

# Релятивистские эффекты взаимодействия сверхсильного фемтосекундного лазерного импульса с атомарными кластерами

В.С.Растунков, В.П.Крайнов

*Рассмотрены эффекты взаимодействия интенсивного фемтосекундного лазерного импульса с большими атомарными кластерами. Интенсивность импульса составляет порядка  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Новые эффекты возникают при учете магнитной составляющей силы Лоренца. Имеет место генерация второй гармоники лазерного излучения. Выход излучения гармоники пропорционален квадрату числа атомов в кластере и квадрату лазерной интенсивности. Резонансное увеличение выхода на частотах Ми (как на частоте второй гармоники, так и на основной частоте) оказалось несущественным из-за быстрого прохождения резонанса при расширении кластера. Детально обсуждаются механизмы расширения и накопления энергии электронами и ионами кластера. Основной механизм накопления энергии электронами состоит в вынужденном обратном тормозном излучении при упругом отражении электронов от поверхности кластера. Уравнения, описывающие процесс расширения кластера, учитывают и гидродинамическое давление нагретых электронов, и кулоновский взрыв ионизованного кластера в результате внешней ионизации. Механизм ионизации предполагается надбарьерным как для внутренней, так и для внешней ионизации. Показано, что атомарные кластеры являются более привлекательной средой для генерации четных гармоник, нежели твердотельные и газовые мишени.*

**Ключевые слова:** фемтосекундные импульсы, сверхмощное излучение, атомарные кластеры, релятивистское взаимодействие, вторая гармоника.

## 1. Введение

При взаимодействии интенсивного лазерного импульса, имеющего частоту  $\omega$ , с газами и плазмой твердых тел происходит излучение высоких гармоник. Разреженный атомарный газ генерирует гармоники с частотами  $n\omega$ , интенсивности которых медленно убывают вплоть до точки обрыва при  $n\omega = 3.17F^2/(4\omega^2)$  [1], где  $F$  – амплитуда напряженности лазерного поля. Всюду используем атомную систему единиц ( $m = e = \hbar = 1$ ). Однако выход гармоник мал из-за разреженности газа. В случае плотной твердотельной плазмы выход мал из-за значительного отражения падающего лазерного пучка.

Привлекательность атомарных кластеров для генерации гармоник состоит в том, что, с одной стороны, они имеют плотность твердого тела, а с другой стороны, их размеры малы по сравнению с длиной волны лазерного излучения даже при миллионах атомов в одном кластере. Поэтому внутри кластера скин-слой не образуется, а электрическое поле является однородным. Из-за быстрого расширения кластера на переднем фронте короткого лазерного импульса кластерная плазма быстро становится докритической, т. е. прозрачной для лазерного излучения. В то же время в течение фемтосекундного лазерного импульса сохраняются коллективные свойства плазмы, и эффективность дипольного излучения гармоник пропорциональна квадрату числа частиц в кластере,

а не первой степени, как в разреженном газе. Впрочем, эта привлекательность кластеров несколько уменьшается из-за того, что в типичном кластерном пучке, используемом в экспериментах, расстояние между соседними кластерами составляет 5–10 диаметров кластера.

В нерелятивистском пределе излучаются только нечетные гармоники. Интенсивность излучения третьей гармоники атомарными кластерами детально рассматривалась ранее [2] в модели нелинейного осциллятора для вынужденных колебаний электронного облака кластера. Эта интенсивность возрастает в момент времени, когда частота третьей гармоники совпадает с частотой Ми  $\omega_{\text{Ми}e} = \omega_p/\sqrt{3}$ , являющейся собственной частотой колебаний электронного облака сферического кластера, форма которого не изменяется при расширении (поверхностный плазмон).

Четные гармоники появляются только при интенсивности выше  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, что вызвано релятивистским взаимодействием поля с частицами кластера. В случае облучения твердотельных мишеней они могут появляться и при интенсивности более  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> из-за градиента плазменной плотности, вызванного аксиальной пондеромоторной силой лазерного импульса [3].

Возникновение второй гармоники вследствие квадратурных поверхностных плазменных колебаний обсуждалось в работе [4]. Ее интенсивность мала из-за дополнительного малого параметра разложения по мультиполям  $(R/\lambda)^2$ , где  $R$  – радиус кластера, а  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения.

Четные и нечетные гармоники, возникающие в докритической релятивистской плазме из-за упругих столкновений электронов с атомарными ионами в присутствии лазерного поля, рассматривались в работе [5]. Однако их выход падает с ростом интенсивности из-за уменьшения

В.С.Растунков, В.П.Крайнов. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9; e-mail: rastunkov@mtu-net.ru

частоты электрон-ионных соударений. Модель генерации второй гармоники при релятивистском взаимодействии лазерного импульса с докритической плазмой рассматривалась недавно в работе [6]. Вторая гармоника исследовалась в отраженном свете. Показано, что при высоких интенсивностях имеет место насыщение выхода второй гармоники.

В [7] мы рассмотрели генерацию релятивистских гармоник при облучении сверхсильным лазерным импульсом атомарных кластеров, обусловленную упругими электрон-ионными соударениями в присутствии лазерного поля. Выход этих гармоник пропорционален числу свободных электронов  $N_e$  внутри кластера, т. к. при хаотических столкновениях с атомарными ионами каждый электрон испускает фотоны независимо от других электронов.

В настоящей работе мы предлагаем простую модель когерентной эмиссии второй гармоники при взаимодействии умеренно сильного ( $F/(\omega c) < 1$ ) линейно поляризованного лазерного импульса с большими атомарными кластерами. Вторая гармоника индуцируется магнитной составляющей силы Лоренца.

## 2. Взаимодействие сверхсильного лазерного излучения с атомарными кластерами

Из-за расширения кластера в течение лазерного импульса концентрация электронов  $n_e$ , плазменная частота  $\omega_p$  и частота Ми  $\omega_{\text{Mic}} = \omega_p/\sqrt{3}$  уменьшаются со временем. С другой стороны, все эти величины, напротив, увеличиваются вследствие многократной внутренней ионизации атомарных ионов полем сверхсильного лазерного импульса. Внешняя ионизация кластера является основной причиной кулоновского взрыва. Механизм поглощения лазерной энергии зависит от амплитуды колебаний электрона в лазерном поле. Когда эта амплитуда меньше или сравнима с размером кластера, накопление лазерной энергии происходит в основном за счет упругих отражений электрона от поверхности кластера. В противоположном пределе, когда динамика движения электрона определяется скорее тепловой, чем колебательной скоростью, преобладает механизм обратного тормозного излучения. В обоих случаях столкновительная ионизация электронов с атомарными ионами несущественна по сравнению с полевой ионизацией.

Как внутренняя, так и внешняя ионизация кластеров полем короткого сверхсильного лазерного импульса определяется механизмом надбарьерной ионизации. В результате внешней ионизации внутри ионизованного кластера появляется статическое кулоновское электрическое поле. Найдем заряд  $Q$ , накопленный на кластере. Для этого применим правило Бете (как уже отмечалось выше, всюду используется атомная система единиц):

$$F_{\text{in}} = \frac{I_Q^2}{4Q}. \quad (1)$$

Здесь  $I_Q = Q/R$  – потенциал ионизации кластера;  $F_{\text{in}}$  – напряженность электрического поля внутри кластера (с учетом гауссовой временной огибающей лазерного импульса). Итак, на переднем фронте лазерного импульса внешняя ионизация приводит к образованию заряда ионизованного кластера

$$Q = 4F_{\text{in}}R^2. \quad (2)$$

Этот заряд увеличивается со временем на переднем фронте лазерного импульса и остается постоянным на заднем фронте, поскольку вылетевшие электроны не возвращаются обратно.

В сверхсильных полях при фемтосекундной длительности лазерного импульса внутренняя ионизация атомов кластера происходит также согласно правилу Бете, которое в данном случае записывается следующим образом:

$$F_{\text{in}} = \frac{E_Z^2}{4Z}. \quad (3)$$

Здесь  $E_Z$  – потенциал ионизации атомарного иона, а  $Z$  – кратность ионизации. Обозначим через  $P_Z$  полное число ионов в кластере с кратностью ионизации  $Z$ . Тогда

$$Q = \sum_Z ZP_Z - N_e. \quad (4)$$

Вероятность внешней ионизации в единицу времени дается простой формулой  $W_{\text{fs}} = \delta(t - t_0)$ . Параметр  $t_0$  определяется с помощью правила Бете (1). Аналогично для вероятности внутренней ионизации мы можем написать выражение  $\Gamma_Z = \delta(t - t_0^Z)$ . Здесь величина  $t_0^Z$  определяется с помощью формулы (3) при соответствующем значении  $Z$ . Окончательно балансные уравнения будут иметь вид

$$\frac{\partial N_Z}{\partial t} = -\Gamma_Z N_Z + \Gamma_{Z-1} N_{Z-1}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \sum_Z \Gamma_Z N_Z - W_{\text{fs}} N_e,$$

где  $N_Z$  – число ионов с кратностью ионизации  $Z$ .

Из классической электродинамики известна формула Друде для диэлектрической проницаемости свободных электронов

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}.$$

Здесь  $\nu$  – частота столкновений электрона, приводящих к затуханию колебаний электронного облака. Нетрудно получить выражение, связывающее напряженности поля вне и внутри кластера:

$$|F_{\text{in}}| = \frac{\omega^2}{[(\omega_{\text{Mic}}^2 - \omega^2)^2 + (\nu\omega)^2]^{1/2}} F.$$

Заметим, что в этом выражении используются огибающие напряженности как функции времени.

Предположим, что накопленный кластером заряд локализован на его поверхности, т. е. радиус ионной сферы больше радиуса облака свободных электронов, находящихся внутри кластера. Тогда накопленная кулоновская энергия ионизованного кластера  $E_Q = Q^2/(2R)$ . Вариация этого выражения при расширении кластера имеет следующий вид:

$$dE_Q = -\frac{Q^2}{2R^2} dR = -p_Q dV = -p_Q d\left(\frac{4\pi}{3} R^3\right).$$

Здесь  $V$  – объем кластера;  $p_Q$  – кулоновское давление. Следовательно, получаем

$$p_Q = \frac{Q^2}{8\pi R^4} = \frac{2F_{in}^2}{\pi} = \frac{2\omega^4 F^2}{\pi[(\omega_{Mie}^2 - \omega^2)^2 + (v\omega)^2]}. \quad (6)$$

Равновесное гидродинамическое давление электронного газа  $p_e$  определим по формуле

$$p_e = \frac{2E}{3V}, \quad (7)$$

где  $E$  – полная энергия кластера.

Выпишем теперь гидродинамическое уравнение движения поверхности кластера при совместном учете кулоновского и гидродинамического давлений электронного газа:

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{3(p_Q + p_e)}{M_i n_i R}.$$

Здесь  $n_i(t)$  – концентрация атомарных ионов внутри кластера;  $M_i$  – масса одного иона. Окончательно получаем уравнение

$$M_i N_a \frac{3}{4\pi R^2} \frac{d^2 R}{dt^2} = 3p_e + \frac{6\omega^4 F^2}{\pi[(\omega_{Mie}^2 - \omega^2)^2 + (v\omega)^2]}, \quad (8)$$

где  $N_a = \text{const}$  – число атомов в кластере. Перепишем последнее уравнение в виде

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{2E}{M_i N_a R} + \frac{8\pi\omega^4 F^2 R^2}{\pi M_i N_a [(\omega_{Mie}^2 - \omega^2)^2 + (v\omega)^2]}. \quad (9)$$

### 3. Нагрев и охлаждение кластера в присутствии сверхсильного лазерного излучения

Энергия лазера поглощается, в первую очередь, электронами внутри кластера. Затем эта энергия трансформируется в кинетическую энергию атомарных ионов. Расширение кластера – неравновесный процесс, обусловленный высокими скоростями расширения. Увеличивающееся давление электронного газа не компенсируется внешней средой, поэтому использование при расчете взаимодействия излучения с расширяющимся кластером известного из равновесной статистической физики выражения для дифференциала работы по расширению  $p_e dV$  в данной задаче невозможно. Вместо этого вычислим дифференциал кинетической энергии атомарных ионов в расширяющемся кластере. Будем придерживаться модели равномерного распределения ионов внутри кластера, принятой в предыдущем разделе, и, следовательно, считать, что скорость радиального движения атомарных ионов  $v(r)$  – линейная функция радиуса  $r$ :

$$v(r) = \frac{dR}{dt} \frac{r}{R}.$$

Кинетическая энергия атомарных ионов в сферическом слое толщиной  $dr$  определяется выражением

$$dE_k = 4\pi r^2 \frac{n_i M_i v^2(r)}{2} dr.$$

В результате интегрирования по  $r$  последнего выражения имеем

$$E_k = \int_0^R 4\pi r^2 \frac{n_i M_i v^2(r)}{2} dr = \frac{3}{10} N_a M_i \left( \frac{dR}{dt} \right)^2.$$

Производная по времени от последнего выражения дает работу, совершаемую за единицу времени при расширении:

$$\frac{dE_k}{dt} = \frac{3}{5} N_a M_i \frac{dR}{dt} \frac{d^2 R}{dt^2}. \quad (10)$$

Нагрев кластера определяется из уравнения баланса энергии

$$\frac{dE}{dt} = (N_e - Q) \frac{F_{in}^2}{2\omega^2} v - \frac{3}{5} N_a M_i \frac{dR}{dt} \frac{d^2 R}{dt^2}. \quad (11)$$

Здесь  $E(t)$  – полная энергия электронов внутри кластера как функция времени  $t$ .

Итак, имеем систему двух уравнений:

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{2E}{M_i N_a R} + \frac{8\pi\omega^4 F^2 R^2}{\pi M_i N_a [(\omega_{Mie}^2 - \omega^2)^2 + (v\omega)^2]}, \quad (12)$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{(N_e - Q)\omega^2 F^2 [2E/(N_e - Q)]^{1/2}}{2R\{(\omega_{Mie}^2 - \omega^2)^2 + [2E/(N_e - Q)](\omega/R)^2\}} - \frac{3}{5} N_a M_i \frac{dR}{dt} \frac{d^2 R}{dt^2}.$$

Данную систему необходимо решать при начальных условиях вида

$$R(-\infty) = R_0, \quad \frac{dR}{dt}(-\infty) = 0,$$

$$E(-\infty) = 0.$$

Частота Ми определяется выражением  $\omega_{Mie}^2 = (N_e - Q) \times R^{-3}$ , а поле внутри кластера – соотношением

$$F_{in} = \frac{\omega^2}{\{(\omega_{Mie}^2 - \omega^2)^2 + [2E/(N_e - Q)](\omega/R)^2\}^{1/2}} F = \frac{E_Z^2}{4Z}. \quad (13)$$

### 4. Излучение второй гармоники при облучении кластеров релятивистскими лазерными импульсами

Вынужденные колебания свободных электронов внутри облучаемого кластера вдоль направления распространения лазерного импульса (вдоль оси  $z$ ) описываются уравнением Ньютона с магнитной составляющей силы Лоренца, которое для координаты  $z$  центра масс сферического электронного облака имеет вид

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + v \frac{dz}{dt} + \omega_{Mie}^2 z = -\frac{1}{c} \frac{dx}{dt} H \cos \omega t. \quad (14)$$

Здесь  $\omega_{Mie} = \omega_p / \sqrt{3}$ ;  $H$  – напряженность магнитного поля в световой волне;  $\omega_p = (4\pi n_e)^{1/2}$ ;  $v \ll \omega$ . Мы не учитываем релятивистские поправки в определении плаз-

менной частоты и предполагаем, что имеет место слабо-релятивистский режим ( $F/(\omega c) < 1$ ). Амплитуда внешнего магнитного поля  $H = F$ , где  $F$  – амплитуда внешнего линейно поляризованного электрического поля, направленного по оси  $x$ . Магнитное поле направлено по оси  $y$ . Правая часть уравнения (14) представляет собой магнитную составляющую силы Лоренца, направление которой совпадает с направлением распространения лазерного импульса.

Движение электрона вдоль электрического поля (по оси  $x$ ) описывается уравнением

$$\frac{d^2x}{dt^2} + v \frac{dx}{dt} + \omega_{\text{Mie}}^2 x = -F \cos \omega t.$$

Для гармонического движения имеем

$$\frac{dx}{dt} = -F\omega \frac{\sin(\omega t + \varphi)}{[(\omega_{\text{Mie}}^2 - \omega^2)^2 + (v\omega)^2]^{1/2}}, \quad (15)$$

где  $\tan \varphi = v\omega/(\omega^2 - \omega_{\text{Mie}}^2)$ . Линейная аппроксимация колебаний электронного облака справедлива до тех пор, пока  $F/\omega_{\text{Mie}}^2 \ll R$ .

Подставляя уравнение (15) в уравнение (14), получаем

$$\frac{d^2z}{dt^2} + v \frac{dz}{dt} + \omega_{\text{Mie}}^2 z = \frac{F^2\omega}{2c} \frac{\sin(2\omega t + \varphi)}{[(\omega_{\text{Mie}}^2 - \omega^2)^2 + (v\omega)^2]^{1/2}}. \quad (16)$$

Правая часть уравнения (16) – это эффективное электрическое поле, направление которого совпадает с направлением распространения лазерного импульса. Видно, что частота этого поля равна  $2\omega$ . Здесь не учитывается постоянная составляющая электрического поля, которая индуцирует постоянный дипольный момент. Запишем решение уравнения (16) в виде

$$z = -\frac{F^2\omega}{2c} \times \frac{\sin(2\omega t + \varphi + \chi)}{\{[(\omega_{\text{Mie}}^2 - 4\omega^2)^2 + (2v\omega)^2][(\omega_{\text{Mie}}^2 - \omega^2)^2 + (v\omega)^2]\}^{1/2}}. \quad (17)$$

Здесь  $\tan \chi = 2v\omega/(4\omega^2 - \omega_{\text{Mie}}^2)$ . Линейное приближение справедливо, когда выполняется условие  $z \ll R$ . Это условие слабее, чем  $x \ll R$ .

Дипольный момент вдоль направления распространения лазерного пучка  $d_{\parallel} = -N_e z$ , где

$$N_e = n_e \frac{4\pi R^3}{3} = \omega_{\text{Mie}}^2 R^3. \quad (18)$$

Принтегрированная по углам мощность дипольного излучения второй гармоники одним кластером

$$P_2 = \frac{4\langle \dot{d}_{\parallel} \rangle^2}{3c^3}. \quad (19)$$

Подставляя выражение (17) в (19), получаем

$$P_2 = \frac{8R^6 F^4 \omega^6}{3c^5} \times \frac{\omega_{\text{Mie}}^4}{[(\omega_{\text{Mie}}^2 - 4\omega^2)^2 + (2v\omega)^2][(\omega_{\text{Mie}}^2 - \omega^2)^2 + (v\omega)^2]}. \quad (20)$$

Видно, что  $P_2$  – функция времени, т. к.  $F = F(t)$  и  $n_e = n_e(t)$ .

Вторая гармоника излучается, в основном, перпендикулярно направлению распространения лазерного импульса. Принтегрированная по всем углам мощность дипольного излучения кластера на основной (первой) гармонике

$$P_1 = \frac{2F^2 R^6}{3c^3} \frac{\omega^4 \omega_{\text{Mie}}^4}{(\omega_{\text{Mie}}^2 - \omega^2)^2 + (v\omega)^2}. \quad (21)$$

Отношение мощности излучения второй гармоники к мощности излучения первой при резонансе Ми ( $\omega_{\text{Mie}} = \omega$ ) пропорционально безразмерному релятивистскому параметру:

$$\frac{P_2}{P_1} = \left( \frac{2F}{3\omega_{\text{Mie}} c} \right)^2. \quad (22)$$

## 5. Механизмы затухания

Вясним теперь смысл частоты столкновений  $\nu$ . Первым из возможных механизмов затухания будет обратное тормозное излучение. При этом под  $\nu$  понимается частота электрон-ионных столкновений. Однако она пропорциональна  $F^{-3}$  в случае сверхсильных лазерных импульсов, в связи с чем релятивистские электроны внутри кластера практически не сталкиваются с ионами.

В данном релятивистском случае затухание возникает из-за упругих отражений электронов от стенки кластера. В присутствии лазерного поля при каждом столкновении электроном поглощается энергия, равная  $F_{\text{in}}^2/(2\omega^2)$ . Исходя из того, что средняя частота столкновений определяется движением электрона внутри кластера, получаем следующую оценку:

$$\nu \sim \frac{(2E_e)^{1/2}}{R} = \frac{1}{R} \left( \frac{2E}{N_e - Q} \right)^{1/2},$$

где  $E_e$  – средняя энергия электронов внутри ионизированного кластера.

Необходимо отметить, что аналогичный подход к описанию взаимодействия лазерного излучения с кластерами был рассмотрен в работе [8], но для меньших интенсивностей лазерного излучения и, следовательно, других механизмов ионизации и затухания.

## 6. Численное моделирование

Выберем параметры численного эксперимента. Будем считать, что интенсивность внешнего лазерного излучения равна  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Кластеры состоят из атомов криптона, потенциалы ионизации ионов которого в зависимости от поля внутри кластера приведены на рис.1.

Энергия фотона внешнего лазерного поля принимается равной 0.057 а.е. ( $\hbar\omega = 1.5$  эВ). Внешний электромагнитный импульс длительностью  $\tau = 60$  фс имеет гауссову временную форму. Для простоты расчетов будем полагать, что начальная энергия электронов равняется нулю. В самом деле, ионизация атомов световой волной со сверхатомной напряженностью происходит по правилу Бете (см. разд.2). Следовательно, электрон покидает атом (или многозарядный ион) практически сразу же, когда электрическое поле внутри кластера достигает определенного значения. Поэтому в такой модели на выходе электрон будет обладать минимальной энергией. Будем

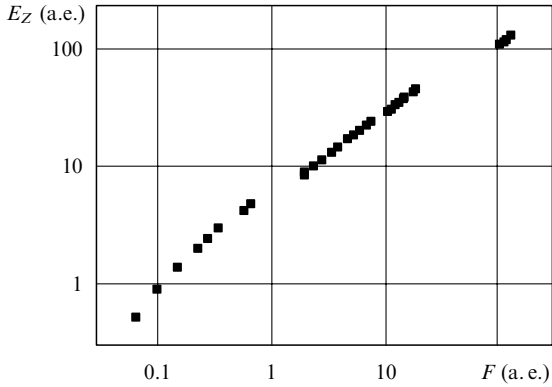


Рис.1. Потенциалы внутренней ионизации атомарных ионов криптона, имеющей место в кластере при заданной напряженности электрического поля  $F$  согласно правилу Бете.

считать, что в начальный момент времени ионы были однократно ионизованы. Это упрощение позволяет избежать трудностей, связанных с моделированием предымпульса.

На рис.2–6 представлены результаты расчетов для начальных радиусов  $R_0 = 5, 10, 30$  и  $50$  нм. На рис.2 показана зависимость радиуса кластера от времени. Выше при построении модели мы всегда рассматривали только один кластер. На самом деле при исследовании расширения кластеров в лазерных полях необходимо учитывать присутствие и других кластеров. При изменении радиуса кластера в несколько раз учет окружающих кластеров становится необходимым. Из рис.2 видно, что кластеры с небольшими начальными радиусами расширяются быстрее. Следовательно для них область применимости нашей модели сужается. Стоит также отметить, что для кластеров с начальными радиусами 5 и 10 нм модель становится неприменимой раньше, чем достигается максимум лазерной интенсивности.

На рис.3 приведена временная зависимость полной энергии частиц кластера. На переднем фронте световой волны полная энергия растет со временем. Это означает, что происходит лазерный нагрев кластера. Однако вместе с увеличением радиуса возникают потери энергии кластера, что также видно на рис.3. По временной зависимости энергии можно судить и о применимости модели, но эта оценка более грубая. Сильное падение энергии вследствие расширения кластера получено в пренебрежении действием соседних кластеров. Строго говоря,

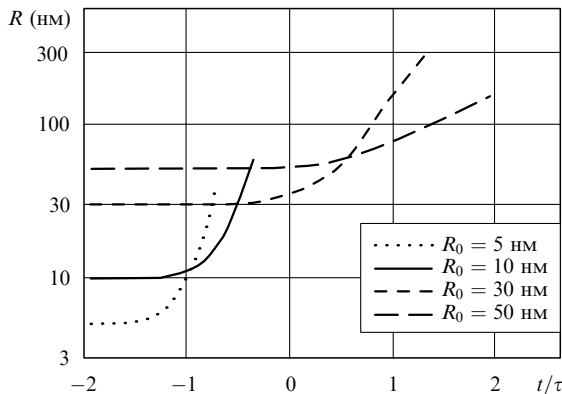


Рис.2. Зависимости радиуса кластера  $R$  от времени при разных начальных радиусах  $R_0$ .

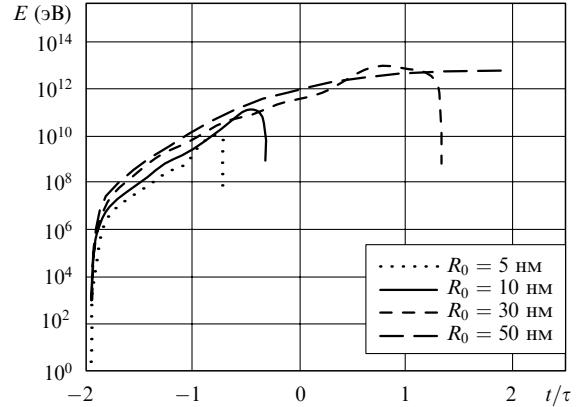


Рис.3. Зависимости полной энергии  $E$  электронов кластера от времени при разных  $R_0$ .

исходя из этой оценки можно судить о моменте, когда можно пренебречь взаимодействием заряженных частиц в кластере. Отсюда мы получаем верхнюю границу применимости нашей модели. В условиях применимости модели (рис.3) энергии для различных начальных радиусов являются величинами одного порядка.

Рассмотрим зависимость мощности генерации второй гармоники от времени (рис.4). Эта мощность увеличивается с ростом начального радиуса кластера. Сложная скачкообразная структура данной зависимости связана с ионизацией кластера. Об ионизации можно судить по рис.5, на котором представлена временная зависи-

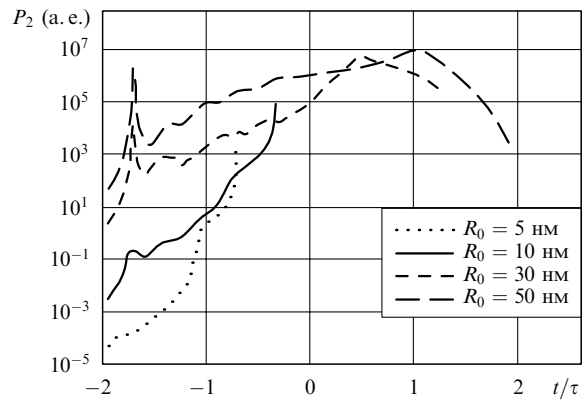


Рис.4. Зависимости мощности генерации второй гармоники от времени при разных  $R_0$ .

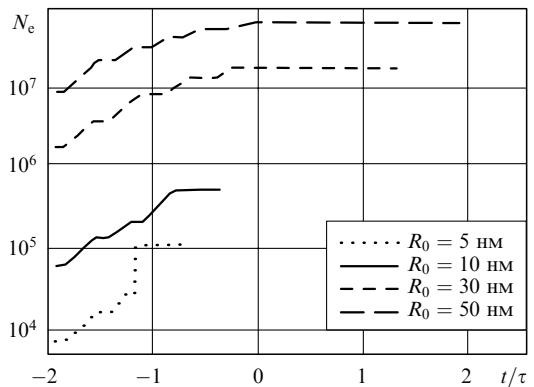


Рис.5. Временные зависимости полного числа электронов внутри кластера при разных  $R_0$ .

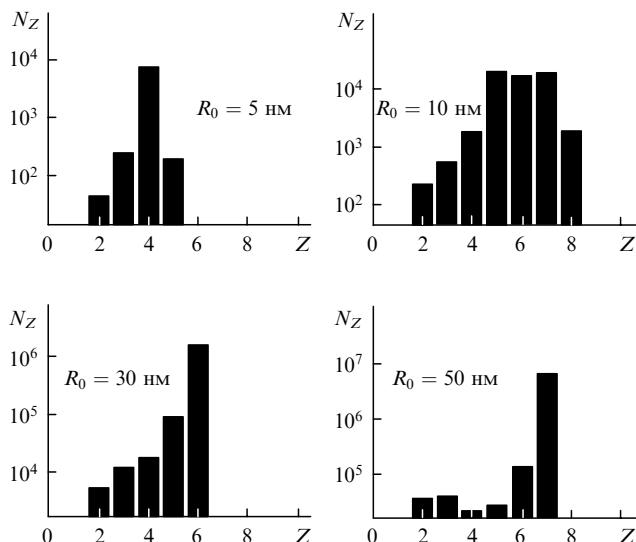


Рис.6. Гистограммы распределения числа многозарядных атомарных ионов  $N_Z$  по кратностям ионизации в момент окончания расчета при разных  $R_0$ .

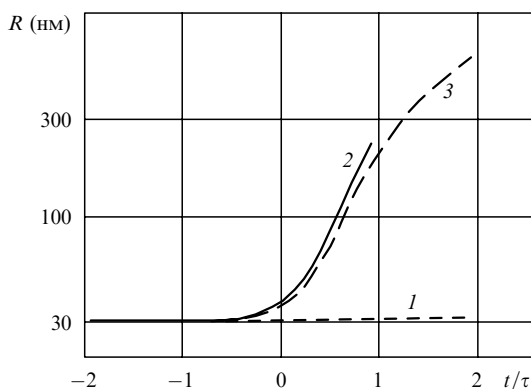


Рис.7. Сопоставление зависимостей радиуса кластера  $R$  от времени при учете только  $p_Q$  (1), совместном учете  $p_Q$  и  $p_e$  (2) и учете только  $p_e$  (3) в случае  $R_0 = 30$  нм.

мость числа электронов в кластере. Скачки на рис.4 и 5 происходят одновременно. О конечном распределении ионов по кратности заряда можно судить по рис.6. Видно, что при увеличении начального радиуса увеличивается и средняя кратность ионизации (напомним, что начальным условием для всех кластеров являлась однократная ионизация). Здравому смыслу такой результат не противоречит, т.к. кластеры с небольшими начальными радиусами разлетаются раньше, чем интенсивность лазерного поля достигает своего максимума.

Обратимся теперь к рис.7 и 8. Приведенные на них зависимости демонстрируют вклад в результаты расчета давлений  $p_Q$  и  $p_e$ . Основную роль играет  $p_Q$ , т.е. кулоновское давление. Давление электронного газа  $p_e$  лишь вносит существенную поправку в расчет. В частности, именно влиянием  $p_e$  обусловлено столь резкое падение энергии (рис.3 и 8). Таким образом, в нашем расчете необходим учет вклада обоих давлений.

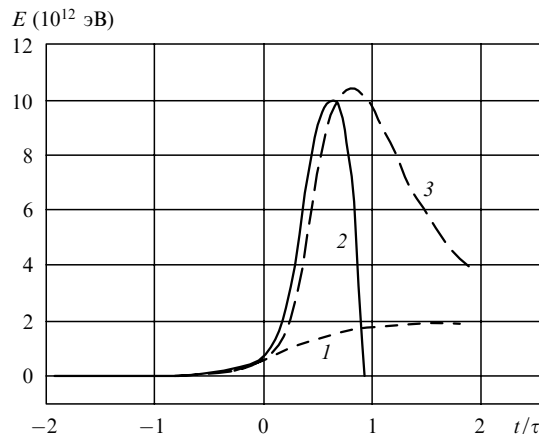


Рис.8. Сопоставление зависимостей полной энергии  $E$  от времени при учете только  $p_Q$  (1), совместном учете  $p_Q$  и  $p_e$  (2) и учете только  $p_e$  (3) в случае  $R_0 = 30$  нм.

### 7. Заключение

Модель макроскопических коллективных (когерентных) колебаний электронного облака вдоль направления лазерного пучка, предложенная в настоящей работе, приводит к тому, что выход гармоник пропорционален  $N_e^2$ . Угловое распределение дипольно испущенных фотонов второй гармоники определяется величиной  $\sin^2 \theta$ , где  $\theta$  – угол между направлением лазерного импульса и направлением распространения испущенного фотона второй гармоники.

Генерация четных гармоник в скин-слое сверхкритической плазмы при взаимодействии лазерного излучения с плотными мишенями рассматривалась нами в работе [9]. При этом выход гармоник определялся частотой столкновений электронов с атомарными ионами внутри плазмы. В сильном лазерном поле она уменьшается с увеличением интенсивности поля [10]. В рассматриваемом в настоящей работе случае интенсивность второй гармоники растет с увеличением интенсивности лазерного импульса. Однако роль резонансов Ми на основной частоте и на частоте второй гармоники оказывается незначительной ввиду быстрого прохождения этих резонансов при расширении кластера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16499) и НОЦ (проект № МО-011-0).

1. Corkum P.B. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1994 (1993).
2. Fomichev S.V., Popruzhenko S.V., Zaretsky D.F., Becker W. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **36**, 3817 (2003).
3. Mori M., Takahashi E., Kondo K. *Phys. Plasmas*, **9**, 2812 (2002).
4. Fomichev S.V., Zaretsky D.F., Becker W. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **37**, L175 (2004).
5. Krainov V.P. *Phys. Rev. E*, **68**, 027401 (2003).
6. Singh K.P., Gupta D.N., Yadav S., Tripathi V.K. *Phys. Plasmas*, **12**, 013101 (2005).
7. Крайнов В.П., Растунков В.С. *ЖЭТФ*, **125**, 576 (2004).
8. Ditmire T., Donnelly T., Rubenchik A.M., Falcone R.W., Perry M.D. *Phys. Rev. A*, **53**, 5 (1996).
9. Растунков В.С., Крайнов В.П. *ЖЭТФ*, **126**, 558 (2004).
10. Силин В.П. *ЖЭТФ*, **47**, 1510 (1964).