータを用いて評価できる。

また、入力ケーブル側に染み出すパワー P_e とそれ以外の空洞内部での損失パワーの比 β^* として以下を定義する。

$$\beta^* = \frac{P_e}{P_0 + P_t} \quad (42)$$

$$= \beta_f / (1 + \beta_t) \quad (43)$$

他方、空洞共振器の等価回路模型を用いた計算から β^* を P_r と P_f を用いて以下のように表現できることが分かっている。

$$\beta^* = \frac{1 + \sqrt{P_r/P_f}}{1 - \sqrt{P_r/P_f}} \text{ or } \frac{1 - \sqrt{P_r/P_f}}{1 + \sqrt{P_r/P_f}} \quad (44)$$

上式のプラスマイナスは以下のように決める。まず、高周波エネルギーを投入するアンテナの深さを調整して反射が極少となる位置を探る。そこから、アンテナを深く入れると反射が大きくなる状態、あるいは引き抜くと反射が大きくなる状態になる。前者をオーバーカップリング、後者をアンダーカップリングという。分子が正なのがオーバー、負なのがアンダーである。 β^* はパワーメータで測定可能

図.16 空洞共振器と各パワーの関係

$$P_0 = P_f - P_r - P_t \quad (38)$$

これにより、各パワーをパワーメータで測定することにより P_0 が求まる。

各パワーと P_0 の比 β として以下の量を定義する。

であるため、この式を通じて β_f を評価できることになる。

ここまでで定義した結合度を用いることで Q_L を以下のように表現できる。

$$Q_L = Q_0 \times 1 / (1 + \beta_f + \beta_t) \quad (45)$$

ここから Q_0 および表面抵抗 R_s を評価できるようになる。

次に、 E_{acc} の評価について説明する。一般に、加速勾配 E_{acc} は加速によって獲得できるエネルギー V と加速される実効的な長さ d_{eff} の積で表される。これをシャントインピーダンス $\frac{R_{sh}}{Q_0}$ に適用すると加速勾配は以下のように表現できる。

$$\frac{V^2}{\omega U} = \frac{R_{sh}}{Q_0} \quad (46)$$

$$\Rightarrow \frac{(E_{acc} d_{eff})^2}{P_0 Q_0} = \frac{R_{sh}}{Q_0} \quad (47)$$

$$\Rightarrow E_{acc} d_{eff} = \sqrt{\frac{R_{sh}}{Q_0} P_0 Q_0} \quad (48)$$

$$\Rightarrow E_{acc} = \frac{1}{d_{eff}} \sqrt{\frac{R_{sh}}{Q_0} P_0 Q_0} \quad (49)$$

$$= \frac{1}{d_{eff}} \sqrt{\frac{R_{sh}}{Q_0} P_t Q_t} \quad (50)$$

$$= Z \sqrt{P_t Q_t} \quad (51)$$

上式より加速電場 E_{acc} はシミュレーションから求まる定数 Z と $\sqrt{P_0 Q_0}$ もしくは $\sqrt{P_t Q_t}$ の積として表される。上式に Q_L から求めた P_0 と Q_0 もしくは P_t と Q_t を当てはめることで E_{acc} を評価することが可能である。しかしながら、 Q_L の測定は時間がかかる上、投入エネルギーのオフ時に RF 制御システムの共鳴状態が外れてしまうことがあり、その場合に再び高周波源の出力を共鳴状態に追従させるための作業が必要になるなど、煩わしさがある。そこで、実際の E_{acc} の測定では Q_L の測定から Q_t を決定しておき、つぎに上式において Z と Q_t がともに不変であるとみなして残る唯一の変数 P_t を

パワーメータで測定することにより E_{acc} を求めている。それと同時に $P_0 Q_0 = P_t Q_t \Rightarrow Q_0 = Q_t \frac{P_t}{P_0}$ の関係式を用いて Q_0 を求めている。これが Q-E 測定の原理である。

9 超伝導空洞の性能の制限

現在に至るまで積み重ねた空洞科学の知見から、超伝導空洞の性能が様々な理由によってリミットされてしまうことが明らかになっている。以下で代表的な 6 つの原因を列挙する。

1. 物性で決まるクエンチ (Ideal performance)
2. 水素病 (Hydrogen Q-disease)
3. マルチパクタ (Multipacting)
4. 電界放出電子 (Field emission)
5. 表面欠陥の存在 (Thermal breakdown)
6. High Field Q-slope

上記の原因によって生ずる特徴的な Q-E curve を比較した図を図 17 に示す。

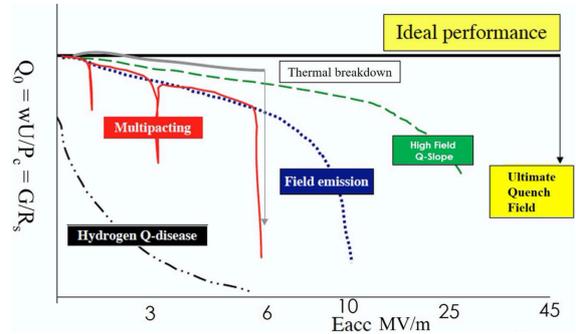


図.17 様々な原因で空洞が性能される Q-E curve の比較 [16]

以下で各々の要因について説明する。

9.1 物性で決まる制限

先述したように、理想的な表面をもった超伝導空洞ではその最大加速勾配に関して物性で決まる臨界磁場による上限が存在する。ニオブの場合、下部臨界磁場として H_{c1} を取ると 170 mT 程度、ポテンシャル障壁まで考慮した superheating field をとると 200 mT 程度となる。これは TESLA-shape 空洞で 40 – 46 MV/m に相当する。物性で決まる制

限のみが効いているのであれば、空洞はこの辺りまではクエンチせずには持ち堪えるはずである。

9.2 水素病

空洞は製作が完了されるまでの間、ニオブ材料の製造に伴う電子ビーム溶解、鍛造加工、プレス加工、切削加工、電子ビーム溶接などが施される。それゆえ、空洞は受け入れ時に内部に多量の水素を溜め込んでおり、それは冷却時に周辺のニオブと結合して超伝導転移温度が 1.4 K の水素化ニオブを形成する。これは超伝導空洞の典型的な運転温度 2 – 4.2 K では常伝導に過ぎないため、周りの超伝導電子の助けを借りて仮の超伝導特性を示す。このようないわば低級超伝導体が再び常伝導に転移する表面磁場の強さはサイズに比例して弱くなることが知られている。したがって、加速電界を向上して表面磁場が強くなるに従い、水素化ニオブが常伝導転移を起こして表面抵抗の増加をもたらされると考えられている。このような背景により、受け入れ時のままの状態では、超伝導転移時にサイズの大きな水素化ニオブが形成され、加速電場が数 MV/m を超えた段階で Q 値の急激な減少が生じ、それ以上の高周波パワー投入は不可能となる。この厄介な現象は水素病 (Hydrogen Q-disease) と呼ばれている。水素病は対策として 600 – 900 °C 3 hours の高温アニールを施すことが有効である。金属中から水素が放出され、冷却時に空洞表面で形成されてしまう水素化物のサイズを急激に抑制できる。これにより、到達可能な加速電界の飛躍的な向上が期待できる。

9.3 マルチパクタ

空洞内部に漂う宇宙線や電界放出電子などは高周波電場で加速されて壁に衝突して二次電子を放出する。二次電子放出係数は数 keV のエネルギーで放出係数が >1 を満たす。この場合、空洞内部に漂う電子が加速されて対向する材料表面に衝突して二次電子放出を誘発し、それらがまた元の材料表面に戻って二次電子を放出する過程を繰り返すことにより放出電子の数が指数関数的に増幅されて空洞内部のエネルギーが吸収され、最終的に温度上昇によるクエンチを生ずる。この現象をマルチパクタ放電という。マルチパクタは衝突する間隔が周期の半整

数倍を満たす時に増幅する。マルチパクタに関しては、放出された電子が元の場所に戻る過程と二点間で衝突を繰り返す過程が考えられる。粒子の軌道の概念図を図 18 の (a) と (b) に示す。円筒軸対称の pillbox 空洞の場合では至る所でマルチパクタ放電が生ずる可能性があり、空洞性能が制限される大きな原因となっている。マルチパクタの対策としては二つある。ひとつは、マルチパクタ放電を長時間継続して材料の持つ二次電子放出係数を劣化させることである。この過程が継続するうちに到達可能な加速電界が徐々に高まっていき、最終的に二次電子放出係数が 1 以下となる段階まで到達するとマルチパクタが制圧されたこととなる。このような状態は一般に「プロセスされた」などと呼ばれる。第二の対策としては、楕円形上の空洞を採用することである。第一のメリットとして、このような楕円形のジオメトリではマルチパクタが増幅する領域が限られる。第二のメリットとして、二次電子の軌道が最終的にマルチパクタの発生条件を満たさない赤道部に集束されるという仕組みが備えられていることである (図 18 (c) 参照)。

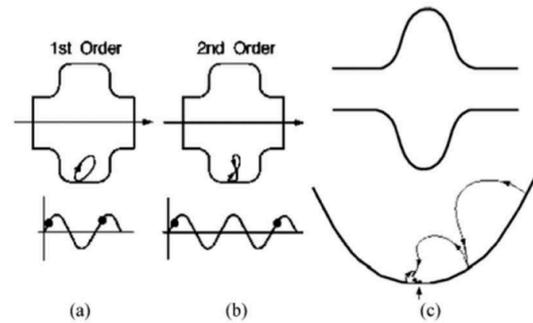


図.18 (a) pillbox 空洞内の 1 次の multipacting. (b) 2 次の multipacting. [8] (c) 楕円空洞による改善の効果. [17]. (この画像は以下の文献から引用しました [2]).

9.4 電界放出 (Field Emission)

空洞内部の表面電場によって電界放出電子が放出される。これが空洞内に漂うと余計なエネルギーロスを招く。また、電界放出電子が壁に衝突すると発熱して空洞性能が低下し、最終的にはクエンチが生

ずる。電界放出電子は E_{acc} が大きくなるほど多く放出されるようになる。また、表面に突起やゴミがあると表面電場が増幅されるため、この影響が飛躍的に高まる。それによる電場の増幅因子を β_{FN} とする。このとき、電界放出電子の電流は以下の式のように表現できる [8]。

$$I(E) \propto (\beta_{FN} E)^{2.5} \exp\left(\frac{-B_{FN} \phi^{3/2}}{\beta_{FN} E}\right) \quad (52)$$

ここで、 E は表面電場の強さ、 ϕ は物質の仕事関数、 β_{FN} は表面の突起などによる局所的な電場の増幅度、 $B_{FN} = 6.83 \times 10^3$ である。数 μm 級の金属パーティクルの存在を仮定すると β_{FN} は数百倍に高まる。このようなエミッターの画像の例を図 19 に与える。

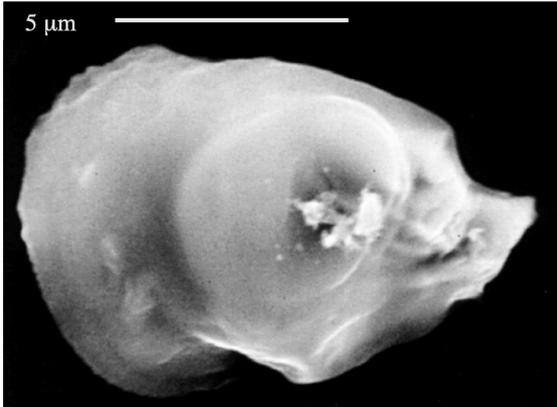


図.19 フィールドエミッションのエミッターの例 [18]

field emission の対策としては、第一に局所的な電場を飛躍的に高める影響のある金属パーティクルの混入を防ぐことである。空洞を清浄に組み上げるために、図 20 のようなセットアップで高圧超純水を用いて内面を入念に洗浄する。その後、直ちにクリーンルームに持ち込んで清浄な環境で空洞の組み立てを行う。第二に電場を飛躍的に高める効果のある表面の突起をなくすため、表面粗さを低減して平滑に仕上げることである。そのために電解研磨を行い、空洞内部の突起を低減させる。また、高周波電力を投入して空洞表面のエミッターを溶かすことも有

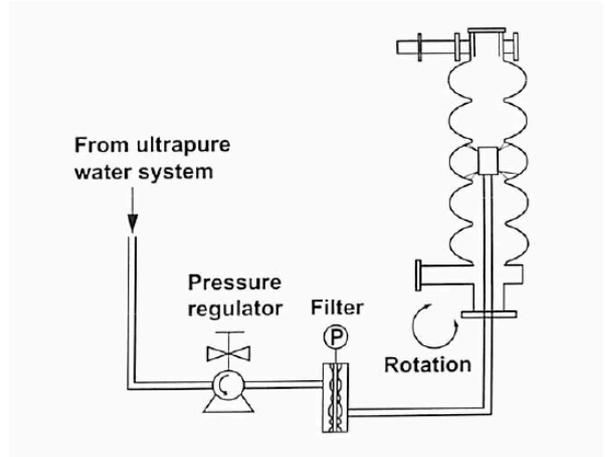


図.20 高圧超純水洗浄のセットアップ [8]

効である。特にヘリウムを充填した空洞内に高周波電力を投入してエミッターを溶解させる方法については実績があり、ヘリウムプロセスと呼ばれている [19]。また、空洞内部で最大の表面電場が発生するのは Iris 部であるため、Iris 部を機械研磨することで field emission の度合いを改善した事例がある [20]。第三に、式 52 は変数として仕事関数を持つため、これを向上させることで電界放出電子の量を抑制することである。近年注目されているものにプラズマプロセスと呼ばれる手法がある。空洞内部を Ne と CO₂ 等の混合ガスで満たして高周波電力を投入して電磁場の mode を励起し、各セルごとにプラズマを発生させて空洞内壁を覆う有機物と酸化膜を削ぎ落とす。これにより、ニオブ本来の物性が発揮されて実効的な仕事関数が向上すると期待される。近年 LCLS-II の枠組みでプラズマプロセスの研究が進み、実際に field emission を改善できた例について報告されてきている [21]。

9.5 表面欠陥

空洞表面の欠陥や不純物での局所的な発熱によって生じる超伝導破壊は空洞性能を制限する大きな要因となる。空洞の表面磁場が最大となるのは赤道部であるが、ここは電子ビーム溶接の不完全な箇所や突起が存在する可能性が最も高い場所である。また、そうでなくとも、空洞表面には局所的に不純物の含有量が多い箇所など存在する可能性がある。空

洞の電界研磨によってこのような欠陥部は削ぎ落とせる可能性があるものの、経験的にはそれだけでは十分ではない。そこで電界研磨の前に空洞の内面検査を行って欠陥の有無を探索し、発見した場合は局所的な機械研磨によりこれを除去する。実際に空洞内部に存在していた欠陥の画像の例を図 21 に与える。

1-cell eq. down, $\theta = 108$ deg. (発熱箇所)

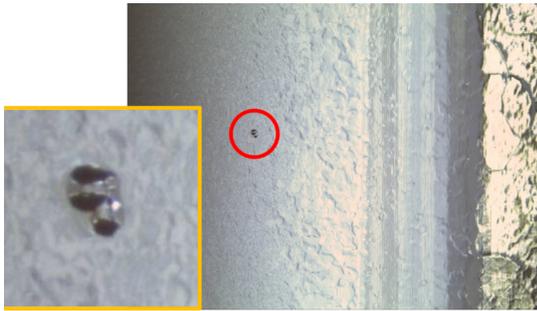


図.21 表面欠陥の例

文献 [2] では不純物が凝縮した箇所（欠陥）が原因で空洞性能が低下する仕組みに関する単純なモデルによる評価が与えられている。半径 a で表面抵抗 R_n をもつ常伝導の表面欠陥によって超伝導破壊が発生する表面磁界の強さ H_{defect} の関係式は以下で与えられる。

$$H_{\text{defect}} = \sqrt{\frac{4\kappa(T_c - T_{\text{He}})}{aR_n}} \quad (53)$$

ここで、 κ はニオブの熱伝導率、 T_c はニオブの転移温度、 T_{He} は超伝導空洞を冷却している液体ヘリウムの温度である。

この式は、不純物が多い欠陥のある箇所は極低温でも常伝導で発熱しやすいため、実効的な磁束侵入開始磁場が低下してしまうことを意味している。また、熱伝導率 κ が低いほど、そのような発熱箇所の熱を取りきれずに性能が低下することを意味している。

一般に、ニオブの純度と RRR、および、熱伝導

率 κ と RRR の関係は以下の式で与えられる [4]。

$$\text{RRR} = \frac{\rho(300\text{K})}{\rho T_c} \quad (54)$$

$$\kappa_{(4.2\text{K})} = \text{RRR}/4 \text{ [W/m}\cdot\text{K]} \quad (55)$$

上式より、RRR を高めるほど空洞性能が高まることが理解される。ただし、RRR を高めるほど空洞の機械的な強度は低下する。これは液体ヘリウムを用いて冷却が行われているニオブ製の超伝導空洞にとって大問題である。なぜならば、液体ヘリウムは気化すると体積が 700–800 倍に膨れ上がるため、その取り扱いが高圧ガス保安法の適用対象である。ゆえに、超伝導空洞の製造においては高圧ガス保安法の審査をパスできるほどの強度があることを保証する必要がある。RRR \sim 300 のバルクニオブ材なら高圧ガス保安法の基準を問題なくパスできる。そこで、超伝導空洞はこの程度の純度のニオブ材を用いて製造されるのが一般的である。

最後に、上式に具体的な数値を入れて H_{defect} を評価する。液体ヘリウムの温度が 2 K、 a が 50 μm 、常伝導の抵抗が $R_n = 10 \text{ m}\Omega$ 、RRR = 300 の Nb の熱伝導率が 75 W/(mK) であるとして H_{defect} を評価すると 82.6 mT を得る。これはニオブ材料が持つ本来の下部臨界磁場 170 mT の 2/5 程度しかない。

超伝導ニオブ材の純度を上げて欠陥を低減し、欠陥が発見された場合には機械研磨によって局所的に除去することにより、空洞性能を有効に向上できることが理解される。

9.6 High Field Q-Slope

上記のような性能向上の対策を施した後でも、高い加速電場において Q 値の著しい減少が生じることが実験的に明らかとなっている。このような高電界側での Q 値の減少を High Field Q-Slope と呼ぶ。High Field Q-Slope の対策として、110–120 度の数十時間（一般的には 48 時間）の低温ベーキングを施すことが有効である。これにより、Q-drop が回復してクエンチが生ずるまで高い Q 値を維持

できる効果が現れる。この機構には表面酸化膜の拡散や水素量の減少などが効いていると考えられている。事例を図 22 に示す。

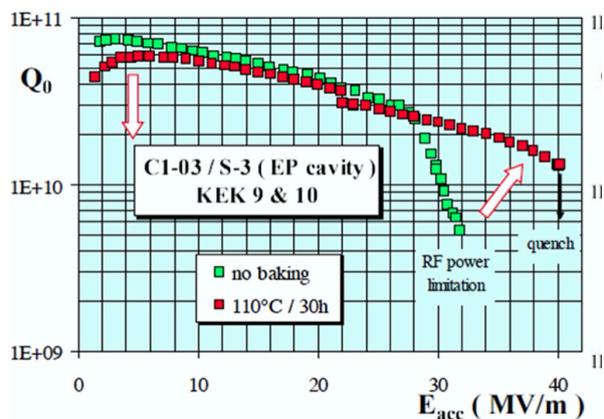


図.22 低温ベーキングによる High Field Q-Slope の回復 [22]

参考文献

- [1] Detlef Reschke, “CHALLENGES IN ILC SCRF TECHNOLOGY”, APAC 2007, Raja Ramanna, MOOPMA01
- [2] 阪井 寛志, 「7. 超伝導空洞」, 高エネルギー加速器セミナー OHO, 2015.
- [3] 許斐 太郎, 「7. 超伝導空洞」, 高エネルギー加速器セミナー OHO, 2017.
- [4] 加古 永治, 「7. 超伝導加速空洞の基礎」, 高エネルギー加速器セミナー OHO, 2014.
- [5] 野口 修一, 「5. 超伝導空洞」, 高エネルギー加速器セミナー OHO, 2011.
- [6] 梅森 健成, 「7.SC 回収ライナック」, 高エネルギー加速器セミナー OHO, 2008.
- [7] 古谷 貴章, 「6. 超伝導加速空洞の基礎」, 高エネルギー加速器セミナー OHO, 2006.
- [8] Hasan Padamsee, Jens Knobloch, and Tom Hays, “RF Superconductivity for Accelerators”, (J. Wiley & Sons, New York, 1998)
- [9] Hasan Padamsee, Jens Knobloch, and Tom Hays, “RF Superconductivity: Science, Technology and Applications”, (J. Wiley & Sons, New York, 2008)
- [10] 峠 暢一 (KEK), “General Introduction to Particle Accelerator Systems”, Soken-dai Core Curriculum, Fall, 2018 Introduction to Accelerators II - Week 2 (2018/10/25)
- [11] G. Burt, “Introduction to RF Cavities for Accelerators”
- [12] W. D. Kilpatrick, Rev. Sci. Instr. 28 (1957) 824
- [13] 梅森健成, “超伝導加速空洞の性能向上に向けた技術開発”, 低温工学, 2019 年 54 巻 4 号 p.267-274
- [14] 久保毅幸, “超伝導加速空洞の物理と課題、そして性能向上への理論的示唆 -新規参入の誘い-”, 低温工学 54(4) 275 - 282, 2019 年 7 月 20 日
- [15] 加古永治, “超伝導空洞を用いた加速器の現状と展望”, 2019 年 54 巻 4 号 p. 257-266
- [16] Hasan Padamsee, “50 years of success for SRF accelerators - a review”, 2017 Supercond. Sci. Technol. 30 053003
- [17] U.Klein and D.Proch, Proc. of Future Possibilities for Electron Accelerators, Charlottesville, N1 (1979)
- [18] Hasan Padamsee and Jens Knobloch, “The Nature of Field Emission From Microparticles and the Ensuing Voltage Breakdown”, SRF 981021-14
- [19] C. E. Reece, M. Drury, M. G. Rao and V. Nguyen-Tuong, “Improvement of the operational performance of SRF cavities via in situ helium processing and waveguide vacuum processing”, Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference (Cat. No.97CH36167), 1997, pp. 3105-3107 vol.3
- [20] 綿貫 孝道, 渡邊 守, 仙波 智行, *et al.*, “日立製作所における 9 セル超伝導加速空洞の開発状況”, 第 9 回日本加速機学会年会, p.1165-1167, THPS091

- [21] Giaccone, *et al.*, “PLASMA PROCESSING TO REDUCE FIELD EMISSION IN LCLS-II 1.3 GHz SRF CAVITIES”, SRF2019, Dresden, Germany, FRCAB
- [22] B. Visentin, “Q-Slope at high gradients: review of Experiments and theories”, in Proc. 11th workshop on RF Supercond., Travemünde, Germany, pp. 199 - 205 ,2003.