

双频强激光与等离子体相互作用中的双稳态效应*

马 锦 秀 徐 至 展¹⁾

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1988年5月12日收到

本文详细研究了双频激光驱动的朗缪尔 (Langmuir) 波所呈现的双稳态效应, 完全相对论性地导出了朗缪尔波振幅和位相的演变方程, 分别研究了朗缪尔波饱和振幅和稳态振幅对等离子体频率和泵浦光强的双稳态响应, 并讨论了滞后效应在激光等离子体拍频加速器中的应用。此外, 还研究了在双稳态临界点附近朗缪尔波振幅随时间的变化特性。

一、引 言

双频强激光与等离子体相互作用中最显著的特点是: 当频率差接近等离子体振荡频率时, 通过光学混频能共振地激发起大振幅的朗缪尔波, 这导致它在激光粒子加速器^[1]、聚变等离子体加热^[2]及等离子体诊断^[3]等方面具有重要应用价值。自从 Tajima 和 Dawson 提出利用激光拍频波激发的朗缪尔波作为超高能粒子加速器方案^[4]后, 这一领域在最近几年里已引起广泛的研究^[5]。然而, 大部份工作却局限在研究与激光等离子体拍频加速器有关的问题, 很少涉及一些新的基本非线性过程。其中朗缪尔波所呈现的双稳态和滞后效应就是至今尚未研究的重要的非线性现象, 此效应无疑对于双频激光与等离子体相互作用具有重要意义, 而且对拍频加速器也将产生重要影响。

双稳态和滞后效应在非线性光学和非线性振动中是众所周知的非线性现象, 但在朗缪尔波拍频激发中却很少为人所知。事实上, 几乎所有具有非线性的受迫振动系统都呈现出双稳态效应, 而双频激光驱动的朗缪尔波是一种强非线性的受迫振荡, 因此它将呈现出强双稳态效应。尽管在朗缪尔波拍频激发的小振幅近似下, Noble^[6], McKinstrie 和 Forslund^[7], 及 Mori^[8]曾得到与双稳态相似的频率响应曲线, 然而遗憾的是他们对此现象未作深入研究。

此外, 朗缪尔波饱和振幅的双稳态效应是一种瞬时响应, 它与朗缪尔波振幅的时间演变过程紧密相关, 特别是在双稳态临界点附近朗缪尔波振幅随时间的变化可能出现混沌现象, 但对此尚未引起人们重视。

本文将详细研究双频强激光通过其拍频波激发的朗缪尔波所呈现的双稳态效应。完

* 国家自然科学基金资助的课题。

1) 中国高等科学技术中心(世界实验室)凝聚态和辐射物理分中心。

全相对论性地导出了支配朗缪尔波振幅和位相的方程, 研究了朗缪尔波饱和振幅的双稳态响应和在临界点处振幅随时间的变化特性, 并讨论了滞后效应在激光等离子体拍频加速器中的应用, 研究了朗缪尔波稳态振幅的双稳态响应.

二、基本方程

考虑含有频率 ω_1, ω_2 和波矢 k_1, k_2 的平面电磁波在均匀冷等离子体中沿 z 方向传播, 并沿 x 方向偏振, 其矢势形式可写成

$$\mathbf{A}(z, t) = \sum_{j=1}^2 A_j \cos(\omega_j t - k_j z) \cdot \hat{e}_x, \quad (1)$$

式中 A_j 为频率为 ω_j 的光的振幅, 并假设 $\omega_j \gg \Delta\omega \approx \omega_p$, $k_j \gg \Delta k$ ($\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$, $\Delta k = k_1 - k_2$, ω_p 为等离子体频率). 电子流体的运动方程为

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{e}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \mathbf{v} \times \nabla \times \mathbf{A} \right) - eE\hat{e}_z - \nu_e m_e \mathbf{v}, \quad (2)$$

式中 $\mathbf{p}, \mathbf{v}$ 分别为电子的动量和速度, e 和 m_e 分别为电子电量和质量, c 为真空光速, E 为双频激光激发的朗缪尔波的电场, ν_e 为唯象引入的阻尼速率. 通常 $\nu_e \ll \omega_p \ll \omega_j$, 则由(2)式不难得到电子动量的横向分量

$$\mathbf{p}_\perp = e\mathbf{A}/c. \quad (3)$$

将(3)式代入(2)式并在一个光波的周期内对(2)式平均可得电子的纵向运动方程

$$\frac{d}{dt} (\gamma \beta_z) + \nu_e \beta_z + \frac{e}{m_e c} E = - \frac{e^2}{2\gamma m_e^2 c^3} A_1 A_2 \Delta k \sin(\Delta\omega t - \Delta k z), \quad (4)$$

式中 $\beta_z = v_z/c$, $\gamma = (1 - \beta_z^2)^{-1/2}$ 为相对论质量因子. 引入 Lagrange 坐标 $z = z_0 + \Delta z$, z_0 为电子的平衡位置, Δz 为其 Lagrange 位移, 则由 Poisson 方程可得

$$E = 4\pi e n_0 \Delta z, \quad (5)$$

式中 n_0 为本底等离子体密度. 将时间与空间坐标归一化成 $T = \Delta\omega t$, $Z_0 = \Delta k z_0 \simeq (\Delta\omega/c)z_0$, $\xi = (\Delta\omega/c)\Delta z$, 则(4)式可归一化成

$$\gamma^3 \frac{d^2 \xi}{dT^2} + \mu \frac{d\xi}{dT} + f\xi = - \frac{1}{2\gamma} a_1 a_2 \sin(T - Z_0 - \xi), \quad (6)$$

式中 $f = \omega_p/\Delta\omega$ 为归一化的等离子体频率, $\mu = \nu_e/\Delta\omega$ 为归一化的阻尼速率, $a_j = eA_j/m_e c^2$ 为归一化的泵浦光振幅. 由于 E 与 Δz 成正比, 则 ξ 既代表电子的归一化 Lagrange 位移又代表朗缪尔波的归一化电场, 因此(6)式描述朗缪尔波在双频激光的拍频波驱动下作非线性受迫振荡. 设

$$\xi = \varepsilon(T) \sin[T - Z_0 + \varphi(T)], \quad (7)$$

式中 $\varepsilon(T)$ 和 $\varphi(T)$ 分别为慢变振幅和位相. 将(7)式代入(6)式, 利用 Bessel 函数系将(6)式等号右边展开, 并在快变时间 $\sim \Delta\omega^{-1}$ 内对(6)式平均, 最后整理含有 $\cos(T - Z_0)$ 和 $\sin(T - Z_0)$ 的项得

$$\left[-\gamma^3 \varepsilon \left(1 + 2 \frac{d\varphi}{dT} \right) + f\varepsilon \right] \sin \varphi + \left(2\gamma^3 \frac{d\varepsilon}{dT} + \mu\varepsilon \right) \cos \varphi = 0, \quad (8)$$

$$\left[-\bar{\gamma}^3 \varepsilon \left(1 + 2 \frac{d\varphi}{dT} \right) + \beta \varepsilon \right] \cos \varphi - \left(2\bar{\gamma}^3 \frac{d\varepsilon}{dT} + \mu \varepsilon \right) \sin \varphi = -\frac{1}{2\bar{\gamma}} a_1 a_2 J_0(\varepsilon), \quad (9)$$

式中 $\bar{\gamma} = (1 - \varepsilon^2/2)^{-1/2}$ 为 γ 在 $\Delta\omega^{-1}$ 内的平均值, $J_0(\varepsilon)$ 为零阶 Bessel 函数。以上两式是朗缪尔波振幅和位相的时间演变方程。在初始时刻,朗缪尔波作阻尼振荡,大约经过几个 $1/\nu$ 时间后其振幅和位相趋于稳定值。由于在一般情况下 $\nu_e/\omega_p \ll 1$, 则朗缪尔波振幅达到第一个极大值的时间远小于 $1/\nu$, 因此可将朗缪尔波对泵浦光的响应分成两个时区: 一个为早期响应, 即朗缪尔波振幅从初始时刻开始增长到饱和以及随后的几个振荡周期, 此时阻尼来不及起作用, 因而可以忽略; 另一个为稳态响应, 即经过足够长时间后朗缪尔波振幅的渐近行为。以下将分别研究这两种响应的双稳态现象。

三、朗缪尔波饱和振幅的双稳态响应

本文所涉及的朗缪尔波的饱和振幅是指朗缪尔波振幅在最初几个振荡周期内的饱和值, 因而由(8), (9)两式忽略阻尼后得

$$\left[-\bar{\gamma}^3 \varepsilon \left(1 + 2 \frac{d\varphi}{dT} \right) + \beta \varepsilon \right] \sin \varphi + 2\bar{\gamma}^3 \frac{d\varepsilon}{dT} \cos \varphi = 0, \quad (10)$$

$$\left[-\bar{\gamma}^3 \varepsilon \left(1 + 2 \frac{d\varphi}{dT} \right) + \beta \varepsilon \right] \cos \varphi - 2\bar{\gamma}^3 \frac{d\varepsilon}{dT} \sin \varphi = -\frac{1}{2\bar{\gamma}} a_1 a_2 J_0(\varepsilon). \quad (11)$$

通过简单的代数运算上两式可化为

$$4\bar{\gamma}^4 \frac{d\varepsilon}{dT} = a_1 a_2 J_0(\varepsilon) \sin \varphi, \quad (12)$$

$$(\beta^2 - \bar{\gamma}^3) \varepsilon \sin \varphi + 2\bar{\gamma}^3 \frac{d}{dT} (\varepsilon \cos \varphi) = 0. \quad (13)$$

将以上两式作一次积分可得

$$a_1 a_2 \varepsilon \cos \varphi + \beta^2 G_1(\varepsilon) - G_2(\varepsilon) = 0, \quad (14)$$

式中

$$G_1(\varepsilon) = 2 \int_0^\varepsilon [\bar{\gamma} \varepsilon / J_0(\varepsilon)] d\varepsilon, \quad G_2(\varepsilon) = 2 \int_0^\varepsilon [\bar{\gamma}^4 \varepsilon / J_0(\varepsilon)] d\varepsilon.$$

由(14)式和(12)式再次积分可确定 ε 随时间的变化, 然而对于饱和振幅, $d\varepsilon/dT = 0$ 但 $d\varphi/dT \neq 0$, 则 $\sin \varphi = 0$ $\cos \varphi = \pm 1$, 因此

$$\beta^2 G_1(\varepsilon) - G_2(\varepsilon) \pm a_1 a_2 \varepsilon = 0. \quad (15)$$

上式就是朗缪尔波饱和振幅所满足的方程, 由此可得频率响应的两个分支

$$f_1 = [G_2(\varepsilon) + a_1 a_2 \varepsilon] / G_1(\varepsilon), \quad (16)$$

$$f_2 = [G_2(\varepsilon) - a_1 a_2 \varepsilon] / G_1(\varepsilon). \quad (17)$$

首先作这样的近似 $J_0(\varepsilon) \approx 1$, 则可得 f_1 和 f_2 的解析表达式

$$f_1 = [2(1 - \varepsilon^2/2)^{-1} - 2 + a_1 a_2 \varepsilon] / 4[1 - (1 - \varepsilon^2/2)^{1/2}], \quad (18)$$

$$f_2 = [2(1 - \varepsilon^2/2)^{-1} - 2 - a_1 a_2 \varepsilon] / 4[1 - (1 - \varepsilon^2/2)^{1/2}]. \quad (19)$$

以上两式表明 f_2 是随 ε 的增大而单调增加的, f_1 随 ε 的增大先单调减小, 达到极小值

后又单调增大。由于朗缪尔波的最大振幅是波破裂极限, 即 $\varepsilon = 1$, 则对应的

$$f_1 = (2 + a_1 a_2) / (4 - 2\sqrt{2}), \quad f_2 = (2 - a_1 a_2) / (4 - 2\sqrt{2}).$$

图 1 为朗缪尔波的频率响应曲线, 图中实线为 (16), (17) 两式数值解的结果, 点代表近似解 (18), (19) 式。由此可见, 近似结果与精确解的偏差很小。图 1 显示出典型的双稳态结构, 系统存在一临界频率 f_{cr} , 当 $f < f_{cr}$ 时, 饱和振幅是单值而且是稳定的, 当 $f > f_{cr}$ 时, 饱和振幅具有三值结构, 图 1 中中间一段虚线所代表的解是不稳定的, 其余两个解是稳定的。

对于给定的等离子体频率 $f > 1$, 朗缪尔波饱和振幅对泵浦光强参数 $a_1 a_2$ 的响应也呈现出双稳态结构 (如图 2 所示), 然而在 $f \leq 1$ 的情况下却不存在此现象。当 $f > 1$ 时, 系统存在一个临界泵浦光强, 若 $a_1 a_2$ 大于此光强, 则系统只有一个稳定的解; 若 $a_1 a_2$ 小于此光强, 则系统存在三个解, 且中间的解是不稳定的, 然而对于 $\varepsilon(T=0)=0$ 的初始条件, 系统只能达到数值最小的一个解。因此, 为了获得较大的朗缪尔波饱和振幅, 泵浦光强必须大于临界光强。作为一个估计, 当 $f = 1.1$ 时, $a_1 a_2$ 的临界值约为 0.06, 对应于临界泵浦光强 $I \cdot \lambda^2 \approx 8.2 \times 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$ (λ 为泵浦光波长), 这对现有高功率激光而言是易达到的。

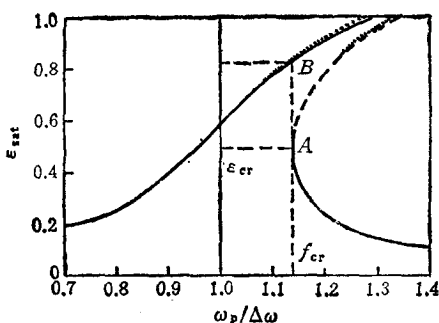


图 1 朗缪尔波饱和振幅的频率响应曲线

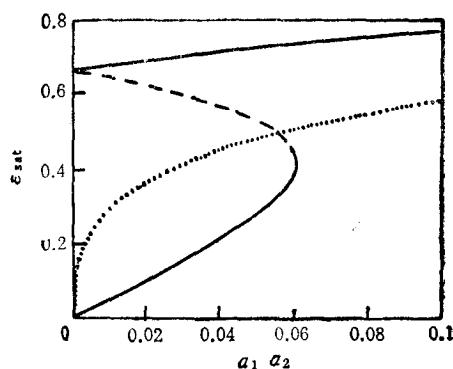


图 2 朗缪尔波饱和振幅随泵浦光强参数的变化曲线

点代表近似解; 实线为精确解; 泵浦光强参数 $a_1 a_2 = 0.1$ 实线和虚线对应于 $f = 1.1$; 点线对应于 $f = 1$

最有趣的性质是与临界点相关的, 此处系统呈现出双稳态跃变现象, 而饱和振幅的值变得不确定, 朗缪尔波振幅随时间演变可能出现混沌现象。临界点可由 (16) 式对 ε 求导并令 $d f_1 / d \varepsilon = 0$ 确定, 图 3 为数值计算的结果, 它表明临界等离子体频率 f_{cr} 及其对应的临界朗缪尔波振幅 ε_{cr} 随泵浦光强的增强而增大, 这是因为相对论频移随泵浦光强的增强而增大, 系统需要更大的等离子体频率来补偿相对论频移。

为了研究朗缪尔波振幅随时间的变化过程, 由 (12), (14) 两式得

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dT} \right)^2 + V(\varepsilon) = 0, \quad (20)$$

$$V(\varepsilon) = \left[\frac{a_1 a_2 J_0(\varepsilon)}{4 \tilde{\gamma}^4} \right]^2 \left\{ \left[\frac{G_2(\varepsilon) - f G_1(\varepsilon)}{a_1 a_2 \varepsilon} \right]^2 - 1 \right\}. \quad (21)$$

以上两式表明朗缪尔波振幅的运动方程相当于一个粒子在一维势函数 $V(\varepsilon)$ 中的运动,

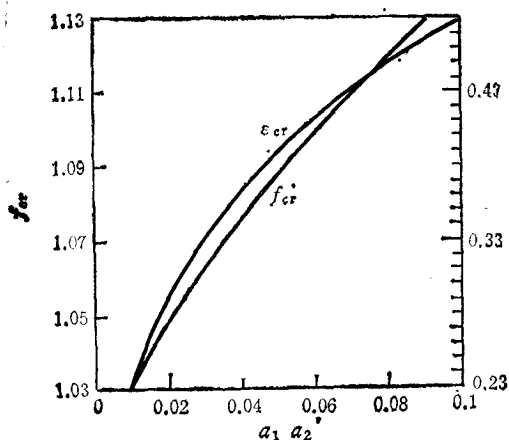


图3 临界等离子体频率 f_{cr} 及其对应的临界朗缪尔波振幅 ϵ_{cr} 随泵浦光强参数 a_1, a_2 的变化曲线

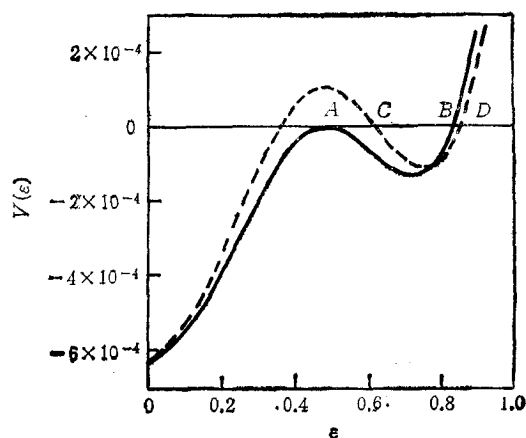


图4 势函数随 ϵ 的变化曲线 泵浦光强参数 $a_1, a_2 = 0.1$; 实线为 $f = f_{cr} = 1.137$; 虚线为 $f = 1.15 > f_{cr}$

ϵ 代表粒子的“位移”， $(d\epsilon/dT)^2$ 代表“动能”， $V(\epsilon)$ 代表“势能”，粒子的总能量为零。图4为势函数结构图，图4中实线对应于 $f = f_{cr}$ ，虚线对应于 $f > f_{cr}$ ，朗缪尔波饱和振幅对应于势函数与直线 $V = 0$ 的交点，当 $f = f_{cr}$ 时，“势能”曲线与直线 $V = 0$ 相切。从图4可以定性得到朗缪尔波振幅随时间的演变特性：当 $f > f_{cr}$ 时， ϵ 将在零与最小的饱和振幅之间振荡。当 $f = f_{cr}$ 时， ϵ 最初随时间增长，当 ϵ 增长到临界点 A 后“动能”为零，但由于 A 点是不稳定的，任何微小的扰动都将导致 ϵ 的很大变化。然而在 A 点 ϵ 不能确定自身的发展方向，其变化方向取决于扰动的方向。对于正方向的扰动， ϵ 将继续增大到 B 点，然后又随时间变小；对于负方向的扰动， ϵ 将随时间减小直到 $\epsilon = 0$ ，然后又随时间增大到 A 点。不论 ϵ 朝哪个方向发展，每当 ϵ 变到临界点 ϵ_{cr} 时往后的发展方向又变得不确定，因此从整体上看， ϵ 随时间的演变行为具有无规特性。图5为对(20)，(21)两式数值积分的结果，图5中点线表明朗缪尔波振幅达到临界值 ϵ_{cr} 后可能的演变过程。此外，图5中还表明在临界点附近 ϵ 随时间变化非常缓慢，这是因为此时“动能”趋近于零。

在激光等离子体拍频加速器应用中，核心问题是提高纵向加速电场，即朗缪尔波振幅。尽管 $f > f_{cr}$ 时饱和振幅具有两个稳定的解，由图4可知，对于适合于拍频加速器的初始

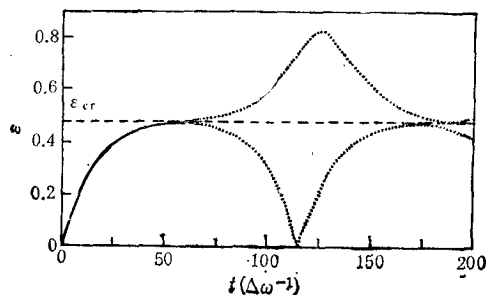


图5 当 $f = f_{cr}$ 时朗缪尔波振幅随时间的变化曲线。
泵浦光强参数 $a_1, a_2 = 0.1$ ；实线为 ϵ 从零增长到临界值 ϵ_{cr} 的过程；
点线为往后的变化过程

条件 $\varepsilon(T=0)=0$, 饱和振幅只能达到数值最小的解, 这使 Noble^[6] 及 Tang 等人^[9] 在小振幅近似下得出当 $f \lesssim f_c$ 时朗缪尔波可达到最大振幅的结论. 然而, 此时朗缪尔波振幅变化很缓慢, 使达到此振幅的时间大大延长, 从而不利于激光等离子体拍频加速器应用^[7]. 但这些仅仅适用于等离子体频率固定的情况, Matte 等人^[10] 曾提出随时间增大的等离子体密度, 使等离子体频率在朗缪尔波上升时间内从共振点增大到临界点. 本文的研究表明, 由于双稳态滞后效应, 朗缪尔波振幅取决于等离子体频率的变化历史. 当 f 由小变大达到临界点 f_{cr} 时, 饱和振幅已达到图 1 中的 B 点, 此时若继续增大 f , 则 ε 将被捕获在图 4 虚线所示的势阱 CD 中, 饱和振幅并不跃变到频率响应曲线的下一分支. 因此只要随时间增大 f 使之越过 f_{cr} , 则朗缪尔波振幅不仅能达到 Noble 及 Tang 等人所谓的最大值, 而且能够继续增大到接近波破裂极限 $\varepsilon = 1$.

四、朗缪尔波稳态振幅的双稳态响应

上节研究了朗缪尔波的早期行为, 本节研究朗缪尔波的渐近行为, 即朗缪尔波振幅经过足够长时间的阻尼振荡后达到稳态时的响应, 此时 $d\varepsilon/dT = 0$, $d\varphi/dT = 0$, 则由(8), (9)两式可得

$$(f^2 - \bar{\gamma}^3)\varepsilon \sin \varphi + \mu\varepsilon \cos \varphi = 0, \quad (22)$$

$$(f^2 - \bar{\gamma}^3)\varepsilon \cos \varphi - \mu\varepsilon \sin \varphi = -\frac{1}{2\bar{\gamma}} a_1 a_2 J_0(\varepsilon). \quad (23)$$

由此可解得频率响应曲线的两个分支

$$f_1^2 = \bar{\gamma}^3 + \mu[(a_1 a_2 J_0(\varepsilon)/2\bar{\gamma}\mu\varepsilon)^2 - 1]^{1/2}, \quad (24)$$

$$f_2^2 = \bar{\gamma}^3 - \mu[(a_1 a_2 J_0(\varepsilon)/2\bar{\gamma}\mu\varepsilon)^2 - 1]^{1/2}. \quad (25)$$

由以上两式数值计算得朗缪尔波稳态振幅的频率响应曲线, 如图 6 所示, 所取的参数分别为 $a_1 a_2 = 0.0731$ 对应于泵浦光强 $I \cdot \lambda^2 = 10^{17} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$, 阻尼速率 $\nu_e/\Delta\omega = 0.025$. 图 6 中箭头表明滞后回线, 虚线所代表的解是不稳定的. 与图 1 相比可知, 朗缪尔波饱和振幅和稳态振幅显示出非常相似的双稳态响应, 不同的是由于阻尼的作用, 使朗缪尔波稳态振幅频率响应曲线的两个分支衔接在一起, 在衔接处朗缪尔波具有最大稳态振幅, 这可由(24), (25)式等号右端方括号内的值为零得到

$$\frac{a_1 a_2}{2\mu} \cdot \frac{J_0(\varepsilon)}{\varepsilon \bar{\gamma}} = 1. \quad (26)$$

由上节可知, $J_0(\varepsilon) \approx 1$ 是很好的近似, 则可得最大稳态振幅的近似表达式

$$\varepsilon_{\max} = \left(\frac{a_1 a_2}{2\mu} \right) / \left[1 + \frac{1}{8} \left(\frac{a_1 a_2}{\mu} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (27)$$

上式表明 $\varepsilon_{\max}$ 由泵浦光强与阻尼速率的比值决定, 当 $a_1 a_2/\mu \ll 1$ 时, $\varepsilon_{\max} \approx a_1 a_2/2\mu$, 这与线性受迫振荡结果一致, 这说明此时线性阻尼超过非线性效应. 当 $a_1 a_2/\mu \geq 2\sqrt{2}$ 时, $\varepsilon_{\max} > 1$, 当 $a_1 a_2/\mu$ 很大时, $\varepsilon_{\max}$ 趋近于 $\sqrt{2}$. 然而由于朗缪尔波最大振幅不能超过 $\varepsilon = 1$, 因此当 $a_1 a_2/\mu < 2\sqrt{2}$ 时, 最大稳态振幅由(27)式决定, 但当 $a_1 a_2/\mu \geq 2\sqrt{2}$ 时, 最大稳态振幅由波破裂极限确定.

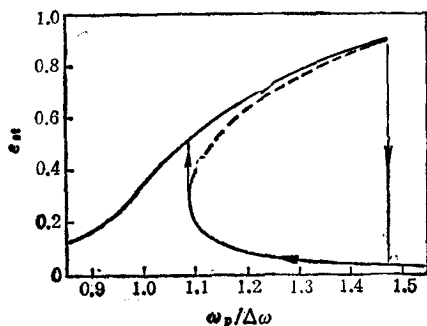


图6 朗缪尔波稳态振幅的频率响应曲线
箭头表明滞后回线; 泵浦光强参数 $a_1 a_2 = 0.0731$,
阻尼速率 $\nu_e/\Delta\omega = 0.025$

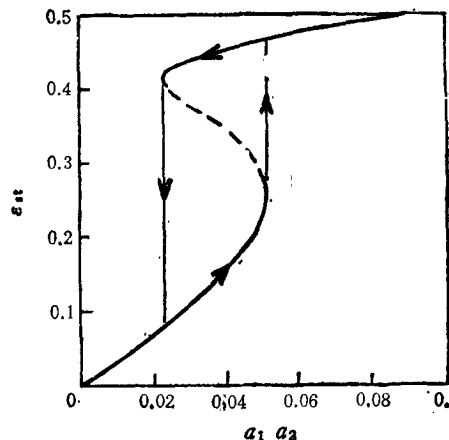


图7 朗缪尔波稳态振幅随泵浦光强参数的变化曲线
箭头表明滞后回线; $f = 1.07$;
 $\nu_e/\Delta\omega = 0.025$

由(22), (23)两式还可以得到稳态振幅与泵浦光强参数 $a_1 a_2$ 的关系

$$a_1 a_2 = \frac{2\tilde{\gamma}\epsilon}{J_0(\epsilon)} [(\tilde{\rho} - \tilde{\gamma}^2)^2 + \mu^2]^{1/2}. \quad (28)$$

图7为(28)式数值计算的结果, 它表明朗缪尔波稳态振幅对泵浦光强的响应具有与非线性光学介质中所呈现的双稳态效应非常相似的S型结构。与早期响应图2相比, 由于稳态振幅中阻尼所起的作用, 使滞后回线的转折点不发生在 $\epsilon = 0$ 处, 而是发生在 $\epsilon > 0$ 的某一点处。

五、结 论

本文的研究表明: 无论是朗缪尔波的饱和振幅还是稳态振幅都呈现出对等离子体频率和泵浦光强的双稳态响应。利用滞后效应, 使等离子体频率随时间增大并超过临界频率, 则可将朗缪尔波振幅提高到接近波破裂极限。对于固定的等离子体频率 $f > 1$, 为了获得较大的朗缪尔波振幅, 泵浦光强必须大于临界光强。此外本文还利用与粒子在保守势中运动相类比的方法研究了在双稳态临界点附近朗缪尔波振幅随时间的演变特性。

- [1] Laser Acceleration of Particles (Los Alamos, 1982), Ed. Paul J. Channell, AIP Conference Proceedings, No. 91.
- [2] B. L. Cohen, A. N. Kaufman and K. M. Watson, *Phys. Rev. Lett.*, **29**(1972), 581; W. L. Kruer and K. G. Estabrook, in *Laser Program Annual Report 83*, Lawrence Livermore National Laboratory, (1983), p. 3—40.
- [3] N. Kroll, A. Ron and N. Rostoker, *Phys. Rev. Lett.*, **13**(1964), 83.
- [4] T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 267.
- [5] Special Issue on Plasma-Based High-Energy Accelerators, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **PS-15**(1987), pp. 85—185.
- [6] Robert J. Noble, *Phys. Rev.*, **A32**(1985), 460.
- [7] C. J. McKinstrie and D. W. Forslund, *Phys. Fluids*, **30**(1987), 904.
- [8] W. B. Mori, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **PS-15**(1987), 88.
- [9] C. M. Tang, P. Sprangle and R. N. Sudan, *Phys. Fluids*, **28**(1985), 1974.
- [10] J. P. Matte, et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **PS-15**(1987), 173.

BISTABILITY IN THE INTERACTION OF INTENSE TWO-FREQUENCY LASER WITH PLASMA

MA JING-XIU XU ZHI-ZHAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

This paper presents detailed studies on the bistability exhibited by the Langmuir-wave driven by a two-frequency laser. The equations governing the evolution of the amplitude and phase of the Langmuir-wave are derived fully relativistically. The bistable responses of both the saturated amplitude and steady amplitude of the Langmuirwave with respect to plasma frequency and pump intensity are studied, and the applications of hysteresis to laser-plasma Beat-Wave Accelerator are discussed. Finally the properties of the time evolution of the Langmuir-wave amplitude near the critical point of the bistability are also investigated.