

1. はじめに

2004年8月、国際リニアコライダー運営委員会(ILCSC)の諮問を受けた国際技術推進委員会(International Technology Recommendation Panel, ITRP)は、半年以上にわたる検討の末に、世界協力のもとで建設する将来のリニアコライダー(ILC)の基幹技術には超伝導空洞を採用すべしという勧告を答申した。以来、国際的な技術開発の協力体制が急速に立ち上がり、活発な活動が続いている。

高周波空洞を超伝導化しようという研究は1960年代に始まった。少ない消費電力で高い電場が得られることから、その開発と発展は専ら粒子加速器の分野が担い、1965年には米国スタンフォード大学が、銅に鉛をメッキした超伝導空洞を使って電子加速の実験に初めて成功している1)。有名なスタンフォード・2マイル・リニアックの完成が1966年であることから、その建設中にすでに超伝導を使ったCW化を考えていたことになる。また、超伝導空洞応用として現在最もホットな話題の一つであるエネルギー回収型リニアック(Energy Recovery Linac, ERL)の原理も1965年にすでにM.Tignerによって提案されている2)。

空洞に電磁場を励振すると空洞壁の高周波表面抵抗によるジュール損失が磁場の2乗に比例して増加する。このため通常の銅製の空洞でさえ加速電場が高くなると、ビームへ渡す電力に比して空洞壁での電力損失が極めて大きくなり、エネルギー効率が悪くなるとともに空洞壁の冷却が問題となる。そのため常伝導空洞の応用は低い電場でのCW運転(continuous wave)か、高い電場ならduty cycleが小さいパルス運転に限られる。一方超伝導空洞は、その高周波損失が完全にゼロではないものの銅に比べて5~6桁小さくできるため、高い電場でのCW運転が可能であり、これが粒子加速器にとって大きな魅力であった。しかし先のスタンフォード大学の実験で達成された加速電場は2~3 MV/mであり目標には遠く及ばず撤退せざるを得なかったが、確かな可能

性は示した。今日の40~50 MV/mの領域に達するまでには空洞材料や製作技術についての長い開発の歴史が必要であったが3)、その進展の過程では達成できる加速電場が向上するとともにCW運転の特徴を活かした応用、すなわち70年代にはアルゴン国立研究所(ANL)のATLAS加速器に代表されるような微弱な電流値ではあるが陽子や重イオンなどの精密な連続ビーム加速への応用4)、80年代になると高エネルギー加速器研究機構(KEK)のトリスタン加速器が先駆となった電子(陽電子)蓄積リングへの本格的な大規模応用へと発展した5)。そこでは絶えず蓄積リングを周回する高エネルギーの電子ビームが放射光として失うエネルギーを補充するために、高い加速電圧を連続して供給できる加速空洞が必要であった。当時の超伝導空洞の実用加速電場としては5 MV/m程度であったが、それでも常伝導空洞のCW電場が1~2 MV/mであるのに比べると3倍以上の強さを持つため、世界各地の研究所で実用のための空洞開発が行われた。KEKが1988年にトリスタン加速器に設置した超伝導空洞は純ニオブ製5セル型の509 MHz空洞であり、翌年に増設された空洞と合わせた有効加速管長48 mで200 MVの加速電圧を実現した。その後1990年にはドイツ電子シンクロトロン研究所(DESY)が、また1996年にはトーマス・ジェファーソン国立加速器施設(TJNAF)が原子核実験用リニアックとしてそれぞれ500 MHz、1500 MHzの超伝導空洞の稼動を開始したが、欧州合同素粒子原子核研究機構(CERN)のLEP加速器が1995年から銅製空洞の内面にニオブを蒸着した352 MHzの4連型超伝導空洞の導入を始め、最終的には総延長600 mの空洞で3.4 GVのCW電圧を作り出した。ここに電子蓄積リングの加速空洞としての超伝導空洞応用が確立した6)。

その後90年代になると、「CP不変性の破れ」を探究するため大量のB中間子を生成する「B-ファクトリー」と呼ばれる加速器がいくつかの研究所で計画された。米国のコーネル大学、スタンフォード線形加速器センター(SLAC)そして日本のKEKである。それまでの加速器の蓄積電流が

高々数十 mA であったのに対し、これらはアンペア級の電子・陽電子ビームを衝突させる加速器であり、そこでは大電流ビームとの強い相互作用と、それが原因で発生するビーム不安定性を十分に抑制するための方策を確立することが必要であった。すなわち大電流の蓄積ではビーム不安定性の要因となる高調波モード(HOM)の励起を極力抑えなければならないが、その主たる発生源は加速空洞である。そのため、極力空洞台数を減らした高周波加速システムを構築することが必要であり、高いCW電場が得られる超伝導空洞はこの点で大きな利点を持つ。ここに着目してコーネル大学と KEK は単セルの高調波減衰型ニオブ製超伝導空洞を開発した。この空洞によって、コーネル大学では 1997 年以後徐々に空洞数を増しながら 4 台の空洞で最大 780 mA の蓄積に成功した(7)。一方 KEK は、1998 年にまず 4 台、そして 2000 年にはさらに 4 台を KEKB 加速器の電子リング(HER)に設置し、2003 年には超伝導空洞の蓄積電流としては世界初の 1 アンペア領域に到達、現在は設計値である 1.1 A を超える 1.3 A を蓄積するに至った(8)。このような空洞は高調波減衰型超伝導高周波空洞(Superconducting Damped Cavity)と呼ばれ、その成功は超伝導空洞に大電流蓄積という新しい応用分野をもたらした。その例が放射光加速器である。第 1 世代から第 2、第 3 世代と進んできた放射光加速器であるが、狭い空間でより高い加速電圧が得られるとともに数百 mA のビーム電流を蓄積することができる超伝導空洞は、既存加速器の性能向上を図る上で、きわめて魅力的な加速装置となった。現在ではカナダ、台湾、英国、中国、フランスなど各国の放射光加速器でこの高調波減衰型超伝導空洞が運転中あるいは建設中である。

このように 10 MV/m 未満の CW 加速電場の応用が発展する一方で、1990 年に 25 MV/m 以上の加速電場を持つ超伝導空洞を開発して TeV 領域の物理を目指そうという超伝導リニアコライダーの基礎研究が発足した。それはやがて DESY を中心に結集し、10 年経った後、TESLA-TDR なる技術レポートをまとめ上げるまでに至った。

TESLA はいうまでもなく TeV Energy Superconducting Linear Accelerator の略である。冒頭の ITRP の決断はこの開発成果を高く評価した結果である。

2. 加速空洞のパラメーター

Fig.2.1 がいわゆる TESLA 型と呼ばれる 1.3GHz、9 セル型超伝導加速空洞であり、採用する形状の最終決定までには至っていないものの、ILC (International Linear Collider)の第 1 期ではこのような空洞を 14000 台、およそ 20 km にわたって並べることになる(9)。

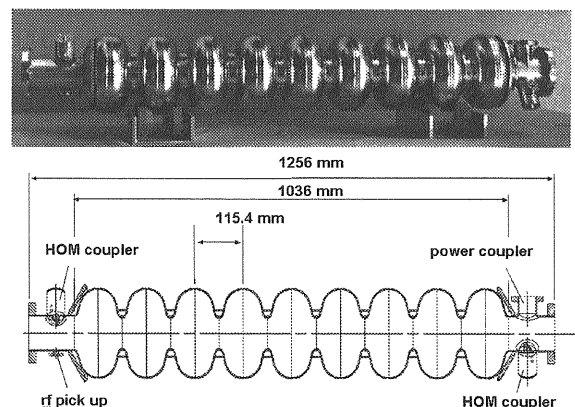


Figure 2.1: TESLA 型 9 セル空洞

9 個のセルが互いに結合した定在波型空洞であり、隣り合うセルには互いに逆向きの電場が励振される。各セルの長さを共振周波数の波長の半分にしておけば、光速で走る電子(陽電子)束(パンチ)の進行に同期して各セルの符号が変わるため、通過粒子は空洞全体で加速されることになる。隣のセルとの位相差が 180 度ずれていることから、これを π モードと呼ぶ。

2.1. 加速電場

Fig.2.2 のような円筒型空洞内に閉じ込められたマイクロ波の電磁場分布を考える(この完全な円筒形状空洞はピルボックスと呼ばれる)。

空洞には無数の共振モードがあり、いかなる空洞内の電磁場もそれらの足し合わせで表現できる(完全規格直交系)。粒子加速には通常、最も

周波数が低く基本モードと呼ばれる TM_{010} モードが使われる。これは、このモードが粒子ビームが通過する中心軸上に加速方向の強い電場を有することと、最低周波数であるため他モードとの分離が容易であることなどの理由による。これ以外のモードは高調波(Higher Order Mode, HOM)と呼ばれる。

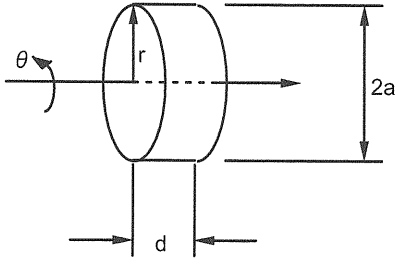


Figure 2.2: 円筒型空洞

空洞内部が誘電率 ϵ 、透磁率 μ 、導電率 σ の均質な媒質（ふつうは真空中で $\sigma=0$ ）であれば、マクスウェル方程式は

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \text{rot } \mathbf{H} &= \sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (2-1)$$

と書くことができ、さらに電荷もなければ

$$\text{div } \mathbf{D} = \epsilon \text{div } \mathbf{E} = 0 \quad (2-2)$$

であるので、

$$\Delta \mathbf{E} = \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2-3)$$

という波動方程式が得られる。

上記円筒空洞が完全導体で作られていて、中が真空であれば（通常使われる銅空洞ならば、このように考えてよい）、ビームの進行方向を z として以下の TM モードの境界条件を適用すると、

$$\begin{aligned} r=a \text{ において } E_\theta &= 0, E_z = 0 \\ z=0, d \text{ で } E_\theta &= 0, E_r = 0 \\ H_z &= 0 \end{aligned} \quad (2-4)$$

進行方向に電場を持つ TM_{mnp} モードの r 方向、 θ 方向、 z 方向の各成分が

$$\begin{aligned} E_r &= -\left(\frac{p\pi}{k_c d}\right) E_{mnp} J'_m(k_c r) \cos(m\theta) \sin(k_z z), \\ E_\theta &= \left(\frac{mp\pi}{k_c^2 r d}\right) E_{mnp} J_m(k_c r) \sin(m\theta) \sin(k_z z), \\ E_z &= E_{mnp} J_m(k_c r) \cos(m\theta) \cos(k_z z), \\ H_r &= -\left(\frac{i\omega\epsilon m}{k_c^2 r}\right) E_{mnp} J_m(k_c r) \sin(m\theta) \cos(k_z z), \\ H_\theta &= -\left(\frac{i\omega\epsilon}{k_c}\right) E_{mnp} J'_m(k_c r) \cos(m\theta) \cos(k_z z), \\ H_z &= 0, \\ k_c &= \frac{\rho_{mn}}{a}, \quad k_z = \frac{p\pi}{d}, \end{aligned} \quad (2-5)$$

のように与えられる。ここで $J_m(k_c r)$ 、 $J'_m(k_c r)$ はベッセル関数、 ρ_{mn} は $J_m(k_c a) = 0$ の根である。ここで、 $m=0$ 、 $n=1$ 、 $p=0$ とおけば加速モード TM_{010} の電磁場は(2-6) 式のようになる。加速に使われる電場 E_z は z 軸上が一番強く、軸から離れるにつれて小さくなるが、 z には依存せず一定であることが判る。電場に対して位相が 90 度ずれた磁場は（係数 i に注意）その電場を取り囲むように同心円状になり、 z 軸上ではゼロ、壁の少し手前（ $r \sim 0.8a$ ）で最大になる。

$$\begin{aligned} E_r &= E_\theta = 0, \\ H_r &= H_z = 0, \\ E_z &= E_0 J_0(k_c r), \\ H_\theta &= -\left(\frac{i\omega\epsilon}{k_c}\right) E_0 J'_0(k_c r) \\ k_z &= 0, \quad J_0(k_c a) = 0, \quad k = k_c, \end{aligned} \quad (2-6)$$

さらに(2-7)式に見られるように共振周波数は空洞直径のみに依存し、その逆数に比例する。ここで c は光速、 k は波数、 $\rho_{01} = 2.405$ である。

$$f_a = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{c}{2\pi} k = \frac{c}{2\pi} \frac{\rho_{0l}}{a}, \quad (2-7)$$

実際の空洞には加速粒子が通り抜ける穴があり、空洞形状も様々な理由から丸みを帯びた Fig.2.1 のような形が採用される。その形状の最適化については本稿の加古永治氏の部分を参照されたい。

空洞内では(2-6)式で与えられる分布を持つ電磁場が角周波数 ω で振動しているのであるから、光速の粒子が空洞の z 軸上を通り抜ける間に受ける加速電圧は、

$$\text{accelerating voltage} = \int_{gap} E_0 e^{j(\omega t + \phi)} dt. \quad (2-8)$$

で与えられる。ここで入射位相 ϕ を調節して、粒子がちょうど空洞中心に達したときに最大電場になるようにすれば受け取る加速電圧は最大になる ($z=ct$ とした)。

$$V_c = \left| \int_0^d E_0 e^{ikz} dz \right|. \quad (2-9)$$

なお、この時間を考慮した実効加速電圧と z 軸上の電場を積分した電圧との比

$$T = \frac{\left| \int_0^d E_0 e^{ikz} dz \right|}{\int_0^d E_0 dz}, \quad (2-10)$$

を transit time factor と呼ぶ。

(2-9)式で得られた加速電圧を空洞の実効長 L_{eff} (今の場合は d) で割れば実効加速電場 E_{acc} になる。

$$E_{acc} = \frac{V_c}{L_{eff}} \quad (2-11)$$

2.2. シャントインピーダンス

加速性能を示す重要なパラメータとしてシャントインピーダンスがある。粒子のバンチが空洞を通過するときの実効加速電圧の最大値を V_c 、空

洞壁での電力損失を P_c とすると、シャントインピーダンス R_0 は

$$R_0 = \frac{V_c^2}{P_c} = \frac{V_c^2}{\frac{1}{2} \int R_s H^2 ds} \quad (2-12)$$

で定義され、できるだけ大きな値にすることが望ましい。

なお、 $R_0 = (1/2) \cdot V_c^2/P_c$ という定義もあるので注意すること。

一方、空洞内の蓄積エネルギー U と RF 周期当たりの空洞の電力損失との比を無負荷 Q (Unloaded Q) と呼び、

$$Q_0 = \omega \frac{U}{P_c} = \omega \frac{\frac{1}{2} \mu \int H^2 dv}{\frac{1}{2} \int R_s H^2 ds}. \quad (2-13)$$

のように定義する。

ここで空洞壁の高周波表面抵抗 R_s が一様であると仮定すれば積分の外へ出せて、

$$\begin{aligned} Q_0 &= \frac{\omega \mu \int H^2 dv}{R_s \int H^2 ds} \\ &= \frac{\Gamma}{R_s} \left(\Gamma = \omega \mu \frac{\int H^2 dv}{\int H^2 ds} \right) \end{aligned} \quad (2-14)$$

である。内部磁場の 2 乗の体積積分と面積分の比に周波数をかけた Γ は空洞の大きさ (従って周波数) に依存しない形状のみで決まるパラメータになり、形状因子 (geometrical factor) 呼ばれ、空洞形状が相似であれば同じ値を持つ。

シャントインピーダンスと無負荷 Q との比

$$\frac{R}{Q} = \frac{V_c^2}{\omega U} \quad (2-15)$$

もまた空洞の材質には依存しない量であり、 R/Q (アール・バイ・キュー)と呼ばれる。

先の円筒空洞についてこれらの値を求めると $d = \lambda/2$ として、

$$Q_0 = \frac{\Gamma}{R_s}, \quad \Gamma = 257 \text{ } [\Omega]$$

$$R_0 = 5.14 \times 10^4 \frac{1}{R_s} \text{ } [\Omega], \quad T = \frac{2}{\pi} = 0.637, \quad (2-16)$$

$$\frac{R}{Q} = 200 \text{ } [\Omega]. \quad (2-17)$$

空洞壁での電力損失 (ジュール損失) は

$$P_c = \frac{V_c^2}{R_0} \text{ } [\text{W}]. \quad (2-18)$$

である。これらが空洞の性能を表す重要なパラメータである。

なお、超伝導空洞でよく用いられる最大表面電場 E_{sp} と表面磁場 H_{sp} の実効加速電場 E_{acc} に対する比 H_{sp}/E_{acc} は、

(ピルボックス空洞)

$$\frac{E_{sp}}{E_{acc}} = 1.57$$

$$\frac{H_{sp}}{E_{acc}} = 30.5 \text{ } [\text{Oe}/(\text{MV}/\text{m})]$$

(2-19)

である。

3. 超伝導空洞の表面抵抗

前節で空洞内の電磁場分布と加速性能を現す重要なパラメータを得た。その中で超伝導空洞と常伝導空洞の違いは各式に出てきた表面抵抗 R_s である。ここではその表記とその違いがもたらす効果を考える。

3.1. 常伝導空洞の高周波表面抵抗

常伝導空洞の高周波表面抵抗を考える。金属のような良導体は $\sigma \gg \epsilon\mu$ であるから、導体内の電磁場は(2-3)式の第2項を無視すると

$$\Delta \mathbf{E} = \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (3-1)$$

である。これから表面に平行な成分 E_x は金属内部へ向かう電磁波の侵入方向 z に対して

$$E_x = E_0 e^{i\omega t} e^{-(1+i)\sqrt{\frac{\omega\mu}{2}}z} \quad (3-2)$$

で減衰する解になる。この振幅が $1/e$ になる深さをスキンドープス (δ) と呼び実質的に電流が通過する表皮の厚さを示し、

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu}} \quad (3-3)$$

である。これと導電率 σ とを用いて表面抵抗 R_s は

$$R_s = \frac{1}{\delta\sigma} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \quad (3-4)$$

となる。

これを使って Fig.2.2 の銅製円筒空洞の諸特性を求めてみる。周波数が 1.3 GHz の場合は(2-7)式から空洞の直径 $2a$ は 176 mm である。高周波表面抵抗 R_s は(3-4)式で銅の導電率を $\sigma = 0.58 \times 10^8$ (mho/m) とすると $R_s = 9 \text{ m}\Omega$ になる。さらに(2-16)式から無負荷 Q ; $Q_0 = 2.8 \times 10^4$ 、シャントインピーダンス ; $R_0 = 5.7 \text{ M}\Omega$ が得られる。

空洞長を $d = \lambda/2 = 11.5 \text{ cm}$ として(2-18)式からは、この空洞に 35 MV/m の加速電場を励振すると、空洞壁で消費される高周波電力が 1メートル当たり 25 MW になることが判る。それを 20 km 並べるとピーク電力は 500 ギガワットにも達する。このすさまじい電力消費を現実的な数値にまで下げるためには、効率の良い (高いシャントイ

ンピーダンスを持つ) 空洞を設計すると共に、デューティーサイクル (=パルス幅×1 秒間の繰返し数) を 10^{-4} 以下にまで下げたパルス運転にしなければならない。

同じ強さの加速電場を得るときの常伝導空洞のパラメーターの周波数依存性は、(常伝導空洞)

- 空洞の直径 $\propto \omega^{-1}$
- 表面抵抗 $\propto \omega^{0.5}$
- 単位長さ当たりの空洞損失 $\propto \omega^{-0.5}$
- 単位長さ当たりの蓄積エネルギー $\propto \omega^{-2}$
- 無負荷 Q 値 $\propto \omega^{-0.5}$
- 単位長さ当たりの $R/Q \propto \omega$
- 単位長さ当たりのシャントインピーダンス $\propto \omega^{0.5}$

のようになる。これが常伝導空洞の特性であり、周波数が高いと高いシャントインピーダンスが期待できることから、リニアコライダーに向けた常伝導空洞では X-バンドを採用しその開発を続けたが、一方で空洞サイズが小さくなるためビーム輸送や収束系が難しいものになった。

3.2. 超伝導空洞の高周波表面抵抗

超伝導現象がクーパー対と呼ばれる 2 個の電子のペアがエネルギー凝縮して起こす相転移であることはよく知られているが、それを量子力学的に説明したのが 1957 年の BCS 理論である。本来なら反発する電子同士であるが、一方の電子が結晶格子をひずませ、その格子ひずみを感じて他方の電子が寄り添うという電子・格子相互作用による引力を導入して超伝導エネルギーギャップを説明した。この電子対が熱的あるいはマイクロ波で励起されギャップエネルギーを超えると常伝導電子となって電気抵抗が発生するが、この常伝導電子の数が統計的に扱われる。

通常、超伝導空洞の表面抵抗は

$$R_s = R_{BCS} + R_{res}, \quad (3-5)$$

と表わされる。ここで R_{BCS} は BCS 理論値、 R_{res} は空洞の表面状態がもたらす付加的な抵抗であり残留表面抵抗と呼ばれるものである。 R_{BCS} は

$$R_{BCS} = A \frac{\omega^2}{T} \exp\left(-\frac{\Delta(0)}{k_B T_c} \cdot \frac{T_c}{T}\right) \quad (3-6)$$

のように与えられ、 k_B はボルツマン定数、 $\Delta(0)$ は絶対 0 度でのギャップエネルギー、 T_c は超伝導臨界温度である。係数 A は超伝導体によって決まり、ロンドンペネトレーション深さ (λ_L)、コヒーレント長 (ξ_0)、フェルミ速度 (v_F)、平均自由行程などを含んでいる。Table 3.1 に代表的な超伝導体の特性を示す。

Table 3.1 超伝導体の特性

	T_c (K)	$\Delta/k_B T_c$	H_c (Oe)
Pb	7.2	2.2	800
Nb	9.2	1.9	2000
Nb ₃ Sn	18	2.2	5400
MgB ₂	39		
銅酸化物系	160	~2	>10000

なお、 $T < T_c/2$ の温度範囲でニオブには次式のような便利な半実験式が使える 3)。

$$R_{BCS} = 2 \times 10^{-4} \frac{1}{T} \left(\frac{f}{1.5}\right)^2 \exp\left(-\frac{17.67}{T}\right) \quad (3-7)$$

ここで、周波数 f には GHz、温度 T には K を単位とした数値を使う。これを使って Fig.3.1 に 500 MHz の場合と 1.3 GHz の場合をプロットした。ここでは R_{res} を $2n\Omega$ としてある。

これから 1.3 GHz のニオブ空洞の超伝導高周波表面抵抗を求めてみると、1 気圧での液体ヘリウムの沸点である 4.2K では $0.5\mu\Omega$ 、2K まで冷却すると $13n\Omega$ にまで下がることが判る。しかしさらに温度を下げて R_{res} が下限を与える。ここで仮定した $2n\Omega$ は現在の技術では極限に近い値であり、表面積が大きい 500 MHz 空洞になると 1桁くらいは大きくなる。

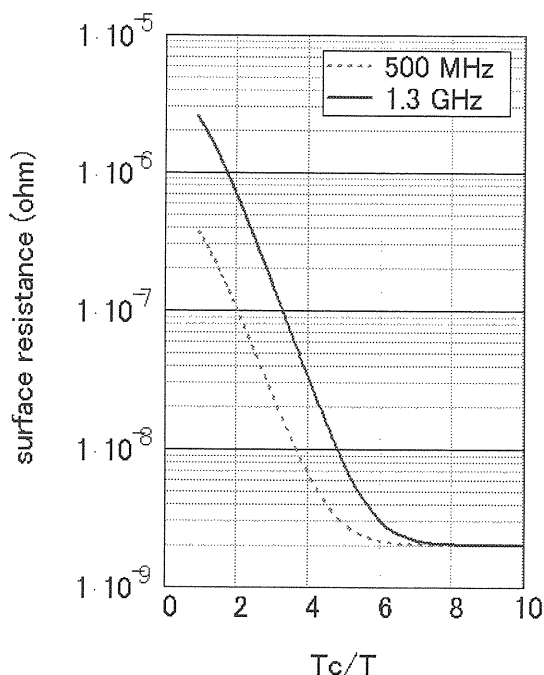


Figure 3.1: ニオブの高周波表面抵抗。 $R_{res}=2n\Omega$ とした。

この数値を用いて再び Fig2.2 の 1.3 GHz 超伝導円筒空洞を考える。常伝導に比べると 5 桁小さい表面抵抗が効いて、2K では $Q_0 = 1.9 \times 10^{10}$ 、 $R_0 = 4 \times 10^{12} \Omega$ の無負荷 Q とシャントインピーダンスが期待できる。このことは、10 MV/m の加速電場ならば空洞の消費電力はわずかに 3 W/m、35 MV/m にしても高々 35 W/m であることを意味する。一方ビームの平均電流を 10 mA とすれば、ビームへ渡す電力は 35 MV/m \times 10 mA = 350 kW/m であるから、これに比べると空洞自身の損失は全く無視してよい。このため極めて電力効率の良い加速器であると言える。これが高い電圧での CW 運転が可能である、電力効率が極めて良いという超伝導空洞の特徴を表している。さらに必要な電力がビーム電力だけになったため常伝導空洞のときと比べて、高周波のピーク電力が 2 桁下がったことも大きな長所である。

しかし高周波的には小さくても、冷凍機にとって 2K 領域への 35 W/m の熱流入は極めて大きい値である。冷凍機の効率を言うのは難しいが、こ

の熱を取るために冷凍機はおよそ 35 kW/m 程の電力を消費する。すると全長 20 km の冷凍機全体では 700MW を消費することになる。このため超伝導空洞と雖も、冷凍機負荷が制限となって、このように高い電場ではパルス運転にせざるを得ない。ILC がデューティサイクル 1% のパルス運転にする理由がこれである。

(3-6)式が示すように超伝導空洞の表面抵抗は周波数の 2 乗に比例するとともに、その運転温度にも強く依存する。常伝導空洞と同じように同じ加速電場を得るときの各パラメーターの周波数の依存性をまとめると以下ようになる。

(超伝導空洞)

- 表面抵抗 $\propto \omega^2$
- 単位長さ当たりの空洞損失 $\propto \omega$
- 単位長さ当たりの蓄積エネルギー $\propto \omega^{-2}$
- 無負荷 Q 値 $\propto \omega^{-2}$
- 単位長さ当たりの $R/Q \propto \omega$
- 単位長さ当たりのシャントインピーダンス $\propto \omega^{-1}$

常伝導空洞と大きく違うのはシャントインピーダンスで、超伝導空洞では低い周波数の方が有利である。しかし R_{res} が支配的するようになると表面積が小さくそのため電力消費も小さくなる分、高い周波数の方がインピーダンスは高くなる ($\propto \omega$)。Fig.3.2 に円筒型空洞のシャントインピーダンスの周波数依存性を 3 つの違う温度について

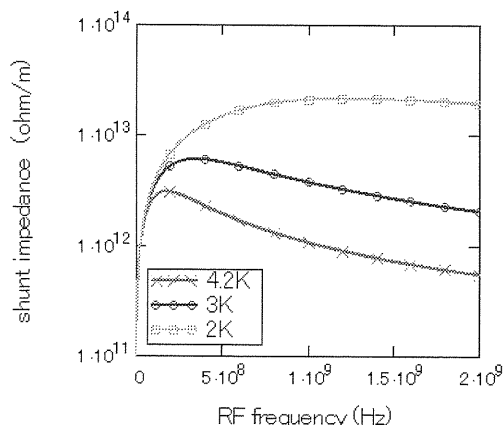


Figure 3.2: 円筒型超伝導空洞のシャントインピーダンスの周波数依存性。 ($R_{res}=10n\Omega$)

てプロットした。ここでは $R_{res}=10n\Omega$ としている。

周波数が下がると空洞サイズが大きくなるため、表面の管理や取扱いなどの製作面での不利、さらに空洞本体だけでなくクライオスタットなどの周辺部品も大きくなることによるコストアップにつながり、それが選択する周波数の下限を与える。それと入手可能な高周波電力源とが理由となって、今日の 1.3 GHz が選択された。

しかし常伝導空洞に比べて低い周波数が採用できることから空洞が大きくなり、ビームアパーチャーも大きく取れるようになった。このためビーム輸送系やアライメントの要求が緩和されたこと、2 桁以上も大きいデューティサイクル、そして高周波のピーク電力が小さい、これが超伝導リニアックを特徴付けている。

3.3. 磁場の効果

前節で見たように、超伝導空洞の表面抵抗には理論値 R_{BCS} のほかに残留表面抵抗 R_{res} がある。この原因には様々なものがあるが、常伝導に比べると超伝導の理論値 R_{BCS} が 5 桁以上も小さい値であるため、常伝導では無視できた小さな表面欠陥ですら空洞性能を決めてしまうことになる。

そのひとつが磁場のトラップである。超伝導空洞ではその内表面全体を表面電流が走るため、表面全体が均一な超伝導体でなければならない。磁束がトラップされるとその中心にはコヒーレンス長を ξ として $\pi\xi^2$ の常伝導部分ができ、そこが常伝導としての抵抗 R_n を持つことで、余計な電力を消費する。この常伝導抵抗値は(3-4)式で与えられている。

ある面積 A のところにトラップされた磁束 AB_{ext} は N 本の磁束量子 ϕ となって留まる。

$$AB_{ext} = N\phi \quad (3-8)$$

すると

$$R_{mag} = N \frac{\pi\xi^2}{A} R_n = \frac{B_{ext} \pi\xi^2 R_n}{\phi} \quad (3-9)$$

である。ここで第 2 種超伝導体の臨界磁場 H_{c2} から

$$B_{c2} = \frac{1}{2\pi\xi^2} \phi \quad (3-10)$$

であるから、

$$R_{mag} = \frac{B_{ext}}{2B_{c2}} R_n \quad (3-11)$$

となる。

すでに見たように R_n/R_s は $\sim 10^5$ なので $B_{ext} = 2 \times 10^5 B_{c2}$ になると R_{mag} は R_s に匹敵する大きさになってしまう。すなわちニオブの臨界磁場は 200 mT であるから 40 mGauss である。さらに、 $R_n \propto \omega^{0.5}$ であることを思い起こすと、この効果は周波数が高くなるほど大きくなることが判る。従って超伝導空洞にはしっかりした磁気シールドが必須である。

3.4. Q-disease

表面抵抗を大きくする現象に「Q-disease」と呼ばれる現象がある。ニオブ材料中の水素が冷却過程で結晶格子から追い出されて表面へ移動し、ある程度たまるとそこでニオブの水素化物を作る。これが弱い超伝導層を形成し、低い磁場で超伝導が破壊して表面抵抗が増す（無負荷 Q は下がる）ためと理解されている。昇温すると水素は再びニオブ中に溶け込んでしまう。冷え切ってしまうば水素の移動速度自体が遅くなるのでこの現象は生じない。そのため最も危険な温度領域である 100K \sim 160K 付近を急速に通過してしまう急冷法や空洞を 700 度付近でアニールすることによって水素そのものを材料から除去するなどがその対策方法として確立されている。酸素などの不純物原子によるトラップ効果もあるが、材料の純度はまた別の問題をもたらす。Fig.3.3 は 1991 年に Saclay 研究所が観測した Q-disease の現象である。急冷したときは加速電場の上昇に対して変化しない無負荷 Q (Q_0) (図中の a) が、120K から

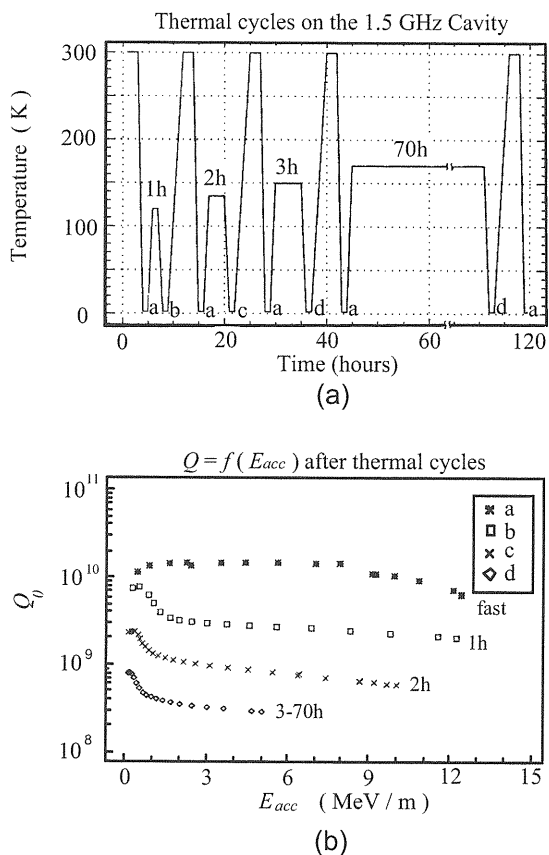


Figure 3.3: Saclely で確認された Q-disease。いくつかの冷却パターン(a)に対して超伝導空洞性能を比較した(b) 10)。

160K の温度領域に(b)1 時間、(c)2 時間、(d)3~70 時間放置することによって、放置時間に応じた劣化を示した 10)。

このほかに格子欠陥、不純物、表面粗さ、表面歪、さらには洗浄処理時の化学的残留物など、わずかに数 nΩ の抵抗に影響する要素は多く、とにかく格子欠陥や応力歪を有する機械加工面を除去し滑らかな表面を作るための表面処理技術、それを洗い流すための超純水を用いた徹底した洗浄、そして清浄な組立て環境をつくるクリーンルーム、これらが超伝導空洞の作業には必須である。

4. 最大加速電場

超伝導空洞で得られる加速電場には理論上の上限がある。それは空洞内に作られる磁場が空洞材

料の超伝導臨界磁場に達することによってもたらされる。このため超伝導空洞の形状設計では、実効加速電場に対する空洞表面の最大磁場の比が重要な最適化因子であり、通常は 40 Oe/(MV/m) 程度である。材料としてニオブを使うと、その H_c がおよそ 2000 Oe であるから 50 MV/m が上限となるが、現実の空洞内には様々な現象が発生し、この理論的限界に到達するのはなかなか難しい。一方、合金や高温超伝導体などのより高い臨界磁場を持つ材料を使えばさらに高い電場が期待できるとして開発研究が続けられているが、均質性、加工性、熱伝導度など問題は多く、ニオブ空洞を超える空洞性能を達成した材料はない。これまでに超伝導空洞が達成した 50 MV/m 以上の加速電場は 1.3GHz のニオブ製空洞によるものであり、現在でも超伝導空洞研究の中心はニオブ製空洞である。

ILC 空洞の現実の空洞製作とその計測については佐伯学行氏の講義を参照されたい。

4.1. マルチパクタ放電 (Multipacting)

超伝導加速空洞の電場を制限する現象の一つがマルチパクタ放電である。空洞表面の強い電場によって空洞内へ放出された電子が高周波電磁場の中を運動し、再び元の場所へ戻って壁をたたき 2 次電子を放出する。これが高周波の周波数に同期して繰り返されると急激な電子の増殖が起こり、ついには局所的な超伝導破壊に至る。先述したスタンフォード大学の結果 2~3 MV/m はこれによって制限された。この現象に対して、空洞内の電子の運動を解析することによって、電子軌道が元の場所に戻らない形状として球形空洞が 1978 年に提唱された 11)。加速軸付近の高い表面電場によって放出された電子は、電場による加速と同時に磁場によるローレンツ力のため電場が小さい赤道方向へと移動してしまい、元の場所には留まらない。そのため、超伝導空洞は Fig.2.1 に見られるような丸みを帯びた形状を採用するのが通例となっている。この電子の増殖現象には、壁に戻ったときの電子の衝撃エネルギー、空洞表面の 2 次電子放出係数、空洞内電磁場の振幅

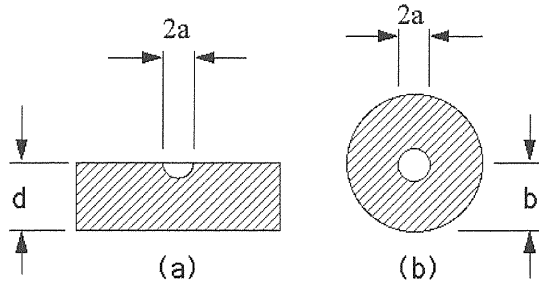


Figure 4.1: 空洞内面に埋め込まれた defect のモデル。 $a \ll d, b$ であれば(a)は(b)に近似できる。

と位相などの因子が関与し、シミュレーションを複雑にする。高周波電磁場と電子運動との同期現象であることから放電が生じる電磁場の強さは1周期、2周期というようにとびとびの値になる。単純なモデルから、電子が元の場所に戻ることで持続する1点マルチパクタ放電が発生する電場の強さは周波数に比例、また2点間のやり取りで継続する2次マルチパクタ放電は周波数の2乗に比例することが判る。この点では高い周波数の方が有利である。

4.2. 熱的超伝導破壊 (Thermal breakdown)

表面の欠陥や不純物によって生じた局所的な超伝導破壊がもたらすジュール発熱がさらに常伝導部分を広げることによって空洞全体の超伝導破壊を引き起こす現象は熱的超伝導破壊と呼ばれる。

この現象がどの程度の大きさで発生するかを考える。厚さ d のニオブ空洞表面に直径 $2a$ の半球金属が埋め込まれているとする (Fig.4.1a)。するとその金属の発熱は

$$\dot{Q} = \frac{1}{2} R_n H^2 \pi a^2 \quad (4-1)$$

ここで R_n は(3-4)式で表される常伝導の表面抵抗である。 $a \ll d$ であれば直径が $2b$ の超伝導体球に囲まれた直径 $2a$ の球形金属に近似することがで

きる (Fig.4.1b)。ただし $a \ll b$ とする。すると金属球の発熱は2倍の $2dQ/dt$ になりそれが超伝導体球へ伝わる。

超伝導体の熱伝導を κ とすると次式が成り立つ。

$$-4\pi r^2 \kappa \frac{dT}{dr} = 2\dot{Q} \quad (4-2)$$

これを a から b まで積分すると

$$\int_a^b \frac{dr}{r^2} = -\frac{2\pi\kappa}{\dot{Q}} \int_a^b dT \quad (4-3)$$

ここで T_a, T_b はそれぞれ金属球表面の温度、超伝導球の外面温度である。 $a \ll b$ であれば

$$\frac{1}{a} = \frac{2\pi\kappa(T_b - T_a)}{\dot{Q}} \quad (4-4)$$

これに(4-1)式を代入すると、 H は

$$H = \sqrt{\frac{4\kappa(T_a - T_b)}{aR_n}} \quad (4-5)$$

である。金属球の温度 T_a が超伝導体の臨界温度 T_c に達したときに超伝導破壊が生ずるので、そのときの H を H_{max} として、

$$H_{max} = \sqrt{\frac{4\kappa(T_c - T_b)}{aR_n}} \quad (4-6)$$

となる。例として $R_n = 10 \text{ m}\Omega$ の銅 ($a = 100 \text{ }\mu\text{m}$) が熱伝導度 $\kappa = 50 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ のニオブに埋め込まれていると、 $T_c = 9.2 \text{ K}$ であるから $T_b = 2 \text{ K}$ では H_{max} は $3.8 \times 10^4 \text{ A/m}$ である。これが磁場の強い赤道部であれば加速電場は 16 MV/m に制限されることになる。

このように小さな不純物でも加速電場を制限するには十分な原因となり得るが、(4-6)式に見られるように、材料の熱伝導度を上げることは加速

電場の向上に直接的に影響するので効果的である。1980年代に超伝導空洞の性能が大きく改善できたのは、ニオブ材の純度向上によるところが大きい。しかし純度といっても、不純原子による電子の散乱を問題にするほどの高純度であって、その評価には各種の分析ではなく室温と低温での電気抵抗を比較する残留抵抗比 (RRR) が用いら

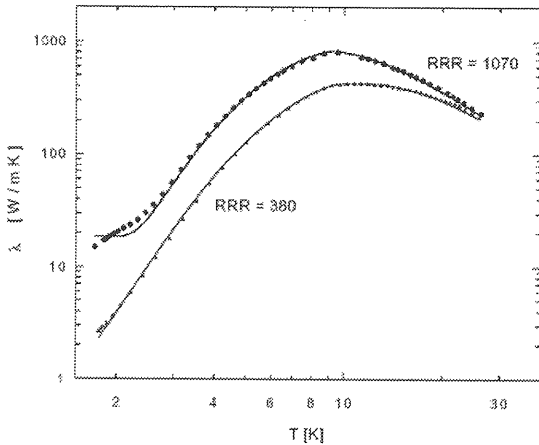


Figure 4.2: ニオブの低温での熱伝導度 12)。

れる。すなわち RRR が高い材料ほど低温での熱伝導度は大きい。ニオブの場合は、電子ビーム溶解の条件やその真空管理などインゴット製造工程の改善とともに、チタンやイットリウムなどと一緒に高温真空熱処理を行いニオブ表面に蒸着させることによって、それらの金属にニオブ中のガスを吸わせる特殊な精錬方法などが開発された。現在では、工業レベルでも RRR が 400、4.2 K での熱伝導度が 100 W/(m·K)程度とかつてよりも 1桁大きいものが入手できるようになり、最大電場は大きく改善した。それでも空洞表面の数十ミクロンの金属ゴミが発生する 0.1 W の高周波熱は、加速電場を 10 MV/m 程度に制限するには十分である。Fig.4.2 はニオブに熱伝導度の例を示す。

4.3. 電子放出

加速電場を制限する 3 番目の原因は、電子放出と呼ばれるものであり、電子が高周波と同期して増殖するマルチパクタ放電とは区別される。これは加速電場の増加にともなって空洞内に大量の電子が放出され、それらが電磁場で加速され空洞壁

に衝突して熱になることで大きな電力損失になると同時に局所的な超伝導破壊を生じる現象であって、空洞の表面状態に強く依存する。

表面電場 E による放出電子は(4-7)式の Fowler-Nordheim の法則に従って指数関数で増加する。

$$I \propto (\beta E)^{2.5} \exp\left(\frac{-\beta\phi^{1.5}}{\beta E}\right) \quad (4-7)$$

ここで ϕ は仕事関数、 β は電場増大係数であって、表面の突起形状やほこりなどの汚れが関与する。このため、化学的な研磨処理にを施した後の空洞表面に、大量の超純水を用いた水洗や超音波洗浄、高圧水洗浄などの徹底した洗浄が行われ、その上でクリーンルーム内で組み立て作業が行われるが、これらの工程には半導体生産に使われる手法が数多く適用されている。

上記以外にも実際の運転になると、空洞本体以外の入力結合器などの周辺部品での放電、あるいは空洞自身がクライオポンプとなるため、隣接するビームダクトから侵入した残留ガスの凝縮なども放電の原因となる。

4.4. 最近の結果

ここまで超伝導空洞の性能に関わるいくつかの現象を見てきたが、ここで実際の計測結果を見て

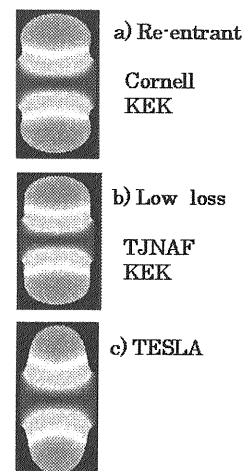


Figure 4.3: 種々の形状の単セル空洞。

みる。

4.4.1. 単セル空洞の結果

最近 ILC 空洞の候補として盛んに研究されている空洞形状の代表的な例を Fig.4.3 に示す。TESLA 型空洞の最大表面磁場と加速電場との比は Table4.1 にあるように、4.15 mT/(MV/m) であり、40 MV/m の加速電場は空洞表面に 170 mT の磁場をつくるが、これはニオブの臨界磁場の値に近くまた数々の実験データから、ほぼ理論的限界に達していると思われる。現在はこの形状で 35 MV/m を達成することがベースラインの目標となっている。他方、加速電場に対する表面磁場の比がより小さい形状にしてみてもっと高い加速電場を達成しようとする(といっても 12%であるが)、あるいは電子放出を抑制するために表面電場との比も小さくする、など形状の最適化が行なわれている。いずれも R/Q を大きく損なわないような形状であることが必要であり、ビームアパーチャー、高調波のインピーダンス、機械強度、表面洗浄のやり易さなどとのバランスのなかで最適化されなければならない。形状変更にとまなう加工手順や加工条件の大きな変更は空洞性能に決定的な影響を与えると考えられるからである。

Table 4.1: 高電界型単セル空洞の形状パラメーター比較。

	RE (a)	Ichiro (a)	LL (b)	TESLA (c)
Iris dia. (mm)	66	61	60	70
E_p/E_{acc}	2.21	2.02	2.36	1.98
Hsp/Eacc (mT/(MV/m))	3.76	3.56	3.61	4.15
R/Q (Ω)	126.8	138	133.7	113.8
Γ (Ω)	277	285	284	271

Fig.4.4 は計測されたこれらの空洞の性能である。どれも 50 MV/m まで達するすばらしい結果であり、空洞製作の基礎技術は出来ていることを示している。あとはこれが多セル構造へそのまま素直に反映できるかの一点であるが、それはまだ達成されていない。

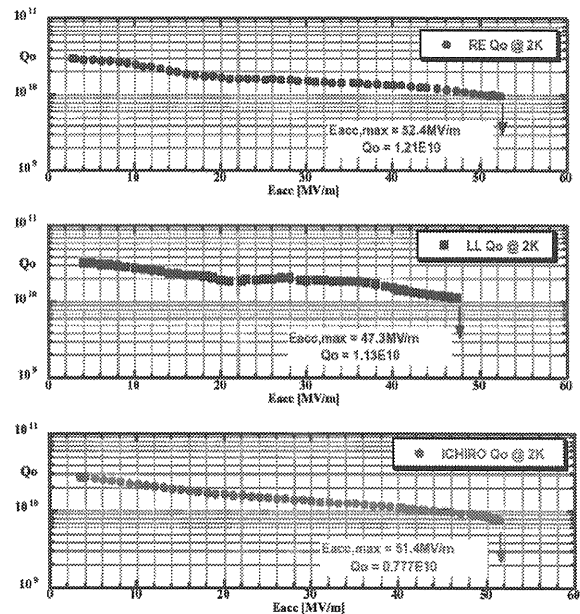


Figure 4.4: 単セル空洞の性能比較 (13)。

4.4.2. 9セル空洞の結果

単セル空洞で達成された電場を 9セル空洞で実現するまでには時間と努力が必要である。表面積が増えるにもなって表面欠陥の数が増えるだけでなく、大きくなって扱いにくくなるために製造工程や表面処理、洗浄、組立などすべての作業の質にばらつきが出来るためである。高い表面電場での放出電子の振る舞いには 9セル特有の問題もあるであろう。さらに入力結合器 (パワーカップラ

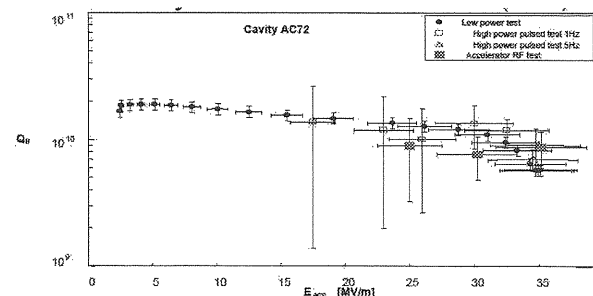


Figure 4.5: DESY の 9セル空洞の性能。9セル空洞で 35 MV/m が達成された。空洞の表面処理には電解研磨が施された (9)。

一) が付いて室温部とつながれば、その部分での電子放出も空洞の放電に影響する。

Fig.4.5 に DESY で計測された結果の例を示す。9 セル空洞の単体性能試験（通常、縦型クライオスタットで計測されるので縦測定と呼ばれる）の結果に、入力結合器も組み込んだモジュールとしての性能（横測定）が重ねてある。縦測定の 35 MV/m が最終組立て後に再現されていることがわかる。

しかし、Fig.4.6 には過去 10 年間に DESY で計測された 9 セル空洞の全ての縦測定結果が示してある。2001 年以降、DESY では空洞表面処理の主流を化学研磨法（Chemical polishing, CP）から電解研磨法（Electropolishing, EP）に移行している。この図から現在の加速電場の再現レベルは 30 MV/m 程度であるということが出来る。他方、単セル空洞で実証した電場にも到達はしているので、性能はまだ右肩上がりというべきか。表面の仕上がり面粗度が格段に違うことから高電界に強いと考え、KEK では伝統的に電解研磨法を採用してきた。ここでさらに 9 セル空洞の再現性を改善するためのブレークスルーの発見が期待されている。

5. パルス運転

3.2 節で超伝導空洞の特徴は高い電場での CW 運転であるとしたが、加速電場が高い ILC では、超伝導といえどもやはりパルス運転になる。

5.1. 入力器の結合度と時定数

入力結合器と空洞との最適の結合の強さを求めてみる。(2-13)式の Q 値の定義の中で $P_c = dU/dt$ であることを思い起こせば、空洞内の蓄積エネルギーの時間変化 $U(t)$ は

$$\frac{dU(t)}{dt} = -\frac{\omega}{Q} U(t). \quad (5-1)$$

空洞に入力結合器が取り付けられれば、空洞内のエネルギーは空洞壁で失うジュール損失(P_c)だけでなく、結合器から漏れ出る電力(P_{rad})としても失われる。そこで全体の電力損失 P_{tot} は

$$P_{tot} = P_c + P_{rad} \quad (5-2)$$

である。ここで空洞の壁損失に無負荷 Q (Q_0) を与えたように結合器から漏れる電力に対して Q_{ext} 、全体の損失に対して Q_L を与える。ここで Q_{ext} は外部 Q、 Q_L は負荷 Q と呼ばれる。

$$Q_L = \frac{\omega U}{P_{tot}}, \quad Q_0 = \frac{\omega U}{P_c}, \quad Q_{ext} = \frac{\omega U}{P_{rad}}, \quad (5-3)$$

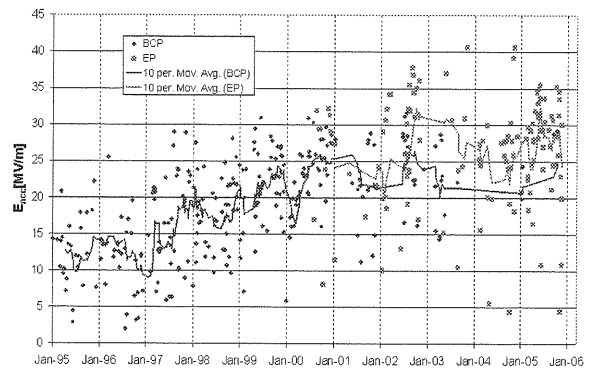


Figure 4.6: DESY で過去 10 年間に測定された 9 セル空洞の Eacc の推移。2001 年以降、電解研磨法(EP)による表面処理が主流になっている。現時点での平均電場は 30MV/m 程度、性能のばらつきは広がったように思われる。(ILC DGE Meeting LICWS06, Bangalore, India)

すると(5-1)式は

$$\begin{aligned} \frac{dU(t)}{dt} &= -P_{tot} = -(P_c + P_{rad}) \\ &= -\omega \frac{1}{Q_L} U(t) = -\omega \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}} \right) U(t) \end{aligned} \quad (5-4)$$

ここで次のような結合定数 β を導入すると、

$$\beta = \frac{P_{rad}}{P_c} = \frac{Q_0}{Q_{ext}} \quad (5-5)$$

β は結合器を通過する電力を空洞壁損失に対する比で表していることが判る。そして負荷 Q は、

$$Q_0 = (1 + \beta)Q_L \quad (56)$$

となる。ここで $\beta=1$ 、すなわち結合器から漏れ出る電力 P_{rad} と空洞損失 P_c とが等しいときは整合(マッチング)が取れた状態と呼ぶ特別な場合であり、結合器からの投入電力が反射することなく全て空洞側に入る効率の良い状態になる。

ビームが入射して電力 P_b を持ち去る場合は結合器から見た空洞の電力消費は P_c+P_b である。このときに反射がないように結合度を選んでおけば電力効率の良い運転ができる。つまり、(5-5)の P_{rad} を P_c+P_b とおいた β にしておけば、ビーム負荷 P_b が加わったときに整合が取れる。そこで

$$\beta = \frac{P_c + P_b}{P_c} \quad (5-7)$$

しかし、超伝導空洞の場合は $P_c \ll P_b$ なので、

$$\beta = \frac{P_c + P_b}{P_c} \approx \frac{P_b}{P_c} \gg 1 \quad (5-8)$$

となり、常伝導空洞の場合が $1 \sim 2$ である β が超伝導空洞では 1000 以上の非常に大きい値となる。これはまた、

$$Q_L = \frac{Q_0}{1 + \beta} \approx Q_{ext} \quad (5-9)$$

と書け、結合度が強いために超伝導空洞の負荷 Q は結合器の Q_{ext} に等しくなることが判る。さらに最適な結合度は、

$$Q_{opt} = Q_L = \frac{V_c^2}{P_b(R/Q)} \quad (5-10)$$

のように、加速電場とビーム電力で決まる。再び 3 節の超伝導円筒空洞に適用してみると、 $L = 0.115 \text{ m}$ として、 $E_{acc} = 35 \text{ MV/m}$ 、 $P_b = 350 \text{ kW/m}$ 、

$R/Q = 1.7 \times 10^3 \text{ } \Omega/\text{m}$ とすれば、 $Q_{ext} = Q_L = 2.0 \times 10^6$ が適性な結合度になる。

負荷 Q は共振周波数の半値幅(FWHM)を与える。今の場合 1.3 GHz 空洞では、

$$\Delta f_{half} = \frac{f_0}{Q_L} = 650 \text{ [Hz]} \quad (5-11)$$

である。超伝導空洞は Q 値が高いので共振のバンド幅が極端に狭くて制御が大変と思うかもしれないが、実はビーム負荷に応じて広がる。それでも常伝導空洞は負荷 Q が $\sim 10^4$ であるから半値幅は 130 kHz 程度になり、超伝導に比べて十分に広い。

さらに(5-4)式からは蓄積エネルギー $U(t)$ の減衰時定数 τ

$$\tau = \frac{Q_L}{\omega} \quad (5-12)$$

が得られる。上の例では $240 \text{ } \mu\text{s}$ になる。一方、常伝導では $1 \text{ } \mu\text{s}$ 程度である。空洞内電場は蓄積エネルギーの平方根に比例するから、その時定数は当然

$$E \propto \exp\left(-\frac{Q_L}{2\omega} t\right) \quad (5-13)$$

である。

5.2. ローレンツ・デチューニング

超伝導空洞をパルスで運転する場合に配慮すべきことは電力効率とローレンツ・デチューニングである。

上記で見たように、超伝導空洞では時定数が長いので、必要なパルス幅の前後にある電磁場の立上がりりと立下がり(build up と decay)の電力が無視できない (Fig.5.1)。電力効率の良い運転のためには、極力パルス幅を長くしてこの両者が無視できるようにする必要がある。

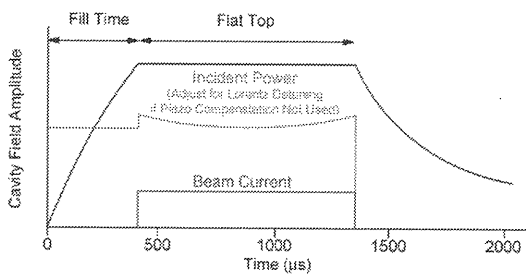


Figure 5.1: パルス運転前後の立上りと立下り。時定数は(5-13)式のようになる。

空洞内に高い電磁場が励振されると、表面電流がローレンツ力を受けて空洞に力を与える。超伝導空洞は薄板構造であり機械強度が乏しいため、この力によって空洞が変形し共振周波数がずれる。その結果空洞内の加速電場は下がる。この降下を補正するためには入力電力を増やしてやる必要がある。

電磁場の2乗に比例するローレンツ力が空洞に与える変形とそれによる周波数変化の評価は複雑である(Fig.5.2)。

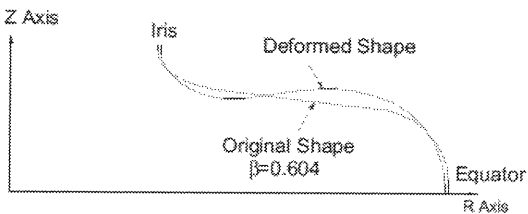
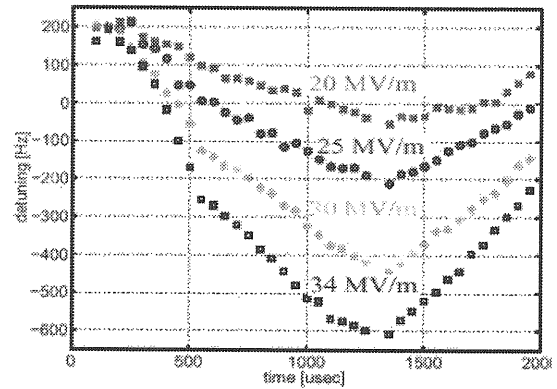


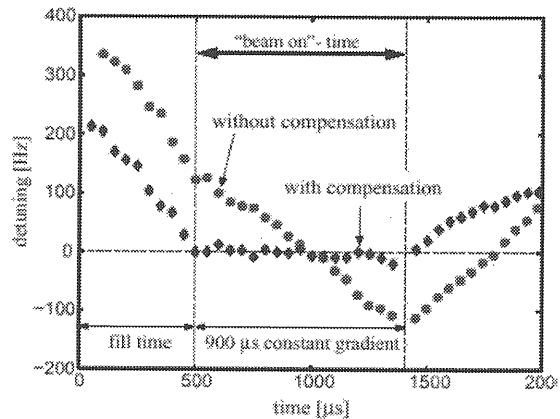
Figure 5.2: ローレンツ力による空洞変形(14)。

この共振点からのずれを Δf とすると、加速電場の補正に必要な電力の増加 $\Delta P/P_b$ は(5-11)式の Δf_{half} を用いて、

$$\frac{\Delta P}{P_b} = \frac{1}{4} \left(\frac{2\Delta f}{\Delta f_{half}} \right)^2 \quad (5-14)$$



(a)



(b)

Figure 5.3: ローレンツ・デチューンの例。(a) 350 μ s の立上がりに続く 950 μ s のフラット・トップの間の周波数変化。変化量は加速電圧の2乗に比例している。(b)ピエゾ素子を使った高速周波数チューナーによる補正実験。チューナーなしのときの周波数変動(ローレンツ・デチューン)を、高速チューナーでパルス的に空洞を変形させて、ちょうどキャンセルする(feedforward)。

で与えられる。ただしここでは投入電力が全てビームにわたる最適結合度を仮定しており、その電力を P_b としている。

高周波電力の余裕を 10%以内に抑えるためには、周波数の変動を 130 Hz 以内にしなければならない。これは 9セル空洞に対して 0.4 μ m の全長変化に相当する。先述したように、電場が 240 μ s の時定数で立上がる間に正確にこの周波数変化を補正する周波数チューナーの開発が必須である。Fig.5.3(a)はパルスが立ち上がるときの共振

周波数変化を示している。変化は加速電場の2乗に比例している。Fig.5.3(b)はマイクロ波の立上がりに合わせて、ピエゾ素子を用いた高速周波数チューナーで空洞をパルス的に変化させて、ローレンツ・デチューンをキャンセルした結果である(15)。

6. おわりに

2004年のITRPの決断以降、超伝導空洞を主体にしたリニアコライダ建設の、国際協力体制作り、概念設計、コストの評価と着実に進展はしているが、未だに決まらない基本パラメーターがあって、それが加速電場である。TESLA-TDRの25 MV/mから始まって現在では35 MV/mに、さらには40 MV/mの可能性という目標が掲げられている。これには極低温下での表面物理の理解と実践が必要であり、その答えを得るにはまだ多くのR&Dが必要である。他方、2万台の空洞をいかに安く、再現性良く生産するかという工業技術開発の問題があるが、その解決に向けた明確な戦略や進展はまだ見えていない。さらに生産工程だけでなくその後の運転を考えると、部品ひとつひとつの信頼度を高くしておくことが必須であるが、その検証もまだである。このように超伝導空洞本体だけでなく入力結合器、高調波結合器、周波数チューナーなど付属部品についても開発研究のテーマは事欠かないが、時間は限られている。そこでこれらに積極的に取り組む方々の多数の参加が是非とも必要である。そのような方々の入門になればと、本稿では超伝導高周波加速空洞について、応用の歴史、空洞内の電磁場と加速モードのパラメーター、空洞性能の制限、開発の現状などの基本を述べたが、筆者の力不足により全くの不十分である。本セミナーでは本稿を概要として、空洞や結器の設計計算を扱った講義(加古永治)と空洞製作と計測の実際を扱う講義(佐伯学行)とを用意したので、具体的な問題についてはそちらを参照されたい。

参考文献

[1] H. A. Schwettman, et al.: "Measurements at High Electric Field Strengths on Superconducting

Accelerator Cavities," Proc. of 5th Int. Conf. on High Energy Accel. Frascati (1965) 690.

[2] M. Tigner, "A Possible Apparatus for Electron Clashing-Beam Experiments", II Nuovo Cimento 37, 1228-1231 (1965).

[3] H. Padamsee, et al.: "RF Superconductivity for Accelerators," John Wiley & Sons, INC., New York (1998)

[4] K. W. Shepard: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26 (1989) 3659-3663

[5] Y. Kojima, et al.: "Superconducting RF Activities as KEK," Proc. of the 4th Workshop on RF Superconductivity, KEK, KEK Report 89-21, January 1990 A (1990) 85.

[6] G. Geschonke: "Performance of the LEP 2000 Superconducting RF system," Proc. of the 9th Workshop on RF Superconductivity, Los Alamos (1999)

[7] S. Belomestnykh: "Operating Experience with $\beta=1$ high current Accelerators," Proc. of the 11th Workshop on RF Superconductivity, DESY. (2003)

[8] T. Furuya, et al.: "Achievements of the Superconducting Damped Cavities in KEKB Accelerator," Proc. of the 11th Workshop on RF Superconductivity, DESY. (2003)

[9] TESLA Technical Design Report, 2001.

いわゆる TESLA-TDR と呼ばれるレポートで、
http://tesla.desy.de/new_pages/TDR_CD/start.html
から入手ができる。

[10] B. Bonin and W. Roth, Proc. of the 5th Workshop on RF Superconductivity, DESY, Germany, 1991, DESY-M-92-01, p.210.

[11] U. Klein and D. Proch, Wuppertal, Nov., 1978, WU B 78-31.

[12] T. Schilcher, DESY Report No. TESLA 95-12, 1995.

[13] C. Adolphsen, "Main Linac Design", ILC-MAC Review, FNAL, Apr. 6-7, 2006

[14] 大内伸夫, OHO2001 テキスト

[15] S. N. Simrock, "Lorentz Force Compensation of Pulsed SRF Cavities", Proc. of LINAC2002, Gyeongju, Koera, 556-560 (2002).

[16] いわゆる SC-RF ワークショップと呼ばれる超伝導 RF の国際ワークショップのプロシーディング。ほぼ2年毎に開催されている。以下がこれまでに開催されたワークショップである。

- (1) Karlsruhe, edited by M. Kuntze, KfK 3019, Germany, Jul. 2-4, 1980.
- (2) CERN, edited by L. Lengeler, Switzerland, Jul. 23-27, 1984.
- (3) ANL, edited by K. shepard, ANL-PHY-88-1, U.S.A., Sep. 14-18, 1987.
- (4) KEK, edited by Y. Kojima, KEK Report 89-21, Japan, Aug. 14-18, 1989.
- (5) DESY, edited by D. Proch, DESY-M-92-01, Germany, Aug. 19-24, 1991.
- (6) J.Lab., edited by R. Sundelin, CEBAF, U.S.A., Oct. 4-8, 1993.
- (7) CEA/Saclay, edited by B. Bonin, France, Oct. 17-20, 1995.
- (8) INFN, edited by V. Palmieri, A. Lombardi, LNL-INFN(rep) 133/98, Italy, Oct. 6-10, 1997.
- (9) LANL, edited by B. Rusnak, LA-13782-C Conference, Nov. 1-5, 1999.
- (10) KEK, Tsukuba, Japan, Sep, 2001.
- (11) DESY, Travemunde, Germany, Sep. 3-8, 2003.

(12) Cornell Univ., Ithaca, U.S.A, Jul 10, 2005.

(13) 次回開催は2007年、中国。

[17] これまで OHO で取り上げた超伝導空洞の講義は以下の通りです。

- (1) OHO87: 野口修一 “超伝導空洞”
- (2) OHO92: 光信信二 “超伝導空洞”
- (3) OHO94: 古屋貴章 “超伝導空洞”、これは KEKB ファクトリー用超伝導空洞を解説したもの。
- (4) OHO01: 大内伸夫 “線形加速器 III”、超伝導陽子加速器について。
- (5) OHO05: 大内伸夫 “超伝導陽子リニアック”、J-PARC 用超伝導リニアックを扱ったもの。

[18] 加速器の超伝導を扱った教科書として

- (1) Proc. of the Asian Accelerator School “Physics and Engineering of High-Performance Electron Storage Rings and Application of Superconducting Technology”, edited by S. Kurokawa et al., China, Nov.21 –Dec.4, 1999.
- (2) International Accelerator School for Linear Colliders, Sokendai, Hayama, May 19-26, 2006.
<http://www.linearcollider.org/cms/?pid=1000171>