

任意椭圆偏振激光场非线性汤姆逊散射的一般表述与 X 射线产生的优化条件*

赵诗华[†] 吕清正 袁素英 李英骏[‡]

(中国矿业大学(北京)理学院,北京 100083)

(2010 年 11 月 1 日收到;2010 年 12 月 28 日收到修改稿)

基于相对论条件的电动力学,解析求解了任意椭圆偏振条件下激光场的非线性汤姆逊散射的一般表示. 利用解析结果得到了背向非线性汤姆逊散射高次谐波的极值条件. 结果表明对于基频背向汤姆逊散射,在相同条件下,圆偏振激光具有最大值而线偏振是最小值,如果激光偏振态从圆偏振连续的过渡到线偏振,背向汤姆逊散射的角功率随之单调递减. 这一效应对高强度入射激光尤为重要,当 $a^2 > 5$ 时,圆偏振情形的贡献几乎是线偏振的 2 倍. 这对基于汤姆逊散射机制的 X 射线源实验研究具有重要参考意义.

关键词: 非线性汤姆逊散射, 偏振度, 极值

PACS: 42. 65. Ky, 07. 85. Fv, 41. 60. - m, 41. 20. - q

1. 引言

由于短波长 X 射线或伽马射线存在广泛的应用前景,近年来,基于非线性汤姆逊散射机制的新一代 X 射线源的研究备受关注,文献[1—3]称此为激光同步辐射源. 其原理在于激光脉冲与高能电子束碰撞将在沿电子束方向产生 X 射线或伽马射线. 如果激光脉冲的强度比较高,以至于有显著的高次谐波产生,又称之为非线性汤姆逊散射.

在上世纪 60 年代初激光问世之时,研究人员就已经提出并实验证实了利用激光脉冲与高能电子束散射产生伽马射线的效应^[4—6]. 然而,受制于当时的激光技术水平,主要是脉冲强度的制约,所产生的 X 射线的亮度极低,因此长期以来这方面的研究不够活跃. 自上世纪 80 年代末啁啾脉冲放大技术^[7]出现以后,随着各项关键技术的突破,特别是脉冲激光强度的大幅提高,利用汤姆逊散射产生高亮度的 X 射线成为切实的研究课题. 上世纪 90 年代初提出了基于背向汤姆逊散射机理的激光同步辐射

源的设想^[1—3]. 1994 年 Kim 等人又提出利用 90° 汤姆逊散射产生 X 射线^[8],并于 1996 年由 Schoenlein 等人实验证实^[9]. 由于这种 X 射线源具有小型化、频率可调节、造价相对低廉,尤其是在商业、集成电路制造业、医疗、生物、物理等多个领域中广泛而重要的应用前景^[1—3],因此受到了高度重视,研究兴趣激增. 迄今,在全球范围内已展开了大量的研究工作^[10—25].

相对于 90° 汤姆逊散射而言,背向散射由于有效相互作用的距离大,因此 X 射线的产量也大,并且光子能量具有最大值. 本文基于相对论条件的电动力学,通过理论推导给出了背向散射 X 射线产生的优化条件.

2. 谐波辐射的角功率

采用单色平面波近似,文献[26]给出了电子平均静止系(R 系)的运动方程并由此计算谐波辐射角功率,我们将应用其方法进行计算. 如图 1 所示,在电子与激光脉冲对撞的实验室系(L 系)中令电

* 国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号:2007CB815105),国家自然科学基金(批准号:10874242)和中央高校基本科研业务费资助的课题.

[†] E-mail: z_sh_h@yahoo.com.cn,

[‡] E-mail: lyj@aphy. iphy. ac. cn

子沿 $-z$ 方向运动,按照光速 c 归一化的电子速度为 $\beta_L = -v/c$,其中下标 L 表示 L 系的物理量, v 是电子的速率.任意椭圆偏振激光沿 z 轴入射,其矢势表为

$$\mathbf{A}(\eta) = A_0(\mathbf{e}_1 \cos \varepsilon \cos \eta + \mathbf{e}_2 \sin \varepsilon \sin \eta), \quad (1)$$

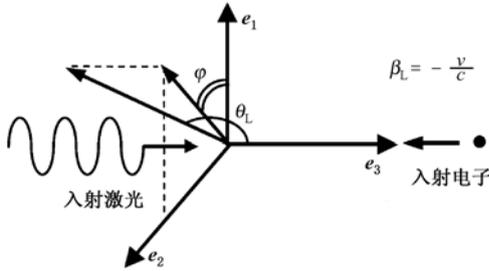


图1 实验室系示意图(任意椭圆偏振激光沿 z 轴入射,电子沿 $-z$ 方向运动,归一化速度为 $\beta_L = -v/c$)

其中 $\eta = \omega_L t_L - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}_L$ 是用 L 系物理量表示的洛伦兹不变的相位, $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ 和 \mathbf{e}_3 分别是 x, y, z 轴的单位向量,而 ε 表征激光脉冲的椭圆偏振度,当 $\varepsilon = 0, \pm \pi/2, \pi$ 时为线偏振, $\varepsilon = \pm \pi/4, \pm 3\pi/4$ 时为圆偏振.激光场归一化的强度为

$$a^2 = \frac{e^2 \langle \mathbf{A}^2(t) \rangle}{m_e^2 c^4} \approx 7.31 \times 10^{-19} I_L (\text{W/cm}^2) \lambda_L^2 (\mu\text{m}^2), \quad (2)$$

其中 m_e 为电子静止质量, λ_L 为 L 系的激光波长, I_L 为强度.我们做洛伦兹变换将 L 系变换到 R 系,并用下标 R 表示 R 系中的物理量. R 系相对于 L 系的归一化速度为

$$\beta_R = \frac{\beta_L + \beta_D}{1 + \beta_L \beta_D}, \quad (3)$$

其中 $\beta_D = a^2/(2 + a^2)$ 是中 R 系^[26] 相对于电子初始静止参照系的漂移速度. R 系中激光圆频率 ω_R 、波矢大小 k_R 和极角 θ_R 与 L 系中对应物理量的关系为

$$\omega_R = ck_R = \frac{\omega_L \gamma_R}{1 - \beta_R}, \quad \tan \theta_R = \frac{\sin \theta_L}{\gamma_R (\cos \theta_L - \beta_R)}, \quad (4)$$

其中洛伦兹因子为 $\gamma_R = 1/\sqrt{1 - \beta_R^2}$.虽然两参照系中频率、波长等均不相同,但是由于我们是沿 z 轴做洛伦兹变换,矢势是横向的,因此矢势和偏振度均不发生变化, R 系中激光场矢势仍为(1)式,而洛伦兹不变的相位 η 用 R 系中物理量表示即可.

若 \mathbf{n}_R 是 R 系中观测方向的单位矢量,则不测量

最终偏振态的 m 次谐波平均辐射角功率可表为^[26]

$$\frac{dP_R^m}{d\Omega_R} = \frac{e^2 \omega_R^2 m^2}{8\pi^3 c} [|I^m|^2 - | \mathbf{n}_R \cdot I^m |^2], \quad (5)$$

其中矢量积分 I^m 的各分量为

$$I_1^m = -\frac{\sqrt{2}a}{1+a^2} \pi \chi_1^m \cos \varepsilon, \\ I_2^m = -\frac{\sqrt{2}a}{1+a^2} \pi \chi_2^m \sin \varepsilon, \\ I_3^m = \frac{a^2}{2+2a^2} \pi \chi_3^m \cos 2\varepsilon,$$

而积分 $\chi_{(1,2,3)}^m$ 为

$$\chi_{(1,2,3)}^m = \pi^{-1} \int_0^{2\pi} (\cos \eta, \sin \eta, \cos 2\eta) \times \exp[im\zeta(\eta)] d\eta, \quad (6)$$

指数因子 $\zeta(\eta)$ 如下:

$$\zeta(\eta) = \eta + \frac{a^2}{2+2a^2} \cos 2\varepsilon \sin^2 \frac{\theta_R}{2} \sin 2\eta + \frac{\sqrt{2}a \sin \theta_R}{\sqrt{1+a^2}} (\cos \varepsilon \sin \eta \cos \varphi - \sin \varepsilon \cos \eta \sin \varphi), \quad (7)$$

其中 φ 为方位角,对 R 系和 L 系均相同.除表述方式不同外,上述 R 系中的讨论均和文献[26]一致,区别发生在积分 $\chi_{(1,2,3)}^m$ 的计算结果上.为计算 $\chi_{(1,2,3)}^m$,我们引入如下变量:

$$\rho_0 = \frac{a^2}{2+2a^2} m \cos 2\varepsilon \sin^2 \frac{\theta_R}{2}, \quad (8)$$

$$\rho = \frac{\sqrt{2}a}{\sqrt{1+a^2}} m \sin \theta_R \sqrt{\cos^2 \varepsilon - \cos 2\varepsilon \sin^2 \varphi}, \quad (9)$$

$$e^{i\psi} = -\left(\frac{\cos \varepsilon \cos \varphi + i \sin \varepsilon \sin \varphi}{\cos \varepsilon \cos \varphi - i \sin \varepsilon \sin \varphi} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

利用贝塞尔函数的生成函数^[27]将(6)式中的被积函数展开后积分,并应用 Graf 加法定理^[27],将变量替换为(8)–(10)式,我们得到

$$\chi_1^m = B_{m+1}(\rho_0, \rho, \psi) + B_{m-1}(\rho_0, \rho, \psi), \\ \chi_2^m = -iB_{m+1}(\rho_0, \rho, \psi) + iB_{m-1}(\rho_0, \rho, \psi), \\ \chi_3^m = B_{m+2}(\rho_0, \rho, \psi) + B_{m-2}(\rho_0, \rho, \psi), \quad (11)$$

其中 $B_n(\rho_0, \rho, \psi)$ 是广义贝塞尔函数^[28],

$$B_n(\rho_0, \rho, \psi) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(\rho_0) J_{n+2l}(\rho) e^{i(n+2l)\psi}, \quad (12)$$

于是, m 次谐波的角功率为

$$\frac{dP_R^m}{d\Omega_R} = \frac{e^2 \omega_R^2 m^2 a^2}{4(1+a^2) \pi c} \left[\cos^2 \varepsilon |B_{m+1} + B_{m-1}|^2 + \sin^2 \varepsilon |B_{m+1} - B_{m-1}|^2 \right]$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{a^2 \cos^2 2\varepsilon}{8(1+a^2)} |B_{m+2} + B_{m-2}|^2 \\
 & - |\cos\varepsilon \sin\theta_R \cos\varphi (B_{m+1} + B_{m-1}) \\
 & - i \sin\varepsilon \sin\theta_R \sin\varphi (B_{m+1} - B_{m-1}) \\
 & - \frac{a \cos\theta_R \cos 2\varepsilon}{2\sqrt{2+2a^2}} (B_{m+2} + B_{m-2})|^2 \Big]. \quad (13)
 \end{aligned}$$

这里我们强调,虽然推导方法类似,但(11)—(13)式和文献[26]中的结果是不同的.通过直接比较文献[26]中(3.10)—(3.14)式的计算即可了解其中的分歧.相应的我们有结论,(13)式是对任意椭圆偏振情形成立的 m 次谐波角功率的一般的解析表示式.由于在圆偏振和线偏振时,表征偏振度的参数 ε 取特殊值,因此文献[26]中对这两种情况的表述和本文是一致的.文献[26]着重讨论了入射激光场是圆偏振和线偏振的特殊情形,而本文则探讨非线性汤姆逊散射对更为普遍的入射激光是任意偏振以及对偏振度的依赖关系.

(13)式的意义在于它的一般性,其中的变量均用激光参数和观测角等物理量表示,对任意 m 次谐波,按照(8)—(10)式将广义贝塞尔函数 $B_n(\rho_0, \rho, \psi)$ 表出,即可进行计算.并且由于(13)式适用于任意偏振情形,我们可据此导出 X 射线产率的优化条件,如下文所述.

3. 背向散射的极值条件

(13)式是 R 系的结果,对于高能电子散射激光脉冲的一般情形,根据运动电子参照系和 R 系之间的洛伦兹变换,将各物理量联系起来,可以得到一般情形下的结果.在引言中已指出,相对论性电子束与激光脉冲对撞的条件下, X 射线单光子能量和产量是最大的.因此如不作特别说明,本文的 L 系专指这种情形.利用洛伦兹变换将 L 系和 R 系的角功率联系起来,我们有

$$\frac{dP_L^m}{d\Omega_L} = \frac{1}{\gamma^4 (1 - \beta_R \cos\theta_L)^4} \frac{dP_R^m}{d\Omega_R}. \quad (14)$$

对于背向散射,在 L 系 R 系中极角均为 π ,由(8)—(12)式知,此时 $\rho = 0$, 广义贝塞尔函数退化为贝塞尔函数,并且只有奇次谐波产生,即 $m = 2l + 1, l = 0, 1, 2, \dots$. 因此对背向散射有

$$\frac{dP_L^{2l+1}}{d\Omega_L} = \frac{(1 - \beta_R)^3}{(1 + \beta_R)^3} \frac{e^2 \omega_L^2 (2l + 1)^2 a^2}{4\pi c (1 + a^2)} h_{2l+1}(\sigma), \quad (15)$$

其中变量 σ 即(8)式中当 $\theta_R = \pi$ 时的 ρ_0 , 而函数

$$\begin{aligned}
 & h_{2l+1}(\sigma) \text{ 为} \\
 & h_{2l+1} = J_{l+1}^2(\sigma) + J_l^2(\sigma) - 2\cos 2\varepsilon J_{l+1}(\sigma) J_l(\sigma), \\
 & \sigma = \frac{(2l + 1)a^2 \cos 2\varepsilon}{2(1 + a^2)}. \quad (16)
 \end{aligned}$$

现在我们考察背向散射角功率对激光偏振态的依赖关系.显然(15)式中只有 $h_{2l+1}(\sigma)$ 和偏振有关,因此我们将(16)式对 ε 微商并利用贝塞尔函数的微分递推关系^[27],可得极值条件

$$\begin{aligned}
 \frac{dh_{2l+1}}{d\varepsilon} = & 4\tan 2\varepsilon \left[(l + 1)J_{l+1}^2 - lJ_l^2 \right. \\
 & \left. + \frac{(2l + 1)a^2}{2 + 2a^2} \cos^2 2\varepsilon (J_l^2 - J_{l+1}^2) \right] = 0. \quad (17)
 \end{aligned}$$

对于高次谐波, l 是自然数, (17)式的零点可通过数值求解得到,这些零点所对应的 σ 值决定了使得高次谐波功率取极大值或极小值的激光场的偏振态.

最有意义的是占主要贡献的基频的背向散射,这是前文所述频率可调的小型 X 射线源的工作原理.此时 $l = 0$, (17)式成为

$$\frac{dh_1}{d\varepsilon} = 4\tan 2\varepsilon \left[J_1^2 + \frac{a^2}{2 + 2a^2} \cos^2 2\varepsilon (J_0^2 - J_1^2) \right]. \quad (18)$$

由 $l = 0$ 时 σ 的取值范围,易见(18)式中括号之值总是非负的,从而(18)式有一显然的零点,即 $\tan 2\varepsilon = 0$, 这对应于线偏振,并且由正切函数性质易知,该点是极小值.此外,进一步分析可知,在圆偏振情形,即 $\cos 2\varepsilon = 0$ 时, (18)式是极大值.这可通过极限过程的计算而直接表示如下:

$$\left. \frac{dh_1}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon=\frac{\pi}{4}} = \frac{2a^2}{1+a^2} \sin 2\varepsilon \cos 2\varepsilon \Big|_{\varepsilon=\frac{\pi}{4}} = 0, \quad (19)$$

且在 $\varepsilon = \pi/4$ 附近, $\sin 2\varepsilon > 0$, 而随着 ε 增加, $\cos 2\varepsilon$ 从正值变化到负值,因此 h_1 在该点取极大值.随着 ε 从 0 增至 $\varepsilon = \pi/4$ 时,偏振态从线偏振过渡到圆偏振,而(18)式取正值,即当 ε 在 $[0, \pi/4]$ 区间时,背向散射角功率单调递增.同理,当 ε 自 $\pi/4$ 变化到 $\pi/2$ 时,偏振态又从圆偏振过渡到线偏振,背向散射角功率单调递减.

由上述讨论可见, (18)式再无其他零点,因此这两个极值点也就是 h_1 的最大值和最小值.于是我们得出重要的结论:当其他条件相同而改变入射激光的偏振度,背向汤姆逊散射的基频贡献在线偏振情形取最小值,在圆偏振时取最大值,由(15)式易得最大和最小值为

$$\frac{dP_{\max}^1}{d\Omega_L} = \frac{e^2 \omega_L^2 a^2}{4\pi c (1 + a^2)} \left(\frac{1 - \beta_R}{1 + \beta_R} \right)^3,$$

$$\frac{dP_{\min}^1}{d\Omega_L} = \frac{e^2 \omega_L^2 a^2}{4\pi c (1 + a^2)} \left(\frac{1 - \beta_R}{1 + \beta_R} \right)^3 \times \left[J_0 \left(\frac{a^2}{2 + 2a^2} \right) - J_1 \left(\frac{a^2}{2 + 2a^2} \right) \right]^2. \quad (20)$$

由贝塞尔函数性质^[27]可知,激光脉冲的强度越高,这种效应就越显著,当归一化的强度 $a^2 > 1$ 时,线偏振情形的贡献将只有圆偏振的 3/4. 这是自然的,因为由(15)式可知,在背向散射中,圆偏振激光只有基频的贡献.

图 2 给出了背向散射角功率对入射激光偏振态的依赖关系. 其中横坐标表示入射激光偏振态, $\varepsilon = 0$ 和 $\varepsilon = \pi/2$ 为线偏振,而 $\varepsilon = \pi/4$ 为圆偏振. 纵坐标为任意单位下的背向散射角功率,点划线为 $a^2 = 0.5$ 的曲线, $a^2 = 5.0$ 和 $a^2 = 10.0$ 分别由虚线和实线绘出. 我们看到当入射激光的强度不是很高时,最大值与最小值的差异也不大,而对于高强度激光的背向汤姆逊散射而言,圆偏振和线偏振的贡献的差异则十分显著,当 $a^2 > 5$ 时圆偏振的贡献几乎是线偏振的 2 倍. 在图 3 中更清楚地表明了这一点,因为图 3 的纵坐标为具有偏振度 ε 的入射激光所产生的背向散射角功率与线偏振情形的比值.

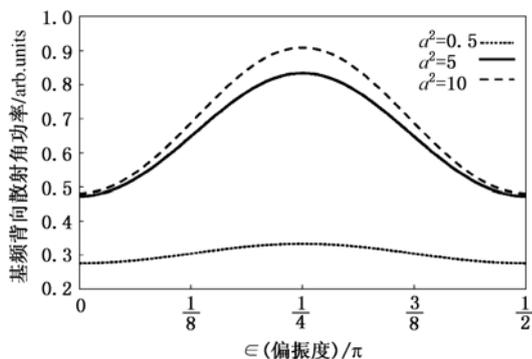


图 2 背向散射角功率对入射激光偏振态的依赖关系(横坐标表示入射激光偏振态, $\varepsilon = 0$ 和 $\varepsilon = \pi/2$ 为线偏振,而 $\varepsilon = \pi/4$ 为圆偏振. 纵坐标为任意单位下的背向散射角功率,点划线为 $a^2 = 0.5$ 的曲线, $a^2 = 5.0$ 和 $a^2 = 10.0$ 分别由实线和虚线绘出)

由于原点是 l 阶贝塞尔函数的 l 级零点,对任意的自然数 l ,当 $\cos 2\varepsilon = 0$ 时,即圆偏振情形,(17)式依然为 0,由于圆偏振在背向散射中无高次谐波贡献,此时仍旧是最小值. 对于线偏振情形,(17)也为 0,但可以是极大值也可以是极小,取决于阶次 l 和强度 a^2 . 同时在其他偏振情形也可以出现极值,这是因为(17)式中的括号可以取 0. 图 4 给出在不同的激光偏振状态下,3 次谐波背向散射和基频背向散射角功率的相对比,其中 3 条曲线自下而上分别

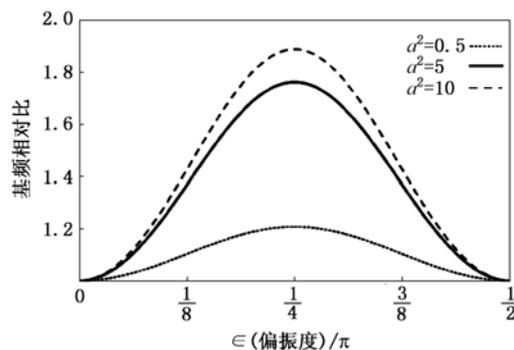


图 3 任意偏振与线偏振情形背向散射角功率的比值(横坐标表示入射激光偏振态, $\varepsilon = 0$ 和 $\varepsilon = \pi/2$ 为线偏振,而 $\varepsilon = \pi/4$ 为圆偏振. 纵坐标为 ε 偏振的激光与线偏振激光的背向散射角功率的相对比,点划线为 $a^2 = 0.5$ 的曲线, $a^2 = 5.0$ 和 $a^2 = 10.0$ 分别由实线和虚线绘出. 当 $a^2 = 5.0$ 时,圆偏振与线偏振贡献比已经达到 1.8)

对应于 $a^2 = 0.5$, $a^2 = 5.0$ 和 $a^2 = 10.0$. 由图 4 可见,在 $a^2 = 0.5$ 时,虽然激光脉冲强度不是很高,但对于线偏振情形 3 次谐波背向散射角功率也是比较可观的,几乎达到基频背向散射的一半. 同时图 4 清楚地表明在激光脉冲强度很高的情况下,线偏振入射激光脉冲背向散射中的 3 次谐波的贡献将非常显著,而圆偏振入射激光仍旧保持基频背向散射的单色性. 可见,对于圆偏振入射激光,高次谐波对于基频散射光在测量中的影响可以忽略.

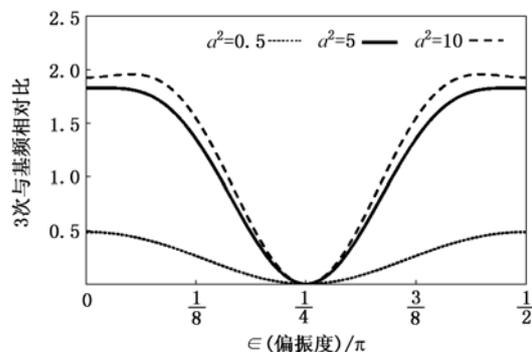


图 4 3 次谐波背向散射和基频背向散射角功率的相对比(其中纵坐标为 3 次谐波背向散射和基频背向散射角功率的比值,横坐标表示入射激光偏振态, $\varepsilon = 0$ 和 $\varepsilon = \pi/2$ 为线偏振,而 $\varepsilon = \pi/4$ 为圆偏振,3 条曲线自下而上分别对应于 $a^2 = 0.5$, $a^2 = 5.0$ 和 $a^2 = 10.0$)

4. 结 论

通过对汤姆逊散射过程的计算,本文给出了任意椭圆偏振的入射激光成立的 m 次谐波角功率的

一般的解析表示式. 在此我们特别指出, 这一结果和文献[26]中的结果实质上是不同的. 据此我们得到背向散射的极值条件, 特别是对于背向的基频散射, 我们直接论证了圆偏振情形是最大值, 线偏振情形是最小值. 当入射激光的无量纲强度大于5时, 圆偏振的贡献接近于线偏振的2倍. 并且由于在背向散射中, 圆偏振入射激光没有高次谐波的贡献,

因此单色性也好于其他情形.

归纳起来, 180°散射的相互作用时间最长, X射线单光子能量最高, 圆偏振入射激光的背向散射角功率最大且单色性最好, 为了优化背向汤姆逊散射中的X射线产生, 我们建议采用圆偏振激光与电子束对撞的方案.

- [1] prangle P, Ting A, Esarey E, Fisher A 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 5032
- [2] Spranglet P, Esarey E 1992 *Phys. Fluids B* **4** 2241
- [3] Esarey E, Ride S K, Sprangle P 1993 *Phys. Rev. E* **48** 3003
- [4] Fiocco G, Thompson E 1963 *Phys. Rev. Lett.* **10** 89
- [5] Milburn R H 1963 *Phys. Rev. Lett.* **10** 75
- [6] Bemporad C, Milburn R H, Tanaka N, Fotino M 1965 *Phys. Rev.* **138** B1546
- [7] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [8] Kim K J, Chattopadhyay S, Shank C V 1994 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **341** 351
- [9] 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
- [10] 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, Segalov Z 2000 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **455** 36
- [11] Kotaki H, Kando M, Dewa H, Kondo S, Watanabe T, Ueda T, Kinoshita K, Yoshii K, Uesaka M, Nakajima K 2000 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **455** 166
- [12] 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 Accel. Beams* **3** 090702
- [13] 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. Instrum. Methods Phys. Res., A* **455** 90
- [14] Catravas P, Esarey E, Leemans W P 2001 *Meas. Sci. Technol.* **12** 1828
- [15] Hartemann F V, Baldis H A, Kerman A K, Foll A L, Luhmann J, Rupp B 2001 *Phys. Rev. E* **64** 016501
- [16] Chouffani K, Wells D, Harmon F, Jones J, Lancaster G 2002 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **495** 95
- [17] Sakai I, Aoki T, Dobashi K, Fukuda M, Higurashi A, Hirose T, Imura T, Kurihara Y, Okugi T, Omori T, Urakawa J, Washio M, Yokoya K 2003 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **6** 091001
- [18] Brown W J, Anderson S G, Barty C P J, Betts S M, Booth R, Crane J K, Cross R R, Fittinghoff D N, Gibson D J, Hartemann F V, Hartouni E P, Kuba J, Sage G P L, Slaughter D R, Tremaine A M, J. Wootton A, Springer P T 2004 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **7** 060702
- [19] Schwoerer H, Liesfeld B, Schlenvoigt H P, Amthor K U, Sauerbrey R 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 014802
- [20] Babzien M, Ben-Zvi I, Kusche K, Pavlishin I V, Pogorelsky I V, Siddons D P, Yakimenko V, Cline D, Zhou F, Hirose T, Kamiya Y, Kumita T, Omori T, Urakawa J, Yokoya K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 054802
- [21] Yakimenko V, Pogorelsky I V 2006 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **9** 091001
- [22] Priebe G, Laundry D, Macdonald M A, Diakun G P, Jamison S P, Jones L B, Holder D J, Smith S L, Phillips P J, Fell B D, Sheehy B, Naumova N, Sokolov I V, Ter-Avetisyan S, Spohr K, Krafft G A, Rosenzweig J B, Schramm U, Grtner F, Hirst G J, Collier J, Chattopadhyay S, Seddon E A 2008 *Laser Part. Beams* **26** 649
- [23] Tang C, Huang W, Li R, Du Y, Yan L, JiaruShi, Du Q, Yu P, Chen H, Du T, Cheng C, Lin Y 2009 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608** s70
- [24] Albert F, Anderson S G, Gibson D J, Hagmann C A, Johnson M S, Messerly M, Semenov V, Shverdin M Y, Rusnak B, Tremaine A M, Hartemann F V, Siders C W, McNabb D P, Barty C P J 2010 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 070704
- [25] Gibson D J, Albert F, Anderson S G, Betts S M, Messerly M J, Phan H H, Semenov V A, Shverdin M Y, Tremaine A M, Hartemann F V, Siders C W, McNabb D P, Barty C P J 2010 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 070703
- [26] Sarachik E S, Schappert G T 1970 *Phys. Rev. D* **1** 2738
- [27] Watson G N 1965 *A Treatise on the Theory of Bessel Functions* (Cambridge: Cambridge University Press) p14—667
- [28] Dattoli G, Giannessi L, Mezi L, Torre A 1990 *Nuovo Cimento* **105B** 327

General formulation of nonlinear Thomson scattering of arbitrary polarized laser and optimal conditions for X-ray production *

Zhao Shi-Hua[†] Lü Qing-Zheng Yuan Su-Ying Li Ying-Jun[‡]

(School of Science, China University of Mining & Technology (Beijing), Beijing 100083, China)

(Received 1 November 2010; revised manuscript received 28 December 2010)

Abstract

The general formulation of nonlinear Thomson scattering of arbitrary polarized laser is derived from electrodynamics analytically under relativistic conditions. The extreme condition for high order harmonics is deduced from the analytical results. It is found that the circular polarization reaches a maximum while the linear polarization is at its minimum in the fundamental backscattering radiation in the same situations, which makes important consulting sense in the experimental research of X-ray source based on the Thomson scattering mechanism especially for high intensity incident laser pulse cases.

Keywords: nonlinear Thomson scattering, polarization, extremum

PACS: 42.65.Ky, 07.85.Fv, 41.60.-m, 41.20.-q

* Project supported by the National Basic Research program of China (Grant No. 2007CB815105), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10874242) and the Fundamental Research funds for the Central Universities.

[†] E-mail: z_sh_h@yahoo.com.cn,

[‡] E-mail: lyj@aphy.iphy.ac.cn