

О РОЛИ ВЫНУЖДЕННОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СО СВЕРХПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ

И. К. Красюк, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров

В последнее время большие надежды возлагаются на возможность получения управляемой термоядерной реакции с помощью быстрого адiabатического сжатия термоядерного вещества при лазерном нагреве мишени [1]. Мы хотим обратить внимание на одно обстоятельство, которое необходимо учитывать как при теоретическом описании различных моделей быстрого нагрева сверхплотной плазмы лазерным излучением, так и при их практическом осуществлении. Мы имеем ввиду возможность сильного отражения лазерного излучения от нагреваемой плазмы, обусловленного вынужденным комптоновским рассеянием света на электронах плазмы. Как известно, в процессе вещества газодинамический разлет горячей плазмы приводит к образованию плазменной короны вокруг плотной части, в которой плазма с меняющимся градиентом плотности движется навстречу лазерному лучу. Наши предыдущие экспериментальные и теоретические исследования [2] показали, что при наличии движущейся навстречу лазерному лучу плазмы доля отраженной световой энергии может достигать заметной величины. При некоторых условиях отражение может быть полным. При наличии градиента плотности в области, где плазменная частота равна частоте лазерного излучения, всегда существует конечный коэффициент отражения. Возникающая из-за этого встречная волна в процессе вынужденного комптоновского рассеяния в плазме короны взаимодействует с интенсивной падающей волной и заметно усиливается. При этом при достаточно высоких потоках излучения происходит эффективное преобразование энергии падающей волны в энергию отраженной.

Уравнения, описывающие усиление более слабого импульса при наличии движущейся плазмы и интенсивного излучения, получены в работе [2] и имеют вид:

$$dl_1(z)/dz = dl_2(z)/dz = \beta I_1(z) I_2(z). \quad (1)$$

Здесь за положительное направление оси z принято направление движения плазмы навстречу лучу с интенсивностью I_1 , совпадающее с направлением распространения отраженного излучения с интенсивностью I_2 , а величина β определяется выражением:

$$\beta = \frac{c r_0^2}{\pi \nu^3} \frac{v_0}{k T_e} n_e \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \exp\left(- \frac{m v_0^2}{2k T_e} \right), \quad (2)$$

где c – скорость света, r_0 – классический радиус электрона, ν – частота лазерного излучения, m – масса электрона, k – постоянная Больцмана, v_0 – скорость движения плазмы, n_e – плотность плазмы, T_e – электронная температура плазмы. При выводе этих уравнений предполагалось, что $\bar{v}/c \gg \Delta\nu/\nu$ (\bar{v} – средняя тепловая скорость электронов, $\Delta\nu$ – ширина спектра излучения). Решение уравнений (1) приводит к следующему соотношению, из которого можно определить коэффициент отражения $R = I_2(\ell)/I_{10}$ лазерного излучения от слоя плазмы толщиной ℓ :

$$R = R_0 \exp \beta I_{10} \ell (1 - R), \quad (3)$$

где I_{10} – интенсивность лазерного излучения на входе в плазменный слой (при $z = \ell$), $R_0 = I_2(0)/I_1(0)$ – коэффициент начального отражения (при $z = 0$). Если воспользоваться средними параметрами, полученными при расчете модели адиабатического сжатия [1]: $kT_e = 10 \text{ кэВ}$, $n_e \approx (0,5 \div 1) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $v_0 = 10^8 \text{ см/сек}$ на частоте неодимового лазера $\nu = 2,83 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, то получим согласно (2) $\beta \approx 31,4 \cdot 10^{-16} \text{ см/вт}$.

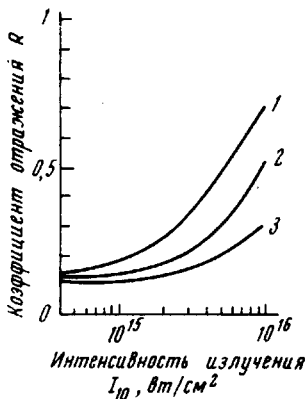


Рис. 1. Зависимость коэффициента полного отражения $R = I_2(\ell)/I_{10}$ от величины начального отражения $R_0 = I_2(0)/I_1(0)$ для $\ell = 0,2 \text{ см}$ (1); $0,1 \text{ см}$ (2); $0,05 \text{ см}$ (3); $0,01 \text{ см}$ (4) при $I_{10} = 10^{16} \text{ вт/см}^2$

Результаты решения уравнения (3) приведены в виде зависимости полного коэффициента отражения R от коэффициента начального отражения R_0 на рис. 1 для четырех значений параметра ℓ : $0,2$; $0,1$; $0,05$ и $0,01 \text{ см}$ при интенсивности $I_{10} = 10^{16} \text{ вт/см}^2$ [1]. Из кривых рис. 1

видно, что при данных значениях параметров рассматриваемый эффект может привести к существенному увеличению отражения лазерного излучения от плазмы. Фактически в качестве параметра можно взять не величину ℓ , а произведение $\beta\ell$ и использовать приведенные графики для выяснения зависимости величины отражения от любой из величин ν , ν_0 , n_e и kT_e (см. формулу (2)). Следует заметить, что хотя согласно (2) величина β очень сильно зависит от частоты ($\beta \sim \nu^{-3}$), качественно можно предполагать, что полный коэффициент отражения будет существенно слабее зависеть от частоты в модели сферического нагрева из-за частотной зависимости параметров ℓ и I_{10} .

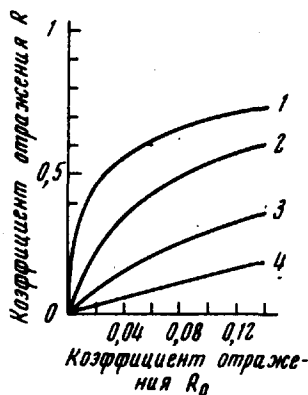


Рис. 2. Зависимость коэффициента полного отражения $R = I_2(\ell)/I_{10}$ от интенсивности падающего излучения I_{10} при $R_0 = 0,1$ и $\ell = 0,2$ см (1); 0,1 см (2); 0,05 см (3)

Согласно кривым зависимости коэффициента отражения от интенсивности падающего излучения I_{10} , приведенным на рис. 2 для $\ell = 0,2$; 0,1; 0,05 см и $R_0 = 0,1$, следует, что эффект возрастания отражения из-за рассматриваемого механизма становится заметным при потоках $I_{10} = 10^{15}$ вт/см².

Точный расчет отраженной энергии, естественно, должен включать интегрирование как по пространственному распределению температуры, скорости разлета и плотности плазмы, так и по распределению интенсивности I_1 . Следует также иметь ввиду, что в эффекте вынужденного комптоновского рассеяния важно эффективное электрическое поле. В области плотностей, где плазменная частота равна лазерной частоте, действующее поле сильно возрастает, что значительно увеличивает эффективность процессов вынужденного комптоновского рассеяния и может снизить уровень потоков, при котором возрастание коэффициента отражения становится существенным.

Физически ясно, что данный эффект обусловлен взаимодействием одиночных электронов с фотонами и, следовательно, практически является безинерционным.

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

Поступила в редакцию
20 декабря 1972 г.

Литература

- [1] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, G. Zimmerman. Nature, 239, 139 1972.
[2] А.Е.Казаков, И.К.Красюк, П.П.Пашинин, А.М.Прохоров. Письма в ЖЭТФ, 14, 416, 1971.