

单漂移聚束器的非标准聚束模式

张焱 关退令

(中国原子能科学研究院核物理所, 北京: 102413)

单漂移聚束器标准聚束模式要求粒子注入能量和聚束器漂移管的几何尺寸之间必须满足严格的条件, 严重地限制了可聚束粒子的种类。文章论述了采用非标准聚束模式的方法, 计算不同粒子在 HI-13 串列加速器上实现脉冲聚束的可行性。

关键词 单漂移聚束器 非标准聚束模式

单漂移聚束器(本文简称聚束器)构成的束流脉冲化系统, 要求满足 $d = (1/2 + n)\beta\lambda$ 的聚束条件^[1-3] ($n = 0, 1, 2, \dots$; d 为聚束器两调制缝的距离; λ 为调制电压波长; β 为粒子相对速度), 我们称为标准聚束模式。每个确定的聚束器, 其几何尺寸通常是固定的, 即使能够调节, 余量也极有限, 而注入器能量调制范围很窄, 许多种类的粒子无法达到标准聚束要求。为解决这一问题, 本文讨论一种新的聚束模式, 即非标准聚束模式。

在脉冲调制电源有余量的前提下, 采用非同步粒子的狭缝调节方案, 辅以相应的参考粒子入射相位, 同样可以形成良好的聚束。这样, 大大扩展了聚束器调制粒子的范围, 使更多较重的粒子束实现聚束。

1 设计思想

聚束器一般的计算方法是把调制电压波形作为时间的薄透镜, 将高频的调制作用集中到一点, 该透镜的等效焦距为:

$$F_z = v_0 \cdot T / \pi \cdot \epsilon_m \quad (1)$$

其中: v_0 ——参考粒子速度; T ——调制电压周期; ϵ_m ——调制系数。调制系数定义为:

$$\epsilon_m = \frac{2q \cdot V_m}{E_0} \sin\left(\frac{\omega \cdot d}{2v_0}\right) \quad (2)$$

这里: E_0 为参考粒子能量; q 是粒子电荷态; d 为聚束器漂移管的有效长度; V_m 和 ω 分别是调制电压的有效幅值和角频率。

粒子的飞行时间:

$$t = \frac{\sin\phi}{F_z} \cdot \frac{l}{\omega} \quad (3)$$

其中: ϕ ——粒子入射相位; l ——等效漂移距离。

标准聚束模式要求参考粒子通过调制缝时不受调制作用,只有在 $d = (n + 1/2)\beta\lambda$ 的情况下,才可能满足条件。非标准聚束模式的设计思想是:中心参考粒子也要受到调制场的作用,而任意粒子在通过聚束器时,均应受到基本相同的聚束。所以可摆脱 d 的局限条件。

取参考粒子入射相位为 ϕ_c ,入射能量为 E_c ,则任意粒子入射相位是 $\phi_1 = \phi_c + \omega \cdot t_1$,入射能量为 $E_0 = E_c + \Delta E_0$,其中: t_1 是任意粒子相对参考粒子的时间差; ΔE_0 为注入粒子的能散。

经第一个聚束缝调制后的能量:

$$\begin{aligned} \text{参考粒子:} & \quad E_{1c} = E_c + V_m \cdot A \cdot \sin\phi_c \\ \text{任意粒子:} & \quad E_1 = E_0 + V_m \cdot A \cdot \sin\phi_1 \end{aligned} \quad (4)$$

其中 A 为渡越时间因子^[4],

$$A = \frac{\sin(\pi \cdot \sqrt{G^2 + D^2}/\beta\lambda)}{\pi \cdot \sqrt{G^2 + D^2}/\beta\lambda} \quad (5)$$

G ——调制缝宽度; D ——聚束器漂移管直径。上式中,已假定聚束器使用正弦波调制电压。

粒子经第二缝调制后的能量表达式:

$$\begin{aligned} \text{参考粒子:} & \quad E_{2c} = E_{1c} - V_m \cdot A \cdot \sin\left(\phi_c + \frac{d}{r_{1c}} \cdot \omega\right) \\ \text{任意粒子:} & \quad E_2 = E_1 - V_m \cdot A \cdot \sin\left(\phi_1 + \frac{d}{r_1} \cdot \omega\right) \end{aligned} \quad (6)$$

其中: r_1, r_{1c} 分别是任意粒子和参考粒子经第一缝调节后的速度(以下下标类同)。

到靶时,任意粒子相对参考粒子时间差:

$$t = \left[\phi_1 + \frac{d}{r_1} \cdot \omega + \frac{l}{r_2} \cdot \omega - \left(\phi_c + \frac{d}{r_{1c}} \cdot \omega + \frac{l}{r_{2c}} \cdot \omega \right) \right] / \omega \quad (7)$$

2 计算结果

HI-13串列加速器现有束流脉冲化系统的调制电压频率 $f = 4\text{MHz}$,漂移管直径 $D = 5\text{cm}$,调制缝宽 $G = 4\text{mm}$,选取注入能量为 120keV 的 D 束为例,注入粒子能散取 $\Delta E_0 = 100\text{eV}$,假定等效漂移距离^[5] $l = 300\text{cm}$,切割宽度设为 60ns 。

利用标准聚束模式时,取 $d = 1/2\beta\lambda, \phi_c = 0$;此时, $d \approx 425\text{mm}$,计算得到 $V_m = 5.34\text{kV}$,脉冲宽度(FWHM)为 0.80ns ,脉冲波形图和相图如图1所示。从图中发现,相图不对称,脉冲波形的一边产生较严重的底部拖尾。(波形图中的 N 坐标表示相对粒子个数)出现这种失衡状态的原因,分析如下。

聚束系统采用能量调制而不是速度调制,导致因能量调制与速度调制间的差异而带来相空间粒子分布的不对称性。假设超前粒子与参考粒子到靶的时间差为 t_1 ,滞后粒子为 t_2 ,则两个时间差的不对称性为:

$$\begin{aligned} \Delta t &= t_1 - t_2 = l \cdot \sqrt{\frac{M}{2W_0}} \cdot \left[\left(1 - \frac{\Delta W}{W_0} \right)^{-\frac{1}{2}} + \left(1 + \frac{\Delta W}{W_0} \right)^{\frac{1}{2}} - 2 \right] \\ &= l \cdot \sqrt{\frac{M}{2W_0}} \cdot \left[\left(1 + \frac{1}{2} \right) \frac{\Delta W}{W_0} + \frac{3}{8} \left(\frac{\Delta W}{W_0} \right)^2 + 1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta W}{W_0} + \frac{3}{8} \left(\frac{\Delta W}{W_0} \right)^2 - 2 \right] \quad (\text{二阶近似}) \\ &= \frac{3}{4} \cdot l \cdot \sqrt{\frac{M}{2W_0}} \cdot \left(\frac{\Delta W}{W_0} \right)^2 \end{aligned} \quad (8)$$

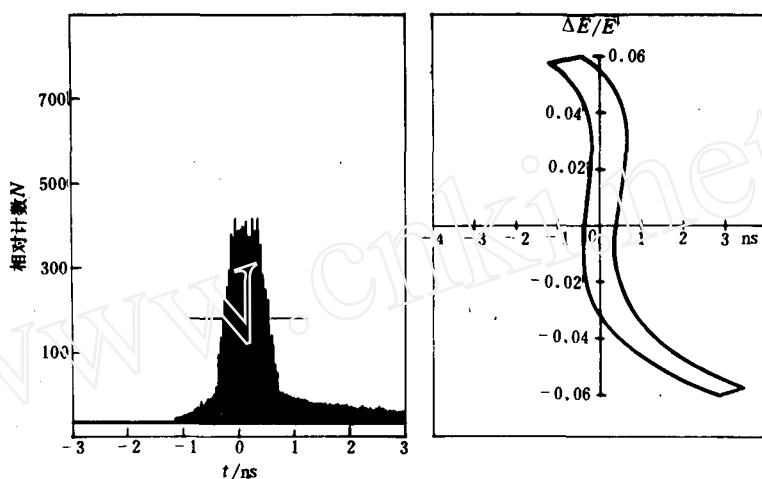


图1 标准聚束模式的相图和波形图($\phi_c = 0$)

Fig. 1 The pulse wave and phase diagram under standard bunching mode with $\phi_c = 0$

对于 $W_0 = 120 \text{ keV}$ 的氘核, 飞行3 m的时间约为 $8.8 \times 10^{-7} \text{ s}$, 计算得到 $\Delta t \approx 2 \text{ ns}$, 即超前粒子比滞后粒子距参考粒子的时间要远些。这里未计算由于双缝调制, 第一缝的能量调节使得本来相对参考粒子对称分布的粒子, 经第二缝时所获的能量调制出现不对称的因素。我们知道, 漂移距离 l 与调制深度 $\frac{\Delta W}{W_0}$ 的乘积基本上是常数, 因此, 上述不对称性与漂移距离近似成反比: l 越长, Δt 越小; l 越短 Δt 越大。

这种不对称, 可通过调节参考粒子入射相位 ϕ_c 而得以解决, 图2所示是 $\phi_c = -6.7^\circ$, 其它条

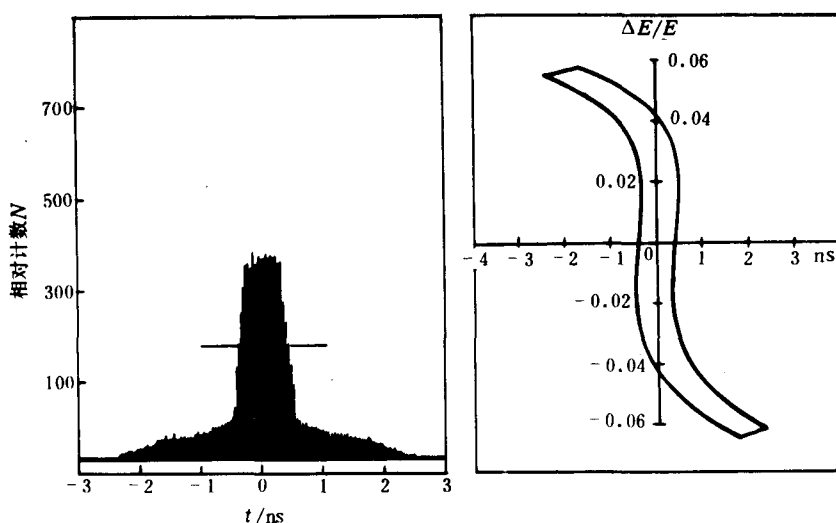


图2 标准聚束模式的相图和波形图($\phi_c = -6.7^\circ$)

Fig. 2 The pulse wave and phase diagram under standard bunching mode when $\phi_c = -6.7^\circ$

件均与图1相同的聚束图形。显然,聚束情况较图1有了很大改善。

在 $d \neq (\frac{1}{2} + n)\beta\lambda$ 时,利用非标准聚束模式,适当选取参考粒子的入射相位 ϕ_c , 仍然能够获得很好的聚束波形,如图3—5所示。

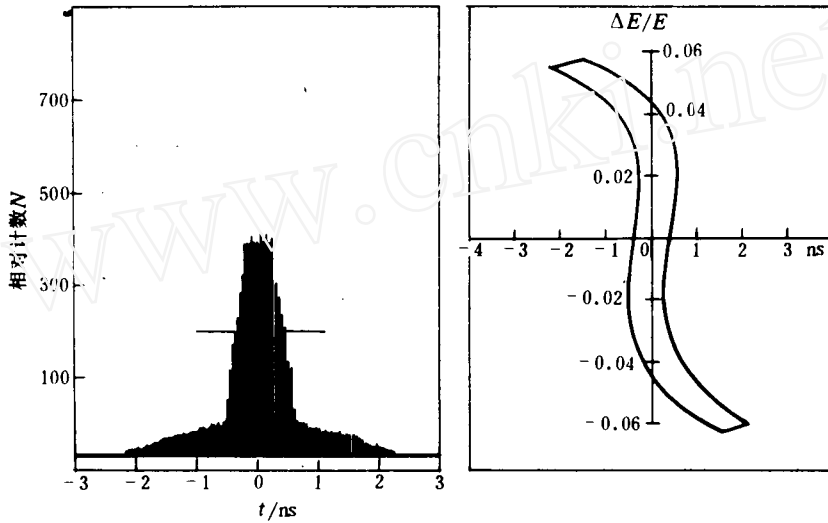


图3 $d \neq 1/3\beta\lambda, \phi_c = 21.6^\circ$ 非标准聚束波形图和相图

Fig. 3 The diagram of nonstandard bunching mode when $d \neq 1/3\beta\lambda, \phi_c = 21.6^\circ, V_m = 6.18 \text{ kV}$, $FWHM = 0.80 \text{ ns}$

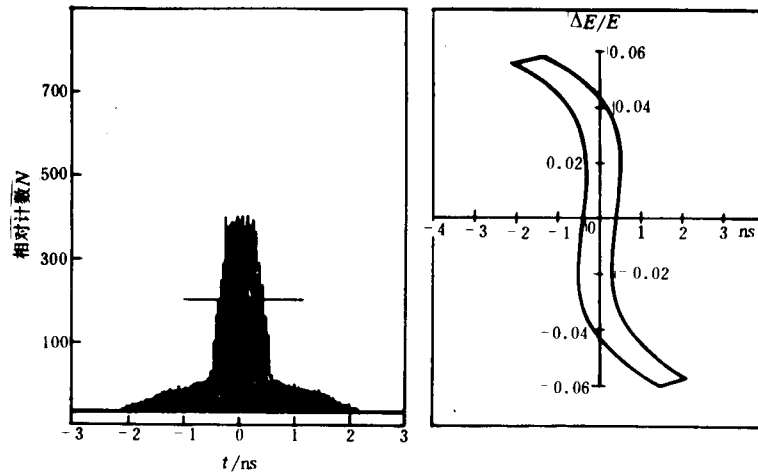


图4 $d = 2/3\beta\lambda, \phi_c = -33^\circ$ 非标准聚束图形

Fig. 4 The diagram of nonstandard bunching mode when $d = 2/3\beta\lambda, \phi_c = -33^\circ, V_m = 6.20 \text{ kV}$, $FWHM = 0.80 \text{ ns}$

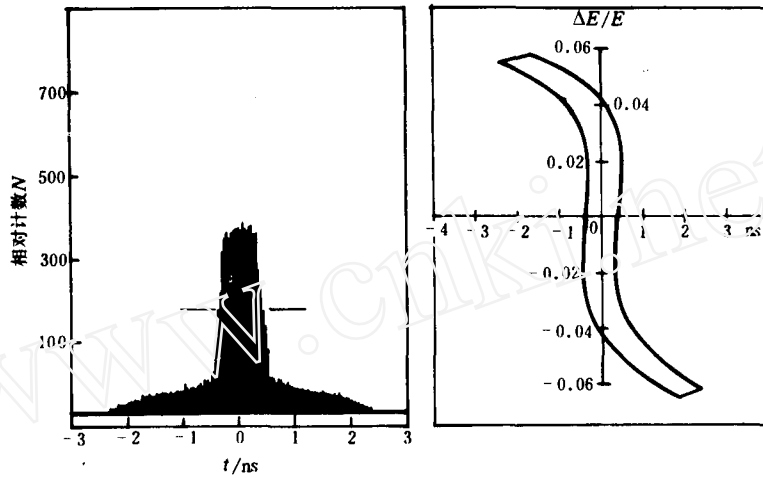


图5 $d = 1/4\beta\lambda, \phi_c = 36^\circ$ 非标准聚束波形和相图

Fig. 5 The diagram of nonstandard bunching mode when $d = 1/4\beta\lambda, \phi_c = 36^\circ, V_m = 7.72 \text{ kV}, FWHM = 0.80 \text{ ns}$

图3—5分别为 $d = \frac{1}{3}\beta\lambda, \frac{2}{3}\beta\lambda$ 和 $\frac{1}{4}\beta\lambda$ 的聚束图形,与图2所示的标准聚束相比,它们的脉冲波形和纵向相图毫无逊色。

非标准聚束下,入射相位 ϕ_c 的选择是非常重要的,它的理想数值如图6所示。图6中,参考粒子入射相位 ϕ_c 对应 t_{1c} 时刻,进入缝2的时刻为 t_{2c} ,对应相位 ϕ_{2c} 。理想条件下,参考粒子到达漂移管中央的时刻为 $(t_{1c} + t_{2c})/2$,对应调制场的 $T/4$ 时刻。只有这样,参考粒子在两个缝中的相位对称,所获能量调制相互弥补,其它任意粒子受到调制场的作用也较均衡。

表1列出非标准聚束时,为获得对称相图而选择参考粒子入射相位 ϕ_c 的值,表中的理想值是用图6示意的方法推算而得。实际值与理想值差异大的原因是:参考粒子入射相位不等于零,受到缝1的调制后,在漂移管中的能量不等于入射能量。例如: $d = 1/4\beta\lambda, \phi_c = 36^\circ$ 时,注入能量为120 keV,经漂移管的时间应是 $0.25T$,但由于调制电压值7.72 kV,经计算知道,参考粒子在漂移管中的能量为125 keV,实际通过时间则是: $0.245T$,这成为产生差异的主要原因。补充说明一点:即使使用迭代法精确计算出各种条件下的理想 ϕ_c 数值,仍然难以使相图对称,因为聚束器进行能量调制而不是速度调制,在前面分析不对称性时,已讨论过。

对于一定能量和速度的粒子,调制深度是固定的,因此, $V_m \cdot \sin(\pi \cdot d/\beta\lambda)$ 的值基本不变,

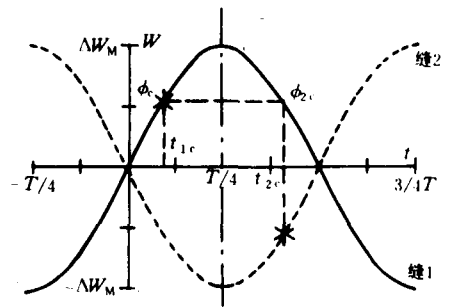


图6 非标准聚束中, ϕ_c 理想值示意图

Fig. 6 Choice the injecting phase angle ϕ_c under nonstandard bunching mode

d 偏离 $1/2\beta\lambda$ 越大,需要调制电压就越高,要求聚束器的电功率也就越大。

表1 各种聚束条件下的值

Table 1 The injecting phase angle in various conditions

$d/\beta\lambda$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{5}{6}$
ϕ_c (理想值)/(°)	0	30	-30	45	-45	60	-60
ϕ_c (实际值)/(°)	-6.7	21.6	-33	36	-43	50.4	-35

表2 各种条件下氘脉冲束的调制电压幅值

Table 2 The modulating voltage amplitude V_m in various conditions

$d/\beta\lambda$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{5}{6}$
V_m 理想值/kV	5.34 ¹⁾	6.17	6.17	7.55	7.55	10.68	10.68
V_m 实算值/kV	5.34	6.18	6.20	7.72	7.95	11.2	11.8
$V_m \cdot \sin\left(\frac{d \cdot \pi}{\beta\lambda}\right)$ /kV	5.34	5.35	5.37	5.46	5.62	5.60	5.90

¹⁾ 表示以计算值为标准并据此推算理想值。

表2中的计算数据确实反映上述趋势,但是,从中发现:对应 $d = 1/6\beta\lambda, 1/4\beta\lambda$, 与 $1/3\beta\lambda$ 的计算数值比对应 $d = 5/6\beta\lambda, 3/4\beta\lambda$, 和 $2/3\beta\lambda$ 的调制电压幅度的计算值小。说明两聚束缝对粒子束的调制作用不是等同的,粒子在漂移管中飞行时间越长,由于相位收缩,第二缝的作用就越弱,所以,整体聚束要求的调制电压越高。

非标准聚束模式下,参考粒子入射相位 ϕ_c 一般比较大,因此,粒子通过漂移管时的能量不等于入射能量,导致漂移时间和调制电压发生相应变化,造成 $V_m \cdot \sin(\pi \cdot d/\beta\lambda)$ 的值出现一定差异。前面提到 ϕ_c 的最佳数值难以用迭代法精确求得,由于调制电压 V_m 与入射相位 ϕ_c 是相关的,所以, V_m 的最佳值也不能直接精确计算出来。计算过程中,我们采取比较纵向相图和脉冲波形图的方法选取 ϕ_c 和 V_m , 包含了一定程度的主观性和不确切性。

3 分析与结论

利用聚束器调制脉冲束时,标准模式下,调制电压得到最有效的运用,因而数值相对较低,聚束器功耗较小。但是,在聚束器功率允许条件下,利用 $d \neq (n + 1/2)\beta\lambda$ 的非标准模式,同样可以获得较好的脉冲聚束,这对于一个确定的聚束器因设计局限而不能“聚束”的离子束,调制出脉冲束流是可行的,也是很有意义的。以 HI-13 串列加速器现有聚束器为例,漂移管可选 3 个尺寸:16 cm, 42.5 cm, 58.5 cm, 注入器能量 70—150 keV 连续可调,仍有 α, S 等离子无法满足标准聚束要求。计算和实验均表明,这些粒子在非标准模式下,是能够实现束流脉冲化的。

在调制重离子脉冲束时,如果脉冲系统能调制氢脉冲束,则聚束器功率是足够用来进行其它任意重离子的非标准聚束,调制电压不仅不成为障碍,反而是非标准聚束的有利之处。因为重离子脉冲的调制电压一般过于低,实际操作较为困难,通过适当升高注入能量,用非标准聚束,使调制电压提高到一个容易调控的范围内,同时还改善了脉冲的品质。针对 HI-13 串列加速器的脉冲系统,我们计算了几种离子的脉冲束调节参数,如表 3 所示。其中 $FWHM$ 是脉冲束

在靶上的半高全宽度。

表3 几种脉冲束的调制参数

Table 3 The referential parameters of some kinds of pulsed ion beam

离子	注入能量 E_0/keV	能散 $\Delta E_0/\text{eV}$	切割宽度 φ_0/ns	调制电压 V_m/kV	漂移管长 d/cm	入射相位 $\phi_0/(\circ)$	FWHM /ns
H	120	100	50	7.36	58.5	-7.0	0.60
D	120	100	50	5.34	42.5	-6.7	0.80
α	130	100	50	5.13	42.5	-34.5	1.04
^7Li	130	100	50	3.78	16	24.5	1.28
^9Be	130	100	50	3.19	16	18	1.40
^{11}B	130	100	60	2.79	16	11	1.60
^{12}C	120	100	60	2.39	16	4.5	1.92
^{14}N	130	100	60	2.44	16	1.5	1.88
^{16}O	130	100	60	2.30	16	-4.2	1.96
^{19}F	130	100	60	2.16	16	-11	2.12
^{32}S	130	100	66	2.22	16	-40.5	2.72

单漂移聚束器的缺陷是束流利用率低,只有20%左右;增加切割宽度,仅仅使得脉冲底部变大,不但不能提高束流捕获效率,而且恶化脉冲质量。所以,对氦等较轻离子,切割宽度不要超过50 ns,重离子可略大些(如 ^{32}S 在计算中用66 ns)。通过提高离子源引出流强来增加脉冲束流强度的方法受到源本身的限制,因此,较可行的方案是采用双漂移聚束或谐波聚束,此部分工作将在以后发表。

本文的计算和绘图工作均在AST286微机上完成,使用自己编制的BUNC11和BUNC12程序,采取每个束流段内均匀投入1万个相点进行模拟计算。提出的模式是以HI-13串列加速器的脉冲化系统为例,适用于任意的重粒子束流脉冲化过程。

参 考 文 献

- 1 蒋小平. 双漂移谐波聚束器的研制. 北京: 北京大学硕士研究生毕业论文. 1985.
- 2 Dandy D, Hammond D P. A Pulsed Negative Ion Beam Injector. Nucl Instrum Methods, 1964, 30: 23-33.
- 3 Milner W T. Double-Drift Beam Bunching Systems. IEEE Trans Nucl Scien, 1979, NS-26: 1445.
- 4 Lynch F J, Lewis R N, Bollinger L M, et al. Beam Buncher for Heavy Ions. Nucl Instrum Methods, 1979, 159: 245-263.
- 5 Anderson J H, Swann D. A Bunching and Chopping System for the Generation of Short Duration Ion Bursts. Nucl Instrum Methods, 1964, 30: 1-22.
- 6 Delayen R. Longitudinal Transit Time Factors of Short Independently Phased Accelerating Structures for Low Velocity Ions. Nucl Instrum Methods, 1987, A258: 15-25.

NONSTANDARD BUNCHING MODE OF SINGLE-DRIFT BUNCHER

ZHANG YAN GUAN XIALING

(China Institute of Atomic Energy, P. O. Box 270, Beijing, 102413)

ABSTRACT

In normal bunching mode of single drift buncher, the injecting energy of ion beam is strictly required to match the length of drift tube. That restricts seriously the bunchable ion species. In the paper, a method, so called "Nonstandard Bunching Mode" is discussed. By this mode, much more ion species can be bunched in the same geometry of single drift buncher and in the same ability of the RF power supply. For HI-13 tandem accelerator, the modulating bunching voltage and the pulse *FWHM* at the target are calculated for various ion species.

Key words Single-drift buncher Nonstandard bunching mode