

文章编号: 1007-4627(2009)01-0033-04

CSRe电子冷却模式下核质量测量研究*

周俊^{1,2}, 原有进¹, 杨建成¹, 冒立军¹, 夏佳文¹

(1 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000;

2 中国科学院研究生院, 北京 100049)

摘要: 研究了CSRe电子冷却模式下使用线性质量刻度时, 空间电荷效应对测量精度的影响、CSRe上测量¹⁹⁰Ir质量的实验可行性以及估算了电子冷却模式下, 使用非线性刻度法所能达到的测量精度。理论上的分析表明, CSRe在束流和二极管磁场稳定的理想情况下, 如果电子冷却对同种离子束的冷却效果能达到 $\delta p/p=10^{-6}$ 量级, 采用非线性刻度的方法, 能够对像¹⁹⁰Ir这样的重离子达到 $\sigma(m)/m \approx 10^{-8}$ 的测量精度。

关键词: 电子冷却; 非线性质量刻度; Schottky频谱

中图分类号: O572.21

文献标识码: A

1 引言

核质量的精确测量对现代科学的很多分支的研究有着重要的意义。现今通常采用的测量方法有Penning势阱法和TOF法等^[1], 各种方法在精度、适用范围上都有所不同。例如, CERN采用Penning势阱的ISOLTRAP能够对半衰期在秒量级以上的一些离子进行高精度高分辨率的测量, 但是测量对象局限于ISOLDE装置所产生的同位素^[2]。中国科学院近代物理研究所的国家大科学工程兰州重离子加速器冷却储存环(HIRFL-CSR) 2008年7月30日通过国家验收, 它的实验环CSRe结合Schottky信号诊断的方法为测定远离稳定线核的质量提供了一个高分辨率、高精度的广泛适用的工具。通常在CSRe上精确测定离子质量有两种模式: (1) 电子冷却的模式。这种模式下不需要特殊的环的光学设置, 机器操作也就相对简便, 动量接收度的选择范围也很宽, 但是由于冷却时间的限制, 被测核的半衰期应该高于秒量级。(2) 等时性模式。这种模式下, 动量压缩因子 α_p 必须被设为 $1/\gamma^2$, 机器操作相对复杂, 而且对CSRe而言, 通常储存粒子的 $\gamma=1.4$, $\alpha_p \approx 0.5$, 高于机器一般的设定值。 α_p 的增加不可避免地会导致环的动量接受度的减小, 而且这种模式下只有较少种类的离子能够被同时储存。

等时性模式的好处是不需要考虑离子束本身速度展宽的影响, 对被测核的寿命的要求比电子冷却的方法要求得低。

2007年12月, 在CSRe的等时性模式下进行了³⁶Ar碎片核质量测量的实验^[3]。本文讨论在电子冷却的模式下, 使用线性刻度的方法确定核质量的时候, 电子冷却管内空间电荷效应给刻度带来的系统误差和在CSRe上进行精确测量¹⁹⁰Ir质量的实验的可行性以及利用一种更精确的非线性刻度方法会达到测量精度的估计。

2 空间电荷效应给线性刻度带来的系统误差分析

电子束的空间电荷会使电子束内电子势能减小, 在 $r \leq R_E$ 处的空间电荷势由

$$V(r) = -\frac{I_{el}}{4\pi\epsilon_0\beta c} (1-\epsilon_{el}) \left(1 - \frac{r^2}{R_E^2} + 2\ln\frac{R_D}{R_E} \right) \quad (1)$$

给出^[4], 其中 r 为到电子束轴心的距离, I_{el} 为冷却电流强度, β 为电子速度的相对论因子, R_E 为冷却电子束的半径, R_D 为与电子束同轴的漂移管的半径。在CSRe冷却装置中, $R_E \approx 27$ mm, ϵ_{el} 为补偿因子, 在CSRe中, 对于典型的离子束流强, ϵ_{el} 接近于0。由于空间电荷势的影响, 不同半径处的电子速度不同, 因而导致经冷却达到平衡的不同半径处离子速

* 收稿日期: 2008-04-10

* 基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金资助项目(10705038)

作者简介: 周俊(1981-), 男(汉族), 湖北黄冈人, 硕士研究生, 从事加速器物理研究; E-mail: zhouj@impcas.ac.cn

度由有效势 $U_c = U_c + V(r)$ 决定。

图1给出了一种典型 $I_{el} = 0.25$ A, $\beta \approx 0.68$ (对应 340 MeV/u 的束流能量和 186.5 kV 的冷却电压) 的 $V(r)$ 曲线。CSRe 的接受度等于 2.5%, 冷却装置

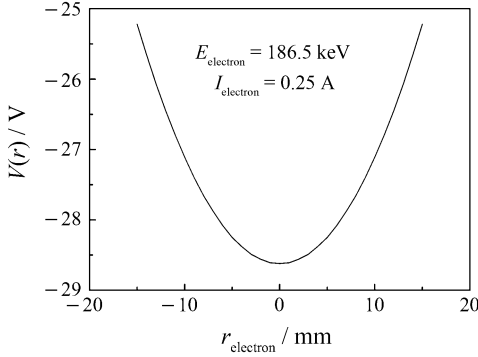


图1 $V(r)$ 随有效电子束半径的变化

入口处的色散函数 $D \leq -0.5$ m, 所以离子束在径向的位置偏差上限为 $\Delta r \leq 12.5$ mm, 两处电势偏差 ΔV 的上限为

$$\Delta V \leq |V(r=0) - V(r=12.5 \text{ mm})| = 6.43 \times \frac{I_{el}}{\beta}. \quad (2)$$

当 $I_{el} = 0.25$ A, $\beta \approx 0.68$ 时, $\Delta V \leq 2.4$ V. 这就导致 r 方向上不同位置电子速度 (即达到冷却平衡后的离子速度) 的速度差值范围为

$$\left| \frac{\Delta v}{v} \right| = \frac{1}{\gamma(\gamma+1)} \left| \frac{\Delta U_c}{U_c} \right| = \frac{1}{\gamma(\gamma+1)} \frac{\Delta V}{U_c} \leq 3.94 \times 10^{-6}, \quad (3)$$

频差基本公式为

$$\frac{\Delta f}{f} = -\alpha_p \frac{\Delta(m/q)}{(m/q)} + (1 - \alpha_p \gamma^2) \frac{\Delta v}{v}. \quad (4)$$

所以在频差基本公式(4)的右边第二项导致的频率差值为

$$\left| \frac{\Delta f}{f} \right| = (1 - \alpha_p \gamma^2) \frac{\Delta v}{v} = \frac{1 - \alpha_p \gamma^2}{\gamma(\gamma+1)} \frac{\Delta V}{U_c} \leq 2.91 \times 10^{-6}, \quad (5)$$

其中, $\gamma = 1.365$, $\alpha_p = 0.14$, 线性刻度的基本公式为

$$\frac{\Delta f}{f} = -\alpha_p \frac{\Delta(m/q)}{(m/q)}. \quad (6)$$

如果采用线性刻度的方法, 由(3)式来测定离子质量的话, 由速度差 $\Delta v/v$ 带来的质量误差

$\Delta m/m$ 大约为 $|\Delta m/m| \leq \Delta f / \alpha_p f = 2.91 \times 10^{-6} / 0.14 = 2.08 \times 10^{-5}$, 达到 10^{-5} 量级。对 $A=190$ 的 ^{190}Ir 来说, $\Delta m \leq 3.67$ MeV/ c^2 。当记录到的用来进行质量刻度的 Schottky 频率谱幅度在 10 kHz 之内, $f \approx 30$ MHz 的频谱对应 $\Delta(p/q)/(p/q) = 0.24\%$, 离子束的径向距离 $\Delta r \leq 1.2$ mm 的情况下, 如果离子束穿过冷却管的轴心, 电势偏差 ΔV 为

$$\Delta V \leq |V(r=0) - V(r=1.2 \text{ mm})| = 0.06 \times \frac{I_{el}}{\beta}. \quad (7)$$

在 $I_{el} = 0.25$ A, $\beta \approx 0.68$ 时, 对应 $\Delta v/v \leq 3.6 \times 10^{-5}$ 导致的质量误差为 $|\Delta m/m| \leq 1.88 \times 10^{-7}$ 。从 $V(r)$ 的曲线我们注意到接近中心时, $V(r)$ 是较平坦的。当 $\Delta r \leq 1.2$ mm 时, 如果离子靠近接受度的边界, 比如位于 $r=8.8$ mm 和 $r=10$ mm, 有 $\Delta V \leq |V(r=10 \text{ mm}) - V(r=8.8 \text{ mm})| = 0.94 \times (I_{el}/\beta)$, 导致的质量相对误差 $\Delta m/m \leq 2.91 \times 10^{-6}$ 约为离子束穿过轴心情况下的 16 倍。

由上面的分析可以看到, 即使是在 $f \approx 30$ MHz 附近的 10 kHz 内的频谱, 由空间电荷效应引起 $\Delta m/m$ 的系统误差也能够达到 10^{-6} 的量级, 在整个接受度的范围内达到了 10^{-5} 的量级, 所以如果要得到质量的更高精度, 就需要新的质量刻度方法。

3 非线性刻度方法

非线性质量刻度方法不仅计入了线性刻度中舍弃的(4)式右边第二项对频差的贡献, 而且还考虑动量压缩因子 α_p 的高阶项的影响。基本原理如下:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\alpha_p \frac{\Delta(m/q)}{(m/q)_0} + (1 - \alpha_p \gamma^2) \frac{\Delta v}{v_0}, \quad (8)$$

f_0 , $(m/q)_0$ 和 v_0 分别为参考离子的频率、荷质比和速度。

设 $\Delta = \Delta(p/q)/(p/q)_0$, 严格的 α_p 为 Δ 的多项式函数

$$\alpha_p = \frac{(\Delta C/C_0)}{\Delta} = \alpha_0 (1 + 2\alpha_1 \Delta + 3\alpha_2 \Delta^2 + \dots), \quad (9)$$

其中, $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \dots$ 为只依赖于机器设置的参数, 由前面空间电荷效应速度差 $\Delta v/v$ 的影响, (4)式中第二项中 $\Delta v/v_0$ 也为 $\Delta(p/q)/(p/q)_0$ 的函数, 当参考离子的荷质比和速度 v 一定的时候, (4)式右边为

只依赖 $\Delta(m/q)/(m/q)_0$ 的函数。所以可以利用一组已知 m/q 的离子,通过测得它们的频率值,利用多项式拟合出 m/q 对 f 的依赖曲线,进而由待测离子的频率来确定它的质量,即

$$\left(\frac{m}{q}\right)_{\text{fit}} = a_1 + \sum_{j=2}^r a_j (f_{\text{FFT}})^{j-1}, \quad (10)$$

$r+1$ 为用来拟合的参数个数。

ESR的实验^[5]中利用 $^{197}\text{Au}^{79+}$ 轰击Ar气体靶可以得到 $^{195}\text{Au}^{78+}$, $^{197}\text{Au}^{79+}$, $^{194}\text{Pt}^{78+}$, $^{179}\text{Hf}^{72+}$, $^{196}\text{Au}^{79+}$, $^{193}\text{Pt}^{78+}$, $^{183}\text{W}^{74+}$, $^{195}\text{Au}^{79+}$, $^{190}\text{Ir}^{77+}$, $^{197}\text{Hg}^{80+}$, $^{192}\text{Pt}^{78+}$, $^{187}\text{Os}^{76+}$, $^{184}\text{Re}^{75+}$ 的碎片,经 $I_{\text{el}}=0.05\text{ A}$ 的冷却电流冷却后得到动量分散为 $\delta p/p=3\times 10^{-6}$ 的混合离子束,利用混合束的Schottky频率谱测量了 $^{190}\text{Ir}^{77+}$ 的质量。用来拟合的已知离子质量值由

$$\left(\frac{m}{q}\right)_{\text{H-like}} = \frac{m_{\text{atom}} - Qm_e + \frac{E_{\text{tot}}(Z)}{c^2} - \frac{E_{1s_{1/2}}(Z)}{c^2} - \frac{E_{1^1s_0}(Z)}{c^2}}{Qe}, \quad (11)$$

$$\left(\frac{m}{q}\right)_{\text{H-like}} = \frac{m_{\text{atom}} - Qm_e + \frac{E_{\text{tot}}(Z)}{c^2} - \frac{E_{1s_{1/2}}(Z)}{c^2}}{Qe} \quad (12)$$

算出, Q 为剥离电子数, $E_{\text{tot}}(Z)$ 为总的电离能, $E_{1s_{1/2}}(Z)$ 为类H离子的 $1s_{1/2}$ 电子的束缚能, $E_{1^1s_0}(Z)$ 为第二K电子的束缚能,它们的值由包括量子电动力学修正的Hartree-Fock-Slater方法精确算出^[6-8]。质量不确定度的计算式由(13-15)式给出:

$$\sigma^2\left(\frac{m}{q}\right) = \sigma^2\left(\frac{m}{q}\right)_{\text{fit}} + \left(\frac{\partial}{\partial f_{\text{FFT}}}\right)\left(\frac{m}{q}\right)_{\text{fit}}^2 \sigma_{\text{stat}}^2, \quad (13)$$

$$\sigma\left(\frac{m}{q}\right)_{\text{fit}} = \left[\sum_{j,k=1}^r \left(\frac{\partial}{\partial a_j}\left(\frac{m}{q}\right)_{\text{fit}}\right) \times \left(\frac{\partial}{\partial a_k}\left(\frac{m}{q}\right)_{\text{fit}}\right) \sigma_{jk}^2 \right]^{1/2} = \left[\sum_{j,k=1}^r (f_{\text{FFT}})^{j+k-2} \sigma_{jk}^2 \right]^{1/2}, \quad (14)$$

$$\sigma_{jk}^2 = 2H^{-1}, \quad H_{jk} = 2 \sum_{i=1}^{N_p} \frac{(f_{\text{FFT},i})^{j+k-2}}{\sigma_i^2}, \quad \sigma_i^2 = \sigma^2\left(\frac{m}{q}\right)_{\text{lit},i} + (b_2 \sigma_{\text{stat},i})^2, \quad (15)$$

N_p 为用来拟合的数据点的数目, σ_{stat} 为Schottky信号峰的中心频率不确定度,各峰处 $\sigma_{\text{stat},i}$ 可以由多次测量得到的数据利用MINUIT Package里面的MINOS处理器算出^[9]。ESR不同冷却电压和不同冷却流强下的37次实验结果给出 ^{190}Ir 质量平均值 $m_{\text{atom}}(^{190}\text{Ir})=189.960\,546\text{ u}$ 。AME2003原子质量表^[10]给出的值为 $189.960\,545\,968\text{ u}$,测量结果与之符合得很好。而且 $\sigma(\bar{m})/m \approx 5 \times 10^{-8}$,达到 10^{-8} 量级。

4 讨论与结果

4.1 CSRe上进行此实验的可行性分析

CSRe质量谱仪的分辨率 R_q 的上限由公式(16)给出,在 $\gamma=1.365$ 和离子束经电子冷却后达到 $\delta p/p=10^{-5}$ 时, $R_q \approx 35\,000$,即使是碎片中 $|(m/q)/\Delta(m/q)|$ 最大的 $^{195}\text{Au}^{79+}$ 和 $^{190}\text{Ir}^{77+}$,它们的 $|(m/q)/\Delta(m/q)| \approx 3\,000$ 也小于 R_q ,所以这些碎片在CSRe的Schottky频谱中是完全能够分辨的。

$$R_q \leq \left| \left(\frac{1}{\alpha_p \gamma^2} - 1 \right) \frac{\delta p}{p} \right|^{-1}. \quad (16)$$

4.2 测量能达到的精度的分析和估计

从 $\sigma^2(m/q)$ 的公式可以看到, σ_{stat}^2 是影响质量不确定度的重要因素,在束流和二极铁稳定的情况下,根据ESR的经验^[5]和具体的分析,测量得到的各 σ_{stat}^2 约为它们对应各频率峰线宽(FWHM)的 $1/100-1/80$,线宽是由 $\delta p/p$ 决定的,所以CSRe在束流和二极铁磁场稳定的情况下,如果电子冷却对同种离子束的 $\delta p/p$ 能达到 10^{-6} 量级,采用上述非线性刻度的方法,能够对像 ^{190}Ir 这样的重离子达到 $\sigma(m)/m \approx 10^{-8}$ 的测量精度。

参考文献(References):

- [1] Blaum K. Physics Reports, 2006, 425: 1.
- [2] Bollen G, Becker S, Kluge H J, *et al.* Nucl Instr & Meth, 1996, A368: 675.
- [3] Tu Xiaolin, Xu Hushan, Wang Meng, *et al.* Nuclear Physics Review, 2009, 26(Suppl.), in press.
- [4] Xia G X, Xia J W, Yang J C, *et al.* Nucl Instr & Meth, 2003, A508.
- [5] Schlitt B. Mass Spectrometry at the Heavy Ion Storage Ring

- ESR, DISS 97-01. Heidelberg; Heidelberg University, 1997, 09.
- [6] Huang K N, Aoyagi M, Chen M H, *et al.* At Data and Nucl Data Tables, 1976, 18: 243.
- [7] Johnson W R, Soff G. At Data and Nucl Data Tables, 1985, 33: 405.
- [8] Plante D R, Johnson W R, Sapirstein J. Phys Rev, 1994, A49: 3 519.
- [9] James F. CERN Report 81-03. Geneva, CERN, 1981.
- [10] Audi G, Bersillon O, Blachot J, *et al.* Nucl Phys, 2003, A729: 3.

Study of Nuclear Mass Measurement by Electron Cooling Mode in CSRe^{*}

ZHOU Jun^{1, 2, 1)}, YUAN You-jin¹, YANG Jian-cheng¹, MAO Li-jun¹, XIA Jia-wen¹

(1 *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;*

2 *Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract: Nuclear mass measurement by electron cooling mode in CSRe is discussed, mainly in three related aspects: the systematic error caused by the space charge effect in the case of linear mass calibration; the possibility of mass measurement of ¹⁹⁰Ir in CSRe; the estimation of the attainable precision in the case of non-linear mass calibration. Theoretic analysis of the attainable precision shows that a precision of $\sigma(m)/m \approx 10^{-8}$ can be achieved if the momentum spread of each kind of ions can be reduced to 10^{-6} in CSRe.

Key words: electron cooling; non-linear mass calibration; Schottky spectrum

* Received date: 10 Apr. 2008

* Foundation item: National Natural Science Foundation of China for Young Scholar(10705038)

1) E-mail: Zhouj@impcas.ac.cn