

О ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА НЕОДНОРОДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМОЙ

А. В. Виноградов, В. В. Пустовалов

В проблеме получения высоких температур с помощью фокусирования лазерного излучения на твердые мишени [1, 2] весьма важным является вопрос об отражении лазерного излучения нагреваемой поверхностью. Дело в том, что при использовании лазерных импульсов с длительностью $\tau < 10^{-8}$ сек и энергией $\sim 10 + 100$ Дж у поверхности образуется слой плазмы толщиной $a = 10^{-2} + 10^{-3}$ см и плотностью $N = 10^{19} + 10^{23}$ см $^{-3}$, что превышает критическую плотность для частоты неодимового лазера ($\omega = 1,8 \cdot 10^{15}$ сек $^{-1}$, $N_{кр} = 10^{21}$ см $^{-3}$). Поскольку электронная температура плазмы T достигает нескольких килоэлектронвольт, оптическая толщина плазмы по тормозному поглощению оказывается меньше единицы: $a\nu/c < 1$ (ν – частота столкновений, c – скорость света). Поэтому значительная доля лазерного излучения идет не на нагрев плазмы, а отражается от критической точки и попадает обратно в фокусирующее устройство. Коэффициент отражения по энергии согласно измерениям [3] достигает 60%. При дальнейшем увеличении температуры эта величина должна еще более возрасти, если предполагать, что поглощение света попрежнему определяется кулоновскими столкновениями. В связи с этим рассматривались различные нелинейные эффекты, которые приводят к увеличению коэффициента поглощения.

В настоящей работе в рамках линейной теории обсуждается возможность увеличения коэффициента поглощения света неоднородной лазерной плазмой. Речь идет о хорошо известном явлении трансформации поперечной p -поляризованной волны с частотой близкой к плазменной в потенциальное электронное ленгмюровское колебание [4–6]. Пусть плазма неоднородна вдоль оси z , так что критическая плотность достигается при $z = 0$ и $N(z) < N_{кр}$ при $z < 0$. Плоскость xz прямоугольной системы координат выберем в качестве плоскости падения световой волны. Подчеркнем, что трансформация возможна лишь при наклонном падении p -поляризованной волны, когда угол θ между волновым вектором k и осью z отличен от нуля. При этом электрическое поле E лежит в плоскости падения, а магнитное поле B имеет единственную компоненту B_y перпендикулярную плоскости падения. Сущность трансформации света в ленгмюровское колебание неоднородной плазмы состоит в резком возрастании продольной компоненты поля E_z в области критической плотности $z = 0$ при более плавном изменении E_x и B_y . Трансформация является бездиссипативным процессом. Коэффициент трансформации, а следовательно и коэффициент поглощения лазерного излучения не зависит от температуры и равен

$$1 - |R|^2 = \pi \frac{a\omega}{c} \frac{\sin^2\theta}{|\cos\theta|} \left| B_y(0) \right|^2, \quad (1)$$

где $\sigma^{-1} = N_{кр}^{-1} (dN/dz)_{z=0}$. Поскольку в лазерных экспериментах выполняется условие $\sigma\omega/c \gg 1$, то можно воспользоваться результатами работы [6], где величина $B_y(0)$ вычислена в приближении геометрической оптики. При этом оказывается, что коэффициент поглощения (1) имеет узкий максимум вблизи $\sin\theta = 0,5(\sigma\omega/c)^{-1/3}$. Можно указать условия освещения мишени, обеспечивающие наиболее эффективную трансформацию света в ленгмюровскую волну. Предположим, что лазерное излучение естественно поляризовано, а интенсивность равномерно распределена по сечению пучка. Тогда если ось фокусирующей линзы перпендикулярна нагреваемой поверхности и $\sigma = 10^{-3}$ см, то максимум коэффициента поглощения равен 15% и достигается при угле схождения пучка $\approx 10^\circ$. Если же лазерное излучение поляризовано в плоскости падения, и угол схождения пучка значительно меньше 10° , то с точки зрения увеличения коэффициента трансформации выгодно расположить мишень под углом $6 - 7^\circ$ к оси линзы. Коэффициент трансформации составит при этом 40%. Подчеркнем, что при нормальном падении трансформация полностью отсутствует, поэтому выбором способа освещения мишени можно добиться существенного увеличения ввода световой энергии в плазму.

Рассмотрим теперь вопрос о диссипации энергии ленгмюровских колебаний, возникающих в результате трансформации лазерного излучения. Решение уравнений поля вблизи критической точки с учетом столкновений и затухания Ландау для слабонеоднородной плазмы имеет вид:

$$E_z = -i \sin\theta \frac{\sigma\omega}{v_T} B_y(0) \times \int_0^\infty dr \exp \left\{ -\frac{\sigma\omega}{v_T} \left[i \frac{z}{a} r + i \frac{r^3}{3} + \frac{\nu}{\omega} r + \sqrt{\frac{3\pi}{2}} e^{-3/2 r^2} \right] \right\}, \quad (2)$$

где $v_T = (\kappa T/m)^{1/2}$ — тепловая скорость электронов плазмы с температурой T . Выражение (2) позволяет исследовать как структуру поля вблизи точки отражения, так и определить длину затухания, т. е. характерную длину, на которой энергия ленгмюровских колебаний переходит в тепло. При низких температурах, когда тепловые скорости электронов малы, а частота столкновений велика,

$$(\nu/\omega)(\sigma\omega/\sqrt{3}v_T)^{2/3} \gg 1, \quad (3)$$

как амплитуда ленгмюровского колебания в критической точке, так и длина его затухания $l = \sigma(\nu/\omega)$ определяются частотой столкновений [5, 6]. В высокотемпературной лазерной плазме, наоборот, роль столкновений мала и выполняется неравенство:

$$(\sigma\nu/\sqrt{3}v_T) \ll 1. \quad (4)$$

При этом толщина поглощающего слоя определяется обратным эффектом Черенкова $\ell \sim a [\ln(\sqrt{2} \pi a \omega / v_T)]^{-1}$. При $a \approx 10^{-3}$ см и $T \approx 1 + 10$ кэВ левая часть (4) меняется от 0,3 до 0,1, так что длина затухания $\ell \approx 10^{-4}$ см. Возможен также и промежуточный между (3) и (4) случай

$$(v/\omega)(a\omega/\sqrt{3}v_T)^{2/3} \ll 1 \ll (av/\sqrt{3}v_T), \quad (5)$$

реализующийся, например, в плазме с более плавной неоднородностью: $a \approx 10^{-2}$ см, $T = 1$ кэВ. В этом случае, в отличие от (4), ленгмюровские волны затухают благодаря кулоновским столкновениям и $\ell = a(\sqrt{3}v_T/av)^2$. Найденные выше длины затухания ленгмюровских колебаний на порядок меньше характерного размера неоднородности a и значительно меньше длины поглощения s — поляризованного света (большей, чем a), для которого плазма оптически прозрачна. Грубо говоря, плазма прозрачна для света и является оптически толстой для ленгмюровского колебания, так что поглощение (1) возникает за счет трансформации света в это колебание. Заметим, что идея бесстолкновительного нагрева неоднородной плазмы электромагнитной волной широко используется и развивается применительно к магнитоактивной плазме, удерживаемой внешним магнитным полем.

Обсуждаемый здесь механизм поглощения принципиально отличается от нелинейного аномального поглощения. Хотя экспериментально нелинейное поглощение наблюдалось лишь в СВЧ диапазоне [7], теоретическое рассмотрение [8, 9] и численный эксперимент [10] позволяют надеяться, что подобный эффект существует и в световом диапазоне. Теория слаботурбулентной плазмы позволяет вычислить коэффициент аномального поглощения [8], который оказывается пропорционален квадрату E^2 напряженности поля электромагнитной волны. Аномальное поглощение возникает лишь при достаточно больших напряженностях поля E , превышающих пороговое значение E_0 . В критической области лазерной плазмы $N = N_{кр}$ с температурой $T \approx 1$ кэВ такой порог (по столкновениям) равен $E_0 = 5 \cdot 10^7$ в/см (см., например [11]). Трансформация света в ленгмюровское колебание увеличивает поглощение света неоднородной плазмой при напряженности поля меньше пороговой т. е. когда нелинейное аномальное поглощение отсутствует.

Авторы благодарны О.Н.Крохину и И.И.Собельману за обсуждение.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 февраля 1971 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин. ЖЭТФ, 46, 171, 1964.
- [2] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин. Вестник АН СССР, 6, 55, 1970.
- [3] F. Flouq. Доклад представленный на Конференцию по квантовой электронике в Киото, 1970; Н.Г.Басов и др. Квантовая электроника, 1, 3, 1971.

- [4] Н.Г.Денисов. ЖЭТФ, 31, 609, 1956.
- [5] В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Изд. Наука, 1967.
- [6] А.Д.Пилия. ЖТФ, 36, 818, 1966.
- [7] И.Р.Геккер, О.В.Сизухин. Письма в ЖЭТФ, 9, 408, 1969.
- [8] В.В.Пустовалов, В.П.Силин. ЖЭТФ, 59, 2215, 1970.
- [9] В.П.Силин. ЖЭТФ, 57, 183, 1969.
- [10] W.L.Kruer, P.K.Kaw, J.M.Dawson, C.Oberman. Phys. Rev. Lett., 24, 987, 1970.
- [11] Н.Е.Андреев, А.Ю.Кирий, В.П.Силин. ЖЭТФ, 57, 1024, 1969.
-