

# 利用韧致辐射诊断激光等离子体相互作用产生的超热电子\*

徐妙华 梁天骄 张 杰†

(中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100080)

(2005 年 4 月 4 日收到, 2005 年 11 月 9 日收到修改稿)

超短脉冲强激光与等离子体相互作用时产生的向靶内传输的超热电子在“快点火”方案中起着极其重要的作用. 对于这部分向靶内传输的超热电子, 韧致辐射方法是一种能有效、全面获得超热电子各方面信息的诊断方法. 通过三维蒙特卡罗程序 MCNP 模拟了超热电子在靶材料中的输运以及它们在靶后方向产生的韧致辐射的性质, 论证了韧致辐射诊断方法的可行性.

关键词: 超热电子, 韧致辐射, 诊断, MCNP 程序

PACC: 5250J, 5225

## 1. 引 言

在超短脉冲强激光与物质相互作用时, 预脉冲或脉冲前沿首先将物质的前表面离化产生等离子体, 主脉冲激光或激光的后续部分与形成的等离子体相互作用, 通过各种不同的吸收机理将激光能量转化为具有较低能量并服从麦克斯韦分布的热电子群和具有较高能量并服从准麦克斯韦分布的超热电子群<sup>[1-4]</sup>.

激光等离子体相互作用产生的超热电子可分为向靶内传输和向靶外传输两部分. 向靶外传输的超热电子在克服了静电分离势后从等离子体的前向喷射出来. 向靶内传输的超热电子将向电子密度大于临界密度  $n_c$  的稠密等离子体或固体靶材料中继续传输. 在“快点火”方案中<sup>[5]</sup>, 这部分向靶内传输的超热电子是快点火过程的能量载体. 它的能量、产额和发射方向等都是人们关注的焦点.

目前, 对向靶内传输的超热电子的诊断可以分为直接诊断和间接诊断两种途径. 利用靶后的电子谱仪和辐射剂量探测器测量电子能谱、产额和角分布属于直接测量的手段<sup>[6-9]</sup>, 通过这些测量可以获得超热电子穿过稠密等离子体和冷的靶材料后的信息. 直接测量的方法存在的问题是所得到的并不是

在相互作用中产生的超热电子的初始信息, 而是超热电子穿过靶材料后的能谱和角分布. 当靶较厚时, 由于电子在靶内的能量损失和多次散射, 测量到的结果与初始信息产生明显差异. 通过对超热电子在临界密度面后的物质传输时产生的各种辐射, 如韧致辐射<sup>[10, 11]</sup>, 契伦柯夫辐射<sup>[12]</sup>或  $K\alpha$  线<sup>[13, 14]</sup>辐射等的测量对超热电子做出诊断则属于间接测量的方法. 在激光等离子体相互作用中, 超热电子在冷靶材中传输时产生的  $K\alpha$  光子和韧致辐射光子都已经被用于对超热电子进行诊断.  $K\alpha$  辐射具有各向同性的角分布, 光子能量一般较小(约为几个 keV 至几十 keV), 容易被靶物质及空气等物质吸收, 而且一般需要选取特殊的示踪层以及构造不同的三明治的靶结构. 相比较而言, 韧致辐射光子具有很好的方向性, 其发射方向与超热电子束的初始发射方向基本一致, 而且产生的韧致辐射光子为连续谱, 能谱范围很宽. 因此在靶后通过间接测量韧致辐射 X 射线光子的方法反推得到超热电子的信息是非常方便有效的诊断方法.

对于单能的超热电子入射厚靶时产生的韧致辐射光子的能谱和角分布, 已经有很多人做过理论探讨<sup>[15]</sup>和实验研究<sup>[16]</sup>. 激光等离子体相互作用过程中产生的能量具有麦克斯韦分布的超热电子所产生的韧致辐射光子的性质, 也有理论和实验方面的研

\* 国家自然科学基金(批准号: 60321003, 10390161, 10374116)资助的课题.

† E-mail: jzhang@aphy.iphy.ac.cn

究<sup>[17,18]</sup>.一些研究组已经将韧致辐射方法用于对激光等离子体相互作用过程中产生的超热电子进行诊断<sup>[10,11,18]</sup>.由于解析的计算方法只能对某些简单的超热电子的能谱分布和角分布做出计算,不能处理特殊的靶结构以及复杂的能谱分布和角分布;而蒙特卡罗程序考虑的物理过程比较全面,而且可以对特殊的超热电子能谱和角分布、以及特殊的靶形状进行有效的计算,因此蒙特卡罗模拟在韧致辐射诊断中起到不可缺少的作用.

本文主要通过三维蒙特卡罗电子-光子输运程序(MCNP)模拟了超热电子在靶材料中输运产生的韧致辐射光子的性质(能谱、角分布、脉宽),分析了影响靶后韧致辐射光子性质的一些因素,并进一步论证了通过韧致辐射的实验方法和蒙特卡罗程序的结合对超热电子的初始信息进行可靠诊断的可行性.

## 2. 理论模型

超热电子在穿过靶物质时,受到靶物质原子核库仑场的作用,发生减速和偏转,会发射电磁波,这种电磁辐射称为韧致辐射.对于非相对论电子来说,由于辐射引起的能量损失远远小于由碰撞引起的能量损失,可以忽略不计.随着电子能量的增大和靶材料原子序数的增加,辐射能量损失所占的比例越来越大.在韧致辐射过程中,入射电子的初始动量在偏转电子、原子核和韧致辐射光子三者中分配,光子的能量范围可以是零到最大的超热电子的初始动能,能谱为连续谱.

初始能量为  $E_e$  的单能电子入射原子序数为  $Z$  的靶材料时,产生能量为  $E_x$  的韧致辐射光子的谱强度可近似表示为<sup>[17]</sup>  $I = CZ(E_e - E_x)^\alpha$  ( $C$  和  $\alpha$  是与  $Z$  相关的常数,一般可取  $C = 1.68 \times 10^{-6}$ ,  $\alpha = 1$ ).一般认为,超强激光与等离子体相互作用过程中产生的超热电子的能量具有准麦克斯韦分布,

$$f(E) dE = [1/\Gamma(3/2)] (k_B T_e)^{-3/2} E^{1/2} \times \exp(-E/k_B T_e) dE, \quad (1)$$

其中  $k_B T_e$  为超热电子的温度.这束超热电子在向密度大于临界密度的靶材料中传输时产生的韧致辐射光子的光谱效率  $\eta_x$  的形式<sup>[17]</sup>为

$$\eta_x = [2CZ/3\Gamma(3/2)] E_x^{\alpha-1} (E_x/k_B T_e)^{\alpha/2} \times \exp(-E_x/k_B T_e) U(\alpha + 1, 3/2 + \alpha + 1, E_x/k_B T_e), \quad (2)$$

其中  $E_x$  是韧致辐射光子的能量,  $U(\alpha + 1, 3/2 + \alpha + 1, E_x/k_B T_e)$  是合流超几何函数<sup>[19]</sup>, 当  $E_x/k_B T_e \gg 1$  时此项趋于 1.对光谱强度取对数后做线性拟合,在满足  $E_x/k_B T_e \gg 1$  的情况下直线的斜率接近于  $-1/k_B T_e$ .因此,通过对测量到的韧致辐射光子的能谱做指数拟合即可反推得到超热电子的温度.

当入射的超热电子具有一定的角分布时,靶后韧致辐射光子的角分布必然携带了超热电子初始角分布的信息,同时,超热电子的初始能量分布以及靶材料的厚度也影响着韧致辐射光子的角分布.因此,从韧致辐射光子的角分布能得到关于超热电子的角分布和初始能量的信息.

超短超强激光与物质相互作用产生的超热电子束的脉宽很窄(一般为 ps 量级),这束超热电子在穿过靶材料时产生的韧致辐射光子也具有脉冲宽度很短的特点,而且相对于初始的超热电子束脉宽有一定程度的展宽.如果能够测量韧致辐射光子的脉宽,并结合模拟结果,可以获得超热电子初始脉宽的信息.

## 3. 模拟及讨论

### 3.1. MCNP 程序

MCNP 程序(Monte-Carlo N-Particle Transport Code)<sup>[20]</sup>是由美国 Los-Alamos 国家实验室开发的一个模拟中子、光子、电子以及它们的联合输运问题的蒙特卡罗程序,是目前世界上公认的较成熟的蒙特卡罗程序包之一.MCNP 程序关于电子在物质中输运考虑的主要物理过程包括韧致辐射、 $K$  壳层电子碰撞电离和俄歇电子发射,以及电子-电子散射.关于光子在物质中输运,主要考虑的物理过程包括康普顿散射、汤姆孙散射、光电效应以及正负电子对的产生.本文讨论的问题不涉及中子输运.通过 MCNP 的输入文件可以构造入射超热电子的能谱、角分布、脉宽以及靶的材料和厚度等初始参数,通过模拟计算后可以得到出射的韧致辐射光子的能谱、产额以及角分布和脉宽的信息.因此,对于现在所关心的问题——激光等离子体相互作用产生的超热电子在固体靶材料中的输运以及它们产生的韧致辐射光子,MCNP 程序可以很好地进行模拟.

### 3.2. MCNP 计算韧致辐射光子能谱的结果

从(2)式可以发现,韧致辐射光子的产额与靶

材料的原子序数  $Z$  成正比,韧致辐射诊断方法对高  $Z$  材料更为有效,因此在模拟中选用的靶材料为高原子序数的钽靶 ( $\text{Ta}$ ,  $Z = 73$ ).

图1是能量具有麦克斯韦分布 ( $k_B T_e = 1\text{MeV}$ ) 的超热电子垂直入射到  $1\text{mm}$  钽靶时在靶后方向产生的韧致辐射光子的能谱.在这种情况下,韧致辐射光子具有较大的角分布,而且韧致辐射光子的能谱形状很大程度上依赖于辐射光子的出射角度.图1中的两条曲线是韧致辐射光子与电子初始入射方向的夹角分别为  $0^\circ$  和  $80^\circ$  时辐射光子的能谱.

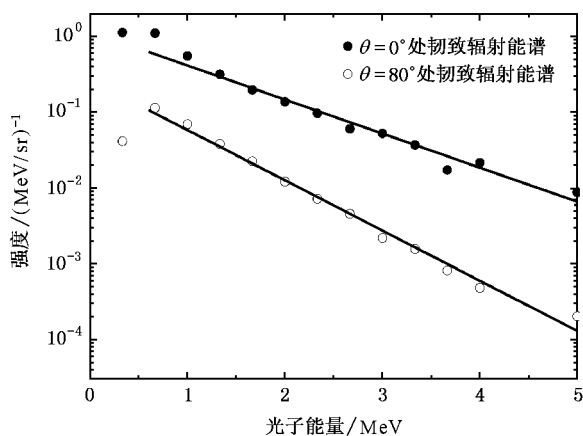


图1  $k_B T_e = 1\text{MeV}$  的超热电子垂直入射  $1\text{mm}$  钽靶时韧致辐射光子的能谱 ( $\theta$  是辐射光子与电子入射方向的夹角)

从图1可以看到两条曲线的斜率有明显的区别.对能量大于超热电子温度  $k_B T_e = 1\text{MeV}$  的韧致辐射光子的能谱进行拟合后,由夹角  $\theta = 0^\circ$  处韧致辐射光子能谱反推得到的超热电子的温度为  $967\text{keV}$ ,与超热电子的初始温度  $k_B T_e = 1\text{MeV}$  符合;由夹角  $\theta = 80^\circ$  处的韧致辐射光子能谱反推得到的超热电子的温度为  $655\text{keV}$ ,与超热电子的初始温度相差较远.因此,在利用韧致辐射光子的能谱反推超热电子的有效温度时,必须考虑探测器位置的影响,否则将造成结果的不准确.

### 3.3. MCNP 计算韧致辐射角分布的结果

为了研究影响韧致辐射产额和角分布的各种因素,我们分别计算了靶的厚度、超热电子的初始能量(温度)对角分布的影响.为使问题简单化,先考虑电子垂直于靶的表面入射的情况.首先计算了靶的厚度对韧致辐射光子产额和角分布的影响.当单能的超热电子垂直入射不同厚度的靶时,韧致辐射光子的产额与角分布随着靶的厚度发生明显的变化.图

2是能量为  $1\text{MeV}$  的电子分别入射到  $1\mu\text{m}$ ,  $10\mu\text{m}$ ,  $100\mu\text{m}$  和  $1\text{mm}$  厚的钽靶时韧致辐射的角分布.

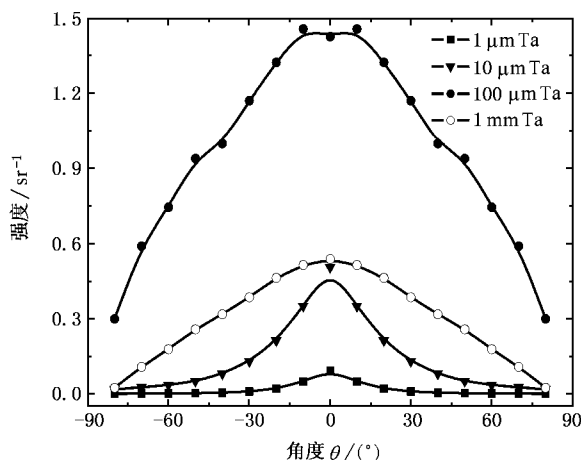


图2 MCNP 程序计算能量为  $1\text{MeV}$  的超热电子入射到  $1\mu\text{m}$ ,  $10\mu\text{m}$ ,  $100\mu\text{m}$  和  $1\text{mm}$  的钽靶时韧致辐射光子的角分布 ( $\theta$  为韧致辐射光子与超热电子入射方向的夹角)

图2显示  $1\text{MeV}$  的超热电子入射不同厚度的靶时,随着靶厚度从  $1\mu\text{m}$  增加到  $100\mu\text{m}$ ,韧致辐射光子的产额逐渐增加,当靶的厚度继续增大到  $1\text{mm}$  时,由于靶物质对光子的吸收,韧致辐射光子的产额逐渐降低.靶后韧致辐射光子的发射方向位于超热电子入射的正前向,随着靶厚度的增大,峰值逐渐降低,发散角 (FWHM) 逐渐增大.

根据经典电动力学所给出的低频极限下的韧致辐射角分布的公式<sup>[21]</sup>

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{Z^2 e^2}{8\pi^2 c} |\Delta\beta|^2 \frac{(\beta - \cos\theta)^2 + (1 - \beta\cos\theta)^2}{(1 - \beta\cos\theta)^2} \quad (3)$$

(其中  $\omega$  是辐射光子的频率,  $\beta$  是电子的归一化速度,  $\theta$  是观测方向与电子的初始方向之间的夹角)得到电子发生单次碰撞时在低频极限下的韧致辐射光子的角分布,如图3所示.

我们发现,利用经典电动力学模型算出的韧致辐射光子的发射方向始终都位于电子入射的正前向,这与用 MCNP 程序计算得到的结果是一致的.但是对于相同能量的入射电子,MCNP 计算得到的发散角明显大于经典电动力学给出的发散角,而且随着靶厚度的增加,发散角迅速增大.如根据经典电动力学,  $1\text{MeV}$  的电子产生的韧致辐射光子的发散角为  $17.5^\circ$ ,而 MCNP 程序计算  $1\text{MeV}$  电子入射  $1\mu\text{m}$  厚的钽靶时韧致辐射光子的发散角 (FWHM) 约为  $21^\circ$ ;当靶的厚度增大到  $10\mu\text{m}$  时,发散角增大到  $34^\circ$ ;当靶

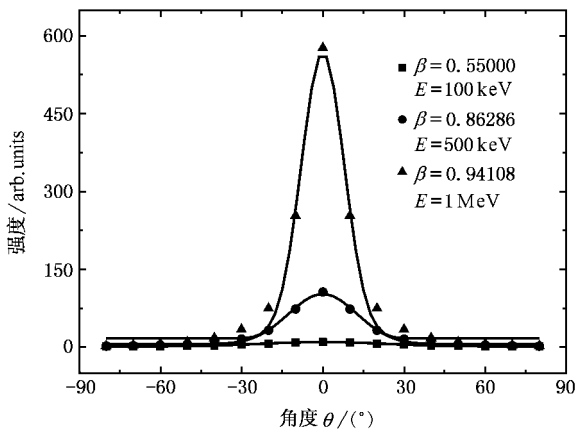


图3 经典电动力学低频极限下韧致辐射光子的角分布( $\beta$ 为电子的归一化速度, $E$ 为超热电子动能)

厚度增大到  $100\mu\text{m}$  时,发散角增大到  $124^\circ$ 。这是电子在高  $Z$  值的靶材料内发生多次碰撞散射的结果,靶的厚度越大,电子在靶材料内发生碰撞的次数越多,韧致辐射光子的发散角就越大。

从图3中可以看出,韧致辐射光子的产额和角分布敏感地依赖于电子的初始能量:电子的初始能量越大,光子产额越大,发散角越小。这与我们用 MCNP 程序计算不同能量的电子入射相同厚度的靶时得到的辐射角分布是一致的。图4是利用 MCNP 程序计算单一能量的超热电子和具有麦克斯韦能量分布的超热电子入射到  $10\mu\text{m}$  厚的钽靶时在靶后得到的韧致辐射光子的角分布。

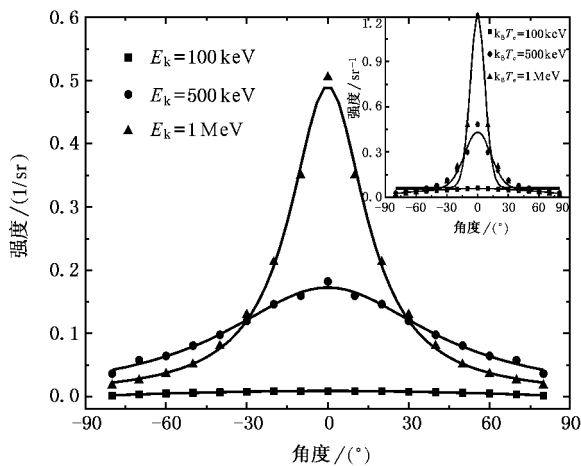


图4 MCNP 程序计算能量为  $100\text{keV}$ 、 $500\text{keV}$ 、 $1\text{MeV}$  的超热电子入射  $10\mu\text{m}$  厚的钽靶时韧致辐射光子的角分布(插图是温度为  $100\text{keV}$ 、 $500\text{keV}$ 、 $1\text{MeV}$  的超热电子产生的韧致辐射光子的角分布)

结果显示,具有麦克斯韦能量分布的超热电子入射的情况与单一能量的电子入射的情况是类似的。超热电子的能量越大(温度越高),韧致辐射光子的发散角越小,产额明显增大。电子与物质相互作用时损失能量的主要方式是电离能量损失和辐射能量损失。当电子能量较低时,电离损失是电子损失能量的主要形式,辐射能量损失占着很小的比例,随着电子能量的增大,辐射能量损失所占的比例呈上升趋势,导致韧致辐射光子的产额也越高。然而,从图4可以发现,温度为  $100\text{keV}$ 、 $500\text{keV}$  和  $1\text{MeV}$  的超热电子产生的韧致辐射的强度要明显大于能量为  $100\text{keV}$ 、 $500\text{keV}$  以及  $1\text{MeV}$  的单能超热电子产生的韧致辐射的强度,而且发散角要小。由于能量具有麦克斯韦分布的超热电子束其平均能量满足下式:

$$\bar{E} = \int E \cdot f(E) \lambda E / \int f(E) \lambda E = 1.5 k_B T_e \quad (4)$$

(对于满足相对论麦克斯韦能谱分布的超热电子束,其平均能量为  $\bar{E} = 2.5 k_B T_e$ )。因此当它入射到  $10\mu\text{m}$  的钽靶时所产生的韧致辐射的强度与角分布接近于能量为  $1.5 k_B T_e$  的超热电子在相同情况下产生的韧致辐射。对于激光等离子体相互作用所产生的超热电子束,其能谱一般具有准麦克斯韦分布或双温分布的形式,不可能为单一能量的超热电子束。在实际的计算中,假如计算精度不需要太高,则可以利用这一点将麦克斯韦分布的能谱分布进行简化以节省计算时间。

从以上的计算可以看出,对于激光等离子体相互作用实验中产生的韧致辐射光子,它的角分布取决于很多因素,如超热电子的初始角分布、电子的有效温度以及靶的厚度等,因此不可能通过测量得到的韧致辐射的角分布直接推断超热电子的初始角分布。但是,在超热电子的温度和靶的厚度已经测量或者已知的情况下,我们可以通过“试探法”来推断超热电子的初始角分布。在 MCNP 的输入文件中写入各种可能的超热电子的角分布,将实验测量得到的韧致辐射光子的角分布与 MCNP 程序计算得到的各组韧致辐射光子的角分布进行逐一对比,选取最接近的一组即可认为是超热电子的初始角分布。举例来说,假如在实验上测量到  $10\mu\text{m}$  的钽靶后韧致辐射光子角分布的峰值位置位于靶的法线方向,发散角约为  $40^\circ$ ,而且根据韧致辐射的光谱推断超热电子的有效温度为  $2\text{MeV}$ 。则通过在 MCNP 程序的输入文件中构造发射峰位于法线方向、有效温度为  $2\text{MeV}$ 、初始发散角(FWHM)分别为  $15^\circ$ 、 $20^\circ$  和  $30^\circ$  的超热电

子束,计算得到靶后的韧致辐射光子的角分布,如图 5 所示.经过比较可以发现,初始发散角为  $20^\circ$  的超热电子产生的韧致辐射的角分布与实际测量到的韧致辐射角分布最为接近,因此我们认为超热电子初始发散角约为  $20^\circ$ .在利用 MCNP 程序对超热电子的初始角分布进行推断的过程中,我们发现由于计算的电子数目有限,会使结果具有一定的误差,这一误差可以通过提高计算的粒子数目来改善.同时,由于 MCNP 程序并未考虑到超热电子在靶材料中输运时受到的成丝不稳定性、电磁不稳定性等各种反常效应的影响,因此反推的结果会存在一定误差.然而,MCNP 程序的计算结果仍然可以起到很有价值的参考作用.

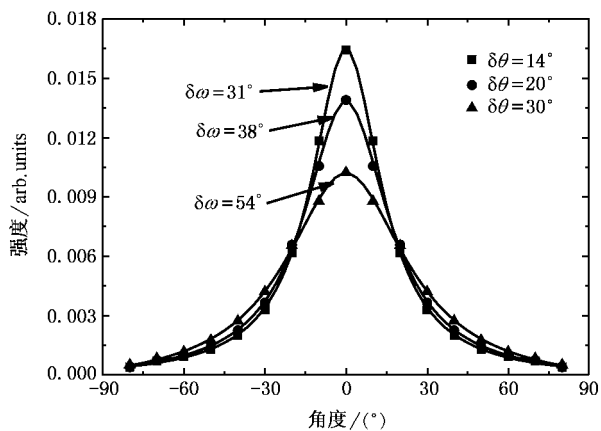


图 5 利用“试探法”推断超热电子束的初始角分布(其中方块、圆点和三角分别是初始发散角为  $14^\circ$ 、 $20^\circ$  和  $30^\circ$  的超热电子束在  $10\mu\text{m}$  的钽靶后产生的韧致辐射的角分布,韧致辐射光子的发散角分别为  $31^\circ$ 、 $38^\circ$ 、 $54^\circ$ )

### 3.4. MCNP 计算韧致辐射脉宽的结果

超短超强激光与物质相互作用过程中产生的超热电子具有极短的发射时间,一般为 ps 或亚 ps 量级.超热电子在靶材料中产生的韧致辐射光子也具有脉冲宽度很窄的特点,而且是对激光等离子体相互作用产生的超热电子束的脉宽的间接反映.我们假设超强激光与等离子体作用产生的超热电子脉冲具有高斯型脉冲分布,计算了温度  $k_B T_e = 2\text{MeV}$ 、脉冲宽度为  $100\text{fs}$  的超热电子束在  $t_0 = 1 \times 10^{-8}\text{s}$  入射厚度为  $100\mu\text{m}$ 、 $500\mu\text{m}$ 、 $1\text{mm}$  和  $2\text{mm}$  厚的钽靶时,靶后韧致辐射光子的脉宽,如图 6 所示.韧致辐射光子的脉宽随靶厚度的增大而增大,当靶的厚度从  $100\mu\text{m}$  增大到  $2\text{mm}$  时,X 射线的脉宽从  $160\text{fs}$  增大到

$1.8\text{ps}$ .因此,在对超热电子束的能量(温度)有充分了解的前提下,利用测量得到的韧致辐射光子的脉宽反推出超热电子束的初始脉宽的方法是值得考虑的.推断超热电子脉宽时也可以采用在前面反推超热电子角分布时所使用的“试探法”.通过对测量得到的韧致辐射光子的脉宽和 MCNP 程序计算的各种假设条件下的韧致辐射的脉宽进行逐一对比,来反推超热电子束的脉宽.

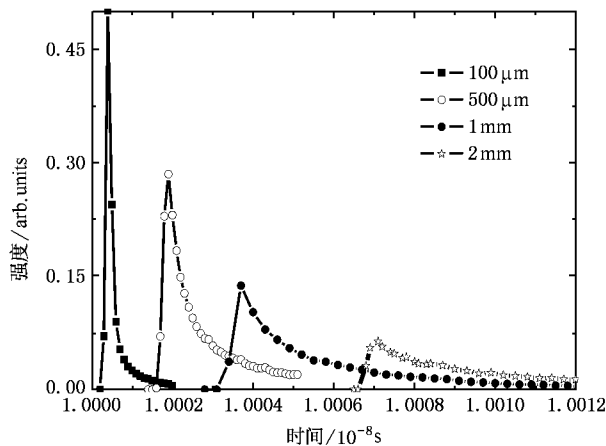


图 6 MCNP 程序计算温度为  $2\text{MeV}$  的超热电子入射不同厚度的钽靶时韧致辐射光子的脉宽

## 4. 结 论

综上所述,利用韧致辐射诊断方法可以对激光等离子体相互作用过程中产生的超热电子进行较为全面的诊断.

从韧致辐射光子的能谱来看,当激光等离子体相互作用过程中产生的能量具有准麦克斯韦分布的电子入射靶材料时,靶后的韧致辐射光子的能谱具有随能量指数衰减的形式,而且衰减系数的倒数接近于超热电子的温度.根据这一性质,可以通过测量韧致辐射的能谱反推得到超热电子的温度.

从韧致辐射的角分布来看,辐射光子的角分布不但取决于电子的初始角分布,而且与入射电子的能量(温度)和靶材料的厚度也有关系.因此,单纯从韧致辐射的角分布直接得到超热电子的初始角分布是不现实的,但是在超热电子的温度和靶材料的厚度已知的前提下,可以结合 MCNP 程序对电子的初始角分布做出推断.

从韧致辐射的脉冲宽度来看,韧致辐射光子的脉宽大于初始超热电子束的脉宽.随着靶厚度的增

大, 辐射光子脉冲展宽逐渐增大. 在韧致辐射光子的脉宽和靶的厚度已知的情况下, 可以结合 MCNP 程序对超热电子的脉宽做出估计.

因此, 利用韧致辐射方法对超短超强激光与等

离子体作用产生的超热电子进行间接诊断是一种方便、可靠的方法. 在韧致辐射诊断方法中, 为了准确获得超热电子的初始信息, 结合蒙特卡罗程序的模拟是很有必要的.

- [ 1 ] Chen L M , Zhang J , Li Y T *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 225001
- [ 2 ] Umstadter D 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1774
- [ 3 ] Li Y T , Zhang J , Sheng Z M *et al* 2004 *Phys. Rev. E* **69** 36405
- [ 4 ] Cai D F , Gu Y Q , Zheng Z J *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 186 ( in Chinese ) [ 蔡达锋、谷渝秋、郑志坚等 2005 物理学报 **54** 186 ]
- [ 5 ] Tabak M , Hammer J , Glinsky M E *et al* 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [ 6 ] Li Y T , Zhang J , Chen L M *et al* 2001 *Phys. Rev. E* **64** 46407
- [ 7 ] Behrens R , Schwoerer H , Dusterer S *et al* 2003 *Review of Scientific Instruments* **74** 961
- [ 8 ] Chen Z L , Zhang J , Chen L M *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1672 ( in Chinese ) [ 陈正林、张 杰、陈黎明等 2003 物理学报 **52** 1672 ]
- [ 9 ] Chen L M , Zhang J , Liang T J *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 592 ( in Chinese ) [ 陈黎明、张 杰、梁天骄等 2000 物理学报 **49** 592 ]
- [ 10 ] Key M H , Cable M D , Cowan T E *et al* 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1966
- [ 11 ] Santala M I K , Zepf M , Watts I *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1459
- [ 12 ] Brandl F , Pretzler G , Habs D *et al* 2003 *Europhysics Letters* **61** 632
- [ 13 ] Stephens R B , Snavely R A , Aglitskiy Y *et al* 2004 *Phys. Rev. E* **69** 66414
- [ 14 ] Wharton K B , Hatchett S P , Wilks S C *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 822
- [ 15 ] Lee C M , Kissel L , Pratt R H *et al* 1976 *Phys. Rev. A* **13** 1714
- [ 16 ] Buechner W W , Van de Graaff R J , Burrill E A *et al* 1948 *Phys. Rev.* **74** 1348
- [ 17 ] McCall G H 1982 *J. Phys. D* **15** 823
- [ 18 ] Lee P H Y , Rosen M D 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 236
- [ 19 ] Abramowitz M , Stegun I A 1965 *Handbook of Mathematical Functions* ( New York : Dover )
- [ 20 ] Briesmeister J F 2000 *MCNP——A General Monte Carlo N-Particle Transport Code* ( Radiation Safety Information Computational Center )
- [ 21 ] Jackson J D 1980 *Classical Electrodynamics* ( Second Volume ) ( Beijing : People 's Education Press ) p287 ( in Chinese ) [ 1980 经典电动力学(下册)(北京:人民教育出版社)第287页 ]

# Bremsstrahlung diagnostics of hot electrons in laser-plasma interactions<sup>\*</sup>

Xu Miao-Hua Liang Tian-Jiao Zhang Jie<sup>†</sup>

( *Key Laboratory of Optical Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 ,China* )

( Received 4 April 2005 ; revised manuscript received 9 November 2005 )

## Abstract

Hot electrons produced in the ultra-intense laser-plasma interactions play very important roles in the scheme of “ fast ignition ”. Bremsstrahlung measurements can be an effective method to diagnose the hot electrons accelerated in the forward direction. The transport of the hot electrons and the characteristics of the bremsstrahlung photons were calculated using the Monte Carlo electron-photon transport code MCNP. The feasibility of the bremsstrahlung diagnostic method in laser plasma interactions is also discussed.

**Keywords** : hot electron , bremsstrahlung , diagnostics , MCNP

**PACC** : 5250J , 5225

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60321003 , 10390161 , 10374116 )

<sup>†</sup> E-mail : jzhang@aphy. iphy. ac. cn