

一种由强光担任摇摆器的新型自由电子激光器及其增益分析

陈建芳 黄肇明

(上海大学通信工程学院, 上海, 201800)

程 亚

(中国科学院上海光学精密机械研究所强光光学开放研究实验室, 上海, 201800)

摘要: 提出了一种由超短脉冲双光束担任摇摆器的自由电子激光器的原理及设计方案, 并在单电子近似的基础上给出了计算其增益的联立方程组, 以用于数值模拟。指出了实现一种紧凑、廉价的可调谐光源的可能性。

关键词: 自由电子激光器 超短超强激光脉冲 摇摆器

A novel free electron laser with wiggler composed of two ultrashort laser pulses and its gain analysis

Chen Jianfang, Huang Zhaoming

(Institute of Communication, Shanghai University, Shanghai, 201800)

Cheng Ya

(Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, CAS, Shanghai, 201800)

Abstract: In this paper, we proposed a novel free electron laser (FEL), using two ultra-short laser pulses as a wiggler, instead of conventional wiggler coil. A single particle approach has been used to derive the gain equations at the fundamental harmonic in this construction. According to this proposal, it is possible to manufacture a compact a low-priced FEL.

Key words: free electron laser ultrashort pulse laser wiggler

引 言

近年来,短脉冲激光技术的迅速发展激发了人们对利用强光的兴趣。桌面大小的激光器已可产生峰值功率密度超过 10^{18} W/cm^2 乃至 10^{20} W/cm^2 超短脉冲激光束。许多新的物理现象及应用均与此有关。如强光导致的巨大的有质动力涉及到光束自聚焦^[1,2], 等离子体尾波的产生及尾波场加速器^[3~5] 等各种现象, 并在最近发现还可直接利用强激光脉冲加速电子^[6]。另一方面, 强光与固体靶和气体靶相互作用也被用来产生软 X 波段的脉冲激光。我们提出了一个利用强光实现自由电子激光器的方案, 以期简化自由电子激光器的结构, 降低其制造成本。

1 模型的提出及可行性分析

假设激光脉冲 a 在直径方向具有高斯分布的形式, 这里 a 是归一化的矢势, 有:

$$\begin{aligned} \mathbf{a} &= \mathbf{a}_{ew}(r) \exp(i\omega t - kz) \\ \mathbf{a}_{ew}(r) &= a_0 \exp[-(r/r_0)^2] \end{aligned} \quad (1)$$

式中, a_0 是焦点中心处的振幅, r_0 表征焦斑大小。则在直径方向激光脉冲的有质动力可以表示成^[7]:

$$F_{\text{pond}} = \frac{(m_e c^2 / r_0^2) r}{(1 + a_0^2 / 2)^2} a_{ew}^2(r) \quad (2)$$

式中, m_e 和 c 分别为电子静止质量和光速。假设两束激光脉冲平行传播如图 1。两光轴之间的距离为 $2l$ 。在光束传播平面上, 一电子束

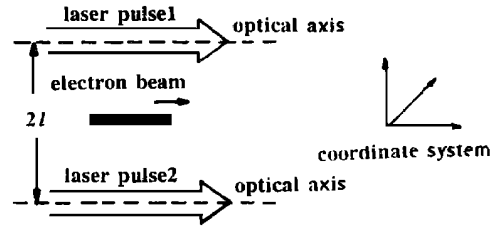


Fig. 1 The schematic of the model, the coordinate system is given in the right side

平行于光束注入并略偏离两光轴中心, 其速度为 v_e 。首先我们将问题转换到电子运动坐标系, 其中电子平均速度为零, 而光矢势 a_0 为相对论不变量。则电子运动方程为:

$$\begin{aligned} m_e \ddot{x} &= - [(m_e c^2 / r_0^2)(l - x) / (1 + a_0^2 / 2)^2] a_{ew}^2(l - x) \\ &\quad + [(m_e c^2 / r_0^2)(l + x) / (1 + a_0^2 / 2)^2] a_{ew}^2(l + x) \end{aligned} \quad (3)$$

如果电子的初始位置满足 $x_0 \ll l$ 和 $l \approx r_0$, (3) 式可按 x 的幂级数展开。仅保留至一阶项, 可得: $m_e \dot{x} = - 2[(m_e c^2 / r_0^2) / (1 + a_0^2 / 2)^2] (4l^2 / r_0^2 - 1) a_{ew}^2(l) x = - kx$ (4)

式中, $k = - 2[(m_e c^2 / r_0^2) / (1 + a_0^2 / 2)^2] (4l^2 / r_0^2 - 1) a_{ew}^2(l)$ 可以看成弹簧的弹性系数, 其频率和周期分别为:

$$f = \sqrt{k / m_e} = \sqrt{2} [c / r_0 (1 + a_0^2 / 2)] (4l^2 / r_0^2 - 1) a_{ew}(l) \quad (5)$$

众所周知, 带电振子可以辐射电磁波, 其频率与振子振荡频率相同。考虑到变换回实验室坐标系中后相对论效应所起的作用, 实际测得的辐射频率为:

$$\begin{aligned} f_0 &= \gamma \cdot f = \sqrt{2} \gamma \cdot c / [r_0 \cdot (1 + a_0^2 / 2)] (4l^2 / r_0^2 - 1) a_{ew}(l) \\ \gamma &= 1 / \sqrt{1 - v_e^2 / c^2} \end{aligned} \quad (6)$$

式中, γ 是电子的相对论能量因子。

为进一步讨论上述方案的可行性, 我们假设参数: $a_0 = 1$, $r_0 = 300 \mu\text{m}$, $l = 300 \mu\text{m}$, $\gamma = 100$ 。代入方程 (6), 可知实验室中测得的辐射波长为: $\lambda = (2\pi / f_0) \cdot c \approx 2 \mu\text{m}$ (7)

另一方面, 考虑到光波的衍射效应, 电子与光的相互作用距离应小于瑞利长度 $kr_0^2 / 2$, 由以上参数可知该长度约为 0.8m 。同时, 由于光速总大于电子速度, 因此, 经过一段距离后, 有限脉宽的激光束将超过电子并限制相互作用距离 L , 对空间脉宽 S 的激光束, 有:

$$L = cS / (c - v_e) \quad (8)$$

由上述参数知, S 应大于 $50 \mu\text{m}$, 相当于时间脉宽 15fs 。这些参数均是切实可行的。

2 增益方程组

为了讨论该自由电子激光器的增益, 一束线偏振平面波叠加到电子束上, 其电场与磁场分量 E_L 和 B_L 分别为:

$$\begin{aligned} E_L &= \hat{x} E_0 \cos(k_L z - \omega_L t + \varphi) \\ B_L &= \hat{y} E_0 \cos(k_L z - \omega_L t + \varphi) \end{aligned} \quad (9)$$

式中, 时间频率 $\omega_L = k_L c$, 振幅 E_0 和位相 φ 均为常数。因此由经典电动力学知电子的洛伦兹

$$\begin{aligned} \text{方程为:} \quad & d(\gamma \cdot \beta)/dt = -e(E_r + \beta \times B_r)/(m_e c) - kx\hat{x}/m_e \\ & d\gamma/dt = -e\beta \cdot E_L/(m_e c) - kx(\beta \cdot \hat{x})/(m_e c) \end{aligned} \quad (10)$$

$\beta \cdot c$ 是电子速度, $-e$ 是电子电荷。

利用(9)式并设 $\beta_y = 0$, 由方程(10)可推出:

$$\frac{d}{dt}(\gamma \cdot \beta_x) = -\frac{e}{mc}[E_0 \cos(k_L z - \omega_L t + \varphi) + \frac{kx}{m} - \beta_z E_0 \cos(k_L z - \omega_L t + \varphi)] \quad (11)$$

$$d(\gamma \cdot \beta_z)/dt = -e\beta_x E_0 \cos(k_L z - \omega_L t + \varphi)/(mc) \quad (12)$$

$$d\gamma/dt = -e\beta_x E_0 \cos(k_L z - \omega_L t + \varphi)/(mc) - kx \cdot \beta_x/(m_e c) \quad (13)$$

$$(13) \text{ 式减 } (12) \text{ 式可得:} \quad d[\gamma(1 - \beta_z)]/dt = -kx \cdot \beta_x/(m_e c) \quad (14)$$

$$\text{上式积分给出:} \quad \gamma(1 - \beta_z) + kx^2/(2m_e c^2) = \text{const} \quad (15)$$

将 $\beta^2 = \beta_x^2 + \beta_z^2$ 代入 $\gamma^{-2} = 1 - \beta_x^2 - \beta_z^2$, 并结合(13)式和(15)式给出如下一组方程:

$$\gamma(1 - \beta_z) + kx^2/(2m_e c^2) = \text{const} \quad (16)$$

$$\gamma^{-2} = 1 - \beta_x^2 - \beta_z^2 \quad (17)$$

$$d\gamma/dt = -e\beta_x E_0 \cos(k_L z - \omega_L t + \varphi)/(mc) - kx \cdot \beta_x/(m_e c) \quad (18)$$

该方程组可用计算机求解。为计算自由电子激光增益, 可由(16)~(18)式计算出 $\gamma(t)$, 并代入文献[8]中的增益表达式 $G(t)$, 则 $G(t) = -\langle \gamma(t) - \gamma_s \rangle m_e c^2 \rho_e / (E_0^2 / 8\pi)$ (19)

上式中 $\langle \gamma(t) - \gamma_s \rangle$ 是对两个独立的位相因子 φ 和 φ_0 取平均所得到的, 其中 φ_0 是电子做正弦振荡的初始位相, 由运动轨迹方程 $x_s = x_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ 决定。因而:

$$\langle \rangle \equiv \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi_0}{2\pi} (\quad) \quad (20)$$

(19) 式中的 ρ_e 为电子束密度。考虑到采用了线偏振电磁波, (19) 式中的分母有别于圆偏振情况的 $E_0^2 / 4\pi$ (文献[8], 方程(17))。讨论中所用的其余假设为电子密度均匀分布, 且为冷电子束, 电子密度不太高, 可以忽略电子之间的相互作用。

对于一般的自由电子激光增益理论, 通常可得到小信号增益的具体表达式。但对于本文情况, (18) 式右边出现了不正比于 E_0 的第二项。原因在于传统自由电子激光器中驱动电子振荡的是不做功的磁场力, 而本文中的有质动力却对电子做功。这使得处理小信号增益的级数展开法难以给出解析结果。我们将通过计算机模拟, 在下一步工作中对该方程组进行研究。

4 结 论

我们提出了一种新型摇摆器的自由电子激光器模型, 该摇摆器由双束强激光脉冲构成。同时, 提出了计算该自由电子激光增益的联立方程组, 该方程组可由计算机求解。作者的下一步工作是: (1) 通过数值计算优化各工作参数; (2) 研究该自由电子激光器的谐波效应。由于省去了复杂的摇摆器线圈, 该方案可望简化自由电子激光器的结构, 降低成本, 实现其小型化。

参 考 文 献

- 1 Monot P, Auguste T, Gibbon P *et al.* Phys Rev Lett, 1995; (74): 2953~ 2956
- 2 Vollbeyn P, Lee P B, Wurtele J *et al.* Phys Plasma, 1997; (4): 3483~ 3489
- 3 Tajima T, Dawson J. Phys Rev Lett, 1979; (43): 267~ 270
- 4 Katsouleas T, Dawson J M. Phys Rev Lett, 1983; (51): 392~ 395
- 5 Krall J, Joyce G, Esarey E. Phys Rev(A), 1991; (44): 6854~ 6861

薄膜红外探测器的研究

魏红振 李家容

(华中理工大学激光技术国家重点实验室, 武汉, 430074)

摘要: 介绍了薄膜热电偶探测器的研究, 讨论了薄膜热电偶探测器的结构对探测器响应特性的影响。

关键词: 薄膜 探测器 测辐射热计

Research of thin film infrared detector

Wei Hongzhen, Li Jiarong

(National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan, 430074)

Abstract: The thermal couples are useful detector in laser power or energy measurement or other areas. Now, we developed a novel thin film thermal couple detector deposited on high thermal conductive substrate. This paper described the manufacture parameters and the effects of construction on the response index, response time and noise of the thin film thermal couple detector.

Key words: thin film detector bolometer

引 言

热电偶探测器的应用已经非常广泛, 如铂-铑热电探测器作为温度传感器已广为应用, 远红外激光功率检测探头也多为热电偶探头, 如铜-康铜热电偶探头。热电探测器通常有两种形式: 块材料结构型和薄膜型。常用的远红外激光功率探测器热电偶由两种块材料构成, 这种探头可探测的激光功率大, 损伤阈值高, 但这种探测器响应时间长, 且制作工艺复杂。而薄膜型热电偶探测器多用于远红外辐射探测, 这种探测器响应快且损伤阈值较小, 但响应度较低。我们对用作激光功率计的薄膜型热电偶探测器作了研究, 讨论了探测器结构对探头的响应特性的影响, 探头的响应时间为毫秒量级。

薄膜热电偶红外探测器的研究早有报道^[1], Day Gaddy 和 Iversen 报道了他们的薄膜红外测辐射计, 在室温下工作, 响应时间为纳秒量级。他们的探测器是在 BeO 衬底上蒸镀薄膜热电偶 Bi-Ag, 响应时间为 30ns, 但探测器的灵敏度很低。Billings, Hyde 和 Barr 报道了在塑料上蒸镀金属薄膜的实验研究, 他们的探测器灵敏度较高, 响应时间达毫秒量级, B. Contreras 和

6 Bernhard R, Tajima T, Hojo H. Phys Rev Lett, 1997; (78): 3310~ 3313

7 Lindman E L, Strosio M A. Nucl Fusion, 1977; 3(3): 619~ 627

8 Ride S K, Colson W B. Appl Phys, 1979; 20(1): 41~ 46

作者简介: 陈建芳, 女, 1973 年 4 月出生。硕士。现从事光波技术研究。

收稿日期: 1998-01-05