

参 考 文 献

- [1] G. J. Hine, G. L. Brownell, Radiation Dosimetry, chaptre 16, Academic Press. Inc., 1956.  
 (編輯部收稿日期 1962 年 8 月 27 日)

## 关于能連續改变能量的重粒子直綫加速器的一个想法

忻 賢 傑

直綫加速器作为重粒子加速器有許多优点<sup>[1-6]</sup>。例如：束的拉出和注入都比較容易；脉冲束流較大（因之它极适宜作为高能加速器的注入器<sup>[2]</sup>）；离子束的能量均匀度比迴旋加速器要好得多，并且能加速到較高能量。但是它也有严重缺点。主要的缺点是設備比較庞大、价格昂貴。这一方面是加速器几何尺寸較大，另一方面是所消耗的高頻功率很大。因为这一点就限制了目前建成的質子直綫加速器的最高能量只到 68 兆电子伏<sup>[4]</sup>，并且平均离子流只有微安的数量級。这就是使重粒子直綫加速器未能获得更广泛应用的一个原因。在应用了強大的高頻机之后，已建成了能連續工作、离子流強度达到几百毫安的直綫加速器<sup>[7]</sup>。到目前为止，所有重粒子直綫加速器的能量都是不可調的，这是它的严重缺点之一。将加速器分成几节<sup>[4,8]</sup>可以得到几个分立的能量，最近文献上有人提到改变直綫加速器能量的一些建議<sup>[8]</sup>，但尚未見实现。本文将提出一个能改变能量和加速不同重粒子的直綫加速器的建議。

### 二、

按照阿尔佛里茲 (Alvarez)<sup>[1]</sup> 的意見，可将直綫加速器的諧振腔分为許多单元諧振腔（见图 1）。对同步粒子，經過第  $n$  个单元后的能量增量为

$$\Delta W_{n,s} = W_{n,s} - W_{n-1,s} = Ze\bar{E}L_n T_n \cos \varphi_s, \quad (1)$$

式中  $\bar{E}$  为平均加速电场； $T_n$  为隙的利用系数，即代表加速系統的有效程度； $L_n$  为单元长度：

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

$\lambda$  为所用的高頻电磁波真空波长， $\beta = v/c$ ；角标  $s$  代表同步粒子； $\varphi_s$  为同步相角。然而

$$\begin{aligned} \Delta W_{n,s} &= Mc^2 \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{n,s}^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{n-1,s}^2}} \right] \doteq \\ &\doteq Mc^2 \frac{1}{2} (\beta_{n,s} + \beta_{n-1,s}) \Delta \beta_{n,s} \left( 1 + \frac{3}{2} \beta_{n-1,s}^2 \right), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\Delta \beta_{n,s} = \beta_{n,s} - \beta_{n-1,s}. \quad (4)$$

(3)中略去了  $\beta^2$  的高次項，在通常情況下这总是可以的。由(1)–(3)得

$$\Delta W_{n,s} = \frac{Ze\bar{E}\lambda}{Mc^2} T_n \cos \varphi_s \left( 1 - \frac{3}{2} \beta_{n-1,s}^2 \right). \quad (5)$$

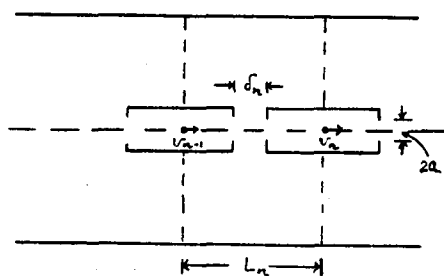


图 1 直綫加速器的单元諧振腔。  
 $L_n$ ——单元长度； $\delta_n$ ——加速隙长度；  
 $2a$ ——漂移管孔径； $v_{n-1}$ ,  $v_n$ ——单元开始和終了处的速度。

粒子經加速器后所获得的总能量增量为

$$W = W_N - W_0 = \sum_{n=1}^N \Delta W_n = Ze\bar{E} \cos \varphi_s \sum_{n=1}^N L_n T_n, \quad (6)$$

式中  $W_0$  为粒子注入时的能量。

設計时先选择  $\bar{E}$ ,  $\lambda$  (或  $f$ ),  $\varphi_s$ ,  $W_0$  (或  $\beta_0$ ),  $\delta/L$  ( $\delta$  为空隙长度) 和漂移管孔径  $2a$ , 然后根据 (5), (4), (2) 計算相繼的  $\beta_{n,s}$  和  $L_n$  之值。  $T_n$  的数值和孔径与单元腔长度的比值有关, 即  $T_n = f(2a_n/L_n)$ , 它可以根据理論或模拟实验求得。

假設我們限制在非相对論性的情况, 那末 (5) 式中的  $\beta^2$  項可以略去。此时相繼单元长度的增量为

$$\Delta L_n = L_n - L_{n-1} = \frac{\lambda}{2} (\Delta\beta_{n,s} + \Delta\beta_{n-1,s}) = \frac{Ze\bar{E}\lambda^2}{2Mc^2} \cos \varphi_s (T_n + T_{n-1}). \quad (7)$$

系統一經決定,  $\Delta L_n$ , 因而  $L_n$  和  $T_n$  就都已經決定。

由 (7) 可以看到, 若能保持  $Ze\bar{E}\lambda^2/M$  为一常数, 則粒子一直保持同步。由 (6) 看到粒子获得的能量  $W \propto \bar{E}$ , 因之設法改变加速电场  $\bar{E}$  而同时保持  $\bar{E}\lambda^2$  不变, 就可以改变加速粒子的能量, 并且  $W \propto \bar{E} \propto \frac{1}{\lambda^2} \propto f^2$ 。

(7) 式指出, 若  $\lambda$  不变, 那末只要改变高频场  $\bar{E}$  的数值就可以加速不同荷质比的粒子。事实上, 这个原理早已被应用在現有的重离子直綫加速器上<sup>[3]</sup>, 它也是重离子直綫加速器的优点之一。

### 三、

假設將重粒子直綫加速器看作一个展开了的迴旋加速器, 那末上述建議实际上就是熟知的用改变迴旋加速器工作頻率来改变粒子的能量。但是要改变直綫加速器的工作頻率是很困难的。因为直綫加速器本身是一个高  $Q$  的諧振腔, 要改变腔的諧振頻率就牵涉到加速系統结构的改变, 一般地說这是不容易做到的。

采用最近文献 [5] 上所公布的加速系統的结构使我們有可能解决这个问题。在这种加速

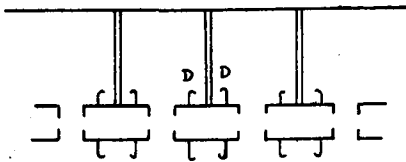


图 2 具有調諧盘的加速系統示意图。  
D——調諧盘。

系統中, 漂移管的结构如图 2 所示。加速器的所有漂移管的直径都是相同的, 在漂移管上騎有調諧盘  $D$ , 盘在管上的位置可以依靠螺紋来調节。单元諧振腔可以看作是一个集总的  $L-C$  諧振电路。当調諧盘向加速空隙方向移动时, 等效电容增大, 因而諧振頻率下降。当位置不变而調諧盘面积增大时, 頻率也下降。

这样, 采用了調諧盘以后, 加速系統的结构不必作大的变更, 便能够改变諧振腔的諧振頻率。現有資料指出, 这个方法所能改变的諧振頻率是足够大的。

文献 [1] 指出, 改变終端半管的长度可以将能量改变  $\pm 150$  千电子伏, 这种改变可以在不破坏真空的情况下进行。能量改变范围要更大些时可以調整調諧盘, 这样当然要破坏真空, 并且要重新調整腔中场的分布。要在更大范围内改变能量时, 可以更換一套或几套不同直径的調諧盘。由于改变能量时要打开真空室并重新調整场的分布, 所以需要較多的時間。因之在整个能量区間内所有点上进行实验可能是不现实的, 但是在一些感兴趣的能量点上进行实验却完全是现实的。就是这样对实验研究也会是一个很大的帮助。

采用調諧盤的優點在于：(1) 所有漂移管的結構(除長度外)都可以一律，這大大地減少了設計和加工的工作量；(2) 這種結構使場的最初調整工作易于進行。當然，它也有一些問題，例如調諧盤和漂移管之間容易由于接觸不良而引起電弧，并且一般地說，諧振腔的分路電阻要低一些，但這些問題並不嚴重，不會妨礙它的应用<sup>[5]</sup>。

高頻發生器可以采取自激振蕩器<sup>[1]</sup>或功率放大器的形式<sup>[3,4]</sup>，由于要求的頻率改變不是太大(例如百分之几十)，技術上不會有不可克服的困難。

高頻功率主要決定于所要加速的最高能量。當能量調低時，諧振腔諧振頻率下降，此時分路阻抗  $R$ ，亦會減小。但是由于所需功率

$$P \propto \frac{\bar{E}^2}{R_s} \propto \frac{W^2}{R_s} \propto \frac{f^4}{R_s}, \quad (8)$$

所以當  $f$  變小時功率只會減少，這說明用不着增設額外的高頻設備。

根據上述論證，現有的帶有調諧盤的重粒子加速器<sup>[5,6]</sup>有可能改為能量可變的形式。此時主要的改變為調諧盤的尺寸以及高頻發生器的振蕩頻率，若頻率降低較大，則發生器的諧振迴路及其它元件可能要作稍大的改動。

當然，具體設計和制造時尚會碰到各種各樣的具體問題，但是直到目前我們並未發現原則上的困難，因之認為上述方案是可行的。

承李整武同志閱讀本文并提出寶貴意見，特此志謝。

### 參 考 文 獻

- [1] L. W. Alvarez et al., *Rev. Sci. Instr.*, **26** (1955), 111.
- [2] B. Cork, *Rev. Sci. Instr.*, **26** (1955), 210.
- [3] E. L. Hubbard et al., *Rev. Sci. Instr.*, **32** (1961), 621.
- [4] E. A. Day et al., *Rev. Sci. Instr.*, **29** (1958), 457.
- [5] П. М. Зейдлиц и др., *Атомная энергия*, **8** (1960), Вып. 2, 127.
- [6] Л. И. Болотин и др., *Proc. Intern. Conf. high energy Acc. & Instr.*, Cern., 1959, 643.
- [7] E. O. Lawrence, *Science*, **122** (1955), 1127.
- [8] E. L. Hubbard, *Heavy-ion Accelerators*, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **11** (1961), 419.

(編輯部收稿日期 1962 年 9 月 28 日)

## 无载体放射性同位素的分离(I)

### 溶剂萃取法制备高比度 $UX_1$

渠 荣 蕤 秦 啓 宗  
(复 旦 大 学)

### 前 言

鈷的放射性指示剂最常用的是  $UX_1$  ( $Th^{234}$ )。該同位素的半衰期适宜 ( $T_{1/2} = 24.1$  天)， $\beta$  粒子的能量較大(子体  $UX_2$  的  $E_\beta = 2.32$  兆电子伏)，易于測量，而且它可以从天然鈷中制得，不需要加速器或中子源等設備。

从天然鈷中提取  $UX_1$  的文献很多，常見的有共結晶法<sup>[1-3]</sup>、吸附共沉淀法<sup>[4,5]</sup>、离子交換法<sup>[6-11]</sup> 和溶剂萃取法<sup>[12-14]</sup>等。在提取較大量的  $UX_1$  时，单用一种化学分离技术往往不易达到