

$p + {}^{209}\text{Bi}$ 核反应微观数据的理论计算*

张正军¹ 申庆彪² 韩银录² 蔡崇海³ 孙秀泉¹ 侯洵¹

1(西北大学物理系 西安 710069)

2(中国原子能科学研究院 北京 102413)

3(南开大学物理系 天津 300071)

摘要 利用光学模型、激光模型、蒸发模型及扭曲波玻恩近似理论,对入射能量从阈能到 300MeV, $p + {}^{209}\text{Bi}$ 的中子反应截面、剩余核截面、出射粒子的多重数进行了理论计算及分析,并将计算结果与实验数据进行了比较.同时得到一组能量到 500MeV 与实验数据符合很好的光学势参数.

关键词 $p + {}^{209}\text{Bi}$ 洁净核能 模型计算 核数据

1 引言

近几年,加速器驱动的洁净核能源系统 ADS (Accelerator-Driven Clean Nuclear Energy System) 成为核物理的一个被广泛关注的领域.美国、日本、俄罗斯等国家都在进行着广泛的研究,中国从 1995 年也开始了概念性预研^[1-3].不同国家目的有所差异,美国主要用来嬗变核废料,而我国在嬗变核废料的同时还将其作为能量放大器,从废料中得到电能.洁净核能系统是一个次临界反应系统,它需要连续的外中子源来驱动反应堆,所以外中子源在 ADS 中是一个重要的部分.该部分是通过中高能强流质子轰击 Pb, Bi 等重金属靶而产生大量中子来驱动次临界反应堆.因此研究中高能质子轰击 Pb, Bi, W 等重金属靶是 ADS 研究设计的基础之一.另外,中高能质子轰击散裂靶产生的快中子在医学上有重要的应用.随着放射性核素在医学上广泛应用,用高能质子轰击散裂靶产生快中子,利用产生的快中子与裂变产物核反应产生放射性核素成为产生放射性核素一个新的更有效的途径.这些工作中高能质子与重金属有关的核素反应的微观数据是必不可少的.

${}^{209}\text{Bi}$ 是重要的靶材料,丰度为 100%.但 $p + {}^{209}\text{Bi}$ 反应的实验数据相对很少,因此,计算和分析该能区质子与 ${}^{209}\text{Bi}$ 反应的微观数据显得十分重要.

国外在评价中高能核数据时往往采用系统学或经验公式,或分段用不同的理论和程序进行预言,或直接拟合实验数据^[4-6].本工作利用光学模型、激子模型、蒸发模型及扭曲波玻恩近似等理论模型进行理论计算,给出中子反应道截面、剩余核产生截面、出射粒

2001-08-17 收稿

* 国家重点基础研究发展规划项目(G1999022603)资助

子的多重数等.

2 理论模型和参数

2.1 光学模型参数的确定

在本工作中,光学模型势采用唯象的 Woods-Saxon 势. 由于 $p + {}^{209}\text{Bi}$ 反应的相关实验数据很少,没有反应截面的实验数据,只有 $E_p = 156, 340\text{MeV}$ 两个能点的弹性散射角分布可供理论计算使用. 这对确定质子光学模型势参数带来很大困难. $p + {}^{208}\text{Pb}$ 和 $p + {}^{\text{Nat}}\text{Pb}$ 反应的反应截面和弹性散射角分布实验数据很多,而 Pb 和 Bi 只差一个质子,其弹性散射角分布和反应截面大小很相近,同时,光学模型势参数有很好的普适性,所以计算中主要参考了质子入射天然 Pb 及 ${}^{208}\text{Pb}$ 的反应截面实验数据及光学势参数,得到 Bi 的一组质子光学模型势参数,适用的能量范围为入射质子能量 $E_p \leq 500\text{MeV}$. 在计算中高能核反应时光学势与能量关系的表达式并不惟一^[5],我们给出的能量相关表达式和相关参数如下:

$$V = 45.38573 - 0.33101 E_p + 0.00071 E_p^2 + 8.50439(N - Z)/A + 0.06686(Z/A)^{1/3}, \quad (1)$$

$$W_s = \max \{0.0, 9.73710 + 0.01522 E_p + 12.33511(N - Z)/A\}, \quad (2)$$

$$W_v = \max \{0.0, 0.45100 + 0.000016 E_p - 0.01000 E_p^2\}, \quad (3)$$

$$U_{s0} = 6.2, \quad (4)$$

$$r_R = 1.32123, r_S = 0.97322, r_V = 1.59027, r_{s0} = 1.01000, r_C = 1.23944, \quad (5)$$

$$a_R = 0.51877, a_S = 0.71271, a_V = 0.30255, a_{s0} = 0.75000.$$

其中 V, W_s, W_v 分别为光学模型势的实部、虚部势的面吸收和体吸收. E_p 是入射质子的能量. U_{s0} 是自旋-轨道耦合势. $r_R, r_S, r_V, r_{s0}, r_C$ 分别为光学模型势的实部、虚部势的面吸收和体吸收、自旋-轨道耦合势、库仑势的半径, a_R, a_S, a_V, a_{s0} 分别是光学模型势的实部、虚部势的面吸收和体吸收、自旋-轨道耦合势的弥散宽度, A, Z, N 分别是靶核的核子数、质子数、中子数. (1)~(4)式中能量单位为 MeV, (5)式中长度单位为 fm.

图 1 给出了光学模型计算的 $p + {}^{209}\text{Bi}$ 的反应截面理论曲线与 $p + {}^{208}\text{Pb}, p + {}^{\text{Nat}}\text{Pb}$ 反应的实验数据的比较. 从图可看到理论结果很好地再现了实验数据. $p + {}^{209}\text{Bi}$ 反应的弹性散射角分布在 $E_p = 156, 340\text{MeV}$ 的理论结果与实验数据作了比较,由于篇幅所限,没有给出弹性散射角分布的比较图. 弹性散射角分布实验和理论也符合很好. 这就保证了光学模型势参数是合理的.

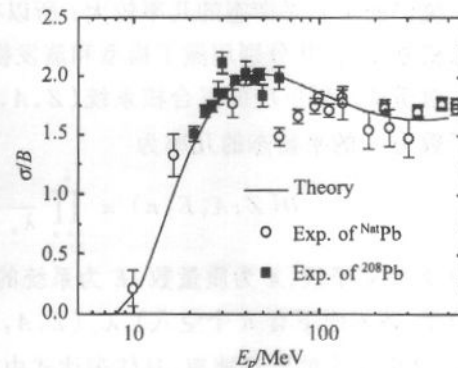


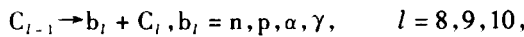
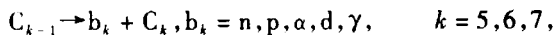
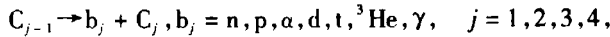
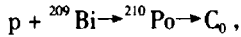
图 1 $p + {}^{209}\text{Bi}$ 反应截面与 $p + {}^{208, \text{Nat}}\text{Pb}$ 的实验数据比较

2.2 直接非弹散射截面和裂变截面

直接非弹散射截面用 DWUCK4 进行计算^[7], 该程序主要理论为扭曲波玻恩近似. 计算中质子光学模型势参数用 2.1 给出的参数. 裂变截面有较多的实验数据, 但由于还没有较实用的模型理论再现实验数据, 本文用系统学公式拟合实验数据得到裂变截面.

2.3 剩余核截面的模型计算

对 $p + {}^{209}\text{Bi}$ 反应主要考虑以下粒子发射过程:



其中 C_k 为第 k 次发射后的剩余核, b_k 为第 k 次发射的粒子. 在计算中, 用蒸发模型描述系统处在平衡态时的粒子发射过程, 激子模型描述系统处在非平衡态时的粒子发射过程, 在一次、二次和三次粒子发射过程中, 如果发射的是复杂粒子 (d, t, He, α), pick-up 机制被包括在计算中^[8].

蒸发模型和激子模型在低能核反应中被广泛应用, 低能核反应特别是入射粒子能量小于 20 MeV 的核反应一般最多只有三次粒子发射过程, 实际计算中认为发射一个粒子后剩余核处于平衡态, 因此, 二次和三次粒子发射过程可完全用蒸发模型处理. 对于中高能核反应, 多次粒子发射后剩余核的激发能仍然较高, 虽有一定的几率使系统达到平衡态, 但系统仍处于非平衡态的几率较大. 所以在每次粒子发射过程中必须同时考虑预平衡和平衡机制发射, 并分别用激子模型和蒸发模型进行描述.

对质子入射反应的复合核系统 (Z, A, E) , 由 n 激子态不发射任何粒子经 λ , 跃迁到激子数为 \bar{n} 的平衡态的几率为

$$D(Z, A, E, n) = \prod_{\substack{i=n \\ \Delta i=2}}^{\bar{n}} \frac{\lambda_+(Z, A, E, i)}{\lambda_+(Z, A, E, i) + L(Z, A, E, i)}, \quad (6)$$

其中 Z 为质子数, A 为质量数, E 为系统的激发能, n 是激子数, $n = p + h$ (费米面上有 p 个粒子, 费米面下有 h 个空穴), $\lambda_+(Z, A, E, n)$ 是复合核系统 (Z, A, n) 由 n 激子态跃迁到 $n+2$ 激子态的跃迁速率, 具体表达式由激子模型理论给出^[9]. $L(Z, A, E, n)$ 是发射各种粒子的总速率,

$$L(Z, A, E, n) = \sum_{\nu} L_{\nu}(Z, A, U, p, h; Z_{\nu}, A_{\nu}), \quad (7)$$

$L_{\nu}(Z, A, E, p, h; Z_{\nu}, A_{\nu})$ 是由系统 (Z, A, E, p, h) 发射各种能量的 ν 粒子 (包括质子, 中子, α 粒子, $D, T, {}^3\text{He}$) 的总速率, 具体表达式由激子模型理论给出^[9]. Z_{ν}, A_{ν} 分别是 ν 粒子的质子数和质量数. 由 (6) 式和 (7) 式可给出每次预平衡发射后跃迁到平衡态的几率和仍作预平衡发射的几率.

复合核系统 (Z, A, E) 从 n 激子态出发, 发射能量为 E_ν 的 ν 粒子 (Z_ν, A_ν, E_ν) 的总几率

$$P(Z, A, E, n, \bar{n}; Z_\nu, A_\nu, E_\nu) = \sum_{\substack{m=n \\ \Delta m=2}}^n \sum_{l_\nu} P^{l_\nu}(Z, A, E, n, m; Z_\nu, A_\nu, E_\nu), \quad (8)$$

其中 $P^{l_\nu}(Z, A, E, n, m; Z_\nu, A_\nu, E_\nu)$ 是复合核系统 (Z, A, E) 从 n 激子态出发, 由 λ 跃迁到 m 激子态, 并发射能量为 E_ν 的 ν 粒子 (Z_ν, A_ν, E_ν) 的几率, 其中上标 l_ν 表示发射粒子 (Z_ν, A_ν, E_ν) 由 l_ν 个费米面上的核子和 $A_\nu - l_\nu$ 个费米面下的核子组成. 同时, 由蒸发模型可给出平衡机制发射粒子发射分支比 $Q_\nu(Z, A, E; Z_\nu, A_\nu, E_\nu)$.

这样可给出多次过程粒子发射的截面计算式. 一次过程发射截面

$$\sigma_{p, \nu_1}(E_p) = \sigma_a(E_p) \cdot \int_0^{E_0 - E_{\nu_1}} d\epsilon_{\nu_1} \left[P_1(Z_0, A_0, E_0, n_0, \bar{n}_0; Z_{\nu_1}, A_{\nu_1}, \epsilon_{\nu_1}) + D_1(Z_0, A_0, E_0, n_0) Q_1(Z_0, A_0, E_0; Z_{\nu_1}, A_{\nu_1}, \epsilon_{\nu_1}) \right], \quad (9)$$

其中 $P_1(Z_0, A_0, E_0, n_0, \bar{n}_0; Z_{\nu_1}, A_{\nu_1}, \epsilon_{\nu_1})$ 由(8)式给出. 二次过程发射截面

$$\begin{aligned} \sigma_{p, \nu_1 \nu_2}(E_p) = & \sigma_a(E_p) \cdot \int_0^{E_0 - B_{\nu_1}} d\epsilon_{\nu_1} \int_0^{E_0 - B_{\nu_1} - B_{\nu_2} - \epsilon_{\nu_1}} d\epsilon_{\nu_2} \left\{ \sum_{\substack{i=n_1 \\ \Delta i=2}}^{\bar{n}_1} \sum_{l_{\nu_1}} P_1^{l_{\nu_1}}(Z_0, A_0, E_0, n_0, i; Z_{\nu_1}, A_{\nu_1}, E_{\nu_1}) \right. \\ & \left[\sum_{\substack{j=i-l_{\nu_1} \\ \Delta j=2}}^{\bar{n}_2} \sum_{l_{\nu_2}} P_2^{l_{\nu_2}}(Z_1, A_1, E_1, i - l_{\nu_1}, j; Z_{\nu_2}, A_{\nu_2}, E_{\nu_2}) + D_2(Z_1, A_1, E_1, i - l_{\nu_1}) \right] \cdot \\ & Q_2(Z_1, A_1, E_1; Z_{\nu_2}, A_{\nu_2}, \epsilon_{\nu_2}) + \\ & \left. D_1(Z_0, A_0, E_0, n_0) \cdot Q_1(Z_0, A_0, E_0; Z_{\nu_1}, A_{\nu_1}, \epsilon_{\nu_1}) \cdot Q_2(Z_1, A_1, E_1; Z_{\nu_2}, A_{\nu_2}, \epsilon_{\nu_2}) \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

其中 $\sigma_a(E_p)$ 是总反应截面减去裂变截面和直接非弹截面, B_ν 是所发射 ν 粒子的结合能, E_0 是发射第一个粒子前的复合核的激发能, $E_1 = E_0 - B_{\nu_1} - \epsilon_{\nu_1}$. (9)式和(10)式给出了本工作多次过程中预平衡和平衡发射粒子的处理思路.

3 计算结果及讨论

直接非弹散射截面应用 DWUCK4 程序给出, 截面大小可通过调节参数并符合实验数据来确定. 实际计算中发现非弹散射截面贡献主要来自激发能 $E^* = 2.8262\text{MeV}$, 自旋 $J = 5/2$, 宇称 $\pi = -1$ 的分立能级贡献. 由于没有直接非弹散射截面的实验数据, 在截面大小的确定上利用了截面之间的物理自恰关系. 质子入射能在 100MeV 以下主要是 ${}^{209}\text{Bi}(p, xn)$ 和直接非弹散射截面, 利用 ${}^{209}\text{Bi}(p, 3n)$, $(p, 4n)$ 反应的实验数据和质子反应截面, 可以确定出直接非弹散射截面在 $E_p = 40\text{MeV}$ 附近大约为 550mb 才能使反应截面较好的符合实验数据.

图 2 分别给出了 $^{209}\text{Bi}(p, n)$, $(p, 3n)$, $(p, 4n)$ 反应道理论截面与质子入射能 E_p 的关系曲线和相应实验数据的比较. 从图可看出 $^{209}\text{Bi}(p, n)$, $(p, 3n)$ 理论结果和实验符合很好, $(p, 4n)$ 理论结果稍高. 质子入射能在 20—100MeV 能区主要是 $^{209}\text{Bi}(p, xn)$ 和 (p, p') 截面的贡献, 而 (p, p') 主要是直接非弹的贡献. 所以在完善直接非弹理论的同时, 实验上如能对 (p, p') 反应截面, 在 $E_p = 40\text{MeV}$ 给出一、两点实验结果将对理论会有很好的指导.

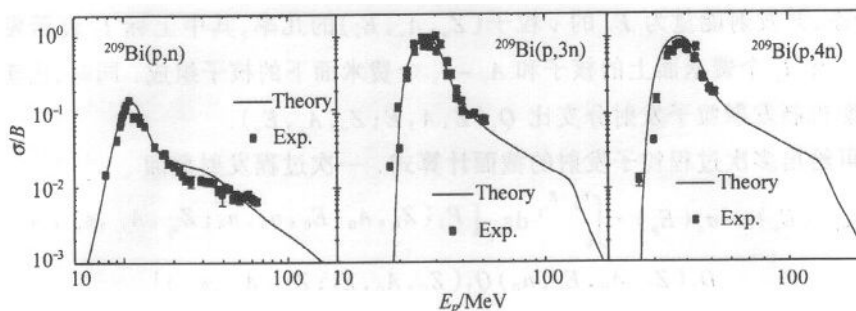


图 2 $^{209}\text{Bi}(p, xn)$ 反应截面与实验数据比较
 $x = 2, 3, 4$.

图 3 是 $^{209}\text{Bi}(p, xn)$ (其中 $x = 1-9$) 和 (p, p') 反应道的理论计算结果. 图 4 是 $^{209}\text{Bi}(p, x_1 n)$, $x_1 = 10, 11, 13, 15, 16$ 反应道的截面曲线和 $^{209}\text{Bi}(p, x_2 np)$, $x_2 = 11, 13, 14, 15, 17$ 反应道的截面曲线. 这里给出的实际上是剩余核的产生截面. 例如:

$$\sigma_{11np} = \sigma_{p, 11np} + \sigma_{p, 10nd} + \sigma_{p, 9nt} \quad (11)$$

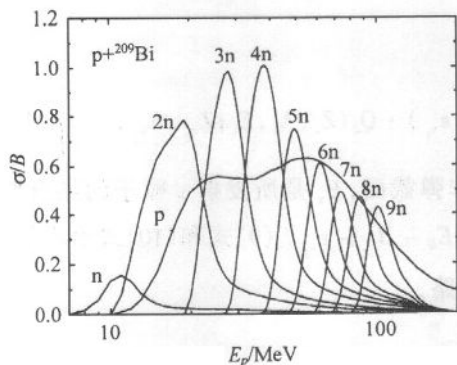


图 3 $^{209}\text{Bi}(p, xn)$, (p, p) 反应截面曲线
 $x = 2-9$.

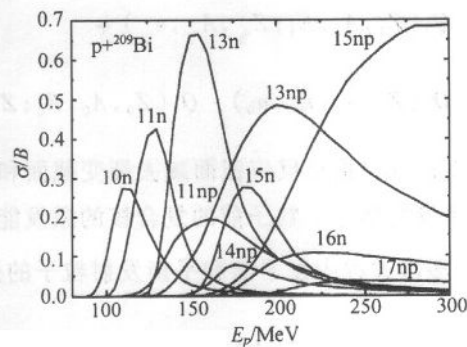


图 4 $^{209}\text{Bi}(p, x_1 n)$, $(p, x_2 np)$ 反应截面曲线

图 5 是所有发射中子、质子、氘、氚和 α 粒子反应道截面之和乘以相应出射粒子的多重数. 这里 α 粒子的多重数定义为

$$M_\alpha = \sum_{x, b} x \sigma_{p, xab} / \sum_{x, b} \sigma_{p, xab} \quad (12)$$

计算结果表明质子的多重数 M_p , α 粒子的多重数 M_α 在 300MeV 以下小于 1.5, 约为中子多重数的 1/10. 氘和氚的多重数近似为 1.0. 所以, 发射氘和氚粒子的几率比质子的几率小

得多,基本上小一个数量级. 因此, ${}^{209}\text{Bi}(p, xnp)$ 几乎就是发射 x 个中子一个质子的截面.

从图 3—5 可以看到,在 170MeV 以下反应主要是 ${}^{209}\text{Bi}(p, xn)$, 170—300MeV 主要反应道是 ${}^{209}\text{Bi}(p, xnp)$, 这些反应道主要出射粒子是中子. 利用强流中高能质子打 Bi, Pb 等重金属可以产生足够多的中子来驱动次临界堆进行嬗变核废料及产生能量.

洁净能源问题中很关心长寿命剩余核的产生问题,图 6 给出了 $p + {}^{209}\text{Bi}$ 反应中产生截面大于 1mb 长寿命放射性剩余核的产生截面. 主要长寿命放射性核最大截面及产生过程见表 1.

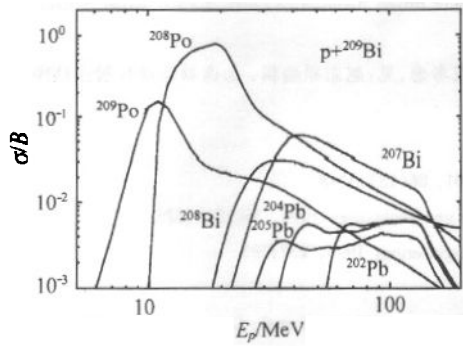


图 5 所有发射中子、质子、氘、氚和 α 粒子反应道截面之和与相应出射粒子的多重数之乘积

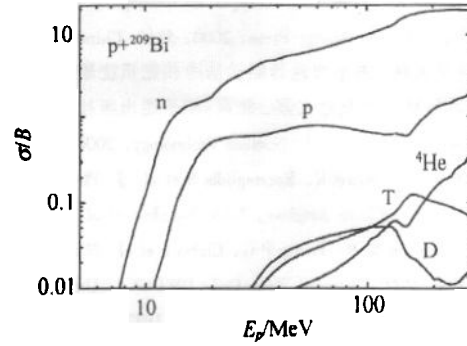


图 6 $p + {}^{209}\text{Bi}$ 反应中长寿命放射性剩余核产生截面曲线

表 1 主要长寿命放射性核

剩余核	反应道	最大截面/mb	半衰期/a
${}^{209}\text{Po}$	${}^{209}\text{Bi}(p, n) {}^{209}\text{Po}$	155.5	102.0
${}^{208}\text{Po}$	${}^{209}\text{Bi}(p, 2n) {}^{208}\text{Po}$	785.4	2.898
${}^{208}\text{Bi}$	${}^{209}\text{Bi}(p, np) {}^{208}\text{Bi}$	31.0	3.65×10^5
${}^{207}\text{Bi}$	${}^{209}\text{Bi}(p, 2np) {}^{207}\text{Bi}$	59.2	32.2
${}^{205}\text{Pb}$	${}^{209}\text{Bi}(p, 3n2p) {}^{205}\text{Pb}$	3.4	1.25×10^7
${}^{204}\text{Pb}$	${}^{209}\text{Bi}(p, 4n2p) {}^{204}\text{Pb}$	5.5	1.4×10^{17}
${}^{202}\text{Pb}$	${}^{209}\text{Bi}(p, 6n2p) {}^{202}\text{Pb}$	5.5	5.25×10^8

4 结论

利用光学模型、激子模型、蒸发模型及扭曲波玻恩近似理论,对入射能量从阈能到 300MeV,质子与 ${}^{209}\text{Bi}$ 反应的中子反应道截面、剩余核截面、出射粒子的多重数进行了理论计算及分析,并将计算结果与现有实验数据进行了比较,计算结果和相应实验数据符合较好. 在得到 ADS 研究项目所需靶材铋的微观质子核反应数据的同时,也得到了一组能量到 500MeV, ${}^{209}\text{Bi}$ 的质子光学势参数.

参考文献 (References)

- 1 DING Da-Zhao. A New Option for Exploitation of Future Nuclear Energy——Accelerator driven Radioactive Clean Nuclear Power System. In: ZHAO Zhi-Xiang ed. A Corpus on Conceptual Research on Accelerator driven Radioactive Clean Nuclear Power System. Beijing: Nuclear Energy Press, 2000, 3(in Chinese)
(丁大钊. 未来核能利用的方案探讨——加速器驱动放射性洁净核能系统. 见:赵志祥编辑. 加速器驱动放射性洁净核能系统概念研究论文集. 北京:原子能出版社,2000. 3)
- 2 DING Da-Zhao. A Discussion on the Proposal of Construction of a Verification Facility at CIAE for the AD-RCNPS R&D. In: ZHAO Zhi-Xiang ed. A Corpus on Conceptual Research on Accelerator driven Radioactive Clean Nuclear Power System. Beijing: Nuclear Energy Press, 2000. 53(in Chinese)
(丁大钊. 关于加速器驱动洁净核能系统原理验证装置的几点考虑,见:赵志祥编辑. 加速器驱动放射性洁净核能系统概念研究论文集. 北京:原子能出版社,2000. 53)
- 3 SHEN Qing-Biao. J. Nuclear Technology, 2000, **132**:61
- 4 Deb P K, Amos K, Karataglidis S et al. J. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**(15):3248
- 5 Lee YO, Chang Jonghwa, Tokio Fukahori et al. J. Nuclear Science and Technology, 1999, **36**(12):1125
- 6 Chadwick M B, Young P G, Chiba S et al. Nuclear Science and Engineering, 1999, **131**:293
- 7 Kunz P D. Distorted Wave Code DWUCK4, University of Colorado
- 8 Iwamoto A, Harada K. Phys. Rev., 1982, **C**(26):1821;ZHANG J, YAN S, WANG S et al. Commun. Theor. Phys., 1988, **10**:33; SHEN Qing-Biao. Nuclear Science and Engineering, 1994, **117**:99
- 9 ZHANG Jing-Shang, WANG Shu-Nuan. Calculations of Statistical Neutron Cross Sections of Actinide Nuclei in $E_n \geq 3\text{MeV}$. In: Series on Theoretical Methods and Applications on Nuclear Reaction. Beijing: Nuclear Energy Press, 1980. 226(in Chinese)
(张竞上,王书暖. 中子能量 $E_n \geq 3\text{MeV}$ 锕系核中子反应截面统计理论的计算. 见:核反应理论方法及其应用文集. 北京:原子能出版社,1980. 226)

Theoretical Calculations of Microscopic Nuclear Reaction Data for $p + {}^{209}\text{Bi}$ in Energy Region up to 300MeV *

ZHANG Zheng-Jun¹ SHEN Qing-Biao² HAN Yin-Lu² CAI Chong-Hai³ SUN Xiu-Quan¹ HOU Xun¹

1(Department of Physics, Northwest University, Xi'an 710069, China)

2(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

3(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China)

Abstract Based on nuclear reaction models, i. e., the optical model, evaporation model, exciton model and the direct reaction theory, cross sections of (p, xn) reactions and residual nuclei productions for $p + {}^{209}\text{Bi}$ reaction were calculated in energy region from threshold up to 300MeV and a set of proton optical potential parameters for ${}^{209}\text{Bi}$ up to 500MeV were obtained. The direct inelastic cross sections were calculated with the distorted wave Born approximation theory. Theoretical results show that the direct inelastic cross sections of about 550mb are reasonable.

Key words $p + {}^{209}\text{Bi}$, clean nuclear power, model calculation, microscopic nuclear data

Received 17 August 2001

* Supported by China Ministry of Science and Technology under Contract (G1999022603)