



·惯性约束聚变物理与技术·

利用超快电子探针诊断受激拉曼散射 静电波的数值模拟*

蓝梓月, 潘凯强, 杨冬, 李志超, 龚韬, 李三伟,
蒋小华, 李琦, 郭亮, 杨家敏, 江少恩

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川绵阳 621900)

摘要: 利用二维粒子模拟程序 EPOCH 验证了超快电子束探针诊断受激拉曼散射产生的静电波的可行性。结果表明, 电子束探针穿过静电波电场后会在电子束探针的横向上产生密度调制, 密度调制呈周期性分布且沿静电波的传播方向移动, 密度调制的波数对应静电波的波数且移动速度对应静电波的相速度, 因此特定条件下可用于反推电子的温度、密度等信息。在诊断静电波的过程中, 电子束探针的束长必须小于静电波的波长或者诊断设备的曝光时间必须小于静电波的周期。本研究提供了一种新型的直接诊断静电波和电子温度、密度的方法, 对于推动受激拉曼散射等激光等离子体不稳定性实验研究具有重要意义。

关键词: 惯性约束聚变; 受激拉曼散射; 粒子模拟; 超快电子探针; 激光等离子体诊断
中图分类号: O534 **文献标志码:** A **doi:** 10.11884/HPLPB202133.210104

Numerical simulation on diagnosis of stimulated Raman scattered electrostatic wave using relativistic electron probe

Lan Ziyue, Pan Kaiqiang, Yang Dong, Li Zhichao, Gong Tao, Li Sanwei,
Jiang Xiaohua, Li Qi, Guo Liang, Yang Jiamin, Jiang Shaoren

(Laser Fusion Research Center, CAEP, Mianyang 621900, China)

Abstract: This paper uses the two-dimensional particle-in-cell simulation program EPOCH to verify the feasibility of the relativistic electron beam probe in diagnosing the electrostatic wave generated by stimulated Raman scattering. The results show that the electron beam probe will produce density modulation in the transverse direction of the electron beam probe after passing through the electrostatic wave's electric field. The density modulation is periodically distributed and moves along the propagation direction of the electrostatic wave. The wavenumber of the density modulation corresponds to the wavenumber of the electrostatic wave. And the moving speed corresponds to the phase speed of the electrostatic wave, so it can be used to deduce the temperature and density of electrons under certain conditions. In the process of diagnosing electrostatic waves, the beam length of the electron beam probe must be shorter than the wavelength of the electrostatic wave or the exposure time of the diagnostic equipment must be less than the period of the electrostatic wave. The research in this paper provides a new method of directly diagnosing the temperature and density of electrostatic waves and electrons, which is of great significance for promoting the experimental research of stimulated Raman scattering and other laser plasma instabilities.

Key words: inertial confinement fusion; stimulated Raman scattering; particle simulation; ultrafast electron probe; laser plasma diagnosis

惯性约束聚变(ICF)是当前实现可控热核反应的主要途径, 随着研究地不断深入, 人们发现其过程中发生的激光等离子体不稳定性(LPI)^[1]是导致其目前无法实现的重要影响因素之一^[2]。LPI 包括受激布里渊散射(SBS)、受

* 收稿日期: 2021-03-23; 修订日期: 2021-11-05

基金项目: 国家自然科学基金项目 (11575035, 11705180)

联系方式: 蓝梓月, ziyuelan@mail.ustc.edu.cn。

通信作者: 江少恩, jiangshn@vip.sina.com。

激拉曼散射(SRS)等。这些 LPI 过程对 ICF 的不利影响主要体现在三个方面^[3-4]: 一是背向 SRS 和 SBS 过程中一部分入射光能量将以散射光的形式离开黑腔, 降低其内部的 X 光辐射温度和激光能量耦合效率; 二是在不同光束发生的 LPI 过程难以重复, 并且多光束之间会发生束间能量转移(CBET), 破坏黑腔内辐射对称性; 三是 LPI 过程使得激光能量转移成等离子体波所携带的能量, 进一步通过朗道阻尼或波破将波的能量传递给电子, 产生超热电子, 它会对靶燃料进行预热, 降低对其的压缩度。由此可见, 对 LPI 过程的深入研究极其重要。

LPI 过程均是多波相互作用的过程, 如 SRS 就是激光入射到等离子体中共振衰变成一束散射光和一支电子等离子体波的过程。理论研究表明, 散射光和静电波的增长率相同^[5-6], 所以研究 LPI 可以通过散射光或静电波的演化过程来开展。现有实验研究 LPI 的方法主要集中在散射光上^[7-9], 即通过实验得到包括时间积分的背反份额和含时演化的路径积分光谱分布, 再结合理论手段进行分析。但通常由于黑腔内的 LPI 尺度较大, 所以等离子体参数在光路上是非均匀分布的, 不同空间位置上匹配关系有所差异, 不同频率的散射光具有不同的能量散射份额^[10]。因此, 通过路径积分获得的散射光测量结果无法推断发生 LPI 的具体位置。另外, 因为不知道等离子体密度、温度等参数的分布, 仅利用实验得到的诊断量无法对 LPI 的增长率和饱和机制进行定量分析。即使利用汤姆逊散射^[11-13]诊断可以得到局部电子密度、温度等, 但结合路径积分获得的散射光光谱和能量份额仍然无法研究该区域 LPI 的增长特性。静电波与散射光的区别在于静电波依赖于等离子体存在, 其增长特性反映了 LPI 在某一特定区域的增长特性, 通过直接诊断静电波的增长特性, 结合散射光的诊断, 人们就能够研究 LPI 在特定区域的增长规律, 因此需要发展直接诊断静电波的方法。

目前, 超热相干汤姆逊散射是直接诊断静电波的唯一手段^[14]。当探针光电磁波与 SRS 激发的电子等离子体波或 SBS 激发的离子声波在波矢和频率上匹配时, 就可能产生超热相干汤姆逊散射, 其散射信号中包含有这两种静电波的信息, 因此可以对 SRS 或 SBS 展开物理过程分析^[7,15-16]。但是由于超热相干汤姆逊散射在实验设计上需要考虑波矢和频率匹配关系, 这对探针光的入射方位、散射收光方位以及探针光的波长提出了很高的要求; 而且限于匹配条件, 超热相干汤姆逊散射无法同时诊断同一空间位置发生的多种 LPI 不稳定性。而多种不稳定性同时发生时, 可以通过静电波电场强度的空间分布和波数分布进行甄别, 因此有必要发展一种可以直接诊断静电波电场空间分布的方法。

众所周知, 电场可以直接影响带电粒子的行为, 因此理论上利用带电粒子束来对电场进行诊断是可行的。在过去的研究中, 人们利用飞秒相对论电子束作为探针可以诊断接近光速运动的等离子体尾场的电场结构^[17]。在研究 ICF 靶丸压缩内爆中的电磁场结构时也利用了质子束^[18]。在利用飞秒相对论电子束作为探针诊断等离子体尾场的电场结构^[19]中, 人们发现当电子束穿过尾场时, 尾场对电子的主要影响在于电子会受到来自于电场分量对其横向动量的调制。电子束穿过尾场并在真空中漂移一段距离后, 动量调制会演化为密度调制, 从而可以通过分析其密度调制重建尾场的三维空间分布。LPI 静电波与激光尾波场存在天然的相似性, 因此理论上也可以利用超快电子束探针对 LPI 的静电波进行诊断。因此, 本文利用二维(PIC)模拟程序 EPOCH^[20]研究了利用超快电子束诊断受激拉曼散射(SRS)静电波的可行性, 并利用电子束探针的时间演化行为和时间积分行为分析了诊断 SRS 静电波对超快电子探针品质的需求。结果表明超快电子束探针穿过 SRS 静电波后会发生横向密度调制, 密度调制同时携带静电波的波数和相速度信息, 为判断 SRS 的机制及推断等离子体参数提供了可行性。

1 PIC 数值模拟参数

与尾波场不同, SRS 静电波具备如下特点: (1)SRS 静电波的波长远小于尾波场的波长, 因此对电子束脉宽的要求不同; (2)尾波场与其驱动激光是分开的, 尾波场处于驱动激光尾部, 因此激光电场对于电子束探针的影响可以直接不考虑, 但静电波唯有激光持续驱动的情形下才能得以维持, 因此与激光场随时共存, 利用电子束探针诊断 SRS 静电波时需要考虑激光电场(主要是激光有质动力)的影响; (3)尾波场是三维结构场, 因此 PIC 数值模拟需要三维才能更好地反映尾波场的信息, 而 SRS 静电波是准二维结构场, 因此二维 PIC 数值模拟足以获得足够的信息用以研究 SRS 的规律。

综上所述, 本研究采用二维 PIC 数值模拟以降低数值模拟难度, 同时又不影响数值模拟的效果。为了更快激发 SRS 不稳定性, 采用的激光归一化矢势 $a_0=0.35$, 波长 $\lambda_0=1 \mu\text{m}$, 因此对应的激光强度约 $1.7 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ 。激光沿 x 正方向传播, 激光电场为 E_y 方向。数值模拟的空间在 $x \times y$ 方向上为 $120 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ 的长方形盒子, 网格数为 6001×2001 , 即对应空间步长为 $0.02 \mu\text{m} \times 0.02 \mu\text{m}$ 。等离子体在 x 方向的左边界为 $10 \mu\text{m}$ 处, 右边界为 $110 \mu\text{m}$ 处, 即

总的纵向长度为 $100 \mu\text{m}$ ，横向上占满整个 y 方向。等离子体在空间中均匀分布，初始密度为 $0.09n_c$ ，其中 $n_c = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$ 为临界等离子体密度，即频率为 ω 的激光能够穿透的最大等离子体密度， m_e 和 e 分别为电子质量和电子电量。等离子体成分为氢等离子体，即由电子和质子构成，电子和质子等离子体的初始温度分别是 $T_e = 3.5 \text{ keV}$ ， $T_i = 100 \text{ eV}$ 。为了研究激光和等离子体热涨落对电子束探针的影响，数值模拟的初始阶段 ($t = 40T_0$ ， T_0 为激光周期) 在 $20 < x/\lambda_0 < 40$ 之间和 $80 < x/\lambda_0 < 100$ 之间分别注入一束电子束；为了研究线性阶段的等离子体波对电子束探针的影响，在 SRS 被激发初期 ($t = 200T_0$) 在 $20 < x/\lambda_0 < 40$ 注入第三束电子束；而为了研究非线性阶段的等离子体波对电子束探针的影响，在 SRS 被激发一段时间后 ($t = 300T_0$) 分别在 $20 < x/\lambda_0 < 40$ 之间和 $80 < x/\lambda_0 < 100$ 之间注入第四和第五束电子束探针。所有电子束探针均从模拟盒子上边界注入且沿 y 正方向传播，由于电子束探针与背景等离子体密度相差不大时电子束探针会激发尾场，因此本研究数值模拟中的电子束探针密度仅 $n_0 = n_c / 5000$ ，而出于节省数值模拟空间的目的，电子束探针的束长仅 $20 \mu\text{m}$ ，为了数值模拟模型的简化，电子束采用的是单能电子束，能量为 26 MeV 。数值模拟结果在图 1~图 4 中展示。

图 1 为不同时刻背景等离子体密度扰动及电子束探针的密度分布。图 1(a) 中的背景等离子体密度扰动由 SRS 不稳定性产生，可以看到初始时刻 ($t = 70T_0$) 背景等离子体扰动为热涨落，即此时 SRS 并未激发，当 $t > 220T_0$ 后，电子密度出现了明显的周期性扰动，此时 SRS 已被激发。图 1(b) 对应的是 $t = 70T_0$ 时刻的电子束密度分布，由于这两束电子束探针在 $t = 40T_0$ 时刻注入，其速度约等于光速，因此 $t = 70T_0$ 时刻其前边缘运动到 $y/\lambda_0 = 10$ 。激光在等离子体中传播的群速度小于光速，激光的波头尚未到达 $x/\lambda_0 = 70$ 的位置，但已经超过了 $x/\lambda_0 = 40$ 的位置，因此 $20 < x/\lambda_0 < 40$ 区间内的电子束处在激光电场的作用下，而 $80 < x/\lambda_0 < 100$ 区间内的电子束未处在激光电场的作用下。从图 1(b) 中两束电子束的密度分布均看不到明显的密度扰动，即背景等离子体的热涨落和激光有质动力均不会造成电子束探针的横向 (电子束探针传播方向的法向) 密度调制。图 1(c) 对应 $t = 220T_0$ 时刻的电子束密度分布，由于 SRS 已经激发，此时会激发沿 x 方向传播且电场沿 x 方向振荡的静电波，由于静电波在 x 方向有梯度，电子束探针穿过静电波时未发生密度调制，在图 1(c) 中可以看到电子束探针出现密度调制，但密度调制只有累积到一定程度才能被观测到，因此密度调制主要发生在电子束的前端。图 1(d) 对应 $t = 320T_0$ 时刻的电子束密度分布，此时 SRS 处于非线性状态，且并非一种 SRS 过程产生静电波，前向 SRS 和背向 SRS 均会产生静电波且二者产生静电波的波长不同，通过图 1(d) 中的电子束探针密度扰动可以看到不同条纹间距的密度调制，此时由于非线性过程导致左边界的静电

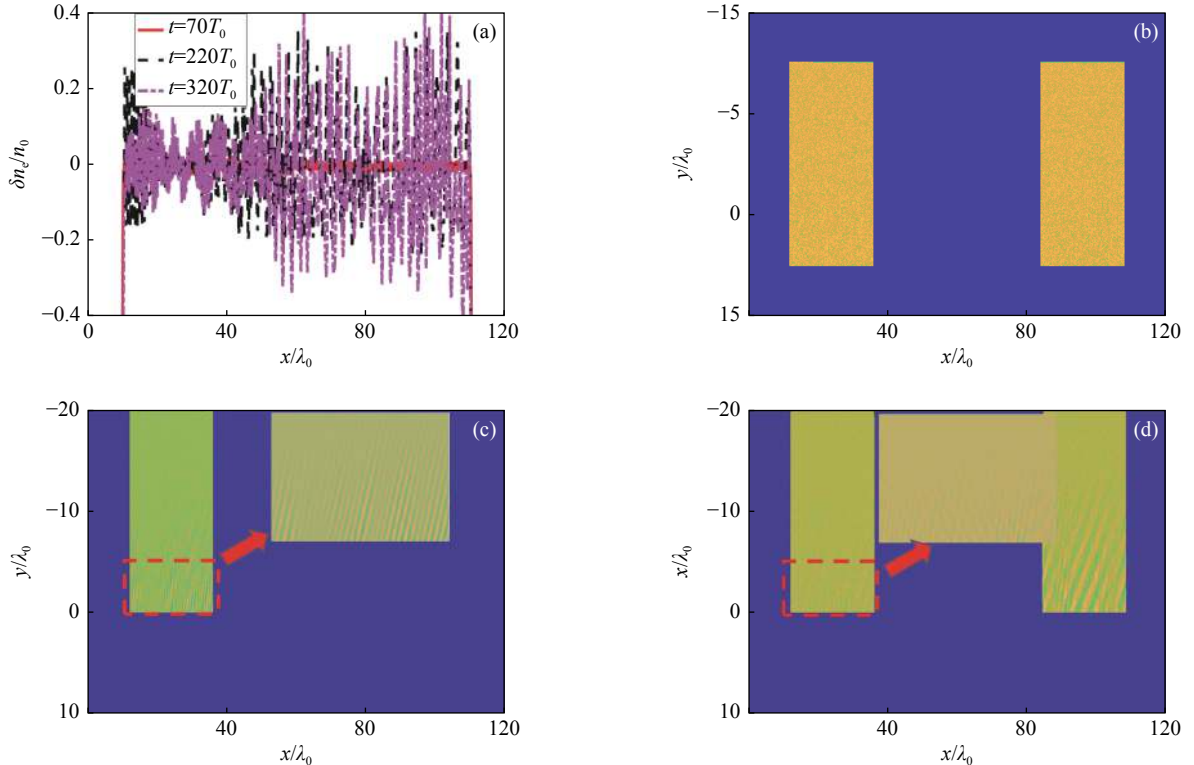


Fig. 1 Background plasma density disturbance and electron beam probe density distribution at different moments

图 1 不同时刻背景等离子体密度扰动及电子束探针密度分布

波减弱,左边界电子束探针的密度调制相对图 1(c) 显得模糊不清。

为了更加细致研究电子束探针的密度调制,图 2 给出了电子束探针的细节分析,(a) 电子束探针密度扰动在 $y/\lambda_0=-4$ 处沿 x 方向的分布,从上到下依次第一幅对应 $t=220T_0$ 时刻的分布,后两幅对应 $t=320T_0$ 时刻的分布;(b) $t=220T_0$ 时刻电子束探针密度分布局部放大图;(c), (d) $t=320T_0$ 时刻的局部放大图。

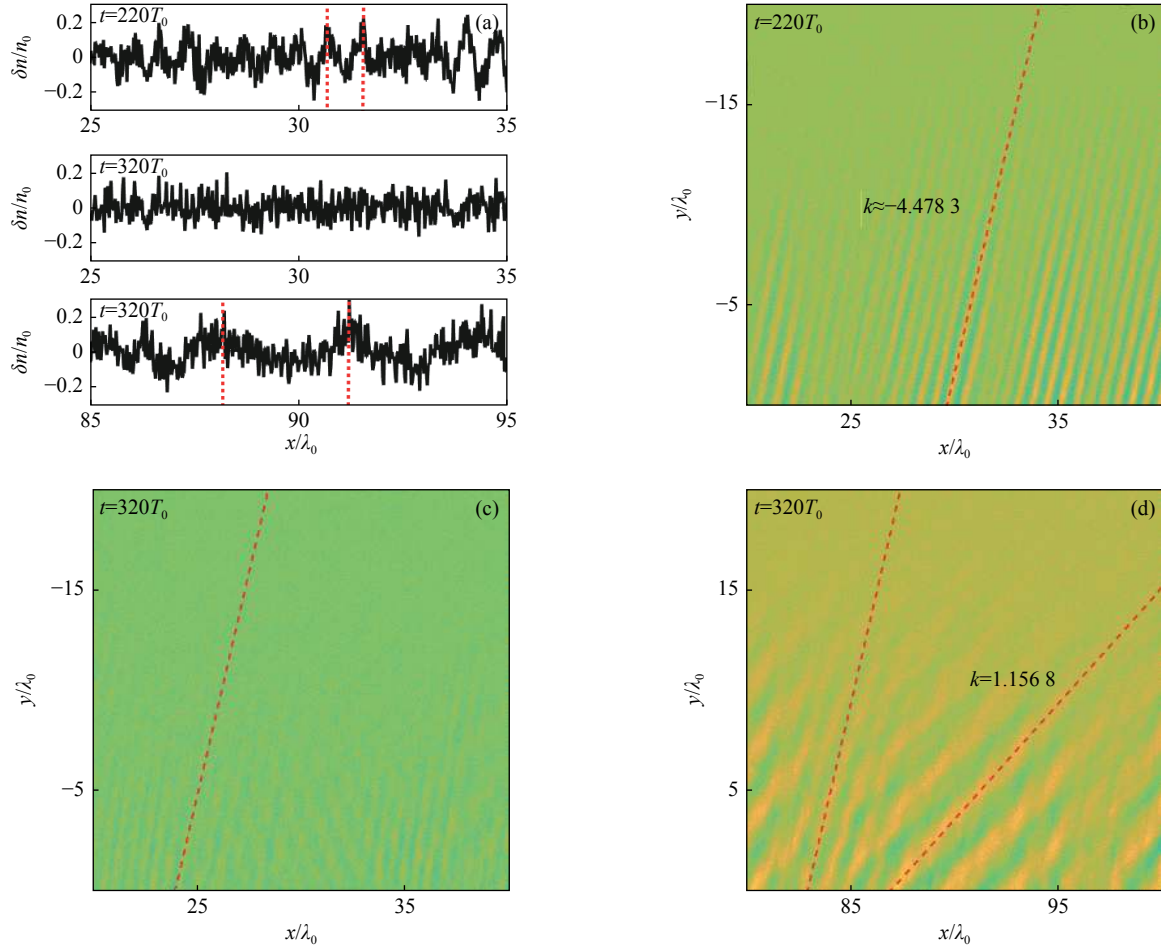


Fig. 2 Details of electron beam probe density modulation

图 2 电子束探针密度扰动细节

由于 $t=70T_0$ 时刻电子束探针无密度调制,因此在图 2 中不讨论 $t=70T_0$ 时刻电子束密度的细节。 $t=220T_0$ 时刻和 $t=320T_0$ 时刻电子束探针前端的位置相同,为了细致研究电子束探针密度调制的“波长”,图 2(a) 在 $y/\lambda_0=-4$ 位置给出了电子束探针沿 x 方向的密度分布,但考虑到在实验诊断上即使采用最精密的诊断设备也不可能获得某一确定时刻的电子束密度信号,必须存在一定的曝光时间来采集信号,因此真实的诊断总是时间积分的结果,因而在给出图 2(a) 时对电子束探针密度在 $y/\lambda_0=-4\pm 0.1$ 区间内做了积分,用来代表 $y/\lambda_0=-4$ 位置上的密度沿 x 方向的分布。

由图 2(a) 可以看到 $25 < x/\lambda_0 < 35$ 区间内电子束探针的密度扰动在 $t=220T_0$ 时刻相比 $t=320T_0$ 时刻更加清晰,与图 1 和图 2(c) 的结果相呼应。由图 1(a) 的第一幅图和第三幅图可以看到,电子束探针密度扰动对应的波长分别为 $0.66\lambda_0$ 和 $3.0\lambda_0$,结合三波匹配关系和三波色散关系可以计算出背向 SRS 静电波的波长为 $\lambda_b \approx 0.66\lambda_0$,前向 SRS 静电波的波长为 $\lambda_b \approx 3.1\lambda_0$,即这两种密度扰动分别由背向 SRS 和前向 SRS 激发的静电波造成。从图 1(b)、图 1(c)、图 1(d) 可以看到,密度扰动沿 y 方向是斜向分布,即密度扰动本身是沿 x 方向运动的。考虑电子束探针以接近光速沿 y 方向传播,其在 y 方向一个激光波长所花的时间约一个激光周期 T_0 ,因此,图 2(b)、图 (c)、图 (d) 的纵坐标可以看做以激光周期为单位的时刻,由此可以计算出背向 SRS 造成密度扰动的运动速度约 $0.22c$ (c 为真空中光速),前向 SRS 造成密度扰动的运动速度约 $0.86c$,若考虑数据处理及计算误差,这两个移动速度分别对应背向和前向 SRS 的相速度 $0.24c$, $0.95c$,即电子束探针的密度扰动除了携带等离子体波的波数(波长)信息外,还同时携带等离子体波的相速度信息。图 2(d) 还表明在同一区域若同时激发多种不稳定性,则它们激发的静电波对电子束探针的密度调制可以同时被测得。根据激光在等离子体中的色散关系,当静电波波数确定时,静电波的相速度仅是等离子体温度、

密度的函数,因此根据两种静电波的相速度和波数可以推算局部的等离子体温度和密度,即电子束探针在发生多种不稳定性,因此根据两种静电波的相速度和波数可以推算局部的等离子体温度和密度,即电子束探针在发生多种不稳定的情况下可以同时诊断等离子体的温度和密度。

为进一步分析波数信息,图3(a)给出了 $t=220T_0$ 和 $t=320T_0$ 时刻静电波 E_x 沿 x 方向的分布,为了更好地获得 E_x 在 x 方向的波数谱,这里 E_x 在 $-2 < y/\lambda_0 < 2$ 区间内沿 y 方向做了平均。由图3(a)可以看到,由于非线性过程的发生,SRS被抑制,导致 $t=320T_0$ 时刻的静电波 E_x 强度减弱。图3(b)给出了 $t=220T_0$ 时刻, $20 < x/\lambda_0 < 40$ 区间内的静电波 E_x 和电子束探针密度扰动 δn (见图2(a)第一幅图)的波数谱分布,从图3(b)可以看到此时背向SRS和前向SRS均被激发,前向SRS的相对强度甚至更高,然而密度扰动是时间累积效果,此时波数谱主要受背向SRS静电波驱动。图3(c)为 $t=320T_0$ 时刻, $80 < x/\lambda_0 < 100$ 区间内的静电波 E_x 和电子束探针密度扰动 δn (见图2(a)第三幅图)的波数谱分布,随着SRS的演化,等离子体右边界($80 < x/\lambda_0 < 100$)的背向SRS被抑制,前向SRS逐级增长,电子束探针的密度主要受前向SRS的静电波调制,因此波数谱中电子束探针密度扰动存在波数与前向SRS静电波波数对应的峰。然而除了前向SRS,静电波波数谱在 $k_x/k_0 \approx 0.9$ 的位置出现的峰值同样存在与之对应的密度调制产生,由此可见,多种不稳定性同时产生时,它们产生的静电波均会对电子束探针产生密度调制,且可以通过电子束探针的密度调制波数谱进行判断。

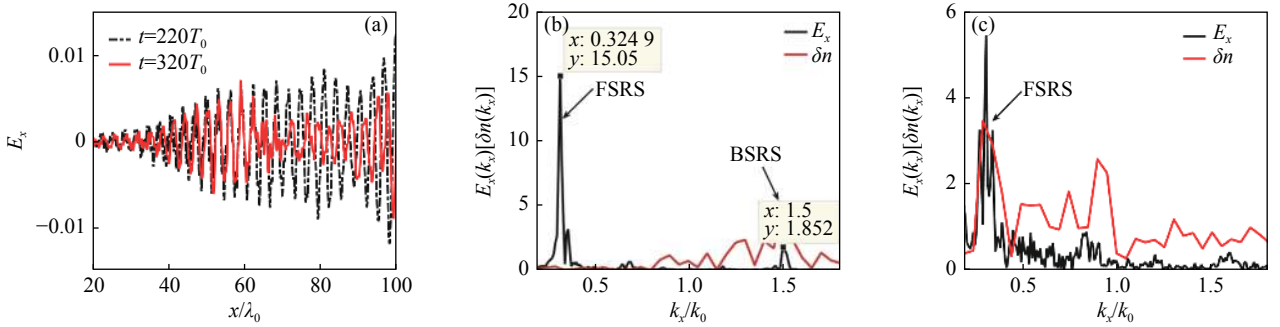


图3 静电波一维空间分布及电场与密度扰动的波数谱对比

图3 静电波一维空间分布及电场与密度扰动的波数谱对比

为了诊断SRS静电波对电子束探针品质的要求,图4给出了 $y/\lambda_0=35$ 位置上电子束探针密度沿 x 方向的分布随时间的演化、时间积分以及谱分布,电子束探针沿 x 方向的分布的处理方式与图2(a)相同。图4(a)和图4(b)分别是 $80 < x/\lambda_0 < 100$ 区间内和 $20 < x/\lambda_0 < 40$ 区间内探针电子束密度在 $t=340T_0 \sim 350T_0$ 内的演化过程,图4(a)的密度扰动主要由前向SRS静电波造成,图4(b)的密度扰动主要由背向SRS静电波造成。图4(a)和图4(b)的结果与图2(c)和图2(d)给出的结果一致,表明电子束密度扰动均沿 x 方向传播。图4(a)中黑色虚线与红色虚线的斜率分别是0.52和0.87,即这两部分密度扰动的移动速度分别是 $0.52c$ 和 $0.87c$,后者对应前向SRS静电波造成的密度扰动,前者为未知LPI过程激发的静电波造成的密度扰动,这里不做深入讨论。图4(c)中虚线的斜率为0.23,即这部分密度扰动的移动速度为 $0.23c$,对应背向SRS静电波造成的密度扰动。图4(a)和图4(b)中的密度扰动随时空的分布均不是均匀分布,与SRS静电波的时空演化相呼应。图4(c)分别给出了密度扰动不同时长(1, 3, 5个激光周期)的时间积分量沿 x 方向的分布,该积分量的品质决定了多长的电子束能够有效对SRS静电波进行诊断。鉴于右边界的密度扰动强,便于对比,这里仅讨论 $80 < x/\lambda_0 < 100$ 区间内的电子束探针的密度变化。可以看到随积分时长越长,密度扰动的“波长”越短,这与静电波的特性有关。因为静电波随时空是周期性演化,对于束长较长的电子束探针,其密度扰动的积分会被周期平均,因此最终难以分辨其频率信息。由图4(d)的波数谱分析就可以看到,电子束探针越长,其波数信息就越难分辨,尤其是当束长超过静电波的波长之后(5个激光周期内电子束探针移动距离为5个激光波长,大于前向SRS静电波的3个激光波长),电子束探针的密度扰动就无法清晰分辨静电波信息。即在利用电子束探针诊断SRS静电波的过程中,要么电子束探针的束长小于静电波的波长,要么诊断设备的曝光时间小于静电波的周期,如此才能有效获得静电波的信息。

2 结论

利用PIC数值模拟程序EPOCH验证了利用超快电子束探针诊断SRS静电波的可行性。电子束探针穿过SRS静电波后在电子束探针的横向会产生密度扰动,密度扰动信息同时携带静电波的波数信息和相速度信息,因此结合同一空间位置同一时刻发生的两种不稳定性可以推断出此时此地的等离子体温度、密度信息。电子束探针有

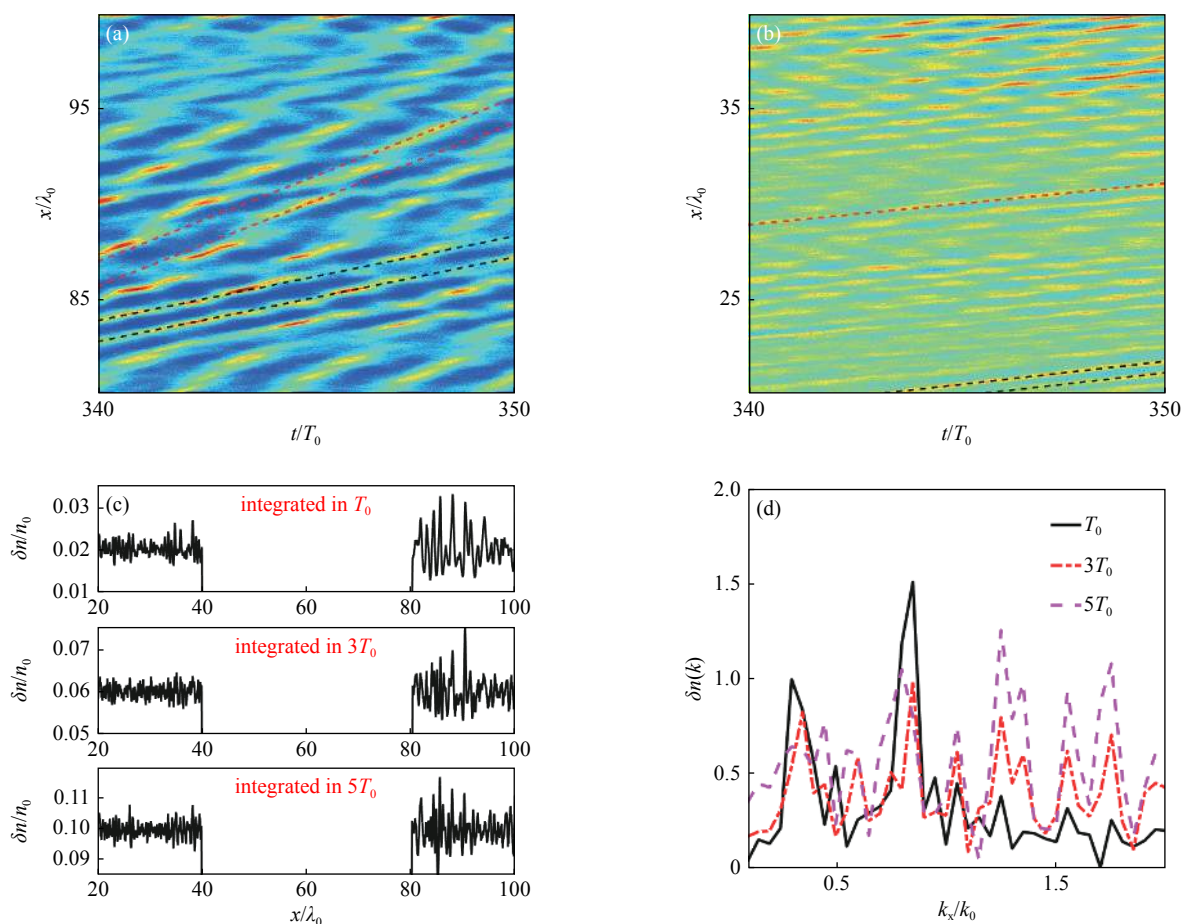


Fig. 4 Spatiotemporal evolution, time integral and wavenumber spectrum of electron beam probe density

图4 电子束探针密度时空演化、时间积分和波数谱分布

效诊断 SRS 静电波的前提是电子束探针的束长小于静电波的波长或者诊断设备的曝光时间小于静电波的周期, 对于激光惯性约束中的 3 倍频激光, 诊断所有 SRS 不稳定性的静电波要求电子束探针的长度小于 $0.5 \mu\text{m}$ 或者诊断设备曝光时间小于 0.5fs 。

本研究没有利用电子束探针的密度扰动信息对静电波的空间分布进行重构, 其原因包括: 其一, SRS 静电波的重要信息与尾波场的静电波有所区别, 研究 SRS 静电波其频率、相速度信息同样对于研究 SRS 机制至关重要, 是主要关注的内容; 其二, SRS 静电波的特性与尾波场并不相同, 前者受非线性过程的影响极其明显且具有不确定性, 因此尚无法给出合适的物理模型对 SRS 静电波进行重建。

参考文献:

- [1] 张钧, 常铁强. 激光核聚变靶物理基础[M]. 北京: 国防工业出版社, 2004: 40-41 (Zhang Jun, Chang Tieqiang. Fundamentals of the target physics for laser fusion[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2004: 40-41)
- [2] Forslund D W, Kindel J M, Lindman E L. Theory of stimulated scattering processes in laser-irradiated plasmas[J]. *The Physics of Fluids*, 1975, 18(8): 1002-1016.
- [3] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, et al. The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility[J]. *Physics of Plasmas*, 2004, 11(2): 339-491.
- [4] Hinkel D E, Callahan D A, Meezan N B, et al. Analyses of laser-plasma interactions in NIF ignition emulator designs[J]. *Journal of Physics:Conference Series*, 2010, 244: 022019.
- [5] Lindl J. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain[J]. *Physics of Plasmas*, 1995, 2(11): 3933-4024.
- [6] Baldis H S, Campbell E M, Kruer W L. Physics of laser plasmas[M]. New York: North-Holland, 1991.
- [7] 王传珂, 蒋小华, 王哲斌, 等. 神光II激光装置的全口径背向散射测量系统[J]. *强激光与粒子束*, 2010, 22(8): 1896-1900. (Wang Chuanke, Jiang Xiaohua, Wang Zhebin, et al. Full-aperture backscatter station on Shenguang-II Laser Facility[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2010, 22(8): 1896-1900)
- [8] MacGowan B J, Afeyan B B, Back C A, et al. Laser-plasma interactions in ignition-scale hohlraum plasmas[J]. *Physics of Plasmas*, 1996, 3(5): 2029-2040.

- [9] 王传珂, 蒋小华, 刘慎业, 等. 2ns, 351 nm激光黑腔靶受激Raman散射实验研究[J]. 强激光与粒子束, 2006, 18(7):1113-1116. (Wang Chuanke, Jiang Xiaohua, Liu Shenye, et al. Stimulated Raman scattering from interaction of 2 ns, 351 nm laser with hohlraum[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2006, 18(7): 1113-1116)
- [10] 郝亮, 刘占军, 胡晓燕, 等. 黑腔等离子体中SRS与SBS过程的散射光谱分析[J]. 强激光与粒子束, 2015, 27: 032004. (Hao Liang, Liu Zhanjun, Hu Xiaoyan, et al. Analysis of backscattered light spectra of SRS and SBS in hohlraum plasma[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2015, 27: 032004)
- [11] Glenzer S H, Back C A, Estabrook K G, et al. Observation of two ion-acoustic waves in a two-species laser-produced plasma with Thomson scattering[J]. Physical Review Letters, 1996, 77(8): 1496-1499.
- [12] Glenzer S H, Back C A, Suter L J, et al. Thomson scattering from inertial-confinement-fusion hohlraum plasmas[J]. Physical Review Letters, 1997, 79(7): 1277-1280.
- [13] Glenzer S H, Rozmus W, MacGowan B J, et al. Thomson scattering from high-Z laser-produced plasmas[J]. Physical Review Letters, 1999, 82(1): 97-100.
- [14] 李志超, 赵航, 龚韬, 等. 激光惯性约束聚变中光学汤姆逊散射研究进展[J]. 强激光与粒子束, 2020, 32: 092004. (Li Zhichao, Zhao Hang, Gong Tao, et al. Recent research progress of optical Thomson scattering in laser-driven inertial confinement fusion[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2020, 32: 092004)
- [15] Kline J L, Montgomery D S, Bezzerides B, et al. Observation of a transition from fluid to kinetic nonlinearities for Langmuir waves driven by stimulated Raman backscatter[J]. Physical Review Letters, 2005, 94: 175003.
- [16] Rousseaux C, Gremillet L, Casanova M, et al. Transient development of backward stimulated Raman and Brillouin scattering on a picosecond time scale measured by subpicosecond Thomson diagnostic[J]. Physical Review Letters, 2006, 97: 015001.
- [17] Zhang C J, Hua J F, Xu X L, et al. Capturing relativistic wakefield structures in plasmas using ultrashort high-energy electrons as a probe[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 29485.
- [18] Li C K, Séguin F H, Rygg J R, et al. Monoenergetic-proton-radiography measurements of implosion dynamics in direct-drive inertial-confinement fusion[J]. Physical Review Letters, 2008, 100: 225001.
- [19] 张超杰. 基于超快电子探针的等离子体尾波场成像研究[D]. 北京: 清华大学工程物理系, 2016 (Zhang Chaojie. Probing wakefield structures in plasma based accelerators using femtosecond relativistic electron probes[D]. Beijing: Department of Engineering Physics in Tsinghua University, 2016)
- [20] Ward R, Sircombe N J. Fast particle Bremsstrahlung effects in the PIC code EPOCH: enhanced diagnostics for laser-solid interaction modelling[R]. University of Warwick, 2014.