

第四讲 超强激光脉冲与等离子体 相互作用中高能离子的产生*

李玉同 徐妙华 张杰[†]

(中国科学院物理研究所 北京凝聚态物理国家实验室 北京 100080)

摘要 近几年来,由于高功率激光技术的不断发展,利用超强激光脉冲与等离子体相互作用产生高能离子束的研究得到了极大推动.实验和理论模拟均发现,在超强激光脉冲与等离子体相互作用过程中,可以产生高亮度、小尺寸、方向性好的高能质子束和高能重离子束.这种基于超强激光的高能离子源在先进离子束成像技术、惯性约束聚变混合“快点火”、新型台面离子加速器以及医疗等方面都有很诱人的应用前景.文章主要介绍了超强激光与固体靶相互作用中高能离子束(尤其是质子束)的加速机制、高能离子束特性、常用测量方法及其潜在应用,并对最新的研究进展进行了简单介绍.

关键词 超强激光脉冲与等离子体相互作用 高能离子束

Generation of high energy ions in ultraintense laser-plasma interactions

LI Yu-Tong XU Miao-Hua ZHANG Jie[†]

(*Institute of Physics, Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

Abstract Studies on the high energy ion beams generated in ultraintense laser-plasma interactions has made considerable progress recently due to the development of high power laser technologies. Ion beams of small source size, high brightness and collimation in laser plasma interactions have attracted great interest because of a wide range of important applications, such as advanced proton radiography, fast ignition of inertial confinement fusion, tabletop ion accelerators, and medical applications. This paper discusses the generation mechanisms, beam characteristics, diagnostics, potential applications and recent studies of high energy ions, especially protons, produced by irradiating solid targets with ultra-intense laser pulses.

Keywords interactions of ultraintense laser pulses with plasmas, high energy ions

1 引言

近年来,随着激光技术的不断发展,尤其是高功率太瓦和拍瓦激光装置的建立,基于超强激光与等离子体相互作用产生的高能粒子束吸引了人们的广泛关注.在超强脉冲激光与等离子体相互作用的过程中,除了能够产生能量高达 100MeV 量级的高能超热电子,还能够产生能量为几十 MeV 量级的高

能质子束和高能重离子束.理论模拟和实验研究均发现,超强激光脉冲与气体^[1]、液体^[2]、固体^[3]、团簇^[4]等物质相互作用均能产生高能离子束.由于激光与固体薄膜靶相互作用时产生的离子束具有能

* 国家自然科学基金(批准号:10374115,10425416,10334110和10675164)、国家高技术研究发展计划、高温高密度等等离子体物理国防科技重点实验室基金资助项目

2006-07-21 收到初稿,2006-09-21 收到修改稿

[†] 通讯联系人. Email: jzhang@aphy.iphy.ac.cn

量高、方向性好以及转换效率高的特点,因此成为强场物理的一大研究热点.离子的加速过程和其本身的核质比有关,质子一般会得到优先加速.高能质子由于其在台面离子加速器、离子束成像、质子束“快点火”方案、治疗肿瘤等方面的应用前景得到了广泛的关注^[5].本文将主要讨论激光与固体薄膜靶相互作用过程中高能离子束的加速机制、高能离子束的特性、测量方法及其潜在应用,并简单介绍一些最新的研究进展.

2 高能离子束的加速机制

由于离子的质量较大,在目前的激光强度下($<10^{22} \text{ W/cm}^2$),它不可能和电子一样直接被激光加速到很高的能量.一般来讲,离子主要是靠等离子体中的静电场来实现加速.常见的几种加速机制如下:

2.1 库仑场直接加速机制

在电子密度标尺长度较小的等离子体中,超热电子将会在有质动力的作用下沿着激光的方向加速. Gamaly 利用自相似理论,得到了这些超热电子诱导产生的静电场加速的离子的能量^[6]:

$$u_i \sim I^{1/2} \rho^{-1/2} \quad (\tau > l_s/c),$$

$$\sim I^{5/6} \rho^{-1/2} t \quad (\tau < l_s/c),$$

这里 I 是激光的强度, ρ 是密度, τ 是激光的周期, l_s 是表面深度, c 是光速.

考虑到激光和平面靶的作用过程中,超热电子的加速方向与激光偏振态有关,例如,对于 s 偏振激光有质动力产生的超热电子沿激光方向加速,而对于 p 偏振光共振吸收和 Brunel 吸收将沿靶面法线方向加速电子,所以被加速离子的特性与激光的偏振方向和等离子体的标尺长度有关.

2.2 薄膜靶后表面静电场加速

在靶的后表面,离子可以被逃逸电子和离子间形成的壳层静电场加速. Hatchett 证明被加速离子的能量可以写成^[7]

$$E_i = \frac{e |E|}{m_i} z \propto k T_h \frac{z}{l_D},$$

这里 l_D 是德拜长度,它代表了离子在靶后表面的加速范围,因此它也可以用靶的趋肤深度来代替.我们知道电子的速度和 \sqrt{I} 成正比,所以静电场加速中的离子能量与激光强度的关系和库仑加速中的离子能

量类似.

注意,由于加速电场总是在离子的前面形成,所以离子总是沿靶面法线方向加速,而与偏振态无关.

2.3 打洞模型加速机制

对于标尺长度较大的等离子体,激光的波前在低密度等离子体中会被扭曲,最终在低密度等离子体中形成等离子体通道.离子的速度可以由波前的推进速度来表示^[8]:

$$\frac{u_i}{c} = \left(\frac{n_c}{2n_{pe}} \frac{Z_i m_e}{M_i} \frac{I \lambda^2}{1.37 \times 10^{18}} \right)^{1/2},$$

这里 n_c 是临界密度, n_{pe} 是电子在凹表面处的密度, m_e 和 M_i 分别是电子和离子的质量, I 是激光的强度.这里离子的能量和激光的强度成正比.被加速离子的方向接近各向同性,或者在激光的方向,具体情况与波前形状有关.

2.4 库仑爆炸加速机制

在低密度等离子体中,库仑膨胀也有可能是离子的加速机制之一^[9].最近的研究表明,以团簇为靶,氙离子可以被加速到 100keV,这一能量足以通过核反应产生足够多的中子.但是除非靶的结构已经被优化,否则氙离子的能量应该不高于几 keV.离子的加速方向由等离子体中的离子电荷密度决定,所以被加速离子要么是各向同性的,要么相对于靶面法线方向对称分布,具体取决于等离子体的密度标长.

2.5 冲击波加速机制

离子可以被固体靶表面的冲击波加速.离子的最大能量和波的声速度有关,可以写为^[10]:

$$u_i = 2u_s = 2 \left(\frac{I}{m_i n_i c} \right)^{1/2}$$

这里 u_s 是声速,但是 Denavit 的计算表明,当激光的强度低于 10^{20} W/cm^2 时,离子不可能被该机制加速到更高能量.冲击波是沿着热电子的传播方向形成的,因此离子的加速方向和偏振方向不同也和库仑加速机制产生的离子方向不同.

在这几种加速机制中,除了冲击波加速外,其他机制中起主要作用的均是静电场.离子正是靠这种准静电场来实现加速的.我们将这一过程的几个特征总结如下:

(1) 激光不直接加速离子,而是先将电子加速较高的能量.电子起到一种类似“场导体”的作

用,通过它所形成的准静电场将激光场能量传递给离子,使得离子加速.

(2) 由于电子形成的电场与激光的能量分布有直接的关系,所以在靶前,对于较小的焦斑,所形成的电场接近于球形,这导致了被加速的离子有很大的角分布.

(3) 离子的最大能量和超热电子的温度 T_h 成正比,其具体关系是 $E \propto AT_h$. A 是比例系数,大约为 1—10 左右.

(4) 除了一小部分离子被加速到很高的能量外,其他离子都一直处于较低的能量状态.

2.6 强激光和薄膜靶相互作用产生的靶后高能质子束加速机制的讨论

一般来讲,在激光与固体薄膜靶相互作用过程中,会产生三群质子.第一群产生于等离子体中,并向靶前发射,产生机制是前表面的静电场加速;第二群也是产生于靶前表面^[11],产生机制是激光有质动力在临界面附近产生的静电场加速,其运动方向为激光前向;第三群的加速与超热电子的输运有关.激光脉冲与靶的前表面相互作用产生的高能电子向靶内传输,在到达薄膜靶的后表面时产生很强的鞘层电场.这一鞘层电场的强度高达 10^{12} V/m,能直接电离靶的后表面的氢原子,并将质子沿着后表面的法线方向加速至 MeV 量级.这种加速机制常被称为鞘层加速机制^[12,13],被加速离子的能量表达式见 2.2 节.在过去几年的研究中,人们对靶后观测到的质子来源存在较大争议.现在广泛接受的观点是:在目前的激光强度下,质子束主要来源于靶的后表面,靶后鞘层加速机制起主要作用^[14,15].

3 高能质子束特性

从上个世纪 60 年代起,人们就开始了激光与固体靶相互作用中产生的高能离子进行实验研究.到目前为止,实验条件覆盖面了很宽的范围,激光强度从 10^{14} 到 10^{20} W/cm²,波长从 0.26 μm 到 10.6 μm,脉宽从几十飞秒到 120 ns,聚焦条件和靶材也非常丰富.在所有测量中,最一致的现象是产生的离子种类一般是质子,不管靶材是什么.研究表明,这些质子来自于靶表面的碳氢污染物.由于含有氢元素的水或碳氢化合物等杂质的电离能较低,而且质子具有较高的荷质比,因此质子相对于重离子来说总是被优先产生和加速,它携带了激光转移给离子的大

部分能量.实验中测得的质子的信号往往强于重离子的信号.但是,通过激光烧蚀或者对靶进行加热等方法,去除或部分去除靶内碳氢化合物和水杂质后,可以有效地减小质子的数量和能量,使产生的重离子的能量和数量都得到明显增加^[16].

由于实验中观测到的主要是质子,所以下面我们主要讨论强激光与等离子体相互作用中产生的高能质子束的特性,包括角分布、能量、数目和源大小等.

3.1 发射方向和角分布

高能离子的角分布和发射方向与产生机制有关.比如库仑爆炸产生的离子为各向同性分布,打洞机制产生的离子为横向分布.一般来讲,在强激光与固体薄膜靶相互作用中,如果等离子体密度标长较小,则靶前和靶后的静电加速机制为主要离子产生机制.这样的离子束有较好的方向性.靶后质子发射方向为靶面的法线方向,与激光入射角无关.发射角半宽度一般小于 20°.能量越高的质子方向性越好.由于质子束总是垂直于靶面方向发射,因此,当人为地构造不同形状的靶时(如锥形靶、球面凹坑靶等),即可对靶后的离子束起到聚焦或散焦的作用^[17].此外,当靶的后表面受到预脉冲的影响发生形变时,离子束的方向和发散角也会随之改变^[18].

3.2 能量

大多数质子实验中,都测量了质子能量的大小.质子能量与激光入射角、脉宽、偏振态、预等离子体尺度等都有关系,但研究最多的还是与激光强度 $I\lambda^2$ 的依赖关系,尤其是最大质子能量与激光强度 $I\lambda^2$ 的关系.研究表明,最大离子能量 E_{\max} 与激光强度 $I\lambda^2$ 成指数关系 $E_{\max} = \alpha (I\lambda^2)^\alpha$,其中 α 为比例系数, α 为指数, α 值在 0.3—0.5 之间,这个规律是在总结了到目前为止的实验结果之后得出的,其中也包括纳秒长脉冲的结果(见图 1).图 1 给出了到目前为止实验测得的被加速离子最大能量以及平均能量与激光强度的依赖关系.图中还给出了电子在激光场中的振荡能量,也叫有质动力势.对实验数据拟合后得到 $\alpha = (1.62 \pm 0.79) \times 10^{-8}$, $\alpha = 0.464 \pm 0.011$.在 $I\lambda^2 \gg 10^{18}$ W/cm² 时,离子能量与电子有质动力势比较接近,此时 $\alpha = 4.4 \times 10^{-7}$, $\alpha \approx 0.5$.理论研究指出,对于皮秒和飞秒短脉冲激光,最大质子能量 E_{\max} 和 I 有两种依赖关系:弱相对论激光条件时,和 I 成正比;强相对论时,和 $I^{0.5}$ 成正比^[19].这些定标规律和激光等离子体的具体条件有关系,使用时

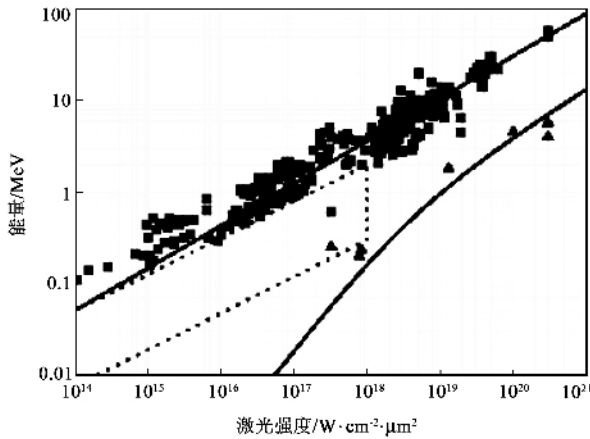


图1 激光等离子体相互作用中产生的高能离子最大能量(■)、平均能量(▲)与激光强度的关系(下面的直线是电子的有质动力势,上面的直线是所有实验数据的拟合曲线.点线区域为Gitomer总结的激光强度区域)

要慎重.

质子平均能量和超热电子温度直接相关. Gitomer等人总结了激光强度 $10^{10}—10^{18} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2$ 的实验结果,发现电子温度正比于 $(I\lambda^2)^{4/9}$. 当激光强度大于 $10^{15} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2$ 时,最大离子能量 E_{max} 正比于超热电子温度 T_h ,比例系数在 2—12.5 之间^[20]. 最近的实验结果把激光强度已经提高到了强相对论区域,所得平均能量和 Gitomer 总结的数据也都标注在图 1 中(图中的▲),可以看出最大质子能量大约是平均能量的 7—15 倍.

在相对论激光等离子体相互作用中,激光脉冲宽度对离子加速的影响也很大.在相同的激光强度下,长脉冲加速的质子能量要大于短脉冲情况.图 2 给出了最大质子能量 E_{max} 与有质动力势 U_p 的比值与激光脉宽的关系^[21].脉宽越大,最大质子能量越大.

另外,通过对薄膜靶厚度的优化,也能起到提高离子束能量的效果.理论模拟和实验研究均表明,靶的最佳厚度与激光脉宽、脉冲的波形以及信噪比有密切的关系.如果靶太厚,超热电子的输运会受到显著影响,如果靶太薄,则靶的后表面又会受到激光脉冲前沿的影响^[22].

3.3 数目和效率

除了能量,离子数目或者说激光能量转换到离子束能量的效率,也是一个重要信息.这方面的数据较少,但有一个总的趋势,就是随着激光功率密度的提高,激光能量吸收增大,产生超热电子的效率和离

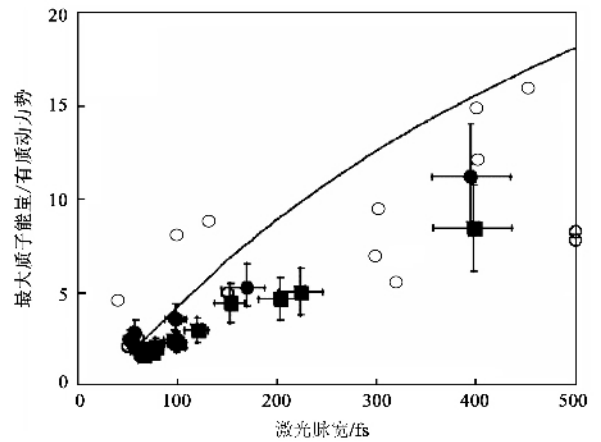


图2 (最大质子能量 E_{max} /有质动力势 U_p)与激光脉宽的关系(引自文献[21]及其中的文献)

子的效率也随之增大,而且离子的增长趋势比超热电子还快.这意味着在高激光强度下,更多的超热电子能量转换成了离子能量.下面给出几个典型结果.英国 RAL 实验室,激光能量、脉宽、波长分别为 100J,1ps,1.054 μm ,靶面的聚焦功率密度 $(5—7) \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$,质子平均温度 3—4MeV,每个激光脉冲产生的质子数 $> 10^{12}$ 个;美国 LLNL 实验室,激光能量、脉宽、波长分别为 500J,0.5ps,1.053 μm ,靶面功率密度 $3 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$,质子平均温度 6MeV,每个激光脉冲产生的质子数为 $(2—3) \times 10^{13}$ 个;日本大阪大学,激光能量、脉宽、波长分别为 25J,0.45ps,1.053 μm ,靶面功率密度 $5.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$,质子平均温度 3MeV,每个激光脉冲产生的质子数为 $(1—2) \times 10^9$ 个.图 3 给出了离子转换效率和激光能量以及激光强度的部分实验数据总结^[23].另外,泡沫靶的使用有望提高离子产生效率^[24,25].

3.4 质子源的尺寸

在质子成像应用中,由于质子源的大小直接决定了成像的分辨本领,所以必须清楚激光等离子体产生的质子源大小.目前人们设计了一些实验方法,对激光等离子体质子源尺寸有了一定认识.比如,对于超强激光和固体薄膜靶相互作用中靶后发射的质子源,通过在靶后一定距离放置栅网,通过分析探测器上的栅网质子阴影,可以推测出等效质子源横向尺度约为 100—200 μm ,等效中心位于靶前 100 μm 左右^[26].更准确的测量来自 Cowan 的实验^[27].他直接在靶的背面刻划了 200nm 深、间隔 3.6 μm 的划痕,分析测量的质子强度分布,发现对于能量大于 10MeV 的质子,其源尺度小于 15 μm (全高半宽).

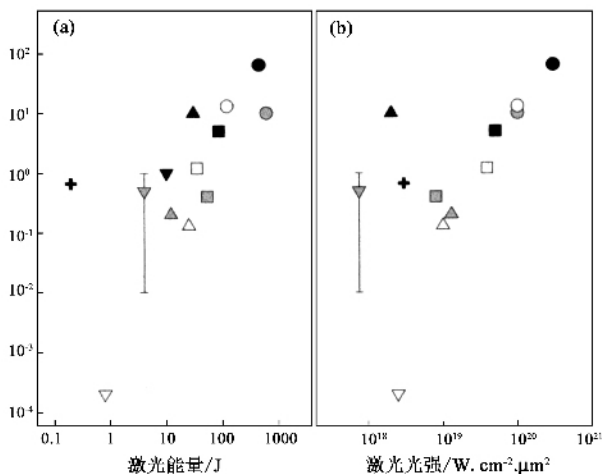


图3 激光能量转换成质子的效率 (a)随激光能量的变化; (b)随激光强度($I \lambda^2$)的变化^[23]

4 高能离子探测方法简介

对于激光等离子体相互作用产生的离子,主要有直接观测和间接观测两种办法.主要测量对象是离子空间分布、能谱、最大能量、数目和转换效率等.直接观测是指直接测量逃逸出来的离子.对于这部分离子,空间分布可采用 RCF^[28]和 CR39^[29]测量.能谱可采用 Thomson 质谱仪进行测量.还有人采用高能离子在物质中的核激发方法对逃逸离子进行测量.前面提到的这些方法有较高的灵敏度和直观等特点,但是由于探测器安放在靶外,所以这些被测离子可能会受到靶内电场和磁场的影响.为了避免这些不确定的因素,对于靶内离子,可以采用间接测量的办法,测量由这些离子相互作用发生的核聚变反应所产生的中子^[30].但这种方法需要建立在一定的理论假设基础之上.下面简单介绍一下最常用的 CR39 固体径迹探测器和 Thomson 质谱仪.

4.1 CR39

CR39 是一种固体径迹探测器,是 California Resin No. 39 的缩写.它对超热电子和 γ 射线不敏感,只对能量高于 100keV 的高能带电离子敏感.自 20 世纪 70 年代发现它可作为固体核径迹探测器使用以来,人们对其性能和在不同领域的应用进行了大量研究. CR39 的分子式为 $(C_{12}O_7H_{18})_n$,分子量为 272,密度为 1.31—1.32g/cm³,由液状单体二甘醇双烯丙基碳酸脂聚合而成. CR39 对带电离子非常敏感,是现有固体核径迹探测器中具有最低能量沉积

密度探测阈值的材料.当带电离子入射 CR39 时,在其射程轨迹周围造成辐射损伤,形成潜径迹.潜径迹经过在一定浓度和温度的氢氧化钠、氢氧化钾等强碱溶液中化学蚀刻处理后,就会因受损区域比未受损区域容易被腐蚀而使探测材料中的潜径迹放大,达到普通光学显微镜可观测的微米量级尺度.高能粒子的能量是用径迹的外形尺寸来判定的.通过观察径迹的形状和黑白对比度,结合与标准图谱的对照,可以判断入射粒子的能量和种类.

4.2 Thomson 质谱仪

在激光与物质相互作用过程中,产生的离子不仅包括质子,还包括各种电离态的重离子.因此,对于一个离子谱仪来说,不仅需要确定离子的能量,而且还要区分离子的不同种类. Thomson 质谱仪包括三个部分:入射孔径系统、离子偏转系统和记录系统.入射孔径系统一般为 100 μ m 量级的准直入射孔,有时还需要加入与电子德拜长度相比拟的栅网.在网上加几百伏的直流电压,可以将低能电子和离子分离,避开电子的影响.偏转系统由方向一致的直流电场和磁场组成.离子在该电磁场中的偏转,遵从抛物线方程,出射后被记录系统记录.目前多采用 CR39 探测器记录.

5 潜在应用

从前面的讨论可见,在超短超强激光和固体靶相互作用中,产生了能量高达几十 MeV 的质子束.这些质子束具有高亮度(当入射激光强度为 5×10^{19} W/cm² 时,每个激光脉冲产生的质子数 $\sim 10^{12}$)、尺度小($\sim 10\mu$ m)、方向性好(发散角 $\sim 15^\circ$)、脉宽短(\leq ps)、可控制(依赖于激光参数和靶特性)等特点,具有独特的应用.使用粒子加速器也可以得到 MeV 质子束,但不能达到激光质子束的高空间时间分辨.激光质子束的源尺度小,可以保证成像有高空间分辨;低发散角短脉宽使源具有高亮度;谱分辨可以由合适的探测器保证;而且质子束的特性可以由激光参数和靶参数进行调节;特别是激光质子束的高时间分辨是传统加速器产生的质子束无法比拟的.下面简单介绍几种激光等离子体质子源的潜在应用.

近年来,基于强激光的质子医疗成像和肿瘤治疗引起了人们的极大兴趣.质子首先通过诱导核反应,如 $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$, $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$, $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ 产生

了用于正电子层析术(positron emission tomography , PET)的同位素 ,如 ^{11}C , ^{15}O , ^{18}F 等. 这些 PET 同位素辐射出正电子 ,正电子与负电子湮灭产生两个反向传播的 γ 光子 ,通过探测这些 γ 光子 ,即可确定人体中对药物高效吸收的部位. 肿瘤位置一旦被确定 ,就可以使用质子束辐照来进行治疗. 质子束治疗肿瘤的效果要好于 X 射线 ,因为质子在物质中传输的 dE/dx 曲线有一个 Bragg 峰 ,它可以将几乎所有的能量都沉积在它在物质中达到静止前的位置 ,因此质子束所携带的能量能够最有效地用于治疗肿瘤. 但是 ,目前激光等离子体产生的质子源在剂量、能量、以及单色性上仍然离实际需要相差较远.

在激光和等离子体相互作用中 ,在等离子体内部会产生电磁场. 由于激光探针和 X 射线背光成像对等离子体密度和温度很敏感 ,不能对此电磁场进行直接诊断. MeV 质子束射程长(10MeV 质子可以穿透 $250\mu\text{m}$ 铜膜) ,对小尺度激光等离子体的密度波动不敏感 ,而对电磁场很敏感 ,所以可以将其作为一种崭新的诊断方法 ,用来研究激光等离子体内部的电磁场. 这种研究对于激光惯性约束聚变有重要意义 ,比如用质子束诊断靶丸内部的各种流体力学和电磁不稳定性 ,诊断快点火中超强激光产生的自生电磁场等.

由于在超强脉冲激光与等离子体相互作用中 ,等离子体所吸收的相当一部分能量由高能质子携带 ,并且由于质子在穿透物质时其径迹可以保持较好的直线 ,可以将绝大部分能量沉积在路径末端 ,因此有人提出利用高能离子作为“ 快点火 ”方案中的能量载流子.

高能离子还可以直接产生核反应. 在激光与不同形态的含氘靶相互作用中都观测到了 D-D 碰撞产生的中子. 这个反应所发射的中子能量在质心坐标系中为 2.45MeV . 利用超强激光与团簇或者固体靶相互作用 ,有望发展台面中子源. 利用这个反应 ,还可以诊断靶内离子的状态.

激光等离子体离子源有望发展成为台面激光重离子加速器 ,也可以作为下一代重离子加速器的注入级. 最近还有人提出了利用激光等离子体源进行中子散裂研究的可行性^[31].

6 最新进展和展望

超强激光与固体靶相互作用产生的离子束方向性好 ,效率高 ,但对于实际应用来说 ,还有一定局限

性. 比如实验得到离子束的能谱一般为麦克斯韦分布 ,能量发散度为 100%. 这一点已成为激光等离子体离子束走向实际应用的主要阻碍. 如何得到准单能离子束是当前的重要研究课题.

Esirkepov 等人通过三维 PIC 模拟发现 ,通过构造双层靶(由高 Z 材料和富含 H 元素的低 Z 材料构成) ,控制靶后 CH 层的纵向尺寸和横向尺寸 ,可以显著减小质子束的能量发散 ,获得准单色的质子束^[32].

最近 ,Schwoerer 等人在 Jena 大学的 JETI 钛宝石激光器上 ,通过在镀了 $0.5\mu\text{m}$ PMMA(聚甲基丙烯酸甲酯) 的 $5\mu\text{m}$ 钛靶上使用飞秒激光烧蚀的方法 ,构造出横向尺寸为 $20\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$ 、纵向尺寸为 $0.5\mu\text{m}$ 的微结构靶 ,从而获得了准单能的质子束^[33]. 在 Hegelich 等人的实验中 ,他们将靶加热到大于 1100K 的温度 ,使得此时靶上附着的碳氢杂质中的氢已经基本脱离靶基底 ,而且 C 元素在靶基底的表面形成很薄的石墨层. 他们在实验中获得的 C^{5+} 离子的能量发散度约为 17%^[34]. 此外 ,文献 [35] 中 ,利用一个空心微柱体 ,当它受到亚皮秒强激光辐照时 ,在柱体内部诱生瞬态径向电场 ,用此电场对能量为 MeV 的质子进行了聚焦. 由于诱发的径向电场的瞬态特性 ,使得这一方法可以对激光等离子体相互作用产生的宽谱质子源中不同能量的质子进行有选择地聚焦. 这种对激光等离子体相互作用产生的质子束进行“ 后处理 ”的办法 ,使得某个很窄的能量段的质子可以具有很高的通量 ,并且避免了复杂的微型靶的准备过程.

激光与固体薄膜靶相互作用中产生的准单能离子束 ,以及对离子束进行能量选择性聚焦的实现 ,使得激光等离子体相互作用产生的离子源向实际应用又迈进了一步.

近年来 ,超强激光脉冲与等离子体相互作用过程中产生的离子源的加速机制已经逐渐趋于清晰. 同时 ,通过理论模拟与实验研究 ,人们对产生的离子束的特性以及优化离子源的方法也已经有了更深的认识. 相信通过认识的不断深入以及实验水平的继续提高 ,激光等离子体相互作用产生的离子源将最终走向实际应用 ,并以其独特的性质继续吸引着人们.

参 考 文 献

- [1] Willingale L , Mangles S P D , Nilson P M *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2006 , 96 : 245002
- [2] Zheng J , Sheng Z M , Peng X Y *et al.* Physics of Plasmas , 2005 , 12 : 113105

- [3] Sheng Z M , Sentoku Y , Mima K *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2000 , 85 : 5340
- [4] Fritzler S *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2002 , 89 : 165004 ; Karsch S *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2003 , 91 : 15001 ; Ditmire T *et al.* Nature , 1999 , 398 : 489
- [5] Roth M *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2001 , 86 : 436 ; Spencer I *et al.* Nuclear Instrum. Methods Phys. Res. B , 2001 , 183 : 449 ; Borghesi M *et al.* Plasma physics and controlled fusion , 2001 , 43 : A267 ; Romagnani L *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2005 , 95 : 195001
- [6] Gamaly E G. Phys. Fluids B , 1993 , 5 : 3765
- [7] Hatchett S *et al.* Phys. Plasmas , 2000 , 7 : 2076
- [8] Wilks S C *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1992 , 69 : 1383
- [9] Ditmire T *et al.* Nature , 1997 , 386 : 54
- [10] Denavit J. Phys. Rev. Lett. , 1992 , 69 : 3052
- [11] Clark E L *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2000 , 84 : 670 ; Krushelnick K *et al.* Phys. Plasmas , 2000 , 7 : 2055 ; Wei M S *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 93 : 155003 ; Macchi A *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2005 , 94 : 165003
- [12] Hegelich M *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2002 , 89 : 85002
- [13] Wilks S *et al.* Phys. Plasmas , 2001 , 8 : 542 ; Pukhov A. Phys. Rev. Lett. , 2001 , 86 : 3562 ; Roth M *et al.* Phys. Rev. Special Topics – Accelerators and Beams , 2002 , 5 : 061301 ; Cowan T E *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 92 : 204801
- [14] Allen M *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 93 : 265004
- [15] Fuchs J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2005 , 94 : 45004
- [16] Clark E L *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2000 , 85 : 1654
- [17] Roth M *et al.* Plasma Phys. Controlled Fusion , 2002 , 44 : B99
- [18] Lindau F *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2005 , 95 : 175002
- [19] Sentoku Y *et al.* Appl. Phys. B , 2002 , 74 : 207
- [20] Gitomer S J *et al.* Phys. Fluids , 1986 , 29 : 2679
- [21] Oishi Y *et al.* Phys. Plasmas , 2005 , 12 : 073102
- [22] Kaluza M *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 93 : 45003
- [23] McKenna P *et al.* Rev. Sci. Instrum. , 2002 , 73 : 4176
- [24] Li Y T , Sheng Z M , Ma Y Y *et al.* Phys. Rev. E , 2005 , 72 : 066404
- [25] Zhang J , Li Y T , Sheng Z M *et al.* , Plasma Phys. Control. Fusion , 2005 , 47 : B879
- [26] Borghesi M *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 92 : 55003
- [27] Cowan T E *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 92 : 204801
- [28] McLaughlin W L *et al.* Nucl. Instr. Meth. A , 1991 , 302 : 165
- [29] Cartwright B G , Shirik E K. Nucl. Instr. Meth. , 1978 , 153 : 457
- [30] Habara H *et al.* Phys. Rev. E , 2004 , 69 : 36407
- [31] McKenna P *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2005 , 94 : 84801
- [32] Esirkepov T Z *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2002 , 89 : 175003
- [33] Schwoerer H *et al.* Nature , 2006 , 439 : 445
- [34] Hegelich B M *et al.* Nature , 2006 , 439 : 441
- [35] Toncian T *et al.* Science , 2006 , 312 : 410

· 物理新闻和动态 ·

光子辐射热运输的量子极限

研究微小尺度量子通道中的热运输,不仅有助于开发新器件,而且将促进基础物理学的发展.最近,来自芬兰赫尔辛基技术大学的 Meschke 等,在 30mK 的极低温条件下,对两个微型电阻 (R_1 和 R_2 , 尺寸 $\sim 1\mu\text{m}$ 量级)组成的系统,完成了光子辐射(热电压噪声)热运输的研究.用两根超导铝线把 R_1 和 R_2 连在一起,在每一根超导线的中间另外串接 DC-SQUID 器件,后者用于开关电子的热通道.由于超导态的电子热导为零,该装置使得研究光子辐射热运输成为可能. R_1 和 R_2 作为黑体,辐射的电磁波(热电压噪声)经超导通道传输;通过控制超导线中电导通道的开关,研究者测得了 R_1 和 R_2 之间的最大热导(单一电磁波模式)——它随温度线性增加,并且逼近热导量子 $G_0 = \pi^2 k_B^2 T / 3h = (9.456 \times 10^{-13} \text{ W/K}^2) \times T$ 的理论值(k_B 是玻尔兹曼常数, h 是普朗克常数).此前,康奈尔大学的 Schwab 等曾研究过介观声子通道的热导(1999 年),其单模最大热导也等于 G_0 . 这就是说,热导量子是一个普适的极限值,无论是什么传热物质,也不论载热粒子是玻色子(声子,光子)还是费米子(电子).这一结果对基础物理学的重要意义,决不亚于类似的量子化电导($G_0 = 2e^2/h$, 其中 e 是电子电荷, $1/G_0 = 2 \text{ Klitzing} = 12906.4\Omega$)的发现(1988 年).

此外,有专家指出,单模最大热导的发现,将有助于估算量子通道的最大信息传输速率.在 Meschke 等的实验中,电阻 R_1 和 R_2 分别发射噪声电压,并以电磁波的形式传输给对方,最终完成的是热量 Q 的运输.相应地,温度较低的电阻会有一个 $\Delta S = Q/T$ 的热力学熵增.在现代通信中,发送者将经典信息编码成“比特”,然后同样是以电磁波的形式,把信息流输送给接收者.类似于热量(或热力学熵)的传输,现在是信息量(或信息熵)的传输.如果信息通道是量子通道,那么是否存在对信息传输速率的本征限制呢?1948 年贝尔实验室的数学家克劳德·香农(Claude Shannon, 1916-2001)发表了一篇长达 45 页的论文,系统地提出了关于通信的数学理论.在文章中香农首次引入了“比特”概念,并以此作为计算信息熵的单位.按照香农理论,信息熵的表达式与热力学熵非常相似.因此说, Meschke 等的结果在通信领域也是有用的.

(戴闻 编译自 Nature 2006 444 :161,187)