

# 重离子裂变反应研究现状

刘国兴

(中国科学院近代物理研究所)

**摘要:** 重离子裂变反应是重离子反应的一个重要反应道, 在过去若干年里人们进行了大量的实验和理论研究。本文扼要介绍了重离子裂变反应的研究现状。

## 一、引言

核裂变反应是原子核一种重要的运动形态, 是核物质猛烈地进行重新分布和大规模集体运动的结果。自从重离子加速器投入运行以来, 重离子裂变反应就成为一个重要研究领域。从传统的重离子反应机制按入射道轨道角动量分类图象知道, 重离子裂变与准裂变反应是处在复合核融合蒸发和阻尼碰撞之间的反应过程。在阻尼反应中, 许多自由度未达到平衡, 准裂变反应的性质则反映了这些自由度的驰豫过程。重离子反应中, 组合核的可裂变性、激发能和角动量变化范围是很大的, 研究高激发能和高角动量组合核的裂变现象、裂变反应机制以及从相关的重离子反应过程里鉴别出裂变反应; 研究核的平衡形状对核激发能、角动量和入射道条件的依赖以及这些形状相应的时标, 对于更深入地了解裂变反应的静力学和动力学过程是很重要的。目前, 采用大型位置灵敏雪崩室测量两个关联碎片, 从而得到作为碎片能量和质量函数的二维等高图, 非常有利于重离子反应机制鉴别和分析<sup>(1)</sup>。

在过去若干年里, 人们对重离子裂变反应进行了大量的实验和理论研究, 本文扼要地介绍了重离子裂变反应研究的现状。

## 二、重离子裂变反应特征

### 1. 裂变中释放的总动能

裂变中释放的总动能不随裂变核激发能变

化, 碎片动能分布宽度  $\Gamma_E$  (FWHM) 随激发能增加而增加, 可以用一个半经验近似式表示, 即:

$$\Gamma_E \sim (E_1^* + E_2^*)^{1/4} \quad (1)$$

其中  $E_1^*$  和  $E_2^*$  是碎片激发能, 它由能量平衡关系式给出, 即:

$$E^* = E_{rad} + (E_1^* + E_2^*) + (E_{C1} + E_{C2}) + E_{k1} + E_{k2} \quad (2)$$

$E_{rad}$  是发射粒子和  $\gamma$  射线从核中带回的激发能,  $E_{C1}$  和  $E_{C2}$  是碎片集体运动的能量,  $E_{k1}$  和  $E_{k2}$  是碎片动能。

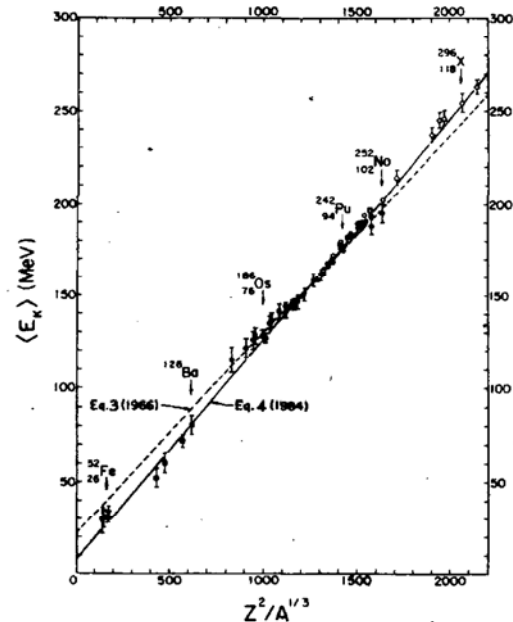


图1 释放的平均总动能作为库仑参数  $Z^2/A^{1/3}$  的函数

Viola 等<sup>②</sup>一直致力于裂变中释放平均总动能系统学的研究。他们认为,实验所释放的总动能可以用一个基于一体耗散理论的液滴模型描述,模型预言  $\langle E_k \rangle$  是库仑参数  $Z^2/A^{1/3}$  的线性函数,如图 1 所示。图中包括了近年来发表的数据,特别是包括了库仑参数  $Z^2/A^{1/3}$  较低区域和较高区域的数据,但是不包括铜系核 Fm、Md 等自发裂变数据。图中虚线是曾广泛用来计算  $\langle E_k \rangle$  的经验关系,即:

$$\langle E_k \rangle = 0.1071Z^2/A^{1/3} + 22.0 \text{ (MeV)} \quad (3)$$

实线是采用加权最小二乘法拟合实验数据的结果,关系式如下:

$$\langle E_k \rangle = (0.1189 \pm 0.0011)Z^2/A^{1/3} + (7.5 \pm 1.5) \text{ (MeV)} \quad (4)$$

方程(3)和(4)就是著名的计算  $\langle E_k \rangle$  Viola 公式。从图 1 看出,方程(3)严重偏离实验数据,而方程(4)获得了最佳符合。

## 2. 碎片质量分布

对于自发裂变和轻粒子裂变,碎片质量分布是双峰的,例如铜系核的非对称裂变,重碎片峰位基本上不变化,总是在  $A=139$  附近,轻碎片峰随裂变核质量数增大向高质量数方向移动。在重离子裂变反应中,碎片质量分布是对称的单峰分布,分布宽度  $\Gamma$ (FWHM)随裂变核激发能变化,如图 2

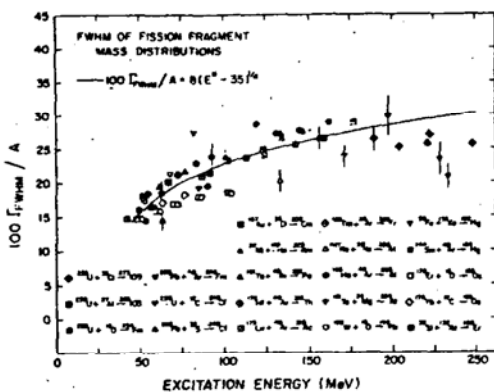


图 2 碎片质量分布宽度  $\Gamma$  随组合核激发能的变化

所示,实验点包括了  $^{12}\text{C}$ 、 $^{16}\text{O}$ 、 $^{20}\text{Ne}$ 、 $^{27}\text{Al}$ 、

$^{32}\text{S}$ 、 $^{56}\text{Fe}$  和  $^{136}\text{Xe}$  等重离子引起的裂变反应和某些组合核裂变位垒趋于零的准裂变反应的数据<sup>(3)</sup>; 实线是用关系式,

$$\Gamma/A = [(E_{SC}^* - 3.5)/12.5]^{1/4} \quad (5)$$

给出的。由图 2 看出,尽管实验点有些分散,碎片质量分布宽度总趋势还是随裂变核断点激发能  $E_{SC}$  增加而变宽。

## 3. 碎片角分布

重离子裂变反应碎片角分布的大多数实验结果包括较轻重离子( $A < 20$ )引起裂变反应形成一般重的复合核( $A < 180$ ),它的激发能和角动量不很高时,碎片角分布能够用建立在统计鞍点模型基础上的标准碎片角分布理论描述。由拟合测量的碎片角分布导出的  $K_0^2$  是随激发能  $E^*$  增加而指数的增加,鞍点有效转动惯量  $J_0/J_{eff}$  作为可裂变参数  $Z^2/A$  函数,与转动液滴模型计算结果相符合。但是,当更重的离子进入实验以后,象  $^{32}\text{S}+^{248}\text{Cm}$  体系,实验给出的角分布呈现反常大的各向异性,这是复合核过渡态理论所不能解释的。在  $^{19}\text{F}$ 、 $^{24}\text{Mg}$ 、 $^{28}\text{Sm}$  和  $^{32}\text{S}$  离子引起的裂变反应中,在较低角动量区域提取的  $J_0/J_{eff}$  是随角动量增加而减少,定性地与转动液滴模型符合,但对其中任何体系和能量,都未获得定量符合,弹核愈重,  $J_0/J_{eff}$  的实验值和理论值偏离愈大。角分布这种反常行为,反映了在统计鞍点模型中从鞍点到断点  $K$  分布守恒假设的失败。为了描述很重离子裂变反应碎片角分布,特别是裂变位垒很小或趋于零的反应体系碎片角分布,使用了统计断点模型,并得到了发展<sup>(4)</sup>。模型假设,组合核总角动量  $I$  是在两个碎片构成断点的所有携带角动量自由度间进行统计分配,核在断点有确定的形状,只要有合适的能级密度,就会满意地符合实验数据。统计断点模型碎片角分布理论表达式为:

$$W(\theta) = \sum_{I=0}^{I_m} (2I+1) T_I \times \frac{\sum_{m=-I}^I (2I+1) \frac{D}{M=0, m}(\theta) \exp(-\frac{m^2}{2S_0^2})}{\sum_{m=-I}^I \exp(-\frac{m^2}{2S_0^2})} \quad (6)$$

其中  $S_0^2$  是  $m$  分布的均方宽度。若假设断点形状是两个共轴的球形碎片, 则

$$S_0^2 = \begin{cases} 2\sigma^2 \left[ (2\sigma^2 + \mu R_c^2 t_s / \hbar^2) \right. \\ \left. / (\mu R_c^2 t_s / \hbar^2) \right] \\ (2I_0 t_s / \hbar^2) \left[ (2I_0 + \mu R_c^2) / \mu R_c^2 \right] \end{cases} \quad (7)$$

假设断点形状是两个共轴等体积的椭球, 其长短轴之比为  $c/a$ , 分离距离为  $d$ , 并假设库仑能准确地等于释放的平均总动能  $\langle E_k \rangle$ ,

$$\langle E_k \rangle = (Z_c^2 / 2)^2 / (2C + d),$$

$$S_0^2 = \begin{cases} 2\sigma_{11} \left\{ [2\sigma_1^2 + (\mu R_c^2 t_s / \hbar^2)] \right. \\ \left. / (\mu R_c^2 t_s) + 2\sigma_{11}^2 - 2\sigma_{11}^2 \right\} \\ (2I_{11} t_s / \hbar^2) \left[ (2I_{11} + \mu R_c^2) \right. \\ \left. / (\mu R_c^2 + 2I_{11} - 2I_{11}) \right] \end{cases} \quad (8)$$

其中  $t_s$  是断点的核温度,  $t_s^2 = (E_{c,m} + Q_s - E_k - E_d - E_R - E_{ps}) / a$ ,  $Q_s$  定义为对称裂变反应的  $Q$  值,  $E_d$ ,  $E_R$  和  $E_{ps}$  分别为碎片的形变能、转动能和断裂前发射粒子带走的动能, 方程中其它符号的物理意义见参考文献 (4)。Rossner 等 (4) 采用统计断点模型, 拟合  $160-260\text{MeV}^{28}\text{Si}+^{208}\text{Pb}$  反应实验的碎片角分布, 获得了满意的结果。因为目前大多数实验的角分布, 并没有完全把不同反应机制的裂变事件分开, 尤其对于有较高可裂变体系, 非完全熔合过程和跟随裂变都会导致实验结果的复杂化, 这无疑给数据理论分析带来了困难。

近年来, 陆续发表了若干中能重离子裂变反应角分布的实验结果。 $86\text{MeV}/u^{12}\text{C}+^{89}\text{Y}$ ,  $A_p, ^{124}\text{Sm}$ ;  $85\text{MeV}/u^{12}\text{C}+^{238}\text{U}$  反应等, 实验角分布的主要特征是:  $60 < A < 160$  的碎片, 实验室系角分布在向前方向成峰, 在运动坐标系中角分布是关于  $90^\circ$  对称的。这说明体系已经建立起统计平衡, 角分布反映出裂变过程特性。最轻 ( $A < 60$ ) 和最重 ( $A > 160$ ) 的碎片, 在运动座标中角分布是关于  $90^\circ$  非对称的, 从反应时标看, 这些碎片是来自一个较快的非平衡过程。

#### 4. 裂变激发函数和角动量相关裂变位垒

从实验裂变激发函数的统计蒸发模型分析, 可提取某些重要核参数。我们知道, 激发核的衰变性质是由裂变与蒸发粒子之间统计竞争决定的, 根据统计蒸发模型, 蒸发粒子的宽度为:

$$\Gamma_v(E, J) = \sum_{l, J'=|J-l|}^{J+l} (2S_v + 1) \int_0^{E-E_{yr}(J)-B_v} \rho(E', J') T_l^v(\epsilon) d\epsilon \quad (9)$$

$\rho(E', J')$  是发射粒子后核的能级密度,  $S_v$  是蒸发粒子的自旋,  $B_v$  是粒子的结合能,  $E_{yr}(J')$  是子核 yrast 转动能,  $T_l^v(\epsilon)$  是  $l$  轨道上的透射系数。裂变宽度为:

$$\Gamma_f(E, J) = \int_0^{E-E_s(J)} S_f(E-E_k, J) dE \quad (10)$$

$E_s(J)$  是裂变核在鞍点的势能,  $E_k$  是裂变自由度动能, 发射粒子和裂变的能级密度为:

$$\rho_v(E, J) = (2l+1) U_{yr}^{-2} \exp [2(a_v U_{yr})^{1/2}]$$

$$\rho_f(E, J) = (2l+1) U_{sad}^{-2} \exp [2(a_f U_{sad})^{1/2}] \quad (11)$$

$U_{yr} = E - E_{yr}(J)$ ,  $U_{sad} = E - E_{sad}(J)$ ,  $E_{sad}(J) = E_{yr}^R(J) - E_f(J)$ ;  $a_v$  和  $a_f$  是蒸发粒子和裂变的能级密度参数,  $E_f(J)$  是角动量相关裂变位垒, 通常以如下形式包括在统计蒸发模型计算程序中 (5)。

$$E_f(J) = K_f E_f^{RLDM}(J)$$

$$E_f(J) = E_f^{RLDM}(J) - \Delta E_f \quad (12)$$

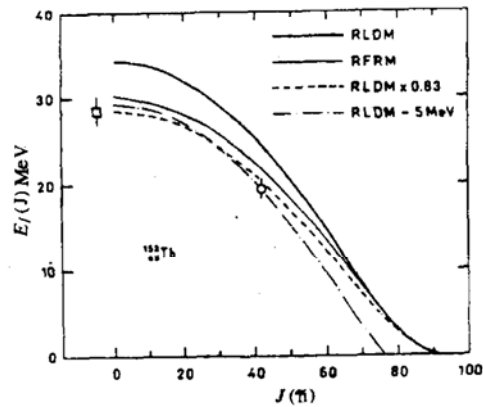


图3  $^{153}\text{Tb}$  核角动量相关裂变位垒

$E_f^{RLDM}(J)$ 是转动液滴模型裂变位垒,有时用转动有限力程模型裂变位垒  $E_f^{RFRM}(J)$ 。

使用统计蒸发模型拟合  $^{12}\text{C} + ^{141}\text{Pr}$  和  $^{20}\text{Ne} + ^{133}\text{Cr}$  裂变激发函数,提取  $a_f/a_n = 1.08$ ,  $K_f = 0.83$  和  $\Delta E_f = 5\text{MeV}$ ;  $^{153}\text{Tb}$  核的裂变位垒  $E_f(0) = 28.5\text{MeV}$ (如图 3)。采用统计蒸发模型,拟合  $^{20}\text{Ne}$ 、 $^{24}\text{Mg}$ 、 $^{27}\text{Al}$ 、 $^{40}\text{Ca}$  等重离子形成的高激发转动核的裂变激发函数,提取的角动量相关裂变位垒参数  $\Delta E_f = 3-7\text{MeV}$ ,对于更高角动量的裂变核,  $\Delta E_f$  依赖于有效裂变参数  $(Z^2/A)_{\text{eff}}$ 。

Plasil 等测量了  $10-20\text{MeV}/u^{12}\text{C} + ^{174}\text{Yb}$ ,  $^{198}\text{Pt}$ ,  $^{238}\text{U}$ ;  $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd}$ ,  $^{170}\text{Er}$ ,  $^{190}\text{Os}$ ,  $^{238}\text{U}$ ;  $^{32}\text{S} + ^{126}\text{Te}$ ,  $^{144}\text{Nd}$ ,  $^{238}\text{U}$ ;  $^{58}\text{Ni} + ^{96}\text{Zr}$ ,  $^{116}\text{Gd}$ ,  $^{238}\text{U}$  反应的裂变激发函数。显然,在这样高的轰击能量下,统计蒸发模型再也不能正确地描述蒸发与裂变的竞争了。但是可以考察不同动力学过程,如非完全熔合过程,额外推动效应等对全熔合反应的限制。

### 5. 裂变中伴随粒子和 $\gamma$ 射线发射

在裂变中,存在着裂变与轻带电粒子、中子和  $\gamma$  射线统计发射的竞争。由于带电粒子的

最可几速度,反映了发射粒子的库仑位垒并且在运动学上粒子是集中在发射源的飞行方向上,因此,实验上能够区分核断裂前和断裂后的发射过程。图 4 左表示了在速度空间中  $^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$  反应的“库仑环”,两个虚线环中心处在两个关联碎片速度矢量顶部,它表示了从这些碎片各向同性发射粒子最可几速度的轨迹;实线环表示从组合核各向同性发射粒子最可几速度的轨迹。图 4 右给出了测量的发射粒子能谱以及用三个可能发射成分拟合数据的结果。分析表明,  $\alpha$  粒子的高能成分是从断裂前从组合核发射的,通常断裂前发射  $\alpha$  粒子和质子的多重性是很大的,约为 0.10 量级。

根据运动学的聚焦效应,对测量的中子分布可以分解出不同发射机制的贡献。断裂前和断裂后,中子多重性随组合核激发能的变化用如下关系近似:

$$M_{pre} = (E^* / 150) + 1.6 \quad (13)$$

$$M_{post} = (E^* / 120) + 3.0$$

断裂后中子多重性随激发能变化是很小的,其平均值约等于  $^{252}\text{Cf}$  自发裂变断裂后中

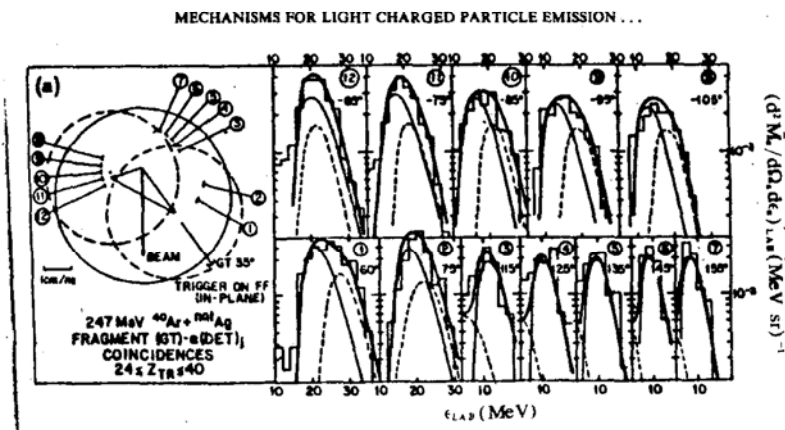


图 4  $^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$  裂变反应发射粒子能谱

子的多重性 ( $M_{\text{post}} \sim 3.7$ ), 断裂前中子多重性随激发能增加很快增加。断裂前中子的一部分是从组合核蒸发的,一部分是在断点从颈部发射的。正因为断裂前有大量的粒子发射,裂变反应表现为慢过程。根据断裂前中

子多重性,可以估计裂变过程的时标为:

$$t_{\text{sad} \rightarrow \text{sc}} \geq t_{\text{pre}} \sim \frac{\hbar}{\sum_i \Gamma_{ni}} \quad (14)$$

$\Gamma_{ni}$  是第  $i$  个断裂前中子的宽度。由方程(9)和(14)计算的裂变时标约为  $10^{-19} - 10^{-20}$  量级。

裂变核的平均自旋( $\langle I \rangle$ )与碎片发射  $\gamma$  射线多重性  $\langle M_\gamma \rangle$  之间的关系是:

$$\langle I \rangle = 2(\langle M_\gamma \rangle - \delta) \quad (15)$$

其中  $\delta \sim 2-4$  是统计  $\gamma$  数。实验结果表明,  $M_\gamma$  随轰击能量增加而增加, 似乎不随碎片质量变化, 与裂变核质量数  $A$  的关系是:  $M_\gamma \sim t^{1/2} A^{5/6}$ ,  $t$  是核温度。

最近, Theennessen 等<sup>(6)</sup> 采用 NaI  $\gamma$  射线探测器观测到  $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$  裂变反应在断裂前发射的  $\gamma$  射线。毫无疑问, 这个实验可能为裂变过程研究提供重要信息。

### 三、三裂变和多重裂变

用核固体径迹探测器测量  $440\text{MeV } ^{40}\text{Ar}+^{232}\text{Th}$  裂变, 结果表明, 有较高激发能的复合核可以分裂为三块质量相等的碎片, 在质心坐标系中角分布是  $90^\circ$  对称的, 三裂变与二裂变几率之比  $P_{3f}/P_{2f} \sim 3.3\%$ 。采用  $2\pi$  几何条件的白云母夹层技术测量  $230-380\text{MeV } ^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  和  $^{238}\text{U}$  三裂变, 实验结果指出,  $P_{3f}/P_{2f}$  随裂变参数  $Z^2/A$  增加而迅速增加。

在  $^{86}\text{Kr}$ 、 $^{136}\text{Xe}$  离子轰击铀靶反应中, 第一次观测到四裂变事件。  $540\text{MeV } ^{56}\text{Fe}+\text{U}$ ,  $P_{4f}/P_{3f} \sim 0.01$ ;  $840\text{MeV } ^{86}\text{Kr}+\text{U}$ ,  $P_{4f}/P_{3f} \sim 0.02$ ;  $1080\text{MeV } ^{136}\text{Xe}+\text{U}$ ,  $P_{4f}/P_{3f} \sim 0.04$ 。在这些反应中, 跟随裂变是主要反应道。在  $75\text{MeV/u } ^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  反应中, 又观测到五裂变事件。图 5 画出了五裂变事件的径迹, 图中下部表示把这个事件作为有四个反应步骤的模拟计算出的跟随裂变过程。

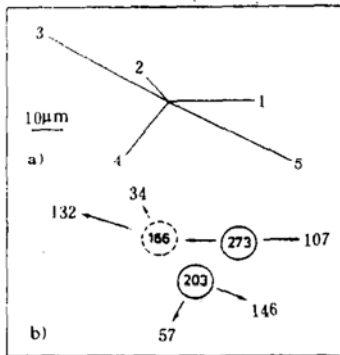


图 5  $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$  反应中五裂变事件的径迹

现有的实验结果还说明, 碎片的多重性随总动能损失(TKEL)增加而增加。

### 四、快裂变

从  $^{40}\text{Ar}+^{165}\text{Ho}$  实验的质量分布宽度与激发能的关系看出, 分布宽度  $\Gamma$  随激发能增加而增加, 在  $E^* \sim 90\text{MeV}$ ,  $\Gamma$  似乎有个突然变化, 此处恰好是裂变核开始达到  $I_{\text{Br}}$  时, 快裂变过程开始了, 它较大的质量分布宽度。快裂变碎片角分布有反常大的各向异性, 比过渡态统计鞍点模型预言值大的多。在  $4.75\text{MeV } ^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$  反应中<sup>(7)</sup>, 对于给定碎片电荷数  $Z$  的角分布, 除了  $Z = (Z_1+Z_2)/2$  的角分布外, 都是关于  $\theta_{\text{CM}} = 90^\circ$  非对称的, 这种角分布的非对称性, 随碎片电荷向入射道电荷漂移而减少。对实验的微分碎片角分布理论模型分析, 可以粗略估计复合核裂变和快裂变的相对贡献。

快裂变过程, 是介于深度非弹性碰撞和复合核裂变之间充分聚靠的中心碰撞。由于很强的库仑排斥和离心效应, 使组合核没有被捕获到多维势能面的位阱中, 因此不能形成包括形状自由度在内的全平衡复合核, 尽管产生的碎片有对称的质量分布和  $1/\sin\theta$  形式的角分布, 可是分布特性都与传统的统计模型预言不相符合。

### 参考文献

- [1] M.A. Buter, Univ. Rochester. Ph. D. Thesis(1986)
- [2] V.E. Viola. et al., Phys. Rev. C31(1985)1550
- [3] W. U. Schroder and J. R. Huizenga Nucl. Phys. A502(1989)473
- [4] H.H. Rossner. et al., Phys. Rev. C33(1986)560
- [5] D. A. Bromley Treatise on Heavy Ion Science. Plenum Press Vol.4.(1985)1
- [6] M. Theennessen et al., Phys. Rev. Lett. 89(1987)2860
- [7] K. Lutzenkirchen et al., Nucl. Phys. A452(1986)351