

重离子核物理



科学技术文献出版社重庆分社

重离子核物理

中国科学技术情报研究所重庆分所 编辑

科学技术文献出版社重庆分社 出版
重庆市市中区胜利路91号

四川省新华书店重庆发行所 发行

四川重庆新华印刷厂 印刷

开本：787×1092毫米1/16 印张：13 字数：41万

1979年5月第一版 1979年5月第一次印刷

印数：7200

书号：15176.363

定价：1.35元

目 录

| | |
|--|---------|
| 重离子加速器 | (1) |
| 新一代重离子装置 | (21) |
| 静电加速器的发展 | (27) |
| 橡树岭霍利菲尔德(Holifield)重离子研究装置 | (33) |
| 核结构设备——达累斯堡实验室的串列静电加速器 | (36) |
| 法国的国家重离子加速器(GANIL) | (40) |
| 关于UNILAC的情况报告 | (42) |
| 超导重离子直线加速器 | (48) |
| 巧克河超导重离子回旋加速器的现状 | (53) |
| 霍利菲尔德重离子研究装置中的分离扇回旋加速器(增能加速器)的设计现况 | (56) |
| 联合核子研究所U—400等时性重离子回旋加速器 | (59) |
| 第二次国际重离子源会议总结 | (62) |
| 联合核子研究所电子束离子源评论 | (71) |
| * * * | |
| 着重于研究核结构的直接反应的实验现况 | (77) |
| 全熔合及其限制 | (88) |
| 与快弛豫模式相关的深部非弹性反应实验现状 | (107) |
| 重离子反应产物的探测与鉴别 | (129) |
| 相对论重离子的中心碰撞 | (142) |
| 高角动量原子核 | (145) |
| 探索超重元素的前景 | (149) |
| 远离 β 稳定线同位素研究结果 | |
| ——联合核子研究所核问题实验室ЯСНАПП计划的工作总结(一) | (157) |
| GSI的首批结果 | (182) |
| * * * | |
| 国外重离子核物理研究的现状与展望 | (202) |

重离子加速器

H. A. Grunder F. B. Selph

1. 引言

近二十年来,重离子束对于科学研究已变得越来越重要,其范围涉及到重元素的“人工”合成,核物理学,生物学和医学等领域。

这篇文章提到的所谓重离子,是指原子质量数大于4的任一元素的核(不包含氢和氦)。重离子加速器就是用来提供一定能量的强而纯的重离子装置,有时也加速不稳定的同位素,只要它的半衰期比加速周期长就行。

1930年,劳伦斯,里文斯顿及其合作者发明并建造了第一台回旋加速器,从而开始了粒子物理,核物理和核化学方面的研究工作,至今已成为一门很重要的科学领域。全世界60-吋回旋加速器提供的质子束,氘束, α 束和锂离子束,成了核物理和核化学的强有力工具。1961年,伯克利60-吋回旋加速器引出了很强的束流。那时,劳伦斯伯克利(LBL)88-吋等时性回旋加速器和橡树岭等时性回旋加速器(ORIC)都把重点放在核物理上。早在1962年,里文斯顿(Livingston)和布勒文特(Blewett)^[1]就详细介绍了加速器的发展。

1957年,劳伦斯辐射实验室和耶鲁大学研制和建成了头两台重离子直线加速器,可提供质量数40以下的所有粒子^[2],其单核能都大于10兆电子伏。从那时起,就开始用重离子直线加速器来进行核化学的研究。在苏联杜布纳联合核子研究所(JINR)也开展了类似工作。

与静电加速器平行发展的特别是串列范德格拉夫加速器^[3]得到了越来越高的端电压,到目前已可望达到20兆伏到30兆伏。使用技术精湛的负离子源^[4],使得串列范德格拉夫加速器跨入了重离子核物理领域,作为直线加速器和回旋加速器的补充。由于这种机器提供的束流有极好的相空间特征,其中包括小到 10^{-4} 的能量分辨,使它成了精密核物理实验的理想工具。耶鲁小组用他们的MP串列加速器,开辟了用范德格拉夫加速器研究重离子的新途径。

随着普林斯顿的质子同步加速器(普林斯顿—宾夕法尼亚加速器,它于1975年关机)^[5]和伯克利的贝伐特朗^[6]改为重离子加速器,1970年开始了相对论重离子加速器实验。当初,由于注入器原来是设计来加速质子的,所以束流强度和离子种类都受到了限制。伯克利将重离子加速器(超级重离子直线加速器)提供的强流,低能束流注入到贝伐特朗,使这一限制得到了改善。这种组合(贝伐拉克)加速方式,可提供氦以下的离子束,强度约为 10^9 粒子/秒。用这种束流可作高能和粒子质量分辨的符合,反符合实验,而对于铁,束流强度有所下降。现在的能量范围是单核能从100兆电子伏到24亿电子伏。

重离子束在基础研究和应用研究方面有着广泛应用。当能量低于库仑位垒时,可用它来得到很精确的核物理量(比如,能级和矩阵元)。用 ^{136}Xe 离子束,可使 ^{238}U 激发到 $I=24$ 的转动态,用更重的炮弹,可得到更高的激发态。能量大于库仑位垒时,研究了核相互作用,比如研究离子—离子势,或核形变对散射和反应过程的影响。对转移反应,复合核的形成以及深部非弹性过程的研究,进一步加深了我们对反应机制的了解。超重元素($Z=114-126$)的探索构成了目前开展的研究的另一个分支。在原子物理中,可望通过重离子碰撞来提高分子—轨道X射线的产额,或观测预期的正电子自电离过程。

在单核能20兆电子伏以上,会出现新的现象。因为离子的速度已超过了核物质中的声速,从而开辟了研究各种密度核物质的可能性。

在高能核物理中,科学家们热心于探索相互作用的新特点,比如同时涉及很多重子的那种相互作用^[7]。高能核子能产生 π 介子和K介子或者再吸收它们,也可能被激发到重子共振态。在对心碰撞中,原子核的初始基态位形可立即变成很热的核物质碎片,这时核子间的结合能相对来说就变得很弱。

高能(单核能几百兆电子伏以上)重离子碎裂截面是天体物理学家很感兴趣的问题。他们根据所得到的数据用公式来表示宇宙射线在空间中传播的方式和探索宇宙是怎样形成的。而且也需要用很准确的重离子

来校准空间研究中的灵敏飞行仪器。

最令人激动的是，预言了可能产生核物质的反常核态，如果能得到Pb和U这样的相对论离子束，就能检验这个预言是否正确。

重离子在放射生物学，放射疗法和诊断放射学的应用已发展成为一门全新的重离子学科。这些束流对放射治疗的潜在意义还在于它的放射生物效应，以及同一般的X-射线治疗相比，它还可利用精确的辐射剂量来照射肿瘤，而使正常组织损伤最小。在劳仑兹贝克利实验室(LBL)的贝伐拉克装置上，正在研究这些方面的实验计划^[8]。第一步正在积极考虑病人的治疗。低电荷态重离子用于工业中已有一段时间了。主要应用是离子注入—用重离子束对半导体材料进行掺杂，以达到好的均匀性和剂量可以控制，而且有时，还能得到其他方法不能得到的器件^[9]。现正在研究的重离子的其它应用是用它来改变材料的光学性质，改变磁泡存储器所用材料的磁特性，提高表面硬度和抗腐蚀能力以及改变薄膜性质^[10]等等。离子注入也用在超导体的生产中和改变摩擦系数。在橡树岭国立实验室(ORNL)，还用重离子束来模拟堆中子引起的辐射损伤，因为现在还没有足够强的中子源可以利用^[11]。

很多可能的和运转的重离子加速器，都是根据预定的用途来选定的。精密的串列静电加速器和回旋加速器束流，最适合于采用高分辨谱仪的实验。由于直线加速器的束流强度大，速度与质量无关等，因此它是化学方面实验的很好工具，在这方面，它超过了回旋加速器和静电加速器。同步加速器可提供品质好的高能束流，而且花费也不太大。本文评述了加速器的某些基本考虑和基本类型。

2. 重离子加速器的某些基本考虑

粒子束流的主要特征是粒子种类，电荷态(2.1节和4.1节)，动能，能散和时间结构。同样，束流强度，发射度和有关的亮度概念(2.2节)也很重要。时间结构分宏观负载因子和微观负载因子，前者正比于束流占据时间，后者是加速高频的调制强度。

两端有不同电压的真空管可算是最简单的加速器。如果V是它们两端之间的电位差，一个电荷为qe的离子在通过这个管子时，它的能量将增加 $\Delta T = qeV$ 。

在一般应用中，单核能 T_n (而不是离子的总能量T)是一个关键的量，其定义为 $T_n = T/A$ ，其中A是离子的原子质量数。因此，当离子通过电势为V的空间时，单核能将增加 $\Delta T_n = \left(\frac{q}{A}\right)eV$ 。

显然，离子的荷质比(q/A)是一个很重要的量。要得到同一的 T_n ，荷质比低的离子，需要的电压V较大。另外，对于弯转和聚焦来说，重要的是用磁场使离子偏转，偏转的大小正比于磁刚度 $B\rho$ ，它的定义是离子动量除以电荷： $eB\rho = Mv/q = (A/q)rm_p v$ 。这里，离子质量 $M \equiv Arm_p$ ，其中 m_p 是质子质量，r是相对论质量增加。对于能量相同，荷质比 q/A 不同的两个离子， q/A 较低的离子有较大的磁刚度，因而弯转它要用较大的磁场。

原则上，重离子和质子的加速过程仅在于 q/A 不同。事实上，主要差别还在于离子源，需要低速(低 β)加速结构以及电荷交换过程中重离子的电子得失等等。

电荷态取决于离子源所给出的离子的电离度，典型的离子源都要形成等离子体，带电离子就从中引出。从离子源引出的原始束流具有某些确定的特征，比如，发射度，亮度和最大宏观时间结构等。4.1节对离子源参数作了较完整的讨论。

当束流离开这个初始阶段后，就需仔细考虑离子在不同加速阶段上的电荷态。要增加离子电荷态可用剥离方法(2.1节)，但束流强度要减弱。同剩余气体的电荷交换，可使 $B\rho$ 发生急剧变化，因而要导致束流损失。

如果从离子源出来的离子 q/A 很低(比如重离子束就是这样)，离子的加速就会很慢，于是就产生束流横向约束的问题。同性带电离子间固有的相互排斥产生了空间电荷力，因而需要用一个聚焦力来补偿，以使束流被约束。在非相对论能量范围内，单位长度上的空间电荷力与 β^2 ($\beta = v/c$ 是粒子速度V与光速C之比)成反比。为了克服这一点，于是就需要设计一个低 β 的加速结构。

2.1 电荷交换

离子通过物质要同介质原子交换电子。这时可发生两种彼此竞争的过程，一种过程是从运动离子上剥掉电子，另一种过程是运动离子俘获电子。这些过程的截面与核电荷数Z和离子速度 β 有关。低速时俘获是主要的，而高速时剥离是主要的。图1给出的是在氮气中碘离子的剥离和俘获截面。在速度足够大时，离子将全剥离。低速时，很容易达到平衡态，并与Z、 β 和介质的性质有关。

由于剥离过程的统计性，平衡时电荷态将围绕某一平均电荷值 \bar{q} 有一分布。由于其中的相互作用很复杂，还没有可以满意解释所观测到的剥离行为的理论。所以，在设计和运转重离子加速器时，常借助某些半

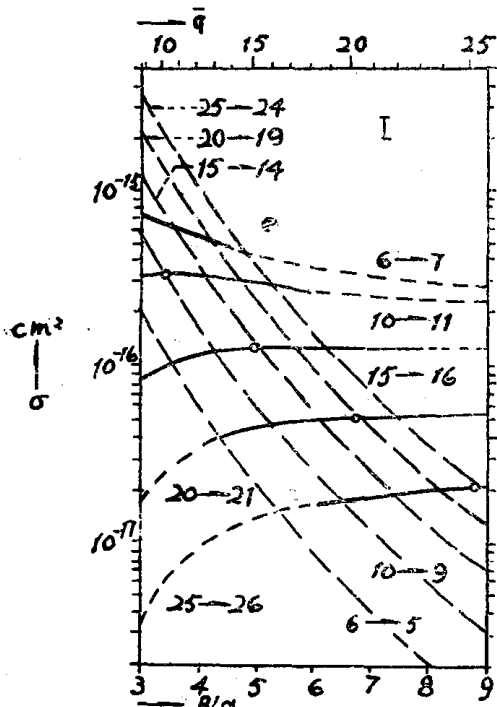


图1 空气中碘离子的电荷交换截面与离子速度的关系。速度用 β/a 表示，其中 a 是精细结构常数，等于 $1/137$ 。图上面刻度是剥离离子平均电荷态 \bar{q} [取自参考文献(12)]。

经验公式，正如贝茨(Betz)⁽¹³⁾ 指出的，在现有的 Z 和 Z 值范围内，用这些半经验公式来预言平均电荷态，精度可达 ± 1 个电荷态。但要将它随便外推那是不行的。从图2可以看出重离子加速器离子剥离的某些特征。对密剥离介质，这个图用经验公式给出了平衡电荷态与单核能 T_n 的关系。在 Z 曲线下面是剥离区，上面是俘获区。

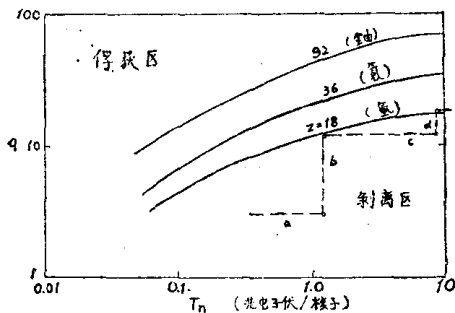


图2 密剥离器的计算离子平衡电荷态与能量的关系，其中 $Z=18, 36$ 和 92 。虚线表示的是贝伐拉克中氩离子的加速过程和剥离，其中包括两次加速 (a 和 c)，两次剥离 (b 和 d) (见3.6节)。

用贝伐拉克加速氩来说明是很合适的。从离子源出来，它的电荷态 $q=3$ ，用第一台直线加速器把它加速到 $T_n=1.2$ ，第一次剥离后得到 $\bar{q}=12.4$ ，再用第二台直线加速器加速到 $T_n=8.5$ ，第二次剥离后 $\bar{q}=17.3$ 。各节加速都必须使用确定的电荷态，第一次剥离后用的是 $q=12$ ，第二次剥离后 $q=18$ 。每次剥离后，束流强度都要损失一些。因为剥离后的电荷态有几种，而需用的却只有一种。每一次剥离，氩都要损失50—70%的束流。对于 Z 较大的离子，其损失更大，因为它的电荷态分布更宽。

2.2 发射度和亮度

发射度和亮质概念很重要，因为它决定了束流大小和通过给定的离子光学系统所允许的粒子通量。单单知道了束流大小和像真空室的物理边界还不够。因为任何束流都具有发射度，因而还须考虑聚焦元件的能力和空间等因素。束流发射度对于弄清任一点(比如靶)上可能的最小束流尺寸以及电场和磁场不均匀性对束流品质的影响是很有用的。

粒子可用它的三个直角坐标 x, y 和 z 以及沿这三个方向的动量 P_x, P_y 和 P_z 来描述。在坐标和动量的六维相空间中，束流形成一个系综。统计力学的基本定理，即熟知的刘维定理可表述为，如果系综是哈密顿的(即运动方程可表为哈密顿形式)，那末在给定粒子的邻域，相空间的粒子密度不随时间变化(14)。在外电场和磁场作用下的带电离子是哈密顿的。但剥离过程不是哈密顿的，因为知道了粒子的初始坐标和动量，以及作用到它上面的外场后，还不足以确定束流行为。

某些情况下，运动方程可对一个或几个坐标进行分离。例如， X 平面内的运动可能与其它坐标无关，这时，刘维定理就可用于二维相空间 X, P_x ，这种情形在束流输运系统中经常出现。考虑一维运动情形。 t_0 时刻的束流，在相空间中被曲线 E_0 所包围(见图3)。 t 时刻，粒子分布将由另一条曲线 E 包围。根据刘维定理，由 E_0 和 E 所包围的面积是相等的，在 t_0 时刻位于 E_0 内的全部粒子，在 t 时刻都必然位于曲线 E 内。用 z 表示束流轴，在 X, P_x 平面上，由 E 所包围的面积就是所谓标准发射度；如果平均束流动量为 P_0 ，引入新的变数 X, X' ($X' \equiv P_x/P_0$)。则在相平面上，束流占据的面积就是所谓发射度。

束流强度同样也是一个重要参数。但是，如果要获得较强的束流只有牺牲发射度。所以有用强度不可能达到较高。为了便于比较起见，定义了一个束流亮度

$$B = I/E_x E_y \quad (1)$$

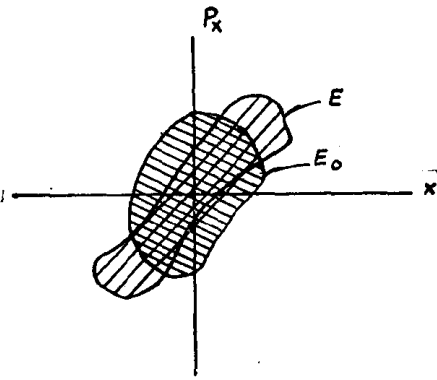


图3 横向相空间中的束流发射度。X = 横向位置，Px = 横向动量。

其中I为束流强度，Ex和Ey为束流横向相空间中的发射度。

可以预期，如果系统发射度与加速器的接受度相等，则束流亮度保持不变。但这是少见的。因为，同剩余气体的电荷交换，剥离到高电荷态和射频俘获等都会使束流强度减小。而且，严格说来，即使刘维定理成立，在加速器和运输系统中发射度也还可能变大。这可用图4中的一般情况来说明。图4a给出的束流发射度E₀为一椭圆，在通过线性运输系统后，发射度如图4b所示，为一形状不同但面积相同的椭圆E₁。但是，如果运输系统含有非线性场，结果就如图4c所示，这

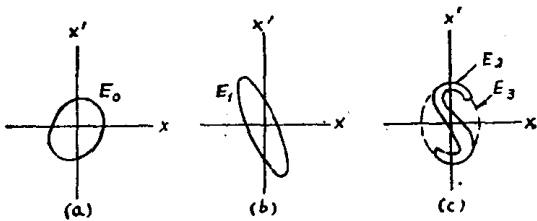


图4 (a)相空间椭圆束流，面积为E₀；(b)在线性力作用下，变成了另一个椭圆E₁，E₁=E₀；(c)在非线形力作用下，变成E₂，如果要进一步作线性变换，就要求有一个能包住它的更大的束流椭圆E₃〔取自巴弗得(Banford)^[15]〕。

时束流发射度E₀变成E₂，形状畸变了但面积仍相同。如果不采取有效措施（比如设法补偿非线性），就要求以后的运输系统能接受发射度较大的束流（如虚线所示的椭圆发射度）。进一步讨论见巴弗得(Banford)^[15]。

3. 重离子加速器类型

原则上，静电加速器就是最简单的重离子加速器。它是直流工作，有最大的负载因子。它提供的束流发射度低，能量分辨好。但是，离子最大能量受到一定限制。如果使用大型串联静电加速器。则离子种类又要受到限制，因为它要用负离子源。

用直线加速器可使粒子获得任一能量，它也有高的负载因子。但是，离子在加速结构中只能一次加速，不能反复加速。而直线加速器的结构长度又受到造价的限制，因而也就限制了它的离子能量。高负载因子也要受到高频功率费用的限制，因为在实际应用中，束流只占据了一小部分高频相位。

集团加速仍处在实验阶段。因为它可能最经济，

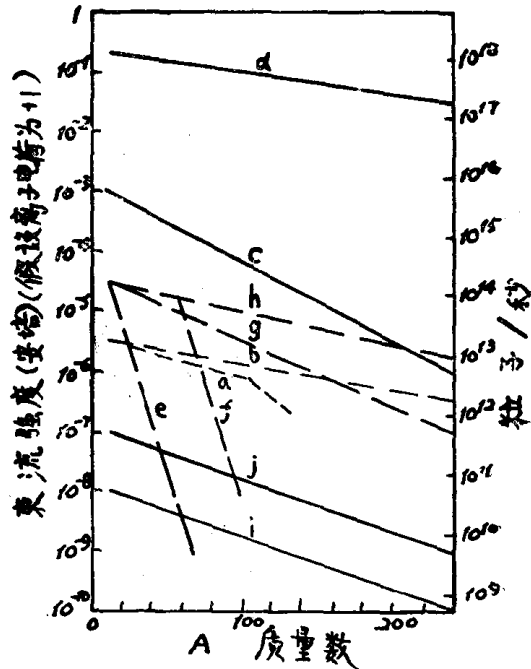


图5 重离子加速器的束流强度与质量数的关系。(a)25兆伏串联静电加速器；(b)串联静电加速器+回旋加速器；(c)现有的直线加速器；(d)用于重离子聚变反应的强流直线加速器；(e)K=140的现有回旋加速器；(f)计划中的K=500的超导回旋加速器；(g)计划中的串联回旋加速器，其中每个加速器的K=400；(h)计划中的串联超导回旋加速器，其中一个K=500，另一个K=800；(i)直线加速器和同步加速器（完成束流改进计划后的贝伐拉克）；(j)直线加速器+同步加速器（重复频率20赫）。

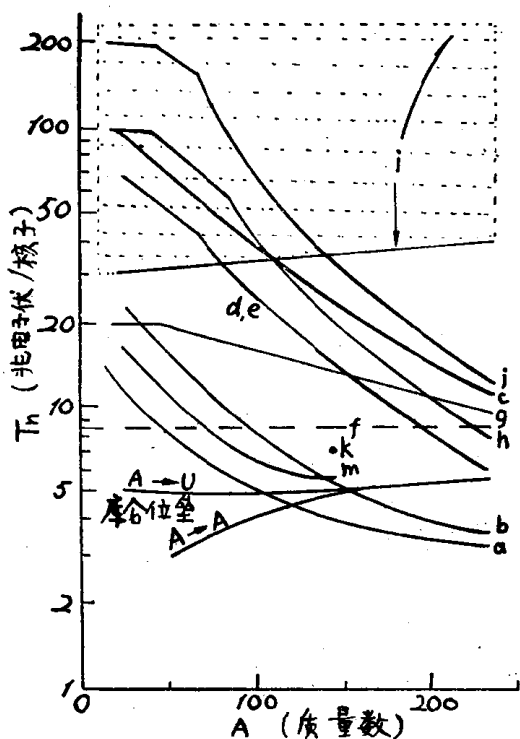


图6 几台加速器的单核能与质量数的关系。所用的符号在5节中说明。(a)HHIRF 串列静电加速器(T25); (b)HHIRF I阶段(T25+K90); (c)HHIRF II阶段(T25+K90+K400); (d) 巧克河(T13+K500); (e)罗彻斯特(T13+K500); (f) 超级重离子直线加速器(D8.5); (g) UNILAC (D4.5+L23.8); (h) GANIL(K25+K400+K400); (i) MSU (K25+K500+K800); (j) 贝伐拉克(D8.5+S2.6) [仅给出了下限, 上限的单核能 $T_n = 26$ 亿电子伏(对于 $A = 20$), 和 $T_n = 13$ 亿电子伏(对于 $A = 238$)]; (k) 杜布纳的JINR U200+U300; (m) JINR 的U400(K725)。

人们对它很感兴趣。但负载因子很低。

在高频功率方面, 回旋加速器是很经济的, 因为离子只需反复通过同一加速结构就能不断加速。最大能量(因而它的费用)只决定于磁铁大小。它有高的负载因子。当要求能量高, 离子种类可变和能量可变时, 由于相对论质量增加所引起的磁场变化, 就需要精湛的磁场成形技术。

同步加速器在高频和磁铁方面都是比较经济的。根据现有技术, 同步加速器是获得高能的最经济的加速器。不过, 它的负载因子低, 可用牺牲平均束流强度的办法, 把负载因子增加到25~50%。因为粒子在

它里面走的路程长, 要求有很高的真空。

原则上, 能加速质子的任何一种加速器都可用来加速重离子, 即使加速器建成后, 可变能量回旋加速器, 同步加速器, 静电加速器也很容易进行许多必要的改进。但直线加速的改进, 在设计时必须考虑好。

但是, 根据现有技术条件, 完全可以很快地发展规范化了的的重离子加速器, 其中包括设计特别适于加速低 q/A 的重离子加速器。主要重离子加速器的性能如图5和图6所示, 前者给出了束流强度与质量数的关系, 后者给出了单核能与质量数的关系。下面将看到, 不同类型的加速器, 其性能为什么会有这样大的差别。

3.1 静电加速器

静电加速器采用了绝缘带或绝缘链将电荷送到高压端。离子是通过端和地之间的电位差来加速的。很多年前, 范德格拉夫就提出研究和发展这种类型的加速器, 因而这种加速器又常用他的名字来称呼。

范德格拉夫加速器是获得10兆伏以上高压的唯一加速器。另外一种高压发生器是考克洛夫特-沃尔顿^[16]及其并联馈送形式统称 Dynamitron^[17]。这种加速器在4兆伏以内都能提供几个毫安的高束流强度, 因此, 常用它作直线加速器的预注入器。

1兆伏以上的静电加速器, 都是把高压部件放到一个钢筒中, 从而提高了它的工作电压, 减小了装置的尺寸。这种加速器要受到电击穿和电晕放电的限制。为此, 常用六氟化硫或用它与氮和二氧化碳的混合物来作绝缘气体, 采用的压力为250磅/平方吋。

为了避免重离子电荷交换, 当然加速管要有高的真空度。由于加速管电场梯度为2—3兆伏/米, 要使它稳定而可靠的运行, 必须对它进行严格的处理。要处理一台大型静电加速器需要很长时间和很高的工艺。作这种处理的目的是要消除高压表面的小的不规则性, 否则它会引起放电。

“串列”式加速器就是这种加速器发展起来的, 在串列式加速器中, 负离子加速到高压端, 同时在这里进行剥离, 然后加速到地^[18](见图7)。现在已发明了新的输电技术, 用金属球输电链代替了传统的输电带。用这种输电链可减少电火花损伤, 也可降低同气体的摩擦损失, 可以提供适当的输入功率因而可取消冷却要求^[19]。

最新的串列静电加速器, 是国家静电公司(NEC)在橡树岭国立实验室(ORNL)建造的25兆伏加速器(图8)。钢筒是直立式的, 它的高压端在顶部, 其中放有180°弯转磁铁。负离子和正离子都在同一个柱中

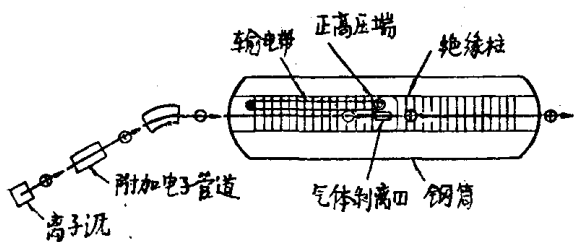


图7 串列静电加速器示意图〔取自范德格拉夫(18)〕。

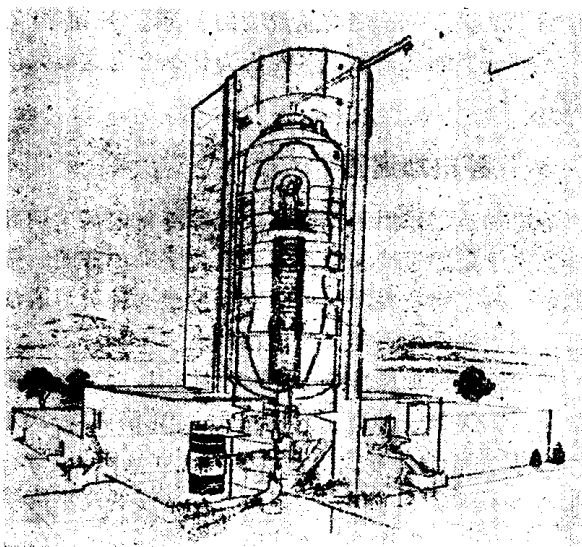


图8 由NEC造的HHIRF25兆伏串列静电加速器剖视图。从离子源出来的负电荷束流弯转90°,向上加速到端部,并在这里剥离,弯转180°后,再向下加速。90°磁铁可绕垂直轴转动,这样就可将束流送到任何一条径向输运线。

加速。用这种折叠式结构,大大地降低钢筒尺寸和建筑物高度。离子源放在地面上,因而建筑方便而又经济⁽²⁰⁾。

另一台大型串列装置正在英国达累斯堡建造,计划最初工作在20兆伏,然后逐步达到30兆伏。这台加速器也放在一个垂直塔中,但它的离子源在顶部⁽²¹⁾。

为了抑制加速管表面跑出来的电子或离子,常在加速管的一定距离上放一些小孔径光栏。在两个光栏之间跑出来的大部分离子或电子都可被光栏挡掉,少数通过这光栏的离子,最后将在第二个光栏上全部挡掉。于是,由于正负离子交换而造成的电子负载就可用这个简单而有效的办法来解决。另一种办法是采用磁场或倾斜电场方法。

为控制束流适当设置了四极透镜,使用束流剖面监测器和控制元件,可把束流直接从离子源送到靶

上。熟练的技术员很容易完成对束流能量和电荷态的变换。

从静电加速器出来的束流,可注入到回旋加速器或直线加速器,然后把离子的单核能提高到8兆电子伏或更高。橡树岭25兆伏串列将注入到回旋加速器(ORIC),使质量数为100的粒子单核能达到9兆电子伏以上。同时,还计划建一台分离扇回旋加速器,将所有粒子的单核能提高到10兆电子伏以上⁽²²⁾(见图9)。柏林,哈恩—梅特涅研究所正在建一台能量较低的类似装置*。

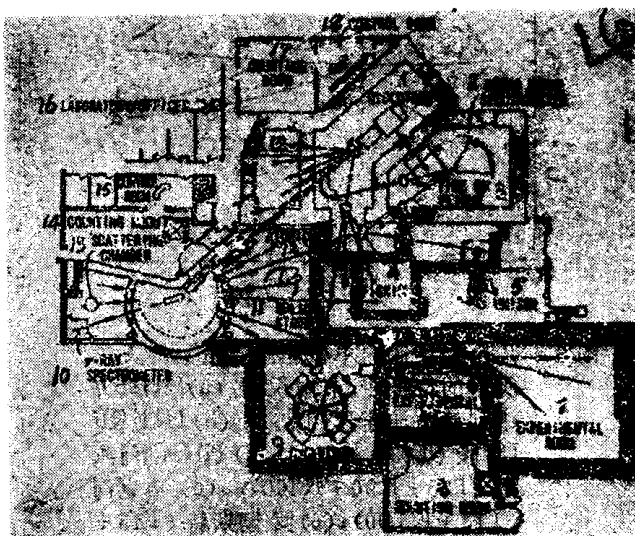


图9 HHIRF装置的平面图。左边是从串列静电加速器来的径向输运线,上边是K=90的回旋加速器(ORIC),下面是将来的K=400的回旋加速器。这台机器可直接接受串列静电加速器和ORIC来的束流。

1. 9. 回旋加速器 2. 宽程谱仪 3. 飞行时间
4. 裂变 5. 大学同位素分离器 6, 7. 实验室 8, 14, 17. 计算室 10. γ 射线谱仪
11. 固体 12. 原子 13. 散射室 15, 18. 控制室 16. 实验室/办公室

在阿贡国立实验室,正计划用现有的串列注入到超导直线加速器⁽²³⁾。其它实验室也提出了类似的装置。

静电加速器的两个最大特征是直流工作和不太高的功率。要达到高能,必须克服加速管表面的离子交换问题。实验表明,用清洁的钛表面或不锈钢表面,其放电阈比这些金属被冷凝蒸汽包着时高得多。随着加速管长度的增加,蒸汽移出相当缓慢,因而处理就

* 现已运转—译者。

更困难。此外，还会产生其它影响。由于离子碰撞，还会把凝聚分子从表面上打出来，形成一种气体，它可以被电离，从而增加了放电机，而且当蒸汽从凝聚层跑出来时，放电就扩展到破裂区。用金属和陶瓷烧结的管子，有利于使放电问题减至最小。但是，近来又出现了一个新问题，偶然产生的蒸汽会保存很长时间。

3.2 重离子直线加速器

尽管橡树岭和达累斯堡正在建造的静电加速器的端电压可望达到25—30兆伏范围，但由于两端之间的电压击穿而受到限制。

如果把加速管适当排列起来，并让离子反复受到一个适当的加速电压作用，则有效加速电压可达到很高，这种加速器（或称直线加速器）由很多长度比较短的，依次排列起来的加速电极组成。原则上，离子可能达到的能量不受任何限制。尽管已有若干直线加速器结构用来加速带电离子，但是实际上已证明大部分重离子加速器都是采用漂移管直线加速器。

漂移管是一个二端封闭的柱形空腔（通常用铜），中央留有一个轴孔让束流通过。把很多漂移管依次排列起来，两两之间留上缝隙（图10），并在这个缝上

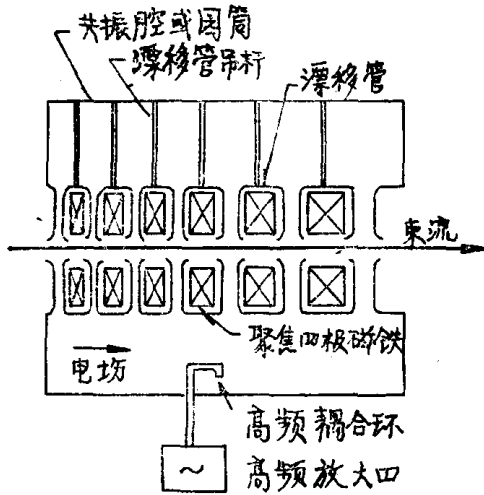


图10 漂移管高频直线加速器示意图

形成电场。电场由高频振荡器供给，因而缝内的电场可周期性变化，当电场有适当极性时，离子就可在缝隙处被加速，而在电场反向的时间内，离子就躲在漂移管内不受减速场影响。

通过对被加速的参考粒子（又常称为同步粒子）的分析，就可得到直线加速器中的粒子运动行为。由于束流通常保持在高频电压的固定相位上，所以在每

个加速缝上都得到同样的能量。离子获得能量后，速度就相应增加，因此，为了使高频相位固定不变，漂移管的长度就要相应增加。其长度由同步粒子的速度决定。一旦直线加速器造好了，漂移管长度就是固定的，因此，某一点的同步速度就不能随意改变。如果加在各缝隙上的电场是彼此独立的，那末每个缝隙上的高频相位就可随意改变，这时情况就大不相同了。在这种单隙直线加速器中只要加速器保持连续工作，通过制订一个适当的高频缝隙相位控制方案，那末同步粒子的速度分布可以任意变化。

如果在纵向和横向相空间中，粒子始终位于同步粒子附近，它们就能一直被加速。直线加速器中，纵向相稳定性条件要求，同步粒子穿过缝隙时，电场是上升的。因而比同步粒子早到达缝隙的粒子将得到较小的能量，于是这个粒子就会较晚时刻到达下一个缝隙；而比同步粒子晚到达缝隙的粒子，将得到较大能量，因而它就会较早时刻到达下一个缝隙。此外，缝隙电场还会对粒子产生一个径向作用力，如果高频相位满足了粒子的纵向稳定性，那末径向力的方向就是沿径向向外，就是说这是一个散焦力。因此，在粒子加速过程中，就需要用一个正的恢复力来抵消它，使离子始终保持在一起。一般的办法是在漂移管的内部，或漂移管之间的缝隙内部，放一个聚焦元件，比如磁四极透镜。径向散焦力与 β^2 成反比，由于这种补偿一般都比较困难，因此，这就限制了直线加速器不能加速速度太低的离子。 β 的大小与加速结构有关。目前运转中的加速器，维德罗(Wideröe)结构的 $\beta = 0.005$ ，阿尔瓦雷斯(Alvarez)结构的 $\beta = 0.015$ 。

图10给出的是阿尔瓦雷斯直线加速器结构。这个加速器的柱形圆筒将与高频的 T_{010} 模式的某一频率共振，从而沿中心线的轴向电场就最大。用一吊杆将漂移管与圆筒壁连接。单元长度或隙与隙之间的距离恰好等于 $\beta\lambda$ ，其中 λ 是高频波长。每个单元的高频相位增加正好为 $2n\pi$ 。原则上， n 可为任一整数，但实际上当 n 大于1时，加速场不起作用。典型的阿尔瓦雷斯重离子直线加速器是超级重离子直线加速器(Superhilac)⁽²⁴⁾，其高频频率为70兆赫， $\lambda = 4.3$ 米。要满足共振要求，圆筒直径为3.0米，差不多为 $3\lambda/4$ 。

当 $\beta \ll 0.015$ 时，要得到适当的四极聚焦作用，单元长度 $\beta\lambda$ 显得太短，除非 λ 很大，但这就要求圆筒直径相应增加，因而费用就贵。用威德罗加速结构（有时又叫做斯隆—劳伦斯(Sloan-Lawrence)结构）可以克服这个困难。因为它不用共振腔，而用两个导体交替地同漂移管连接，代替高频功率的馈送。因此，相邻的漂移管有相反的极性，在两个缝隙之间，当粒

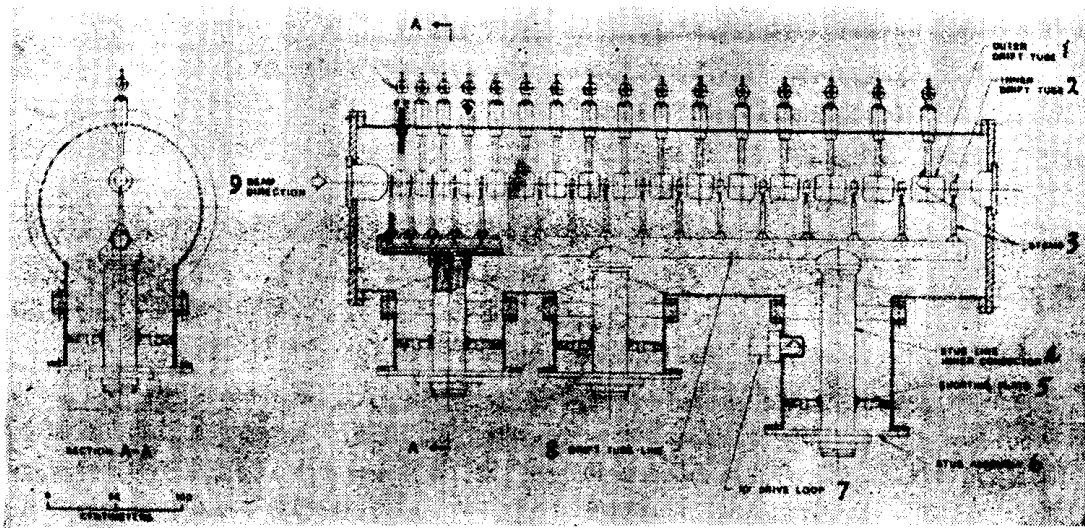


图11 维德罗漂移管直线加速器

1. 外漂移管 2. 内漂移管 3. 杆 4. 波导短线内导体 5. 短路板 6. 短线配件 7. 高频激励环 8. 漂移管线 9. 束流方向

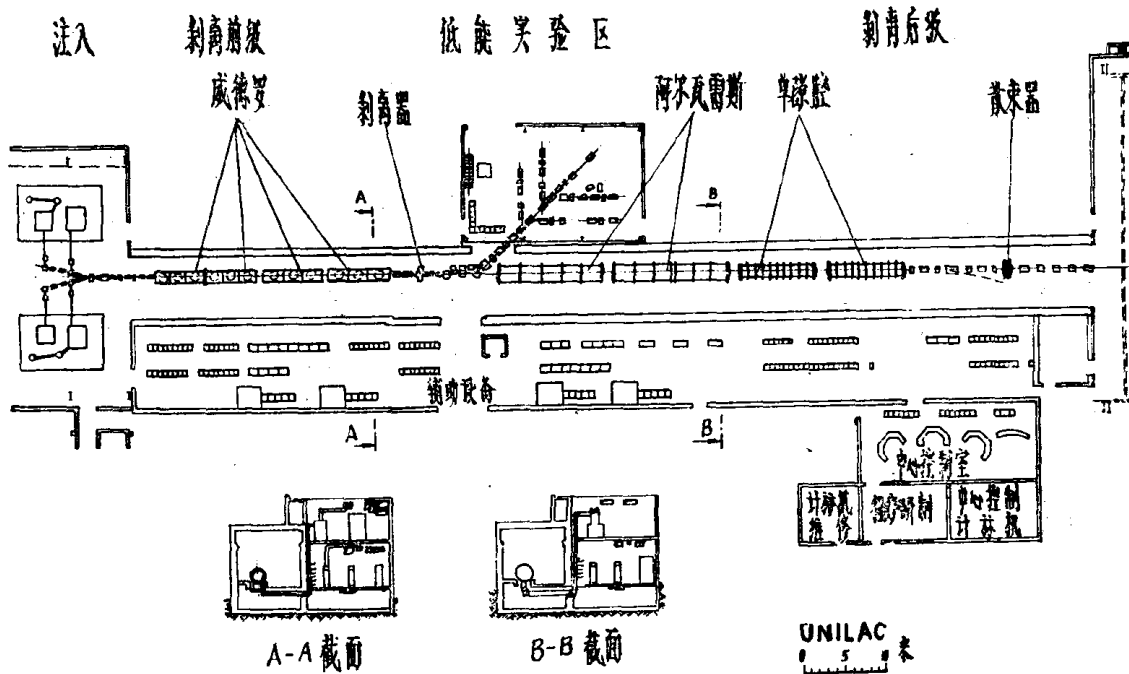


图12 达姆斯塔特 UNILAC 加速器平面图

子高频相位增加是 $n\pi$ 的奇数倍时，它移动的距离就是 $n\beta\lambda/2$ ，其中 n 是整数。图 11 是威德罗直线加速器(与 UNILAC 用的相似)。漂移管以 $\pi-3\pi$ 方式排列，这样就有足够的空间来放四极透镜。短的漂移管用金属导管连接和支撑，金属导管依次与三个高频调谐管相接，长漂移管用另外一根导体悬挂在圆筒壁上。

考虑到直线加速器中离子的能量增益除了与加速

电位有关外，还与它的电荷数 q 有关。因此，要得到较高能量，重要的是让 q 要尽量大。离子源的束流强度随 q 的增加急剧下降。因此在实际直线加速器中应兼顾能量和强度要求。一个折衷办法是，在离子得到一定能量后，用剥离方法使电荷数 q 增高。因此，典型的重离子直线加速器通常都是用一个离子源来提供适当电荷态的离子，然后将束流注入到直流加速器中使粒子达到 $\beta = 0.005$ 至 $\beta = 0.015$ ，再用直线加速

器把它加速到适当能量，然后离子被剥离使q提高2—4倍，接着再用一台直线加速器把它加速到末态能量。因为剥离后产生的电荷态很多，而需要的只有一种电荷态的离子，因此，每次剥离都要损失2/3甚至更多的束流强度。

西德达姆斯塔特的国家重离子研究所(GSI)中的UNILAC代表了目前重离子直线加速器的技术水平⁽²⁵⁾(图12)。两个320千伏的直流注入器，其中每个都有两个离子源，是用来保证加速器连续运行。维德罗直线加速器的工作频率为27兆赫，它作为第一级加速，使离子从 $\beta = 0.005$ 到 $\beta = 0.055$ ($T_n = 0.012$ 到1.4兆电子伏)。维德罗加速器漂移管结构如图13所示。

离子在维德罗直线加速器中加速到单核能1.4兆电子伏以后，经过剥离，再用阿尔瓦雷斯直线加速器加速。注意，单核能1.4兆电子伏的束流，在进一步加速前要让它通过一条侧线(图12)，目的是分析剥离后的电荷态，使其只有一种电荷态进入后剥离器。此外，还增设了一个小实验区来利用其它电荷态的离子。用阿尔瓦雷斯加速器把离子加速到单核能4.5兆电子伏以后，束流就进入一串单隙谐振腔，这种腔共有20个，每一个长一个单元。每个腔都可单独激励，而允许有不同相位差，同步粒子的速度分布可以任意选择，可变能量很容易实现(其中可能包括减速)。在加速器的末端可得到氦离子的单核能2—15.4兆电子伏，

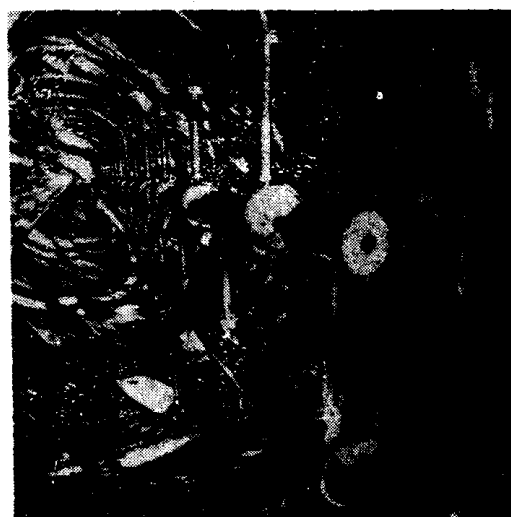


图13 UNILAC 维德罗加速器圆筒内部照片

铀的单核能2—8.5兆电子伏。图14给出了实验区的平面图；图15是从上面摄下来的部份实验区照片。

很多实验室正在对各种重离子直线加速结构进行研制。图16是阿贡分离环超导腔，它是串列后加速器的一个单元⁽²³⁾。在海得堡(Heidelberg)建造了螺旋腔⁽²⁶⁾，慕尼黑(Munich)提出了用交指形漂移管结构⁽²⁷⁾作为串列静电加速器的后加速器。斯坦福大学在设计电子加速器中已经获得了有关超导腔的重要

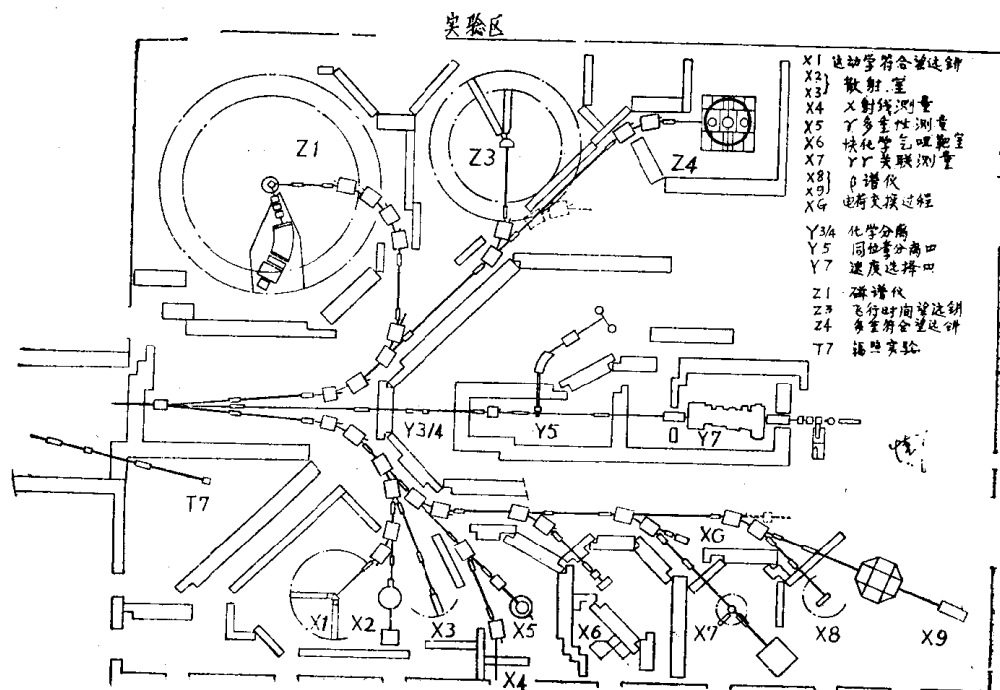


图14 UNILAC实验区平面图。加速器在左边，从加速器出来的束流送往三条束流线中的任一条，且每条束流线都可供若干实验用。



图15 从上面看 UNILAC 实验区。右上角刚好能看见的是三条束流线，左中间的圆形结构是图14中的散射室X₂。

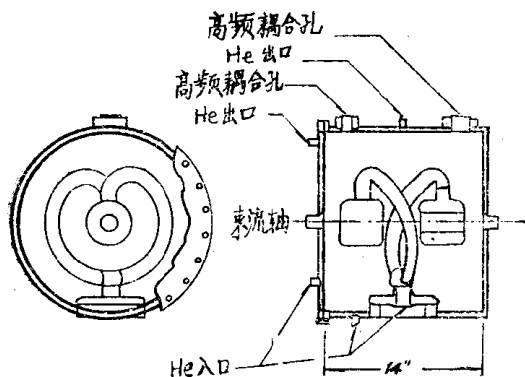


图16 超导分离环加速腔。示出的是阿贡后加速器的一个单元部件。

经验，并正努力将这一技术用于重离子加速⁽²⁸⁾。

3.3 集团加速

在维克斯勒尔的早期论文⁽²⁹⁾中，就指出，可将电子和嵌在其中的离子形成一束团；然后找到加速整个系统的某些方法。因为电子比离子轻得多，因而有大的荷质比 q/A ，很容易被加速。离子被库仑力俘获，并同电子束团一道前进。这个概念就是今天熟知的集团加速。实验上已用这类方法成功加速了质子和其它离子。

电子束团可以环状产生〔电子环加速器(ERA)⁽³⁰⁾〕，或者以强脉冲形式产生〔强相对论电子束(IREB)⁽³¹⁾〕。在电子和嵌在其中的离子分离后，二种方法都能得到窄脉冲束流。IREB还是一个很有用的重离子源。典型的IREB₁可提供粒子能量100千电子伏到10兆电子伏，其流强为10千安培到1兆安培，

脉冲宽度为10—100毫微秒。在IREB₂中电子密度达到 10^{11} — 10^{13} 厘米⁻³。很多实验室都在对IREB进行研究。但是，多数情况下，这些工作的主要目的不是用它来得到重离子束，而是一种副产品。美国马利兰大学，西德加齐的马克思·普朗克研究所，苏联杜布纳联合核子研究所及莫斯科理论和实验物理研究所都正在积极从事各种ERA的集团加速技术的研究工作。

吉弗(Keefe)在他最近的评述文章⁽³²⁾中，评述了集团加速面的进展⁽³²⁾。

3.4 等时性回旋加速器

粒子在回旋加速器的磁场中，走的是一条准圆形轨道。通常在大的圆形电磁铁磁极之间建立的磁场，可把粒子轨道约束在它的主平面上。电荷为 q ，质量为 M 的离子轨道频率由

$$f_0 = \frac{q\bar{B}e}{2\pi M} \quad (2)$$

给出，其中 \bar{B} 是平均磁场强度。在轨道平面的上下两边插入D形电极，即所谓D盒，并把它与高频共振腔连起来，使粒子不断得到适当频率的电压作用，而实现加速。在重离子加速器中， q/M 的范围比较大，因此要高频系统的频率可变。此外，还常用谐波加速方式来进一步扩大频率范围。在谐波加速时，高频频率为 $f_{HF} = hf_0$ ，其中 h 是正整数。对给定的加速器， h 是与D盒的几何性质(单D还是对称多D)及D盒之间的相对排列方式有关。不管D盒的数目或谐波数是多少，要保证粒子不断加速的一个必要条件是，离子要进入D盒时，高频电压要对它产生一个吸引力，而当它离开D盒时，要受到一个排压力。这样，粒子在进入和离开D盒时都得到一个加速作用。图17示出了LBL 88—1回旋加速器主平面的剖面图，180°D盒位于图的上部。

一个好的回旋加速器应能提供一个好的轴向聚焦力。早期的回旋加速器，利用了所谓弱聚焦原理。这一原理表明，磁场要随半径逐渐减少。但是，在这种回旋加速器中，相对论质量增加就限制了离子的能量。粒子质量可表为 $M = m_0 r A$ ，其中 m_0 是核子质量， A 是它的原子质量数， r 是粒子的总能量除以它的静止能量。因 m_0 和 A 是常数，从方程(2)可以看出，除 \bar{B} 和 r 外，其它量都是常数。如果 \bar{B} 随半径减少(比如弱聚焦加速器)，粒子回旋频率也就减少，离子相对于高频相位就要产生一个滑动。随着粒子能量增加， r 也增加，因而就引起进一步滑相。

在等时性回旋加速器中， \bar{B} 随半径增加，使得 \bar{B}/r 保持为常数，因此，在这种加速器中粒子回旋频

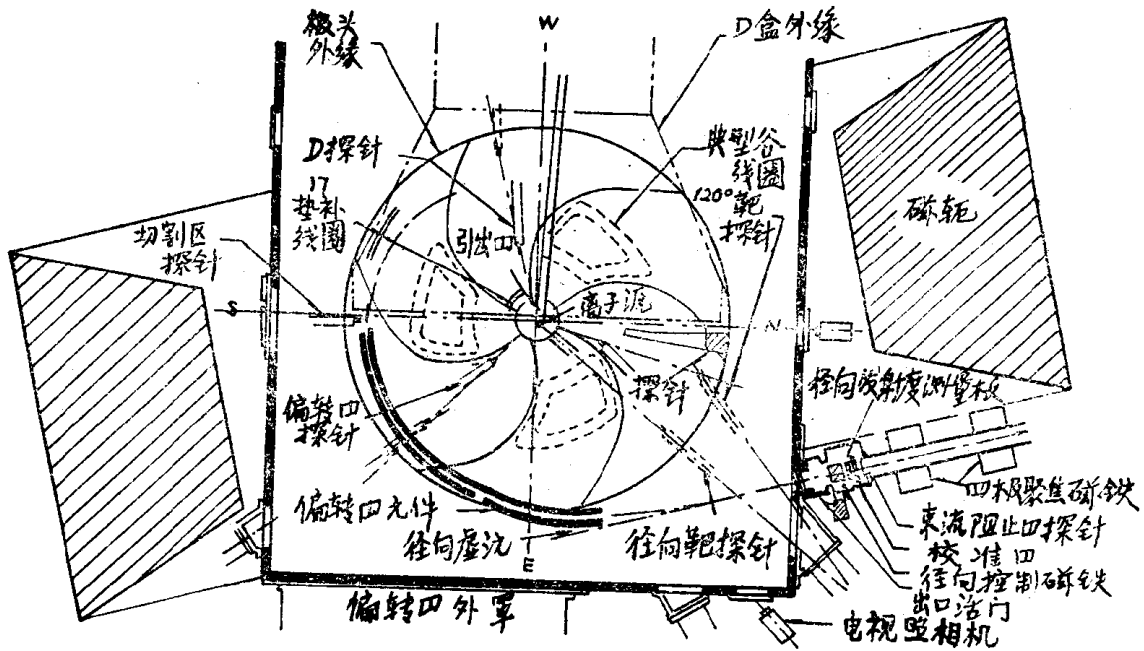


图17 等时性回旋加速器平面图(LBL的88-吋加速器)。

率不变。加速器的轴向聚焦是通过方位角变化的磁场来实现的(常把这种方位角变化磁场的回旋加速器简称为AVF回旋加速器)。在这种加速器中, 磁场分成了几扇(通常是3扇或4扇): 一扇的气隙窄一些, 下一扇的气隙宽一些, 因此, 离子受到了振幅变化的磁场作用, 形成了所谓扇形轨道, 由于离子斜穿边棱, 结果在每次穿过边界时受到了轴向聚焦。如果磁场边棱不是径向直线, 而是弯曲的螺旋线时, 还可提供额外的聚焦能力。图17给出的是三扇加速器, 具有普通螺旋线边棱。要使轨道稳定, 至少需要三扇, 因为, 由于等时性要求, 径向自由振荡频率 ν_r (即粒子旋转一圈绕平衡轨道的径向振动次数)近似等于 r , 因此, 在加速器中心, $\nu_r \approx 1$, 当离子能量增加时 ν_r 就大于1。如果扇数 $N=2$, 每扇的自由振荡相位就正好超前 π , 因此, 轨道是不稳定的(即熟知的 π 禁带)。如果 $N=3, 4, \dots$ 就不出现这个问题。随着离子能量增加, 当 $r \approx \frac{N}{2}$ 时, 粒子进入另一个禁带。对于 $N=3$, 相应的单核能为469兆电子伏。等时性回旋加速器设计详见参考文献⁽³³⁾。

在等时性回旋加速器中, 能量不同的粒子有相同的回旋频率, 因此, 不存在直线加速器或同步加速器中的纵向相位稳定性问题。如果场形是严格等时的, 从中心以一特定的相位注入的粒子, 直到最大能量它都始终保持在这个相位上。但是, 与等时场的任何偏离都会引起粒子滑相, 甚至滑相可达 $\pm\pi$, 这时粒子就不

能再加速了, 这一条件就确定了磁场最大公差。典型例子是, 公差保持在 10^{-5} , 或者更小。

可以看到, 当 q/A 变化时, 在整个半径上没有能满足方程(2)的场形。这就意味着, 对可变粒子回旋加速器, 必须用某些办法来得到适当的场形分布以加速离子。尽管也用可动垫片, 但通常还是应用垫补线圈, 对不同场强以及垫补线圈或垫片的影响, 都必须给出精确的场图, 这样对特定的离子可精确的给出场的大小和分布。

要把离子注入到最里面的轨道, 已采用了很多方法, 最简单的办法是把离子源放到回旋加速器中心。源的直径很小, 而D电压应足够大, 这样第一圈轨道从离子源背后通过, 而不会碰到离子源上。另一个办法是把离子源放在磁铁外边, 用一个轴向输运系统, 它的末端有一个 90° 的弯转器, 将束流注入到第一轨道。这可同剥离一道使用。大分离扇回旋加速器还使用了另一种办法。用回旋加速器和串列静电加速器预加速后的离子在注入时都有比较大的能量, 因而它有较大的第一轨道半径。

束流引出通常是用激励自由振荡共振的方法来实现的。用这个方法可以增加回旋粒子轨道的径向位置, 从而可在一特定的地方进入静电切割板或磁通道。而这个磁通道又可抵消那个地方的主磁场, 使粒子偏离加速轨道。

用回旋加速器来得到的粒子最大能量与 q/A 有关, 而且由 $T_{\max} \approx Kq^2/A^2$ 确定, 其中, 对特定的加速

器 K 为一常数。在非相对论范围内, 这个式子是严格正确的。在目前的重离子回旋加速器中, 很少有 $r > 1.02$ 的, 因此, 常用 K 来表示某一回旋加速器的能量。图18给出了正在建造中的法国国家重离子加速器(GANIL)的设计平面图。它由四台回旋加速器组成, 两个 $K = 25$ 的小回旋加速器(用 CO_1 和 CO_2 表示)和两台 $K = 400$ 的大型分离扇回旋加速器(用 CSS_1 和 CSS_2 表示)^[34]。

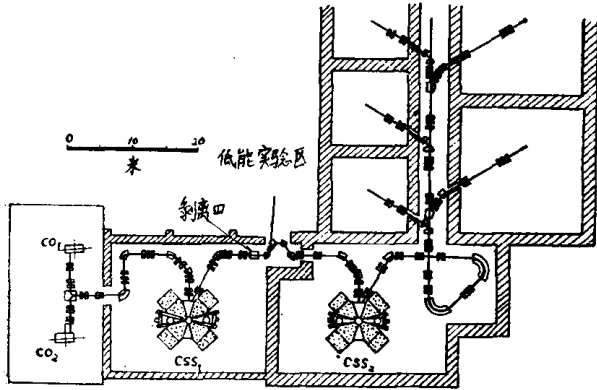


图18 GANIL 装置平面图。两台大型回旋加速器串联使用, 在它们之间有一剥离器。

3.5 超导回旋加速器

超导回旋加速器是一种新型的加速器, 是当前研究的主要中心。这种加速器兼用了强场的超导磁体技术和基本的等时性回旋加速器技术。用超导主线圈, 回旋加速器的磁场大约可增加三倍, 达到50千高斯。这样强的磁场可大大缩小加速器的规模和费用, 尽管它要增设低温装置和使用特殊的导体材料。〔布洛塞(Blosser)估计超导回旋加速器费用只有常规等时性回旋加速器的二分之一, 分离扇回旋加速器的三分之一〕。

预计这种加速器的上述特征, 使它在重离子加速器系统中已十分引人注目。图6d, 6e和6i比较了超导回旋加速器和其他重离子加速器的性能。这种加速器可给出较高的粒子能量(比如库仑位垒限制以上, 表面相互作用和正常核密度限制以上), 使得原子核的新领域(比如高密度, 超声现象和相干介子现象)变成可以灵敏研究的课题。

在六十年代初期, 密执安大学小组就首次探索了超导回旋加速器^[35], 但由于当时导体技术受到限制而中断下来; 1973年, 巧克河小组〔在弗拉塞(Fraser)领导下〕重新研究了这个问题^[36], 并指出超导线圈技术不仅有实现的可能性, 而且具有巨大的经济意

义, 使建造费和运行费大大降低。今天有三个实验室正在探索超导技术, 巧克河加拿大原子能实验室, 意大利米兰回旋加速器实验室和密执安州立大学回旋加速器实验室。这三个实验室的长远目标都是想建两台加速器。巧克河和米兰的加速器系统, 第一级是大型串列静电加速器, 第二级是 $K = 500$ 的超导回旋加速器, 而密执安州立大学(MSU)计划建两台超导回旋加速器, $K = 500$ (注入器)和 $K = 800$ 的加速器。

目前三个小组都在建造超导磁体原型。巧克河^[37]和MSU^[38]的原型磁体都是1:1的, 而米兰的是1:6的^[39]。这些磁体全都将在1977年投入运转。这些磁体的运转将进一步促进超导回旋加速器的发展。其它主要部件都在室温下工作, 而且已有成熟的技术。主要的设计限制是上下两组线圈之间有很强的吸引力(约为1000吨), 要求主线圈有好的热绝缘, 为了引出方便, 要求有尖锐的磁场边界。三家都计划采用准螺管超导主线圈, 中间有小的气隙来放注入, 引出和控制元件。绕组进一步又分为两区, 这样从一区到另一区安匝数的变化大致与不同质量的粒子所需的场形变化是一致的。巧克河结构的主要特征如图19所示。

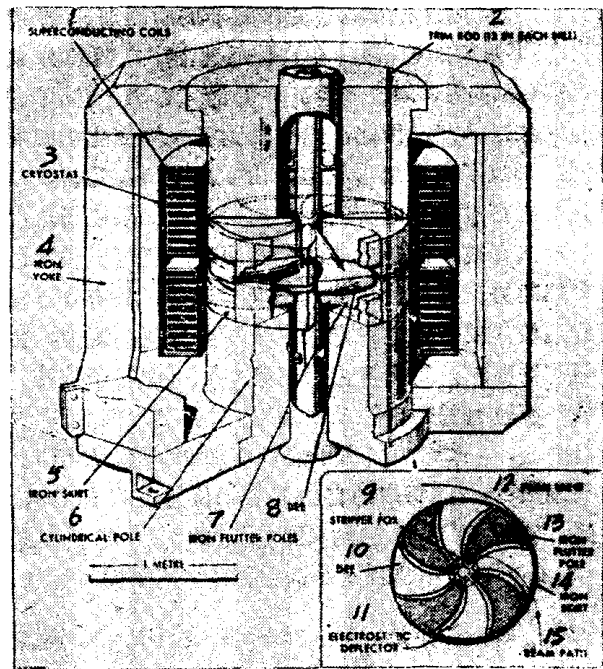


图19 加拿大巧克河建造中的超导回旋加速器。插图示出了外部注入方法。剥离膜放在中心区附近来降低粒子磁刚度, 使它在第一圈就被俘获。

1. 超导线圈 2. 调整棒(每扇13根) 3. 低温恒温器 4. 铁轭 5、14. 铁外缘 6. 柱形极 7、13. 脉动磁极 8、10. D盒 9. 剥离膜 11. 静电偏转器 12. 平面图 15. 束流轨迹

主线圈超导体是NbTi和Cu的合成材料。MSU的主线圈是紧密缠绕在一个大的不锈钢钢管上的，在沿径向的各层间，用了一个齿形网栅让氦冷却。三家都用了一个大的磁轭把线圈全部包住。从顶部或从底部接近内部组件的主要途径是用精密的起重系统升降适当的磁轭部件来达到。

三家的离子源设计也是不同的。巧克河设计根本没有考虑内源，因为一开始，他们就打算将这台加速器作为第二级加速器，米兰准备在他们的第二级超导回旋加速器中先使用内源来进行试验，以后再改用串联静电加速器作第一级加速器。MSU的原型磁铁有一个可更换的中心几何结构，使 $K=500$ 的磁铁可以像具有内源的常规回旋加速器一样来进行调整，或者用它来研究第二级增强加速的中心区设计。

预期超导回旋加速器的束流品质与现有的重离子加速器差不多。由于提供了高真空系统，束流强度可以得到一些改善。新的加速器预计可提供中等发射度和中等能散的束流，其强度在微安量级，如果牺牲束流强度，可换得低发射度和低能散的束流。这些特性正是将来重离子物理实验计划所需要的。

3.6 重离子同步加速器

要得到单核能100兆电子伏以上的能量，用同步加速器加速重离子，在经济上是合算的。同步加速器由一个主磁铁环构成，其孔径只要求能容纳一股束流。粒子以每圈适当的能量增益，共旋转 10^4 — 10^6 圈。它与直线加速器不同，因为直线加速器中的粒子只一次跨越高频加速系统，也与回旋加速器不同，因为回旋加速器的控制场磁铁很大，必须容纳从注入到引出的所有粒子轨道。除主磁体外，同步加速器还有很多直线节，用来安放注入，引出元件，放高频腔，真空泵和各种辅助磁铁。

磁场强度按预定方式，比如通常按线性方式或正弦方式随时间增加。当磁场增加时，高频也要相应变化，以保持和粒子同步，并使粒子获得的能量正好足以使其保持在主磁场内。像直线加速器一样，粒子也要围绕同步相角振动，使束流产生纵向聚束。如果高频频率与轨道频率一样，其中就只有一团束流。实际上高频频率总是轨道频率的整数倍，束团数目与谐波数有关。束流控制常用一个反馈系统来完成，这个反馈系统就能从束流本身得到它的径向位置和相位信息，并实现对束流位置的控制。

这种正反馈系统的功能与束流强度有关，因为只有足够强的束流才能提供一个好的信噪比。但是重离子束的强度不总是这样大(甚至很低)，因此高频系统

就应预先估计好，但是要得到精确的高频装置可能需要加工精度为 10^{-6} ，即元件的再生性要经过严格的试验。解决这个问题一个办法是，用一束具有适当强度的轻示踪离子，它的 q/A 要尽量接近被加速离子的荷质比，来得出精确的高频调节方案，然后在计算机里记录下来。关于同步加速器理论可参考文献⁽⁴⁰⁾和⁽⁴¹⁾。

由于同剩余气体有相当大的电荷交换截面，在加速过程中粒子走的路程又很长，因此重离子同步加速器要求有很高的真空。电荷态的任何变化都会导致束流损失，因为粒子磁刚度与它的电荷成反比。

根据加速路程，粒子种类，电荷态和允许的束流损失，要求真空为 10^{-9} — 10^{-10} 托。对全剥离离子，因为注入时，它的能量就已足够大，使得电子俘获截面远小于剥离截面，因此，它要求的真空就没有那么高(见2.1节)。另一方面，如果想要加速全剥离离子，就须确定最小注入能量。与质子同步加速器不同，重离子同步加速器的空间电荷效应至今都很小。因此，注入处的磁场只须要求能克服剩余场的影响就行了。根据这就可确定注入时的最小 $B\rho$ ，从而对给定的 q/A 就可定出粒子的注入能量。同步加速器可达到的最大能量决定于最大磁场与最小磁场的比值，通常这个值介于20—40之间。

要得到适当发射度，适当能散和适当电荷态的强束流，常用气体绝缘的考克洛夫特-沃尔顿高压加速器和短脉冲高频直线加速器作注入器。

在普林斯顿-宾夕法尼亚加速器关闭以后，就只剩下劳伦斯伯克利实验室的贝伐拉克这台重离子同步加速器在运行了(图20)⁽⁴²⁾。因为贝伐特朗原来是用来加速质子的，因此它的参数必须要修改为加速重离子。目前能达到的最大磁刚度为229千高斯-米。(对应于 $q/A = \frac{1}{2}$ 的全剥离离子，单核能为26亿电子伏)。

它的注入器是一台2.5兆伏的充压式直流加速器和一台750千伏的气体绝缘考克洛夫特-沃尔顿直流加速器，它们都可作为超级重离子直线加速器(单核能为8.5兆电子伏的阿尔瓦雷斯型直线加速器)的注入器⁽⁴³⁾。从超级重离子直线加速器出来的强束流，经过250米长的输运管道注入到贝伐特朗同步加速器。贝伐特朗的真空度为 $2 \cdot 10^{-7}$ 托，只有全剥离的离子才能被加速。至今加速的最重离子是 ^{56}Fe ，它从超级重离子直线加速器出来的单核能为8.5兆电子伏，用400微克(厘米)⁻²的碳膜进行剥离，大约只有5%的束流是全剥离的(26个电荷)。

加速重离子时，因为强度太低，不足以使反馈系

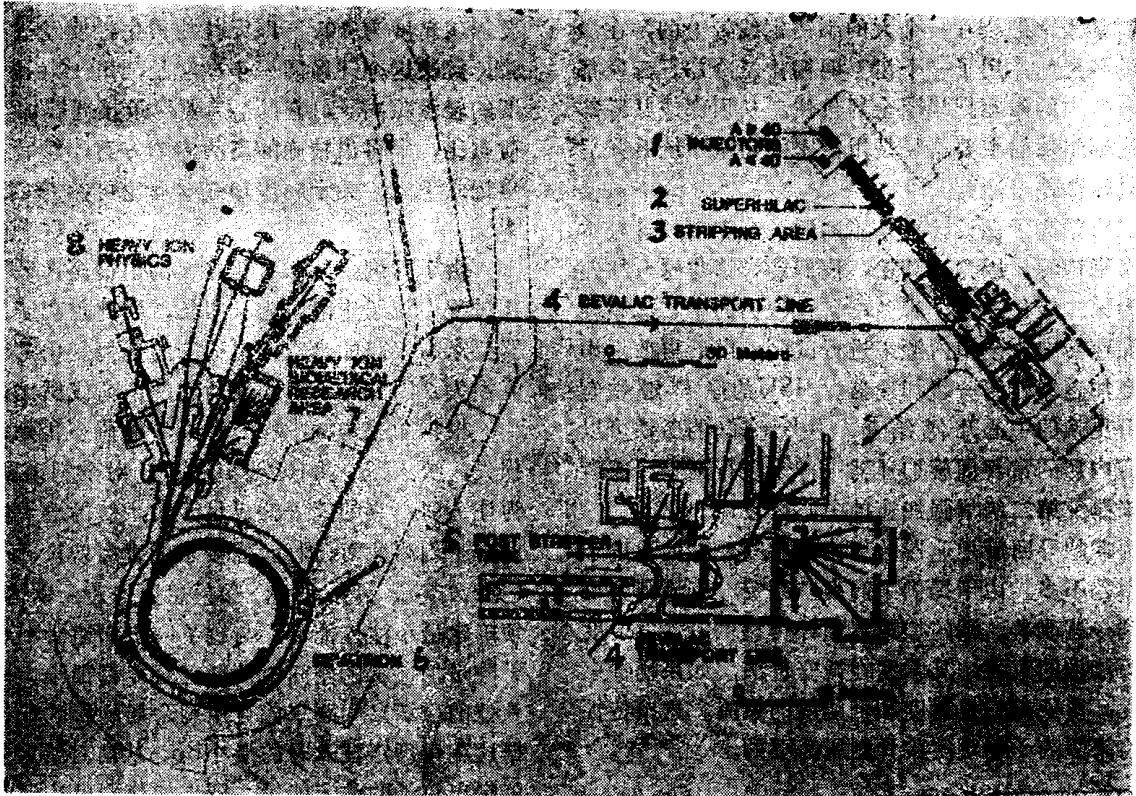


图20 LBL 的贝伐拉克平面图。左下角是同步加速器，右上角是超级重离子直线加速器
1. 注入器 2. 超级重离子直线加速器 3. 剥离区 4. 贝伐拉克输运线 5. 剥离后级的圆筒
6. 贝伐特朗 7. 重离子生物医学研究区 8. 重离子物理。

统正常工作，用了 $^{15}\text{N}^{+7}$ ($q/A = 0.4667$)作为 $^{56}\text{Fe}^{+26}$ ($q/A = 0.4643$)的跟踪粒子。计划对它进行改进，改进后可用来加速很重($A \approx 200$)的离子及部分剥离的粒子。

4. 重要的加速器部件

本节将简单讨论一下重离子加速器的某些重要部件，并强调指出这些部件的某些最重要的特征。

4.1 重离子加速器的离子源

一个理想的重离子源应能提供强度大，发射度好和寿命长的全粒子束，此外，还要求维修方便。对于需要从离子源得到正离子的加速器来说，希望电荷态要高。回旋加速器的能量与电荷数的平方成正比；直线加速器加速高电荷态离子束，其长度可以缩短；串列静电加速器的离子电荷态为-1(只有少数几种强度很低的粒子才有-2的电荷态)。

正离子加速器用的高电荷态离子流，可用电子轰击原子和等离子体中的离子来得到；也可用快速离子剥离方法来得到。电子轰击源要求通量密度和离子约

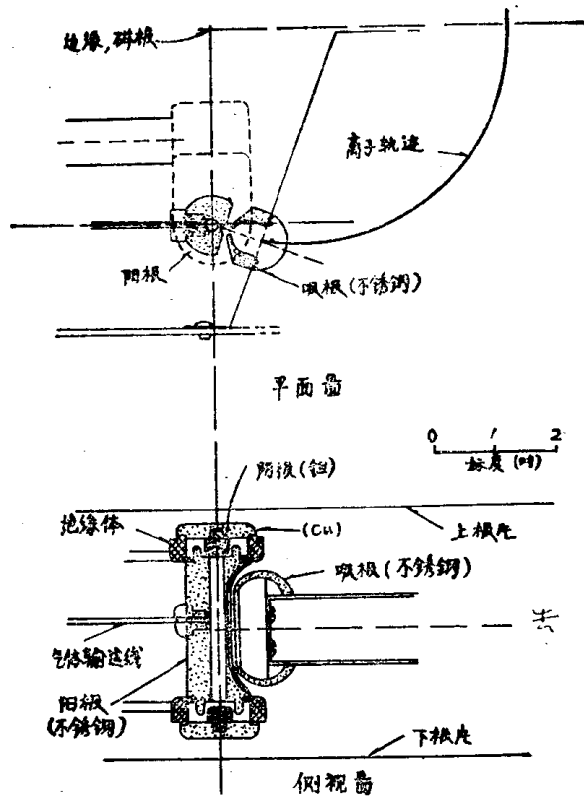


图21 回旋加速器用的PIG源