

Оптические характеристики приповерхностной плазмы, иницированной мощными лазерными импульсами фемтосекундной длительности различной поляризации

В.М.Величко, В.Д.Урлин, Б.П.Якутов

Теоретически рассчитано взаимодействие лазерных импульсов фемтосекундной длительности различной поляризации с интенсивностью $10^{15} - 10^{17}$ Вт/см² с поверхностью твердотельной мишени. При расчете поглощения лазерного излучения совместно решались уравнения электродинамики, гидродинамики и кинетики на границе плазма–вакуум. Найдены зависимости коэффициентов отражения плазмы от интенсивности, поляризации и угла падения лазерного излучения на мишень. Проведено сравнение с экспериментальными данными.

Ключевые слова: фемтосекундные импульсы, поляризация излучения, лазерная плазма, коэффициент отражения.

Введение

В последние годы разработаны источники лазерного излучения с длительностью импульса $\tau \sim 10^{-14} - 10^{-13}$ с, способные создавать на мишени световые поля с интенсивностью $I \sim 10^{16} - 10^{20}$ Вт/см² [1, 2]. При облучении мишеней лазерными импульсами с такими параметрами возникает тонкий ($\sim 0.1 - 1$ мкм) слой плазмы твердотельной плотности ($n_{e,i} \sim 10^{22} - 10^{23}$ см⁻³) с температурой электронов $T_e \sim 0.5 - 1$ кэВ и «холодными» ионами. Эта сверхплотная горячая приповерхностная плазма является уникальным физическим объектом, свойства которого активно исследуются [1, 2].

При изучении взаимодействия лазерных импульсов фемтосекундной длительности с твердотельными мишенями весьма важен вопрос о механизме поглощения лазерного излучения приповерхностной плазмой, имеющей такие экстремальные параметры. Этому вопросу уделяется большое внимание еще и по той причине, что поглощательная способность плазмы и связанный с ней коэффициент отражения являются одними из немногих параметров фемтосекундной плазмы, надежно измеряемых в экспериментах [3–8].

Цель настоящей работы – расчетное определение оптических характеристик плазмы во время облучения твердотельной мишени фемтосекундным импульсом лазерного излучения, имеющим произвольную линейную поляризацию. Исследования проводились при помощи программы сквозного счета в координатах Лагранжа, позволяющей совместно численно моделировать электродинамические, кинетические, гидродинамические и радиационные процессы в лазерной плазме. Использовалась модель диэлектрической проницаемости плазмы, дающая возможность удачно описывать поглощение лазерного излучения фемтосекундной длительности при интенсивности $I \leq 10^{17}$ Вт/см². Результаты расчетов

оптических параметров плазмы сравниваются с экспериментальными результатами, известными из литературы.

1. Расчетно-теоретическая модель взаимодействия и поглощения УКИ поверхностью мишени

1.1. Расчет гидродинамических параметров фемтосекундной плазмы и ее зарядового состава

Облучение мишени УКИ имеет ряд особенностей. Короткие ($\sim 10^{-13} - 10^{-12}$ с) временные масштабы облучения и высокие ($10^{16} - 10^{19}$ Вт/см²) интенсивности приводят к большим градиентам температуры, плотности и заряда в возникающей приповерхностной плазме. Динамика плазмы в задачах такого рода описывается в приближении одномерной двухтемпературной одножидкостной гидродинамики в координатах Лагранжа [7–11]. Одномерность приближения обусловлена тем обстоятельством, что при облучении мишени лазерным импульсом фемтосекундной длительности диаметр пятна фокусировки $d \sim 10 - 100$ мкм остается много больше толщины $L_p \sim 0.1 - 1$ мкм образовавшейся приповерхностной плазмы.

Кроме гидродинамического движения плазмы, используемый нами метод расчета позволяет учитывать такие явления, как поглощение лазерного излучения, электронно-ионный обмен энергией, прогрев материала мишени в результате электронной теплопроводности, а также нестационарную кинетику ионизации при определении среднего заряда ионов. Уравнение состояния электронного компонента записывается в приближении идеального газа. Поскольку характерные температуры нагрева мишени лазерным излучением много выше температуры испарения материала мишени, решетку также можно рассматривать как идеальный газ; теплоемкость электронного газа и решетки принималась равной $3/2$. Основные уравнения имеют следующий вид:

$$\frac{\partial E_e}{\partial t} = -(P_e + P_v/2) \frac{\partial u}{\partial m} + q_e + Q_{\text{las}} - Q_{\text{ei}} - Q_{\text{rad}}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial t} = -(P_i + P_v/2) \frac{\partial u}{\partial m} + Q_{\text{ei}}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial(P_e + P_i + P_v/2)}{\partial m}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(1/\rho)}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial m}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial x}{\partial t} = u, \quad (5)$$

где u – скорость ионов и электронов; ρ – плотность среды; x – эйлерова координата; m и t – лагранжевы переменные; $E_e = 1.5\langle Z \rangle T_e / M + U(\langle Z \rangle) / M$, $E_i = 1.5T_i / M$ – энергии электронного и ионного компонентов на единицу массы; $\langle Z \rangle$ – средний заряд ионов; $U(\langle Z \rangle)$ – затраты энергии на ионизацию атома до заряда $\langle Z \rangle$; T_e и T_i – электронная и ионная температуры; $P_e = \rho \langle Z \rangle T_e / M$, $P_i = \rho T_i / M$ – электронное и ионное давления; M – масса атома; P_v – давление, связанное с введением искусственной вязкости; Q_{ei} , q_e , Q_{las} , Q_{rad} – члены уравнений, описывающие электрон-ионный энергообмен, электронную теплопроводность, поглощение лазерного излучения и потери энергии на излучение соответственно.

В используемой модели состояние плазмы описывается средним значением $\langle Z \rangle$, что оправданно, т. к. распределение по различным кратностям ионизации является достаточно узким [12]. Изменение $\langle Z \rangle$ со временем описывается уравнением [11]

$$\frac{d\langle Z \rangle}{dt} = \langle Z \rangle (v_e - v_{st} - v_{ph}), \quad (6)$$

где v_e , v_{st} и v_{ph} – скорости ионизации электронным ударом, рекомбинации при тройных столкновениях и фоторекомбинации соответственно. Выражения для скоростей элементарных процессов взяты (следуя работам [11, 13]) в интерполяционном виде. В равновесном случае из уравнения (6) при высокой плотности мы получаем формулы Саха, а в случае низкой плотности и высокой температуры приходим к «корональному» равновесию.

Для параметра Q_{ei} , учитывающего релаксацию электронной и ионной температур, а также для потока тепла q_e , переносимого электронами, были приняты классические выражения [11]. При этом предусматривалась возможность ограничения теплового потока. Выражение, в котором использовался источник лазерного энерговыделения Q_{las} , обсуждается ниже. Параметр Q_{rad} на этом этапе исследований не учитывался.

По оценкам доля лучистых потерь в общем энергетическом балансе во время действия импульса лазерного излучения невелика и составляет доли процента, что не может существенно сказаться на результатах моделирования других параметров. Поскольку в работе рассматриваются интенсивности $I \leq 10^{17}$ Вт/см² и короткие импульсы, при которых плазма имеет плотность порядка твердотельной и температуру в сотни электронвольт, возможное влияние светового давления на движение плазмы не учитывалось. Оправданность такого приближения будет показана при анализе результатов расчетов.

Интегрирование уравнений (1)–(5) производилось в координатах Лагранжа по схеме «крест» второго порядка точности по пространству и первого порядка точности по времени. Уравнение теплопроводности решалось по неявной схеме методом прогонки и также имело второй порядок точности по пространству и первый – по времени. Уравнение (6) решалось в каждой точке разностной

схемы явно-неявным методом. Таким образом, с помощью такой схемы расчета, использующего уравнения (1)–(6), моделировалось гидродинамическое движение лазерной плазмы, перенос энергии из зоны поглощения в глубь мишени, обмен энергией между электронами и ионами, а также определялась степень ионизации плазмы.

1.2. Расчет поглощения лазерного импульса фемтосекундной длительности

Поглощательная способность приповерхностной плазмы, образовавшейся при взаимодействии лазерного импульса ультракороткой длительности с твердотельной мишенью, зависит от интенсивности излучения, поляризации лазерного луча, угла падения лазерного пучка на мишень, длины волны лазерного излучения. Поскольку в течение фемтосекундного лазерного импульса протяженность плазменного слоя L_p обычно меньше длины волны λ лазерного излучения, $L_p \leq \lambda$, то для определения оптических характеристик плазмы требуется найти решение уравнений электромагнитного поля на границе плазма – вакуум. Использование приближения геометрической оптики для таких пространственных масштабов становится некорректным.

Для приповерхностной плазмы, формируемой УКИ, характерны большие градиенты плотности, температуры и зарядового состава. По этой причине расчет оптических характеристик такой плазмы должен основываться на совместном решении уравнений гидро- и электродинамики, с тем, чтобы световое поле лазерного излучения на границе плазма – вакуум определялось на реальном профиле плотности, температуры и зарядового состава. Поскольку временные масштабы изменения электродинамических характеристик меньше, чем гидродинамических, то для вычисления поглощения света используются стационарные волновые уравнения.

На рис.1 приведена схема взаимодействия лазерного излучения с плазмой. В случае s-поляризованной волны электрическое поле E направлено по нормали к плоскости падения лазерного луча на плазму. Уравнения электродинамики приводятся к виду, при котором электрическое поле волны E , распространяющейся в направлении оси x , описывается однокомпонентным одномерным волновым уравнением [14]

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + k_0^2 [\varepsilon(x) - \sin^2 \theta] E = 0, \quad (7)$$

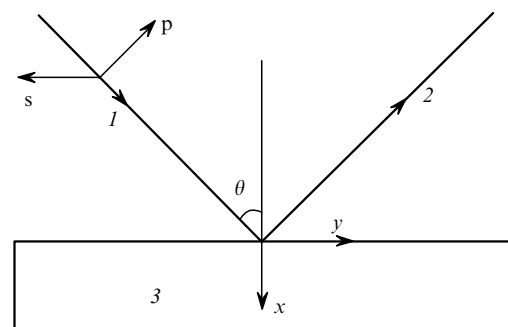


Рис.1. Схема взаимодействия поляризованного лазерного луча с мишенью:

1 – падающий луч; 2 – отраженный луч; 3 – мишень.

где $k_0 = \omega/c$; ω – частота лазерного излучения; c – скорость света в вакууме; ε – диэлектрическая проницаемость плазмы; θ – угол падения волны на плазму. Выбранную модель диэлектрической проницаемости обсудим ниже.

При расчете электромагнитных полей р-поляризации удобно решать уравнение не для вектора E , который при р-поляризации лежит в плоскости падения лазерного луча, а для вектора магнитного поля волны H , перпендикулярного плоскости падения луча [14]. Уравнение, описывающее распределение магнитного поля лазерного излучения на границе неоднородной плазмы, имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 H}{dx^2} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dx} \frac{dH}{dx} + k_0^2 [\varepsilon(x) - \sin^2 \theta] H = 0. \quad (8)$$

Коэффициенты в этом уравнении имеют тот же смысл, что и в (7). Оси x и y (см. рис. 1) лежат в плоскости падения лазерного луча, падающего под углом θ к оси x . Ось y лежит на пересечении плоскости падения лазерного луча и плоскости, совпадающей с первоначальной границей плазмы. Параметры плазмы зависят от координаты x . Определив H из уравнения (8), легко найти, следуя [14], необходимые для определения поглощения компоненты электрического поля E . Коллинеарная градиенту плотности плазмы компонента поля E_x и нормальная к градиенту плотности компонента поля E_y определяются следующими выражениями:

$$E_x = \frac{ic}{\varepsilon\omega} \frac{\partial H}{\partial y}, \quad (9)$$

$$E_y = -\frac{ic}{\varepsilon\omega} \frac{\partial H}{\partial x}. \quad (10)$$

Энергия электромагнитной волны, поглощенная в единице объема плазмы в единицу времени, может быть представлена в виде [14]

$$W(x) = \omega \text{Im} \varepsilon(x) |E(x)|^2 / 8\pi, \quad (11)$$

где $|E(x)|^2 = |E_x(x)|^2 + |E_y(x)|^2$ в случае р-поляризованной волны и $|E(x)|^2 = |E_z(x)|^2$ – для s-поляризованной.

Параметр Q_{las} , описывающий лазерное энерговыделение в уравнении (1), связан с $W(x)$ соотношением

$$Q_{\text{las}} = \frac{W(x)}{\rho}. \quad (12)$$

Остановимся подробнее на модели диэлектрической проницаемости плазмы, выбор которой, как показано в [8], может заметно влиять на результаты численного моделирования оптических свойств плазмы. В нашей работе принята модель, аналогичная использованной в [5–9], в которой электроны и ионы плазмы рассматриваются как газ свободных частиц, находящийся в электрическом поле лазерного излучения с частотой ω . В этой модели комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы ε определяется следующим выражением:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (13)$$

где $\omega_p = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$ – плазменная частота; ν – эффективная частота электронно-ионных столкновений, кото-

рая кроме температуры и плотности плазмы зависит, вообще говоря, от интенсивности I и частоты ω лазерного излучения [14]. При получении выражения (13) предполагалось, что среда обладает слабой пространственной дисперсией, т. е. выполняются условия $\omega > \kappa_p (T_e/m_e)^{1/2}$ и $\nu > \kappa_p (T_e/m_e)^{1/2}$, где $\kappa_p = 2\pi/\lambda_p$ – волновое число излучения в плазме; $(T_e/m_e)^{1/2}$ – тепловая скорость электронов.

В выражении (11) для поглощенной энергии $W(x)$ эффективная частота электронно-ионных соударений ν является определяющей величиной, т. к.

$$\text{Im} \varepsilon(x) = \frac{\nu \omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \nu^2)}. \quad (14)$$

Для повышения точности модели диэлектрической проницаемости учтем соотношение между эффективной частотой электронно-ионных соударений ν и частотой падающей электромагнитной волны ω . Следуя [9], будем считать, что при $\omega > \nu$, в так называемом высокочастотном пределе, $\nu = \nu_h$:

$$\nu_h = \frac{4(2\pi)^{1/2} \langle Z \rangle e^4 n_e A}{3 m_e^{1/2} T_e^{3/2}}, \quad (15)$$

где A – кулоновский логарифм; n_e – электронная плотность плазмы; e и m_e – заряд и масса электрона; T_e – электронная температура.

При $\omega < \nu$, в низкочастотном пределе, функциональная зависимость ν от температуры, плотности и среднего заряда остается неизменной, но примерно в 3 раза уменьшается численный коэффициент в выражении (15), так что низкочастотная эффективная частота столкновений

$$\nu_{\text{low}} = \frac{3\pi}{32} \nu_h. \quad (16)$$

Таким образом, в расчетах нами используется следующий способ описания эффективной частоты столкновений. Мы считаем, что при $\nu > \omega$ частота соударений $\nu = \nu_{\text{low}}$, при $\nu < \omega$ справедлива формула (15) и $\nu = \nu_h$, а в промежуточном случае, при $\nu \simeq \omega$, величины ν_{low} и ν_h сшиваются на уровне $\nu = \omega$.

Метод численного решения уравнений (7), (8), описывающих световое поле лазерного излучения, аналогичен предложенному в работе [6]. Важно отметить, что уравнения (7), (8) в однородной среде имеют точные решения, которые в однородной плазме с закритической плотностью используются в качестве граничных условий для интегрирования этих уравнений в неоднородном слое. Интегрирование уравнений происходит по направлению из плазмы в вакуум. Падающая и отраженная от плазмы волны в вакууме образуют световое поле, амплитуда которого связана с текущей интенсивностью лазерного излучения

$$I(t) = \frac{c|E_0|^2}{8\pi} \cos \theta. \quad (17)$$

По этой амплитуде проводится калибровка решения и определяются коэффициент отражения R и поглощательная способность плазмы A . В силу закона сохранения энергии должно выполняться равенство $A + R = 1$. Это равенство используется для контроля точности вычислений.

При численном моделировании взаимодействия ла-

зерного импульса с плазмой уравнения (7)–(10), описывающие поглощение, решаются совместно с системой (1)–(6). Результатом решения является пространственное распределение электрического ($|E(x)|^2$) и магнитного ($|H(x)|^2$) полей, которые используются для определения коэффициента отражения R и пространственного распределения поглощенной энергии $W(x)$ в слое плазмы.

2. Особенности взаимодействия р- и s-поляризованного лазерного излучения фемтосекундной длительности с неоднородной плазмой

Эксперименты и расчеты показывают, что при одинаковых интенсивностях и углах падения лазерных импульсов фемтосекундной длительности на неоднородную плазму коэффициент поглощения р-поляризованного излучения превышает коэффициент поглощения s-поляризованного излучения [3, 4, 8], что обусловлено механизмом резонансного поглощения р-поляризованной электромагнитной волны неоднородной плазмой [11, 14].

Для реализации этого механизма необходимо, чтобы вектор электрического поля волны E был коллинеарен градиенту плотности неоднородной плазмы. При расчете поглощения р- и s-поляризованного излучения на основе решения уравнений (7)–(10) определялась величина поля во всей области, прилегающей к границе плазма–вакуум. В случае р-поляризованного излучения в точке с критической плотностью происходит резонансное возрастание компоненты электрического поля, коллинеарной градиенту плотности, и возникает пик поглощения. Разработанная расчетная модель позволяет выявить детали поглощения лазерного излучения в разлетающейся плазме.

Приведем характерные примеры полученных решений. Прежде всего отметим, что при разработке расчетной модели поглощения мы опирались на эксперименты [3, 5, 7] и использовали приведенные в этих работах параметры лазерного излучения. При этом не учитывалось возможное существование предплазмы у поверхности твердотельной мишени. Это предположение, по-видимому, хорошо выполняется для экспериментов [5] и [7] (контраст свыше 10^7 за 1 пс до максимума импульса) и хуже – для работы [3]; ее авторы допускают существование предплазмы небольшой протяженности, которая, по их мнению, слабо искажает результаты взаимодействия с твердотельной мишенью.

На рис.2 показано распределение поглощенной энергии в плазме при облучении под углом 50° мишени из алюминия лазерным импульсом длительностью ~ 200 фс, поляризация которого распределена таким образом, что 93 % интенсивности приходится на р-поляризованное излучение и 7% – на s-поляризованное. Полная интенсивность $I = 2.5 \cdot 10^{15}$ Вт/см². При таких условиях облучения в экспериментах [3] зарегистрирована максимальная поглощательная способность $A \sim 60$ %.

На рис.2 явно выделяется пик резонансного поглощения, который наблюдается в точке с критической плотностью. Исходя из расчета, получаем поглощательную способность мишени при облучении ее под углом 50° примерно 66 %, что близко к экспериментальному значению. При этом резонансное поглощение, т. е. поглощение, связанное с компонентой поля E_x , коллинеарной градиенту плотности, составляет ~ 44 %, а на тормозное поглоще-

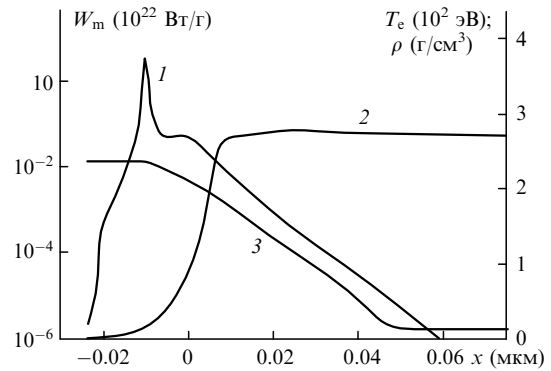


Рис.2. Профили поглощенной мощности р-поляризованного лазерного излучения W_m (1) в плазме алюминия, плотности плазмы ρ (2) и температуры электронов T_e (3) в момент времени $t = 100$ фс от начала импульса.

ние, за которое отвечает компонента E_y , приходится ~ 22 %. Это практически равно поглощательной способности (~ 23 %), полученной в расчетах падающего на плазму под тем же углом (50°) поглощения s-поляризованного пучка. Такое совпадение свидетельствует о согласованном описании поглощения р- и s-поляризованного излучения.

На рис.3 показано распределение поглощенной энергии в плазме, облучаемой s-поляризованным лазерным излучением. Все параметры облучения, кроме поляризации, аналогичны случаю, представленному на рис.2. Сравнение этих двух вариантов облучения показывает, что при поглощении s-поляризованного излучения резонансный пик отсутствует и энергия достаточно равномерно выделяется в области вблизи критической плотности, причем поглощение происходит в плазме как с докритической, так и с закритической плотностью.

Видно, что максимальная поглощенная мощность р-поляризованного излучения почти на два порядка превышает максимум поглощения в случае s-поляризованного импульса. Таким образом, численное моделирование обнаруживает значительную разницу в характере поглощения р- и s-поляризованного излучения приповерхностной плазмой, инициированной мощными лазерными импульсами фемтосекундной длительности.

Из рис.2 и 3 можно также по ширине зоны поглощения оценить характерную глубину δ проникновения поля в плазму. Для рассмотренных случаев $\delta \simeq 3 \cdot 10^{-2}$ мкм, что больше длины свободного пробега электронов

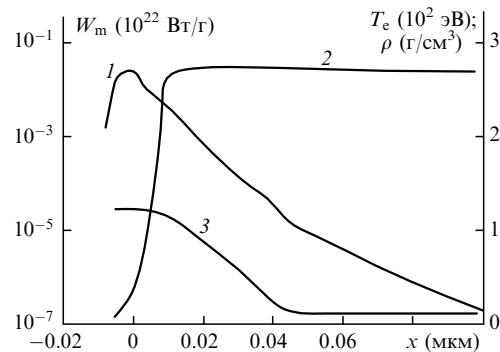


Рис.3. Профили поглощенной мощности s-поляризованного лазерного излучения W_m (1) в плазме алюминия, плотности плазмы ρ (2) и температуры электронов T_e (3) в момент времени $t = 100$ фс от начала импульса.

$((T_e/m_e)^{1/2}v^{-1} \sim 4 \cdot 10^{-3}$ мкм) в области поглощения и свидетельствует о нормальном характере скин-эффекта при рассмотренном взаимодействии.

3. Оптические свойства приповерхностной плазмы

Для тестирования расчетно-теоретической модели поглощения фемтосекундного импульса произвольной поляризации и разработанного компьютерного метода расчета были выполнены расчеты при параметрах лазерного облучения мишеней, совпадающих с условиями описанных в литературе экспериментов [3, 5, 7]. Сравнение проводилось по величине коэффициента отражения, поскольку это один из немногих параметров фемтосекундной плазмы, достаточно надежно измеряемых в экспериментах.

В работе [7] были проведены тщательные измерения поглощательной способности $A(I)$ алюминиевой плазмы. Лазерное излучение в этих экспериментах падало по нормали к поверхности мишени, что эквивалентно s-поляризации луча. Форма импульса $I(t)$, измеренная в экспериментах [7] и использованная в расчетах, приведена на рис.4. Длина волны лазерного излучения $\lambda = 0.4$ мкм. Было проведено численное моделирование воздействия импульсов лазерного излучения с такими параметрами на мишень из алюминия в диапазоне интенсивностей $I = 3 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{17}$ Вт/см². На рис.5 представлены результаты расчетов поглощательной способности алюминия $A(I)$ и экспериментальные точки из работы [7]. Видно хорошее согласие расчетных и экспериментальных результатов. В наиболее интересном диапазоне интенсивностей $10^{15} < I < 2 \cdot 10^{17}$ Вт/см² максимальное различие между расчетом и экспериментом не превышает $\sim 10\%$. Уменьшение поглощательной способности плазмы при увеличении потока лазерного излучения обусловлено увеличением электронной температуры и уменьшением плотности внешних слоев разлетающейся плазмы. При $\omega_p \geq \omega > \nu$ поглощательная способность изменяется в соответствии с закономерностями нормального скин-эффекта [16]:

$$A = 1 - R \sim \frac{2\nu}{\omega_p} \sim \frac{\langle Z \rangle^{3/2} n_i^{1/2}}{T_e^{3/2}}. \quad (18)$$

При $I \sim 10^{17}$ Вт/см² имеет место не только качественное, но и неплохое количественное совпадение численных расчетов с оценками по формуле (18).

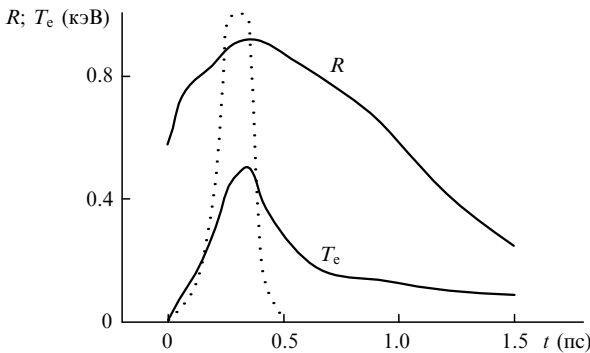


Рис.4. Изменение коэффициента отражения R и температуры электронов T_e в течение и после окончания импульса лазерного излучения при $\lambda = 0.4$ мкм, $\theta = 0$, $I = 3 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Пунктиром показана форма лазерного импульса в расчетах и экспериментах.

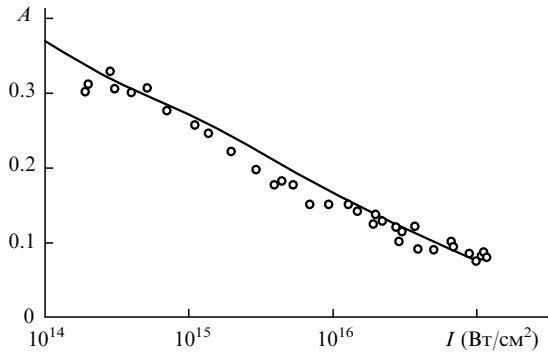


Рис.5. Поглощательная способность A алюминия при облучении лазерными импульсами различной интенсивности в случае $\lambda = 0.4$ мкм, $\theta = 0$; форма импульса приведена на рис.4., точки – эксперимент [7], сплошная линия – расчет.

Выполненные расчеты позволили также проследить за изменением оптических характеристик приповерхностной плазмы и других ее параметров во время и после импульса лазерного излучения. На рис.4 представлена такая информация для коэффициента отражения и температуры разлетающейся плазмы, инициированной лазерным импульсом с интенсивностью $I = 3 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Видно, что по мере разрежения и охлаждения плазмы коэффициент отражения падает. При расчете коэффициента отражения после окончания импульса лазерного излучения предполагалось, что имеет место излучение с постоянной интенсивностью $\sim 10^8$ Вт/см², поглощение которого практически не меняет состояния разлетающейся плазмы

Расчеты, результаты которых приведены на рис.5, выполнены без ограничения теплопроводности. Введение ограничения потока тепла на уровне 0.1 не влияет на результаты вплоть до $I \sim 5 \cdot 10^{16}$ Вт/см². При $I \sim 10^{17}$ Вт/см² расчетная поглощательная способность снижается примерно на 20%. Причиной этого является возрастание температуры плазмы во время импульса лазерного излучения.

Обсудим возможную роль светового давления P , которое линейно зависит от интенсивности лазерного излучения: $P = (1 + R)I(t)/c$ и потому проявляется при больших интенсивностях. При $I \sim 10^{17}$ Вт/см² максимальное световое давление составляет ~ 70 Мбар. Расчеты показывают, что при такой интенсивности тепловое и динамическое давление плазмы $P_e + P_i + \rho v^2$ на границе плазма – вакуум составляет 70 – 100 Мбар и превышает световое давление в течение всего импульса за исключением, быть может, очень короткой стадии (не более десятков фемтосекунд) в его начале. Таким образом, пренебрежение световым давлением при интенсивности лазерного излучения до $\sim 10^{17}$ Вт/см² вполне оправданно. При больших интенсивностях и более длинных импульсах световое давление следует учитывать.

Разработанный компьютерный метод расчета был использован также для расчета коэффициентов отражения плазмы кремния в диапазоне интенсивностей $10^{15} - 10^{17}$ Вт/см², измеренных в работе [5]. Длительность импульса в этих экспериментах равнялась ~ 160 фс, а длина волны лазерного излучения составляла ~ 0.616 мкм. На рис.6 проиллюстрировано хорошее совпадение расчетных и измеренных значений коэффициентов поглощения. Эксперименты проводились при нормальном падении лазерного излучения на кремниевую мишень.

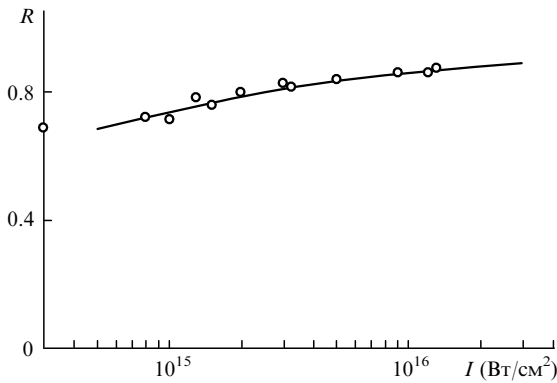


Рис.6. Коэффициент отражения R плазмы кремния при облучении лазерными импульсами различной интенсивности при $\lambda = 0.616$ мкм, $\theta = 0$, $\tau \sim 160$ фс; точки – эксперимент [5], сплошная линия – расчет.

Как уже отмечалось, при одинаковых интенсивностях и углах падения лазерных импульсов на неоднородную плазму коэффициент поглощения р-поляризованного излучения выше, чем s-поляризованного. Это было подтверждено серией расчетов, моделирующих фемтосекундное лазерное воздействие. Рассмотрим вначале динамику изменения коэффициента отражения лазерного излучения от плазмы, инициированной лазерным импульсом, во время его действия и после его окончания.

Сравним два случая: мишень из алюминия облучается под одним и тем же углом $\theta \sim 50^\circ$ импульсами лазерного излучения одинаковой интенсивности $I \sim 2.5 \times 10^{15}$ Вт/см², но разной поляризации при $\lambda = 0.248$ мкм и $\tau \sim 200$ фс. После окончания греющего импульса плазма облучается непрерывным зондирующим излучением с теми же параметрами, но с малой интенсивностью $I_{\text{пр}}$, не изменяющим состояние плазмы.

На рис.7 показаны временные зависимости коэффициентов отражения. Видно, что во время и после окончания импульса лазерного излучения коэффициент отражения р-поляризованного излучения заметно меньше, чем s-поляризованного. По мере разлета и охлаждения плазмы коэффициент отражения s-поляризованного излучения монотонно уменьшается. Для р-поляризованного излучения характер изменения коэффициента отражения оказывается иным. Это обусловлено тем, что коэффициенты отражения для излучения двух поляризаций поразному зависят от масштаба неоднородности профиля плотности L . Масштаб неоднородности профиля L мож-

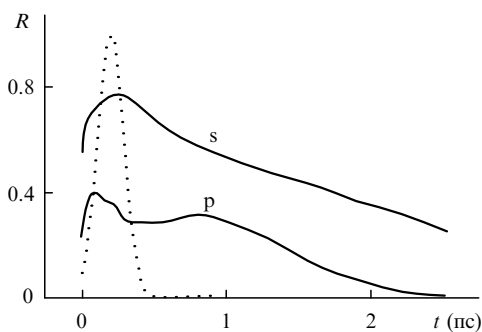


Рис.7. Зависимости от времени коэффициента отражения R плазмой алюминия лазерного излучения s- и р-поляризации в течение и после окончания греющего импульса при $\lambda = 0.248$ мкм, $\theta = 50^\circ$, $I = 2.5 \cdot 10^{15}$ Вт/см², $I_{\text{пр}} \sim 10^8$ Вт/см²; форма лазерного импульса показана пунктиром.

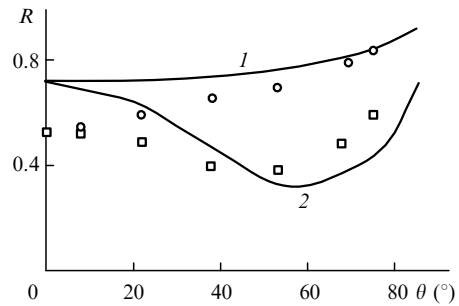


Рис.8. Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные [3] (точки) зависимости коэффициента отражения R плазмы алюминия при облучении лазерными импульсами от угла падения θ при $I = 2.5 \cdot 10^{15}$ Вт/см², $\lambda = 0.248$ мкм, $\tau \sim 200$ фс и различных характеристиках поляризации импульса: 93 % интенсивности составляет s-поляризованное излучение, 7 % – р-поляризованное (1, \circ); 93 % интенсивности – р-поляризованное излучение, 7 % – s-поляризованное (2, \square).

но определить как $1/L \sim (1/n_e)(dn_e/dx)$ в точке с критической плотностью.

В расчетах коэффициента отражения на стационарном экспоненциальном профиле плотности с различными масштабами неоднородности L получено, что коэффициент отражения s-поляризованного излучения монотонно уменьшается при $L/\lambda \geq 0.1$, в то время как коэффициент отражения р-поляризованного излучения испытывает колебания при изменении L/λ от ~ 0.1 до 1 и затем монотонно уменьшается при $L/\lambda \geq 1$. Сопоставление зависимостей на рис. 8 ясно показывает, что и во время импульса и после него s-поляризованный свет отражается значительно сильнее, чем р-поляризованный, что связано с резонансным поглощением.

На рис.8 проведено сравнение расчетных и экспериментальных [3] значений коэффициента отражения при облучении алюминиевой мишени под разными углами. Лазерное излучение в экспериментах и моделирующих их расчетах имело сложный поляризационный состав. При поглощении р-поляризованного излучения из-за резонансного поглощения возникают большие градиенты энерговыделения и температуры в области критической плотности, как это показано на рис.2, поэтому расчеты коэффициентов отражения проведены с учетом ограничения теплового потока.

Расчеты показали, что ограничение сказывается только на коэффициенте, связанном с р-поляризованной компонентой света. Наилучшее согласие экспериментов и расчетов имеет место при ограничении теплопроводности на уровне 0.5. Именно эти результаты приведены на рис.8. Минимальное отражение ($R \sim 38\%$) при р-поляризации в экспериментах зафиксировано при угле падения $\theta \sim 53^\circ$, а в расчетах – при $\theta \sim 55^\circ$ ($R \sim 32\%$). Налицо хорошее совпадение угла минимального отражения и коэффициента отражения.

Имеющееся различие в расчетных и экспериментальных коэффициентах отражения может быть обусловлено возможным влиянием предплазмы в этой серии экспериментов, наличие которой приводит, вообще говоря, к уменьшению коэффициента отражения. В рассматриваемом случае учет этого фактора может снизить расчетное отражение для s-поляризованного света. Поскольку для рассмотренного варианта воздействия параметр $I\lambda^2 \sim 1.6 \cdot 10^{14}$ Вт·мкм²/см², пондеромоторное давление и генерацию «горячих» электронов [8] можно не рассматривать.

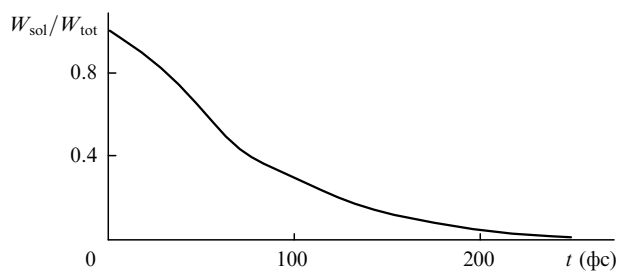


Рис.9. Изменение в течение импульса лазерного излучения доли энергии, поглощаемой алюминием твердотельной плотности, при $\lambda = 0.4$ мкм, $\theta = 0$, $I = 3 \cdot 10^{16}$ Вт/см²; форма лазерного импульса показана на рис.4.

В связи с использованием в ряде работ (см., напр., [4, 5, 15]) модели ступенчатой границы плазмы представляется интерес установить пределы применимости этой модели с помощью сквозных расчетов лазерного воздействия. Напомним, что в модели ступенчатой границы предполагается, что в течение импульса лазерного излучения плазма не разлетается и энерговыделение происходит в веществе, имеющем твердотельную плотность.

Для изучения поставленного вопроса было рассмотрено отношение энергии W_{sol} , поглощенной в плазме с невозмущенной (твердотельной) плотностью, к полной поглощенной энергии W_{tot} . На рис.9 показана зависимость $W_{\text{sol}}(t)/W_{\text{tot}}(t)$ для импульса лазерного излучения длительностью ~ 170 фс при $I \sim 3 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Временная форма этого импульса и температура созданной им плазмы приведены на рис.4. В первые моменты вся поглощаемая энергия поглощается твердым телом, однако уже на сотой фемтосекунде только $\sim 30\%$ поглощенной энергии приходится на его долю. В конце импульса эта доля становится меньше $\sim 1\%$. Всего же в материале мишени, имеющем первоначальную плотность, поглощается только $\sim 16\%$ всей поглощенной мишенью лазерной энергии.

Анализ выполненных расчетов позволил установить, что при интенсивности лазерного излучения $I \sim 10^{15} - 10^{17}$ Вт/см² от 50 до 90% поглощенной энергии абсорбируется в разлетающейся плазме, имеющей плотность меньше твердотельной. В связи с этим модель плазмы со ступенчатой границей имеет ограниченную область применимости. Уже при длительностях импульсов $\tau \geq 50$ фс и интенсивности $I \geq 2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² необходимо учитывать гидродинамический разлет плазмы во время импульса излучения. В этих условиях расчет оптических параметров приповерхностной плазмы следует проводить на основе совместного решения уравнений электродинамики Максвелла и гидродинамики.

Заключение

Таким образом, использованная модель позволяет получить удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных оптических и гидродинамических характеристик фемтосекундной плазмы при численном моделировании действия лазерного излучения произвольной поляризации на твердотельные мишени в течение и после окончания импульса лазерного излучения с $I \sim 10^{15} - 10^{17}$ Вт/см².

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра (проект № 021).

1. Ахманов С.А. В сб. *Мощные пико- и фемтосекундные лазерные системы; вещество в сверхсильных световых полях* (Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы лазерной физики. М., ВИНТИ, 1991, т. 4, с. 5).
2. Perry M.D., Mourou G. *Science*, **264**, 917 (1994).
3. Fedosejevs R., Ottmann R., Sigel R., Kuhnle et al. *Phys.Rev.Letts*, **64**, 1250 (1990).
4. Kieffer J.C., Audebert P. et al. *Phys.Rev.Letts*, **62**, 760 (1989).
5. Murnane M.M., Kaptane H.C., Falcone R.W. *Phys.Fluids B*, **3**, 2413 (1991).
6. Колчин В.В. *Изв.РАН.Сер.физич.*, **56**, 67 (1992).
7. Price D.F., More R.M., Walling R.S. et al. *Phys.Rev.Letts*, **75**, 252 (1995).
8. Ng A., Celliers P., Forsman A., More R.M. Lee Y.T. et al. *Phys. Rev.Letts*, **72**, 3351 (1994).
9. Андреев Н.Е., Вейсман М.Е., Костин В.В., Фортов В.Е. *ТВТ*, **34**, 379 (1996).
10. Виноградов А.В., Шляпцев В.Н. *Квантовая электроника*, **14**, 5 (1987).
11. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Розанов В.Б. *Труды ФИАН*, **134**, 10 (1982).
12. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М., Наука, 1966).
13. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М., Наука, 1979).
14. Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М., Наука, 1967).
15. Rozmus W., Tikhonchuk V.T. *Phys.Rev.A*, **42**, 7401 (1990).
16. Кондратенко А.Н. *Проникновение поля в плазму* (М., Атомиздат, 1979).

V.M.Velichko, V.D.Urlin, B.P.Yakutov. **Optical characteristics of the near-surface plasma initiated by high-power femtosecond laser pulses of different polarisation.**

The interaction of differently polarised femtosecond laser pulses with an intensity of $10^{15} - 10^{17}$ W cm⁻² with the surface of a solid target was calculated theoretically. In the calculation of absorption of the laser radiation, the electrodynamic, hydrodynamic, and kinetic equations were solved simultaneously at the plasma-vacuum boundary. The dependences of plasma reflectivity on the intensity, the polarisation, and the angle of incidence of laser radiation on the target were determined. A comparison with experimental data was made.