

陽子リニアック

1. はじめに

リニアックは Linear Accelerator の略で、線形加速器の名の通り、ビームを加速、輸送する装置を直線状に並べた加速器を示す。大強度陽子加速器において陽子リニアックはその最上流に位置し、後段の円形加速器や、二次粒子を生成させるための標的などにビームを供給することがその役割である。

本稿では、陽子リニアックでビーム加速に用いられる高周波空洞の概要と、J-PARC リニアックで行われた空洞の設計、および製作に関して技術的な側面にも触れながら紹介する。

2. 陽子リニアック概要

リニアックでは、その中心にビームを加速する高周波電場を生成する高周波空洞で荷電粒子を加速する。高周波空洞とは、周囲を導体で取り囲み、投入された高周波電波を閉じ込めたものである。陽子リニアックで用いられる高周波空洞はその内部に複数の電極を持ち、それらの正負は投入された大電力高周波に合わせて反転しつつ、空洞中心を飛行する荷電粒子の場所に合わせて常に加速する方向の電場を与える工夫がされたものである。多数の高周波空洞をビームライン

に配置し、下流に進むにつれ各空洞で少しずつ加速してビームのエネルギーを高めていくことになる。ビームを構成する荷電粒子は各粒子の熱的な運動成分に加え、自身の電荷による反発力でビーム進行方向と垂直方向（横方向）に発散しようとする性質を持つため、ビームの太さを適切なサイズにとどめておくための収束用磁石も必要である。加速空洞に投入する高周波の電力や位相、収束用磁石の磁場強度は、ビームライン上に配置したモニタ機器で測定されたビームの位置や広がり、エネルギーをもとに、設計通りのビームに近づくように調整される。

2016 年に米国で開催された Linear Accelerator Conference で CERN の F. Gerigk 氏によって常伝導陽子リニアックに関する最近の動向がレビューされた [1]。表 1 はそこで紹介された陽子リニアックである。計画中的のものも含め、これらの施設では、すべて RFQ (Radio Frequency Quadrupole) から始まり、続いて DTL (Drift Tube Linac) という高周波加速空洞が用いられている。イオン源で水素イオンを生成し、数

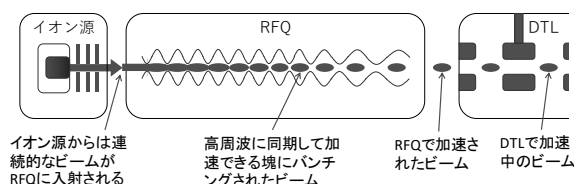


Fig. 1 陽子リニアック初段階

Table 1 陽子リニアック [1]

LINAC	Beam pulse [ms]	Peak current [mA]	Repetition [Hz]	Energy [MeV]	RF freq. [MHz]	Structures	Application	Status
LINAC4	0.8	32	1	160	352	RFQ, DTL, CCDTL, PIMS	p-injector	Commissioning
J-PARC	0.5	30	25	400	324/972	RFQ, DTL, SDTL, ACS	p-injector	Operation
SNS N.C.	1	26	60	186	402.5/805	RFQ, DTL, SCL	p-injector	Operation
CSNS	0.4	15	25	80	324	RFQ, DTL	p-injector	Commissioning
KOMAC	1.33	20	60	100	350	RFQ, DTL	multi-purpose	Operation
ESS N.C.	3	62.5	14	90	352	RFQ, DTL	Neutron source	design
FAIR PI	0.2	70	4	70	352	RFQ, CH-DTL	p-injector	Commissioning

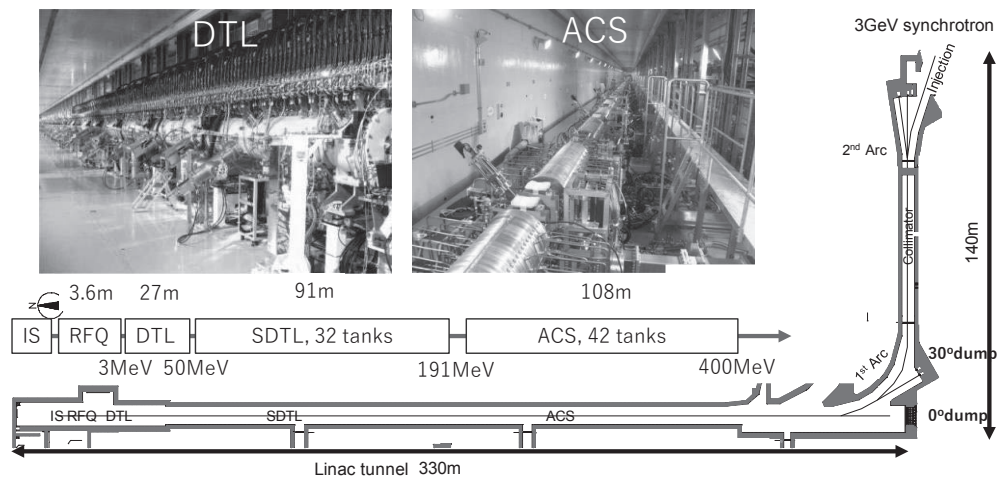


Fig. 2 J-PARC リニアックの構成

十～100kV に静電加速して RFQ に供給される。RFQ はイオン源からのビーム(この時点では連続ビーム)を長手方向に束ねた(パンチングという)のちに数 MeV まで加速して、DTL に供給する(図 1)。

DTL は数 MeV～100MeV の加速を担い、その後の加速は、各施設で様々な構造の加速空洞が選択されている。図 2 は J-PARC リニアックの機器構成を示したものである。J-PARC も同様に、低エネルギー部の高周波加速は RFQ から始まる。RFQ ではイオン源からのビームを 3 MeV まで加速する。続く DTL は 3 台で構成され、各空洞出口でそれぞれ 19.7MeV、36.7MeV、50MeV まで加速されのち、32 台の分離型 DTL (Separated-type Drift Tube Linac, SDTL) で 191MeV まで加速される。ここでさらに環結合型結合空洞リニアック (Annular-ring Coupled Structure linac, ACS) に構造を変更し、42 台の加速空洞を経て後段の 3 GeV シンクロトロン(3GeV Rapid Cycling Synchrotron, RCS) への設計入射エネルギーである 400MeV まで加速される。

このように、数種類の高周波空洞をビームのエネルギーに応じて変更しているのは、加速している粒子の β ($= v/c$, 速度と光速の比) がリニアックのエネルギー領域で大きく変化するためである。図 3 は陽子のエネルギーと β の関係を示したもので、RFQ 出口でのビームの速度は光速の 8% 程度であるが、DTL、SDTL の出口ではそれぞれ

31%、56%となり、ACS 出口で 71%となる。高周波の 1 周期で飛行するビームの距離は β に比例するので、高周波空洞の長手方向の電極配置は β の変化に合わせる必要があることから、リニアックを構成する加速空洞は、このように変化する β に対応して、効率よく加速できる構造に変更されている。次章以降で、ここまでに紹介した高周波空洞について説明する。

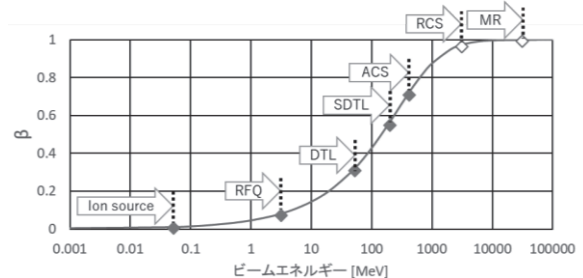


Fig. 3 陽子のエネルギーと β

3. DTL

図 4 は J-PARC で稼働中の DTL の内部を映した写真である。これはアルバレ型 DTL と呼ばれるタイプのもので、筒状のタンクの中心部分にドリフトチューブ(drift tube)と呼ばれる円筒が軸方向に多数整列された構造をしている。タンクの両端部は端板で蓋をして(この端板にも半分の長さのドリフトチューブを取り付けている)、高周波空洞として動作させる。空洞内に高周波を投入すると、電磁波は内面で反射しながら空洞内を進

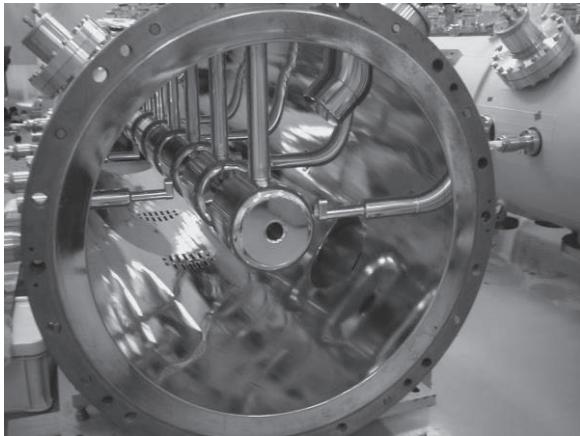


Fig. 4 J-PARC DTL

むが、容器の形状が境界条件となって、端部で反射した波が重なり合っ定在波を形成し、ある周波数では共振状態となる。空洞内部に発生する定在波は、電場が軸方向で磁場は横方向の TM (transverse magnetic) モードと、電場が横方向で磁場は軸方向の TE (transverse electric) モー

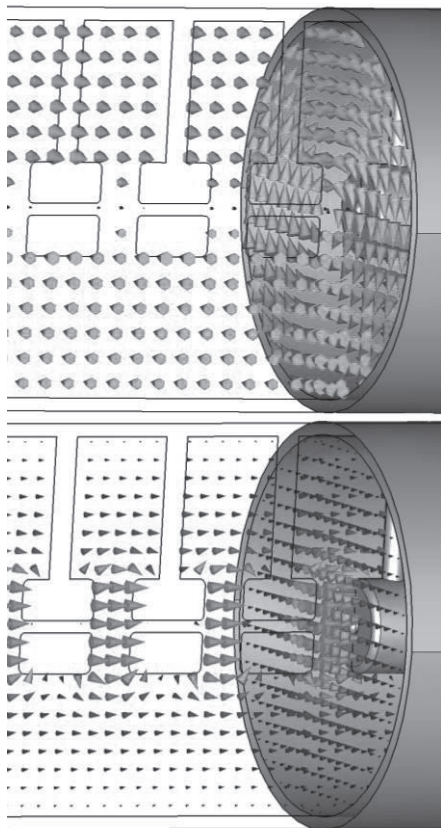


Fig. 5 DTL 内部の高周波電磁場。(上) : 磁場、(下) 電場。

ドに分類される。DTL で使用するのは、TM モードであり、空洞中心に発生する軸方向電場によってビームを加速する。図 5 に DTL 空洞内の磁場と電場の方向を示す。

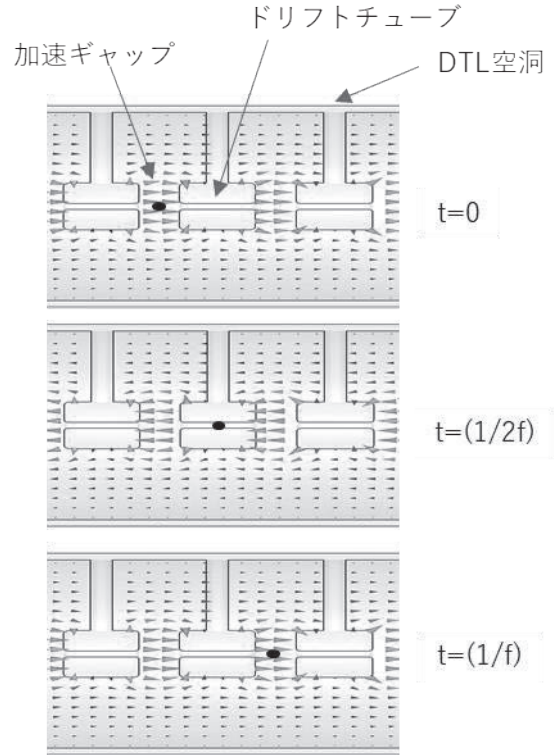


Fig. 6 DTL でのビーム加速

図 6 に DTL によるビーム加速の原理を示す。DTL ではギャップ (ドリフトチューブ間の隙間) に発生する電場の方向はすべて同じ方向を向いている。ある時刻にギャップで加速されたビーム (図 6 の $t=0$) は、次のギャップに到達するまでにドリフトチューブの内部を通過する。この期間、高周波の位相が進み、電場が反転した状態になるが (図 6 の $t=1/2f$)、ドリフトチューブ内のビームを通す穴にしみこむ電場は小さいので、ギャップに発生する減速方向の力は受けない。ドリフトチューブの中央から次のドリフトチューブ中央までの区間 (これをセルと呼ぶ) をビームが高周波の 1 周期で進む距離 ($\beta \lambda$, $\lambda = (\text{光速}) / (\text{周波数})$) は高周波の波長) に等しく設定すると、順次、電場を受けてビームは加速され続ける。ビームがギャップを通過している最中にも電場は高

周波の周期に従って時間的変動を続けているので、高周波空洞内を進むビームが感じる電場は、移動するビームから見た高周波の位相と加速電場のギャップ区間での軸方向分布に依存する。

・加速ギャップでのエネルギーゲイン

ビームが高周波の1周期の間で加速されるエネルギーを見積もる。空洞内の電場は軸対称と仮定すると、空洞中心の軸方向（z 方向）電場は $E(z) \cos(\omega t(z) + \phi)$ と表される。ビームが加速ギャップの中心にある時の高周波の位相を ϕ とし、 ω は高周波電場の角振動数、 t は時刻である。つまり、 $\cos(\omega t(z) + \phi)$ は電場の時間変化を表し、 $E(z)$ は軸方向電場の幾何形状（分布）を z の関数として取ったものである。図 7 に示す曲線は DTL のセルにおける $E(z)$ の計算例である。ギャップで加速されているビームが感じる加速電場は、ギャップで加速されている時間にも変化する位相を考慮する必要があるので、ギャップを通過したときに得るエネルギー ΔW は、荷電粒子が受ける力 $F = qE$ から、

$$\Delta W = q \int_{-L/2}^{L/2} E(z) \cos(\omega t(z) + \phi) dz \quad (3-1)$$

で与えられる。一つのギャップでのエネルギーゲインを知りたいので、 L はドリフトチューブの中心から次のドリフトチューブの中心までの長さとしている。ここで、右辺の $\cos(\omega t(z) + \phi)$ を分解して、

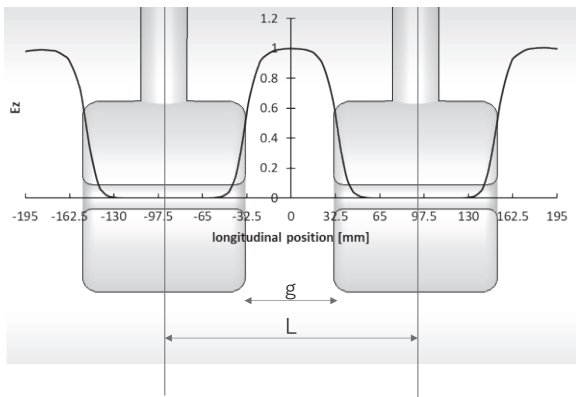


Fig. 7 軸方向電場の軸上分布

$$\Delta W = q \int_{-L/2}^{L/2} E(z) \{ \cos(\omega t(z)) \cos \phi - \sin(\omega t(z)) \sin \phi \} dz \quad (3-2)$$

としたとき、図 7 に示すように、 $E(z)$ はギャップ中心に対して軸方向にほぼ対称な形をしているので、時刻 t の原点をギャップ中心にある時とすると、右辺 2 項目の \sin の積分は ~ 0 とできる。したがって、1セルでのエネルギーゲインは

$$\Delta W = q \cos \phi \int_{-L/2}^{L/2} E(z) \cos(\omega t(z)) dz \quad (3-3)$$

という形になる。いま、平均的な加速電場 E_0 を、高周波の振動周期の中で最大値を取る瞬間 ($\cos(\omega t(z) + \phi) = 1$) の軸方向電場の 1セルにわたっての平均値と定義する。

$$E_0 = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} E(z) dz \quad (3-4)$$

式 (3-3) と式 (3-4) の積分の比（これをトランジットタイムファクター T と呼ぶ）は、粒子がセルを通過する間の軸方向電場の時間変化の寄与に相当する。

$$T = \frac{\int_{-L/2}^{L/2} E(z) \cos(\omega t(z)) dz}{\int_{-L/2}^{L/2} E(z) dz} \quad (3-5)$$

トランジットタイムファクターと平均加速電場を用いれば、粒子のエネルギーゲイン（式 (3-3)）は次のように書くことができる。

$$\Delta W = q E_0 T L \cos \phi \quad (3-6)$$

ここで、 $E(z)$ に簡単な形を仮定して、トランジットタイムファクターの値を見積もってみる。セルでのエネルギーゲインは粒子のエネルギーに比べて小さい（つまり、セル内での粒子の速度 βc は一定）と仮定すると、

$$\omega t(z) \approx \omega \frac{z}{\beta c} = \frac{2\pi z}{\beta \lambda} \quad (3-7)$$

と置ける。図 7 にあるようにビームを通す穴の入り口には電場のしみこみがあるが、さらに簡略

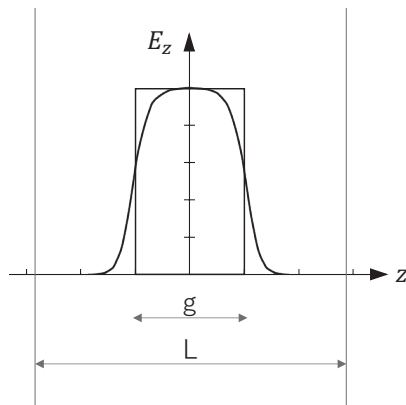


Fig. 8 軸方向電場の分布

化して図8に示すような矩形の軸方向電場分布を仮定すると、電場があるのはギャップの区間だけなので、積分の区間をギャップのみの $-g/2 \sim g/2$ とすれば、

$$T = \frac{\int_{-g/2}^{g/2} E_g \cos\left(\frac{2\pi z}{\beta\lambda}\right) dz}{\int_{-g/2}^{g/2} E_g dz} = \frac{\sin \frac{\pi g}{\beta\lambda}}{\frac{\pi g}{\beta\lambda}} \quad (3-8)$$

となる。図9に式(3-8)による $g/\beta\lambda$ に対する T の値を示した。

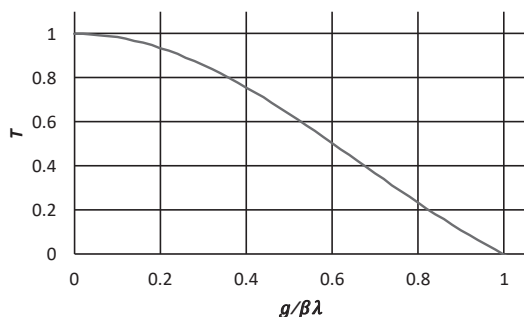


Fig. 9 軸上矩形電場での $g/\beta\lambda$ とトランジットタイムファクターの関係

・同期位相

高周波空洞内で加速されている粒子は、加速ギャップでのエネルギーゲインに合わせてセルが正しく $\beta\lambda$ で配置されている場合、高周波に対してどのギャップでも同じ位相で加速されるはずである。このとき、加速ギャップの中心にある時の粒子の位相を同期位相 (ϕ_s) という。陽子加速器では -30 度近傍が選ばれる。図10はDTL1の出口付近のセル ($g/\beta\lambda$ はおよそ 0.35 、ビームのエ

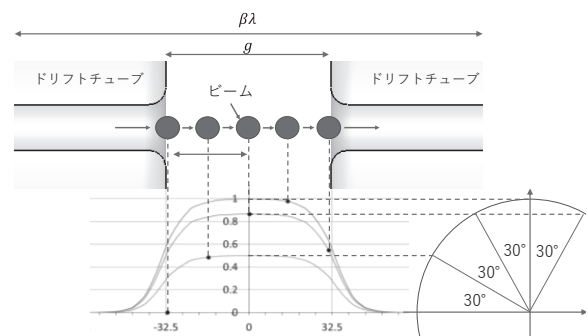


Fig. 10 DTLでのビームの位相とギャップでの位置の関係 (J-PARC DTL1の出口近傍)

ネルギーは 19.2MeV 程度) で、ビームがギャップにある時の高周波位相を示したものである。同期位相は -30 度にとられ、ギャップの電場が加速位相にある領域がビームの加速に使用される。

図11に示すように、同期位相にいる粒子に対して、それより早くギャップに到着した(エネルギーが高い)粒子は高周波電場が弱いため、同期位相の粒子よりギャップでのエネルギーゲインが小さい。一方、遅れてきた(エネルギーが低い)粒子は同期位相の粒子より高いゲインが与えられることになる。同期位相の粒子を追い越してしまった場合は同期粒子よりエネルギーゲインが小さくなるので、同期粒子の周りで安定に振動するようになる。このように、同期位相に負の値(加速電場が増加するタイミング)を選ぶことで、異なるエネルギーを持った粒子も、正しいエネルギーの周りで安定に振動する、つまり縦方向の収束力を与えながら加速することができる。

同期位相を -90 度にとった場合、同期位相にいる粒子のエネルギーゲインはないが、その周りの

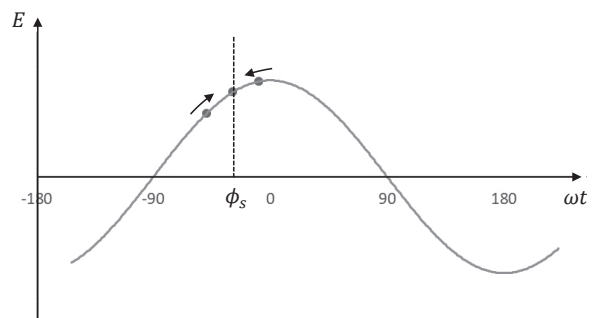


Fig. 11 同期位相近傍の粒子の位相変化

粒子には同様の収束力が働く。このような位相を選んだ空洞はバンチャーと呼ばれ、J-PARC リニアックでは DTL の入口と ACS の入口で、バンチの縦方向の収束のために使用される。

3.1. DTL セルの高周波電磁場

図 5 に示したように、電場はギャップに集中し、磁場はドリフトチューブと空洞内壁との間に発生する。ここで、ギャップは平板が向かい合ったコンデンサーと見立ててキャパシタンスを持ち、空洞縦断面を 1 ターンのコイルと見立ててそこにインダクタンスを持つとする (図 12)。仮に $g/\beta\lambda$ を一定として、ビームのエネルギーの増加に合わせてセルを長くした場合、コイルのインダクタンス L は増加 ($\beta\lambda$ に比例した面積増加に加え、ギャップへの漏れ出しも大きくなる) する。 g の増加によって電極間距離は長くなるのでキャパシタンス C は減少するものの、電場の漏れ出しも大きくなるので、キャパシタンスの減少は $\beta\lambda$ の反比例よりも鈍くなる。セルの周波数と L, C には $\omega = 1/\sqrt{LC}$ の関係があるので、ドリフトチューブの形状を変えないで長さのみを調整してセルごとの周波数を揃えるためにはエネルギーの増加につれて、 $g/\beta\lambda$ も大きくする必要がある。各セルの平均加速電場 E_0 と周波数を一定とすれば、エネルギーゲインに合わせて $g/\beta\lambda$ も順次決まることになる。

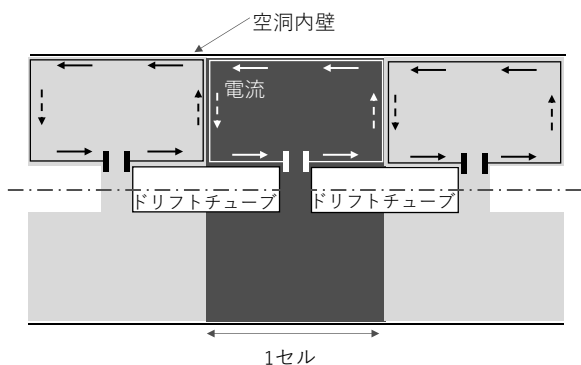


Fig. 12 コイルとコンデンサーの共振回路

ギャップの電場はいくらでも強くできるわけではなく、真空中でギャップ間の放電が起こらない程度に低くしなくてはならない。高周波空洞

で、周波数と放電限界の関係を示したキルパトリックの限界と呼ばれる大まかな指標があり、 E_0 を決める目安とされる。周波数 324MHz では 17MV/m 程度とされるが、もちろんこれは空洞内に生ずる最大の表面電場に対して比較すべき値となる。DTL では、向かい合うドリフトチューブが並行平板コンデンサーのような位置関係となるので、ドリフトチューブの両端円周部に電場が集中しやすい。図 13 は DTL の第一空洞のドリフトチューブの表面電場を示したもので、この例では、最大表面電場はギャップ中央の軸方向電場に対しておよそ 1.7 倍、 E_0 に対しては 5 倍ほど高い値となる。実際に詳細形状を決定するためには、前述の電場の染み出しの程度や、ドリフトチューブ円周部の電場の集中を緩和させるための R 加工の影響なども考慮して E_0 やセルの周波数を計算する必要があるため電磁場計算ソフトウェアが使用される。

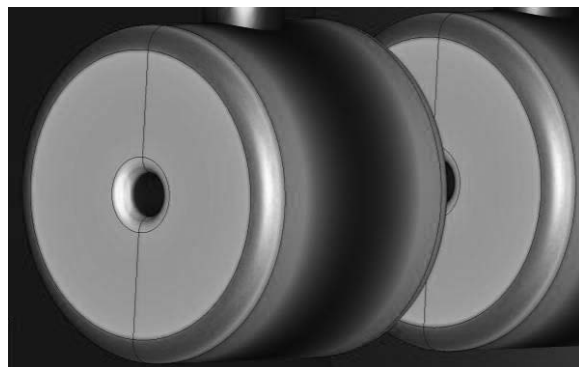


Fig. 13 ドリフトチューブ表面の電場強度

3.2. 横方向の収束

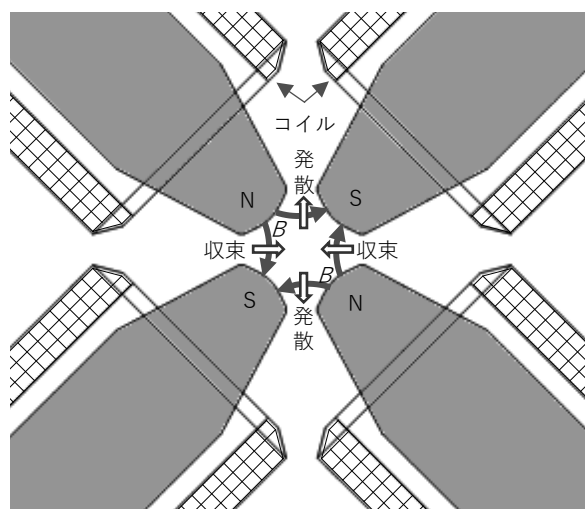
ドリフトチューブの内部には、ビームの横方向の収束のため、四重極磁石が内蔵される。四重極磁石は図 14 のように N-S が対角に配置され、中心位置では磁場の強さがゼロとなる。ビーム軌道は磁石中心に取られ、その近傍では、磁場の横方向の勾配 G は一定である。

$$G = \frac{\partial B_x}{\partial y} = \frac{\partial B_y}{\partial x} \quad (3-9)$$

速度 v の粒子が受ける力はそれぞれ

$$\begin{aligned} F_x &= qvGx \\ F_y &= -qvGy \end{aligned} \quad (3-10)$$

と表される。四重極磁石では鉛直方向と左右方向では一方が収束力を与える場合、他方は発散力を与えることになる。DTL では N-S の磁極が交互になるように四重極磁石が並べられている。こうすることで、ビームが受ける作用は収束と発散が交互に繰り返されることになるが、トータルではビームには鉛直方向と水平方向の両方に収束作用を与えることができる。



・ DT 内蔵四重極電磁石

J-PARC リニアックの DTL では、図 15 に示すようにドリフトチューブ内に、四重極電磁石を内蔵させている [2,3]。永久磁石を用いた四重極磁石が DTL に用いられる例もあるが、電磁石を用いることで、DTL へ入射されるビームに応じて電磁石電流を設定でき、磁場勾配の調整が可能となることは大きな利点である。DTL 入口では、ビームのエネルギーは 3MeV であり、周波数は 324MHz であるので、 $\beta\lambda$ はおよそ 74mm となる。DTL 最初のドリフトチューブは長さ 53mm となっており、電磁石のコイルはそれに収まるように薄く作られている。J-PARC DTL では、次に示すような製作技術を導入して電磁石を小型化し、ドリフトチューブ内に蔵することを実現している。

大電流ビームの収束に大きな磁場勾配を必要とするため、電磁石のコイルには高い電流が流せ

なくてはならない (J-PARC の DTL に組み込む四重極電磁石のコイルは 1000A を想定して設計されている)。したがって、コイルの発熱を除去するために、導線内部に冷却水が流せる中空の銅管でコイルを形成する必要がある。冷却水流量を確保する (水路の圧力損失を低減する) ためと、水圧、水流に対する機械的強度、耐久性の観点から銅管の肉厚を十分確保するため、外寸は 5~5.5mm、肉厚 1mm として、ターン数 3.5 のコイルが、ロストワックス法と PR (Periodic Reverse) 銅電鍍法を組み合わせることで製作された。母材となる無酸素銅ブロックに水路となる深穴を加工し、そこに温度を上げると溶け出すワックスが充填される。充填後のワックス表面には銀粉を塗り込んで周辺の銅母材部と同一の導電性の表面としたのちに、PR 銅電鍍により水路の壁面を形成し、最後にワイヤーカットによってコイル形状が形成されている。ここで用いられた PR 銅電鍍法とは、電鍍槽の中で電極の極性を繰り返し反転させながら厚い電鍍層を形成させるもので、高純度かつ十分な厚み、凹凸の無い電鍍表面が得られるように技術的改良がなされたものである。

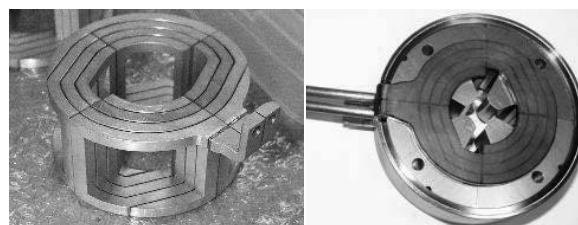


Fig. 15 DTQ。 (左) ワイヤークットされたコイル。 (右) コイルにヨークをはめ込み、ドリフトチューブ内に組み立て。 [2,4]より転載。

4. SDTL

DTL に続く高周波空洞は、J-PARC では SDTL が用いられ、50MeV から 191MeV までの加速を担う。LINAC4 では 50MeV から 100MeV までの加速に CCDTL (Cell Coupled DTL)、SNS では 100MeV から 186MeV に SCL (Side Coupled Linac) が用いられる。このように、陽子リニアックにおいて 50~100MeV 程度のエネルギーで DTL から構造が変更されるのは、高周波空洞の単位長さ当たりの熱損失 (消費電力/空洞長) に対し

て、より高いビームのエネルギーゲインが得られるような構造が適用できるようになるからである。

図 16 は SDTL 空洞の内部の写真である。空洞管体は DTL と同様の機械的構造であり、鉄製である。その内面は PR 銅電鍍法により 0.5mm の銅の層を形成したあと、表面を機械切削して内径を精密に調整する。さらに、電解研磨を施すことで、図 16 に見られるような滑らかな表面に仕上げている。本電鍍銅は不純物が非常に少なく、表面からのガス放出も小さい。さらに高純度無酸素銅と同等の高周波特性（高い導電率と高い放電開始電圧）を有することも実験的に確認されており [5]、ドリフトチューブおよびシステム等はステンレスが構造材として使用されているが、同様に PR 銅電鍍後に機械加工と電解研磨が適用されている。



Fig. 16 J-PARC SDTL 内部

DTL は、ドリフトチューブ内に四重極磁石を内蔵することによって、ビームの持つ空間電荷による発散力を短い周期（磁極性を交互に並べているので、横方向の収束周期は $2\beta\lambda$ ）で打ち消すことができることが特徴であった。ここで、ビームを構成する粒子に働く空間電荷力を単純なモデルで見積もってみる。いま、軸対称で、長手方向に一樣に分布した電荷 q の粒子からなるビームを仮定する。ビームの速度を v 、径方向を r 、径方向の粒子密度分布を $n(r)$ とすると、ビームの中の径方向電場はガウスの法則より、

$$E_r(r) = \frac{q}{2\pi r \epsilon_0} \int_0^r n(r') 2\pi r' dr' \quad (4-1)$$

同様に、ビームによって生じる磁場はアンペールの法則より

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_0 q v}{2\pi r} \int_0^r n(r') 2\pi r' dr' \quad (4-2)$$

フレミングの左手の法則から、ビームによって生じる磁場から粒子が受ける力は電場による力と逆向きに作用する。粒子に働く径方向の力 F_r は、 $v = \beta c$ 、 $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ を用いて、

$$\begin{aligned} F_r(r) &= q(E_r(r) - vB_\theta(r)) \\ &= qE_r(r)(1 - \beta^2) \end{aligned} \quad (4-3)$$

と求められる。したがって、 β が大きなビームほど、ビーム電流の作る磁場によって電場が打ち消され、空間電荷力が弱まることになる。DTL では全てのドリフトチューブに四重極磁石を内蔵させていたが、この性質から、ビームのエネルギーが高くなれば四重極磁石を間引いて収束周期を長くすることが可能になる。そこで、四重極磁石をドリフトチューブ内に設置せず、その代わり 1 空洞当たりのセル数を少なくして、空洞と空洞の間に四重極磁石を設置する方式（機能分離型 DTL: SDTL）が J-PARC で採用された。図 17 に示すように、SDTL 空洞の間には 2 台を一組とした四重極電磁石（ダブルレットと呼ぶ）を設置している。2 台は極性が逆に配線されており、各空洞間の磁石は収束、発散の順序を同じにして配置し

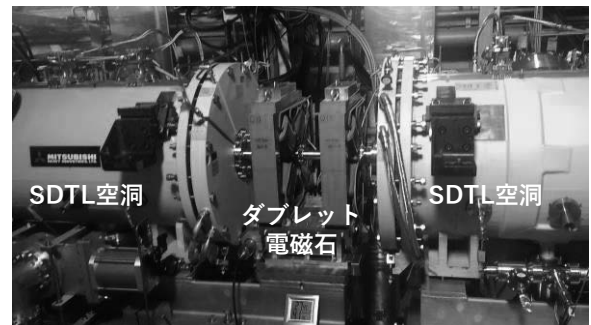


Fig. 17 J-PARC SDTL とダブルレット電磁石

ている。このようなダブルレットを周期的に配置してビームに横方向の収束力を与えている。

4.1. SDTL の高周波電磁場

空洞内部に発生させる高周波電磁場は DTL と同様の TM モードで、ドリフトチューブ間のギャップに加速電場を発生させ、 $\beta\lambda$ の周期でビームを加速している。SDTL の 1 空洞当たりのギャップ数は 5 であり、ドリフトチューブは 4 本、両端板には半分の長さのドリフトチューブが固定されている。空洞全長は 1.48m (DTL 直下流にある 1 台目) から 2.56m (SDTL 全 32 台の最後の空洞) まで、ビームのエネルギーに合わせてすべて異なっている。図 18 に示すように、DTL と比べて異なるのはドリフトチューブの外径が小さくなっていることであり、先ほど述べたように、四重極磁石をドリフトチューブ内に設置せず、空洞間に設置するようにしたため可能となったものである。ここで、ドリフトチューブの直径と加速効率

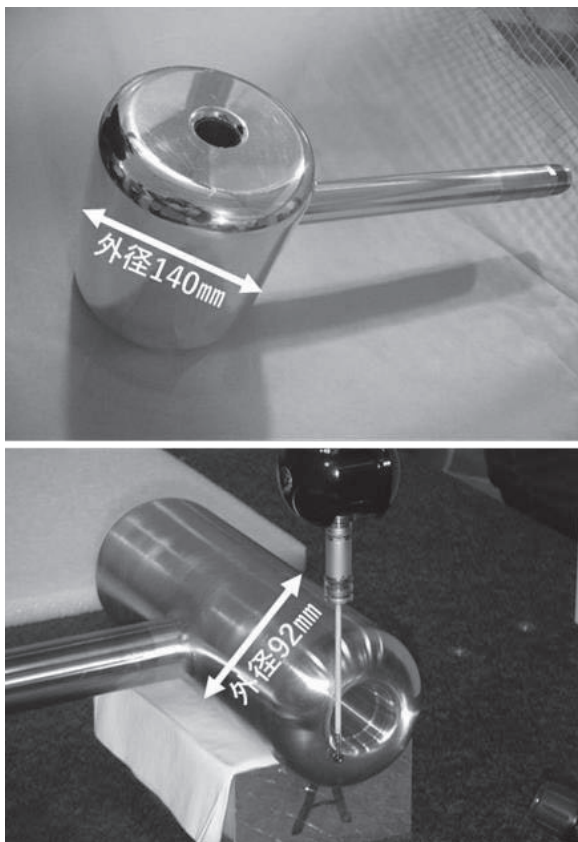


Fig. 18 ドリフトチューブ。上：DTL 用、下：SDTL 用。

の関係について簡単なモデルで検討してみる。再び図 12 に戻って、空洞の半径を D 、ドリフトチューブの半径を d 、セルの長さを $\beta\lambda$ 、ギャップを g とすると、1 ターンのコイル内の磁束 Φ は、ギャップが短いと仮定すると同軸管の自己インダクタンスと見ることができるので、

$$\Phi = \int_0^{\beta\lambda} dz \int_a^D \frac{\mu_0 I}{2\pi r} dr = \frac{\mu_0 \beta\lambda I}{2\pi} \ln\left(\frac{D}{d}\right) \quad (4-4)$$

キャパシタンスは並行平板コンデンサーとして、

$$C = \frac{\epsilon_0 \pi d^2}{4g} \quad (4-5)$$

ここで、 $\Phi = LI$ と $\omega = 1/\sqrt{LC}$ より、セルの周波数が一定 ($LC = \text{const.}$) となるのは、

$$\frac{g}{\beta\lambda} \frac{1}{d^2 \ln\left(\frac{D}{d}\right)} = \text{const.} \quad (4-6)$$

となる時である。この関係によれば、ドリフトチューブの半径 d を小さくすることができれば、 $g/\beta\lambda$ を小さくできる。ビームのエネルギーの増加で、 $g/\beta\lambda$ は DTL 出口で 0.43 程度となるが、ドリフトチューブの直径を 140mm から 92mm に変更した SDTL では、SDTL の入口 (ビームのエネルギー 50MeV) で 0.28 程度の値となる。トランジットタイムファクターは図 9 に示すような傾向をもつので、 $g/\beta\lambda$ を小さくするとトランジットタイムファクターの低下を防ぐことができる。ギャップでのエネルギーゲインは式 (3-6) で表されるように、トランジットタイムファクターと、軸上の電場をセルで平均した E_0 との積で与えられる。軸上の電場が同じ場合、ギャップが短くなるとその分セルで平均された E_0 は小さくなるが、 d が小さくなればその分加速電場が空洞中心に集中するので、少ない電力でも軸上電場を高くすることができる。

空洞に投入された電力に対する軸上電場の強さは、効率の観点から見た空洞の性能を示すものとなる。空洞に投入された電力は壁面に流れる高周波電流により熱損失となる。空洞壁面の熱損失を P 、空洞の長さを L とし、単位長さ当たりの熱損失に対する平均加速電場の強さはシャントインピーダンス Z として次のように定義される。

$$Z \equiv \frac{E_0^2}{P/L} \quad (4-7)$$

ビームのエネルギーゲインに対する効率という観点から、 E_0T を用いたものを有効シャントインピーダンスと呼ぶ。

$$ZT^2 \equiv \frac{(E_0T)^2}{P/L} \quad (4-8)$$

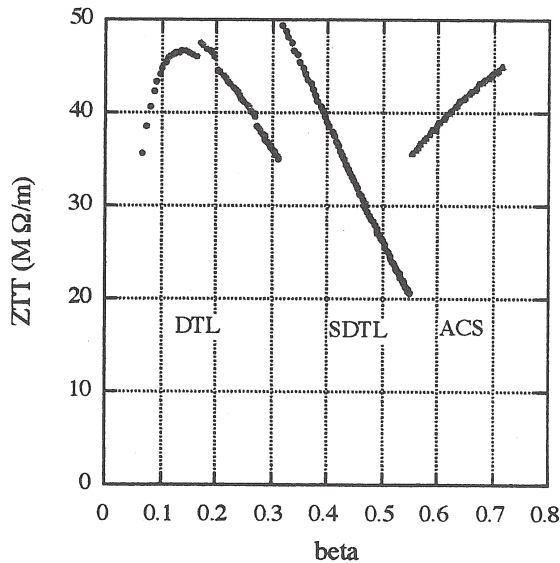


Fig. 19 有効シャントインピーダンス。[6]より転載

図 19 は J-PARC の DTL、SDTL、ACS の有効シャントインピーダンスを示したものである。DTL から SDTL に変更した際の ZT^2 の向上は、ドリフトチューブの短径化によって軸上へ電場を集中させた効果である。しかしながら、SDTL においてもビームのエネルギーが増加するにつれて効

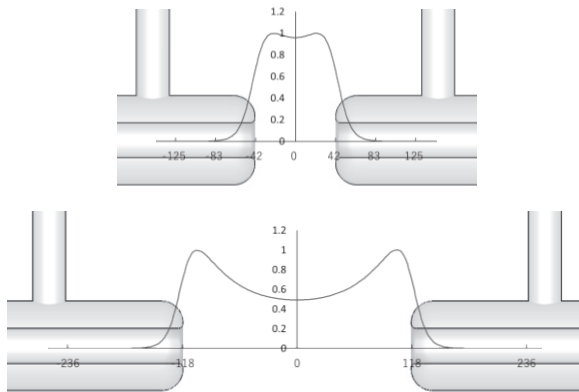


Fig. 20 軸上電場の分布。上：最上流 SDTL、下：最下流 SDTL。

率が低下するのは同様である。これは、ギャップが長くなると電場の染み出しが大きくなるため、SDTL の最初 ($g/\beta\lambda \sim 0.28$) に比べ、最後 ($g/\beta\lambda \sim 0.46$) の空洞では、図 20 に示すように、ギャップ中央部で電場の染み出しによる軸上電場の低下が大きい。そのため、陽子リニアックの高エネルギー区間では、異なる構造の高周波空洞を採用する必要がある。

5. ACS

J-PARC では 191MeV から 400MeV までの加速は ACS に加速構造を切り替えている。ACS の周波数は、SDTL までの 324MHz から、その 3 倍の 972MHz に高めている。高周波空洞の周波数を上げることができれば、高周波の 1 周期でビームが進む距離 ($\beta\lambda$) が小さくなり、単位長さ当たりのセル数を増やすことができるため、加速効率を高めることができる。見方を変えれば、ビームのエネルギーが高くなってくると、高い周波数を選んでも $\beta\lambda$ が小さくなりすぎないので、製作可能なサイズのセル幅が取れるともいえる。ACS のセルの長さは入口 (191MeV) で 86mm、出口 (400MeV) で 110mm となる。SDTL 空洞までの周波数 324MHz では、 $1/324\text{MHz} \sim 3\text{ns}$ の間隔でバンチングされたビームを加速していることになる。したがって、それに続く空洞の周波数はそ

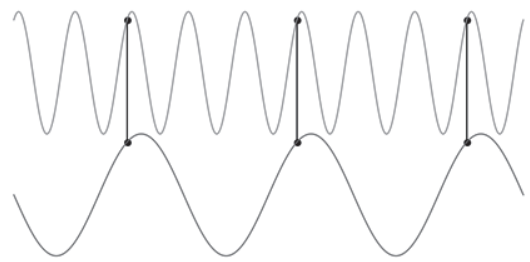


Fig. 21 3倍の周波数変化

の整数倍としなければならない。周波数を 3 倍にすると、 $1/972\text{MHz} \sim 1\text{ns}$ の間隔で振動する高周波を加速に用いることができるが、図 21 に示すように、セルから見れば 2 つ飛ばしで入射されたビームを加速することになる。

5.1. ACS 空洞内の電磁場

ACS の外観を図 22 に示す。ACS は加速タンクが 2 台、中央のブリッジタンクと呼ばれる部分を介して連結されたモジュール構成となっている。DTL とは異なり、ACS のセルは壁面で分けられ、加速セルが外周部にある結合セルを介して高周波的に結合した構造となっている。ここで、構造がシンプルなディスクロード型加速管を例にとって多数のセルが連結された多連空洞内の電磁場について調べてみる。まず、円筒導波管内を伝搬できる最も低い周波数（遮断周波数という）のモードは、図 23 に示すような、軸方向の電場が一様なものである。それより高い周波数では管内の波長 λ_g の間隔で周期的な電磁場が形成される。ディスクロード型加速管は、図 24 のように円筒内にビーム穴の開いた円盤を等間隔に設置したものである（区切られた領域をセルと見立て

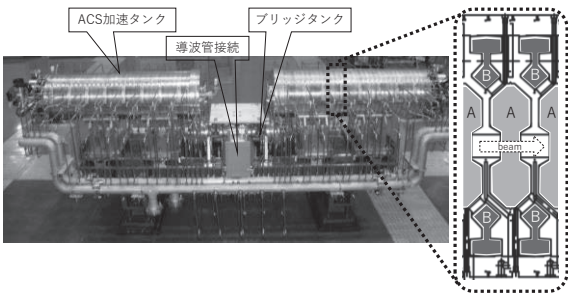


Fig. 22 (上) ACS モジュール、(下) ACS 空洞のセル断面。A : 加速セル、B : 結合セル

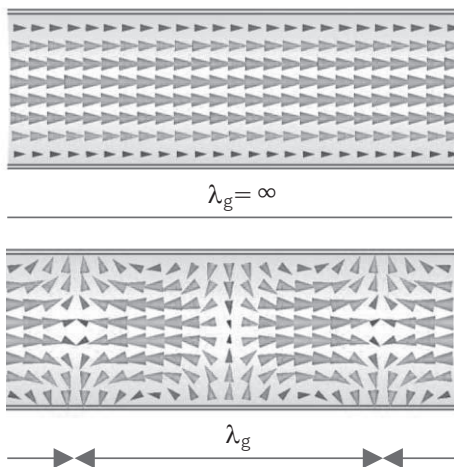


Fig. 23 円筒導波管内の電場。磁場は円周方向の TM モード。

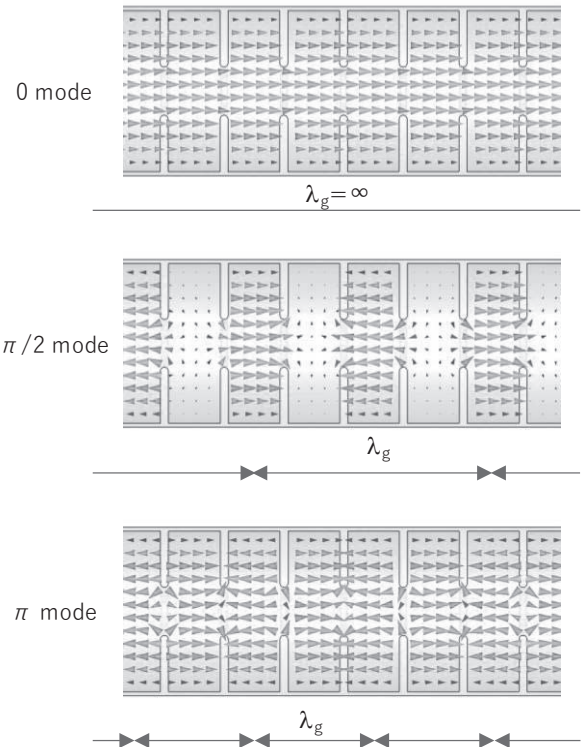


Fig. 24 ディスクロード型導波管内の電磁場のモード

ることにする)。投入された高周波は、中央の穴を通して電磁的に結合することになる。ディスクロード型加速管も同様に、軸方向に電場を持ち、空洞内に励起される定在波で最も周波数が低くなるのは隣り合うセルの電場が同じ方向を向いたものである（図 24 の 0 モード）。それ以上の周波数では、円筒内に挿入された円盤によって電磁波の反射が発生するため、 λ_g が円盤の間隔の整数倍となるパターンのみ励起される。図 24 では、隣り合うセルの位相の差によって、0 モード（同位相）、 $\pi/2$ モード（4 セルで位相差 2π ）、 π モード（2 セルで位相差 2π ）の各の電場分布を示している。ここで、有限の長さのディスクロード型導波管（両端でディスクの穴径のまま伸ばした形状とする。導波管に比べ穴径が小さいので遮断周波数が高く、セルの外では電磁波は減衰する）について、管内に励起するモードの周波数を計算した例を図 25 に示す。この例では、セルの数を 33、導波管の内径は 200mm、穴径を 30mm、ディスクの間隔を 75mm、厚さを 10mm としている。モードは連結されたセルの数と同じだけ存在

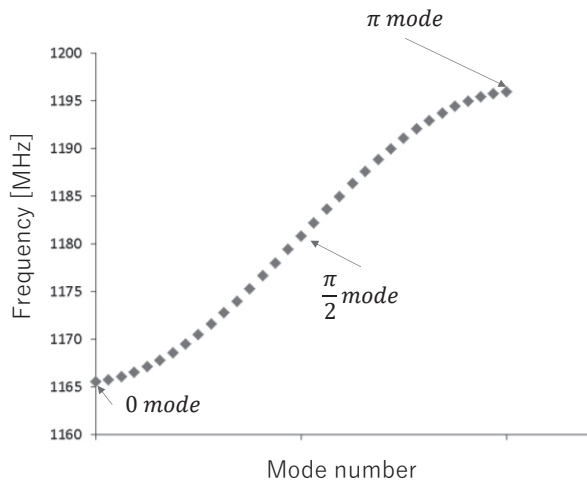


Fig. 25 ディスクロード型導波管内の電磁場のモード周波数

し、隣り合うセルの位相のずれは管内波長 λ_g に反比例する。このプロットから、0モードおよび π モードでは、近接するモードの周波数が近接していることがわかる。このとき、例えばどこかセルの寸法に少しのばらつきがあった場合などセルの周波数が異なる状態では、容易に隣接するモードが励振されてしまい、それらが混ざりあうことで加速電場の強さが軸方向に傾きやすい。隣り合うモードの周波数間隔が広いのは $\pi/2$ モードであり、このモードで駆動する加速空洞が陽子リニアックの高エネルギーセクションで多く使用されている。

図 24 からわかるように、 $\pi/2$ モードでは加速に使える軸上電場が生成されないセルが一つおきに存在するため、単位長さ当たりのエネルギーゲインは (π モードなどに比べ) 低くなってしまふ。そこで、この結合セルを短く (円盤の間隔を詰める) することでビーム軸上の加速セルの割合を増やした APS リニアック (Alternating-Periodic Structure Linac) が KEK で開発されている。この考えをさらに進め、結合セルを加速セルの外周側に抜き出したものが横結合型結合空洞リニアック (Side-Coupled Linac, SCS) で、軸上には加速セルだけが並んでおり、ビームから見れば、セル間の高周波位相は π モードと同じことになる (図 26)。加速セルと結合セルはビーム穴

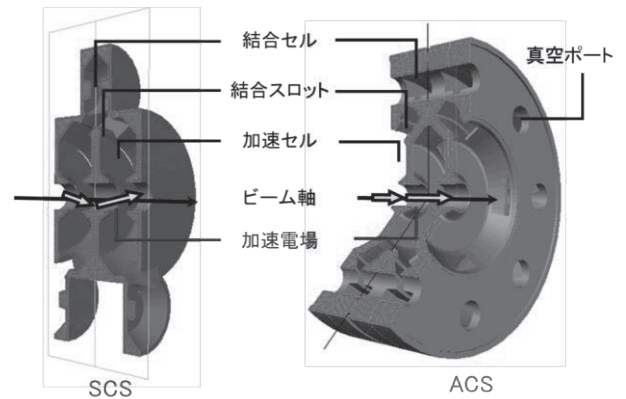


Fig. 26 SCS と ACS のセル配置

ではなく、壁面に開けられたスロットを介して電磁的に結合されているが、このスロットによって軸対称性が崩れ、軸上の加速電場に径方向の成分が発生する。そこで、径方向電場によるビーム軌道への影響の蓄積を軽減するため、結合セルは左右または上下に交互に配置される。この軸対称性の崩れをさらに軽減するための改良が加えられたのが ACS である。結合セルは加速セルの外周を環状に囲んでおり、加速セルとは軸対称に 4か所設けられたスロットで結合している。

図 27 は ACS の加速セルの形状で、ディスクロード型のセル形状から、シャントインピーダンス

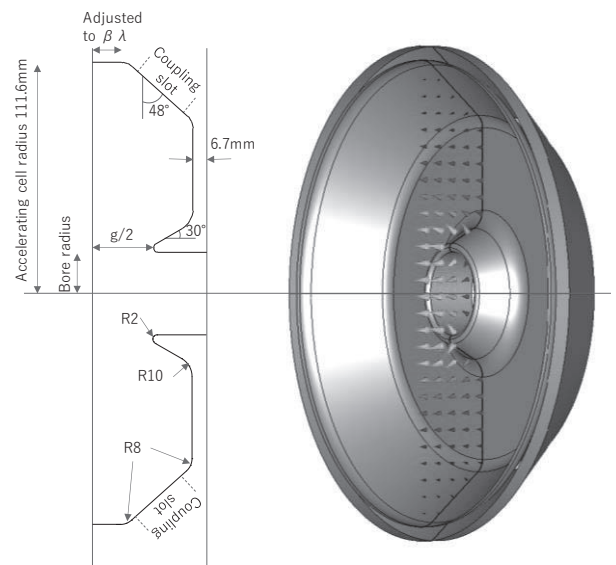


Fig. 27 ACS の加速セル形状 (セルの中心で対称なので、図はセルの半分を示したものである)

を高めるためにビーム穴をセルの内側に伸ばした形状（ノーズコーンと呼ばれる）を持たせている。これは径方向に広がっていた軸方向電場をビーム軸近傍に集中させる効果があり、加速電場を高めることができるためである。一方でギャップは短くなるため、エネルギーゲインは E_0T で評価する必要があること、また、最大表面電場が高くなることに留意する必要があるのは DTL や SDTL と同様である。

5.2. ACS のモジュール設計

ACS モジュールのレイアウトを図 28 に示す。タンク 1 台は 17 の加速セルからなり、ブリッジタンク（ここではディスクロード型の形状をしている）は 9 セルとしている。タンクとの接続箇所が結合セルに相当するので、ブリッジタンクの中央のセルは加速セルに相当し、高周波窓を通して導波管から大電力高周波を投入すると加速モードのみが励起される。このようなモジュール構成に至る設計検討について概要を説明する。

図 27 のような加速セルの形状をベースに、セルの平均加速電場やトランジットタイムファクター、シャントインピーダンスを、電磁界解析コードを利用して見積もる。結合スロットのような軸対称性を持たない構造での値を評価するためには 3 次元モデルで解析する必要があるが、モデルが複雑になると多くのメモリを必要とし、また

計算時間もかかる。ACS の設計時には、粒子のエネルギーにつれてセルの寸法は変わるが、すべての β について 3 次元モデル計算は行わず、スロットの効果を除いた軸対称なモデルで前述のセルの主要パラメータを見積もり、いくつかの β についてのみスロットおよび結合セルを含む 3 次元モデルのシミュレーションを実施し、その結果を内挿して設計に反映することが行われた。

まず、軸対称なモデルでの主要パラメータ計算には SUPERFISH[7] が用いられた。ここでは、タンク内径とノーズコーンの形状（斜面の角度、先端の R、およびビーム穴径）を固定し、前述のスロットによる周波数変化を加味した目標周波数となるように各ベータでのギャップ長、トランジットタイムファクター、シャントインピーダンス、軸上の加速電場に対する最大表面電場の割合などの主要パラメータを計算し、テーブル化しておく。この段階に至るまでには、実際の製作まで考慮したディスクの形状となっているか（セルを分ける壁にはノーズまで冷却可能な水路を確保する必要があるため、あまり薄くはできない）、トランジットタイムファクターに十分な値が確保できているか、ノーズ先端の最大表面電場が高くなりすぎないか、結合セルを含めた空洞外径の小型化などを工夫、確認しながら最適化が進められおり、その結果が図 27 の加速セルの形状である。

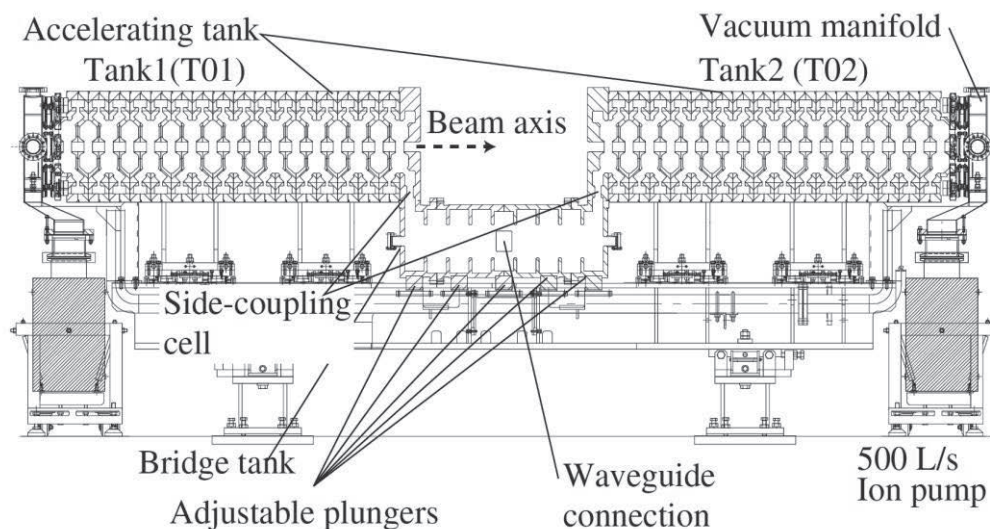


Fig. 28 ACS モジュール

次に、図 28 のようなモジュールの設計に移る。ここで用いられたのは PARMILA [8] という計算コードで、前に求めた加速セルのパラメータと平均加速電場 E_0 あるいは E_0 を決めるルールを指定すると各セルでのエネルギーゲインや空洞内壁での熱損失が計算できる。キルパトリックの限界を考慮しつつ E_0 を仮定すると、モジュールを構成する加速セル数の上限は、ACS に高周波電力を供給するクライストロンの能力が目安となる。これは、タンクのセル数を増やしてモジュール当たりのエネルギーゲインを大きくとり、モジュールと高周波源の個数を減らすことができればコストの面からは有効だが、一方でセル数を増やすと高周波源 1 台当たりの必要電力が大きくなるためである。詳細なケーススタディーを経て、17 の加速セルからなるタンクをブリッジで連結したモジュールを 1 台のクライストロンで駆動する方式とした [7]。その結果、191MeV から 400MeV までの加速は、 E_0 は均一とした合計 21 台の ACS モジュールで構成することとなった。

ビームラインには周期的に四重極電磁石を配置してビームを横方向に収束する必要がある、ACS では SDTL と同様にダブレット電磁石によって行われる。そのため、図 28 にあるように、ブリッジはビームラインから下にずらして配置し、モジュールの中央にも電磁石の設置スペースを確保している。タンク間、およびモジュール間の間隔は、電磁石の大きさに合わせて $4.5\beta\lambda$ にとられた。表 2 に ACS 空洞の主要なパラメータを示す。ACS では平均加速電場は 4.12MV/m で、ノーズ先端の最大表面電場はキルパトリックの限界と同程度である。

21 モジュールでは合計で $21 \times 2 \times 17$ の 714 のセルが必要となる。各セルでのエネルギーゲインに合わせて 1 枚 1 枚異なる寸法でセルを製作することはせず、ACS では、セルの β はモジュールごとに変更することにした。このようにセル寸法をある程度グルーピングしてセル寸法の種別を減らすことは製作コストの低減に極めて効果的である。セルを構成するディスクは無酸素銅のディスクから削り出して製作され、連結してタンクを

Table 2 ACS の主なパラメータ [9]

Input beam energy	190.8 MeV
Output beam energy	400 MeV
Operation frequency	972 MHz
Ion species	Negative hydrogen ion
Peak beam current	30 mA (50 mA)
Pulse width	0.5 msec
Repetition	25 Hz (50 Hz)
Num. of cells per tank	17
Num. of tanks per module	2
Num. of modules	21
Num. of klystrons	21
Inter-tank spacing	$4.5\beta\lambda$
Bore radius	20 mm
Average accelerating field E_0	4.12 MV/m
Synchronous phase	30 deg
Max. surface field	1.0 Kilpatrick
Peak rf power	38.3 MW (42.5 MW)
Peak wall loss	32.0 MW
Peak beam loading	6.3 MW (10.5 MW)
Total length	107.1 m

形成するが、製作誤差はもちろん、高周波設計時の電磁界解析の計算誤差もあるため、接合前にすべてのセルの周波数を実測して合わせこむ必要がある。具体的には、図 29 に示すような断面形状のディスクについて、加速セルの空洞内径にあらかじめ余肉を残しておき、セル単体の周波数を実測し、目標周波数との差異から予想される厚さ分、空洞内径を切削して周波数が調整される [10]。結合セルも同様な手法が取られる。切削量に対する周波数変化（感度）はセルの $\beta\lambda$ に依存

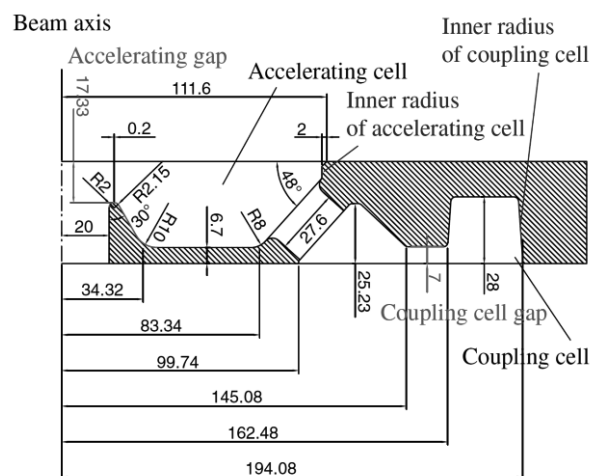


Fig. 29 ACS ディスクの断面形状。セルの周波数調整のため、加速セル、結合セルそれぞれの外周部が調整加工される。[10]より転載

するため、種別の数は 1400 枚を超えるディスクの量産工程に大きく影響する。このような調整手法も含め、ACS の開発から量産に至る経緯についてまとめられている文献[11]も参照されたい。

モジュールでセルの形状を同じにした場合、モジュール内で見れば、セルごとのエネルギーゲインでビームの β は増加するため、高周波に対するビームの位相はセルごとに変化（位相スリップという）する。ここで、ビームの縦方向の運動の様子を少し詳しく見てみる。図 30 のようにギャップ中心にビームが来た時の高周波の位相を ϕ 、セルの半分の長さを ℓ とする。ギャップの中ではビームは連続的に加速されるが、ここでギャップの幅はセル長に対して小さいと仮定して、 n 番目のギャップ中心から $n+1$ 番目のギャップ中心までのエネルギーと速度は一定としてそれぞれ W_n , $\beta_n c$ とする。同期粒子の速度 $\beta_s c$ 、高周波の真空中での波長 λ から、セルの長さは

$$\ell_{n-1} = \frac{\beta_{s,n-1} \lambda}{2} N \quad (5-1)$$

と設計されているとする。ここで N はセル間の高周波電場の位相差を反映させるための係数で、ACS の場合は逆位相なので $N = 1/2$ 、DTL の場合は同位相であるから $N = 1$ である。いま、ある粒子がギャップから次のギャップに粒子が到達したときの、角周波数 ω の高周波に対する位相の変化は次式のようにになる。

$$\begin{aligned} \Delta\phi_n &= \phi_n - \phi_{n-1} \\ &= \omega \frac{2\ell_{n-1}}{\beta_{n-1} c} + \begin{cases} \pi & \text{for } \pi \text{ mode} \\ 0 & \text{for } 0 \text{ mode} \end{cases} \end{aligned} \quad (5-2)$$

同期粒子の位相の変化との差を取ると、

$$\begin{aligned} \Delta(\phi - \phi_s)_n &= \Delta\phi_n - \Delta\phi_{s,n} \\ &= 2\pi N \beta_{s,n-1} \left(\frac{1}{\beta_{n-1}} - \frac{1}{\beta_{s,n-1}} \right) \end{aligned} \quad (5-3)$$

ここで $\delta\beta = \beta - \beta_s$, $\delta\beta \ll 1$ とすると、

$$\frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta_s} \approx -\frac{\delta\beta}{\beta_s^2} \quad (5-4)$$

また、 $W = (\gamma - 1)m_0 c^2$ 、 $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ について微小変化に対しては

$$\begin{aligned} \delta W &= m_0 c^2 \delta\gamma \\ \delta\gamma &= \gamma^3 \beta \delta\beta \end{aligned} \quad (5-5)$$

とできるので、 $\delta\beta = \delta W / m_0 c^2 \gamma_s^3 \beta_s$ を式(5-4)に代入し、 $\delta W = W - W_s$ であらわすと、式(5-3)は

$$\Delta(\phi - \phi_s)_n = -2\pi N \frac{W_{n-1} - W_{s,n-1}}{m_0 c^2 \gamma_{s,n-1}^3 \beta_{s,n-1}^2} \quad (5-6)$$

となる。同期粒子のエネルギーの変化との差はエネルギーゲインの式から

$$\begin{aligned} \Delta(W - W_s)_n &= \Delta W_n - \Delta W_{s,n} \\ &= q E_0 T L_n (\cos \phi_n - \cos \phi_{s,n}) \end{aligned} \quad (5-7)$$

ここで、図 30 から

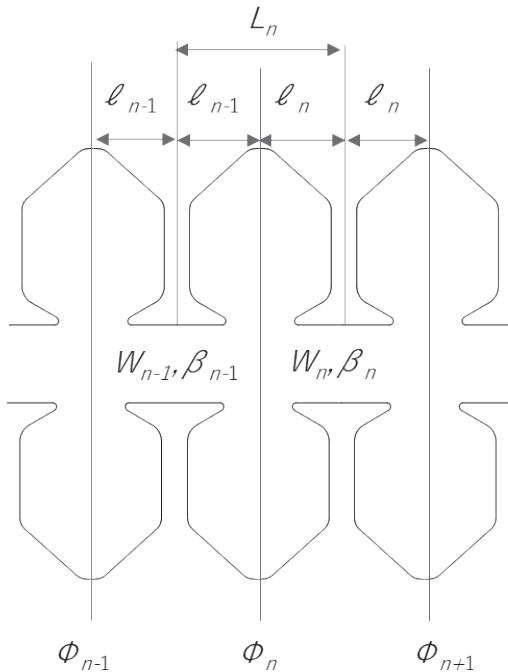


Fig. 30 ACS 加速セルの模式図。 n 番目の加速ギャップの中央にビームが到達したときの高周波の位相を ϕ_n と置いている。

$$L_n = \frac{N}{2} (\beta_{s,n-1} + \beta_{s,n}) \lambda \quad (5-8)$$

である。位相およびエネルギーの変化の差を距離 $z (= nN\beta_s\lambda)$ の微分形式に変更する。

$$\Delta(\phi - \phi_s) \rightarrow \frac{d(\phi - \phi_s)}{dn} \quad (5-9)$$

$$\Delta(W - W_s) \rightarrow \frac{d(W - W_s)}{dn} \quad (5-10)$$

$L = N\beta_s\lambda$ として、

$$\frac{d(\phi - \phi_s)}{dz} = -2\pi \frac{W - W_s}{m_0 c^2 \gamma_s^3 \beta_s^3 \lambda} \quad (5-11)$$

$$\frac{d(W - W_s)}{dz} = qE_0 T (\cos \phi - \cos \phi_s) \quad (5-12)$$

ここで、各セルでのエネルギーゲインは小さく、 $E_0 T$ 、 $\gamma_s \beta_s$ 、 ϕ_s は軸方向位置 z に対して変化しないと仮定する。式(5-11)を微分し、式(5-12)に代入すると、位相に関する 2 階の微分方程式が得られる。

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} = -\frac{2\pi q E_0 T}{m_0 c^2 \gamma_s^3 \beta_s^3 \lambda} (\cos \phi - \cos \phi_s) \quad (5-13)$$

ここで、

$$A = \frac{2\pi}{\gamma_s^3 \beta_s^3 \lambda}, \quad B = \frac{q E_0 T}{m_0 c^2} \quad (5-14)$$

と置き換え、式(5-13)の両辺に $d\phi/dz$ をかけて積分すると、

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 = -AB (\sin \phi - \phi \cos \phi_s) + C \quad (5-15)$$

粒子位相の位置 z による 1 階微分は式(5-11)より、同期粒子とのエネルギーの差 w

$$w = \frac{W - W_s}{m_0 c^2} \quad (5-16)$$

で置き換え、右辺第一項を移項して、

$$\frac{A}{2} w^2 + B (\sin \phi - \phi \cos \phi_s) = C \quad (5-17)$$

積分定数がある初期状態によって決まると、タンク内で加速される粒子は、同期粒子とのエネルギー差とその位相について式(5-17)を満たしながら運動する。ここで、粒子の位相が $\phi = -\phi_s$ の時、式(5-12)および式(5-16)から $w = 0$ なので、

$$\begin{aligned} \frac{A}{2} w^2 + B (\sin \phi - \phi \cos \phi_s) \\ = B (-\sin \phi_s + \phi_s \cos \phi_s) \end{aligned} \quad (5-18)$$

を得る。 $\phi > -\phi_s$ のような粒子は図 11 からわかるように、遅れてギャップに到達しているので同期粒子よりエネルギーゲインが小さく、さらに離れていく。一方、同期粒子より早くギャップに到達した粒子で、安定な軌道を取りうる位相の下限は式(5-18)で $w = 0$ と置いた場合の ϕ で与えられる。

同期位相を -90 度としたとき、粒子の軌道が安定となりうる位相領域は式(5-18)から、

$$\frac{A}{2} w^2 = B (1 - \sin \phi) \quad (5-19)$$

となることから、同期位相から ± 180 度離れた粒子でも同期粒子と同じエネルギーであれば同期位相の周りで安定に振動する。

ACS 空洞のセル長は、モジュール中央での設計粒子のエネルギーに一致する $\beta_s \lambda / 2$ で、モジュール全体で一定とした。セルの長さはすべて同じなので、セルに対して同期する位相としてはビームを加速も減速もしない位相、つまり $\phi_s = -90$ 度ということになる。この空洞に加速位相で粒子を入射した場合、最初のセルに到達した粒子は、セルの幅に対してエネルギーが低いので、次のセルに到達したときには高周波の位相はより進んでいるはずである。後半のセルでは粒子のエネルギーの方が高いため、粒子に対する高周波の位相は遅れる方向となる。 N_c 個のセルからなる空洞で加速された粒子のエネルギーゲイン ΔW_r はすべてのセルでの高周波位相の平均を ϕ_r とすると、

$$\Delta W_r = qE_0 T \cos \phi_r \frac{\beta_s \lambda}{2} N_c \quad (5-20)$$

ここで、最初のセルに到達した粒子の位相を ϕ_1 、そこでの同期粒子とのエネルギー差は式(5-20)の半分となるので、式(5-16)から

$$w_1 = -\frac{\Delta W_r}{2m_0 c^2} \quad (5-21)$$

となる。中央のセルに到達したときの粒子のエネルギーは同期粒子と一致するので $w_0 = 0$ である。この時の位相を ϕ_0 と置く。空洞の入り口と中央それぞれの ϕ と w を式(5-17)に代入し、等値とすれば、以下の関係が得られる。ここで、 $\phi_s = -90^\circ$ とした。

$$\frac{A}{2} w_1^2 + B \sin \phi_1 = B \sin \phi_0 \quad (5-22)$$

ここで、加速粒子の位相の変化は小さく、 ϕ_0 、 ϕ_1 ともに ϕ_r と近い値であるとする、

$$\begin{aligned} \sin \phi_0 - \sin \phi_1 &= 2 \sin \frac{\phi_0 - \phi_1}{2} \cos \frac{\phi_0 + \phi_1}{2} \\ &\approx (\phi_0 - \phi_1) \cos \phi_r \end{aligned} \quad (5-23)$$

よって、 N_c 個のセルからなる空洞で平均の位相 ϕ_r で加速された粒子の、空洞全体での高周波の位相に対する変化の全幅は、式(5-20)~式(5-23)から

$$\phi_0 - \phi_1 = \frac{\pi N_c}{8} \frac{\Delta W_r}{m_0 c^2 \gamma_s^3 \beta_s^2} \quad (5-24)$$

と表される。例えば、ACS セクションの中央付近だと、ビームのエネルギーを 300MeV、モジュールのエネルギーゲインを 10MeV として、加速セル数は 34 なので位相スリップは ± 4 度程度となる。式(5-24)からわかるように、低エネルギー側では位相スリップは大きくなる傾向があり、ACS 入口の ± 6.2 度から出口の ± 3.1 度まで滑らかに変化する。このようにモジュール全体を同一セル長としても位相スリップは比較的小さく、ビームの縦方向の運動に悪影響が出る領域にはならないと考えられるので、34の加速セルからなるモジュールごとにセルをグルーピングすることとした。以上のような設計作業は、随時、粒子シミュレー

ションで加速されるビームが健全であるかどうかを確認しながら実施される。PARMILAのほかにも、より現実的な収束磁場分布やエラー設定が可能な IMPACT[12]など比較的新しいシミュレーションコードなども併用しながら量産の低コスト化も念頭に ACS のビーム設計が進められた[9]。

6. RFQ

RFQ の役割は、イオン源からの連続ビームを高周波に同期して加速できる塊にバンチングした後、下流側の加速器(DTL)に適したエネルギーに加速することである(ビームのエネルギーをある程度高く($\beta\lambda$ を長く)して、ドリフトチューブ内に四重極磁石を内蔵させるスペースを確保する必要がある)。

RFQ はビーム収束を磁場ではなく電場を用いることが特徴である。まず、ビーム中心に対して図 31 のように配置した 4 枚の電極(z軸方向には連続的に伸びている)それぞれの上下が $V/2$ 、左右が $-V/2$ の電位を持つ静電四重極レンズを考える。電極の断面形状は、先端の位置が中心から r_0 として、 $x^2 - y^2 = \pm r_0^2$ の双曲線とすると、電極間の静電ポテンシャルは

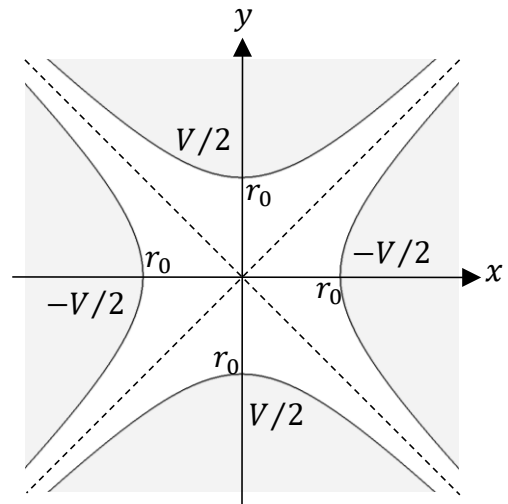


Fig. 31 静電四重極レンズ

$$U = \frac{V}{2r_0^2}(x^2 - y^2) \quad (6-1)$$

と表される。 $E = -\nabla U$ より、 x 方向、 y 方向それぞれの電場は

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{V}{r_0^2}x, \\ E_y &= \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{V}{r_0^2}y \end{aligned} \quad (6-2)$$

となる。各電極には高周波電圧(角周波数 ω)が印可されるので、上式に $\sin \omega t$ を乗じた電場が中心部に発生すると考える。電荷 q を持つ粒子の x 方向の運動方程式は、

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{qV}{m_0r_0^2}x \sin(\omega t) \quad (6-3)$$

ここで、時刻 t による微分から、注目している粒子の軸方向位置に変換する。軸方向に速度 βc で移動する粒子については、時刻から軸方向の位置 z を $\beta \lambda$ で規格化した変数 $\eta = z/\beta \lambda$ に変換すると、

$$\frac{d^2x}{d\eta^2} + B \sin(2\pi\eta)x = 0 \quad (6-4)$$

ここで、

$$B = \frac{qV\lambda^2}{m_0c^2r_0^2} \quad (6-5)$$

とおいた。 B は収束強度と呼ばれ、ある値以下にすれば x は発散しない。 y 方向も同様である。

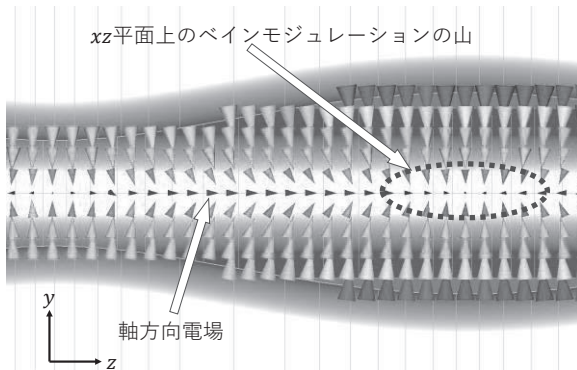


Fig. 32 モジュレーションによる軸方向電場

以上のように四重極電場によってビームに横方向の収束作用が与えられるが、このままでは、軸方向の電場はない。そこで、電極先端の中心からの距離にうねり(モジュレーションという)を持たせ、上下と左右の電極でそのうねりの位相が180度ずらされた形状とする。上下、左右の電極電圧が逆位相で振動している場合、上下と左右の電極の電位差によって軸方向の電場成分を発生させることができる。図32は yz 断面の電場を示すもので、軸方向の電場はモジュレーションの山谷の中間地点で最大となり、山と谷が向かい合うところではなくなる。粒子の $\beta \lambda$ に対してモジュレーションの周期 L を一致させると、(π モードのように)高周波の1周期の間に2度加速電場を感じることができる。そのため、RFQでは単位セル長として

$$L_c = \frac{\beta \lambda}{2} \quad (6-6)$$

を用いる。モジュレーションの形状を表すパラメータとして中心に近い頂点の中心からの距離を a 、谷の部分 a の m 倍と置き(図33)、円柱座標系で4枚の電極による4回対称性とモジュレーションの周期性を満たすラプラス方程式の解は、三角関数と第一種変形ベッセル関数で表される。モジュレーションを入れた場合の電場は、参考文献[24]から結果のみ引用して、

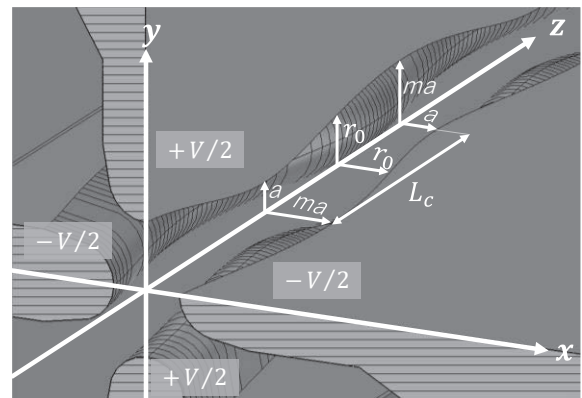


Fig.33 モジュレーション形状

$$E_x = -\frac{XV}{a^2}x - \frac{kAV}{2}I_1(kr)\frac{x}{r}\cos(kz) \quad (6-7)$$

$$E_y = \frac{XV}{a^2}y - \frac{kAV}{2}I_1(kr)\frac{y}{r}\cos(kz) \quad (6-8)$$

$$E_z = \frac{kAV}{2}I_0(kr)\sin(kz) \quad (6-9)$$

と表される。ここで、 k は波数 ($= 2\pi/L$)、係数 A と X は、

$$A = \frac{m^2 - 1}{m^2 I_0(ka) + I_0(kma)} \quad (6-10)$$

$$X = \frac{I_0(ka) + I_0(kma)}{m^2 I_0(ka) + I_0(kma)} \quad (6-11)$$

と表される。式(6-7)では、第一項が式(6-4)と同等の四重極電場による収束力をもたらす項であり、第2項がモジュレーションによって発生する軸方向電場による発散力を示す項となる。

時間項を $\sin(\omega t + \phi)$ と置くと、ビーム軸上 ($I_0(0) = 1$)の粒子にかかる軸方向の電場は

$$E_z = \frac{kAV}{2}\sin(kz)\sin(\omega t + \phi) \quad (6-12)$$

である。時刻 $t=0$ でセルの入口にあり、その時の高周波の位相を ϕ とする。ここで、1セルでのエネルギーゲインは小さいとして式(3-7)の近似を用い、波数 k を用いて $\omega t = kz$ と置く。式(6-10)を用いて同期粒子の単位セル当たりのエネルギーゲイン ΔW は以下の様になる。

$$\begin{aligned} \Delta W &= \frac{qkAV}{2} \int_0^{L_c} \sin(kz)\sin(kz + \phi) dz \\ &= \frac{q\pi AV}{4} \cos \phi \end{aligned} \quad (6-13)$$

モジュレーションを大きくすると A によって1セル当たりのエネルギーゲインは大きくなるが、同時に式(6-7)の発散項も大きくなるため、適切な値に設定する必要がある。平均加速電場 E_0 とトランジットタイムファクターは

$$E_0 = \frac{1}{L_c} \int_0^{L_c} E_z dz = \frac{AV}{L_c} \quad (6-14)$$

$$T = \frac{\int_0^{L_c} E_z \sin(kz) dz}{\int_0^{L_c} E_z dz} = \frac{\pi}{4} \quad (6-15)$$

と表されるので、エネルギーゲインは E_0 と T を用いて式(3-6)と同じ形の

$$\Delta W = q E_0 T L_c \cos \phi \quad (6-16)$$

で表される。したがって、第5章で検討した同期粒子に対する位相振動は同じように適用できる。

図34は現在J-PARCで稼働中のRFQの設計パラメータで、横軸はRFQの上流から数えたセルの番号、 W_s は同期粒子のエネルギー、 ϕ_s は同期位相、その他の記号は本章中と同様である。冒頭でRFQでは、ビームをバンチングした後に加速すると述べた。図34ではRFQ入り口では $m=1$ で、そこからわずかなモジュレーションを持たせている。入口のセル長はRFQに入射された連続ビームのエネルギーに合わせられているので、高周波から見た同期粒子の同期位相 ϕ_s は最初-90度となり、ビームは加速されないが位相振動の安定領域は最大(360度)である。そこから少しずつモジュレーションを大きくすると、縦方向の収束力を受けて同期位相の周りでバンチングが始まり、合わせて同期位相も最終的な-30度付近まで緩やかに増加させる。連続ビームとして入射された状態から、このような緩やかなセルパラメータの変化によって、ほとんど取りこぼすことなくバンチングされたビームに形成される。最後の区

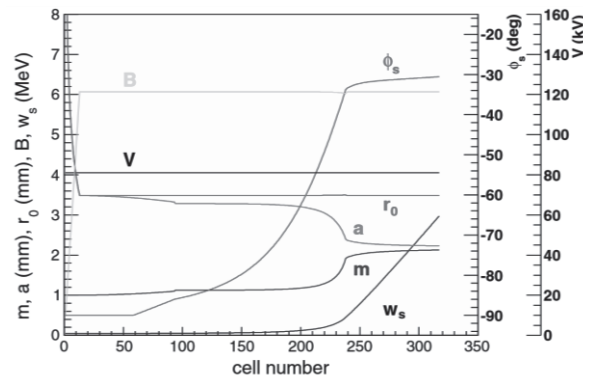


Fig. 34 J-PARC 50mA RFQ のセルパラメータ

間では ϕ_s を-30 度程度ではぼ一定としてビームを加速している。

6.1. 4-vane 型 RFQ

RFQ 高周波空洞内に発生させる定在波は、軸方向に電場の無い TE 波で、径方向に四重極電場を形成する TE₂₁ モード（四重極モード）である。単純な円筒の空洞内部の TE₂₁ モードは図 35 のようになる。壁面から中心に向かって導体（ベインと呼ぶ）を飛び出させると、電場が中央に集中し、ベインの間を磁場が長手方向に走る電磁場が形成される。図中では断面の電場および磁場を表

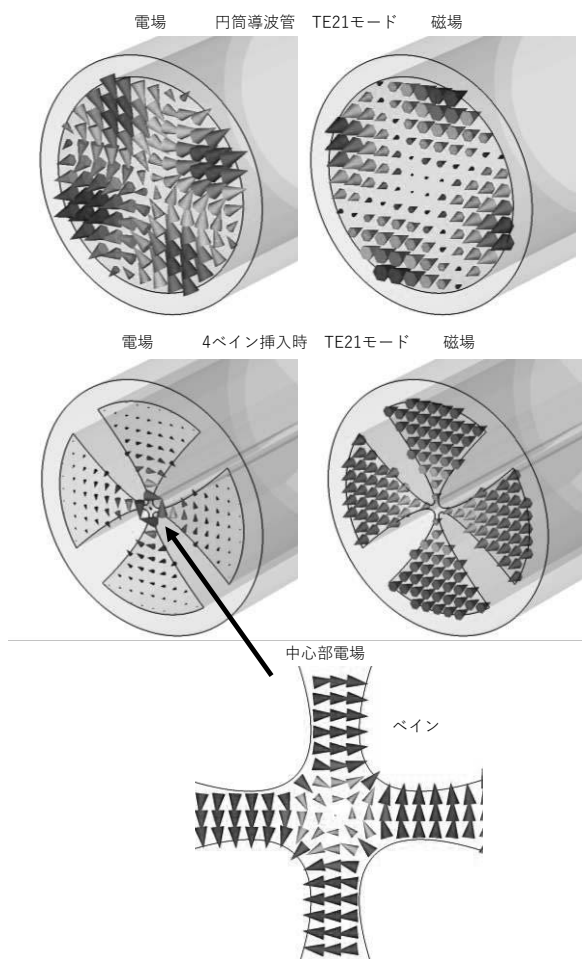


Fig. 35 導波管内の TE₂₁ モード。(上段左)：円筒導波管の電場、(上段右)：円筒導波管の磁場、(中段左)：ベインを取り付けた時の電場、(中段右)：ベインを取り付けた時の磁場、(下段)：中心部の電場

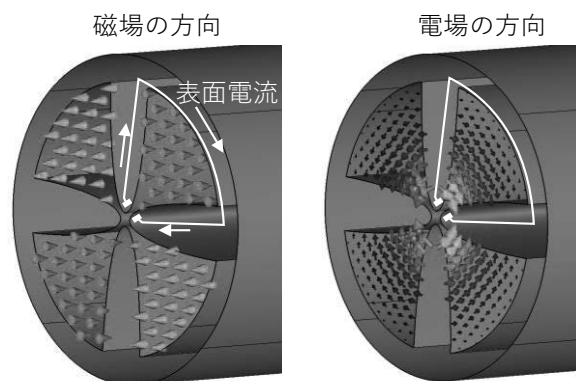


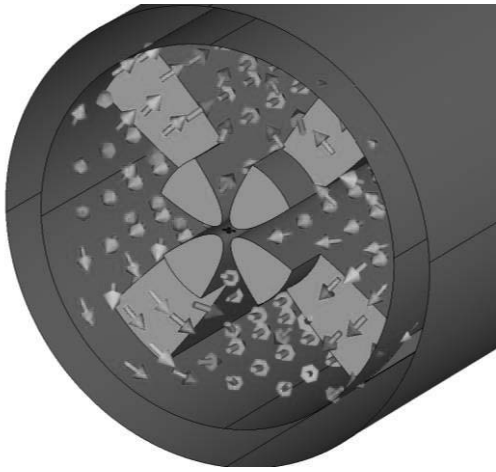
Fig. 36 4-vane RFQ の電磁場と表面電流

示してあるので、実際は長手方向に同じ方向の電磁場がある。

共振空洞とするために円筒空洞の両端は導体（端板）でふさぐ必要があるが、ベインが端板に接触すると端板を通してベイン間で短絡することになるため、ベイン先端の電圧が維持できない。そのため、端板とベインの間に隙間を開ける。また、こうすることで、端板とベインの隙間に隣の象限からの磁場の回り込みが生じ、4つの象限を磁氣的に結合させることができる。このような断面形状の高周波共振空洞を 4-vane 型と呼び、J-PARC ではこのタイプの RFQ 空洞を用いている。

図 36 に示すように、4-vane RFQ はベイン先端間にキャパシタンスを持ち、扇型部分にインダクタンスを持つ共振回路とみることができる。端板とベインの間に隙間を開けると、同様に端板とベインの間にもインダクタンスとキャパシタンスが生じる。ビームには空洞全域で収束力を与える必要があるため、ベイン先端と端板の隙間は狭くしておく必要があるが、端部のインダクタンスが小さいと磁場の回り込み十分でなくなり、空洞両端の電磁場が弱まる。そこで、端部では根本部分の端板との隙間（エンドカットまたはアンダーカットなどと呼ばれる）を調整することで、空洞端部のインダクタンスを調整する。図 37 のようなエンドカット形状で、直径 200mm、長さ 1m とし、エンドカットの深さ（長手方向）をパラメータとして扇型の中央部分の磁場と、ベイン先端近傍の電場を計算した結果が図 38 である。この単純なモデルでは深さ 40mm で空洞の長手方向全

TE21モードの端部磁場
両隣の空間に分かれて磁場が回り込む



エンドカットの
インダクタンス

端板とベインの
キャパシタンス

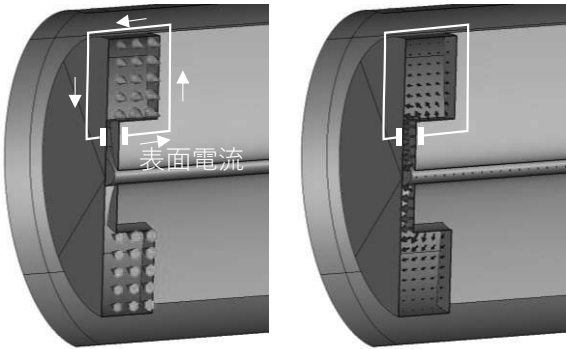
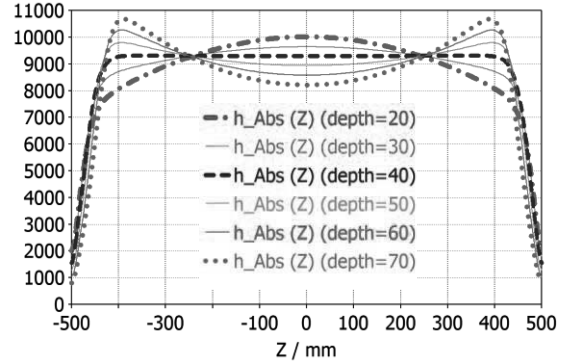


Fig. 37 4-vane RFQ 端部

域で均一な電磁場分布に調整されていることがわかる。J-PARC で現在稼働中の RFQ もベイン先端の電圧を長手方向に均一な設計となっている。図 39 はビーム力学設計 (図 34) で決定されたベイン先端のモジュレーションを形にした RFQ の CAD 図であり、前述の端部の設計寸法はこのような 3次元モデルに基づいた高周波シミュレーションによって決定される。エンドカットやベイン先端端部は比較的大きなコーナーRが取られている。ベイン先端の電場が強い箇所ではエッジが立っていると表面電場の集中が発生し、放電の原因となる。また、エンドカット付近では電場は十分弱まっているが磁場が強い領域であるため、高い表面電流が流れる。特にコーナー部では図 39 に示すように表面電流が高いため、大きな面取りを付けて局所的な電流集中を避ける必要

扇型の中央部分の軸方向磁場



中心付近の横方向電場

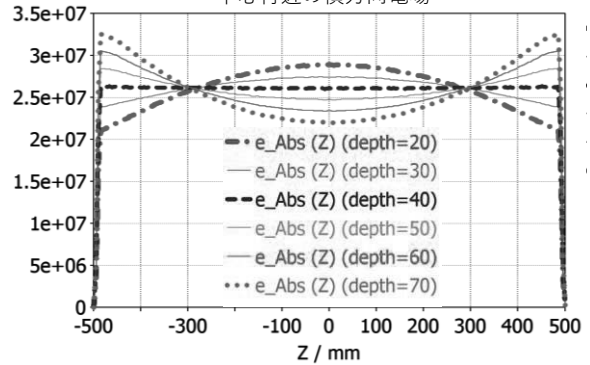


Fig. 38 空洞端部の調整

がある。このような細かい面取り形状でも、空洞全体の電磁場分布への影響は無視できない。軸方向のベイン電圧を一定に取ったビーム設計の場合、モジュレーションを除くと空洞断面形状は軸方向で同じにとられるため、端部設計のための 3次元高周波シミュレーションはエンドカットの影響が表れる領域 (端部からエンドカット深さの数倍程度) のみで行えばよいが、最近のコンピュータの性能に頼れば 3次元フルモデルでの計算も十分な (のちに述べるチューニングの範囲内におさまる程度の) 精度で行えるようになってきた。

6.2. 4-vane 型 RFQ の共振モード

先ほど、RFQ のユニットセルから見れば高周波の周期に対して π モードのような加速電場でビームを加速すると述べたが、縦横ベインのモジュレーションの相対位置関係によって形成される軸方向電場がビームのバンチング、加速に用いられるのであって、ベインの先端の電位が軸方向に周

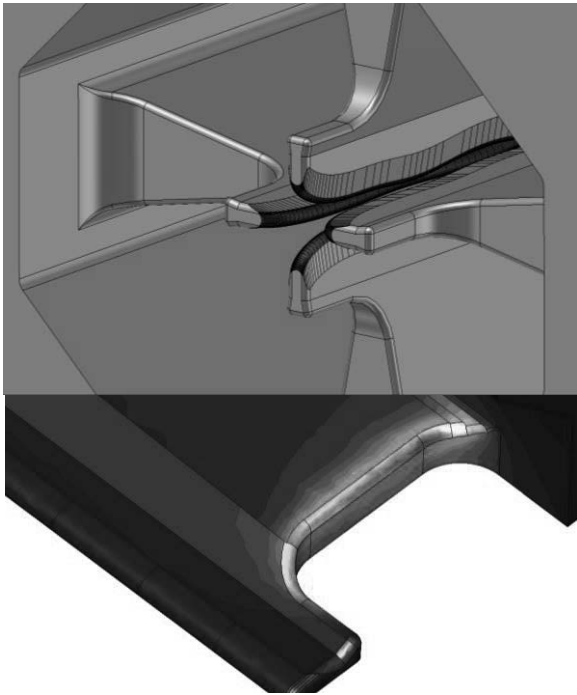


Fig. 39 4-vane RFQ 端部の CAD モデル (上) とエンドカットの表面電流 (下)

期的に変化しているわけではない。したがって、RFQ 空洞内の高周波は、図 24 の 0 モードに相当するような軸方向に位相が変化しない基底の四重極モードをビーム加速に用いている。多連空洞のところでも考察したように、図 23 下に示したような軸方向に高周波電磁場の位相が変化する

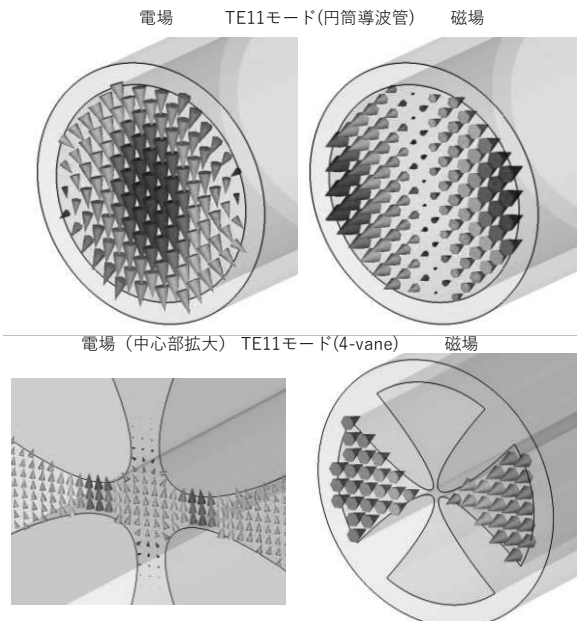


Fig. 40 TE11 モード

モードの共振周波数は基底モードより高い周波数側にあり、高周波電磁場の角周波数

$$\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (6-17)$$

について、空洞両端が境界条件となるので、高次モードの角周波数は基底モードに対して

$$\left(\frac{\omega_n}{c}\right)^2 = \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_v}\right)^2, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (6-18)$$

の関係を持つ。添え字の 0 は基底モード、 n は高次モードの次数を表し、 l_v はベインの長さである。この関係からわかるように、空洞が長くなるとモード間の周波数差が小さくなる。その場合、空洞の一部に周波数のずれが生じるような擾乱（例えば、製作時の寸法誤差や、大電力 RF を投入した際の発熱による温度分布の偏りなど）がある場合、高次モードが運転モードの電磁場分布に混入し、電磁場分布に影響するようになる。J-PARC RFQ は周波数 324MHz、長さ 3.6m であるので、一つ上の四重極モードの周波数差は 326.6MHz 程度であり、十分な周波数差がある (RFQ の出力エネルギーを高くする場合など長尺の RFQ が必要な場合は、空洞を分割し、穴の開いたプレートを挟んで開口部を通して磁場を結合させることで、高次モード分離しつつ一体構造とする RFQ がある [13])。

4-vane 型 RFQ で特に注意が必要なのは二重極モードであり、図 40 上に示すように円筒導波管では電場は中央を横切る方向に電場成分を持つ。このモードは、4-vane 型 RFQ では対角の象限を長手方向に走る磁場が端部で回り込んで繋がり、ベインの電位は左右または上下で同じ正負の値をとる。このモードは四重極モードよりも低い周波数に基底モードを持ち、同じく高周波側に高次のモードを持つ。図 37 のモデルで空洞長さを 3m としたときの二重極モードと四重極モードの共振周波数は図 41 のようになる。基底モードの周波数に対して、四重極の高次のモードは式 (6-18) の関係とよく一致する。基底の二重極モードの周波数を式 (6-18) に代入しても高次二重極モードの周波数は少々ずれる。これは空洞の端部 (エンドカット) が四重極モードに合わせて調節されているため、二重極モードからすれば端部で不整合

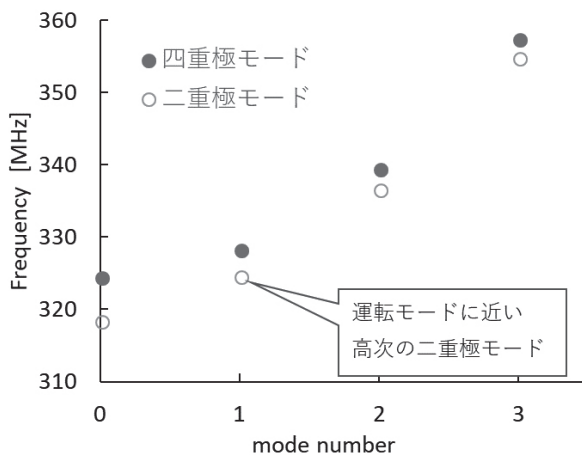


Fig. 41 四重極モードと二重極モードの分散曲線

となるからである。この計算例では、二重極モードの高次モード (mode number = 1) は基底の四重極モード周波数に近く、四重極モードはその影響を受けやすい。二重極モードの混入を低減させる工夫はいくつか考案、実用されており、J-PARC で稼働した RFQ 初号機では、KEK で考案された PISL (π -mode stabilizing loop) が用いられた [18]。本方式は二重極モードの周波数を大きく上げる (四重極モードよりも高くする) ことが可能であり、モードの分離性能が高い。本方式は Oak Ridge National Laboratory の SNS や Fermilab の PIP-II 計画の RFQ にも採用されている。PISL に比べ構造が簡単な DR (Dipole Rods, Dipole tuning posts や Dipole stabilizing rods などとも呼ばれる) も各施設の RFQ で採用されている。本方式は RFQ 端部から 4 象限すべての銀杏型の

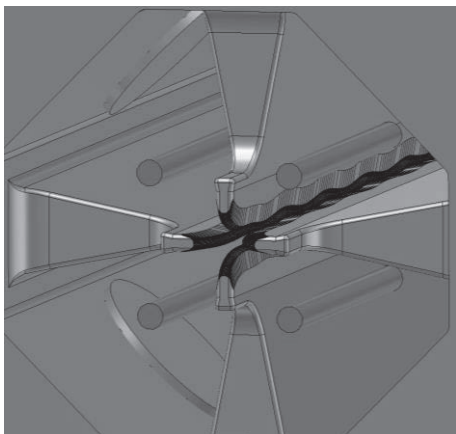


Fig. 42 Dipole Rods

空間部分にロッドを挿入すると、二重極モードの周波数が下がることを利用するものである。DR の挿入位置は図 42 に示すような位置である。空洞端部では四重極モードの磁場は端板に向かって左右に分かれるため、挿入位置では弱まっており、また、ベイン先端からも離れているため電場も強くない。空洞中心からの距離によって四重極モードに影響を与えない位置があり、ロッドの長さに応じて二重極モードの周波数のみスライドさせることができる。図 43 は図 41 の例で使用したモデルに DR を挿入した時のモードの周波数変化の計算結果で、この例では長さ 155mm が挿入量の目安となることがわかる。J-PARC で現在稼働中の RFQ 空洞では長さ 180mm の DR を挿入しており、運転モードと二重極モードの周波数差は 4.6MHz である。

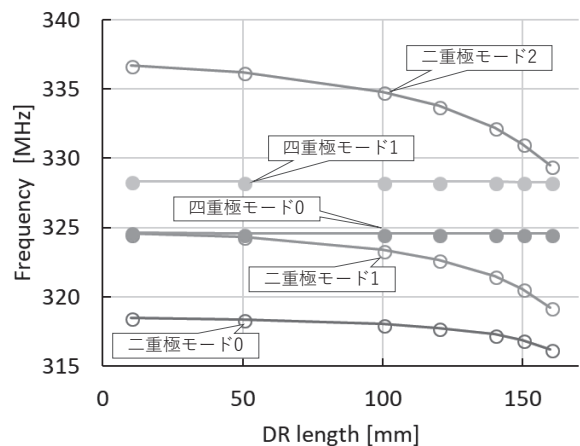


Fig. 43 ロッド挿入量に対する各モードの周波数変化

6.3. 工学設計と低電力調整

J-PARC リニアックは 2007 年より設計ピーク電流 30 mA の RFQ で運転を開始し、2014 年からはピーク電流を 50 mA に設定した RFQ に交換した。本節では、現行の RFQ についてその工学設計と低電力調整 (チューニング) について紹介する。

・低電力調整

製作した空洞には製作寸法誤差はもちろん、設計時の高周波シミュレーションそのものにも計算誤差が含まれるため、運転周波数および電磁場

分布は設計通りにはならない。そのため、胴体部分の製作後に内部の電磁場を測定し、設計に合わせられるようにあとから電磁場を調整できるようにしておく必要がある。通常、RFQでは空洞内に壁面からチューナー（円柱形状）を挿入して行われる。図44はRFQのチューニング作業中の外観で、チューナーは長手方向に9分割した位置に配置し、合計35個（1か所は大電力高周波の投入口として使用）配置している。

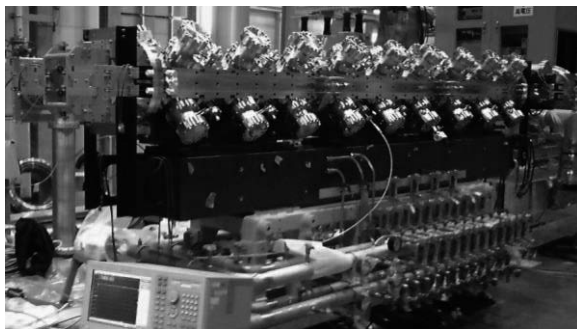


Fig. 44 RFQ 低電力測定

空洞内電磁場分布の測定は bead-pulling 測定法を用いる。本手法は空洞内に小さな摂動体 (bead) を入れた場合、摂動体の位置の電磁場の強度に応じて共振周波数が変化することを利用するものである。RFQの場合、空洞中心部はベイン先端が近接しておりスペースが狭く、電場が集中しているため摂動体の位置が横方向に少しずれると電場が大きく変わってしまうなど測定系の調整が難しいことから、空洞壁面に近い位置の磁場を測定することが多い。前述の二重極成分の混入の度合いも調べるため、4象限、対称な位置(図42のDRの外側の辺り)に糸で支持した摂動体を長手方向に掃引して周波数変動を測定する。ある長手方向位置での4か所のbead測定箇所の磁場を B_1, B_2, B_3, B_4 (1と3および2と4は対角位置)とすると、四重極成分(A_Q)と二重極成分(A_{D1}, A_{D2})の強度は、磁場の向きを考慮して

$$A_Q = \frac{|B_1 - B_2 + B_3 - B_4|}{4}$$

$$A_{D1} = \frac{|B_1 - B_3|}{2} \quad (6-19)$$

$$A_{D2} = \frac{|B_2 - B_4|}{2}$$

で評価できる。チューナーの挿入量は、空洞の共振周波数調整と長手方向の電磁場を設計の分布形状にするような位置に調整することが目的であるが、チューナーの移動量に対する分布の変形は直感的に予想することはなかなか困難である。各チューナー(4回対称性があるので全数でなくてもよい)をある長さ動かした際のbead測定結果から式(6-19)の変化量をいくつかの長手方向位置で求めておいて、その変化量をまとめた行列の逆行列からチューナーの移動量を決めることができる。この行列要素は電磁場シミュレーションでも求めることができるが、いずれの場合も反復調整を行いながら周波数と分布形状のチューニングを進めることになる。

・真空設計

空洞内を真空に排気するために、空洞側面に開口を設けて排気ポンプに接続する。空洞外周部は磁場が強い領域であるので、開口の形状をスリットや多孔形状として磁場の染み出しを抑制する。空洞内に存在する気体分子は壁面から放出されるガスが主なものとなる。その主成分は水素分子であるが、ベーキングされていない空洞だと水も多く放出される。細長い形状をしている加速空洞の場合は、排気ポンプを長手方向に分散して配置することで実効的な排気速度の低下を防ぐことが多い。図45に真空機器の配置を示した。チューナーにスリットを付けて排気ポートを兼ねて

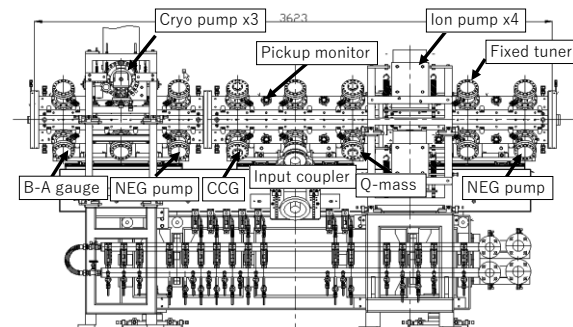


Fig. 45 真空機器の配置

おり、合計 9 か所に 3 台のクライオポンプ、4 台のイオンポンプ、2 台の NEG (Non-Evaporable Getter) ポンプを接続している。RFQ は上流側にはイオン源があり、ビームダクトと通してガスの流入があるため、空洞内で圧力は均一にはならな

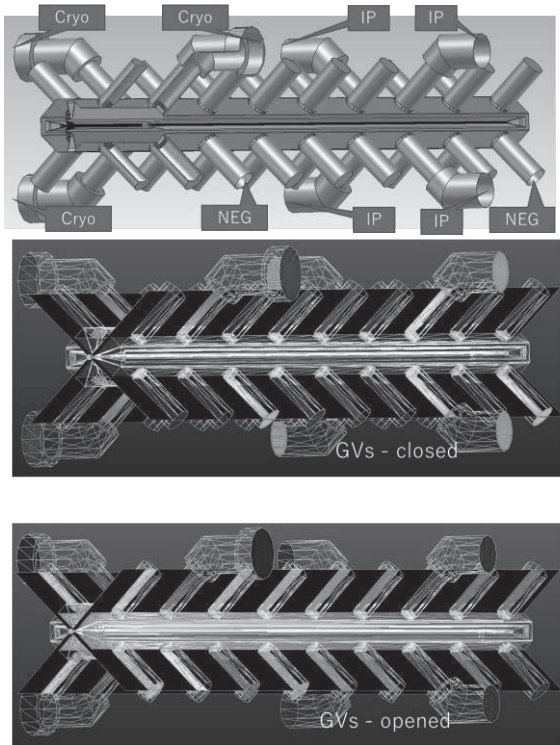


Fig. 46 RFQ 空洞内圧力分布の評価。(上段)：真空容器モデル、(中段)：ガス流入がない場合の圧力分布、(下段)：ガス流入がある場合の圧力分布

いことが予想される。RFQ の空洞断面形状は比較的単純ではあるが、スリットを介した真空排気ポートが複数配置され、端部からのガス流入がある場合には空洞内の圧力分布を評価するのは単純ではない。気体分子どうしの衝突が無視できる分子流条領域で使用できる 3 次元モンテカルロシミュレーションソフトウェア (MolFlow+) [14] が加速器分野で広く利用されており、汎用の 3 次元 CAD をモデルとして利用できるため、複雑な形状の真空システムにおいても手軽に圧力分布やコンダクタンスを評価できる [15]。図 46 は図 45 に示した RFQ 真空容器の CAD モデルと、斜め断面の圧力分布を表示したものである。

・熱的特性

温度変化によって空洞が膨張または収縮すると、その共振周波数が変化する。4-vane 型 RFQ では、 $f_0 \propto 1/\sqrt{LC}$ の関係においてインダクタンスは扇型の面積に比例するので、例えば、線膨張率 α 、(無酸素銅の場合は $\alpha \sim 17 \times 10^{-6}$) の空洞材質で温度が 1 度上昇すると、扇型の面積は $(1 + \alpha)^2$ 倍に広がる。一方、ベイン先端のギャップは $(1 + \alpha)$ 倍に広がるが、ベイン先端の表面積も同様に大きくなるためキャパシタンスはほとんど変化しない。ラフな評価ではあるが、1 度の温度変化に対して共振周波数は αf_0 程度の変化を示す。

高周波空洞内面では、導体表面に電流が流れ、空洞内に電磁場が励起される。この時、表皮効果によって電流は表面の浅いところに集中して流れ、その深さ δ は高周波の角周波数 ω 、導体の電気伝導度 σ 、および導体の透磁率 μ によって以下の関係がある。

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\sigma\mu\omega}} \quad (6-20)$$

空洞内面の材質には通常、電気伝導度の良い銅が用いられ、数百 MHz の高周波では数ミクロンの深さとなる。したがって、高周波空洞の発熱は空洞内面のごく浅い領域で起こり、熱伝導により空洞全体に伝わる。

4-vane 型 RFQ では、温度変化による寸法変化でベイン先端位置の 4 回対称性が崩れてしまうと四重極電場に乱れが生ずるため、冷却水路も対称性を保って配置する。実際の熱設計では、大電力高周波による発熱と水路を流す冷却水による徐熱のバランスから温度分布を求め、共振周波数の変化量を見積もる。図 47 は RFQ の断面 1/4 モデルにおいて温度分布を評価した例である [16]。空洞側面とベインに設けた水路の水温はここでは同温としている。ベイン先端の温度はベインの水路の水温に敏感であり、扇型の面積は空洞側面に流す冷却水温度に敏感である。ベインと空洞側面の冷却水温度を個別に調整すれば、 L と C を個別に調整できることになるので、系統を分けた水温調整

によって大電力運転時の熱負荷による共振周波数の変化を補正する方法が多く用いられている。

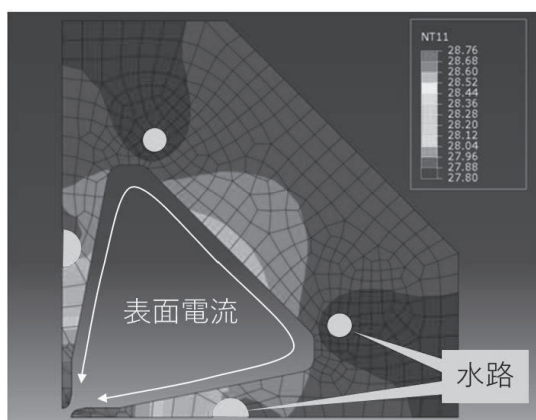


Fig. 47 RFQ 空洞断面の大電力運転時の温度分布

・空洞の製作

RFQ 空洞内面は電伝導度の高い無酸素銅が好ましい。周波数の低い（空洞内径が大きい）RFQ の場合は DTL/SDTL のような鉄製の筐体に銅電鍍をかけ、別に製作したベインを組み立てる方法が取られることもある。周波数が高く、空洞内径がそれほど大きくない場合（表 1 にあげられた RFQ は周波数 300MHz 以上で、空洞内径は 200mm 程度）は、銅母材から外壁とベインを一体として削り出し、4 本を空洞形状に組み立てる方法が用いられることが多い。組立後に 4 回対称性を保持した温度分布を確保するためには、接合面で銅母材と同等の熱伝導が得られるろう付けを用いる方法か、4 本を対称な断面形状にしてボルト等で組み立てる方法が取られる。前者は接合面で電気接触と真空シールが両立できる利点があるが、真空ろう付け炉の大きさに合わせて空洞を長手方向に分割する必要があること、ろう付け時の昇温によって熱変形が発生する可能性や、接合不良が発生した場合の修復が困難な場合もある。後者は組立精度を確保しやすいが、空洞内面近傍に電気接触を確保するコンタクトが必要なことや、真空シール構造を別途用意する必要がある。図 45 の RFQ では、3.6m の空洞を長手方向に 3 分割し、真空ろう付けを用いて各タンクごとにベインを接合後、架台上で連結している（図 48）。

ベイン先端のモジュレーションの切削は、ベイン断面の曲率と同じ形状の刃を付けた総型バイトを上下に移動させながら長手方向に送ってモジュレーションを形成する加工方法や、ボールエンドミルを用いた曲面切削加工が用いられる。最近では、各メーカーにおいてエンドミルを使用した曲面加工の技術蓄積が充実しており、高速回転の主軸と多軸制御可能な加工機で高精度の加工が可能になってきていることから、エンドミルでのモジュレーション加工が主流となっているようである。

表 3 に RFQ 製作の主要工程を示す。切削後にはベイン表面を洗浄して切削液の除去、酸化被膜の除去を行うが、表面の細かい突起や、凹凸の軽減のため、化学研磨（溶液で表面を数ミクロン溶かす）を加えた。ろう材は JIS 規格 BAg-8（銀 72%、銅 28%の合金、溶融温度は 780 度）を用いた。昇温途中に各部品で温度差が生じると熱膨張の差から変形や接合面に滑りが発生しやすいので、昇温中の温度管理は特に重要である。ろう付けは溶融したろう材の毛細管現象を利用して接合面のわずかな隙間にろう材を充填させる。隙間が広い箇所には充填されなかったり、余ったろう材は外部に流れ出したりするので、ろう材の量や部品の形状精度、組立などを適切に管理しなければならない。

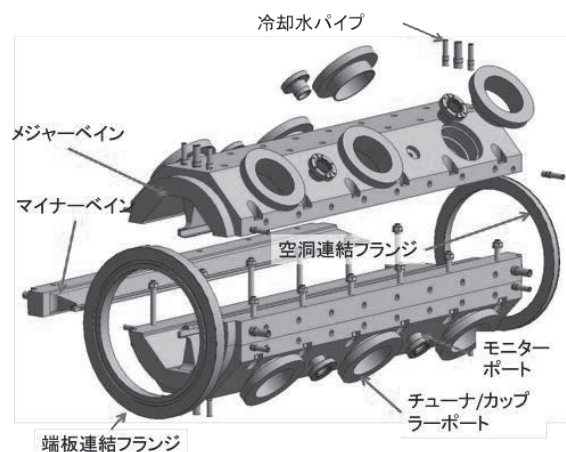


Fig. 48 J-PARC-RFQ のベイン分割およびポート組立

Table 3 RFQ 製作の主要工程

Material	High-purity oxygen-free copper with HIP(Hot Isostatic Pressing)
Annealing	600 degree C in vacuum furnace
Vane machining	Numerical-controlled machining with ball-end mill
Surface treatment	Chemical polishing (3-5 μ m)
Integration method	Vanes, ports, and drilled holes are jointed in one step brazing

7. おわりに

J-PARC リニアックは 2006 年 11 月より、まずは SDTL までの加速 (30 台の空洞を用いて 181MeV まで)、ピーク電流 30mA でビームコミッションを開始し、2009 年より実験施設でのビーム利用運転を開始した。2013 年には ACS をインストールし、リニアックのエネルギーを 400MeV に高めた。J-PARC 加速器の当初の目標ビームパワーは RCS で 1 MW, MR で 0.75 MW である。これを達成するためには、RCS にピーク電流 50mA のビームを供給する必要がある。そのため、大電流負水素イオンビームを生成可能なイオン源、高いピーク電流に対応した RFQ および大電流のビーム負荷に耐えうる RF チョッパー、

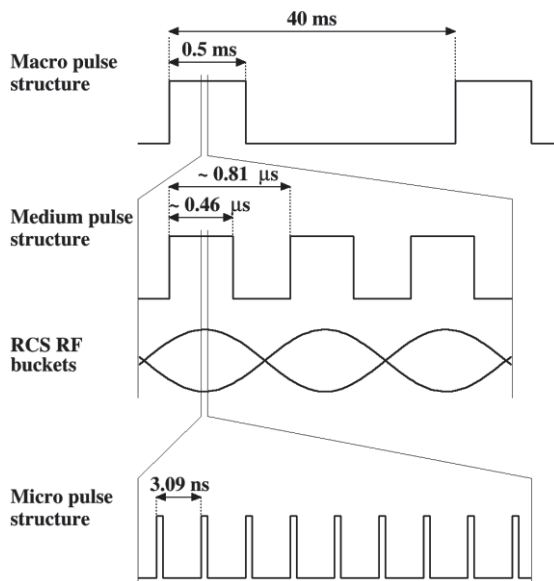


Fig. 49 リニアックのビームパルス構造

スクレーパシステムを開発し、2014 年にはリニアック初段部にインストールした。ここで、リニアックで加速するビームのパルス構造を図 49 に示す。加速空洞は 25Hz の繰り返し、パルス幅 0.5 ms (マクロパルス) でビームを加速するように運転されるが、パルス幅 0.5ms のビームをそのまま RCS に入射すると、RCS の RF 周波数 (1.2 MHz (入射時) ~1.6 MHz (出射時)) によって決まる RF バケツの外にビームがこぼれてしまい、ビームロスが発生する。そこで、マクロパルス内に RCS の RF 周波数に合わせたもうひとつのパルス構造 (中間パルス) を RF チョッパーシステムによって成形している。このようなパルス構造によって、平均電流は 333 μ A (=ピーク電流 50 mA \times パルス幅 500 μ s \times 間引き率 54% \times 繰り返し 25 Hz) であり、RCS の出力エネルギー 3 GeV をかけて 1MW となる。図 49 の中で、最上段のマクロパルス幅 (現在は 0.5ms) とピーク電流 (現在は 50mA) を高めることができれば、RCS で加速可能なパルス構造を保ったまま平均電流を高めることができる。さらなるビーム出力の増強を目指し、リニアックから RCS への平均ビーム電流を増加させることについて検討を始めている。

本稿では加速空洞の内容ばかりになってしまい、高出力の高周波源や LLRF、ビームコミッションなど、大強度化に向けて重要な内容を紹介できなかったのは筆者の力不足であり、ご容赦いただきたい。本稿をまとめるにあたり、主に過去の OHO のテキスト [17~26] および教科書 [27~28] を参考にさせていただきました。そのほかにも、過去の OHO テキストには陽子リニアック全般について詳細かつ厳密な解説が多くあるので、ぜひご参照ください。

参考文献

- [1] F. Gerigk, "Review on trends in normal conducting linacs for protons, ions and electrons, with emphasis on new technologies and applications", Proceedings of LINAC2016, East Lansing, MI, USA, 336(2016).
- [2] K. Yoshino *et al.*, "KEK/JAERI 統合計画における 324MHz-DTL 用収束電磁石",

- Proceedings of the 25th Linear Accelerator Meeting in Japan, Himeji, Japan, 273(2000)
- [3] E. Takasaki *et al.*, “Results of the magnetic field measurements of the DTL quadrupole magnets for the J-PARC”, Proceedings of LINAC2004, Lübeck, Germany, 468(2004).
- [4] H. Ino *et al.*, “革新的銅電鍍法の開発と加速器コンポーネントへの応用”, Proceedings of the 25th Linear Accelerator Meeting in Japan, Himeji, Japan, 308(2000).
- [5] Y. Saito *et al.*, “電鍍法により形成した無酸素銅電極の放電特性”, Proceedings of the 25th Linear Accelerator Meeting in Japan, Himeji, Japan, 343(2000).
- [6] Y. Yamazaki ed., “Accelerator Technical Design Report for High-Intensity Proton Accelerator Project, J-PARC”, KEK eport 2002-13 and JAERI-Tech 2003-44.
- [7] J. H. Bilien, L. M. Young, ”POISSON SUPERFISH”, Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-96-1834 (1996).
- [8] H. Takeda, “PARMILA”, Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-98-4487 (1998).
- [9] M. Ikegami *et al.*, “The beam dynamics design for J-PARC linac energy upgrade”, Proceedings of PAC09, Vancouver, Canada, 1451(2009).
- [10] H. Ao *et al.*, “First annular-ring coupled structure cavity for the Japan Proton Accelerator Research Complex linac”, Phys. Rev. ST Accel. Beams 15, 051005 (2012).
- [11] H. Ao and T. Sugano, “J-PARC 用 ACS 空洞の開発”, Proceedings of the 11th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 160(2014).
- [12] J. Qiang, et. al., J. Compt. Phys. 163, p. 434 (2000).
<http://amac.lbl.gov/~jqiang/IMPACT/index.html>
- [13] L. M. Young, “An 8-meter-long Coupled Cavity RFQ Linac”, Proc. 1994 Int. Linac Conf., Tsukuba, Japan, 178(1994).
- [14] R. Kersevan, J-L. Pons, J. Vac. Sci. Technol. A 27, 1017 (2009).
- [15] 谷本育律, “先端光源加速器の真空技術”, OHO'15
- [16] Y. Kondo *et al.*, “High-power test and thermal characteristics of a new radio-frequency quadrupole cavity for the Japan Proton Accelerator Research Complex linac”, Phys. Rev. ST Accel. Beams 16, 040102 (2013).
- [17] 加藤隆夫, “ライナックとその周辺”, OHO'84.
- [18] 高崎栄一, “陽子リニアック”, OHO'89.
- [19] 徳田登, “R F Q線形加速器”, OHO'96.
- [20] 加藤隆夫, “大強度陽子リニアック”, OHO'96.
- [21] OHO'01 大強度陽子加速器技術のテキスト集
- [22] 山口誠哉, “加速管・立体回路”, OHO'02.
- [23] 絵面栄二, “高周波加速入門”, OHO'03
- [24] 近藤恭弘, “ライナックと RFQ の物理 3 : RFQ のビーム力学の基礎”, OHO'10
- [25] 青寛幸, “高周波加速の基礎”, OHO'12
- [26] 田村潤, “陽子加速器の加速管”, OHO'17
- [27] Thomas P. Wangler, “RF Linear Accelerators second, completely revised and enlarged edition”, WILEY-VCH, 2008.
- [28] 亀井亨、木原元央, パリティ物理学コース 加速器科学, 丸善, 1993.