

前沿物理与工程

经典电动力学理论在激光等离子体相互作用研究中的适用性

银 燕

(国防科技大学理学院物理系, 湖南 长沙 410073)

摘 要 本文通过考察激光等离子体相互作用中电子运动的辐射阻尼, 得到了辐射阻尼效应及其量子随机性出现的激光强度阈值。研究表明, 对于波长为 800nm 的线极化激光, 当激光强度达到 $3.55 \times 10^{23} \text{ W/cm}^2$ 时, 辐射阻尼效应会显著影响电子的动力学行为, 且量子随机性不容忽视。对于激光强度远低于该阈值的范围, 经典电动力学理论对于研究强激光与等离子体相互作用都是适用的, 即不需要考虑辐射阻尼效应。本文还讨论了高能电子与激光对撞的情况, 此时电子静止系中的相对论增强效应和多普勒频移效应也会导致经典电动力学理论不再适用。

关键词 经典电动力学; 激光等离子体相互作用; 辐射阻尼

APPLICABILITY OF CLASSICAL ELECTRODYNAMIC THEORY IN THE STUDY OF LASER-PLASMA INTERACTIONS

YIN Yan

(Department of Physics, College of Science, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073)

Abstract This paper investigates the radiation damping of electron motion in laser-plasma interactions and obtains the laser intensity threshold for the appearance of radiation damping effects and their quantum randomness. The research shows that for linearly polarized lasers with a wavelength of 800nm, when the laser intensity reaches $3.55 \times 10^{23} \text{ W/cm}^2$, the radiation damping effect will significantly influence the dynamic behavior of electrons, and the quantum randomness cannot be ignored. For the regime of laser intensities far below this threshold, classical electrodynamics theory is applicable for studying the interaction between intense lasers and plasmas, that is, the radiation damping effect does not need to be considered. This paper also addresses the situation of high-energy electron-laser collisions, where the relativistic enhancement effect and Doppler shift effect in the electron rest frame will also lead to the inapplicability of classical electrodynamics theory.

Key words classical electrodynamics; laser-plasma interactions; radiation damping

光具有波粒二象性是自然界中最为迷人的一个问题。当我们考察光与物质相互作用的问题时, 何时可以把光看成经典的电磁波, 从麦克斯韦

方程出发去解决问题? 何时又必须考虑光的量子特性, 即在量子电动力学的指导下去解决问题? 一种常用的说法是以光的频率为判据, 即当光频

收稿日期: 2024-01-04

基金项目: 湖南省普通高等学校教学改革研究项目资助(HNJG20230037)。

通信作者: 银燕, yin@nudt.edu.cn。

引文格式: 银燕. 经典电动力学理论在激光等离子体相互作用研究中的适用性[J]. 物理与工程, 2025, 35(3): 177-182.

Cite this article: YIN Y. Applicability of classical electrodynamics theory in the study of laser-plasma interactions[J]. Physics and Engineering, 2025, 35(3): 177-182. (in Chinese)

率足够高,以至于单个光子的能量与电子的静止质量相当时($\omega_e = m_e c^2 / \hbar$),就必须考虑光的量子性。例如在康普顿-吴有训散射实验中,使用 X 射线入射时观察到不同于入射光波长的散射光,这就需要用光子-电子散射来解释。然而,随着激光的出现以及激光强度的不断攀升,人们发现,即使光的频率低于 ω_e ,只要光足够强,即光子数密度足够高,在光与物质相互作用中也会表现出量子特性。例如当激光场的电场强度达到 $E_s = \frac{m_e^2 c^3}{e \hbar} = 1.32 \times 10^{18} \text{ V/m}$ 时,足以在康普顿波长 $\lambda_c = \hbar / m_e c$ 内把电子加速到 $m_e c^2$ 的能量,将直接在真空中激发正负电子对,这就是著名的施温格极限,其对应的光强度为 $I_s = 2.3 \times 10^{29} \text{ W/cm}^2$ (线极化激光)^[1]。

对于低强度的激光与物质的相互作用,激光场仍然可以用麦克斯韦方程组描述。以强场原子物理中的高次谐波产生问题(光强 $I \sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$)为例,尽管对原子中的电子必须采用量子力学描述,但是激光场仍然可以描述为经典电磁波。当激光强度增加到远高于原子内场时,物质可以被完全电离为等离子体,激光与等离子体的相互作用可以通过联立求解麦克斯韦方程组和洛伦兹方程来描述。在激光尾波场加速电子(光强 $I \sim 10^{18} \text{ W/cm}^2$)等应用中,这种经典电动力学的理论模拟方法与实验结果符合得很好。那么,从 $10^{14} \sim 10^{29} \text{ W/cm}^2$ 这 15 个数量级的变化中,在怎样的强度下物理过程的量子特性开始显现? 为了回答这个问题,本文将通过考查辐射阻尼效应的理论模型,讨论在强激光与物质相互作用研究中经典电动力学理论的适用性。

辐射阻尼是指带电粒子的辐射场对自身运动的反作用。当带电粒子做加速运动时会产生辐射,辐射场会带走粒子的能量、动量和角动量,从而对粒子的后续运动产生影响。虽然在经典电动力学理论框架中不可能自洽地描述辐射阻尼效应,但是可以在一定近似条件下对其进行建模,从而能够定量计算辐射阻尼对我们所关心的物理过程的影响。人们认为,经典电动力学理论适用的条件是辐射阻尼力远小于外场作用力,或者说粒子辐射出去的能量与它从外场中获得的能量相比是小量,由此得到对辐射阻尼特征时间尺度的估计^[2,3]: $\tau = 2e^2 / (3mc^3)$ 。对电子而言,这个时间尺

度约为 $6.26 \times 10^{-24} \text{ s}$,相应的空间尺度约为 10^{-15} m 。然而,在强激光与等离子体的相互作用中,由于大量带电粒子的集体效应,辐射阻尼能够在比其大得多的时间和空间尺度上起到重要作用。例如,在激光钻孔形成等离子体通道的过程中,超强激光场中电子所受的辐射阻尼力足以抵消激光的有质动力,影响等离子体通道中电子的集体行为^[4]。通过考察带电粒子在强激光场中加速运动时的辐射阻尼效应,研究在怎样的激光强度下辐射阻尼不可忽视且呈现出明显的量子随机性,可以用来作为经典电动力学适用性的诸多极限之一。

1 辐射阻尼的经典模型

在经典电动力学理论中,带电粒子的运动由洛伦兹方程描述

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

其中, $\mathbf{E}, \mathbf{B}$ 分别是激光场的电场强度和磁感应强度, $\mathbf{p}$ 是粒子的动量, e 是粒子的电荷, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$ 是粒子的归一化速度, c 是真空中光速。本文中公式均采用高斯制。

辐射阻尼效应可以通过在洛伦兹方程中添加一个辐射反作用力 $\mathbf{F}_{\text{rad}}$ 来描述,即将洛伦兹方程改写为

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}_{\text{rad}} \quad (2)$$

朗道和栗弗席兹提出了相对论情况下辐射反作用力的具体形式^[2,5]

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = \frac{2e^2}{3c} \mathbf{g}_0 \quad (3)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathbf{g}_0 = & \frac{e}{mc^2} \gamma \left(\frac{\partial}{\partial t} + c\boldsymbol{\beta} \cdot \nabla \right) (\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}) + \\ & \left(\frac{e}{mc^2} \right)^2 c [(\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E})\mathbf{E} + (\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] - \\ & \left(\frac{e}{mc^2} \right)^2 \gamma^2 c \boldsymbol{\beta} [(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B})^2 - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E})^2] \end{aligned} \quad (4)$$

由式(4)可知,辐射阻尼决定于粒子所感受到的电磁场环境,且与粒子的运动状态密切相关。下面分情况进行讨论。

1.1 平面波与初始静止的带电粒子作用

设激光场为线偏振的平面波,其电场为: $\mathbf{E} = E_0 \cos \phi \hat{e}_y$,其中 E_0 是振幅, $\phi = k_0 x - \omega_0 t$ 为相位因子, ω_0 是激光角频率, $\mathbf{k}_0 = k_0 \hat{e}_x$ 是激光波矢量。激光辐照到一个静止的带电粒子上,此时 $\boldsymbol{\beta} = 0$, $\gamma = 1$,式(4)中只有前两项不为 0,粒子感受到的辐射阻尼力为

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = -\hat{e}_y \frac{2e^3 E_0 \omega_0}{3mc^3} \sin \phi + \hat{e}_x \frac{2e^4 E_0^2}{3m^2 c^4} \cos^2 \phi \quad (5)$$

其中,第一项为平面波电场偏振方向上的横向辐射阻尼力,第二项为平面波传播方向上的纵向辐射阻尼力。忽略与相位 ϕ 有关的振荡项,仅考虑辐射阻尼力的幅值,并引入激光的归一化矢势来表征激光的强度

$$a_0 = \frac{eE_0}{mc\omega_0} \quad (6)$$

式(5)中纵向和横向辐射阻尼力幅值之比为: $F_x/F_y = a_0$,当 $a_0 \gg 1$ 时,辐射阻尼力以纵向为主。

粒子所感受到的洛伦兹力幅值为: $F_L = eE_0$,纵向辐射阻尼力的幅值与其比值为

$$\frac{F_x}{F_L} = \frac{2e^3 E_0}{3m^2 c^4} \quad (7)$$

朗道和栗弗席兹指出,他们所得到的辐射阻尼表达式仅可应用于在粒子静止参考系中比 $E_m = \frac{m^2 c^4}{e^3}$ 小很多的场^[2,6]。对电子而言,阈值 E_m 相当于 $1.82 \times 10^{20} \text{ V/m}$ 的电场或者 $6.08 \times 10^{15} \text{ Gs}$ 的磁场,已经超过了施温格极限,这是当前激光器所不能达到的。所以在粒子静止的情况下,由式(7)可知 $\frac{F_x}{F_L} = \frac{2E_0}{E_m} \ll 1$,即辐射阻尼力远低于洛伦兹力,可以忽略。

当平面波继续与粒子发生作用,把粒子加速到相对论能量时,辐射阻尼力会如何变化? 为了回答这个问题,可以先不考虑辐射阻尼力,直接求解式(1),得到粒子的运动解析解^[7]

$$\begin{cases} p_x = \frac{mca_0^2}{4} (1 + \cos 2\phi) \\ p_y = mca_0 \cos \phi \\ p_z = 0 \end{cases} \quad (8)$$

由式(8)可知,当 $a_0 \gg 1$ 时,纵向动量 p_x 的振幅远大于横向动量 p_y ,粒子能量主要集中在沿波

矢量方向的纵向运动上,可以近似认为 $\boldsymbol{\beta} \approx \beta_{\parallel} \hat{k}_0 \approx \hat{k}_0$,从而有

$$\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B} \approx \mathbf{E} + \hat{k}_0 \times \mathbf{B} = 0, \quad \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E} \approx 0 \quad (9)$$

可以看到,此时式(4)的右边各项都近似等于 0,故辐射阻尼力可以忽略。

1.2 任意电磁场情况下高能粒子的辐射阻尼

在激光与等离子体相互作用中,总的电磁场是外来的平面电磁波与等离子体中电流集体运动所产生响应场的叠加,不再是平面波的形式。等离子体扮演了一个转换器的角色,把激光的横波模式转换为等离子体内的集体振荡和集体波模式,从而使得辐射阻尼力不容忽视。

下面在实验室坐标系中考察速度为 $\mathbf{v}$,电荷为 e 的粒子在电磁场($\mathbf{E}, \mathbf{B}$)中运动时的辐射阻尼。从式(4)可以看到,辐射反作用力由三项构成,其中第一项正比于 γ ,第三项正比于 γ^2 。粒子能量越高,第三项所占的比例越大。在 $\gamma \gg 1$ 的近似下,可以忽略式(4)中的前两项,仅保留第三项,辐射阻尼力可近似写为

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} \approx -\frac{2e^4}{3m^2 c^4} \gamma^2 \boldsymbol{\beta} [(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B})^2 - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E})^2] \quad (10)$$

粒子所受的洛伦兹力为 $\mathbf{F}_L = e(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B})$,可以把洛伦兹力往垂直于粒子速度和平行于粒子速度的方向上分解。在 $\gamma \gg 1$ 的近似下,可以认为 $\beta \approx 1$,有

$$\mathbf{F}_L \approx \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{F}_L + (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{F}_L) \hat{e}_{\parallel} = e^2 [\boldsymbol{\beta} \times (\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}) + (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E}) \hat{e}_{\parallel}] \quad (11)$$

则辐射阻尼力可写为

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{rad}} &\approx -\frac{2e^2}{3m^2 c^4} \gamma^2 \boldsymbol{\beta} e^2 [(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B})^2 - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E})^2] \\ &= -\frac{2e^2}{3m^2 c^4} \gamma^2 \boldsymbol{\beta} [|\mathbf{F}_L|^2 - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{F}_L)^2] \\ &\approx -\frac{2e^2}{3m^2 c^4} \gamma^2 \boldsymbol{\beta} |\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{F}_L|^2 \end{aligned} \quad (12)$$

这是任意电磁场情况下高能粒子辐射阻尼力的表达式。式(12)表明,当 $\boldsymbol{\beta} \perp \mathbf{F}_L$ 时,辐射阻尼力的幅值最大。这在物理上是显然的:辐射阻尼力的本质是粒子做加速运动而产生的辐射,当速度与加速度垂直时,辐射效应最强。由式(12)也容易看到,当电磁场为平面波形式,且粒子速度与

波矢方向相同时, $\mathbf{F}_{\text{rad}} \approx 0$, 这与 1.1 中分析的情况是一致的。为了增强辐射阻尼, 往往采用激光与高能电子束对撞的物理方案。

2 激光等离子体相互作用中辐射阻尼的经典阈值

等离子体是由大量电子和离子构成的粒子集合。由于电子质量远小于离子质量, 在相同的激光电场作用下, 电子加速度远大于离子加速度, 所以在激光等离子体相互作用中主要考查电子的辐射阻尼效应。设等离子体中热电子的相对论因子为 γ , 由式(12)可知, 等离子体中热电子所受到的辐射阻尼力的最大幅值为

$$F_{\text{rad}} \leq \frac{2e^2}{3m^2c^4} \gamma^2 F_{L\perp}^2 \quad (13)$$

其中, $F_{L\perp}$ 为电子所受的垂直于速度方向的横向洛伦兹力。

在激光与等离子体相互作用中, 激光驱动了等离子体内部的宏观电荷分离, 在等离子体内激发电场。为了估算给定激光强度下的辐射阻尼效应, 可以认为等离子体内的电场幅值近似等于激光电场的幅值 E_0 , 则粒子所受的横向洛伦兹力可表示为

$$F_{L\perp} \approx eE_0 = mc\omega_0 a_0 \quad (14)$$

当电子所受的辐射阻尼力与横向洛伦兹力幅值相当时: $F_{\text{rad}}/F_{L\perp} \sim 1$, 辐射阻尼效应不容忽视。联立式(13)和式(14)可得对应的激光归一化矢势阈值为

$$a_c = \frac{3mc^3}{2e^2\omega_0\gamma^2} \quad (15)$$

由于等离子体中电子所获得的能量是激光作用的结果, 热电子的 γ 与激光参量 a_0 有关, 可以由式(15)得到一个仅与激光强度有关的辐射阻尼阈值。然而, 与单个电子的情况不同, 由于等离子体中大量带电粒子之间存在集体作用, 电子的加热机制非常复杂, 且与激光等离子体相互作用的具体参数与构型有关^[8]。一般来说, 对于 $a_0 \gg 1$ 的强激光与固体密度等离子体的相互作用, 电子加速的主导机制是有质动力机制, 热电子能量的定标率为^[9]

$$\gamma = \sqrt{1 + a_0^2} \approx a_0 \quad (16)$$

代入式(15), 可得

$$a_c = \left(\frac{3mc^3}{2e^2\omega_0} \right)^{1/3} \quad (17)$$

上式与通过讨论电子在激光场中获得能量的功率和电子辐射功率平衡而得到的阈值是一致的, 该参数区域称为辐射主导区^[4]。

根据激光光强与归一化矢势 a_0 的关系, 可以得到辐射阻尼出现的光强阈值为

$$I_c \lambda_0^{4/3} = 2.66 \times 10^{23} (1 + \delta) (\text{W} \cdot \mu\text{m}^{4/3} / \text{cm}^2) \quad (18)$$

其中, δ 为偏振度, 线偏振对应于 $\delta = 0$, 圆偏振对应于 $\delta = 1$, λ_0 为激光的波长。可以看到, 光强阈值是与激光波长有关的。激光波长越短, 辐射阻尼效应出现的光强阈值越高。但是激光波长必须大于电子的康普顿波长: $\lambda > \lambda_c$, 否则要考虑激光光子的量子效应。

3 辐射阻尼中的量子效应

朗道-栗弗席兹模型给出的是经典辐射, 辐射反作用力作用于带电粒子, 带电粒子的能量损失是连续的。但是从微观角度来看, 带电粒子的能量损失是量子化的, 即在辐射阻尼中存在着量子随机性。从实际需要出发, 人们发展了对辐射概率进行抽样来计算辐射阻尼效应的方法, 从而能够在经典洛伦兹运动方程求解中加入量子修正, 更好地描述超强激光场与等离子体的相互作用^[10]。量子辐射阻尼和经典辐射阻尼的对比表明, 量子效应可以导致辐射谱中高能光子部分显著增强, 电子能量分布的方差增加^[10-11]。

在实验室坐标系中考察速度为 $\mathbf{V}$, 电荷为 e 的粒子在归一化矢势为 a_0 的强激光场中的运动, 如果严格采用量子观点来处理辐射阻尼, 就需要用量子电动力学理论求解电子的多光子康普顿散射。A. Di Piazza 等提出了以下两个归一化参量用于衡量辐射阻尼中量子随机性效应的影响^[11]

$$\chi_0 = \frac{\gamma |\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}/c|}{E_s} \quad (19)$$

$$R_Q = \alpha a_0 \quad (20)$$

其中, $E_s = \frac{m_e c^3}{e \hbar}$ 为施温格极限电场, $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ 为电子的精细结构常数。 χ_0 表示在电子静止参考系中的电场与施温格极限电场的比值, 它会影响多光子辐射的概率。A. Di Piazza 等的研究表

明,当 $\chi_0 \leq 1$ 时,辐射 j 个光子和辐射单个光子的概率之比为 α^{j-1} ; 而当 $\chi_0 \gg 1$ 时,二者的比值为 $(\alpha\chi_0^{2/3})^{j-1}$ 。 R_Q 意味着在一个激光周期内电子所辐射的平均光子数。

考虑角频率为 ω_0 , 强度为 a_0 的平面波激光与一个能量为 $\varepsilon_0 = \gamma mc^2$ 的电子发生对撞, 由式(19)可得

$$\chi_0 = \frac{\gamma(1+\beta)E_0}{E_s} \approx \frac{2\gamma E_0}{E_s} = \frac{2\hbar}{mc^2} \omega_0 \gamma a_0 \quad (21)$$

当 $\chi_0 \sim 1$ 时, 所产生的辐射谱是概率性的, 认为量子随机性不可忽视^[11]。 由式(21)可以得到量子辐射阻尼的激光归一化矢势阈值为

$$a_Q = \frac{mc^2}{2\hbar\omega_0\gamma} \quad (22)$$

若电子是由激光加速所产生的, 在定标关系 $\gamma = a_0$ 的前提下, 可以得到

$$a_Q = \sqrt{\frac{mc^2}{2\hbar\omega_0}} \quad (23)$$

同样地, 可以将量子辐射阻尼阈值用激光光强表示出来。 与经典辐射阻尼的情况相似, 光强阈值与波长有关, 但是定标率略有不同

$$I_Q \lambda_0 = 2.84 \times 10^{23} (1 + \delta) (\text{W} \cdot \mu\text{m}/\text{cm}^2) \quad (24)$$

沈百飞把电子辐射高能光子的典型频率与电子自身能量可比 ($\hbar\omega_m = \gamma mc^2$) 的区域定义为量子主导区, 并在 $\gamma = a$ 的定标率下得到量子主导区的光强阈值^[4]

$$a_Q = \sqrt{\pi \frac{mc^2}{\hbar\omega_0}} \quad (25)$$

显然式(23)与式(25)在数量级上是一致的。 这是由于辐射阻尼的量子随机性效应主要体现在多光子康普顿散射的高能光子谱上, 这两个公式的一致性在于根号内都是电子静止能量与激光光子能量的比值, 即使激光光子频率较低, 只要光强足够强, 量子效应就不容忽视。

对于激光与高能粒子对撞的情况, 还有两个物理因素可能导致量子效应的出现。 一个是电磁场的相对论增强效应: 从实验室系变换到相对于粒子静止的参考系 (K' 系) 中, K' 系中的电磁场会得到增强: $\mathbf{E}' = \gamma(1+\beta)\mathbf{E} \approx 2\gamma\mathbf{E}$ 。 若粒子能量足够高, 则在 K' 系中可以达到辐射阻尼经典模型的适用阈值 $E_m = m^2 c^4 / e^3$, 该效应所对应的粒子能

量阈值为

$$\gamma_m \approx \frac{E_m}{2E_0} \quad (26)$$

若利用 $10^{22} \text{ W}/\text{cm}^2$ 的线极化激光和电子对撞, 则有 $\gamma_m \approx 3.3 \times 10^5$, 即: 当电子初始能量达到 170 GeV 时, 在 K' 系中可以达到辐射阻尼经典模型的适用阈值。

另一个物理因素是相对论多普勒频移效应: 在 K' 系中, 电磁波的频率会发生强烈的紫移, $\omega' = \omega_0 \sqrt{\frac{c+V}{c-V}} \gg \omega_0$ 。 当满足 $\hbar\omega' = mc^2$ 时, 粒子在电磁波中的运动应视为量子康普顿散射, 该效应所对应的粒子能量阈值为

$$\gamma_c = \frac{1+S^2}{2S} \quad (27)$$

其中, $S = \frac{\hbar\omega_0}{mc^2}$ 。 对于电子而言, 若与其对撞的激光波长为 $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$, 则相应的 $\gamma_c \approx 2.6 \times 10^4$, 相当于电子具有 13.4 GeV 的初始能量, 这比相对论增强效应所对应的粒子能量阈值更容易达到。

4 结果与讨论

本文基于朗道-栗弗希兹辐射阻尼模型, 推导了经典辐射阻尼效应显著影响电子动力学时所对应的激光强度阈值, 并介绍了量子辐射阻尼效应及其阈值。 当前的超强激光主要用钛宝石激光器 (波长 $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$) 实现, 由式(18)和式(24)可以得到, 线极化激光的经典辐射阻尼阈值和量子辐射阻尼阈值分别为 $I_c \approx 3.58 \times 10^{23} \text{ W}/\text{cm}^2$ 和 $I_Q \approx 3.55 \times 10^{23} \text{ W}/\text{cm}^2$ 。 目前超强激光的最高纪录是韩国相对论激光科学中心的 CoReLS 拍瓦激光器, 科学家们获得了 $1.4 \times 10^{23} \text{ W}/\text{cm}^2$ 的峰值光强^[12], 这已经非常接近本文所得到的辐射阻尼阈值。 随着高功率激光器技术的发展, 人们有望获得更高的激光聚焦强度, 使得激光等离子体相互作用进入“量子电动力学等离子体范畴”(QED-plasma regime), 不仅辐射阻尼的量子随机性将会出现, 还会出现非线性康普顿散射、正负电子对产生等非线性 QED 过程^[13]。 而在激光强度低于 $10^{23} \text{ W}/\text{cm}^2$ 的参数范围内, 可以认为经典电动力学理论对于激光等离子体相互作用的研究都是适用的, 即不需要考虑辐射阻尼效应。

本文得到的辐射阻尼强度阈值公式是在电子能量定标率为 $\gamma = a_0$ 的前提下得到的,适用于 $a_0 \gg 1$ 的超强激光与固体靶相互作用的情况。人们也常常设计这样的实验,通过传统粒子加速器等其他加速机制得到高能电子,再通过另一束激光与高能电子对撞,此时可以把电子在碰撞前所具有的能量看作已知条件,直接由式(15)和式(22)分别得到经典辐射阻尼和量子辐射阻尼的阈值。此外,相对论增强效应和多普勒频移效应也会导致量子效应的出现。1997年,美国科学家利用斯坦福直线加速器(SLAC)产生的高能电子(46.6 GeV)与波长为 527 nm,光强为 $1.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 的激光场对撞,观察到了通过多光子 Breit-Wheeler 过程产生正负电子对的现象^[14]。在他们的实验中,正是由于电子初始能量很高,所以在很低的激光强度下就观察到量子电动力学效应。

对于近 QED 范畴的激光等离子体相互作用,目前并没有完全自洽的量子处理方法。在物理学发展史上,量子电动力学是通过对原子实验中微弱辐射效应的精密计算奠定了自己的地位,然而其发展起来的微扰方法对于强场并不适用。在强激光场中,光子的集体效应非常显著,虽然近年来人们在发展辐射阻尼的强场量子电动力学理论上取得了一些进展,但是完全量子的理论计算非常复杂。采用经典电动力学和量子修正相结合来描述强电磁场与等离子体的相互作用,仍然是目前常用的方法。

参 考 文 献

- [1] SCHWINGER J. On gauge invariance and vacuum polarization[J]. *Physical Review*, 1951, 82(5): 664-679.
- [2] 朗道,栗弗席兹. 场论[M]. 8版. 鲁欣,任朗,袁炳南,译. 北京:高等教育出版社,2000:231-236.
LANDAU L D, LIFSHITZ E M. The classical theory of fields[M]. 8th ed. Translated by LU X, REN L, YUAN B N. Beijing: Higher Education Press, 2000: 231-236. (translated into Chinese)
- [3] JACKSON J D. 经典电动力学[M]. 3版. 影印版. 北京:高等教育出版社,2004:745-746.
JACKSON J D. Classical electrodynamics[M]. 3rd ed. Reprint Edition. Beijing: Higher Education Press, 2004: 745-746.
- [4] 沈百飞. 强场激光物理[M]. 北京:科学出版社,2023:353-356.
SHEN B F. Strong field laser physics[M]. Beijing: Science Press, 2023: 353-356. (in Chinese)
- [5] KOGA J, ESIRKEPOV T Z, BULANOV S V. Nonlinear Thomson scattering in the strong radiation damping regime[J]. *Physics of Plasma*, 2005, 12(9): 093106.
- [6] 蔡圣善. 电动力学[M]. 2版. 北京:高等教育出版社,2002:396-397.
CAI S S. Electrodynamics[M]. 2nd ed. Beijing: Higher Education Press, 2002: 396-397. (in Chinese)
- [7] GIBBON P. Short pulse laser interaction with matter[M]. London: Imperial College Press, 2005: 31-33.
- [8] CUI Y Q, WANG W M, SHENG Z M, et al. Laser absorption and hot electron temperature scalings in laser-plasma interactions[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2013, 55: 085008.
- [9] WILKS S C, KRUEER W L, TABAK M, et al. Absorption of ultra-intense laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 1992, 69(9):1383-1386.
- [10] THOMAS A G R, RIDGERS C P, BULANOV S S, et al. Strong radiation-damping effects in a Gamma-ray source generated by the interaction of a high-intensity laser with a wakefield-accelerated electron beam[J]. *Physical Review X*, 2012, 2(4): 041004.
- [11] PIAZZA A Di, HATSAGORTSYAN K Z, KEITEL C H. Quantum radiation reaction effects in multiphoton Compton scattering[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(22): 220403.
- [12] YOON J W, KIM Y G, CHOI I W, et al. Realization of laser intensity over 10^{23} W/cm^2 [J]. *Optica*, 2021, 8(5): 630-635.
- [13] RIDGERS C P, BRADY C S, DUCLOUS R, et al. Dense electron-positron plasmas and ultraintense γ rays from laser-irradiated solids[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(16): 165006.
- [14] BURKE D L, FIELD R C, HORTON-SMITH G, et al. Positron production in multiphoton light-by-light scattering[J]. *Physical Review Letters*, 1997, 79(9): 1626-1629.