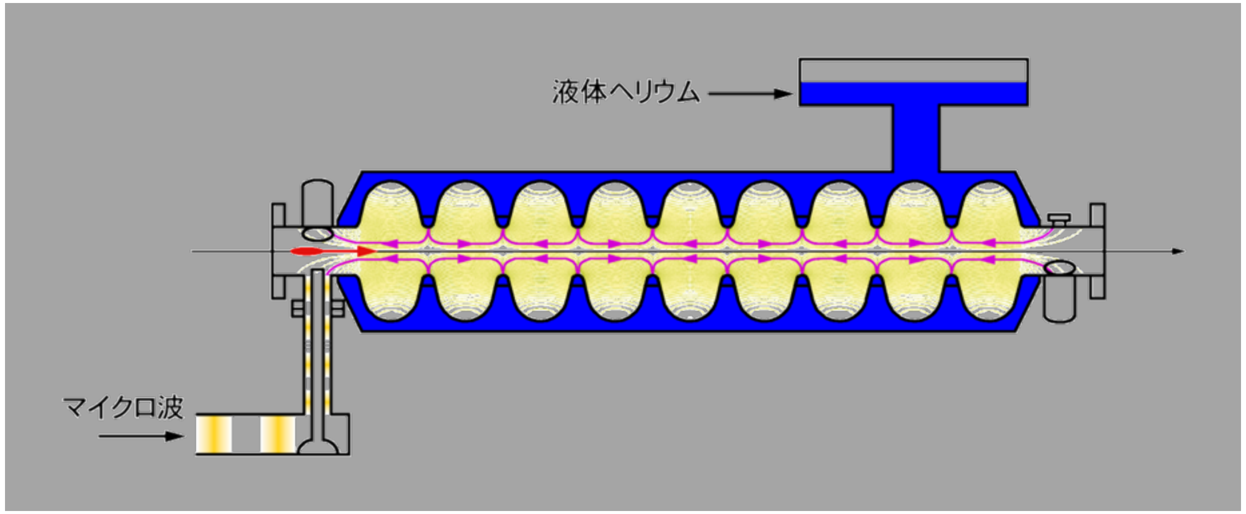
Oho’21 テキスト (超伝導空洞)

KEK CASA
片山 領

超伝導空洞とILC加速器の概要

ILCで使用される超伝導空洞の概要①

- ◆第二種超伝導体のニオブ(Niobium)で作られている
  - ◆ニオブの転移温度は約9.25K
- ◆ILCでは2Kの超流動液体ヘリウム環境下で動作する
  - ◆常流動の液体ヘリウムを減圧することで2Kを実現
- ◆表面の高周波抵抗(R_S)が非常に小さい(～10nΩ→Q値>10^{10})
  - ◆少ないパワーで高加速勾配が得られる

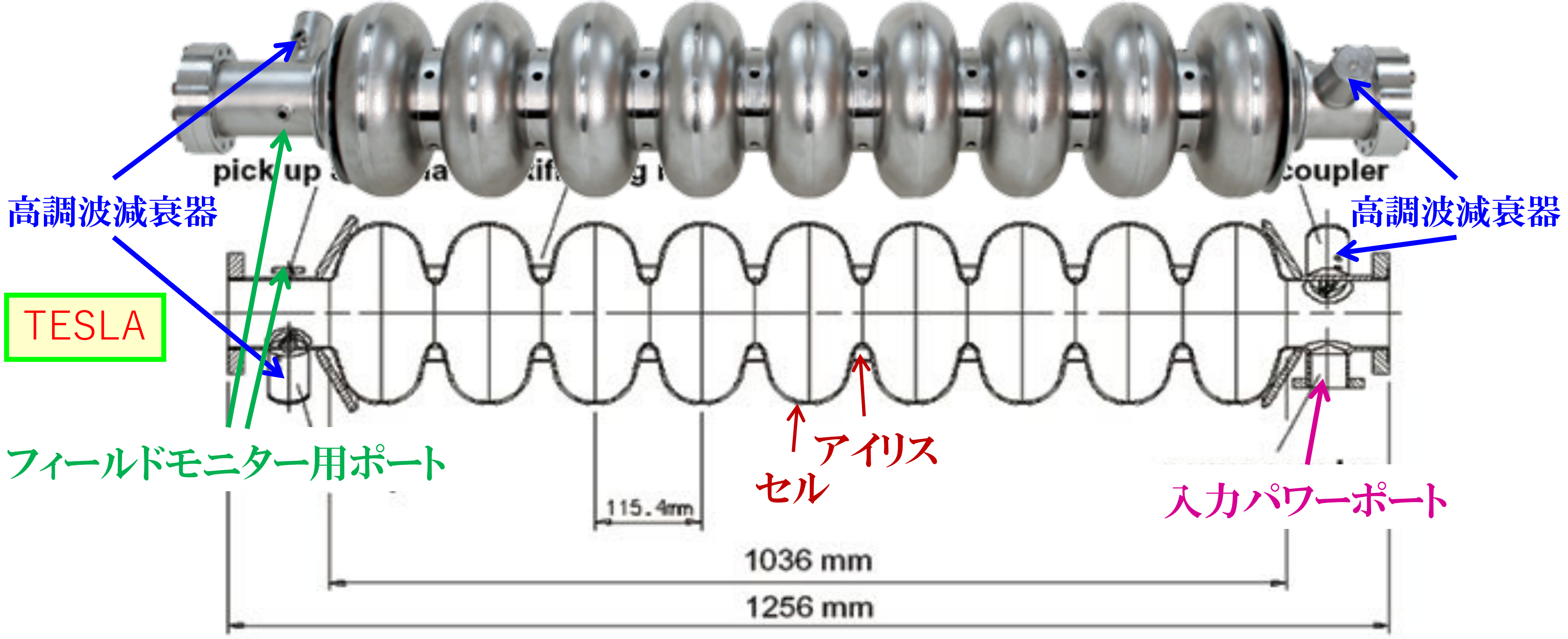


ビームの入射するタイミングに合わせてマイクロ波を供給する。これによりビームが加速される。

ビームが励振させた高調波は、高調波減衰器により空洞から外へ取り出される。

[引用] 山本康史，ＩＬＣ大学連携タスクフォースセミナー

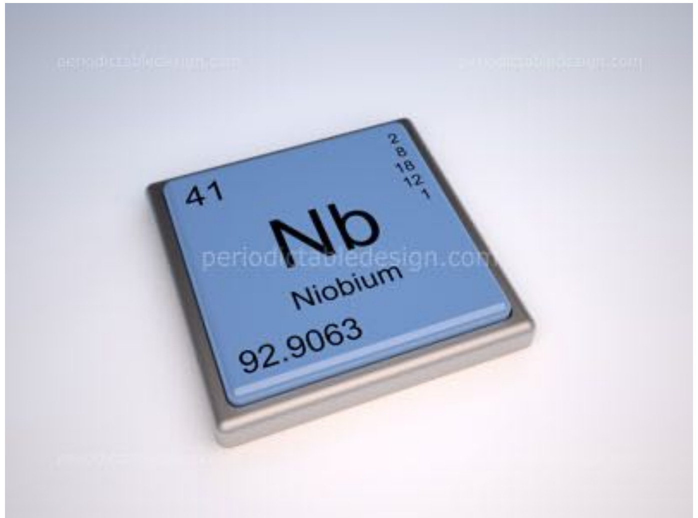
ILCで使用される超伝導空洞の概要②



[引用] 山本康史，ＩＬＣ大学連携タスクフォースセミナー

ニオブ

- 原子番号　　：41
- 原子量　　　：92.9 a.m.u.
- 比重　　　　：8.57
- 結晶構造　　：体心立方構造
- 融点　　　　：2750K
- 沸点　　　　：5017K
- 超伝導特性　：第二種超伝導体

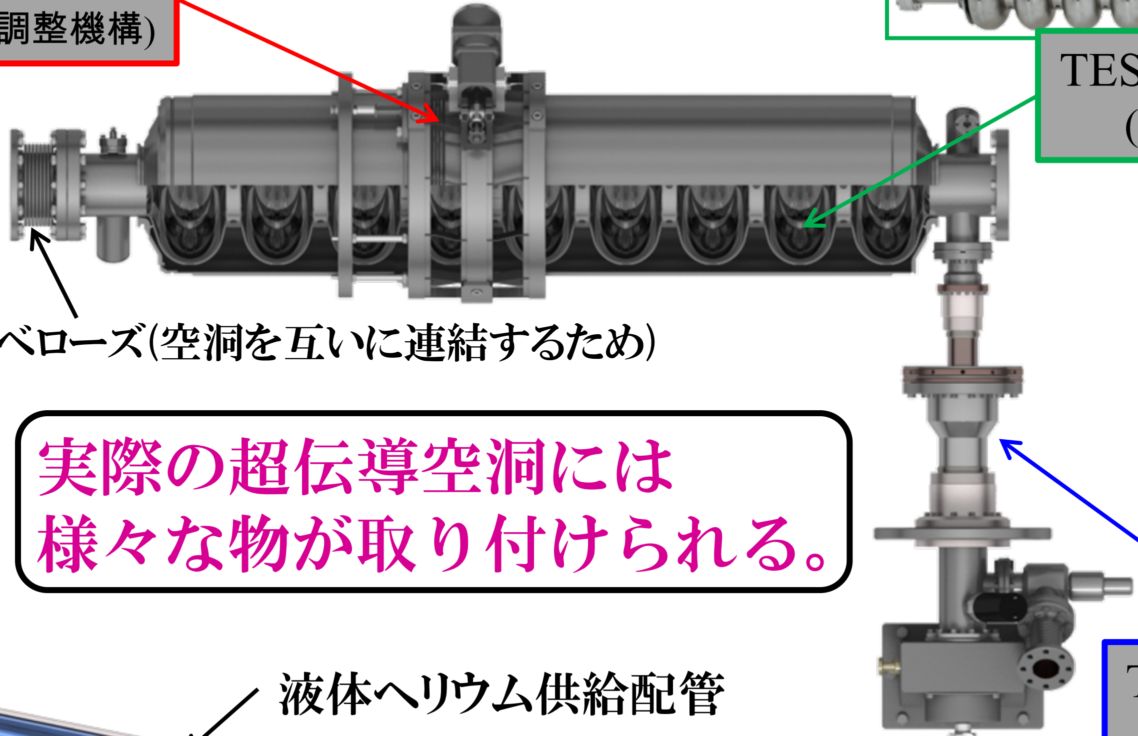


Nbはこの中で最も転移温度が高い金属

［引用］山本康史,
ＩＬＣ大学連携タスクフォースセミナー

TDRでの空洞パッケージ

Blade tuner
(周波数調整機構)

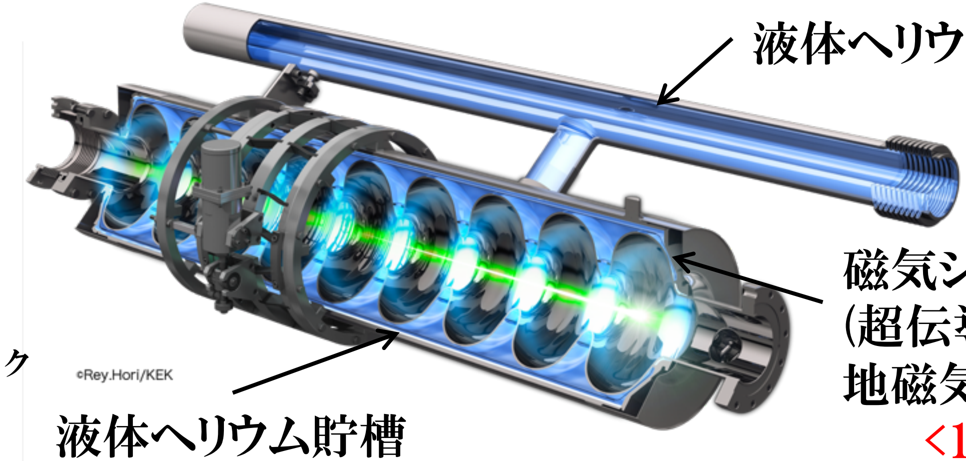


TESLA-ILC cavity
(超伝導空洞)

ベローズ(空洞を互いに連結するため)

実際の超伝導空洞には
様々な物が取り付けられる。

TTF-III coupler
(入力結合器)



液体ヘリウム供給配管

磁気シールド
(超伝導状態を守るために
地磁気の影響を抑える)
<10mG@cavity

液体ヘリウム貯槽

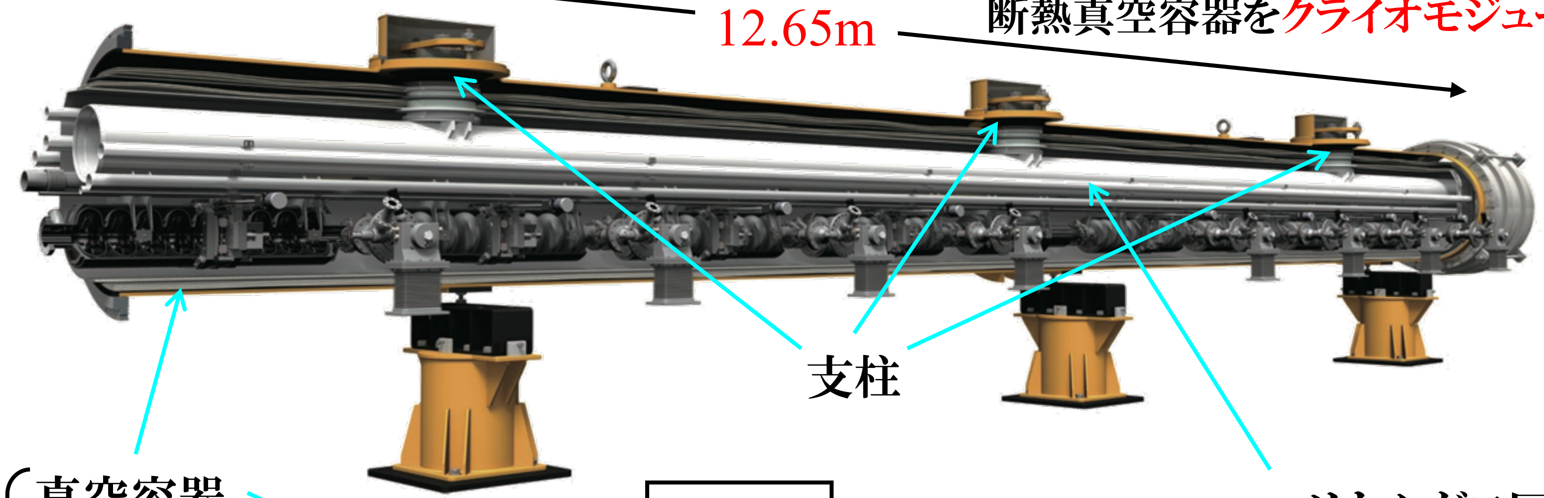
[引用] 山本康史,
ＩＬＣ大学連携タスク
フォースセミナー

超伝導空洞を収めるクライオモジュール

8～9台の超伝導空洞が収納された
断熱真空容器をクライオモジュールと呼ぶ

［引用］山本康史,
ＩＬＣ大学連携タスク
フォースセミナー

12.65m

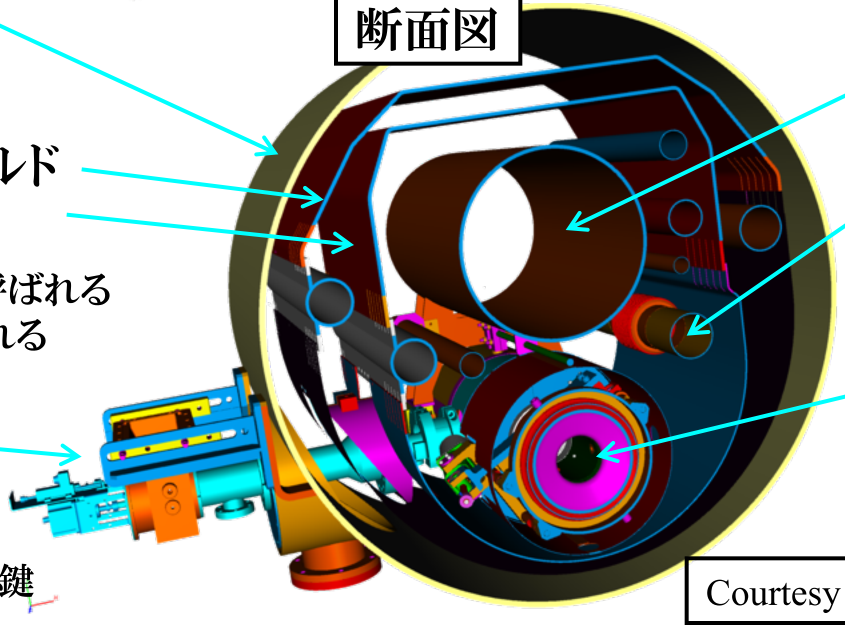


断熱効果

真空容器

輻射熱シールド
(80K, 5K)

さらにsuper insulationと呼ばれる
断熱材が何十層にも巻かれる



ヘリウムガス回収配管

液体ヘリウム供給配管

超伝導空洞

入力結合器
(高周波の通り道)

ここからの熱流入を如何に
小さくできるかが低温技術の鍵

ILC加速器の概要

加速器トンネル31km中、22kmは超伝導加速空洞が設置される。

Main linac of e^+, e^-	
Beam energy	: 250GeV + 250GeV
Length of linac	: 11km+11km
# of Klystron	: 373
# of Cryomodule	: 1680
# of Cavity	: 14560

主線形加速器がコストの60%を占める

［引用］山本康史,
ＩＬＣ大学連携タスク
フォースセミナー

ILCにおける超伝導空洞の要求スペック

① 空洞単体試験: **35 MV/m±20% (28–42 MV/m)を90%の成功率で実現させる。**

② 加速器運転: **31.5MV/m±20% の加速電界でビーム運転を行う。**

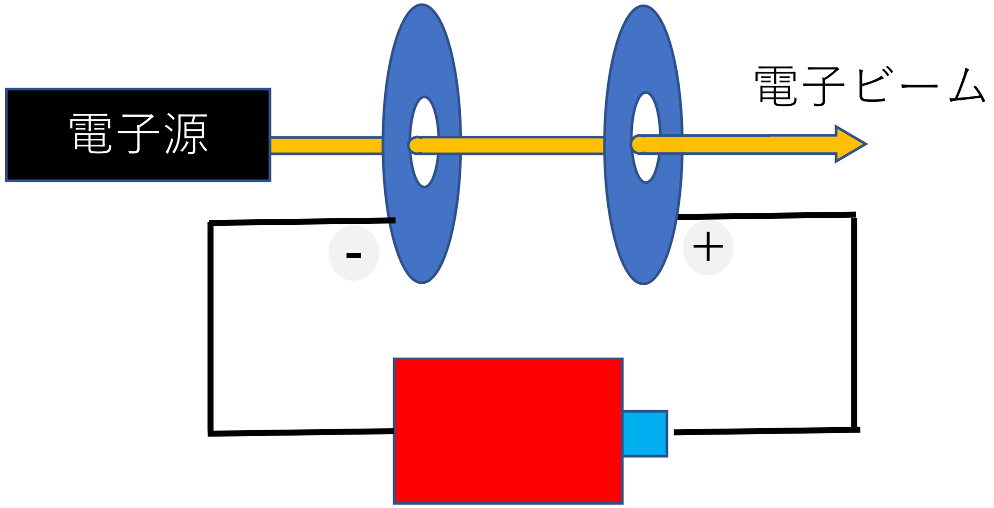
35 MV/m以上にはすでに到達しているので、
成功率のさらなる向上とコスト削減が目標。

[引用] 山本康史,
ＩＬＣ大学連携タスクフォースセミナー

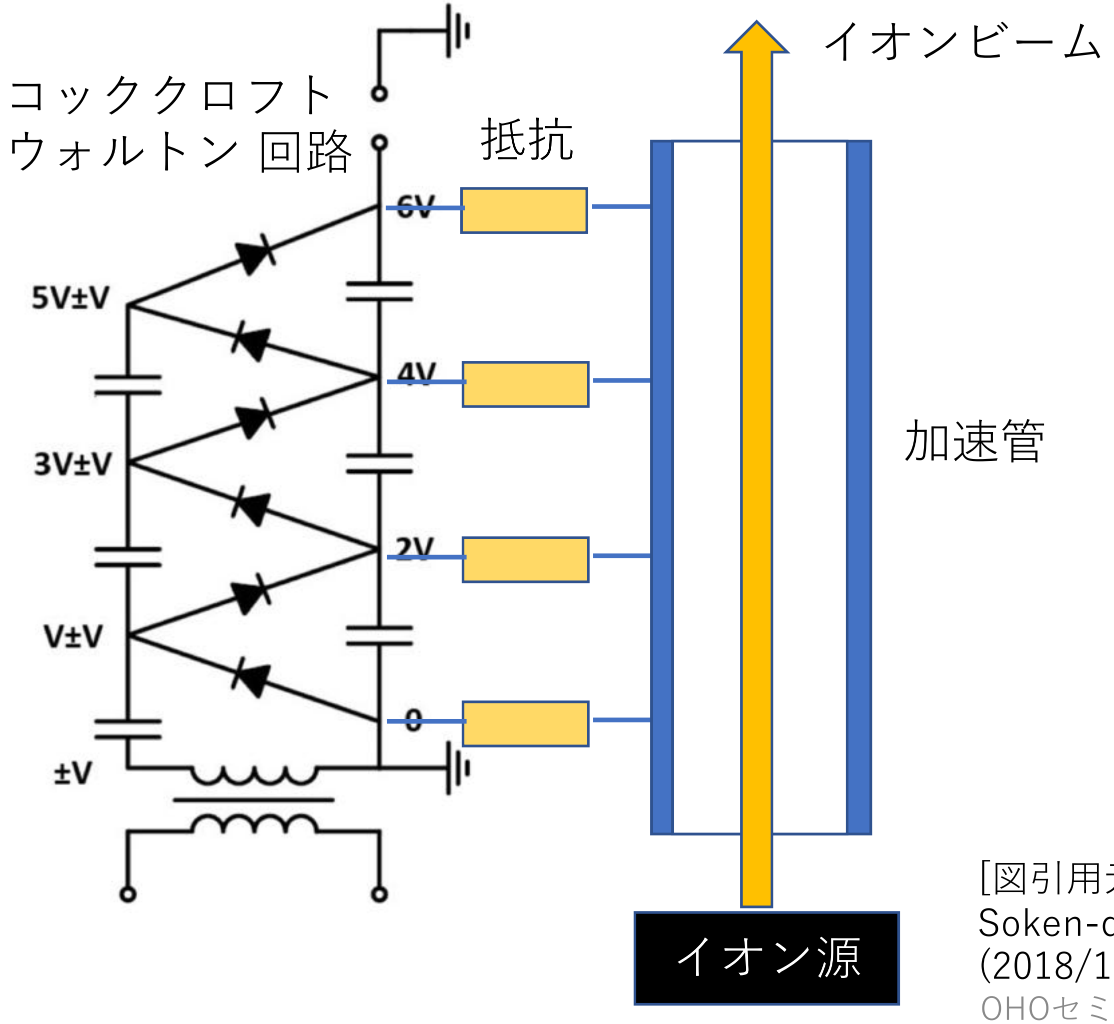
粒子加速の方法と原理

静電加速

- 歴史上最も早く粒子加速を実現した方法
- 直流電圧を印加した極板間の静電場を用いて粒子を加速する
- 主に二つの方式が存在する
  - コッククロフト-ウォルトン型加速器
  - 帯電ベルト方式（パンデグラーフ）



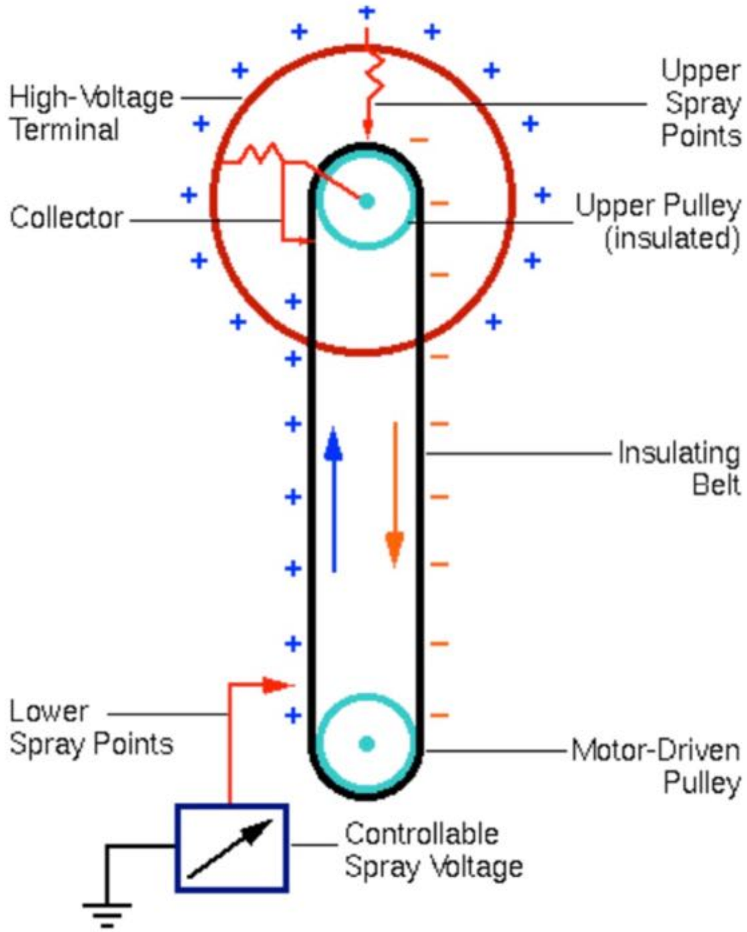
コッククロフト・ウォルトン型加速器



- ダイオードは整流作用を持つため、交流電圧の向きで開閉するスイッチのような役を果たす
- 左図の回路に交流電圧を印加すると各々のコンデンサへと順に電荷がチャージされていき、下段から上段にかけて電位差が発生する
- 抵抗を介して加速管の内部に電圧を配分することで静電場を定義する
- それを用いてイオンビームを加速

[図引用元] 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)

帯電ベルト方式（パンデグラーフ）



- 左図のような部分的に穴のあいた中空の金属球体の中を通るベルトコンベヤーを用意する
- 金属球体の反対側（接地側）では針に電圧を印加して先端で放電を生じさせ、それをベルトに吹き付けて帯電させるようにする
- 球体側でもベルトの表面に接触するよう針を伸ばしておき、電荷を回収できるようにする
- この状況でベルトコンベヤーを回転させると、金属球体の表面に順に電荷が蓄積されていく
- 最終的に球体側から接地側にかけて静電圧 V が発生、これが加速電圧となる
  - 加速電圧 V は、球体の外側表面に蓄積された電荷 Q と金属球体の静電容量 C を用いて V= QC と書ける

[図引用元] 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)

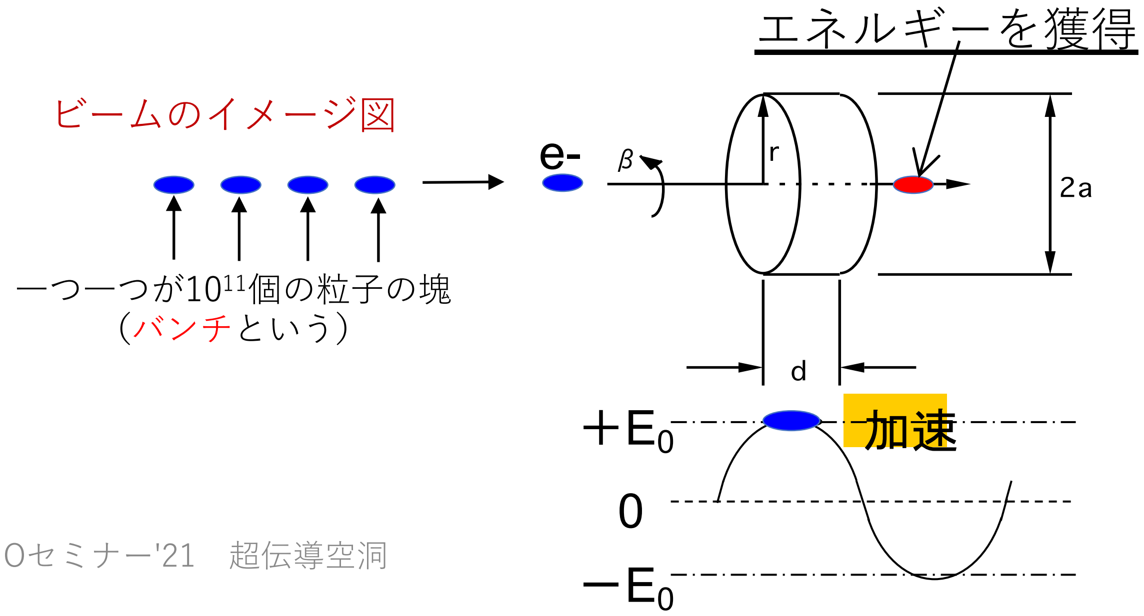
静電加速器の問題

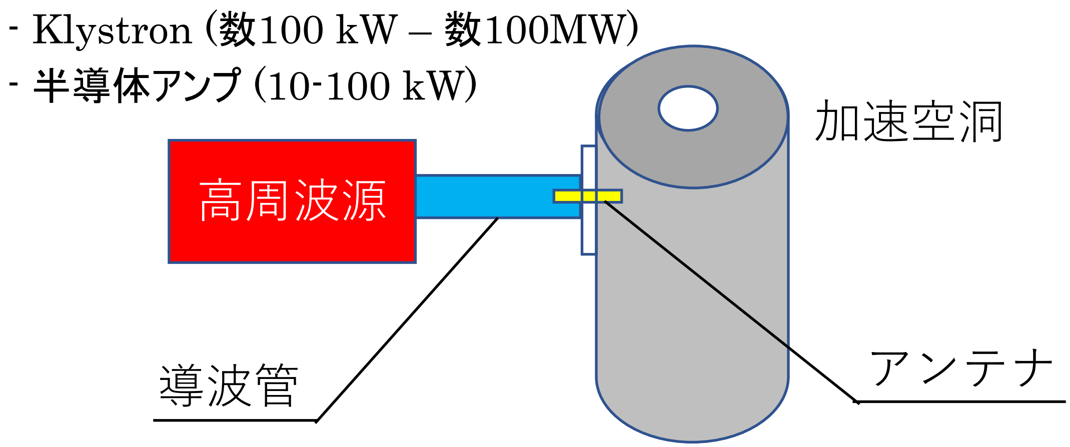
- 放電限界が低い
  - 絶縁破壊電圧の制限があるため加速エネルギーに限界が生ずる
    (パンデグラーフの方が到達エネルギーが上だが、それでも 20-30 MV が限界)
  - 同様に、加速勾配を高くとれないため加速器長を短くできない。
- 多段加速に対応できない
  - 静電ポテンシャルを用いた粒子加速の方法では、原理的に後段から導いた荷電粒子を前段へと加速できない。
  - しかしながら、現代の高エネルギー物理学の大規模加速器実験施設の多くではシンクロトロン加速器の運用を基礎としている（例： LHC や J-PARC など）。
  - ここでは、粒子の運動エネルギーに応じて曲げ磁場による曲率半径を制御して軌道を一定に保ちつつ、軌道上のある点において粒子加速を繰り返し行う。
  - 円形加速器の一種であるサイクロトロンもよく使用される。
  - ここでも後段から入射した粒子を前段へと加速する過程がいる (Dee 電極など)。

現代の高エネルギー加速器実験では
静電加速に代えて高周波加速が使用されるようになった

高周波加速の原理

- 高周波加速: 数10-100 cm の金属製の箱の中に数100 MHz – 数GHz の特定の周波数の電磁波を閉じ込めて励振させ、軸方向に生ずる振動電場に同期させてバンチ化した粒子を外部から入射して連続的な加速を実現する（左下図参照）
  - 放電に対する安定性が向上する（=**高い加速勾配の実現**）
  - **多段加速**に応用が可能である
- 導波管とアンテナを用いて高周波源から供給される電力を加速空洞へと投入する（右下図）





高周波加速の基礎

- Maxwell 方程式と Ohm の法則から以下の波動方程式が導かれる

$$\Delta \vec{E} = \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \qquad \Delta \vec{H} = \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}$$

- 中空の円筒形状をした空洞共振器は Pillbox 空洞と呼ばれ、その内部の電磁場分布は解析的に求めることが可能である
- 電磁場分布の解は電場が軸方向に垂直な TE モードと、磁場が軸方向に垂直な TM モードの二通りにわけられる
- 以下では加速モードとして最も自然な、電場が軸方向に向く TM モードの使用を想定する
- 内部が真空の半径 a 長さ d の Pillbox 空洞に励起される電磁場分布は波動方程式を以下の条件の元で解くことによって求まる

$$E_\phi = 0,\ E_z = 0 \text{ at } r = \mathrm{a}$$
$$E_\phi = 0,\ E_r = 0 \text{ at } z = 0,\mathrm{d} \qquad \sigma = 0$$
$$H_z \equiv 0$$

Pillbox空洞のTMモードの解

$$E_\mathrm{z} = E_0 J_\mathrm{m}\left(\frac{\rho_{mn} r}{a}\right)\cos\left(m\theta+\phi\right)\cos\left(\frac{p\pi}{d}z\right)\exp\left(i\omega_\mathrm{mnp}t\right)$$

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

TM_{mnp}

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

$$H_\mathrm{z} = 0$$

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

m: θ
n: r
p: z

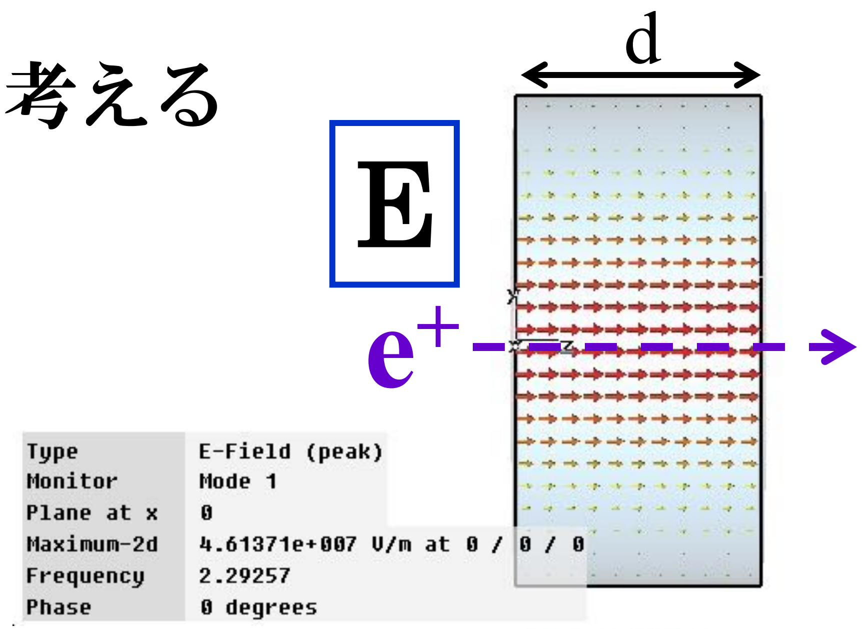
$$H_\theta = i\varepsilon_0\omega_\mathrm{mnp}\frac{a}{\rho_\mathrm{mn}}E_0 J'_\mathrm{m}\left(\frac{\rho_{mn} r}{a}\right)\sin\left(m\theta+\phi\right)\cos\left(\frac{p\pi}{d}z\right)\exp\left(i\omega_\mathrm{mnp}t\right)$$

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

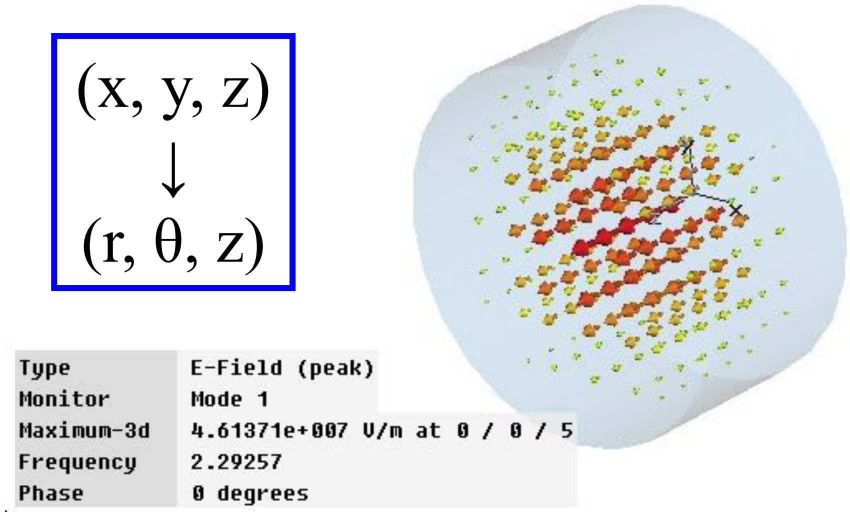
$J_m(x)$: Bessel function
ρ_{mn}: n-th root of $J_m(x)$

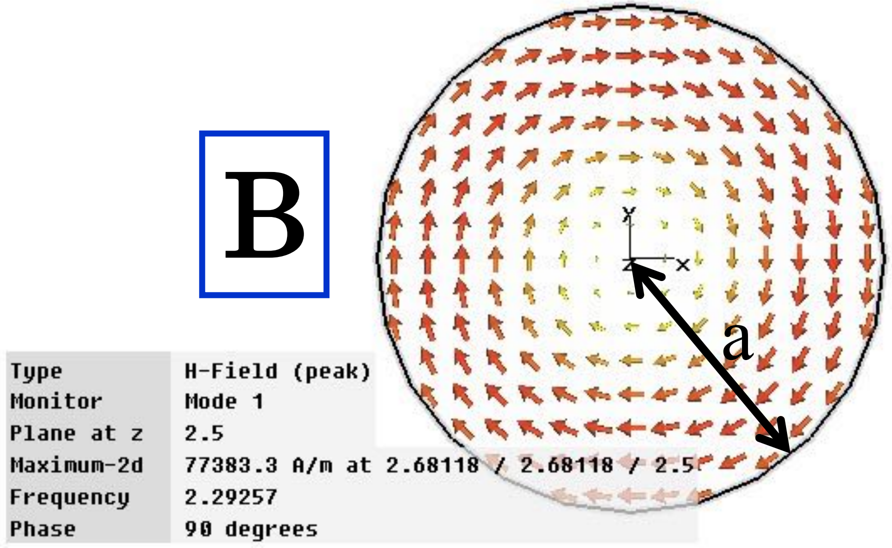
最も簡単な空洞の例

- ◆図のようなPillbox cavityを考える
  - ◆加速モード：TM_{010}
    - ◆軸上に加速電場
    - ◆周方向に磁場
  - ◆Z方向の長さはRFの半周期
    - ◆500MHzだと30cm
    - ◆1.3GHzだと約11.5cm



(x, y, z)
↓
(r, θ, z)





[引用] 山本康史，２０１２年ＩＬＣ夏の合宿@佐賀

TM_{010}モードの解

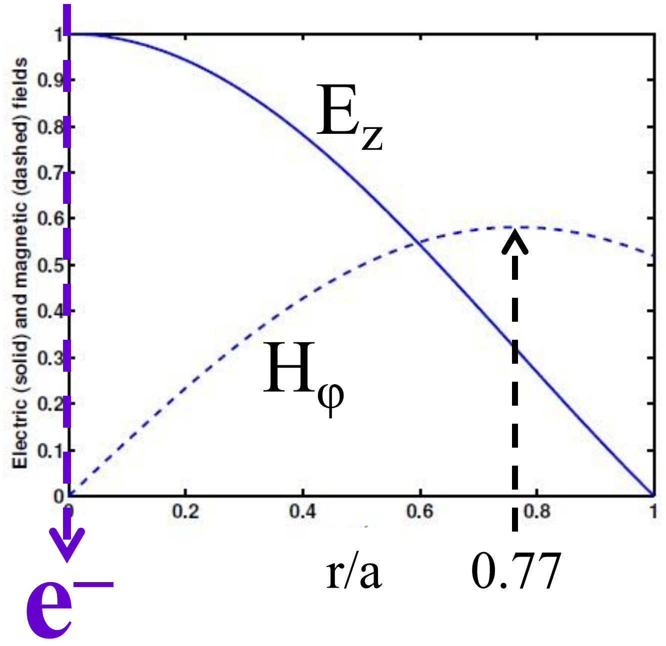
先程の式に、m = 0, n = 1, p = 0 を代入する。

$$E_z = E_0 J_0\left(\frac{2.405r}{a}\right)\exp(i\omega t)$$

$$H_\theta = -iE_0\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}J_1\left(\frac{2.405r}{a}\right)\exp(i\omega t)$$

↑

位相が90° ずれているということ



つまりTM_{010}モードの場合、軸上の電場が最大で、かつ磁場は0となり、
ビームを加速するのに適していることになる。

TM_{010}モードのことを、加速モード、あるいはfundamental modeともいう。

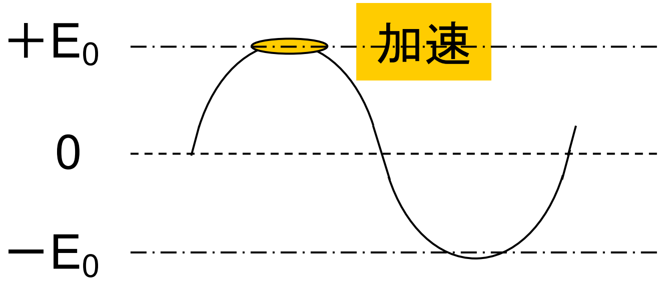
[引用] 山本康史, ２０１２年ＩＬＣ夏の合宿@佐賀

高周波加速における加速電圧

加速電圧（実際にビームが感じる積分電場）

$$\text{accelerating voltage} = \int_{gap} E_0 e^{i(\omega t+\phi)} dt.$$

$$V_c = \left| \int_0^d E_0 e^{ikz} dz \right|.$$



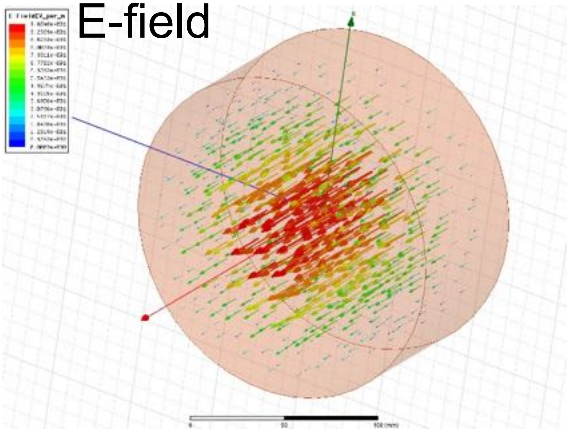
Transit time factor（peak fieldに対して実際にビームが感じる時間を考慮した電場の割合）

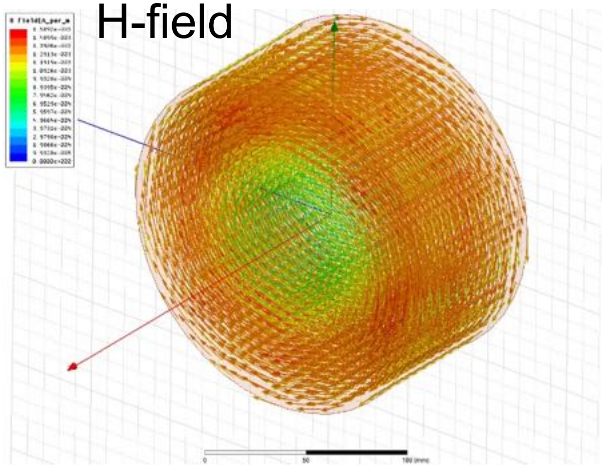
$$T = \frac{\left| \int_0^d E_0 e^{ikz} dz \right|}{\int_0^d E_0 dz} = \frac{\sin(\pi d/\lambda)}{\pi d/\lambda} = 0.64$$

[引用] 阪井寛志, Oho2015 講義資料

加速モードと高次モード(高調波:higher order mode (HOM))

TM010 モード



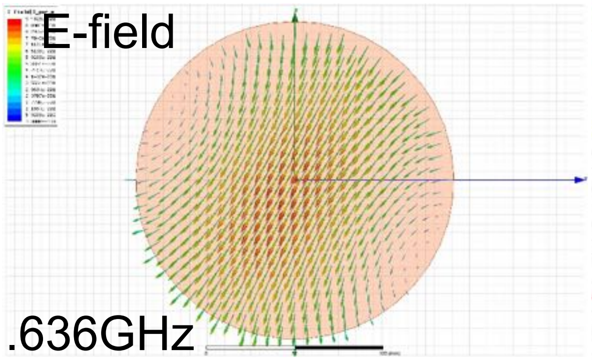


1.30GHz

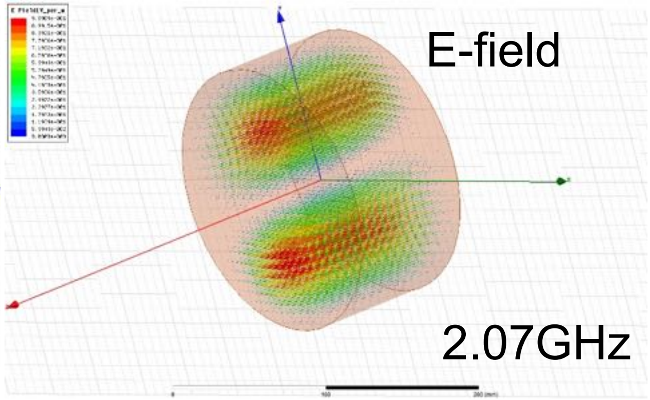
a = 88.5mm　d=115.4mm

［引用］阪井寛志，Oho2015 講義資料

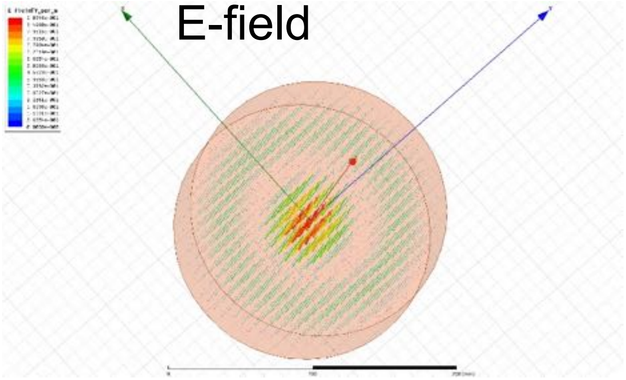
高次モード

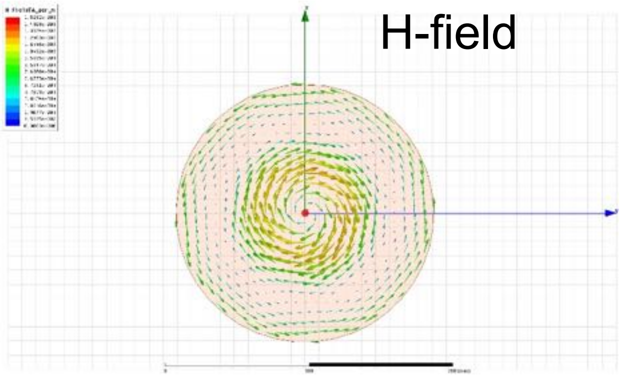


TE111 mode (dipole mode)



TM110 mode (dipole mode)





2.98GHz　TM020 mode (monopole mode)

OHOセミナー'21　超伝導空洞

空洞共振器に関係するパラメータ

電磁場のエネルギー

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

高周波表面抵抗

$$R_S = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}$$

空洞の壁面損失

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

Rs が低いほど効率よく荷電粒子を加速できる
→ 粒子加速器としての性能が高い

空洞共振器に関係するパラメータ

Rsh (Shunt impedance)

$$R_{\mathrm{sh}} = \frac{V^2}{P}$$

R_{sh} が高いほど加速効率が高い

空洞のQ値(Quality factor)

$$Q_0 = U\omega / P_0 = G/R_s$$

Q_0 が高いほど Rs が低い

R/Q

$$\frac{R_{\mathrm{sh}}}{Q_0} = \frac{V^2}{\omega U}$$

Geometry factor

$$G = \omega \mu \frac{\int \left| \vec{H} \right|^2 dV}{\int \left| \vec{H} \right|^2 dS}$$

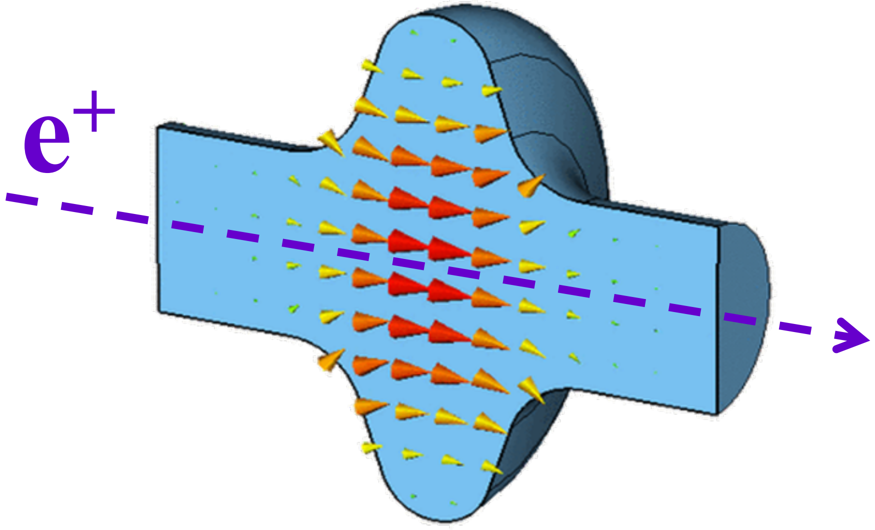
R/Q と Geometry factor は設計で決まる量

- 以上、解析的に求められる pillbox 空洞の電磁場分布について紹介した。
- ただし、ILC で使用される楕円空洞の形状や、実際の空洞のようにビームパイプやRFの通るポートや高調波を取り出すポートなど影響を考慮した場合、その電磁場分布はもはや解析的に求めることはできない。
- 現実的な空洞形状の設計は主に有限要素法によるシミュレーションによる電磁場分布の計算が必要になる。

簡単な空洞の例

- ◆ビームを通してみる(Pillboxから変形)
  - ◆実際の空洞は楕円形状をしており、また、ビームの通り道(ビームパイプ)が付いており、また、高周波(RF)を送り込む入力結合器も取り付けられている。さらにビームが生み出す高調波を取り出すためのポートも取り付けられている。

$$\Delta E = eV = e\left| \int_{-L/2}^{+L/2} E_z(z,t)\, e^{i\omega z/c}\, dz \right|$$



［参考］山本康史，講義資料，
２０１２年ＩＬＣ夏の合宿
＠佐賀

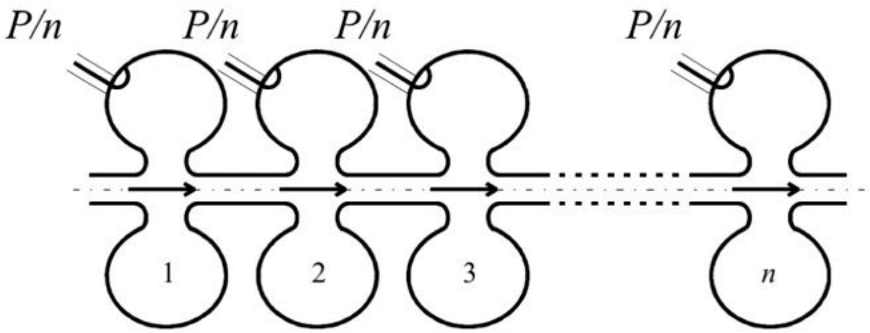
Multicell 空洞を用いる場合の加速効率

◆左下図のようなn個のセルからなる空洞による加速を考えよう

◆各セルの Rsh は前のスライドの式で与えられるものとし、投入される高周波パワー P は各セルに等分配されるような状況を想定する

◆このとき n-cell 空洞で加速された粒子の得る電圧 V_n は式 (1) で定義される

◆定義から改めてn-cell 空洞の Shunt impedance $R_{sh,n}$ を求めると (2) を得る



$$V_{\rm n} = n \times V = \sqrt{n R_{\rm sh} P} \qquad (1)$$

$$R_{\rm sh,n} = \frac{V_{\rm n}^2}{P} = n R_{\rm sh} \qquad (2)$$

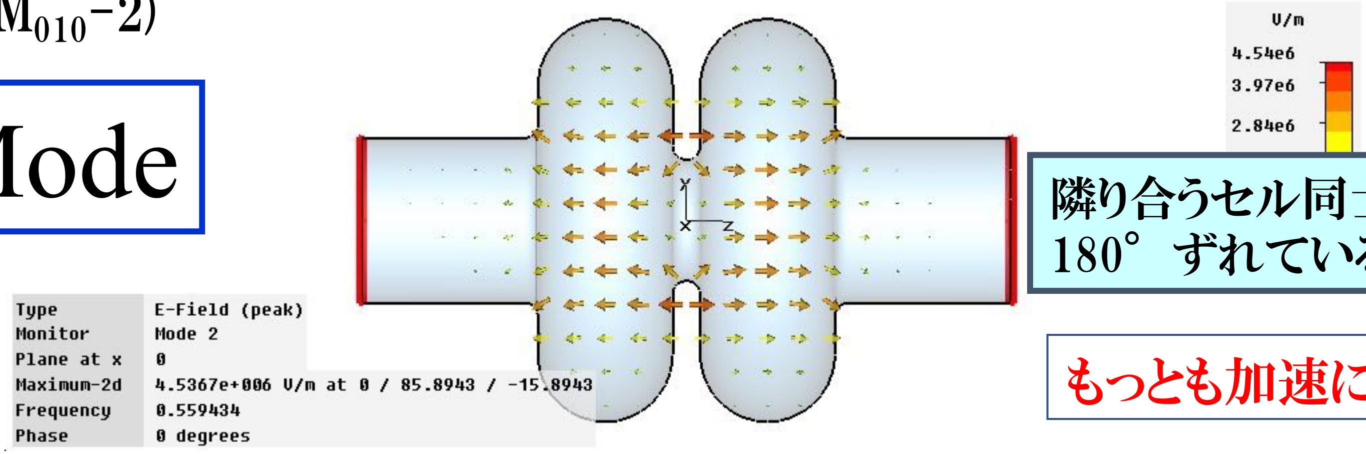
空洞の多連結化により加速効率を高めることが可能となる

Multicellへの移行

◆Single cellから2 cellへ移行する

◆TM_{010}モードは境界条件より２つのモードに分離する(TM_{010}-1, TM_{010}-2)

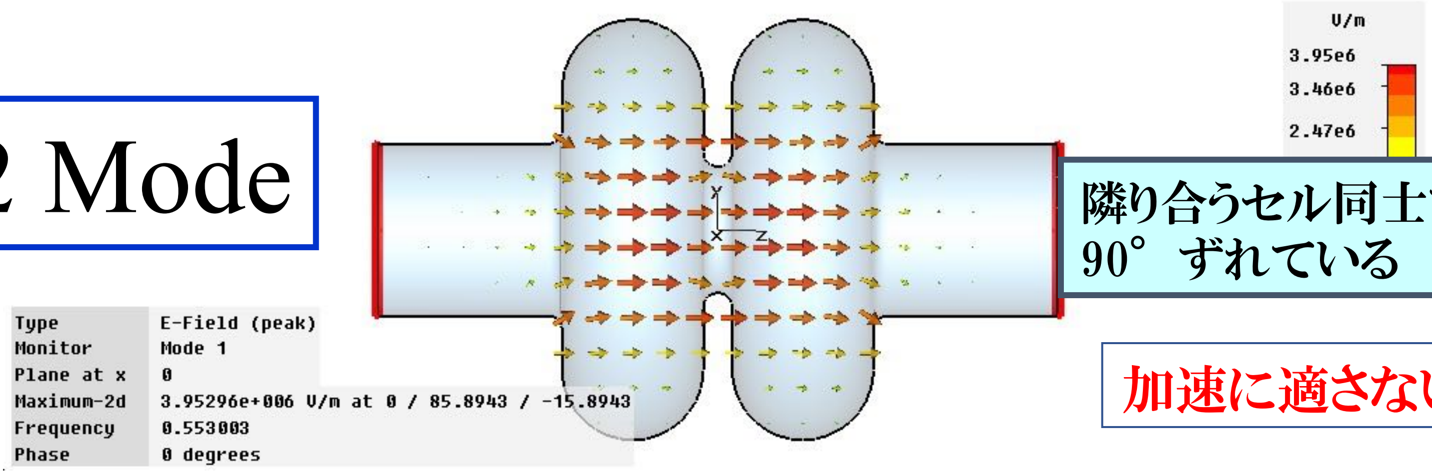
π Mode



隣り合うセル同士でRFの周期が180°ずれている

もっとも加速に適したモード

π/2 Mode

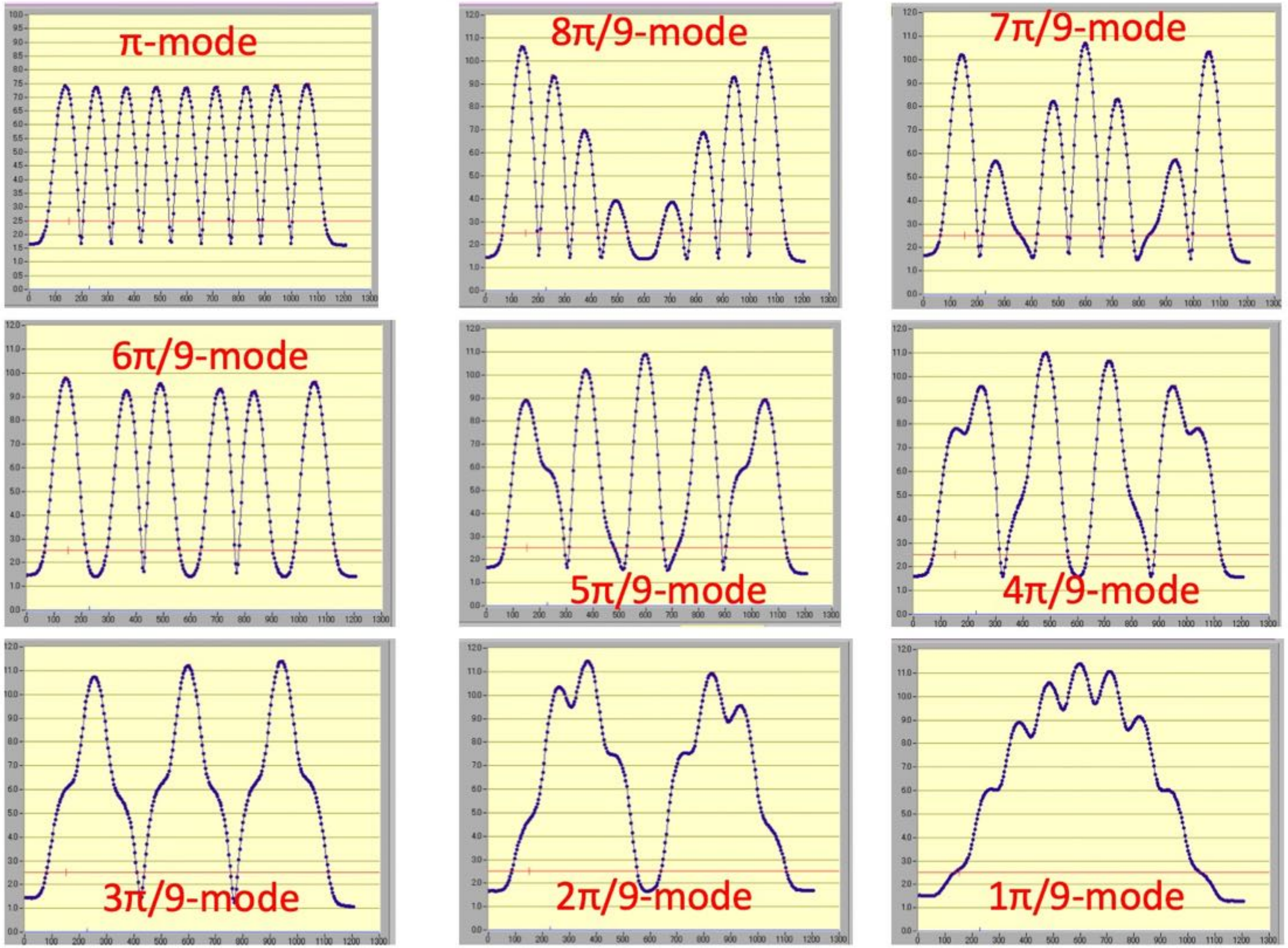


隣り合うセル同士でRFの周期が90°ずれている

加速に適さないため使用しない

[引用] 山本康史, 講義資料 ２０１２年ＩＬＣ夏の合宿@佐賀

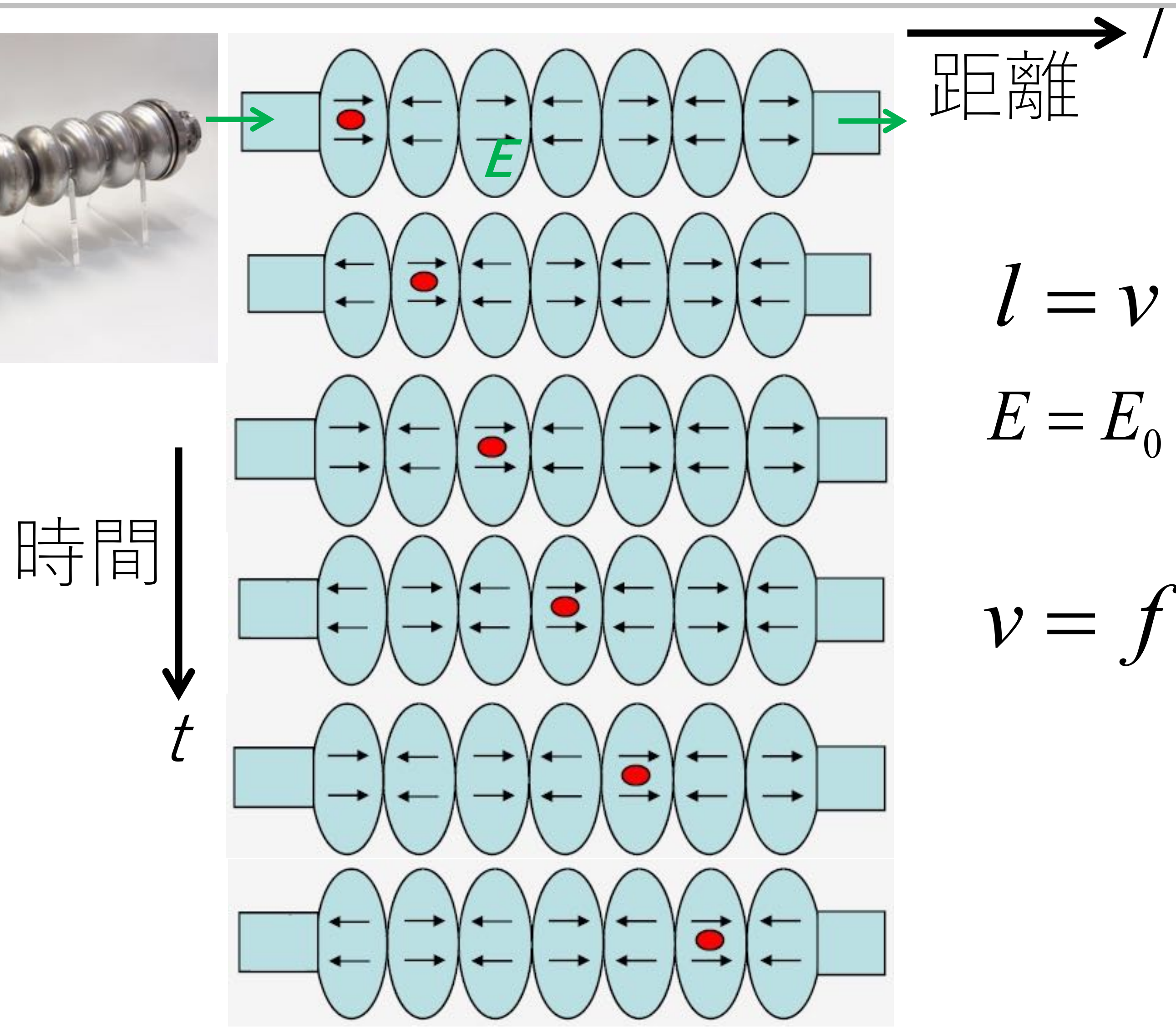
9-cell 空洞の全ての電界分布



- ILC では 9-cell 空洞を使用した加速が行われるため、この場合は異なる 9つのモードが現れる
- 9-cell 空洞の異なるモードごとの電界分布を左図にまとめる
  - 左図では電界の振幅の絶対値をプロットしていることに注意
- 実際は隣接するセルに移るたび、電界の位相は変化していく
- 当然、加速に関しては π mode を選択することになる
- それ以外の mode は passband mode と呼ばれており、電界性能評価試験の際に各セルごとに異なる field を印加したい場合に有用である

[図引用] Kensei Umemori , Asian School on Superconductivity and Cryogenics for Accelerators 2017 December 14, SC Cavity (Eng. 1)

マルチセルにおけるビーム加速



$$l = v \cdot t$$

$$E = E_0 \sin(\omega t)$$

$$v = f \cdot \lambda$$

加古永治, Oho2014 講義資料より引用

超伝導空洞に関係するパラメータ

最大表面電場 vs 加速電場

$$\frac{E_{\mathrm{pk}}}{E_{\mathrm{acc}}}$$

Epk/Eacc が低いほど、
Field Emission が空洞性能に
及ぼす影響が軽減される

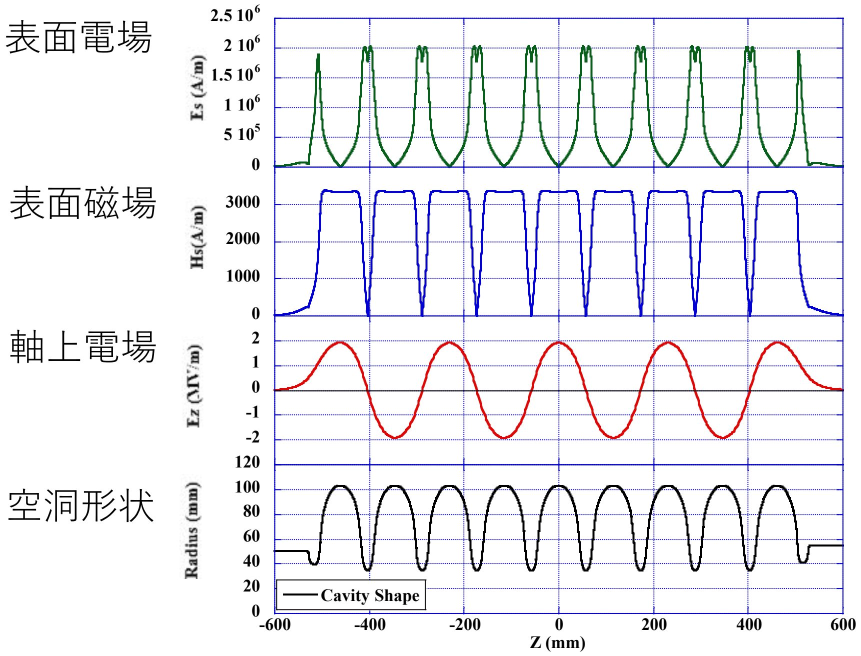
最大表面磁場 vs 加速電場

$$\frac{B_{\mathrm{pk}}}{E_{\mathrm{acc}}}$$

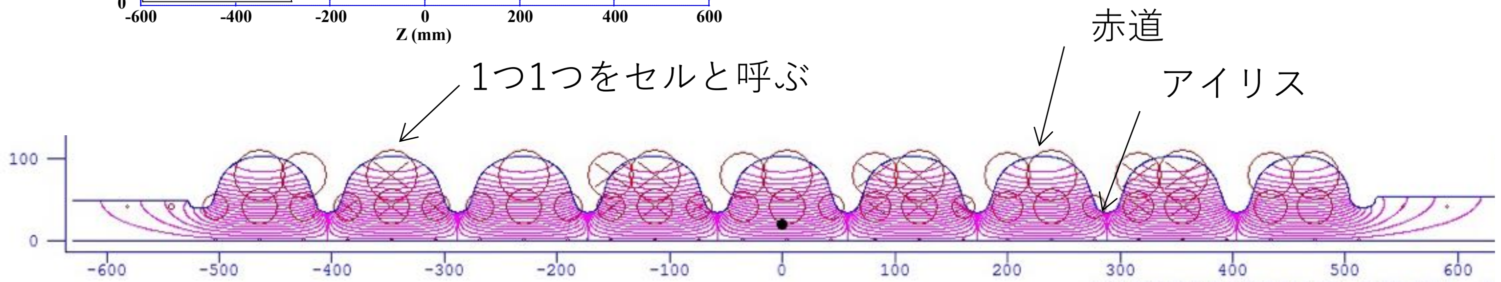
Bpk/Eacc が低いほど、
磁束侵入開始磁場によって
決まる最大加速勾配が高くなる

実例: EUV 空洞のパラメータ

1.3 GHzの9セル超伝導加速空洞の例　(EUV空洞)



Parameter	Value
Frequency	1.3 GHz
R/Q	1009 Ohm
Epk/Eacc	2.03
Hpk/Eacc	4.23 mT/(MV/m)



[引用] 許斐太郎, Oho2017 講義資料

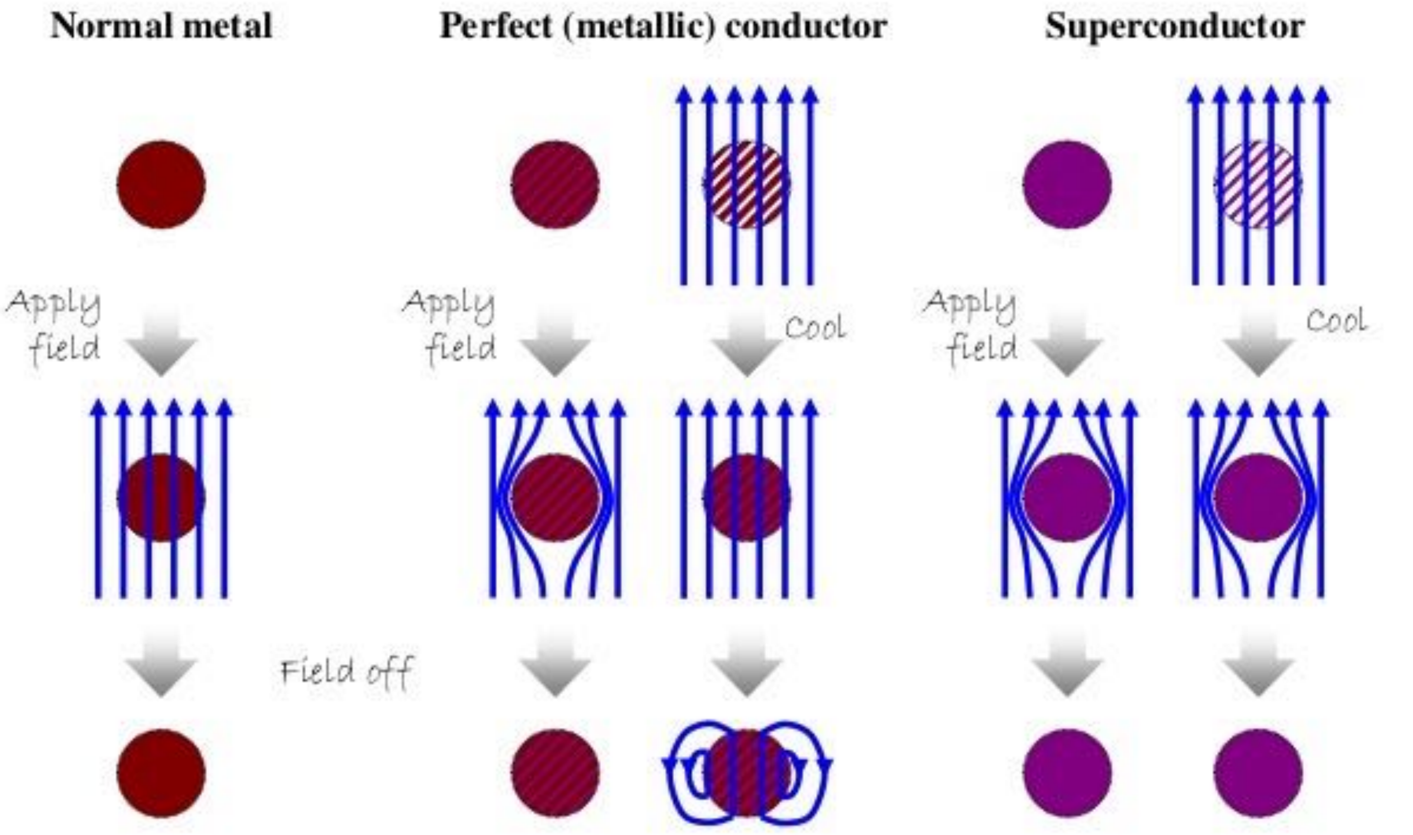
超伝導加速空洞

超伝導とは

- 超伝導とは、電子格子相互作用を通じてスピンの逆向きの2個の電子がクーパー対と呼ばれるペアを構成し、それが基底状態にボーズ凝縮することで生じる相転移現象のことを指す。
- 超伝導状態において発現される特徴は以下の二つである。
  - **完全伝導性 :** 直流電流の電気抵抗がゼロになる現象
  - **完全反磁性(マイスナー効果):**
    超伝導状態になるときに内部から外部磁場を排除する現象
- 外部磁場に対する応答の違いから**第一種超伝導体**と**第二種超伝導体**に分類される（後述）
- 加速空洞を超伝導状態にして運用すれば表面抵抗が激減し、空洞性能を大幅に向上できるものと期待される（**超伝導加速空洞**）

マイスナー効果

1933年 Walther Meissnerと Robert Ochsenfeldがマイスナー効果を発見
マイスナー効果：超伝導内部の磁束密度は履歴に関わらずゼロになる
⇒超伝導体は完全導体ではないことを示した。

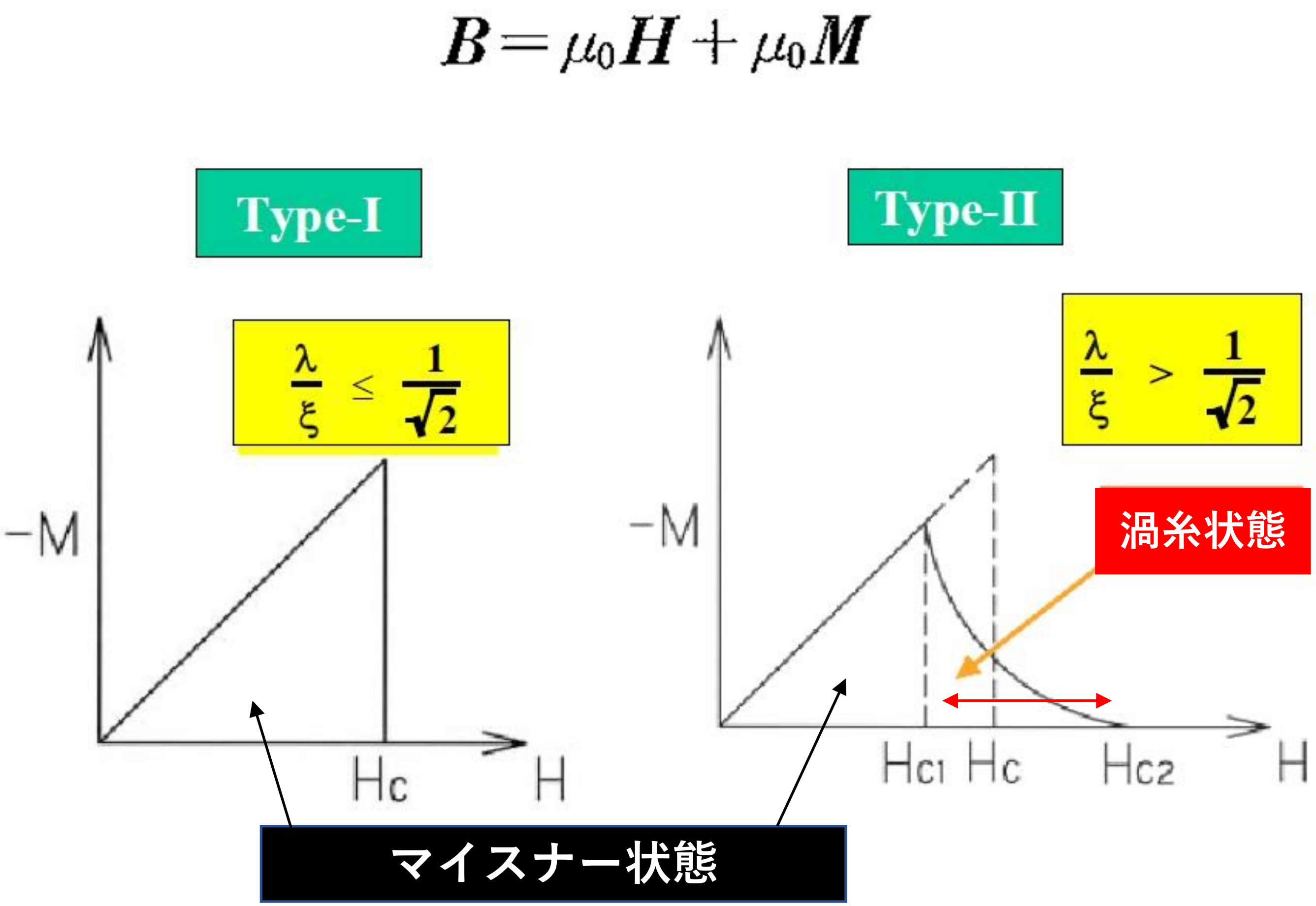


[引用] 許斐太郎, Oho2017 講義資料

超伝導を特徴付けるパラメータ

- 超伝導を特徴づける長さに関する二つのパラメータが存在する
  - **London Penetration Depth $\boldsymbol{\lambda}$:**
    磁場が表面下まで浸透する深さを表す
  - **Pippard Coherent Length $\boldsymbol{\xi}$:**
    クーパー対の空間的な広がりを表す
- ニオブの場合 λ ＝ 40-50 nm、ξ ＝ 50 nm 程度である
- λ/ξ をギンツブルク-ランダウ（GL）パラメータという

第I種超伝導体と第II種超伝導体



- 第1種超伝導体（Pbなど）
  - 外部磁場が Hc に達したときに一気に超伝導が破れるもの
  - $\lambda / \xi < 1/\sqrt{2}$
- 第2種超伝導体（ニオブなど）
  - 外部磁場が Hc1 に達したときに磁束の一部侵入を許す
  - 外部磁場が Hc2 に達したときに完全に超伝導状態が破れる
  - $\lambda / \xi > 1/\sqrt{2}$

[図引用] 許斐太郎, Oho2017 講義資料

BCS 抵抗の起源

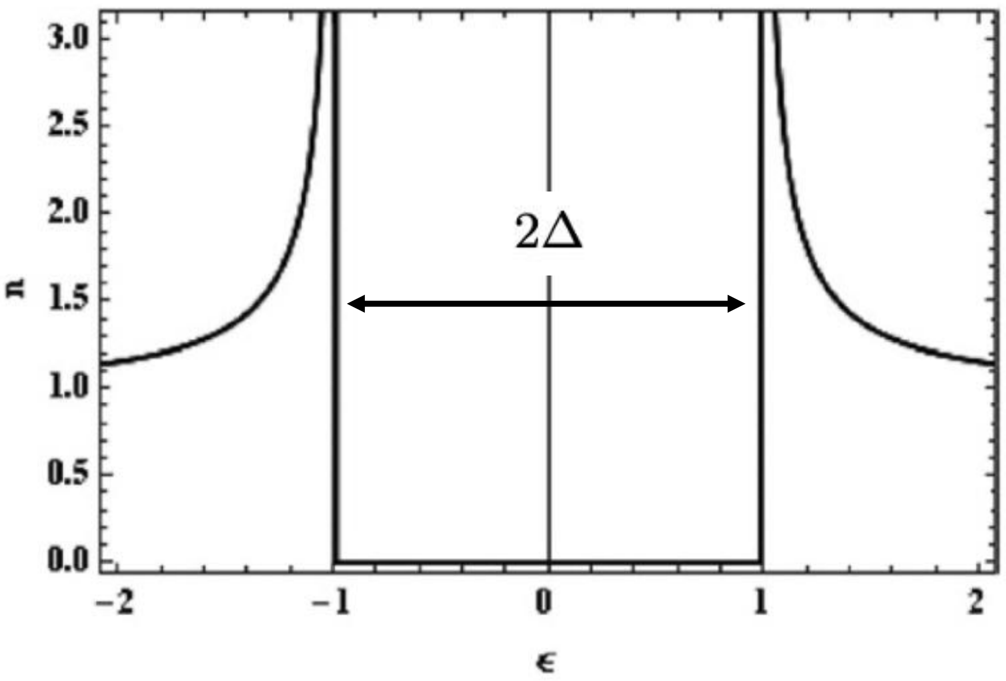


図.12　ニオブの準粒子の状態密度。谷の間のギャップは 2Δ に相当する。 [14]

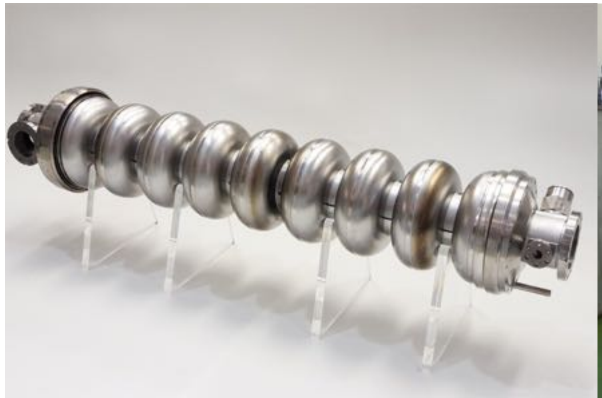
- 実際はたとえ超伝導体といえどRF(高周波)磁場に対してわずかながら電気抵抗が生ずる
- これは、熱的なゆらぎによりクーパー対が破壊されると2個の準粒子へと分離してしまい、それがRF 電磁場を吸収すればエネルギー損失を生じることによる（**BCS抵抗**）
- 左図に超伝導体の準粒子状態密度を与える
  - 右側の谷に励起される準粒子のみ損失に寄与する
  - Δ(T) はギャップエネルギーと呼ばれる、超伝導転移温度 Tc に近づくほど狭まる温度の関数である
- Tcが高く、低温で運用するほど右側の谷へと励起される準粒子の数が減って表面抵抗が改善される
- 超伝導空洞の母材として純金属で最高の超伝導転移温度を持つ Nb を用いる理由である

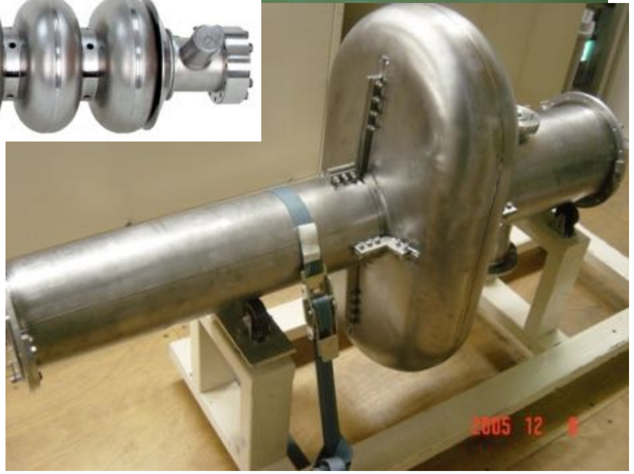
世界で使われている(た)超伝導空洞

- ✓ BNL
  - ✓ ERL
- ✓ CERN
  - ✓ LHC, LEP
- ✓ CORNELL
  - ✓ CESR, ERL
- ✓ DESY
  - ✓ X-FEL, TESLA, HERA, PETRA
- ✓ FNAL
  - ✓ Project-X
- ✓ IHEP
  - ✓ BEPC-II
- ✓ Jefferson Lab.
  - ✓ CEBAF, 12GeV upgrade
- ✓ KEK
  - ✓ TRISTAN, KEKB, Super KEKB, STF, cERL
- ✓ ORNL
  - ✓ SNS

X-FEL **ILC**
Project-X
HEPL CESR LEP-II SNS LHC
KEKB (Crab)
TRISTAN KEKB STF/cERL

1970 1980 1990 2000 2010 2020 2030

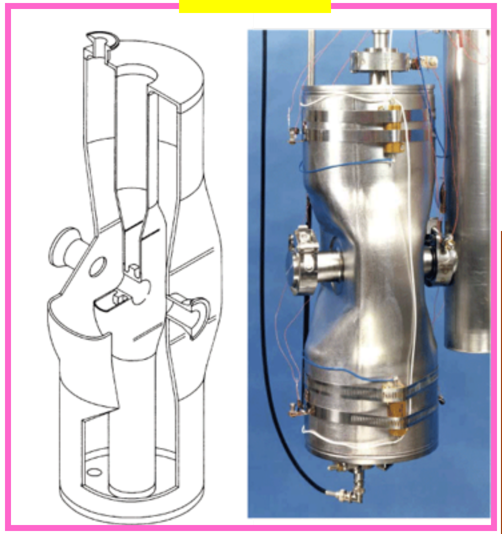




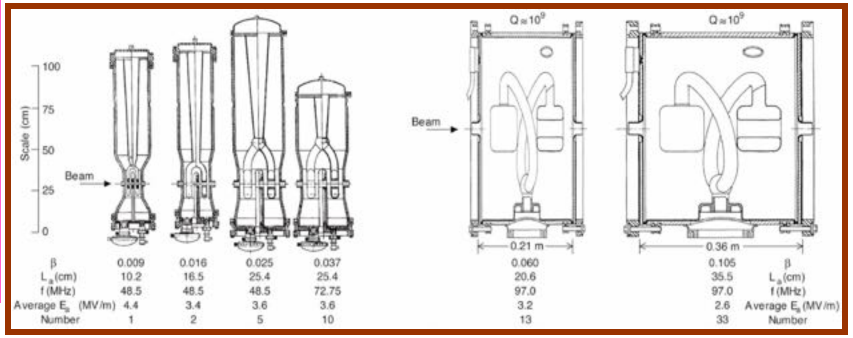
Other types of cavities for proton or heavy ion driver

RFQ @INFN-Legnaro

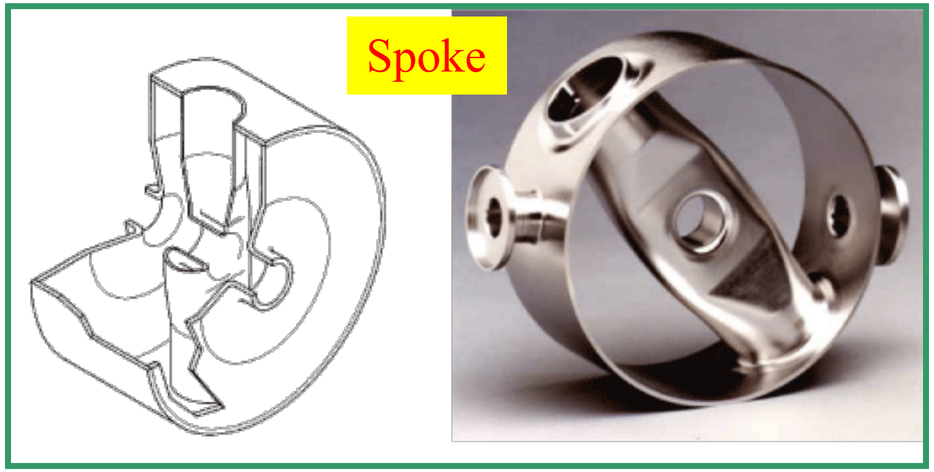
HWR

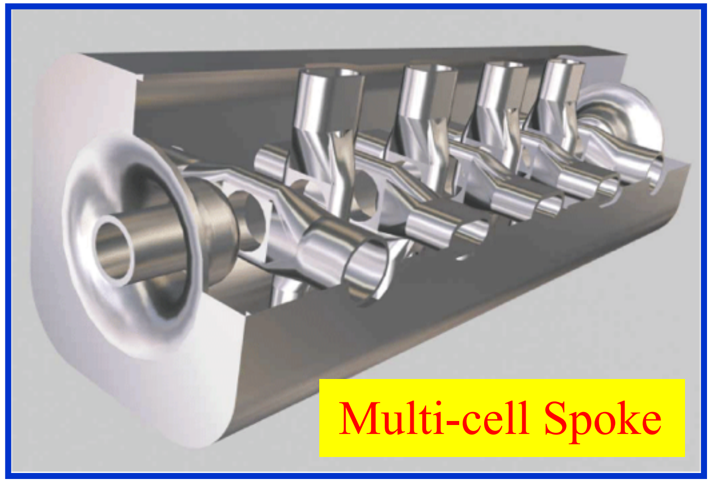


QWR @ANL



Spoke





Multi-cell Spoke

超伝導空洞のメリット・デメリット

（メリット）

- Q値が高い(～10^{10})
  - 高周波表面抵抗が著しく低い
  - 高周波損失がほとんど無視できる
  - 投入エネルギーのほとんどをビーム加速に利用可能
- ビームを通すのが楽
  - Q値が高いので、加速勾配を上げるために無理な設計を採用しなくてよい
  - ビームパイプの径を大きく出来る
- GHz 以下の周波数なら最大加速勾配の点で優位になる
  - 小さいスペースで高加速が得られる

（デメリット）

- 大型冷凍設備が必要
  - 高圧ガス保安法への対応
  - 取り扱いが大変
  - ランニングコストがかかる
- 母材として高価なニオブ材を使用
- 設備が重い
  - 表面処理や洗浄、クリーンルームに関連する設備が必要
- X-Band あたりの周波数で空洞性能に制限が生まれる
  - BCS 抵抗が周波数の二乗に比例するため、メリットが薄れてしまう
  - 数 GHz 以上の周波数では最大加速勾配の点で不利になる

常伝導空洞と超伝導空洞の性能の比較

常伝導空洞の表面抵抗

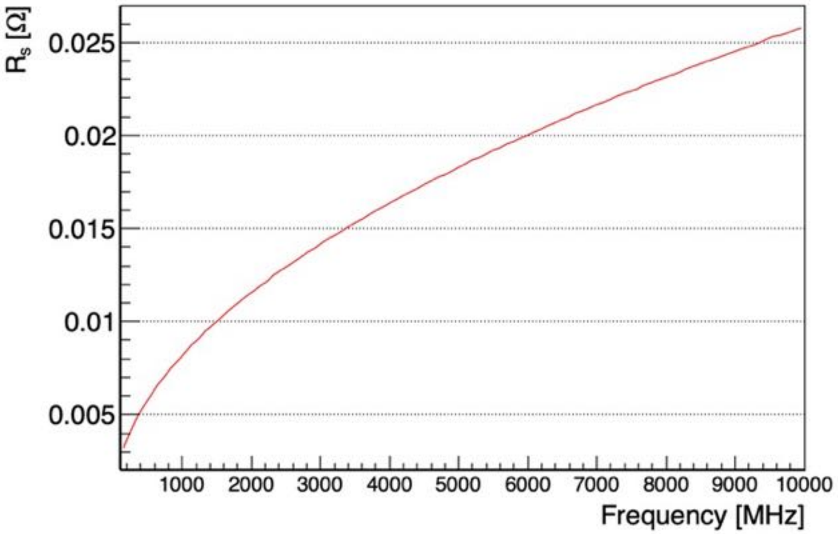
表面抵抗:

$$R_s = \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\sigma}}$$

表皮深さ:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\omega\mu}}$$

銅の電気伝導率: $\sigma = 59 \times 10^6 \left[\frac{1}{\Omega \cdot \mathrm{m}}\right]$



- 常伝導空洞の性能を向上させる
  - 表面抵抗を小さくする
  - 電気伝導率が最大の金属(銅)を使用する
- 高周波は表皮深さ程度浸透する
  - 1 k Hz で ~ 3 mm
  - 1 GHz で ~ 3 μm

  → 空洞の内面を銅めっきすれば ok
- Rs vs. f (300 K) のプロット(左図)
  - 100 MHz: ~3 mΩ
  - 1 GHz: ~8 mΩ
  - 10 GHz: ~26 mΩ
  - (For ILC) 1.3 GHz: 9.3 mΩ

超伝導空洞の表面抵抗 (1/2)

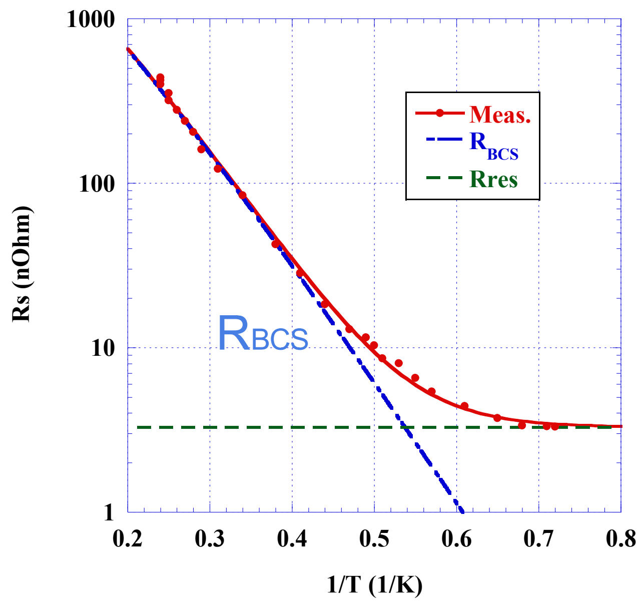
超伝導空洞の場合の表面抵抗：R_s

$$R_s = R_{BCS} + R_{res} \ ,$$

残留表面抵抗：R_{res}

BCS理論による：R_{BCS}

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



Nb(Tc=9.2K)においては半実験式が存在。

$$Rs = R_{BCS} + R_{res}$$

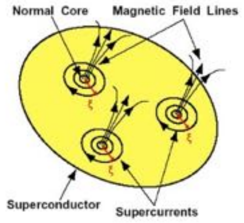
$$R_{BCS} = 2\times10^{-4}\frac{1}{T}\left(\frac{f}{1.5}\right)^2\exp\left(-\frac{17.67}{T}\right)$$

f [GHz], T[K]

f : frequency in GHz
T: temperature in K
T<Tc/2

Rresが決まる要因
①残留磁場による磁場トラップ (<10mG)

一本の磁束の周囲には$\pi\xi^2$の常伝導スポットができる。ξはコヒーレンス長。その抵抗はR_n



②残留水素、酸素などによる表面劣化など
Q-diseaseなど（後述）

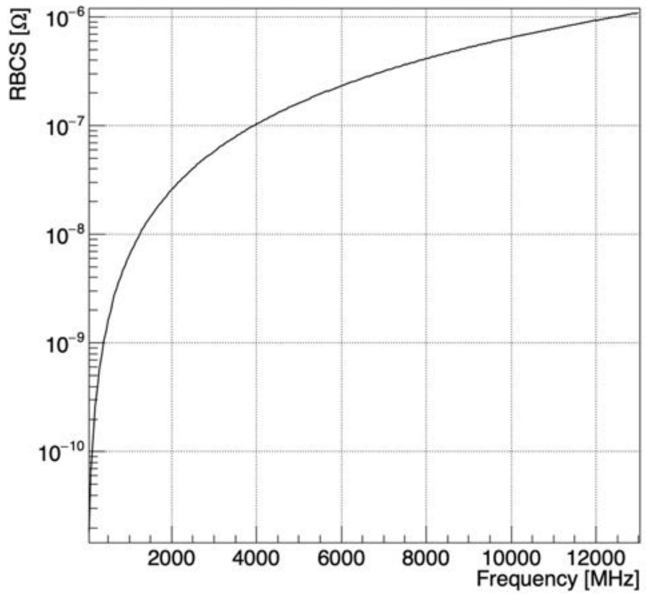
超伝導空洞の表面抵抗(2/2)

$$R_s = R_{BCS} + R_{res}\ ,$$

BCS 抵抗

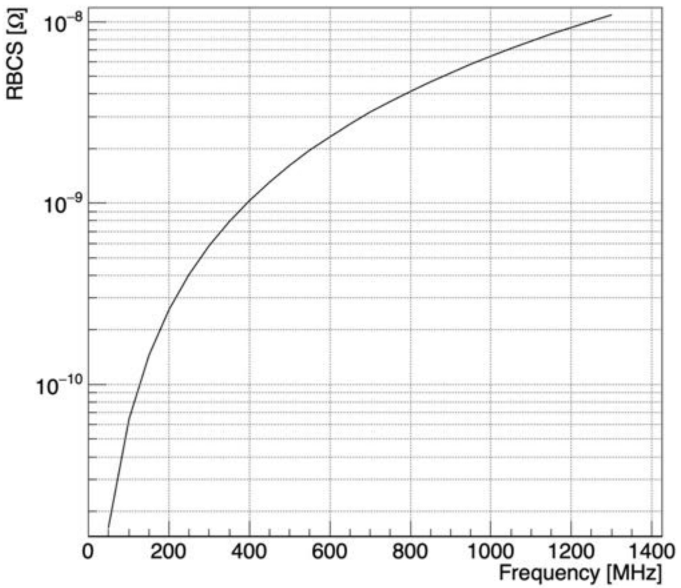
$$R_{BCS} = 2\times10^{-4}\,\frac{1}{T}\left(\frac{f}{1.5}\right)^2 \exp\left(-\frac{17.67}{T}\right)$$

f [GHz], T[K]



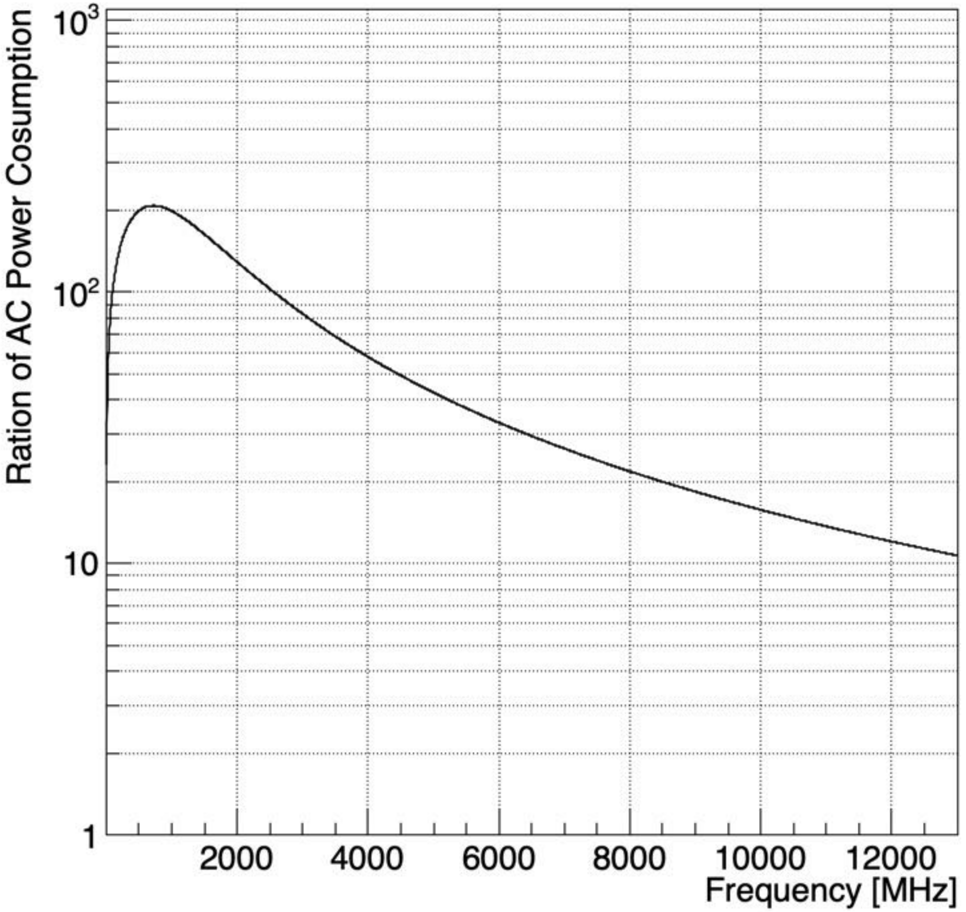
残留抵抗（磁場トラップ）

$$R_{\mathrm{mag}} = 0.3 H_{\mathrm{ext}} \sqrt{f}$$



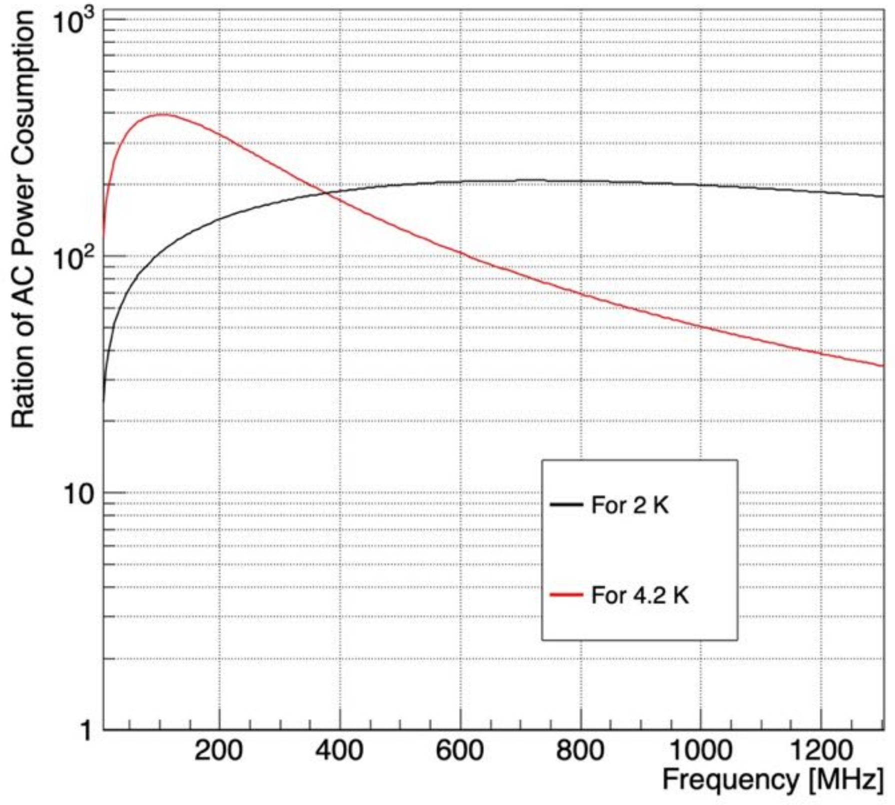
- Rres (環境磁場 Trap)
  - 10 mG → 3 nΩ
  - 10 nΩ程度みておけば ok
- R_{BCS} vs f　(at 2 K)
  - f^2 に比例する
  - 100 MHz: 65 pΩ
  - 1 GHz: 6.5 nΩ
  - 10 GHz: 650 nΩ
- For ILC) 1.3 GHz: 11 nΩ
- Rs ＝ R_{BCS} ＋ R_{res} (10 nΩ)
  - (For ILC) Rs ＝ 21 nΩ
  - 常伝導の ＜ 1/2,000,000

表面損失による AC 消費電力比 (for 超伝導空洞 at 2 K)



- 常伝導の表面損失
  - 表面損失/RF 源電力効率
    ~ 2×表面損失
    ∝ 2×Rs_Cu - (1)
- 超伝導の表面損失
  - 表面損失×2 K 冷凍機の除熱効率
    ~ 表面損失× 5 [kW/W]
    ∝ 5000×(R_{BCS}(at 2 K)+Rres(10 nΩ)) -(2)
- (1)/(2) のプロットを示す
- At 1.3 GHz (for ILC):
  - 表面損失由来の消費電力を178 倍改善

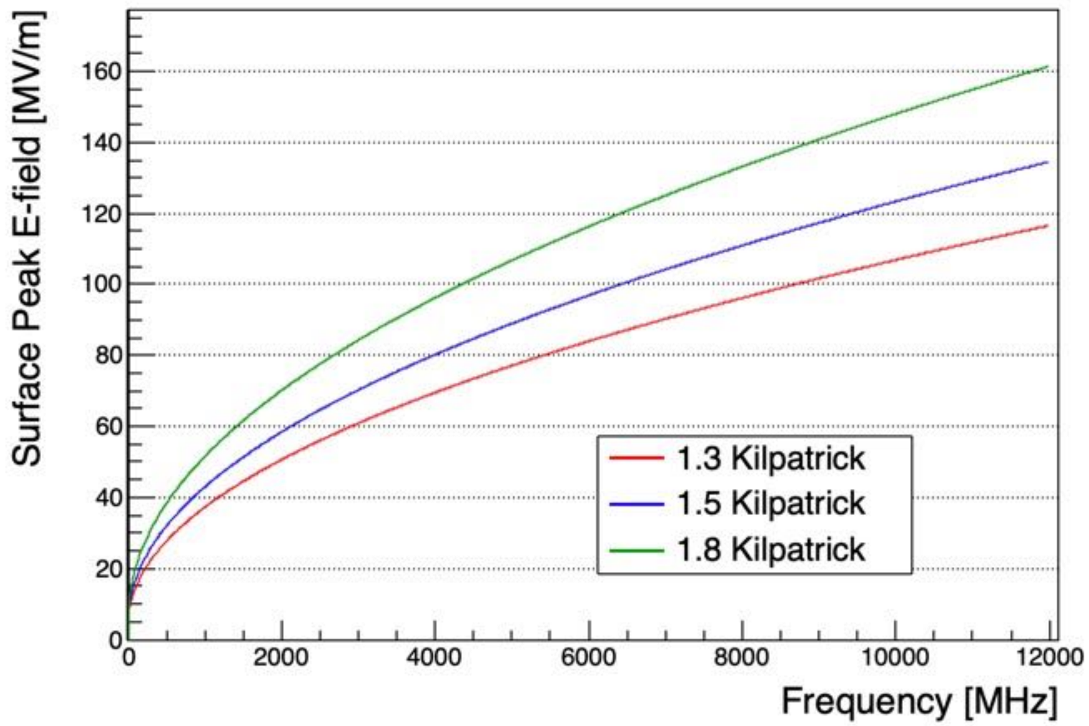
表面損失による AC 消費電力比 (for 超伝導空洞 at 4.2 K)



- 4.2 K にすると BCS 抵抗は激増するが、冷凍機の除熱効率は ~ 1 kW/W
- 常伝導の表面損失と超伝導の表面損失の比のプロットを示す
- 黒が 2 K の場合、赤が 4.2 K の場合
- 4.2 K 運転でも600 MHz 以下なら AC 消費電力比は 100 倍以上改善される
  - 陽子やイオンの加速で利用されることが多い周波数帯である
  - （例）CH-DTL、Spoke-Cavityなど
  - 4-vane RFQ の超伝導化も候補

Kilpatrick の放電限界 (常伝導空洞の最大加速勾配)

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



- Kilpatrick の放電限界（左式）
  - 常伝導空洞の最大加速勾配を決定する関係式
  - 直流から UHF までの周波数の放電限界の指針
  - 電極表面処理が進んだ現在は 1.3-1.8 倍高い
- 最大表面電場 vs. 周波数を左下図に与える
  - 周波数が高まるほど最大表面加速電場は向上
- TESLA 空洞と同じ $E_{pk}/E_{acc} = 2$ を仮定して周波数 12 GHz の場合の $E_{acc,max}$ を求める
  - 1.3 Kilpatrick 相当の$E_{acc,max}$ ~ 60 MV/m
  - 1.8 Kilpatrick 相当の $E_{acc,max}$ ~ 80 MV/m
- (注) 実際の常伝導空洞の設計では E_{pk}/E_{acc} は 2 より高い（はず）

超伝導空洞の最大加速勾配（磁束侵入開始磁場）

- 超伝導体に対して外部から磁場 B_0 を徐々に印加する状況を考える
- B_0 が $B_{c1} = \mu_0 H_{c1}$ = 170 mT に達すると超伝導体はマイスナー状態から渦糸と呼ばれる磁束量子を伴う糸状の常伝導領域の侵入を許す状態に転移する
- ただし、実際は渦糸の侵入に対する表面のポテンシャル障壁が存在しており、$H_0 > H_{c1}$でも準安定状態としてマイスナー状態に居座り続けることが可能
- 真にマイスナー状態が不安定になる磁場を **superheating field H_{sh}** と呼ぶ
- Nb の場合、$B_{sh} = \mu_0 H_{sh} = 1.2\, B_c = 240$ mT が予言されている (by Hasan Text)
- 超伝導空洞の損失は渦糸状態では大きすぎるため、マイスナー状態を維持できる磁場の強さ（**磁侵入開始磁場**） **B_v が**最大加速勾配を決める(**以下の式**)

$$B_{\mathrm{v}} = \frac{B_{\mathrm{pk}}}{E_{\mathrm{acc}}} E_{\mathrm{acc,max}} \quad \text{(a)}$$

超伝導空洞の最大加速勾配（磁束侵入開始磁場）

- 実際は表面に何らかの欠陥が存在していると考えるのが自然なので、B_v は B_{c1} を下限、B_{sh} を上限とする不等式 (b) の範囲内に収まる
- (a)と(b)式、B_{c1} = 170 mT、 B_{sh} = 240 mT、 TESLA 空洞の B_{pk}/E_{acc} = 4.2 [mT/(MV/m)] を用いることにより、TESLA 空洞の $E_{acc,max}$ の上限と下限を与える関係式 (c) が得られる

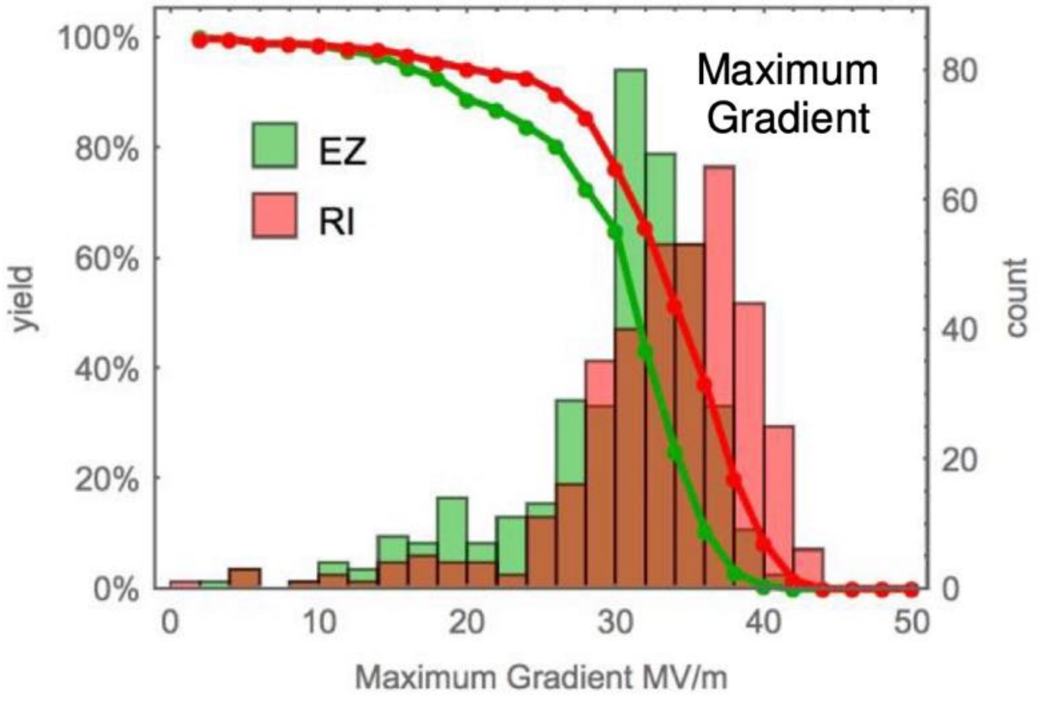
$$B_{\rm v} = \frac{B_{\rm pk}}{E_{\rm acc}} E_{\rm acc,max} \quad \text{(a)}$$

$$B_{\rm c1} < B_{\rm v} < 1.2 B_{\rm c} \quad \text{(b)}$$

$$40.5\,[{\rm MV/m}] < E_{\rm acc,max} < 57.1\,[{\rm MV/m}] \quad \text{(c)}$$

超伝導空洞の最大加速勾配
（ケーススタディ）

$$40.5\ [\mathrm{MV/m}] < E_{\mathrm{acc,max}} < 57.1\ [\mathrm{MV/m}]$$



- DESY は Euro XFEL の実現のため 743 台のNb製の 9-cell TESLA 空洞を製作し、性能評価試験で得た Eacc,max の統計分布を作成している
  - 横軸: Eacc,max, 縦軸: Yield
  - 緑が E Zanon 社から購入した空洞の結果、赤が RI 社から購入した空洞の性能評価試験の結果である
- ここから、現実的には 9-cell 空洞に対しては 44 MV/m > Eacc,max が妥当であると読める
  - H_{sh} より H_{c1} に近い結果
  - ただし追加の表面処理で性能が向上した可能性はある
- なお、チャンピオンデータではあるが、過去にKEK で行われたたて測定で 1-cell 空洞のEacc,max として 55 MV/m 達成した例がある
  - H_{sh} の予言に肉迫する結果

Reschke, Detlef, “Performance of Superconducting Cavities for the European XFEL", Proceedings of IPAC2016

超伝導空洞 vs. 常伝導空洞のまとめ

- 表面損失による消費パワーの比較
  - 2 K 運転時の超伝導空洞の表面抵抗 Rs と常伝導空洞の表面抵抗 Rs’ の比 Rs/Rs’ は周波数 1.3 GHz で 200万分の1以下となる（BCS 抵抗の半実験式と残留抵抗成分10nΩを仮定）
  - 2 K 運転時の超伝導空洞と常伝導空洞の AC 消費電力の比は周波数 3 GHz 以下ではほぼ 1/100 以下、4.2 K 運転でも 400 MHz 以下では 1/100 以下を達成できる
  - **以上、AC 消費電力の点では超伝導空洞が圧倒的に優位**
- 最大加速勾配の比較
  - ニオブ製超伝導空洞の Eacc,max は磁束侵入開始磁場 Bv で決まり、それは保守的には Hc1 相当の 40 MV/m、理想的には Hsh 相当の57 MV/m と予言されている
  - 実例として、DESY が Euro X-FEL のために製作した 816 台の 9-cell ニオブ製超伝導空洞の最大加速勾配の統計分布の結果は 44 MV/m ＞ Eacc,max の範囲内に収まっている
  - 常伝導空洞の Eacc,max は Kilpatrick の放電限界によって決定され、Eacc,max は周波数に応じて増大していく関係にある
  - TESLA 空洞と同じ Epk/Eacc ＝ 2 を仮定すると周波数 12 GHz の常伝導空洞の Eacc,max は 60-80 MV/m に到達し、超伝導空洞のそれを上回る

（補足）常伝導と超伝導空洞の加速電場（～ 325 MHz での比較）

- 常伝導 DTL の例 (324 MHz の J-PARC DTL) [1]
  - Ep = 1.3 Kilpatrick が採用されている
- 超伝導 DTL（325 MHz の超伝導の CH-DTL）[2]
  - SC-CH-DTL の Q-E 曲線（右上図）
  - 右下表の関係を用いると quench field に対応する Ep が求まる
  - Ep (4.2 K) = 8.5 MV/m ~ 2.5 Kilpatrick
  - Ep (2K) = 14.1 MV/m ~ 4 Kilpatrick

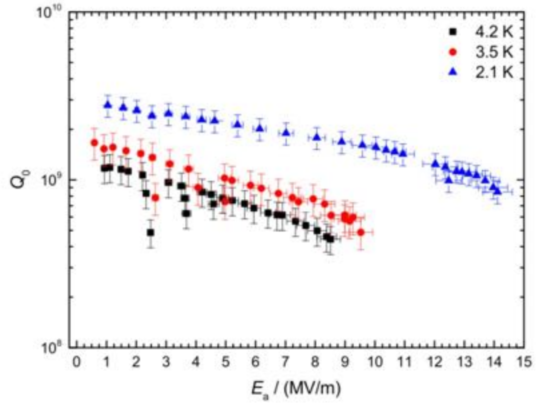


Figure 2: Q_0-E_a-curve of the 325 MHz CH-cavity [7].

325 MHz CH	Parameter and Unit
325	f in MHz
7	No. of cells
0.16	β
505	Length ($\beta\lambda$-def.) in mm
347	Diameter in mm
8.5 (14.1)	E_a in MV/m (at 2 K)
5	E_p/E_a
13	B_p/E_a in mT/(MV/m)
66	G in Ω
1260	R_a/Q_0

[参考文献]
[1] Accelerator technical design report for High-intensity Proton Accelerator Facility Project, J-PARC
[2] M.Busch, et al., Proceedings of IPAC2019, Melbourne, Australia (2019)

数百 MHz 代の周波数では超伝導化により最大加速電場を大幅に向上できる（この周波数領域では AC 消費電力の点でも圧倒的に優位）

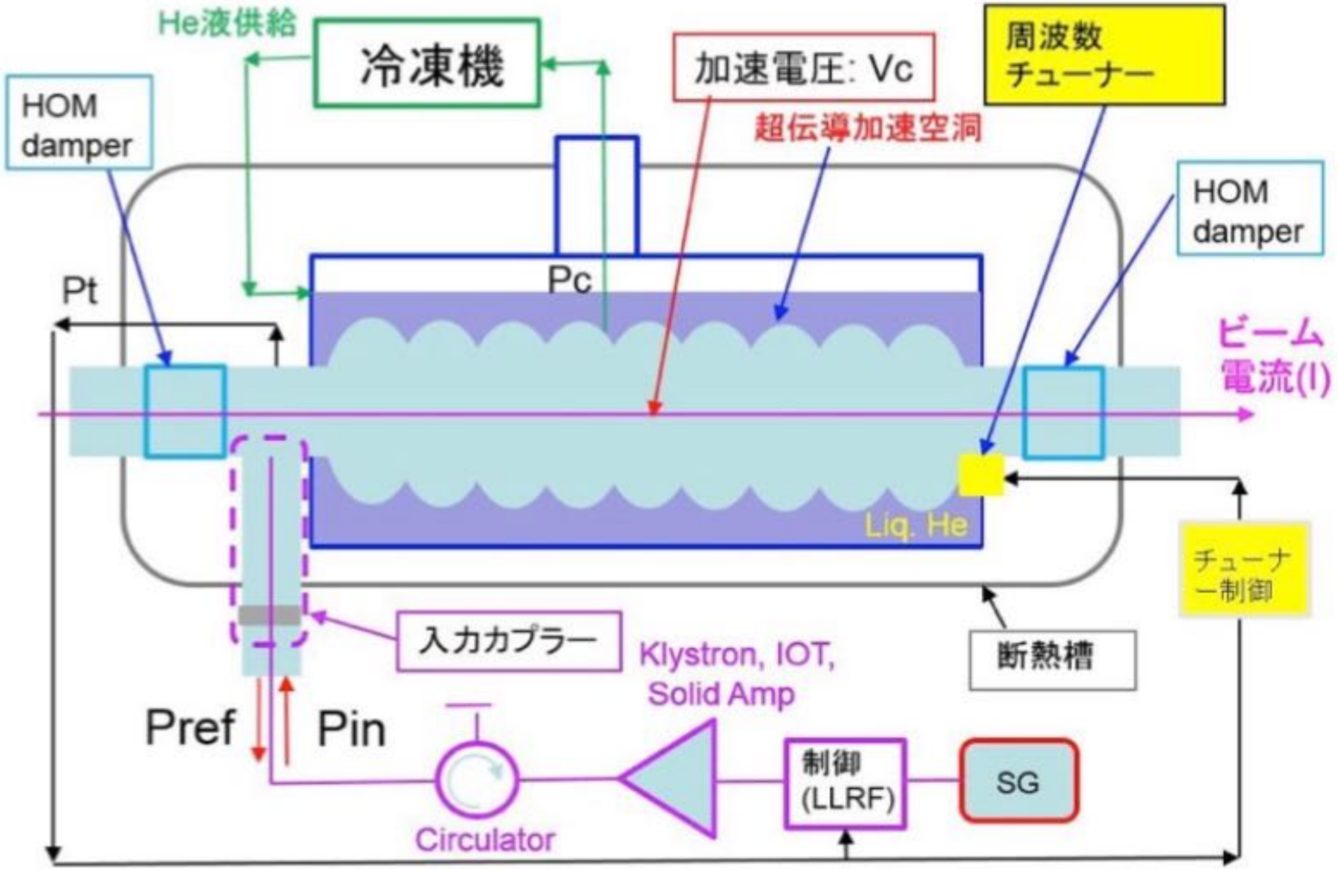
超伝導空洞の設計・製作・性能測定

超伝導空洞に関わるコンポーネントの紹介と
空洞本体の製作について

超伝導加速空洞の運用の簡易的な説明

OHOセミナー'21　超伝導空洞

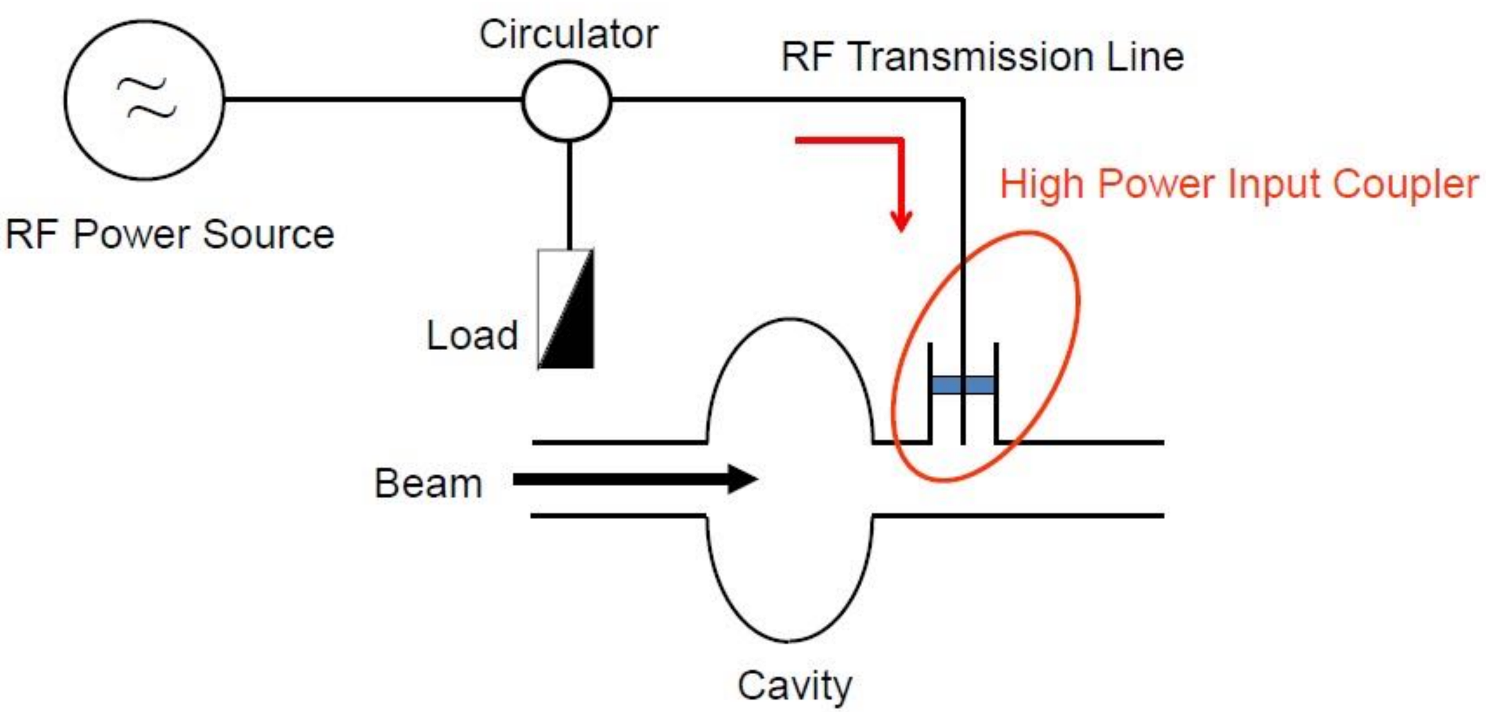
超伝導空洞:ビームを加速する役割。
入力カプラー:空洞へのパワー供給口。セラミック窓で空洞真空と大気を分ける。
HOM damper:
有害な空洞高調波(後述)を吸収する。
周波数チューナー:空洞の共振周波数を調整＆制御する。
クライオモジュール:上記を断熱槽で囲み、He温度を保つ役割をする。



詳細な内容は Omet さんの講義を参照のこと

阪井寛志, Oho2015 講義資料より引用

(補足)インプットカプラー

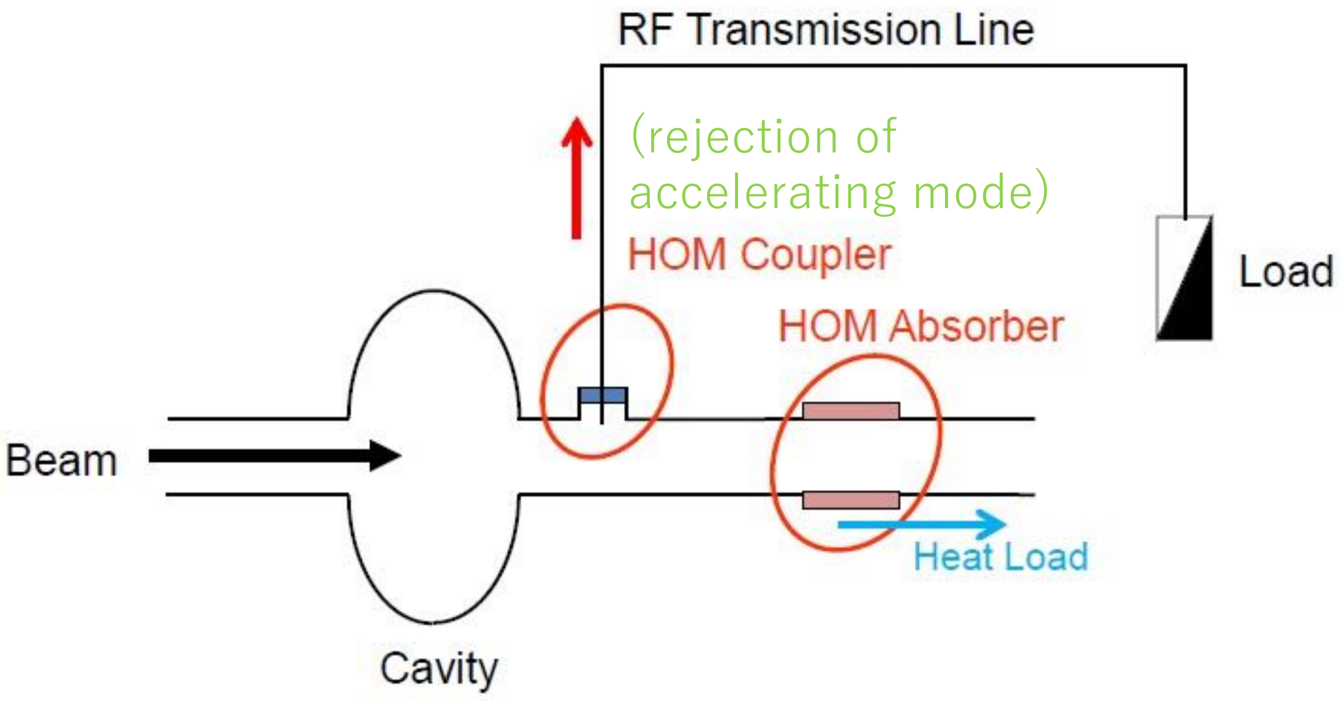


<u>入力結合器　(input coupler)：</u>

高周波源からの高周波電力を空洞とビームに供給する。
(真空封止)

加古永治, Oho2014 講義資料より引用

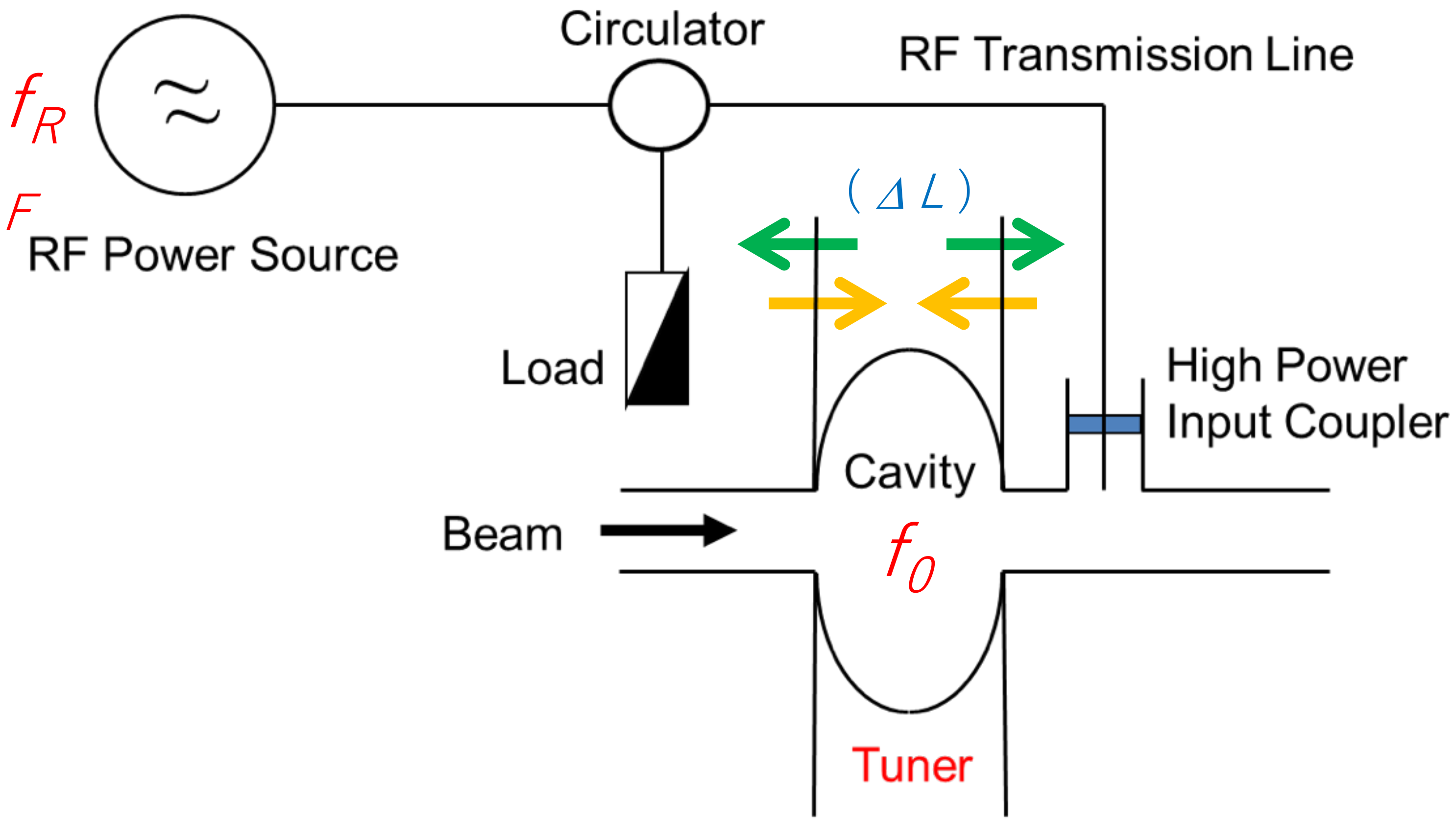
(補足) HOM カプラー & HOM ダンパー



高調波モード結合器 （HOM coupler）：
ビームによって誘起される有害な高調波モードを外部に取り出す（損失させる）。

加古永治, Oho2014 講義資料より引用

(補足)周波数チューナー



周波数チューナー　（Frequency Tuner）：

空洞の共振周波数 (f_0) を高周波源の周波数 (f_{RF}) に一致するように調整（パルス毎）。

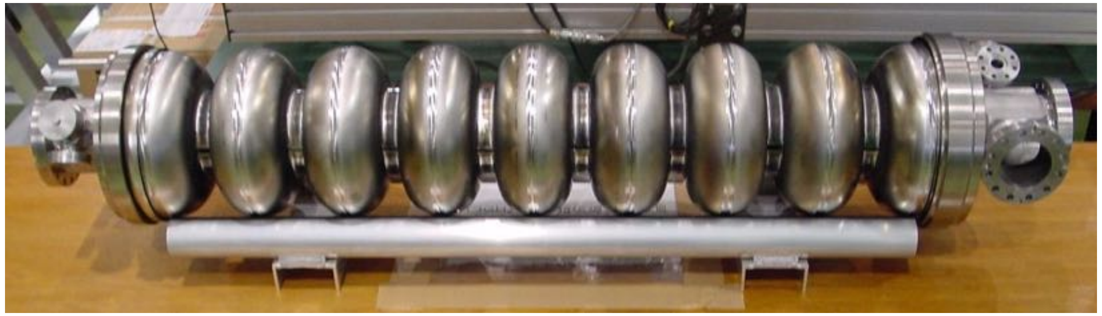
加古永治, Oho2014 講義資料より引用

超伝導空洞の製造（簡易的な説明）

Center-cells
(Tokyo Denkai ; RRR~300 Nb)

<u>ニオブ材料の成形性と接合性</u>

(Deep drawing , EBW: electron beam welding)



加古永治, Oho2014
講義資料より引用

詳細な内容は道前、Kumar さんの講義を参照のこと

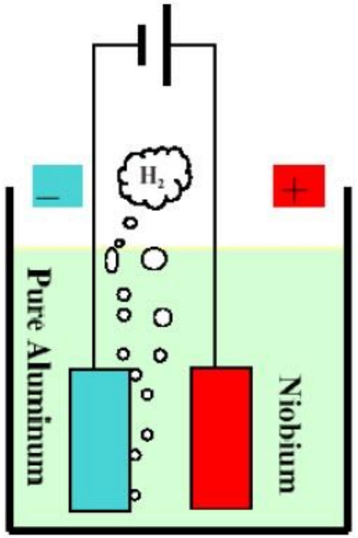
超伝導空洞の熱処理、表面処理、組み立て

標準的な処理工程の流れ

- 多量電解研磨（100 um）
- 真空炉における高温熱処理（800-900 ℃ 3 時間）
- 周波数チューニング
- 空洞の内面検査（問題発覚時には局所研磨などを実施）
- 仕上げ電解研磨
- 超純水高圧洗浄
- クリーンルームにて空洞の組み立て
- 低温ベーキング
- 性能評価試験

電解研磨 (1/2)

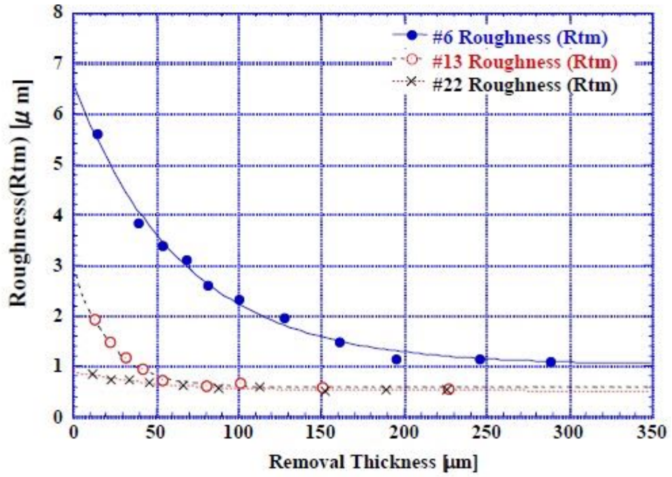
- **電解研磨によって空洞内部の平滑度を向上させる**
- **表面粗さが改善されて光沢面が生ずる(~数100 nm Ra)**

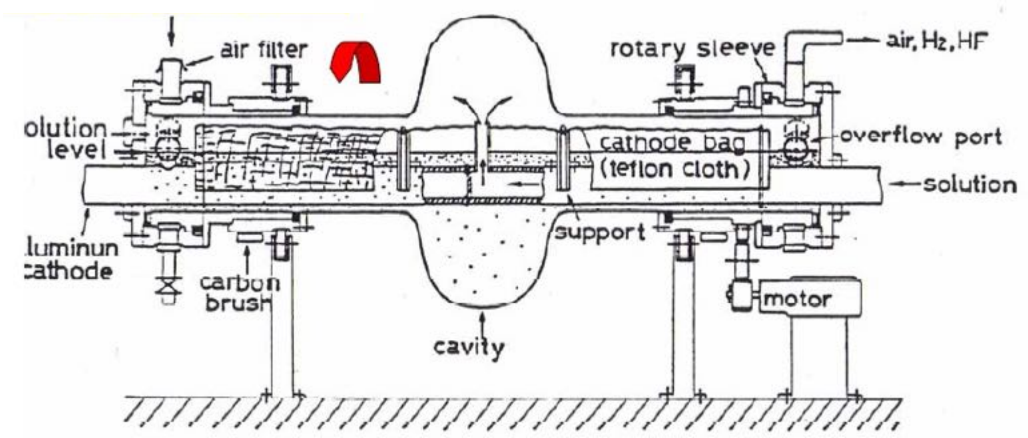


Acid:
H_2SO_4 (>93%): HF(46%)=10:1 V/V

Chemical reaction:
$2Nb + 10HF + 2H_2O \rightarrow 2H_2NbOF_5 + 5H_2\uparrow$

硫酸は反応に関与しない。EP液に粘性を持たせる。



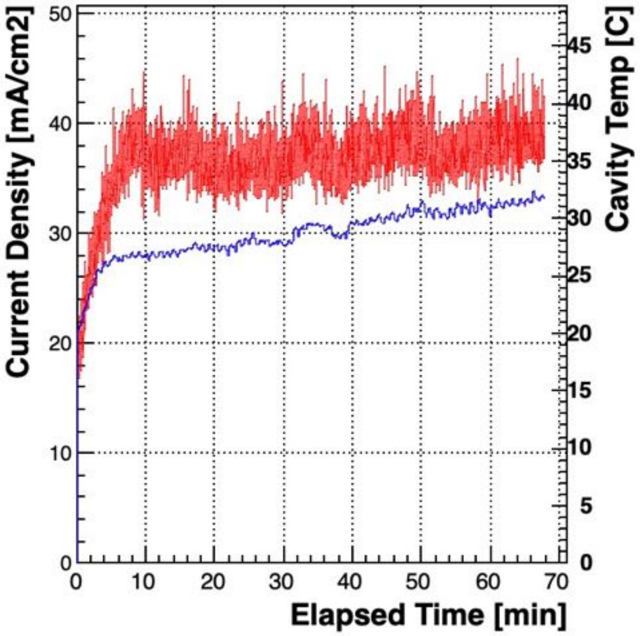


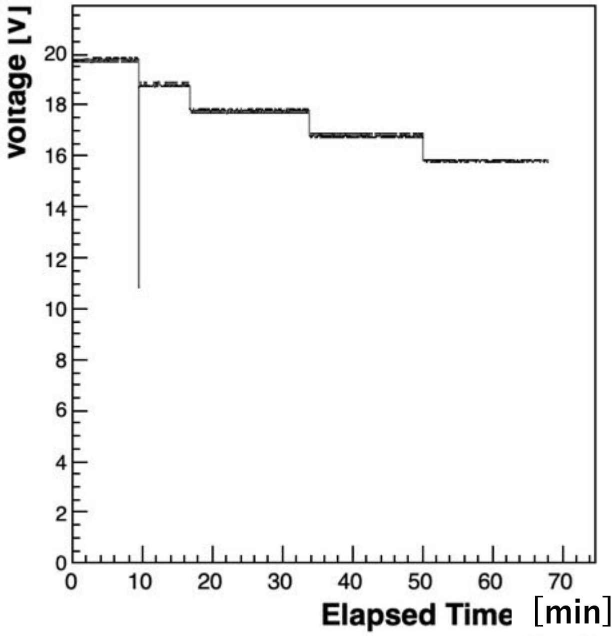
許斐太郎, Oho2017 講義資料を引用

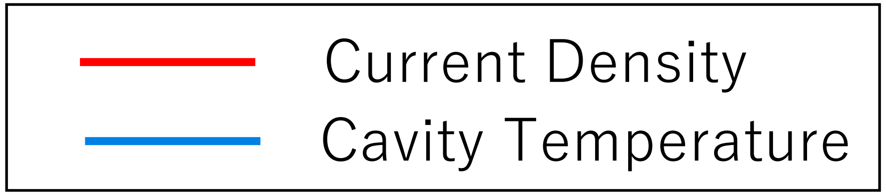
K. Saito Lecture note 2010

電解研磨 (2/2)

電流密度と印加電圧、空洞温度がパラメータ（典型的な例を以下に示す）





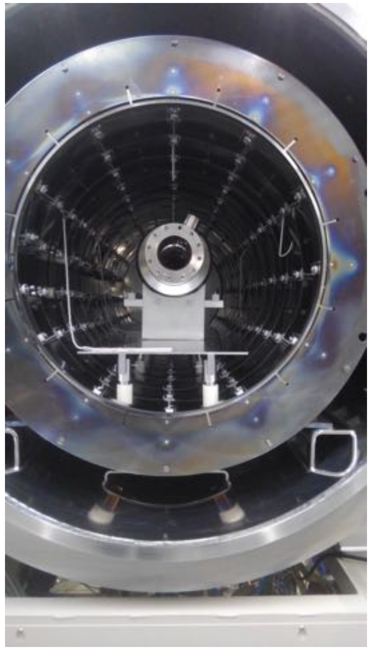


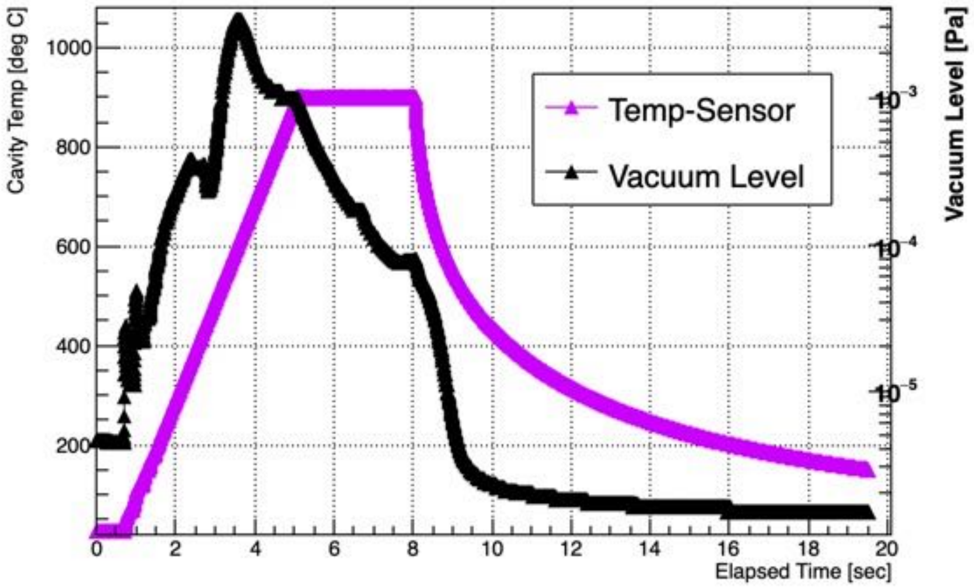
	Standard EP
Cav Temp	26-32 °C
Current Dens	38 mA/cm2
Applied voltage	16-20 V
Removal Speed	0.3 um/min

電解研磨後の空洞内面の様子

真空炉における高温熱処理

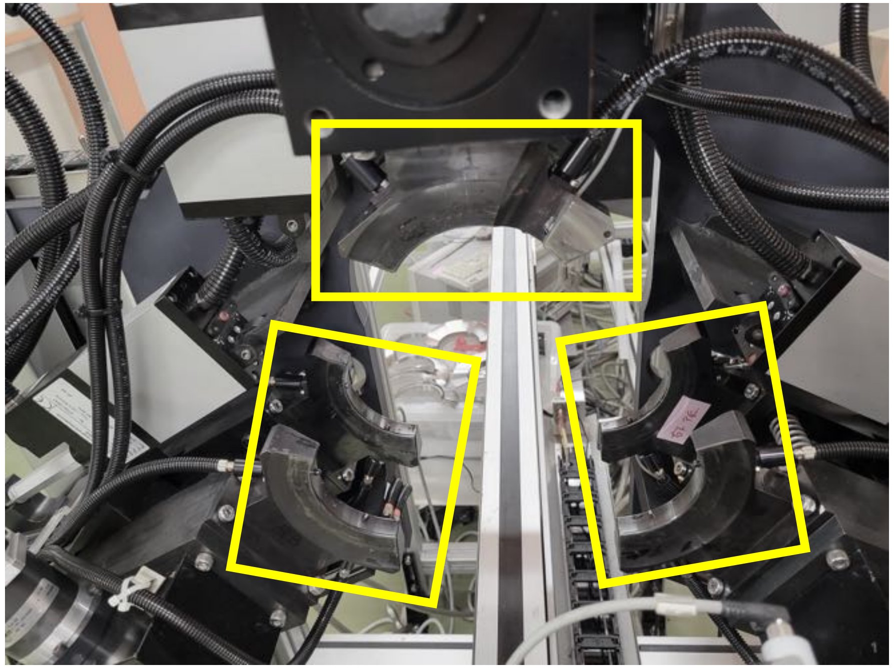
- 巨大真空炉内にて 800-900 °C 3 hours の高温熱処理を行う
- バルク中に吸蔵された水素を脱ガスする

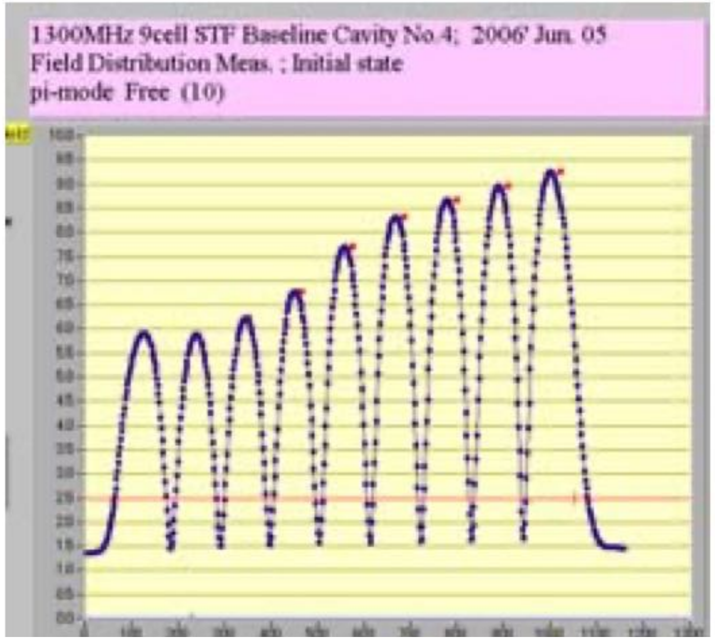


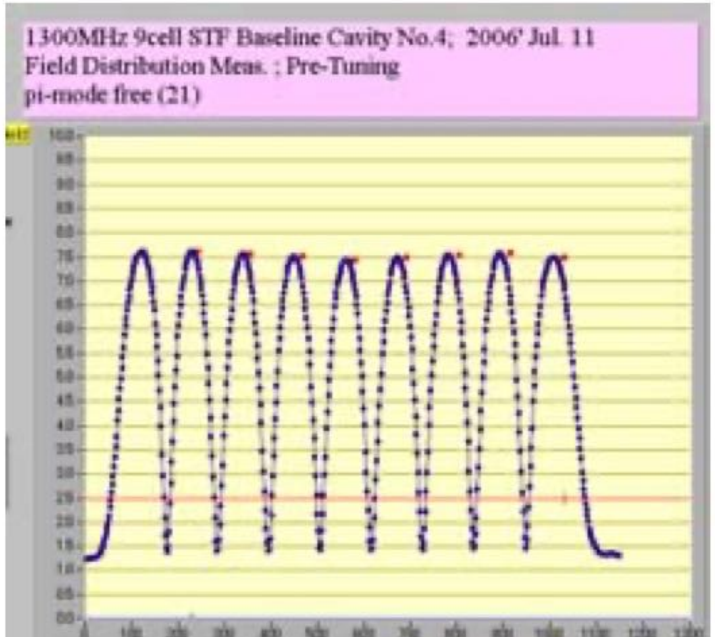


チューニング

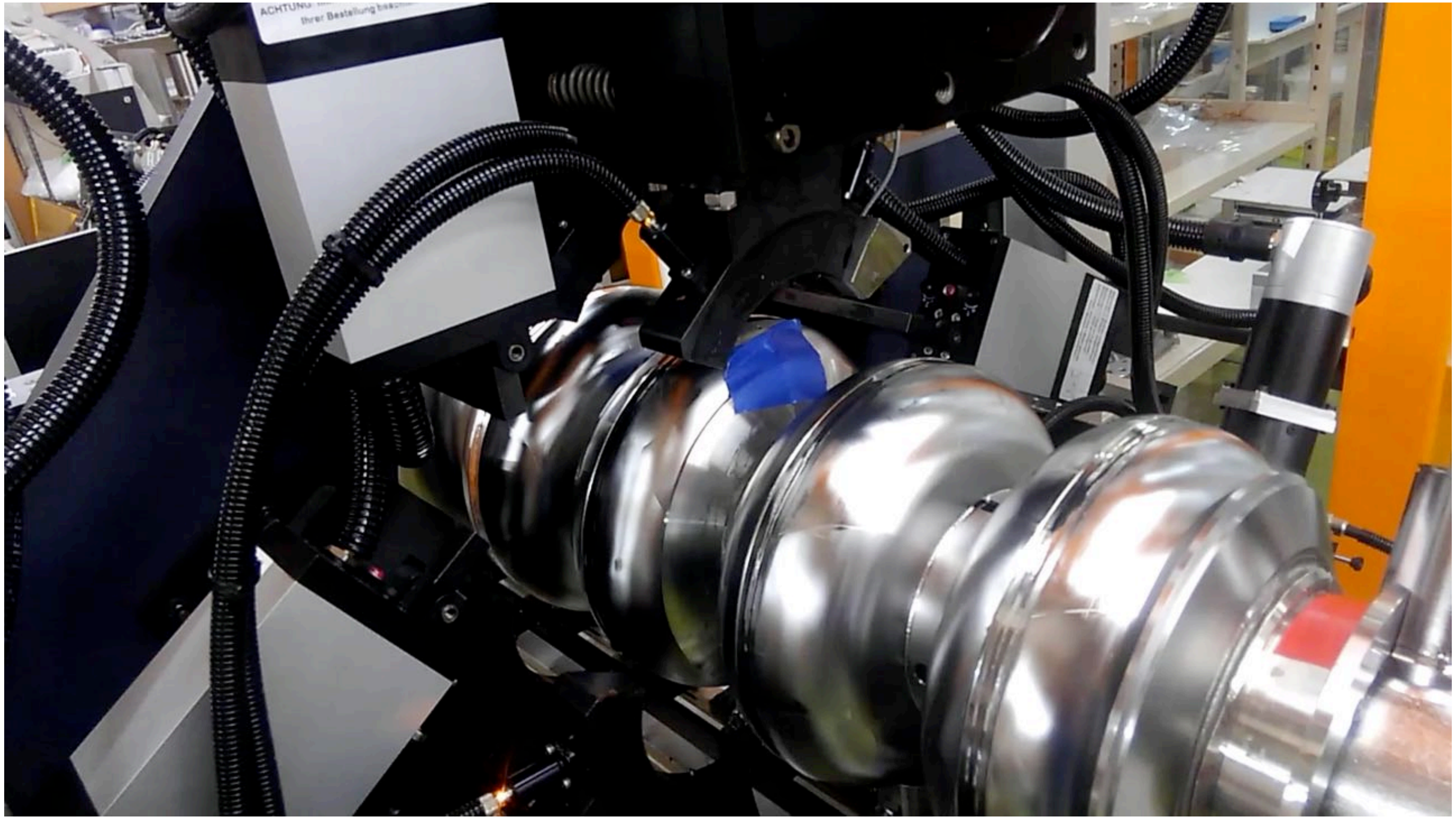
- 左下図の装置の爪で空洞のセルを三方向からホールドする
- この状態でセルを機械的に軸方向に伸び縮みさせっcることにより塑性変形を生じさせて周波数変化を生じさるとともに電場強度の分布を一定に揃えていく





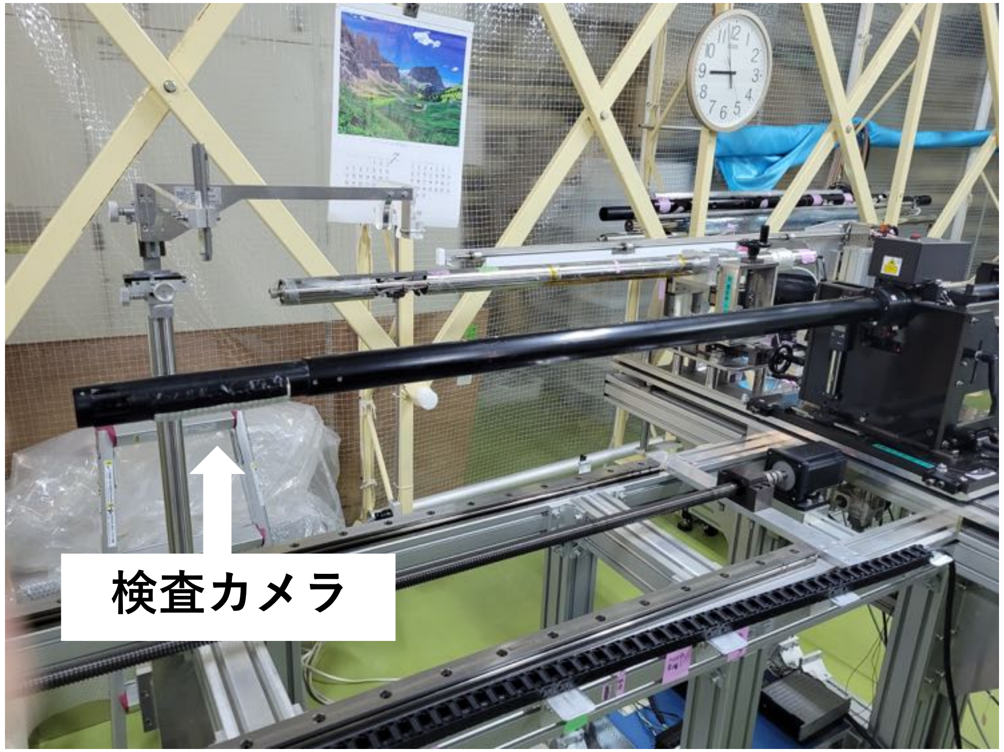


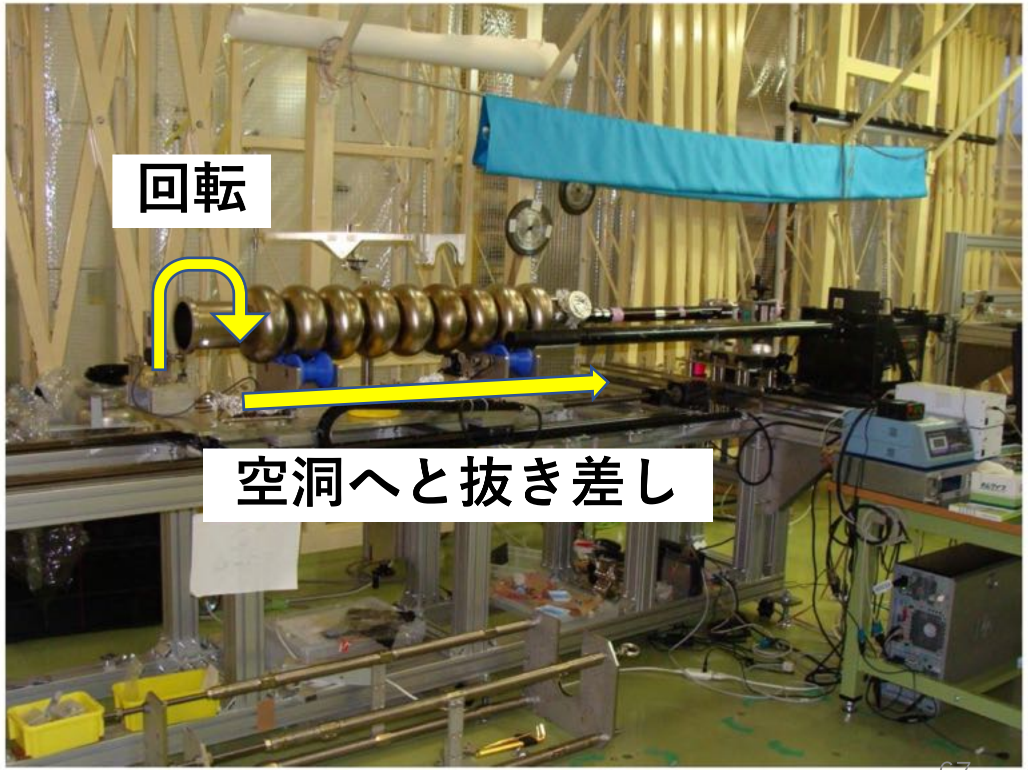
チューニング



内面検査

- 左下図のように先端に検査カメラが内蔵された棒を空洞内部に抜き差しするとともに、空洞を回転させて内面を 360° 観察する
- 欠陥が発見された場合には局所研磨装置を用いてこれを除去する

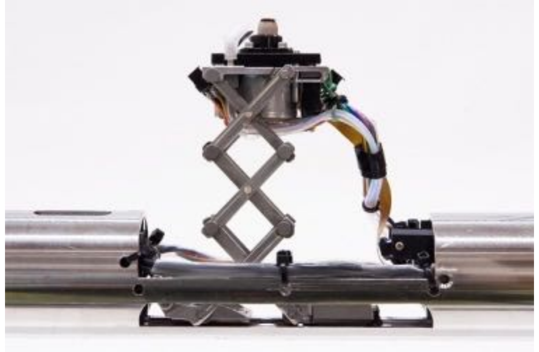
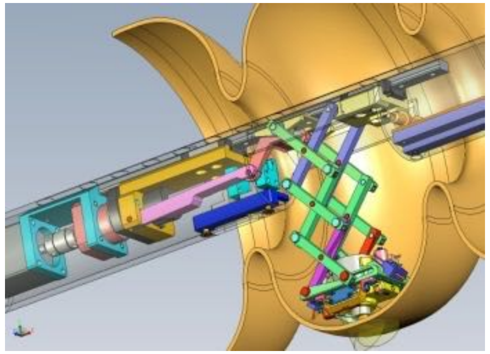


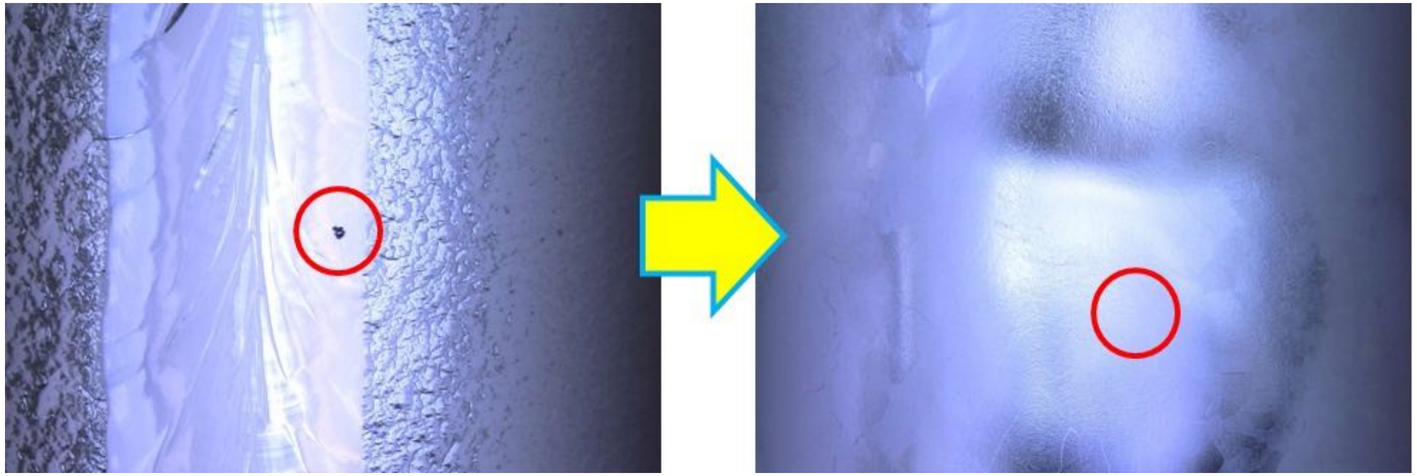


[図引用] Kensei Umemori , Asian School on Superconductivity and Cryogenics for Accelerators 2017 December 14, SC Cavity (Eng. 1)

局所研磨機による補修

グラインダーで欠陥を削り取る。
素手に研磨材を持って直接行う場合もある。



山本康史, 2012 年 ILC 夏の合宿講義資料より引用

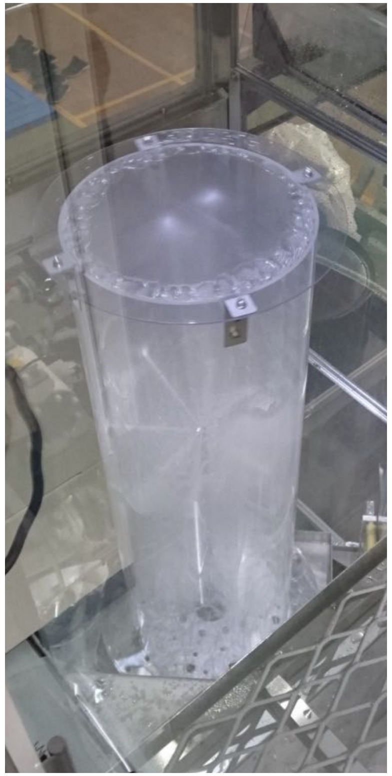
超音波洗浄

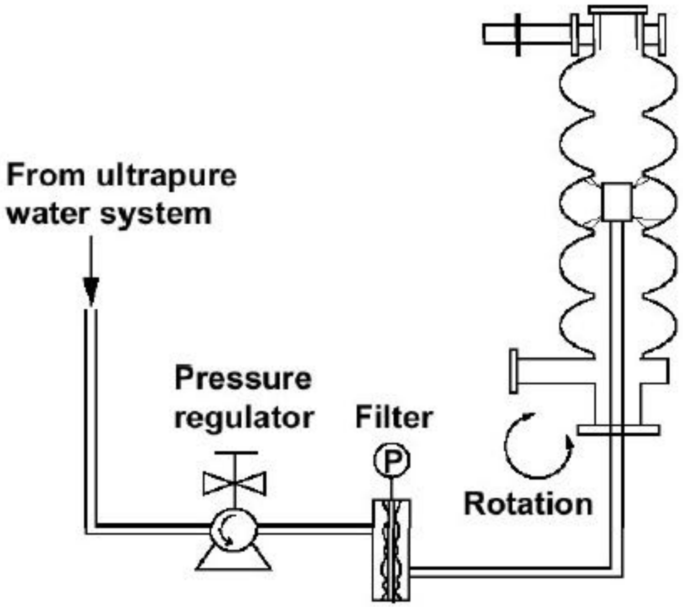
- FM-20 というアルカリ性の洗剤を用いて空洞内面を超音波洗浄する
- この過程で電界研磨で付着した硫黄や油脂を洗い落とす

高圧水洗・組立

- 表面に付いたゴミがField Emission の原因となる
- 空洞内面に 8 MPa の超純水を叩きつけてゴミを除去する

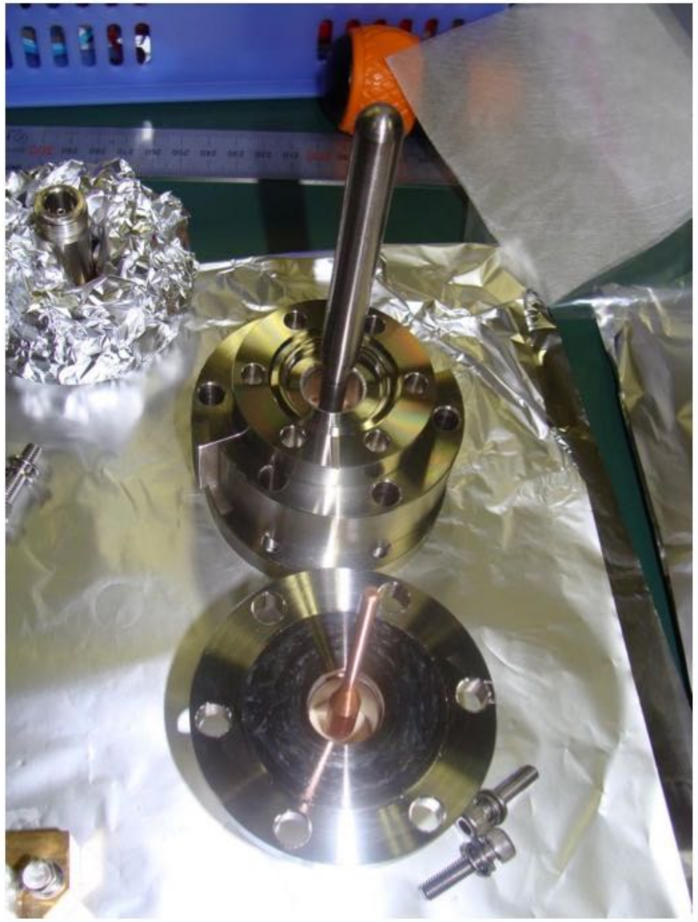
KEK-STF　~8 MPa





許斐太郎, Oho2017 講義資料を引用

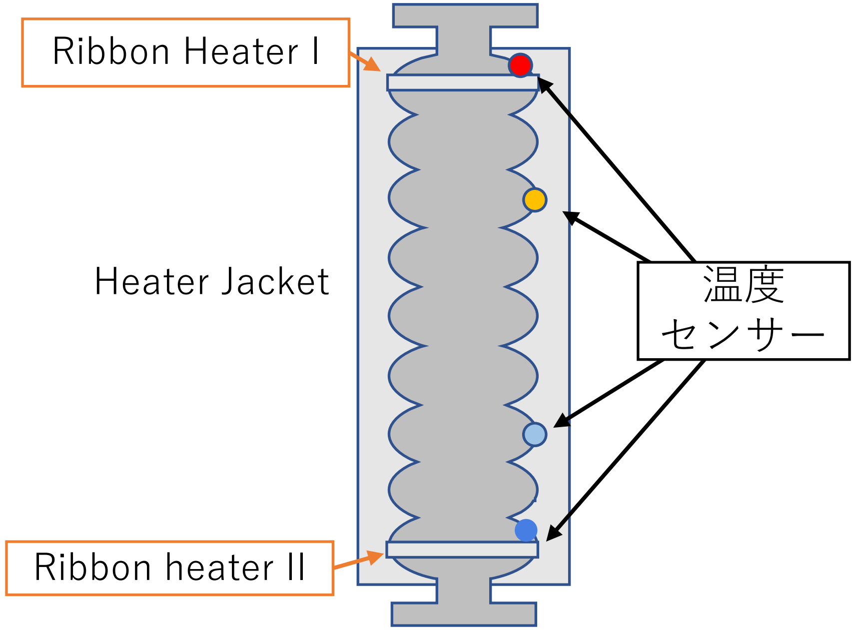
Assembly for vertical test

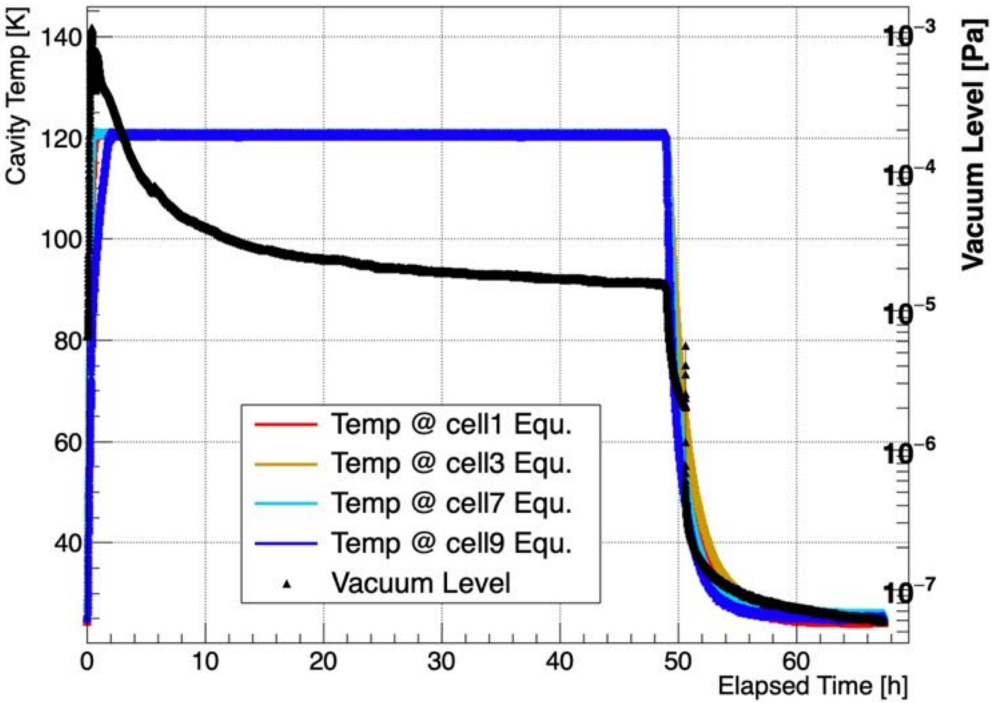


- Flanges are mounted inside class 10 (class 4) clean room.
- Assembly work is done very carefully, not to install dust particles into cavity.
- They become sources of field emission.

低温ベーキング

- 100-120 °C 、真空度 10^{-3} Pa or better で 24-48 時間のベーキングを行う
- リボンヒーターとヒータージャケットを用いて蒸し焼きにする
（海外研究機関では恒温槽を用いている場合もある）

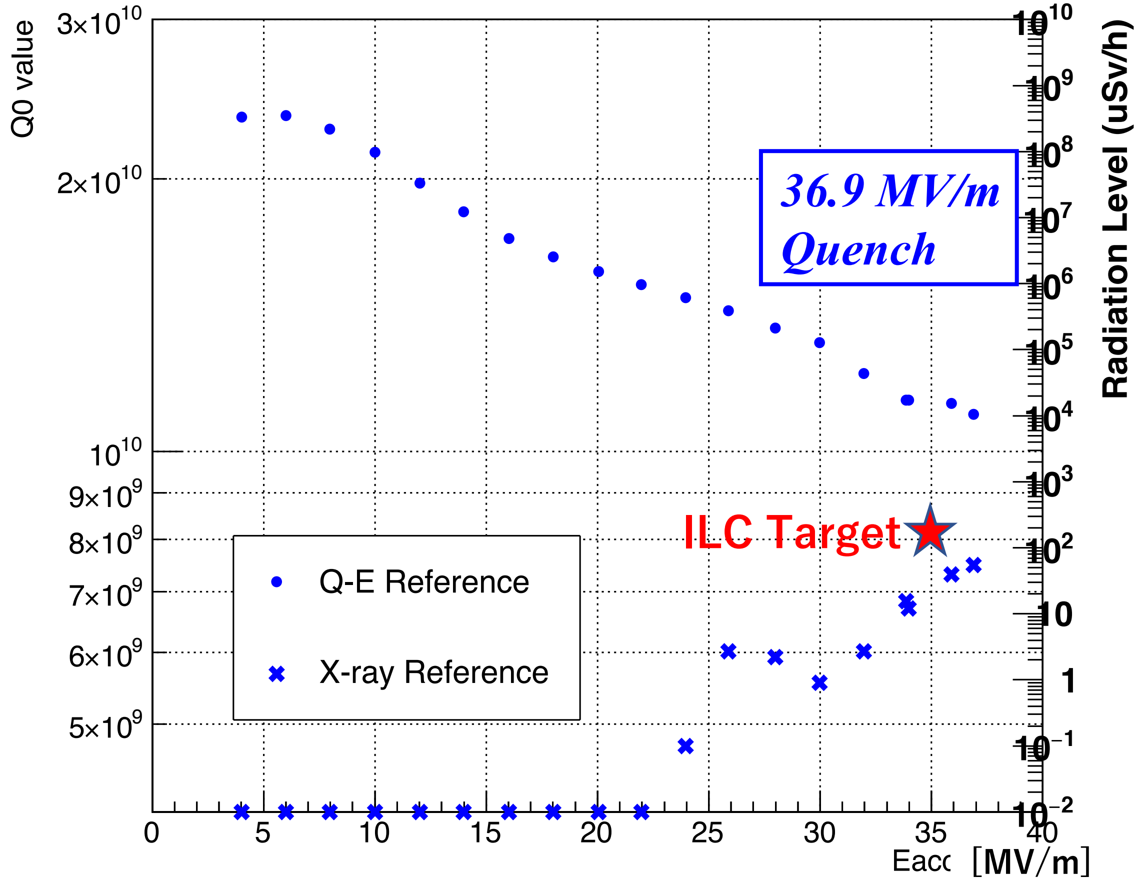




超伝導空洞の性能評価

超伝導特有の加速電界とQ値関係

Q_0 vs. E_{acc} Curve
（超伝導空洞の性能を評価する上で最も基本となるグラフ）

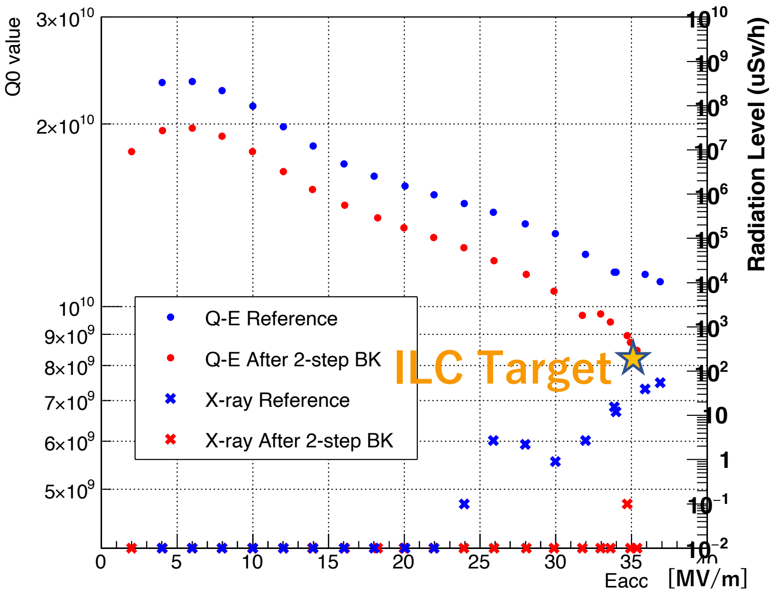


- 超伝導空洞の性能
  - 表面抵抗 Rs（=Q_0値）
  - 加速勾配 Eacc
- “空洞性能を評価する”とは、Q_0 vs Eacc を作成することに等しい
- X線の放射線量も重要なので同時にプロットすることが多い
  - KEK では >2mSv/h で Q 値が劣化し始める傾向が確認されている
- ILC Target（性能評価試験時）
  - $E_{acc,max}$ > 35 MV/m, Q_0 > 0.8×10^{10}

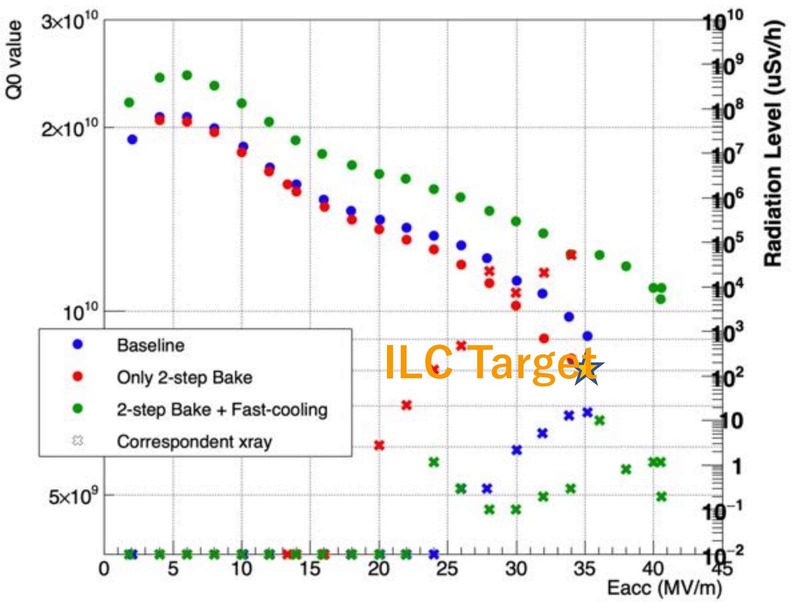
KEK で行われた電界性能試験結果の例

- 2019-2021 に KEK で実施された 9-cell 空洞の性能評価試験の結果のうち代表的なものを以下にまとめる
- （**主な条件**）RRR>300, 900 ℃ 3h Anneal, ILC 用の高電界処理を適用

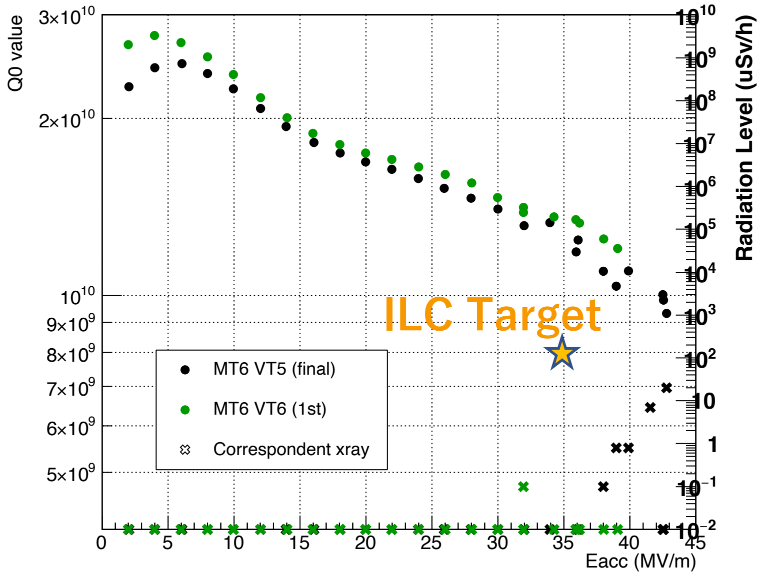
VT results for MT3



VT results for MT5



VT results for MT6



ILC の目標値を超える高加速電界と高Q値を安定して達成できている
（先の DESY のプロットよりはるかに良い傾向）

空洞の性能評価試験（たて測定）

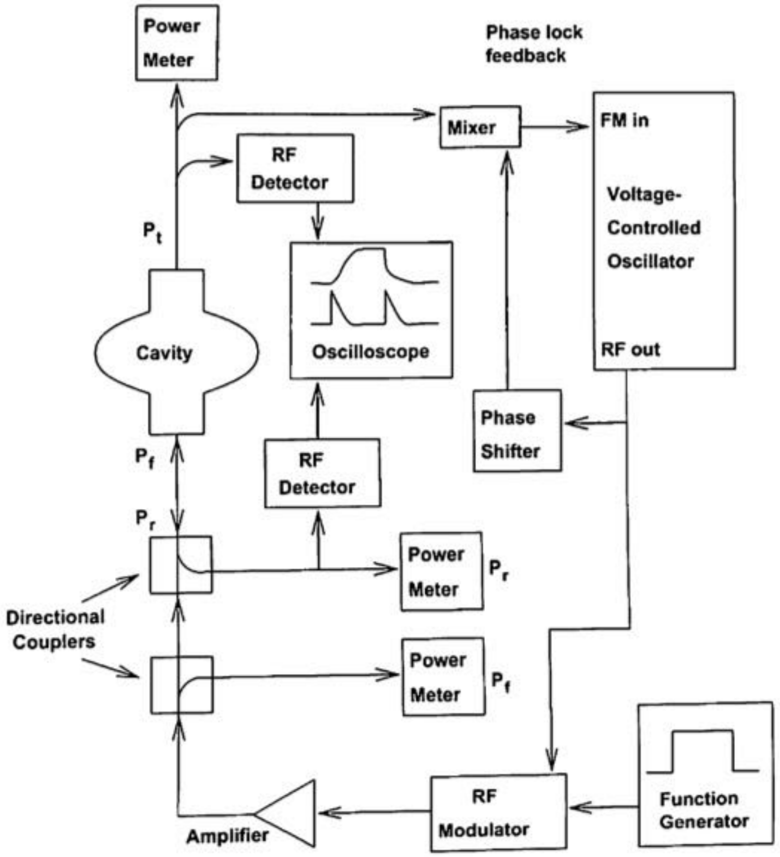
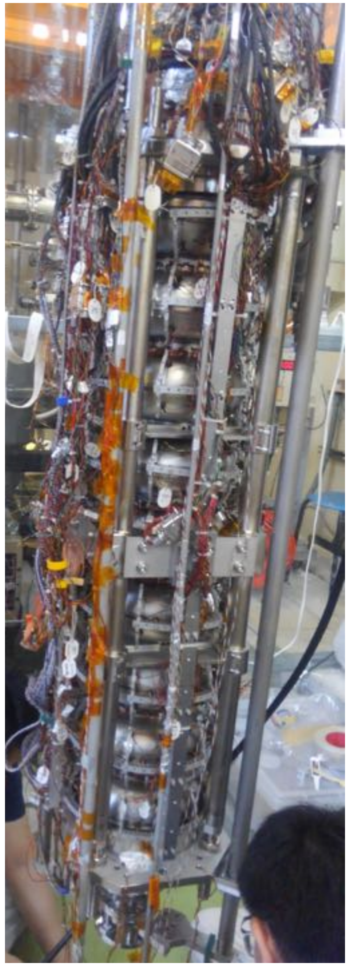
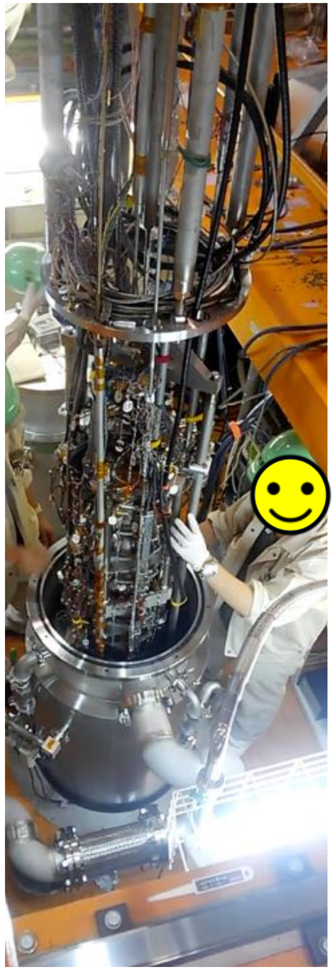


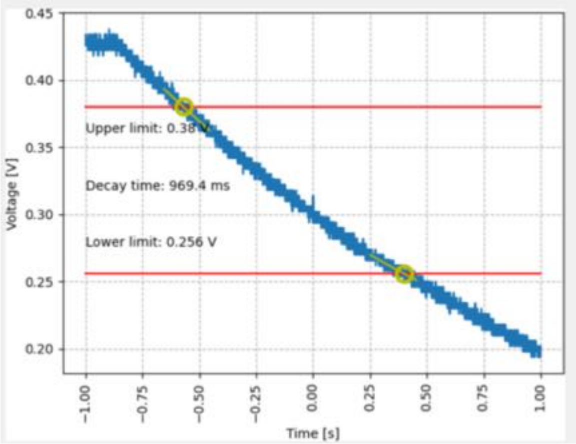
図.15　たて測定で用いられる典型的なセットアップの回路図 [8]





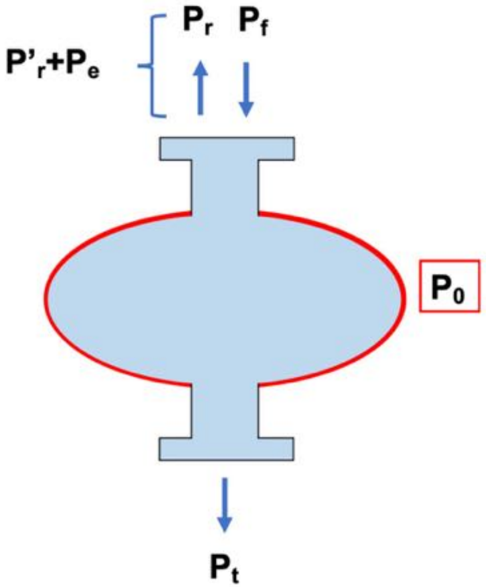
空洞の性能評価試験（たて測定）

τ の測定



測定量 & 定義

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



基本関係式 & 計算量

$$Q_\mathrm{L} = 2\pi f \frac{\tau_{1/2}}{\ln(2)}$$

$$P_0 = P_\mathrm{f} - P_\mathrm{r} - P_\mathrm{t}$$

$$\beta_\mathrm{f} = \frac{P_\mathrm{e}}{P_0}$$

$$\beta^* = \frac{P_\mathrm{e}}{P_0 + P_\mathrm{t}} = \beta_\mathrm{f}/(1+\beta_\mathrm{t})$$

$$E_\mathrm{acc} = Z\sqrt{P_t Q_t}$$

$$Q_\mathrm{L} = Q_0 \times 1/(1+\beta_\mathrm{f}+\beta_\mathrm{t})$$

$$\beta_\mathrm{t} = \frac{P_\mathrm{t}}{P_0}$$

$$\beta^* = \frac{1+\sqrt{P_\mathrm{r}/P_\mathrm{f}}}{1-\sqrt{P_\mathrm{r}/P_\mathrm{f}}} \text{ or } \frac{1-\sqrt{P_\mathrm{r}/P_\mathrm{f}}}{1+\sqrt{P_\mathrm{r}/P_\mathrm{f}}}$$

$$Q_0 = Q_\mathrm{t}\frac{P_\mathrm{t}}{P_0}$$

空洞の性能評価試験の流れ（たて測定）

（Standard Data Acquisition）

- $\tau_{1/2}$を測定 → Q_Lを決定
- 測定量からβ^*, β_tを計算 → β_fを決定
- ↓
- Q_L, β_f, β_tからQ_0を決定
- ↓
- Q_0と他の測定量からQ_tを決定

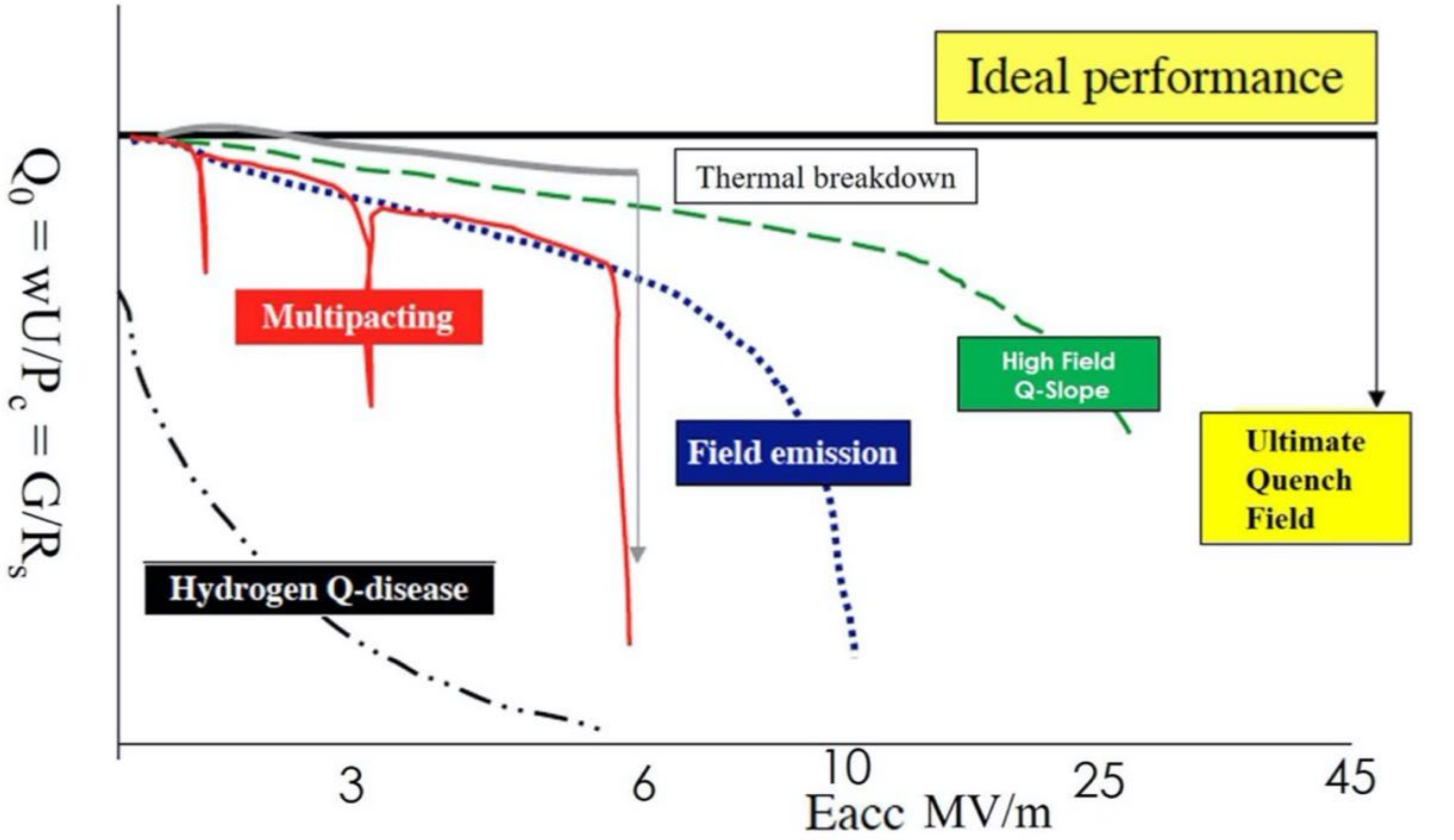
（Q-E measurement）

- 測定量からP_0, P_tを決定
- STD data のQ_t を仮定
- ↓
- P_0, P_t, Q_tとZからQ_0とEaccを決定
- $R_s = G/Q_0$ から表面抵抗を決定

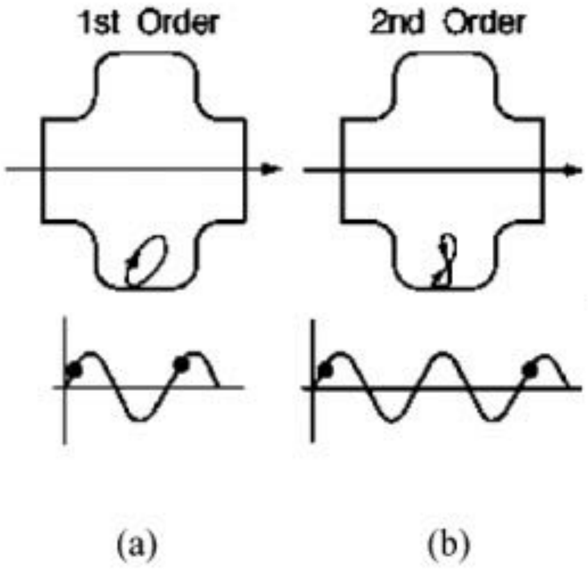
空洞性能を制限するもの

- ■ 物性で決まる制限
  - ■物性で決まる磁束侵入開始磁場を超えた段階で渦糸雪崩が生じ、超伝導破壊が生ずる。
- ■ Multipacting
  - ■ 空洞表面から飛び出た二次電子が、高周波電磁場に捕獲されて再び元の場所へ戻っていく、一種の共鳴現象が生ずる。
- ■Thermal Breakdown
  - ■ ある場所に defect (欠陥)が存在する場合、そこで局所的な発熱が生じて、超伝導破壊に到る。
- ■ Field Emission
  - ■ 空洞内に存在する突起や混入した塵などが原因で電界放出電子が生じ、それが空洞内のエネルギーを消費する。壁に衝突して発熱した場所が超伝導破壊を起こすことがある。
- ■水素病 (H-Q disease)
  - ■低級超伝導体たる水素化ニオブによって空洞性能が急激に低下。

Ｑ値の電界依存性の一覧

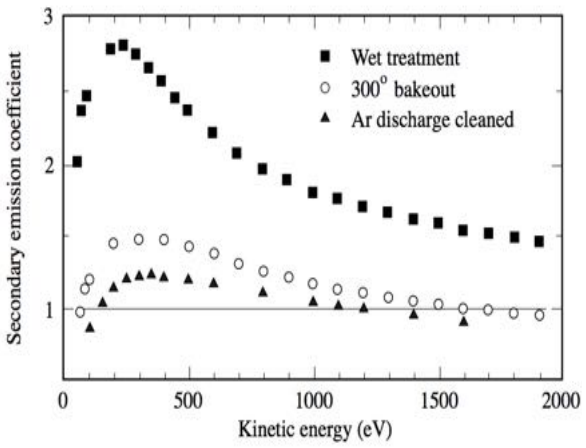


1．Multipacting（マルチパクティング）



(a) 1-point MP
(b) 2-point MP

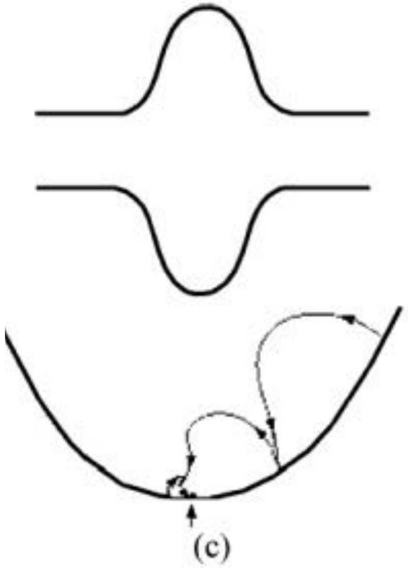
SEY vs Beam Energy

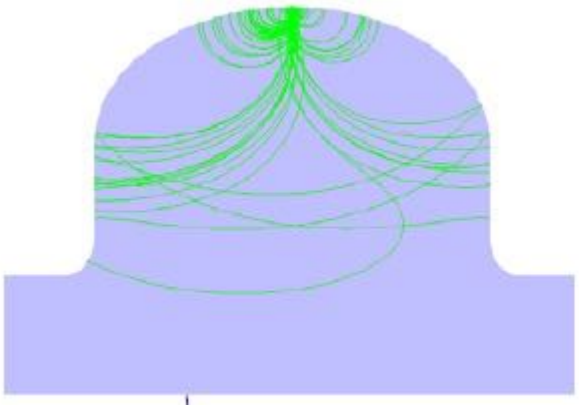


- Multipacting(MP): 空洞の壁に衝突した電子が二次電子放出を誘発し、それがまた加速されて壁に衝突して…という過程を繰り返すうちに電子が共鳴的に増幅されていく現象
- ある点 A で発生した二次電子が加速電場の半周期で加速されて壁のある点 B と衝突→ B で二次電子が発生 → 元の点 A に衝突 → … を繰り返す
  - 1-point MP (1-side MP)
  - 2-point MP (2-side MP)
  - n-point MT
- 二次電子放出の増幅率 SEY が 1 を超えると MP が発生する
- SEY は表面処理状態におおきく依存する。
- Pillbox空洞ではある電場で円筒軸方向の至る所で MP の共鳴が生じるため、空洞性能が大いに制限される

阪井寛志, Oho2015 講義資料より引用

１．Multipacting（マルチパクティング）





(解決策1)

高周波電力を継続的に投入して空洞表面の SEYを下げる（この過程を「プロセス」と呼ぶ）

(解決策2)

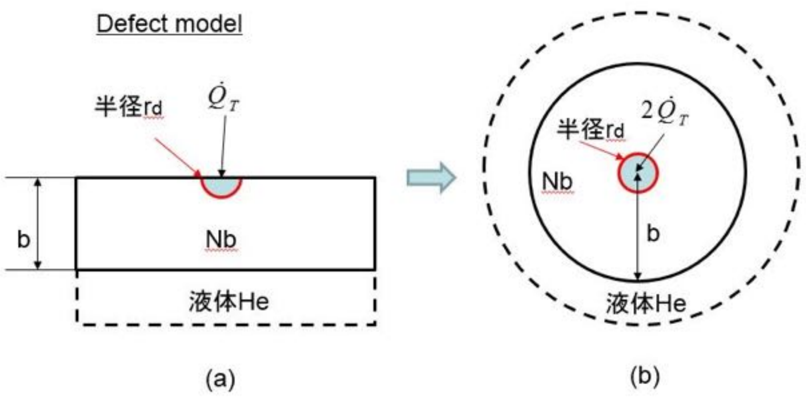
空洞を円筒形状から楕円形状に変えること

- 第一に、ある電場において共鳴条件を満たす点が限られる
- 第二に、片側のみを電子が行き来する場合、同じ場所に電子は戻らずに最終的に電場の存在しない赤道部へと集中、自然と消滅する機構を備えている
- 両側を電子が行き来する場合は赤道部付近で MP が残る
  - ただし、この場合では MP で発生する二次電子のエネルギーは低く、SEYは低い値になる
  - 高周波電力を継続的に投入すれば比較的簡単にプロセスできる

阪井寛志, Oho2015 講義資料より引用

2. Thermal break down

異物（常伝導材）混入による熱的破壊

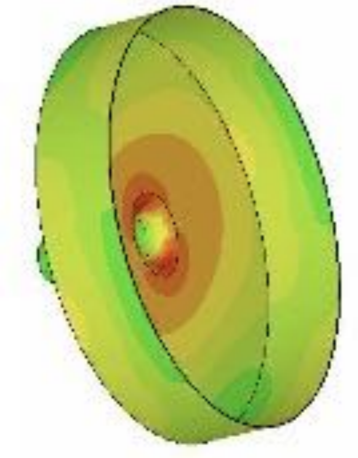


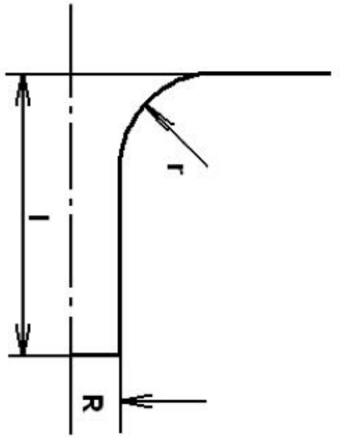
$$H_{\max} = \sqrt{\frac{4\kappa(T_c - T_b)}{r_d R_n}}$$

半径50umの常伝導で
臨界磁場の2/5でTcになる。

形状による熱的破壊

- 磁場が局所的に大きくなり、臨界磁場に早く到達。



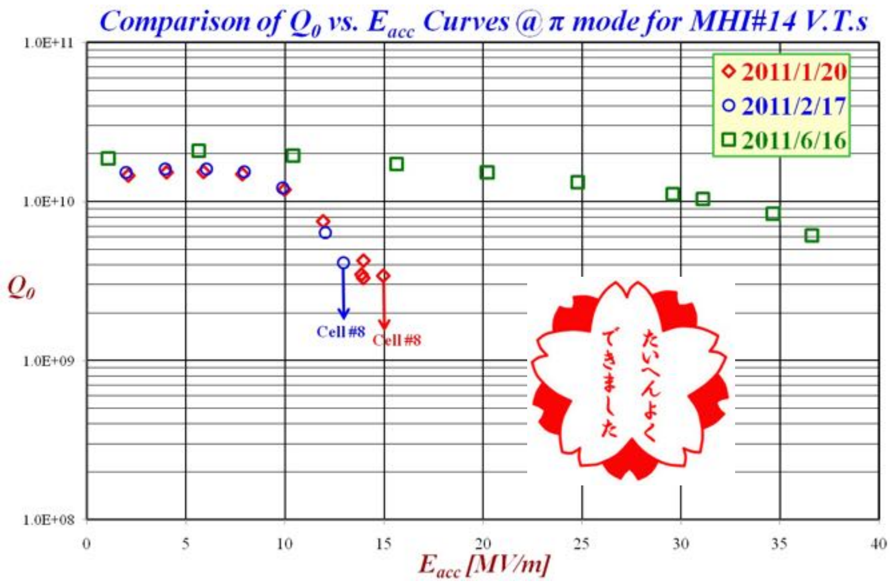


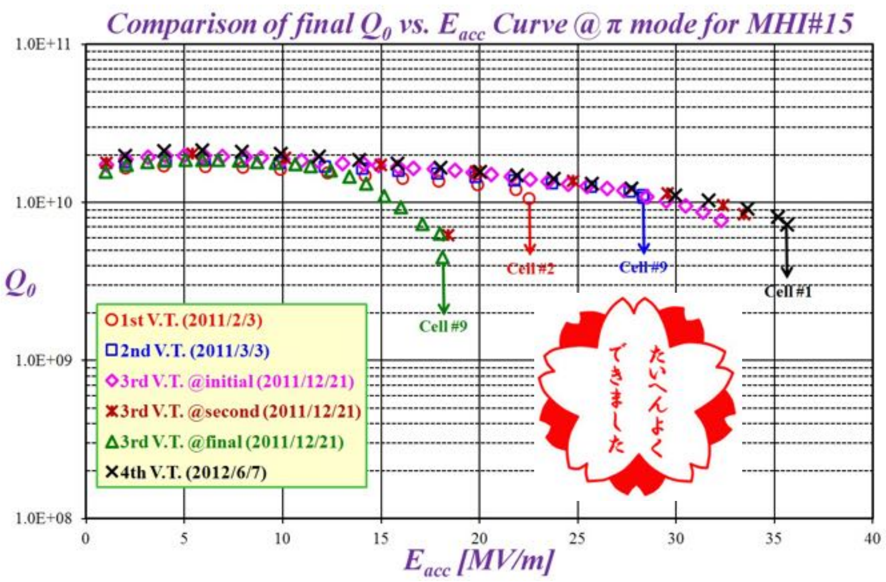
不純物による発熱を減らす⇒RRRが高い材料が有効(RRR>300)

阪井寛志, Oho2015 講義資料より引用

局所研磨により性能を回復した空洞の例

局所研磨後に性能が大いに向上！！



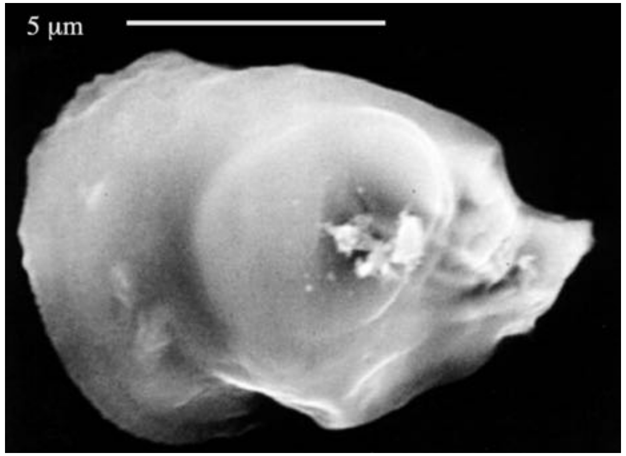


2008～2012年の5年間の研究の結果、
空洞内から欠陥を完全に除去出来ればILC spec.に
到達することが出来る、ということが分かった。

山本康史, 2012 年 ILC 夏の合宿講義資料より引用

３．Field emission (電界放出)

- 表面から放出される電界放出電子の電流値 $I(E)$ は、表面に突起や数10umレベルのダストがあると電場が局所的に数百倍まで増幅され、急激に増大する（増幅係数: β_{FN}）
- Emitter から放出された電界放出電子は空洞内部で暴れ回り、蓄積エネルギーを浪費しながら壁と衝突してクエンチを誘発
- 場合によっては空洞性能が大幅に低下してしまうことがある（参考：次スライド）
- 電界放出電子の電流値 $I(E)$ は以下の関数に従う (**E の単調増加関数**)

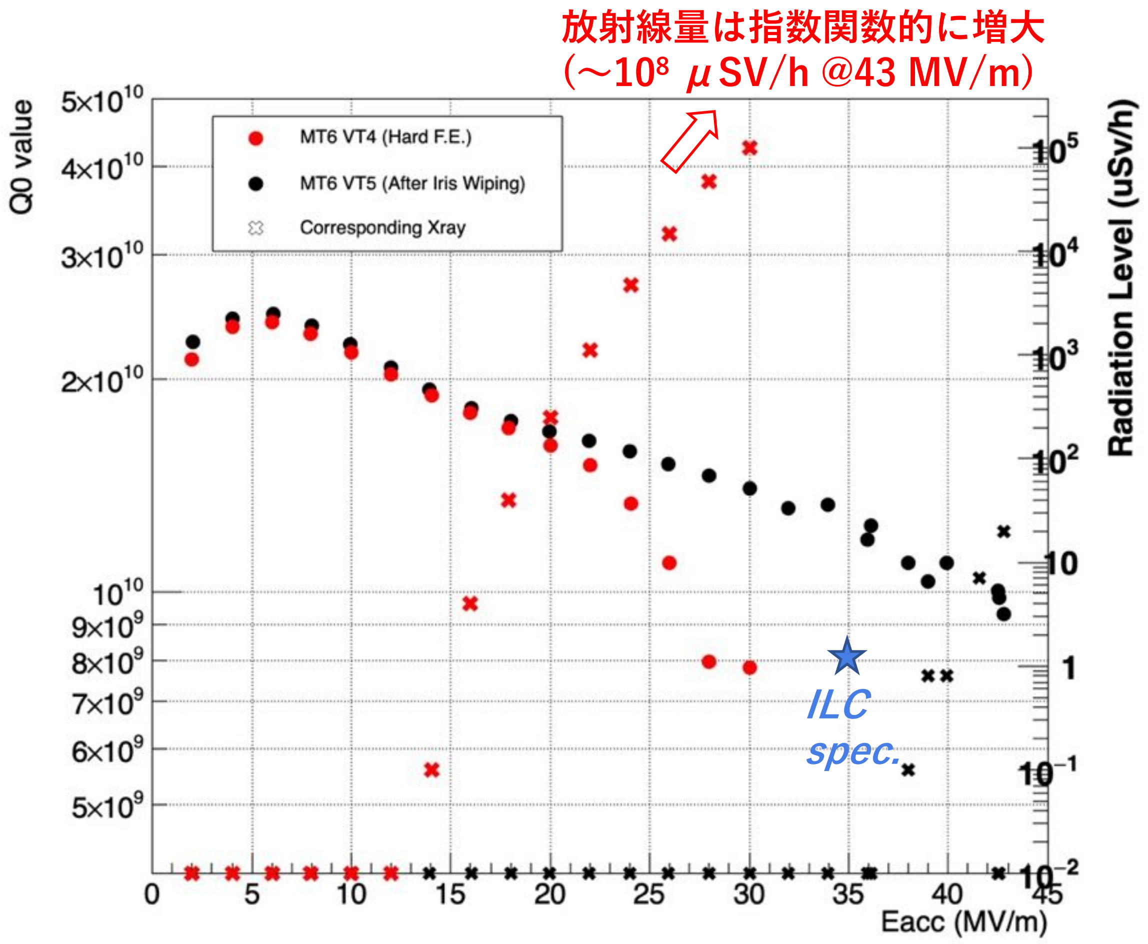


$$I(E) \propto (\beta_{\rm FN}E)^{2.5}\exp\left(\frac{-B_{\rm FN}\phi^{3/2}}{\beta_{\rm FN}E}\right)$$

対策

クリーン環境での組立 & 高圧超純水洗浄（ダストの軽減）
電解研磨、ヘリウムプロセス、Iris 研磨（突起の軽減）
プラズマプロセス（仕事関数 ϕ の改善）

Field Emission の影響とその対策



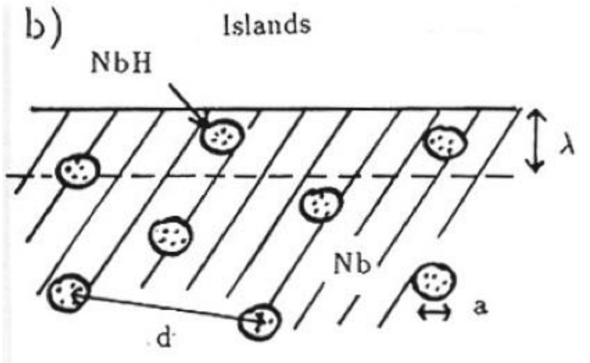
- 左図に F.E. の影響の実例を示す
  - 丸印: MT-6 の Q-E 測定の結果
  - バツ印: たて測定で観測されたX線
- ４回目のたて測定では強烈な放射線を観測されており、Eacc > 20 MV/m で Q 値が著しく劣化、最大加速勾配も 30 MV/m にしか到達しなかった（赤点）
  - 空洞性能は ILC spec の (35 MV/m, 0.8e10) 以下であった
- X線の起源と思われる Iris 部を研磨したところ放射線量が1000万分の1に減少し、空洞性能が大幅に向上した

MT6 VT5 で観測された空洞性能: Eacc,max >42.8 MV/m（歴代最高の結果）

4.　Q-disease (symptom of residual loss)

阪井寛志, Oho2015 講義資料より引用

- Q-disease
  - 低球超伝導体たる水素化ニオブによりQ_0が急激に小さくなる現象のこと。
  - 電解研磨時に生ずる水素を浴びせたり、空洞の冷却時に70-100 K の温度に長時間留まると特にQ_0 が小さくなる。



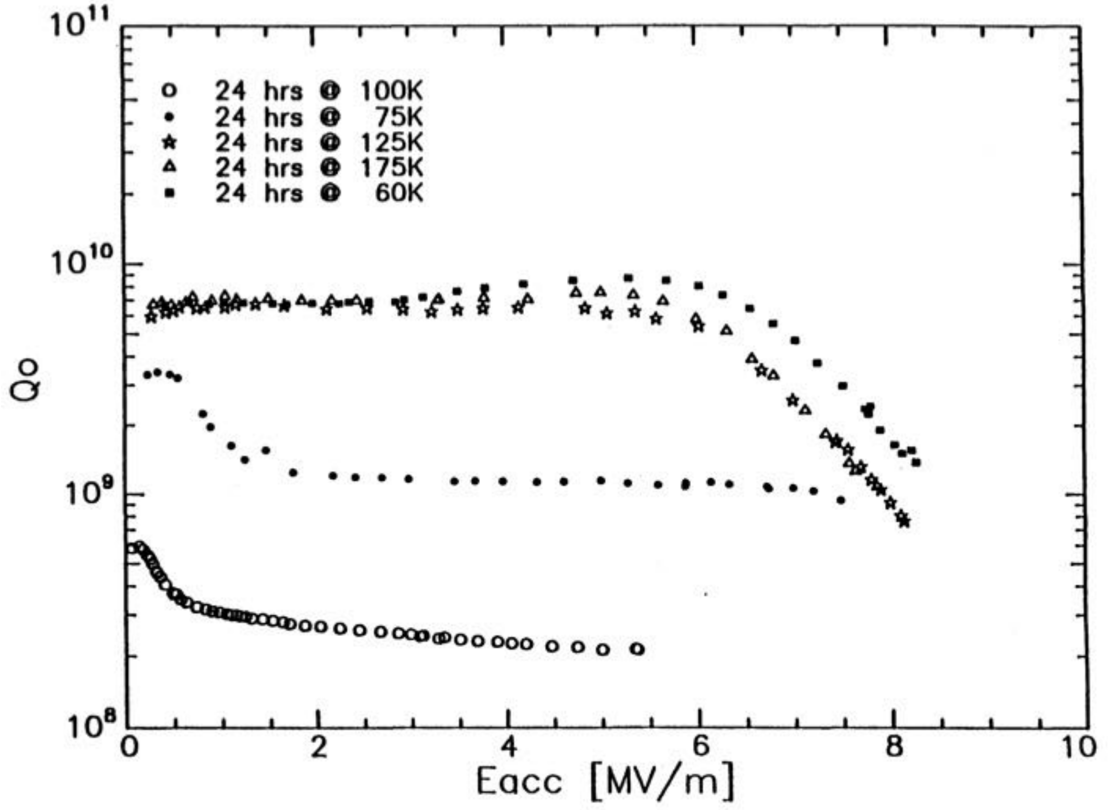


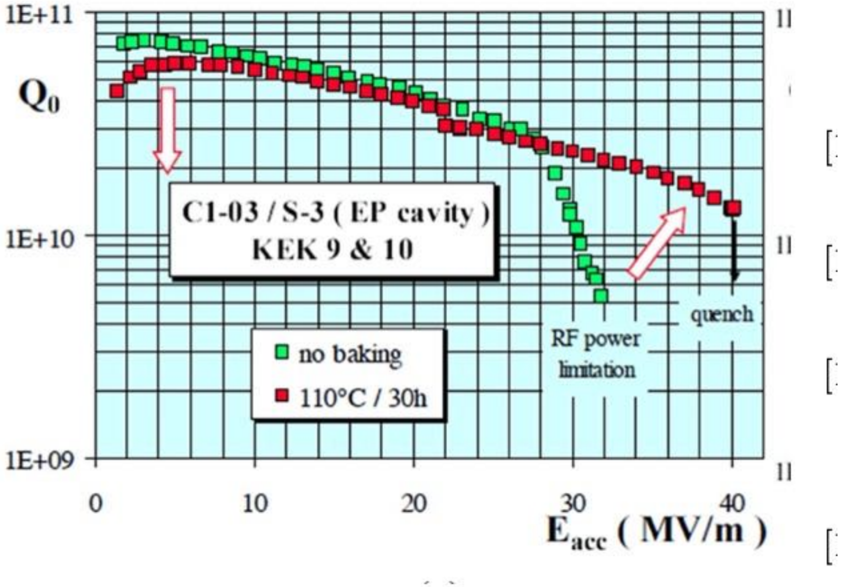
Figure 1 : Eacc – Dependence of Q – Degradation on "Holding"Temperature

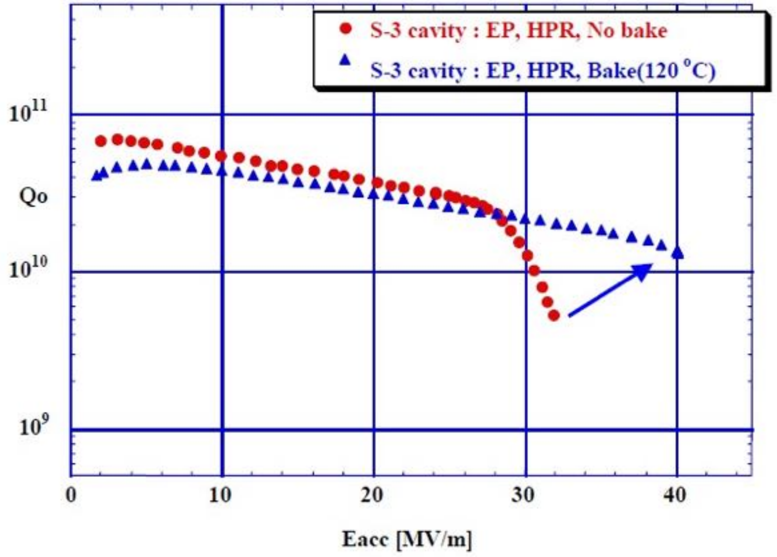
Nbに入っている水素は100Kで
特に mobilityが高くなる。
→アニール、電解研磨時の水素のガスバッグ必要。
→冷却時に70-100Kをなるべく早く通過する。

J. Halbritter, P. Kneisel, K, Saito, SRF1993

5. Q-Drop/High Field Q Slope

- 高電界に到達する間際、Q 値の急激な減少が生じる
- 110-120°Cx24-48時間の低温ベーキングで解消できる。

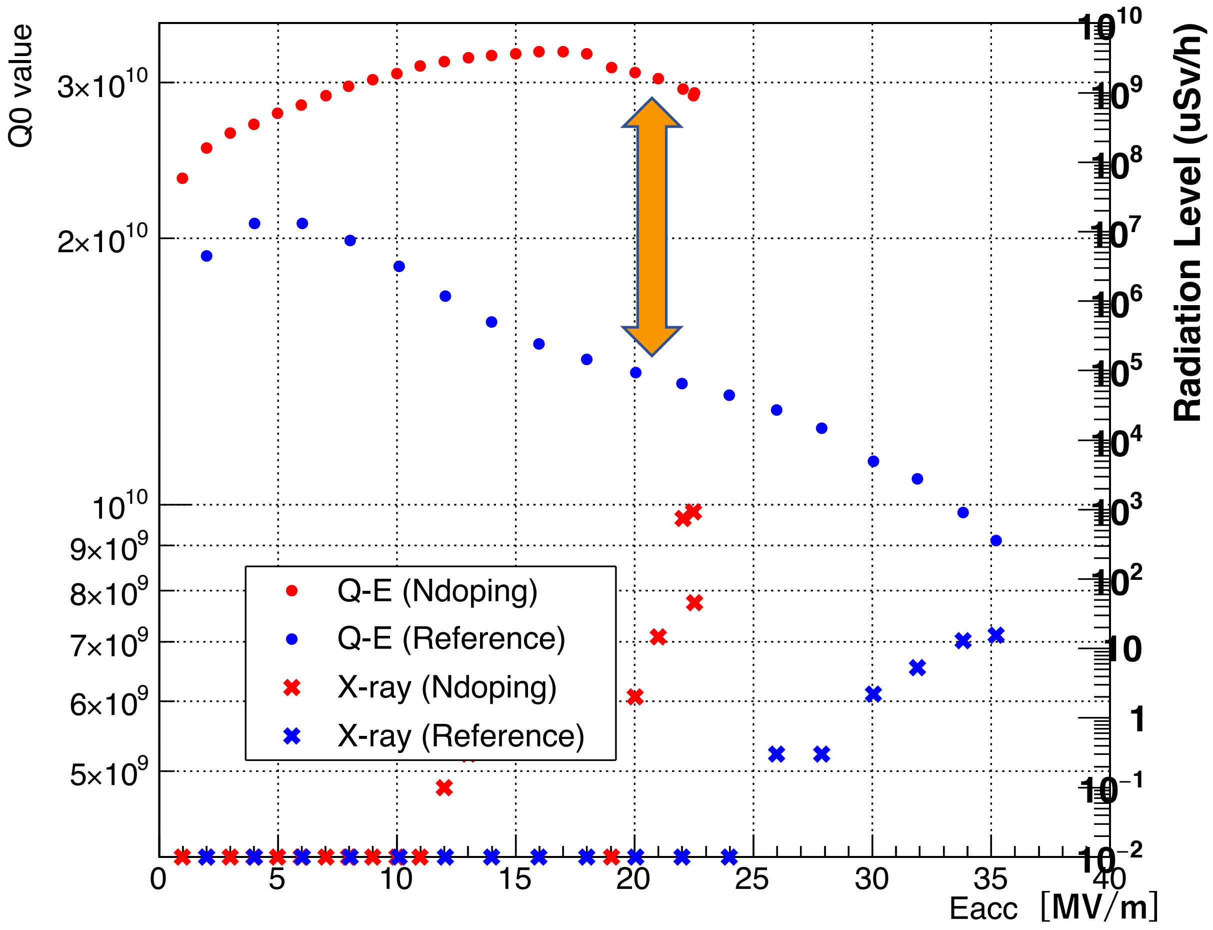




許斐太郎, Oho2017 講義資料より図引用

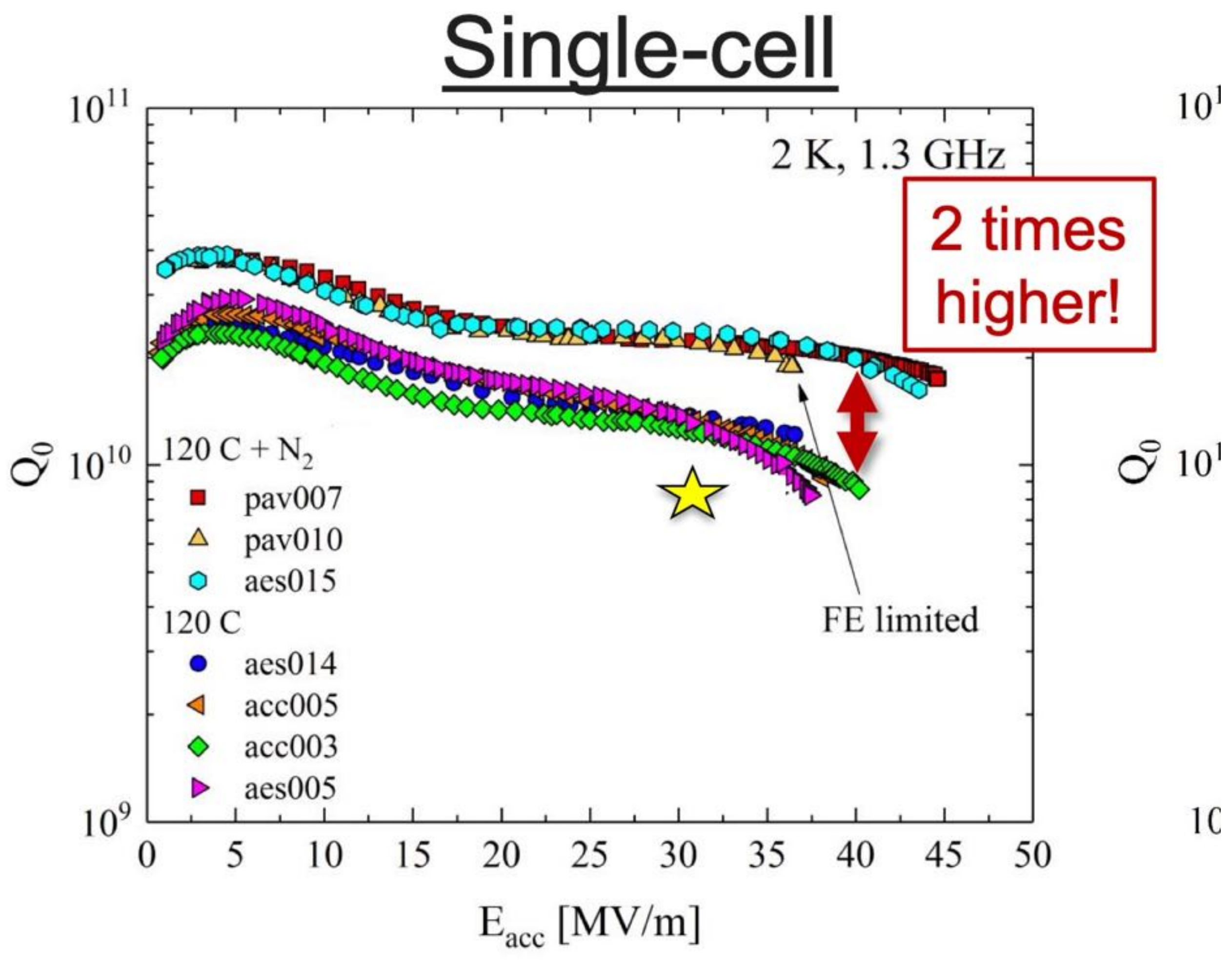
最新の Topics についての紹介

窒素ドーピング (N-doping)



- フェルミ研究所で発見された処理方法で、Eacc,max が減る代わり Q 値の大幅向上を実現できる
  - 加速電場が向上するにつれ Q 値が向上する Anti-Q slope と呼ばれる電界依存性が現れる
- 120°C baking に代えて以下の工程を採用する
  - 800 °C 3 h の熱処理
  - 次の n 分間 3.3 Pa の窒素を導入して 800 °C を維持する
  - 真空に戻して 800 °Cを m 分間維持する
  - 常温まで自然降温する
  - EP で 5 um ほど表層を取り除く
- この処理を n/m の N-doping と呼ぶ
- 左図に KEK で行った 9-cell 空洞に対する 2/0 の N-doping のたて測定試験の結果を示す
  - 青が標準的な表面処理を施した場合の結果
  - 赤が N-doping を施した後で得られた結果
- **N-doping は非常に歩留まりが良く、海外研究機関の報告をよく再現できている**

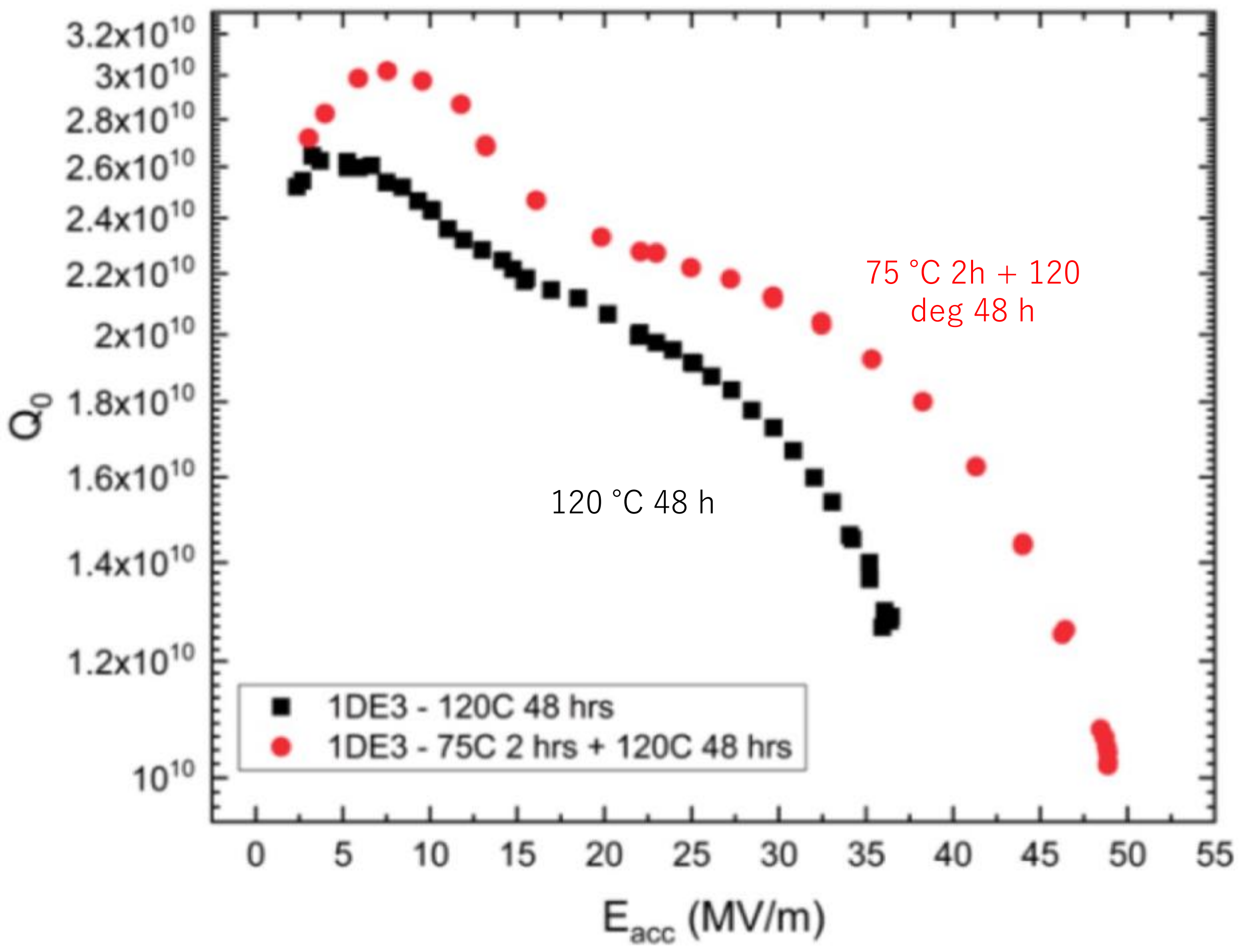
窒素インフュージョン (N-infusion)



LCWS2017 「High-Q at high gradient at FNAL」 M. Martinello

- フェルミ研究所で発見された表面処理方法で、$E_{acc,max}$ の 10 % ほどの向上と Q 値の 2 倍の向上が生じると報告されている
- 120°C baking に代えて以下の工程を採用する
  - 800 °C 3 h の熱処理
  - 120°Cまで温度を下げる
  - 3.3 Pa の窒素を導入
  - そのまま 48 時間維持する
  - 常温まで自然降温する
- ILC にも適用可能な新しい表面レシピの候補として着目され、各国研究機関で追試が行われた
- 結果、Q値の向上は再現できたものの、$E_{acc,max}$ の向上に関してよく再現できていないのが現状
- また、炉の中のコンタミに極めて敏感で、失敗した場合には著しい空洞性能の劣化が生じる（High-Field Q-Slope）
- KEK では N-infusion によって性能向上が生じたケースの歩留まりは 30 % 程度にとどまっている

2-step baking



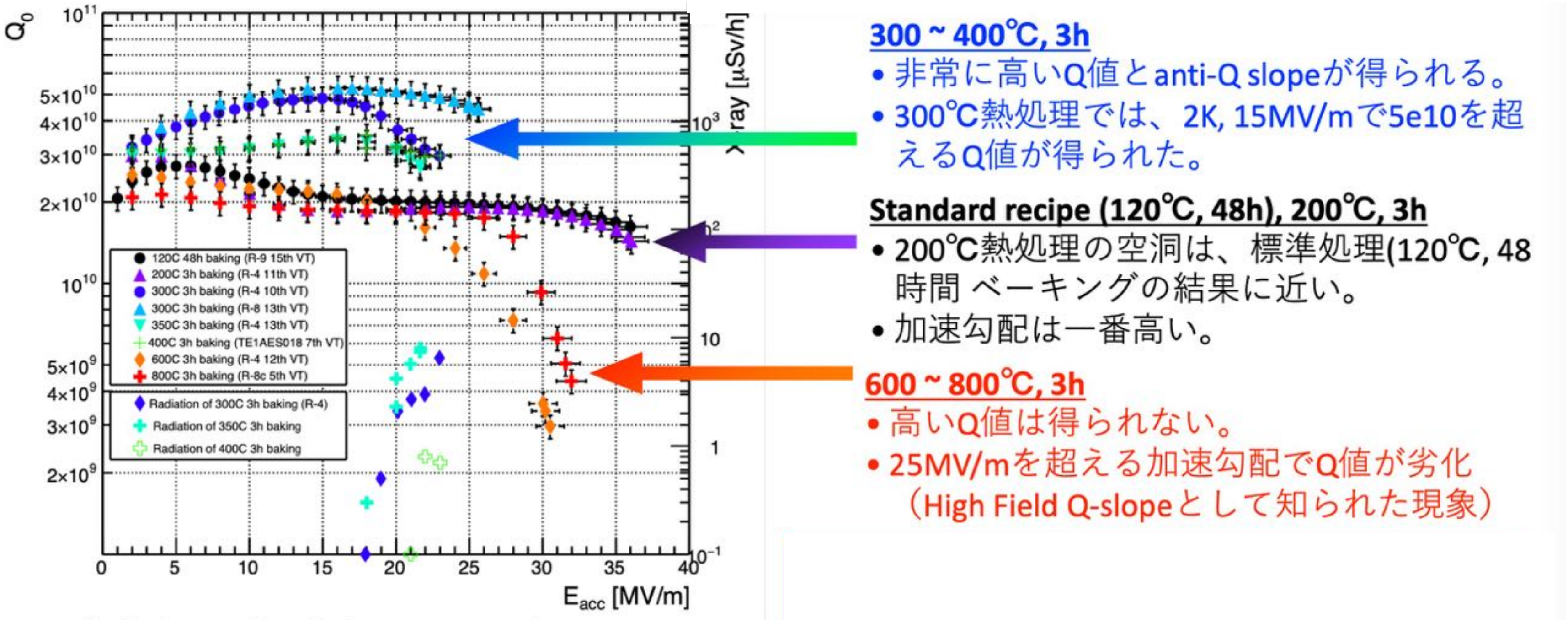
- フェルミ研究所で発見された表面処理方法で、Q 値の 10-20 % の向上と Eacc,max の 20-30 % の向上が実現できると報告されている
- 通常の低温ベーキング工程の前に 75 °C 数時間のベーキング工程を追加するだけ
- 追加のベーキング工程が水素化ニオブの低減に良い影響を与えていると思われる
- 結果を歩留まり良く再現できれば、将来の ILC の標準的な表面処理レシピの候補になる可能性を秘めている
- また、成功しなかった場合も、標準的な表面処理レシピとほぼ変わらない性能を発揮することがほとんどである

[参考文献] **“Accelerating fields up to 49 MV/m in TESLA-shape superconducting RF niobium cavities via 75℃ vacuum bake” , arxiv 1806.09824**

Mid-T baking

- 近年の研究の進展により、低温ベーキングの時の熱処理温度と時間を変更することで Q-E curve が大きく変化させられることがわかってきた
- KEK において実施された研究で得られた熱処理温度ごとの Q-E 曲線の比較を下図に与える

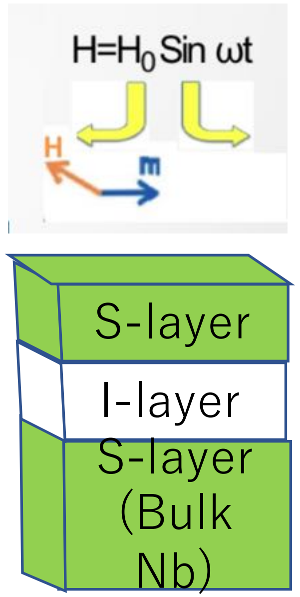
［図引用］梅森健成，“超伝導加速空洞の開発 –高性能化への挑戦–”，高エネルギー将来委員会 第8回勉強会，2021/3/9



熱処理温度と時間を調整して ILC target 以上の性能を発揮できる可能性

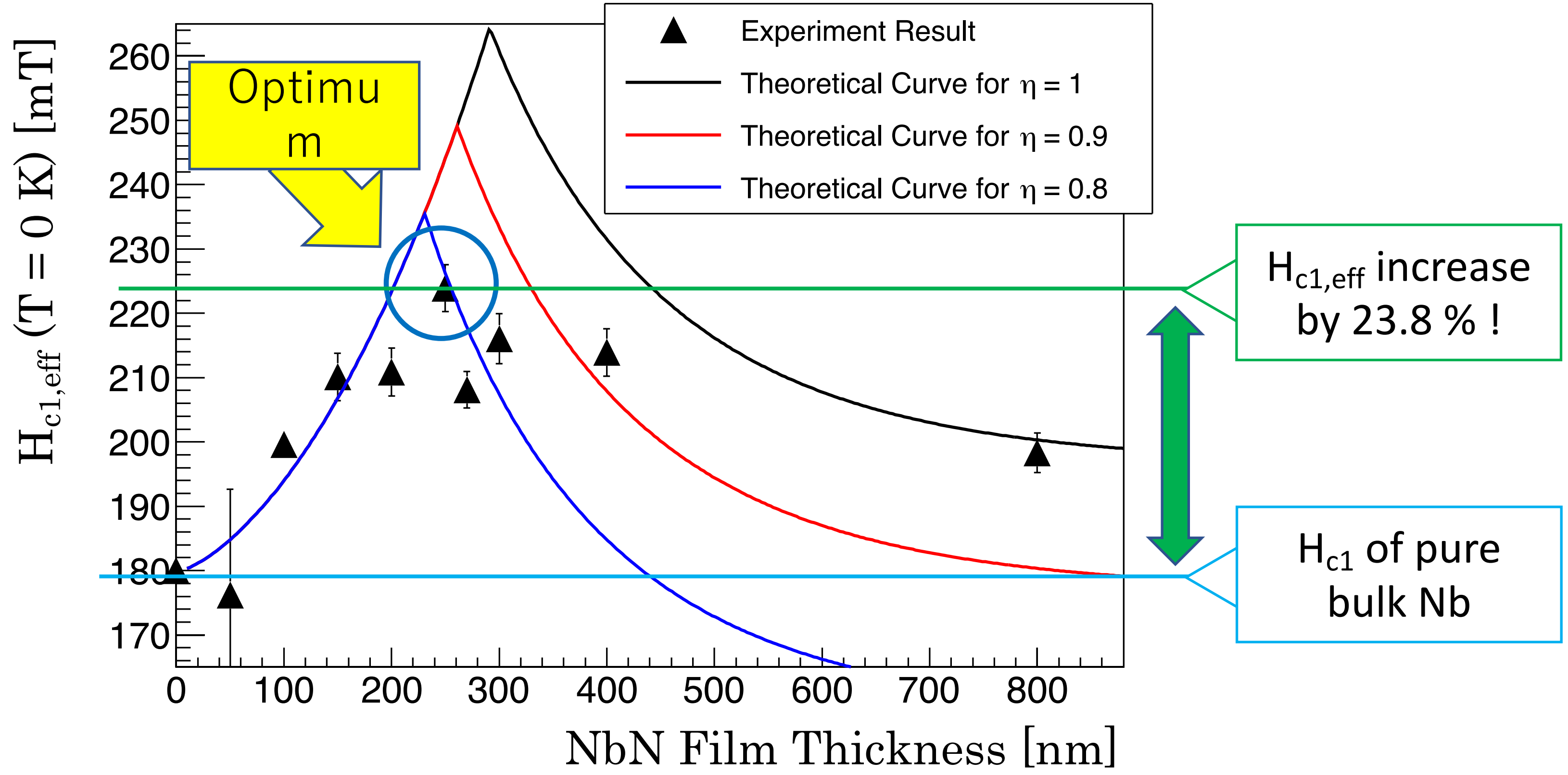
積層薄膜構造の導入による性能向上

- 超伝導加速空洞には、最大加速勾配がマイスナー状態を維持できる表面磁場の強さによって制限される原理的な問題が存在する
  - 以降この表面磁場の強さを**”磁束侵入開始磁場”**と呼ぶ（記号では$\mathbf{H_{c1,eff}}$と表記）．
  - Nb 製加速空洞の最大加速勾配は 40-50 MV/m で制限されている
- 近年、超伝導薄膜と絶縁薄膜を交互に積層する手法により、磁束侵入開始磁場を大幅に向上できる可能性が示されている(Gurevich 2006, T.Kubo 2013)
  - 理論は最適膜厚の存在を予言している
  - 超伝導薄膜として最適膜厚の Nb_3Sn を実装した場合の最大加速勾配として ～100 MV/m を予言する
  - 次世代超伝導加速器開発の基盤技術になる可能性を秘めている
- 本研究では、製造が簡単な NbN 超伝導薄膜とSiO_2絶縁薄膜をバルクニオブ上に積層した系の $H_{c1,eff}$ の膜厚依存性を実験的に評価し、この理論的な枠組みを検証した



Comparison of data and theory

- NbN（50-800 nm）とSiO_2 (30 nm)をバルク Nb に積層した試料の磁束侵入開始磁場の膜厚依存性を第三高調波電圧誘導法を用いて実験的に評価した
  - 京都大学の実験システムを使用している
- 実験結果と理論値の superimpose plot を以下に示す



積層薄膜構造が理論の予言する最適値を持つことを初めて証明できた

まとめ

- 歴史的には粒子加速のために静電加速器が最も早く採用されたが、加速勾配が低く、多段加速を実現できないという原理的な問題があった
- そこで、現代の高エネルギー物理学実験では上記の問題を原理的に解決可能な高周波加速方式が採用されることとなった
- 高周波加速とは、金属製の空洞共振器に対して特定の周波数の電磁波を蓄積し、バンチ化された粒子を軸方向に振動する電場を用いて加速する方式のことを指す
- 加速空洞の性能は加速勾配 Eacc と高周波表面抵抗 Rs によって指標される
- 通常は空洞共振器の内面が銅で被覆された常伝導加速空洞が用いられる
- 一方で、超伝導材料であるニオブで製作した超伝導空洞を用いると Rs を大幅に低減でき、1.3 GHz, 2 K の場合で常伝導空洞の 1/200万 以下にできる
- ただし、高周波表面抵抗の周波数依存性は常伝導の場合で $\propto f^{1/2}$ 、超伝導の場合で $\propto f^2$ であるため、その優位性の度合いは周波数に応じて変化する

まとめ

- 超伝導空洞を用いた場合、冷凍機電力が発生する。ただし、周波数を適切に選ぶことで表面損失に由来した AC 消費電力を 100 倍以上低減できる（Rres 10 nΩ, 除熱効率 5 kW/W, f ~ 3 GHz 以下, BCS 抵抗の半経験式を仮定した場合の推定）
- 常伝導空洞の最大加速勾配 $E_{acc,max}$ は Kilpatrick の放電限界で制限され、超伝導空洞のそれはニオブ の物性で決まる磁束侵入開始磁場によって制限される
- 常伝導空洞の $E_{acc,max}$ は周波数を上げるごとに向上し、12 GHz の場合で 1.3〜1.8 Kilpatrick 相当の加速電場は 60〜80 MV/m に達する（TESLA 空洞と同じ Epk/Eacc=2 を仮定した場合）
- 超伝導空洞の $E_{acc,max}$ は TESLA 空洞を想定した場合で 40.5 ~ 57.1 MV/m となる
- Euro XFEL の性能評価試験を参考にすると 9-cell 空洞のそれは 44 MV/m が経験的な上限値である

まとめ

- 超伝導空洞の性能は Q-E 曲線を作成することによって評価される
- 高い空洞性能を発揮するためには、理想的な表面を得るための処理工程と空洞の清浄な組み立てが必要となる
  - 表面処理工程 … 電解研磨、高温アニール、低温ベーキング、局所研磨など
  - 楕円形上の空洞を採用することで multipacting による制限を緩和できる
  - RRR の高い母材を用いることにより表面欠陥の量を減らせる
  - 高圧超純水洗浄とクリーンルームアセンブリにより field emission を減らす
- 上記の技術を駆使することにより ILC の目標値を上回る性能を発揮できる
- 現在、熱処理時の温度と時間と雰囲気を調整する、あるいは、積層薄膜構造などを実装するなどして、ニオブの物性で決まる空洞性能の制限をさらに超えるべく新しい技術開発が進められている途上にある

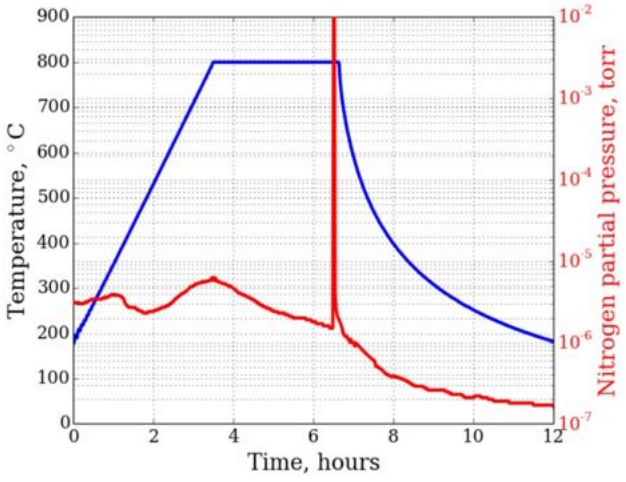
Backup

窒素熱処理

2013年にFermi研究所で発見された処理方法

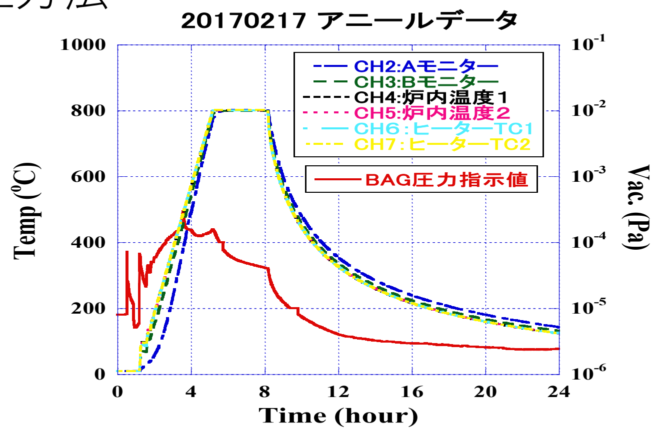
窒素ドープ

表面を~10μm研磨



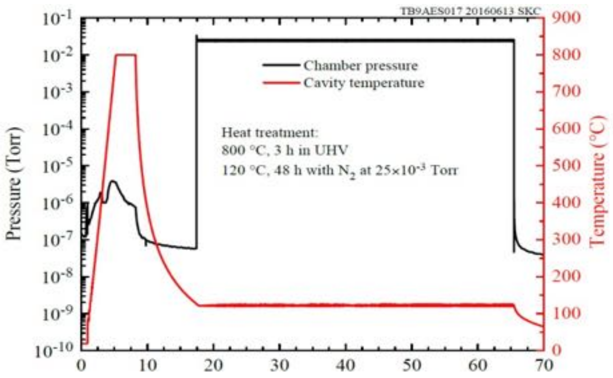
通常熱処理

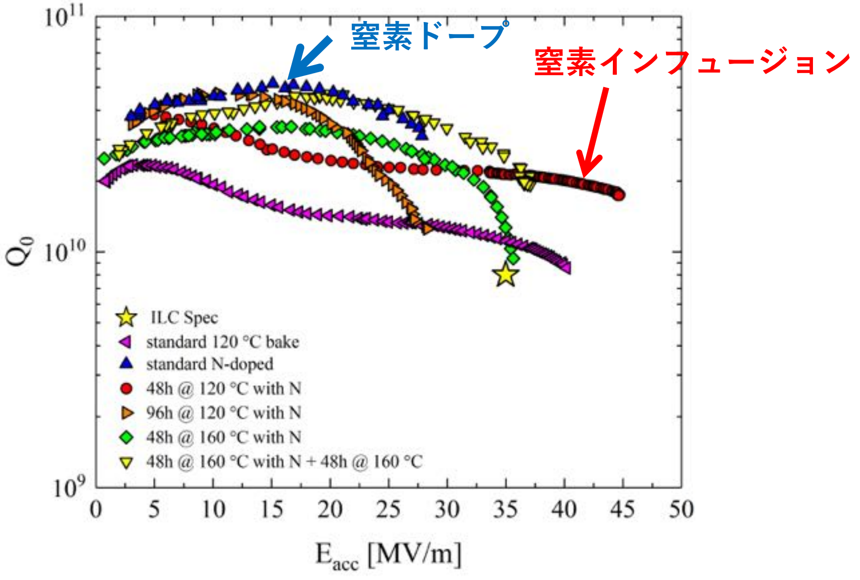
表面を~10μm研磨
してもしなくても良い



窒素インフュージョン

表面を研磨しない





A. Grassellino et al., arXiv:1701.06077 (submitted to SUST)

二流体モデル 1

1934年

C. J. GorterとH. Casimirは超伝導電子と常伝導電子が超伝導体の伝導電子であると提案

BCS理論に基づくRF抵抗(BCS抵抗)は二流体モデルで単純化できる。

常伝導電子は基底状態から熱的に励起された超伝導電子である(準粒子)。
準粒子の電子密度n_nは超伝導電子密度n_sを用いて、

$$n_n = n_s \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \qquad n_s \propto \frac{1}{T}$$

温度が転移温度よりも十分に小さければ、$n_n << n_s$

準粒子はオームの法則に従い

$$J_n = \sigma_n E_0 \exp(-i\omega t)$$

$$\sigma_n = \frac{n_n e^2 l}{m_e v_F}$$

平均自由行程: l
フェルミ速度: v_F

二流体モデル 2

超伝導電流密度はロンドン方程式とCooper対が二対の電子から構成されていることを考慮して

$$J_s = i\sigma_s E_0 \exp(-i\omega t) \qquad \sigma_s = \frac{2n_s e^2}{m_e \omega} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2 \omega}$$

ロンドン方程式

1935年　HeinzとFritzのLondon兄弟が 現象的理論(ロンドン方程式)を提案

完全伝導性

$$\mathrm{E} = \frac{\partial}{\partial t}(\Lambda J_s) \qquad \Lambda = \frac{4\pi{\lambda_L}^2}{c^2} = \frac{m}{n_s e^2}$$

超伝導体への磁場侵入深さ: λ_L

マイスナー効果

$$h = -c\,curl\,(\Lambda J_s)$$

$$h = \frac{4\pi J_c}{c}$$ （Maxwell方程式）

➡ $$\Delta^2 h = \frac{h}{{\lambda_L}^2}$$

二流体モデル 3

二流体モデルは超伝導電子と常伝導電子の重ね合わせで表され、

$$J = J_s + J_n = \sigma E_0 \exp(-i\omega t)$$

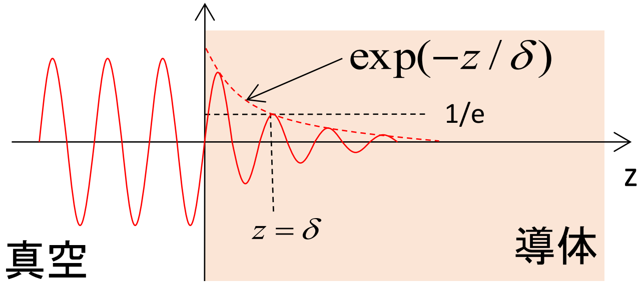
$$\sigma = \sigma_n + i\sigma_s$$

常伝導のRF抵抗にロンドン侵入長 λ_L と全電流密度を代入する、

$$R_{norm} = \frac{1}{\delta\sigma_{norm}}$$

➡ $$R_{BCS} = Re\left[\frac{1}{\lambda_L(\sigma_n + i\sigma_s)}\right] = \frac{1}{\lambda_L}\frac{\sigma_n}{\sigma_n^2 + \sigma_s^2}$$

$$\sim \frac{1}{\lambda_L}\frac{\sigma_n}{\sigma_s^2} = \mu_0^2\omega^2\lambda_L^3 l \frac{n_s}{m_e v_F}\exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)$$



周波数に対する応答

二流体モデル

$$R_{BCS} = \mu_0^2 \omega^2 \lambda_L^3 l \frac{n_s}{m_e v_F} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)$$

BCS理論に基づいた数値計算では
マイクロ波領域で、

$\mathrm{R_{BCS}} \propto \omega^{\alpha}$　　　αは1.5~2

RF抵抗の簡単な測定方法 マイクロストリップライン
残留抵抗をどれだけ抑えられるか。

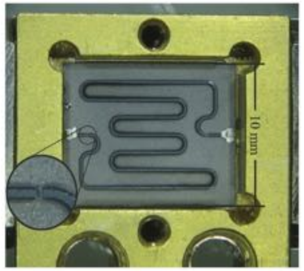


FIG. 2. Photograph of a resonator with a 155 μm wide center strip in a box designed for the 430 μm thick sapphire substrates. The meander structure of the inner conductor maximizes the usable length. The gaps in the center conductor are visible right before the first bend next to the launching on the outer sides.

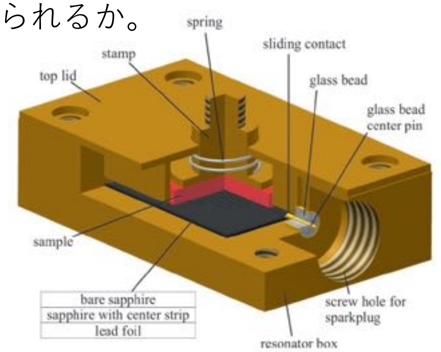
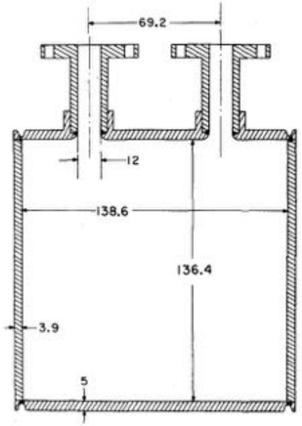


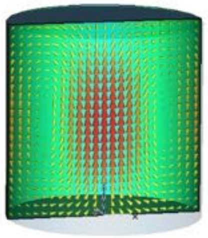
FIG. 3. Design of housing for resonator and sample, including transitions to coaxial cables.

D. Hafner et al., Review of Scientific Instruments 85, 014702 (2014)

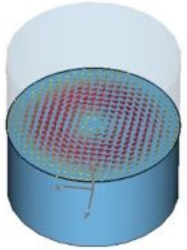
TE011モード空洞

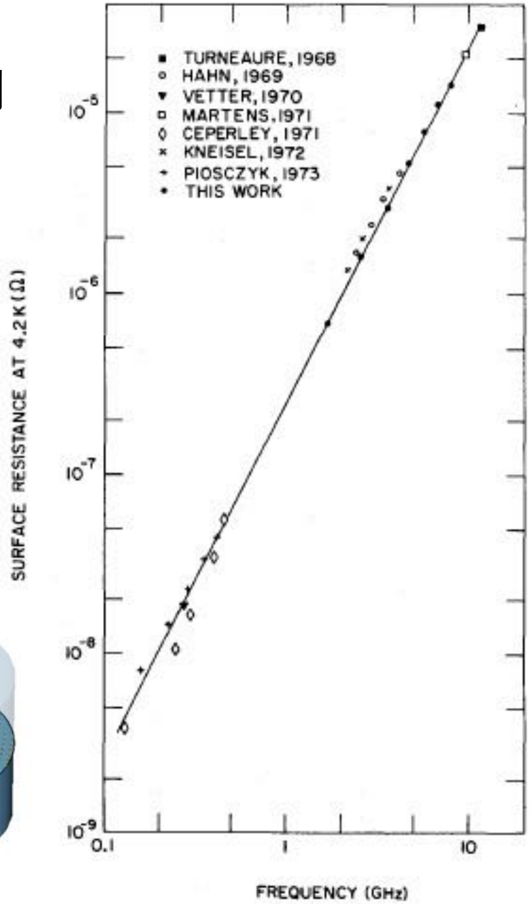


磁場



電場





W. Bauer et al., J. Appl. Phys. 45, 5023, 1974.

平均自由行程とコヒーレンス長

平均自由行程 l は不純物により変化する。

$$l = v_F \tau = \frac{m_e v_F}{n_n e^2} \sigma_n$$

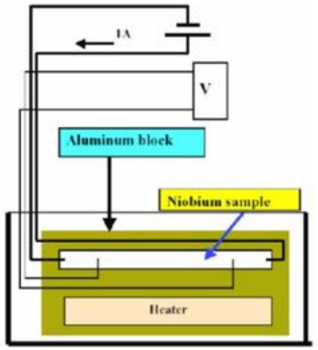
フェルミ速度 $v_F = c\sqrt{\frac{2E_F}{m_e c^2}}$　　自由電子密度 $n_n = \frac{N_A M}{d}$

アボガドロ数: N_A
原子量: M
密度: d

二流体モデル

$$R_{BCS} = \mu_0^2 \omega^2 \lambda_L^3 l \frac{n_s}{m_e v_F} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)$$

電気抵抗は4端子法で測定



空洞材料の純度を表す便利な指標: RRR(Residual Resistance Ratio)

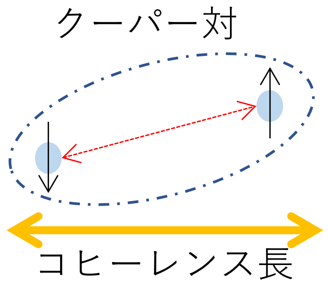
$$RRR = \frac{\rho_{300K}}{\rho_{T_c}}$$

コヒーレンス長　ξ　　Cooper対の広がりを表す

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l}$$

不純物が無い時のコヒーレンス長
(Pippardのコヒーレンス長)

$$\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\Delta(0)}$$



平均自由行程

二流体モデル

$$R_{BCS} = \mu_0^2\omega^2\lambda_L^3 l \frac{n_s}{m_e v_F}\exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)$$

$$\lambda_L(l) = \sqrt{1+\xi_0/l}$$

$$R_{BCS} \xrightarrow[l\to\infty]{} (1+\xi_0/l)^{\frac{3}{2}}\cdot l \qquad R_{BCS} \xrightarrow[l\to 0]{} l$$

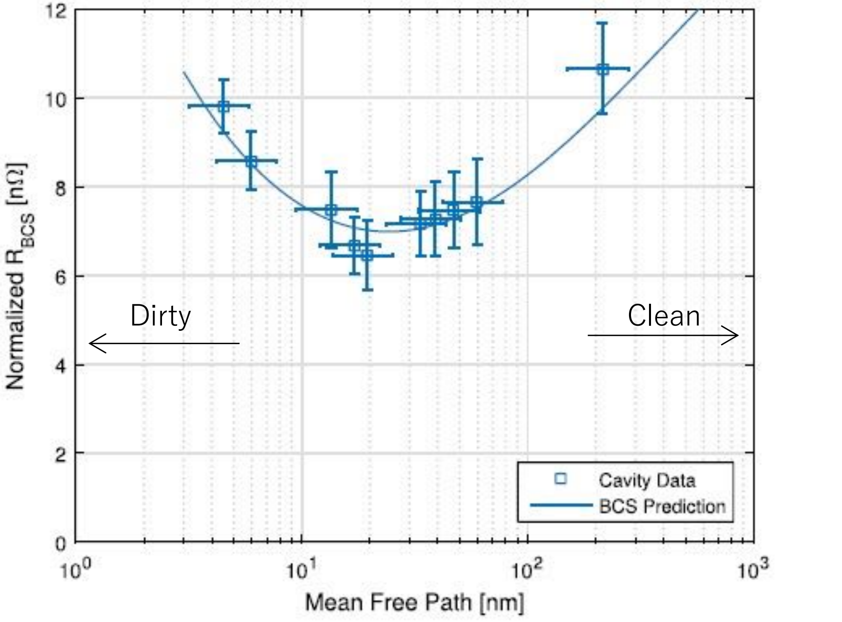
$l \ll \xi_0$のとき(汚い超伝導体)

$$R_{BCS}(l \ll \xi_0) = \mu_0^2\omega^2\sigma_0 RRR\cdot\lambda(T,l)^3\frac{\Delta}{k_B T}\ln\left(\frac{\Delta}{\hbar\omega}\right)\frac{\exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)}{T}$$

$l \gg \xi_0$のとき(純粋な超伝導体)

$$R_{BCS}(l \gg \xi_0)$$
$$= \mu_0^2\omega^2\sigma_0 RRR\cdot\frac{\lambda(T,l)^4}{l}\frac{3\Delta}{2k_B T}\ln\left(\frac{1.2T\Delta\xi_0^2}{\hbar^2\omega^2\lambda(T,l)^2}\right)\exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)$$

ニオブの場合　ξ_0~200nm



J. T. Maniscalco et al., J. Appl. Phys. 121, 043910, 2017.

純度が上がる(平均自由行程が伸びる)につれて抵抗は減少するが、
コヒーレンス長程度を超えると、準粒子による抵抗が優勢になる。

常伝導体の表面抵抗 1

常伝導空洞の表面抵抗を考える。

$$\nabla\times H-\frac{\partial D}{\partial t}=J \Rightarrow \nabla\times\frac{\partial H}{\partial t}-\frac{\partial^2 D}{\partial t^2}=\frac{\partial J}{\partial t}=\sigma\frac{\partial E}{\partial t}\quad(\because J=\sigma E) \Rightarrow \nabla\times\left(-\frac{1}{\mu}\nabla\times E\right)-\frac{\partial^2 D}{\partial t^2}=\frac{\partial J}{\partial t}=\sigma\frac{\partial E}{\partial t}$$

オーム則

$$\Rightarrow \Delta E=\varepsilon\mu\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}+\sigma\mu\frac{\partial E}{\partial t}\quad(\because \nabla\times(\nabla\times E)=\nabla(\nabla\cdot E)-\Delta E)$$

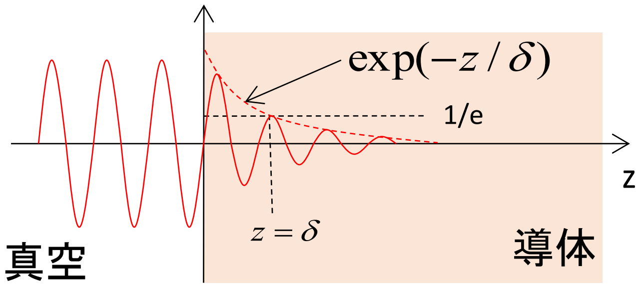
導体表面に向かい平面波を照射する場合を考える

平面波： $E_t(z,t)=E_0 e^{-i(kz-\omega t)} \Rightarrow \frac{\partial^2 E_t}{\partial z^2}=\left(-\varepsilon\mu\omega^2+i\sigma\mu\omega\right)E_t$

$$\Rightarrow E_t=E_0\exp\left(\sqrt{-\varepsilon\mu\omega^2+i\sigma\mu\omega}\cdot z\right)=E_0\exp\left(\sqrt{\alpha+i\beta}\cdot z\right) \Rightarrow \begin{Bmatrix}\alpha\\\beta\end{Bmatrix}=\omega\sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2}\left(\pm 1+\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2}\right)}$$

良導体の場合: $\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}>>1$ $\quad E_t(z,t)=E_0\exp\left(-\sqrt{\frac{\mu\omega\sigma}{2}}z\right)\exp i\left(\omega t-\sqrt{\frac{\mu\omega\sigma}{2}}z\right)$

浸入深さ(Skin Depth): $\quad \delta=\sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}}$



常伝導体の表面抵抗 2

浸入深さ(Skin Depth)：$\delta = \sqrt{\dfrac{2}{\mu\omega\sigma}}$

$$E_t(z,t) = E_0 \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right)\exp i\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right) = E_0 \exp\left(-\frac{1}{\delta}(1+i)z\right)\exp(i\omega t)$$

Faradayの法則　$\nabla \times E + \mu \dfrac{\partial H}{\partial t} = 0$　を考慮することで

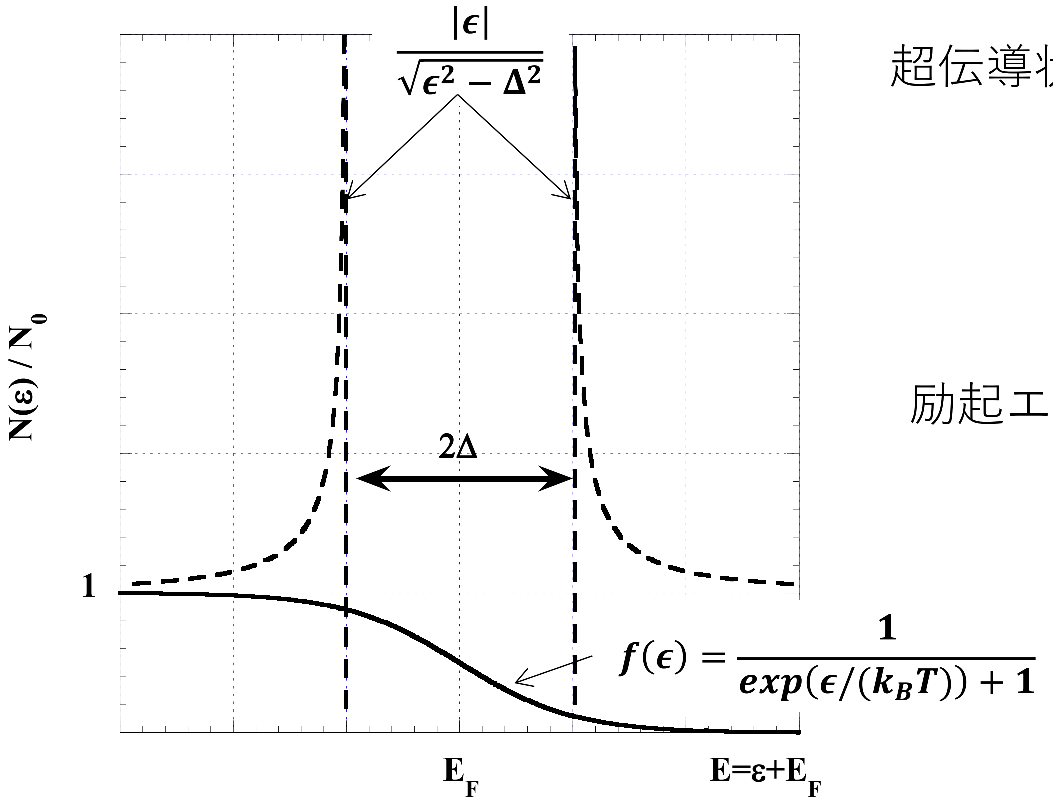
$$H_t = \frac{1}{\mu}\int\left\{\frac{1}{\delta}(1+i)E_0 \exp\left(-\frac{1}{\delta}(1+i)z\right)\exp(i\omega t)\right\}dt = \frac{1+i}{\mu\omega\delta}E_0 \exp\left(-\frac{1}{\delta}(1+i)z\right)\exp(i\omega t)$$

Surface Impedance Z: $Z \equiv \dfrac{E_t}{H_t} \equiv R_s + iX_s = \mu\omega\sqrt{\dfrac{2}{\mu\sigma\omega}}\dfrac{1}{1+i} = \mu\omega\sqrt{\dfrac{2}{\mu\sigma\omega}}\dfrac{1-i}{2} = \sqrt{\dfrac{\mu\omega}{2\sigma}}(1-i)$

表面抵抗Rs:　$\mathrm{Re}(Z) = R_s = \sqrt{\dfrac{\mu\omega}{2\sigma}} = \dfrac{1}{\delta\sigma}$

BCS理論- 超伝導ギャップ

フェルミエネルギー付近の電子がボーズ凝縮を起こす。



超伝導状態の状態密度

$$N(\epsilon)d\epsilon = N_n(\xi)d\xi$$

$$\frac{N(\epsilon)}{N_0} = \frac{d\xi}{d\epsilon} = \frac{\epsilon}{\sqrt{\epsilon^2-\Delta^2}}$$

励起エネルギーと超伝導ギャップの関係

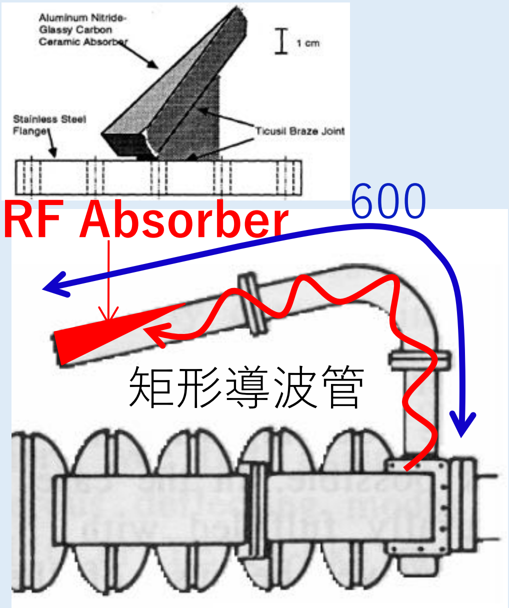
$$\epsilon^2 = \Delta^2 + \xi^2$$

励起エネルギー: ϵ
一粒子のエネルギー: ξ
超伝導ギャップ: Δ
フェルミ準位の状態密度: N_0

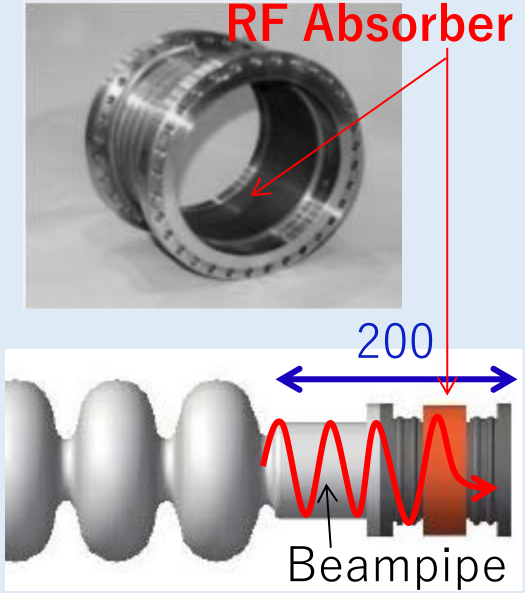
HOMダンパー/カップラー

HOMはダンパー/カップラーはビームパイプに設置するのが一般的、
空洞に付けると熱構造設計が困難となる。

Cutoff周波数を利用

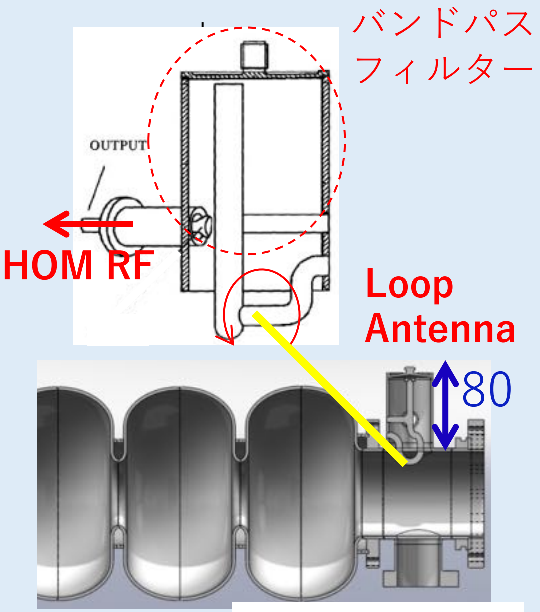


CEBAF,1.5GHz



KEKB,508MHz/ERL,1.3GHz

バンドパスフィルター



TESLA,1.3GHz

RF入力カップラー

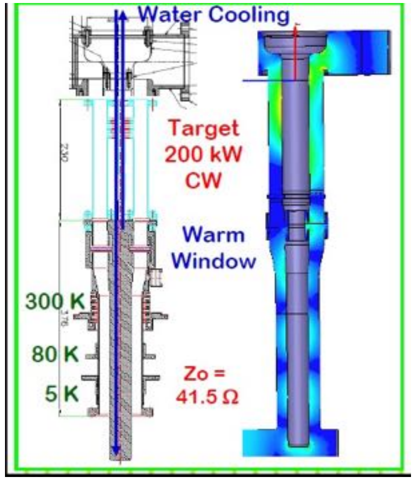
- RF入力カップラーも熱の侵入に重点を置いて開発される。
- RF発熱を抑えるために純度が高い方が良いが、逆に室温からの熱侵入も高まってしまう。
  - 銅めっき技術の開発、常温部との分離型の提案等がある。
- 1本あたりの入力パワーは10kW ~ 1MWを目標に設計されている。

cERL入射器(CW)

Table 2: Input rf power required for cERL injector.

cERL : Injector input coupler

Condition	RF Power	Operation
Test stand	200 kW	cw
Cryomodule	50 kW	cw
Beam operation	170 kW	14.5 MV/m



E. Kako et al., Proc of SRF2009 THOBAU02

ILC Capacitive Coupler (Pulse)

Frequency	1.3 GHz
Input	Waveguide, WR650
Output	Coaxial, D40mm x D17.4mm
Passband	70 MHz (SWR < 1.2)
Max. E- field ,cold window	11.5 kV/cm (500kW)
Max. E-field , warm window	5 kV/cm (500 kW)
Max. E-field, air	7 kV/cm (500kW)

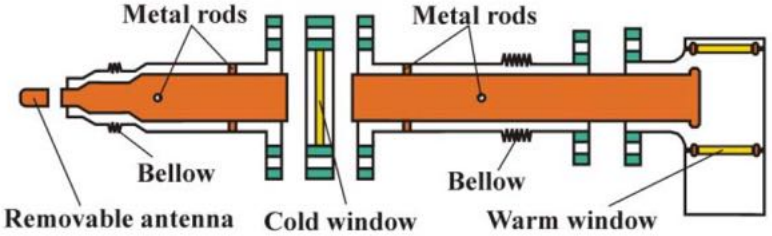


Figure 1: Module structure of coupler with capacitive coupling window.

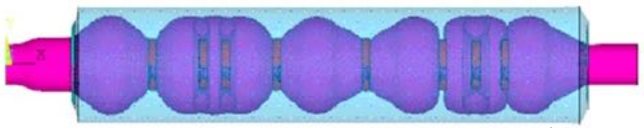
H. Matsumoto et al., PAC2005 WPAT084

周波数チューナー 1

超伝導空洞はQ値が高く、構造も薄板であり機械強度は低い。
⇒周波数の安定化が重要。

マイクロフォニック(機械振動)

ILC-AD空洞の固有振動の例



様々な動きがある

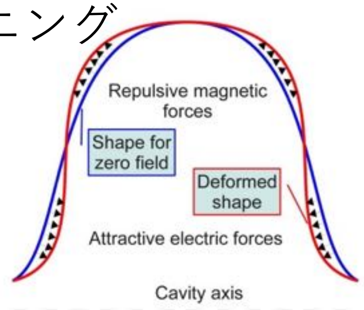
cERLのようなビーム電力が
不要な加速器でQ_Lを決める問題。

ローレンツ デチューニング

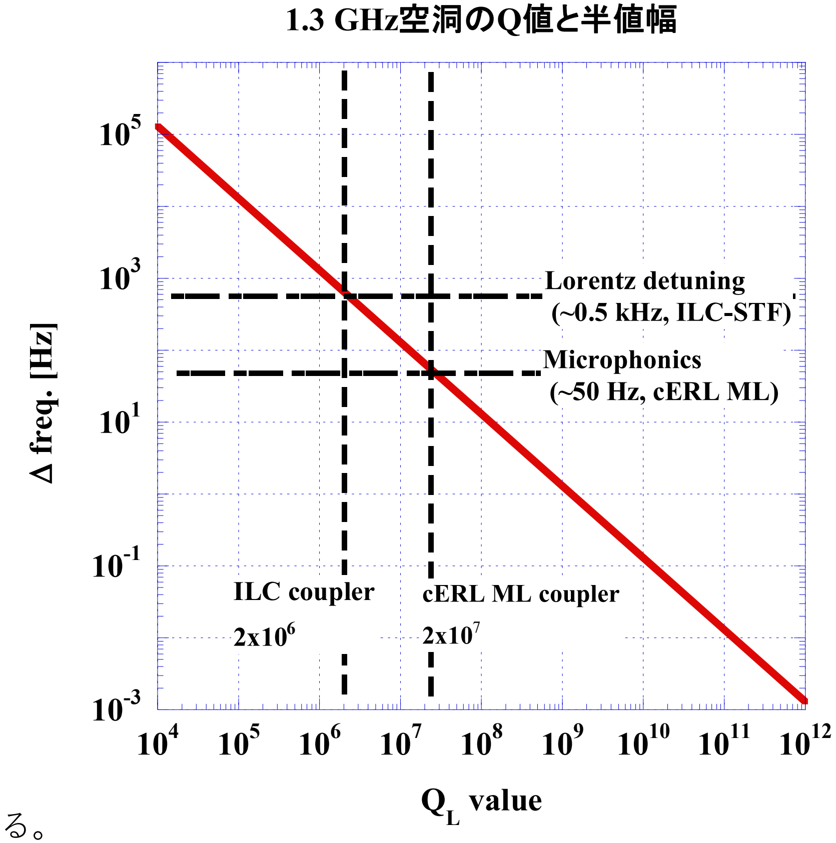
ILC超伝導空洞

$$P_s=\frac{1}{4}(\mu|\vec{H}|^2-\varepsilon_0|\vec{E}|^2)$$

$$\Delta f_0=(f_0)_2-(f_0)_1=-K\,E_{acc}^2$$



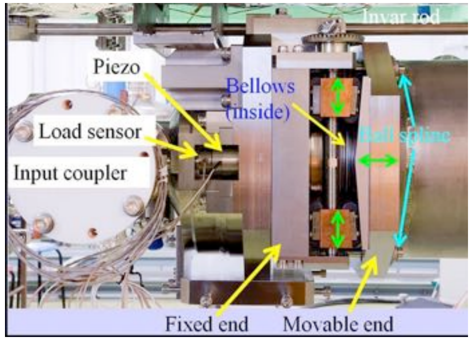
電界による表面電流(電荷)によって引き寄せられる。
ILCのようなパルス運転の場合は機械振動との重ね合わせになる。



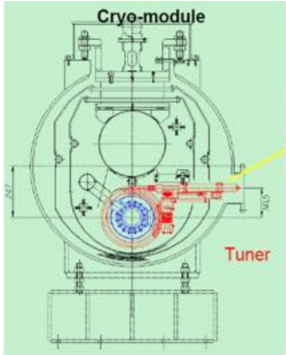
周波数チューナー 2

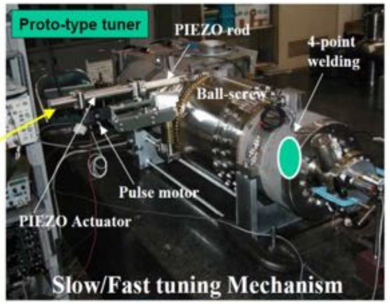
- 楕円超伝導空洞はビーム軸方向に押し伸ばしして周波数を調整する。
- 遅いチューナー(ステッピングモーター)と早いチューナー(ピエゾ アクチュエーター)の組み合わせる

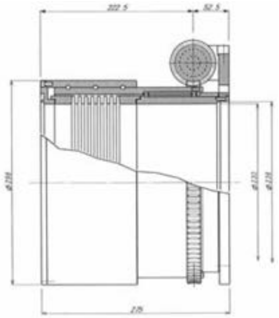
Slide-Jack tuner



Ball Screw tuner



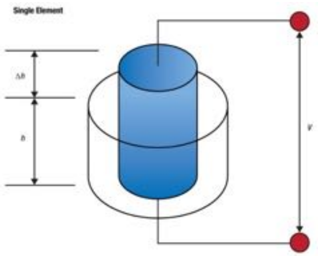




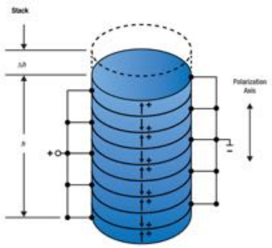
Piezo素子(圧電素子)の性能

チタン酸ジルコン酸鉛(PZT)が材料に多く用いられる。

低電圧型



高電圧型

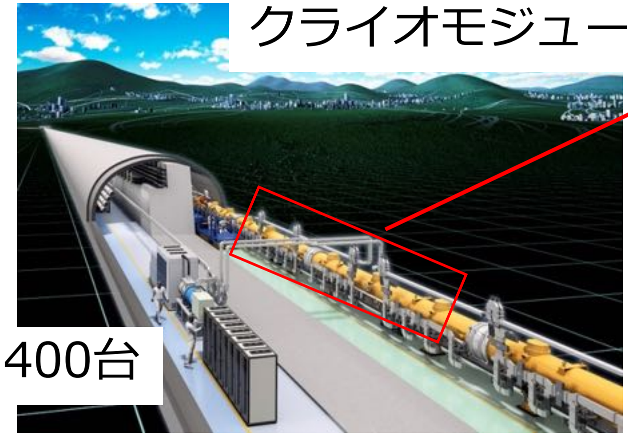


Thorlabs

	Blade Tuner	DESY/Saclay Tuner	Slide-Jack Tuner
Piezo	2, thin-layer (0.1 mm) Dim. 10x10x40 mm	2, thin-layer (0.1 mm) Dim. 10x10x40 mm	1, thick-layer (2 mm) Dim. ϕ35x78 mm
Voltage	200 V	200 V	Max. 1000 V, operated at 500 V
Nominal piezo stroke at RT	55 μm	55 μm	40 μm
Nominal piezo capacitance at RT	8 μF	8 μF	0.9 μF

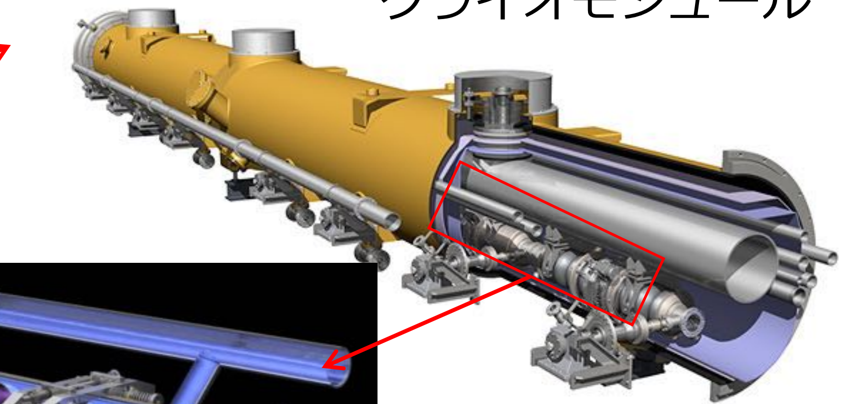
E. Kako OHO2014

ILC R&D

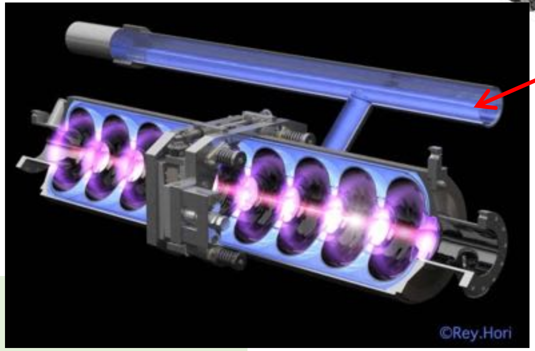


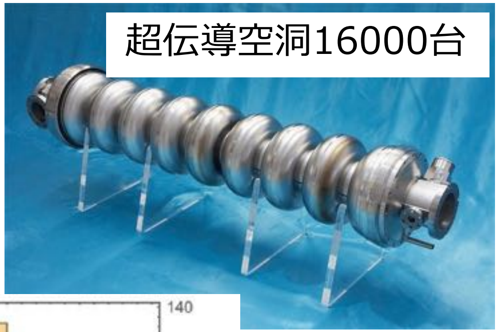
クライオモジュール

RF源　400台



クライオモジュール

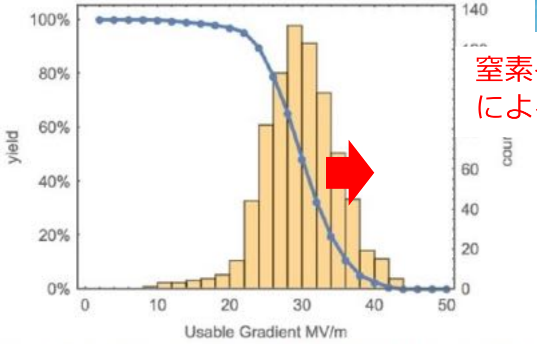




超伝導空洞16000台

- Main Linac
  - 長さ　11km x 2 (E_{CM}=500 GeV)
  - 空洞台数　**16000台**
  - コスト　全体の約2/3 (トンネル込)
- 受け入れ時の空洞性能
  - 加速勾配　平均35MV/m
  - 許容範囲　35-20%　⇒ 28MV/m以上を受け入れ。
  - Q値　>0.8x10^{10} at 35　MV/m
  - 歩留り>90% (2回の表面処理まで)
- 運転時の空洞性能
  - 平均加速勾配　31.5MV/m
  - 許容範囲　20% ⇒25MV/m以上。
  - Q値　>1.0x10^{10} at 31.5 MV/m

EuroXFEL



窒素インフュージョン
による高電界化

Figure 4: Performance distribution and yield for usable gradient "Send to String assembly".

D.Reschke, IPAC2016