

激光同步辐射源特性的线性康普顿散射分析

余笑寒 杨燕舞

(中国科学院上海应用物理研究所 上海 201800)

摘要 激光同步辐射源 (Laser Synchrotron Source, 简称 LSS) 是利用强激光与相对论电子束散射, 产生准单色、能量可调的 X 射线脉冲的新型 X 射线源。本文介绍了 LSS 的线性康普顿散射理论; 分析了 LSS 的主要特性, 包括 X 射线通量、脉冲时间结构、能谱等。

关键词 激光同步辐射源, 康普顿散射, X 射线

中图分类号 O432.1

激光同步辐射源 (Laser Synchrotron Source, 简称 LSS) 是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 X 射线脉冲的新型 X 射线源, 在材料科学、生物、医学以及工业应用等许多领域有重要的应用前景, 比如应用于蛋白质晶体学研究和先进的医学成像新技术等。LSS 需要的电子能量比同步辐射装置低两个量级以上, 并且可以产生超短 X 射线脉冲, 有望成为同步辐射光源的重要补充。

早在 1963 年, 有人就提出利用激光与电子束散射产生高能光子的设想^[1,2], 这个设想首先被用于在电子储存环上产生高能 γ 射线。但直到 20 世纪 90 年代中期以后, 产生超快 X 射线脉冲的激光同步辐射源 (LSS) 实验装置才得以实现^[3], 同时人们逐步建立了一系列比较完善的 LSS 理论^[4-6]。在这些理论中, 把激光和电子束的散射当作电子束在激光脉冲的电场中运动产生辐射来处理, 用类似同步辐射波荡器辐射的研究方法, 得到 LSS 辐射特性的解析解。这种处理方法的一个优点是可以比较方便地处理极高激光功率密度条件下的非线性康普顿散射过程 (与波荡器高次谐波产生原理类似), 缺点是计算公式比较复杂, 不直观, 而且需要把激光束当圆柱体来处理。在实际的 LSS 装置中, 激光功率一般达不到使非线性康普顿散射效应明显的程度, 而且非线性康普顿散射主要贡献高次谐波的 X 射线。本文将应用线性康普顿散射理论来分析激光同步辐射源的一般特性; 假设电子束和激光束为高斯分布, 推导了估算 LSS 基本特性的公式, 包括 X 射线通量、脉冲时间结构和能谱等; 以美国 Vanderbilt 大学的 LSS 实验装置为例, 对 LSS 的性能指标和未来发展方向进行了初步的讨论。

1 LSS 的线性康普顿散射理论

在 LSS 中, 激光光子通过与高能电子的散射获得更高的能量, 达到 X 射线波段。散射光子的能量可以直接根据能量和动量守恒定律得到, 也可以利用康普顿散射公式, 通过洛伦兹变换得到。定义如图 1 的实验室坐标系, 以初始电子束方向为 Z 轴, 初始光子方向在 Z-Y 平面内, 光子与电子运动方向夹角为 α , 散射光子方向与 Z 轴夹角为 θ , 方位角为 φ 。设初始电子的能量 $E_e = \gamma mc^2$, m 为电子的静止质量, 电子运动速度为 βc , 初始光子的能量为 E_i , 计算得到散射光子能量 E_s 如下:

$$E_s = \frac{E_i(1 - \beta \cos \alpha)}{1 - \beta \cos \theta + E_i(1 - \cos \theta \cos \alpha - \sin \theta \sin \alpha \sin \varphi) / E_e} \quad (1)$$

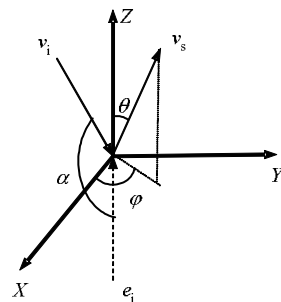


图 1 光子-电子散射在实验室参考系下的坐标定义

Fig.1 Definition of coordinate for photon-electron scattering in laboratory reference frame

在 LSS 实验中, 入射激光和电子束的夹角可以取任意值, 但通常采用对头碰撞 ($\alpha \approx 180^\circ$) 或 90° 方向碰撞 ($\alpha = 90^\circ$)。激光与电子束以 90° 方向碰撞时, 散射光的中心方向为 ($\theta_0 = \arctg(E_i/E_e\beta)$),

第一作者: 余笑寒, 男, 1970 年 11 月出生, 1995 年于中国科学院上海应用物理研究所获理学博士学位, E-mail: yuxiaohan@sinap.ac.cn

收稿日期: 2004-05-21, 修回日期: 2004-07-20

$\varphi_0=0$), 散射光子能量最大值近似为 $2\gamma^2 E_i$ (这里我们假设了 $\gamma E_i \ll mc^2$)。90°方向碰撞时散射 X 光的脉冲长度等于激光脉冲穿越电子束的时间, 因此可以利用超短激光脉冲与聚焦的电子束获得超短 X 射线脉冲, 且 X 射线脉冲与激光脉冲的相对时间晃动非常小, 目前实验上已经实现了小于 300 飞秒的超短 X 射线脉冲^[3]。激光与电子束以 180°对头碰撞时, 散射光中心方向就是电子束运动方向, 散射光子能量最大值约为 $4\gamma^2 E_i$, 是 90°方向的两倍。一般来说, 180°碰撞时激光和电子束的有效相互作用区间比较长, 散射光子的产额要高得多, 散射 X 光脉冲长度主要受到电子束长度的限制。近年来发展起来的超短脉冲电子直线加速器已经可以得到亚皮秒甚至小于 100 飞秒的超短电子束, 因此利用飞秒电子束与激光脉冲 180°碰撞预期可以得到更高通量的超短 X 光脉冲, 而且相对于 90°碰撞, 采用对头碰撞时激光束的角发散对 X 射线带宽的影响可以忽略。在下文中, 我们只讨论激光与电子束对头碰撞的情形。

电子静止参考系中, 康普顿散射微分截面由克莱因-仁科公式给出:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \frac{r_e^2}{2} \frac{E_2^2}{E_1^2} \left(\frac{E_2}{E_1} + \frac{E_1}{E_2} - \sin^2 \theta' \right) \quad (2)$$

其中 r_e 是电子经典半径, E_1 、 E_2 、 θ 分别是电子静止参考系中的入射光子能量、散射光子能量和散射角, 没有考虑电子极化和激光偏振。激光与电子束以 180°碰撞时, 在电子静止参考系下的入射光子能量 $E_1 = (1+\beta)\gamma E_i$ 。在实验室参考系下, 按图 1 的坐标定义, 散射角为 $\pi-\theta$ 。利用不同参照系下粒子数相同的原理, 结合洛伦兹变换关系, 得到如下关系式:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} d\Omega' = \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega,$$

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta,$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega'} \cdot \frac{d\cos\theta'}{d\cos\theta}$$

$$E_1 = (1+\beta)\gamma E_i,$$

$$E_2 = E_s / \gamma(1-\beta\cos\theta'),$$

$$\cos\theta' = (\cos\theta - \beta) / (\beta\cos\theta - 1)$$

将 (1) 式及上述关系式代入 (2) 式得到实验室参考系中的康普顿散射微分截面为:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \times \frac{1-\beta}{1+\beta} \times \frac{E_s^2}{E_i^2} \times \left[\frac{1-\beta\cos\theta}{1+\beta} \cdot \frac{E_s}{E_i} + \frac{1+\beta}{1-\beta\cos\theta} \cdot \frac{E_i}{E_s} - \frac{(1-\cos^2\theta)(1-\beta^2)}{(1-\beta\cos\theta)^2} \right]$$

(3)

对于利用 LSS 产生 X 射线的情形, $E_i \ll mc^2$, 电子静止参考系下康普顿散射几乎不改变光子能量, 可当成经典的汤姆逊散射: $d\sigma/d\Omega' = r_e^2(1+\cos^2\theta')/2$ 。相应的实验室系下的散射光能量和微分截面简化为:

$$E_s = \frac{E_i(1+\beta)}{1-\beta\cos\theta},$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \times \frac{1-\beta^2}{(1-\beta\cos\theta)^2} \times \left[1 + \frac{(\cos\theta - \beta)^2}{(1-\beta\cos\theta)^2} \right] \quad (4a)$$

当 $\gamma \gg 1$ 且 $(\gamma\theta)^2 \ll 1$ 时, 上式可简化为:

$$E_s \approx \frac{E_M}{1+\gamma^2\theta^2}, \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{4\gamma^2 r_e^2}{(1+\gamma^2\theta^2)^2} \quad (4b)$$

$E_M \approx 4\gamma^2 E_i$, 是最大散射光子能量, 正比与电子束能量的平方。

散射光能谱为:

$$\frac{d\sigma}{dE_s} = 2\pi \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega'} \cdot \frac{d\cos\theta'}{dE_s}$$

$$\approx \frac{2\pi r_e^2}{E_M} \left[1 + \left(1 - \frac{2E_s}{E_M} \right)^2 \right] \quad (5)$$

散射 X 射线角分布和能谱如图 2 所示。从图 2(b)中可见, 散射光主要集中在 $\gamma\theta < 1$ 的光锥中。

2 X 射线脉冲通量和时间结构

假设电子束团为轴对称高斯分布, 激光脉冲是高斯光束, 另外假设电子束团的中心位置和激光脉冲的中心位置在时间 $t=0$ 时在光束束腰处重合, 则与时间相关的电子数空间分布 $n_e(r, z, t)$ 和光子数空间分布 $n_p(r, z, t)$ 如下:

$$n_e(r, z, t) = \frac{N_e}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{er}^2 \sigma_{ez}^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_{er}^2} - \frac{(z-\beta ct)^2}{2\sigma_{ez}^2}\right) \quad (6)$$

$$n_p(r, z, t) = \frac{N_p}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{pr}^2 \sigma_{pz}^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_{pr}^2} - \frac{(z+ct)^2}{2\sigma_{pz}^2}\right)$$

其中, N_e 、 N_p 分别为单个电子束团和激光脉冲中的总粒子数, σ_{er} 、 σ_{ez} 和 σ_{pr} 、 σ_{pz} 分别是电子束和激光脉冲横向和纵向的均方根幅度, 由 (6) 式得到的电子束和激光束的横向均方根半径 r_{e0} 和 r_{p0} 分别为 $\sqrt{2}\sigma_{er}$ 和 $\sqrt{2}\sigma_{pr}$ 。本节中我们不考虑传播过程中电

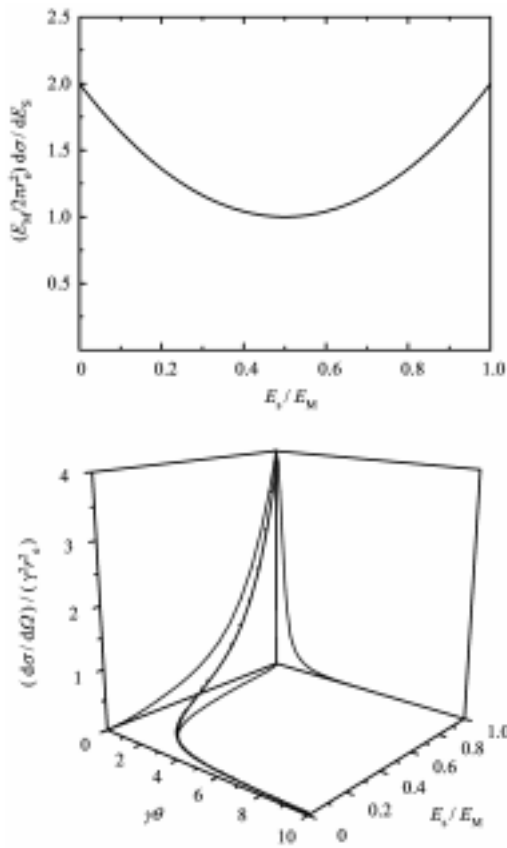


图 2 单个光子和电子散射时 (a) 对立体角积分的散射 X 射线能谱, (b) X 射线角分布与发射角和能量的关系曲线

Fig.2 (a) Angle integrated spectrum of scattered X-ray and b) angular distribution of X-ray in terms of emitting angle and energy, for single photon-electron scattering

子束和激光束横向分布的发散,分析 LSS 的一些基本特性。

X 射线通量: 考虑到单个电子在 dt 时间内被光子散射的次数为 $n_p \sigma_c (1 + \beta) c dt$ (σ_c 是康普顿散射积分截面,用 (5) 式或 (4) 式积分得到 $\sigma_c = 8\pi r_e^2 / 3$), 在空间 dV 中的电子数为 $n_e dV$, 因此单个 X 射线脉冲中的总光子通量 N_x 为:

$$N_x = \int (1 + \beta) c \sigma_c n_e(r, z, t) n_p(r, z, t) 2\pi r dr dz dt \quad (7)$$

$$= N_e N_p \sigma_c / (\pi(r_{e0}^2 + r_{p0}^2))$$

可见,在不考虑电子束和激光束发散时,光子通量与电子束团和激光脉冲的长度无关,与电子束和激光束的横截面面积成反比。

X 射线脉冲时间结构: LSS 的一个重要特征是可以产生超短脉冲的 X 射线。从文献[7]中给出, 180° 对头碰撞时散射 X 射线脉冲长度为 $\tau_b + \tau_l / 4\gamma^2$, (τ_b 、 τ_l 分别是电子束和激光脉冲的长度), 这是假设电子束与激光束均为矩形脉冲时得到的 X 射线脉冲的总长度。下面我们计算电子束和激光脉冲为高斯分布情形的散射 X 射线脉冲的时间结构。需要注

意的是,不同的 z 位置上发出的 X 射线到达探测器的时间不同。以 $t=0$ 时在 $z=0$ 处发出的 X 射线到达探测器的时间为 X 射线脉冲的时间零点,则在时间 t 时在位置 z 处发出的 X 射线到达探测器的时间为 $t_x = t - z/c$, 代入 (6)、(7) 式对空间积分得到:

$$\frac{dN_x}{dt_x} = \frac{N_e N_p \sigma_c}{(2\pi)^2 \sigma_{ez} \sigma_{pz}} \times \int \frac{(1 + \beta)c}{\sigma_{er}^2 + \sigma_{pr}^2} \exp\left\{-\frac{(z - \beta z - \beta c t_x)^2}{2\sigma_{ez}^2} - \frac{(2z + c t_x)^2}{2\sigma_{pz}^2}\right\} dz$$

$$= \frac{\sqrt{2\pi} N_p N_e (1 + \beta) c \sigma_c}{2\pi^2 (r_{e0}^2 + r_{p0}^2) \sqrt{\sigma_{pz}^2 (1 - \beta)^2 + 4\sigma_{ez}^2}} \times \exp\left\{-\frac{(1 + \beta)^2 / 2}{\sigma_{pz}^2 (1 - \beta)^2 + 4\sigma_{ez}^2} c^2 t_x^2\right\} \quad (8a)$$

X 射线脉冲宽度 (rms) = $[\sigma_{pz}^2 (1 - \beta)^2 + 4\sigma_{ez}^2]^{1/2} / (1 + \beta)$ 。X 射线脉冲的峰值通量为:

$$\left. \frac{dN_x}{dt_x} \right|_{\max} = \frac{\sqrt{2\pi} N_p N_e (1 + \beta) c \sigma_c}{2\pi^2 (r_{e0}^2 + r_{p0}^2) \sqrt{\sigma_{pz}^2 (1 - \beta)^2 + 4\sigma_{ez}^2}} \quad (8b)$$

3 X 射线能谱和带宽

LSS 的另一重要特征是 X 射线能量是准单色的。由 (4) 式可知, 散射到特定方向的 X 射线是单色的, 对于实际的实验装置, 光学系统和探测器都有一定的接收角, 因此探测到的 X 射线有一定的能量分布。考虑观测方向为电子束运动方向, 由有限的接收角 θ_c 造成的 X 射线能谱公式如 (5) 式, E_s 取值范围从 $E(\theta_c)$ 到 E_M 。对于接收角 θ_c 满足 $(\gamma\theta_c)^2 \ll 1$ 的情形, 能谱分布接近常数, 根据 (4)、(5) 式得到 X 射线的带宽 δ_{θ_c} 以及接收到的 X 射线的截面 σ_{θ_c} 分别为:

$$\delta_{\theta_c} = \frac{E_M - E(\theta_c)}{E_M} \approx \gamma^2 \theta_c^2, \quad (9)$$

$$\sigma_{\theta_c} = \int_{E(\theta_c)}^{E_M} \frac{d\sigma}{dE_s} dE_s \approx 4\pi r_e^2 \delta_{\theta_c}$$

除了有限接收角对带宽的贡献外, 从 (1) 式和 (4) 式分析可知, 对 X 射线带宽有贡献的主要因素还有电子束能散 (σ_γ), 电子束角发散 (σ_{θ_e}), 激光脉冲带宽 (σ_λ) 和激光束角发散 (σ_{θ_p}) 等, 下面我们逐项进行分析。

电子束能散的贡献 δ_γ : 假设电子束团中的电子

能量符合高斯分布 γ 的均方根偏差为 $\sigma_\gamma, \sigma_\gamma/\gamma_0 \ll 1$, γ_0 对应电子的平均能量。散射光子的能量近似与电子束能量平方成正比, 在特定方向上, 由电子束团内电子能量分布造成的散射 X 光能量分布 $f_x(E)$ 计算如下:

$$f_x(E)dE = f_e(\gamma)d\gamma, E \approx E_0\gamma^2/\gamma_0^2,$$

$$f_e(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\gamma} \exp\left[-\frac{(\gamma-\gamma_0)^2}{2\sigma_\gamma^2}\right]$$

$$f_x(E) = \frac{\gamma_0}{2\sqrt{E_0E}} f_e(\gamma)$$

$$\approx \frac{\gamma_0}{2E_0\sqrt{2\pi}\sigma_\gamma} \exp\left[-\frac{(E-E_0)^2}{8E_0^2\sigma_\gamma^2/\gamma_0^2}\right] \quad (10a)$$

电子能散对散射 X 光带宽的贡献为: $\delta_\gamma = \sigma_E/E_0 = 2E_0\sigma_\gamma/\gamma_0/E_0 = 2\sigma_\gamma/\gamma_0$ 。 E_0 是散射 X 光的平均光子能量。

电子束角发散的贡献 δ_{θ_e} : 假设电子束团中电子运动方向是轴对称分布, 电子运动方向与电子束运动正前方向的夹角 θ_e 满足高斯分布, θ_e 的均方根偏差为 σ_{θ_e} 。 $\theta_e \ll 1$ 时, θ_e 方向运动的电子向正前方向散射的光子能量近似等于正前方向运动的电子向 θ_e 方向散射的光子能量, 因此, 电子束角发散造成的正前方向 X 射线能谱 $f_x(E)$ 计算如下:

$$f_x(E) \cdot dE = -f_e(\theta_e) \cdot 2\pi\theta_e d\theta_e$$

$$= -\frac{1}{\sigma_{\theta_e}^2} \exp\left[-\frac{\theta_e^2}{2\sigma_{\theta_e}^2}\right] \theta_e d\theta_e, E \approx \frac{E_0}{1+\gamma^2\theta_e^2}$$

$$f_x(E) \approx \frac{E_0}{2\gamma^2\sigma_{\theta_e}^2 E^2} \exp\left[-\frac{E_0/E-1}{2\gamma^2\sigma_{\theta_e}^2}\right], E < E_0$$

$$f_x(E) = 0 \quad E > E_0 \quad (10b)$$

考虑到电子束横向发射度 ε_e 的定义为 $\varepsilon_e = \sigma_{er} \cdot \sigma_{\theta_e}$, 因此, 电子束角发散对散射 X 光带宽的贡献为 $\delta_{\theta_e} = \gamma^2\sigma_{\theta_e}^2 = \varepsilon_e^2/\sigma_{er}^2$, 其中 $\varepsilon_{e0} = \gamma\varepsilon_e$ 为归一化发射度。

激光带宽的贡献 δ_λ : 散射光子能量正比于入射光子的能量, 激光束中光子的能量分布满足高斯分布, 波长 λ 的均方根偏差为 σ_λ , 则激光带宽对散射 X 光带宽的贡献为 $\delta_\lambda = \sigma_\lambda/\lambda$ 。考虑到激光的带宽和脉冲长度之间满足最小测不准关系, 我们有 $\delta_\lambda = \lambda/(4\pi\sigma_{pz})$, σ_{pz} 即前文提到的激光脉冲均方根长度。与激光带宽相关的散射 X 射线能谱为:

$$f_x(E) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta_\lambda E_0} \exp\left[-\frac{(E-E_0)^2}{2\delta_\lambda^2 E_0^2}\right] \quad (10c)$$

激光束角发散的贡献 δ_{θ_p} : 激光束是会聚到碰撞点的, 对于高斯光束, 束腰处的均方根幅度 σ_{pr} 和角发散 σ_{θ_p} 满足如下关系: $\varepsilon_p = \sigma_{pr} \cdot \sigma_{\theta_p} = \lambda/4\pi$, ε_p 类似于电子束的发射度 ε_{e0} 。从 (1) 式可知, 90° 碰撞时, 激光束角发散对散射 X 光带宽的贡献是 σ_{θ_p} 的一阶小量, 而 180° 对头碰撞时激光束角发散对散射 X 光带宽的贡献是 σ_{θ_p} 的二阶小量, $\delta_{\theta_p} = \sigma_{\theta_p}^2/4 = \lambda^2/(8\pi\sigma_{pr})^2$, 与电子束能散的影响相比, δ_{θ_p} 一般很小。与激光束角发散相关的散射 X 射线能谱为:

$$f_x(E) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta_{\theta_p} E_0} \exp\left[-\frac{(E-E_0)^2}{2\delta_{\theta_p}^2 E_0^2}\right] \quad (10d)$$

将 (5) 式、(10a-d) 式卷积, 即得到总的 X 射线能谱, 而总的 X 射线能谱半高宽则可以由下面的表达式近似计算:

$$(\Delta E/E)_{FWHM} = \sqrt{\delta_{\theta_e}^2 + 8\ln 2(\delta_\gamma^2 + \delta_{e0}^2 + \delta_\lambda^2 + \delta_{\theta_p}^2)} \quad (10)$$

下面我们举例说明 LSS 散射 X 射线的能谱分布。假设接收角 $\theta_c = 0.1/\gamma_0$, 电子束能散 $\sigma_\gamma/\gamma_0 = 0.5\%$, 电子束发射度 $\gamma_0\varepsilon_{e0} = 3\mu\text{m}\cdot\text{rad}$, 电子束和激光束横向分布的均方根幅度为 $\sigma_{er} = \sigma_{pr} = 20\mu\text{m}$, 激光波长 $1\mu\text{m}$, 激光脉冲半高宽 100fs 。计算得到, 接收角对 X 射线带宽的贡献为 $\delta_{\theta_c} = 1\%$, 电子束能散对 X 射线带宽的贡献为 $\delta_\gamma = 1\%$, 电子束角发散对 X 射线带宽的贡献为 $\delta_{\theta_e} = 2.25\%$, 激光带宽对 X 射线带宽的贡献为 $\delta_\lambda = 0.625\%$, 激光束角发散对 X 射线带宽的贡献为 $\delta_{\theta_p} = 4 \times 10^{-6}$, 可以忽略。总的 X 射线带宽为 $(\Delta E/E)_{FWHM} = 6.1\%$ 。图 3 给出了逐步考虑上述各因素后得到的 X 射线能谱。

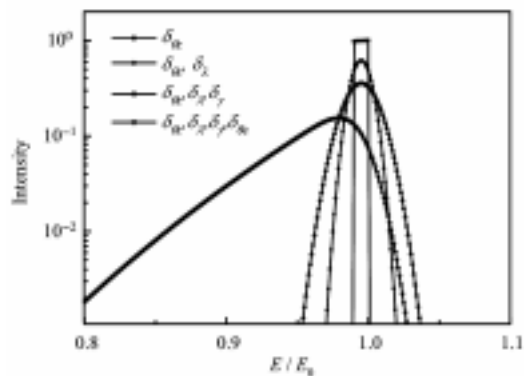


图 3 考虑接收角、激光带宽、电子束能散和电子束角发散后的激光同步辐射源 X 射线能谱

Fig.3 LSS X-ray spectrum taking into account accepting angle, laser bandwidth, electron energy divergence and angular divergence of electron beam

4 讨论

在前面对 LSS 特性的分析中,我们把电子束和激光脉冲中的粒子数分布当高斯分布处理,而且假设了沿传播方向电子束和激光脉冲的横向分布尺度不变。实际上由于电子束的发射度和激光的波长限制,电子束和激光束的横向分布尺度在束腰处达到最小,离束腰位置越远,横向分布尺度越大。对于激光束,衡量横向尺度沿传播方向变化的量是瑞利长度 z_R , $z_R = 4\pi\sigma_0^2/\lambda$ 是光束横向面积为束腰面积 2 倍处到束腰的距离,其中 σ_0 是束腰的均方根幅度。电子束的情形与激光束类似,在瑞利长度公式中用 $4\pi\varepsilon$ 代替 λ 即可, ε 为电子束横向发射度。如果电子束和激光束的相互作用区长度远小于瑞利长度,可以认为在相互作用区间内电子束和激光脉冲的横向分布尺度不变。

从 (7) 式可知,要提高 LSS 的 X 射线脉冲通量,最直接的途径是提高电子束团和激光脉冲中的粒子数,缩小电子束和激光脉冲的横向尺度。目前,单脉冲 X 射线通量最大的 LSS 装置是美国 Vanderbilt 大学为医学成像开发的 MXIS (Monochromatic X-ray Imaging System) 装置^[8],该装置的单个 X 射线脉冲的光子数达到 10^{10} 个。MXIS 装置采用的直线加速器和激光器参数如表 1 所示。

表 1 MXIS 装置主要参数和性能指标

Table 1 Main parameters of MXIS facility

加速器 Accelerator		激光器 Laser	
能量 Electron energy	25—50MeV	波长 Wavelength	1053nm
单束团电荷 Charge per bunch	1nC	单脉冲能量 Energy per pulse	20J
束团长度 Bunch length	8—10ps FWHM	脉冲长度 Pulse length	3—10ps
电子能散 Electron energy divergence	1% FWHM	光斑 rms 半径 rms size of focal spot	20 μ m
发射度 Emittance	3 π mm mrad	重复频率 Repetition rate	0.01Hz
焦斑 rms 半径 rms size of focal spot	20 μ m		

取散射 X 射线接收角为 0.4° (即 $\theta_c = 0.2^\circ$), 电子能量为 30 MeV, 计算得到的该装置 X 射线脉冲的性能指标如表 2。

可见 LSS 可以获得很高的 X 射线单脉冲通量, 其脉冲峰值通量可达每秒 2×10^{21} 个光子。

表 2 MXIS 装置 X 射线脉冲性能指标

Table 2 Main parameters of X-ray pulse of MXIS facility

X 射线峰值能量 Photon energy at maximum spectrum flux	15.5 keV
单脉冲总光子数 Number of photons per pulse	1.8×10^{10}
单脉冲接收光子数 Accepted photon number per pulse	1.1×10^9
X 射线脉冲长度 X-ray pulse length	8—10ps FWHM
X 射线带宽 X-ray bandwidth	10% FWHM
重复频率 Repetition rate	0.01 Hz

MXIS 装置为得到极高的脉冲 X 射线通量采用了太瓦级钕玻璃激光器, 虽然具有 20J 的极高单脉冲能量, 但它的重复频率很低, 使得可收集的 X 射线平均通量只有 10^7 光子/秒, 距离实用还有不少距离。其他的 LSS 实验装置有不少采用 CPA 放大的钛宝石超快激光器, 如果采用最新的高平均功率的 2 倍频 Nd:YAG 激光器泵浦, 可以获得 100W 平均功率的超快激光输出^[9], 可使 LSS 可收集的平均 X 射线通量达到 10^{10} 光子/秒, 但是这样的激光器是极其昂贵的。

实际上, 从前面的例子中可知, 电子束和激光脉冲散射产生 X 射线的能量利用效率很低, 每个电子经过散射后损失的能量不到 0.1%, 而每个激光脉冲中被散射的光子数不到总光子数的 10 亿分之一, 因此提高电子束和激光的利用率是提高 LSS 平均通量, 实现 LSS 实用化的关键。一种可行的方案是采用电子储存环 (或能量回收直线加速器) 和环形激光光路, 使电子束和激光脉冲的能量利用率大大提高, 采用这种方案可以使 LSS 的重复频率达到 10MHz 以上, 有可能使 LSS 的平均 X 射线通量提高 10^7 倍。

参考文献

- 1 Milburn R H. Phys Rev Lett, 1963, **10**(3): 75—77
- 2 Arutyunian F R, Tumanian V A. Phys Lett, 1963, **4**(3): 176—178
- 3 Schoenlein R W, Leemans W P, Chin A H, *et al.* Science, 1996, **274**: 236—238
- 4 Sprangle P, Ting A, Esarey E, *et al.* J. Appl Phys, 1992, **72**(11): 5032—5038
- 5 Ride S K, Esarey E, Baine M. Phys Rev E, 1995, **52**(5):

- 5425—5442
- 6 Hartemann F V, Baldis H A, Kerman A K, *et al.* Phys Rev E, 2001, **64**(1): 016501-1-016501-26
- 7 Pogorelsky I V. Nucl Instr Meth Phys Res A, 1998, **411**: 172—187
- 8 Carrol F E. AJR, 2002, **179**: 583—590
- 9 Schoenlein R W. Ultrafast X-ray Science Facility at Advanced Light Source, Proposal to DOE Basic Energy Science, 2001

Analysis of linear Compton scattering of laser synchrotron source

YU Xiaohan YANG Yanwu

(*Shanghai Institute of Applied Physics, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

Abstract Laser synchrotron source (LSS) is a novel X-ray source that can produce tunable intense monochromatic X-ray pulses. Compton scattering theory for analyzing LSS was reviewed. Main properties of LSS, including X-ray flux, time structure of pulses and energy spectrum were calculated and discussed.

Key words Laser synchrotron source, Compton scattering, X-ray

CLC O432.1