

Эффективное время термического воздействия сверхкоротких лазерных импульсов на диэлектрики

В.П.Вейко, Е.А.Шахно, Е.Б.Яковлев

Показано, что для сверхкоротких лазерных импульсов (10 фс–1 пс) полное время теплового воздействия на твердое тело зависит не от длительности импульса, а прежде всего от теплофизических свойств среды, размера и структуры области облучения. Время теплового воздействия сверхкоротких лазерных импульсов составляет 0.1–10 нс независимо от длительности импульса, что соизмеримо со временем воздействия наносекундных импульсов, и это необходимо учитывать в различных приложениях, по крайней мере при использовании безабляционных режимов. Приведены аналитические выражения для расчета времени теплового последствия сверхкоротких лазерных импульсов для диэлектриков в случаях как поверхностного, так и объемного поглощения.

Ключевые слова: сверхкороткие лазерные импульсы, время теплового воздействия.

1. Введение

Из двухтемпературной модели нагрева конденсированной среды лазерными импульсами [1] следует, что при их длительности свыше 1 нс электрон-фононное взаимодействие (характерное время $\sim 10^{-11}$ с [2]) можно не учитывать. В этом случае время теплового воздействия определяется длительностью лазерного импульса. Заложенные в этой модели физические процессы вполне удовлетворительно описывают процесс воздействия лазерных импульсов с умеренной плотностью энергии и длительностью более 1 нс.

Ситуация существенно изменилась с появлением пикосекундных и фемтосекундных лазеров, длительность импульса излучения которых порядка или меньше времени электрон-фононного взаимодействия. Этот диапазон длительностей потребовал более тщательного внимания исследователей. Особенно подробно изучались явления в области высоких плотностей потоков излучения, превышающих пороги разрушения среды. В связи с этим двухтемпературная модель была существенно усовершенствована.

На фоне этих исследований осталась в тени область не столь высоких плотностей потоков излучения – ниже порогов разрушения и даже плавления среды. В то же время именно эта область при сверхкоротких воздействиях (длительностью порядка и меньше времени электрон-фононного взаимодействия) приобретает сейчас особенно большое значение в различных приложениях – от записи информации и изготовления дифракционных оптических элементов до офтальмологии и других разделов медицины.

Оказалось, что при длительности лазерного воздействия ~ 10 фс экспериментально наблюдаются фазовые

изменения в аморфных полупроводниках – халькогенидных стеклах [3], что легло в основу нового поколения устройств оптической памяти [4], термохимические процессы в тонких металлических пленках [5], позволившие создать новые типы дифракционных оптических элементов [6], структурные изменения в биологических тканях [7] и т. д.

Для всех указанных применений основными факторами являются время и размер области термического воздействия сверхкоротких лазерных импульсов. Именно эти параметры определяют возможность применения сверхкоротких лазерных импульсов в режимах, в которых плотность энергии оказывается ниже порогов разрушения среды.

В связи с этим целью настоящей работы является расчет времени теплового последствия и размеров области теплового влияния сверхкоротких лазерных импульсов преимущественно на диэлектрические среды.

При воздействии сверхкоротких лазерных импульсов на полупроводники и диэлектрики уже на фронте импульса происходит генерация свободных электронов с концентрацией, почти сравнимой с их концентрацией в металлах [8]. Поэтому поглощение излучения в таких средах можно рассматривать как поглощение на свободных электронах. Толщину слоя, в котором поглощается энергия излучения, можно оценить как $\delta \sim 1/\alpha$ (α – показатель поглощения). В том случае, когда длительность импульса меньше времени δ^2/a (a – коэффициент температуропроводности), которое для диэлектриков составляет ~ 1 нс, можно считать, что начиная именно с этого момента времени необходимо учитывать влияние теплопроводности на распределение температуры в области воздействия. При таком подходе распределение температуры по глубине $T(x, t_m)$ к моменту начала остывания среды можно описать выражением

$$T(x, t_m) \approx \frac{A\alpha Q_0}{c} \exp(-\alpha x), \quad (1)$$

где A – поглощательная способность; Q_0 – плотность энергии; c – удельная теплоемкость.

В.П.Вейко, Е.А.Шахно, Е.Б.Яковлев. Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49; e-mail: veiko@astech.ifmo.ru

Поступила в редакцию 10 октября 2013 г., после доработки – 12 февраля 2014 г.

Согласно двухтемпературной модели [3], температура электронного газа достигает максимума к окончанию действия лазерного импульса, а атомная решетка продолжает нагреваться до тех пор, пока тепловой поток из электронного газа в решетку не сравняется с потоком, отводимым из нее за счет теплопроводности. Можно показать, что это время определяется выражением

$$t_m \approx \frac{c_e}{\beta} \ln \left(1 + \frac{\beta c_i}{k \alpha^2 c_e} \right),$$

где β – коэффициент теплообмена между электронной и решеточной подсистемами; c_i , c_e – теплоемкости кристаллической решетки и электронного газа; k – теплопроводность решетки.

Таким образом, время достижения максимальной температуры оказывается больше длительности лазерного импульса и связано с термофизическими свойствами электронного газа и решетки. С момента времени t_m начинается остывание среды, которое в дальнейшем определяется теплопроводностью. Именно стадия остывания, будучи значительно более длительной, чем стадия нагрева, и определяет в конечном счете время теплового последствия сверхкоротких импульсов (особенно для диэлектриков). Рассмотрим несколько практически важных случаев остывания среды с указанным начальным распределением температуры.

2. Остывание среды при поверхностном нагреве

Задача об остывании полупространства с начальным распределением температуры (1) имеет точное решение для температуры на поверхности (см., напр., [9])

$$T(0, t) = T(0, 0) \exp(\alpha^2 a t) \operatorname{erfc}(\alpha \sqrt{a t}), \quad (2)$$

где $T(0, 0) = T(0, t_m)$ из (1).

Для диэлектриков, температуропроводность которых в десятки раз меньше, чем у металлов, даже при показателе поглощения, сравнимом с показателем поглощения металлов (он увеличивается за счет генерации свободных электронов во время действия лазерного импульса), согласно (2) температура при остывании уменьшается в два раза относительно максимального значения за время порядка нескольких наносекунд. Уменьшение показателя поглощения на порядок приводит, согласно оценкам по формуле (2), к увеличению времени остывания на два порядка.

Таким образом, поверхностный нагрев материала сверхкороткими импульсами обуславливает тепловое воздействие на приповерхностные слои длительностью примерно 0.1 нс для металлов и единицы и десятки наносекунд для диэлектриков.

3. Остывание среды при поглощении излучения в объеме

Рассмотрим остывание среды при наличии равномерного нагретых до температуры T_{\max} областей внутри нее в виде шара и цилиндра. Такая конфигурация областей реализуется при воздействии на прозрачные среды, в которых излучение в области фокусировки (области с максимальной плотностью энергии) поглощается за счет нелинейных эффектов.

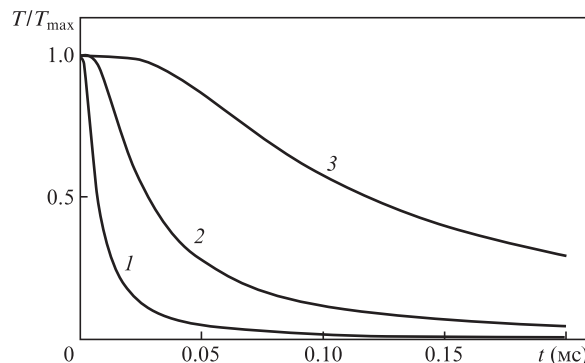


Рис.1. Остывание нагретой области в виде стеклянного шара (стекло К-8) радиусом $R = 2$ (1), 5 (2) и 10 мкм (3).

Эти задачи в приближении мгновенного нагрева имеют аналитические решения, которые могут быть получены методом функций Грина [9]. При нагретой области в виде шара радиусом R изменение во времени температуры в его центре описывается выражением

$$\frac{T}{T_{\max}} = \operatorname{erf} \left(\frac{R}{2\sqrt{a t}} \right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{R}{2\sqrt{a t}} \exp \left(-\frac{R^2}{4a t} \right). \quad (3)$$

При нагретой области в виде цилиндра с длиной l и радиусом R изменение во времени температуры в середине его оси есть

$$\frac{T}{T_{\max}} = \operatorname{erf} \left(\frac{l/2}{2\sqrt{a t}} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{R^2}{4a t} \right) \right]. \quad (4)$$

На рис.1 приведены зависимости от времени относительной температуры T/T_{\max} для нагретой области в виде стеклянного шара с различными радиусами. Время охлаждения центра шара от T_{\max} до заданной температуры (например, до $0.8 T_{\max}$) зависит от величины $4R^2/a$. Так, для стеклянного шара с $2R = 1$ мкм оно составляет ~ 30 нс.

4. Остывание тонких металлических пленок на диэлектрических подложках

Время остывания тонкой металлической пленки, находящейся на диэлектрической подложке с малой теплопроводностью, при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов можно определить из решения теплофизической задачи [10], включающей в себя однородные уравнения теплопроводности для пленки и подложки, дополненные условиями равенства температур и тепловых потоков на границе пленки и подложки, при начальной температуре пленки T_{\max} , определяемой ее нагревом сверхкоротким лазерным импульсом. Решение этой задачи имеет вид

$$T_1(t) = T_{\max} \exp(\gamma^2 t) \operatorname{erfc}(\gamma \sqrt{t}), \quad (5)$$

где $T_1(t)$ – температура пленки; $\gamma = k_2 a_1 / (k_1 \sqrt{a t} h)$ (индекс 1 относится к пленке, индекс 2 – к подложке); h – толщина пленки.

На рис.2 приведена рассчитанная по формуле (5) динамика остывания нагретой лазерным импульсом металлической пленки на стеклянной подложке. Видно, что времена остывания пленки, нагретой фемтосекундным и наносекундным импульсами (длительности импульсов различаются на пять порядков), отличаются друг от друга

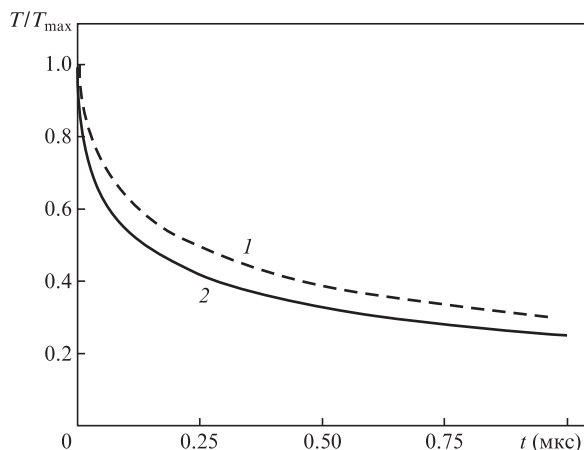


Рис.2. Остывание пленки на стеклянной подложке, нагретой лазерными импульсами длительностью 10 нс (1) и 100 фс (2), при $h = 10^{-5}$ см, $c_1 = 3.3$ Дж·см⁻³·К⁻¹, $c_2 = 0.28$ Дж·см⁻³·К⁻¹, $a_2 = 0.01$ см²/с.

весьма незначительно: времена остывания до температуры, составляющей 0.7 от начального значения, – примерно в два раза, а до меньших температур – еще меньше.

В заключение остановимся кратко на важном для технологических применений режиме многоимпульсных фемтосекундных воздействий. Из общих теплофизических представлений можно показать, что нагрев последовательностью из n фемтосекундных импульсов при условии, что период следования импульсов $t_r = 1/f$ много меньше времени воздействия $t = n/f$, можно заменить нагревом непрерывным излучением с той же средней мощностью. Тогда при условии $r_0 \gg \sqrt{at}$ (r_0 – размер области воздействия) температура в центре области равна [10]

$$T(0, t) = \frac{2(1 - R)q_0 \sqrt{at}}{\sqrt{\pi} k},$$

а при $r_0 \ll \sqrt{at}$ –

$$T(0) = \frac{(1 - R)q_0 r_0}{k},$$

где q_0 – плотность мощности.

По-видимому, этот режим заслуживает отдельного рассмотрения для различных конкретных приложений.

5. Выводы

1. Анализ показывает, что для сверхкоротких лазерных импульсов (10 фс–1 пс) полное время их теплового воздействия на среды зависит не от длительности импульса, а в основном от теплофизических свойств среды, размера и структуры области облучения.

2. Время теплового последствия сверхкоротких лазерных импульсов составляет 0.1–10 нс независимо от длительности импульса, что соизмеримо со временем воздействия наносекундных импульсов.

3. Различие в динамике охлаждения металлической пленки на стеклянной подложке при ее нагреве импульсами наносекундной длительности и более короткими незначительно.

Эти результаты позволяют сделать вывод о том, что эффективное время теплового воздействия сверхкоротких лазерных импульсов по порядку величины такое же, как и для наносекундных импульсов, и это необходимо учитывать в различных приложениях, по крайней мере при использовании безабляционных режимов.

Работа выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01), гранта РФФИ № 13-02-00033 и гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ 1364.2014.2.

1. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. *Действие излучения большой мощности на металлы* (М.: Наука, 1970).
2. Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В. *ЖЭТФ*, **31** (2(8)), 232 (1956).
3. Afonso C.N., Solis J., Catalina F. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 3123 (1992).
4. Kolobov A.V. *Photo-induced Metastability in Amorphous Semiconductors* (Weinheim: Wiley-VCH, 2003).
5. Veiko V.P., Jarchuk M.V., Ivanov A.I. *Laser Phys.*, **22** (8), 1310 (2012); DOI: 10.1134/S1054660X12080166.
6. Veiko V.P., Shakhno E.A., Poleshchuk A.G., Korolkov V.P., Matyzhonok V.N. *J. Laser Micro/Nanoeng.*, **3** (3), 201 (2008).
7. Lubatschowski H., Heisterkamp A., Will F., Singh A.I., Serbin J., Ostendorf A., Kermani O., Heerman R., Ertmer W. *Graefes Arch. Clin. Exp. Ophthalmol.*, **50**, 113 (2003).
8. Gamaly E.G. *Phys. Rep.*, **508**, 91 (2011).
9. Тихонов А.Н., Самарский А.А. *Уравнения математической физики* (М.: Наука, 1977).
10. Вейко В.П., Либенсон М.Н., Червяков Г.Г., Яковлев Е.Б. *Взаимодействие лазерного излучения с веществом (Силовая оптика)* (М.: Физматлит, 2008).