

1 はじめに

高周波四重極線形加速器 (Radio-Frequency Quadrupole Linear Accelerator, 以下RFQと略する) は、ソ連 (現在のロシア) の Kapchinskii と Teplyakov が 1960 年代末に提唱した線形加速器である [1]. RFQ では、図 1.1 に示すように、四つの電極 (板状の電極をヴェインと呼ぶ) の間に高周波の四重極電場を発生させ、これを使ってビームを集束する。また、ビームを加速するために、ヴェインの先端に凹凸 (これをモジュレーションという) をつけて進行方向の電場成分を作る。¹ これが RFQ の基本原理である。

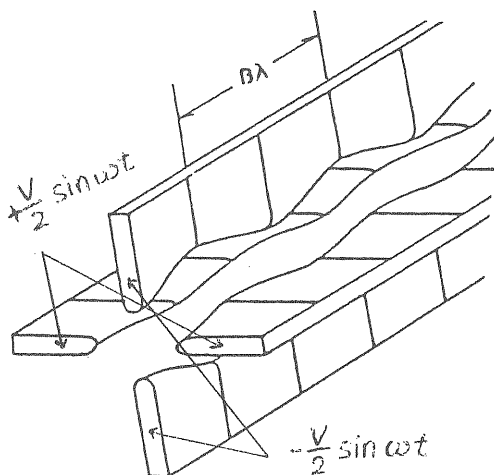


図 1.1. RFQ の原理図.

高周波の四重極電場を使ってビームを集束することは、入射ビームの運動エネルギーを 100 keV/u 以下に下げることができ、RFQ の前段加速装置が小型化されることを意味する。² これを説明するために、まずドリフト・チューブ型線形加速器 (drift tube linac, 以下 DTL) について考えよう。DTL では、ドリフト・チューブの中に組込んだ四重極電磁石を用いビームを集束している。そして、イオンが加速されるためには、二つのドリフト・チューブ間のギャップ領域にイオンがある時には、高周波電場が進行方向を向き、ドリフト・チューブの中にある時には、逆方向を向くようにしなければならない。よって、ビームの速度と高周波の周期との間にはある同期条件が必要である。DTL の中でもっとも代表的な Alvarez 型では、イオンがギャップの中央から次のギャップの中央に達するまでの時間が高周波の 1 周期に一致していなければならない。ギャップ中央間の距離を 1 周期長と呼ぶことにすると、同期条件から導かれる 1 周期長は $\beta\lambda$ となる。ただし、 β はイオンの速度を光速で割ったものであり、 λ は光速を高周波の周波数で割ったもの (これを自由空間波長という) である。周波数を 200 MHz としよう。³ すると、 $\lambda = 150$

cm である。ドリフト・チューブとその中に組込む四重極電磁石の長さは $\beta\lambda$ よりも短くなければならない。また、電磁石は幾らでも短くできるものではない。数 cm は必要である。そこで、 $\beta\lambda = 6$ cm としよう。すると、 $\lambda = 150$ cm であるから、 $\beta = 0.04$ であり、イオンが陽子であれば、その運動エネルギーは 750 keV である。よって、陽子ビームをイオン源から引出すには 750 kV の電圧が必要になる。KEK の Cockcroft-Walton 前段加速器の電圧がこの 750 kV である。このような高電圧を作り出すための装置は大きなものになる。RFQ では、1 周期長の長さが $\beta\lambda/2$ である。そして、これを数 mm にする事が可能である。今これを 1 cm としても、 $\lambda = 150$ cm に対する β は 0.013 であり、陽子の運動エネルギーは 83 keV である。⁴ 従って、RFQ の前の前段加速装置が大幅に小型化することが可能になる。⁵

陽子の運動エネルギーが 100 keV 以下であっても、四重極電場は低エネルギーのビームに対して強い集束力を持つから、数 10 mA といった高電流ビームであっても十分に集束し得る。⁶ また、重イオンに対しては、数 keV/u のエネルギーであっても、ビーム電流が 1 mA 程度あるいはそれ以下であれば全く問題がない。⁷

RFQ のもう一つの特長は、入射ビームが直流ビーム (dc ビーム) であっても構わないことである。DTL では、ギャップ間にあるイオンしか加速電場の力を受けることができないから、入射ビームは dc ビームではなくてパルス状のビーム (パンチしたビーム、パンチはイオンの一かたまりのこと) でなければならない。周波数が 200 MHz (1 周期は 5 ns) であると、パンチの時間長は 1 ~ 1.5 ns でなければならない。イオン源から出てきたビームは dc ビームであるから、パンチしたビームに整形するためには、DTL の前段にパンチャーという高周波空洞を置かなければならない。そして、パンチャーから出たイオンの 70 ~ 80% 程度が DTL の中で高周波電場に同期して加速される。一方 RFQ は、パンチャーの機能をそれ自身が持つことができる。入射ビームの 90% 以上が後で加速されるようにするためには、ビームのパンチングのために数十周期長の長さが必要であるが、1 周期長が 1 cm 程度であれば数十 cm で済む。⁸

Kapchinskii と Teplyakov が RFQ を提案してから数年を経て、ソ連の Serpukhov の高エネルギー研究所 (IHEP) で、1.36 m 長、148.5 MHz の RFQ 原型器が作られ、陽子を 100 keV から 620 keV まで加速した [2]. この時のビームの透過効率は、入射ビーム電流値が 100 mA 以下では 80% 以上、400 mA でも 50% という値で

⁴ DTL でも、周波数を下げれば λ が長くなり、その分入射エネルギーを下げるができる。しかし、200 MHz の Alvarez リナックの空洞の直径は約 1 m、100 MHz では約 2 m であるから、RFQ のような入射エネルギーにしようとしたら、空洞が非現実的な大きさになってしまう。

⁵ 陽子を 750 keV にまで加速する RFQ の長さは 2 m にもならない。

⁶ ビームの中のイオンは互いに反撥し合うから、高電流ビームにたいしてはより強い集束力が必要になる。

⁷ 四重極磁場は、Lorentz 力がイオンの速度に比例することから、低エネルギーのビームに対しては集束力が弱い。

⁸ DTL でも同じことができるが、1 周期長が RFQ の数倍から十倍もあるから、パンチングに必要な長さが数 m にもなって、現実的ではない。

¹ 四枚のヴェインは、ビーム軸に対して、上下対称・左右対称である。モジュレーションは、上下一対が山 (谷) になっている所では、左右一対が谷 (山) となるように付けられている。

² 単位 eV/u は核子あたりのエネルギーを意味する。

³ 陽子用の Alvarez リナックの一般的な周波数である。KEK の 12 GeV 陽子シンクロトン系にある Alvarez リナックの周波数も 200 MHz である。

あった。⁹ これに続いて、長さが3.5 m, 出射エネルギーが1.98 MeVの実器が製作され, URAL 15, 30の初段加速器として使用された[3]. RFQが当時の西側世界に広まったのは, 1979年のLinear Accelerator ConferenceでLos Alamos National Laboratoryから数篇の論文が発表されてからである. LANLでは, 1.1 m長, 425 MHzのRFQを作り, 100 keVの陽子を640 keVまで加速した. 透過効率は, 15 ~ 40 mAの入射ビーム電流値に対して75% ~ 80%であった[4].¹⁰ 1980年代前半におけるRFQの普及は急速なものであった. 例えば, 1983年のIEEE Particle Accelerator ConferenceでKleinが世界中のRFQを紹介しているが, そこには, 建設済, 建設中, 設計中を含めて18台のRFQが載っている[5]. その後, 今日まで何十台あるいは百台以上ものRFQが作られ, 今や代表的な低エネルギー・イオン加速器の一つになっている. 加速されたイオンは, 陽子, H⁻, 反陽子(これは減速された)から重イオンまで多種にわたり, 使用目的も, 分子・原子・原子核・素粒子研究, 中性子発生, 放射性廃棄物の消滅処理, 慣性核融合, ビーム兵器, 医療, イオン注入, など多岐に亘っている.

空洞構造も多様化している. 最初のRFQでは二重H型であったが, Los AlamosのPOP RFQができてからは四ヴェイン型が標準的なものとなった. この他にも, 四ロッド型, 分割同軸型の空洞が開発されている.¹¹ また, 出射エネルギーを変えられる可変エネルギーあるいは可変周波数RFQも現れ, さらに低温(20 ~ 30 K)RFQや超伝導RFQの開発も進められている.

このように多様化したRFQについて, ビーム力学と高周波技術の両面から解説し尽くすことは筆者の能力を越えるところである. この講義録, またはこれ以外の解説論文や講義録を手始めに, それらに載っている参考文献をお読みになって戴きたい[6, 7, 8, 9, 10, 11]. 本講義では, まずRFQのビーム力学とヴェイン形状, そして代表的な空洞構造について解説し, 最後に, JHPの準備研究のためにKEKで製作した432 MHz H⁻RFQについて述べる.

⁹透過効率の定義は, (加速されてRFQを透過したイオンの数)/(RFQに入射したイオンの数). 加速されなくてもRFQを透過するイオンがあるが, このようなイオンは透過効率の評価では除外する.

¹⁰このRFQはPOP (Proof-Of-Principle)と名付けられた. 彼らがどのような原理を証明しようとしていたのか, 筆者は理解していない.

¹¹Kleinの論文に載っているRFQの内, 2台が二重H型, 12台が四ヴェイン型, 1台が四ロッド型, 3台が分割同軸型である.

2 ビーム力学

2.1 RFQ 電場に対する電位函数

ヴェインは, その表面がある静電的な電位函数 U の等電位面に一致するような形状を持っているものとする. 四重極電場が作られるためには, 四つのヴェインの内, 向かい合う二つは同じ電位を持ち, 残りの二つは, これとは符号が逆で絶対値が同じ電位を持たなければならない. 隣り合うヴェインの間の電位差(ヴェイン間電圧)を V とすると, 四つのヴェインの表面は,

$$U = \pm \frac{V}{2} \quad (1)$$

という式で表される. ヴェインの表面に近い場所の電場は, 電位函数の勾配と時間についての位相項との積で表されるものとする.¹²

$$E = -\nabla U \times \sin(\omega t + \phi). \quad (2)$$

座標系として円筒座標系を採り, z 軸をビーム軸に合わせる. 電位函数 $U(r, \psi, z)$ は, ラプラス方程式を充たさなければならない:

$$\left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \psi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] U = 0. \quad (3)$$

変数分離された解

$$U(r, \psi, z) = R(r)\Psi(\psi)Z(z) \quad (4)$$

が存在するものとし, これを式(3)に代入して $R(r), \Psi(\psi), Z(z)$ の各々を求める. $\Psi(\psi \pm 2\pi)$ は $\Psi(\psi)$ に等しいから, $\Psi(\psi)$ は $i\psi$ (i は整数) を引数に持つ三角函数で表される. また, ヴェインの表面は z 方向に波打った周期的な形状を持っているから, Fourier 級数で表現できる. ヴェインの稜線の山から谷間での距離を l_c (これは後で1セルの長さとして定義される) とし,

$$k = \frac{\pi}{l_c} \quad (5)$$

という変数を用いれば, $Z(z)$ は jkz (j は整数) を引数に持つ三角函数, または, 定数で表される. このように $\Psi(\psi)$ と $Z(z)$ を決めて, 式(4)を式(3)に代入すれば, $R(r)$ を求めることができる. $Z(z)$ が三角函数の時は $R(r)$ は Bessel 函数であり, 定数の時は r の累乗である.

函数の形を決めるために, 電位函数に次のような対称性を持たせる:

$$U(r, \psi, z) = U(r, -\psi, z), \quad (6)$$

$$U(r, \psi, z) = U(r, \psi, -z), \quad (7)$$

$$U(r, \psi, z) = U(r, \psi \pm \pi, z), \quad (8)$$

$$U(r, \psi, z) = -U(r, \psi \pm \pi/2, l_c - z). \quad (9)$$

¹²これは近似である. 高周波電場は, 時間を含んだスカラー・ポテンシャルとベクトル・ポテンシャルから導くのが正しい.

すると、電位函数 $U(r, \psi, z)$ は、

$$U = \frac{V}{2} \left[\sum_{i=1}^{\infty} A_{0i} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{2i} \cos 2i\psi + \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} A_{ji} I_{2i}(jkr) \cos 2i\psi \cos jkz \right] \quad (10)$$

と表される [12].¹³ 上の境界条件の第 4 番目から、

$$(-1)^{i+j} = -1 \quad (11)$$

でなければならない. (i, j のうち、どちらか一方が奇数であり、もう一方が偶数である). 式(10)で、 r_0 は平均アパーチャ半径と呼ばれるパラメータである(定義は後で与える). また、 I_n は n 次の第一種変形 Bessel 函数で、第一種の Bessel 函数 J_n との間には次のような関係が成り立つ:

$$I_n(x) = (-j)^n J_n(jx), \quad (12)$$

ただし、 j は虚数単位である.¹⁴ $I_n(x)$ を多項式展開した式は

$$I_n(x) = \left(\frac{x}{2} \right)^n \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(x/2)^{2i}}{i!(n+i)!} \quad (13)$$

で与えられる. $I_0(x)$ と $I_1(x)$ を書き下すと次のようになる:

$$I_0(x) = 1 + \frac{x^2}{4} + \frac{x^4}{64} + \frac{x^6}{2304} + \dots, \quad (14)$$

$$I_1(x) = \frac{x}{2} + \frac{x^3}{16} + \frac{x^5}{384} + \frac{x^7}{18432} + \dots \quad (15)$$

変形 Bessel 函数の間には次のような漸化式が成り立つ:

$$I_{n-1}(x) - I_{n+1}(x) = \frac{2n}{x} I_n(x), \quad (16)$$

$$I'_n(x) = I_{n-1}(x) - \frac{n}{x} I_n(x), \quad (17)$$

$$I'_0(x) = I_1(x). \quad (18)$$

ただし、 $' = d/dx$ である.¹⁵

式(10)で表される電位函数の中で最も基本的なもの、最低次の 2 項を採ったもので、これを二項電位函数と呼ぶ:

$$U_2 = \frac{V}{2} \left[\left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \cos 2\psi + A I_0(kr) \cos kz \right], \quad (19)$$

この式では、式(10)の A_{01} を 1、 A_{10} を A と置いている. ここで、アパーチャ半径 a とモジュレーション・イ

¹³ この Crandall の電位函数は Kapchinskii-Teplyakov の電位函数とは形が少し違っている. また、電位の対称性に対する条件を緩めると、電位函数はもっと複雑な形に書かれる [1, 13].

¹⁴ この関係は、三角函数と双曲線函数との関係に似ている

¹⁵ 上に挙げた変形 Bessel 函数の公式の中で、漸化式だけは n と x が複素数であっても成り立つが、その他の公式では、 n は 0 または正の整数、 x は実数であることが前提になっている [14, 15].

ンデックス m という二つの幾何学的なパラメータを導入する. ヴェインの先端が、 x - z 平面 ($\psi = 0$) と y - z 平面 ($\psi = \pi/2$) の上で図 2.1 のような形を持つものとして、 U_2 に次のような境界条件を課する:

$$U_2(a, 0, 0) = U_2(ma, 0, l_c) = V/2, \quad (20)$$

$$U_2(ma, \pi/2, 0) = U_2(a, \pi/2, l_c) = -V/2. \quad (21)$$

すると、 r_0 と A は

$$A = \frac{m^2 - 1}{m^2 I_0(ka) + I_0(mka)}, \quad (22)$$

$$r_0 = a [1 - A I_0(ka)]^{-1/2}, \quad (23)$$

と表される. セルの中央 $z = l_c/2$ においては、ヴェイン表面の x - y 断面が 4 本の直角双曲線となる (式(1)と(19)より). 方程式 $r = r_0$ で表わされる円はこれらの双曲線に接する. A と a/r_0 は、 m と規格化セル長 $l_n (= l_c/r_0)$ に対して表 2.1, 2.2 のような値を取る.

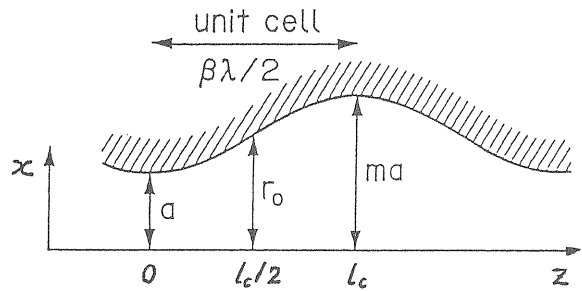


図 2.1. ヴェインの x - z 断面 ($\psi = 0$). 一方、 y - z 断面 ($\psi = \pi/2$) は x - z 断面を z 方向に l_c だけずらした形になる: $y(z = 0) = ma$, $y(z = l_c/2) = r_0$, $y(z = l_c) = a$.

表 2.1
 A (m : モジュレーション, l_n : 規格化セル長).

$m \setminus l_n$	1.00	1.25	1.50	2.00	3.00	4.00	6.00
1.20	.032	.054	.074	.106	.140	.156	.169
1.40	.052	.094	.133	.192	.255	.283	.305
1.60				.264	.350	.387	.415
1.80				.324	.430	.471	.503
2.00				.375	.496	.541	.574
2.20				.417	.552	.599	.632
2.40				.452	.600	.647	.679

表 2.2
 a/r_0 (m : モジュレーション, l_n : 規格化セル長).

$m \setminus l_n$	1.00	1.25	1.50	2.00	3.00	4.00	6.00
1.20	.925	.920	.917	.913	.909	.907	.906
1.40	.886	.869	.858	.844	.833	.828	.825
1.60				.790	.768	.760	.754
1.80				.745	.713	.702	.693
2.00				.707	.665	.650	.640
2.20				.676	.622	.606	.594
2.40				.650	.585	.566	.553

2.2 二項電位函数から導かれる電場と力

2.2.1 電場成分

式(19)の二項電位函数を式(2)に代入すれば、電場の各成分を得ることができる。今、

$$\mathbf{E} = \mathcal{E} \sin(\omega t + \phi) \quad (24)$$

とすると、

$$\mathcal{E}_r = -\frac{V}{r_0^2} r \cos 2\psi - \frac{kV}{2} AI_1(kr) \cos kz, \quad (25)$$

$$\mathcal{E}_\psi = \frac{V}{r_0^2} r \sin 2\psi, \quad (26)$$

$$\mathcal{E}_z = \frac{kV}{2} AI_0(kr) \sin kz, \quad (27)$$

となる。電場の横方向の成分を線形にするためには、 $I_1(kr)$ を $\frac{1}{2}kr$ と近似すればよい。更に、

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}_x \\ \mathcal{E}_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \psi & -\sin \psi \\ \sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{E}_r \\ \mathcal{E}_\psi \end{pmatrix} \quad (28)$$

という変換を施すと、

$$\mathcal{E}_x = V \left(-\frac{1}{r_0^2} - \frac{k^2 A}{4} \cos kz \right) x, \quad (29)$$

$$\mathcal{E}_y = V \left(\frac{1}{r_0^2} - \frac{k^2 A}{4} \cos kz \right) y, \quad (30)$$

を得る。

2.2.2 ビーム軸方向の力

ビーム軸 ($r=0$) に載っているイオンについて考える。イオンの荷電数を q とし、素電荷を e ($= 1.60217733 \times 10^{-19}$ C) とすると、イオンが受ける力は、

$$F_z = \frac{qeV}{2} kA \sin kz \sin(\omega t + \phi) \quad (31)$$

である。ここで、時刻 $t=0$ にイオンがあるセルの入口 ($z=0$) に到達したとし、 ϕ はこの時の rf 位相であるとする。イオンは力 F_z を受けて、その速度が変化するのであるが、変化量は僅かであるから、イオンの速度は βc で一定であると近似する。すると、 $t = z/(\beta c)$ となるから、この両辺に ω を掛けて、

$$\omega t = \frac{2\pi}{\beta\lambda} z \quad (32)$$

を得る。ただし、 λ は自由空間波長と呼ばれる量で光速を rf 周波数で割ったものである。ここで、1セルの長さ l_c が

$$l_c = \frac{\beta\lambda}{2} \quad (33)$$

であれば、式(5)の k を用いて、

$$\omega t = kz \quad (34)$$

と書くことができ、 F_z は次のように表される:

$$F_z = \frac{qeV}{2} kA \left[-\frac{1}{2} \cos(2kz + \phi) + \frac{1}{2} \cos \phi \right]. \quad (35)$$

この力は、1セルを1周期とする周期函数である。もし、

$$\cos \phi > 0 \quad \left(-\frac{\pi}{2} < \phi < \frac{\pi}{2} \right) \quad (36)$$

であれば、力 F_z の平均値は正となり、イオンは加速を受けることが判る。イオンが1セルを進む間に受け取るエネルギーは、 F_z を z について 0 から l_c まで積分すればよい。核子あたりのエネルギーの増分は

$$\delta T = \frac{\pi}{4} \zeta eAV \cos \phi \quad (37)$$

である。¹⁶ ここで ζ は荷電数対質量数比で、荷電数 q をイオンの質量数で割ったものである。イオンが1セルを進むのに要する時間は rf 周期の 1/2 であり、このあいだに rf 位相は π だけ進む。このような加速を π モード加速という。

セルの入口でイオンが持つべきエネルギーの設計値を平衡エネルギーと呼び、これを T_s と表す。そして、このセルでイオンが受け取るべきエネルギーを δT_s と表す ($T_s + \delta T_s$ は次のセルの平衡エネルギーである)。式(37)で、 $\delta T = \delta T_s$ と置いて得られる ϕ を平衡位相と呼び、 ϕ_s と表す。平衡エネルギーと平衡位相を持つイオンを平衡粒子と呼ぶ。ここで、平衡粒子よりも遅れてセルの入口にやって来たもう一つのイオンを考える。このイオンの位相を

$$\phi = \phi_s + \Delta\phi \quad (38)$$

とする。位相は、 $\omega t + \text{定数}$ 、と表されるから、遅れてセルの入口にやって来たイオンの位相は平衡位相よりも大きい。つまり、 $\Delta\phi > 0$ である。遅れて来たイオンのエネルギーの増分 δT と δT_s との差は、 $\Delta\phi$ が小さければ次のようになる:

$$\delta T - \delta T_s = -\frac{\pi}{4} \zeta AV \Delta\phi \sin \phi_s. \quad (39)$$

この式の右辺が正であれば、遅れて来たイオンは平衡粒子よりも多くのエネルギーを受け取ることになり、速度の増分もより大きいから平衡粒子に追い付くことができる。このために必要な条件は、

$$\sin \phi_s < 0 \quad (-\pi < \phi < 0) \quad (40)$$

である。この条件が満たされれば、早くセルの入口にやって来た粒子 ($\Delta\phi < 0$) では、 $\delta T < \delta T_s$ となり、平衡粒子に近づいて行くことになる。つまり、 $\Delta\phi$ は発散しない。

イオンが加速され、かつ、 $\Delta\phi$ が発散しないためには、式(36)と(40)の両方が満たされなければならない。従って、

$$-\frac{\pi}{2} < \phi_s < 0 \quad (41)$$

でなければならない。ここで述べたことは、シンクロトロン振動の安定性の理論の基礎となるものである。シンクロトロン振動については、節を改めて議論する。

¹⁶ この式は、ドリフト・チューブ・リナックにおけるセルあたりのエネルギー増を与える式と同じ形をしている。すなわち、 $\pi/4$ をトランジット・タイム・ファクターに、 AV を長手方向の平均電場強度 (ビーム軸上) に1セル長を掛けたものに置き換えればよい。ただし、ドリフト・チューブ・リナックでは、チューブ間のギャップの中央にイオンが達した時の rf 位相を ϕ と定義する。

2.2.3 横方向の力

式(25), または, 式(29), (30)において $A = 0$ であれば (ヴェインにモジュレーションが付いていなくて $m = 1$ であれば), 横方向の電場が四重極電場であることは明らかである. ここで, イオンが受ける力の x 成分 F_x を考えると, これは $x \sin(\omega t + \phi)$ に比例する. 先に行ったように, $\omega t = kz$ と置き換えると, $F_x \propto x \sin(kz + \phi)$ となるから, イオンは $2l_c$ (2 セル長) を 1 周期として, 集束力と発散力を交互に受けることになる. よって, 強集束の原理によってビームを集束させることが可能になる.

A が 0 でない時には,

$$G_x = x \cos kz \sin(\omega t + \phi) \quad (42)$$

に比例した力が加わる. ここでも, ωt を kz に置き換えると,

$$G_x = \frac{x}{2} [\sin(2kz + \phi) + \sin \phi]. \quad (43)$$

これは周期が 1 セル長の周期関数である. これを 1 セルに亘って積分すると,

$$\int_0^{l_c} G_x dz = \frac{x}{2} l_c \sin \phi \quad (44)$$

となる. 式(40)より, $\sin \phi < 0$ であるから, 式(29)を見れば, イオンが受ける平均の力は, イオンをビーム軸から遠ざけるような力であることが判る. よって, 式(25)の右辺第 2 項に由来する力を rf 発散力と呼ぶ. 横方向の運動が安定であるかどうかは (ベータatron 振動の安定性), 四重極電場からの力と rf 発散力の強さの兼ね合いで決まる. このことについては Mathieu 方程式の節で述べる.¹⁷

2.3 シンクロトロン振動

あるイオンがセルの入口で, $T = T_s$, $\phi = \phi_s + \Delta\phi$ というエネルギーと位相を持っていたとする. セルの出口でこのイオンが持つエネルギーと平衡エネルギー $T_s + \delta T_s$ との差を ΔT と表すと, 式(37)より次式を得る:

$$\Delta T = \frac{\pi}{4} \zeta eAV [\cos(\Delta\phi + \phi_s) - \cos \phi_s]. \quad (45)$$

これは差分であるが, 後の計算が楽になるように微分の形に改める:

$$\frac{d(\Delta T)}{dn_c} = \frac{\pi}{4} \zeta eAV [\cos(\Delta\phi + \phi_s) - \cos \phi_s]. \quad (46)$$

ただし, n_c はセル番号である. もう一つのイオンを考える. このイオンはセルの入口で, $T = T_s + \Delta T$, $\phi = \phi_s$ というエネルギーと位相を持っていたとする. 平衡粒子がセルの出口で $\phi_s + \pi$ という位相を持つのに対して, このイオンは異なる位相 $\phi_s + \pi + \Delta\phi$ を持つ. 1 セル当たりの位相の進みは $\delta\phi = \omega(l_c/\beta c)$ であり, 平衡粒子では $\delta\phi = \pi$ である. 非平衡粒子については, $\Delta T/T_s = 2\Delta\beta/\beta$ ($\beta \ll 1$) であることを使えば,

¹⁷ ビーム強度が高い時には, イオンが作る Coulomb 力の効果 (空間荷電効果) も考慮に入れなければならない. イオンは全て同じ電荷を持っているから, イオンは互いに反撥し合う. よって, ビームは発散力を受けることになる.

$$\Delta\phi = -\pi \frac{\Delta T}{2T_s} \quad (47)$$

と求められる. これを微分形に書き改めて次式を得る:

$$\frac{d(\Delta\phi)}{dn_c} = -\pi \frac{\Delta T}{2T_s}. \quad (48)$$

この式を n_c についてもう一度微分して, 式(46)を右辺に代入すれば, 位相振動を記述する方程式

$$\frac{d^2(\Delta\phi)}{dn_c^2} + \frac{\pi^2 \zeta eAV}{8T_s} [\cos(\Delta\phi + \phi_s) - \cos \phi_s] = 0 \quad (49)$$

を導くことができる.¹⁸

位相振動の方程式を解析的に解くことはできない. しかし, 振幅が小さい場合には, $\Delta\phi \ll 1$ として, 次のような単振動の方程式が得られる:

$$\frac{d^2(\Delta\phi)}{dn_c^2} + \Omega_L^2 \Delta\phi = 0, \quad (50)$$

$$\Omega_L = \pi \left(\frac{-\zeta eAV \sin \phi_s}{8T_s} \right)^{1/2}. \quad (51)$$

この Ω_L をシンクロトロン振動数という.¹⁹ 位相振動が安定であるためには, Ω_L が実数でなければならないが, $\sin \phi_s < 0$ であるからこの条件は満たされている. 式(50)の両辺に $d(\Delta\phi)/dn_c$ を掛けて n_c について積分し, 更に, 式(48)を用いれば, 一般力学でいうエネルギー積分の式が得られる:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2T_s} \Delta T \right)^2 + \frac{1}{2} (\Omega_L \Delta\phi)^2 = \text{定数} \quad (52)$$

ここで, $\Delta\phi$ を座標, ΔT をこれに共役な運動量と見なせば, 上の式の第 1 項は運動エネルギーに, 第 2 項は位置エネルギーに相当する. そして, 粒子は $\Delta\phi$ - ΔT の位相空間の中で反時計回りの方向に楕円軌道を描く.

微小振動の時と同じように, 式(49)をエネルギー積分すると次式が得られる:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2T_s} \Delta T \right)^2 - \frac{\Omega_L^2}{\sin \phi_s} [\sin(\Delta\phi + \phi_s) - \Delta\phi \cos \phi_s] = E_L \quad (\text{定数}). \quad (53)$$

ここで, 第 2 項の位置エネルギーの中にある函数

$$u(\Delta\phi) = \sin(\Delta\phi + \phi_s) - \Delta\phi \cos \phi_s \quad (54)$$

に着目する (これの前にある $-\Omega_L^2/\sin \phi_s$ は正の量である). この函数を図示すると, 図 2.2(b) のようになる. 函数を $\Delta\phi$ について微分してみる. 一階微分を u' , 二階微分を u'' とすると, $\Delta\phi = 0$ において,

¹⁸ この方程式は難しそうに見えるが, 単振子に対する方程式が少し変形されたものに過ぎない. 実際, $\phi_s = -\pi/2$ と置けば, 単振子の方程式を同じ形になる. また, $\phi_s \neq -\pi/2$ であっても, 式(49)と同じ形を持った方程式で記述されるような変形振子のモデルを作ることができる [16].

¹⁹ この Ω_L の次元は rad/cell である. この他に, rad/s や rad/m の次元を持つように Ω_L を定義することもある.

$$u'(0) = 0, \quad u''(0) = -\sin \phi_s > 0 \quad (55)$$

であるから、 $\Delta\phi = 0$ ($\phi = -\phi_s$) の位置は安定な平衡点である。よって、振幅が小さければ、 $\Delta\phi$ はこの点の回りを振動する。また、 ΔT も振動することになるから、シンクロトロン振動は安定である。平衡点はもう一つあって、それは $\Delta\phi = -2\phi_s$ の位置にある。ここでは、

$$u'(-2\phi_s) = 0, \quad u''(-2\phi_s) = \sin \phi_s < 0 \quad (56)$$

であるから、 $\Delta\phi = -2\phi_s$ の位置は不安定な平衡点である。粒子がこの点をいったん越えて、 $\Delta\phi > -2\phi_s$ となると、粒子は安定な平衡点に戻って来ることはない。すなわち、 $\Delta\phi$ は往復運動をすることがなく、 $\Delta\phi$ は増加する一方であり、 ΔT は減少する一方である。従って、シンクロトロン振動は不安定となる。

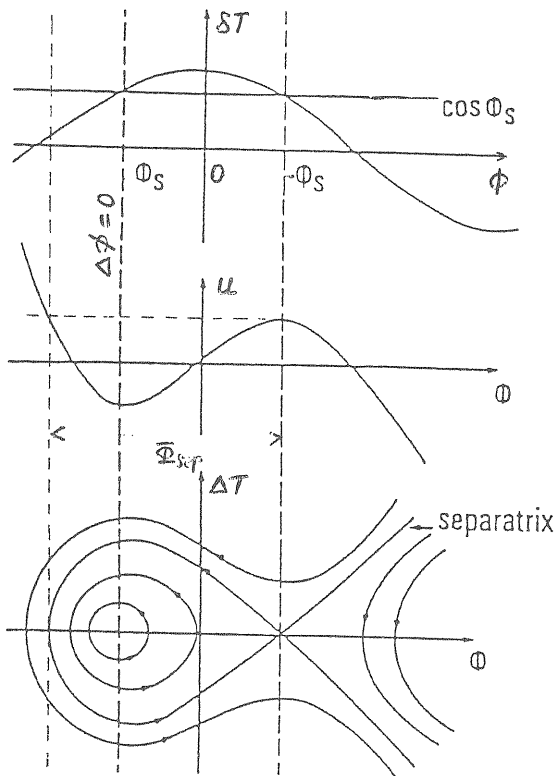


図 2.2. シンクロトロン振動の説明図。上より、(a) $\cos \phi = \cos(\Delta\phi + \phi_s)$ 、イオンのセルあたりのエネルギー増はこの量に比例する、(b) ポテンシャル関数 $u(\Delta\phi)$ 、(c) セパトラクスと粒子の軌跡。

シンクロトロン振動が安定であるか不安定であるかは、粒子がどのような E_L (式(53)の右辺の値) を持つかによって決まる。境目となる E_L の値は、粒子が不安定な平衡点 $\Delta\phi = -2\phi_s$ に達した時に、 ΔT が 0 となって粒子がこの点に留まるような値である。このような E_L を E_{sep} と書くと、 E_{sep} は式(53)に、 $\Delta\phi = -2\phi_s$ と $\Delta T = 0$ を代入して求めることができる:

$$E_{sep} = \Omega_L^2 (1 - 2\phi_s \cot \phi_s) \quad (57)$$

この E_{sep} を式(53)の右辺に代入して得られる曲線をセパトラクスと呼ぶ。粒子の代表点 ($\Delta\phi, \Delta T$) がセ

パトラクスの内側にあれば、代表点は閉軌道を描いてシンクロトロン振動は安定であり、外側にあれば、軌道は閉じずシンクロトロン振動は不安定である。

セパトラクスの位相幅 Φ_{sep} を求める。不安定な平衡点 ($\Delta\phi = -2\phi_s$) における $u(\Delta\phi)$ は、 $u(-2\phi_s) = -\sin \phi_s + 2\phi_s \cos \phi_s$ であるが、もう一つの点、 $\Delta\phi = -2\phi_s - \Phi_{sep}$ における $u(\Delta\phi)$ の値がこれに等しいという条件 (図 2.2(b) 参照) から次の式が導き出される:

$$\tan \phi_s = \frac{\sin \Phi_{sep} - \Phi_{sep}}{1 - \cos \Phi_{sep}} \quad (58)$$

平衡位相 ϕ_s が -90° であれば $\Phi_{sep} = 360^\circ$ であり、 ϕ_s が -90° にあまり近くなければ、

$$\Phi_{sep} \approx 3|\phi_s| \quad (59)$$

という近似が成り立つ。²⁰ このことから、RFQ の入口では $\phi_s = -90^\circ$ に選んで dc ビームが完全にセパトラクスの中に入るようにする (ただし、 $\cos(-90^\circ) = 0$ であるから加速は行われない)。それから平衡位相を最終値 ϕ_f まで徐々に上げて行く。普通、 ϕ_f の値を -30° あたりに選ぶ。理由は、 $\cos(-30^\circ) = 0.866$ と 1 に近くて加速効率が低いのと、 $\Phi_{sep} = 91^\circ$ と安定領域が広いからである。これ以上 ϕ_f を 0° に近づけても、 $\cos \phi_f$ の利得は小さく、それよりも Φ_{sep} の損失が大きい。

セパトラクスの高さ H_{sep} を ΔT の最大値と最小値との差で定義する。両者は、 $\Delta\phi = 0$ の時の ΔT の値であるから、式(53)と(57)より、

$$H_{sep} = \frac{\sqrt{32}}{\pi} T_s \Omega_L (1 - \phi_s \cot \phi_s)^{1/2} \quad (60)$$

と求められる。

2.4 Mathieu 方程式

横方向の運動を記述する方程式は、 $\beta \ll 1$ であるような非相対論的な場合には、

$$\frac{d^2 x}{dt^2} - \frac{\zeta e}{m_0} E_x = 0 \quad (61)$$

と表される。²¹ ただし、 m_0 はイオンの静止質量を核子数で割ったものである。²² ここで、時間 t の代わりに、 $z = \beta c t$ を 1 集束周期の長さ $\beta\lambda$ で規格化した量 η を用いることにする:

$$\eta = \frac{z}{\beta\lambda} \quad (62)$$

E_x として二項電位函数から導かれるものを用いると、運動方程式は、

$$\frac{d^2 x}{d\eta^2} + \frac{\zeta e \lambda^2}{m_0 c^2} \left\{ \frac{V}{r_0^2} \sin(2\pi\eta + \phi) + \frac{k^2 A V}{8} [\sin(2\pi\eta + \phi) + \sin \phi] \right\} x = 0 \quad (63)$$

²⁰ 式(58)を解いて $\Phi_{sep}(\phi_s)$ の値を求めると次のようになる。 $\Phi_{sep}(-60^\circ) = 188.7^\circ$, $\Phi_{sep}(-30^\circ) = 90.9^\circ$ 。

²¹ 今は x 方向の運動を考えているが、 y 方向の運動を考えても以下の議論に変わりはない。

²² 陽子では、 $m_0 = 938.27231 \text{ MeV}/c^2$ である。重イオンに対しては、 ^{12}C 原子の質量の $1/12$ の $931.49432 \text{ MeV}/c^2$ を使う方が正確である。

となる。この式の { } 内の後ろの項 (rf 発散の項) を平均値に置き換えて、

$$\frac{d^2x}{d\eta^2} + \frac{\zeta e\lambda^2}{m_0c^2} \left[\frac{V}{r_0^2} \sin(2\pi\eta + \phi) + \frac{\pi^2 AV}{2(\beta\lambda)^2} \sin\phi \right] x = 0 \quad (64)$$

と変形する。ここで、

$$B = \frac{\zeta e\lambda^2 V}{m_0c^2 r_0^2}, \quad (65)$$

$$\Delta_{rf} = \frac{\pi^2 \zeta e AV}{2m_0c^2 \beta^2} \sin\phi \quad (66)$$

というパラメータを導入する。これらは各々、集束強度、rf 発散強度と呼ばれる。すると、運動方程式は、

$$\frac{d^2x}{d\eta^2} + (B \sin 2\pi\eta + \Delta) x = 0 \quad (67)$$

と書かれる。ここで、 η の原点をずらして ϕ が表に現れないようにした。また、 Δ_{rf} の代わりに Δ と書いた。 Δ の意味は、

$$\Delta = \Delta_{rf} + \Delta_{sc} \quad (68)$$

であり、 Δ_{sc} は空間荷電効果に由来する発散強度である (Δ_{sc} については次の節で述べる)。

上の方程式は Mathieu 方程式と呼ばれるものである [14, 15, 17].²³ Mathieu 方程式の解が振動函数になるか、それとも発散函数になるかは B と Δ の兼ね合いで決まる。 B と Δ が図 2.3 に示した安定領域の中に入っていれば、ベータatron振動は安定となる。安定領域の境界を与える二つの曲線は、

$$\Delta = -\frac{B^2}{8\pi^2} + \frac{7B^4}{211\pi^6} - \frac{29B^6}{21432\pi^{10}} + \dots, \quad (69)$$

$$\Delta = \pi^2 - \frac{B}{2} - \frac{B^2}{2^5\pi^2} + \frac{B^3}{2^9\pi^4} - \frac{B^4}{2^{13}3\pi^6} + \dots \quad (70)$$

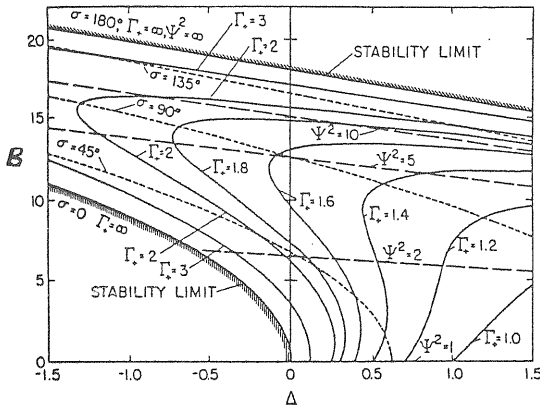


図 2.3. Mathieu 方程式の解の安定領域。

²³Hill の方程式における周期的な力を Fourier 展開し、最低次の二項項のみを採ったものが Mathieu 方程式である。

で与えられる。

図 2.3 の中に示されているパラメータの意味次の通りである:

$$\Gamma_+ = \beta_{\max}/L, \quad (71)$$

$$\Psi = \sqrt{\beta_{\max}/\beta_{\min}}, \quad (72)$$

$$\sigma = \text{ベータatron振動の位相の進み/集束周期}. \quad (73)$$

ここでは、 L は 1 集束周期の長さ (RFQ では $L = \beta\lambda$)、 β_{\max} と β_{\min} は各々、ベータ函数の最大値と最小値である。位相の進み σ が $\pi/2$ よりも小さいときには、次の近似式が成り立つ:

$$\sigma = \left(\frac{B^2}{8\pi^2} + \Delta \right)^{1/2}, \quad (74)$$

$$\Gamma_+ = \frac{1}{\sigma} \left(1 + \frac{B}{4\pi^2} \right)^2, \quad (75)$$

$$\Psi = \frac{1 + \frac{B}{4\pi^2}}{1 - \frac{B}{4\pi^2}}, \quad (76)$$

$$\beta(\eta) = \frac{L}{\sigma} \left(1 + \frac{B}{4\pi^2} \sin 2\pi\eta \right)^2. \quad (77)$$

これらの式は、平滑化近似 (smooth approximation) の方法を用いて導き出されたものである。²⁴

多くの RFQ では、

$$\begin{aligned} &\sim 20^\circ < \sigma < \sim 35^\circ, \\ &\sim 3 < B < \sim 6, \\ &\sim -0.2 < \Delta_{rf} \leq 0, \end{aligned}$$

という値をとる。 B の定義の式を見れば分かるように、加速しようとするイオンの荷電数体質量数比 ζ が小さくなるほど (重いイオンになるほど)、rf 周波数を下げないと B の値を十分に大きくとることができなくなる。陽子 ($\zeta = 1$) の場合、 ~ 400 MHz の RFQ が多い。ただし、ビーム電流が数 10 mA を越えると、200 ~ 300 MHz という周波数が選ばれる。重イオン RFQ では、 ~ 200 MHz ($\zeta \simeq 0.3$)、 ~ 100 MHz ($\zeta \simeq 0.1$)、 ~ 50 MHz ($\zeta \simeq 0.05$)、 ~ 25 MHz ($\zeta \simeq 0.02$) が大雑把な目安である。

2.5 空間荷電効果

²⁴この近似法では、Hill の方程式の擬周期解を $y(s) = Y(s)[1 + q(s)]$ とおく。ただし、 $Y(s)$ は位相項、 $q(s)$ は周期函数である。そして、1) Y, Y', Y'' ($' = d/ds$) は緩やかに変化する (位相の進みが小さい)、2) 平均値 $\langle q \rangle, \langle q' \rangle, \langle q'' \rangle$ は 0, 3) $|q| \ll 1$ 、という仮定をおく。

2.5.1 横方向の空間荷電効果

ビーム電流が高い時には、イオンが作る電場による発散力を無視することができない [17]. ビームの 1 パンチの形状は 3 次元の回転楕円体であるとし、横方向の半径を a_T 、長手方向の半径を a_L とする. 電荷密度 ρ は、パンチの中で一様であると仮定すると、 ρ は、

$$\rho = \frac{3I\lambda}{4\pi a_T^2 a_L c} \quad (78)$$

与えられる. ただし、 I は 1rf 周期に亙る平均ビーム電流値である. このように仮定すると、イオンが作る電場の成分は、パンチの中では、

$$E_x = \frac{\rho[1-f(p)]}{2\epsilon_0} x, \quad (79)$$

$$E_y = \frac{\rho[1-f(p)]}{2\epsilon_0} y, \quad (80)$$

$$E_z = \frac{\rho f(p)}{\epsilon_0} (z - z_c), \quad (81)$$

と求められる. ここで、 z_c はパンチの中心の z 座標で、 $\epsilon_0 (= 10^7/(4\pi c^2) = 8.854187817 \text{ pF/m})$ は真空の誘電率である. また、 $f(p)$ ($p = a_L/a_T$) は形状因子で、

$$f(p) = \begin{cases} \frac{1}{1-p^2} - \frac{p \cos^{-1} p}{(1-p^2)^{3/2}}, & (p < 1) \\ \frac{1}{3}, & (p = 1) \\ \frac{1}{1-p^2} + \frac{p \cosh^{-1} p}{(p^2-1)^{3/2}}, & (p > 1) \end{cases} \quad (82)$$

である. また、近似式は、

$$f(p) \simeq \frac{1}{3p} \quad (0.8 < p < 5) \quad (83)$$

である. 電場の各成分を見れば分かるように、空間荷電力は線形である. これは、電荷密度を上のように仮定したからである.²⁵ 上で得た E_x から空間荷電の発散強度 Δ_{sc} を求めると、

$$\Delta_{sc} = -\frac{3Z_0 \zeta e I \lambda^3 [1-f(p)]}{8\pi m_0 c^2 a_T^2 a_L} \quad (84)$$

と表される. ここで、 $Z_0 (= 1/(\epsilon_0 c) = 376.73 \Omega)$ は真空のインピーダンスである. Mathieu 方程式の安定領域の図 2.3 で、 $B < 10$ における Γ_+ を見れば分かるように、 Δ_{rf} に Δ_{sc} が足し合わされると、ベータ関数が大きくなる. ビームの半径は $\sqrt{\beta \epsilon/\pi}$ (ϵ はエミッタンス楕円の面積) で与えられるから、ビーム電流が高くて、かつ、集束強度 B が足りないと、ビーム径が大きくなって、イオンがヴェインに当たることになる. このことからビーム電流の限界値 (space-charge limit) が定まる.

ビーム電流が 0 の時の位相の進みを σ_0 、0 でない時のそれを σ_{sc} と表すと、これらの近似式は、

²⁵ もっと現実に近い分布を考えると、空間荷電力が非線形になって運動方程式を解析的に解くことができなくなる. 現実の空間荷電力は非線形であって、エミッタンスの増大 (emittance blow-up) を引き起こす.

$$\sigma_0^2 = \frac{B^2}{8\pi^2} + \Delta_{rf}, \quad (85)$$

$$\sigma_{sc}^2 = \frac{B^2}{8\pi^2} + \Delta_{rf} + \Delta_{sc} \quad (86)$$

である. ここで、

$$\mu_T = -\frac{\Delta_{sc}}{\sigma_0^2} \quad (87)$$

という量を導入すると、

$$\sigma_{sc}^2 = \sigma_0^2 (1 - \mu_T) \quad (88)$$

と書くことができる. この式から、 μ_T が 1 を越えると σ は虚数になり、ベータatron振動が不安定になることが分かる. ここで、 μ_T に対応するビーム電流を I_T とすると、 I_T は Δ_{sc} と μ_T の定義式より、

$$I_T = \frac{8\pi m_0 c^2}{3Z_0 \zeta e} \frac{a_T^2 a_L}{\lambda^3 [1-f(p)]} \sigma_0^2 \mu_T \quad (89)$$

と表される. 今、ビーム電流が横方向のビーム限界値に近づいた時には、長手方向でもビーム限界値に近いとする. この様なときには、長手方向のビーム半径はほぼ $a_L = |\phi_s| \beta \lambda / (2\pi)$ であることが知られている. また、横方向のビーム半径には、最大値と最小値の相乗平均を取ることにする. 最大値は、ヴェインのアーチャ半径 a に等しいから、 $a_T^2 = a^2 / \Psi$ である. これらのビーム半径と B の定義式を用いて、ビーム電流の限界値を

$$I_T = \frac{\zeta e}{6\pi^2 Z_0 m_0 c^2} \frac{|\phi_s|}{\Psi [1-f(p)]} \times \frac{a^2 \beta \lambda^2 V^2}{r_0^4} \left(1 + \frac{8\pi^2 \Delta_{rf}}{B^2}\right) \mu_T \quad (90)$$

と表す. ビーム電流の限界値は $\beta \lambda^2 V^2$ に比例することが分かる. ビーム・シミュレーションによれば、 $\sigma_{sc}/\sigma_0 \simeq 0.4$ 位でエミッタンスの増大が大きくなる. 従って、 $\mu_T = 0.84$ を上式に代入した値が横方向のビーム電流の限界値になる.

2.5.2 長手方向の空間荷電効果

空間荷電がある時の位相振動の方程式は、

$$\frac{d^2(\Delta\phi)}{dn_z^2} + \Omega_L^2 \left[(1 - \mu_L) \Delta\phi - \frac{(\Delta\phi)^2}{2|\phi_s|} \right] = 0 \quad (91)$$

と近似的に表すことができる. ただし、

$$\mu_L = -\frac{3Z_0 I \beta^2 \lambda^3 f(p)}{4\pi^3 A V a_T^2 a_L \sin \phi_s}. \quad (92)$$

上の位相振動の式は、空間荷電が無いときの式を $|\phi_s| \ll 1$ として近似したものに、空間荷電の強さを表すパラメータ μ_L を加えたものである. 左辺第 2 項を $\Delta\phi$ について積分すれば、セパトロクスの位相幅 Φ を求めることができる:

$$\Phi = 3|\phi_s|(1 - \mu_L). \quad (93)$$

ビーム電流 I が大きくなって、 $\mu_L = 1$ となるような値に達したときに、セパトリクスが消滅する。

横方向の時と同様に、 μ_L に対応するビーム電流を I_L と書く。ビーム半径に横方向の時と同じものを使い、 $f(p) = a_T / (3a_L)$ を用いると、

$$I_L = \frac{\pi a V \phi_s^2 |\sin \phi_s|}{Z_0 \lambda \sqrt{\mu}} \mu_L \quad (94)$$

が導かれる。ビーム電流の限界値は V/λ に比例する。横方向の時と同じく、 $\mu_L = 0.84$ が許容しうる最大値であると仮定すれば、この値を代入して得た I_L が、長手方向のビーム電流の限界値になる。

2.6 セル・パラメータの決定法

2.6.1 はじめに

RFQ は大きく分けて、次の三つのセクションに分割される：

1. ラディアル・マッチング・セクション：入射ビームのエミッタンス楕円の形状（時間依存性を持たない）を RFQ のアクセプタンス楕円の形状（時間依存性を持つ）に一致させる。ここでは、集束強度 B を長手方向の距離 z の関数として 0 から最終値まで滑らかに上げる。
2. バンチング・セクション：dc ビームをバンチしたビームに整形する。ここでは、平衡位相 ϕ_s を -90° から最終値 ϕ_f （通常 $\sim -30^\circ$ ）まで上げる。加速効率 dT/dz は低い。
3. アクセレレータ・セクション：本格的に加速をする。ここでは、平衡位相が ϕ_f で一定、アパーチャ半径 a またはモジュレーション m が一定である。

RFQ のビーム・ダイナミクス上の特性は、セル毎にアパーチャ・パラメータ a 、モジュレーション m 、平衡位相 ϕ_s が与えられれば決まる。問題は、これらのパラメータを、セル番号 n_c 、あるいは、長手方向の距離 z に対してどのような関数形で与えればよいかである。これらのパラメータを合理的に決めるために、この他に、集束強度 B 、rf 発散強度 Δ_{rf} 、セパトリクスの面積、長手方向のバンチ長、微小振幅の位相振動数 Ω_L 等のパラメータを導入する。以上全てのパラメータは互いに独立ではないから、この内の三つに何らかの条件を付ければ、残りのパラメータも決まる。通常の RFQ では、ラディアル・マッチング・セクション (RMS) を除いて B を一定にする。²⁶ よって、パラメータを決めるのに必要な条件の数は二つということになる。RMS では、 $m = 1$ 、 $\phi_s = -90^\circ$ であるから、 $B(z)$ ないしは $a(z)$ だけを決めればよい。アクセレレータ・セクションでは、 B と ϕ_s の二つと a または m のいずれか一つが一定という条件が付くから、パラメータは一意的に決めることができる。

問題なのがバンチング・セクションである。RFQ では dc ビームをバンチしたビームに整形してから加速

²⁶ B が一定であれば r_0 も一定である。すると、ヴェイン間の静電容量が長手方向にほぼ一定になり、空洞の共振周波数と長手方向の電場強度分布の調整が楽になる。

しなければならない。つまり、平衡位相は、初期値の -90° （セパトリクスの位相長は 360° ）から最終値の ϕ_f （通常 -30° 前後）まで徐々に上げて行かなければならない。平衡位相の上げ方が急すぎると、セパトリクスからこぼれ落ちるイオンが増えて、その結果、透過効率が下がる。反対にゆっくり過ぎると、透過効率が上がる代わりに RFQ が長くなってしまふ。

セル・パラメータを最適化する手法は、空間荷電効果を考慮に入れるか入れないかで大きく違ってくる。重イオン RFQ のようにビーム電流が低いときには、空間荷電効果は無視することができるので、短い距離でビームをバンチさせることに重点が置かれる。一方、陽子 RFQ では 10 mA 以上あるいは 100 mA 以上のビームを加速することが要求されるので、空間荷電効果は無視することができない。

以下では、まず RMS について説明し、その後で、三つの計算機プログラム (GENRFQ, RFQUICK, KEKRFQ) を例にとって、ここではどのようにしてバンチング・セクションのパラメータを決めているかを解説する。最後に、JHP 432-MHz H⁻ RFQ を三つのプログラムを使って設計した結果の比較を行う。²⁷

2.6.2 ラディアル・マッチング・セクション

ラディアル・マッチング・セクション (RMS) は RFQ の入口の部分で、ここでは、アパーチャ a を始めは大きくし徐々に小さくしていき、集束強度 B を 0 から最終値の B_0 まで滑らかに増大させる。RMS の機能は、その名が示す通り、入射ビームの横方向のエミッタンス楕円の形状を RFQ のアクセプタンス楕円の形状に一致させることである [18]。RMS の出口における RFQ のアクセプタンス楕円のパラメータ α, β, γ のいずれもが rf 位相 ϕ と共に変化する。ビームを集束する四重極電場は $\sin(\omega t + \phi)$ に比例するから、RFQ の集束系は凸レンズと凹レンズが交互に周期的に並んだものと見なすことができる。ただし、 ϕ の値によっては凸レンズから始まっているように見えることもあるし、凹レンズから始まっているように見えることもある。従って、楕円パラメータは ϕ （あるいは時間）の関数である。図 2.4(a) に、ある RFQ の RMS 出口におけるアクセプタンス楕円を示す。そこには、 30° おきの ϕ に対する楕円が描かれている。一方、入射ビームは dc ビームであるから、エミッタンス楕円の形は時刻によらず一定である。よって、このままではエミッタンスの整合をとることができない。

RMS を付けて、 B を滑らかに上げるとする。入射ビームが RMS の入口でどのような形をしていれば、RMS の出口で図 2.4(a) に示した楕円に一致するかを、個々の ϕ の値に対して計算をして求めることができる。こうして求めた入射ビームのエミッタンス楕円を図 2.4(b) に示す。これらの楕円には ϕ 依存性が殆どない。よって、入射ビームの楕円を図 2.4(b) の楕円の平均的な形状に合わせればよいことになる。

²⁷ この中で、セル・パラメータが長手方向の距離の対してどのように変化しているかを示した図を載せている。その前の各プログラムの解説の中でもこれらの図を参照されたい。

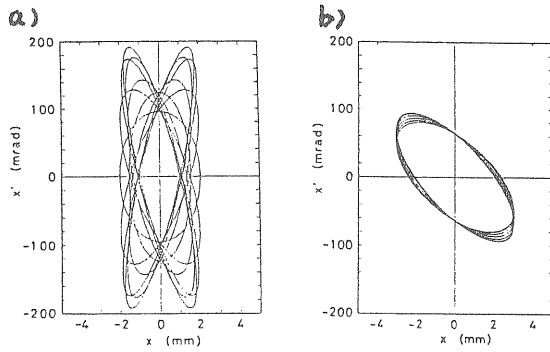


図 2.4. (a) RFQ の時間に依存したアクセプタンス楕円 (RMS 出口). (b) 左の楕円に整合する楕円 (RMS 入口). この図では, $x-x'$ 楕円の図になっているが, $y-y'$ 楕円の図も見かけ上はこれと同じになる.

$B(z)$ の函数形には幾つかのものが提案されている [19, 20]. $B(z)$ が滑らかに増加していれば, 入射エミッタンスの ϕ 依存性は小さい. また RMS の長さは数セル分もあれば充分である. ただし, 長さは別の観点からの最適化が必要である. それは, RMS の長さによって入射ビームが持つべき楕円パラメータ β, γ の値が変わるからである. RMS が短いと, β は小さくなり, ビーム半径 $\sqrt{\beta\epsilon/\pi}$ も小さくなる. 反対に, γ は大きくなり, ビームの傾斜角 $\sqrt{\gamma\epsilon/\pi}$ も大きくなる. つまり, ビームを強く絞って RFQ に入射させなければならないことになる. すると, RFQ の前に置かれる集束レンズには強い集束力と大きな口径が必要になってくるが, これを実現することが技術的に難しいということがしばしば起きる. 筆者の経験では, $\sqrt{\gamma\epsilon/\pi}$ が 50 mrad あたりを越えると要注意である.

ビーム強度が低いときには, RMS を長くすればこの問題を解決することができる. しかし, ビーム強度が高い時には, RMS を長くすることは得策ではない. なぜならば, RMS の中では集束強度 B が小さいので, ビームが空間荷電効果の影響を強く受けてエミッタンスの増大が生じるからである. こうなると, ヴェインに当たるイオンの数が増えるという結果になる. 従って, RMS の長さを決める時には, イオン源から RFQ に至るまでのビーム輸送系も含めて検討することが重要である.

2.6.3 GENRFQ におけるバンチング

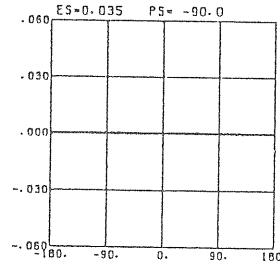
GENRFQ (GENerator of an RFQ) は, 重イオン用 RFQ のために原子核研究所の山田 (現在は放射線医学総合研究所) が作ったプログラムで, 空間電荷効果は全く考慮されていない [21, 22]. ビームのバンチングを短い距離で完了させることができるのが特長である. ビーム電流が数 mA 以下の RFQ の設計に適している.

シェーパーと呼ばれる 10 セル長前後のセクションで, ϕ_s と m を z に対して直線的に上げ (ϕ_s は -88° に達する), ある面積 S_0 を持ったセパトリクス作る.²⁸ 次のプレバンチャーというセクションで, S_0 を保ったまま Δ_{rf} をイオンの速度 β の函数として, 予め指定した値 Δ_b

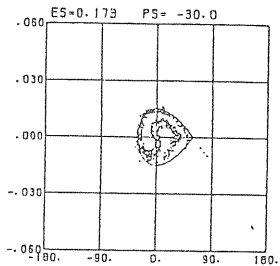
²⁸ 正確には S_0 は面積ではなく, セパトリクスの位相長と高さの積.

まで下げる ($|\Delta_b|$ を上げる).²⁹ $\Delta_{rf}(\beta)$ の函数形には幾つかの選択肢があるが, 重要なことは, ϕ_s が上がっていき -60° に達したときに, 微小振幅の位相振動数が 0.5 になるようにすることである ($\int \Omega_L / (2\pi) dn_c = 0.5$). こうすると, 90% 以上の捕獲効率 (セパトリクスからこぼれるイオンの数は 10% 以下) で, ビームを短い距離でバンチさせることができる.³⁰

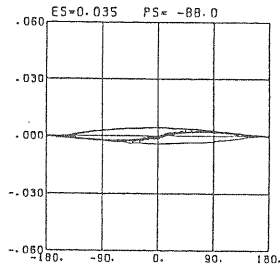
1) RMS 出口



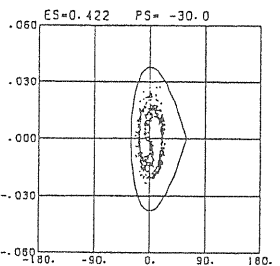
4) Buncher 出口



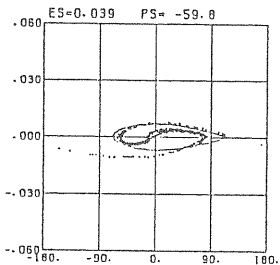
2) Shaper 出口



5) Booster 出口



3) Prebunch. 出口



6) Accel. 出口

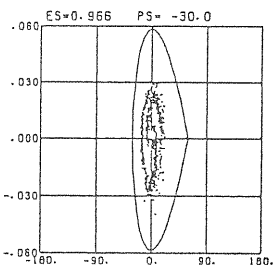


図 2.5. GENRFQ を使って設計した重イオン RFQ における $\Delta\phi$ - ΔT プロファイルとセパトリクス. 横軸は $\Delta\phi$ (90 deg/div), 縦軸は $\Delta T/\zeta$ ($\zeta = 1/7$) (30 keV/q/div). 平衡エネルギーと位相が, 各々, ES [MeV/q] と PS [deg] で示されている.

プレバンチャーの後には, バンチャー (S_0 と Δ_b を保って, ϕ_s を最終値 ϕ_f ($\sim -30^\circ$) まで上げる), ブースター (Δ_b と ϕ_f を保って, a を最小値 a_{min} まで下げる) が続く. アクセレーター・セクションでは ϕ_f と a_{min} が保たれる. 参考までに, 各セクションの境界における $\Delta\phi$ - ΔT プロファイルを図 2.5 に示す [23].³¹

²⁹ Δ_b は RFQ を通しての最小値であって, (B, Δ_b) の点は, Mathieu 方程式の安定領域の中で最も不安定領域に近い点である. (B, Δ_b) の良い値は, $B + 20\Delta = 2.2$ で表される直線の近傍にある.

³⁰ その代わりに長手方向のビーム電流の限界値が下がる.

³¹ 図 2.5 を見れば分かるように, 出射ビームの $\Delta\phi$ - ΔT エ

JHP 432-MHz RFQにおけるセル・パラメータの変化の様子を図2.6(a)に示す。ただし、ビーム電流の限界値を上げるために、プレバンチャーの出口 ($\phi_s = -60^\circ$) で微小振幅の位相振動数が0.5になるようにするという原則は破られている。従ってこの図は、GENRFQの設計例として紹介するには適切なものではないが、平衡位相を速く -60° まで立ち上げるという特徴を見ることができるといえる。

2.6.4 RFQUIKにおけるバンチング

RFQUIK (おそらくRFQとquickの合成語) は、Los Alamos National LaboratoryのT. P. Wanglerが著者である。ビーム電流が10 mAを越えるようなRFQの設計に適している。JHP 432-MHz RFQにおけるセル・パラメータの変化の様子を図2.6(b)に示す。

バンチング・セクションはシェーパーとジェントル・バンチャー(GB)の二つのセクションから成る(図2.6(b)で、シェーパーの出口は z (図ではLength) = 0.7 mの所にあり、GBの出口は $z = 1.3$ mの所にある)。セル・パラメータの決定は、GBの出口から始めてビームの進行方向とは逆方向に進めていく。GBでは、KapchinskiiとTeplyakovの提案に基づき、微小振幅の位相振動数 Ω_L (ゼロ電流のビームに対する値)と長手方向のバンチ長($\Phi_{sep}\beta\lambda/(2\pi)$)を一定に保つ[26, 18]。すると、長手方向の電荷密度がほぼ一定に保たれる。電荷密度が高くなったり低くなったりすると、ビームは空間荷電効果の影響を強く受けて発散するが、GBではこういうことが起きないようにしている。GBにおけるバンチングは断熱過程であるが、これを ϕ_s が -90° に達するまで続けていくと、RFQが無限に長くなってしまう。そこで、ある値(-70° 位のこともあるし -88° ということもある)になった所で打切る。シェーパーでは、 ϕ_s と m を各々 90° と1まで z に対して直線的に変化させる。

GB出口におけるエネルギー T_{GB} を決めるためには、別のプログラムCURLI(おそらくCURrent Llimitの意。著者はLos Alamos National LaboratoryのK. R. Crandall)を使う。これによって、指定した入射エネルギー T_{in} とビーム電流に対して選ぶべき T_{GB} の値(通常 $T_{GB}/T_{in} \approx 15$)を求めることができる。 T_{GB} を決めたら、GB出口でのアパーチャ半径 a_{GB} について幾つかの値を入力してCURLIを走らせると、各 a_{GB} に対して、GB出口での電流限界($I_T = I_L$ と指定するするのがRFQでは普通)、 σ_0 , σ/σ_0 , V , A , B , r_0 等が出力されるから、その中から適当な a_{GB} を選ぶことにより、RFQUIKの入力データを得ることができる。RFQUIKを走らせる時には、シェーパー出口でのエネルギー T_S の値の組を入力する。すると、それらに対して、RFQの長さ、高周波電力、 σ_{sc} の最小値、rf捕獲効率、バンチの形状因子(PACKパラメータ、0.2~0.3が良い値)を出力するから、適当な T_S を選ぶことができる。

ミッタンス(すべての粒子を含むような楕円の面積)が大きい(入射時のエミッタンスは0)。これは、入射時において $\Delta\phi \approx \pm\pi$ であるような粒子をもrf捕獲するために、バンチングを徐々に行なったことによる。出射ビームのエミッタンスを小さくするにはバンチングを速くする。うまく行えば、エミッタンスを数分の1にすることができ、透過効率も85%以上を確保することができる[24, 25]。

2.6.5 KEKRFQにおけるバンチング

KEKRFQはKEKの上野が作ったプログラムで、JHP用の432-MHz H⁻ RFQの開発研究の中で作られたものである[27, 28]。JHP 432-MHz RFQにおけるセル・パラメータの変化の様子を図2.6(c)に示す。

バンチング・セクションをシェーパーとジェントル・バンチャーとに分けているところはRFQUIKと同じである。(図2.6(c)で、シェーパーの出口は $z = 0.4$ mの所にあり、GBの出口は $z = 0.9$ mの所にある)。RFQUIKとの違いは、

1. 電場の非線形性と空間電場効果をより正確に計算して、横方向と長手方向のアクセプタンスを評価する。
2. GBでは、長手方向のアクセプタンスを一定に保つ。
3. アクセレーター・セクションでは、 ϕ_s と横方向のアクセプタンスを一定に保つ。こうすると、 m が徐々に増加するので加速効率が高まる。

位相振動の方程式には次のものを使う：

$$\frac{d^2(\Delta\phi)}{dz^2} = -\frac{2\pi\zeta e}{m_0c^2\beta^3\gamma^3\lambda} \times \left\{ \frac{\pi AV}{2\beta\lambda} [\cos(\Delta\phi + \phi_s) - \cos\phi_s] - E_{sc} \right\}. \quad (95)$$

ここで、 E_{sc} はイオンが作る電場の z 成分であり、次のように表す：

$$E_{sc} = \frac{\rho f(p)\beta\lambda}{2\pi\epsilon_0} \Delta\phi + \frac{I}{\epsilon_0c\beta^2\lambda} \sum_{\substack{i=-n \\ i \neq 0}}^n \frac{1}{(\Delta\phi + \phi_s - \phi_c + 2i\pi)} \times \frac{1}{|\Delta\phi + \phi_s - \phi_c + 2i\pi|}. \quad (96)$$

この式の右辺第2項は前後のバンチ(点電荷と見なす。バンチの数 n は数十)が作る電場であり、 ϕ_c はバンチの中心位置に対応する位相である。この方程式を数値積分すれば、セパトリクスの位相幅と高さを求めることができる。そこから長手方向のビーム半径 a_L を求めて横方向のアクセプタンスを算定する。³² また、セパトリクスが消滅するような電流値を長手方向の電流とする。

KEKRFQでは、RFQUIKと同様に、GBの出口から入射側へ向かってセル・パラメータを決めていく。GB出口におけるエネルギー T_{GB} を決めるためには、CURLIと同じような機能を持つプログラムKEKRFQ1を使う。幾つかの T_{GB} の値に対して、長手方向の電流限界と横方向のアクセプタンスが大きくなるような平均アパーチャ半径 r_0 とモジュレーション m を計算して、適当な T_{GB} を選び出す。GBでは、長手方向のアクセプタンスを一定に保つ。もう一つの条件として、 Δ_{rf} を β の函数として滑らかに変化させる。こうすることによ

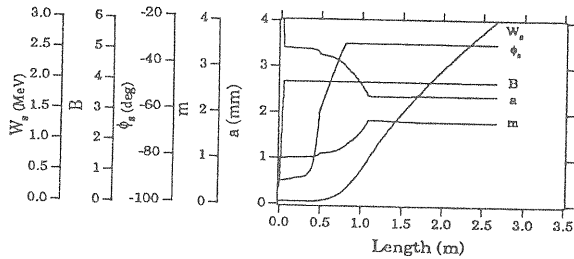
³²横方向のアクセプタンス A_T は、 $\sqrt{\beta A_T/\pi} = a$ で定義する。ただし、 β はベータ函数、 a はヴェインのアパーチャ半径である。

て、横方向の運動の安定性を確保する。平衡位相 ϕ_s が -80° を越えて -90° に近づいたところで、GBを打ち切る。シェーパーでは、 ϕ_s と m を各々 -90° と1にまで z に対して直線的に変化させる。

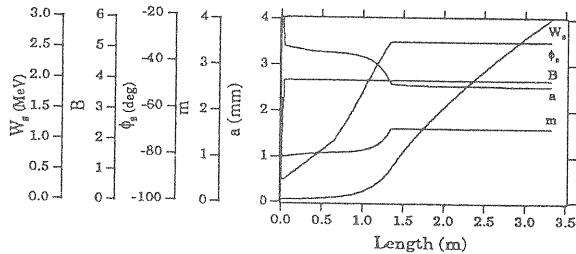
2.6.6 三つのプログラムの比較

上の三つのプログラムを用いて JHP 432-MHz H⁻ RFQ を設計した時の結果の違いを図 2.6 と表 2.3 に示す [27]。

a) GENRFQ



b) RFQUIK



c) KEKRFQ

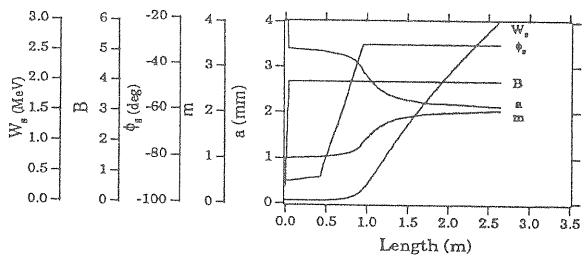


図 2.6. JHP 432-MHz H⁻ RFQ を異なるプログラムを用いて設計した時の結果。セル・パラメータを長手方向の距離の函数として示す。W_sは運動エネルギーである。

入射ビーム電流値が 20 mA と 50 mA の時の透過効率と出射ビームのエミッタンス (横方向 ϵ_T , 長手方向 ϵ_L) は、PARMTEQ というビーム・シミュレーション・プログラムを用いて得た結果である。ヴェイン長を見ると、GENRFQ と KEKRFQ の間に大きな違いはないが、RFQUIK では 0.7 m も長いのが目立つ。入射ビーム電流値が 20 mA の時、透過効率と横方向のエミッタンスについては、三つのプログラム間に大差はない。しかし、長手方向のエミッタンスは RFQUIK だけが大きくなっている。入射ビーム電流値が 50 mA に増えると、透過効率に差が現れてくる。RFQUIK, KEKRFQ, GENRFQ の順に透過効率が高い。横方向のエミッタンスの差異は小さいが、これはビームがヴェインに当たって削られているためである。長手方向のエミッタンスでは、KEKRFQ が優れている。ジェントル・バン

表 2.3

JHP 432-MHz H⁻ RFQ を異なるプログラムを用いて設計した時の結果。入射ビームの 90% ϵ_T は $1.0 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ (規格化エミッタンス³³), シミュレーションに用いた粒子数は 5000 個。

	GENRFQ	RFQUIK	KEKRFQ	単位
T_{in}	.05	0.05	0.05	MeV
T_{out}	3	3	3	MeV
r_0	3.4	3.4	3.4	mm
B	4.0	4.0	4.0	
V	90.0	90.0	90.0	kV
ヴェイン長	2.66	3.32	2.64	m
20 mA 入射				
透過効率	93.5	95.2	94.0	%
90% ϵ_T	1.15	1.18	1.10	†
90% ϵ_L	0.370	0.550	0.333	‡
50 mA 入射				
透過効率	66.9	85.6	72.4	%
90% ϵ_T	1.25	1.16	1.06	†
90% ϵ_L	0.540	0.520	0.445	‡

†: $\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, ‡: $\pi \text{ deg} \cdot \text{MeV}$.

チャーの設計方法が良いからであろう。

この表から判断すると、50 mA といった高いビーム電流に対して高い透過効率を得ようとするならば RFQUIK が適している。20 mA 位の中程度のビーム電流に対しては KEKRFQ の方が、ヴェイン長と長手方向のエミッタンスの両方で優れている。このビーム電流では、GENRFQ が KEKRFQ に対して遜色がないように見える。しかし、良いセル・パラメータを見つけるまでに非常に時間がかかっているため、10 mA 以上のビーム電流が要求される RFQ の設計にこれを使うのは得策ではない。

重イオン RFQ (203-MHz $^{16}\text{O}^{3+}$ RFQ) について、GENRFQ と RFQUIK を比較した例がある [29]。140 keV/u の出射エネルギーを得るのに必要なヴェイン長は、GENRFQ では 86 cm であるのに対し、RFQUIK では 131 cm であった。長手方向の電流限界は、GENRFQ では 4.5 mA, RFQUIK では 9.3 mA であった。この RFQ のためのイオン源から出てくるビーム電流値は $50 \mu\text{A}$ であったので、GENRFQ の設計が実器に採用された [30]。

2.7 ビーム・シミュレーション用プログラム

RFQ のビーム・シミュレーションのための計算機プログラムの中では PARMTEQ (Phase And Radial Motion in Transverse Electric Quadrupole linacs) が最も広く使われている [18, 31]。³⁴ 著者は Los Alamos National Laboratory の K. R. Crandall (Consult Crandall) である。PARMTEQ は Los Alamos から入手することができる (問合先は T. Bhatia)。³⁵ PARMTEQ を動かすには、上で述べたようなプログラムを予め走らせて入力データを作っておかなければならない。PARMTEQ

³⁴ 著者自身が書いたマニュアルはない。

³⁵ CURLI, RFQUIK, それから図形出力のための OUT-PROC も同様。

では、二項電位函数から導かれる電場を使っているのに、高次の多重極を含んだ計算ができない。これを行うには、PARMTEQ を改造するか、新しいプログラムを書かなければならない。このようなプログラムには、Los Alamos で作られた PARMULT (問合せ先は J. E. Stovall) がある。³⁶

PARMTEQ の中を見ると、問題無きにしてもあらずであるが、計算結果の信頼度は高いと筆者は思う。³⁷ ただし、これは筆者が設計と加速実験の両方に関わった何台かの低電流ビーム RFQ で得た経験に基づく評価である。高電流ビーム RFQ における信頼性を筆者は評価することができない。

PARMTEQ における空間荷電力の計算方法は議論の対象になっているところである。そこでは、一つのバンチをまず横方向に切って円盤が長手方向に積み重なった形し、更に各円盤を年輪状に分割する。一つ一つのリングについて、その中にある粒子の数を数え、その次に、方位角方向の電荷密度は一定であるとして、ビーム電流値とリング内の粒子数比例した電荷を載せる。こうして、粒子は多数のリングからの Coulomb 力を受けることになる。計算時間を短縮するためにこのような方法を採用しているのだが、これが妥当であるかどうかは問題である。高次の多重極電場がない時には、ビームの x - y 断面形状は円形に近いので、PARMTEQ の計算方法は適切なものであるかもしれない。しかし、高次の多重極電場がある時には、ビームの形が円形に近いとは限らないので、計算の信頼性に疑問が残る。

今まで触れなかったが、空間荷電の他に鏡像力もビームに作用する。ヴェインは金属でできているから、ビームの電荷によってヴェインの表面に負の電荷が誘起される。ビーム電流値が 50 mA とか 100 mA とかになるとこの力が無視できないと言われている。また、これほどの高電流でなくても、ビームの中心がビーム軸から外れてバンチ全体が横方向の振動をすると、二重極の鏡像力の効果が強く現れるようである [33]。このような計算をしようとする、ベクトル計算機や並列計算機が必要になる。

3 ヴェインの形状

3.1 横方向の曲率半径

二項電位函数を用いると、 $U = \pm V/2$ に対する等電位面は次式で表される：

$$\frac{x^2 - y^2}{r_0^2} + AI_0 \left(k\sqrt{x^2 + y^2} \right) \cos kz = \pm 1. \quad (97)$$

この面にヴェインの表面を一致させると第 2 章の最初で述べたが、実際には x - y 断面を図 3.1 のような形にする。理由は二つあって、一つは、ヴェイン表面を理想形状 (図中の破線) に合わせると、ヴェイン間の距離が小さくなって放電が起きるからである。もう一つの理由は、セルの中央 ($z = l_c/2$, 図 3.1 のような場合) では、理想形状は 4 本の直角双曲線になるが、その他の場所では奇妙な形になって、ヴェイン面をそれに合わせるのが実際には難しいからである。それで、ヴェインの先端のみを円弧にして、それ以外は直線で形作る。³⁸

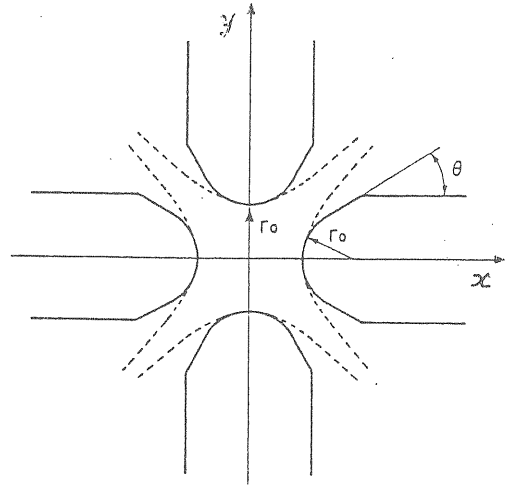


図 3.1. セル中央 ($z = l_c/2$) におけるヴェインの x - y 断面図。

円弧の半径 (横方向の曲率半径 ρ_T) として代表的なものは、次の三つである。

1. 変動 ρ_T : 二項電位函数の等電位面がヴェイン先端 ($\psi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$) で持つ曲率半径に一致させる。以下では、 $y = 0$ ($\psi = 0$) の場合について考えることにすると、曲率半径は次式で表される：

$$\rho_T(z) = \frac{[1 + x'(z)]^{3/2}}{x''(z)}, \quad (98)$$

ただし、 $' = d/dy$ (ヴェイン先端では $x' = 0$)。式 (97) を充たす x の値を $\alpha(z)$ と表すことにすると、

$$\rho_T(z) = \alpha(z) \frac{2\alpha + Akr_0^2 I_1(k\alpha) \cos kz}{2\alpha - Akr_0^2 I_1(k\alpha) \cos kz} \quad (99)$$

と求められる。

2. $\rho_T = r_0$: 文字どおり、 $\rho_T = r_0$ 、と一定にする。

³⁸ この様な変形をしたら、実際に作られる電場は、電位函数から導かれるものとは異なるのではないかと、という懸念が出てくる。このことについては節を改めて述べる。

³⁶ 加速器の設計や解析に使う計算機プログラムのカタログがあるが、PARMULT はこれに未だ載っていない [32]。

³⁷ 言い換えると、PARMTEQ の不完全さを証明できるような実験データを取るだけの腕を筆者はもっていない。

3. $\rho_T = 0.75r_0$: $\rho_T = 0.75 r_0$, と一定にする.

1980年代の中頃までは, 変動 ρ_T ヴェインが採用されていたが, その後は, 一定 ρ_T ヴェインが作られるようになった. 変動 ρ_T ヴェインと比較して, 一定 ρ_T ヴェインは次の三つの点で優れている. 一つは, ヴェイン間の距離が大きくなるので, ヴェイン表面の電場強度が下がり, 放電が起きにくくなる. 二つ目に, $\rho_T = 0.75 r_0$ にするとヴェイン間の静電容量が下がるので, 高周波の消費電力が下がる.³⁹ 三つ目に, 変動 ρ_T ヴェインよりも短時間で切削をすることができ, その結果, 加工費が下がる.

以上の三つの長所を見ると, 一定 ρ_T ヴェイン (中でも $\rho_T = 0.75 r_0$ ヴェイン) が良いこと尽くめのように思えるが, 問題は電場の質である. 後で, 三つのヴェイン形状を幾つかの観点から比較する.

3.2 長手方向の曲率半径

横方向の曲率半径を求めた時と同様にして, 式(97)から長手方向の曲率半径 ρ_L を求めることができる. 後でも述べるが, ヴェインの切削に使うカッターの形を決める際に重要なのは, ヴェインが窪んだ箇所での ρ_L である. 今, $y = 0$ (ヴェイン先端) の場合を考えると, $x = ma$, $z = l_c$ における曲率半径は,

$$\rho_L(ma, 0, l_c) = \frac{2mka - Ak^2r_0^2I_1(mka)}{Ak^3r_0^2I_0(mka)} \quad (100)$$

で与えられる.

長手方向のヴェインの稜線を二項電位函数から導いた曲線に合わせるのが標準であるが, 正弦波に合わせるという案もある [12].⁴⁰ この場合の稜線 ($y = 0$ における x の値) を与える式は,

$$\alpha(z) = \left(1 - \frac{m-1}{m+1} \cos kz\right) r_0. \quad (101)$$

であり, $\alpha(z)$ の最小値 a は,

$$a = \frac{2}{m+1} r_0 \quad (102)$$

である. また, 曲率半径は,

$$\rho_L(ma, 0, l_c) = \frac{m+1}{(m-1)k^2r_0} \quad (103)$$

で与えられる.

³⁹ L , C , R で構成される直列共振回路の共振角周波数は $\omega = 1/\sqrt{LC}$, Q 値は $Q_0 = \omega L/R$ で与えられる. 四ヴェイン RFQ の空洞をこの共振回路で置き換えると, $L \propto (\text{キャピティ半径 } r_c)^2$, $C \propto$ ヴェイン間の静電容量, $R \propto r_c$, となる (「4.1.1 等価回路と計算機プログラム」を参照). 共振周波数を保ったまま C を変化させたとすると, $\Delta C/C = -\Delta L/L = -2\Delta r_c/r_c = -2\Delta R/R$ が導かれる. よって, $\Delta r_c/r_c = \Delta Q_0/Q_0 = -\frac{1}{2}\Delta C/C$. 電流 I (複素数) が流れる時の消費電力 $P = \frac{1}{2}R|I|^2$ の変化は, $\Delta P/P = \Delta R/R + 2\Delta|I|/|I|$. C が変化してもヴェイン間電圧 $V = I/(j\omega C)$ の絶対値が保たれるように I を変えたとすると, $\Delta|I|/|I| = \Delta C/C$. よって, $\Delta P/P = \frac{3}{2}\Delta C/C$.

⁴⁰ この様なヴェインを持った RFQ が実際に作られたと聞いたことはない.

3.3 表面電場強度

ヴェイン間電圧が高ければ高いほど, 加速効率もビーム電流の限界値も上がるから, ヴェイン間電圧は高い方が望ましい. しかし, 高すぎるとヴェイン表面の電場強度が放電限界を越えてしまい, RFQ を安定に運転することができなくなる. RFQ では, 表面電界強度 E_s を Kilpatrick の放電限界強度 E_K の 2 倍前後に選ぶのが普通である.⁴¹ E_K は周波数 f の函数で, 次のように表される:

$$f = 1.643 E_K^2 \exp(-8.5/E_K). \quad (104)$$

ただし, f には MHz 単位の値を, E_K には MV/m 単位の値を代入する [34, 35].⁴²

表面電場強度 E_s を κ (電場増加因子, field enhancement factor) というパラメータを使って,

$$E_s = \kappa \frac{V}{r_0} \quad (105)$$

と表す. 計算機プログラムを使って κ の値を求めることができる [36, 12]. モジュレーションが無いヴェイン ($m = 1$, $a = r_0$) についての計算値の一例を表 3.1 に示す.⁴³ この表を見ると, κ が小さいという点で, $\rho_T = 0.75 r_0$ ヴェインが優れていることが分かる. 変動 ρ_T ヴェインと $\rho_T = r_0$ ヴェインの間に差はないが, これはモジュレーションが無いからである. モジュレーションがあると差が出てくる. なぜならば, κ は m と規格化したセル長 $l_n (= l_c/r_0)$ と共に変化するからである [12]. JHP 432-MHz H⁻ RFQ (GENRFQ 版) における κ の最大値を表 3.2 に示す. この RFQ では, $V = 90.2$ kV, $r_0 = 3.40$ mm, $\kappa = 1.36$ としたときの Kilpatrick 値は 1.8 である. この表から, κ の最大値が, 変動 ρ_T , $\rho_T = r_0$, $\rho_T = 0.75 r_0$ ヴェインの順に大きいことが分かる.

表 3.1

モジュレーションが無いヴェインの κ の値 (計算値).			
プログラム	変動 ρ_T	$\rho_T = r_0$	$\rho_T = 0.75 r_0$
SUPERFISH	1.35	1.35	1.21
CHARGE 3-D	1.38	1.38	1.25

表 3.2

JHP 432-MHz H⁻ RFQ (GENRFQ 版) における κ と Kilpatrick 値の最大値. 最大値はいずれのヴェインでも, $m = 1.10$, $l_n = 1.15$ という箇所が生じている.

	変動 ρ_T	$\rho_T = r_0$	$\rho_T = 0.75 r_0$
最大電場増加因子 κ	1.59	1.48	1.34
最大 Kilpatrick 値	2.11	1.95	1.77

⁴¹ E_s/E_K を Kilpatrick 値という. Kilpatrick 値は, 高周波運転のデューティが高い時には低目に, 低い時には高目に選ぶ. また, 周波数が数 10 MHz と低い時には高目にする事ができる. 許容される Kilpatrick 値の上限は, 温度 (常温か低温か) やヴェインの材質にも (おそらく表面処理の仕方にも) 依る.

⁴² この式によると, $f = 0$ において $E_K = 0$ となる. よって, この式は低周波領域では正しくないだろう.

⁴³ 広く使われている κ の SUPERFISH 値は 1.36 である.

3.4 消費電力

SUPERFISH プログラムを用いて計算した消費電力を、 $\rho_T = r_0$ ヴェインと $\rho_T = 0.75 r_0$ ヴェインの間で比較した結果を表 3.3 に示す。⁴⁴ 空洞は、上の 432-MHz H⁻ RFQ (GENRFQ 版) の空洞である。表中の消費電力 (ピーク値) は、実際の空洞の無負荷 Q 値 Q_0 は SUPERFISH 値の 60% であると仮定して算出したものである。曲率半径が $\rho_T = 0.75 r_0$ の場合、ヴェイン間の静電容量が小さくなるので、空洞半径と Q 値が増え、消費電力が $\rho_T = r_0$ ヴェインの 83% と低くなっている。⁴⁵

表 3.3

JHP 432-MHz H⁻ RFQ (GENRFQ 版) に対する SUPERFISH の計算結果。空洞長は 2.7 m。

	$\rho_T = r_0$	$\rho_T = 0.75 r_0$
共振周波数	431.3 MHz	432.0 MHz
空洞半径	86.0 mm	90.5 mm
Q_0 (SUPERFISH 値)	9013	9546
消費電力 (60% Q_0)	679 kW	563 kW

3.5 ヴェインの切削法

変動 ρ_T ヴェインの削り出しは、計算機制御された切削機にボール・エンド・ミルと呼ばれる cutter を取り付けて行う。ボール・エンド・ミルは、図 3.2 に示すような 3 次元的な経路を辿る。それで、このような切削法を 3 次元切削法と呼ぶ。この切削法の難点は時間がかかり、その結果、費用が高くなるということである。更に、切削後のヴェインの表面には長手方向に沿って凹凸が残る。⁴⁶ 切削時間が長くなることを厭わなければ、Cutter の長手方向の送りを小さくして凹凸を減らすこともできるが、実際には 10 ~ 20 μm の凹凸が残る。それで、切削後に表面を研磨するという工程とそれに伴う費用が追加される。⁴⁷

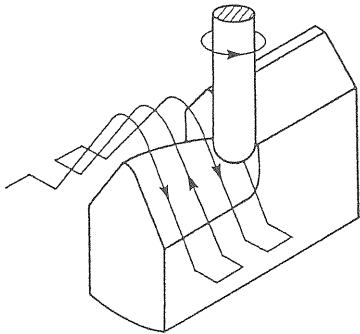


図 3.2. ボール・エンド・ミルを用いたヴェインの 3 次元切削。

⁴⁴ SUPERFISH の計算では、ヴェインにモジュレーションを付けていない。従って、 $\rho_T = r_0$ ヴェインで得られた結果は変動 ρ_T ヴェインに当てはめることができる。

⁴⁵ 曲率半径 ρ_T を r_0 から 0.75 r_0 に変えたことにより、ヴェイン間の静電容量 C が 10% 程小さくなったとして、脚注 39 で述べた等価回路解析の $\Delta r_c / r_c$, $\Delta Q_0 / Q_0$, $\Delta P / P$ を計算すると、SUPERFISH の結果と良く一致することが分かる。

⁴⁶ この凹凸が放電限界を下げる可能性がある。

⁴⁷ 電解研磨という方法が一般的である。ヴェインとそれに対向する電極を電解槽液に浸け、両者の間に電圧を掛けるとヴェイン表面の銅が電解液の中に解け出して表面が滑らかになる。しかしながら、凹凸の跡は残る。

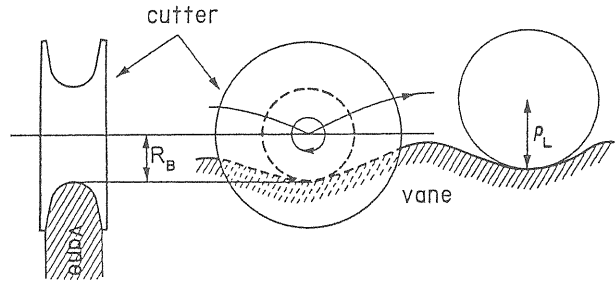


図 3.3. 総形 cutter を用いたヴェインの 2 次元切削。

一定 ρ_T ヴェインの切削では、図 3.3 に示すようなヴェイン先端の形状に一致した刃形を持つ cutter (総形 cutter, 内丸 cutter) を使う。Cutter の回転軸の経路が 2 次元的であるので、この様な切削法を 2 次元切削法と呼ぶ。3 次元切削法に比べて、所要時間が短く、従って加工費が安い。更に、ヴェイン表面は研磨の必要がない程に滑らかに仕上がる。切削に関して注意すべきことがある。図 3.3 から分かるように、総形 cutter の半径 (図中の R_B) は、ヴェインの長手方向の曲率半径 ρ_L よりも小さくなければならない。しかし、Cutter に十分な強度を持たせるためには、 R_B を無闇に小さくはできない。⁴⁸ それで、 ρ_L の最小値が小さ過ぎて 2 次元加工ができないということが時たまある。⁴⁹ ボール・エンド・ミルを使う場合にも同じ注意が必要である。ただし、 ρ_L が最小 (ヴェイン全体の中での最小値) を持つのはヴェインの先端ではなくて、 ψ 方向の円弧が終わる所であることに注意しなければいけない。⁵⁰

3.6 A_{10}/A 比

これまでは高周波とヴェイン切削の観点から三種類の ρ_T ヴェインを比較してきた。以下では、これらのヴェインが作る電場の質について比較する。

現実のヴェインの形状は二項電位函数の等電位面に一致していないのだから、実際の電場もこの電位函数から導かれるものとは異なるはずである。言い替えば、式 (10) の中にある係数 A_{ji} は、二項電位函数の $A_{01} = 1$, $A_{10} = A$, $A_{ji} = 0$ ($j+i \geq 3$) とは異なるはずである。Crandall は、表面電荷法を取入れた CHARGE 3-D というプログラムを作って、 A_{01} , A_{10} , A_{03} , A_{12} , A_{21} , A_{30} , A_{23} , A_{32} の八つの係数を求めた [12]。⁵¹ 彼は、次の五つのヴェイン形状

⁴⁸ R_B の下限の大雑把な目安は r_0 前後のようである。

⁴⁹ このような時には、長手方向のヴェイン形状を正弦波にしてみると良い。最小 ρ_L が大きくなることもある。

⁵⁰ これは筆者の経験談である。どんなヴェインにおいてもそうであることを数学的に証明したわけではない。

⁵¹ 数セル長のヴェインの表面をメッシュに分割し、それらに電荷密度 σ_i (i はメッシュ番号) を未知数として対応させる。各メッシュの面積を S_i とすると、あるメッシュの電位は $u_i = \sum_j (\sigma_j S_j) / (e_0 |r_i - r_j|)$ と書ける。さらに、 u_i は $\pm V/2$ のどちらであるかは既知であるから、一つの方程式ができる。この様な方程式を全てのメッシュについて書けば、連立方程式が組上がる。これを解いてヴェイン表面上の電荷分布が求まれば、ヴェインから離れた点の電位を計算することができる。そうすれば、電位函数の中にある三角函数の直交性を使って A_{ji} を導き出せる。

- | | |
|------------------------|-------------|
| 1. 変動 ρ_T | 標準モジュレーション |
| 2. $\rho_T = r_0$ | 標準モジュレーション |
| 4. $\rho_T = r_0$ | 正弦波モジュレーション |
| 3. $\rho_T = 0.75 r_0$ | 標準モジュレーション |
| 5. $\rho_T = 0.75 r_0$ | 正弦波モジュレーション |

に対して A_{ji} と A_{10}/A 比と電場増大因子 κ の値を求め、それらを、モジュレーション m と規格化セル長 l_n に対して数表の形でまとめている。

これらの表を見ると、二項電位函数では 1 としていた A_{01} の値はどのヴェイン形状においても、数%以内で 1 に等しいから問題ないとみて良いだろう。ちなみに、 $m = 1$ の時の A_{01} は、0.993 (変動 ρ_T , $\rho_T = r_0$), 0.967 ($\rho_T = 0.75 r_0$) である。

しかし、 A_{10} の A からの違いは無視できないほどに大きい。変動 ρ_T ヴェインでは、 (l_n, m) の領域の殆どの部分で、 $0.92 \leq A_{10}/A \leq 0.95$ である ($l_n < 1$ の領域では 0.9 以下になるが、大抵の RFQ では $l_n > 1$ である)。よって、二項電位函数との差異は、無視はできないが大したことはない。しかし、一定 ρ_T ヴェインでは、 l_n と m が小さい領域で (つまり入射部で) A_{10}/A 比が 1 よりも著しく小さい。たとえば、 $l_n = 1.25$, $m = 1.1$ において、 A_{10}/A 比は次のような値をとる：

0.917	: 変動 ρ_T ,	標準モジュレーション,
0.751	: $\rho_T = r_0$,	標準モジュレーション,
0.759	: $\rho_T = r_0$,	正弦波モジュレーション,
0.697	: $\rho_T = 0.75 r_0$,	標準モジュレーション,
0.704	: $\rho_T = 0.75 r_0$,	正弦波モジュレーション.

そして、 m と l_n が大きくなるにつれて (高エネルギー側へ移るにつれて) 1 に近づく ($\rho_T = r_0$ ヴェインでは 1 を僅かに越える)。

先に紹介した GENRFQ, RFQUICK, KEKRFQ のいずれもが二項電位函数を仮定してるから、 A_{10}/A 比が 1 よりも小さいと、セパトリクスが大きさが設計よりも小さくなる。このセパトリクスの縮小が入射部、つまりバンチング・セクションで著しいと、rf 捕獲にとって深刻な問題になる。なぜならば、バンチングの過程ではセパトリクスの付近に多くの粒子が存在しているから (図 2.5 参照)、セパトリクスが少しでも縮小すれば、そこからこぼれ落ちる粒子が出てくるからである。 $A_{10} \neq A$ であることによって、セパトリクスが設計したものからどのように違って来るかを考えよう。二項電位函数を仮定した設計では、1 セルあたりのエネルギー増は $\frac{\pi}{4} \zeta e V A \cos \phi_s$ あった。 $A_{10} \neq A$ であっても、イオンを高周波電場に同期させて加速することができる。それには、平衡位相が変るか、または、ヴェイン間電圧 V を変えればよい。新しい ϕ_s と V を ϕ_s' と V' とすれば、同期のための条件は、

$$A_{10} V' \cos \phi_s' = A V \cos \phi_s \quad (106)$$

である。放電の心配がなくて、かつ高周波電源に余裕があれば、電源出力を $(A/A_{10})^2$ 倍にすれば、 $V' = (A/A_{10})V$ となるから、平衡位相が変わらなくても上の同期条件が満たされる。この時には、セパトリクスの縮小という問題は起きない。一方、ヴェイン間電圧を上げることができなくて、 $V' = V$ である場合には、平衡位相が変わらなければならない。 $A_{10} < A$ であ

れば、 $\cos \phi_s' > \cos \phi_s$ でなければならない。つまり、平衡位相が 0° に近づくことになり、セパトリクスの位相幅も高さも減小する。時には、 $\cos \phi_s' > 1$ となって、セパトリクスが消滅する。

変動 ρ_T ヴェインでは、 A_{10}/A 比が 1 に近いから、ヴェイン間電圧を設計値よりも数%上げるというのが、簡単で現実的な対策である。ただし、これを見越して Kilpatrick 値と電源の容量に予め余裕を持たせておかなければならない。一方、一定 ρ_T ヴェインでは A_{10}/A 比がずっと小さいから、ヴェイン間電圧を上げるという手は使えない。⁵² その替わりの対策は、モジュレーション m とアパーチャ半径 a に補正を施し、補正後の A_{10} が補正前の A に一致させることである (A_{10} 補正)。⁵³ ただし、平均アパーチャ r_0 は一定に保つ。この補正を式で表すと次のようになる：

$$A_{10}(m_{\text{new}}, a_{\text{new}}) = A(m_{\text{old}}, a_{\text{old}}), \quad (107)$$

$$r_0(m_{\text{new}}, a_{\text{new}}) = r_0(m_{\text{old}}, a_{\text{old}}), \quad (108)$$

筆者はこの補正のために Mod12 プログラムを使っている [37]。そこでは、Newton 法を使って m_{new} と a_{new} を求めている。また、 $A_{10}(m_{\text{new}}, a_{\text{new}})$ の値を求めるために Crandall の A_{10}/A 比の数表を用いている。

一定 ρ_T ヴェインでは、 A_{10} 補正が不可欠である。ただし、補正をすると、長手方向の曲率半径 ρ_L の最小値が下がり、電場増加因子 κ の最大値が上がることに注意しなければならない。

3.7 A_{12} 擬八重極項

高次の多重極項の中では、 $A_{12} I_4(kr) \cos 4\psi \cos kz$ の項が最も強くビームに影響を与える。この項から導かれる電場の r 成分 (時間項 $\sin(\omega t + \phi)$ が掛けられている) を 1 セルの互って z について積分すると、

$$\bar{E}_{r,12} = -\frac{kV}{4} A_{12} I_4'(kr) \cos 4\psi \sin \phi \quad (109)$$

が得られる。⁵⁴ 一方、 A_{10} 項に対して同様の計算をすると、

$$\bar{E}_{r,10} = -\frac{kV}{4} A_{10} I_1(kr) \sin \phi \quad (110)$$

となる。この電場が rf 発散を引き起こすことは既に見た。 A_{10} 項が等方的な (ψ 依存性を持たない) 発散力を作るのに対して、 A_{12} 項は八重極の発散力を作る。通常のヴェインでは $A_{12} > 0$ であり、多くのイオンでは $\phi < 0$ であるから、八重極電場はビームを上下左右に外側へ引っ張り、それとは 45° 傾いた向きに押しつぶす。⁵⁵ その結果ビームは、その x - y 断面形状が菱形 (対

⁵² イオンの荷電数対質量数比 ζ を上げればこの手法を使うことができる。イオンの荷電数をあげるか質量数を下げるかして ζ を上げれば、ヴェイン間電圧の設計値が下がるから、これよりも高い電圧をかけることができる。重イオン RFQ では非現実的でもない。陽子 RFQ では、 H^2 -イオンにすれば良いことになるが、大強度のビームを作るのは難しい。

⁵³ A_{10} を増やすには、 m を上げるか a を下げるかすればよい。

⁵⁴ $I_4'(x) = x^3/96 + x^5/1280 + x^7/46080 + \dots$

⁵⁵ ただし、 $\rho_T = r_0$ ヴェインでは、 l_n と m が大きい領域で $A_{12} < 0$ となる。

角線が x - y 軸に一致する) になり、ヴェインに当たりやすくなる。

ビーム・シミュレーションによれば、八重極の力が rf 発散力に比べて無視できる程に小さいということはない。八重極を入れたシミュレーションを行うと、ビームは必ず角張ってくる。そして、空間電荷効果によってビームが広がると、 r^3 に比例する八重極の力を受けて、四角い形がより鮮明になる。

ヴェインの ρ_T の種類によって A_{12} 係数の大きさが違う (符号はおおむね正)。変動 ρ_T ヴェインでは、低エネルギー領域 (l_n と m が小) で A_{12} が他の形状に比べて小さいが、高エネルギー領域 (l_n と m が大) で急激に大きくなる。一定 ρ_T ヴェインは、低エネルギー領域では変動 ρ_T ヴェインに劣るが、高エネルギー領域で A_{12} が急激に大きくなるようなことはない: $\rho_T = 0.75 r_0$ ヴェインではやや増加する程度であり、 $\rho_T = r_0$ ヴェインでは 0 を切って負になる。両者の比較では、 $\rho_T = 0.75 r_0$ ヴェインの方が $\rho_T = r_0$ ヴェインよりも A_{12} が大きい。モジュレーションが標準形が正弦波形であるかによる A_{12} の差異は小さい。

A_{12} 項の影響でビームが広がって、その結果、透過効率がどれだけ低下するかは RFQ によってまちまちで一概には言えない。筆者が幾つかの RFQ についてこれまでにを行ったビーム・シミュレーションでは、 $\rho_T = 0.75 r_0$ ヴェインを使うと、変動 ρ_T ヴェインや $\rho_T = r_0$ ヴェインよりも、程度の違いはあっても常に透過効率が低下した。高周波の面 (電場増加因子と消費電力) から見ると、 $\rho_T = r_0$ ヴェインは魅力的である。もし、これを実器に使うのであれば、ビーム・シミュレーションを充分に行った上で採用すべきであると筆者は考える。

表 3.4 は、ヴェインの形によるビームの透過効率の違いを PARMTEQ シミュレーションで調べた結果をまとめたものである。RFQ は原子核研究所の 25.5 MHz 分割同軸型 RFQ の原型器である [38, 39] この表の 2 段目 (A_{10} 補正のない $\rho_T = r_0$ ヴェイン) の透過効率の低さを見れば、一定 ρ_T ヴェインでは A_{10} 補正がいかに重要であるかが分かる。この RFQ は実際に作られたものであり、取り付けられていたヴェインは、 A_{10} 補正をしていないこのヴェインであった。⁵⁶ 約 100 μ A の N^+ ビームを加速して測定した透過効率は約 50% で、PARMTEQ の予想値に近い値であった。そして、ヴェイン間電圧を設計値の 1.4 倍に上げて 90% の透過効率を得ることができた。⁵⁷ A_{10} 補正をしたときの透過効率を見ると、変動 ρ_T と $\rho_T = r_0$ ヴェインでは、二項電位函数を用いたシミュレーションの結果に近い透過効率が得られている。しかし、 $\rho_T = 0.75 r_0$ ヴェインではやや低い。⁵⁸ A_{12} 項のせいである。

透過効率では、変動 ρ_T と $\rho_T = r_0$ ヴェインの間に大差はない。しかし、変動 ρ_T ヴェインでは電場増加因子 κ の最大値が大きい。 A_{10} 補正をすると、曲率半径の最小値 $\rho_{L,\min}$ が大きく変わることにも注意しよう。補正をすれば、 m が大きくなり、 a が小さくなるのだから、モジュレーションの形が二項電位函数から導き出される標準形であれば、 $\rho_{L,\min}$ は小さくなる。しかし、正弦波

形に変えれば、この RFQ の場合のように、 $\rho_{L,\min}$ が大きくなることもある。この RFQ のヴェイン切削に用いた総形カッターの半径は 10 mm であった。⁵⁹ 従って、この RFQ では「 A_{10} 補正をした、 $\rho_T = r_0$ 、正弦波モジュレーションのヴェイン」を採用すべきであったということになる。そうすれば、 $\rho_{L,\min} = 11.87 \text{ mm} > 10 \text{ mm}$ となってヴェインの 2 次元切削が可能となり、かつ、高い透過効率を得ることができた筈である。⁶⁰

表 3.4

ヴェイン形状の違いによる透過効率の差異 (PARMTEQ による)。表中で、Tr(0) と Tr(5) は、各々、入射ビーム電流値が 0 mA の時と 5 mA の時の透過効率を表す。また、 ρ_T が理想形とあるのは、電場を二項電位函数から導いたことを意味する。これ以外のヴェイン形状に対するシミュレーションでは、Crandall の八つの多重極項を使っている (PARMTEQ の改造版をつくった)。また、mod はモジュレーションを意味し、std は標準形、sin は正弦波形のことである。補正とあるのは、 A_{10} 補正のことである。参考のために、長手方向の曲率半径の最小値 $\rho_{L,\min}$ と電場増加因子の最大値 κ_{\max} を載せる。

ρ_T	mod	補正	Tr(0) (%)	Tr(5) (%)	$\rho_{L,\min}$ (mm)	κ_{\max}
理想形	std	無	96.4	80.4	10.56	—
r_0	std	無	37.7	38.1	10.56	1.53
r_0	std	有	94.0	76.5	6.60	1.56
r_0	sin	有	95.1	78.3	11.87	1.58
$0.75 r_0$	std	有	88.3	65.5	5.72	1.44
$0.75 r_0$	sin	有	90.9	69.3	11.06	1.45
変動 ρ_T	std	有	94.8	77.6	9.37	1.77

⁵⁶ A_{10}/A 比は、0.654 に始まり 1.024 で終わる。

⁵⁷ この RFQ は、荷電数対質量数比が 1/30 のイオンに対して設計されており、ヴェイン間電圧は 109.3 kV である。 N^+ の ζ は 1/14 であるから、このイオンに対するヴェイン間電圧の設計値は 51.0 kV である。

⁵⁸ RFQ によっては、「やや低い」が「かなり低い」になる。

⁵⁹ RFQ の平均アパーチャ半径 r_0 は 9.46 mm であった。なお、10 mm というカッターの半径は、 A_{10} 補正前の $\rho_{L,\min}$ に合わせてこのように選んだのではなく、カッターの強度を確保するために設定したものである。そして、 $\rho_{L,\min} > 10 \text{ mm}$ となるように RFQ を設計した。

⁶⁰ 変動 ρ_T ヴェインは予算的に不可であった。

4 空洞構造

4.1 四ヴェイン RFQ

四ヴェイン RFQ 空洞の概念図を図 4.1 に示す。四つのヴェインの先端で囲まれる空間に高周波の四重極電場が作られる。一方、磁力線はヴェインに沿って長手方向に走り、終端部で方向転換して隣の象限へ回り込む。空洞の構造が複雑でないので、他の空洞構造と比較して、次のような利点がある。

1. 取っつきやすい。
2. 計算機プログラムを使った高周波特性の解析が容易。
3. ヴェインを高い精度で取り付けることが容易。
4. 冷却水路を確保することと流量を増やすことが容易。

逆に不利な点は、

1. 非常に重いイオン用の低周波数 RFQ には、空洞直径が大きくなり過ぎて不向きである。75 ~ 80 MHz (直径約 70 cm) よりも高い周波数で使うのが現実的である。
2. 共振モードが混在しやすい (後で述べる四ロッド RFQ や分割同軸型 RFQ ではこの問題がない)。

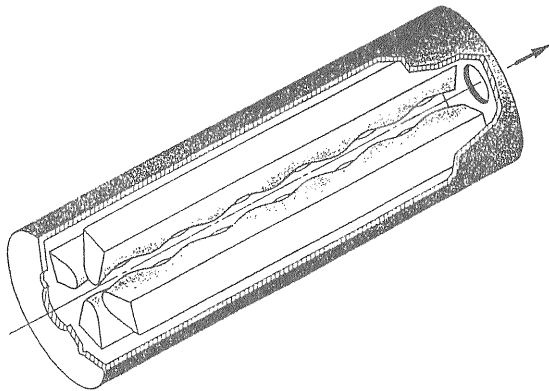


図 4.1. 四ヴェイン RFQ 空洞の概念図。

4.1.1 等価回路と計算機プログラム

図 4.2 に示した RFQ の空洞を等価回路で表すと図 4.3 のようになる。空洞の入口・出口の両端部を除けば、図 4.3 の左上の図のように、空洞を単純な共振回路で置き換えることができる。⁶¹ すると、共振角周波数は

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} \quad (111)$$

と表される。ここで、 C_0 は単位長さあたりのヴェイン間の静電容量で、単位は F/m である。ヴェイン先端部の形状は、その大きさが変わっても、相似形が保たれて

⁶¹ 空洞 (あるいは伝送線) の等価回路を作る時には、電場が強い所にコンデンサーを、磁場が強い所には磁場の向きとは垂直な方向にコイルをいれる。

いれば、 C_0 はほぼ一定である。⁶² 一方、 L_0 は、イチョウ型をした 1 回転のコイルのインダクタンスと見なすことができる。コイルないの磁束密度が一定であるとすれば、

$$L_0 = \mu_0 S \quad (112)$$

と書くことができる。ただし、 $\mu_0 (= 0.4 \pi \mu\text{H/m})$ は真空の透磁率、 S はイチョウ型のコイルの面積である。この面積は空洞半径の自乗に比例し、一方、 C_0 はほぼ一定であるから、共振周波数は空洞半径にほぼ反比例する。空洞半径 (R_{cav}) は自由空間波長 (λ) の約 1/10 であるとして、大きな間違いはない (100 MHz の空洞半径は約 30 cm)。これよりも、もう少し高い精度で両者の関係を表した式に

$$R_{\text{cav}} = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi}} \left[\ln \left(\frac{\lambda}{\pi r_0} \right) - \gamma \right]^{-1/2} \quad (113)$$

がある [40]。ただし、 r_0 は平均アパーチャ半径、 $\gamma (= 0.5772\dots)$ は Euler の定数である。20% 以上の精度で空洞半径を求めることができる。

上の等価回路に基づいて電力損失 (P) を計算すると、 P は $f^{3/2} V^2$ (f と V は周波数とヴェイン間電圧) に比例することが分かる。後で述べる SUPERFISH プログラムを使って得られる値と合うように係数を決めると、長さが L の空洞に対して、

$$P = 1.8 \times f^{3/2} V^2 L \quad (114)$$

となる [41]。ただし、 P は kW 単位の値、 f では MHz、 V では MV、 L では m である。

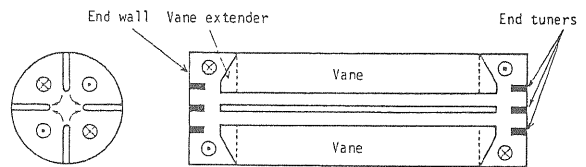


図 4.2. 四ヴェイン RFQ 空洞の断面図。

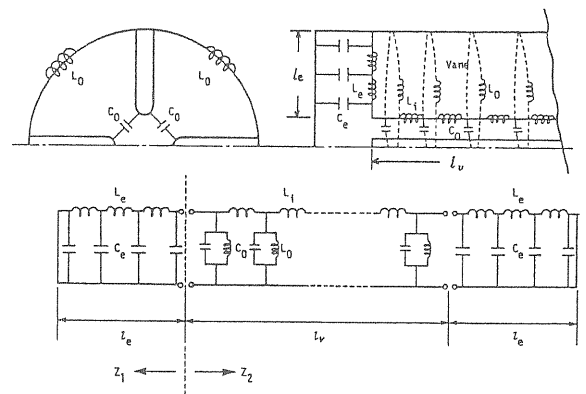


図 4.3. 四ヴェイン RFQ 空洞の等価回路。

⁶² 言い方を変えると、 ρ_T/r_0 比が一定であれば、 ρ_T と r_0 の値に依らず、 C_0 はほぼ一定である。

目的とする共振周波数が得られるように、空洞の断面形状を決めるためには、SUPERFISH プログラムを使うのが一般的である。これは、軸対称の2次元の高周波電磁場を(新しい版では静電場も)計算するプログラムである [36].⁶³ これを使うと、共振周波数、空洞壁面の金属が持つ電気抵抗による電力損失、 Q 値、ヴェイン表面の電場強度を求めることができる。⁶⁴ SUPERFISH の計算で使った断面形状を持った空洞を作れば、設計値に近い共振周波数が得られ、後は微調整で合わせることができる。⁶⁵ 電力損失と Q 値については、SUPERFISH の計算値にかなりの補正を加えないと、実際の空洞で得られる値に一致しない。電力損失では SUPERFISH 値に約 1.7 を、 Q 値では約 0.6 を掛ける必要がある。⁶⁶

空洞の入口・出口の両端部では磁力線が一つの象限から隣の象限へ回り込む。この横向きの磁力線に対応させて、等価回路ではインダクタンスを入れる(図 4.3 の L_e)。また、ヴェインと空洞の端板の間には $\pm V/2$ の電位差があるから、ここに静電容量を入れる (C_e)。すると、空洞全体に対する等価回路は図 4.3 の下の図のようになる。この回路の共振条件は、図中の二つのインピーダンス Z_1 と Z_2 の和が 0 になることである。⁶⁷ 従って、端部の L_e と C_e の値を上手に選ばないと、共振周波数を設計値に合わせることができないだけでなく、ヴェイン間の電圧が長手方向に一定とはならない。⁶⁸ よって、 L_e または C_e または両者を調整しなければならない。 C_e を調整するには、図 4.2 にある end tuner という金属棒を出し入れする。 L_e を調整するには、図 4.2 の vane extender (図の波線の所で取り外しができる)の形状を変えて磁束面積を変える。かつてはこれを文字通りカット・アンド・トライでやっていたが、現在では、MAFIA という 3 次元の電磁場を解くプログラムを使うことにより、見通し良くできるようになった [42, 43, 44].

⁶³ RFQ 空洞の形状は軸対称ではないから、SUPERFISH の計算に載せるためには工夫が要る。非常に長い空洞を丸く曲げていき両端を合わせてドーナツにする。こうすれば、空洞内の電磁場は軸対称で 2 次の場になる。

⁶⁴ $Q \equiv (\text{共振角周波数}) \cdot (\text{空洞内の電磁エネルギー}) / (\text{損失電力})$ 。

⁶⁵ 共振周波数の微調整は、金属のブロックを側壁から空洞の中へ入れて行う。こうすると、磁束面の面積が減るからインダクタンスが下がり、共振周波数が上がる。このような微調整ができるように、共振周波数が設計値よりも低目になるように空洞を作っておく。

⁶⁶ これらの補正係数は経験的に得られた値であり、RFQ によって $\pm 20\%$ 位のばらつきがある。RFQ の空洞は、一塊の金属から最終形状を削り出すのではなく、幾つかの部分に分けて加工をし最後に組み立てる。部品間の電気接触は完全ではないから、そこで電力損失が増え、 Q 値が下がる。また、周波数調整用のブロック等の挿入物や真空引きのための穴等も電力損失の増大と Q 値の低下の要因となる。

⁶⁷ L と C の二つからなる共振回路で、 L と C の間の一点から L の方を見たインピーダンスは $j\omega L$ であり、 C の方を見たインピーダンスは $1/(j\omega C)$ である。そして共振条件は $j\omega L + 1/(j\omega C) = 0$ である。

⁶⁸ RFQ のセル・パラメータは、ヴェイン間電圧が一定であるとして決められるのが普通。

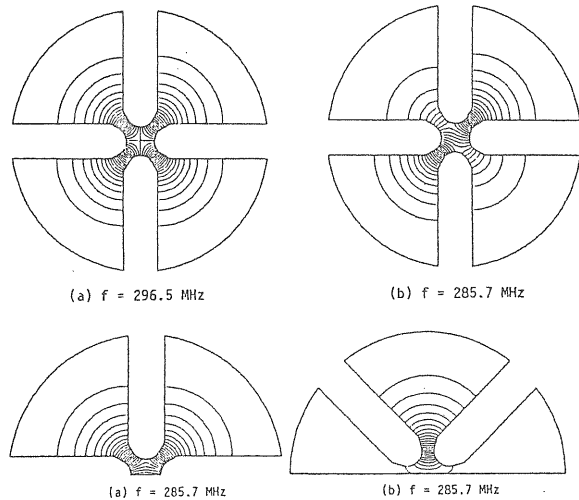


図 4.4. 四重極モードと二重極モードの電気力線 (SUPERFISH). 左上: 四重極モード, 右上: 四重極モードと二重極モードが混在, 下: 二重極モード。

4.1.2 二重極モードと電磁場の安定化

RFQ に必要な共振モードは TE_{210} モードである。⁶⁹ しかし、これ以外のモードも存在する。 TE_{210} モードとその他のモードの共振周波数が互いに大きく離れていれば、 TE_{210} モードの周波数を持った高周波電力を空洞に投入すれば、 TE_{210} モードだけが励起されて、他のモードが混在することはない。しかし、四ヴェイン RFQ では共振周波数の分離が良くないというのが現実で、これに十分な注意を払わなければならない。色々あるモードの中で特に注意すべきなのは二重極モードである。空洞内で二重極モードが励振した時の電気力線を四重極モードと比較して図 4.4 に示す。二重極の電場はビームを偏向するので有害である。従って、このモードが励起されないような工夫をしておくことが望ましい。特別な工夫なしでもうまく動いている RFQ がある(表 4.1 に、このような RFQ で空洞が長いもの、あるいは大電流を加速しているものを二三挙げる [45, 46, 47]). しかし、あつた方が安全なことは確かで、特にデューティが高い RFQ では必要である。⁷⁰ なぜならば、デューティが高いということは、高周波電力の損失(平均値)が大きいことを意味する。従って、発熱に

⁶⁹ TE は Transverse Electric の意味である。ヴェインにモジュレーションが付いていなければ、電場は横成分の成分しか持たないので共振モードは TE である。添字の三つの数字は、前から順に ψ 方向、 r 方向、 z 方向のモード番号で、円筒共振器のモード番号に対応している。四重極電場では、 ψ 方向に電場を見ていくと $+-+-$ と 1 周につき 2 回振動するからモード番号が 2 になる。3 番目の z 方向のモード番号が 0 というのは本当は正しくない。空洞の入口と出口で E_r が 0 で、ヴェインがあるところで 0 でない一定値であるから、モード番号は 1 とすべきである。RFQ が現れた当初は、ヴェインの部分だけに着目すると断った上で TE_{210} 「的」と言っていたが、いつのまにか「的」を付けないようになった。

⁷⁰ RFQ に高周波電力を投入する時に、電力を連続的に (cw: continuous wave) ではなく、パルス的に入れるのが通常である。パルスの時間幅を周期で割った値をデューティ (duty factor) という。

伴う空洞の熱変形が起きる。形状の対称性が保たれたまま変形すればよいが、対称性が崩れると二重極モードが励起されやすくなるからである。⁷¹ 二重極モードの励起を抑える、あるいは、共振周波数を大きくずらすために色々な工夫が提案されている。代表的なものを以下に紹介する。

表 4.1
電磁場安定化装置がない RFQ.

研究所	周波数 (MHz)	長さ (m)	I_{beam} (mA)	デューティ (%)
核研・放医研	100	7.25	< 1	< 1
原研	201	3.35	~70	10
CERN	203	1.75	~200	0.03

Interstitial Vane

Los Alamos National Laboratory で考案されたもので、図 4.5 のように空洞の端板に金属板を付ける [48]。磁力線が端部で方向転換する時に、四重極モードではこの板が障害にならないが、二重極モードでは磁力線が板にぶつかる。よって、二重極モードの励起が抑えられる。板の周辺だけを残して中をくり貫いたループにしても同じ効果が得られる [49]。

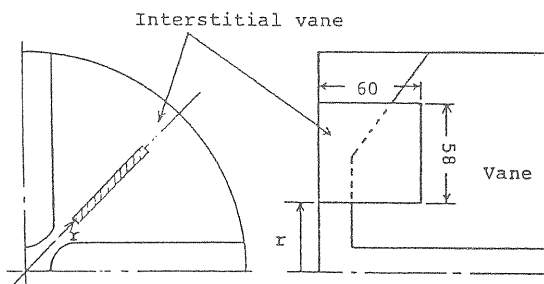


図 4.5. Interstitial vane.

Resonant Loop Coupler

Resonant Loop Coupler (RLC) は Frankfurt 大学で考案されたもので、202 MHz H⁻ RFQ (DESY 研究所の HERA のための入射器) に取り付けられた [50]。図 4.6 に示すように、大きなループが二つの小さなループに支えられて空洞の端板に取り付けられる。磁力線が小さなループを通り抜けると電流が誘起され、これが大きなループに沿って流れる。ここで、大きなループの周長を 1 波長にしておく。図 4.7 の左図に示すように、二重極モードでは、二つのループを貫く磁力線の向きが同じで、矢印の方向に電流が誘起され、これが大きなループに沿って流れる。小ループ間の大ループに沿った距離は半波長に等しいから、一方のループ (A) が誘起した電流の向きは、他方のループ (B) の位置では反転している。そして、この電流の向きはループ B が誘起した電流の向きと同じである。従って、二つの

⁷¹ 等価回路解析によれば、電極のずれに伴う電場強度のずれは、空洞の幾何学的な長さを自由空間波長で割ったものの自乗に比例する。従って、周波数が高くて長い RFQ ほど電極の位置出しに高い精度が要求される。

ループが誘起した電流は互いに重なり合って、大きなループに電流が流れ、そのまわりに磁場が発生する。つまり、空洞端部に正味のインダクタンスが加わることになり、二重極モードの共振周波数が変化する。一方、四重極モードでは、小ループを貫く磁力線の向きが逆向きであるから、これらのループが誘起する電流は、大ループの上で互いに打消し合う。従って、大ループには正味の電流は流れず、空洞端部にインダクタンスが付加されることもない。よって、四重極モードの共振周波数は殆ど変化しない。

HERA RFQ では、RLC が無い時のモード間の周波数分離は 160 kHz であった。RLC を付けることにより 5 MHz に改善することができた。

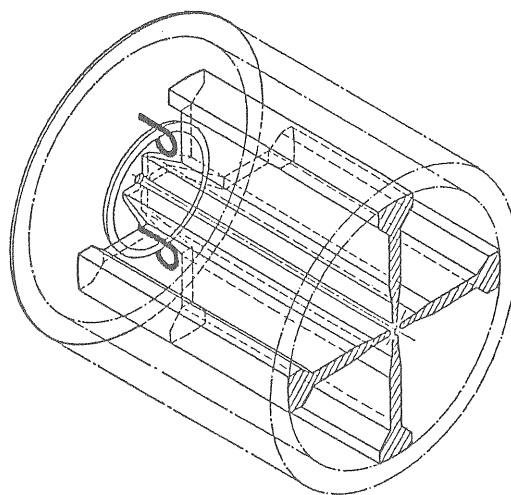


図 4.6. Resonant loop coupler (RLC).

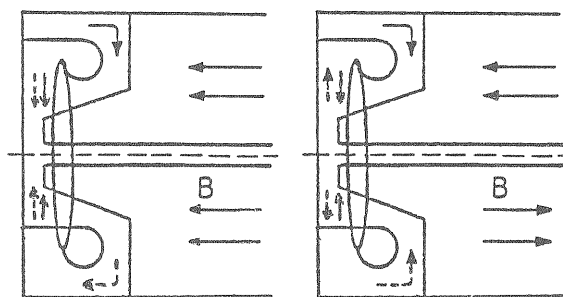


図 4.7. RLC に流れる電流。左図：二重極モード、右図：四重極モード。

Vane Coupling Ring

Vane coupling ring (VCR) は Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) で開発されたもので、これまでに多くの RFQ で使われている [51]。図 4.8 に示すように、対向する二つのヴェインをリングでつないで短絡させる。四重極モードでは対向するヴェインが同電位であるが、二重極モードでは同電位でない。従って、VCR によって二重極モードの励起を抑えることができる。これが VCR の原理の素朴な解釈法である。⁷²

⁷² 別の解釈を後で示す。

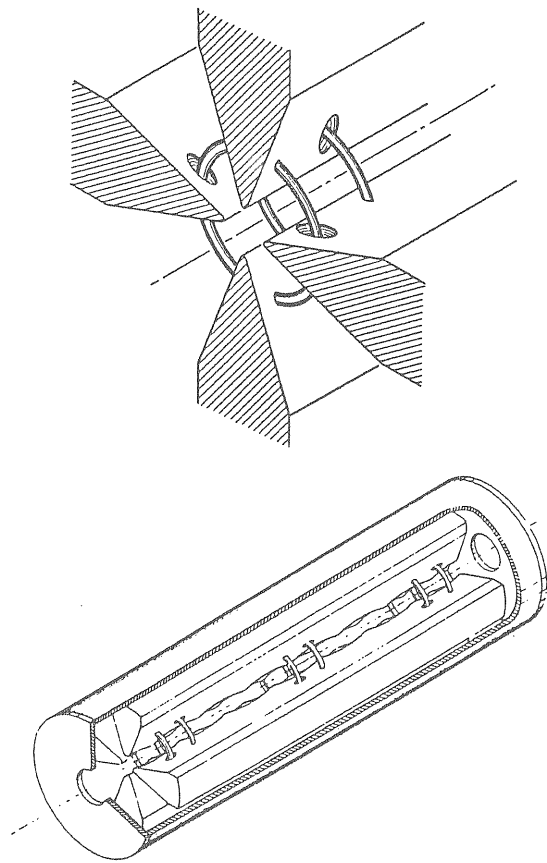


図 4.8. Vane coupling ring (VCR).

VCR を付けると、ヴェイン間の静電容量が増えて、その結果、四重極モードの共振周波数が下がる。例えば、LBL の 200 MHz RFQ (2.25 m 長) では、3 組の VCR (6 VCR's) によって共振周波数が 7 MHz 下がった [52]。よって、VCR を付けた後での共振周波数が設計値に一致するようにするためには、予め周波数を高目におこななければならない。一方、二重極モードの共振周波数は、VCR を付けると上がる。その結果、四重極モードからの分離が良くなる。上の RFQ の場合、VCR が無い時の周波数分離が 2.2 MHz であったのが、3 組の VCR によって 37.0 MHz に改善された。

VCR による静電容量の増加は局所的なものであるから、ヴェイン間電圧の長手方向の分布は、VCR のある箇所では極大となり、そこから離れるに従って低くなる。上の RFQ では、VCR の所で 1 とすると、中間の所では 0.9 にまで垂れ下がっている。ヴェイン間電圧の垂れ下がり、VCR の数を増やせば改善されるだろう。

VCR はヴェインにネジ止めされているので、この中に冷却水を通すのが困難という問題がある。また、400 MHz RFQ のように空洞径が小さくなって中に手を入れにくくなると、中央部に VCR を取り付けるのが厄介になる。従って、RFQ が長くなると、VCR の数を増やしてヴェイン間電圧の平坦性を良くすることも難しくなる。

π -Mode Stabilizing Loop

上で述べた VCR の問題点が、 π -mode stabilizing loop (PISL) を開発する動機になった。JHP に向けての R&D として 2.7 m 長の 432 MHz⁻ RFQ を KEK で製作したが、PISL はその中で考案されたものである [53, 54]。図 4.9 は 1 組の PISL を示す。PISL は VCR の変形版と見なすことができる。すなわち、VCR を真っ直ぐにして空洞の側壁にまで延ばしたものである。こうすることによって、中に冷却水を通すことが可能になり、更には、長い RFQ に多数の PISL を取り付けすることも容易になった。

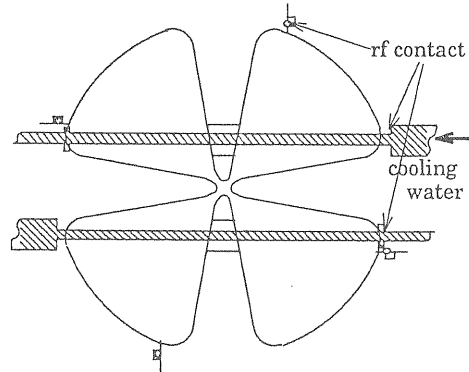


図 4.9. 1 組の π -mode stabilizing loop (PISL).

VCR の原理を上にも述べたのとは違う角度から解釈すると、PISL と VCR は基本的には同じものであることが分かる。図 4.10 の上段の左右 2 枚の図は、PISL も VCR も無い RFQ の断面図で、左図は四重極モード、右図は二重極モードの電磁場の向きを示している。ここで、導体で囲まれた面 (今は、空洞の内壁と 4 枚のヴェインで囲まれた四葉のクローバ形の面) に着目する。Maxwell の方程式

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (115)$$

をこの面について面積分すると、

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (116)$$

を得る (Φ は磁束)。空洞が完全導体でできているものとする、導体の表面では、電場の向きが導体面に対して垂直であるから、この式の左辺は 0 である。従って、右辺の磁束 Φ も 0 である。

次に、VCR がある場合について考える (図 4.10 中段の 2 枚の図)。今、空洞断面の上半分または下半分に着目する。磁束面として、RFQ の内壁と 3 枚のヴェインと VCR とで囲まれた二つのイチョウ形の面 (斜線が付いた面) を採る。四重極モードでは、中段左図のように、磁束が斜線の付いた領域を走ることが許される。なぜならば、2 本の磁力線の向きが互いに逆向きであるから、磁束 Φ が 0 になるからである。一方、二重極モードでは、2 本の磁力線の向きが同じであるから、 $\Phi \neq 0$ となり、磁束が斜線の付いた領域の中に入ることができない。その代わりに、磁力線は、中心部の VCR で囲まれた領域を通ることになる。この領域では、4 本の磁力線を足し合わせてできる磁束 Φ が 0 になるからであ

る。VCR で囲まれた狭い領域を磁力線が通り抜けるためには、共振周波数が高い方にずれなければならない。⁷³ 中段左図に戻る。四重極モードの場合でも、VCR によって磁束面が狭められる。しかしながら、斜線の付いた領域の面積は VCR が囲む領域の面積よりもはるかに大きいので、磁束面の縮小に伴う共振周波数の上昇は二重極モードに比べて小さい。それよりも、VCR が持ち込む静電容量の増加に伴う共振周波数の下降の方が大きく、結果としては、四重極モードの共振周波数は下がる。よって、VCR を使えば、二つのモードに対して、共振周波数の分離を良くすることができる。

今のように VCR を眺めれば、PISL が原理的には VCR と同じものであることが分かる (図 4.10 下段の図)。PISL の性能については、別の章 (5.2 低電力モデル) で詳しく述べる。

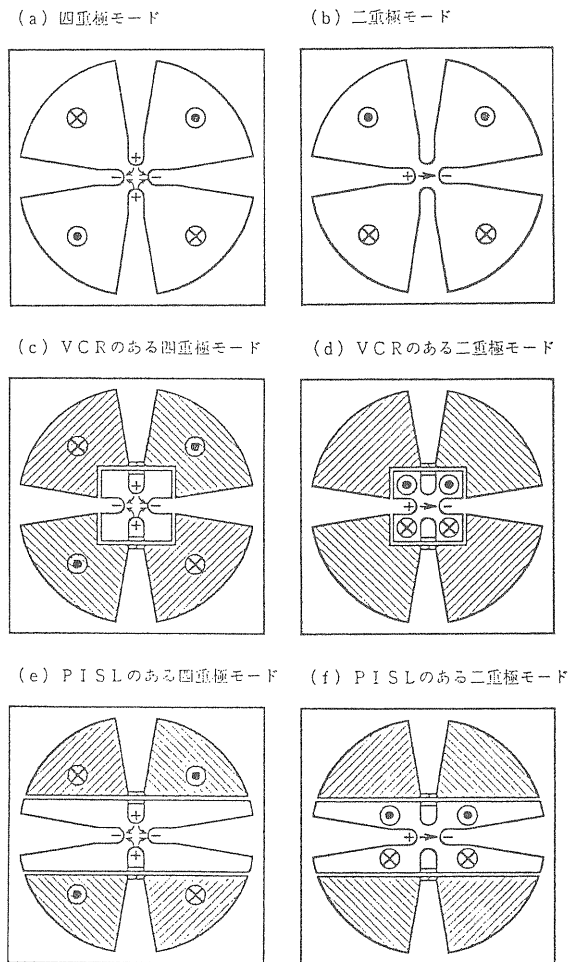


図 4.10. 四ヴェイン RFQ 中の電磁場分布。四重極モード (左側) と二重極モード (右側)、および、VCR が有る場合 (中段) と PISL ある場合 (下段) について示す。矢印は電場の向きを、 \odot と \otimes は磁場の向きを表す。

4.1.3 四ヴェイン RFQ 空洞の構造

空洞を製作する時は、ヴェインと空洞の外壁部を別々に作り、後で組上げるという工作法を採る。これが古

⁷³ 一般に、電磁場の空間的な変化が局所的に大きいところがあると、共振周波数が上がる。

くからある方法であり、また、直径が大きな空洞に適した方法であるヴェインの材質は、無酸素銅または銅合金 (電気伝導度、機械強度、切削性に優れているもの) が使われる。外壁部は、機械強度を確保するために鉄で作り、内面を銅メッキする。⁷⁴ ヴェインの外壁への取り付け方については次のことを考慮する: 取り付け後のヴェイン先端部の位置精度、ヴェインと外壁との間の電気接触、冷却水路、真空シール。色々な実例を図 4.12 に示す [22, 55, 56, 57, 58]。

周波数が高くなって、空洞の直径が 20 ~ 30 cm と小さくなると、上のような方法ではなく、ヴェインと外壁を一体にして削り出す方が精度を出しやすい。例を図 4.11 に示す [59, 60]。この例ではボルト締めして組み立てているが、この他に電鍍法で接合した例もある [61]。電鍍法は費用が高むのと時間もかかるので普及しないだろう。これよりも銀ロウ付けの方が良いようである [62]。

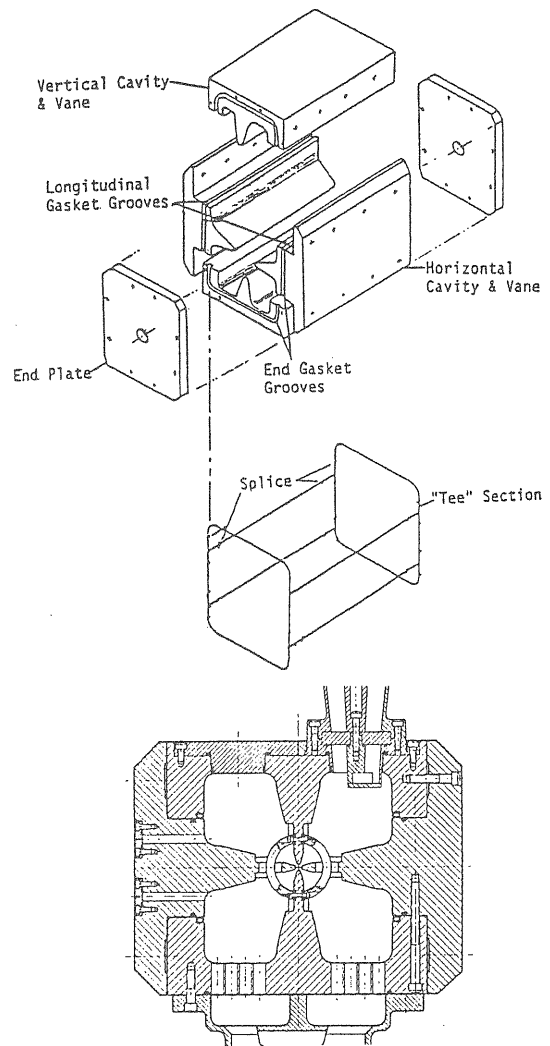


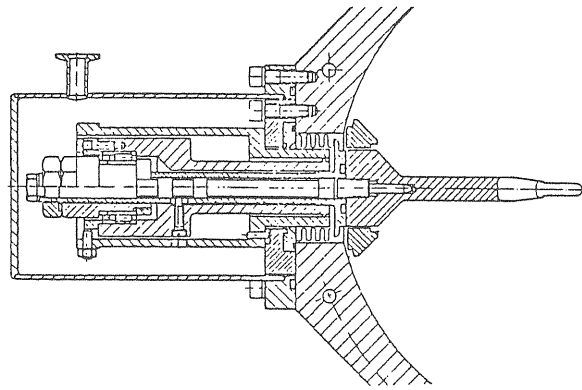
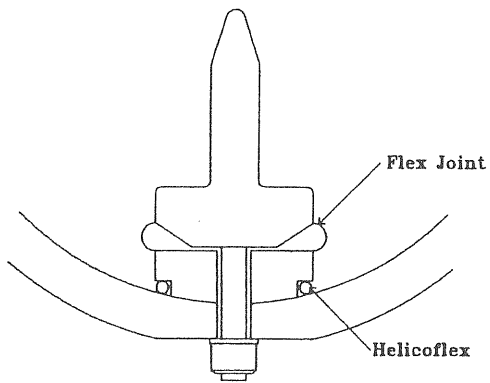
図 4.11. LBL 410-MHz RFQ の組立方法。

⁷⁴ メッキの厚さは、表皮厚さの数倍から 10 倍にする。表皮厚さ δ は、 $\delta = (2/\mu\sigma\omega)^{1/2}$ で表される (μ は導体の透磁率、 σ は電気伝導度、 ω は角周波数)。銅では、 $\sigma = 5.8 \times 10^7 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ とすると、100 MHz において $\delta = 6.6 \mu\text{m}$ である。

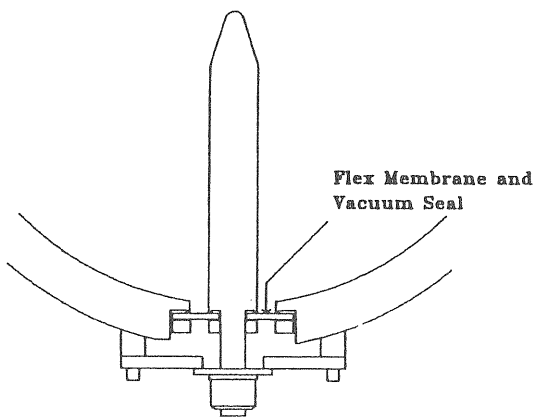
267 MHz, proton (Chalk River, RFQ1)

202.56 MHz, H^- (DESY, HERA RFQ)

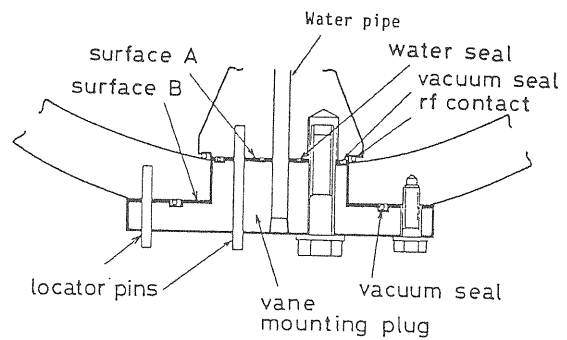
RFQ1-A Vane Mounting Detail



RFQ1-B Vane Mounting Detail



100 MHz, ${}^7Li^{7+}$ (INS, LITL/TALL)



202.56 MHz, ${}^{16}O^{6+}$ (CERN)

202.56 MHz, proton (CERN, RFQ2)

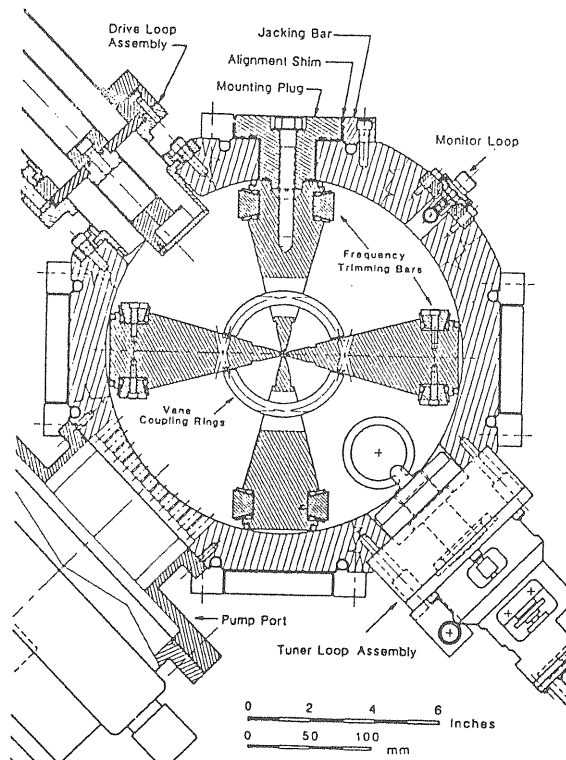
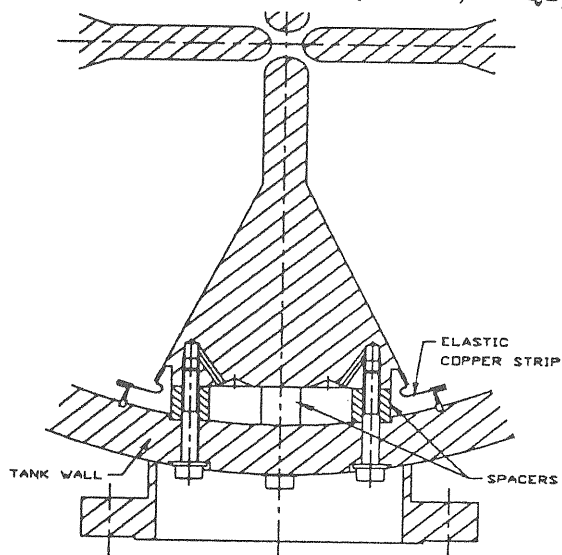


図 4.12. ヴェインの取り付け方.

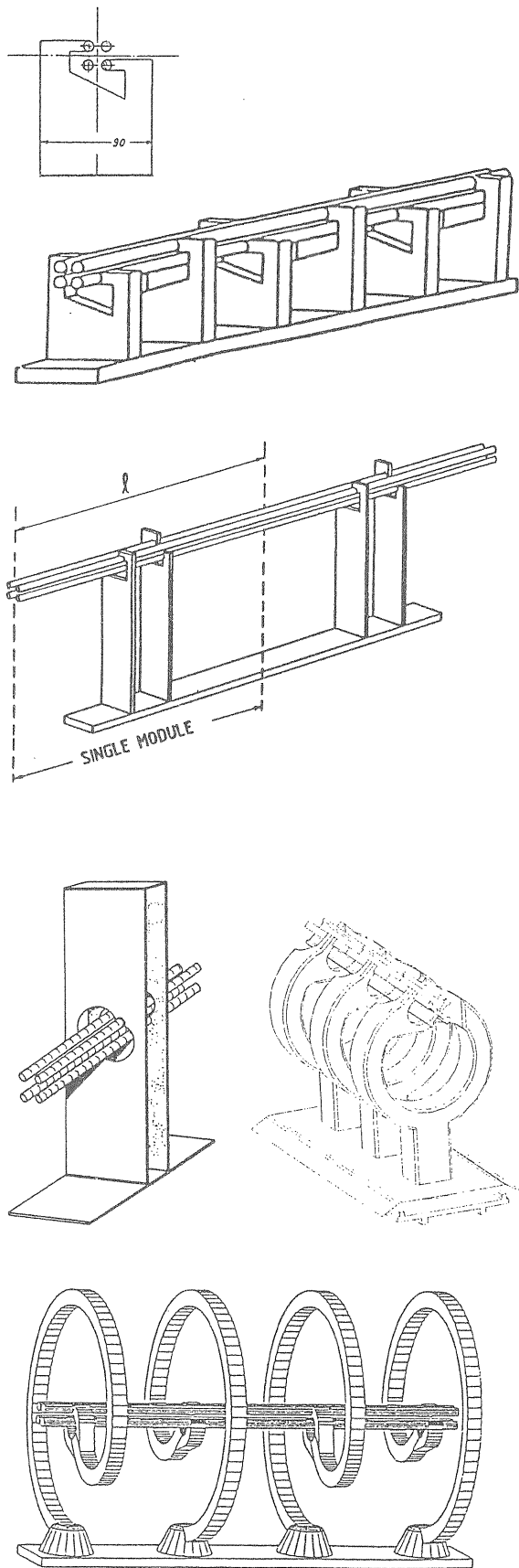


図 4.13. 四ロッド RFQ の内部電極構造.

4.2 四ロッド RFQ

Frankfurt 大学で提案され、ここを中心にして開発されてきた構造である。これまでに、数多くの実器が幾つかの研究所で製作されており、加速したイオンも、陽子、 H^- 、反陽子（これは減速された）から重イオンにまで至っている。真空槽の中に入れられる内部電極構造には、図 4.13 に示すように、色々な種類がある。⁷⁵ この構造では、対抗する二本のロッドが支柱のところで互いに短絡されているので、二重極モードの励起の心配がない。これが大きな特長である。

共振器として見るには、図 4.14 の等価回路で示すように、支柱に対応するインダクタンスと四本のロッドに対応する静電容量とインダクタンスの鎖が一つの共振回路を構成していると考えることができる。かつては、等価回路解析によって空洞の設計をしていた [63]。しかし、現在では MAFIA プログラムを用いた計算が可能になった [64, 65, 66]。空洞の直径と共振周波数との間の関係は、四ヴェイン RFQ 程には単純ではない。いくつかの具体例を表 4.1 に示す。

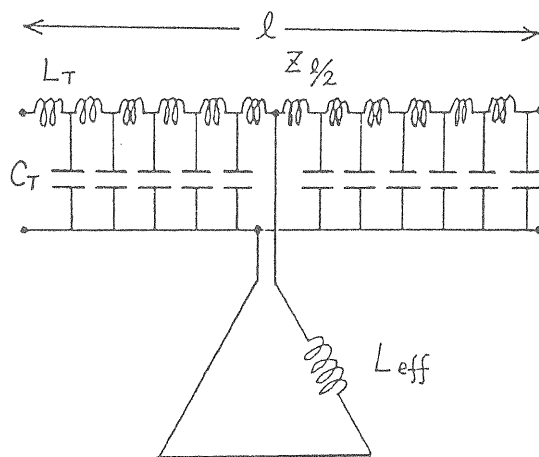


図 4.14. 四ロッド RFQ の等価回路.

表 4.1

四ロッド RFQ の共振周波数と空洞寸法。表中で、vanes は四ヴェイン RFQ 型のヴェインを意味し、rods は断面形状が円形のロッドを意味する。また、vanes[†] はスプリット・リングに、rods[†] はスパイラルに取り付けられている。

周波数 (MHz)	寸法 (cm)	電極	研究所	[ref.]
473	19□	vanes	Texas A&M	[67]
203	25φ	rods	DESY	[68]
108	32φ	rods	Heidelberg	[69]
108	50φ	rods	GSI	[70]
35	120φ	vanes [†]	TRIUMF	[71]
33	60φ	vanes	京大化研	[72]
27	60□	rods [†]	GSI	[73]

⁷⁵ 図の下部にあるスプリット・リングとスパイラルは、インダクタンスを増やすためのもので、低周波数の RFQ に用いられる。

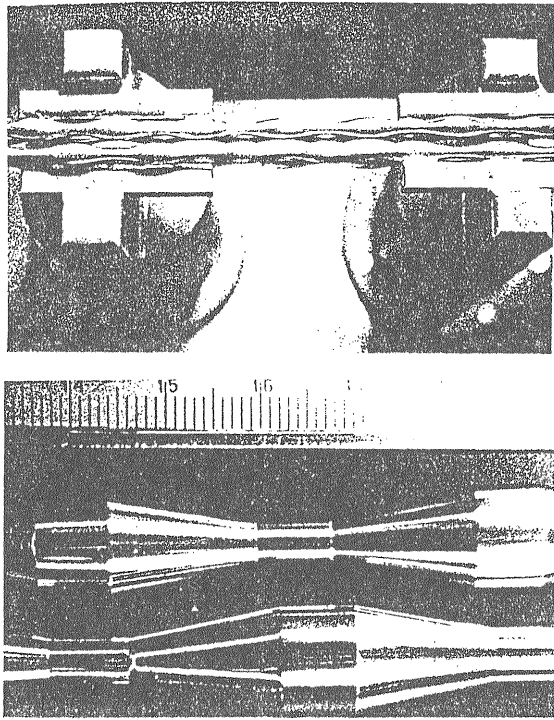


図 4.15. 四ロッド RFQ の電極形状.

Frankfurt 大学で作られた四ロッド RFQ では、図 4.15 に示すような形をした電極が取り付けられている。これらの電極は、旋盤加工ができる点で長所であると言われている。しかし、ロッドの括れたところが数 mm しかないような場合には、注意しなければならないことが幾つかある。一つは、加工中にたわむようなことがあると精度良く削ることができない。組立後にも、たわむことがないようにしなければならない。次に、中に冷却水を通すことが難しいから、高デューティで運転する時には、ロッドに水路を銀ロウ付けすることになる。しかし、ロッドには凹凸があるので冷却効率が悪いことを考慮に入れる必要がある [74]。また、このような形状を持つロッドが作る電場 (A_{ji} 係数) は四ヴェイン RFQ が作る電場とは異なるであろう。MAFIA や KOBRA などを使った計算があるようである [75]。⁷⁶ 以上は筆者が想像して並べた問題点である。この理由によるのかどうかは分からないが、Frankfurt 大学以外で製作あるいは検討された四ロッド RFQ では、四ヴェイン RFQ のヴェインが採用されている [67, 71, 72, 76, 77, 78]。

四ロッド RFQ と四ヴェイン RFQ とを比較して、どちらが優れどちらが劣っているかを一概に言うことはできない。RFQ の用途や運転条件に応じて、どちらを採るかを決めるべきである。最後に、共通の仕様で 2 種類の RFQ を作って加速性能を実験的に比較した例があるので紹介する。それは、DESY 研究所の HERA (陽子・電子衝突リング) の入射器である。202.56 MHz, 1.2 m 長の RFQ で H⁻ イオンを 18 keV から 750 keV まで加速する。ビームの透過効率は、四ロッド RFQ で

⁷⁶ A/A_{10} 比や高次の多重極係数がどのようになっているのかを筆者は知らない。

は、22 mA/25 mA, 42 mA/50 mA, 一方、四ヴェイン RFQ では、18 mA/25 mA, 33 mA/50 mA であった [79]。空洞内での平均消費電力は ~ 25 W (デューティは $\sim 0.25 \times 10^{-3}$) だと思う [80]。実器には四ヴェイン RFQ が採用されたが、なぜ、四ロッド RFQ の透過効率が低かったのかは筆者には分からない。また、この実験結果をもって、四ロッド RFQ が劣っていると言うつもりもない。

4.3 分割同軸型 RFQ

分割同軸型 RFQ (Split Coaxial Resonator RFQ, 以下 SCR RFQ) は GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) の Müller が考案した構造で、非常に重いイオン用の 20 ~ 30 MHz 以下の RFQ に適した構造である [81]。また、共振モード間の周波数分離も非常に良い。空洞の概念図を図 4.16 に示す。同軸共振器の内導体を斜めに切って四分分割する。磁力線が内導体のまわりを走るように空洞を励振させると、内導体の表面を長手方向に電流が流れる。変位電流によって内導体間の間には電位差が生じる。図のように電流が流れている時の電位の極性は、上下の導体が正、左右の導体が負である。つまり四重極である。この内導体が中空のパイプであったとしよう。内導体の内側に、四ヴェイン RFQ で使っていたヴェインを取り付ければ、この空洞は RFQ になる。⁷⁷

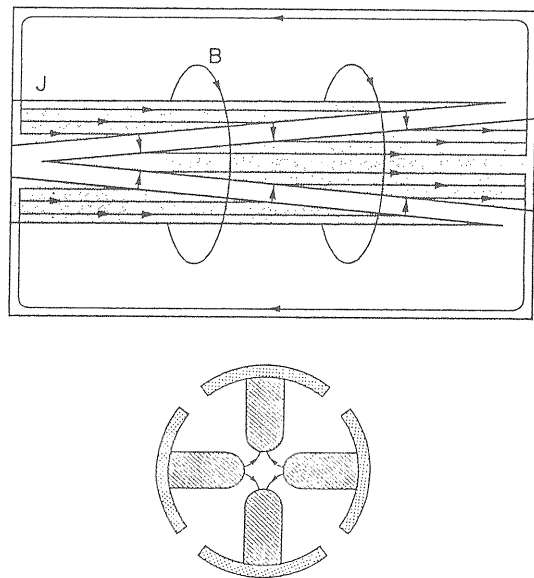


図 4.16. 分割同軸型 RFQ の概念図。上図: 内部側面図, 下図: 内部電極の横断面。

このような構造にすると、四ヴェイン RFQ に比べて空洞径を格段に小さくすることができる。共振周波数は磁束面の面積 (\propto インダクタンス) にほぼ比例するので、周波数を下げるには、四ヴェイン RFQ では空洞径を大きくするしかなかった。これに対して、SCR RFQ では磁力線が方位角方向に走っているの、空洞

⁷⁷ ヴェインを取り付けるというのは Müller の案ではない。この案は誰にでも考え付きそうなものなので、最初の発案者が誰であるかは分からない。

を長くすれば直径を小さくしても磁束面積を確保することができる。⁷⁸ しかし、空洞を長くすると別の問題が起きる。図 4.16 の概念図を見れば分かるように、内導体は片方の端でしか端板に固定されていないカンチレバーであるから、長い空洞では機械的に不安定になる。このことを考慮し、かつ、内導体が重力によってたわむのを数 $10\mu\text{m}$ 以下に抑えようとすると、空洞の長さを 1 m 位に留めておくのがよい。長い RFQ を作るために原子核研究所 (核研) の新井は、短い空洞 (モジュール空洞) をつなげたマルチ・モジュール構造を提案した [82]。図 4.17 に 3 モジュール SCR RFQ の概念図を示す。ここでは、モジュール間の隔壁に穴をあけ、これを通して始めは浮いていた内導体の端同士をつないでいる。図 4.18 に、核研の 25.5 MHz SCR RFQ 原型器の構造図を示す [38]。空洞は 3 モジュールから成り、直径が 0.9 m 、長さが 2.1 m である。

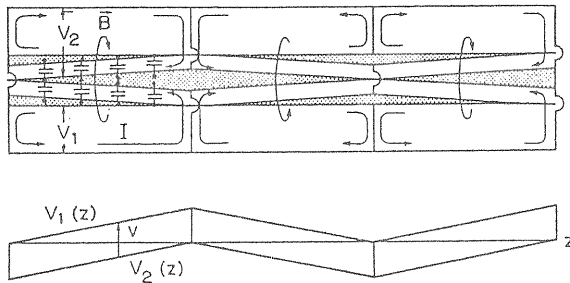


図 4.17. 3 モジュールから成る分割同軸型 RFQ の概念図。

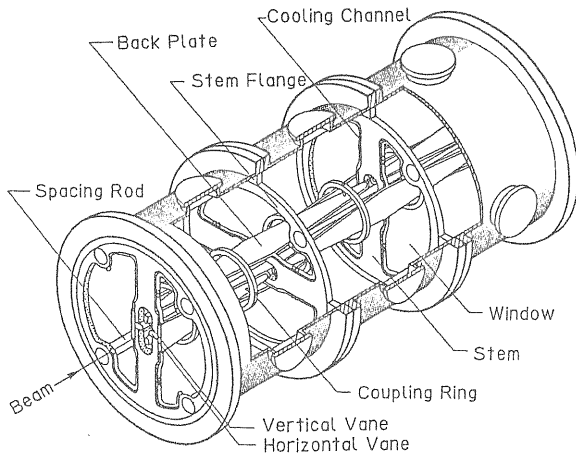


図 4.18. 3 モジュールから成る分割同軸型 RFQ の構造図。共振周波数は 25.5 MHz 、直径は 0.9 m 、長さは 2.1 m である。

核研では、図 4.18 に示した原型器を延長して、12 モジュールから成る 8.6 m 長の SCR RFQ を製作した [39, 83, 84]。主な諸元を表 4.2 に示す。この RFQ は JHP の E アレナ (不安定核ビームを使った物理と応用) で初段の線形加速器として使われる予定のものである [85]。既に $^{14}\text{N}^+$ や $^{20}\text{Ne}^+$ の安定核ビームを使った加速試験を行い、透過効率や出射ビームのエミッタンスが PARMTEQ の予想と良く合っているという結果を得ている [86]。

⁷⁸ 原子核研究所の 25.5 MHz SCR RFQ では直径が 0.9 m である。四ヴェイン RFQ では 2.5 m 位になるだろう。

表 4.2
JHP-E アレナのための分割同軸型 RFQ の主な諸元。

周波数	25.5 MHz
荷電数体質量数比	1/30
運動エネルギー	2 → 172 keV/u
規格化エミッタンス	$0.6\pi\text{ mm}\cdot\text{mrad}$
ヴェイン長	8.585 m
セル数	172
ヴェイン間電圧	0.1086 MV
最大表面電場強度	17.82 MV/m (2.49 Kilpatrick)
最大電場増加因子	1.615
平均アパーチャ半径	9.846 mm
最小アパーチャ半径	5.388 mm
最大モジュレーション	2.53
最終平衡位相	-30°
集束強度	5.5
最小 rf 発散強度	-0.17
総静電容量	1650 pF
総インダクタンス	23.7 nH
共振抵抗	24.55 k Ω
無負荷 Q 値	6470
高周波ピーク電力	270 kW
デューティ	$\leq 30\%$

SCR RFQ は、非常に重いイオンの加速に適した構造であるが、現在稼働している実器は上の一台だけというのが実状である。かつては GSI が SCR RFQ の開発研究を行っていたが、現時点で実器または加速モデルを作っているのは、筆者の知る限りでは、核研だけである。従って、四ヴェイン RFQ や四ロッド RFQ に比べると、経験の蓄積が少なく、機械的構造や組立方法に改良の余地がある。また、高周波面での設計や解析は等価回路に依っている。空洞の構造が複雑であるために、MAFIA 等の計算機プログラムに載せにくいからである。⁷⁹ ウランに代表されるような非常に重いイオンに対しては更に低い周波数の RFQ が必要である。これを実現するには、複数の研究所で SCR RFQ の開発を行い、空洞構造と設計方法を改善していくことが重要であると考えられる。

4.4 その他の RFQ

4.4.1 cw RFQ, 低温 RFQ, 超伝導 RFQ

中性子発生や放射線廃棄物の消滅処理の用途には、高強度の陽子や重陽子を cw で加速する RFQ が要求される。これには、高い平均電力の高周波電力を空洞に投入しなければならない。電力の供給方法、空洞の冷却、放電などの技術的な問題を解決するための研究が進められている [87]。低温 ($20\sim 30\text{ K}$) RFQ や超伝導 RFQ は、消費電力が少ないので cw RFQ に適している [88, 89]。特に、超伝導 RFQ では、常温に比べて放電限界が数倍から 10 倍に上がる可能性がある [90]。常温 RFQ での平均加速電圧勾配がせいぜい 1 MV/m であったのが、超伝導 RFQ では $5\sim 10\text{ MV/m}$ と格段に上がることが期待されている。Argonne National Laboratory では、 47 cm 長の 194 MHz 超伝導 RFQ の

⁷⁹ 1 モジュール空洞に対して MAFIA を使った計算をした人はいるが、発表論文はない。

製作を進めている [91]. RFQ の平均加速電圧勾配の設計値は 8.64 MV/m である.⁸⁰

4.4.2 可変エネルギー RFQ

RFQ の出射エネルギーは最終セルの長さ $\beta\lambda/2$ から一意的に決まる. 普通の RFQ では出射エネルギーを変えることができないが, RFQ を他の加速器の入射器として使う場合には差し支えない. しかし, イオン注入の場合のように, RFQ のビームをそのまま使いたい時には, 出射エネルギーが可変であることが望まれる. エネルギーを変えるには周波数を変えればよい. このような RFQ は何台かが既に稼働しており, 開発研究も進行中である. 周波数を変える方式には何種類かがある: 1) 四ロッド RFQ の支柱の間に可動式の短絡板を張り渡す [92, 66]; 2) スパイラル付きの四ロッド RFQ のスパイラルに短絡板を付ける [93]; 3) 二重同軸管にヴェインを付けたものを直方体の共振箱の中に入れて RFQ を構成し, 箱の蓋を可動式にする [94]; 4) 4 本のヴェインを集中定数的なコンデンサーと見なし, これに可変コンデンサーと可変コイルをつないで, 可変周波数の共振回路を作る [95].

共振周波数を変える代わりに, ヴェイン間電圧を変えるという方法もある. ヴェイン間電圧を下げて, 加速の途中でセパトリクスから粒子がこぼれるようにすれば, 設計値よりも低い出射エネルギーを得ることができる. しかし, ただ単に空胴への投入電力を下げると, RFQ 全長に亘ってヴェイン間電圧が下がってしまうので, 透過効率が著しく低下する. RFQ の入口からある所までのヴェイン間電圧を設計値通りにし, 後ろの部分だけ電圧を下げるようにすれば, 透過効率の低下をある程度抑えることができる. 分割同軸型 RFQ で, モジュール毎に高周波電源を付け, 後段部のモジュールへの投入電力を下げることにより出射エネルギーを可変にするという試みがある [96].

5 JHP H⁻ RFQ

5.1 概要

ここで述べる 432-MHz H⁻ RFQ は JHP の準備研究のために建設されたものであり, 現在加速試験が進められている. H⁻ リナック系の初段に RFQ を使うことを検討し始めた時に, この RFQ が持つべき諸元として次の事項を設定した.⁸¹

1) 周波数	432 MHz
2) 入射エネルギー	50 keV
3) 出射エネルギー	3 MeV
4) ピーク・ビーム電流	20 mA
5) 長さ	< 3 m
6) 入射エミッタンス	145 π mm \cdot mrad
(規格化エミッタンス)	(1.5 π mm \cdot mrad)
7) Kilpatrick 値	1.8
(最大表面電場強度)	(36 MV/m)
8) デューティ	3%

GENRFQ を用いて暫定的なビーム・ダイナミクス・デザインを行ったところ, 上の諸元を満足することが可能であることが判った. しかし, RFQ 空胴の製作あるいは高周波特性という観点からは大きな開発要素があった. 空胴構造の候補として, 四ロッド型と四ヴェイン型があったが, 両者の比較検討を行って後者を選んだ. 一つの理由は, 四ヴェイン型の方が四ロッド型に比べて, 幾つもの研究所で数多く作られていて, 経験の蓄積と実績があったことである. もう一つの理由は, 空胴の水冷却がより容易であることである. デューティが 3% と高いことから,⁸² 空胴へ投入する平均高周波電力は約 20 kW に達すると当時見積もった. 従って, 空胴の水冷却が重要な項目になる. 四ロッド RFQ のロッドの外直径はくびれた所で数 mm であるから, この中を十分な流量を持った水を流すことが難しい. 一方, 四ヴェイン RFQ ではヴェインの中に水を通すことが容易である.

しかし, 四ヴェイン RFQ には二重極モードの励起という大きな問題がある(「4.1.2 二重極モードと電磁場の安定化」参照). 電磁場を安定化する装置が無くても動いている RFQ があったが, JHP の RFQ では安定化装置が必要であると考えた. 理由は, デューティが高いうえに空胴が長いからである.⁸³ 安定化装置の候補として, 当時既にあった interstitial vane, resonant loop coupler, vane coupling ring を検討したが, どれも JHP の RFQ には適さないと判断した. 理由は, 前二者はいずれも空胴の端板に付けるものであるから, 2.7 m という長い空胴に対して有効であるかどうか疑問であった. 残るのは VCR であるが, 水冷却ができないという問題がある. 次に, ヴェイン間電圧を長手方向に平坦にするためには, VCR を短い間隔で多数取り付けなければならない. しかし, 空胴が長いうえに半径が

⁸¹ その後の検討の結果, 周波数を 400 MHz よりも低くする方が良いことが分かった. JHP の実器では 300 MHz あたりになるだろう.

⁸² RFQ を普通のシンクロトロンの入射器として使う時のデューティは 0.1% 程度である

⁸³ JHP の RFQ では, (空胴の幾何学的な長さ) / (高周波の自由空間波長) = 2.7 m / 0.694 m = 3.9 である. これは特別に長い RFQ である (脚注 71).

⁸⁰ ヴェイン間電圧は 465 kV, 最大表面電場強度は 120 MV/m (8.3 Kilpatrick).

10 cm 以下とあつては、これも難しい。それで、独自に安定化装置を開発することにした。そして、“ π モード安定化ループ (π -mode Stabilizing Loop, PISL)” という方式を発明し、VCR の問題点を解決した。RFQ の低電力モデルを製作して PISL が優れた性能を持っていることを実験的に証明した。

低電力モデルの製作においては、高い精度 ($\pm 20 \mu\text{m}$) でヴェインを取り付けられるような構造を工夫した。また、計算機プログラム KEKRFQ を作った。その結果、RFQUIK で設計するよりも、RFQ を短くすることができ、また、出射ビームのエミッタンスを小さくすることができた (「2.6.6 三つのプログラムの比較」)。低電力モデルに引き続いて、ビームを加速するためのプロトタイプを製作した。これの設計には KEKRFQ を用いた。主な諸元を表 5.1 に示す。低電力試験と高電力試験を行った後で、陽子を加速し、出射エネルギーが設計値の 3 MeV に近いことを確認した。この RFQ の性能を詳しく調べるための加速試験が今も続けられている。

表 5.1
JHP プロトタイプ H⁻ RFQ の主な諸元。

周波数	432 MHz
運動エネルギー	0.5 → 3.01 MeV
規格化エミッタンス	1.5 π mm · mrad
入射エミッタンス	145 π mm · mrad
ヴェイン長	2.67 m
ヴェイン間電圧	90 kV
最大表面電場強度	36 MV/m (1.8 Kilpatrick)
平均アパーチャ半径	3.40 mm
最小アパーチャ半径	2.14 mm
最大モジュレーション	2.04
最終平衡位相	-30°
集束強度	4.0
最小 rf 発散強度	-0.090
透過効率 (20 mA 入射)	94%
ヴェイン先端形状	$\rho_T = 0.75 r_0$
高周波ピーク電力	474 kW
デューティ	3%

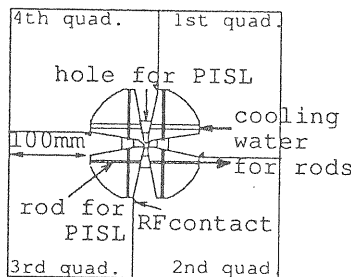


図 5.1. 低電力モデルの横断面形状。

5.2 低電力モデル

RFQ 空洞の低電力モデルを製作し、PISL の性能を実験的に調べた [97, 98, 99]。このモデルは、空洞の高周波特性を調べることで、高い精度で組み立てる技術を確立することを目的として製作されたものである [100]。低電力モデルの横断面形状を図 5.1 に、側面図を図 5.2 に示す。長さは 2.700 m で、空洞の内直径が 163.4 mm、外面は一辺が 365 mm の正方形である。空洞本体は、図 5.1 に示すように四つのブロックに分けて切削し (ヴェインと外壁は一体である)、これらをボルト締めして組上げるという方式を採用した。組立て後のヴェイン間の位置精度の測定値は $\pm 20 \mu\text{m}$ であった。ブロックの材質は無酸素銅合金 (銀 0.2%) である。この素材は、電気伝導度が高いこと、機械的強度が高いこと、切削性が良いこと、という観点から選んだ。ブロック同士の間に入れる rf コンタクトには、直径が 4 mm の無酸素銅パイプを用いている。なお、この空洞は、加速モデルにおいては空洞を別の真空槽の中に入れることを想定して作られている。図 5.2 に示すように、空洞には、共振周波数や電磁場分布を調整するためのチューナーや磁場分布を測定するためのモニター・ループが多数取付けられている。

PISL を取り付ける前に測定した共振周波数は 431.4 MHz であった [97]。図 5.3(a) は、PISL が無い時の分散曲線で、四重極モード (TE_{21n} モード) と二重極モード (TE_{11n} モード) の共振周波数が、 z 方向のモード番号 n の関数としてプロットされている。二重極モードには二種類ある: 第 1 と第 3 象限に磁束が存在するモード (TE_{11n-13} モード) と、第 2 と第 4 象限に磁束が存在するモード (TE_{11n-24} モード) である。RFQ に必要なモードは TE_{210} モードで、共振周波数は 431.4 MHz である。これに最も近い共振周波数は、 TE_{111-24} モードの 426.9 MHz で、周波数の差は 4.5 MHz であった。空洞に 16 組の PISL を 17 cm 間隔で取付けた時の分散曲線を図 5.3(b) に示す。PISL によって、 TE_{210} モードの共振周波数は、15.0 MHz 下がって 416.4 MHz になった。一方、二重極モードは全体に約 30 MHz 上がった。 TE_{110-13} モードの 450.2 MHz が、 TE_{210} モードの周波数に最も近いが、周波数の差は 33.8 MHz に増えた。また、四重極モードに対する二重極モードの混合比は、PISL 取付け前では 7% であったのが、取付け後には 1.5% に改善された。こうして PISL の有効性を実証した。

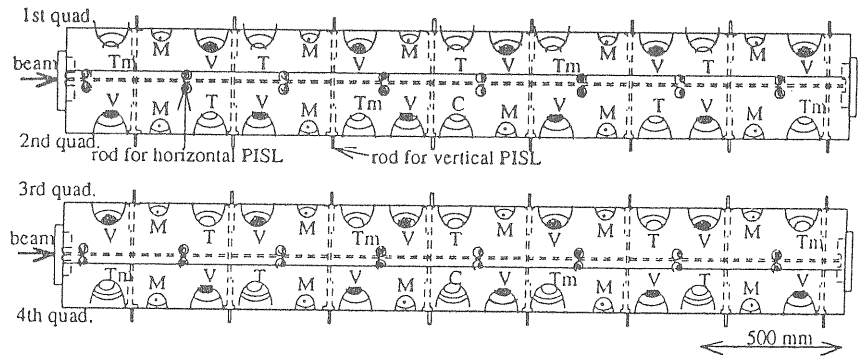


図 5.2. 低電力モデルの側面図。C: 電力供給用カプラー, T: スタブ・チューナー, Tm: 可動チューナー, M: モニター・ループ, V: 真空ポート。

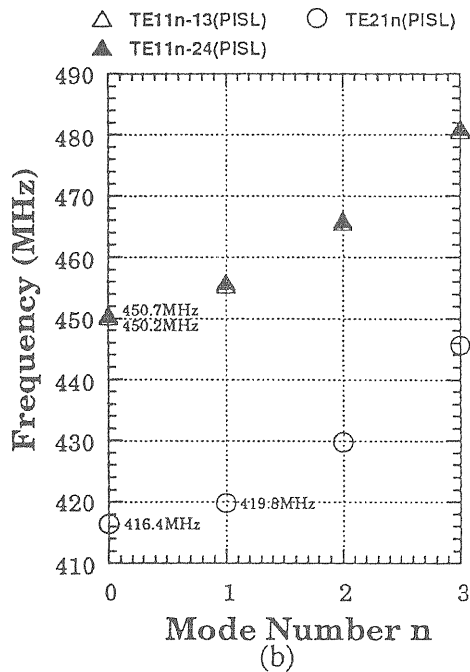
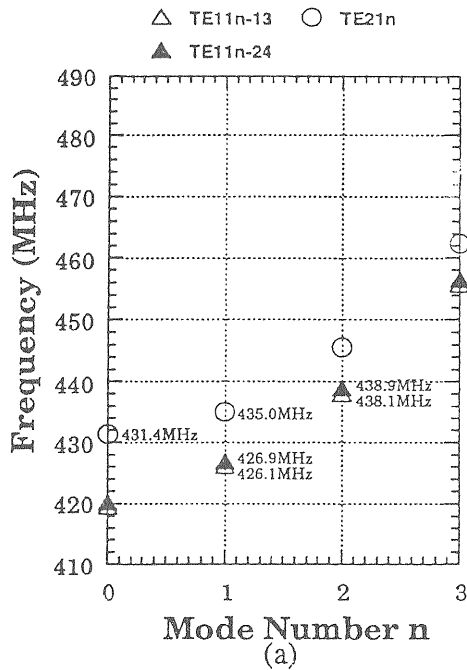


図 5.3. 低電力モデルにおける二重極モード (TE_{11n}) と四重極モード (TE_{21n}) の分散曲線. (a) PISL がない時, (b) PISL がある時.

上の実験に先立って, 3次元の電磁場を解く計算機プログラム MAFIA を使って PISL の効果を調べた [53]. その結果, 図 4.10 (4.1.2 二重極モードと電磁場の安定化) に示したような磁力線分布が得られることや, 二つのモード間の周波数分離が良いことが分かった. MAFIA の結果を, 低電力モデルの実験結果を併せて表 5.2 に示す. 共振周波数は, MAFIA 値の方が実験値よりも 4 ~ 5 MHz 低い. MAFIA の計算ではメッシュの数が制限を受けることから, 全長 2.7 m の空洞全体についての計算を行うことができなかった. 計算モデ

ルでは, 四つの象限の内の 1 象限のみを採り (電磁場が対称性を持つから, これは問題ない), 長さを 17 cm (両端に PISL を置いた) に限った. このことを考慮すれば, 共振周波数は実験値と良く一致していると言える. TE₂₁₀ モードの共振周波数は PISL を付けたことによって変化したが, 変化量は測定値と計算値の間で大きな差がない: -15.107 MHz (測定値) と -16.187 MHz (計算値) との間の差異は 1.080 MHz である.

表 5.2
低電力モデルで得た共振周波数の測定値. MAFIA による計算値も併せて示す.

モード	PISL	測定値 (MHz)	MAFIA 値 (MHz)
四重極 TE ₂₁₀	無	431.438	427.149
四重極 TE ₂₁₀	有	416.331	410.962
二重極 TE ₁₁₀	有	450.468	445.780

TE₂₁₀ モードの無負荷 Q 値 Q_0 の測定値と MAFIA による計算値を表 5.3 に示す. PISL が無い時は, 測定値は計算値の 78% である. 実際の空洞では, 金属の接触面で電力損失があるので, 接触が完璧であると仮定して得た計算値よりも Q 値が低くなる. PISL を取付けると Q 値が下がる. TE₂₁₀ モードについて見ると, Q_0 の測定値は 7460 から 6800 に下がっている (9% 減). これは, PISL の傍を通る磁力線によって PISL の表面上を流れる電流が誘起され, これが電力損失を招くからである. PISL に限らず, 何かを空洞の中に入れると Q 値が下がり, 消費電力が増える. 欠点と言えば欠点であるが, モード分離を良くしたことの代償としては十分に受入れられるものである.

表 5.3
低電力モデルで得た無負荷 Q 値 Q_0 の測定値. MAFIA による計算値も併せて示す.

モード	PISL	測定値	MAFIA 値
四重極 TE ₂₁₀	無	7460	9560
四重極 TE ₂₁₀	有	6800	9010

PISL を使う時に, もう一つ注意すべきことがある. それは, PISL がある所でヴェイン間電圧が局所的に上がることである. ヴェイン間電圧は, ビーム軸方向に平坦であるものとして, ビーム・ダイナミクス・デザインをしているから, ヴェイン間電圧が波打つことは望ましくない. 低電力モデルでの実測によれば, ヴェイン間電圧は $\pm 2\%$ 以内で平坦であるので問題はない.

5.3 プロトタイプ RFQ

5.3.1 空洞

低電力モデルによって, PISL を組込んだ RFQ 空洞が優れた性能を持っていることが実証されたので, ビームを加速するモデル (プロトタイプ) を製作した. 形状は, 低電力モデルとほぼ同じである. 低電力モデルでは, PISL が無い時の共振周波数が 432 MHz に近くなるように作られていたが, プロトタイプでは, PISL を取付けて共振周波数が下がった時に 432 MHz になるようにした. よって, 空洞の内径を 163.4 mm から 158.5 mm に小さくした. 空洞の外寸法は低電力モデルと同じで, 365 mm \times 365 mm \times 2700 mm である. 空洞本体は, 直径が 85 cm の真空槽の中に納められている.

5.3.2 低電力試験

共振周波数を調整した後で得た分散曲線を図5.4に示す[101]。TE₂₁₀モードの共振周波数は432.05 MHzである。これに最も近い値を持つTE₁₁₀モードの共振周波数は458.98 MHzで、TE₂₁₀モードとの差は26.9 MHzである。ヴェイン間電圧の長手方向の平坦性と四象限間の磁場強度のバランスは、共に±0.75%以内という結果が得られた。

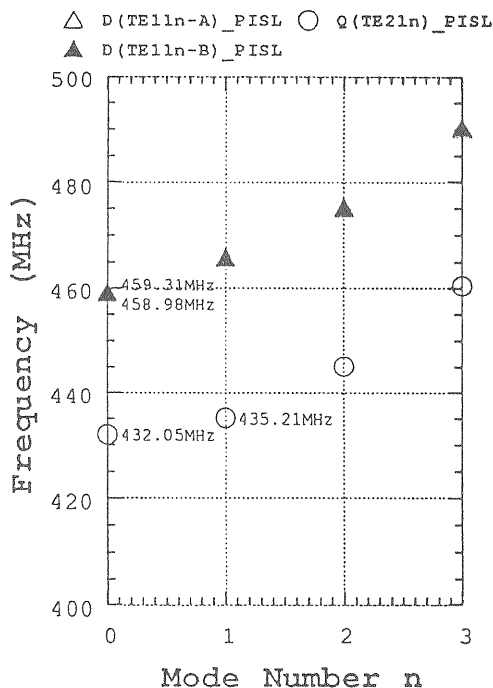


図5.4. プロトタイプRFQ (PISL付)における二重極モード (TE_{11n}) と四重極モード (TE_{21n}) の分散曲線。

無負荷 Q 値は、MAFIA の計算では $Q_0 = 9500$ であったのに対し、測定値は7170であった (負荷 Q 値 $Q_L = 3410$, 結合定数 $\beta_c = 1.10$)。この測定値から、ヴェイン間電圧の設計値90 kVを得るために必要な高周波電力を算定すると490 kWとなる。後で述べる高電力の投入を行った後では、 Q_0 が7400に ($Q_L = 3450$, 結合定数 $\beta_c = 1.15$)、電力が474 kWに改善された。⁸⁴

5.3.3 高電力試験

高周波源はThomson社のクライストロンTH-2134 (最大出力1.5 MW) である。出力電力は、マジック Tによって二手に分けられ、矩形導波管WR-1800 (457.2 mm × 228.6 mm) に導かれて空洞の傍まで伝送される。この先は、同軸管WX-152D (外管の内直径が151.9 mm, 内管の外直径が66 mm)、セラミック窓、ループ・カップラを経て空洞内に入る (図5.5)。

⁸⁴ 一般に、空洞に高電力を入れると金属表面の状態が良くなって Q 値が上がる。また、製造直後の空洞では、表面の状態が悪くて高電力を入れることができない。それで、長い時間を掛けて投入電力を少しずつ増やしていく。これをエージングという。エージングによって金属表面の状態が良くなるのは、酸化した表面がエージング中に放出される水素によって還元されるからであると解釈されている。あるいは、機械加工によって破壊された表面の結晶構造が、電子によって活性化されて修復されるからであるという解釈もある。

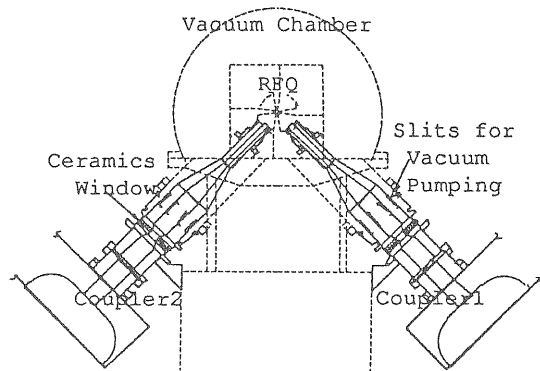


図5.5. 真空槽 (直径85 cm) の中に納められたプロトタイプRFQ。

約170時間 (経過時間) のエージングの後に、500 kWのピーク電力がデューティ1.6% (315 μs × 50 Hz) で空洞に入るようになった[102]。高電力を投入すると空洞が熱膨張して変形し、その結果、共振周波数に変化する。⁸⁵ 平均入力電力 P_{ave} を8 kWまで上げていくなから、共振周波数の変化量を P_{ave} の関数として測定して、 $df/dP_{ave} = -1.64$ Hz/W という結果を得た。ピーク電力を今の500 kW、デューティを設計値の3%にとると、平均電力は15 kWとなり、共振周波数の変動は -24.6 kHzと予想される。チューナーを用いれば、共振周波数を 432 MHz ± 167 kHz / -56 kHz の範囲で調整できることを低電力試験で確認している。上の -24.6 kHz はこの調整範囲の中に入っている。

5.3.4 加速試験

432-MHz RFQの性能を総合的に評価するためには、ビームを加速して、透過効率や出射ビームのエミッタンスとエネルギーの拡がり測定しなければならない。加速試験は、この講義ノートを書いている7月の時点では終了していない。ここでは予備試験の結果について述べる[103, 104]。

テスト・スタンドの入射側 (Low-Energy Beam Transport, LEBT) の構成を図5.6に示す。イオン源はマルチ・カスプ型イオン源で、陽子が50 keVで引出される。ビームを集束は1台のアイントゥエル・レンズで行っている。入射ビームの強度測定は、可動式の金属板にビームを当てて行う。⁸⁶

⁸⁵ 周波数が上がるか下がるかは一概には言えない。空洞の各部が一樣に膨張して、空洞が相似形を保ったまま大きくなるのであれば、共振周波数は下がるであろう。この時には、静電容量の変化率 $\Delta C/C$ とインダクタンスの変化率 $\Delta L/L$ の和は正になっている ($f = 1/(2\pi\sqrt{LC})$ より $\Delta f/f = -(\Delta L/L + \Delta C/C)/2$)。実際には、各部の材質の熱膨張率や冷却の効き方が異なるので、空洞の形が歪む。その結果、 $\Delta L/L + \Delta C/C < 0$ となって共振周波数が増えることもある。四ヴェイン型RFQでは、第1近似で、 $\Delta L \propto \Delta$ (空洞半径) > 0 , $\Delta C \approx \Delta$ (ヴェイン間 C) ≈ 0 , であるから、共振周波数が増えるのが普通である。

⁸⁶ ビームが金属板に持ち込んだ電荷を、電流計を通してアースに落とせば、電流計の読みからビーム強度を求めることができる。ビームが金属板に当たると2次電子ができる。電子は負の電荷を持っているから、電子が金属板から飛び出すと、あたかも正の電荷が飛び込んだように見え、ビーム電流を正しく測定することができなくなる。電子が飛び出すのを防ぐ

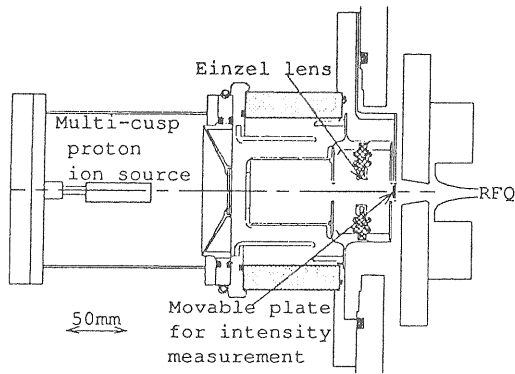


図 5.6. イオン源と LEBT の構成.

出射側 (High-Energy Beam Transport, HEBT) の構成を図 5.7 に示す. RFQ の出口には, 二連の四重極電磁石を置いてビームを集束する. その下流には, 可動式の二連のスリット (WSL), ビームの運動量を分析するための偏向電磁石,⁸⁷ 水平方向と垂直方向のエミッタンスを測定するためのモニター,⁸⁸ そして, 最下流に二台のファラデー・カップ (FC1, FC2) がある. これらの機器は, 何を測定するかによって次のように使い分ける.

1. 全出射ビームの電流値: FC1 を使う.
2. 加速されたイオンのビーム電流値: 偏向電磁石と FC2 を使う.
3. エネルギーとその拡がり: WSL, 偏向電磁石, EMFC_H を使う.⁸⁹
4. エミッタンス: 水平方向のエミッタンス測定には EMSL_H と EMFC_H を, 鉛直方向のエミッタンス測定には EMSL_V と EMFC_V を使う.

予備的な加速試験の結果を簡単に述べる. 入射ビームの電流値は 40 mA であった. ただし, 陽子からの寄与はこの内の 70% で, 残りの 30% は水素分子イオンからのものである.⁹⁰ 約 30 mA の入射陽子ビームに対して, 加速されて RFQ から出て来たビームの電流値は

⁸⁷ ビームを水平面内で 11° 曲げる.

⁸⁸ 上流側にある EMSL はスリットのみで, 下流側にある EMFC は前面にスリット板が付いたファラデー・カップである. 共に可動式である.

⁸⁹ スリット WSL を使うのは, ビームを細くしてエネルギー測定の分解能を上げるためである. ビームのエミッタンスを ϵ , 運動量の中心値を p_0 , 運動量の拡がりの半幅を δp とし, EMFC_H 入口における楕円パラメータを β , 運動量分散関数を η とすると, ビームはこの場所で, $\eta(\delta p/p_0) + \sqrt{\beta\epsilon/\pi}$ という半径を持つ. もし, $\epsilon = 0$ であれば, EMFC_H を使って求めたビーム径は δp に比例するから, 簡単にエネルギー幅を求めることができる. しかし, 現実には $\epsilon \neq 0$ であるので, $\sqrt{\beta\epsilon/\pi}$ が分解能を悪くする. 理想的には $\epsilon = 0$ という状態に近づけるために, スリットでビームを削ってエミッタンス ϵ を小さくした.

⁹⁰ 陽子生成比を測定するために, HEBT にある偏向電磁石と EMFC_H を用いて出射ビームの質量分析を行った. この時に, RFQ には高周波電力を入れなかった.

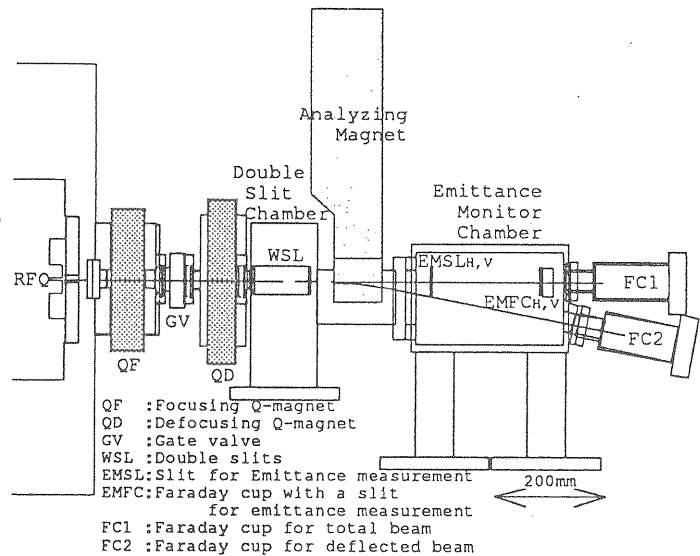


図 5.7. HEBT の構成.

6.5 mA であった. 透過効率が低いのは, 入射ビームのエミッタンスと RFQ のアクセプタンスとの間の整合が悪いからであろう. 出射ビームのエネルギーは, 3.01 MeV の設計値に対して 3.06 MeV であった. また, エネルギーの拡がりには全幅で約 200 keV であった. シミュレーションによる予想値は 80 keV で, 測定値はこれの 2.5 倍である. 測定の際には WSL スリットでビームを削ってエミッタンスを小さくしているが, まだ不十分なために分解能が低くて, エネルギーの拡がりを実際よりも大きく測っている可能性が高い. 規格化エミッタンスは, 水平・鉛直の両方向とも $2.4 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ (90%エミッタンス) であった. 一方, シミュレーションによる予想値は $1.1 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ である. エミッタンス・モニターのスリット幅は 0.4 mm であるが, これが大き過ぎるために, エミッタンスを大きく見ていると考えている.

上で述べたように, 現在のテスト・スタンドには不完全なところがあって, RFQ の性能を正しく評価できるまでには至っていない. テスト・スタンドの改良を進めているところである. 改良項目の主なものは次の通りである.

- LEBT のアインツェル・レンズをソレノイド電磁石に変える. アインツェル・レンズは安価のこともあって, 低エネルギー・ビームの集束によく使われる. しかし, 球面収差が大きいという欠点がある. 収差があると楕円であるべきビームのエミッタンスが歪む. その結果, RFQ のアクセプタンス楕円からはみ出るイオンの数が増える. このようなイオンは RFQ の中でヴェインに当たって失われるから, 透過効率が下がる. 磁石を使うことによって, 入射ビームのエミッタンス形状が改善されるはずである.
- 出射ビームのエネルギーの拡がりやエミッタンスを測定する装置の分解能を上げる. スリットの幅や間隔, 置場所を最適化する.

- イオン源に, 排気速度が 1500 l/s の真空ポンプを 2 台取り付ける. また, LEBT にも 500 l/s の真空ポンプを 2 台取り付ける. 現在は, RFQ に付いている真空ポンプ (1500 l/s 3 台) を使って真空引きをしている. しかし, 排気速度が不足しているので, ビームによる脱ガスを十分に排気することができない. イオン源からビームを引出し始めてから 10 分くらい経つと, 陽子生成比の悪化とビーム電流の低下が起きる.
- 体積生成型 H⁻ イオン源を設置して, H⁻ イオンを加速する.

現在テスト・スタンドを改良すると共に, ビーム・テストを行ってデータを取りつつある. 8 月の講義では, 新しいデータを紹介できるものと期待している.

参考文献

- [1] I. M. Kapchinskii and V. A. Teplyakov, "Linear Ion Accelerator with Spatially Homogeneous Strong Focusing", *Prib. Tech. Eksp.*, 2 (1970) 19.
- [2] N. I. Golosai *et al.*, "Tests on the Initial Section of an Accelerator with Quadrupole HF Focusing", *At. Energ.*, 39 (1975) 123.
- [3] B. M. Gorshkov *et al.*, "Startup of the URAL-15 Linear Proton Accelerator with Quadrupole rf Focusing", *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 22 (1977) 1348.
- [4] J. E. Stovall, "Performance Characteristics of a 425 MHz RFQ Linac", 6th Conference on Application of Accelerators in Research and Industry, Denton, TX, USA, 1980.
- [5] H. Klein, "Development of the Different RFQ Accelerating Structures and Operation Experience", 1983 IEEE Particle Accelerator Conference, Santa Fe, NM, USA, 1983.
- [6] M. Puglisi, "The Radiofrequency Quadrupole Linear Accelerator", CERN Accelerator School, Advanced Accelerator Physics, Oxford, England, 1985, CERN 87-03, 1987.
- [7] R. H. Stokes and T. P. Wangler, "Radiofrequency Quadrupole Accelerators and Their Applications", *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 38 (1988) 97.
- [8] A. Schempp, "Principles and Technology of RFQs", *Physics of Particle Accelerators*, AIP Conference Proceedings, No. 184, M. Month (ed.), American Institute of Physics, 1989.
- [9] J. Staples, "RFQs - An Introduction", *Physics of Particle Accelerators*, AIP Conference Proceedings, No. 249, M. Month (ed.), American Institute of Physics, 1991.
- [10] A. Schempp, "RF Quadrupoles as Accelerators", *Advances of Accelerator Physics and Technologies*, Advanced Series on Direction in High Energy Physics, Vol. 12, H. Schopper (ed.), World Scientific, 1993.
- [11] M. Weiss, "Radio-Frequency Quadrupole", *Fifth Advanced Accelerator Physics Course*, Rhodes, Greece, 1993, CERN 95-06, 1995.
- [12] K. R. Crandall, "Effects of Vane-Tip Geometry on the Electric Fields on Radio-Frequency Quadrupole Linacs", Los Alamos National Laboratory Technical Note, LA-9695-MS, 1983.
- [13] A. M. M. Todd and M. F. Reusch, "RFQ Beam Dynamics Model Development", 1990 Linear Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA, 1990.
- [14] M. Abramowitz and I. A. Stegun (ed.), "Handbook of Mathematical Functions", Dover Publications, 1972.
- [15] 森口繁一 他, "数学公式 III - 特殊函数-", 岩波全書, 岩波書店, 1985.
- [16] P. J. Bryant, "Introduction to Transfer Lines and Circular Machines", CERN Yellow Report, CERN 84-04, 1984.
- [17] T. P. Wangler, "Space-Charge Limits in Linear Accelerators", Los Alamos National Laboratory Technical Note, LA-8338, 1980.
- [18] K. R. Crandall *et al.*, "RF Quadrupole Beam Dynamics Design Studies", 1979 Linear Accelerator Conference, Montauk, NY, USA, 1979.
- [19] N. Tokuda and S. Yamada, "Formulation of the RFQ Radial Matching Section", 4th Symposium on Accelerator Science and Technology, Wako, Saitama, Japan, 1982.
- [20] K. R. Crandall, "Proposal for New Radial Matching Section for RFQ Linacs", Los Alamos National Laboratory Technical Note, AT-1, 83-3, 1983.
- [21] S. Yamada, "Buncher Section Optimization of Heavy Ion RFQ Linacs", 1981 Linear Accelerator Conference, Santa Fe, NM, USA, 1981.
- [22] T. Nakanishi *et al.*, "Construction and Operation of a Test RFQ Linac for Heavy Ions", *Particle Accelerators*, 20 (1987) 183.
- [23] 中西哲也, "中重イオン用四ヴェイン型 RFQ 線型加速器の研究", 博士論文, 日本大学理工学部, 1987.
- [24] J. W. Staples, "Reducing RFQ Longitudinal Emittance", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.

- [25] S. Koscielniak, "Reducing Longitudinal Emittance Growth in RFQ Accelerators", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [26] I. M. Kapchinskii, "Project for a Linear Accelerator for an Experimental Neutron Generator", *Prib. Tech. Eksp.*, 4 (1977) 23.
- [27] A. Ueno and Y. Yamazaki, "New Beam Dynamics Design Procedure for RFQs", 1990 Linear Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA, 1990.
- [28] 上野彰 他, "RFQ リニアック", 大型ハドロン計画陽子リニアック, ワーキング・グループ報告 II, 東京大学原子核研究所, JHP-14, 1990.
- [29] J. W. Staples, "RFQ Development at LBL", 1984 INS International Symposium, Heavy Ion Accelerators and Their Applications to Inertial Fusion, Tokyo, Japan, 1984.
- [30] B. H. Wolf *et al.*, "Heavy Ion Injector for the CERN Linac 1", *Nucl. Instrum. Meth.*, A258 (1987) 1.
- [31] K. R. Crandall and T. P. Wangler, "PARMTEQ — A Beam-Dynamics Code for the RFQ Linear Accelerator", Workshop on Linear Accelerator and Beam Optics Codes, La Jolla, CA, USA, 1988, AIP Conference Proceedings No. 177, 1988.
- [32] Los Alamos Accelerator Code Group, "Computer Codes for Particle Accelerator Design and Analysis: A Compendium", Los Alamos National Laboratory Technical Report, LA-UR-90-1766, 1990.
- [33] Y. Oguri *et al.*, "Effects of 3D Image Charge Force on the Motion of Off-Centered Beams in an RFQ", *Nucl. Instrum. Methods*, B89 (1994) 42.
- [34] W. D. Kilpatrick, "Criterion for Vacuum Sparking Designed to Include Both rf and dc", *Rev. Sci. Instrum.*, 28 (1957) 824.
- [35] R. A. Jameson, "RF Breakdown Limits", NATO Advanced Study Institute on High-Brightness Accelerators; Pitlockry, Scotland, 1986, NATO ASI Series, Series B: Physics, Vol. 178, Plenum Press.
- [36] K. Halbach and R. F. Holsinger, "SUPERFISH — A Computer Program for Evaluation of RF Cavities with Cylindrical Symmetry", *Particle Accelerators*, 7 (1976) 213.
- [37] J. W. Staples, private communication, 1989.
- [38] 渋谷真二, "超低速重イオン用分割同軸型 RFQ の研究 — Study of an SCRFB Linac for Very Slow Heavy Ion Beams", 博士論文, 総合研究大学院大学, KEK Internal 92-10, 1992.
- [39] N. Tokuda, "Progress in Low Beta, Low q/A RFQ's at INS", *Particle Accelerators*, 47 (1994) 17.
- [40] H. Lancaster, "An Analytical Solution for the Electrical Properties of a Radio-Frequency Quadrupole (RFQ) with Simple Vanes", 1981 Linear Accelerator Conference, Santa Fe, NM, USA, 1981.
- [41] 上田望, "RFQ ライナックの加速空洞", ニューマトロン加速器ワークショップ報告書, 東京大学原子核研究所, INS-NUMA-42, 1982.
- [42] R. Klatt *et al.*, "MAFIA — A Three-Dimensional Electromagnetic CAD System for Magnets, RF Structures, and Transient Wake-Field Calculations", 1986 Linear Accelerator Conference, Stanford, CA, USA, 1986.
- [43] F. Ebeling *et al.*, "Status and Future of the 3D MAFIA Group of Codes", Workshop on Linear Accelerator and Optics Codes, La Jolla, CA, 1988, AIP Conference Proceedings, No. 177, 1988.
- [44] K. Hasegawa *et al.*, "Design Study on an RFQ for the Basic Technology Accelerator in Japan", 1992 Linear Accelerator Conference, Ottawa, Canada, 1992.
- [45] N. Ueda, "Study on an RFQ Linacs for Heavy Ions", 東京大学原子核研究所, INS-T-500, 1990.
- [46] K. Hasegawa *et al.*, "R&D Status on the High Intensity Proton Accelerator in JAERI", 10th Symposium on Accelerator Science and Technology, Hitachi-Naka, Ibaraki, Japan, 1995.
- [47] C. E. Hill *et al.*, "Performance of the CERN Linac 2 with a High Intensity Proton RFQ", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [48] J. M. Potter *et al.*, "Radio Frequency Quadrupole Accelerating Structure Research at Los Alamos", 1979 IEEE Particle Accelerator Conference, San Francisco, CA, USA, 1979.
- [49] M. Vretener, "RFQ Field Stabilization", CERN PS-Division Report, CERN/PS 87-56(LI), 1987.
- [50] A. Schempp, "RFQ Injector for HERA", 1985 IEEE Particle Accelerator Conference, Vancouver, Canada, 1985.

- [51] D. Howard and H. Lancaster, "Vane Coupling Rings: a Simple Technique for Stabilizing a Four-Vane Radiofrequency Quadrupole Structure", 7th Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry, Denton, TX, USA, 1982.
- [52] H. Lancaster *et al.*, "Vane Coupling Rings Simplify Tuning of the LBL RFQ Accelerator", 12th International Conference on High-Energy Accelerators, Batavia, IL, USA, 1983.
- [53] A. Ueno *et al.*, "The π -Mode Stabilizing Loop for Four-Vane Type RFQs", 1990 Linear Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA, 1990.
- [54] A. Ueno and Y. Yamazaki, "New Field Stabilization Method of a Four-Vane Type RFQ", Nucl. Instrum. Methods, A300 (1991) 15.
- [55] R. A. Gough *et al.*, "A Compact Heavy Ion RFQ Preaccelerator for Use at CERN Linac I", 1985 IEEE Particle Accelerator Conference, Vancouver, Canada, 1985.
- [56] M. Weiss, "The RFQ2 Complex: the Future Injector to CERN Linac 2", 3rd European Particle Accelerator Conference, Berlin, Germany, 1992.
- [57] A. Schempp *et al.*, "Status of the HERA-RFQ Injector", 1986 Linear Accelerator Conference, Stanford, CA, USA, 1986.
- [58] R. G. Chidley and G. E. McMichael, "RFQ1 Design Parameters", 1984 Linear Accelerator Conference, Seeheim, Germany, 1984.
- [59] J. W. Staples *et al.*, "A Compact Proton RFQ Injector for the Bevalac", 1988 Linear Accelerator Conference, Newport News, VA, USA, 1988.
- [60] S. Abott *et al.*, "Design of an Integrally Formed RFQ", 1989 IEEE Particle Accelerator Conference, Chicago, IL, USA, 1989.
- [61] D. Schrage *et al.*, "BEAR RFQ - Beam Experiment Aboard a Rocket", Nucl. Instrum. Methods, B40/41 (1989) 949.
- [62] D. Schrage *et al.*, "A New RFQ Linac Fabrication Technique", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [63] R. M. Hutcheon, "A Modeling Study of the Four-Rod RFQ", 1984 Linear Accelerator Conference, Seeheim, Germany, 1984.
- [64] A. Lombardi *et al.*, "Comparison Study of RFQ Structures for the Lead Ion Linac at CERN", 3rd European Particle Accelerator Conference, Berlin, Germany, 1992.
- [65] V. A. Andreev *et al.*, "Analysis of the End Regions of the CERN Lead-Ion 4-Rod RFQ", 1993 IEEE Particle Accelerator Conference, Washington, D.C., USA, 1993.
- [66] Y. Iwashita and H. Fujisawa, "Frequency Tunable 4-Rod RFQ", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [67] R. Kazimi *et al.*, "Operation of a 473 MHz Four-Rod RFQ", 1992 Linear Accelerator Conference, Ottawa, Canada, 1992.
- [68] A. Schempp *et al.*, "A Light Ion Four Rod RFQ Injector", 1987 IEEE Particle Accelerator Conference, Washington D.C., USA, 1987.
- [69] C.-M. Kleffner *et al.*, "The RFQ-Accelerator for the High Current Injector of the TSR", 3rd European Particle Accelerator Conference, Berlin, Germany, 1992.
- [70] A. Kipper *et al.*, "Experiments with the High Current RFQ Prototype", 1993 IEEE Particle Accelerator Conference, Washington D.C., USA, 1993.
- [71] P. G. Bricault *et al.*, "Simulation of the TRIUMF Split-Ring 4-Rod RFQ with MAFIA", 1995 IEEE Particle Accelerator Conference, Dallas, TX, USA, 1995.
- [72] H. Fujisawa *et al.*, "RF Characteristics of the 33.3 MHz 4-Rod RFQ", 1992 Linear Accelerator Conference, Ottawa, Canada, 1992.
- [73] A. Schempp *et al.*, "Low-Frequency High-Current Spiral-RFQ Injectors", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [74] J. Klabunde *et al.*, "Upgrade of the HLI-RFQ Accelerator", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [75] J. Klabunde *et al.*, "Beam Dynamics Simulation in a Four-Rod RFQ", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [76] H. Fujisawa *et al.*, "Beam Tests of a cw 4-Rod RFQ", 9th Symposium on Accelerator Science and Technology, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1993.
- [77] H. Fujisawa *et al.*, "Beam Tests of the 'Modified' 34 MHz CW 4-Rod RFQ", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [78] G. Bezzon *et al.*, "Construction and Commissioning of the RFQ for the CERN Lead-Ion Facility", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.

- [79] A. Schempp *et al.*, "Performance of the DESY RFQs", 1988 European Particle Accelerator Conference, Rome, Italy, 1988.
- [80] L. Criegee *et al.*, "The 50 MeV H^- Linear Accelerator for HERA: LINAC3 Collaboration", *Rev. Sci. Instrum.*, 62 (1991) 867.
- [81] R. W. Müller, "Layout of a High-Intensity Linac for Very Heavy Ions with R.F. Quadrupole Focusing", GSI Report 79-7, 1979.
- [82] S. Arai, "Split Coaxial RFQ Structure with Modulated Vanes", GSI Report 83-11, 1983.
- [83] S. Arai *et al.*, "Cavity Construction and Low Power Test of the INS Split Coaxial RFQ for Radioactive Nuclei", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [84] N. Tokuda and S. Arai, "Beam Dynamics Design of the INS Split Coaxial RFQ for Radioactive Nuclei", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [85] M. Tomizawa *et al.*, "Progress Report on the Construction of the Heavy-Ion Linacs for Radioactive Nuclei", 10th Symposium on Accelerator Science and Technology, Hitachi-Naka, Ibaraki, Japan, 1995.
- [86] S. Arai *et al.*, "First Beam Tests of the INS Split Coaxial RFQ for Radioactive Nuclei", 1995 IEEE Particle Accelerator Conference, Dallas, TX, USA, 1995.
- [87] G. E. McMichael, "Low Beta cw Linacs for Intense Beams", 1990 Linear Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA, 1990.
- [88] W. Fox, "The Pros and Cons of Cryogenic Accelerators: An Engineering Point of View", 1990 Linear Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA, 1990.
- [89] A. Schempp *et al.*, "Design and Application Possibilities of Superconducting Radio-Frequency Quadrupoles", 1990 Linear Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA, 1990.
- [90] J. R. Delayen and K. W. Sheppard, "Tests of a Superconducting rf Quadrupole Device", *App. Phys. Lett.*, 57(5) (1990) 514.
- [91] K. W. Sheppard *et al.*, "Construction of a Superconducting RFQ Structure", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [92] A. Schempp *et al.*, "Development of a Variable Energy RFQ for Cluster Acceleration", 2nd European Particle Accelerator Conference, Nice, France, 1990.
- [93] C. Chen *et al.*, "A 26 MHz Prototype Integrated Split-Ring RFQ", 5th Japan-China Joint Symposium on Accelerators for Nuclear Science and Their Applications, Osaka, Japan, 1993.
- [94] O. Kamigaito *et al.*, "Development of a Variable-Frequency RFQ Linac for the RI-LAC", 10th Symposium on Accelerator Science and Technology, Hitachi-Naka, Ibaraki, Japan, 1995.
- [95] A. Amemiya *et al.*, "High Current MeV Ion Implanter Using a Variable Energy RFQ Linac", *Ion Implantation Technology - 94*, Elsevier Science B.V., 1995.
- [96] T. Nakanishi, "Variable Energy Radio Frequency Quadrupole Linac by Changing the Downstream Electrode Voltage", *Jpn. J. Appl. Phys.*, 34 (1995) 2032.
- [97] A. Ueno and Y. Yamazaki, "Effect of π -Mode Stabilizing Loops in an RFQ Model Cavity for the JHP", 第16回ライナック研究会, 船橋, 千葉県, 1991.
- [98] A. Ueno and Y. Yamazaki, "Low Power rf Field Tuning of a Four-Vane Type RFQ Model for the JHP", 第18回ライナック研究会, つくば, 茨城県, 1993.
- [99] A. Ueno and Y. Yamazaki, "Low Power rf Field Tuning of a Four-Vane Type RFQ Stabilized with PISLs", 9th Symposium on Accelerator Science and Technology, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1993.
- [100] A. Ueno *et al.*, "RF Field Measurement of an RFQ Cold Model Cavity for the JHP", 1990 Linear Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA, 1990.
- [101] A. Ueno and Y. Yamazaki, "Low-Power RF Characteristics of a 432-MHz, 3-MeV RFQ Stabilized with PISLs", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [102] A. Ueno and Y. Yamazaki, "High-Power Test of a 432-MHz, 3-MeV RFQ Stabilized with PISLs", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [103] A. Ueno and Y. Yamazaki, "First Operation of a 432-MHz, 3-MeV RFQ Stabilized with PISLs", 1994 Linear Accelerator Conference, Tsukuba, Ibaraki, Japan, 1994.
- [104] 上野彰, "大型ハドロン計画用 RFQ の開発", 大型ハドロン計画検討会, 田無, 東京, 1995, 東京大学原子核研究所, JHP-28, 1995.