

“闪光二号”加速器 HPIB 的产生及应用初步结果^{*}

杨海亮¹⁾ 邱爱慈¹⁾ 张嘉生¹⁾ 何小平¹⁾ 孙剑锋¹⁾ 彭建昌¹⁾ 汤俊萍¹⁾
任书庆¹⁾ 欧阳晓平¹⁾ 张国光¹⁾ 黄建军¹⁾ 杨 莉¹⁾ 王海洋¹⁾ 李洪玉²⁾ 李静雅¹⁾

¹⁾ (西北核技术研究所, 西安 69 信箱 10 分箱 710024)

²⁾ (西安交通大学电气工程学院, 西安 710049)

(2003 年 4 月 1 日收到 2003 年 5 月 20 日收到修改稿)

主要给出了“闪光二号”加速器高功率离子束(HPIB)产生及应用研究的初步结果. 介绍了强箍缩反射离子束二极管的结构及工作原理, 给出了考虑阴阳极产生的等离子体运动对二极管间隙影响的饱和顺位流修正公式. 实验得到的离子束峰值能量约 500keV, 峰值电流约 160kA. 介绍了利用高功率离子束(质子束)轰击¹⁹F 靶产生 6—7MeV 准单能脉冲 γ 射线的初步实验结果, 给出了利用高功率脉冲离子束模拟 1keV 黑体辐射 x 射线对材料的热-力学效应初步研究结果.

关键词: 高功率离子束, 箍缩二极管, 准单能脉冲 γ 射线, 热-力学效应

PACC: 0777, 6250, 6180E, 6180J

1. 引 言

高功率脉冲离子束(HPIB), 简称高功率离子束, 亦称强流脉冲离子束(IPIB), 是在核聚变研究中发展起来的, 后来在许多领域都得到了应用, 如核物理及核技术、高能密度物理学、等离子体物理、材料表面处理等. 目前, HPIB 技术正在能源、国防、材料和环境等科学技术领域中发挥重要作用.

利用高功率离子束(质子束)轰击含¹⁹F 核素的靶, 通过¹⁹F(p, $\alpha\gamma$)¹⁶O 共振反应可以获得 6—7MeV 的准单能脉冲 γ 射线, 所产生的准单能 γ 射线是脉冲形式的, 具有强度大、通量高等特点, 可以用于电流型脉冲 γ 射线探测器的能量响应研究.

由于能量为 0.5—1MeV 的 HPIB 与 1keV 黑体辐射 x 射线的能量沉积范围基本一致, 而在脉冲宽度时间内其能量沉积过程可以看作是绝热过程, 这个过程将在材料中产生瞬时能量效应, 使材料表面熔融、汽化和电离, 形成稠密等离子体并向外膨胀喷射, 产生冲量和喷射应力波, 并同时存在热激发应力波, 这一过程与 x 射线在材料中产生热激波的过程相似, 因此, 用 HPIB 模拟材料的软 x 射线效应是一

种较好的手段^[1,2].

西北核技术研究所已经研制成功了 200kV, 2kA 的 HPIB 源^[3], 并在“闪光二号”加速器上开展了箍缩型二极管产生 HPIB 的实验^[1], 获得了几百 keV, ~100kA 的 HPIB 输出, 并已初步开展了高功率离子束的应用研究.

2. 高功率脉冲离子束的产生

2.1. 强箍缩反射离子束二极管产生 HPIB 的物理机理

“闪光二号”加速器是国内束流强度最大的一台低阻抗强流脉冲电子束加速器, 通过重新设计二极管, 可以用于产生高功率脉冲离子束. 图 1 是“闪光二号”加速器强箍缩离子束二极管的结构示意图, 阳极膜采用 40—90 μ m 厚的 CH₂(聚乙烯)薄膜, 阴极采用空心圆环状石墨阴极.

图 2 是“闪光二号”加速器大纵横比强箍缩离子束二极管工作原理图, 阴极发射的电子轰击阳极膜以及阳极膜的沿面闪络放电导致阳极等离子体的迅速形成(比阴极等离子体延迟约 30ns), 在二极管电

^{*} 国家自然科学基金(批准号 49975037)和国防预研基金资助的课题.

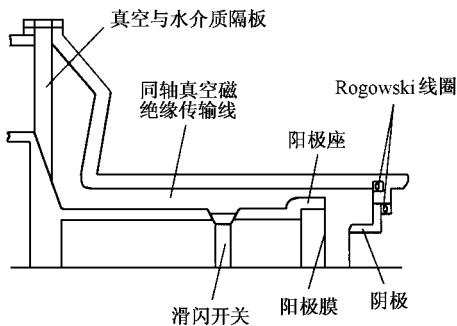


图1 强箍缩反射离子束二极管结构示意图

离子束流的效率.

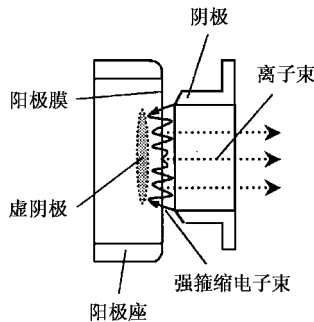


图2 强箍缩反射离子束二极管工作原理图

场作用下,阳极等离子体中的正离子朝向二极管阴极加速,此时二极管中出现双向流,二极管中总电流增强,相应的束流自磁场也增大,电子束开始箍缩,而在阳极膜后的空腔内形成虚阴极,增强了电子束在阳极膜两边的反射次数并且由于电子束在阳极膜上以大角度穿插或掠射,从而在阳极膜中沉积更多能量,阳极膜迅速汽化并形成阳极等离子体团,相应的向阴极加速的正离子束流更进一步增加,电子流从阴极的边缘流向轴,电子束继续箍缩,当电子束到达二极管轴线时,形成准稳态,由于离子质量较大,束流自磁场对它的影响很小,离子几乎沿直线从阳极流向阴极,形成稳态的箍缩电子流和层流离子流. 电子的渡越距离近似为阴极半径 R_c ,而离子流的渡越时间为二极管的阴阳极间隙 d ,因此,二者渡越时间之比相对于非箍缩电子流二极管来说增大了 R_c/d 倍. 按照顺电势流模型可得离子流 I_i 与电子流 I_e 之比^[4]

$$\frac{I_i}{I_e} \geq \frac{1}{2} \left(\frac{R_c}{d} \right) \left(\frac{\beta_i}{\beta_e} \right), \quad (1)$$

其中

$$\beta_i = \left[\frac{2m_e(\gamma_0 - 1)}{m_i} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

$$\beta_e = \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{\gamma_0}. \quad (3)$$

式中 m_e 和 m_i 分别为电子和离子的静止质量, γ_0 为相对论质量比,

$$\gamma_0 = 1 + \frac{eU}{m_e c^2}, \quad (4)$$

式中 U 为二极管间隙电压, c 为光速, e 为电子电荷.

根据(1)–(4)式,通过增大二极管的纵横比 R_c/d 和提高二极管的间隙电压 U 可以有效地提高

二极管的阴阳极等离子体形成后的运动速度约为 $2-4\text{cm}/\mu\text{s}$,二者的相向运动相当于二极管的间隙 d 减小,将饱和顺位流电流公式按照阴阳极等离子体的运动速度和运动时间对阴阳极间隙的影响进行修正后,可得到二极管的总束流公式

$$I_0 = \left(\frac{R_c}{d - v_A t_A - v_K t_K} \right) \left(\frac{2\pi m_e c}{e\mu_0} \right) \times \gamma_0 \ln(\gamma_0 + (\gamma_0^2 - 1)^{\frac{1}{2}}), \quad (5)$$

式中 v_A 和 v_K 分别为阴阳极等离子体运动速度, t_A 和 t_K 分别为阴阳极等离子体的运动时间, μ_0 为真空磁导率.

利用(1)–(5)式,根据二极管的间隙电压 U ,可以从理论上计算得到二极管的总束流强度和产生的高功率离子束的束流强度.

2.2.“闪光二号”加速器产生高功率离子束

经过调试,为保证“闪光二号”加速器强箍缩离子束二极管的正常工作,其阴阳极间隙取为 $4.8-$

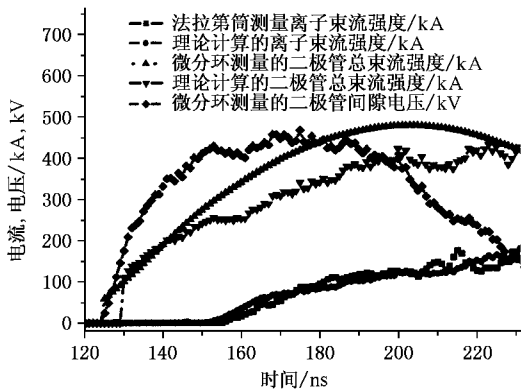


图3 “闪光二号”加速器高功率离子束流强度与二极管电流强度理论计算结果与实验测量值

5.5cm,纵横比为 12.2—10.9,表 1 列出了这些参数以及所产生的总束流的参数,二极管的束流强度峰值 480kA,峰值功率可达 206GW. 利用(1) — (5) 式,根据实测的典型炮的间隙电压计算得到了二极管的总束流强度和产生的高功率离子束的束流强度,图 3 是该计算结果,图中也给出了二极管的间隙电压以及利用 Rogowski 线圈测量的二极管总束流强度和利用 Faraday 阵列测量的离子束的束流强度,从图中可以看出,理论计算结果与实验测量值基本相符.

表 1 “闪光二号”加速器高功率离子束二极管参数(典型炮)

A-K 间隙 d/mm	纵横比 R_c/d	峰值电压 $U_{\text{dmax}}/\text{kV}$	峰值电流 $I_{\text{dmax}}/\text{kA}$	峰值功率 $P_{\text{dmax}}/\text{GW}$	功率半宽 FWHM/ns	总能量 E_{dT}/kJ	总粒子数 /par	粒子平均能量 E_{av}/keV
4.9	12.2	500	480	206	68	15	2.75×10^{17}	320

表 2 “闪光二号”加速器高功率脉冲离子束参数(典型炮)

离子峰值电流 $I_{\text{imax}}/\text{kA}$	离子最大能量 $E_{\text{imax}}/\text{keV}$	离子峰值电流与二极管峰值电流之比 $I_{\text{imax}}/I_{\text{dmax}}$	离子束总能量 E_{IT}/kJ	离子束总能量与二极管总能量之比 $E_{\text{IT}}/E_{\text{dT}}$
160	500	0.33	2.8	0.19

3. 高功率离子束的应用研究

3.1. 产生准单能脉冲 γ 射线

从上世纪 70 年代以来,美国、英国、加拿大、德国和日本等都在竞相发展准单能 6—7MeV 光子源. 国际标准化组织(ISO)以 ISO-4037 附件的形式分别于 1985,1987 和 1988 年发布了关于建立 4—9MeV 光子参考辐射场及对防护水平的 γ 剂量仪和剂量率仪进行校准的规范文件. 美国 Berkeley 实验室和国家标准和技术研究院以及德国、加拿大和英国等国家都进行了质子束轰击含¹⁹F 核素的靶获取 6—7MeV 准单能 γ 光子的研究^[5]. 国内原子能科学研究院从上世纪 80 年代即开始进行质子束轰击含¹⁹F 核素的靶产生 6—7MeV 的准单能 γ 射线研究^[6],在 600kV 高压倍加器和 2.5MV 静电加速器上用质子束轰击 CaF₂ 薄靶,建立 6—7MeV γ 光子参考辐射场. 但上述研究中所产生的是低强度、低通量的稳态 γ 射线.

利用“闪光二号”加速器产生的高功率质子束轰击含¹⁹F 核素的靶,通过¹⁹F(p, $\alpha\gamma$)¹⁶O 共振反应获得 6—7MeV 的准单能脉冲 γ 射线,所产生的准单能 γ

表 2 列出了“闪光二号”加速器高功率离子束典型炮的参数、离子束流强度与二极管总束流强度的比值以及离子束总能量与二极管总能量的比值,离子的峰值能量约 500keV,离子束峰值电流约 160kA,总离子个数约为 6.21×10^{16} ,靶上总能量 2.8kJ,实际的束斑面积约 100 cm²,则能注量 Φ 约为 $25\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$. 由于阴阳极等离子体的运动导致二极管的间隙距离 d 减小,使离子束峰值电流比离子峰值能量延迟约 30ns.

射线是脉冲形式的,具有强度大、通量高等特点,可以用于电流型脉冲 γ 射线探测器能量响应研究.

根据核反应理论,通过计算可以得到¹⁹F(p, $\alpha\gamma$)¹⁶O反应所产生的准单能脉冲 γ 光子的产额和注量率,在“闪光二号”加速器 50kA,50ns 的高功率质子(平均能量约为 450keV)束流情况下,6—7MeV 准单能脉冲 γ 光子的产额约为 $7.2 \times 10^{15} \gamma\cdot\text{s}^{-1}$,20cm 处的注量率约为 $1.4 \times 10^{12} \gamma\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$.

由于 HPIB 二极管中双向流的存在,电子轰击阳极及其周围材料产生的韧致辐射本底较强,这使测量的准单能脉冲 γ 射线信号淹没在韧致辐射信号中. 为减少该影响,使离子束传输一定距离后再轰击辐照靶,这样既可以从距离上减少韧致辐射强度,又可以利用飞行时间法从时间上将准单能脉冲 γ 信号与韧致辐射信号分开. 在实验中主要采用以下两种方法使质子束在漂移管内达到电流中性化和电荷中和,从而能够有效地传输约 90cm 的距离:

- 1) 使离子束穿透 2 μm 厚的 Mylar 膜;
- 2) 离子束在 50—100Pa 的稀薄气体中传输.

图 4 是 ST401 塑料闪烁体配光电倍增管(PMT)和电流型大面积 PIN 半导体探测器^[7]测得的质子束传输 83cm 后,轰击 C₂F₄ 靶产生的 6—7MeV 准单能脉冲 γ 射线信号. 两种探测器测得的 6—7MeV 准单

能脉冲 γ 射线信号峰值比二极管中电子流所产生的韧致辐射信号峰值延迟约 80ns,也就是说二者从时间上被完全分开.而且,由于质子束传输 83cm,探测器也相应离开二极管距离较远,韧致辐射也衰减到较小值,积分结果表明韧致辐射信号比准单能脉冲 γ 射线信号小约 1 个量级.

图 5 是采用 PIN 半导体探测器测量的质子束传输不同距离轰击靶产生的准单能脉冲 γ 射线信号,从图中可以看出,准单能脉冲 γ 射线信号的起始时间和峰值时间随着传输距离的增大而增大,如传输 63cm 时峰值时间约为 156ns,比二极管韧致辐射峰值时间延迟约 68ns,传输 88cm 时峰值时间约为 180ns,比二极管韧致辐射峰值时间延迟约 92ns,即准单能脉冲 γ 射线比韧致辐射信号峰值的单位距离时间延迟约为 $1.07\text{ns}\cdot\text{cm}^{-1}$,由此可以认为,质子的飞行速度约为 $9.3\times 10^6\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$,相应质子能量约为 450keV,这与采用微分环测量的二极管束流峰值时刻的粒子能量基本相符.

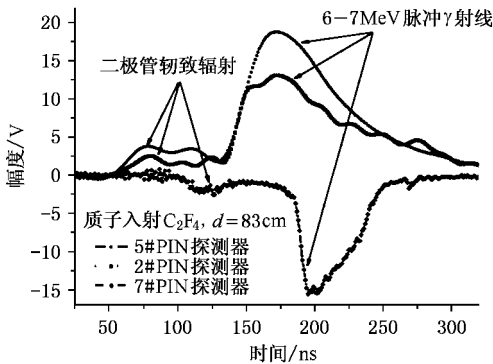


图 4 PMT 和 PIN 探测器测量质子传输 83cm 后轰击靶产生的 6—7MeV 准单能脉冲 γ 射线

3.2. 模拟材料的软 x 射线热-力学效应

能量约为 1MeV 的强流脉冲电子束是模拟 x 射线热-力学效应的一种有效手段,其在材料中的能量沉积剖面与 x 射线相似^[8],但由于其能量沉积范围比 1keV 黑体辐射软 x 射线要大近一个量级,因而模拟 1keV 黑体辐射对材料的热-力学效应的真实度较差.近十几年来,美国的 PI 公司与海军研究实验室 (NRL) 合作,已在 PITHON 和 GAMBLE-II 加速器上开展利用 HPIB 研究材料的热-力学效应以及飞行器、传感器等抗 1keV 黑体辐射软 x 射线加固技术评估.

1keV 黑体辐射的温度约为 $1.16\times 10^7\text{K}$,辐射 x 光子的平均能量约为 2.70keV.图 6 是采用 ITS 程序

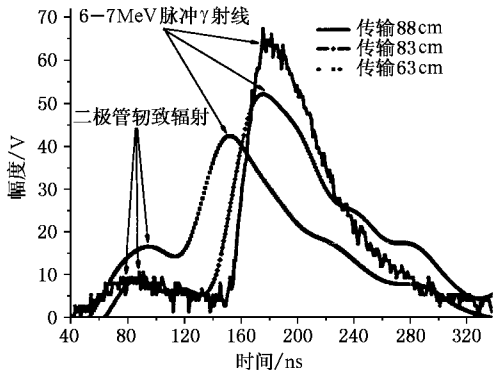


图 5 PIN 探测器测量质子束传输不同距离轰击靶产生的准单能脉冲 γ 射线

计算的 1keV 黑体辐射 x 射线垂直入射至 Al 厚靶中能量沉积剖面,由图可见,x 射线的能量沉积剖面最大值几乎位于辐照靶的前表面处,绝大部分能量沉积在 0—5 μm 的表面层之内,形成从表面层向内层逐渐下降的能量沉积分布.

当 Al 靶吸收的能量 $> 1\text{kJ}\cdot\text{g}^{-1}$ 时即开始熔融,当 Al 靶吸收的能量 $> 13\text{kJ}\cdot\text{g}^{-1}$ 时即开始汽化,图中也给出了在能注量为 $25\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时的开始出现熔融和汽化时的剖面深度,在剖面深度为 0—1 μm 的范围内为汽化区,在剖面深度为 1—5 μm 的范围内为熔融区.

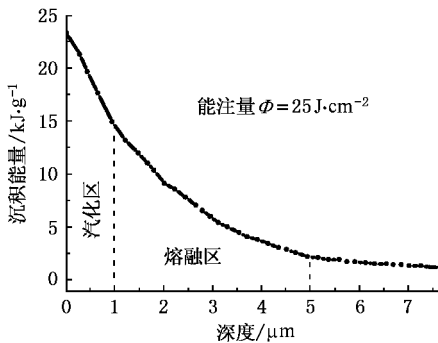


图 6 1keV 黑体辐射 x 射线在 Al 样品中的能量沉积剖面理论计算结果

图 7 是利用法拉第筒阵列测量的‘闪光二号’加速器 HPIB 典型炮的束流强度与二极管电压波形对应所得到的离子束能谱,可以近似看作是辐照到样品上的高功率脉冲离子束的能谱,由该能谱分布可以得到离子的平均能量约为 282keV,总离子个数约为 6.21×10^{16} ,靶上总的能注量 2.8kJ,能注量密度 Φ 约为 $25\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$.

具有一定能谱分布的离子束在不同材料(包括

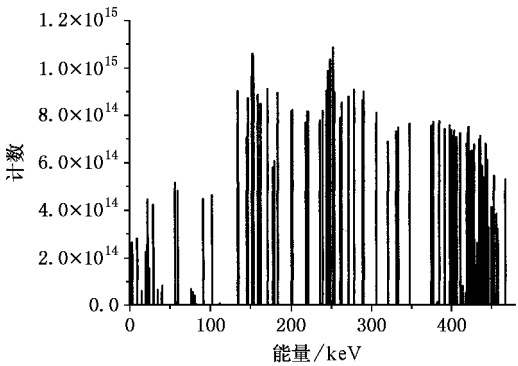


图 7 “闪光二号”加速器高功率离子束能谱

复合材料和多层复合材料)中能量沉积剖面依据 Ziegler 的拟合公式编制程序 EDPRO 进行计算,图 8 是依据图 7 的能谱计算得到的‘闪光二号’高功率脉冲离子束垂直入射至 Al 厚靶中能量沉积剖面,由图可见,离子束的能量沉积剖面随入射深度的增加逐渐降低.最大值基本位于辐照靶的前表面处,绝大部分能量沉积在 $0-5\mu\text{m}$ 的表面层之内,形成从表面层向内逐渐下降的能量沉积分布,这与 1keV 黑体辐射 x 射线在材料中能量沉积范围基本一致.图中也给出了汽化区和熔融区的范围,在剖面深度为 $0-3.8\mu\text{m}$ 的范围内为汽化区,在剖面深度为 $3.8-4.7\mu\text{m}$ 的范围内为熔融区.可见在相同能注量的情况下,其汽化区要比 1keV 黑体辐射 x 射线的范围大.

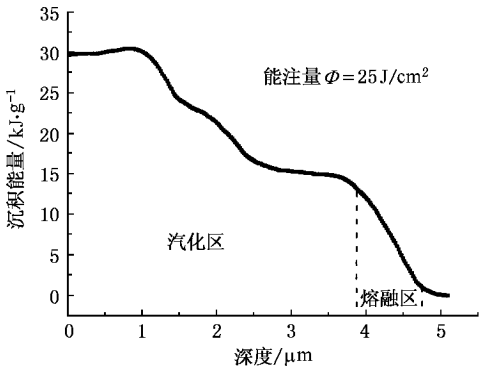


图 8 “闪光二号”加速器高功率离子束在 Al 样品中的能量沉积剖面理论计算结果

利用目前“闪光二号”加速器所产生的能注量 $> 10\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的 HPIB 辐照镀 Cr 的不锈钢样品,可使所镀的 Cr 薄层被完全剥离掉(图 9),而 3mm 厚的石墨靶被 HPIB 辐照后碎裂成数块(图 10),表明 HPIB 已使薄层材料产生了明显的热-力学效应.

而铝、铜和不锈钢等金属样品被辐照后,样品表面有明显的束斑痕迹和熔融层(图 11),根据法拉第筒阵列所测的样品表面束流密度和 ^{12}C 靶活化法测量的束流强度,估计样品表面层所沉积的能量约为 $10-20\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$,在铝样品中的沉积深度约为 $5\mu\text{m}$,该过程近似于绝热过程,固体表面层产生非常大的温度梯度,近表面温升使材料熔融、汽化,根据能量沉积剖面的理论计算结果(图 8),表面层汽化区的厚度范围 $> 3\mu\text{m}$,则由此汽化损失掉的质量约为几十 mg ,而利用精密天平测量辐照后样品的质量损失也约为几十 mg ,即由于样品表面层的汽化而飞溅掉的样品质量约为几十 mg .

而材料表面熔融、汽化和电离所形成稠密等离子体向外膨胀喷射,产生喷射冲量,并同时存在热激波,所产生的喷射冲量和热激波等使样品产生了严重的形变,在 HPIB 束直径为 75mm 的情况下,铝样品靶($\varnothing 95\text{mm}$,厚 1mm)形成明显的凹坑,深度达 6mm (图 12).实际测量 5mm 厚 LY12 硬铝背面的应力波峰值可达 35MPa ,估计 1mm 厚的硬铝背面的应力波峰值 $> 200\text{MPa}$.

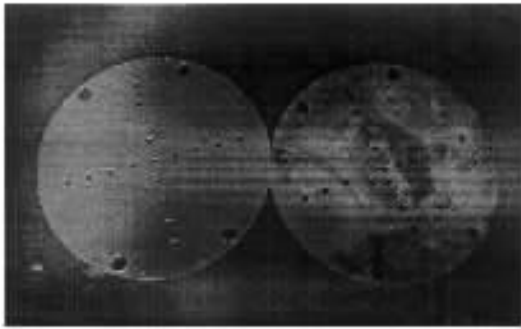


图 9 经“闪光二号”加速器产生的 HPIB 辐照前(左侧)后(右侧)的镀 Cr 不锈钢样品(辐照后所镀 Cr 层被完全剥离掉)



图 10 经“闪光二号”加速器产生的 HPIB 辐照后的石墨样品碎裂成数块

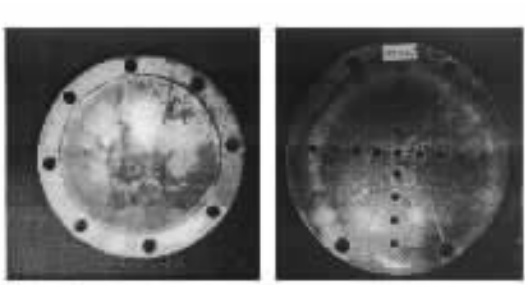


图 11 经‘闪光二号’加速器产生的 HPIB 辐照后的铝和铜样品的汽化和熔融痕迹

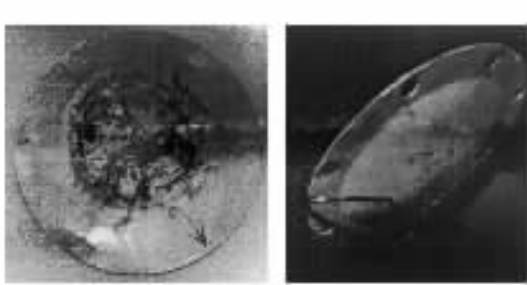


图 12 经‘闪光二号’加速器产生的 HPIB 辐照后的薄铝样品 (形变达 6mm)

4. 结 论

利用‘闪光二号’加速器进行了高功率离子束的产生及应用的初步研究. 首先介绍了强箍缩反射离子束二极管的结构及工作原理, 给出了考虑等离子体运动对二极管间隙影响的饱和顺位流修正公式, 利用该修正公式计算得到的二极管总束流强度和所产生的离子束流强度与实验测量的结果基本相符.

“闪光二号”加速器产生的高功率离子束(质子束)轰击¹⁹F 靶得到了 6—7MeV 的准单能脉冲 γ 射线, 提出了采用离子束传输法分离和降低初致辐射干扰的方法, 给出了利用闪烁体探测器和半导体探测器测量质子传输不同距离后轰击 C₂F₄ 靶产生的

6—7MeV 准单能脉冲 γ 射线信号以及比初致辐射的时间延迟情况.

给出了利用高功率脉冲离子束模拟 1keV 黑体辐射 x 射线对材料的热-力学效应初步研究结果. 计算了“闪光二号”加速器产生的高功率离子束和 1keV 黑体辐射 x 射线在材料中的能量沉积剖面, 给出了利用‘闪光二号’加速器高功率离子束辐照不同材料样品的初步实验结果.

通过提高 Marx 发生器充电电压、调整二极管结构和纵横比等参数, 并进一步抑制预脉冲电压, 可以使‘闪光二号’加速器产生的高功率脉冲离子束达到更高强度, 则所产生的准单能脉冲 γ 射线强度将更大, 辐照材料所产生的热-力学效应也将更明显.

[1] Qiu A C *et al* 2002 *Nuclear Techniques* **25** 714(in Chinese) [邱爱慈等 2002 核技术 **25** 714]

[2] Zhou N *et al* 2000 *High Power Laser and Particle Beams* **12** 249(in Chinese) [周南等 2000 强激光与粒子束 **12** 249]

[3] Shi L *et al* 2000 *High Power Laser and Particle Beams* **12** 382(in Chinese) [石磊等 2000 强激光与粒子束 **12** 382]

[4] Miller R B 1990 *Introduction to the physics of intense charged particles*. [刘锡三等译, 强流带电粒子束物理学导论(原子能出版社)1990 年]

[5] Mach H *et al* 1983 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **30** 1514

[6] Wang H Y *et al* 2001 *Atomic Energy Science and Technology* **35** 193 (in Chinese) [王红艳等 2001 原子能科学技术 **35** 193]

[7] Ouyang X P *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1502(in Chinese) [欧阳晓平等 2002 物理学报 **51** 1502]

[8] Yang H L *et al* 2002 *High Power Laser and Particle Beams* **14** 778 (in Chinese) [杨海亮等 2002 强激光与粒子束 **14** 778]

Preliminary research results for generation and application of high power ion beams on FLASH II accelerator^{*}

Yang Hai-Liang¹⁾ Qiu Ai-Ci¹⁾ Zhang Jia-Sheng¹⁾ He Xiao-Ping¹⁾ Sun Jian-Feng¹⁾ Peng Jian-Chang¹⁾
Tang Jun-Ping¹⁾ Ren Shu-Qing¹⁾ Ouyang Xiao-Ping¹⁾ Zhang Guo-Guang¹⁾
Huang Jian-Jun¹⁾ Yang Li¹⁾ Wang Hai-Yang¹⁾ Li Hong-Yu²⁾ Li Jing-Ya¹⁾

¹⁾ (Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

²⁾ (Institute of Electrical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 1 April 2003 ; revised manuscript received 20 May 2003)

Abstract

Preliminary results for the generation and application of the high power ion beam(HPIB) on the FLASH II accelerator are reported. The structure and principle of the pinch reflex ion beam diode are introduced. The equation of parapotential flow is corrected for the reduction of diode A-K gap due to the motion of cathode and anode plasma. The HPIB peak current of $\sim 160\text{kA}$ is obtained with a peak energy of $\sim 500\text{keV}$. Experimental investigations of generating 6—7MeV quasi-monoenergetic pulsed γ -rays with high power ion(proton) beams striking ^{19}F target are presented. In addition, the results of the thermal-mechanical effects on the material irradiated with HPIB, which are applied to the simulation of 1keV black body radiation x-rays, are also discussed.

Keywords : high power ion beams, pinch diode, quasi-monoenergetic pulsed γ -rays, thermal-mechanical effects

PACC : 0777, 6250, 6180E, 6180J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No.19975037) and by the National Defense Foundation.