第 59 卷 第 3 期 2010 年 3 月
1000-3290/2010/59(03)/1638-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol. 59, No. 3, March, 2010
©2010 Chin. Phys. Soc.

基于椭圆超腔的高亮度激光同步辐射分析*

孟现柱† 王明红 任忠民

(聊城大学物理科学与信息工程学院,聊城 252059)

(2009 年 5 月 7 日收到;2009 年 6 月 3 日收到修改稿)

提出了一种椭圆超腔,计算了椭圆超腔焦点处的光强,讨论了基于椭圆超腔技术的激光同步辐射的光子产额和辐射功率. 结果发现:当椭圆超腔镜壁的反射率为 99.99% 时,椭圆超腔焦点处的光强可以达到入射光强 I_0 的 5000 倍;利用 3.5 GeV 电子束与在椭圆超腔焦点处的激光束垂直散射可以获得能量 10.975 MeV 的高亮度 γ 射线,其光子产额和辐射功率将比电子束与单束激光垂直散射时产生的光子产额和辐射功率高 2.5×10^7 倍.

关键词: 超腔, 康普顿散射, 光子产额, 辐射功率

PACC: 1360F, 6180E

1. 引 言

利用强激光与相对论电子束的逆康普顿散射,产生准单色、能量可调的高亮度光脉冲的新型光源叫激光同步辐射源(laser synchrotron source, LSS). 1963 年, Milburn 提出了利用激光与电子束发生逆康普顿散射产生高能光子的设想[1,2]. 同年 Fiocoo 等利用 800 μs 长脉冲红宝石激光与低能电子束碰撞,在实验中观察到相对 6934 Å 激光有 259 Å 频率上移的散射光子. 到 20 世纪 90 年代,产生超快 X 射线脉冲的激光同步辐射源实验装置得以实现[3],同时逐步建立了一系列较完善的 LSS 理论[4—7]. 我国的上海激光电子 γ 源(SLEGS)就是这种类型的 γ 源之一. 它利用上海同步辐射装置(SSRF)储存环中 3.5 GeV 电子束和远红外激光进行康普顿散射,从而获得准单色、高强度和高极化度的 γ 射线[8].

LSS 中 γ 光束强度主要依赖于激光强度和电子流强,激光强度和电子流强越大,γ 光束强度越大[9,10]. 为了提高激光强度,本文提出了一种椭圆超腔,计算了椭圆超腔焦点处的光强,讨论了基于椭圆超腔技术的激光同步辐射的光子产额和辐射功率.

2. 椭圆超腔

利用 CW 激光(continuous wave laser)和超腔技术来提高 LSS 亮度的方案是由 Fujita 等人提出的[11—13]. 这种超腔,实际上是一种高精度的 Fabry-Perot 干涉仪,由于它装有反射率可达 99.99% 的腔镜,因此可以将注入 F-P 干涉仪的 CW 激光存储于腔内. 本文作者也曾经对其进行了讨论[11]. 本文所提出的椭圆超腔如图 1 所示,由一面凸透镜和一面椭圆环状腔镜构成,凸透镜将激光束汇聚到椭圆的一个焦点 F_1 上,使激光束中所有光线都通过焦点 F_1. 根据椭圆的光学性质,通过焦点 F_1 的任意一条光线,经过椭圆超腔镜壁反射后,反射光线都将通过另一个焦点 F_2,再次反射后,反射光线又会通过焦点 F_1,…,这样激光束在焦点处将会随着反射而无限次叠加,实现光强的提高. 设椭圆超腔镜壁的反射率为 r,入射激光束经过透镜汇聚后的光强为 I_0. 则焦点 F_1 处的光强

$$I_{F_1} = I_0 + I_0 r^2 + I_0 r^4 + \cdots = \frac{I_0}{1-r^2}, \tag{1}$$

焦点 F_2 处的光强

$$I_{F_2} = I_0 r + I_0 r^3 + \cdots = \frac{I_0 r}{1-r^2}, \tag{2}$$

设椭圆超腔镜壁的反射率为 99.99%,根据(1)式可

* 国家自然科学基金(批准号:60871047)和聊城大学自然科学基金(批准号: X0810018)资助的课题.

† E-mail: mengxz12@yahoo.com.cn

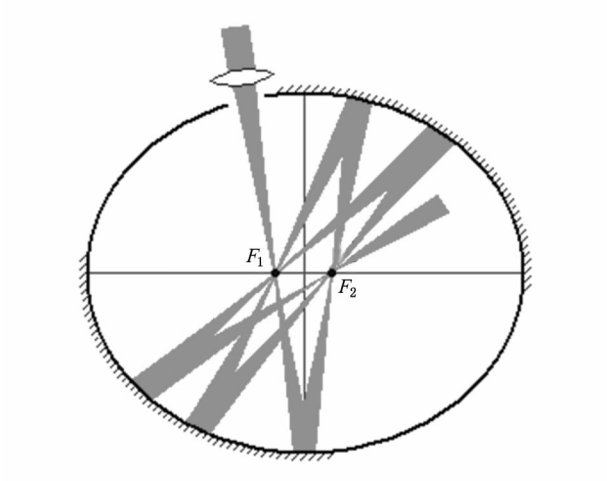

图 1　椭圆超腔的原理

得焦点 F_1 处的光强是入射光强 I_0 的 5000.25 倍，根据(2)式可得焦点 F_2 处的光强是入射光强 I_0 的 4999.75 倍. 后面计算指出，电子束与在椭圆超腔焦点处的激光束垂直散射时产生的光子产额和辐射功率将比电子束与单束激光垂直散射时产生的光子产额和辐射功率高 2.5×10^7 倍.

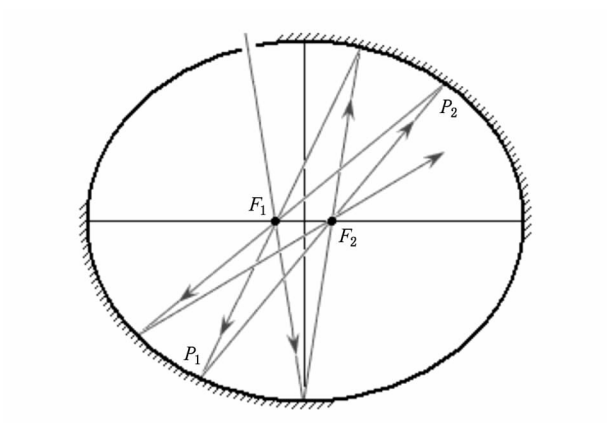

图 2　椭圆超腔中光程的计算

要实现高亮度的 LSS 辐射，激光在焦点处应该相干加强，即过焦点的任意一条光线再次回到该焦点时的光程差为激光波长的整数倍. 如图 2，通过焦点 $F_1(0,-f)$ 的任意一条光线(F_1P_1)，在 $P_1(x_1, y_1)$ 点反射后将通过焦点 $F_2(0,f)$，在 $P_2(x_2, y_2)$ 点反射后将再次通过焦点 F_1，其中 f 为椭圆的焦距，因此过焦点 F_1 的光线再次回到焦点 F_1 的光程差 $\delta=\sqrt{(x_1+f)^2+y_1^2}+\sqrt{(x_1-f)^2+y_1^2}+\sqrt{(x_2-f)^2+y_2^2}+\sqrt{(x_2+f)^2+y_2^2}$，利用 $\frac{x^2}{a^2}+\frac{y^2}{b^2}=1$ 和 $f^2=a^2-b^2$ 整理得 $\delta=4a$. 因此对于连续波激光或者长脉冲激光，只要

$$4a=k\lambda_1, \tag{3}$$

就能实现入射激光束在焦点处相干加强，其中 λ_1 为入射激光的波长，k 为正整数.

3. 分析与讨论

3.1. 垂直散射的波长

在 LSS 中，激光与电子束的散射方式通常有背散射($\theta_1=\pi$)和垂直散射($\theta_1=\pi/2$)两种方式. 其中垂直散射可以获得超短光脉冲，为探测化学、物理学中的分子动力学过程和实现生物学中的超快成像等应用和研究提供重要工具.

在椭圆超腔中，高能电子束垂直椭圆所在平面正对其中一个焦点入射，就能实现电子束就与通过焦点处的所有激光束垂直散射. 图 3 给出了电子束与椭圆超腔焦点处的激光束垂直散射示意图. 垂直散射时辐射的波长[14—16]

$$\lambda_2\approx\frac{\lambda_1}{2\gamma^2}, \tag{4}$$

式中 $\gamma=1/\sqrt{1-\beta^2}$ 为 Lorentz 因子，$\beta=v/c$ 为电子的相对速度，v 为电子的速度. 表 1 为根据上式计算得到的电子束与激光束垂直散射时的 SLEGS 辐射波长和能量. 可见利用 3.5 GeV 电子束和远红外激光在椭圆超腔焦点处垂直散射可以获得能量 10.975 MeV 的 γ 射线. 其脉宽等于电子束团穿越激光束的时间尺度[17].

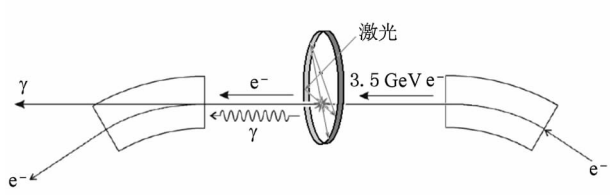

图 3　电子束与椭圆超腔焦点处的激光束垂直散射示意图

表 1　SLEGS 的辐射波长和能量

CO_2 激光	λ_1/μm	λ_2/μm	能量/MeV
	10.6	1.129×10^{-7}	10.975
	65.1	6.938×10^{-7}	1.787
	100	10.658×10^{-7}	1.163
	220	23.448×10^{-7}	0.528

3.2. 光子数密度与激光光强的关系

设光子数密度为 n_L，每一个光子的能量为 $hc/$

λ_1,则一个周期 T 时间内穿过光束面元 $\mathrm{d}A$ 的光子能量为 $(hc/\lambda_1)n_{\mathrm{L}}cT\mathrm{d}A$,因此激光的光强与光子数密度的关系为

$$I = \frac{hc^2}{\lambda_1}n_{\mathrm{L}}. \tag{5}$$

3.3. 单个电子的光子产额和辐射功率

设电子的散射截面为 σ,对于电子束与激光束的垂直散射的情况,根据文献[11],单个电子产生的光子产额

$$n = \frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}t} = n_{\mathrm{L}}\sigma v = \frac{I\sigma v\lambda_1}{hc^2}. \tag{6}$$

激光与电子束垂直散射时的辐射功率

$$P = \frac{hc^2}{\lambda_2}\frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}t} = 2\gamma^2 I\sigma v, \tag{7}$$

可见,单个电子的光子产额和辐射功率都与激光光强的平方成正比.

3.4. 束团内电子数的变化规律

在实际康普顿散射光源中,参与碰撞的都是电子束团,一个电子束团内的电子数一般达到 10^8—10^9 个,显然,这些电子并不全部同时参与碰撞. 下面以束团内速度为 v 的电子的散射为例进行分析. 根据统计物理,可以设在 $\mathrm{d}t$ 时间内,能够与激光发生散射的速度为 v 的电子数 $\mathrm{d}N_v$ 与此时速度为 v 的总电子数 N_v 成正比,即

$$-\mathrm{d}N_v = AN_v\mathrm{d}t, \tag{8}$$

移项并积分得

$$N_v = N_{v0}\mathrm{e}^{-At}, \tag{9}$$

式中 N_{v0} 是 0 时刻束团内速度为 v 的总电子数. 根据上式可以求出电子保持速度 v 的平均时间

$$\tau = \frac{1}{N_{v0}}\int_{N_{v0}}^{0} t(-\mathrm{d}N_v) = \frac{1}{A}, \tag{10}$$

考虑当电子的速度由 v 变为 v' 时,电子就会散射一个光子,而电子束与激光束垂直散射时单位时间内单个电子散射的光子数为 n,因此 $n\tau = 1$,所以电子束与激光束垂直散射时

$$\tau = \frac{1}{n_{\mathrm{L}}v\sigma}, \tag{11}$$

根据(11)式,(9)式可以改写为

$$N_v = N_{v0}\mathrm{e}^{-n_{\mathrm{L}}v\sigma t}. \tag{12}$$

由上式知,电子束团内速度为 v 的电子数按照指数规律减小. 但计算发现,$n_{\mathrm{L}}v\sigma$ 很小,而电子速度又接近光速,散射时间较短,因此电子数变化不大.

3.5. 电子束团的总光子产额和总辐射功率

真实束团内电子的运动速度和方向并不相同,存在一定的能散和发散. 束团的能散会引起频谱展宽,也会引起光子产额和辐射功率的变化. 设 0 时刻束团内总电子数为 N_0,束团电子的速度分布函数为 $f(v)$,则 0 时刻束团内速度为 v 的电子数为 $N_0 f(v)\mathrm{d}v$,根据(10)式,t 时刻束团内速度为 v 的电子数为 $N_0 f(v)\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_v}}\mathrm{d}v$,对 $N_0 f(v)\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_v}}\mathrm{d}v$ 求导得 t 时刻束团内速度为 v 的电子在单位时间内参与碰撞的电子数 $\frac{1}{\tau_v}N_0 f(v)\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_v}}\mathrm{d}v$,其中 $\tau_v = \frac{1}{n_{\mathrm{L}}v\sigma}$. 由于单个速度为 v 的电子的光子产额为 n,因此参与碰撞的速度为 v 的电子的光子产额为 $n\frac{1}{\tau_v}N_0 f(v)\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_v}}\mathrm{d}v$,代入 n,τ_v 并积分得 t 时刻单个真实束团的总光子产额

$$\begin{aligned} n_{\mathrm{s}} &= N_0 n_{\mathrm{L}}^2\sigma^2\int v^2 f(v)\mathrm{e}^{-n_{\mathrm{L}}v\sigma t}\mathrm{d}v \\ &= \frac{N_0 I^2\sigma^2\lambda_1^2}{h^2c^4}\int v^2 f(v)\mathrm{e}^{-n_{\mathrm{L}}v\sigma t}\mathrm{d}v. \end{aligned} \tag{13}$$

同理得 t 时刻单个真实束团的总辐射功率

$$\begin{aligned} P_{\mathrm{s}} &= 2N_0 n_{\mathrm{L}}^2\sigma^2\frac{hc}{\lambda_1}\int\gamma_v^2 v^2 f(v)\mathrm{e}^{-n_{\mathrm{L}}v\sigma t}\mathrm{d}v \\ &= \frac{2N_0 I^2\sigma^2\lambda_1}{hc^3}\int\gamma_v^2 v^2 f(v)\mathrm{e}^{-n_{\mathrm{L}}v\sigma t}\mathrm{d}v, \end{aligned} \tag{14}$$

将电子束团电子的速度分布函数(如 Gauss 分布)代入(13),(14)式可以计算出单个真实束团的总光子产额和总辐射功率. 由(13),(14)式可知,单个真实束团的总光子产额和总辐射功率与入射激光光强的平方成正比. 由于焦点 F_1 处的光强是入射光强 I_0 的 5000.25 倍,因此电子束与在椭圆超腔焦点处的激光束散射时产生的光子产额和辐射功率将比电子束与单束激光垂直散射时产生的光子产额和辐射功率高 2.5×10^7 倍. 可见,利用3.5 GeV 电子束和远红外激光在椭圆超腔焦点处垂直散射获得的能量为 10.975 MeV 的 γ 射线是高亮度的.

4. 结 论

综上分析可以看出,当椭圆超腔镜壁的反射率为 99.99% 时,椭圆超腔焦点处的光强可以达到入射激光光强 I_0 的 5000 倍;利用 3.5 GeV 电子束与在椭圆超腔焦点处的激光束垂直散射可以获得能量 10.975 MeV 的高亮度 γ 射线,其光子产额和辐

射功率将比电子束与单束激光垂直散射时产生的光子产额和辐射功率高 2.5×10^{7} 倍.

[1] Guo W, Xu W, Chen J G, Ma Y G, Cai X Z, Wang H W, Xu Y, Wang C B, Lu G C, Tian W D, Yuan R Y, Xu J Q, Wei Z Y, Yan Z, Shen W Q 2007 *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* A. **578** 457

[2] Ding Y T, Zhao K, Quan S W, Zhang B C, Gu A J, Chen J E 2004 *High Power Lasers and Particle Beams*. **16** 667 (in Chinese)[丁原涛、赵　夔、全胜文、张保澄、谷安佳、陈佳洱 2004 强激光与粒子束 **16** 667]

[3] 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

[4] Sprangle P, Ting A, Esarey E, Fisher A 1992 *J. Appl Phys*. **72** 5032

[5] Ride S K, Esarey E, Baine M 1995 *Phys. Rev.* E **52** 5425

[6] Hartemann F V, Baldis H A, Kerman A K, Foll A L, Luhmann N C, Jr., Rupp B 2001 *Phys. Rev.* E **64** 016501

[7] Fujiwafl M 2003 *Progress in Particle and Nuclear Physics* **50** 487

[8] Pan Q Y, Xu W, Chen J Y, Guo W, Fan G T, Yan Z, Xu Y, Wang H W, Wang C B, Lu G C, Xu J Q, Xu B J, Ma Y G, Cai X Z, Shen W Q 2008 *Nuclear Physics Review*. **25** 129 (in Chinese)[潘强岩、徐　望、陈金根、郭　威、范功涛、阎　喆、徐　毅、王宏伟、王呈斌、陆广成、徐加强、徐本基、马余刚、蔡翔舟、沈文庆 2008 原子核物理评论 **25** 129]

[9] Ge Y C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3094 (in Chinese)[葛愉成 2009 物理学报 **58** 3094]

[10] Zheng J, Sheng Z M, Zhang J, Wei Z Y, Yu W 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1018 (in Chinese)[郑　君、盛政明、张　杰、魏志义、余　玮 2005 物理学报 **54** 1018]

[11] Meng X Z, Ren Z M, Wang M H 2009 *Chinese Journal of Lasers*, **36** 2300 (in Chinese)[孟现柱、任忠民、王明红 2009 中国激光 **36** 2300]

[12] 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* A **375** ABS14

[13] Zhao Y 2001 The High-Energy Physics Institute, Chinese Academy of Sciences, Beijing 10 (in Chinese)[赵　宇 2001 中国科学院高能物理研究所,北京 10]

[14] Meng X Z, Ren Z M 2006 *College Physics* **25** 14 (in Chinese)[孟现柱、任忠民 2006 大学物理 **25** 14]

[15] Meng X Z 2004 *Acta Sinica Quantum Optica* **10** 11 (in Chinese)[孟现柱. 2004 量子光学学报 **10** 11]

[16] Meng X Z 2003 *Acta Sinica Quantum Optica* **9** 102 (in Chinese)[孟现柱 2003 量子光学学报 **9** 102]

[17] Zheng J, Sheng Z M, Zhang J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2638 [郑　君、盛政明、张　杰 2005 物理学报 **54** 2638]

Analysis of high brightness laser synchrotron source based on the technique of oval supercavity*

Meng Xian-Zhu† Wang Ming-Hong Ren Zhong-Min

(*School of Physics Science & Information Technology*, *Liaocheng University*, *Liaocheng* 252059, *China*)

(Received 7 May 2009; revised manuscript received 3 June 2009)

Abstract

The novel technical scheme of oval supercavity is presented. The light intensity in focus of oval supercavity are computed. By using the Compton scattering theory, the high brightness laser synchrotron source based on the technique of oval supercavity, including photon yield and radiant power, are calculated and discussed. The results show that when the reflectivity of oval supercavity mirror is equal to 99.99%, the light intensity in focus of oval supercavity is about 5000 times higher than that of the incident intensity (I_0). the γ-ray with energy up to 10.975 MeV are expected to be produced by Compton vertical scattering of laser photons on the 3.5 GeV electron bunches, the photon yield and the radiant power of Compton vertical scattering between electron bunches and laser beam in focus of oval supercavity is about 2.5×10^7 times higher than that of Compton vertical scattering between electron bunches and single laser beam.

Keywords: supercavity, Compton scattering, photon yield, radiant power

PACC: 1360F, 6180E

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60871047) and the Natural Science Foundation of Liaocheng University (Grant No. X0810018).

† E-mail: mengxz12@yahoo.com.cn