

# 基于同步辐射加速器的康普顿 背散射 $\gamma$ 射线源\*

## ( I ) 产生 MeV 量级 $\gamma$ 光子的数值计算

蔡翔舟<sup>1)</sup> 顾嘉辉 郭威 沈文庆

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

**摘要** 提出在筹建的上海同步辐射装置上建造一条 MeV 量级  $\gamma$  射线束及应用站,采用  $\mu\text{m}$  波长的红外(或远红外)激光与储存环中 3.5GeV 电子束进行康普顿背散射,从而获得能区为 1—25MeV 的康普顿背散射  $\gamma$  光子束,该光子束具有高强度、高极化度(线和圆极化)、准单色、方向性好的优点,可以广泛地应用于核物理和核天体物理基础研究及相关的应用研究领域.介绍了康普顿背散射的基本原理,并结合储存环参数给出了光子束性能的数值计算结果.

**关键词** 康普顿背散射光子 高功率  $\text{CO}_2$  激光器 同步辐射装置

## 1 引言

采用电子加速器获得的极化或非极化  $\gamma$  射线一直是人们研究原子核物理及相关领域强有力的探针之一,目前世界上主要使用两类  $\gamma$  光源,一类是激光与电子束发生康普顿背散射(BCS)产生  $\gamma$  射线,另一类是韧致辐射产生  $\gamma$  射线(BR).与 BR 方法相比,BCS 方法主要有两大优点:第一,BCS 方法可以产生更多的高能部分光子,低能光子造成的本底要比 BR 方法小得多.能量对  $E_{\gamma}^{\text{max}}$  归一后,BCS 方法在能量最小和最大时强度最大,中等能量时的强度约为 1/2;对 BR 而言,强度随能量增加缓慢减小,并在接近最高能量时急剧地减小<sup>[1]</sup>.第二,BCS 方法通过调节激光极化度可以很容易得到几乎 100% 线或圆极化的光子. BR 方法一般只能得到 35% 左右的圆极化光子,并必须使用加速的极化电子束.极化实验中的统计误差是以极化度的平方起作用,所以使用 BCS 光子的实验误差可以比 BR 小一个数量级,对开展极化核物理实验研究有其优越性.

目前,世界上能产生高强度 MeV 量级极化  $\gamma$  射线的装置极少.日本电子技术实验室利用 ETL-LCS 的 TERAS 贮存环(最高能量 800MeV)和 Nd:YAG 激光,通过改变电子能量

2002-01-06 收稿

\* 中国科学院九五重点项目资助

1) E-mail: caixz@sinr.ac.cn

和利用准直技术获得 1—20MeV、能量分辨 1%—4%、强度为  $10^4$ — $10^5$  s<sup>-1</sup> 的  $\gamma$  射线,已完成的几个核共振荧光和光核反应实验显示出准单色极化光子在研究极化现象中的优势<sup>[2]</sup>. 日本大阪大学提出在 Spring8(电子能量 8GeV)上利用远红外激光产生 MeV 量级  $\gamma$  射线束的设想<sup>[3]</sup>, 并已开始激光器预研和建立束线的准备工作.

筹建的上海同步辐射装置(SSRF)属于国际先进的第三代同步辐射装置,具有低发射度、小束团尺寸、高流强和低色散度等特点,它将为我国建造高品质实用的极化  $\gamma$  光源提供一个难得的机遇. 我们提出在 SSRF 上建造一条 MeV 量级  $\gamma$  射线束及应用站(SLEGS-1),采用  $\mu$ m 波长的红外(或远红外)激光与储存环中 3.5GeV 电子束进行康普顿背散射(BCS),从而获得能区为 1—25MeV 的高极化度(线或圆极化)、准单色、方向性好的 BCS  $\gamma$  光子. 由于  $\gamma$  光子的能量强烈地依赖于电子能量,因此 SLEGS-1 比 Spring8 更易利用准直法获得准单色的 MeV 量级  $\gamma$  射线. 利用产生的 BCS 光子束可进行光核反应截面的精确测量和核共振荧光(NRF)进行核激发态的字称、跃迁多极性及其共振研究;进行天体演化中某些基本核反应的截面测量;利用低能强  $\gamma$  脉冲源开展癌症肿瘤治疗、 $\gamma$  照相成像、 $\gamma$  活化分析及正电子束产生等应用研究.

本文介绍了在 SSRF 上建造 MeV 量级  $\gamma$  射线束及应用站(SLEGS-1)的基本原理,并结合储存环参数给出了数值计算得到的  $\gamma$  光束性质初步结果.

## 2 由康普顿背散射生成 MeV 量级准单色极化 $\gamma$ 束

激光与贮存环中高能电子束对撞,发生康普顿背散射,激光从电子获得能量后变成  $\gamma$  射线. 图 1 为激光与高能电子之间发生康普顿背散射示意图.

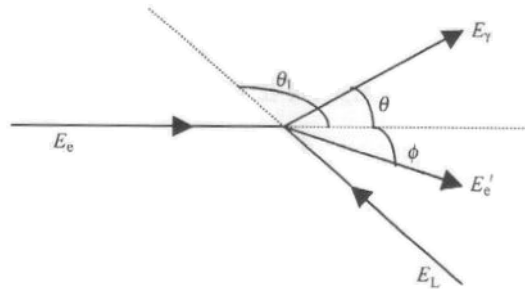


图 1 康普顿反散射过程示意图

由两体反应的动量和能量守恒,可得<sup>[4]</sup>:

$$\begin{cases} E_e + E_L = E'_e + E_\gamma \\ P_e + \frac{E_L}{c} \cos(\theta_1) = \frac{E_\gamma}{c} \cos(\theta) + E'_e \cos(\phi) \\ \frac{E_\gamma}{c} \sin(\theta) + \frac{E_L}{c} \sin(\theta_1) = P'_e \sin(\phi) \end{cases} \quad (1)$$

其中  $E_e$ ,  $E'_e$  和  $E_L$  分别为贮存环中高能电子、散射电子和入射激光的能量,  $E_\gamma$  为 BCS  $\gamma$  光子能量,  $P_e$  和  $P'_e$  分别为高能电子和散射电子的动量,  $c$  为光速

从方程组(1)可得到 BCS 光子能量与出射角  $\theta$  的关系<sup>8</sup>:

$$E_\gamma = E_L \frac{(1 - \beta \cos \theta_1)}{1 - \beta \cos \theta + E_L (1 - \cos(\theta - \theta_1)) / E_c}, \quad (2)$$

其中  $\beta = v/c$ , 当贮存环中高能电子能量大于 50MeV 时,  $\beta \rightarrow 1$ , 此时  $\gamma$  光子的散射角  $\theta < 10\text{mrad}$ . 当激光光子反平行于电子束入射 ( $\theta_1 = 180^\circ$ ), 并发生  $180^\circ$  背散射时 ( $\theta = 0^\circ$ ), 出射  $\gamma$  光子获得最大能量:

$$E_\gamma^{\max} = \frac{4E_c^2 E_L}{m^2 c^4 + 4E_c E_L}, \quad (\beta \rightarrow 1). \quad (3)$$

由(3)式可知,  $\gamma$  光子最大能量与电子能量的平方和激光能量分别近似地成正比, 由此可知  $\gamma$  光子能量对电子能量的依赖性要比对激光能量强得多.

实验室坐标系(LAB)中 BCS 的微分截面可以从电子静止坐标系(ER)出发得到. 假设  $\theta_1 = 180^\circ$ , ER 坐标系中的角度微分截面(Klein-Nishina 微分截面)<sup>9</sup> 形式如下:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{ER}} = \frac{r_0^2}{2} R^2 \left( R + \frac{1}{R} - 1 + \cos^2 \theta^{\text{ER}} \right), \quad (4)$$

这里  $r_0$  是电子经典半径,  $R$  是 ER 坐标系中出射和入射光子能量的比, 可从公式(2)出发, 考虑电子处于静止状态 ( $\beta = 0$ ) 得到, 在这里 LAB 坐标系和 ER 坐标系是等价的,

$$R = \frac{E_\gamma^{\text{ER}}}{E_L^{\text{ER}}} = \frac{1}{1 + E_L^{\text{ER}} / mc^2 (1 + \cos \theta^{\text{ER}})}. \quad (5)$$

令  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ , 通过坐标变换, 可分别求得 LAB 坐标系中的角度和能量微分截面

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{LAB}} = \frac{r_0^2}{2} \left( \frac{1 - \beta \cos \theta}{1 - \beta^2} \right)^{-1} R^2 \left( R + \frac{1}{R} - 1 + \cos^2 \theta^{\text{ER}} \right), \quad (6)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_\gamma}\right)^{\text{LAB}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{LAB}} \cdot \left(\frac{d\Omega}{dE_\gamma}\right)^{\text{LAB}} = -\frac{2\pi(1 + \beta)\gamma^2 E_L}{E_\gamma(\gamma E_L / mc^2 - \gamma^2 \beta)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{LAB}} \quad (7)$$

反应总截面  $\sigma_\tau$  同坐标系的选取无关, 可在 ER 坐标系中计算:

$$\sigma_\tau = \int_0^\pi 2\pi \sin \theta^{\text{ER}} d\theta^{\text{ER}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{ER}} = \int_0^{E_\gamma^{\max}} dE_\gamma \left(\frac{d\sigma}{dE_\gamma}\right)^{\text{ER}}. \quad (8)$$

BCS 光子的产生率即流强  $N_\gamma (\text{s}^{-1})$  为

$$N_\gamma = c\sigma_\tau \iint \rho_e \rho_L dx dy dz, \quad (9)$$

$\rho_e$  为电子密度,  $\rho_L$  为激光光子密度.  $x, y$  分别为离开束轴  $z$  的水平和垂直距离. 假定激光强度为高斯分布:

$$\rho_L = \rho_{0L} \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{2y^2}{\omega^2}\right), \quad (10)$$

$\omega$  是距离, 在此距离时激光强度是中心强度被  $e^2$  除, 它是相互作用点  $z$  的函数

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{a_0}\right)^2} \quad a_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}, \quad (11)$$

$\lambda$  是激光波长,  $\omega_0$  是激光的腰  $z = z_0$  处的半径(即最小半径). 激光分布的密度归一化常数  $\rho_{0L}$  与激光束功率  $P$  有以下关系:

$$\rho_{0L} = \frac{2P}{\pi E_L c \omega^2}. \quad (12)$$

电子分布也可类似地写成高斯分布,其中  $\sigma_x$  和  $\sigma_y$  分别为电子束半宽度和半高度,它们依赖于相互作用点  $z$  的位置,电子分布的密度归一化常数  $\rho_{0e}$  与束流流强  $I$  也有类似式(12)的依赖关系.将方程(9)积分得

$$N_\gamma = \frac{2Pl\sigma_T}{\pi E_L ec} \int \frac{1}{\sqrt{(\omega^2 + 4\sigma_x^2)(\omega^2 + 4\sigma_y^2)}} dz = PIL, \quad (13)$$

其中  $L(\text{W}^{-1}\text{A}^{-1}\text{s}^{-1})$  为发光度.根据沿交叉电子束和激光束的实际发散、电子束强度和激光功率,可求积分得  $N_\gamma$ .假定激光聚焦在相互作用的中心位置,此时激光的光子密度最大而电子密度最小,因此光子产生率在整个相互作用区内变化不大,发光度  $L$  可由下式近似估算:

$$L = \frac{1}{12} \frac{\sigma_T(\text{mb})L_1(\text{m})}{E_L(\text{eV})A(\text{cm}^2)}, \quad (14)$$

$$A = \sqrt{(\omega_0^2 + 4\sigma_x^2)(\omega_0^2 + 4\sigma_y^2)},$$

其中  $L_1$  为相互作用区长度.联立方程(9),(14),可得 BCS 光子的角分布为

$$\frac{dN_\gamma}{d\Omega} = c \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \int \rho_e \rho_L dx dy dz = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{N_\gamma}{\sigma_T}. \quad (15)$$

同理得 BCS 光子的能谱为

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = c \cdot \frac{d\sigma}{dE_\gamma} \int \rho_e \rho_L dx dy dz = \frac{d\sigma}{dE_\gamma} \cdot \frac{N_\gamma}{\sigma_T}. \quad (16)$$

这时用完全线或圆极化的激光同非极化电子作用,可得到相同极化的  $\gamma$  射线. $\gamma$  射线在 ER 坐标系中的极化度 ( $P_L$  和  $P_c$ ) 可通过下式计算,同样通过坐标变换,可求得 LAB 坐标系中的线或圆极化度

$$P_L = \frac{-\cos\theta^{\text{ER}}}{R + \frac{1}{R} - \sin^2\theta^{\text{ER}}} \left( R + \frac{1}{R} \right), \quad (17)$$

$$P_c = \frac{(1 + \cos\theta^{\text{ER}})^2}{2 \left( R + \frac{1}{R} - \sin^2\theta^{\text{ER}} \right)}.$$

### 3 SLEGS-I 低能极化 $\gamma$ 束性质

SSRF 的主要设计参数见表 1<sup>[10]</sup>,电子束能量为 3.5GeV,仅次于日本 Spring8、美国 APS 和欧共体 ESRF,它由 20 个 DBA(Double-Bend Achromat)标准单元组成,全环为镜象对称的 10 超周期结构.

用几百瓦的高功率  $\text{CO}_2$  激光器作为光泵的分子气体激光器,可以得到波长为几百微米、输出功率为几瓦的远红外激光.表 2 中列出由  $\text{CO}_2$  气体激光器可得到的激光波长,及对应的 SSRF-SLEGS-I 可产生  $\gamma$  射线最大能量和强度.

表 1 SSRF 的几个主要设计参数

运行能量	GeV	3.5	单元数目	20
环周长	m	396	直线节:长度×数目	m 7.24×10 5.0×10
自然水平发射度 $\epsilon_{x0}$	nm·rad	11.8	自然能量散度 $\sigma_E$	$9.23 \times 10^{-4}$
束流流强:多束团(单束团)	mA	200—300(5)	自然束团长度(rms) $\sigma_s$	mm 4.59

表 2 激光器波长、SLEGS-I 生成  $\gamma$  射线的最大能量和强度

激光类型	激光(平均输出功率 2—5W)		$\gamma$ 射线性质	
	波长/ $\mu\text{m}$	能量/eV	最大能量/MeV	强度/ $\text{s}^{-1}$
$\text{CO}_2$ 气体激光器	10.6	0.117	21.9	$10^8 - 10^{10}$
	65.1	0.0190	3.58	
	100	0.0124	2.33	
	220	0.0056	1.06	

我们假定激光与电子束在 DBA 标准单元的色散区直线节内最佳几何交叉条件下进行对撞,电子束流强为 200mA,在作用区中心位置  $\sigma_x$  和  $\sigma_y$  均为 0.1mm,激光腰的半径  $\omega_0 = 0.5\text{mm}$ ,平均输出功率 2W. 通过公式(13—18)可以计算得到  $\gamma$  射线的强度及相关性能.

计算结果如图 2—5 所示.  $\gamma$  光子能量与散射角之间有确定的对应关系,依据这一对应关系,用准直器可以得到准单色的  $\gamma$  射线. 散射光子的能谱比较平坦,与能量没有很强的依赖关系,不同于韧致辐射光子产额主要集中在低能部分.  $\gamma$  光子在单位能量单位时间的强度  $\sim 10^7 \text{MeV}^{-1} \text{s}^{-1}$ . 从图 4 可以看出光束有良好的方向性,光子产额随着出射角增大急剧减少,50% 以上光子主要集中在 0.15mrad 立体角内. 从极化度与能量依赖关系图中可以看出,在  $\theta_\gamma = 0$  附近即  $\gamma$  射线在最大能量 3/4 处以上的光子,平均线极化(圆极化)可达 90% (80%).

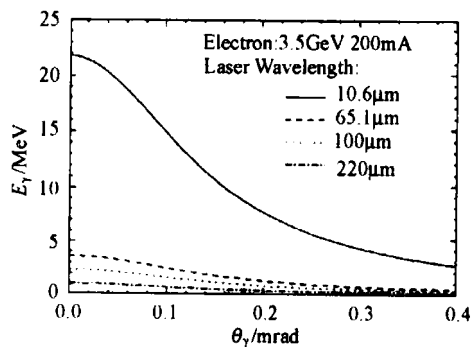
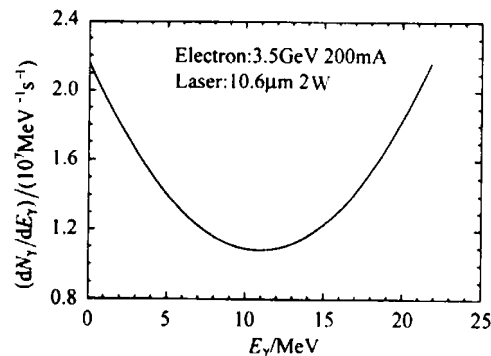
图 2 散射光子能量  $E_\gamma$  与出射角度  $\theta_\gamma$  之间的依赖关系

图 3 散射光子的能谱

$\gamma$  光束强度主要依赖于激光强度和电子流强. 对于 MeV 量级光束而言,由于贮存环电子动力学孔径为 1%,产生  $E_\gamma < 35\text{MeV}$  光子时散射电子从高频补充能量后仍可回到主轨道而不会损失,高频因补偿电子损失能量而需要增加的额外功率仅 4mW( $\gamma$  射线的流强

按  $10^9 \text{s}^{-1}$  计算),基本上可以忽略,这种寄生运行状态不影响贮存环其他用户工作.因此当激光电子作用区选在 SSRF 贮存环的长直线段时,可以得到更高的发光度.由于电子能量损失很小, $\gamma$  射线的能量只能由准直法来确定,其能量分辨与电子束参数(如能散、角发散)和准直器的设置(孔径大小和离光源距离)有关.由于电子束的发散,用准直法得到的能量分辨率上限约为 2%. 设置准直器时,要同时兼顾到能量分辨和强度两个方面.需指出的是,以上都是基于解析表达式的数值计算结果,实际上电子和激光光子在相互作用区内均有一个相空间分布,电子束的能散、电子束的横向尺寸和角发散、贮存环中相应部分段的磁结构决定了  $\gamma$  光子的空间分布和能量分布,从而影响到  $\gamma$  射线的能量分辨和强度.

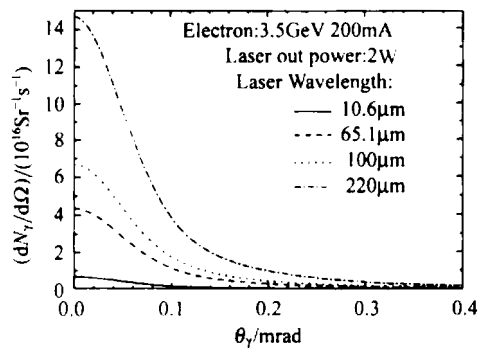


图 4 散射光子的角分布

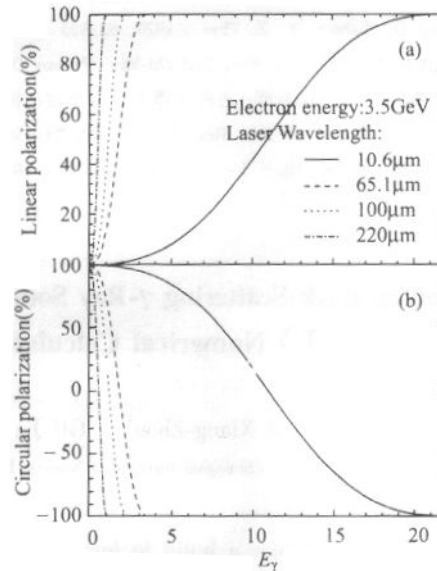


图 5 (a) 散射光子的线形极化度与能量之间依赖关系;  
(b) 散射光子的圆极化度与能量之间依赖关系

## 4 结论

本文建议在筹建的 SSRF 上建造一条 MeV 量级  $\gamma$  射线束及应用站,获得能区为 1—25 MeV 的 BCS $\gamma$  光子束.该光子束具备高强度和高极化度、单色性和方向性好、ns 脉冲时间结构的特性,可以广泛地应用于核物理和核天体物理基础研究及应用研究.

值得一提的是,最近美国 Duke 大学自由电子激光实验室(DFELL)和 Triangled 大学核物室(TUNL)联合建造了一个新的高强度  $\gamma$  源 HIGS<sup>[11,12]</sup>,利用由贮存环驱动的波长为 379.4 nm 的自由电子激光(FEL)与环内 500 MeV 电子束发生康普顿反散射,成功地产生了 12.2 MeV、准单色的、100% 线极化的  $\gamma$  射线束.这种方法比用传统激光器产生的光子强度高出 3 个数量级、光子能量可以通过改变 FEL 波长很容易地调节、 $\gamma$  射线环境干净、背景也极少,因此这也是一个令人瞩目的产生高强度极化  $\gamma$  源的方法.

**参考文献 (References)**

- 1 Olsen H et al. Phys. Rev., 1959, **114**:887
- 2 Yamazaki T et al. Synchrotron Radiation News, 1996, **9**(5):27
- 3 Fujiwara M, Hotta T, Kinashi T et al. ACTA PHYSICA POLONICA, 1998, **B29**:141
- 4 Federici I, Giordano L, Matone G et al. Lett. al Nuovo Cimento, 1980, **27**(11):339
- 5 Sandorfi A M. Brookhaven National Laboratory Report, 1980, BNL-32717
- 6 Blumberg L N. Brookhaven National Laboratory Report, 1992, BNL-47503
- 7 Arutyunian F R, Tumanian V A. Phys. Lett., 1963, **4**:176
- 8 Stepanek J. Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. 1998, **A412**:174
- 9 Klein O, Nishina. Y. Z. Phys., 1929, **52**:853
- 10 HUANG Nan, LIU Gui-Min, DAI Zhi-Min. Primary Design of SSRF, 2001, S/N-SSRF-AP31-00 (in Chinese)  
(黄楠, 刘桂民, 戴志敏. 上海光源工程初步设计报告, 2001, S/N-SSRF-AP31-00)
- 11 Litvinenko V N et al. Phys. Rev. Lett., 1997, **78**:4569
- 12 Carnau T S et al. Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res., 1996, **A378**:1

**Compton Back-Scattering  $\gamma$ -Ray Source Based on Synchrotron Radiation Facility  
( I ) Numerical Calculation of the Produced MeV  $\gamma$ -Ray**

CAI Xiang-Zhou<sup>1)</sup> GU Jia-Hui GUO Wei SHEN Wen-Qing  
(Shanghai Institute of Nuclear Research, CAS, Shanghai 201800, China)

**Abstract** We propose a build to low-energy  $\gamma$ -ray beam line (SLEGS- I ) at the Shanghai Synchrotron Radiation Facility (SSRF). By Compton back-scattering (BCS) of infrared or far-infrared laser lights from 3.5 GeV electrons circulating in the storage ring of SSRF, high intense quasi-monochromatic BCS  $\gamma$ -rays with high linear or circular polarization ranging 1—25MeV will be produced. It can be widely applied to fundamental researching fields of nuclear physics, nuclear astrophysics and related applications. In this paper, we briefly present the outline of BCS theory and the properties of BCS  $\gamma$ -ray with numerical computation based on the major parameters of SSRF storage ring.

**Key words** Compton back-scattering, high power CO<sub>2</sub> laser, synchrotron radiation facility

Received 6 January 2002

\* Supported by Major Subject of Chinese Academy of Sciences

1) E-mail: caixz@sinr.ac.cn