

# ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА»

## ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

#### КУРСОВАЯ РАБОТА ПО ПАРАЛЛЕЛЬНОМУ ПРОГРАММИРОВАНИЮ

Моделирование дефокусировки лазерного пучка в плазме с учетом процессов ионизации.

студентки II курса А.М. Сенькевич

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор А.Б. Савельев-Трофимов

Москва 2017

# Содержание

Введение	3
Цели и задачи	5
Теория	6
Описание математической модели	9
Результаты моделирования	12
Ускорение	21
Выводы	22
Список питературы	23

### Введение

#### Актуальность работы

Наряду с такими широко применяемыми ускорителями заряженных частиц, как линейные и циклические ускорители существует альтернативный метод ускорения, основанный, так же, как и предыдущие, на взаимодействии заряженных частиц с электрическим полем. Данный метод состоит в том, что частицы (преимущественно электроны) ускоряются под действием поля распространяющегося в плазме лазерного импульса высокой интенсивности ( $\sim 10^{18}$ BT/см<sup>2</sup>) и собственных полей плазмы.

По сравнению с ранее названными, у данного метода существует ряд преимуществ. Первое связано с энергозатратами, идущими на обслуживание установки, второе – с масштабами, на которых достигается ускорение, например: на расстояниях ~ ст уже получены квазимоноэнергетические пучки электронов, по общим характеристикам не уступающие получаемым на линейных ускорителях. Энергии этих пучков ~ ГэВ, что можно сравнить с энергиями, получаемыми в некоторых кольцевых ускорителях, диаметр которых ~ 100 м. Два этих аспекта делают рассматриваемую технологию ускорения куда более доступной, чем упомянутые в начале. Также надо отметить, что в случае классических установок величина ускорения ограничена, связанно это с тем, что напряженность электрического поля в вакууме не может увеличиваться бесконечно, и при переходе через некоторую границу в системе возникает «пробой». Что же касается плазмы, то в ней пробой невозможен, и максимальные напряженности электрических полей могут превышать предельные для классических ускорителей на порядки. Все вышеперечисленные пункты делают исследование данного метода актуальным и осмысленным занятием.

#### Исследуемая проблема

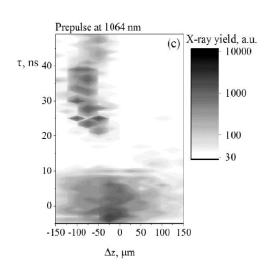
#### 1. Эксперимент

В лаборатории осуществлялся следующий эксперимент. На мишень из молибдена падали фемто- и наносекундный лазерные импульсы, разделяемые варьируемыми временными промежутками. Изначально использовался только фокусирующийся фемтосекундный импульс и предымпульсы генерировавшего его лазера. Предыпульсы ионизировали атомы вещества мишени, тем самым образовывая перед ее границей слой плазмы, электроны которой после ускорялись электрическим полем основного импульса. Однако экспериментально было обнаружено, что использование наносекундного предымпульса значительно увеличивает количество генерируемых горячих электронов. Впоследствии были проведены эксперименты, в которых изменялись: временной промежуток между импульсами и координата фокусировки фемтосекундного импульса. В зависимости от этих параметров менялись: выход горячих электронов (измерялся косвенно, через рентгеновское излучение, которое является следствием торможения электронов на мишени) и интерференционная картина прошедшего параллельно мишени через плазменный слой лазерного импульса большого диаметра, которая использовалась для восстановления профиля плазмы.

#### 2. Проблема и объяснение

В результате были получены следующие зависимости.

На рисунке 1(a) представлена зависимость выхода рентгеновского излучения от координаты фокусировки основного импульса (нулевое значение на оси абсцисс соответствует границе мишени) и от временной задержки между импульсами.



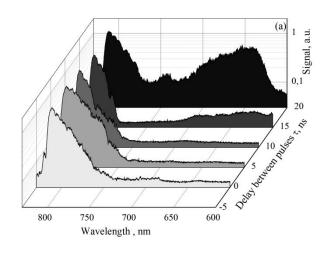


Рисунок 1(а).

Рисунок 1(б).

Видно, что в промежутке между десятью и двадцатью наносекундами задержки прослеживается провал в выходе рентгеновского излучения, требующий объяснения. На рисунке 1(б) представлены оптические спектры излучения плазмы, в зависимости от временной задержки между импульсами. Первому пику здесь соответствует длина волны основного импульса (805 нм).

Если сопоставить две приведенные зависимости, то видно, что моменту увеличения интенсивности синей (коротковолновой) области спектра плазмы как раз соответствует момент ( $\tau \approx 15$  нс) провала в выходе рентгеновского излучения, а, соответственно, и горячих электронов. Данное соответствие позволяет предложить следующее объяснение наблюдаемого провала.

Запишем закон распространения плоской волны в виде (1) и дисперсионное соотношение, где n – показатель преломления среды, согласно модели Друде равный (2). Здесь  $N_e$ - электронная плотность в точке,  $N_{cr}$  - критическая электронная плотность.

$$A = A_0 e^{-i(\omega t - kx)}$$
 (1) 
$$k = \frac{wn}{c}$$
 
$$n = \sqrt{1 - \frac{N_e}{N_{cr}}}$$
 (2)

Разложим (2) в ряд до второго члена включительно и подставим в дисперсионное соотношение, фаза волны примет следующий вид:

$$\varphi = ct - \frac{\omega x}{c} \left( 1 - \frac{N_e(t)}{2N_{cr}} \right) = \omega t + \frac{\omega N_e(t)}{c2N_{cr}} x - kx;$$

Обозначим:  $\omega = \omega_0$ ,  $k = k_0$  - значения при n = 1.

Дифференцируя  $\varphi$  по t, получим новое значение  $\omega$ :

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega = \omega_0 t + \frac{\omega_0 x}{c2N_{cr}} \frac{dN_e(t)}{dt}$$

Видно, что, если концентрация заряда в плазме увеличивается, то частота распространяющегося излучения так же будет расти, следовательно, в спектре будут появляться компоненты более коротких длин волн, что и наблюдается на рисунке 1(6). Из проведенного рассуждения и сопоставления явлений на рисунках 1(a) и 1(b) можно предположить, что наблюдаемый спад в генерации горячих электронов связан с дополнительной ионизацией плазмы. Из соотношения (2) видно, что при увеличении концентрации электронов показатель преломления уменьшается. В данном случае рассматривается гауссов пучок, напряженность на его оси будет максимальной. Чем больше напряженность, тем больше вероятность процесса ионизации, следовательно – концентрация заряда будет спадать по направлению от оси пучка, а коэффициент преломления n — расти. Из этого следует, что пучок, распространяясь в плазме, будет расходиться, а его интенсивность — падать, что, в свою очередь приведет к снижению выхода горячих электронов.

# Цели и задачи

- 1. Написание программы для расчета распространения лазерного излучения релятивистской интенсивности в плазме с учетом ионизационных эффектов, поддерживающего параллелизацию для вычислений на многопроцессорных кластерах.
- 2. Проведение расчетов с начальными параметрами, соответствующими проводимым в лаборатории экспериментам для объяснения наблюдаемых эффектов.
- 3. Поиск параметров плазмы, при которых до критической электронной плотности доносится наибольшая интенсивность излучения.

## Теория

#### 1 Плазма

#### 1.1 Определение плазмы

Плазма — квазинейтральный газ, состоящий из заряженных и нейтральных частиц, проявляющий коллективные свойства (движение частиц определено не только локальными условиями, но и состоянием вещества в отдаленных областях). Система считается квазинейтральной, если ее характерные размеры L намного превышают дебаевскую длину  $l_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{ne^2}}$  — характерную длину экранирования. Тут  $T_e$  — температура электронов, а n — концентрация электронов в точке, где рассматриваемый экранируемый потенциал близок к нулю.

Для того чтобы вносимый потенциал или локальная концентрация заряда экранировались, необходимо чтобы в экранирующем слое  $N_D=n\frac{4}{3}\pi l_D^3$  находилось достаточное количество электронов. То есть, чтобы  $N_D\gg 1$ .

Последний критерий существования плазмы можно определить следующим образом. Влияние электромагнитных сил на движение заряженных частиц должно быть существенным, по сравнению с влиянием столкновительных механизмов. Пусть  $\omega$  — характерная частота колебаний плазмы,  $\tau$  — среднее время между столкновениями заряженных и нейтральных частиц, тогда сформулированное условие можно записать в виде:  $\omega \tau > 1$ .

Таким образом, плазма должна удовлетворять следующим условиям:

1) 
$$L \gg l_d$$
; 2)  $N_D \gg 1$ ; 3)  $\omega \tau > 1$ .

#### 1.2 Плазменная частота

Если слой электронов сдвинуть относительно условно покоящегося ионного слоя, то возникнет электрическое поле, стремящееся вернуть электроны в начальное положение, однако возвращающиеся электроны по инерции проскочат положение равновесия и станут колебаться вокруг него с характерной *плазменной частотой*. Эти колебания будут настолько быстрыми, что можно считать инертные ионы неподвижными. Выражение для плазменной частоты выглядит следующим образом:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_0}{\varepsilon_0 m}}$$

Тут  $n_0$  — концентрация электронов в плазме, m — масса электрона. Важно то, что данная частота зависит только от  $n_0$ .

#### 1.3 Электромагнитные волны в плазме

Для электромагнитной волны, распространяющейся в плазме, коэффициент преломления определяется как:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (1.3.1)$$

или:

$$n = \sqrt{1 - \frac{n_0}{n_{cr}}} \quad (1.3.2)$$

Где  $n_0$  — концентрация электронов, а  $n_{cr}=\frac{\omega^2\varepsilon_0m_e}{e^2}$  — критическая, для данной частоты излучения, концентрация электронов, начиная с которой, волна уже не может распространяться в плазме, и будет отражена. Иными словами, в плазме, с плазменной частотой  $\omega_n$  может распространяться только волна для которой  $\omega > \omega_n$ . Это можно объяснить следующим образом. Если частота распространяющегося излучения больше, чем собственная частота плазменных колебаний, то электроны, будучи сдвинуты появившимся полем, не смогут перестроиться достаточно быстро, чтобы полностью его экранировать, значит - излучение сможет распространяться дальше. Если же частота пришедшего излучения меньше плазменной, сдвинутые электроны перегруппироваться достаточно быстро, чтобы полностью экранировать поле. Тогда, согласно закону сохранения энергии, пришедшая волна должна быть отражена.

#### 2 Ионизация

#### 2.1 Механизмы

В рассматриваемом случае имеет смысл упомянуть два механизма ионизации: туннельную и надбарьерную.

Первый имеет место, когда потенциал создаваемый полем ядра и внешним электрическим полем больше потенциала ионизации, но для электрона существует вероятность туннелировать через этот барьер.

Когда же суммарный потенциал поля ядра и внешнего электрического поля меньше потенциала ионизации электрон спокойно покидает атом без туннелирования.

#### 2.2 Особенности ионизации лазерным пучком

Приведенные процессы ионизации были учтены в работе следующим образом. Граничная интенсивность для надбарьерной ионизации:

$$I_{BSI} = \frac{c\varepsilon_0 (4\pi\varepsilon_0)^2}{32 Z^2 e^6} V_{ion}^4$$

Подставив в данную формулу соответствующие значения, можно убедиться, что, при рассматриваемых интенсивностях пучка  $\sim 10^{18} \mathrm{Bt/cm^2}$ , надбарьерная ионизация вполне может иметь место, однако следует принять во внимание следующий факт.

Рассматриваемый пучок имеет характерное пространственное гауссово распределение напряженности, и, в процессе его распространения, в каждой отдельной точке пространства напряженность сперва нарастает, а затем спадает. Таким образом, когда атом ионизуется на первые порядки ионизации, напряженность поля еще не достаточно велика, чтобы учитывать ионизацию подавлением, а когда напряженность возрастает достаточно, чтобы данный эффект мог иметь место, большинство ионов уже имеют значительную кратность ионизации, т.е. энергии отрыва электронов, еще не покинувших атом, слишком велики.

Приведенные выше рассуждения позволяют, с учетом оценочного характера работы, учитывать при расчете только процессы туннельной ионизации. Данные процессы были учтены при помощи уже упомянутой формулы для вероятности і-ой ионизации атома во внешнем электрическом поле, которая будет приведена ниже. Однако, в силу того, что данная формула правдива только для напряженностей, не превышающих некоторой величины, а рассматриваемые в работе значения теоретически могли бы привести к надбарьерной ионизации, на значение вероятности было наложено очевидное ограничение: если при расчете значение вероятности превышало единицу, оно автоматически приравнивалось оной. Можно сказать, что таким образом были учтены процессы надбарьерной ионизации.

#### 3 Гауссов пучок

В работе рассматривается импульс, в конкретный момент имеющий следующее пространственное распределение напряженности:

$$E = E_0 e^{-\frac{y^2 + z^2}{a_0^2}} e^{-\frac{x^2}{p_0^2}} \cos(kx)$$
 (3)

Где  $a_0$  и  $p_0$  – характерные размеры пучка в известный момент времени. Такой пучок называется гауссовым и наиболее близко аппроксимирует получаемый в оптических квантовых генераторах.

Существует аналитически полученное уравнение, описывающее распределение в пучке в каждой точке пространства, из него видно, что в некоторый момент импульс будет иметь минимальный радиус, а после будет вновь уширяться с уменьшением амплитуды поля. Однако данное уравнение получено с использованием параболического приближения, которому удовлетворяет условие:

$$|E_{rr}| \ll k |E_r|$$

Можно сказать, что для того, чтобы использование данного приближения было законно, пространственная производная амплитуды должна относительно мало изменяться на расстояниях порядка длины волны. Так как в упомянутом эксперименте имеет место жесткая фокусировка, и амплитуда на длинах порядка длины волны изменяется значительно, в данной работе известное аналитическое уравнение для гауссова пучка не использовалось, а численно решалось волновое уравнение.

## Описание математической модели

#### 1 Задача

Уточним задачу, сформулированную во введении.

Осуществить трёхмерное моделирование распространения и дефокусировки лазерного импульса в плазме с учетом процессов ионизации, модернизировать полученный алгоритм с помощью технологии МРІ, для ускорения процесса получения результатов. Найти оптимальные условия, позволяющие получить максимальную конечную интенсивность пучка.

#### 2 Модель

Значение напряженности электрического поля в следующий момент времени в каждой точке расчетной области рассчитывалось с помощью волнового уравнения (2.1). Где n - показатель преломления, который определялся из полученного выше соотношения (1.3.2).

$$E_{tt} = \frac{c^2}{n^2} (E_{xx} + E_{yy} + E_{zz})$$
 (2.1)

$$N = 0.06 N_{cr} e^{\frac{x}{28}} + 0.043 e^{\frac{x}{72}}$$
 (2.4)

Начальное распределение электронной плотности задавалось как (2.4) - данное распределение наблюдается после попадания на молибденовую мишень первичного импульса и получено экспериментально. В расчетах предполагалось, что на каждый электрон приходится однократно ионизованный атом мишени. Далее, при помощи уравнения (2.5), вывод которого можно найти в книге [6], рассчитывалась вероятность ионизации i-ой кратности во внешнем электрическом поле.

$$W_i(E) = 4\omega_a r_{Hi}^{2,5} \frac{E_a}{|E(t)|} \exp(-2r_{Hi}^{1,5}) \frac{E_a}{3|E(t)|}$$
(2.5)

E(t) — Напряженность электрического поля;

$$\omega_a = \frac{m_e \, q_e^4}{(4\pi\varepsilon_0)^2 h^3} \approx 41,3 \, \varphi c^{-1} -$$
 Атомная единица частоты;

$$E_a = \frac{m_e^2 q_e^5}{(4\pi\epsilon_0)^3 h^4} \approx 514 \text{ }^{\text{TB}}/_{\text{M}} - \text{ Напряженность электрического поля атома;}$$

$$r_{Hi} = \frac{E_i}{E_h}$$
;

$$E_h = 13,6 \text{ 3B};$$

 $E_{i}$  — ионизационный потенциал *i-ого* уровня;

Изменение концентрации ионов i-ой степени ионизации рассчитывалось по формуле (2.6). Далее на каждом шаге вычислялось суммарное количество электронов (2.7), которое затем подставлялось в формулу (1.3.2) для расчета показателя преломления, который, в свою очередь, подставлялся в волновое уравнение.

$$\frac{dN_i}{dt} = W_i N_{i-1} - W_{i+1} N_i \qquad (2.6) \qquad \qquad N_e = \sum_{i=1}^{i_m ax} i N_i \qquad (2.7)$$

#### 3 Численные методы

Для решения волнового уравнения использовалась простая явная схема, основанная на разностном приближении (3.1). Учтено условие устойчивости явной схемыкритерий Куранта (3.2), причем величина временного шага выбрана так, чтобы данное условие выполнялось и при n < 1. Использование краевых условий Дирихле (3.3) обосновано значительным, по сравнению с характерными размерами пучка, размером расчетной области.

$$F_{tt} = \frac{F(t - \Delta t) - 2F(t) + F(t + \Delta t)}{\Delta t^2}$$
(3.1)

$$c\Delta t < \Delta x \tag{3.2}$$

$$E(x, y, z) = 0; x, y, z \in \delta$$
 – граница области (3.3)

Представив вторые производные напряженности электрического поля в виде (3.1) и подставив эти выражения в волновое уравнение (2.1) получим следующее равенство:

$$\frac{E(x, y, z, t - \Delta t) - 2E(x, y, z, t) + E(x, y, z, t + \Delta t)}{\Delta t^{2}} = \frac{c^{2} \sum_{i=1}^{x, y, z} \frac{E(i - \Delta i, ..., t) - 2E(i, ..., t) + E(i + \Delta i, ..., t)}{\Delta i^{2}} (3.4)$$

Введя следующие обозначения:

$$\gamma_i = \frac{\Delta tc}{\Delta in} \qquad \gamma = 2(1 - \gamma_x^2 - \gamma_y^2 - \gamma_z^2) \qquad g_{xyz} = \frac{E(x, y, z, t + \Delta t) - E(x, y, z, t - \Delta t)}{2\Delta t}$$

Преобразовав (3.4), получим выражение для значения напряженности поля на следующем шаге:

$$E(x, y, z, t + \Delta t) = \sum_{i}^{x, y, z} \gamma_{i}^{2} (E(i - \Delta i, ..., t) + E(i + \Delta i, ..., t)) + \gamma E(x, y, z, t) - E(x, y, z, t - \Delta t)$$

Или:

$$E(x, y, z, t + \Delta t) = \frac{1}{2} \sum_{i}^{x, y, z} \gamma_{i}^{2} \left( E(i - \Delta i, ..., t) + E(i + \Delta i, ..., t) \right) + \frac{1}{2} \gamma E(x, y, z, t) + g_{xyz} \Delta t$$

Из данных равенств видно, что для вычисления значений напряженности электрического поля в первый момент времени необходимо знать его значения в нулевой и минус первый моменты, или же значение в нулевой момент и первую производную по времени.

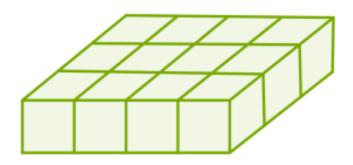
Для нахождения данных величин было сделано следующее: Поскольку рассматривается фокусирующийся пучок, то за начальное распределение напряженности электрического поля бралось гауссово распределение в перетяжке (3). Далее первая производная по времени  $g_{xyz}$  приравнивалась к нулю, и просчитывалось распространение пучка в вакууме. Результатом такого расчета являются два расходящихся в противоположные стороны пучка, один из которых игнорировался (обрезался). По окончании расчета запоминались распределения напряженности на последнем и предпоследнем шаге. Далее в расчетную область «забрасывалась» плазма и производился обратный расчет, в котором сохраненные распределения использовались в качестве соответственно начального и следующего за ним распределений.

#### 4 Параллельное программирование

Задача была распараллелена следующим образом:

Расчетная область представляет собой параллелепипед в трехмерном пространстве XYZ. Пучок распространяется вдоль оси X. Плоскость XY разбивается на прямоугольники, количество которых равно количеству процессов (N), таким образом, что площадь соприкосновения этих прямоугольников минимальна. Примерный вид расчетной области приведен на рисунке ниже. В результате расчетная область оказывается разбита на N параллелепипедов, высота которых совпадает с высотой самой области, и каждому из которых соответствует один процесс.

Вначале каждый из процессов рассчитывает распределение поля в своей части области по формуле (2.4) в соответствии с общими координатами в расчетной области, иными словами, каждый из процессов считает распределение напряженности и зависящие от него величины в своей части пучка. Затем процессы обмениваются граничными значениями напряженности с соседями сверху и снизу, слева и справа, из полученных значений рассчитывают распределение поля на следующем шаге. Таким образом, процессы обмениваются крайними значениями напряженности на каждом временном шаге.



## Результаты моделирования

#### 1 Молибденовая мишень

Было просчитано распространение импульса в плазменном слое, образованном у молибденовой мишени наносекундным предымпульсом. Поскольку интерес представляют условия, при которых наблюдается провал в выходе рентгеновского излучения, за начальный профиль плазмы был взят наиболее близкий к наблюдаемому при соответствующей задержке между импульсами (~15 нс). Также было просчитано распространение импульса в двух других профилях плазмы, общий вид которых:

$$N = 0.06 e^{\frac{x-x_0}{l_1}} + 0.043 e^{\frac{x-x_0}{l_2}}$$

Тут N — отношение наблюдаемой концентрации к критической. Данные зависимости приведены на графике 1. В таблице 1 приведены максимальные полученные интенсивности поля и достигнутые порядки ионизации для различных значений  $l_1$  и  $l_2$ .

$l_1$ , мкм	$l_2$ , мкм	$I_{max}$ , $10^{18}$ BT/ $_{CM}^2$	$i_{max}$
56	144	0,144	9 – 10
28	72	0,22	9 – 10
14	36	0,25	10 – 11

Таблица 1.

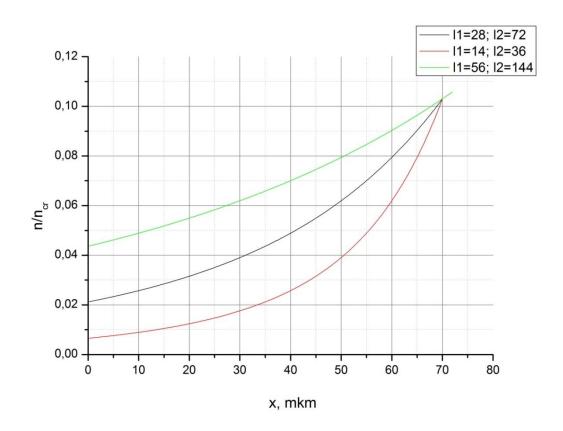


График 1.

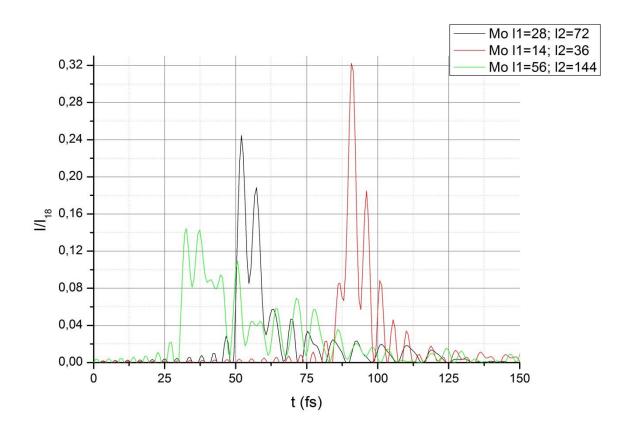


График 2.

На графике 2 можно видеть зависимости для различных  $l_1$  и  $l_2$  нормированной на  $I_{18}=10^{18}~{
m BT/_{CM^2}}$  интенсивности в точке, в которой она оказалось наибольшей, от времени.

Видно, что, чем глубже прогиб графика концентрации, тем позже наблюдается максимум интенсивности. Это связано с тем, что, чем ниже концентрация электронов, тем меньшее влияние оказывается на фокусировку пучка. Пучок начинает расходиться тогда, когда эффект дифракции в плазме начинает превышать наведенную фокусировку, именно в этот момент и наблюдается максимум интенсивности. Что же касается интенсивности, наблюдаемой в фокусе, то к моменту достижения данной точки, пучок успевает почти полностью «рассеяться». На рисунке 3(a) приведено распределение напряженности в 20 мкм от фокуса для пучка, распространявшегося в вакууме, а на рисунке 3(б) – в плазме с  $l_1 = 14$  мкм и  $l_2 = 36$  мкм.

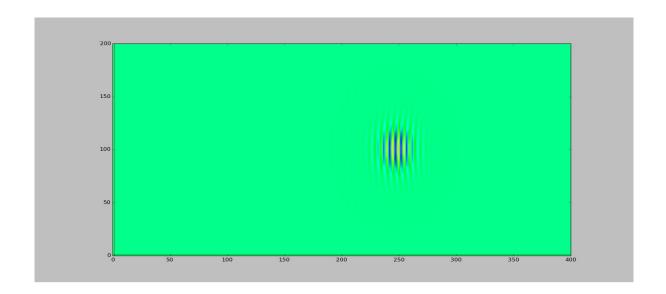


Рисунок 3(а).

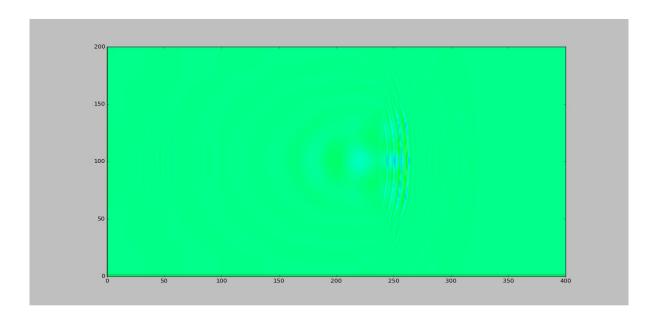


Рисунок 3(б).

На графике 3 к зависимостям, изображенным на графике 2, добавлена интенсивность в фокусе для пучка, распространяющегося в вакууме.

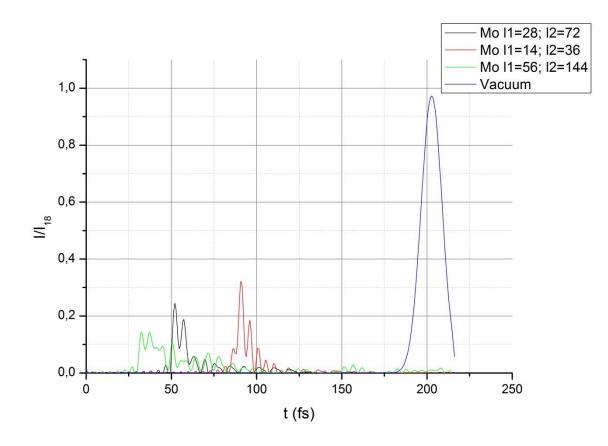


График 3.

Профилем плазмы, соответствующем провалу в выходе горячих электронов является профиль с  $l_1=28$  мкм и  $l_2=72$  мкм. Для него в фокусе  $\frac{I}{I_{18}}\approx 0.0003$ . Из графика 3 видно, что для него, максимальная интенсивность меньше максимальной в вакууме примерно в пять раз.

Также, при помощи преобразований Фурье, был получен частотный спектр пучка, распространяющегося в основном рассматриваемом профиле ( $l_1=28$  мкм и  $l_2=72$  мкм). На графике 4 изображен спектр частот, нормированных на несущую частоту пучка, распространяющегося в вакууме. Прирост относительной частоты  $\frac{\Delta \omega}{\omega_0} \approx 0.8125$ . Для длины волны 800 нм это соответствует  $\Delta \lambda = 150$  нм, похожие смещения наблюдались и в эксперименте (рисунок  $1(\delta)$ ).

Таким образом, полученные с помощью математической модели результаты качественно подтверждают приведенную во введении теорию о происхождении провала в выходе горячих электронов.

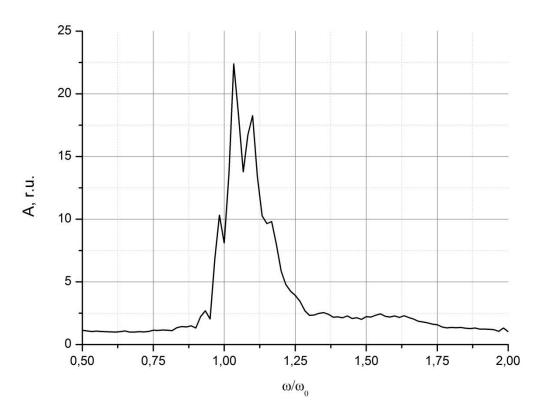


График 4.

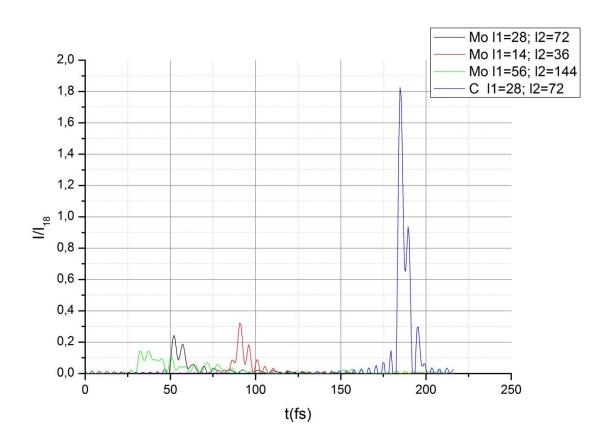


График 5.

#### 2 Углеродная пленка

Поскольку показатель преломления напрямую зависит от концентрации электронов в плазме, логично предположить, что уменьшение порядкового номера используемого в качестве мишени вещества может снизить влияние эффекта дефокусировки. В ряде экспериментов мишенью служила углеродная пленка. В связи с этим было решено провести соответствующий расчет для углерода, используя те же профили, что и для молибдена в частности:  $l_1=28\,\mathrm{mkm}$  и  $l_2=72\,\mathrm{mkm}$ . На графике 5 представлены зависимости графика 2 вместе с соответствующей зависимостью для углерода. Видно, что максимальная интенсивность в денном случае значительно превосходит интенсивность в вакууме, однако это не значит, что стоит ожидать подобных результатов в эксперименте. В рамках рассмотренной модели данный результат разумно объяснить не представляется возможным. Однако другим важным результатом является то, что интенсивность в плазме углерода не понижается на порядки из-за дефокусировки, этот факт можно использовать в дальнейших исследованиях. Также на рисунке 4 приведено распределение напряженности поля в фокусе для углерода.

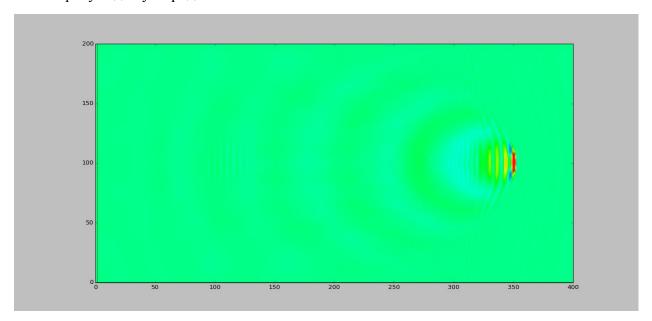


Рисунок 4.

Максимальный достигнутый порядок ионизации для углерода составил 4-6.

#### 3 Пучок большей длительности

Также был произведен расчет для пучка с уменьшенной в четыре раза интенсивностью, но с увеличенной во столько же раз длительностью. Так как площадь сечения пучка не изменялась, то, соответственно, сохранялась и его энергия. Предполагалось, что, так как, из-за меньшей напряженности поля, концентрация электронов в плазме будет расти медленнее, то и эффект дифракции будет проявляться не так сильно. Следовательно, импульс сможет донести большую интенсивность до плотных слоев плазмы, что может привести к большему выходу горячих электронов. На графике 6 зависимости, аналогичные зависимостям на графике 2. приведены рассматриваемой формы пучка. Надо заметить, что максимальные степени ионизации достигли 8-9, что на 1-3 степени меньше, чем для импульса начальной формы.

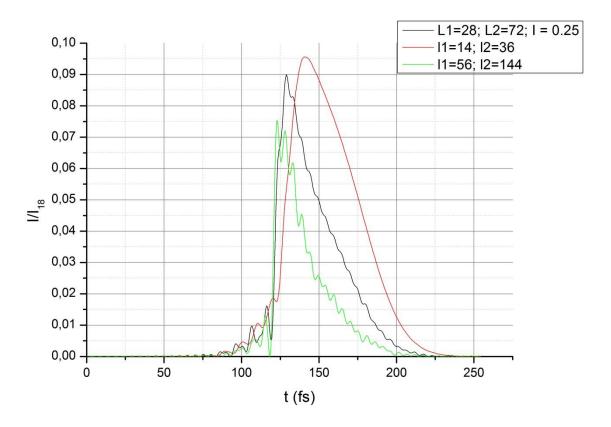


График 6.

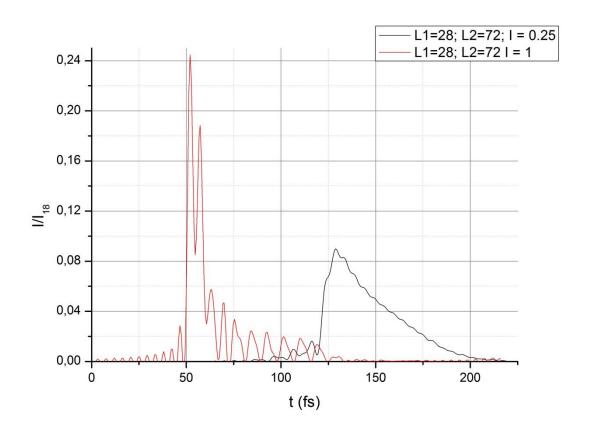


График 7.

На графике 7 изображены зависимости интенсивности, аналогичные представленным выше, но для пучков, отличающихся по длительности в 4 раза, и одинакового профиля концентрации. Видно, что максимальная интенсивность для первого пучка меньше начальной в 4-5 раз, в то время как для второго — в 2-2,5 раза. При этом начальная концентрация электронов в точке максимума для «вытянутого» пучка больше чем для начального приблизительно на 0.006 единиц критической концентрации.

#### 4 Другие профили плазмы.

Также, для проверки корректности построенной модели, были проведены расчеты для трех профилей плазмы следующего вида:

$$N = 0.06(e^{\frac{x-x_0}{l_1}} + 0.043e^{\frac{x-x_0}{l_2}})$$

Также они представлены на графике 8.

Ниже приведена таблица, аналогичная таблице 1.

$l_1$ , мкм	$l_2$ , мкм	$I_{max}$ , $10^{18}$ BT/ $_{CM}^2$	$i_{max}$
11.2	28.8	0,37	11 – 12
5.6	14.4	0,59	12 – 13
2.8	7.2	0,8	13 – 14

Таблица 2.

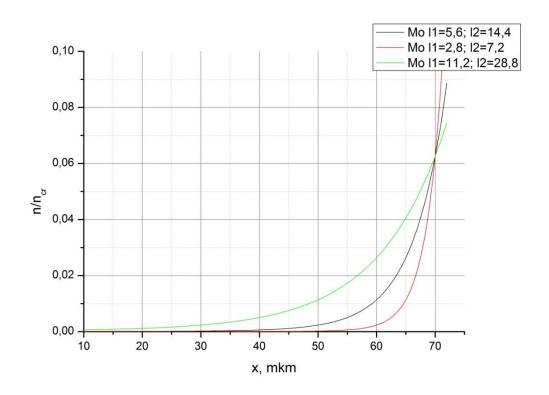


График 8.

На графике 9 изображены аналогичные изображенным на графике 2 зависимости.

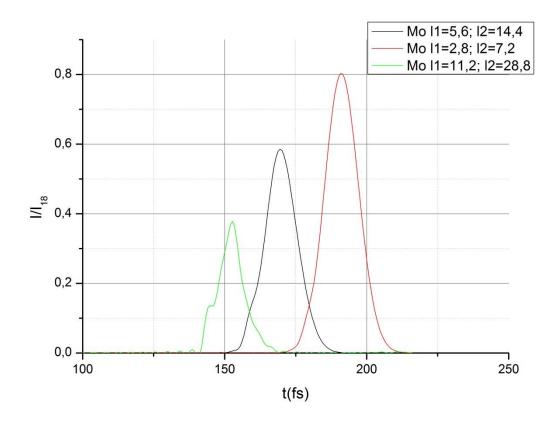


График 9.

Таким образом, видно, что, при более крутых распределениях значение максимальной интенсивности повышается, это объясняется тем, что, чем круче распределение, тем длиннее слой плазмы с невысокой концентрацией электронов, тем дальше доносится максимальная интенсивность. Также с увеличением напряженности растет вероятность ионизаций высших порядков, что наблюдается в таблице 2.

## Ускорение

На графике 10 представлена зависимость относительного времени расчета от количества процессоров для распространения импульса в первые 90 шагов с максимальной степенью ионизации равной 15. Время расчета нормировано на соответствующее время для одного процессора. На том же графике для сравнения приведена линейная зависимость  $\frac{T_1}{T_N} = N$ .

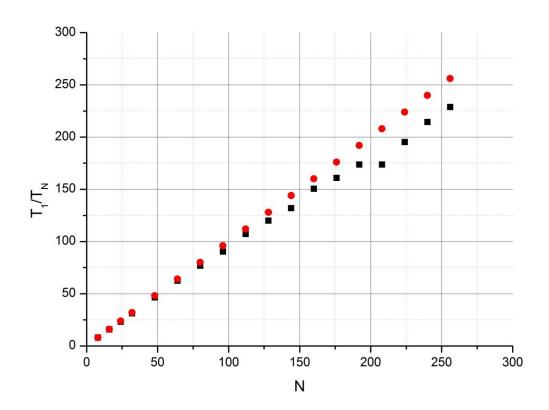


График 10.

Видно, что ускорение несколько отличается от линейного. Работа программы несколько замедляется использованием блокирующей операции обмена: MPI\_Sendrecv\_replace. Однако, с другой стороны, использование данной операции позволило уменьшить требуемую программе память.

С помощью закона Амдала:  $\frac{T_1}{T_N} = \frac{N}{SN+P}$  были оценены параллельная и последовательная часть программы, на графике 11 представлена зависимость величины, обратной относительному времени расчета, от величины, обратной количеству процессоров.

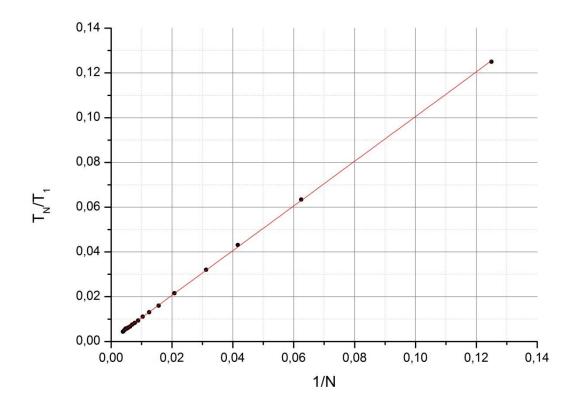


График 11.

Тут  $\frac{T_N}{T_1} = S + \frac{P}{N}$ ,  $S \approx 0.065 \%$  — последовательная часть программы,  $P \approx 99.85 \%$  — параллельная часть программы.

## Выводы

В ходе работы написана программа моделирующая ионизационные процессы при распространении лазерного излучения релятивистской интенсивности в плазме. При моделировании было показано:

Процесс ионизации плазмы и следующее за ним расхождение пучка приводит к понижению интенсивности на порядок (с  $10^{18}~\rm Bt/cm^2$  до 1-2  $10^{17}~\rm Bt/cm^2$ ). Данный факт подтверждает теорию возникновения рассматриваемого провала в выходе рентгеновского излучения при задержках ~15нс.

Использование в качестве материалов для мишеней элементов с малым порядковым номером может значительно понизить эффект дефокусировки.

Увеличение длительности импульса от 50 до 200 фс при сохранении полной энергии способствует замедлению его рассеяния в плазме, (уменьшение интенсивности в 2,5 раза, при уменьшении для короткого импульса в 5-10 раз) и способствует донесению большей интенсивности до высокой электронной плотности, что, в свою очередь, может способствовать повышению выхода горячих электронов.

## Список литературы

- 1. Чен Ф. «Введение в физику плазмы»: Пер. с англ. М.: Мир, 1987 398 с., ил.
- 2. Калиткин Н. Н. «Численные методы» 2-е изд. СПб.: БХВ-Петербург, 2014-592 с.: ил.
- 3. P. Gibbon «Short Pulse Laser Interactions with Matter»: Imperial College Press, London, 2005.
- 4. Ахманов С.А. «Физическая оптика» Учебник. 2-е изд. / С. А. Ахманов; С. Ю. Никитин. М.: Изд-во МГУ; Наука, 2004. 656 с.
- 5. K.A. Ivanov, I.N. Tsymbalov, S.A. Shulyapov, D.A. Krestovskikh, A.V. Brantov, V.Yu. Bychenkov, R.V. Volkov, A.B. Savel'evP. «Repulse controlled electron acceleration from solids by a femtosecond laser pulse in the slightly relativistic regime». *Physics Faculty and International Laser Center of M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia.*
- 6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: Учеб. пособ. : Для вузов. В 10 т. Т. 3. Квантовая механика. 5-е изд., стереот. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. 808 с.