

# 激光-电子康普顿散射物理特性研究<sup>\*</sup>

葛愉成<sup>†</sup>

(北京大学物理学院和核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871)

(2008 年 8 月 31 日收到, 2008 年 10 月 20 日收到修改稿)

对激光-电子康普顿散射物理特性即能量特性和微分截面角分布进行了仔细的研究. 计算结果显示光子能量和微分截面角分布的简单结构. 康普顿散射 X 射线光源具有散射光子的能量易调节、方向性好等特点. 在入射电子束能量很高时, X 射线近乎单向出射. 光源色散度较大, 但实验上可以获得色散(带宽)小的 X 射线. 对于各种波长的激光, 在很宽的电子束能量范围(1 MeV—10 GeV)内, 散射 X 射线光子的总截面和向前发射圆锥内(半圆锥角  $1/\gamma$ , 其中  $\gamma = E/m_0 c^2$  是以电子静止能量  $m_0 c^2$  为单位的总能量  $E$ )的总截面几乎不变, 分别为 0.067 mb 和 0.033 mb. 可见光波长区域的散射光子总截面非常小. 这些结果对于建设新一代康普顿散射飞秒 X 射线光源具有参考意义.

关键词: 康普顿散射, 能量特性, 微分截面, 角分布

PACC: 3480, 4255T, 4255V, 3320R

## 1. 引 言

为了研究超快速化学反应动力学过程, 需要脉冲宽度短至飞秒 ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ) 和阿秒 ( $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$ ) 量级的软 X 射线和光子能量更高的 X 射线脉冲. 目前能产生这种脉冲的技术主要有原子在强飞秒激光电场中高次谐波辐射 (high-order harmonic generation, HHG) 和高能电子束与飞秒激光发生  $90^\circ$  角康普顿散射 (Compton scattering) X 射线光源等. 前者在产生真空超紫外线 (光子能量在几十电子伏特以上) 方面已经有很多理论和实验报道<sup>[1-13]</sup>. 但是当光子能量在几百电子伏特时, 如水窗波段 X 射线, 即光子能量在碳吸收边 (283.7 eV, 波长 4.37 nm) 和氧吸收边 (532.1 eV, 波长 2.33 nm) 之间, 光源的效率就很低<sup>[14, 15]</sup>. 通过提高激光器的输出功率和工作气体原子的密度会产生很多技术上直接影响光脉冲输出的问题, 如光束的稳定性和均匀性等. 目前 HHG 技术在产生阿秒脉冲方面仍然是最有效的, 并在强劲地发展. 与此相比, 在原理上康普顿散射 X 射线光源被较早地认识, 但是它涉及的技术远比 HHG 复杂, 如需要维护昂贵的高能电子加速器及其相关的设备, 使得它的发展受到了很大的制约. 但在产生高

能量光子的超短脉冲方面具有独特的、其他技术不可企及的优点. HHG 和康普顿散射 X 射线光源在应用上具有互补性, 后者可以获得较高能量并且可以调节的 X 射线光子. 两者在科学上都处于发展阶段, 很多相关的物理和技术问题正在被广泛地研究和认识. HHG 产生的 X 射线光子的最高能量 (对于激光脉冲宽度无限长情形) 可以用  $3.17 U_p + I_p$  表示 (对于其他情形的最高光子能量请参阅文献 [16, 17]), 其中  $U_p$  为激光电场的有质动力势 (与激光强度成正比),  $I_p$  为原子的电离能. 因此, HHG 产生的 X 射线光子的最高能量与激光强度成线性关系. 对于康普顿散射 X 射线光源, 最大 X 射线光子的能量约为  $4\gamma\hbar\omega_L$ , 其中  $\gamma = E/m_0 c^2 = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  是以电子静止能量  $m_0 c^2$  ( $\sim 0.511 \text{ MeV}$ ) 为单位的电子的总能量  $E$  ( $\beta = v/c$  为洛伦兹因子,  $v$  为电子速度,  $c$  为真空光速),  $\omega_L$  为激光角频率. 所以, 激光-电子康普顿散射最大散射光子的能量与电子总能量和激光光子能量 ( $\hbar\omega_L$ ) 的乘积成正比.

自上世纪 60 年代 Arutyunian 和 Milburn 等人<sup>[18, 19]</sup> 提出用相对论电子束与激光束发生碰撞产生 X 射线的方法以来, 电子直线加速器和激光器在小型化、短脉冲和高亮度等方面取得了显著的进步, 国

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 30675014)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: gyc@pku.edu.cn

际上很多著名实验室相继开展了康普顿散射 X 射线光源的实验研究<sup>[20-25]</sup>。现在正朝着提高光源亮度、超短脉冲、高重复频率和小型化、实用化等方向努力<sup>[26-28]</sup>。目前已经可以产生宽度几百飞秒、能量从几 keV 到几十 keV 的短脉冲 X 射线<sup>[29]</sup>。由于超短 X 射线脉冲是开展物质结构、生物和化学等方面超快动力学研究的基础,因此有些实验室正积极计划产生几十 fs 超短脉冲康普顿散射 X 射线装置<sup>[30]</sup>。在理论上,有很多作者对线性和非线性康普顿散射及康普顿散射 X 射线光子的双微分截面、极化度和时间结构等问题进行了细致的研究<sup>[31-34]</sup>。但很多文献只是分析了激光-电子康普顿散射的原理和复杂的光子产额估算方法,缺乏详细直观的关于激光-电子康普顿散射的物理特性如散射光子能量和微分截面角分布的数据。而这些数据对于激光和电子束参数的选取、探测器的放置和刻度以及实验结果的评估等非常重要。

康普顿散射 X 射线光源的一个重要技术问题是如何测量 X 射线脉冲的时间特性。仔细分析作者最近提出的关于测量通过 HHG 产生的飞秒和阿秒 X 射线脉冲时间结构的光电子能谱变换方程方法<sup>[35-40]</sup>。由于康普顿散射中同步激光束的存在,这些方法在测量和定位超短脉冲方面具有通用性。新方法的运用,将会是推动这一技术发展的动力。为了使我国康普顿散射 X 射线光源技术的研究达到国际先进水平并具特色,作者建议在探测康普顿散射 X 射线光子的能谱及角分布基础上,使用上述新方法对其脉冲时间结构进行精确的测量。

一般认为,当前在技术上电子可以被加速到 GeV 量级(美国斯坦福直线加速器中心 2009 年目标是为同步辐射光源提供 15 GeV 能量电子束),电子束团(脉冲)宽度在一至几十皮秒(1 ps = 10<sup>-12</sup> s),峰值电流几千安培,激光的强度可以达到 10<sup>22</sup> W/cm<sup>2</sup> 以上,CO<sub>2</sub> 激光器的能量可以达到 GW 量级,激光的波长范围覆盖了整个可见光波段及部分红外线波段和部分紫外线波段。虽然目前要在同一个实验室同时达到这些技术参数是困难的,但是系统地研究这些参数在大范围内的变化对于输出脉冲参数的影响,对于认识康普顿散射 X 射线光源的技术特点是有意义的。本文将从著名的光子-电子康普顿散射的 Klein-Nishina 公式<sup>[41]</sup>出发,在很宽的电子束能量和激光波长范围内,通过计算研究康普顿散射光子的能量特性和微分截面数据,从而更好地了解这种光

源的物理特性和潜在的应用,并可作为新一代超短脉冲光源建设和实验测量工作的参考。有关光源输出亮度的计算,涉及到激光脉冲和电子束团的具体工程参数和探测器性能,需要作专门的研究。

## 2. 康普顿散射运动学和微分截面公式

入射激光束中的一个光子(能量为  $k_1$ )与一束相对论电子束中的一个电子  $e_1^-$ (总能量为  $E$ )发生康普顿散射,如图 1 所示。

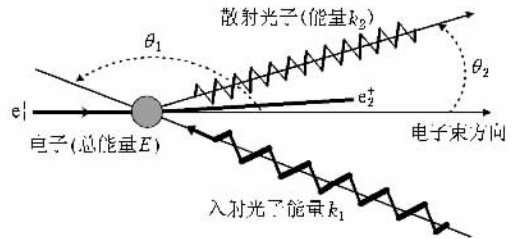


图 1 激光与电子束的康普顿散射示意图

当散射光子能量远小于电子的静止能量时,激光和电子的康普顿散射被称为汤姆逊散射。在不考虑初、末态粒子极化的情况下,康普顿散射光子的实验室系微分截面角分布可用著名的 Klein-Nishina 公式来表示<sup>[41]</sup>:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2 \left( \frac{r_0 k_2}{x_1 \mu} \right)^2 \left[ 4 \left( \frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right)^2 - 4 \left( \frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right) - \left( \frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} \right) \right], \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} x_1 &= -\frac{2\gamma k_1}{\mu} (1 - \beta \cos \theta_1), \\ x_2 &= +\frac{2\gamma k_2}{\mu} (1 - \beta \cos \theta_2). \end{aligned} \quad (2)$$

(1) 式和 (2) 式中的  $r_0 = 2.82 \times 10^{-15}$  m,  $\mu = m_0 c^2$ , 它们分别是电子的经典半径和静止能量。 $\gamma = E/m_0 c^2 = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  是电子的总能量(以静止能量为单位),  $\beta$  为洛伦兹因子。 $\theta_1$  和  $\theta_2$  分别为入射光子和散射光子与电子束运动方向所夹的角,而  $k_2$  是实验室系中散射光子的能量,用下式计算:

$$k_2 = \frac{k_1 (1 - \beta \cos \theta_1)}{1 + \frac{k_1}{E} [1 - \cos(\theta_2 - \theta_1)] - \beta \cos \theta_2}. \quad (3)$$

分析 (1) 式和 (2) 式可以得到,当  $\beta \approx 1$  (高能电子束) 时,  $\theta_1 = 180^\circ$  (激光-电子逆向康普顿散射) 散射光

子在入射电子束运动方向( $\theta_1 = 0^\circ$ 角)有最大能量( $\approx 4\gamma^2 k_1$ ),而散射光子集中在半角 $\theta_2 \leq 1/\gamma$ 的圆锥内,且电子束能量越高,圆锥角越小.(1)式的微分截面角分布在 $\theta_2 = 0$ 时近似与 $\gamma^2$ 成正比,这意味着电子束方向的散射光子强度与 $\gamma^2$ 成正比.

以上是一个入射光子与电子碰撞产生一个散射光子的线性康普顿散射.当激光束的能量密度足够大,可能产生 $n(n \geq 2)$ 个入射光子与电子碰撞产生一个散射光子的情形,称为非线性康普顿散射.产生非线性康普顿散射的条件可用入射光子归一化四矢量势的数值 $a$ 来表示:

$$a = \frac{e}{m_0 c^2} \sqrt{-A_\mu A^\mu}, \quad (4)$$

式中 $e, m_0, c$ 和 $A$ 分别是电子电荷、电子静止质量、真空中的光速和入射光子的四矢量.假设入射激光

束的波长为 $\lambda_L$ (单位 $\mu\text{m}$ ),功率密度为 $I$ (单位 $\text{W}/\text{cm}^2$ ),则<sup>[31]</sup>

$$a = 8.6 \times 10^{-10} \lambda_L I^{1/2}. \quad (5)$$

当 $a \ll 1$ 时,产生线性康普顿散射;当 $a \geq 1$ 时,将产生非线性康普顿散射.本文只计算产生线性康普顿散射的能量和微分截面角分布.

### 3. 康普顿散射光子的能量角分布

对于 $\theta_1 = 10^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 170^\circ, 175^\circ, 176.8^\circ, 180^\circ$ , 波长 $\lambda_L = 1064 \text{ nm}$ ( $h\omega_L = 1.17 \text{ eV}$ )激光与束流能量 $E_b = 16 \text{ MeV}$ 电子发生康普顿散射,散射光子出射角 $\theta_2$ 在 $0^\circ - 180^\circ$ 及 $0 - 100 \text{ mrad}$ (毫弧度)范围内,由(3)式计算得到的能量角分布如图2(a)(b)所示.

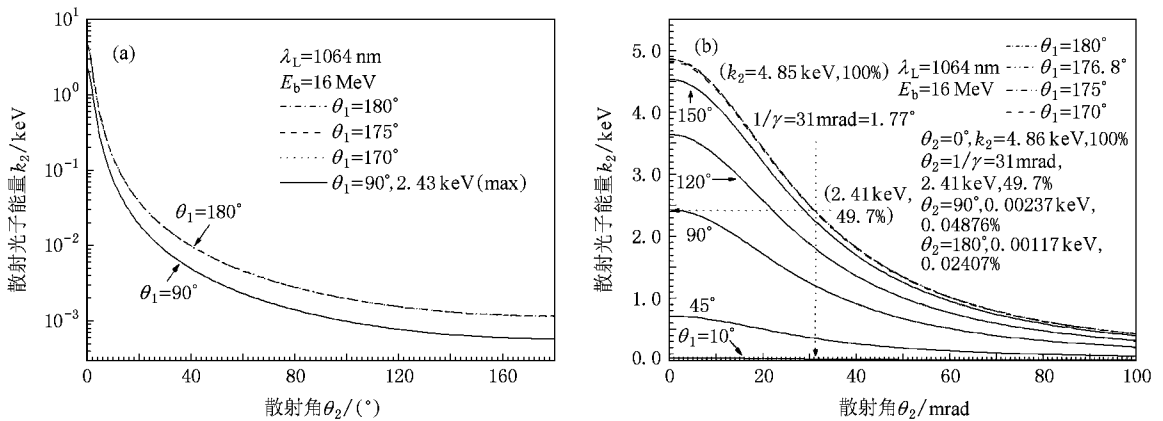


图2 不同激光入射角 $\theta_1$ 下 $0^\circ - 180^\circ$ (a)和 $0 - 100 \text{ mrad}$ (b)范围内出射的康普顿散射光子的能量角分布

从图2(a)可以看出,对于不同的入射角 $\theta_1$ ,在散射角 $\theta_2 = 0^\circ$ 时的散射光子具有最大的能量值 $E_{\text{max}}$ .随着散射角的增大,散射光子的能量迅速下降,并在 $\theta_2 = 180^\circ$ 时达到最小(入射光子能量).在任何出射角处, $\theta_1 = 180^\circ$ 比 $90^\circ$ 入射的激光束产生的散射光子能量约大一倍.在此电子束能量和激光波长下, $90^\circ$ 或 $180^\circ$ 入射的激光束产生的散射光子能量的最大值与最小值相差达3个数量级. $\theta = 170^\circ, 175^\circ, 180^\circ$ 三条曲线几乎重叠在一起.图2(b)是前向角 $\theta_2 < 100 \text{ mrad}$ 时的散射光子能量变化情况.可以清楚地看到,在 $\theta_2 = 1/\gamma$ 处,散射光子的能量约为 $\theta_2 = 0^\circ$ 处的一半.在 $\theta_2 = 0^\circ$ 处附近,散射光子能量与 $\theta_2 = 0^\circ$ 处相差很小.对于 $\theta_1$ 接近 $180^\circ$ 的情形,如 $\theta_1 = 175^\circ, 176.8^\circ, 180^\circ$ ,几条分布曲线靠得很近,在 $150^\circ$ 时曲线

已经明显分开. $\theta_1 = 90^\circ$ 时能量分布曲线大约为 $180^\circ$ 时的一半.对于较大的入射角条件下,较高能量的康普顿散射光子主要集中在半圆锥角 $\theta_c = 1/\gamma$ 以内.图2(b)列出了入射角 $\theta_1 = 180^\circ$ 、不同出射角 $\theta_2$ 对应的散射光子能量及其与最大能量 $E_{\text{max}} = 4.86 \text{ keV}$ 的比值的百分数.

随着入射电子束能量 $E_b$ 的提高,即 $\gamma$ 值的增大,散射光子半圆锥角越来越小,越来越倾向于前向发射.表1给出了各种入射电子束能量下的 $\gamma$ 值和半圆锥角 $\theta_c$ 、距离碰撞点 $1 \text{ m}$ 远处圆锥底面半径 $R_c$ ,以及 $\theta_2 = \theta_c$ 和 $\theta_2 = 0^\circ$ 时的散射光子能量 $E_\gamma$ 和 $E_{\text{max}}$ 及它们的比值 $\epsilon(= E_\gamma/E_{\text{max}})$ , $\theta_2 = \theta_c$ 和 $\theta_2 = 0^\circ$ 时的散射光子微分截面 $S_\gamma$ 和 $S_{\text{max}}$ 及它们的比值 $\eta(= S_\gamma/S_{\text{max}})$ .可见,在电子束能量 $E_b = 1 \text{ MeV}$ 时,半

圆锥角  $\theta_c = 338.2$  mrad,  $R_c = 331.8$  mm, 电子束能量为 1 GeV 时, 半圆锥角为  $\theta_c = 0.5$  mrad,  $R_c = 0.5$  mm, 电子束能量为 10 GeV 时, 半圆锥角为  $\theta_c = 0.05$  mrad,  $R_c$  只有 0.05 mm, 此时出射的高能 X 射线近乎单向, 这是康普顿散射 X 射线光源的重要特色. 在  $E_b = 0.5$  MeV—10 GeV 很宽的能量范围内,  $\epsilon$  大约

为 50%,  $\eta$  大约为 13%, 因此在半圆锥角  $\theta_c$  内, 能量并不单色, 即色散很大. 随着电子束能量的增加, 大部分散射光子集中在  $\theta_2 = 0^\circ$  附近很小的立体角范围内. 实验上若取足够小的立体角, 并且使用准直器和单色滤波器, 可以得到近乎单色的 X 射线光子.

表 1  $\lambda_L = 1064$  nm 激光与不同入射能量  $E_b$  的电子产生康普顿散射光子的半圆锥角  $\theta_c$  和  $R_c$  等参数

| 入射能量 $E_b$ /MeV     | 0.5     | 1      | 5     | 10    | 16    | 50    | 100    | 500   | 1000   | 10000   |
|---------------------|---------|--------|-------|-------|-------|-------|--------|-------|--------|---------|
| $\gamma$            | 2.0     | 3.0    | 10.8  | 20.6  | 32.3  | 98.8  | 196.7  | 979.5 | 1957.9 | 19570.5 |
| $\theta_c$ /mrad    | 505.4   | 338.2  | 92.7  | 48.6  | 31.0  | 10.1  | 5.1    | 1.0   | 0.5    | 0.05    |
| $R_c$ /mm           | 484.2   | 331.8  | 92.6  | 48.6  | 30.9  | 10.1  | 5.1    | 1.0   | 0.5    | 0.05    |
| $E_{max}$ /keV      | 0.0158  | 0.0384 | 0.540 | 1.97  | 4.86  | 45.5  | 180.0  | 4433  | 17557  | 1514960 |
| $E_\gamma$ /keV     | 0.00886 | 0.0202 | 0.271 | 0.986 | 2.43  | 22.8  | 90.3   | 2250  | 8859   | 820991  |
| $\epsilon$          | 0.561   | 0.526  | 0.502 | 0.501 | 0.500 | 0.501 | 0.502  | 0.508 | 0.505  | 0.542   |
| $S_{max}$ (mb/rad)  | 0.108   | 0.262  | 3.68  | 13.4  | 33.2  | 310.2 | 1226.2 | 29980 | 117720 | 8890170 |
| $S_\gamma$ (mb/rad) | 0.0170  | 0.0363 | 0.464 | 1.68  | 4.15  | 38.9  | 154.4  | 3862  | 14984  | 1297480 |
| $\eta$              | 0.157   | 0.139  | 0.126 | 0.125 | 0.125 | 0.125 | 0.126  | 0.129 | 0.127  | 0.146   |

图 3 (a) 给出了  $\theta_1 = 180^\circ$  入射的激光与各种能量电子产生的康普顿散射光子能量  $k_2$  (以 1064 nm 激光光子能量即 1.17 eV 为单位) 的角分布曲线, 图 3 (b) 是  $k_2/1.17$  eV < 10 的散射光子的角分布, 即图 3 (a) 的区域放大图. 图 3 (a) 和 (b) 中水平线  $L_1$  和  $L_2$  分别对应可见光区域的波长上限 (700 nm) 和 下限 (400 nm). 由图可知, 当入射电子能量为  $E_b = 0.5$  MeV 时, 可见光区域康普顿散射光子的散射角在  $70^\circ$ — $105^\circ$ ;  $E_b = 1$  MeV 时, 在  $73^\circ$ — $107^\circ$ . 当电子能量  $E_b > 5$  MeV 时, 这个角度范围为  $76^\circ$ — $109^\circ$ . 从这些

结果来看, 可见光区域的低能康普顿散射光子只能在大角度处观测. 但能否实际观测到, 还受到在这些角度范围内康普顿散射微分截面和总截面大小的限制. 如果截面值太小, 并且束流强度不够, 则散射光子的产额会很低以至无法观察.

为了系统地分析不同入射电子能量、激光波长和入射角  $\theta_1$  的变化对散射光子能量和角分布的影响, 用 (3) 式计算得到如图 4 所示的结果. 图 4 (a) 是各种电子束能量与 1064 nm 激光在入射角为  $180^\circ$  时的散射光子能量角分布. 图中曲线 1—B 分别对应入射电子能量为  $E_b = 10$  MeV—1 GeV. 从能量的对

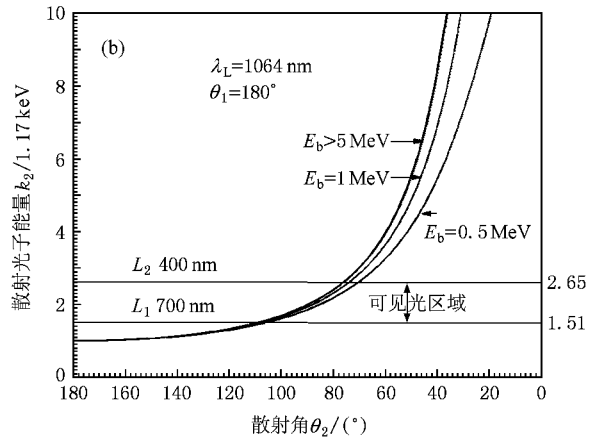
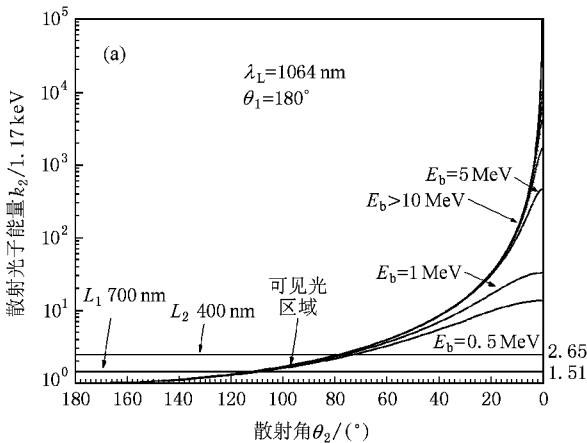


图 3 (a)  $180^\circ$  入射的激光与各种能量的电子产生的康普顿散射光子的能量 (以 1064 nm 即 1.17 eV 为单位) 角分布 (b) 为 (a) 区域的放大图 ( $k_2/1.17$  eV < 10)

数坐标来看,  $\theta_2 = 180^\circ$  的散射光子最大能量成数量级地增加, 并且高能散射光子主要集中在半圆锥角  $\theta_c$  以内. 图 4(b) 是各种激光波长与 16 MeV 电子产生的  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子能量随入射角  $\theta_1$  的变化关系. 图中曲线 1—7 为红外区域的激光, 曲线 8—D 为可见光波长区域的激光. 随着激光波长的变短,  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子的能量明显增大. 而对于特定波长的激光, 当入射角  $\theta_1 > 170^\circ$  时,  $\theta_2 = 0^\circ$  处附近散射光子的能量基本不变; 随着入射角  $\theta_1$  的减小 ( $< 170^\circ$ ),  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子的能量明显变小, 即可以通过改变激光束的入射角  $\theta_1$  来方便地调节出射 X 射线的能量, 这是康普顿散射 X 射线光源的又一重要特色. 图 4(c) 是 1064 nm 激光、 $180^\circ$  入射情况下散射光子能量随电子束能量的变化情况. 由图可知, 当入

射电子束能量小于 10 MeV 和大于 10 GeV 时, 散射光子的能量变化已经偏离直线, 而电子束能量在 10 MeV 到 10 GeV 范围内时, 散射光子的能量(和微分截面)变化只是略微偏离线性, 并且能量值约等于  $4\gamma^2 k_1$ . 从图上还可看出, 要得到光子能量 MeV 量级的 X 射线, 入射电子的能量需要在 125 MeV—10 GeV 以内. 对于从 1 MeV 增大到 100 GeV 的电子能量,  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子的能量(和微分截面)值增大近 10 个数量级, 这与  $\gamma^2$  增大 10 个数量级相对应. 图 4(d) 是各种电子束能量、激光  $180^\circ$  入射情况下,  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子能量随激光波长的变化情况. 由图可见, 对于特定的电子束能量(即  $\gamma$  一定,  $E_b = 0.5$ —100 GeV) 散射光子能量与波长成很好的线性关系, 即  $4\gamma^2 k_1$ .

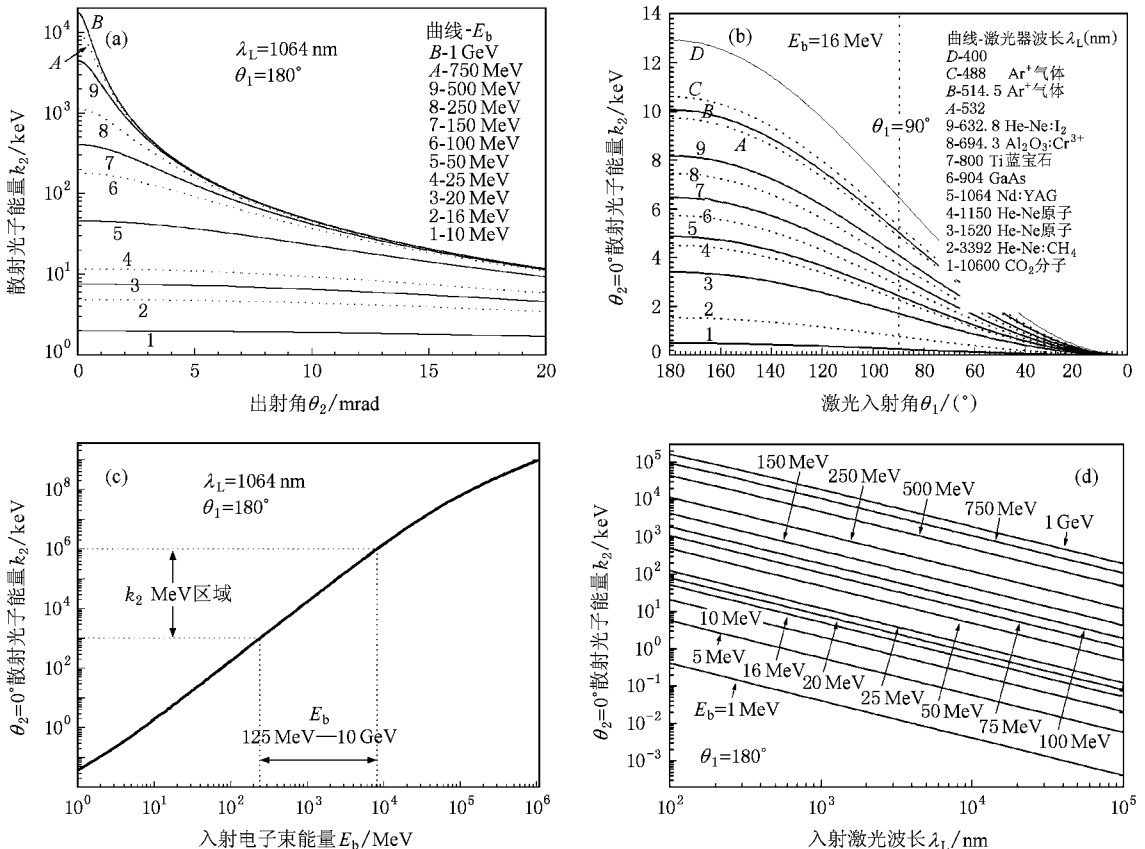


图 4 (a)  $180^\circ$  入射 1064 nm 激光与不同能量电子的康普顿散射光子的能量角分布 (b)  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子能量随入射角  $\theta_1$  的变化; (c)  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子能量随入射电子能量  $E_b$  的变化 (d)  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子能量随入射激光波长  $\lambda_L$  的变化 ( $\theta_1 = 180^\circ$ )

上述计算结果能对实验测量工作提供一定的指导. 为了得到一定能量的康普顿散射 X 射线, 可以通过改变入射激光的波长、电子束能量、入射角和出射角等参数实现.

#### 4. 康普顿散射光子的微分截面角分布

对于  $\theta_1$  为  $10^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $90^\circ$ 、 $170^\circ$ 、 $175^\circ$ 、 $176.8^\circ$  及  $180^\circ$

等角度入射的 1064 nm 激光与 16 MeV 电子发生康普顿散射, 散射光子出射角  $\theta_2$  在  $0^\circ-180^\circ$  及  $0-100$  mrad 范围内, 由 (1) 式计算得到的微分截面角分布如图 5 (a) (b) 所示. 从图 5 (a) 可以看出, 各条曲线重叠在一起. 对于不同的入射角  $\theta_1$ , 在散射角  $\theta_2 = 0^\circ$  处具有最大的微分截面值. 随着散射角的增大, 微分截面迅速下降, 并在  $\theta_2 = 180^\circ$  时达到最小. 在此电子束能量和激光波长下, 微分截面的最大与最小值相差达 7 个数量级以上.  $\theta_1 = 90^\circ-180^\circ$  的各条微分

截面分布曲线几乎重叠在一起. 图 5 (b) 是 (a) 的区域放大图 ( $\theta_2 < 100$  mrad). 在入射角  $\theta_1$  大于  $45^\circ$  时,  $\theta_2 = 1/\gamma \approx 31$  mrad 处的截面值只有约最大值处的 12.2%, 即较高能量的康普顿散射 X 射线光子集中在半圆锥角  $\theta_c = 1/\gamma$  以内 (约 87.8%). 图中激光入射角为  $10^\circ$  的微分截面分布曲线已经与大于  $45^\circ$  入射角下的曲线明显分开, 前者在小角度处的散射光子微分截面也明显小于后者, 但在  $\theta_2 > 25$  mrad 时, 前者略大于后者.

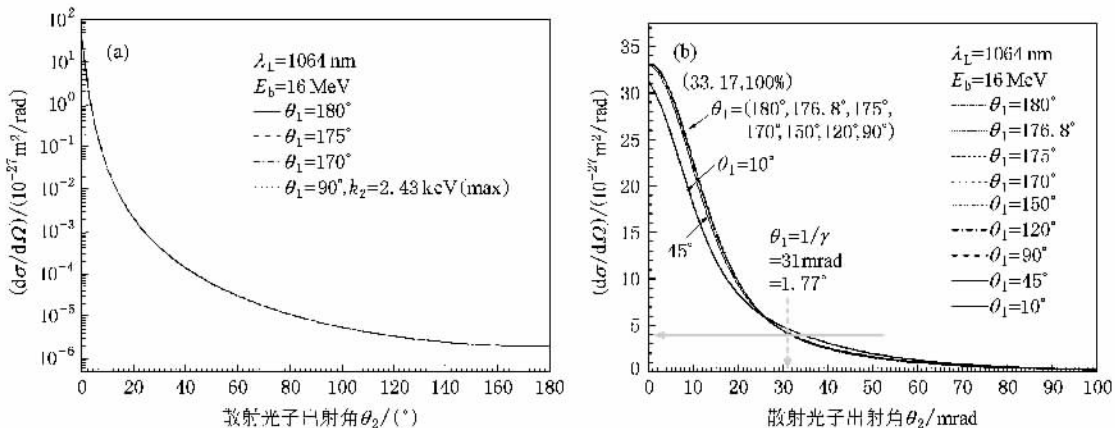


图 5 不同激光入射角  $\theta_1$  下  $\theta_2 = 0^\circ-180^\circ$  (a) 和  $\theta_2 = 0-100$  mrad (b) 范围内出射的康普顿散射光子微分截面角分布

为了系统地分析不同入射电子能量、激光波长和入射角  $\theta_1$  的变化对散射光子微分截面和角分布的影响, 用 (1) 式计算得到如图 6 所示的计算结果. 图 6 (a) 是各种电子束能量与 1064 nm 激光在入射角为  $180^\circ$  时的散射光子微分截面角分布, 图中曲线 1—B 分别对应入射电子能量为 10 MeV—1 GeV. 与散射光子能量分布相似, 从截面值的对数坐标来看, 随着电子束能量的增加,  $\theta_2 = 180^\circ$  的散射光子微分截面成数量级地增加, 截面分布主要集中在半圆锥角  $\theta_c$  以内. 图 6 (b) 是各种激光波长与 16 MeV 电子产生的  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子微分截面随入射角  $\theta_1$  的变化关系. 明显可见, 各种波长激光的微分截面曲线几乎重合, 并且当入射角  $\theta_1$  在  $30^\circ-180^\circ$  范围内,  $\theta_2 = 0^\circ$  处的散射光子微分截面值几乎是常数; 只有当入射角  $\theta_1$  小于  $30^\circ$  时,  $\theta_2 = 0^\circ$  处的散射光子微分截面值才迅速变小, 并且在  $\theta_1 < 2^\circ$  微分截面又迅速变大. 此时电子束的速度略小于光速. 图 6 (c) 是 1064 nm 激光、 $180^\circ$  入射情况下  $\theta_2 = 0^\circ$  散射光子微分截面随电子束能量  $E_b$  的变化情况. 与散射光子能量曲线相似, 当入射电子束能量小于 1 MeV 和大于 10

GeV 情况下, 散射光子微分截面分布已经偏离直线; 而电子束能量在 1 MeV 到 10 GeV 范围内时, 散射光子的微分截面只是略微偏离线性. 对于能量从 1 MeV 增大到 100 GeV 的电子,  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子的微分截面值增大近 10 个数量级, 这与  $\gamma^2$  对应. 图 6 (d) 是各种电子束能量、激光  $180^\circ$  入射情况下,  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子微分截面随激光波长的变化情况. 对于特定的电子束能量 (即  $\gamma$  一定,  $E_b = 0.5-250$  MeV), 散射光子微分截面随着入射激光波长的变化基本保持平稳, 数值变化很小. 只有在电子能量大于 500 MeV 时,  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子微分截面才在短波长 ( $\lambda_L < 400$  nm) 处有所下降, 但随着激光波长的增加, 又变成平直线. 这种关系对于实验也有一定的指导意义, 即对于特定电子束能量和入射激光某一波长下的康普顿散射光源调试完成后, 改变入射激光的波长后, 除了散射光子的能量有所变化外, 无需改变有关探测和诊断装置的空间位置分布.

图 7 (a) 是各种电子束能量下、激光  $180^\circ$  入射时散射光子微分截面角分布. 图中右边从上到下的各条曲线分别对应电子束能量  $E_b = 0.5, 1, 5, 10, 16, 20, 25, 50, 100, 150, 250, 500, 750$  MeV 和  $1, 10, 100$

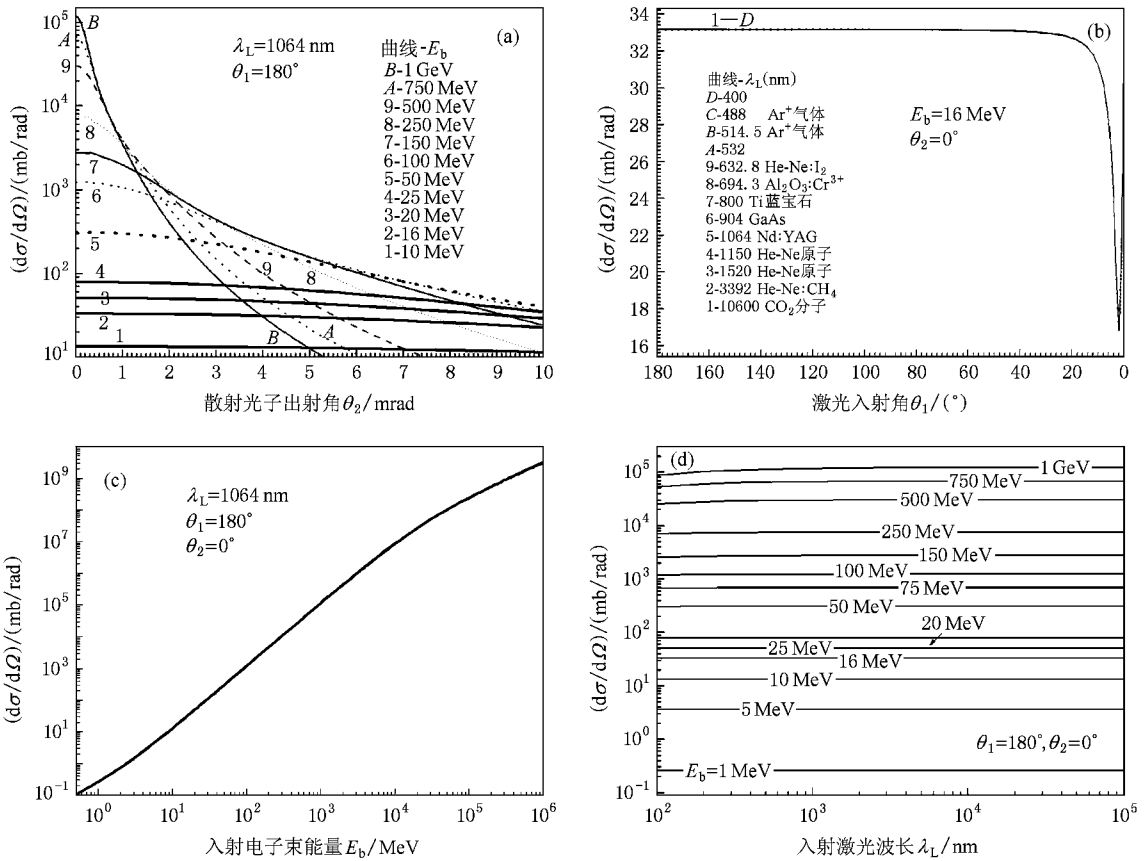


图 6 (a) 180°入射 1064 nm 激光与不同能量电子的康普顿散射光子微分截面角分布 (b)  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子微分截面随激光入射角  $\theta_1$  的变化 (c)  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子微分截面随入射电子能量  $E_b$  的变化 (d)  $\theta_2 = 0^\circ$  处散射光子微分截面随入射激光波长  $\lambda_L$  的变化 ( $\theta_2 = 180^\circ$ )

GeV. 从微分截面值的对数坐标图又一次显示出, 随着电子束能量成数量级的提高, 出射 X 射线具有强烈的聚束特性. 图中直线 A 和 B 之间的区域是在可见光波长范围内散射光子的微分截面值, 而该区域内的散射光子总截面  $\sigma$  (即微分截面  $d\sigma/d\Omega$  对空间积分) 随入射电子能量的变化如图 7 (b) 所示. 在较

小电子束能量 ( $< 5$  MeV) 时, 可见光部分的散射光子总截面  $\sigma_v$  达到  $\mu\text{b}$  量级, 并在双对数坐标中略微偏离直线. 当电子束能量大于 5 MeV 时,  $\sigma_v$  沿直线急剧下降, 从小于  $10^{-6}$  mb 直至  $10^{-10}$  mb 量级, 因此这部分散射光子在实验上很难测量, 需要非常强的束流和非常低的本底条件.

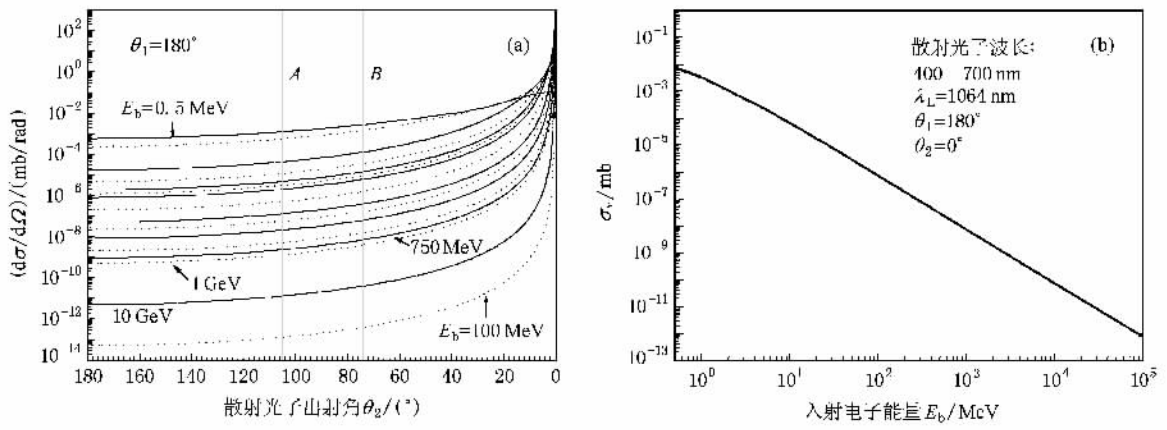


图 7 180°入射的激光与各种能量的电子产生的康普顿散射光子的微分截面角分布  $d\sigma/d\Omega$  (a) 和可见光部分散射光子的总截面  $\sigma_v$  (b)

## 5. 康普顿散射光子的总截面

图 8 是 1064 nm 激光与电子束产生的散射光子总截面随电子束能量的变化关系, 实圆点和空心圆点分别代表出射角  $0^\circ$ — $180^\circ$  范围内、当激光入射角为  $180^\circ$  和  $90^\circ$  时的总截面, 实三角点和空三角点分别代表出射角在圆锥角  $\theta_c$  内、当激光入射角为  $180^\circ$  和  $90^\circ$  时的总截面. 从该图可以明显看出, 当电子束能量小于 1 GeV 时, 不管激光入射角为  $180^\circ$  还是  $90^\circ$ , 总截面基本上是一个常数, 其中出射角  $0^\circ$ — $180^\circ$  范围内的总截面为 0.067 mb, 在对应  $\theta_c$  范围内为 0.033 mb, 前者是后者的两倍. 考虑到入射激光波长的改变对截面的影响非常小, 因此在电子束能量小于 1 GeV 时, 对于图 4(d) 所示激光波长范围内的散射光子总截面近似为上述数值. 对于能量大于 1 GeV 时的极端相对论电子束产生的散射光子总截面比上述数据有所下降, 如图所示. 上述结果对实验的测量工作也有一定的指导意义, 即在很宽的电子束能量范围内, 散射光子的出射产额并不因为入射电子束能量的改变而改变.

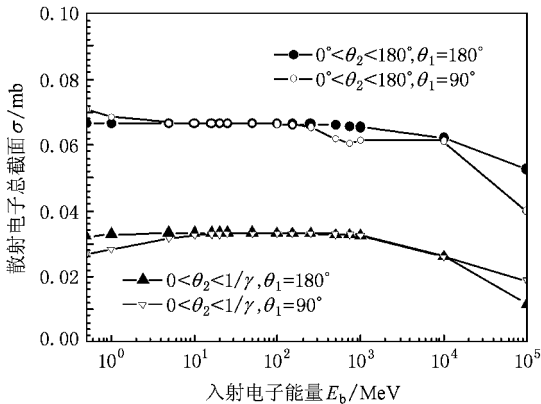


图 8 180°和 90°入射的激光产生的康普顿散射光子总截面随入射电子能量的变化

## 6. 结 论

从 Klein-Nishina 公式出发, 在很宽的电子束能量范围和激光波长范围内, 计算了电子和激光发生康普顿散射的散射光子能量角分布和微分截面角分布, 以及散射光子的总截面等参数. 计算结果表明:

1.  $\theta_1 = 180^\circ$  (逆向康普顿散射) 散射光子在入射电子束运动方向 ( $0^\circ$  角) 有最大能量 ( $\approx 4\gamma^2 k_1$ ).
2. 高能散射光子角分布强烈地集中在入射电子束方向很小的立体角内, 半圆锥角  $\theta_c$  处能量约为  $0^\circ$  处最大值的 50%, 光源能散度很大.
3. 半圆锥角  $\theta_c$  处微分截面约为  $0^\circ$  处最大值的 13%, 光源具有很好的方向性.
4. 波长在可见光区域的散射光子的总截面很小, 需要很好的实验条件才能观测.
5. 散射光子的微分截面分布以及总截面与激光波长关系不大. 散射光子的微分截面角分布强烈地依赖入射电子束能量, 但总截面随电子束能量的变化近似为常数, 其中出射角  $0^\circ$ — $180^\circ$  范围内的总截面约为 0.067 mb, 在对应半圆锥角  $\theta_c$  范围内约为 0.033 mb.

6. 可以通过改变激光入射角来得到所需 X 射线能量. 采用加准直和 X 射线晶体单色器, 可以获得近乎单色的 X 射线.

另外, 利用  $90^\circ$  入射的飞秒激光与强流电子束短脉冲, 可以产生超短脉冲 X 射线. 利用超腔技术<sup>[41-43]</sup> 并且提高激光脉冲的重复频率, 可以有效提高输出 X 射线的光子数产额. 等离子体加速电子脉冲、CO<sub>2</sub> 大功率激光器等技术也能极大地增加 X 射线光源的亮度, 并产生非线性高能 X 射线光子.

作者特别感谢何海萍的支持和帮助.

[1] Wahlström C G, Larsson J, Persson A, Starczewski T, Svanberg S, Salières, Balcou Ph, L'Huillier A 1993 *Phys. Rev. A* **48** 4709  
 [2] Lewenstein M, Balcou P, Ivanov M Y, L'Huillier A, Corkum P B 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2117  
 [3] Miyazaki K, Takada H 1995 *Phys. Rev. A* **52** 3007  
 [4] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R, Tempea G, Spielmann C, Reider G A, Corkum P B, Krausz F 2001 *Science* **291** 1923

[5] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C, Reider G A, Milosevic N, Brabec T, Corkum P B, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2001 *Nature (London)* **414** 509  
 [6] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R, Uiberacker M, Yakovlev V, Scrinzi A, Westerwalbesloh T, Kienberger U, Heinzmann U, Krausz F 2002 *Nature (London)* **419** 803  
 [7] Kienberger R, Goulielmakis E, Uiberacker M, Baltuska A,



- Yakovlev V, Bammer F, Scrinzi A, Westerwalbesloh T, Kleineberg U, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2004 *Nature* ( London ) **427** 817
- [ 8 ] Goulielmakis E, Uiberacker M, Kienberger R, Baltuska A, Yakovlev V, Scrinzi A, Westerwalbesloh Th, Kleineberg U, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2004 *Science* **305** 1267
- [ 9 ] Sansone G, Benedetti E, Calegari F, Vozzi C, Avaldi L, Flammini R, Poletto L, Villoresi P, Altucci C, Velotta R, Stagira S, De Silvestri S, Nisoli M 2006 *Science* **314** 443
- [ 10 ] Goulielmakis E, Schultze M, Hofstetter M, Yakovlev V S, Gagnon J, Uiberacker M, Aquila A L, Gullikson E M, Attwood D T, Kienberger R, Krausz F, Kleineberg U 2008 *Science* **320** 1614
- [ 11 ] Ge Y C 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 2461
- [ 12 ] Ge Y C 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 1305
- [ 13 ] Ge Y C 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 2070
- [ 14 ] Spielmann C, Burnett N H 1997 *Science* **278** 661
- [ 15 ] Schntürer M, Spielmann C, Wobrauschek P, Strelci C, Burnett N H, Kan C, Ferencz K, Koppitsch R, Cheng Z, Brabec T, Krausz F 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3236
- [ 16 ] Ge Y C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2899 ( in Chinese ) [ 葛愉成 2008 *物理学报* **57** 2899 ]
- [ 17 ] Ge Y C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4091 ( in Chinese ) [ 葛愉成 2008 *物理学报* **57** 4091 ]
- [ 18 ] Arutunian F R, Tumanian V A 1963 *Phys. Lett.* **4** 176
- [ 19 ] Milburn R H 1963 *Phys. Rev. Lett.* **10** 75
- [ 20 ] Ting A, Fischer R, Fisher A, Evans K, Burris R, Krall J, Esarey E, Sprangle P 1995 *J. Appl. Phys.* **78** 575
- [ 21 ] Schoenlein R W, Leemans W P, Chin A H, Volfbeyn P, Glover T E, Balling P, Zolotorev M, Kim K J, Chattopadhyay S, Shank C V 1996 *Science* **274** 236
- [ 22 ] Kashiwagi S, Washio M, Kobuki T, Kuroda R, Ben-Zvi I, Pogorelsky I, Kusche K, Skaritka J, Yakimenko V, Wang X J, Hirose T, Dobashi K, Muto T, Urakawa J, Omori T, Okugi T, Tsunemi A, Liu Y, He P, Cline D et al 2000 *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **455** 36
- [ 23 ] Pogorelsky I V, Ben-Zvi I, Hirose T, Kashiwagi S, Yakimenko V, Kusche K, Siddons P, Skaritka J, Kumita T, Tsunemi A, Omori T, Urakawa J, Washio M, Yokoya K, Okugi T, Liu Y, He P, Cline D 2000 *Phys. Rev. ST AB* **3** 090702
- [ 24 ] Kimura M 2002 *Study of X-ray generation by Laser Compton scattering*( Master Thesis, Hiroshima University )
- [ 25 ] Uesaka M, Kotaki H, Nakajima K, Harano H, Kinoshita K, Watanabe T, Ueda T, Yoshii K, Kando M, Dewa H, Kondo S, Sakai F 2000 *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **455** 90
- [ 26 ] Yorozu M, Yang J, Okada Y, Yanagida T, Sakai F, Endo A 2001 *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** 4228
- [ 27 ] Endo A 2000 *A Compact laboratory Femtosecond X-ray Source Based on Precision Control of Electron Photon Collisions*( Workshop on Femtosecond X-ray Science, Berkeley )
- [ 28 ] Pogorelsky I V 1998 *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **411** 172
- [ 29 ] Sakai F 2001 *Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference* ( Chicago )
- [ 30 ] 2002 *PHYSICAL REVIEW SPECIAL TOPICS - ACCELERATORS AND BEAMS, VOLUME 5* 044701
- [ 31 ] Esarey E, Ride S K, Sprangle P 1993 *Phys. Rev. E* **48** 3003
- [ 32 ] Ride S K, Esarey E, Baine M 1995 *Phys. Rev. E* **52** 5425
- [ 33 ] Yang J, Washio M, Endo A, Hori T 1999 *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **428** 556
- [ 34 ] Fujita M, Asakuma T, Chen J, Imasaki K, Yamanaka C, Asakawa M, Inoue N, Mima K, Nakai S, Agari T, Nakao N, Moon A, Ohigashi N, Minamiguchi T, Tsunawaki Y 1995 *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **358** 524
- [ 35 ] Ge Y C 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 349
- [ 36 ] Ge Y C 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1916
- [ 37 ] Ge Y C 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 143
- [ 38 ] Ge Y C 2006 *Phys. Rev. A* **74** 015803
- [ 39 ] Ge Y C 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033851
- [ 40 ] Ge Y C 2006 *Chin. Phys. Lett.* **15** 2909
- [ 41 ] Chen J, Imasaki K, Fujita M, Yamanaka C, Asakawa M, Nakai S, Asakuma T 1994 *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **341** 346
- [ 42 ] Fujita M, Moon A, Yasuda E, Asakuma T, Minamiguchi T, Asakawa M, Chen J, Imasaki K, Yamanaka C, Roy P K, Mima K, Nakai S, Nakao N, Ishida T, Watanabe T, Ohigashi N, Tsunawaki Y, Yamazaki Y, Sakuma M 1996 *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **375** ABS14
- [ 43 ] Ruoso G, Storz R, Seel S, Schiller S, Mlynek J 1997 *Optics Communications* **133** 259

# Physical properties of laser-electron Compton scattering<sup>\*</sup>

Ge Yu-Cheng<sup>†</sup>

( School of Physics and State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology , Peking University , Beijing 100871 , China )

( Received 31 August 2008 ; revised manuscript received 20 October 2008 )

## Abstract

The energy properties and the differential cross-sections of laser-electron-Compton scattering are quantitatively investigated. The calculations show simple structures of the scattered photon energy and the angular distribution of the differential cross-section. At high incident electron energy, Compton scattering X-ray source has features of easily tunable photon energy and small forward emission angle. Although the dispersion of Compton scattering X-ray source is large, narrow bandwidth X-ray emission can be obtained experimentally by using specific monochromatic filter. The total cross-section and the cross-section within the forward emission angle ( $< 1/\gamma$ , where  $\gamma = E/m_0 c^2$  is the total electron energy ( $E$ ) in the unit of its static energy ( $m_0 c^2$ )) change slightly for different laser wave lengths and different incident electron energies in a broad range from 1 MeV to 10 GeV. They have values of 0.067 mb and 0.033 mb, respectively. The total cross-section of the visible lights is very small. These results may be useful for building new generation ultra-short X-ray source based on Compton scattering technique.

**Keywords** : Compton scattering , energy property , differential cross section , angular distribution

**PACC** : 3480 , 4255T , 4255V , 3320R

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10675014 ).

<sup>†</sup> E-mail : gyc@pku.edu.cn