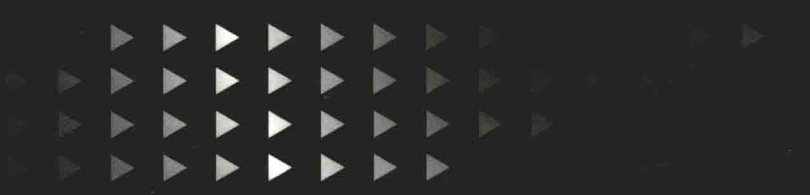




飞秒激光 与等离子体 相互作用的解析理论

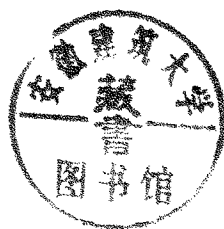
余 玮 著



科学出版社

飞秒激光与等离子体相互作用的 解析理论

余 玮 著



科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书系统地介绍激光与等离子体相互作用的解析理论。尽管计算机模拟已越来越多地用于物理学科的理论研究,但是从基本方程出发逐步推导的解析方法,在阐明物理机制方面仍具有明显优势。

本书讨论强激光场中的单电子运动以及单电子运动引发的电磁辐射,激光与气体密度等离子体间的相互作用,以及激光与固体密度等离子体间的相互作用。作为特例,还专门讨论了中等强度激光在空气中的远距离传输,强激光与近临界密度等离子体的相互作用等实用课题。

近年来随着超导技术的飞速发展,可用于实验的磁场越来越强,激光与强磁场共同作用下的等离子体成为新的研究方向。本书最后两章介绍了这方面的进展,其中外加磁场与激光同向。

本书可供从事激光-等离子体相互作用研究的科研人员和研究生参考。

图书在版编目(CIP)数据

飞秒激光与等离子体相互作用的解析理论/余玮著. —北京:科学出版社, 2018.6

ISBN 978-7-03-057395-7

I. ①飞… II. ①余… III. ①飞秒激光—相互作用—等离子体—解析理论 IV. ①TN24 ②O53

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2018)第 095807 号

责任编辑:赵艳春 / 责任校对:郭瑞芝

责任印制:师艳茹 / 封面设计:迷底书装

科学出版社出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

艺堂印刷(天津)有限公司 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2018 年 6 月第 一 版 开本: 720×1 000 1/16

2018 年 6 月第一次印刷 印张: 7

字数: 130 000

定价: 62.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

自激光在 20 世纪 60 年代诞生后, 单一激光脉冲的总能量及其峰值功率随着时间的推移越来越大。超短脉冲强激光作为激光器发展的主攻方向之一, 在 20 世纪 90 年代取得了重大突破: 激光的脉冲宽度可缩短到飞秒 (相当于 10^{-15} 秒) 量级, 激光的峰值功率则提高到 10^{21}W/cm^2 量级, 远远超越了相对论激光 (相当于 10^{18}W/cm^2) 的阈值。

目前, 国内外不少以大学为基地的实验室都配置了飞秒激光装置, 并以此为平台开展了大量的实验研究。飞秒激光装置已成为除加速器以外, 人类在相对论领域从事实验研究的又一手段。与此同时, 以这些实验为基础的理论研究也取得了长足进步。

值得注意的是, 同为能在相对论领域工作的实验装置, 加速器仅仅在一个方向上加速电子; 强激光却可以在一个激光周期 (约 3 飞秒) 内使电子运动速度在接近正负光速的区间内交替变化。因此, 同样是相对论运动, 两者所涉及的物理背景和应用前景是大不相同的。我们知道, 单一带电粒子的能量增益取决于力和力的方向上的移动距离。在强激光中电子的加速距离仅为激光波长 (微米) 量级, 比加速器中电子的加速距离小好几个数量级。要在这么短的距离内加速电子, 达到相对论速度, 激光需要提供非常强的加速电场。因此, 近期的文献把强激光与等离子体的相互作用称为强场物理是很有道理的。

本书主要关注飞秒激光脉冲与等离子体间的相互作用, 尽管在某些课题, 如第 8 章的激光在空气中的远距离传输中, 也涉及长脉冲激光和部分电离等离子体。书中的理论研究以解析理论为主, 计算机模拟为辅。我们将从激光等离子体相互作用的基本方程组出发, 系统地研究各种相关物理机制。本书所采用的基本方程是相对论性的, 可用于相对论强激光, 当然也适于讨论非相对论激光与等离子体的相互作用。

目 录

前言

第 1 章	引言	1
第 2 章	飞秒激光与等离子体的相互作用	3
2.1	电子运动方程	3
2.2	电磁场方程	4
2.3	激光-等离子体相互作用的基本方程组	5
第 3 章	平面激光脉冲与单电子理论	6
3.1	真空中的平面激光	6
3.2	平面激光场中的自由电子	7
3.3	平面激光场中的电离电子	9
第 4 章	聚焦激光脉冲与单电子理论	11
4.1	真空中的聚焦激光	11
4.2	聚焦激光中的电离电子	12
4.3	聚焦激光与磁场共同作用下的电离电子	14
第 5 章	单电子对激光的散射	18
5.1	平均静止运动	18
5.2	平均静止电子对激光的散射	19
5.3	运动电子对激光的线性散射	21
5.4	运动电子对激光的非线性散射	23
第 6 章	低密度等离子体中的尾波场激发	24
6.1	基本方程按激光频率展开	24
6.2	低密度等离子体的出发方程	26
6.3	一维尾波场理论	27
6.4	二维尾波场理论	29
6.5	离子运动对尾波场激发的影响	31
第 7 章	低密度等离子体中的激光传输	34
7.1	傍轴近似下的波动方程	34

7.2	等离子体中的波动方程稳态解	35
7.3	连续等离子体中的光能吸收	36
7.4	等离子体中的激光自聚焦效应	38
7.5	激光自导引效应	39
7.6	等离子体通道对激光的导引	40
第 8 章	激光在空气中的远距离传输	43
8.1	空气中的介电系数	44
8.2	空气中的激光传播	45
8.3	以电离丝为中心的激光束远距离传输	45
8.4	激光脉宽对远距离传输的影响	47
8.5	激光在空气中的多次聚、散焦	49
第 9 章	弱激光与固体密度等离子体	51
9.1	固体密度等离子体的稳态方程	51
9.2	等离子体中的共振模	52
9.3	弱激光: 垂直入射	52
9.4	弱激光: p 偏振斜入射	54
第 10 章	强激光与固体密度等离子体	58
10.1	等离子体密度轮廓	58
10.2	相对论因子	58
10.3	密度台阶与激光吸收机制	59
10.4	$\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ 加热机制	60
10.5	真空加热机制	64
第 11 章	轴对称激光与平板靶相互作用	66
11.1	二维稳态方程组	66
11.2	二维电荷分离场	67
11.3	二维线性模式转换	69
11.4	二维 $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ 加热	70
11.5	轴向自生磁场	71
第 12 章	激光等离子体的时间演化	74
12.1	离子运动方程	74
12.2	横模与纵模	75
12.3	光轴上的出发方程组	75

12.4	反射激光脉冲的频谱	76
12.5	等离子体对激光脉冲的响应	78
12.6	激光脉冲过后的电子振荡	80
第 13 章	近临界密度等离子体中的激光俘获	82
13.1	出发方程组	82
13.2	后孤子的形成	84
13.3	单峰振荡	85
13.4	后孤子的时间演化	86
第 14 章	激光在强磁化等离子体中的传播	88
14.1	激光与磁化等离子体的相互作用	88
14.2	强磁化等离子体	89
14.3	指数型密度轮廓	90
14.4	台阶状密度轮廓	91
14.5	激光在台阶状等离子体中的传播	93
第 15 章	强磁薄膜与光容器	95
15.1	强磁薄膜的单向导光性	95
15.2	强磁薄膜与光容器模型	96
15.3	光容器模型的数值模拟	98
15.4	关于等离子体介电系数的讨论	99
参考文献		101

第 1 章 引 言

在激光与等离子体相互作用中,有两个物理参数是至关重要的。一个是激光的光强参数 a , 对于波长为 $1\mu\text{m}$ 的激光, 光强参数 $a=1$ 相当于激光强度为 $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ 。光强参数 $a<1$ 的激光称为非相对论激光, 而 $a>1$ 的激光则称为相对论激光。激光等离子体相互作用的另一个重要参数是等离子体介电系数 $\varepsilon=1-n_0/n_c$, 其中 n_0 和 n_c 为电子密度和等离子体临界密度, 对于波长为 $1\mu\text{m}$ 的激光, 其等离子体临界密度为 10^{19}cm^{-3} 。激光可以在小于临界密度的欠密(underdense)等离子体中传播, 却不能深入大于临界密度的过密(overdense)等离子体。然而, 对于相对论强激光而言, 需要对临界密度的概念进行修正。

本书的目标是系统地研究飞秒激光与等离子体相互作用的基础理论, 这对学科发展是很有帮助的。我们首先建立适用于飞秒激光与等离子体相互作用的基本方程组(第 2 章), 它由波动方程、泊松方程和电子动量方程组成。然后以基本方程组为出发点全面系统地研究激光与单一电子(第 3~5 章)、小于临界密度的低密度等离子体(第 6~8 章)、大于临界密度的高密度等离子体(第 9~12 章)间相互作用的各种物理机制。第 13 章则专门讨论激光与近临界密度等离子体的相互作用。

在激光脉冲与等离子体相互作用的过程中, 人们主要关心等离子体对激光脉冲峰的响应, 即所谓的相互作用的稳态解(steady-state solution)。然而在某些具体课题, 如低密度等离子体中的激光尾波场激发(第 6 章)、激光与固体密度等离子体(以及近临界密度等离子体)相互作用的时间发展过程(第 12 章和第 13 章)等课题中, 不但需要考虑激光脉冲作用期间的等离子体行为, 而且牵涉激光脉冲作用以后的等离子体行为, 单靠稳态解不能解决问题。为此需要在稳态解的基础上发展能处理激光等离子体相互作用的时间发展的理论模型。由于离子质量远大于电子, 在激光作用期间离子对激光的响应一般不需要考虑。但是, 在激光脉冲作用以后, 离子运动对等离子体后续发展的影响却不能忽略不计。为此, 需要在基本方程组中加上描述离子运动的方程一起求解。

本书第 8 章是比较特殊的: 它的研究对象不是强光作用下完全电离的等离子体, 而是不到 $10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 的“弱”激光在空气中传播时产生的部分电离等离子体, 仅激光光轴上不到 1% 的空气被电离, 形成(部分电离的)电离丝。如果激光在空气中的克尔聚焦效应能与电离丝的散焦效应平衡, 激光可以包着电离丝长距离传输, 直至激光能量耗尽。

激光等离子体相互作用研究的主要目标是激光聚变。当前激光聚变面临的主要困难是：激光的吸收局限于临界密度以下的等离子体冕区，而受控核聚变的劳逊条件却要求聚变反应发生在数百倍临界密度的靶心。不仅如此，临界面附近被吸收的激光能量向聚变靶心的传输又受热传导抑制的制约。

近年来，低温及常温超导技术的发展使可用于实验的磁场强度突飞猛进，人们开始思考引入强磁场后可能给聚变研究带来的变化。本书的第14章和第15章讨论了激光和外加强磁场共同作用下的等离子体行为。我们知道，磁化等离子体的介电系数 $\varepsilon_B = 1 - n_0 / n_c (1 \mp B_0)$ ，其中 n 和 n_c 为电子密度和临界密度。外加磁场与激光同向，其强度为 $B_0 = \omega_c / \omega$ ，其中 ω_c 和 ω 为磁回旋频率与激光频率。有关 $B_0 < 1$ (即 $\omega_c < \omega$) 的弱磁化等离子体已有多年的研究历史：我们知道左旋和右旋的圆偏振光会在等离子体密度 $n_0 = n_c (1 \pm B_0)$ (即 $\varepsilon_B = 0$) 处反射。然而，在 $B_0 > 1$ (即 $\omega_c > \omega$) 的强磁化等离子体中情况就不同了：左旋激光的介电系数为 $\varepsilon_B = 1 - n_0 / (1 + B_0)$ ，它仍在 $n_0 = 1 + B_0$ 处反射；右旋激光的介电系数可以改写为 $\varepsilon_B = 1 + n_0 / (B_0 - 1)$ ，它表明在 $B_0 > 1$ 时，右旋激光在等离子体中的反射点消失，它的介电系数永远大于 1，激光可以进入任意密度的等离子体并在其中传播，直至激光能量耗尽。

本书以飞秒激光与等离子体相互作用的解析方法为主轴，以第2章给出的基本方程组为出发点，根据不同的需要拓展解析方法及其应用范围，以便处理各种不同类型的物理问题。当然，随着所讨论的课题越来越复杂，也会较多地采用计算机模拟作为辅助，特别是在本书的结尾部分。

第 2 章 飞秒激光与等离子体的相互作用

飞秒激光与等离子体相互作用理论是建立在狭义相对论和经典电动力学理论基础之上的。本章的讨论满足以下三个前提：①入射激光主要是飞秒激光脉冲（脉冲持续时间小于皮秒），在飞秒激光脉冲作用期间，等离子体中的质量较大的离子来不及对激光做出响应，因而可以被认为是固定不动的，然而，在飞秒激光作用以后，以及在（远大于飞秒的）长脉冲激光作用期间，等离子体中的离子运动还是需要考虑的；②假定入射激光脉冲所包含的激光周期数足够多，也不考虑脉冲持续时间小于激光周期的所谓周期量级激光脉冲；③假定等离子体中电子的无规则热运动可以忽略不计，因为它通常远小于激光场驱动下的电子振荡运动。

2.1 电子运动方程

在飞秒激光脉冲作用期间，等离子体中的离子被认为是固定不动的，由激光驱动的电子运动在激光与等离子体相互作用中起着关键作用。强激光驱动的相对论电子运动是由洛伦兹方程来描述的^[1]

$$d_t \mathbf{p} = \partial_t \mathbf{p} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{p} = -\mathbf{E} - \mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (2-1)$$

该方程同样适用于非相对论电子运动。这里采用归一化单位， $\mathbf{p} = \gamma \mathbf{u}$ 为由 mc 归一化的电子动量， $\mathbf{u}$ 是由光速 c 归一化的电子速度

$$\gamma = (1 - u^2)^{-1/2} = (1 + p^2)^{1/2}$$

为电子的相对论因子。在这些公式中，时间和空间坐标由 ω^{-1} 和 k^{-1} 归一化， ω 和 k 分别为入射激光频率及其在真空中的波数。电场和磁场强度（由 $mc\omega/e$ 归一化）可以用矢势和标势给出

$$\mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{a} - \nabla \phi, \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{a} \quad (2-2)$$

其中， $\mathbf{a} = e\mathbf{A}/(mc^2)$ ， $\phi = e\Phi/(mc^2)$ ， $\mathbf{A}$ 和 Φ 为激光矢势和标势。这里我们采用了库仑规范，即令 $\nabla \cdot \mathbf{a} = 0$ 。由方程 (2-1) 可以得到相对论因子随时间变化的方程

$$d_t \gamma = -\mathbf{u} \cdot \mathbf{E} \quad (2-3)$$

在强激光与等离子体的相互作用中，有质动力效应是至关重要的。它可以被定义为洛伦兹方程 (2-1) 中的两个非线性项之和。可以证明，它又可被视为归一化电子能量 γ 的梯度，即满足

$$\mathbf{f}_p = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{p} - \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{a}) = -\nabla \gamma \quad (2-4)$$

显然, 由式(2-4)定义的有质动力是一种广义力。由式(2-3)和式(2-4)我们可以将描写电子运动的方程改写为

$$\partial_t \mathbf{p} = -\mathbf{E} - \nabla \gamma, \quad \mathbf{d}_t \gamma = \mathbf{u} \cdot \partial_t \mathbf{a} \quad (2-5)$$

由上述方程出发, 可以解出电子在激光电磁场中的运动规律。

2.2 电磁场方程

激光在等离子体中的电磁场分布由麦克斯韦方程组描述。采用归一化单位后, 麦克斯韦方程组可写为^[1,2]

$$\nabla \times \mathbf{E} + \partial_t \mathbf{B} = 0 \quad (2-6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = Z n_i - n \quad (2-7)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} - \partial_t \mathbf{E} = -n \mathbf{u} \quad (2-8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2-9)$$

其中, n 和 n_i 分别为由临界密度 ($n_c = m\omega^2 / (4\pi e^2)$) 归一化的电子密度和离子密度; Z 为离子电荷数。由于密度是等离子体的重要参数, 有必要专门讨论临界密度的非归一化单位。由定义可知, 非归一化的临界密度 n_c 以 cm^{-3} 为单位, 满足

$$n_c = m\omega^2 / (4\pi e^2) = 1.2 \times 10^{21} / \lambda^2$$

其中, 激光波长 λ 以 cm 为单位。

由麦克斯韦方程组可以导出波动方程和连续性方程, 它们是激光-等离子体相互作用研究中常用的方程

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \partial_{tt} \mathbf{E} = \partial_t (n \mathbf{u}) \quad (2-10)$$

$$\partial_t n = -\nabla \cdot (n \mathbf{u}) \quad (2-11)$$

此外, 由麦克斯韦方程组可导出坡印亭公式^[1], 它描述电磁能量的守恒

$$n \mathbf{u} \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{2} \partial_t (E^2 + B^2) + \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \quad (2-12)$$

其中, 电磁能流密度和电磁能量密度可分别表示为

$$\frac{1}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}), \quad \frac{1}{8\pi} (E^2 + B^2)$$

式(2-12)中的变量 $n \mathbf{u} \cdot \mathbf{E}$ 代表电子流体的能量密度, 它在电磁场中不断变化。

2.3 激光-等离子体相互作用的基本方程组

为了方便应用,我们列出描写激光-等离子体相互作用的基本方程组。它由描写电子运动的动量方程、波动方程和泊松方程组成

$$\partial_t \mathbf{p} = -\mathbf{E} - \nabla \gamma \quad (2-13)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \partial_{tt} \mathbf{E} = \partial_t (n\mathbf{u}) \quad (2-14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = Zn_i - n \quad (2-15)$$

我们将依托上述基本方程组推导描写飞秒激光脉冲与真空中电子、低密度等离子体以及固体密度等离子体相互作用的出发方程组。然后以后者为出发点,进一步研究各种具体的物理过程。

在飞秒激光脉冲与等离子体相互作用期间,离子的运动不必加以考虑。但在飞秒激光作用之后的一段时间内,离子运动的影响就应当考虑。为此,我们需要将描写离子运动的方程

$$\partial_t \mathbf{p}_i = \mu \mathbf{E} - \nabla \gamma_i \quad (2-16)$$

加入基本方程组中,这里 $\mu = Zm_e / m_i$, 我们用下标 i 代表与离子相关的量,与电子有关的量则不特别标记。离子运动的影响主要表现在激光的传播方向。当然,在研究长脉冲激光与等离子体的相互作用时,离子运动必须加以考虑。

第3章 平面激光脉冲与单电子理论

单电子理论是等离子体物理的基础与出发点,认识单一电子在激光场中的运动规律有助于理解更为复杂的激光-等离子体的相互作用过程。我们首先讨论单电子理论,研究在真空中的平面激光脉冲作用下的单一电子的运动规律,然后把平面激光脉冲中的单电子理论推广到聚焦激光脉冲。

在真空中激光脉冲的单电子理论中,可以令电子密度与静电标势为零,即令 $n=0$ 和 $\phi=0$ 。与此同时,单一电子对激光传播的影响可以忽略不计。因为电子密度 n 是由临界密度归一化的,而后者是非常大的量($1.06\mu\text{m}$ 激光的临界密度高达 10^{23}cm^{-3})。因此,对于密度远小于临界密度的电子束或等离子体而言,单电子理论也是适用的。

在此前提下,由基本方程组可以导出真空中激光与单电子作用的出发方程组

$$\nabla^2 \mathbf{a} + \partial_{tt} \mathbf{a} = 0 \quad (3-1)$$

$$\partial_t(\mathbf{p} - \mathbf{a}) = -\nabla\gamma, \quad \partial_t\gamma = \mathbf{u} \cdot \partial_t \mathbf{a} \quad (3-2)$$

前者描写激光的传输,后者描写单一电子在激光场中的运动。

3.1 真空中的平面激光

首先讨论真空中的平面激光脉冲的解析表达式,它可以由平面激光在真空中的矢势 $\mathbf{a} = \mathbf{a}(t, z)$ 描述。在一维情况下, $\nabla^2 \rightarrow \partial_{zz}$, 波动方程的一维形式可写为

$$\partial_{zz} \mathbf{a} + \partial_{tt} \mathbf{a} = 0 \quad (3-3)$$

而平面激光驱动下的单电子运动可以由

$$\partial_t(\gamma \mathbf{u} - \mathbf{a}) = -\partial_z \gamma, \quad \gamma = (1 + \gamma^2 u^2)^{1/2} \quad (3-4)$$

描述。对于在真空中传播的平面激光脉冲,我们首先求解一维波动方程(3-3)。众所周知,右向传播的平面激光脉冲可以表示为

$$\mathbf{a}(\eta) = a_s(\eta)[\cos(\eta)\hat{x} + \sigma \sin(\eta)\hat{y}] = \frac{1}{2}a_s(\eta)(e^{i\eta}\hat{\mathbf{a}} + c.c.) \quad (3-5)$$

其中, $\eta = z - t$; $\hat{\mathbf{a}} = \hat{x} - i\hat{y}\sigma$ 为方向矢量; σ 为偏振参数, $\sigma=0$ 和 1 分别代表线偏振和圆偏振激光。考虑高斯激光脉冲,其振幅可写为 $a_s(\eta) = a_L \exp(-\eta^2/L^2)$, 其中

a_L 为光强参数 (strength parameter), L 为脉冲宽度。激光脉冲的峰出现在 $\eta = 0$ 处。

激光强度 (由 $(m^2 \omega^2 c^3) / e^2$ 归一化) 可以用 $I = a^2 / (4\pi)$ 表示。对于线偏振和圆偏振激光, 其激光强度分别表示为

$$I = I_L \exp(-2\eta^2 / L^2) [1 + \cos(2\eta)] \quad (3-6)$$

$$I = 2I_L \exp(-2\eta^2 / L^2) \quad (3-7)$$

其中, $I_L = a_L^2 / (8\pi)$ 是激光的峰值强度。式 (3-6) 和式 (3-7) 表明, 激光强度对激光的偏振状态有很强的依赖性, 其中线偏振激光的强度包含高频振荡项, 圆偏振激光则没有振荡项。因此, 在激光与等离子体的相互作用中, 线偏振激光的行为与圆偏振激光是很不一样的。由于入射激光的峰值强度是最重要的激光参数, 有必要写出激光峰值强度的非归一化单位

$$I_L = \frac{a_L^2}{8\pi} \frac{m^2 \omega^2 c^3}{e^2} = 1.38 \times 10^{18} (a_L^2 / \lambda^2) \quad (3-8)$$

其中, 激光波长 λ 以 μm 为单位, 峰值光强 I_L 以 W / cm^2 为单位。式中的激光峰值振幅与光场参数的关系为

$$a_L = 0.85 \times 10^{-9} \sqrt{I_L} \lambda \quad (3-9)$$

对于波长为 $1\mu\text{m}$ 的激光, 强度参数 $a_L = 1$ 所对应的光强 $I_L = 1.38 \times 10^{18} \text{W} / \text{cm}^2$ 。所谓相对论激光与非相对论激光一般是以此为界的。

3.2 平面激光场中的自由电子

平面激光场中的电子运动是由方程 (3-4) 描述的, 为了求解这个方程组, 我们注意到平面激光脉冲的矢势 $\mathbf{a}(t, z) = \mathbf{a}(\eta)$ 是 $\eta = z - t$ 的函数, 因此可以合理地认定描述激光驱动下的电子运动的物理量也是 η 的函数, 即

$$\mathbf{u}(z, t) = \mathbf{u}(\eta), \quad \gamma(z, t) = \gamma(\eta) \quad (3-10)$$

由此得到波动方程中的 $\partial_z = \partial_\eta$ 和 $\partial_t = -\partial_\eta$ 。从电子运动方程 (3-4) 可以得到^[2-4]

$$\partial_\eta (\gamma \mathbf{u} - \mathbf{a} - \gamma) = 0 \quad (3-11)$$

这样, 平面激光场中的电子运动可以方便地由此解出。在这种情况下, 电子运动实际是由其初始条件决定的。

1) 初始静止的电子

对于激光脉冲到达前处于静止状态的电子, 即当激光矢势 $\mathbf{a} = 0$ 时, 电子速度 $\mathbf{u} = 0$ (或电子能量 $\gamma = 1$), 我们由式 (3-11) 可以得到电子的动量和动能满足

$$\gamma u_{\perp} = a, \quad \gamma u_z = \gamma - 1 = a^2 / 2 \quad (3-12)$$

我们首先比较电子的横向动量($\gamma u_{\perp} = a$)和纵向动量($\gamma u_z = a^2 / 2$): 对于 $a < 1$ 的非相对论激光, 前者大于后者, 即电子的横向运动占主导地位; 然而对于 $a > 1$ 的相对论激光, 后者大于前者, 即电子的纵向运动占主导地位。在这种情况下, 电子对相对论激光的响应主要表现为由激光有质动力所驱动的纵向运动。

式(3-12)还表明, 激光场中的电子能量仅取决于激光强度。因此, 电子从平面激光脉冲通过后并没有获得净能量增益。因为电子在通过脉冲之前和之后都满足激光矢势 $\mathbf{a} = 0$, 电子能量 $\gamma = 1$ 。值得注意的是, 由式(3-12)可知, 当电子到达激光脉冲峰时, 电子已经得到了相当大的动能, 即 $\gamma - 1 = a_L^2 / 2$ 。尽管此时电子所获得的能量在电子脱离激光脉冲后会完全消失, 但它使各种激光加速电子的方案成为可能。

图 3-1 显示了初始静止的电子在光强参数 $a_L = 5$, 脉冲宽度 $L = 10\lambda$ 的圆偏振平面激光脉冲中的运动轨迹(图 3-1(a))及电子能量随时间的变化(图 3-1(b))。

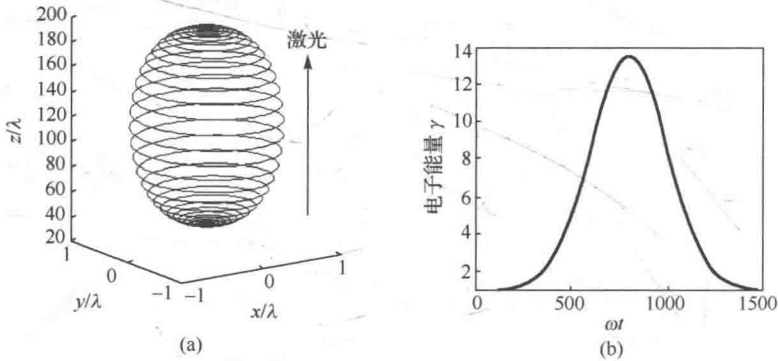


图 3-1 初始静止的电子在光强参数 $a_L = 5$, 脉冲宽度 $L = 10\lambda$ 的圆偏振平面激光脉冲中的运动轨迹(a)和能量随时间的变化(b)

在激光脉冲作用的过程中, 电子在激光脉冲的上升沿加速, 然后在脉冲下降沿减速, 因而电子在通过整个脉冲后没有获得能量增益。

2) 初始运动的电子

接下来考虑初始运动的电子, 即在激光到达前($a = 0$)电子的运动速度为 $\mathbf{u}_0 = u_0 \hat{z}$ 。在平面激光脉冲作用下电子的动量和动能可表示为^[5]

$$\gamma u_{\perp} = a, \quad \gamma u_z = \gamma - \varepsilon \quad (3-13)$$

$$\gamma - \gamma_0 = a^2 / (2\varepsilon) \quad (3-14)$$

其中, $\gamma_0 = (1 - u_0^2)^{-1/2}$; $\varepsilon = \gamma_0(1 - u_0)$ 。电子在激光场中的能量增益可以被定义为

$\Delta\gamma = \gamma - \gamma_0$ 。由式(3-14)可以得到, 电子在激光脉冲中的能量增益 $\Delta\gamma = a^2 / (2\varepsilon)$ 。由于在激光脉冲作用之前与之后的激光矢势均为 0, 整个激光脉冲对电子的作用不会导致能量增益。电子在激光上升沿被加速, 在脉冲峰获得相当大的能量, 然后在激光下降沿减速。这再次证实了平面激光脉冲不能用于电子加速的结论。

值得注意的是, 运动电子在激光脉冲峰的最大能量增益与其初始能量相关。考虑一个强度参数 $a_L = 5$ 的平面激光脉冲, 对于初始静止的电子。脉冲峰处的电子最大能量增益 $\Delta\gamma_{\max} \approx a_L^2 / 2 = 12.5$; 而对于初始能量为 $\gamma_0 = 10$ 的电子, 其在激光峰的最大能量增益可以达到 $\Delta\gamma_{\max} = 250$ 。

3.3 平面激光场中的电离电子

前面讨论了平面激光场中的自由电子, 接下来考虑平面激光场中的电离电子。当平面激光脉冲从空气中通过时, 在脉冲前沿空气并没有电离, 直到激光强度超过电离阈值, 开始出现由光电离产生的自由电子。接下来将讨论电离电子在激光场中的运动及其与母离子复合而造成的电磁辐射。

首先考虑在平面激光脉冲作用下单一原子(或密度远小于临界密度的原子系统)因光电离而产生的自由电子。假定光子电离发生在 $t = t_i$ 或激光矢势为 $a_i = a(t_i)$ 。一般认为, 原子刚被电离时的自由电子的运动速度为零^[6], 由此得到电离电子(原子电离后产生的自由电子)运动的初始条件为: 当 $t = t_i$ 时, 激光矢势 $a = a_i$, 电离电子的速度 $u = 0$ 。以此为基础, 我们进一步研究电离后电子在激光场中的运动规律, 由式(3-10)得到电离电子在平面激光场中的动量与动能为

$$\gamma u_{\perp} = a - a_i, \quad \gamma u_z = \gamma - 1 = (a - a_i)^2 / 2$$

$$w(t) = \gamma - 1 = \frac{1}{2} [a(t) - a_i(t_i)]^2 \quad (3-15)$$

因此, 电离电子在激光场中的运动轨迹可以完全确定。

电子在电离后被激光场驱离母离子, 并在激光场反向后返回母离子。那么, 电离电子是否有可能返回母离子并与之复合? 这里所说的“返回”是指电子回到与母离子的距离小于玻尔半径 r_B 的范围(注意: 玻尔半径仅是激光波长 $\times 10^{-4}$)。由式(3-15)可以证明: 圆偏振激光场中的电离电子永远不可能返回母离子; 而在线偏振光的激光场中, 电子约有 1/3 的概率在电离后的半个光学周期内返回距母离子一个玻尔半径的范围内, 并被后者复合^[6]。

不仅如此, 返回母原子的电离电子在激光场中运动的过程中得到了能量。图 3-2 显示了电离电子在返回母离子时所携带的动能对其电离时刻的依赖关系。显然,

不同时刻电离的电子在返回时所携带的动能是不同的。而且有约 $2/3$ 的概率电离电子是不可能返回母离子并与其复合的。图 3-2 表明，电子返回时所携带的最大动能是

$$w_f = 3.17U_p, \quad U_p = a_L^2 / 4 \quad (3-16)$$

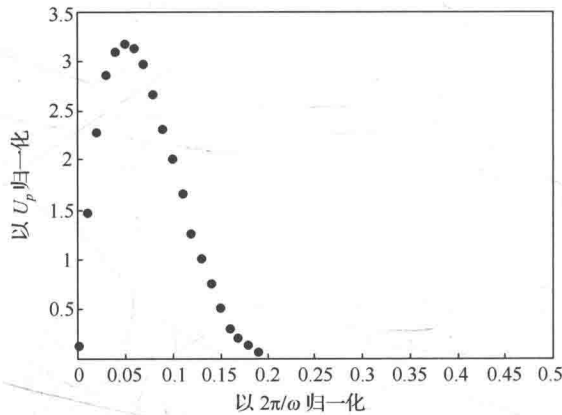


图 3-2 由激光电离产生的自由电子在返回时的动能对其电离时刻的依赖关系

不仅如此，根据电子复合辐射的经典理论，“返回”电子与母离子复合的过程中会发出一个光子，光子的能量为

$$\hbar\omega = I_a + w_f \quad (3-17)$$

其中， I_a 为电离能。这种与电离-复合过程相关联的辐射机制称为复合辐射。由于电离电子在返回时所携带的最大动能为 $3.17U_p$ ，由式 (3-15) 可以推算得到复合辐射所产生的光子最大能量应为

$$\hbar\omega_{\max} = I_a + 3.17U_p \quad (3-18)$$

其中， $\omega_{\max}$ 称为辐射光谱中的截止频率。严格的电离-复合理论需要采用量子理论，以上推导出自经典理论，且由此得到的结论已被大量的实验证实。