

04;07,12

Фемтосекундная фурье-интерферометрия неидеальной плазмы

© Д.С. Ситников, П.С. Комаров, А.В. Овчинников, С.И. Ашитков

Объединенный институт высоких температур РАН,
125412 Москва, Россия
e-mail: Rjr@mail.ru

(Поступило в Редакцию 17 апреля 2008 г.)

Рассмотрены экспериментальные методы диагностики, основанные на измерении коэффициента отражения плазмы. Детально описывается применение метода фурье-интерферометрии для измерения динамики изменения амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения плазмы Au при различных временных задержках в интервале менее 1 ps относительно нагревающего лазерного импульса с фемтосекундным временным разрешением в диапазоне интенсивностей $\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ W/cm}^2$. На основе экспериментальных данных с помощью формул Френеля проведено исследование изменения комплексного показателя преломления нагретой мишени Au при интенсивности нагревающего импульса $\sim 10^{12} - 10^{13} \text{ W/cm}^2$.

PACS: 78.20.-e, 42.25.Hz, 52.70.Kz.

Новые оптические методы измерений в фемто- и пикосекундном масштабе времени позволили значительно расширить область исследования сверхбыстрых процессов, в том числе свойств вещества, находящегося в экстремальном состоянии. Одним из объектов, представляющих в настоящее время повышенный интерес, является неидеальная плазма, образующаяся на поверхности твердотельных мишеней под действием мощных фемтосекундных лазерных импульсов.

Исследование неидеальной плазмы твердотельной плотности в субпикосекундном временном интервале с момента ее образования позволяет получить данные о свойствах плазмы в начальной стадии нагрева и разлета. Диагностика таких процессов возможна только оптическими методами, использующими фемтосекундные лазерные системы для измерения коэффициента отражения в схеме с нагревающим и зондирующим импульсами („pump-probe“ измерения). Например, в работе [1] на основе экспериментальных исследований динамики коэффициента отражения Ag, Al и W построена модель, учитывающая нагрев электронов и гидродинамическое расширение поверхностного слоя мишени. В работе [2] дана оценка поглощательной способности плазмы в зависимости от интенсивности лазерного излучения по измерению коэффициента отражения. Для измерения комплексного коэффициента отражения могут быть использованы методы эллипсометрии и интерферометрии.

1. Эллипсометрия с временным разрешением

Эллипсометрия как методика известна уже около ста лет и является универсальным оптическим инструментом, имеющим приложения во множестве различных областей от микроэлектроники (определение свойств оксидов или фоторезисторов на силиконовых подложках) до биологии. В основе метода лежит исследование свойств поверхностного слоя, определяющих коэффициент отражения материала.

При взаимодействии электромагнитной волны с поверхностью отражение может быть описано двумя величинами: амплитудным коэффициентом отражения r и фазовым сдвигом δ . Значения этих параметров зависят от состояния поляризации излучения и угла падения. Излучение с любым состоянием поляризации можно разложить на две компонентны:

— поляризованную в плоскости падения (p -поляризация), отражение которой описывается величинами r_p и δ'_p ;

— поляризованную перпендикулярно плоскости падения (s -поляризация) с параметрами отраженной волны r_s и δ'_s .

Эти четыре величины образуют полный набор параметров, определяющих комплексный коэффициент отражения поверхности образца излучения на длине волны λ , падающего под углом φ , и могут быть измерены в эксперименте.

При реализации метода эллипсометрии измеряются не абсолютные значения фазовых сдвигов, а разность между ними, т.е. $\Delta \equiv \delta'_p - \delta'_s$. Излучение имеет линейную поляризацию, а плоскость поляризации развернута на 45° относительно плоскости падения. Точно так же значительно легче измерить относительные величины коэффициентов отражения, поэтому вторая эллипсометрическая величина Φ определяется соотношением $\text{tg } \Phi = r_p / r_s$.

Результатом эллипсометрических измерений является определение значений Δ и Φ . Методы определения этих параметров можно разделить на несколько типов.

1. Методы, основанные на измерениях только коэффициентов отражения.

1.1. Измерение соотношения амплитуд p - и s -компонент отраженного сигнала $\text{tg } \Psi$ при различных углах падения излучения на мишень φ_1 и φ_2 .

1.2. Измерение отражения при фиксированном угле, но с использованием различных внешних сред для образца: с показателями преломления n_1 и n_2 [3].

2. Метод, основанный на измерении только разности фаз Δ . Для этого в одно из плеч интерферометра Майкельсона помещается испытуемый образец под соответствующим углом падения — больше 45° . Отклоненный исследуемым образцом пучок возвращается обратно опорным зеркалом. В силу того что изменения фазы при отражении p - и s -компонент различны, положения интерференционных полос в плоскости регистрации интерферограмм при освещении светом, поляризованным параллельно или перпендикулярно плоскости падения, не совпадают на величину $\Delta \equiv \delta_p - \delta_s$. Значения n и k определяют при измерении Δ_1 и Δ_2 для двух углов падения φ и φ_2 .

3. В методе, основанном на совместном измерении разности фаз и отношения коэффициентом отражения, осуществляется регистрация изменений интенсивности света, отраженного от образца, расположенного между двумя поляризаторами. Для вычисления значений $\tan \Phi$ и Δ измеряют угол поворота, на который необходимо повернуть поляризатор, чтобы скомпенсировать фазовый сдвиг между p - и s -компонентами, вносимый отражением от поверхности. В результате введения такого фазового сдвига отраженный свет становится плоскополяризованным, а азимут плоскости его поляризации при этом определяет величину Φ .

Методы измерений, рассмотренные в этом разделе, широко используются для исследований быстропротекающих процессов в различных материалах. В работе [4] использовался метод измерения только амплитуд коэффициентов отражения при различных углах для исследования значений оптических констант плазмы, созданной на поверхности мишени из алюминия и железа фемтосекундными лазерными импульсами. В сочетании со схемой измерений „pump-probe“ данная методика была успешно применена для исследования фазовых переходов в полупроводниках [5]. Метод, включающий измерение разности фаз и отношения амплитуд коэффициента отражения, использовался в работе по измерению оптических констант плазмы, созданной на поверхности золота фемтосекундными лазерными импульсами с интенсивностью до $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ [6].

2. Интерферометрическая микроскопия с временным разрешением

Использование схемы измерений „pump-probe“ с оптической микроскопией [4] позволяет осуществлять измерения коэффициента отражения возбужденной лазером поверхности с пространственным и временным разрешением. Эта методика была ранее использована для изучения таких процессов, как образование электронно-дырочной плазмы в полупроводниках, фазовые переходы в твердом теле и лазерная абляция поверхности под действием сверхкоротких лазерных импульсов [7,8]. Модернизация данной методики с добавлением интерферометрического плеча [9] значительно расширяет область

применения рассмотренной выше экспериментальной схемы.

В качестве интерферометра используются схемы Майкельсона и Маха–Цандера. Интерференционная микроскопия в отличие от эллипсометрии, которая является инструментом локального, точечного зондирования, позволяет регистрировать пространственное распределение изменений амплитуды и фазы отраженной волны от исследуемого образца. Ранее интерференционная микроскопия была использована для измерения оптических констант жидкого GaAs [9] исследования порогов пробоя в диэлектриках [10]. Регистрация фазы с пространственным разрешением позволяет получать информацию об изменении формы поверхностного слоя образца и скорости разлета, которая имеет информацию о создаваемом на поверхности мишени давлении при изохорическом нагреве образца лазерным импульсом. Интерферометрические исследования дают информацию о пространственном распределении изменений оптических свойств исследуемого материала, определяющих изменения амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения.

3. Экспериментальная схема измерений

Экспериментальная установка представляет собой интерферометр Майкельсона с переносом изображения поверхности мишени в плоскость ПЗС-матрицы (рис. 1).

Для возбуждения образца используется p -поляризованный импульс хром-форстеритового лазера [11] длительностью $\sim 100 \text{ fs}$ на длине волны излучения 1240 nm , падающий на образец под углом 45° . Зондирующий импульс ($\tau \approx 100 \text{ fs}$, $\lambda = 620 \text{ nm}$, вторая гармоника) с изменяемой задержкой относительно возбуждающего импульса служит для освещения исследуемой области образца. Используемая в эксперименте линия задержки позволяет изменять величину временной задержки в диапазоне значений $\Delta t_{\text{delay}} = 0 - 1.8 \text{ ns}$ с шагом 6 fs . Для получения равномерного освещения исследуемой области зондирующий импульс проходит через оптический

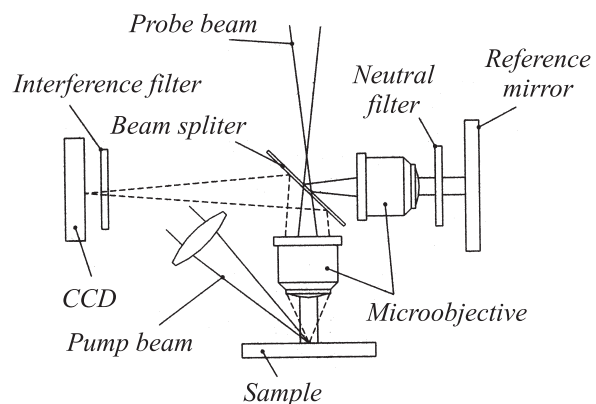


Рис. 1. Схема эксперимента.

фильтр, который представляет собой телескоп Кеплера 1:1 с диафрагмой $\varnothing 30 \mu\text{m}$, установленной в фокальной плоскости линз.

Для переноса изображения поверхности в плоскость ПЗС-матрицы (1024×1024 псх) с увеличением $M \sim 30\times$ используется микрообъектив ($\Gamma = 9\times$, $NA = 0.2$). Второе плечо интерферометра образовано аналогичным микрообъективом и опорным зеркалом, в качестве которого используется интерференционное зеркало с коэффициентом отражения, близким к коэффициенту отражения образца. Отраженный от поверхности образца зондирующий луч (объектный) интерферирует с опорным лучом в плоскости ПЗС-матрицы. Для фильтрации теплового излучения плазмы перед ПЗС-матрицей установлен интерференционный светофильтр. Для увеличения чувствительности экспериментальной схемы используется ПЗС-камера (SensiCam QE, производитель PCO CCD Imaging) с разрядностью 12 bit.

4. Обработка результатов измерений

Пространственное распределение интенсивности, регистрируемое ПЗС-матрицей, является результатом интерференции двух волн — объектной и опорной:

$$E_{\text{obj}}(x, y) = r(x, y)A_1(x, y) \exp(i\varphi_1(x, y)), \quad (1)$$

$$E_{\text{ref}}(x, y) = A_2(x, y) \exp(i\varphi_2(x, y)) \quad (2)$$

и определяется выражением [9]:

$$I(x, y) = |E_{\text{obj}}(x, y)|^2 + |E_{\text{ref}}(x, y)|^2 + 2\text{Re}[E_{\text{obj}}(x, y)E_{\text{ref}}^*(x, y)], \quad (3)$$

где A_1 , A_2 , φ_1 , φ_2 — амплитуды и фазы двух интерферирующих волн. Объективная волна содержит при этом информацию о комплексном коэффициенте отражения плазмы, записываемом в виде

$$r(x, y) = r(x, y) \exp(i\Psi(x, y)), \quad (4)$$

где $r(x, y)$ и $\Psi(x, y)$ — амплитуда и фаза комплексного коэффициента отражения.

Для каждой временной задержки записываются три интерферограммы: интерферограмма невозбужденной поверхности (начальная), интерферограмма при воздействии нагревающего импульса с задержкой зондирующего импульса относительно нагревающего в интервале 0–1.8 fs (временная) и интерферограмма, снятая через несколько секунд после воздействия нагревающего импульса (финальная).

На рис. 2 представлены интерферограммы поверхности (начальный, временной и финальный кадры) мишени Au, снятые при интенсивности нагревающего импульса, $I = 5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$, задержка зондирующего импульса относительно нагревающего (далее — задержка) $\Delta t_{\text{delay}} = 2.5 \text{ ps}$. Эллиптичность формы кратера

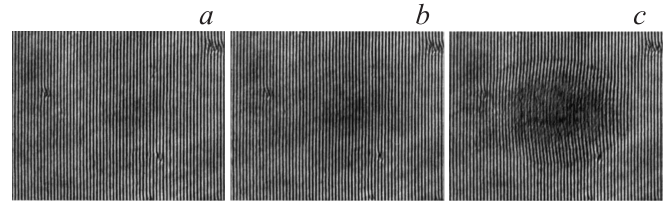


Рис. 2. Начальный (а), временной (b) и финальный (с) кадры интерферограммы поверхности образца Au при $I = 5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Задержка $\Delta t_{\text{delay}} = 2.5 \text{ ps}$.

на финальном кадре обусловлена наклонным падением излучения нагревающего лазерного импульса.

Основной целью обработки интерферограмм является восстановление изменений амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения мишени в результате воздействия фемтосекундного лазерного импульса. Эти величины являются основой для создания теоретических моделей, описывающих физические процессы, протекающие при взаимодействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов с веществом.

Интенсивности интерферограмм, содержащие информацию об амплитуде и фазе комплексного коэффициента отражения, для начального и временного кадров определяются соответственно следующими выражениями:

$$I_{\text{in}} = r_{\text{in}}^2 A_1^2 + A_2^2 + 2r_{\text{in}} A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2 + \Psi_{\text{in}}), \quad (5)$$

$$I_{\text{tr}} = r_{\text{tr}}^2 A_1^2 + A_2^2 + 2r_{\text{tr}} A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2 + \Psi_{\text{tr}}). \quad (6)$$

Здесь для простоты зависимости от пространственных координат опущены.

Из выражений (5) и (6) могут быть определены величины изменений амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения, вызванные воздействием нагревающего лазерного импульса:

$$\Psi_{\text{ind}}(x, y) = \Psi_{\text{tr}}(x, y) - \Psi_{\text{in}}(x, y), \quad (7)$$

$$r_{\text{ind}}(x, y) = r_{\text{tr}}(x, y)/r_{\text{in}}(x, y). \quad (8)$$

Экспериментально полученные интерферограммы состоят из параллельных вертикальных интерференционных полос, равностоящих друг от друга. Частота интерференционных полос определяется углом между интерферирующими волновыми фронтами и может быть легко изменена поворотом опорного зеркала. Поскольку радиусы кривизны интерферирующих волновых фронтов в используемой схеме одинаковы (это следует из тождественности параметров оптических компонент в обоих плечах интерферометра), то в этом случае величина разности фаз между объектной и опорной волнами в зависимости от пространственной координаты в выражениях (5) и (6) является линейной:

$$\varphi_1(x, y) - \varphi_2(x, y) \approx 2\pi f_0 x + \text{const}. \quad (9)$$

Пространственная частота интерференционных полос f_0 , называемая несущей, пропорциональна углу

между объектным и опорным волновыми фронтами. Поскольку интерферометр освещается пространственно однородным лазерным пучком, то, аналогично работе [9], амплитуда объектной и опорной волны можно принять $A_1(x, y) = A_2(x, y) = 1$.

С учетом сделанных допущений распределение интенсивности интерферограммы временного кадра можно представить в виде

$$I(x, y) = (1 + r(x, y))^2 + 2r(x, y) \cos(2\pi f_0 x + \Psi(x, y)). \quad (10)$$

Дальнейшая обработка интерферограмм производится с использованием двумерного преобразования Фурье [12,13]. Поскольку пространственное распределение интенсивности интерферограммы, определяемое выражением (10), представляет собой косинусоиду, то в частотной плоскости спектральное распределение будет содержать три пика (рис. 3). Центральный пик на нулевой частоте, соответствующий члену $(1 + r^2(x, y))$, содержит информацию о неоднородности пространственного распределения излучения зондирующего импульса. Боковые пики на частотах $\pm f_0$ несут информацию как об амплитуде, так и о фазе комплексного коэффициента отражения (член $r(x, y) \cos\{2\pi f_0 x + \Psi(x, y)\}$). Основная идея фурье-обработки состоит в том, чтобы отделить боковой пик в частотной плоскости. Для этого необходимо, чтобы частота интерференционных полос f_0 была максимально возможной, при этом частотное перекрытие спектров центрального и боковых пиков будет минимальным.

Максимальное значение пространственной частоты f_{\max} ограничено параметрами экспериментальной схемы. Во-первых, размером пиксела ПЗС-матрицы ($d = 9 \mu\text{m}$) и масштабом переноса изображения ($M = 30\times$), и определяется выражением $f_N = 1/2dM$ (частота Найквиста). Это означает, что вся информация об объекте лежит в частотной плоскости внутри круга радиусом f_N , частоты вне данного круга несут в себе информацию о высокочастотном шуме. Во-вторых, микрообъективом, также ограничивающим область пространственных частот, его оптическая передаточная функция определяет максимальную передаваемую пространственную частоту исследуемого объекта. Данная частота зависит от характеристик оптической системы, как $f_{\text{об}} = 0.6 \text{ NA}/\lambda$. Наименьшая из двух частот определяет величину f_{\max} , в нашем случае $f_{\max} = f_{\text{об}} = 0.32f_N$.

Для частотной фильтрации интерферограмм выделяется область пространственных частот прямоугольной формы (пунктир на рис. 3). Вдоль оси y (направление вдоль интерференционных полос) область ограничивается частотой $f_{\text{об}}$. Полуширина вырезаемой области вдоль оси x берется равной половине значения несущей частоты f_0 . В этом случае происходит минимальное перекрытие „крыльев“ бокового и центрального пиков при максимальном сохранении информации вдоль указанной

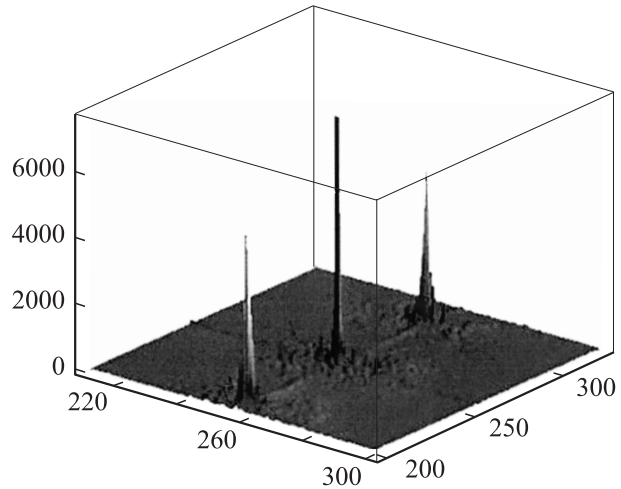


Рис. 3. Двумерный фурье-образ интерферограммы. Временной кадр.

оси. Пространственное разрешение вдоль горизонтальной и вертикальной осей интерферограммы, определяемое размерами вырезаемой частотной области, в данной экспериментальной схеме имеет значения $\Delta x = 4.8$ и $\Delta y = 1.9 \mu\text{m}$ соответственно.

Результат обратного преобразования Фурье выделенного участка пространственных частот представляет собой комплексное число. Его аргументом для начального кадра является величина $\Psi_{\text{in}}(x, y)$. Для временного кадра значение аргумента равно сумме фаз $\Psi_{\text{tr}}(x, y) = \Psi_{\text{in}}(x, y) + \Psi_{\text{ind}}(x, y)$, где $\Psi_{\text{ind}}(x, y)$ — изменение фазы, вызванное воздействием лазерного импульса. Следовательно, искомое изменение фазы $\Psi_{\text{ind}}(x, y)$ может быть определено по формуле (7).

Модуль комплексного числа $r(x, y)A_1(x, y)A_2(x, y)$, полученного в результате обратного преобразования Фурье, характеризует амплитуду интерференционных полос. Частное от деления пространственных распределений амплитуд временного и начального кадров, полученных в результате фурье-обработки, дает относительное изменение амплитуды коэффициента отражения $r_{\text{ind}}(x, y)$ (8).

Найденные изменения амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения, вызванные воздействием фемтосекундного лазерного импульса, являются величинами относительными. Для определения абсолютных значений амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения необходимо знать их величины до воздействия на образец. Эти величины можно определить, воспользовавшись формулами Френеля [14] и справочными значениями оптических констант n и k исходного материала [15]

$$\begin{cases} R_0 = \frac{(1-n)^2 + k^2}{(1+n)^2 + k^2}, \\ \text{tg } \varphi_0 = \frac{2k}{1 - (n^2 + k^2)}. \end{cases} \quad (11)$$

Абсолютные значения амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения вычисляются как

$$\begin{cases} r_{\text{abs}}(x, y) = \sqrt{R_0} r_{\text{ind}}(x, y), \\ \Psi_{\text{abs}}(x, y) = \varphi_0 + \Psi_{\text{ind}}(x, y). \end{cases} \quad (12)$$

5. Экспериментальные исследования свойств неидеальной плазмы, образующейся на мишени Au

В данном разделе приведены результаты измерений величины комплексного коэффициента отражения плазмы, образующейся в результате воздействия нагревающего фемтосекундного лазерного импульса на мишень массивного золота. Получены зависимости $r_{\text{abs}}(x, y)$ и

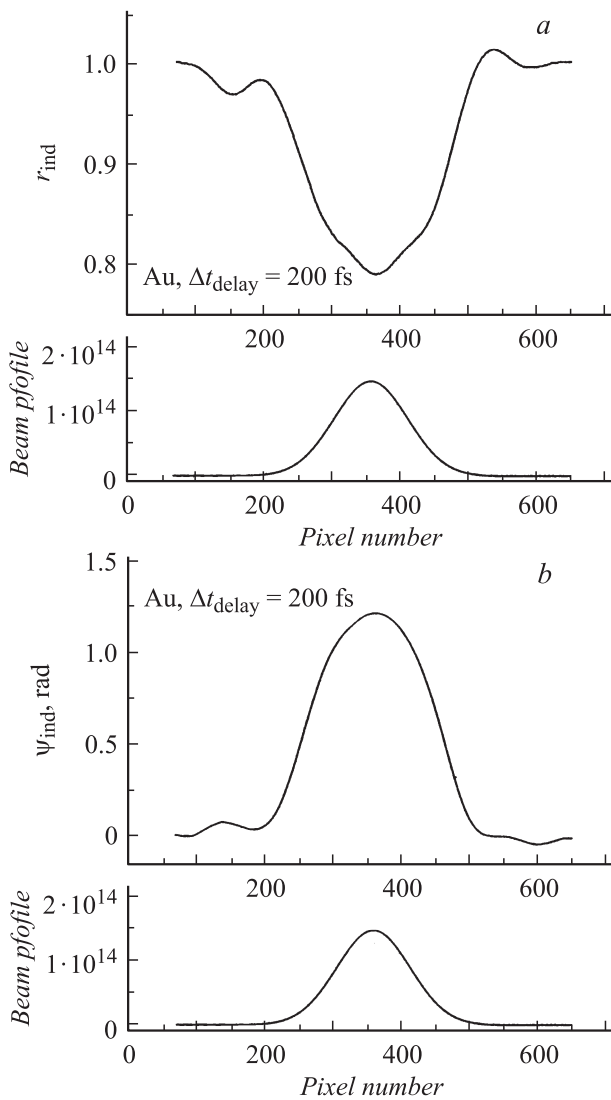


Рис. 4. Пространственное распределение изменений амплитуды (а) и фазы (б) комплексного коэффициента отражения (вертикальное сечение). Внизу — профиль пространственного распределения интенсивности лазерного излучения.

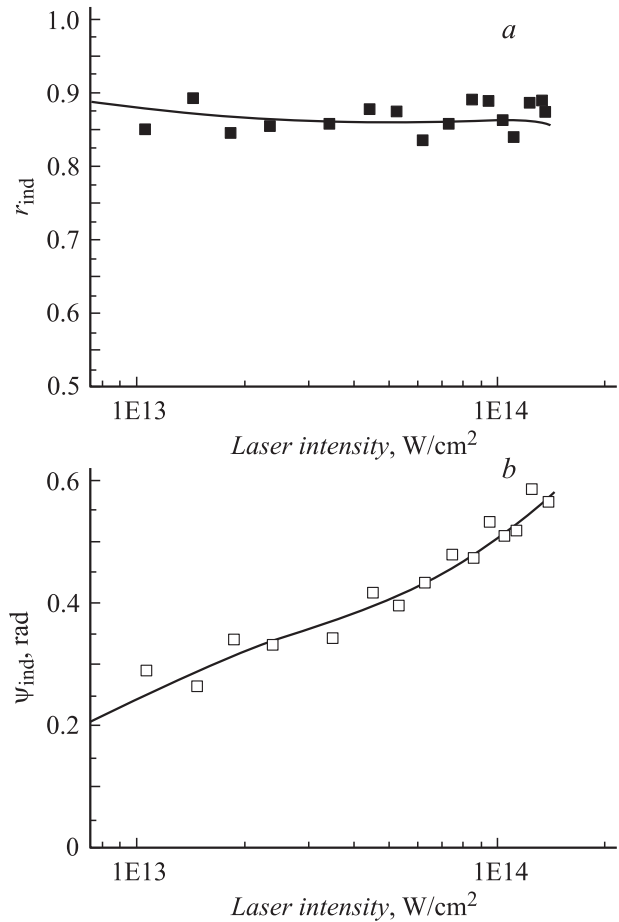


Рис. 5. Зависимость изменений амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения от интенсивности возбуждающего лазерного импульса на поверхности мишени, $\Delta t_{\text{delay}} = 200$ fs. Точки — результат измерений в центре пятна при варьируемой величине энергии нагревающего импульса. Кривая — результат измерений по профилю пятна.

$\Psi_{\text{abs}}(x, y)$ при различных временных задержках между нагревающим и зондирующим лазерными импульсами.

Профили сечения амплитуды и фазы от координаты y при задержке 200 fs приведены на рис. 4, а и б. Определив радиус перетяжки пучка r_0 нагревающего импульса лазера по уровню $1/e$ и плотность энергии F_0 в центре пятна, можно получить зависимость указанных величин от интенсивности лазерного излучения. Для оценки пространственного распределения лазерного излучения инфракрасного диапазона спектра могут быть применены методики, изложенные в работах [16,17]. Радиальное распределение интенсивности излучения лазера в пятне определяется выражением

$$I(r) = \frac{F_0}{\tau_{\text{pulse}}} \exp \left\{ - \left(\frac{r - r_c}{r_0} \right)^2 \right\}, \quad (13)$$

где r_c — координата центра пятна, τ_{pulse} — длительность лазерного импульса.

Так как с удалением от центра пятна профиль интенсивности лазерного излучения может отличаться от фор-

мы Гаусса (13), то для малых потоков может возрасти погрешность определения зависимостей r_{abs} и Ψ_{abs} от интенсивности.

Для оценки погрешности полученных зависимостей при обработке по профилю были проведены измерения r_{ind} и Ψ_{ind} в центре пятна при различных значениях интенсивности нагревающего импульса в диапазоне от $I_{\text{max}} = 1.4 \cdot 10^{14}$ до $I_{\text{min}} = 10^{13}$ W/cm² при значении задержки $\Delta t_{\text{delay}} = 200$ fs.

Значения изменений амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения при различных интенсивностях нанесены на график (рис. 5) в виде дискретных точек. Сплошные кривые представляют собой результаты изменения этих же величин с использованием профиля интенсивности импульса с максимальной энергией. Наблюдается хорошее совпадение результатов во всем диапазоне интенсивностей лазерных импульсов. Это позволяет измерять изменения амплитуды и фазы от интенсивности нагревающего импульса за один лазерный импульс по профилю.

Для исследования динамики комплексного коэффициента отражения были получены зависимости амплитуды и фазы от интенсивности лазерного излучения при различных значениях задержки зондирующего лазерного импульса относительно нагревающего (рис. 6).

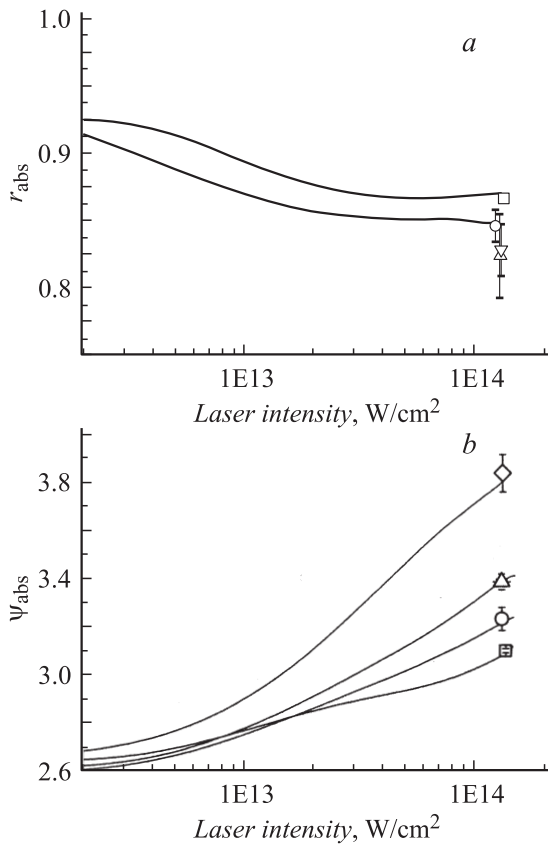


Рис. 6. Зависимость фазы (а) и амплитуды (б) комплексного коэффициента отражения от интенсивности возбуждающего лазерного импульса на поверхности Au при различных временных задержках: □ — 200, ○ — 400, △ — 600 fs, ▽ — 1 ps.

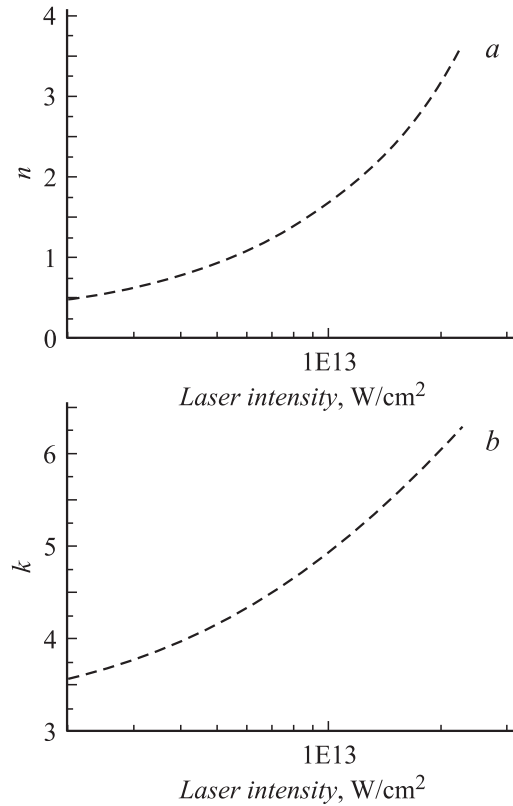


Рис. 7. Зависимость действительной (а) и мнимой (б) части комплексного коэффициента преломления от интенсивности лазерного импульса для Au; $\Delta t_{\text{delay}} = 400$ fs; длина волны зондирующего излучения $\lambda = 620$ nm.

Для анализа оптических свойств плазмы при умеренных интенсивностях ($I \sim 10^{13}$ W/cm²) возможно применение формул Френеля. Обоснование применимости данного подхода было рассмотрено в работе [18], где воздействие лазерных импульсов субпикосекундной длительности на мишень массивного золота исследовалось с помощью эллисометрии. Была показана возможность оценки оптических констант образующейся твердотельной плазмы при интенсивностях возбуждающего импульса менее 10^{13} W/cm² по формулам Френеля. Интерпретация проведенных в [18] измерений определила границы применимости формул Френеля по интенсивности в зависимости от величины задержки.

В нашей работе при длительности нагревающего импульса 100 fs и временной задержке зондирующего импульса $\Delta t_{\text{delay}} = 400$ fs гидродинамическим разлетом можно пренебречь при значениях интенсивности на мишени до $2 \cdot 10^{13}$ W/cm². При дальнейшем увеличении энергии лазерного импульса вклады в изменение амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения за счет изменения оптических свойств плазмы и за счет движения поверхности нельзя разделить. При временной задержке $\Delta t_{\text{delay}} = 200$ fs допустимый диапазон значений интенсивности увеличивается до $\sim 5 \cdot 10^{13}$ W/cm².

На рис. 7 приведены зависимости изменения комплексного показателя преломления для Au в

диапазоне интенсивностей нагревающего импульса $1 \cdot 10^{12} - 2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$, при задержке зондирующего импульса $\Delta t_{\text{delay}} = 400 \text{ fs}$.

Таким образом, в работе показано, что интерферометрическая методика наряду с эллипсометрией может быть успешно применена для измерения амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения плазмы, образующейся на поверхности мишени Au при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов. Преимущество интерферометрии заключается в том, что она позволяет при однократном воздействии провести измерения параметров комплексного коэффициента в зависимости от интенсивности нагревающего лазерного импульса.

Список литературы

- [1] Wang X.Y. and Downer M.C. // Opt. Lett. 1992. Vol. 17. N 20. P. 1450.
- [2] Price D.F., More R.M., Walling R.S. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. N 2. P. 252.
- [3] Соколов А.В. Оптические свойства металлов. М.: Наука, 1961. 630 с.
- [4] Downer M.C., Fork R.L., Shank C.V. // Opt. Soc. Am. B. 1985. Vol. 2. N 4. P. 595.
- [5] Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J., and von der Linde D. // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 51. N 20. P. 14 186.
- [6] Yoneda H., Morikami H., Ueda K., and More R.M. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. N 7. P. 075 004-1.
- [7] Ашитков С.И., Овчинников А.В., Агранат М.Б. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79. № 11. С. 657.
- [8] Агранат М.Б., Анисимов С.И., Ашитков С.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83. № 11. С. 592.
- [9] Temnov V.V., Sokolowski-Tinten K., Zhou P. et al. // Appl. Phys. A. 2004. Vol. 78. P. 483.
- [10] Temnov V.V., Sokolowski-Tinten K., Zhou P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. P. 237 403.
- [11] Агранат М.Б., Ашитков С.И., Иванов А.А. и др. // Квант. электрон. 2004. Т. 34. № 6. С. 506.
- [12] Bone D.J., Bachor H.-A., and Sandeman J. // Appl. Opt. 1986. Vol. 25. N 10. P. 1653.
- [13] Takeda M., Ina H., Kobayashi S. // J. Opt. Soc. Am. 1982. Vol. 72. N 1. P. 156.
- [14] Дитцберн Р. Физическая оптика. М.: Наука, 1965. 415 с.
- [15] Palik E.D. Handbook of optical constants of solids. London: Academic Press inc, 1985.
- [16] Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J., Boring M. et al. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 58. N 18. P. 11 805.
- [17] Кокодий Н.Г., Кокодий Д.Н. // ТВТ. 2007. Т. 45. № 2. С. 255.
- [18] Morikami H., Yoneda H., Ueda K. et al. // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 70. P. 025 401-1.