

## ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ НАСЫЩЕНИЯ НА ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ ПРИ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ

*А.В. Виноградов, Б.Я. Зельдович, И.И. Собельман*

Рассматривается вопрос об отражении мощного лазерного излучения от плазмы, образованной при фокусировании лазерных импульсов на твердые мишени. Показано что корректное вычисление коэффициента отражения требует учета нелинейных эффектов. В частности эффекты насыщения ограничивают отражение за счет вынужденного томсоновского рассеяния и вынужденного рассеяния на ионах на уровне  $2 \cdot 10^{11} \div 10^{13}$  вт/см<sup>2</sup>.

В появившихся недавно работах [1, 2] обсуждаются различные процессы вынужденного рассеяния в плотной плазме, образующейся при фокусировке мощного лазерного излучения на твердые мишени. Интерес к этим процессам связан с проблемой инициирования термоядерных реакций с помощью лазерного нагрева плазмы [3]. В работах [1, 2] высказывается опасение, что при больших потоках процессы вынужденного рассеяния в периферийных слоях плазмы с плотностью электронов  $N_e \ll N_{кр} \approx 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, где поглощение при температурах электронов  $kT_e \gtrsim 1$  кэв очень мало, могут привести к переработке значительной доли падающего излучения в рассеянные волны, уходящие из плазмы, т. е. к отражению световой энергии.

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на ряд существенных моментов, неучтенных в [1, 2]. Наиболее важными из них представляются процессы насыщения, ограничивающие экспоненциальное нарастание рассеянных волн. То обстоятельство, что эти процессы необходимо учитывать, видно из следующих простых соображений. Предполо-

жим, что плазма с плотностью  $N$  сгруппирована в решетку  $N(x) = N \left( 1 + a \cos \frac{4\pi}{\lambda} x \right)$ , где  $\lambda = 2\pi c / \omega_L$  — длина волны,  $\omega_L$  — частота лазерного излучения,  $a$  — глубина модуляции. Диэлектрическая проницаемость плазмы на частоте  $\omega_L$  равна  $\epsilon = 1 - N/N_{кр}$ , где  $N_{кр}$  — критическая плотность, т. е. такая, для которой ленгмюровская частота равна  $\omega_L$ . Вычисление коэффициента отражения  $R$  от решетки дает:  $R = \left| \frac{\pi}{2} a \frac{N}{N_{кр}} \frac{L}{\lambda} \right|^2$ , где  $L$  — толщина слоя плазмы. Легко

видеть, что при  $\lambda = 10^{-4}$  см,  $N_{кр} \approx 10^{21}$  см $^{-3}$ ,  $L \sim 10^{-2} - 10^{-3}$  см [4] и  $N \sim 10^{19} - 10^{20}$  см $^{-3}$  значения  $R \sim 1$  достигаются при глубине модуляции  $a \sim 1$ . Это означает, что любой механизм вынужденного рассеяния в плазме с плотностью  $N \ll N_{кр}$ , приводящий к заметному отражению падающего потока, должен сопровождаться очень большими возмущениями состояния плазмы. Поэтому корректные оценки коэффициентов усиления или инкрементов нарастания должны учитывать нелинейные (по амплитуде этих возмущений) эффекты.

Дальнейшее рассмотрение удобно проводить отдельно для  $N < 10^{19}$  и  $N > 10^{19}$ . При  $N < 10^{19}$  и  $kT_e > 1$  кэв имеем  $qr_D = q(kT_e / 4\pi N_e e^2)^{1/2} \gg 1$ ,

где  $q = 2 \frac{\omega_L}{c} \sin \frac{\theta}{2}$  — переданный при рассеянии волновой вектор,  $\theta$  —

угол рассеяния. При  $qr_D \gg 1$  рассеяние в плазме соответствует томсоновскому рассеянию на свободных электронах. Для ненасыщенного коэффициента усиления  $g$  (см $^{-1}$ ) в этом случае имеем

$$g = \frac{r_0^2 \lambda^2 P_L N_e}{c k T_e} f\left(\frac{\Omega}{qv_{Te}}\right); \quad f(x) = (2\pi)^{-1/2} \exp\left\{-\frac{x^2}{2}\right\} x, \quad (1)$$

где  $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13}$  см — классический радиус электрона,  $c$  — скорость света,  $k$  — постоянная Больцмана,  $P_L$  — плотность потока лазерного излучения,  $v_{Te} = \sqrt{kT_e/m_e}$  — тепловая скорость электронов,  $\Omega = \omega_L - \omega_S$ ,  $\omega_S$  — частота рассеянного света. Легко видеть, что максимальное значение  $g$  не зависит от угла рассеяния  $\theta$  и достигается при  $\Omega = qv_{Te}$ , когда  $f(1) = 0,242$ . Таким образом, преимущественное направление рассеяния определяется лишь геометрией задачи.

Полагая  $N(x) \propto \exp\{-x/L\}$  и интегрируя от точки с  $qr_D \sim 1$  до  $\infty$ , находим при  $L \sim 10^{-2}$  см:

$$\int g(x) dx = 3 \frac{P_L L r_0 \lambda}{mc^3} = (3 \cdot 10^{15} \text{ вт/см}^2)^{-1} P_L. \quad (2)$$

Для существенной переработки излучения лазера в рассеянные волны необходимо выполнение условия  $\int g(x) dx \gtrsim \ln(P_L/P_{ш}) \approx 25 - 30$ , где  $P_{ш}$  — мощность затравочного спонтанного рассеяния; это дает  $P_L \gg 10^{16}$  вт/см $^2$ .

Учтем теперь эффект насыщения, т. е. деформацию функции распределения электронов по скоростям  $F(v)$  вследствие рассеяния. Вклю-

чив в уравнение для  $F(\nu)$  член, ответственный за передачу энергии электронам в процессе рассеяния и определив с помощью полученной функции  $F(\nu)$ <sup>1)</sup> приращение интенсивности рассеянных волн, можно показать, что при достаточно больших рассеянных потоках  $P_S \gg P_S^{(нас)}$  экспоненциальное нарастание рассеянных волн сменяется линейным. Характерный насыщающий поток равен

$$P_S^{(нас)} \approx \frac{\nu m_e c^2 k T_e \Delta\omega}{4\pi r_0^2 \lambda^2 P_L} \quad (3)$$

где  $\nu$  — частота электрон-электронных столкновений,  $\Delta\omega$  — спектральный интервал, в котором рассеяние достаточно эффективно. В соответствии с [6] можно положить  $\Delta\omega \sim q\nu T_e/5$ . При  $N = 10^{19}$ ,  $\nu = 6 \cdot 10^9 \text{сек}^{-1}$ , имеем  $P_S^{(нас)} = 2,5 \cdot 10^{27} (\text{вт/см}^2)^2 P_L^{-1}$ . Учитывая, что нас интересуют потоки  $P_L \gg 10^{16} \text{вт/см}^2$ , получим  $P_S^{(нас)} \ll 2,5 \cdot 10^{11} \text{вт/см}^2$ .

Таким образом, в соответствии с рассмотренным выше примером отражения от решетки, рассеяние в слое плазмы с  $N \leq 10^{19}$  и  $L \lesssim 10^{-2} \text{см}$  не может привести к отражению заметной доли падающего потока.

В слоях плазмы с большей плотностью,  $N_e > 10^{19}$ , когда  $qr_D < 1$ , в спектре рассеяния представлены плазменные колебания и ионное движение. При  $T_e = T_i$  последнее отражает обычное доплеровское смещение частоты на ионах. Повторяя все выкладки, можно получить, что для этого типа рассеяния усиление максимально для  $\Omega \sim q\nu T_i$ , причем для  $N \sim 10^{20}$  и  $L \lesssim 10^{-2} \text{см}$  из условия существенного отражения следует  $P_L \gg 10^{15} \text{вт/см}^2$ , а насыщение ограничивает рассеянный поток величиной  $P_S^{(нас)} \ll 2 \cdot 10^{13} \text{вт/см}^2$ . Следовательно, и в этом случае существенного отражения не возникает.

При  $T_e \gg T_i$  ионная часть спектра соответствует рассеянию Мандельштама — Бриллюэна на ионном звуке. Наличие такого рассеяния экспериментально показано в работе [7] и обсуждалось теоретически в работе [8]. Относительно возможных коэффициентов отражения  $R$  из-за такого рассеяния, так же как и из-за рассеяния на плазменных колебаниях, в настоящее время нет оснований делать какие-либо определенные утверждения. Действительно, из вышеизложенного видно, что независимо от механизма рассеяния достижение  $R \sim 1$  при  $N \lesssim 2 \cdot 10^{20} \text{см}^{-3}$  и  $L \lesssim 10^{-2} \text{см}$  требует очень сильной модуляции плотности плазмы,  $\alpha \sim 0,1 \div 1$ . При этом окончательный ответ о возможных значениях  $R$  может быть получен лишь в теории, учитывающей нелинейность ионного звука или плазменных колебаний.

Отметим в заключение, что из рассмотренного выше примера с отражением от синусоидальной решетки видно, что необходимая для существенного отражения глубина модуляции  $\alpha$  обратно пропорциональна толщине рассеивающего слоя плазмы  $L$  и, поэтому, весьма чувствительна к форме лазерного импульса (длительность, резкость переднего фронта, контрастность и т. п.). Очевидно, что при больших  $L$  значения  $R \sim 1$  могут достигаться при меньших возмущениях параметров плазмы.

<sup>1)</sup> Вычисления здесь аналогичны квазилинейной теории затухания плазменных волн (см., например, [5]).

Выражаем благодарность О.Н.Крохину за обсуждение и ценные замечания, И.К.Красюку, П.П.Пашинину и А.М.Прохорову за предоставление возможности ознакомиться с работой [2] до опубликования.

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

Поступила в редакцию  
5 февраля 1973 г.

### Литература

- [1] А.А.Галеев, Г.Лаваль, Т.О'Нейл, М.Н.Розенблют, Р.З.Сагдеев. Письма в ЖЭТФ, 17, 48, 1973.
- [2] И.К.Красюк, П.П.Пашинин, А.М.Прохоров, Письма в ЖЭТФ, 17, 130, 1973.
- [3] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин, ЖЭТФ, 46, 171, 1964.
- [4] В.А.Бойко, О.Н.Крохин, Г.В.Склизков, препринт ФИАН, №121, 1972.
- [5] А.А.Веденов. Вопросы теории плазмы, вып. 3, М., Атомиздат, 1963.
- [6] C.L.Tang. I.Appl. Phys. 37, 2945, 1966.
- [7] K.Eidmann, R.Sigel, preprint I.P.P.IV/46, München, 1972.
- [8] A.J.Palmer, Phys. Fluids, 14, 2714, 1971.