

Toshiyuki Ozaki

Department of Physics, College of Science and Technology, Nihon University

ABSTRACT

A new injection method in the microtron is proposed. Instead of the TM_{010} mode cavity, a new cavity with a slant end-plate is designed. The radial component of r.f. electric field produces vertical focusing against the defocusing of r.f. magnetic field in the injection orbit. This parallel beam injection allows to enlarge the available area of cathode, which makes it possible to construct a higher current microtron.

マイクロトロンにおける新入射法が提案される。 TM_{010} モード空洞に代わり、傾斜面をもつ新型空洞が設計されている。入射軌道で、r.f.電場の半径方向成分が、r.f.磁場の発散力に対抗する集束力となる。この平行ビーム入射法はカソードの有効面積を広げる。これは大電流マイクロトロンの建設を可能にする。

§1. 序文

電子リニアックの発展の1つとつ方向にビームリサーキュレーションがある。例えば図1(a)に示すように、リニアックの両側をD型磁石で囲み、リニアックから出たビームを磁石で回転させて再びリニアックで加速してエネルギーを増加させていく方法である。これはレストラック・マイクロトロンと呼ばれている。D型磁石の間隔をゼロにして、加速管として1つとつ空洞共振器を用いる装置は、古典的マイクロトロンと呼ばれている。これを図1(b)に示す。

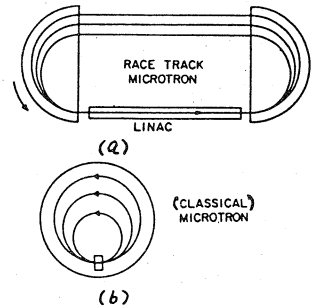


図1. マイクロトロン

マイクロトロン加速原理は、1945年ソビエトのV.I. Vekslerによって発見された¹⁾。この発見直後に建設されたマイクロトロンはみな低電流(最大1mA程度)であった。1960年代になって、ソビエトのS. P. KapitzaとV.N. MelekhinのグループとスウェーデンのO. Wolkholmの新しい入射法の発明で実用装置となった。代表的な3GHzマイクロトロンを表1に示す。Kapitzaの方法は、 TM_{010} モード空洞の端面にカソードを置き、r.f.電場で電子をカソードから引き出し加速しつつ、r.f.磁場と静磁場で回転させてマイクロトロン軌道に導いていく方法である。図2(a)(b)に示すように右回転入射と左回転入射がある。Wolkholmの方法は小型の電子銃から80keV程度のビームを空洞に打ちこむ方法である。これを図2(c)に示す。現在、世界に50台前後のマイクロトロンが動作しているが、大半はソビエトにありKapitza型入射法を用いている。他方Wolkholm型は安定度・信頼性が高いと評価されている。

Institute	Pole Diameter (cm)	Particle Energy (MeV)	Number of Orbits	Pulse Current (mA)	Parameter (Q)	Weight of Magnet (tons)	Use
1. Institute for Physical Problems Moscow, USSR (Ref. 27)	75	15	17	35	1-2	0.9	Nuclear physics and relativistic electronics
2. Institute for Physical Problems Moscow, USSR (Ref. 19)	110	32	30	50	1-2.2	5	Particle dynamics, radioactivation analysis
3. United Institute for Nuclear Research, Dubna, USSR (Ref. 28)	110	30	30	60	2	4.5	Injector into a pulsed reactor for fast neutrons
4. Physical Institute Ac. Science USSR, Moscow, USSR (Ref. 66)	60	7	10	110	1.2	2	Synchrotron injector, positron acceleration
5. Lunde University, Sweden (Ref. 59)	50	6.4	10	50	1.05	0.6	Synchrotron injector
6. Western Ontario University, Canada (Ref. 86)	50	6.2	8	40	1-3	Split	Particle dynamics, relativistic
7. London University, England (Ref. 60)	200	29	56	10^{-3}	1	20	Work discontinued
8. University of Wisconsin P.S.L., USA (Ref. 100)	137	44	34	15	2.5	15	Storage ring injector

表1 代表的な3GHzマイクロトロン²⁾

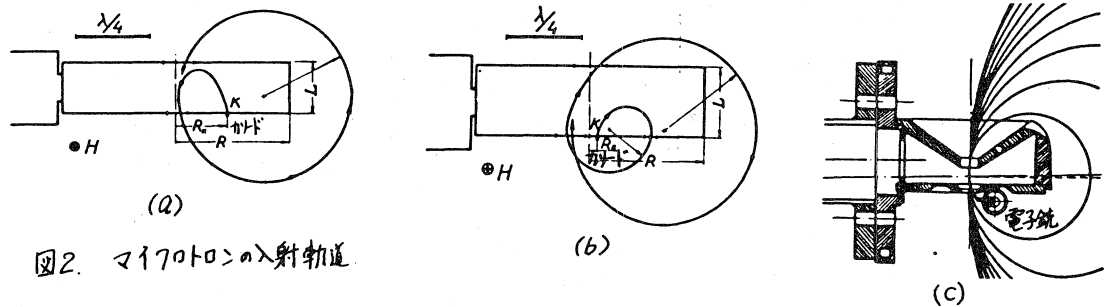


図2. マイクロトロンへの入射軌道

§2. ソビエト大電流マイクロトロン

マイクロトロンの最大電流は表1のソビエト科学アカデミーマイクロトロンの110mAである。入射法は図2(a)のタイプである。カソードを最大許容幅まで大きくしている装置である。カソードは約14mm×1.6mmと推定される。二のように図2(a)の入射法では細長いカソードが使用される。この理由を以下に述べる。

入射軌道を計算するために図3の座標系を採用する。TM₀₁₀モード電磁場は、gauss単位系で $E_z = E_0 J_0(kr) \cos(\omega t + \varphi_0)$, $H_\theta = E_0 J_1(kr) \sin(\omega t + \varphi_0)$, $ka = \frac{2\pi}{\lambda} a = 240$ である。ここで、 J はBessel関数、 a は空洞半径、 λ は共振波長である。

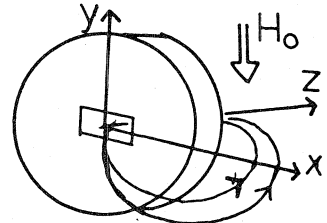
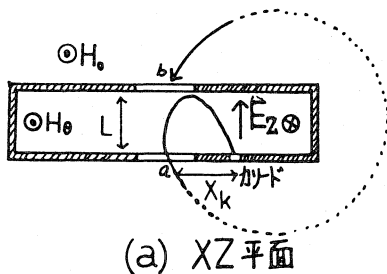


図3 座標系



(a) XZ平面

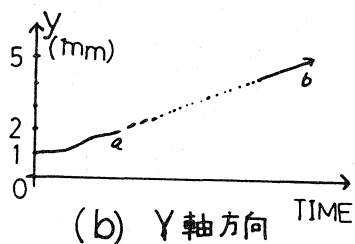


図4. 大電流マイクロトロンへの入射軌道

電子の運動方程式は

$$\frac{d}{dt} \frac{mV_z}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = eE_z + \frac{e}{c} V_z (H_\theta - H_0)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{mV_y}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = -\frac{e}{c} V_z (H_\theta - H_0)$$

$y=0$ 平面近傍のみを考える近似の y 方向運動方程式は

$$\frac{d}{dt} \frac{mV_y}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = \frac{e}{c} V_z H_0 \frac{y}{a}$$

ここで H_0 は電磁石の磁場強度、 $V^2 = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2$ である。

例えば、日本大マイクロトロンの動作パラメータ ($H_0 = 1177$ gauss, $E_0 = 380$ kV/cm, $\lambda = 10$ cm, L (空洞長) = 16.7 mm, X_k (カソード) = 17.5 mm) を代入して初速度ゼロの初期条件で運動方程式を Runge-Kutta 法で数値積分する。結果を図4(a)(b)に示す。 $y_0 = 1$ mm から出た電子は、入射軌道終端で $y = 5.2$ mm まで発散する。つまり、ビーム孔の高さの $1/5$ の高さのカソードしか使用できない。8 mm の高さのビーム孔のマイクロトロンでは、1.6 mm の高さのカソードしか使用できない。入射軌道終端で空洞のビーム孔の側壁にぶつかるなかった電子は、ビーム孔(水平スリット)のフリンジで $\pi/2$ フィールドの集束作用で安定に加速されていく。

このようにカソードの縦幅は、軌道子午面に垂直な方向にきびしく制限されている。よって、細長いカソードがよければカソードが使用されている。さらに、カソードのヒットも難しい。

§3. 平行ビーム入射型大電流マイクロトロン

マイクロトロンのカソードの面積を広くできれば、より大電流が得られる。そのために TM_{010} モード円柱空洞に代えて、より一般的な形状の円柱空洞を用いることにする。 TM_{010} モード電磁場は軸方向電場 E_z と円周方向磁場 H_θ をもっている。一般形状円柱空洞は加えて半径方向電場 E_R をもつので、この一般空洞内の電子の運動方程式は

$$\frac{d}{dt} \frac{mV_z}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = eE_z + \frac{e}{c} V_z (H_\theta - H_0)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{mV_x}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = eE_R - \frac{e}{c} V_z (H_\theta - H_0)$$

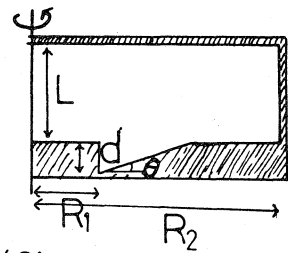
$$\frac{d}{dt} \frac{mV_y}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = \frac{e}{c} (V_z H_\theta + E_R) \frac{y}{x}$$

となる。y軸方向の運動は H_θ と E_R によって決まる。 H_θ が発散力となるに対して、 E_R は集束力となりえる。⁽³⁾

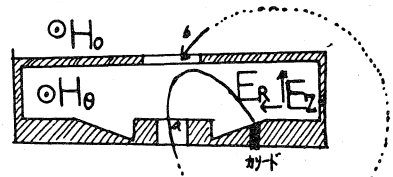
図5(a)に示す形状の空洞を考える。電磁場を求めるために、波動方程式を差分に変え、空洞内をメッシュに分けて、導体面で磁場の法線成分がゼロの境界条件のもとで緩和法で収束解を求める。最初の試行関数として TM_{010} モード解析解を用いた。共振周波数は変分法で求める。緩和法と変分法を交互に用いて真の解に近づけた。⁽⁴⁾⁽⁵⁾

まず、空洞の形状パラメータ L, d, R_1, R_2, θ を与えて、約 100×50 のメッシュで $3GHz$ 空洞の電磁場を求める。次に、マイクロトロン動作パラメータ H_0 (磁場)、 E_0 (電場)、 X_k (カソード位置)、 ψ_0 (電子がカソードから出る位相) を与え、初速度ゼロの初期条件で運動方程式を数値積分してマイクロトロン加速する解を求めた。

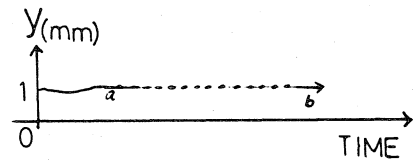
一例 ($L=15.5mm, d=5mm, R_1=10mm, R_2=38.7mm, \theta=\tan^{-1}1/3, X_k=22.0mm, H_0=1177gauss, \int_0^L E_z dz = 0.562keV, \psi_0=30^\circ$) を図5(b)(c)に示す。この空洞による入射では電子はy軸方向に発散しない。つまり、カソードの面積をy軸方向にソビエト型より5倍大きくできるために、大電流化できる。傾斜角 θ を大きくするとy方向集束力は強くなるが、空洞の外壁に当たる解やマイクロトロン加速できない解が増える。上記の例の解が限界であるように思われる。加速実験を予定している。



5(a) New Cavity



5(b) XZ平面



5(c) Y軸方向運動

図5 新入射法

—文献—

(1) V.I. Vekshin: J. Phys. USSR 9 (1945) 153

(2) S.P. Kapitzka and V.N. Melikhin: THE MICROTRON (harwood academic publishers)

(3) 塚田, 佐藤, 早川, 尾崎: 特許出願 56-195489

(4) 熊谷: 加速器, P222 (共立出版, 1975)

(5) M. Martini and D.J. Warner: CERN Report 68-11 (1968)