间接驱动惯性约束聚变中的激光等离子体不稳定性

杨冬^{1,2*}, 李志超¹, 李三伟¹, 郝亮³, 李欣³, 郭亮¹, 邹士阳³, 蒋小华¹, 彭晓世¹, 徐涛¹, 理玉龙¹, 郑春阳³, 蔡洪波³, 刘占军³, 郑坚², 龚韬¹, 王哲斌¹, 黎航¹, 况龙钰¹, 李琦¹, 王峰¹, 刘慎业¹, 杨家敏¹, 江少恩¹, 张保汉¹, 丁永坤³

1. 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900;

2. 中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026;

3. 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088

*联系人, E-mail: yangdong.caep@gmail.com

收稿日期: 2018-03-04; 接受日期: 2018-04-02; 网络出版日期: 2018-05-10

科学挑战专题(编号: TZ2016005)、国家重点研发计划(编号: 2017YFA0403300)和国家自然科学基金(编号: 11435011)资助项目

摘要 间接驱动惯性约束聚变(Inertial Confinement Fusion, ICF)中, 激光能量除了通过逆轫致机制被吸收和传输, 还会激发各种参量不稳定性(受激布里渊散射(Stimulated Brillouin Scattering, SBS)、受激拉曼散射(Stimulated Raman Scattering, SRS)、双等离子体衰变(Two-Plasmon Decay, TPD)等), 大幅降低激光-靶丸耦合效率并破坏辐射场对称性. 因此, 激光等离子体不稳定性是实现聚变点火的最大风险之一, 研究、理解和抑制以SBS和SRS为主的激光等离子体不稳定性一直在激光聚变研究中占有重要地位. 本文从激光(L)、等离子体(P)和不稳定性机制(I)这三个方面介绍了激光间接驱动ICF框架下理解和抑制激光等离子体不稳定性(Laser Plasma Instability, LPI)的研究进展和机遇.

关键词 激光聚变, 神光, 激光等离子体不稳定性, 散射光

PACS: 52.35.mW, 52.38.Dx, 52.38.Bv

1 引言

激光入射靶产生等离子体并与之耦合是激光驱动的各种高能量密度物理过程的第一个环节, 它将直接决定入射激光转换为辐射场和热流等能量的效率和品质^[1-3].

激光与等离子体相互作用时, 等离子体中的电子在激光电磁场 $\mathbf{A}_L(\omega_0, \mathbf{k}_0)$ 中沿电场极化方向振荡, 理想情况下这些振荡电子能通过碰撞将能量交换给离子(以间接驱动为例), 改变离子壳层电子的状态并通过后续的复合、跃迁等过程发射X光. 然而, 如果初始时刻等离子体密度存在扰动 $n_e(\omega, \mathbf{k}_i)$, 大量振荡电子与

引用格式: 杨冬, 李志超, 李三伟, 等. 间接驱动惯性约束聚变中的激光等离子体不稳定性. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 065203
Yang D, Li Z C, Li S W, et al. Laser plasma instability in indirect-drive inertial confinement fusion (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2018, 48: 065203, doi: 10.1360/SSPMA2018-00056

密度扰动结合就会形成沿横向的振荡电流 $\mathbf{J} = -n_{\text{el}}\mathbf{u}_L - n_{\text{el}}\mathbf{A}_L$, 这种振荡电流能激发另一个电磁波 $\mathbf{A}_s(\omega_2, \mathbf{k}_2)$, 并通过有质动力的形式与入射电磁波耦合 $\nabla^2(\mathbf{A}_L \cdot \mathbf{A}_s)$. 由于频率和波矢能够匹配, 有质动力反过来又会进一步增强等离子体密度的扰动, 如此将导致初始扰动不断放大, 形成不稳定性的正反馈机制(图1), 这就是激光与等离子体相互作用中典型的参量过程, 一般被称为激光等离子体不稳定性(Laser Plasma Instability, LPI)^[4].

以受激拉曼散射(Stimulated Raman Scattering, SRS)为例, 描述这类LPI过程的典型方程为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2 \right) \mathbf{A}_s = -\frac{4\pi e^2}{m_e} n_{\text{el}} \mathbf{A}_L, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_{pe}^2 - 3v_e^2 \nabla^2 \right) n_{\text{el}} = \frac{n_0 e^2}{m_e^2 c^2} \nabla^2 (\mathbf{A}_L \cdot \mathbf{A}_s). \quad (2)$$

由于等离子体中不可避免地存在初始密度扰动(如热噪声等), LPI是很容易被激发的. 典型的LPI包括受激布里渊散射(Stimulated Brillouin Scattering, SBS)和受激拉曼散射(SRS). 这两种最容易发生的不稳定性, 会大幅降低激光靶耦合效率并破坏辐射场对称性. 另外, 当各种不稳定性发展到一定的水平, 它们之间还会发生耦合和关联, 使激光与等离子体相互作用呈现十分复杂且难以预测的现象^[1,2,5].

LPI中的各种物理过程跨越了很大的时间、空间参数范围, 既要考虑各种微观机制(如粒子碰撞、波-粒子相互作用), 也要考虑各种宏观效应(如波在大尺度时空中的增长和阻尼、电子热传导). 相关问题因为

具有丰富的科学内涵, 加上对激光驱动的高能量密度物理研究有十分重要的意义和影响, 一直是国内外研究的热点^[6-11].

20世纪60年代, Dawson^[12]和Dubois等人^[13]就采用解析方法研究了高频电磁波对等离子体电导率的影响, 发现等离子体中的离子扰动与电磁波耦合会导致极大的电阻率, 开创了这一领域研究的先河. 20世纪70年代, Rosenbluth等人^[14,15]针对三波耦合LPI过程, 从麦克斯维方程和流体力学方程出发, 建立了基于模耦合方程组(Coupled Mode Equations)的理论研究方法, 并考察了SRS, SBS等典型过程的增长特性, 至今还是解析研究的经典^[16].

在早期的激光驱动高能量密度物理实验中, 基本都是激光以小焦斑入射固体靶, 产生的等离子体尺度较小, 所以等离子体密度、温度、流速的梯度都较大. 这种条件下LPI增长过程中的频率、波矢匹配条件只在局域满足, 它们会被等离子体不均匀性所抑制. 但是, 在激光驱动ICF条件下, 等离子体的密度、温度和速度梯度都很小, LPI的对流阻尼可以忽略, 这时LPI可能发展到很强的水平, 给实现聚变点火带来灾难性的危害^[1,4,7].

1972年, 美国科学家Nuckolls等人^[17]发表了以直接驱动为例的激光聚变相关计算结果, 其中有两个人们至今仍然熟悉并且经常引用的结论: (1) 1 kJ激光能量能够实现增益等于1的点火. (2) 1 MJ激光能量能够实现高增益聚变.

40多年后的今天, 随着对点火靶物理认识的加深, 即使是增益等于1的点火也至少需要1 MJ的激光能量.

图1 (网络版彩图)激光等离子体不稳定性反馈过程示意图

Figure 1 (Color online) The feedback loop of a typical LPI process.

实现点火所需要的最小激光能量随着时代进步有如此大的增加(1 kJ到1 MJ), 主要原因是靶丸所需能量与内爆速度有非常敏感的反比关系, 而20世纪70年代至今的大量实验研究表明, LPI限制了内爆速度不能超过 $(3-4) \times 10^7 \text{ cm/s}$ ^[1].

如今在激光聚变领域人们已经形成共识, 聚变点火靶的设计归根结底是要控制两个不稳定性(流体力学不稳定性与激光等离子体不稳定性)^[2,5]. 在有限的驱动器输出能力条件下, 优化其中一个不稳定性都是以牺牲控制另一个不稳定性为代价的(如在固定内爆速度的条件下提高黑腔辐射温度可以抑制流体力学不稳定性, 但是提高黑腔辐射温度往往会要求提高激光功率密度, 这会增大激光等离子体不稳定性). 因此, 激光聚变点火靶的优化设计, 就是在两个不稳定性中的不断权衡, 而理解和控制激光等离子体不稳定性研究的需求也十分强烈.

2 间接驱动ICF中的LPI挑战

激光间接驱动ICF中, LPI的危害主要有3个方面:

(1) 损失能量. 一部分激光能量将会以散射光的形式传播出黑腔外, 不能在黑腔内部沉积能量.

(2) 破坏辐射对称性. 由于LPI对激光和等离子体的状态非常敏感, LPI较难在不同发次和光束之间重复, 因此会通过恶化驱动器不同光束间功率平衡的方式来破坏驱动对称性.

(3) 预热聚变燃料. SRS过程的电子等离子体波会通过Landau阻尼或者波破将波的能量传递给电子, 这些具有较强穿透能力的超热电子会直接穿过靶丸烧蚀层将能量沉积在聚变燃料中, 加热燃料并提高熵, 降低对燃料的压缩度.

最近几十年, 在激光驱动ICF研究的推动下, 激光等离子体相互作用研究得到了极大的发展, 相继建立并完善了线性理论、傍轴光学流体模拟和动力学模拟这三类针对不同时空尺度的理论模拟研究方法. 实验方面, 自20世纪80年代以来, 美国、法国和中国在Trident, Nova, Omega, NIF, LULI和神光等装置上都建立了比较完备的实验研究能力并开展了大量研究^[18-23].

如何将LPI研究与实际应用相结合并牵引学科发展, 主要有两种趋势.

一方面, 为了避免过于复杂的LPI给ICF研究带来

风险, 目前的主流思想是通过控制激光、等离子体条件让LPI过程尽量发生在线性增长的参数范围内, 这样就能使用相对简单的流体模型对其进行研究. 美国在这方面的研究始终走在前列, 从20世纪80年代开始, 为了在激光间接驱动惯性约束聚变中抑制LPI, 在各种激光装置上(如Trident, Nova, Omega)开展了大量的实验研究, 确认了黑腔内部各个区域发生的主要LPI过程(图2), 获得了各种LPI过程随等离子体尺度、密度、温度、激光特性等宏观物理量的变化规律. 这些工作不仅加深了对相关物理的定量认识, 也推动了激光束匀滑等技术的发展.

另一方面, 近几年随着美国国家点火装置(National Ignition Facility, NIF)投入使用, 高能量密度物理实验中所用的激光功率密度和等离子体尺度越来越大, LPI甚至能够增长到饱和状态, 进入强非线性、动力学(Kinetic)参数范围. 2012年美国NIF未能如期实现点火, 主要因素之一就是LPI缺乏深入的物理认识. 而国内外新提出的点火方案(如更大能量点火、冲击点火、混合直接-间接驱动点火等)与传统设计相比, 需要的激光功率密度更高. 这种条件下的LPI, 其影响因素更多、因果关系更复杂. 非线性频移、粒子俘获、非平衡、次级参量过程等更复杂的物理机制, 都能显著影响激光聚变条件下的激光等离子体相互作用.

本文将从激光(L)、等离子体(P)和不稳定性机制(I)三个方面介绍在激光间接驱动ICF框架下理解和抑制LPI的研究进展和机遇.

3 激光(L)与LPI

3.1 使用更短波长的激光

激光等离子体不稳定性(LPI)是激光聚变研究中连接靶物理与激光装置工程技术的桥梁. 目前全世界范围内大型固体激光装置普遍选择351 nm (钕玻璃激光器的三倍频)作为打靶激光的波长, 就是综合考虑抑制LPI与控制激光技术风险的产物.

1976年美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室((Lawrence Livermore National Laboratory, LLNL)^[1]在Cyclops激光装置上采用单束/100 J/1.06 μm 激光首次开展了间接驱动内爆实验, 获得了黑腔峰值辐射温度~100 eV和最高 2×10^5 的中子产额. 然而, 当研究人员试图在具有

图 2 (网络版彩图)黑腔不同区域可能发生的LPI过程

Figure 2 (Color online) Different LPI processes will be stimulated in different regions inside the hohlraum.

更大输出能力的Shiva(20束/ $1.06\ \mu\text{m}$ /200 kJ)上通过提高激光功率密度实现更高压缩密度和热核反应增益时, 观察到了较强的LPI以及超热电子份额, 这些超热电子阻止了研究人员通过各种设计在内爆实验中获得超过10倍液体DT密度。

随着对黑腔内部等离子体状态以及SRS认识水平的提高, 当时提出了关于黑腔峰值辐射温度与等离子体密度 $0.25n_c$ 的定标律。SRS在 $0.25n_c$ 处是一种绝对不稳定性而且具有很大的增长率, 激发的具有较高相速度的电子等离子体波(Electron Plasma Wave, EPW)会通过Landau阻尼产生超热电子。一系列的定标实验也验证了SRS散射光强度和超热电子份额会随等离子体到达 $0.25n_c$ 之后的剩余激光能量增长而增长, SRS散射光的产生时间也会在 $0.25n_c$ 等离子体形成之后。我国在20世纪80年代利用神光 I 和星光 I 装置也开展了大量基频激光作用下的LPI研究, 获得了SRS散射光和超热电子与激光功率密度、黑腔尺寸的关系^[24,25]。

由于LPI增长率正比于激光波长的平方, 人们意识到使用倍频甚至三倍频、四倍频等波长更短的激光, 能够有效抑制SRS等有害的LPI过程。

20世纪80年代, 基于KDP晶体的高效三倍频技术日趋成熟, Argus和Asterix激光装置上开展的初步实验都显示出三倍频激光在黑腔中有很好的吸收效率(90%–100%)。1983年, Nova实现了两束出光(Novette)

并开展了三个月的物理实验, 输出能力为两束/二倍频/7–9 kJ, 实现了黑腔峰值辐射温度 $\sim 172\ \text{eV}$, 超热电子份额 $\sim 3\%$ 。这些实验为Nova三倍频条件下的物理实验结果建立了较好的预期, 当时预计具有十束三倍频激光的Nova完全建成后, 黑腔峰值辐射温度能够达到200–225 eV。1985年, Nova完全建成, 具备十束/三倍频/40 kJ的输出能力, 很快实现了较低的超热电子份额和200–225 eV峰值辐射温度。1986–1990年, LLNL在Nova上开展了大量成功的激光间接驱动ICF实验^[2,26–28], 这些实验是美国启动激光间接驱动点火项目、修建1.8 MJ量级的国家点火装置(NIF)的两个关键因素之一。而我国ICF研究在1993年被纳入“863”高技术研究计划并开始获得持续稳定支持后, 也开始设计并建设了具有三倍频输出能力的神光 II 和神光 III 原型装置。

值得一提的是, 2012年后美国NIF未能按照预期点火, 为了抑制其中可能与预期严重偏离的各种LPI过程, 采用波长更短的四倍频激光(波长263 nm)又被提上了台面。

3.2 激光空间域束匀滑抑制LPI

激光等离子体不稳定性(LPI)的物理细节与激光特性密切相关。束匀滑技术可以破坏激光在空间和时间上的相干性, 通过降低激光功率密度或者增加带宽的方式来抑制各种有害的LPI过程。在激光驱动高能

量密度物理实验研究需求的带动下, 近年来各种束匀滑技术研究得到了长足发展, 美国的NIF和法国的兆焦耳激光装置(Laser Megajoule, LMJ)都确定了各自将采用的束匀滑技术.

束匀滑可以分为空间域匀滑和时间域匀滑, 前者能在任意时刻降低靶面光强在空间分布的不均匀性(衡量标准为均方根(Root-Mean-Square, RMS)), 其中包括相位板、阵列透镜、极化匀滑等手段; 后者可以对激光的某些参数引入时间调制(增大带宽), 这虽然不能改变瞬时光强空间分布的RMS, 但能破坏LPI的匹配条件, 其中包括SSD, ISI等国内外使用比较成熟的手段.

均匀等离子体中SRS和SBS的线性增长率分别为

$$\gamma_{0,R} = \frac{k_{\text{epw}} v_{\text{os}}}{4} \left[\frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega_{\text{epw}}(\omega_0 - \omega_{\text{epw}})} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

$$\gamma_{0,B} = \frac{1}{4} \frac{v_{\text{os}} \omega_{\text{pi}} \sqrt{k_{\text{iaw}}}}{\sqrt{\omega_0 c_s}}. \quad (4)$$

由于 $\gamma_0 \sim v_{\text{os}} \sim I^{1/2}$, 即增长率和光强的平方根成正比, 因此如果能够降低靶面光强分布中的高功率密度成分, 就能直接降低LPI的线性增长率. 降低焦斑功率密度的最简单办法是离焦, 然而用于激光驱动ICF的大型激光装置由于光程长、光学元件多, 输出的激光在未进入靶室时其波阵面就已经远远偏离理想的平面或球面, 造成聚焦或者离焦的焦斑光强空间分布不均匀. 因此, 仅寄希望于通过离焦增大焦斑尺寸来降低激光功率密度进而抑制LPI是不现实的, 这也是大型激光装置必须使用相位板等束匀滑技术改善光束质量的原因之一.

Kato等人^[29]在1984年首次提出了随机相位板(Random Phase Plate, RPP)均匀照明技术. RPP是一个二维透射阵列, 阵列中每个位相单元可以随机对入射激光产生0或 π 的相移. 将RPP置于打靶透镜前, 将入射光束分割成许多相对相位差为0或 π 的子光束, 再经打靶透镜会聚到靶面上, 靶面上会形成具有密集干涉峰的宽平顶型强度分布图样. 后来进一步发展的DPP, CPP基于同样的相位板技术, 将0或 π 的二元相位差改进为0到 π 的连续相位差, 能让焦斑中有95%的入射能量, 且包络内激光强度更均匀^[30-32].

美国在20世纪90年代开始在Nova激光装置上采

用KPP抑制较强LPI带来的散射光损失. 我国从2011年开始在神光III原型首次采用CPP, 当时神光III原型上的大能量物理实验的数据一致性较差, 显示出LPI的负面效果. 采用CPP后, 激光焦斑品质明显改善并大幅降低了LPI导致的散射光份额, 散射光份额从无束匀滑条件下的20%–40%下降到5%–10%^[33-35].

2015年神光III全部建成^[36,37], 48路激光都采用了CPP束匀滑技术, 其中的16路激光还具有极化匀滑(Polarization Smoothing, PS)能力. PS是在相位板前加入一块双折射光楔, 将入射光分成两束出射方向略有差别且偏振态不同的光束. 到靶面时, 由于两束光极化方向正交, 其强度非相干叠加, 光强对比度减小为原来的 $1/\sqrt{2}$, 因此更少的激光能量份额处于高功率密度区间, 进一步减弱了SRS和SBS的份额.

图3给出了神光III上不同尺寸的CPP焦斑、CPP+PS焦斑及其对应的焦斑功率密度分布. 大尺寸的CPP束匀滑能降低焦斑中的高功率密度份额(蓝线和绿线); PS还能进一步降低焦斑中的高功率密度份额(红线). 与此对应, 神光III上充气黑腔实验中采用PS后, SBS散射光份额明显降低(图4).

3.3 激光时间域束匀滑抑制LPI

激光电场一般可以定义为如下形式:

$$E(r, t) = \frac{1}{2} [\tilde{E}(r, t) e^{-i(k \cdot r - \omega t + \phi)} + c.c.]. \quad (5)$$

由此可见入射激光状态由振幅、频率、相位和波矢这4个参数决定, 当这些参数中的一个或几个随时间变化时, 都可以让激光电场发生变化. 当这种变化满足一定条件时, 就可以破坏LPI反馈过程中的匹配条件从而抑制它^[38-44].

目前最被广泛应用的时间域匀滑技术是光谱色散匀滑(Smoothing by Spectral Dispersion, SSD)^[45], 它是用具有角色散的宽带激光入射相位板(CPP等), 同一时刻相位板上各个相位单元的入射光频率不同, 使从不同单元出射的子光束因频率不同而相对位相随时间快速变化. SSD可以让焦斑上某点的激光振幅和频率随时间变化, 当SSD带宽大于LPI增长率时, 可以抑制不稳定性. 由于成丝的增长时间和SSD相干时间可以相比, 所以SSD可以直接抑制成丝. 尽管SSD的带宽很小而不能直接抑制SRS和SBS, 但各种实验和模拟表明

图 3 (网络版彩图)神光III采用的不同尺寸的CPP焦斑、CPP+PS焦斑及其功率密度分布

Figure 3 (Color online) The focal spot of different sizes with CPP and CPP+PS on the Shenguang-III laser facility.

图 4 (网络版彩图)神光III充气黑腔LPI实验,采用PS后进一步抑制了SBS

Figure 4 (Color online) The SBS scattered light is decreased using PS in Shenguang-III gas-filled hohlraum shots.

在很多实验中, SSD通过抑制成丝进而间接减弱了SRS和SBS的增长. 中国神光III、美国NIF和法国LMJ都具备SSD束匀滑能力.

近几年, 随着国内外各类新点火方案的提出, 抑制更高激光功率密度条件下LPI的研究需求十分急迫, 而利用激光时间域匀滑抑制LPI的可调参数多、灵活性大, 因此涌现了很多工作.

Albright等人^[46]提出了将激光波形设计为离散、非等间隔的脉冲序列(STUD激光)可以抑制某些特定条件下的SRS. 更一般地, 无论激光各参数具有哪些具体形式的时间调制, 只要对应的带宽 $\Delta\omega$ 大于LPI增长率 γ , 那么在LPI增长的特征时间尺度内, 激光参数的时间变化都能破坏LPI的共振匹配条件, 使不稳定性失谐. 我国的北京应用物理与计算数学研究所、激光聚变研究中心、上海交通大学等都利用粒子模拟研究了偏振或频率随时间变化的激光对LPI的抑制效果^[47,48].

值得注意的是, 在非均匀等离子体中, LPI过程中各个波的波矢会随空间变化进而不再满足匹配条件, 这与时间域匀滑破坏匹配条件的机制相同. 因此, 同时考虑等离子体的非均匀性(波矢变化)和时间域匀滑时, 在某些条件下这两种效果可能抵消, 有时甚至使LPI增强. 此外, 虽然时间域匀滑框架下的抑制方案灵活性大, 但是近几年提出的各类新方案都远远超越了现有激光工程技术水平而难以真正在实验中应用.

4 等离子体状态(P)与LPI

4.1 等离子体状态与LPI的敏感关系

美国ICF研究从Nova跨越两个量级的参数范围到

NIF后, 采用平均原子模型(Average Atom Model, AA)计算得到的黑腔辐射流似乎总是比实验测得要少, 正确理解这一现象得益于实验中SRS散射光谱所反映出的等离子体温度与预期的明显偏离, 而这也说明LPI过程对等离子体状态具有非常敏感的关系^[49-52].

激光聚变研究中, 一般首先考虑激光的逆韧致吸收、等离子体的流体运动等过程对等离子体状态的影响, 而LPI过程本身对等离子体状态的影响一般考虑较少. 因此, 等离子体状态首先是作为初始条件或者边界条件被引入到LPI研究中的, 而理解LPI很大程度上与理解等离子体状态密不可分. 美国国家点火攻关计划(National Ignition Campaign, NIC)因靶丸内爆速度偏低、内爆低阶不对称性和推进层与燃料混合严重等问题未能按预期进度实现点火, 数值模拟和实验之间存在着较大偏差又制约对问题的正确理解. NIC推进状态表明了问题的复杂性和现有物理认识的局限性, 其报道的大量实验结果和物理分析表明, 点火靶丸内爆表现出的问题在一定程度上都与黑腔等离子体状态和LPI、电子热传导、辐射转换原子模型的处理准确性紧密相关. 然而由于缺乏关于黑腔等离子体状态及其对几个重要物理问题的影响的细致和基础性实验研究与判断, 使得有些推测性的物理分析难以确认, 事实上影响包括我国在内的其他激光聚变点火设计方案的改进与优化的收敛速度, 也影响对辐射场特性有精密控制要求的其他高能量密度物理精密实验研究的开展.

我国的神光III激光装置具有~200 kJ的输出能力, 介于美国Nova与NIF之间. 在神光III装置的参数范围内, 系统研究黑腔内部等离子体状态及其相联系的LPI规律, 有助于澄清目前激光聚变领域的部分推测性物理分析. 因此近几年激光聚变研究中心在神光III装置开展了一系列等离子体状态比较清楚的LPI实验, 获得了黑腔充气密度、激光注入孔尺寸等对LPI的影响, 实验获得的LPI散射光谱与模拟基本相符(图5), 检验了改进模型后的辐射流体模拟对等离子体状态计算的置信度^[33,35].

4.2 掺杂增大离子Landau阻尼抑制SBS

SBS的离子声波(Ion Acoustic Wave, IAW)所受阻尼主要是Landau阻尼, 在 $\lambda_{\text{iaw}} \gg \lambda_{De}$ 条件下, 单离子等离子体中IAW受到的线性Landau阻尼与 ZT_e/T_i 紧密相关^[53], 这是因为离子热速度为 $v_i = \sqrt{T_i/m_i}$, IAW相速度大概为 $c_s = \sqrt{(ZT_e + 3T_i)/m_i}$, 当 T_i 和 ZT_e 相近时, 有相当一部分离子的热速度在波相速度附近, 这时IAW的Landau阻尼会很大. 当等离子体中存在少部分质量较轻的离子份额时, 也会增加IAW的Landau阻尼, 因为在相同的 T_i 下, 这些轻离子的热速度更接近相速度^[2,54-57].

Nova上进行的351 nm激光实验中, 低Z填充物一般是碳氢, 所以激光入射时会完全电离产生 $0.03n_c$ —

图5 (网络版彩图)神光III充气黑腔实验, 不同注入孔尺寸条件下的SRS光谱的理论实验结果对比

Figure 5 (Color online) The SRS spectra of different laser ejection hole (LEH) sizes in Shenguang-III gas-filled hohlraum shots.

$0.07n_c$ 等离子体. 在这种条件下, 各类离子的离子温度是近似于相等的, 所以有大量热速度处于IAW相速度附近的质子强烈阻尼IAW. NIF黑腔中, 低Z填充物是He/H, 这会比Nova上的碳氢填充物更有效地阻尼IAW并抑制SBS. 神光III原型的真空黑腔实验中, 靶丸CH烧蚀层飞散等离子体除了提高离子Landau阻尼, 还抑制了腔壁烧蚀飞散金等离子体向腔轴以及注入孔方向的填充, 创造了不利于激发SBS的条件, 因此带靶丸黑腔相比不带靶丸黑腔的SBS散射光份额更小(图6).

5 LPI的新现象和新规律(I)

随着对物理认识的不断深入, LPI研究除了要准确把握激光、等离子体、散射光、静电波等的宏观物理量外, 同时还要关注粒子分布函数、粒子碰撞、电子热传导等更微观物理机制的影响. 这些研究趋势对相关的理论、模拟和实验带来很大的挑战.

5.1 饱和

抑制LPI主要有两种思路: (1) 直接降低LPI的线性增长率, 以前面提到的激光束匀滑或者掺杂增加Landau阻尼为代表; (2) 让不稳定性增长到破坏自身“平衡”从而饱和, 这个被破坏的“平衡”可以是粒子分布函数偏离Maxwell分布、超过次级不稳定性的阈值、波破

或等离子体不均匀性被增强.

泵波衰竭是物理图像最简洁直观的LPI饱和机制^[16,58,59]. 有限能量的泵波(入射激光)将能量传递给子波之后, 泵波振幅大幅减小, 使三波共振减弱. 一般来说, 当LPI损耗的能量占入射能量的百分之几十时, 入射能量会在局域大幅度衰减, 这时泵波衰竭导致的饱和比较明显.

线性Landau阻尼是在动理学框架下用线性微扰理论得到的物理机制, 因此它在静电波振幅较小时会比较显著. 当等离子体中静电波的振幅比较大时, 那些热速度与静电波相速度差不多的粒子, 会被静电波所俘获(Trapping), 这部分俘获粒子在静电波的势阱中来回运动, 不断与静电波交换能量, 最终会让相速度附近的粒子分布函数变平坦. 这时, Landau阻尼的物理图像就呈现非线性的特征, 导致两方面的结果^[60-67]: (1) 使IAW的线性Landau阻尼降低, 这会增强SBS; (2) 由于离子分布函数偏离Maxwell分布而造成IAW色散关系的改变, 使IAW的频率变小, 这就是IAW的非线性频率移动, 它会破坏SBS的匹配条件, 使SBS饱和. IAW的线性Landau阻尼降低会使IAW振幅变大, 让更多的离子被俘获, 这就增强了IAW的非线性频移, 并加剧破坏匹配关系而使SBS失谐, 之后SBS增长率迅速降低, IAW振幅变小, 不再俘获离子. 这样IAW的线性Landau阻尼降低和非线性频移相互竞争, 会使SBS随时间呈现脉冲式反射行为, 从更长的时间尺度来看, 最终让SBS饱和在某个份额.

双离子声波衰变(Two Ion-Wave Decay, TID), 是一个初级IAW衰变成为两个较低频率IAW的二维LPI过程($IAW \rightarrow IAW + IAW$)^[68-71]. SBS产生的初级IAW振幅达到TID的阈值后, 会发生TID而饱和. 在He/H等离子体这种IAW的线性Landau阻尼很大的环境中, TID的阈值是非常高的. 在二维PIC模拟中, TID可以发生, 研究发现SBS产生的IAW振幅在超过TID阈值后, SBS份额会迅速下降. 法国在LULI上进行的实验中, 还首次使用TS诊断直接观察到了SBS和TID的IAW.

以上都是SBS的非线性饱和机制, 对于SRS, 同样存在类似的非线性饱和机制. 当 $k_{epw}D_e > 0.15$ 时, SRS会因为很多动理学机制而饱和, 最常见的就是电子俘获, 它的物理图像与前面提到的离子俘获类似^[72-76]. 电子俘获让电子速度分布在EPW相速度处更平坦, 也同样造成两个方面的结果: 一是减小线性Landau阻尼; 二

图6 (网络版彩图)神光III原型真空黑腔实验, 带靶丸相比不带靶丸, 激光作用后期SBS明显降低

Figure 6 (Color online) The late-time SBS is suppressed with CH capsule on Shenguang-III prototype vacuum hohlraum shots.

是EPW频率的非线性移动, 它会破坏SRS的匹配条件, 使EPW受到一个等效阻尼.

朗缪尔衰变不稳定性(Langmuir Decay Instability, LDI)是一个初级EPW衰变为一个次级EPW和一个次级IAW的过程($\text{EPW} \rightarrow \text{EPW} + \text{IAW}$); 电磁波衰变不稳定性(Electromagnetic Decay Instability, EDI), 是一个初级EPW衰变为一个次级EM和一个次级IAW的过程($\text{EPW} \rightarrow \text{EM} + \text{IAW}$). 当SRS产生的EPW振幅超过了LDI或者EDI阈值时, SRS就可以通过LDI或者EDI过程而被饱和^[77-88]. 由于LDI的增长率较大, 所以一般情况下人们更倾向于研究它. 由于LDI过程的一个子波为IAW, 所以LDI的阈值和IAW的阻尼率也有关系. 在其他参数不变的情况下, 当增大IAW阻尼率时, LDI阈值会升高, SRS产生的EPW幅度也就能更大, 进而在同一线性增长率下发生更强的SRS. 这一违背直观的认识后来被一系列精巧设计的Nova气袋靶实验所证实, 人们观察到了SRS随IAW阻尼减小而减小的饱和现象.

5.2 SRS和SBS的反相关

本文之前讨论各种LPI时, 都是将单个过程(SBS或SRS)独立出来. 实际上, 激光与等离子体相互作用时, 在同一时刻、同一位置, 各种LPI过程都可能发生, 而且这些过程之间会通过各种各样的机制相互作用(这也再一次说明了ICF条件下激光等离子体物理的复杂性). 而前面介绍的LPI非线性饱和, 从另一个方面也展现了影响SBS和SRS相互关系的一些过程, 如考虑TID时, SBS和SRS会存在反关联.

需要注意的是, 影响SBS和SRS的因素错综复杂, 很多时候甚至使我们难以分辨一个看似简单的机制在它们的关系中到底发挥了什么样的作用. 但在很多实验中, 都发现了SBS和SRS随时间、等离子体状态存在反关联(图7)^[89-96]. 这种反相关也符合一般情况下人们对SBS和SRS竞争机制的定性认识, 因为在一维模耦合方程理论下, 某种不稳定性的最大增长率会导致其最大的反射率, 同时也就降低另外一种不稳定性的增长率和反射率.

5.3 多光束作用下的LPI新过程

随着近几年美国国家点火装置(NIF)、中国神光III等大型多光束激光装置建成投入使用, 多路激光作用下的LPI逐渐成为一个新的挑战性问题. 多

图7 (网络版彩图)神光III原型充气黑腔实验中, SRS与SBS份额随黑腔充气密度的反相关规律

Figure 7 (Color online) The anti-correlation between SRS and SBS with hohlraum gas-fill density on Shenguang-III prototype gas-filled hohlraum shots.

路激光同时与等离子体相互作用时, 不同路激光之间可能以共用激光、散射光或静电波的方式满足参量过程的匹配条件并激发LPI^[97,98]. 由于多路激光的“协同”作用, 多光束LPI过程往往具有很强的非一维、非线性特征, 这与单束激光LPI有较大的差异. 束间能量转移(Cross-Beam Energy Transfer, CBET)就是一种典型的双光束LPI过程^[99], 它是一路激光发生了侧向SBS, 而第二路入射角度不同的激光恰好能成为第一路激光侧向SBS的散射光. 虽然侧向SBS比背向SBS过程的增长率明显要低, 但由于激光是强度远大于等离子体中噪声电磁波的种子源, 因此CBET很容易被激发并让激光能量在两路激光间发生转移, 这对激光ICF中理解和控制驱动对称性产生了重要的影响.

间接驱动ICF中, 几十甚至上百路激光以轴对称的入射角重叠在黑腔激光注入孔附近约 1 mm^3 区域内, 还能够激发一类更多光束参与作用的LPI过程, 这就是共用静电波(沿多路激光对称轴传播)的多光束LPI过程(图8)^[97,98]. 这类过程由于光束数量多, 触发不稳定性的阈值激光功率密度可以明显低于单光束LPI, 不稳定性的增长率也会随着参与光束数量增多而变大, 可能更具危险性. 此外, 与CBET这类借用其他激光作为种子的LPI过程不同, 共用静电波的多光束LPI还会导致与单光束LPI不同的散射光方向, 散射光可能不再沿激光背向传播, 如果能够确认这些有关多光束LPI的新现象和新规律, 将使人们重新审视目前基于背向散射光实验测量的激光靶耦合物理认识.

自从美国惯性约束聚变点火攻关(NIC)实验结果

图 8 (网络版彩图)(a) 神光III激光间接驱动ICF示意图, 48束激光分别从 28.5° , 35° , 49.5° , 55° 入射; (b) 28.5° 的四路入射激光可以共同激发沿对称轴传播的离子声波及其相应的多光束SBS, SBS散射光不再沿本光束背向, 而是沿对侧激光的背向; (c) 4种具有相同入射角的激光都能够激发多光束SBS

Figure 8 (Color online) (a) Schematic of indirect-drive ICF on Shenguang-III, 48 incident beams are array in four cones, forming angles with the hohlraum axis of 28.5° , 35° , 49.5° and 55° respectively; (b) four 28.5° beams collectively coupled to a common ion acoustic wave. It leads to SBS excitation and also produces energy loss in new backward direction; (c) each of four cone could collectively excite LPI.

与预期存在较大偏离以来, 研究人员已经在多光束LPI范畴下提出了多种可能的不稳定性机制, 如共用电子等等离子体波的双等离子体衰变(Two Plasmon Decay, TPD)和SRS^[97,98]、共用离子声波的SBS^[99]、残余激光作为增益种子由对面光束激发SBS等^[100], 这些机制及其后续影响能够部分解释NIC实验的异常结果。但是, 由于多光束LPI研究本身的复杂性, 相关的研究还非常缺乏。模拟方面, LPI领域已经建立并完善了线性理论、傍轴光学流体模拟和动理学模拟这3类针对不同时空尺度的研究方法, 但要使用后两种建模更完善的手段来研究激光ICF尺度(mm和ns)的多光束LPI问题(三维), 在目前的计算机能力下还难以实现。因此多光束LPI研究方面的重要进展主要是过去几年在实验中发现了相关的现象, Omega上利用光学汤姆逊散射观测到了四路激光激发SBS的定向离子声波、NIF上利用高能X光($>40 \text{ keV}$)成像观测到了可能多达几十路激光激发SRS的定向超热电子。

然而, 目前对超热电子特性、等离子体状态与多束激光等离子不稳定性相互联系的研究很不充分, 还不能理解上述过程是如何激发并增长, 也不能确认是否还有其他多光束LPI过程。另一方面, 即使是研究多光束LPI, 也不能忽略单光束LPI的影响。LPI的理论和实验研究都表明, 三波匹配条件接近一维的单光束背向散射(背向SRS和背向SBS)具有很大的增长率。因此多路激光与等离子体作用过程中必然同时存在多光束与单光束LPI, 它们之间可能通过泵波衰竭、共用子波、改变等离子体状态等多种机制相互影响, 表现出

全新的物理现象。这些都是具有丰富科学内涵并有重要意义的问题, 相关的研究目前还非常少。

我国刚建成的神光III装置, 具备研究多束激光与等离子体相互作用过程的实验能力, 如果利用其有针对性地考察多束激光等离子体相互作用过程及其相关的超热电子、等离子体状态和自生电磁场, 应该可以推进对激光聚变物理的理解。在此基础上, 还能更有针对性地从光束品质、等离子体状态等方面明确抑制LPI的需求, 牵引束匀滑、特殊掺杂、外加电磁场等LPI抑制手段的发展。

5.4 考虑多尺度建模后的LPI新现象

LPI是非常难以理解和预测的, 因为它涉及多个时间和空间尺度的耦合。等离子体的状态、运动和辐射等流体力学过程一般采用辐射流体力学模拟程序计算, 涉及的空间尺度是几个毫米、时间尺度是十多纳秒。而LPI过程由于涉及波-波和波-粒子的相互作用, 其空间尺度是 $0.1 \mu\text{m}$ 量级、时间尺度是皮秒量级。激光和等离子体条件决定了LPI的发生和发展, 但LPI反过来通过改变激光的传播方向、改变激光的吸收、产生超热电子等来影响流体力学过程。目前普遍认为, 全面认识激光聚变中LPI的可行办法是在简化激光模型和动理学效应的基础上, 发展简化但高效的LPI模型, 并将这些LPI模型比较自治地耦合到辐射流体力学模拟程序中, 这也是近几年理论模拟方面研究LPI的一个趋势。

美国已经持续多年不断为LASNEX和HYDRA这

两个辐射流体模拟程序中加入更加自洽的LPI建模, 包括将LPI散射光和等离子体波重新“放回”到辐射流体程序中计算、将SRS与超热电子联系起来、用辐射流体模拟自洽计算CBET, 这些更合理的理论模拟发现了多个目前实验还无法直接观测的结果, 如SRS的电子等离子体波沉积了很多能量在激光注入孔附近等^[101]. 国内目前在北京应用物理与计算数学研究所、中国科学技术大学、上海交通大学、国防科技大学等单位的共同努力下, 也正在发展如FLAME程序这类激光未采用时空包络的全波解模型程序, 并发现在特定条件下的SRS会在 $n_c/16$ 位置发生LDI等新现象^[102].

6 结论

自从1960年激光问世后, 激光驱动ICF成为实现受控聚变的一种可能方式, 在能源和武器两方面的需求驱动下得到了持续广泛的研究. 为了避免较强的LPI给实现聚变点火带来灾难性的危害, 人们在确认、理解和控制LPI方面取得了巨大进步. 这些控制LPI的手段主要可以分为以下两大类.

(1) 直接降低线性增长率和线性增益因子. 主要通过降低激光功率密度、增加子波线性阻尼、破坏匹配条件来实现. 包括:

激光束匀滑——空间域降低激光功率密度、时间域匀滑破坏匹配条件.

更短的激光波长——降低线性增长率.

掺杂——增加线性Landau阻尼.

小 y 数打靶透镜——减小不稳定性增益长度.

等离子体非均匀——增大对流阻尼破坏匹配条件.

(2) 饱和. 主要让不稳定性增长到破坏系统“平衡”, 这个被破坏的“平衡”可以是粒子分布函数偏离Maxwell分布、超过次级不稳定性的阈值、波破或者等离子体不均匀性被增强. 包括:

次级参量过程——不稳定性的初级子波通过次级衰变或高阶耦合而饱和.

粒子俘获——静电波俘获粒子发生非线性频移, 从而破坏匹配条件.

波破——静电波非线性Landau阻尼突然增大, 以至自身被破坏.

泵波衰竭——入射激光能量被其他过程显著吸收, 使激光功率密度达不到激发LPI的阈值.

从大的方面来说, 以上这两种方向是互相矛盾的, 因为抑制线性增长率限制了波振幅的增长, 但是饱和总需要波振幅增大到一个比较强的水平. 例如, 在等离子体中掺杂低 Z 物质可以增加IAW的线性Landau阻尼, 但是这却会使TID和LDI的阈值提高.

因此, 可能没有一种机制具有在任何状态下抑制SBS或SRS的能力, 抑制机制的原理各不相同, 各种LPI过程之间也通过各种机制相互影响和牵制. 在没有强大理论基础和大量模拟、实验的支持下, 我们还难以得出“在什么样的条件下采用什么样的抑制手段最好”这样的结论. 值得强调的是, 随着近年来人们对LPI的认识越来越深, 降低激光功率密度、减小等离子体密度、增大电子温度等简单直接的手段, 似乎越来越成为抑制LPI的最好选择. 而其他以改变匹配条件、非线性饱和为目的的抑制手段, 需要非常精细地控制条件, 一旦控制得不好反而可能增强LPI, 如磁场、宽带、STUD等.

回望LPI研究历史, kJ量级激光装置(Argus, Gekko, 神光II)创造的等离子体尺度小、梯度大, 人们通过减小激光波长抑制了LPI; 10–100 kJ量级激光装置(Nova、神光III原型、神光II升级、Omega、神光III)创造的等离子体温度为1–3 keV、尺度为2–7 mm, LPI线性增益较大, 人们采用多种束匀滑手段抑制了LPI; 1 MJ量级激光装置(NIF)创造的等离子体在毫米尺度内温度、密度和流速梯度为零, LPI线性增益远大于1, 虽然人们采用近真空黑腔降低等离子体密度抑制了LPI, 但这牺牲了其他指标, 因此更有效的抑制手段还有待发现.

目前激光聚变领域内LPI研究的状态, 正类似于20世纪70年代采用基频激光开展激光ICF实验所曾一度经历的困境时期, 我们不应只看到大尺度、多光束、多时空尺度等困难, 而应积极投入, 在理解和控制LPI的研究中取得发现和突破, 争取在这一领域取得领先地位.

致谢 感谢星光、神光II、神光III原型和神光III装置的诊断、制靶和驱动器运行团队, 感谢北京应用物理与计算数学

研究所同事提供的理论模拟方面的支持, 感谢与中国科学技术大学闫锐老师、上海交通大学盛政明和翁苏明老师、国防科技大学卓红斌和银燕老师、湖南大学肖成卓老师等的有益讨论.

参考文献

- 1 Lindl J. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. *Phys Plasmas*, 1995, 2: 3933–4024
- 2 Lindl J D, Amendt P, Berger R L, et al. The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the national ignition facility. *Phys Plasmas*, 2004, 11: 339–491
- 3 Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J. *The Physics of Inertial Fusion*. Oxford: Oxford University Press, 2004
- 4 Kruer W L. *The Physics of Laser Plasma Interaction*. Boston: Addison-Wesley, 1988
- 5 Haan S W, Lindl J D, Callahan D A, et al. Point design targets, specifications, and requirements for the 2010 ignition campaign on the National Ignition Facility. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 051001
- 6 Jiang S E, Zhang B H, Liu S Y, et al. Analysis of experiments on planar Au-plate target irradiated by 3 laser beams smoothed with CPP on Xingguang II (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2007, 37: 502–515 [江少恩, 张保汉, 刘慎业, 等. 星光 II 三倍频束匀滑激光辐照金盘靶的实验与分析. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2007, 37: 502–515]
- 7 Kruer W R. Intense laser plasma interactions: From Janus to Nova. *Phys Fluids B-Plasma Phys*, 1991, 3: 2356–2366
- 8 Kirkwood R K, Moody J D, Kline J, et al. A review of laser-plasma interaction physics of indirect-drive fusion. *Plasma Phys Control Fusion*, 2013, 55: 103001
- 9 Montgomery D S. Two decades of progress in understanding and control of laser plasma instabilities in indirect drive inertial fusion. *Phys Plasmas*, 2016, 23: 055601
- 10 Meezan N B, Atherton L J, Callahan D A, et al. National ignition campaign hohlraum energetics. *Phys Plasmas*, 2010, 17: 056304
- 11 Hinkel D E, Berzak H L F, Ma T, et al. Development of improved radiation drive environment for high foot implosions at the national ignition facility. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 225002
- 12 Dawson J M. Nonlinear electron oscillations in a cold plasma. *Phys Rev*, 1959, 113: 383–387
- 13 Dubois D F, Forslund D W, Williams E A. Parametric instabilities in finite inhomogeneous media. *Phys Rev Lett*, 1974, 33: 1013–1016
- 14 Rosenbluth M N. Parametric instabilities in inhomogeneous media. *Phys Rev Lett*, 1972, 29: 565–567
- 15 Rosenbluth M N, White R B, Liu C S. Temporal evolution of a three-wave parametric instability. *Phys Rev Lett*, 1973, 31: 1190–1193
- 16 Forslund D W, Kindel J M, Lindman E L. Theory of stimulated scattering processes in laser-irradiated plasmas. *Phys Fluids*, 1975, 18: 1002–1016
- 17 Nuckolls J, Wood L, Thiessen A, et al. Laser compression of matter to super-high densities: Thermonuclear (CTR) applications. *Nature*, 1972, 239: 139–142
- 18 Glenzer S H, Berger R L, Divol L M, et al. Reduction of stimulated scattering losses from hohlraum plasmas with laser beam smoothing. *Phys Plasmas*, 2001, 8: 1692–1696
- 19 Moody J D, MacGowan B J, Rothenberg J E, et al. Backscatter reduction using combined spatial, temporal, and polarization beam smoothing in a long-scale-length laser plasma. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 2810–2813
- 20 Froula D H, Divol L, Meezan N B, et al. Ideal laser-beam propagation through high-temperature ignition hohlraum plasmas. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 085001
- 21 Froula D H, Divol L, Berger R L, et al. Direct measurements of an increased threshold for stimulated brillouin scattering with polarization smoothing in ignition hohlraum plasmas. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 115002
- 22 Rousseaux C, Huser G, Loiseau P, et al. Laser parametric instability experiments of a 3ω , 15 kJ, 6-ns laser pulse in gas-filled hohlraums at the Ligne d'Intégration laser facility. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 022706
- 23 Glize K, Rousseaux C, Bénisti D, et al. Stimulated backward Raman scattering driven collectively by two picosecond laser pulses in a bi- or multi-speckle configuration. *Phys Plasmas*, 2017, 24: 032708
- 24 Ding Y K, Zheng Z J, Tang D Y, et al. 0.53 μm laser-plasma interaction (in Chinese). *High Power Laser Part Beams*, 1996, 8: 215–220 [丁永坤,

- 郑志坚, 唐道源, 等. 0.53 μm 激光与等离子体相互作用实验研究. *强激光与粒子束*, 1996, 8: 215–220]
- 25 Qi L Y, Mei Q Y, Zhao X W, et al. Study of abnormal absorption and hot electrons for hohlraum targets irradiated by 1.053 μm laser light (in Chinese). *High Power Laser Part Beams*, 1996, 8: 303–309 [祁兰英, 梅启庸, 赵雪薇, 等. 1.053 μm 激光在腔靶中反常吸收和超热电子的研究. *强激光与粒子束*, 1996, 8: 303–309]
- 26 Kauffman R L, Suter L J, Darrow C B, et al. High temperatures in inertial confinement fusion radiation cavities heated with 0.35 μm light. *Phys Rev Lett*, 1994, 73: 2320–2323
- 27 Lindl J D. *Inertial Confinement Fusion*. New York: Springer-Verlag, 1998
- 28 Suter L J, Hauer A A, Powers L V, et al. Modeling and interpretation of Nova's symmetry scaling data base. *Phys Rev Lett*, 1994, 73: 2328–2331
- 29 Kato Y, Mima K, Miyanaga N, et al. Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression. *Phys Rev Lett*, 1984, 53: 1057–1060
- 30 Lin Y, Kessler T J, Lawrence G N. Distributed phase plates for super-Gaussian focal-plane irradiance profiles. *Opt Lett*, 1995, 20: 764–766
- 31 Dixit S N, Nugent K A, Lawson J K, et al. Kinoform phase plates for focal plane irradiance profile control. *Opt Lett*, 1994, 19: 417–419
- 32 Néauport J, Journot E, Gaborit G, et al. Design, optical characterization, and operation of large transmission gratings for the laser integration line and laser megajoule facilities. *Appl Opt*, 2005, 44: 3143–3152
- 33 Hao L, Zhao Y, Yang D, et al. Analysis of stimulated Raman backscatter and stimulated Brillouin backscatter in experiments performed on SG-III prototype facility with a spectral analysis code. *Phys Plasmas*, 2014, 21: 072705
- 34 Li Z, Zheng J, Jiang X, et al. Interaction of 0.53 μm laser pulse with millimeter-scale plasmas generated by gasbag target. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 062703
- 35 Lan K, Li Z, Xie X, et al. Experimental demonstration of low laser-plasma instabilities in gas-filled spherical hohlraums at laser injection angle designed for ignition target. *Phys Rev E*, 2017, 95: 031202
- 36 Zheng W, Wei X, Zhu Q, et al. Laser performance upgrade for precise ICF experiment in SG-III laser facility. *Matter Radiat Extrem*, 2017, 2: 243–255
- 37 Deng X, Zhu Q, Zheng W, et al. Research and construction progress of SG-III laser facility. *Proc SPIE*, 2014, 9266: 926607
- 38 Tamor S. Effect of partial coherence on laser-driven plasma instabilities. *Phys Fluids*, 1973, 16: 1169–1171
- 39 Valeo E J, Oberman C R. Model of parametric excitation by an imperfect pump. *Phys Rev Lett*, 1973, 30: 1035–1038
- 40 Thomson J J, Kruer W L, Bodner S E, et al. Parametric instability thresholds and their control. *Phys Fluids*, 1974, 17: 849–851
- 41 Thomson J J, Karush J I. Effects of finite-bandwidth driver on the parametric instability. *Phys Fluids*, 1974, 17: 1608–1613
- 42 Mima K, Nishikawa K. *Handbook of Basic Plasma Physics II*. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1983
- 43 Laval G, Pellat R, Pesme D, et al. Parametric instabilities in the presence of space-time random fluctuations. *Phys Fluids*, 1977, 20: 2049–2057
- 44 Yamanaka C, Yamanaka T, Sasaki T, et al. Brillouin backscattering and parametric double resonance in laser-produced plasma. *Phys Rev Lett*, 1974, 32: 1038–1041
- 45 Lehmberg R H, Rothenberg J E. Comparison of optical beam smoothing techniques for inertial confinement fusion and improvement of smoothing by the use of zero-correlation masks. *J Appl Phys*, 2000, 87: 1012–1022
- 46 Albright B J, Yin L, Afeyan B. Control of stimulated raman scattering in the strongly nonlinear and kinetic regime using spike trains of uneven duration and delay. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 045002, arXiv: 1304.4814.
- 47 Liu Z J, Zheng C Y, Cao L H, et al. Decreasing Brillouin and Raman scattering by alternating-polarization light. *Phys Plasmas*, 2017, 24: 032701
- 48 Zhao Y, Weng S, Chen M, et al. Effective suppression of parametric instabilities with decoupled broadband lasers in plasma. *Phys Plasmas*, 2017, 24: 112102, arXiv: 1708.03744.
- 49 Town R P J, Rosen M D, Michel P A, et al. Analysis of the national ignition facility ignition hohlraum energetics experiments. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 056302
- 50 Kline J L, Callahan D A, Glenzer S H, et al. Hohlraum energetics scaling to 520 TW on the national ignition facility. *Phys Plasmas*, 2013, 20: 056314
- 51 Moody J D, Strozzi D J, Divol L, et al. Raman backscatter as a remote laser power sensor in high-energy-density plasmas. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 025001, arXiv: 1305.6882.

- 52 Rosen M D, Scott H A, Hinkel D E, et al. The role of a detailed configuration accounting (DCA) atomic physics package in explaining the energy balance in ignition-scale hohlraums. [High Energy Density Phys](#), 2011, 7: 180–190
- 53 McKinstrie C J, Giacone R E, Startsev E A. Accurate formulas for the Landau damping rates of electrostatic waves. [Phys Plasmas](#), 1999, 6: 463–466
- 54 Vu H X, Wallace J M, Bezzerides B. An analytical and numerical investigation of ion acoustic waves in a two-ion plasma. [Phys Plasmas](#), 1994, 1: 3542–3556
- 55 Williams E A, Berger R L, Drake R P, et al. The frequency and damping of ion acoustic waves in hydrocarbon (CH) and two-ion-species plasmas. [Phys Plasmas](#), 1995, 2: 129–138
- 56 Pawley C J, Huey H E, Luhmann Jr. N C. Observation of the growth and saturation of ion waves generated by optical mixing. [Phys Rev Lett](#), 1982, 49: 877–880
- 57 Neumayer P, Berger R L, Divol L, et al. Suppression of stimulated brillouin scattering by increased Landau damping in multiple-ion-species hohlraum plasmas. [Phys Rev Lett](#), 2008, 100: 105001
- 58 Gong T, Li Z, Zhao B, et al. Noise sources and competition between stimulated Brillouin and Raman scattering: A one-dimensional steady-state approach. [Phys Plasmas](#), 2013, 20: 092702
- 59 Hao L, Li J, Liu W D, et al. Simulation of stimulated Brillouin scattering and stimulated Raman scattering in shock ignition. [Phys Plasmas](#), 2016, 23: 042702, arXiv: [1603.07180](#).
- 60 Cohen B I, Lasinski B F, Langdon A B, et al. Resonantly excited nonlinear ion waves. [Phys Plasmas](#), 1997, 4: 956–977
- 61 Giacone R E, Vu H X. Nonlinear kinetic simulations of stimulated Brillouin scattering. [Phys Plasmas](#), 1998, 5: 1455–1460
- 62 Williams E A, Cohen B I, Divol L, et al. Effects of ion trapping on crossed-laser-beam stimulated Brillouin scattering. [Phys Plasmas](#), 2004, 11: 231–244
- 63 Cohen B I, Williams E A, Vu H X. Kinetic-ion simulations addressing whether ion trapping inflates stimulated Brillouin backscattering reflectivities. [Phys Plasmas](#), 2007, 14: 102707, arXiv: [0706.1236](#).
- 64 Froula D H, Divol L, Glenzer S H. Measurements of nonlinear growth of ion-acoustic waves in two-ion-species plasmas with Thomson scattering. [Phys Rev Lett](#), 2002, 88: 105003
- 65 Froula D H, Divol L, Offenberger A A, et al. Direct observation of the saturation of stimulated Brillouin scattering by ion-trapping-induced frequency shifts. [Phys Rev Lett](#), 2004, 93: 035001
- 66 Karttunen S J. Saturation of parametric instabilities by the nonlinear decay of electrostatic daughter wave. [Plasma Phys](#), 1980, 22: 151–162
- 67 Karttunen S J, Heikkinen J A. Particle trapping in stimulated scattering processes. [Plasma Phys](#), 1981, 23: 869–880
- 68 Karttunen S J, McMullin J N, Offenberger A A. Saturation of stimulated Brillouin scattering by ion wave decay in a dissipative plasma. [Phys Fluids](#), 1981, 24: 447–451
- 69 Heikkinen J A, Karttunen S J, Salomaa R R E. Ion acoustic nonlinearities in stimulated Brillouin scattering. [Phys Fluids](#), 1984, 27: 707–720
- 70 Glenzer S H, Divol L M, Berger R L, et al. Thomson scattering measurements of saturated ion waves in laser fusion plasmas. [Phys Rev Lett](#), 2001, 86: 2565–2568
- 71 Bandulet H C, Labaune C, Lewis K, et al. Thomson-scattering study of the subharmonic decay of ion-acoustic waves driven by the Brillouin instability. [Phys Rev Lett](#), 2004, 93: 035002
- 72 Cohen B I, Kaufman A N. Effects of beat-wave electron trapping on stimulated Raman and Thomson scattering. [Phys Fluids](#), 1978, 21: 404–412
- 73 Mourenas D. Saturation of stimulated Raman backscatter in strongly turbulent plasmas. [Phys Plasmas](#), 1999, 6: 1258–1269
- 74 Rose H A, Russell D A. A self-consistent trapping model of driven electron plasma waves and limits on stimulated Raman scatter. [Phys Plasmas](#), 2001, 8: 4784–4799
- 75 Morales G J, O’Neil T M. Nonlinear frequency shift of an electron plasma wave. [Phys Rev Lett](#), 1972, 28: 417–420
- 76 Vu H X, DuBois D F, Bezzerides B. Transient enhancement and detuning of laser-driven parametric instabilities by particle trapping. [Phys Rev Lett](#), 2001, 86: 4306–4309
- 77 Drake R P, Batha S H. The influence of subsidiary Langmuir decay on the spectrum of stimulated Raman scattering. [Phys Fluids B-Plasma Phys](#), 1991, 3: 2936–2938
- 78 Kolber T, Rozmus W, Tikhonchuk V T. Saturation of stimulated Raman scattering by Langmuir and ion-acoustic wave coupling. [Phys Fluids B-Plasma Phys](#), 1993, 5: 138–150

- 79 Kolber T, Rozmus W, Tikhonchuk V T. Saturation of backward stimulated Raman scattering and enhancement of laser light scattering in plasmas. [Phys Plasmas](#), 1995, 2: 256–273
- 80 Everett M J, Lal A, Clayton C E, et al. Coupling between electron plasma waves in laser-plasma interactions. [Phys Plasmas](#), 1996, 3: 2041–2046
- 81 Fernández J C, Bauer B S, Cobble J A, et al. Measurements of laser-plasma instability relevant to ignition hohlraums. [Phys Plasmas](#), 1997, 4: 1849–1856
- 82 Labaune C, Baldis H A, Bauer B S, et al. Time-resolved measurements of secondary Langmuir waves produced by the Langmuir decay instability in a laser-produced plasma. [Phys Plasmas](#), 1998, 5: 234–242
- 83 Vu H X, DuBois D F, Bezzerides B. Kinetic inflation of stimulated Raman backscatter in regimes of high linear Landau damping. [Phys Plasmas](#), 2002, 9: 1745–1763
- 84 Moody J D, Williams E A, Lours L, et al. First measurement of backscatter dependence on ion acoustic damping in a high density helium/hydrogen laser-plasma. [Phys Plasmas](#), 2004, 11: 2060–2067
- 85 Fernández J C, Cobble J A, Failor B H, et al. Observed dependence of stimulated Raman scattering on ion-acoustic damping in hohlraum plasmas. [Phys Rev Lett](#), 1996, 77: 2702–2705
- 86 Kirkwood R K, MacGowan B J, Montgomery D S, et al. Effect of ion-wave damping on stimulated Raman scattering in high-Z laser-produced plasmas. [Phys Rev Lett](#), 1996, 77: 2706–2709
- 87 Depierreux S, Fuchs J, Labaune C, et al. First observation of ion acoustic waves produced by the Langmuir decay instability. [Phys Rev Lett](#), 2000, 84: 2869–2872
- 88 Depierreux S, Labaune C, Fuchs J, et al. Langmuir decay instability cascade in laser-plasma experiments. [Phys Rev Lett](#), 2002, 89: 045001
- 89 Zhao Y, Yu L L, Weng S M, et al. Inhibition of stimulated Raman scattering due to the excitation of stimulated Brillouin scattering. [Phys Plasmas](#), 2017, 24: 092116
- 90 Estabrook K, Kruer W L, Haines M G. Nonlinear features of stimulated Brillouin and Raman scattering. [Phys Fluids B-Plasma Phys](#), 1989, 1: 1282–1286
- 91 Baldis H A, Villeneuve D M, Labaune C, et al. Coexistence of stimulated Raman and Brillouin scattering in laser-produced plasmas. [Phys Fluids B-Plasma Phys](#), 1991, 3: 2341–2348
- 92 Montgomery D S, Afeyan B B, Cobble J A, et al. Evidence of plasma fluctuations and their effect on the growth of stimulated Brillouin and stimulated Raman scattering in laser plasmas. [Phys Plasmas](#), 1998, 5: 1973–1980
- 93 Berger R L. Nonlinear competition between stimulated Brillouin-scattered light waves in plasmas. [Phys Rev Lett](#), 1983, 51: 1554–1557
- 94 Baldis H A, Young P E, Drake R P, et al. Competition between the stimulated Raman and Brillouin scattering instabilities in 0.35- μm irradiated CH foil targets. [Phys Rev Lett](#), 1989, 62: 2829–2832
- 95 Baldis H A, Labaune C. Interplay between parametric instabilities in the context of inertial confinement fusion. [Plasma Phys Control Fusion](#), 1997, 39: A51–A57
- 96 Cohen B I, Baldis H A, Berger R L, et al. Modeling of the competition of stimulated Raman and Brillouin scatter in multiple beam experiments. [Phys Plasmas](#), 2001, 8: 571–591
- 97 Michel P, Divol L, Dewald E L, et al. Multibeam stimulated Raman scattering in inertial confinement fusion conditions. [Phys Rev Lett](#), 2015, 115: 055003
- 98 Dewald E L, Hartemann F, Michel P, et al. Generation and beaming of early hot electrons onto the capsule in laser-driven ignition hohlraums. [Phys Rev Lett](#), 2016, 116: 075003
- 99 Neuville C, Tassin V, Pesme D, et al. Experimental evidence of the collective Brillouin scattering of multiple laser beams sharing acoustic waves. [Phys Rev Lett](#), 2016, 116: 235002
- 100 Michel P, Rozmus W, Williams E A, et al. Stochastic ion heating from many overlapping laser beams in fusion plasmas. [Phys Rev Lett](#), 2012, 109: 195004
- 101 Strozzi D J, Bailey D S, Michel P, et al. Interplay of laser-plasma interactions and inertial fusion hydrodynamics. [Phys Rev Lett](#), 2017, 118: 025002, arXiv: [1607.06523](#).
- 102 Hao L, Yan R, Li J, et al. Nonlinear fluid simulation study of stimulated Raman and Brillouin scatterings in shock ignition. [Phys Plasm](#), 2017, 24: 062709, arXiv: [1703.10708](#).

Laser plasma instability in indirect-drive inertial confinement fusion

YANG Dong^{1,2*}, LI ZhiChao¹, LI SanWei¹, HAO Liang³, LI Xin³, GUO Liang¹,
ZOU ShiYang³, JIANG XiaoHua¹, PENG XiaoShi¹, XU Tao¹, LI YuLong¹,
ZHENG ChunYang³, CAI HongBo³, LIU ZhanJun³, ZHENG Jian², GONG Tao¹,
WANG ZheBin¹, LI Hang¹, KUANG LongYu¹, LI Qi¹, WANG Feng¹, LIU ShenYe¹,
YANG JiaMin¹, JIANG ShaoEn¹, ZHANG BaoHan¹ & DING YongKun³

¹ Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China;

² Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;

³ Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100080, China

In indirect-drive inertial confinement fusion (ICF), the incident laser beam could excite laser plasma instabilities (LPI) such as stimulated Brillouin scattering (SBS), stimulated Raman scattering (SRS) and two plasmon decay (TPD) besides gently heat the hohlraum through collisional absorption. These instabilities would largely reduce the X-ray conversion and degrade the drive symmetry of the radiation environment. In addition, when the amplitude of parametric instability increases to a certain level, there would be interplay between different instabilities, which makes LPI complicated and unpredictable. Therefore, LPI has become one of the major challenge in achieving ignition. LPI research during recent few years made great strides in identifying, understanding, and controlling instabilities in the context of laser fusion. This paper reviews the progress in this important field according to laser (L), plasma (P), and instability (I). Prospects for the application of our improved understanding for indirect drive ICF and some exciting research opportunities are also discussed.

laser fusion, Shenguang, laser plasma instability, scattered light

PACS: 52.35.mW, 52.38.Dx, 52.38.Bv

doi: [10.1360/SSPMA2018-00056](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00056)