



ADS 散裂靶辐射损伤研究*

樊胜¹⁾ 叶沿林¹⁾ 赵志祥²⁾ N.M. Sobolevsky³⁾ 徐春成¹⁾ 陈陶¹⁾

1) 北京大学技术物理系, 100871

2) 中国原子能科学研究院, 北京, 102413

3) Institute for Nuclear Physics, Moscow, Russia

摘要 利用 SHIELD 程序系统, 考虑了不同入射能量的质子和中子轰击 W 和 Pb 靶, 对我国未来可能使用的靶体的辐射损伤截面、原子位移截面 (dpa) 和原子位移率 (dpa/s)、氦气产生截面、氦气产生率以及氦气产生率与原子位移率的比值进行了研究并同 Wechsler 的研究结果进行了比较。同时对 1.6 GeV 的质子沿中心轴线入射长 60 cm 直径 20 cm 厚铅靶在不同部位引起的辐射损伤进行了研究, 得到了合理的结果。

关键词 辐射损伤截面 原子位移截面 气体产生

引言

散裂中子靶是加速器驱动洁净核能系统 (ADS) 的一个关键部分^[1,2]。ADS 散裂靶系统一般考虑由二部分构成, 一部分是作为散裂中子源的靶, 由固态或液态的重金属如铅、铅-铋合金等构成, 另一部分是靶窗, 一般由钨或不锈钢构成。散裂中子靶和靶窗材料所处的辐射环境和反应堆内材料所处的环境有很大的差异。ADS 中的靶和靶窗不仅受到中、高能质子的轰击, 而且受到能量分布广、平均能量高、高通量的出射中子的辐射。出射中子能量分布在热中子到质子入射能之间很宽的范围内, 中子通量高达 $\sim 10^{15} / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$ ^[3]。而 PWR 中的材料处在中子能量范围很窄、且平均能量很低、中子通量也很低的环境中^[4]。因此靶和靶窗在 ADS 中受到的辐射损伤和反应堆中的材料受到的辐射损失有极大的不同。研究 ADS 散裂靶和靶窗辐射损伤, 对于靶和靶窗的使用寿命以及 ADS 的安全运行有重要意义。

材料的辐射损伤主要有三个指标来衡量: 原子位移、气体产生 (主要是 H, He) 和变形原子的产生。晶体结构材料, 其原子是有规律、周期性排列的栅格网状结构。材料的辐射损伤主要来自于晶格原子的位移。位移的形成主要是由于入射核子和靶的原子碰撞或者靶内原子受到激发, 发射粒子后的余核反冲引

* 国家自然科学基金 (19675003) 资助, 博士后基金资助。

起的, 如靶材料原子核俘获一个中子, 通过发射 γ 射线退激引起余核反冲。当材料中原子发生位移后, 则在晶格中产生原子空穴和空隙。这将导致材料结构发生变化, 影响材料性能。能够引起原子位移的最小能量, 即原子位移阈能记为 E_d 。几种典型材料的原子位移阈能参见表 1。

表 1 几种典型材料的原子位移阈能^[5,6]

材料	Al	Ti, Cu	Cr, Fe, Co, Ni	Nb, Mo	W
E_d /eV	25	30	40	60	90

Coulte 等^[7]研究了 800 MeV 质子入射 Cu 靶引起的辐射损伤; Wechsler^[8] 研究了由散裂中子引起的 Cu 的辐射损伤。Wechsler 等利用 MCNP^[9], LAHET^[10], SPECTER^[11]研究了入射质子能量分别为 1 GeV 和 1.6 GeV, 靶材料分别为 Fe, W, Pb 的辐射损伤以及散裂中子引起的辐射损伤^[12~15]。在粒子入射能量小于 20 MeV, 利用 SPECTER 程序, 在粒子入射能量大于 20 MeV, 利用 LAHET 和 MCNP 程序, 研究了中子和质子引起的原子位移和气体产生等辐射损伤的主要指标。M.S. Wechsler 等人^[16]计算了 1.6 GeV 质子轰击下钨散裂靶内中子引起的损伤, 发现 40%的原子位移和几乎全部的氦产生是由 20 MeV 以上粒子引起的。H. Takahashi^[17]针对日本 JAERI 靶设计方案做了类似的计算, 发现损伤的程度在靶的不同部位差别很大。他们的计算还特别显示了加速器与靶之间的窗上能量沉积、辐照损伤和气体释放都特别严重, 将是影响加速器安全稳定运行的关键因素之一。

在靶和靶窗中产生的气体主要是氢(p, D, T), 氦(³He, ⁴He)以及原子序数(Z)较小以气体形式存在的元素。而一般的材料对于快中子反应如(n, p)、(n, α)等的产生截面较大, 特别是中子和质子能量较高时, 气体产生截面会更大。当气体产生累积到一定程度后, 对材料的损伤主要体现在: (1) 靶材料中因气体产生形成的气泡引起材料肿胀; (2) 惰性气体引起的高温脆变; (3) 填隙气泡缺陷引起的低温脆变; (4) 靶材料在次临界堆内由气体引起的蠕变。这些变化都将导致靶和靶窗材料的机械性能发生改变。在 ADS 系统中, 靶的机械性能的改变对靶的相关物理特性以及使用寿命的影响是严重的, 特别是靶窗要承受来自次临界反应堆内作为冷却剂(液态铅)的巨大压力^[5], 气体产生导致靶窗机械性能改变对整个系统的安全是一个严重的问题。因此 ADS 系统靶和靶窗材料辐射损伤的气体产生的研究是必要的, 而且是重要的。

目前, 我们从俄罗斯科学院核物理研究所引进了 SHIELD^[18]和 RADDAM^[19]程序。有关 SHIELD 程序, 我们在前面的工作中^[20~23]已做了较为全面的介绍。

在本工作中, 我们主要考虑了由中、高能质子和中子入射钨和铅引起的原子位移和气体产生。利用 SHIELD 程序系统, 考虑了不同入射能量的质子和中子轰击 W, Pb 靶, 研究了我国未来可能使用的靶体的辐射能损伤截面、原子位移截面(dpa)和原子位移率(dpa/s), 并同 Wechsler 的研究结果进行了比较。同时对 1.6 GeV 的质子沿中心轴线入射长 60 cm, 直径 20 cm 厚铅靶在不同部位引起的辐射损伤进行了研究, 得到了合理的结果。研究了氦气的产生截面、产生率以及氦气的产生率和原子位移率的比值 R , 计算结果和实验数据以及其它一些 Monte-Carlo 程序计算结果进行了比较, 符合情况较好。

1 辐射损伤计算

中、高能核子入射引起靶材料的辐射损伤, 主要是入射粒子和靶原子的弹性散射以及入射粒子和靶原子的非弹性相互作用。在入射能大于 100 MeV 时, 辐射损伤的贡献主要来自第二种作用。

具有入射能量为 E 的入射粒子和靶材料中原子发生碰撞, 原子获得的反冲能为 T , 若 T 大于初级碰出原子 (Primary Knock-on Atom, PKA) 的原子位移阈能 (E_d), 这个原子将从晶体栅格中移开, 并引起其它原子位移。PKA 动能可以分为二部分, 一部分为 $\eta(T)$, 引起电子激发, 一部分为 $\nu(T)$, 引起原子位移和点辐射缺陷。

设入射粒子的质量数和原子序数分别为 Z_p 和 A_p , 入射能为 E_0 , 靶的质量数和原子序数分别为 Z_T 和 A_T , 则沉积在靶中的损伤能为,

$$E(E_0) = N \int_{E_d}^{E_0} \frac{dx}{dE} dE \int_{E_d}^{T_{\max}} T \nu(T) \frac{d\sigma}{dT} dT$$

其中 dE/dx 是阻止本领, T_{\max} 是原子获得的最大动能, $d\sigma/dT$ 是原子的 PKA 能谱。

引起点缺陷的部分 $\nu(T)$, 定义为^[6],

$$\nu(T) = \frac{T}{1 + kg(\epsilon)}$$

$$k = 0.134 Z_T^{2/3} / A_T^{2/3}$$

$$g(\epsilon) = \epsilon + 0.402 \epsilon^{3/4} + 3.4 \epsilon^{1/6}$$

$$\epsilon = T / (0.0869 \times Z_T^{7/3})$$

则损伤截面定义为,

$$\sigma_{\text{damage}} = \int_{E_d}^{T_{\max}} \frac{d\sigma}{dT} \nu(T) dT$$

原子位移截面定义为,

$$\sigma_{\text{dpa}} = \frac{\beta}{2E_d} \sigma_{\text{damage}}$$

其中 $\beta = 0.8^{[6]}$

原子位移产生率 (dpa/s) 为,

$$K_d = \sigma_{\text{dpa}} \times \phi$$

式中 ϕ 为粒子通量。

定义某一种气体产生截面为

$$\sigma_i = \frac{n_i / n_0}{N_v x}$$

式中 i 为某一种气体 (p, He 等), n_i 是出射 i 气体粒子数目, n_0 是总的入射粒子数目, N_v 是靶的原子密度, x 是靶的厚度, 本工作中 x 取为 0.01 m。

定义 i 种气体产生率为

$$K_i = \phi \cdot \sigma_i$$

ϕ 是粒子注量率。

定义氦气 (He) 产生率与原子位移比值 R 为

$$R = \frac{K_{\text{He}}}{K_{\text{dpa}}}$$

式中 K_{dpa} 是原子位移率。

2 计算结果

2.1 原子位移

图 1 给出了利用 SHIELD 和 HETC 计算的 600 MeV^[19] 以及 C. Rubbia 组计算的 800 MeV^[2] 质子入射 Al, Fe, Mo 和 W 薄靶引起的辐射损伤截面。随着原子序数的增加, 由质子入射引起的辐射损伤截面增加, 由于每一种核的原子位移阈能不一样, 原子位移截面的情况也不一样。HETC 和 C. Rubbia 组计算结果与 SHIELD 计算结果大体一致。

图 2 是中子入射薄靶靶的辐射损伤截面随入射能量变化的曲线。图中方框是中子入射能量低于 20 MeV, 由 SPECTER 计算的结果, 实心圆点是 20 MeV 以上由 LAHET 计算的结果^[6], 空心的圆是 SHIELD 计算的结果, 三个程序计算的结果是一致的。随着入射能量的增加, 入射粒子引起的辐射损伤截面增加。这主要是因为, 入射粒子能量的增加, 余核原子获得的反冲动能也增加, 因此

增加了原子位移的几率。

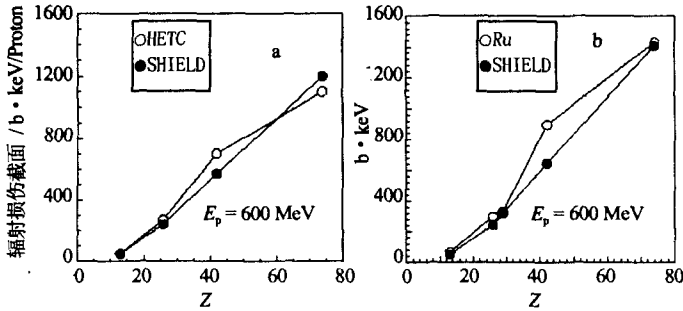


图1 SHIELD 和 HETC 计算的 600 MeV^[19]以及 C. Rubbia 组计算的 800 MeV^[2] 质子入射 Al, Fe, Mo 和 W 薄靶引起的辐射损伤截面

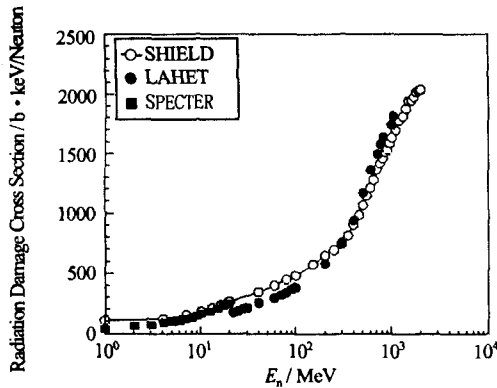


图2 中子入射薄钨靶的辐射损伤截面随入射能量变化的曲线

图 3 是中子和质子入射薄的钨和铅靶的辐射损伤截面随入射能量变化曲线。入射能量低于100 MeV, 由入射粒子引起铅靶的辐射损伤低于钨靶, 而入射能高于100 MeV, 由入射粒子引起铅靶的辐射损伤高于钨靶。由质子和中子入射钨靶引起的辐射损伤, 在 100 MeV 以上, 中子和质子引起的辐射损伤情况差别不大, 在入射粒子能量低于100 MeV, 质子入射引起的辐射损伤略高于中子入射。

1.6 GeV 质子沿厚靶中心轴线入射, 在厚靶的各个部分引起的辐射损伤是不一样的。我们在研究长 60 cm, 直径 20 cm 的铅靶时, 把铅靶分成质量相等的 30 部分。

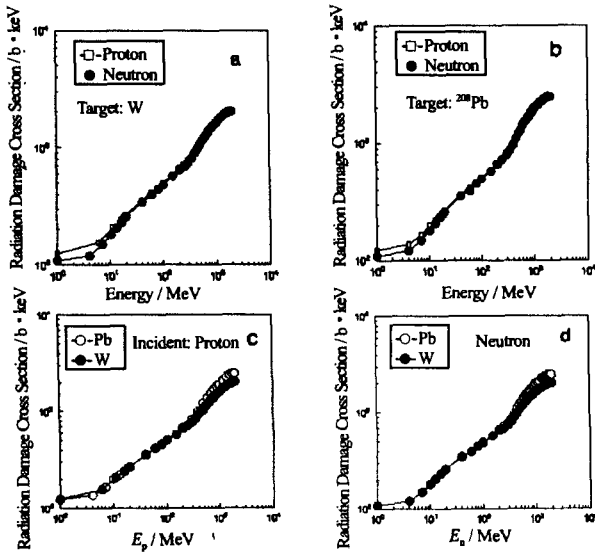


图3 中子和质子入射薄的钨和铅靶的辐射损伤截面随入射能量变化曲线

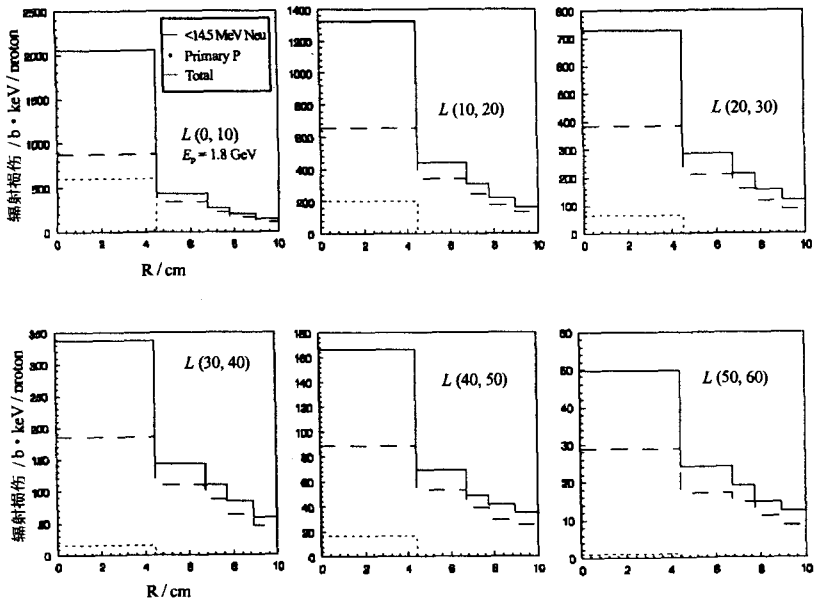


图4 辐射损伤在圆柱内沿轴线方向的分布

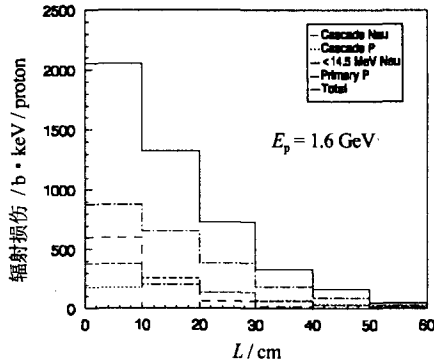


图 5 辐射损伤在圆柱内沿径线方向的分布

图 4 给出了区域在内圆柱的沿轴线方向的辐射损伤情况。在第一个区域，总的辐射损伤截面约为 $2100 \text{ b} \cdot \text{keV}$ ，而在最后一块区域，其值约为 $100 \text{ b} \cdot \text{keV}$ ，可见，沿轴线方向，入射质子引起的辐射损伤越来越小。在所有的粒子引起的辐射损伤中，能量小于 14.5 MeV 的次级中子贡献最大，约占 42% ，其次是入射质子，约占 30% 。在总的辐射损伤中，能量低于 20 MeV 以下的粒子贡献约为 60% 。

图 5 给出了沿径向方向的六个区域的辐射损伤情况。在中心轴线所在的区域，靶材受到的辐射损伤最为严重。而在圆柱边上，受到的辐射损伤最小。并且，我们可以看出，初级入射质子只在中心轴线区域有贡献，其他区域主要是次级粒子，特别是能量小于 14.5 MeV 的中子引起的辐射损伤。厚靶的辐射损伤主要是质子入射点所在的一小块区域。在厚靶的后部，辐射损伤很小。

2.2 气体产生

图 6 示出了 800 MeV 的质子轰击 Al , Fe , Cu , Mo , W 等材料的靶的氢气、氦气的产生截面。图 6(a) 是氢气产生截面，图中实心圆是 SHIELD 计算结果，方框是文献[2]给出的结果，SHIELD 计算结果很好的再现了文献[2]的结果。图 6(b) 是氦气产生截面，实心方框是 Green 的测量值^[11]，实心棱型点是 M. Wechsler^[10]的计算结果。可以看出，SHIELD 计算质子入射 Al , Fe , Cu , Mo 的氦气产生截面和文献[2]给出的值符合很好，但靶材为钨时，SHIELD 计算结果高于文献[2]约 30% ，但和 Green 的测量值以及 M. Wechsler 的计算结果一致。文献[2]给出的 Mo 和 W 的氦气产生截面是一样的，这一点从理论和实验上是很难理解的，因此我们认为，文献[2]给出的钨靶的氦气产生截面可能是有问题的。

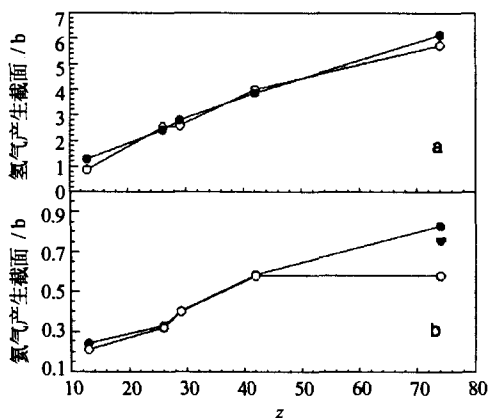


图6 800 MeV的质子轰击Al, Fe, Cu, Mo, W等材料的靶的氢气、氦气的产生截面

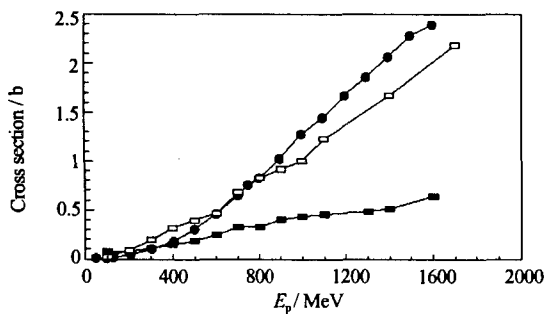


图7 质子入射钨和铁靶的氦气产生截面

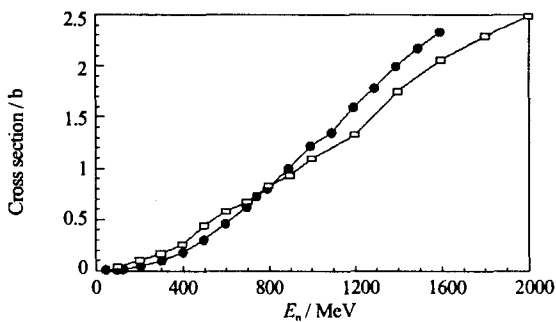


图8 中子入射钨靶的氦气产生截面

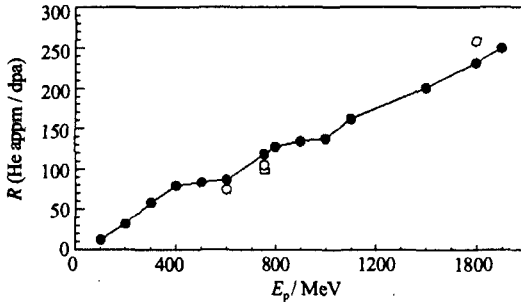


图9 R 值随入射能量的变化

图 7 示出了由质子入射钨和铁靶的氦气产生截面。实心圆点和方框是 SHIELD 程序计算散裂靶分别为钨和铁的结果；空心方框是 M. Wechsler 利用 LAHET 计算结果^[10]。从图 6 中 800 MeV 质子入射不同材料靶的氦气产生截面可以看出，原子序数越大的核素，氦气产生截面越大；图 7 中，随入射能量的增加，钨靶氦气产生截面变大，而铁靶氦气产生截面变化不大。这不仅与 (p, He) 反应截面和靶材料有关，而且由于中高能质子入射钨靶产生大量的中高能次级粒子，特别是次级中子，(n, He) 反应截面很大。

图 8 示出了中子入射钨靶的氦气产生截面。实心圆点是 SHIELD 程序计算结果；空心方框是 M. Wechsler 利用 LAHET 计算结果^[10]。从图 7 和图 8 可以看出，入射能量大于 800 MeV，SHIELD 计算中子和质子入射氦气产生截面高于 LAHET 计算值；而在 800 MeV 以下，SHIELD 计算结果低于 LAHET 计算值。两个程序在小于 2 GeV 的能区，计算结果符合得还是很好。中子和质子入射钨靶氦气的产生差别不大，在入射能量为 1.6 GeV 时，氦气产生截面达到 2.2 b，若靶处在如 ATW^[1]的环境下即入射质子能量为 1.6 GeV，束流为 200 $\mu\text{A} \cdot \text{cm}^{-1}$ (质子注量率为 $\Phi = 1.24 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)，则氦气产生率约为 235 appm/d，这与 M. Wechsler 计算得到的 254 appm/d 的结果是一致的。

表 2 质子入射钨靶的氦气产生截面、原子位移截面以及 R 的实验值和计算结果

	MeV	Green ^[11]	M. Wechsler ^[10]	本工作
σ_d / b	600	6813	6065	5258
	750	7747	7015	6004
$\sigma_{\text{He}} / \text{b}$	600		0.452	0.48
	750	0.762	0.744	0.83
R / appm/dpa	600		75	89
	750	98	106	120

衡量辐射损伤大小的另一个量是氦气产生率与原子位移比值 R 。表 2 列出了 600 和 750 MeV 质子入射钨靶引起的氦气产生截面、原子位移截面以及 R 的实验值和计算结果的比较。表 1 可以看出, SHIELD 计算结果和 Green 的实验值^[11]及 LAHET 的计算值在误差范围内是一致的。

图 9 示出了 R 值随入射能量的变化。实心圆点是 SHIELD 计算结果, 空心方框是 Green 的测量值^[11], 空心圆点是 M. Wechsler^[10]的计算值。从曲线来看, SHIELD 程序计算结果和测量值以及其它程序计算结果是一致的。随着入射能量增加, 相应的 R 值增大, R 和入射能量基本上是线形关系。这说明, 随入射能量的增加, 氦气产生率的变化大于原子位移率的变化。

3 结果和讨论

C.D. Bowman 的 ATW 计划中^[1], 利用 1.6 GeV 的质子轰击靶产生散裂中子, 入射质子流密度约为 $200 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ 。C. Rubbia 在利用快中子的 ADS 概念设计中^[2], 入射质子能量为 1 GeV, 入射质子流密度约为 $113 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ 。C. Rubbia 课题组利用 800 MeV 质子入射钨靶引起的辐射损伤截面数据, ADS 靶钨窗在 7000 h 的轰击后, 钨靶的总的原子位移约 200 dpa, 原子位移率约为 0.69 dpa/d。在这样的情况下, 钨靶的使用寿命约 1 a^[2]。M.S. Wechsler 研究 ATW 的靶辐射损伤^[10], 由质子直接入射引起的原子位移率约为 1 dpa/d。尽管 ATW 次临界堆内中子通量高达 $10^{16} /\text{cm}^2 \cdot \text{s}$, 但由于中子平均能量较低, 原子位移截面相对较小。由中子引起的原子位移率约 0.12 dpa/d。因此, 在 ATW 中靶的总的原子位移产生率约 1.12 dpa/d。

我们利用 SHIELD 计算了不同能量情况下的辐射损伤截面。利用公式(3)和(4), 可以得到原子位移截面和原子位移产生率。800 MeV 的质子入射钨的原子位移截面约为 6200 b, 在入射质子流密度约为 $200 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ 时, 原子位移率约为 0.65 dpa/d, 这一结果约 C. Rubbia 计算值相当^[2], 若入射质子流密度约为 $113 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ 时, 原子位移率约为 0.37 dpa/d, 这一结果约 C. Rubbia 计算值的 1/2。1.6 GeV 的质子入射钨的原子位移截面约为 8684 b, 在入射质子流密度约为 $200 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ 时, 原子位移率约为 0.94 dpa/d, 和 M.S. Wechsler 的计算 ATW 的结果一致^[1]。因此, 1.6 GeV 质子入射, 入射流密度 $200 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ 时, 钨窗的使用寿命小于 1 a, 0.8 GeV 质子入射, 钨窗的使用寿命约为 1 a, 而 0.8 GeV 质子入射, 入射流密度 $113 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ 时, 钨窗的使用寿命大于 1 a。

厚靶中由质子和中子引起的辐射损伤在不同的部位是不同的。沿轴线方向, 入射质子引起的辐射损伤越来越小。在所有的粒子引起的辐射损伤中, 能量小于 14.5 MeV 的次级中子贡献最大, 约占 42%, 其次是入射质子, 约

占 30%。在总的辐射损伤中, 能量低于 20 MeV 以下的粒子贡献约为 60%。在中心轴线所在的区域, 靶材受到的辐射损伤最为严重。而在圆柱边上, 受到的辐射损伤最小。初级入射质子只在中心轴线区域有贡献, 其他区域主要是次级粒子, 特别是能量小于 14.5 MeV 的中子引起的辐射损伤。厚靶的辐射损伤主要是质子入射点所在的一小块区域。在厚靶的后部, 辐射损伤很小。这些研究结果对未来我国散裂靶的设计有定量的指导意义。

利用 SHIELD 计算 800 MeV 质子入射不同材料的靶得到的氢气和氦气产生截面较好地再现了 C. Rubbia 的结果。计算得到的氦气产生截面、氦气产生率以及氦气产生率与原子位移率的比值和实验数据与其它程序计算得到的结果符合较好。

质子和中子入射钨靶的氦气产生截面很相近。质子入射不同材料靶的氦气产生截面随靶材原子序数 (Z) 的增加而增加, 这不仅是因为高 Z 材料的 (p , He) 反应截面大, 而且是因为次级粒子, 特别是次级中子的 (n , He) 反应截面较大, 这一点在入射质子能量较高时对氦气产生截面的贡献更为显著。随入射能量的增加, 氦气产生截面显著增加, 在 1.6 GeV 质子入射钨靶氦气产生截面达到 2.2 b, 而相对于 ATW 的质子入射环境, 其产生率约为 235 appm/d。

利用 SHIELD 计算 660 和 750 MeV 质子入射钨靶的氦气产生率与原子位移率的比值 R 和 Green 的实验测量值以及 M. Swechsler 利用 LAHET 计算得到的结果一致。 R 和粒子入射能量大体上是正比关系。这说明随入射粒子能量的增加, 氦气产生率的变化大于原子位移率的变化。

参 考 文 献

- 1 Bowman C D, et al. Nucl. Instr. Meth., A320, 336, 1992
- 2 Rubbia C, et al. CERN/AT/95-45(ET), 1995
- 3 樊胜, 加速器驱动洁净核能系统中的两个核物理问题研究. 中国原子能科学研究院博士毕业论文, 1998, 12
- 4 苏著亭等. 钠冷快增殖堆. 原子能出版社, 1991
- 5 Gabriel T A, et al. Nucl. Sci. and Eng., 61, 21, 1976
- 6 Doran D G. Nucl. Sci. and Eng., 49, 130, 1972
- 7 Coulter C A, et al. J. Nucl. Mater. 67, 140, 1977
- 8 Wechsler M S, et al. Proc. 12th Int. Symp. On Effects of Radiation on Materials. ASTM-STP 870, p1189, 1985
- 9 Briesmeister J F. LA-12625-M, 1993
- 10 Richard E, et al. LA-UR-3014, 1989

- 11 Greenwood R R, et al. ANL/FPP/TM-197, 1985
- 12 Wechsler M S. J. Nucl. Mater., 212, 1678, 1994
- 13 Wechsler M S, et al. Proc. of the Symposium Radiation Materials Science in Technology Applications, Anaheim, California, Feb. 4-8, 1996
- 14 Wechsler M S, et al. International Conf. on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications, Las Vegas NV, July, 1994
- 15 Stubbins J F, et al. International Conf. on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications, Las Vegas NV, July, 1994
- 16 Wechsler M S, et al. J. Nucl. Mater., 244, 177, 1997
- 17 Takahashi H, et al. 2nd Int. Conf. on ADTT, Kalmar, Sweden, 3-7, June, 1996
- 18 Sobolevsky N M. NSC/DOC(96)-15, 1996
- 19 Lebedev S G, et al. INR-0896/95-16, Moscow, 1995
- 20 徐春成等. 原子核物理评论, 15(21), 115, 1998
- 21 徐春成等. 高能物理和核物理, Vol. 23, No.4, 402, 1999
- 22 徐春成等. 高能物理和核物理, (in press)
- 23 樊胜等. 原子核物理评论, (to be published)

Radiation Damage for the Spallation Target of ADS

FAN Sheng¹⁾ YE Yanlin¹⁾ ZHAO Zhixiang²⁾
N.M.Sobolevsky³⁾ XU Chuncheng¹⁾ CHEN Tao¹⁾

1) Technical Physics Department, Peking University, 100871

2) China Institute of Atomic Energy, Beijing, 102413

3) Institute for Nuclear Research, Moscow, Russia

Abstract: By using SHIELD codes system, the authors investigate the radiation damage, such as radiation damage cross section, displacement atom cross section and the rate of displacement atom, gas production cross section, the rate of gas production and the ratio, R, of the helium and displacement production rates in target, container window and spallation neutron source materials as W and Pb induced from intermediate energy proton and neutron incident. And the study of radiation damage in the thick Pb target with long 60 cm, radius 20 cm is presented.

Key words: radiation damage cross section, displacement atom cross section, gas-production