

## НЕ АДИАБАТИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ ГАЗА КОРОТКИМ, МОЩНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Н.Е.Андреев, М.В.Чеготов, М.Е.Вейсман, Т.Аугусте<sup>+</sup>, П.Д'Оливейра<sup>+</sup>,  
С.Халин<sup>+</sup>, П.Моно<sup>+</sup>, А.Я.Фаенов\*, Т.А.Пикуз\*, А.И.Магунов\*, И.Ю.Скобелев\*,  
Ф.Б.Розмей<sup>□</sup>, М.Ю.Романовский<sup>△</sup>

Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия

<sup>+</sup>Исследовательский Центр Сакле Комиссариата по Атомной Энергии  
91191 Gif-Sur-Yvette, Франция

\*ВНИИФТРИ, 141570 Менделеево, Московская обл., Россия

<sup>□</sup>Технический университет Дармштадта, D-44780 Дармштадт

<sup>△</sup>Институт общей физики РАН, 117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 сентября 1998 г.

Построена гидродинамическая модель взаимодействия короткого, мощного лазерного импульса с газами умеренных плотностей, в которой последовательно учтены как процессы туннельной ионизации, так и релятивистское движение электронов, возникающих при ионизации газа в релятивистски сильном поле импульса. Экспериментальные данные, полученные методом рентгеновской спектроскопии, хорошо согласуются с предложенной теорией.

PACS: 32.30.Rj, 32.80.Rm, 41.50.+h, 52.25.-b, 52.50.-b

1. В настоящее время взаимодействию коротких (длительностью  $\tau_{imp}$  менее или порядка 100 фс), мощных (с пиковой интенсивностью  $I_{max}$  порядка или более  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>) лазерных импульсов с различными газами уделяется значительное внимание [1,2]. В большом количестве схем экспериментов или предлагаемых установок важную роль играет то состояние плазмы, которое возникает в ходе ионизации газа мощным импульсом или спустя некоторое время после его ухода (см., например, [3-7]).

Одной из важнейших характеристик этого состояния является температура электронного газа, которая ассоциируется с так называемой остаточной энергией электронов [8,9]. Основные свойства электронной температуры обусловлены механизмом ионизации нейтральных атомов или ионов. При умеренных плотностях газов (менее или порядка  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>) эффективная частота ударной ионизации оказывается меньше, чем  $1/\tau_{imp}$  и главным механизмом ионизации является ионизация электромагнитным полем лазерного импульса. В виду большой интенсивности последнего параметр Келдыша  $\gamma$  [10] оказывается меньше или порядка единицы. В этом случае механизм ионизации полем является туннельным. Вероятность ионизации описывается известными, проверенными в ряде экспериментов формулами АДК [11]. Однако к настоящему времени сложилась противоречивая картина экспериментальных результатов и теоретических попыток их объяснения [3-7]. А именно, прямые или косвенные измерения температуры электронов оказывались в противоречии с

величинами температуры, вычисленной с использованием формул АДК ионизации многоэлектронных атомов.

По нашему мнению, причиной противоречия между теорией и экспериментом является упрощенная точка зрения на процесс ионизации и его результаты. При рассмотрении остаточной энергии электронов лишь как средней энергии, приходящейся на один электрон после прохождения импульса, в большом количестве случаев теряется значительная часть информации о реальном распределении электронов по энергиям.

В настоящей работе предложено гидродинамическое описание взаимодействия короткого, мощного лазерного импульса с газами умеренных плотностей, в котором последовательно учтены как процессы туннельной ионизации, так и релятивистское движение электронов, возникающих при ионизации газа в релятивистски сильном поле импульса. Рассмотрены процессы формирования температур групп электронов, возникающих в результате последовательной ионизации многоэлектронных атомов. Предложенный подход применяется для объяснения результатов эксперимента по облучению азота с плотностью частиц порядка  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  лазерным импульсом с пиковой интенсивностью  $10^{19} \text{ Вт/см}^2$ , с длительностью порядка 70 фс.

2. Для описания динамики ионизации и набора энергии свободными электронами в поле короткого, мощного лазерного импульса используем уравнения гидродинамики, полученные из кинетического уравнения для электронной функции распределения по импульсам  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ . При умеренных плотностях газов, а также при достаточно коротких лазерных импульсах столкновениями электронов с тяжелыми частицами в течение действия импульса можно пренебречь [3-9]. Кроме того, в тех же условиях при описании набора энергии образующимися электронами можно пренебречь пондеромоторными силами и генерацией электростатических полей [8,9]. Тогда, сосредотачивая свое внимание на области максимальной интенсивности лазерного пучка, то есть пространственной области вблизи как оси пучка, так и плоскости максимальной фокусировки, придем к рассмотрению локального кинетического уравнения

$$\frac{\partial f}{\partial t} + e(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{vH}]) \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = \Gamma(\mathbf{r}, t)\delta(\mathbf{p}) + [St]_{e,e}. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{E}(\mathbf{H})$  – электрическое (магнитное) поле лазерного излучения,  $[St]_{e,e}$  – интеграл электрон-электронных соударений. Слагаемое  $\Gamma(\mathbf{r}, t)\delta(\mathbf{p})$  представляет собой источник электронов, обусловленный туннельной ионизацией интенсивным электромагнитным полем. При туннельной ионизации возникающий свободный электрон в момент своего рождения имеет близкую к нулю скорость [12,13]. Именно поэтому в уравнении (1) ионизационный источник пропорционален  $\delta(\mathbf{p})$ .

Домножая (1) на 1,  $\mathbf{p}$ ,  $\epsilon = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2} - mc^2$  и проинтегрировав результаты по импульсам, получим, соответственно, уравнения для плотности электронов  $n_e(\mathbf{r}, t) \equiv \int d^3\mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ , для среднего импульса  $\mathbf{P}_e(\mathbf{r}, t) \equiv n_e^{-1}(\mathbf{r}, t) \int d^3\mathbf{p} \mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  и средней кинетической энергии электронов  $\langle \epsilon \rangle(\mathbf{r}, t) \equiv n_e^{-1}(\mathbf{r}, t) \int d^3\mathbf{p} (\sqrt{m^2c^4 + p^2c^2} - mc^2) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  ( $m(e)$  – масса (заряд) электрона)

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \Gamma, \quad \frac{\partial \mathbf{P}_e}{\partial t} + \frac{\Gamma}{n_e} \mathbf{P}_e = e(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{V}_e \mathbf{H}]), \quad \frac{\partial \langle \epsilon \rangle}{\partial t} + \frac{\Gamma}{n_e} \langle \epsilon \rangle = e\mathbf{E}\mathbf{V}_e, \quad (2)$$

где  $V_e(\mathbf{r}, t) \equiv n_e(\mathbf{r}, t) \int d^3\mathbf{p} \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  – средняя скорость направленного движения электронов. Правые части (2) содержат явно лазерное поле  $E(\mathbf{r}, t)$ . Поэтому в зависимости от интенсивности лазерного излучения импульс электрона  $P_e(\mathbf{r}, t)$  и величина его кинетической энергии  $\langle \epsilon \rangle$  могут быть весьма значительными во время действия лазерного импульса.

Ширина функции распределения  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  по импульсам может быть охарактеризована температурой электронов  $T_e(\mathbf{r}, t)$ , определяемой с помощью соотношения  $T_e(\mathbf{r}, t) \equiv 2[\langle \epsilon \rangle(\mathbf{r}, t) - \epsilon_d(\mathbf{r}, t)]/3$ , где  $\epsilon_d(\mathbf{r}, t) \equiv \sqrt{m^2 c^4 + P_e^2(\mathbf{r}, t) c^2} - mc^2$  – кинетическая энергия направленного движения электронов. Домножив второе уравнение (2) скалярно на  $V_e(\mathbf{r}, t)$  и вычитая результат из третьего уравнения (2), получим уравнение для  $T_e$ :

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + \frac{\Gamma}{n_e} T_e = \frac{2\Gamma}{3n_e} \frac{mc^2 \epsilon_d}{mc^2 + \epsilon_d}. \quad (3)$$

При выводе этого соотношения мы предполагали, что ширина функции распределения по импульсам сравнительно мала:  $\int d^3\mathbf{p} (p_j - P_{e,j})(p_k - P_{e,k}) f \ll n_e (m^2 c^2 + P_e^2)$ ,  $k, j = 1, 2, 3$ , так что выполняется обычное релятивистское соотношение между средней скоростью  $V_e(\mathbf{r}, t)$  и средним импульсом  $P_e(\mathbf{r}, t)$  направленного движения электронов. Отметим, что в отличие от уравнений (2), в уравнение (3) величина лазерного поля явно не входит.

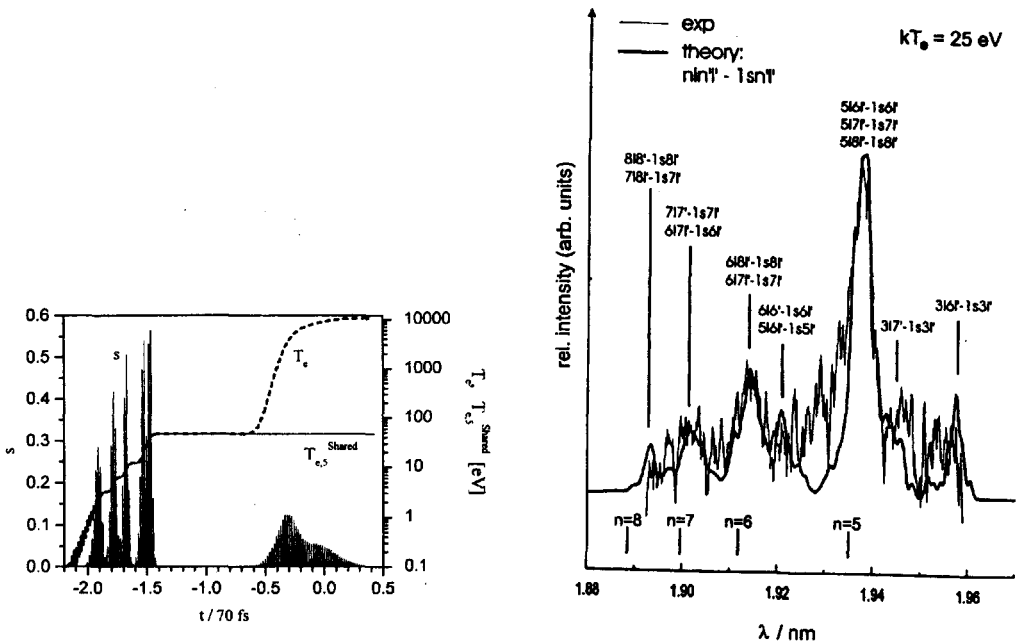


Рис.1

Рис.2

Рис.1. Зависимость от времени нормированной скорости рождения электронов  $s(t) = \Gamma(t)/(\omega n_a)$ ,  $T_e(t)$  (пунктирная линия), а также  $T_{e,5}^{shared}(t)$  (непрерывная линия) в (эВ). Вещество – азот, лазерный импульс – гауссов с максимальной интенсивностью  $I_{max} = 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>, длительностью по полувысоте (FWHM)  $\tau_{imp} = 70$  фс, длиной волны  $\lambda = 0.78$  мкм. Время  $t$  – в единицах  $\tau_{imp}$ , отсчитываемое от вершины импульса

Рис.2. Сопоставление экспериментального спектра с результатом кинетического расчета

В гидродинамические уравнения (2) и (3) входит источник  $\Gamma$ , который представляет собой скорость рождения свободных электронов в единице объема. Для определения  $\Gamma$  необходимо вычислить скорость вырывания электронов со всех атомных оболочек:  $\Gamma = \sum_{k=0}^{Z-1} W_{k+1} N_k$ , где  $W_{k+1}$  – вероятность туннельной ионизации в единицу времени иона кратности ионизации  $k$  ( $k = 0$  соответствует нейтральному атому),  $N_k$  – плотность таких ионов.  $W_{k+1}$  определяется известной формулой ADK [11]. Временная эволюция плотностей атомов и ионов  $N_k$  может быть описана с помощью уравнений ионизационной кинетики [14]. Характерный вид нормированной скорости рождения электронов  $s(t) = \Gamma(t)/\omega n_a$ , где  $n_a$  – начальная плотность атомов газа, показан на рис.1 и представляет собой быстро осциллирующую функцию. Период осцилляций равен половине периода лазерного поля. Огибающая  $s(t)$  состоит из последовательности пиков, отвечающих ионизации ионов соответствующей кратности. Длительности этих пиков, которые можно считать характерными временами ионизации ионов соответствующей кратности, составляют величину порядка нескольких лазерных периодов при достаточно высокой интенсивности лазерного излучения.

Для плотности и температуры электронов из уравнения (2) и (3) можно записать формальные решения:

$$n_e(t) = \int_{-\infty}^t \Gamma(t') dt', \quad T_e(t) = \frac{2}{3n_e(t)} \int_{-\infty}^t \frac{mc^2 \epsilon_d(t')}{mc^2 + \epsilon_d(t')} \Gamma(t') dt'. \quad (4)$$

Важнейшим следствием формул (4) является возможность пренебречь релятивистскими эффектами при определении плотности и температуры электронов в условиях, когда осцилляторная скорость движения свободных электронов в поле лазерного импульса во время ионизации оболочек атома меньше скорости света,  $eE_{ion}/m\omega \leq c$ . Действительно,  $\Gamma(t)$  и, следовательно, подынтегральное выражение в формулах (4) отлично от нуля только в промежутках времени, соответствующих ионизации атомных оболочек. Таким образом, вплоть до ионизации таких оболочек, которые требуют релятивистских интенсивностей  $I$  ( $I > 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) температура электронов определяется по формулам (4), где  $\epsilon_d$  определяется уравнениями (2) в нерелятивистском пределе (ср. с [15]).

На рис.1 приведена характерная зависимость  $T_e(t)$ , имеющая ступенчатый вид. Появление каждой новой ступеньки  $T_e(t)$  отвечает появлению новой группы электронов при ионизации иона соответствующей кратности. В сравнительно разреженной плазме время ионизации ионов  $k$ -й кратности мало по сравнению со временем электрон-электронных и электрон-ионных соударений. Поэтому для каждой вновь появляющейся группы электронов в результате ионизации  $k$ -го иона имеет смысл рассматривать свою температуру  $T_{e,k}(t)$ :

$$T_{e,k}(t) = \frac{2}{3n_{e,k}(t)} \int_{-\infty}^t \frac{mc^2 \cdot \epsilon_d(t')}{mc^2 + \epsilon_d(t')} \Gamma_k(t') dt', \quad (5)$$

где  $\Gamma_k(t) \equiv N_k(t)W_{k+1}(t)$ ,  $n_{e,k}(t) \equiv \int_{-\infty}^t \Gamma_k(t') dt'$  – плотность свободных электронов, появившихся в результате ионизации иона  $k$ -й кратности. Отметим, что для многоэлектронных атомов  $T_e(t)$  (4) не является в общем случае температурой какой-либо из этих групп электронов. Очевидно, что температура  $T_{e,k}(t)$  имеет физический смысл в течение такого промежутка времени с начала ионизации  $k$ -го иона, когда

не важны электрон-электронные соударения. За время  $\tau > \tau_{ee,k}$ , где  $\tau_{ee,k}$  – время столкновения электронов  $k$ -й группы с уже родившимися электронами, обмен энергии между электронами приводит к выравниванию температур. При этом, согласно закону сохранения энергии, если  $\tau_{ee,m} < \tau < \tau_{ee,m+1}$ , то температура каждой группы электронов с номером  $k \leq m$  становится равной одной и той же величине

$$T_{e,m}^{Shared}(t) \equiv \sum_{k=0}^m n_{e,k}(t) T_{e,k}(t) / \sum_{k=0}^m n_{e,k}(t). \quad (6)$$

Для оценки  $\tau_{ee,k}$  воспользуемся общеизвестной формулой частоты электрон - электронных соударений в плазме [16], дающей  $\tau_{ee,k} \approx 10^{-14} (10^{19}/kn_a) (T_{e,k})^{3/2}$ . В условиях нашего эксперимента к концу действия импульса мы получим с помощью (5):  $T_{e,1} = 3.3$  эВ,  $T_{e,2} = 9.7$  эВ,  $T_{e,3} = 23.4$  эВ,  $T_{e,4} = 79.5$  эВ,  $T_{e,5} = 120$  эВ,  $T_{e,6} = 38.8$  кэВ,  $T_{e,7} = 43.4$  кэВ. Соответственно, времена столкновений электронов  $k$ -й группы с ранее образовавшимися свободными электронами равны:  $\tau_{ee,1} \approx 60$  фс,  $\tau_{ee,2} \approx 150$  фс,  $\tau_{ee,3} \approx 380$  фс,  $\tau_{ee,4} \approx 1.8$  пс,  $\tau_{ee,5} \approx 2.6$  пс,  $\tau_{ee,6} \approx \tau_{ee,7} \approx 13$  нс. Согласно (6), отсюда следует, что к концу третьей пикосекунды выровняют свои температуры до  $\approx 47$  эВ электроны пяти первых групп. Электроны последних шестой и седьмой групп оказываются настолько быстрыми, что не успевают нагреть первые пять групп вплоть до 13 нс. Подчеркнем, что именно поэтому неточность использованных формул ADK при релятивистских интенсивностях порядка  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> (когда происходит ионизация двух последних электронов) никак не сказывается на указанной динамике температуры пяти первых групп электронов.

**3.** Экспериментальные исследования проводились методами рентгеновской спектроскопии на лазерной установке UN10 в исследовательском центре Сакле (Франция). В качестве мишени использовалась импульсная струя азота, поперечный размер которой составлял 200 мкм, а плотность молекул N<sub>2</sub> в области взаимодействия с лазерным излучением была равна  $1.5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Фокусировка лазерного импульса длительностью 70 фс и с энергией 70 мДж посредством вне осевого параболического зеркала позволяла получить фокальное пятно диаметром 16 мкм и, тем самым, плотность потока в фокальной плоскости  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Рентгеновское излучение плазмы регистрировалось с одномерным пространственным разрешением с помощью спектрографа со сферически изогнутым кристаллом слюды, установленным по схеме FSSR-1D [17]. Спектрограф был настроен на диапазон 18.9 - 19.6 Å, его спектральное разрешение определялось шириной кривой отражения кристалла и составляло  $\lambda/\delta\lambda = 2000$  при пространственном разрешении 30 мкм.

Регистрируемый спектральный диапазон соответствовал положению ридберговских членов резонансной серии  $np - 1s$  ( $n = 5 - 9$ ) H-подобного иона NVII. Спектральный состав излучения плазмы является квазинепрерывным, с присутствием нескольких широких пиков весьма сложной структуры. Ранее нами было показано [18], что эти пики не являются спектральными линиями H-подобного иона NVII, уширенными штарковским или доплеровским механизмами, а вероятно, представляя собой совокупности переходов в полом He-подобном ионе N VI.

Расчеты, выполненные с помощью радиационно-столкновительного кинетического кода "Мария" [19] на основе атомных констант, полученных методом Хартри-Фока с релятивистскими поправками [20], показывают (см. рис.2), что эксперимен-

тальный спектр действительно может быть объяснен радиационными переходами с ридберговских состояний  $nl'n'l'$  ( $n, n' = 3 - 8$ ) полых ионов N VI при одновременном выполнении двух условий: если электронная температура плазмы является достаточно низкой (15-30 эВ), а ее ионизационное состояние - рекомбинационным.

Из проведенного выше гидродинамического рассмотрения следует, что именно такая ситуация и реализуется при нагреве газа фемтосекундным импульсом сверхвысокой мощности. Действительно, ионизационное состояние плазмы в этом случае формируется в момент воздействия лазерного импульса и ко времени его окончания атомы азота оказываются полностью ионизованными, то есть "ионизационная" температура плазмы является очень высокой. При этом температура большей части свободных электронов плазмы, как следует из наших расчетов, в первые несколько пикосекунд после окончания лазерного импульса, то есть именно в те моменты, когда светимость плазмы максимальна, составляет  $\sim 12 - 47$  эВ. Отметим, что наличие двух групп горячих электронов с  $T_e \approx 40$  кэВ практически не будет сказываться на кинетике рассматриваемых ионов, поскольку их энергия очень сильно превышает характерные энергии возбуждения и ионизации H- и He- подобных ионов N VII, VI.

4. Таким образом, предложенное в настоящей работе гидродинамическое описание взаимодействия короткого, мощного лазерного импульса с газами умеренных плотностей, в котором последовательно учтены как процессы ионизации, так и релятивистское движение электронов, возникающих при ионизации газа в релятивистски сильном поле импульса, позволяет правильно описать эмиссионный рентгеновский спектр плазмы. В свою очередь согласие экспериментальных данных, полученных методом рентгеновской спектроскопии, с результатами предложенной гидродинамической модели говорит о ее адекватности для описания взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с газом.

Работа была частично поддержана грантами 98-02-16263 и 96-02-16111 Российского фонда фундаментальных исследований.

1. P.Amendt, D.C.Eder, S.C.Wilks, Phys. Rev. Lett. **66**, 2589 (1991).
2. Y.Nagata et al, Phys. Rev. Lett. **71**, 3774 (1993).
3. T.E.Glover et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 78 (1994).
4. Y.Nagata et al., Phys. Rev. **A51**, 1415 (1995).
5. U.Mohideen et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 509 (1993).
6. W.J. Blyth, et al., Phys. Rev. Lett., **74**, 554, (1995).
7. G.Pretzler and E.E.Fill, Phys. Rev. **E56**, 2112 (1997).
8. B.M.Penetrante and J.N.Bardsley, Phys. Rev. **A43**, 3100 (1991).
9. P.Pulsifer et al., Phys. Rev. **A49**, 3958 (1994).
10. Л.В.Келдыш, ЖЭТФ **47**, вып. 5, 1945 (1964).
11. М.В.Аммосов, Н.Б.Делоне, В.П. Крайнов, ЖЭТФ **91**, 2008 (1986); Н.Б.Делоне, В.П.Крайнов, УФН **168**, 531 (1998).
12. P.B.Corcum, N.H.Burnett, and F.Brunel, Phys. Rev. Lett. **62**, 1259 (1989).
13. N.V.Delone and V.P.Krainov, J. Opt. Soc. Am. **B8**, 1207 (1991).
14. В.П.Кандидов, О.Г.Косарева, С.А.Шленов, Квантовая электроника, **21**, 971 (1994).
15. N.E.Andreev, M.V.Chegotov, M.E.Weisman et al., *Non-adiabatic energy deposition from the short intense laser pulse to the ionizing gas*, Труды ICONO'98, Москва, 29 июня - 3 июля 1998 г.
16. Н.Кролл, А.Трайвелпис, *Основы физики плазмы*, М.: Мир, (1975).
17. И.Ю.Скобелев, А.Я.Фаенов, Б.А.Брюнеткин и др., ЖЭТФ **108**, 1263 (1995).
18. T.Auguste, P.D'Oliveira, S.Hulin, Proc. ECLIM98.
19. F.B.Rosmej, J. Phys. **B30**, L819 (1997).
20. R.D.Cowan, *Theory of atomic structure and spectra*, University Press, Berkeley, 1981.