

УДК 533.9

СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЙ НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ В ГАЗЕ СВЕРХМОЩНОГО И СВЕРХКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

С. А. Майоров

Исследован столкновительный нагрев электронов плазмы в поле сверхмощного и сверхкороткого лазерного излучения. Проведено сравнение результатов моделирования методом молекулярной динамики с известными кинетическими моделями. Предложена модель, дающая хорошее совпадение с результатами расчетов как для плоской, так и круговой поляризации лазерного излучения большой интенсивности.

При фокусировке сверхкороткого лазерного импульса в газе образуется плазма многозарядных ионов с относительно низкой температурой электронов, что открывает новые перспективы создания рекомбинационных рентгеновских лазеров [1]. Релаксация направленного движения электронов, движущихся в сильном электрическом поле лазерного излучения, в тепловое из-за упругих столкновений с ионами, приводит к увеличению температуры электронов в плазме. Впервые скорость столкновительного нагрева электронов в поле лазерного излучения определена из решения уравнения Больцмана-Ландау в приближении малости кулоновских поправок в работе В. П. Силина [2].

Будем рассматривать случай высокочастотного сильного поля, когда частота лазерного излучения превышает плазменную частоту, а скорость движения электрона в поле лазерного излучения значительно превышает тепловую. Это соответствует экспериментам по исследованию плазмы, образуемой фокусировкой сверхмощных и сверхкоротких импульсов лазерного излучения в газе. Сверхбыстрая фотоионизация газа, периодичность движения электронов в сильном лазерном поле и малый размер пятна фокусировки могут менять характер электрон-ионных столкновений. Рассмотрению влияния этих факторов на скорость столкновительного нагрева электронов посвящена данная работа.

Пусть в начальный момент имеется полностью ионизованная плазма с плотностью ионов N и электронов $Ne = zN$, ze – заряд ионов, e – заряд электрона. Температуру ионов будем считать равной температуре атомов, а начальное распределение электронов максвелловским с некоторой температурой T_e , определяемой превышением поглощенной энергии квантов над потенциалом ионизации.

Рассмотрим процесс воздействия на плазму электрического поля плоско поляризованной волны $\mathbf{E}(t) = (E_x, 0, 0)$, где

$$E_x(t) = E_0 \cos \omega t. \quad (1)$$

При отсутствии столкновений скорость и координаты электрона будут равны $\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}(0) + \mathbf{v}_E \sin \omega t$, $\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}(0) + \mathbf{v}(0)t + \mathbf{r}_E \cos \omega t$, где векторы $\mathbf{v}_E = -e\mathbf{E}_0/m\omega$, $\mathbf{r}_E = e\mathbf{E}_0/m\omega^2$ определяют скорость и амплитуду осцилляций, $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}(0)$.

Электрон-ионные столкновения приводят к хаотизации направленного движения во внешнем электрическом поле (1). Если скорость осцилляций электронов V_E значительно больше их тепловой скорости $V_T = \sqrt{T/m}$, то частота столкновений электронов с ионами равна [2]:

$$\nu = \frac{16ze^4 N_e}{m^2 V_E^3} \left(1 + \ln \frac{V_E}{2V_T}\right) \ln \frac{k_{max}}{k_{min}}. \quad (2)$$

Мощность столкновительного нагрева электронов в этом случае определена в работе [2] и равна:

$$W = \frac{8z^2 e^4 N_e N_i}{m V_E} \left(1 + \ln \frac{V_E}{2V_T}\right) \ln \frac{k_{max}}{k_{min}}. \quad (3)$$

Согласно [2], значения k_{min} и k_{max} определяются обратным дебаевским радиусом и минимальным прицельным параметром, определяемым из условия применимости классической механики или теории возмущений для частицы, имеющей скорость V_E . Кулоновский логарифм определяется следующим равенством:

$$\Lambda = \ln \frac{k_{max}}{k_{min}} = \ln \frac{r_D}{\rho_{min}}. \quad (4)$$

Логарифм отношения скорости осцилляции к тепловой скорости в (2) возник из-за расходимости частоты столкновений при обращении скорости направленного движения в ноль и обрезания столкновений со скоростями меньше тепловой. В случае круговой поляризации поля модуль скорости постоянен и такой логарифм не возникает [2].

В работе [3] для мощности столкновительного нагрева в сильном поле плоской волны получено похожее выражение:

$$W = \frac{8z^2 e^4 N_e N_i}{m V_E} \ln \frac{V_E}{V_T} \ln \frac{k_{max} V_T}{\omega}, \quad (5)$$

где значение k_{max} определяется из условия применимости классической механики $k_{max} = mV_T/\hbar$.

В работе [4] для мощности столкновительного нагрева в сильном поле плоской волны получено приближение, в котором частота столкновений умножается на фактор, учитывающий отличие осцилляторной скорости от тепловой:

$$W = \frac{e^2 E_0^2}{2m\omega^2} \nu, \quad (6a)$$

$$\nu = \nu_{ei} \left(1 + \frac{V_E^2}{3V_T^2}\right)^{-3/2}, \quad (6б)$$

$$\nu_{ei} = \frac{4\sqrt{2}\pi z e^4 N_e}{3\sqrt{mT^{3/2}}} \Lambda, \quad (6в)$$

где Λ – обычное для плазмы значение кулоновского логарифма.

При воздействии на плазму электрического поля волны с круговой поляризацией $\mathbf{E}(t) = (E_x, E_y, 0)$, где $E_x(t) = (\sqrt{2}/2)E_0 \cos \omega t$, $E_y(t) = (\sqrt{2}/2)E_0 \sin \omega t$, в отсутствие столкновений электроны будут двигаться по окружности радиуса $r_E/\sqrt{2}$ с постоянной скоростью $V_E/\sqrt{2}$. В приближении мгновенных парных столкновений учитывается взаимодействие электронов с неподвижным ионом и не учитывается их взаимодействие между собой [5]. Тогда средняя сила "трения", действующая на электрон со стороны ионов, имеющих прицельный параметр меньше ρ_{max} , равна [5] $F = (4\pi z^2 e^4 N_i/mV^2)\Lambda$, где кулоновский логарифм $\Lambda = \ln \frac{\sqrt{\rho_{\perp}^2 + \rho_{max}^2}}{\rho_{\perp}} \approx \ln \frac{\rho_{max}}{\rho_{\perp}}$, $\rho_{\perp} = ze^2/mV^2$ – значение прицельного параметра, при котором частица отклоняется на прямой угол. Отметим, что ρ_{\perp} здесь не является нижним пределом обрезания, т.к. учитываются все столкновения с $\rho < \rho_{max}$. Мощность столкновительного нагрева электронов получается умножением силы "трения" на скорость $V_E/\sqrt{2}$ и плотность электронов:

$$W = \frac{4\sqrt{2}\pi z^2 e^4 N_e N_i}{mV_E} \Lambda. \quad (7)$$

Аппроксимация кулоновского логарифма. Кулоновский логарифм Λ определяется через верхнюю и нижнюю границы прицельных параметров, учитываемых в интеграле

столкновений Ландау [6], следующим образом: $\Lambda = \ln \rho_{max}/\rho_{min}$. При учете всех возможных прицельных параметров $0 < \rho < +\infty$ частота кулоновских столкновений логарифмически расходится как из-за близких, так и из-за далеких столкновений. Расходимость на нижнем пределе обусловлена нарушением предела применимости линейного разложения интеграла столкновений для близких соударениях и устраняется выбором

$$\rho_{min} = 1/k_{max} = \rho_{\perp} = ze^2/mV^2, \quad (8)$$

что соответствует точному решению. Для больших температур, когда ρ_{\perp} становится меньше длины волны де Бройля $\lambda = h/mV$, используется квантовый предел $\rho_{min} = \lambda/4\pi$ (наиболее подробное изложение см. в [7]). Устранение расходимости на верхнем пределе также производится путем выбора конечного значения ρ_{max} , отвечающего физически разумному механизму устранения далеких столкновений. Однако сам выбор ρ_{max} не очевиден. Первоначально большинство авторов полагало необходимым в качестве верхнего предела интегрирования использовать межчастичное расстояние: $\rho_{max} = N_i^{-1/3}$, но после вывода Ландау кинетического уравнения для плазмы общепринято использование радиуса Дебая: $\rho_{max} = r_D = (T_e/4\pi e^2 N_e)^{1/2}$ (см. описание истории вопроса в [8]).

Для кулоновского логарифма в плазме часто используется аппроксимация [9], которая совпадает с предложенной Л. Спитцером [10] только в случае однозарядных ионов. Пренебрежение зависимостью от заряда ионов z оправдано для горячей плазмы ионов с небольшим зарядом ионов. В случае же холодной многозарядной плазмы с $z \gg 1$, представляющей интерес для рентгеновских лазеров, отличие заряда ионов от единицы может приводить к существенному уменьшению кулоновского логарифма. Поэтому для плазмы многозарядных ионов при оценке электрон-ионных столкновений будем полагать значение кулоновского логарифма равным:

$$\Lambda_z = 23.4 - (1/2)\ln N_e + (3/2)\ln T_e - \ln z, \quad \text{при } T_e < 50z^2 \text{ эВ}, \quad (9a)$$

$$\Lambda_z = 25.3 - (1/2)\ln N_e + \ln T_e - \ln z, \quad \text{при } T_e > 50z^2 \text{ эВ}. \quad (9б)$$

Иногда используется выражение для кулоновского логарифма $\Lambda = (1/2)\ln(1 + 9/4\pi\delta)$ через показатель неидеальности $\delta = (z+1)z^3 e^6 N_e/T_e^3 = 2e^6 N_e/T_e^3$ при $z = 1$. Эта аппроксимация получена при учете экранирования как электронами, так и ионами, что справедливо только для плазмы частиц с близкими массами положительно и отрицательно заряженных частиц (электрон-позитронная, ионная плазма). Именно эта аппроксимация использовалась в работе [11] для анализа полученных в [8] результатов численного

моделирования кулоновских столкновений электронов с бесконечно тяжелыми ионами. В результате было занижено полученное в расчетах [8] отклонение от теории. Следует отметить, что использованная в [8] методика численного моделирования, примененная для моделирования прямолинейно движущихся частиц, привела к результатам, точно совпадающим с аналитическими результатами [6, 11]. Следовательно, численные результаты [8] связаны не с методикой моделирования, как указано в [11], а с мгновенным и множественным характером кулоновских столкновений.

Рассеяние электронов на флуктуациях плотности ионов в сильном высокочастотном поле. Общепринято, что дебаевский радиус задает максимальный размер флуктуации плотности заряда в плазме из-за экранирования электронами флуктуации большего размера. Поскольку рассеяние электронов происходит на флуктуациях заряда, то именно дебаевский радиус является естественным верхним пределом прицельных параметров для кулоновских столкновений в плазме. Но при наличии внешней силы, обеспечивающей прямолинейное движение частиц с амплитудой, большей дебаевского радиуса, ситуация меняется. Флуктуации плотности ионов и навязанная внешней силой большая амплитуда колебаний электронов могут менять характеристики столкновений.

Рассмотрим флуктуации плотности атомов в газе. Флуктуации плотности атомов ограничиваются из-за столкновений частиц. Величина флуктуации в реальном газе начинает отличаться от флуктуации в идеальном газе, начиная с размеров порядка длины свободного пробега атомов $\lambda_a = 1/\sigma_a N_a$, где $\sigma_a = \pi d_a^2$ – газокинетическое сечение, N_a – плотность атомов, d_a – диаметр атома. Характерное время релаксации τ_a флуктуаций в газе с температурой T_a и массой атомов M определяется тепловой скоростью атомов (скоростью звука) $c_s = (\gamma T_a/m_a)^{1/2}$, где $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты идеального газа: $\tau_a = \lambda_a/c_s = 1/\sigma_a N_a c_s$.

Характерное время τ_{ai} релаксации газовых флуктуаций плотности размера λ_a в плазме с температурой электронов T_e и зарядом ионов z определяется тепловой энергией, приходящейся на один ион. Оно имеет величину порядка $\tau_{ai} = \lambda_a/c_{pl} = 1/\sigma_a N_a c_{pl}$, где среднemasсовая скорость звука в плазме $c_{pl} = [\gamma(T_a + zT_e)/(M + zm)]^{1/2}$. За время действия сверхсильного и сверхкороткого лазерного импульса длительностью τ_{las} флуктуации плотности атомов в газе могут не успеть релаксировать ни за счет теплового движения атомов, ни за счет плазменных колебаний, т.к. обычно в экспериментах выполнено условие $\tau_{las} \ll \tau_{ai} \ll \tau_a$.

Таким образом, флуктуации плотности атомов в газе после сверхбыстрой фотоионизации становятся флуктуациями плотности ионов. При прямолинейном движении

электронов под действием внешней среды (электрического поля лазерного излучения) влияние этих флуктуаций не будет экранировано. Эти флуктуации плотности ионов во время действия лазерного импульса могут увеличивать частоту электрон-ионных столкновений, если они значительно больше плазменных флуктуаций пространственного заряда (радиуса Дебая).

Сила динамического трения и столкновительный нагрев в приближении прямолинейности траекторий. Существуют системы с кулоновским потенциалом взаимодействия между частицами, но без экранирования, например, системы тяготеющих масс или неподвижных ионов в полупроводниках. Задача определения частоты столкновений для системы без экранирования рассматривалась в приближении прямолинейности траекторий [12]. Было показано, что при определении частоты кулоновских столкновений прямолинейно движущихся частиц в качестве верхнего значения параметра обрезания кулоновских сечений необходимо использовать длину свободного пробега (прямолинейного участка траектории частицы). Сила динамического трения при прямолинейном движении пробной частицы с постоянной скоростью среди неподвижных полевых частиц логарифмически зависит от времени, прошедшего с начала движения Δt [7, 12]: $F = (4\pi z^2 e^4 N_i / m V^2) \ln(\Delta t / \tau_{min})$, где величина τ_{min} определяется, как обычно, из условия применимости теории возмущений. Если прямолинейность движения обеспечивает внешняя сила, то частота столкновений будет определяться именно длиной участка прямолинейности движения. Радиус Дебая в этом случае не ограничивает действие кулоновских сил и не является верхним пределом возможных прицельных параметров. Поэтому, при учете движения в сильном поле (1), будем определять область возможных прицельных параметров, исходя из длины участка прямолинейности и среднего по полупериоду колебания значения квадрата скорости:

$$\rho_{max} = 2r_E = 2eE_0/m\omega^2, \quad \rho_{min} = 2ze^2/mV_E^2. \quad (10)$$

Кулоновский логарифм в этом случае определяется только частотой и напряженностью поля (1). Обозначив его Λ_E , получаем

$$\Lambda_E = \ln \rho_{max} / \rho_{min} = \ln (eE_0^3 / zm^2\omega^4). \quad (11)$$

Мощность столкновительного нагрева электронов можно оценить, как произведение силы динамического трения на скорость и на плотность электронов:

$$W = \frac{16z^2 e^4 N_e N_i}{m V_E} \ln \frac{e E_0^3}{z m^2 \omega^4}. \quad (12)$$

При вычислении силы трения использовалось значение средней по полупериоду лазерного поля скорости $\langle V \rangle = V_E / \sqrt{2}$.

Результаты моделирования методом динамики многих частиц. Рассмотрим результаты исследования столкновительного нагрева методом компьютерного моделирования из первопринципов – методом динамики многих частиц. Рассматривается временная эволюция системы из $n(l+z)$ положительно и отрицательно заряженных частиц, заключенных в куб с периодическими граничными условиями. Траектории n ионов и nz электронов определяются путем решения уравнений Ньютона: $d^2 r_k / dt^2 = F_k / m_k$, $F_k = \sum_{l \neq k}^{n(z+1)} f_{kl}$, $k = 1, 2, \dots, n(z+1)$. Здесь $r_k(t)$ – радиус-вектор k -той частицы с массой m_k и зарядом q_k . Сила кулоновского взаимодействия f_{kl} между частицами на расстояниях между частицами менее r_0 принималась соответствующей взаимодействию однородно заряженных взаимно проникаемых сфер диаметром r_0 . Модификация кулоновской силы на близких расстояниях устраняет особенность потенциала в нуле и уменьшает жесткость уравнений, обусловленную близкими соударениями. Значение r_0 выбиралось значительно меньше среднего межчастичного расстояния:

$$r_0 \ll N^{1/3}. \quad (13)$$

Проводились дополнительные расчеты с целью выяснения влияния величины r_0 на исследуемые характеристики. Для правильного определения многих характеристик плазмы достаточно выполнения условия (13). Однако, при вычислении столкновений в сильном поле лазерного излучения даже выполнение значительно более жесткого условия (см. также [13])

$$r_0 \ll \rho_{\perp}(V_E) = z e^2 / m V_E^2 \quad (14)$$

может не обеспечить аппроксимацию интеграла столкновений. Необходима также достаточность числа частиц в моделируемой системе. А именно, чтобы обеспечивалась представительность близких столкновений в течение промежутка времени, за который температура электронов (и функция распределения по скоростям) меняется незначительно:

$$z n V_E \Delta t \geq \frac{1}{N_i \rho_{\perp}^2(V_E)}, \quad (15)$$

$$W\Delta t \leq \frac{3}{2}N_e T_e. \quad (16)$$

Выполнение условий (14) – (16) в численных экспериментах часто затруднительно из-за большого объема необходимых вычислений. Однако можно ограничиться требованием (13), но при сравнении результатов моделирования в (4) положить $\rho_{min} = r_0$, а в (5) $k_{max} = 1/\rho_{min} = 1/r_0$. И конечно, при сравнении результатов расчетов методом молекулярной динамики (МД) с кинетическими моделями не следует использовать квантовый предел.

В начальный момент времени все частицы равномерно разбрасывались внутри куба, длина ребра которого выбиралась такой, чтобы обеспечить нужную плотность плазмы. Распределение скоростей полагалось максвелловским. Способ приготовления начального состояния системы (равновероятно разбросанные по объему частицы) вызывает в течение некоторого времени (порядка времени пролета электроном среднего межонного расстояния) релаксацию к дебаевскому значению внутренней энергии системы, из-за этого происходит также повышение на соответствующую величину электронной температуры. Чтобы показать влияние этого эффекта на величину нагрева, проведены расчеты изменения температуры и внутренней энергии при отсутствии лазерного излучения.

На рис. 1 и 2 приведены рассчитанные в компьютерном эксперименте и теоретические зависимости температуры электронов и внутренней энергии частиц, как функции времени. Время выражено в единицах плазменного периода, потенциальная энергия нормирована на дебаевское значение внутренней энергии. Исследовалась плазма гелия с $z = 2$, $N_i = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, начальной температурой электронов и ионов $T_e = 5 \text{ эВ}$. На рис. 1 приведены зависимости от времени: а) температуры электронов, б) внутренней энергии частиц. Кривая 1 – релаксация плазмы гелия с $z = 2$, $\Gamma = 0.3$ без лазерного излучения, кривые 2, 3 – расчеты методом динамики многих частиц при различном диаметре частиц. Интенсивность и длина волны лазерного излучения были таковы, что $V_E/V_T = 7$, $\omega/\omega_{pl} = 12$ ($I = 6 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$, $\lambda_{las} = 0.248 \text{ мкм}$). Кривые 4 и 5 – расчет по формулам (12) и (3) (аппроксимация Силина [2]).

Для выяснения вопроса о функциональной зависимости скорости столкновительного нагрева от параметров лазерного излучения были проведены расчеты, в которых различались только r_E при прочих равных параметрах. На рис. 2 приведены зависимости: а) температуры электронов и б) внутренней энергии частиц, как функция времени для плазмы гелия при различных ω , но одинаковых значениях осцилляторной скорости V_E . Соответственно, были различны амплитуды осцилляции $2r_E$. Кривая 1 – релаксация

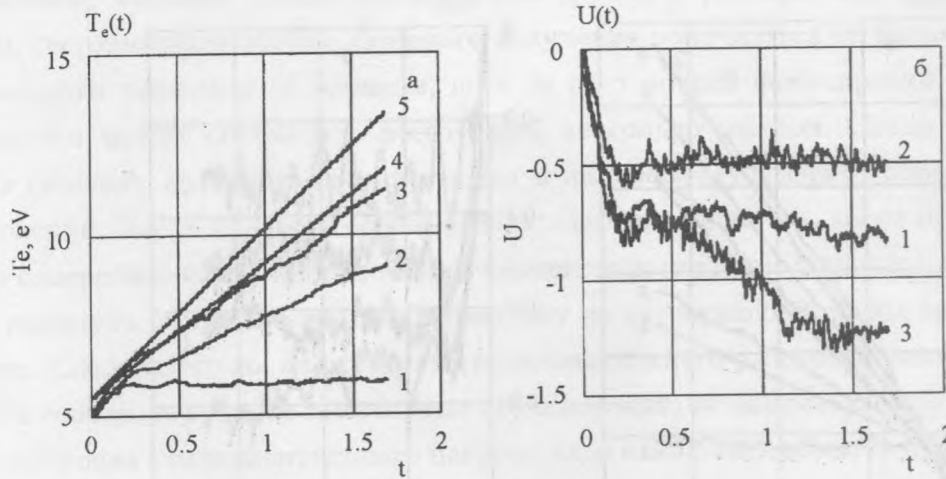


Рис. 1. Зависимости от времени: а) температуры электронов; б) внутренней энергии частиц. Кривая 1 – релаксация начального состояния плазмы гелия с $z = 2$, $\Gamma = 0.3$ без лазерного излучения, кривые 2, 3 – расчеты методом динамики многих частиц при различном диаметре частиц, интенсивность и длина волны лазерного излучения таковы, что $V_E/V_T = 7$, $\omega/\omega_{pl} = 12$: Кривая 4 – расчет по формуле (12), и 5 – аппроксимация Силина [2], формула (3). Кривые 1, 2 получены при диаметре частиц $r_0 = 0.05N_i^{-1/3}$, а кривые 3, 4, 5 – при $r_0 = 0.005N_i^{-1/3}$.

плазмы без лазерного излучения, кривые 2, 3, 4 – расчеты методом динамики многих частиц. Интенсивность и длина волны лазерного излучения выбирались такими, что $V_E/V_T = 7$, а $\omega/\omega_{pl} = 3, 12, 60$. Кривая 5 – аппроксимация Силина [2], формула (3), кривые 6, 7, 8 – расчет по формуле (12). Результаты моделирования методом молекулярной динамики показывают наличие зависимости скорости нагрева от частоты. В формулах (3) и (6) такой зависимости нет совсем, в (5) она есть, но сама зависимость (5) очень сильно отличается от результатов МД расчетов. Полученные данные результатов МД расчетов хорошо совпадают с аппроксимацией на основе прямолинейных траекторий (12).

Расчеты, выполненные для лазерного поля с круговой поляризацией (6), хорошо совпадают с зависимостью (7) при выборе кулоновского логарифма в виде (11), а не (9). Таким образом, предложенная в настоящей работе аппроксимация (12) описывает случай произвольной поляризации лазерного излучения. Было проведено много МД расчетов и сравнение различных аппроксимаций. Исследованы зависимости результатов моделирования от заряда ионов, радиуса модификации кулоновского потенциала r_0 , числа частиц. Подытоживая результаты этих расчетов, можно сказать следующее. Фор-

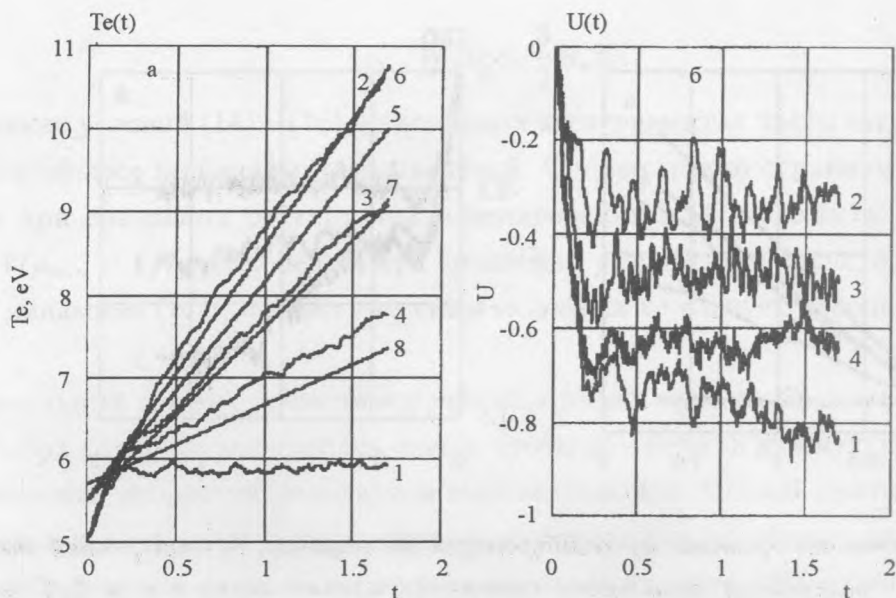


Рис. 2. Зависимости от времени а) температуры электронов; б) внутренней энергии частиц. Кривая 1 - релаксация начального состояния плазмы гелия с $z = 2$, $\Gamma = 0.3$ без лазерного излучения. Кривые 2, 3, 4 - расчеты методом динамики многих частиц при диаметре частиц $r_0 = 0.05N_i^{-1/3}$, интенсивность и длина волны лазерного излучения таковы, что $V_E/V_T = 7$, а $\omega/\omega_{pi} = 3, 12, 60$. Кривая 5 - аппроксимация Силина [2], формула (3), кривые 6, 7, 8 - расчет по формуле (12).

мулы (3) и (6) из приведенных выше аппроксимаций являются достаточно точными для практических целей. Однако есть область параметров плазмы и поля с существенным отличием (3) и (6) от результатов МД расчетов.

Накопление периодических возмущений. При периодическом движении в поле лазерного излучения электрон испытывает периодические возмущения со стороны тех далеких ионов, для которых выполняется условие незначительного изменения прицельного параметра из-за теплового движения за период осцилляции в поле лазерного импульса: $\rho \gg V_T/\omega_{las}$. В таком случае модуль суммы поперечного возмущения импульса электрона равен сумме модулей приращения импульса в однократном столкновении, а диссипация энергии поступательного движения в тепловое для этих далеких столкновений будет пропорциональна квадрату времени (числу периодов осцилляции электрического поля). При некоррелированных столкновениях складываются квадраты приращения импульса, и диссипация кинетической энергии пропорциональна времени. Влияние этого эффекта представляет интерес для исследования в дальнейшем.

Обрезание сильных столкновений из-за малости размера плазменного сгустка. Обычно, сверхмощные потоки лазерного излучения получаются не только за счет сжатия лазерного импульса во времени, но и за счет острой фокусировки. Размер пятна фокусировки может составлять всего лишь несколько микрон. Столь малый размер области сильного лазерного поля приводит к интересному эффекту обрезания сильных столкновений. После близкого столкновения электрона с ионом, когда приращение скорости в поперечном полю направлении становится достаточно большим, такой электрон может покинуть область плазмы. Взамен ему из окружающей среды придет тепловой электрон. Следовательно, на скорость столкновительного разогрева плазмы такие электроны (и соответствующие им сильные столкновения) не оказывают влияния. Поэтому, из рассмотрения столкновительного нагрева надо исключать область прицельных параметров, при которых длина торможения горячих электронов плазменными электронами (столкновения с ионами слабо меняют энергию электронов) больше размера пятна фокусировки лазерного излучения. По этой же причине ограничена применимость результатов [14], которые стали известны автору после подготовки к печати настоящей работы. В работах [14] предсказывается значительное увеличение скорости столкновительного нагрева электронов за счет коррелированного характера электрон-ионных столкновений в поле сильного лазерного излучения. А именно, рассматривается эффект фокусировки осциллирующего электрона на неподвижном кулоновском центре. Выполненные здесь расчеты не подтверждают вывода [14] о существенном увеличении столкновительного нагрева. Причина, возможно, кроется в коллективном характере плазменных взаимодействий (в [14] рассмотрена модель рассеяния на одном ионе). Более подробное исследование этих результатов для системы многих частиц выходит за рамки данной работы.

Заключение. Влияние флуктуации плотности газа и периодичность (недиффузионность) столкновений при движении электронов в поле приводят к изменению столкновительных характеристик плазмы, образуемой сверхмощным и сверхкоротким лазерным излучением в газе. Полученная в настоящей работе аппроксимация скорости столкновительного нагрева является единственной, хорошо описывающей результаты моделирования методом динамики многих частиц.

Выражаю искреннюю признательность В. И. Когану, привлечшему мое внимание к работе [12], А. А. Рухадзе, В. П. Силину и В. Т. Тихончуку за поддержку и Г. М. Фрайману за обсуждение результатов [14] и [15].

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Burnet N. H. and Enright G. D. IEEE J. Quant. Electronics, **26**, No. 10, 1797 (1990); Rae S. C. and Bumett K. Phys. Rev. A, **46**, No. 4, 2077 (1992); Pulsifer P., Apruzese J. P., Davis J., and Kepple P. Phys. Rev. A, **49**, No. 5, 2958 (1994); Vick D., Capjack C. E., Tikhonchuk V., and Rozmus W. Comments Plasms Phys. Controlled Fusion, **17**, No. 2, 99 (1996).
- [2] Силин В. П. ЖЭТФ, **47**, 2254 (1964).
- [3] Jones R. D. and Lee K. Phys. Fluids., **25** (12), 2307 (1982).
- [4] Shiessinger L. and Wright J. Phys. Rev. A, **20**, No. 5, 1934 (1979).
- [5] Трубников Б. А. В сб. Вопросы теории плазмы, вып. 1, М., Атомиздат, с. 98, 1963.
- [6] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика, М., Наука, 1979.
- [7] Сивухин Д. В. В сб. Вопросы теории плазмы, вып. 4, М., Атомиздат, с. 81, 1964.
- [8] Майоров С. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9 – 10, 99 (1997).
- [9] Брагинский С. И. В сб. Вопросы теории плазмы, т. 1, с. 183, 1963.
- [10] Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
- [11] Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 7, 30 (1998).
- [12] Коган В. И. ДАН СССР, **135** (6), 1374 (1960).
- [13] Майоров С. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 1, 33 (1999).
- [14] Балакин А. А., Миронов В. А., Фрайман Г. М. Тезисы докладов 26 Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, с. 234 (1999); ЖЭТФ, **115**, вып. 2, с. 463 (1999).
- [15] Майоров С. А. Тезисы докладов 26 Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 127 (1999).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 11 июня 1999 г.