Краткие сообщения по физике № 8-1988 г.

УДК 533.9.5

О ВЛИЯНИИ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ТЕПЛОПЕРЕНОС В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Е.Г. Гамалий , А.Е. Киселев

Путем численного решения кинетического уравнения определено влияние неравновесности функции распределения электронов, возникающей при тормозном поглощении лазерного света, на процесс теплопереноса. Найдено, что по сравнению с классическим значением тепловой поток может уменьшаться более чем в 1,5 раза при $I > 10^{14}$ Вт/см^2.

При воздействии на плазму лазерного излучения большой мощности ($I > 10^{14}$ Вт/см^2) функция распределения электронов становится немаксвелловской,из-за чего поглощение энергии /1/ и теплоперенос отличаются от классических. Одним из важных механизмов демаксвеллизации функции распределения является тормозное поглощение достаточно мощного лазерного излучения, когда скорость поглощения энергии превышает скорость термализации электронов вследствие электрон-электронных столкновений /1–3/. Целью настоящей работы является исследование влияния неравновесности функции распределения, возникающей по указанной выше причине, на теплоперенос.

Исходим из уравнения для изотропной части функции распределения f_0, полученного в работах/1,2/ в предположении $v_0^2/v_{Te}^2 < 1$, где $v_0 = eE_0/m_e\omega$ – скорость осцилляций электрона в лазерном поле амплитуды E_0, v_{Te} – тепловая скорость, ω – частота лазерного излучения,

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{Av_0^2}{3}\,\frac{1}{v^2}\,\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{g}{v}\,\frac{\partial f_0}{\partial v}\right) + St_{ee}(f_0). \tag{1}$$

Здесь $St_{ee}(f_0)$ – интеграл электрон-электронных столкновений; $g(v) = \omega^2/(\nu_{ei}^2 + \omega^2)$; $A = 2\pi Ze^4 N_e \Lambda/m_e^2$; ν_{ei} – частота электрон-ионных столкновений. В этом приближении анизотропные поправки к f_0, определяющие поглощение (f_1^Q) и теплоперенос (f_1^q), выражаются через f_0:

$$f_1^Q = -(\nu_{ei}/\omega)\,v_0\,g(v)\,\partial f_0/\partial v, \quad f_1^q = -(1/\nu_{ei})[v\nabla_y f_0 - (eE_s/m_e)\,\partial f_0/\partial v].$$

Самосогласованное поле E_s находим из обобщенного закона Ома $eE_s = -\nabla_y(N_eT_e)/N_e + R_{y,Te}$ (R_{Te} – термосила). Удельная скорость поглощения энергии $Q_{abs} = \langle Ej\rangle$ и тепловой поток q_y выражаются через f_1^Q и f_1^q:

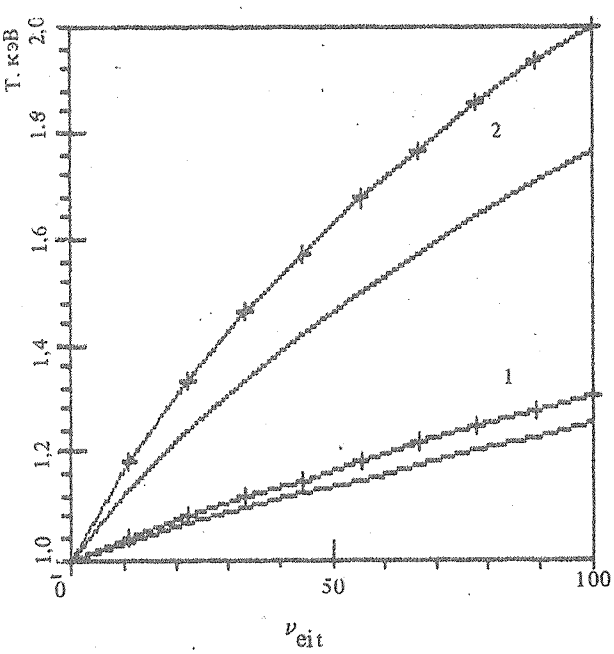
$$Q_{abs} = \left(\frac{2\pi\omega m_e v_0}{3}\right)\int_0^\infty v^3 f_1^Q dv, \quad q_y = \left(\frac{2\pi m_e}{3}\right)\int_0^\infty v^5 f_1^q dv. \tag{2}$$

Моменты уравнения (1) $dN_e/dt = 0$ и $N_e\, d\bar{\epsilon}/dt = Q_{abs}$ ($\bar{\epsilon}$ – средняя энергия) представляют собой законы сохранения числа частиц и энергии. Следовательно, (1) описывает начальную стадию разогрева плазмы во внешнем ВЧ поле $E = E_0\cos(\omega t)$, когда гидродинамическое движение и тепловой поток еще не установились. В этом случае масштаб неоднородности плазмы L значительно больше длины свободного пробега электрона λ_{ei} и можно считать, что нагрев в каждой точке происходит локально. Соответственно f_0 зависит только от локальных характеристик излучения и плазмы.

Определим влияние неравновесности функции распределения электронов на теплоперенос в следующих предположениях. Считаем плазму однородной(N_e = const), а градиент температуры в начальный момент времени заданным. Будем сравнивать эволюцию во времени средних энергий $\bar{\epsilon} = \int \epsilon f_0 dv$ и тепловых потоков в равновесном и неравновесном случаях. В неравновесном случае функция распределения определяется путем численного решения уравнения (1), а поток q_k по (2) и через $\bar{\varepsilon}(t,y)$ по формулам Спитцера и Хэрма /4,5/. В равновесном случае средняя энергия вычисляется из уравнения $N_e\, d\bar{\varepsilon}^c/dt = Q^c_{abs}$, а поток по спитцеровской формуле, полагая $\bar{\varepsilon} = 3T_e/2$. Заметим, что неоднородность по пространству $\bar{\varepsilon}(t,y)$, заданная начальным профилем температуры, приводит к зависимости от координаты удельной скорости поглощения энергии. В результате в процессе нагрева меняется не только абсолютная величина $\bar{\varepsilon}$, но и $\nabla_y\bar{\varepsilon}/\bar{\varepsilon}$.

В качестве исходных возьмем характерные для лазерной плазмы параметры (T_e = 1 кэВ, $\nabla_y T_e$ = = 10 кэВ/мкм – линейный, I = $(1 \div 5) \cdot 10^{14}$ Вт/см^2). При указанных условиях начальная величина параметра $ZU_0{}^2/U_{Te}{}^2$, определяющего степень демаксвеллизующего влияния поля, изменяется от 0,2 до 1 при I = $(1 \div 5) \cdot 10^{14}$ Вт/см^2.

Анализ результатов показывает, что равновесное значение средней энергии $\bar{\varepsilon}^c$ (t) в любой момент времени превышает неравновесное, причем с увеличением интенсивности это различие возрастает (рис. 1). Ко времени 100 τ_{ei} (~ 20 пс) это различие составляет 20% (при I = $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2). Величина теплового потока в неравновесном случае также меньше его классического значения, причем к моменту t = 20 τ_{ei} эта разница достигает 40% при I = $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2 (рис. 2). Снижение теплового потока является следствием того факта, что при больших амплитудах поля накачки (I $>10^{14}$ Вт/см^2) характерное время нагрева плазмы (низкоэнергетических электронов) становится существенно меньше, чем время нагрева группы электронов, ответственных за теплоперенос ($v \sim (3 \div 5) \cdot v_{Te}$). Устанавливается неравновесное распределение, в котором указанная группа электронов содержит гораздо меньше энергии, чем в максвелловском распределении. Это и приводит к снижению величины теплового потока.



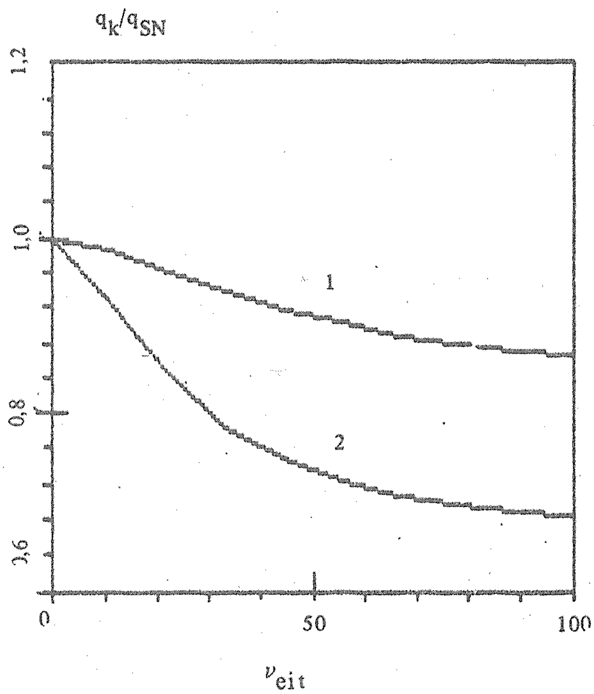


Рис. 1. Зависимость средней энергии плазмы от времени для двух значений интенсивности лазерного излучения I = $= 10^{14}$ Вт/см^2 (1) и $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2 (2). По оси ординат отложено значение $T = 2/3\bar{\varepsilon}(t)$ (в равновесной плазме T – температура электронов). Маркерами отмечены зависимости средней энергии от времени, полученные по классическим соотношениям, сплошными линиями – в результате решения кинетического уравнения.

Рис. 2. Зависимость отношения теплового потока q_k, рассчитанного по неравновесной функции распределения электронов, к тепловому потоку q_{SH}, определенному через значения средней энергии $\bar{\varepsilon}(t,y)$ по классическим формулам Спитцера и Хэрма для I = 10^{14} Вт/см^2 (1) и $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2 (2).