

CSRe 减速模拟^{*}

刘伟^{1,2;1)} 张文志¹ 夏佳文¹ 刘勇^{1,2} 殷学军^{1,2} 杨建成^{1,2} 武军霞^{1,2}

1(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2(中国科学院研究生院 北京 100039)

摘要 对兰州重离子加速器冷却储存环实验环中束流的减速过程进行了模拟研究,采用变换谐波的方式将粒子减速到较低能量,以适应高精度原子物理实验的需要.根据模拟结果得到了减速过程各个时刻粒子在纵向相空间分布,并给出了高频参数在减速过程中的变化曲线.

关键词 变谐波 绝热俘获 电子冷却

1 引言

兰州重离子加速器冷却储存环(HIRFL-CSR)^[1]实验环(CSRe)的主要功能是开展内靶实验和高分辨质量测量.重离子在 CSR 主环 CSRm 中加速至中高能引出后,剥离成类氢类氦或全裸的重离子(如 Ta⁷³⁺, U⁹⁰⁺, U⁹¹⁺)注入到 CSRe 中进行高精度的原子物理实验研究.而对于一些特殊的原子物理实验,需要既低能(小于 10MeV/u)又高离化的重离子束,因此在 CSRe 中需要对高离化的高能重离子束进行减速. CSRe 高频腔的频率范围 Δf_{rf} 是 0.5—2.0 MHz,因此,仅采用一次谐波无法将粒子减到需要的能量.本文针对 CSRe 内束流的减速过程进行了模拟研究,采用了变换谐波的方式,即先用一次谐波将能量减到某一量值,再改为二次谐波减速到最终能量,以满足物理实验的要求.

2 减速原理

作为同步加速器,粒子减速是靠高频电压的频率和主导磁场之间的同步协调来完成的.粒子在能量变化的同时,还在纵向相空间作相振荡,其纵向运动差分方程如下所示^[2]

$$\begin{cases} \delta_{n+1} = \delta_n + \frac{qV_{rf}}{\beta^2 E_s} (\sin\phi_n - \sin\phi_s), \\ \phi_{n+1} = \phi_n + 2\pi h \eta \delta_{n+1}, \end{cases} \quad (1)$$

其中, $\delta = \Delta P/P$ 为动量散度; E_s 为同步粒子的能量; $\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$ 为同步粒子的相对论速度, $\gamma = E_s/m_0 c^2$ 为粒子的相对论因子; q 为粒子的电荷; V_{rf} 为高频电压; ϕ_n 和 ϕ_s 分别为任意粒子和同步粒子的相角; h 为高频谐波数; $\eta = 1/\gamma_t^2 - 1/\gamma^2$, γ_t 为加速器的转变能.由上式可以看出,粒子在第 n 次通过高频腔损失能量,则粒子的 $n+1$ 次相位 ϕ_{n+1} 需依赖于新的动量偏离 δ_{n+1} .在加速过程中, ϕ_s 的范围在 $0 - \pi/2$ 之间;减速过程中, ϕ_s 的范围在 $-\pi/2 - 0$ 之间.

在减速过程中,高频电压的频率 f_{rf} 要与粒子回旋频率 f_0 保持严格的同步关系.它们之间的关系由下式决定,

$$f_{rf} = h f_0, \quad (2)$$

由此得到粒子能量与高频频率的关系是

$$E_s = \frac{hcE_0}{\sqrt{(hc)^2 - l_c^2 f_{rf}^2}}, \quad (3)$$

其中, c 为真空中光速, E_0 为粒子的静止能量, l_c 为环周长.因此,对于给定的谐波数,减速的最低能量受到高频频率的限制.

2003-12-31 收稿

* 国家“九五”大科学工程——兰州重离子加速器冷却储存环 HIRFL-CSR 项目资助

1) E-mail: w.liu@impcas.ac.cn

从主环注入到实验环中的束流为椭圆束,需要在实验环中用静态高频相稳区俘获,所需要的俘获电压

$$V_{\min} = \frac{\beta^2 E_s \pi h |\eta| \left(\frac{\Delta P}{P}\right)_i^2}{q Y^2}, \quad (4)$$

其中, $Y(\phi_s)$ 为 Bucket 高度因子,

$$Y(\phi_s) = |2\cos\phi_s - (\pi - 2\phi_s)\sin\phi_s|^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

俘获时 $\phi_s = 0$, 则 $Y(0) = \sqrt{2}$. V_{\min} 为俘获电压的最小值, 实际中要高于这个值.

在减速过程中, 高频电压由两个条件决定: 1) 粒子能量的减少应与主导磁场的降低相一致, 即高频电压应满足如下关系,

$$V_{\text{rf}} \cdot \sin(\phi_s) = 2\pi\rho R\dot{B}, \quad (6)$$

其中 ρ 为主导二级铁的曲率半径; R 为环的平均半径; \dot{B} 为主导磁场随时间的变化率. 2) 高频相稳区面积大于或等于束流的纵向发射度. 在 $\left(\phi, \frac{\Delta E}{\omega_0}\right)$ 相空间高频相稳区面积可表示为^[3]

$$A_B = \frac{16\beta_s}{\omega_0} \sqrt{\frac{qV_{\text{rf}}E_s}{2\pi h |\eta|}} \alpha(\phi_s), \quad (7)$$

假定注入束流初始纵向相面积为 J , 令 $A_B = kJ$, k 称为动量稀释因子, 得到

$$qV \cdot \alpha^2(\phi_s) = \frac{2\pi h |\eta| \omega_0^2 (kJ)^2}{16^2 \beta_s^2 E_s}, \quad (8)$$

由式(6)和(8)得

$$\frac{\sin\phi_s}{\alpha^2(\phi_s)} = \frac{16^2 R^3 \varepsilon_0 E \dot{B}}{(kJ)^2 h^3 |\eta| c^2}, \quad (9)$$

其中, $\alpha(\phi_s)$ 为相面积因子, 数值上等于移动相稳区 ($\phi_s \neq 0$) 面积与静态相稳区 ($\phi_s = 0$) 面积之比. (9) 式的左边是同步相角 ϕ_s 的函数, 右边是粒子能量的函数, 通过数值计算可以得到同步相角随时间的变化. 再根据(6)式得到高频电压随时间的变化曲线.

一次谐波变换成二次谐波减速前要将束团散成连续束, 然后再用二次谐波在纵向相空间进行重新俘获. 束流被 RF 初始相稳区所俘获的时间, 即高频电压 V_{rf} 从 0 加到捕获电压所需时间称之为俘获时间 T_{cap} . 它决定了束流是被绝热俘获还是非绝热俘获. 一般而言, 若俘获时间 T_{cap} 远远大于粒子作同步相振荡的周期 T_s , 可认为是绝热俘获. 因为俘获时间足够长, 使得束团能与相稳区达到很好地匹配, 从而保证绝大多数粒子不损失, 加速效率就高. 但另一方面, 从粒子储存寿命及加速周期来考虑, 俘获时间又不可太长, 否则将造成粒子的损失, 因而必须选取

合适的俘获时间. 在绝热俘获过程中, 高频相稳区的面积 A_B 的变化率相对于同步振荡频率 ω_s 应为慢变化, 即^[4]

$$\omega_s \gg \frac{1}{A_B} \frac{dA_B}{dt}, \quad (10)$$

纵向运动同步振荡频率 ω_s 与高频电压 V_{rf} 的关系是

$$\omega_s = \omega_0 \sqrt{\frac{hqV_{\text{rf}} |\eta \cos\phi_s|}{2\pi\beta^2 E}}, \quad (11)$$

又由(7)式可知 A_B 和 ω_s 均与 $\sqrt{V_{\text{rf}}}$ 成正比, 令

$$a = \frac{\omega_s}{\sqrt{V_{\text{rf}}}}, \quad (12)$$

可得

$$a \gg \frac{1}{2V_{\text{rf}}^{3/2}} \frac{dV_{\text{rf}}}{dt}, \quad (13)$$

或

$$at \gg -\frac{1}{\sqrt{V_{\text{rf}}(t)}} + C, \quad (14)$$

其中 C 为常量. 从上式可以看出, RF 电压不能从 $V_{\text{rf}} = 0$ 开始俘获, 因为 $V_{\text{rf}} = 0$ 时 C 为无穷量. 假设从 $V_{\text{rf}} = V_1, t = t_1 = 0$ 到 $V_{\text{rf}} = V_2, t = t_2$ 为绝热俘获时间得到

$$C = 1/\sqrt{V_1}, \quad (15)$$

设 ω_{s1} 为初始 ($V_{\text{rf}} = V_1$ 时) 同步振荡频率, 则由(12), (14), (15) 式可推知

$$\omega_{s1} t \gg 1 - \sqrt{\frac{V_1}{V_{\text{rf}}(t)}}, \quad (16)$$

如果 A_B 的变化速度为同步振荡频率的 $\frac{1}{n}$, 则有

$$\sqrt{\frac{V_{\text{rf}}(t)}{V_1}} = 1 - \omega_{s1} t/n, \quad (17)$$

由此可以看出, 绝热俘获过程的研究归结为 3 个参量 V_1, V_2, n 的选取. 由于俘获电压 V_{cap} 可以由下式求出^[5]

$$V_{\text{cap}} = \frac{\pi^3 h k^2 |\eta| \beta_i^2 E_i \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_i^2}{8q}, \quad (18)$$

则 V_2 可以确定 (实际采用的电压要高于俘获电压), 因而给定 n 和 V_1 , 俘获时间 t 便可以得出了.

3 CSRe 减速模拟

根据上述理论, 选择 400MeV/u 的 $^{238}\text{U}^{90+}$ 离子模拟了 CSRe 内重离子的减速过程. 表 1 列出了模拟计算中利用到的主要参数.

表 1 模拟计算中利用到的主要参数

参数	l_e/m	γ_1	$(\Delta p/p)_i$	$\Delta\varphi^*$	B_{max}/T	ρ/m	$\dot{B}/(T\cdot s^{-1})$	$\Delta f_{rf}/MHz$
值	128.8011	2.629	$\pm 0.03\%$	$\pi/2$	1.4	6.0	0.1—0.4	0.5—2.0

* $\Delta\varphi$ 为注入粒子相宽.

在实验环中将主环注入的束流同步俘获,利用表 1 给定的参数从(3)式可以求出 CSR_e 中采用一次谐波最低可以将粒子减速到 22.25MeV/u,因而选择在能量减到 25MeV/u 时,变换谐波.从主导磁场变化率考虑,选取 3s 用一次谐波将粒子从 400MeV/u 减速到 25MeV/u.接下来的 0.1s 时间内,电压为零,将椭圆束团散成连续束,以从一次谐波变换成二次谐波继续减速.经过一次谐波减速束流的动量散度由注入时的 $\pm 0.03\%$ 增大到 $\pm 2.6\%$,而且在继续减速的过程中,动量散度还会继续增大,这就会造成大量粒子超出环的动量接收度而损失掉(CSR_e 的动量接收度为 2.6%),减速效率相对较低.为了提高减速效率,在此采用了电子冷却,经过 0.045s 的时间使连续束的动量散度降到 $\pm 0.062\%$.用二次谐波进行减速,首先要用二次谐波将连续束俘获,俘获参数 n 取 15, V_1 取 100V, V_2 取 3kV.最后用 0.4s 的时间采用二次谐波将粒子从 25MeV/u 减速到 8.6MeV/u.

在全过程中各主要参数随时间的变化规律如图 1 所示.图中(a)—(f)依次为主导二级场运行模式;主导磁场对时间的变化率;高频电压;同步相角;高频频率;束流能量.

在减速过程各时刻,束流在动量散度及相位方

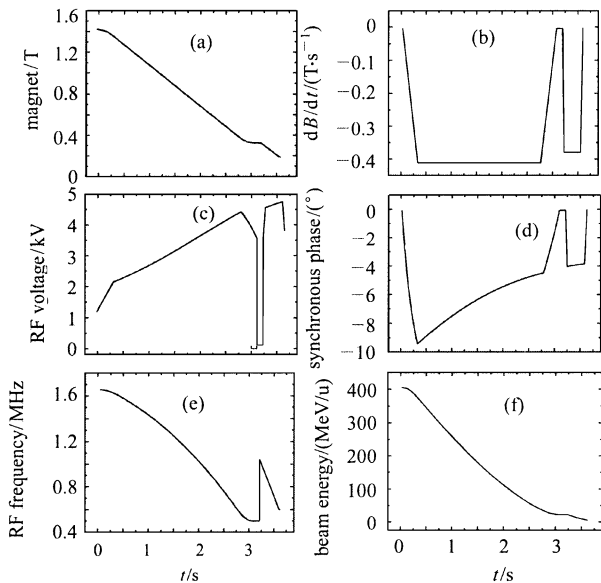


图 1 减速过程中各主要参数随时间的变化曲线

向上的分布如图 2 所示,其中(a)—(f)依次为注入时刻、一次谐波减速结束时、散成连续束时、电子冷却后、二次谐波俘获后、二次谐波减速结束时束流在动量散度及相位方向上的分布.

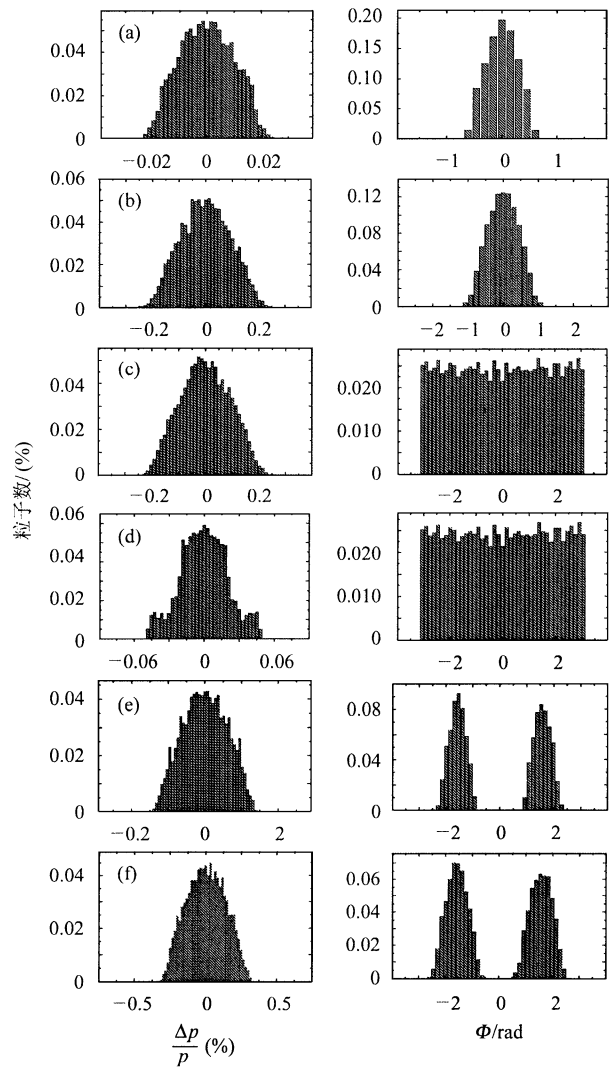


图 2 减速过程各时刻束流在动量散度及相位方向上的分布

在整个减速过程中,粒子在动量相位相空间各个时刻的分布如图 3 所示,(a)—(f)依次为注入时刻、一次谐波减速结束时、散成连续束时、电子冷却后、二次谐波俘获后、二次谐波减速结束时的粒子分布.

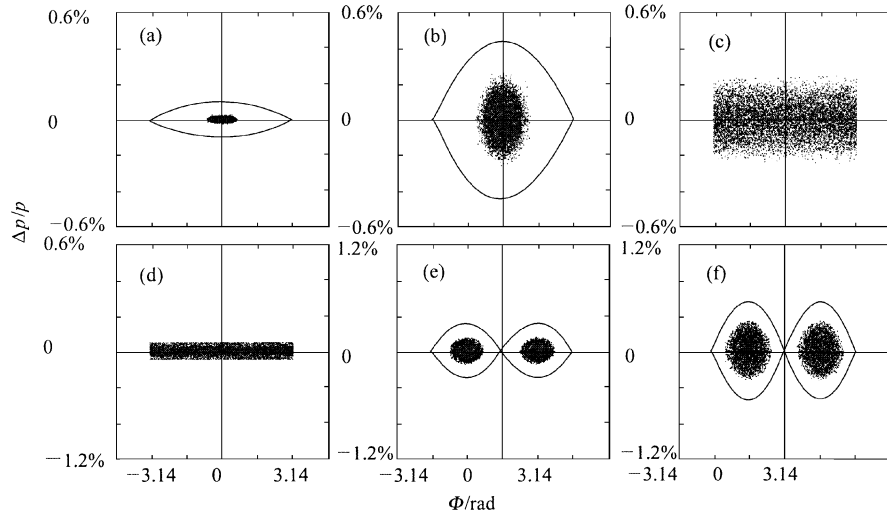


图 3 粒子在纵向相空间的分布

4 结论

采用变谐波减速的情况, 可以将 CSRe 中的粒子减速到较低能量, 适应了高精度原子物理实验的要求. 模拟结果给出了 CSRe 高频系统减速时的主

要参数及部分束流参数. 在整个的减速过程中, 高频电压的最大值为 4.4kV. CSRe 设计有两个峰值电压为 10.0kV 的高频腔, 在减速过程中只要开一个高频腔就可以满足要求. 经减速后束团的动量散度变为 $\pm 0.33\%$, 一个束团变为两个长度为 2.07 弧度的两个束团.

参考文献 (References)

- 1 XIA J W et al. Nucl. Instrum. Methods, 2002, **A488**: 11—25
- 2 Lee S Y. Acceleration Physics. Singapore: World Scientific Pub. 1999.
- 3 Dome G. CERN 87-03 Vol. I: 110
- 4 Ng K Y. Phys. Rev. ST Accel. Beams, 2002, **5**: 061002
- 5 Katayama T, Yoshizawa M, Watanabe S et al. NIM., 1993, **A336**: 391

Simulation of the Beam Deceleration in CSRe*

LIU Wei^{1,2;1)} ZHANG Wen-Zhi¹ XIA Jia-Wen¹ LIU Yong^{1,2}
YIN Xue-Jun^{1,2} YANG Jian-Cheng^{1,2} WU Jun-Xia^{1,2}

1(Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

2(The Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract The beam decelerating process with changing harmonic has been studied and simulated in this article. The main RF parameters matching the magnetic field has been calculated according to the simulating result. In addition, the distribution of particles in longitudinal phase space during the decelerating process has been obtained.

Key words change harmonic, adiabatic capture, electron cooling

Received 31 December 2003

* Supported by HIRFL-CSR Project, Lanzhou, China

1)E-mail: w.liu@impcas.ac.cn