

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ТЕПЛОФИЗИКЕ
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
КАБАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
НИИ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ И АВТОМАТИЗАЦИИ КВНЦ РАН

ФИЗИКА ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ
ВЕЩЕСТВА — 2006

ЧЕРНОГОЛОВКА — 2006

Физика экстремальных состояний вещества — 2006

*Под редакцией Фортова В. Е., Ефремова В. П., Хищенко К. В., Султанова В. Г., Левашова П. Р.,
Темрокова А. И., Карамурзова Б. С., Канеля Г. И., Минцева В. Б., Савинцева А. П.*

Сборник включает в себя работы по исследованиям в области теплофизики экстремальных состояний и физики высоких плотностей энергии. Рассматриваются модели и результаты теоретических расчетов уравнений состояния веществ в условиях высокой концентрации энергии, некоторые вопросы физики ударных и детонационных волн, экспериментальные методы диагностики быстрых процессов, различные методы генерации интенсивных импульсных потоков энергии, эффекты взаимодействия мощных ионных и электронных пучков, интенсивного лазерного, рентгеновского и СВЧ излучения с веществом, явление электрического взрыва проводников мощными импульсами тока, физика низкотемпературной плазмы, а также различные физико-энергетические задачи и технологии. Основная часть работ была представлена на XXI Международной конференции «Уравнения состояния вещества» (Эльбрус, 1–6 марта 2006 года). Издание адресовано специалистам в области физико-технических проблем энергетики.

ISBN 5-901675-44-4

© Институт проблем химической физики РАН, 2006

1. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
2. Ree F. H. // J. Chem. Phys. 1980. V. 73. P. 5401.
3. Бушман А. В., Ломоносов И. В., Фортов В. Е. Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии. Черноголовка, 1992.
4. Uradhyay A.K., Urbassek H.M. // J. Phys. D:Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 2933.

О ПРЕДЕЛАХ СУЩЕСТВОВАНИЯ ОТКОЛЬНО-КАВИТАЦИОННОЙ ПЛАСТИНЫ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КОНДЕНСИРОВАННОЙ МИШЕНИ УЛЬТРАКОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Агранат М.Б.¹, Ашитков С.И.¹, Овчинников А.В.¹, Ситников Д.С.¹, Анисимов С.И.²,
Жаховский В.В.¹, Иногамов Н.А.*², Нишихара К.³, Петров Ю.В.², Хохлов В.А.²

¹ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, ²ИТФ РАН, Москва, Россия, ³ИЛТ, Осака, Япония

*nail@landau.ac.ru

Теоретически и экспериментально изучается абляция конденсированного вещества под действием ультракоротких лазерных импульсов длительностью 100 фс с интенсивностью падающего излучения $I = 10^{11} \div 10^{13}$ Вт/см². Соответствующие значения поверхностной плотности энергии $F = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)dt$ варьируются в пределах от ~ 10 до нескольких тысяч мДж/см². Имеются три важных порога, разделяющие диапазон вариации поверхностной плотности энергии на характерные области. Это пороги плавления F_{melt} , абляции F_{abl} и «испарения» F_{ev} (или верхний порог); обычно выполняются неравенства (1) $F_{melt} < F_{abl} < F_{ev}$, хотя для некоторых случаев (например, вещество подчиняющееся уравнению состояния Леннарда-Джонса) порядок следования порогов другой (2) $F_{abl} < F_{melt} < F_{ev}$. В случае (1) разрыв (см. ниже) вещества на пороге абляции происходит в жидкой (кавитация), а в случае (2) – в твердой фазах (откол). При $F < F_{melt}$ поглощенной лазерной энергии не хватает для плавления поверхностного мишени. При $F < F_{abl}$ абляционный унос вещества связан только с испарением с поверхности мишени. При этом унесенная из-за лазерного воздействия масса мишени m_{abl} мала. При $F = F_{abl}$ масса $m_{abl}(F)$ скачком сильно возрастает, поскольку к испаренной массе прибавляется масса, выброшенная из мишени вследствие фототермомеханического разрушения. При этом меняется структура лазерного факела (см. классификацию абляционных течений на рис. 1).

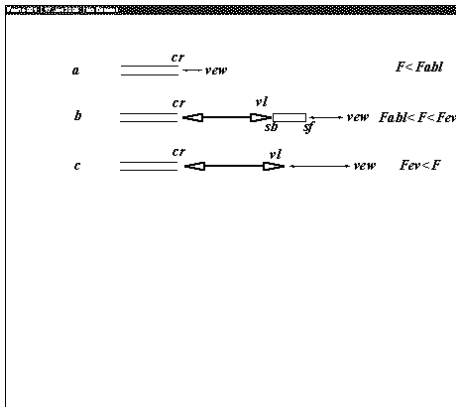


Рис. 1. Область существования откольно-кавитационной (ОКП) $F_{abl} < F_{melt} < F_{ev}$ или кавитационной ($F_{melt} < F_{abl} < F_{ev}$) пластины sb-sf

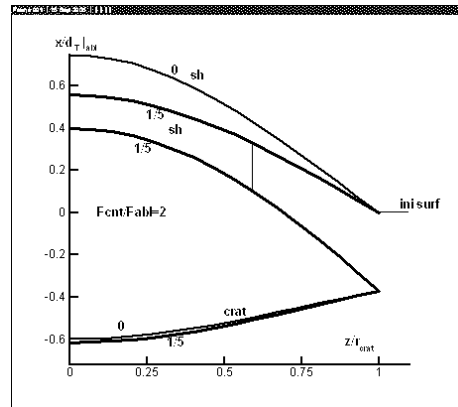


Рис. 2. Картина с замкнутым куполом в случае, когда величина поверхностной плотности энергии в центре F_c не превышает верхнего порога F_{ev}

В случае а (рис. 1) лазерный выброс состоит из испаренного вещества, которому соответствует черточка справа cr-vew, cr – crater, vew – vapor expansion wave – внешний фронт лазерного факела. Наиболее сложной является структура выброса в случае b, когда соседствуют слой sf-vew испаренного вещества, пластина из конденсированного вещества sb-sf и двухфазный факел cr-vl из конденсированных фрагментов (твердые осколки или капли) и пара. Случай с на рис. 1 связан с нагревами такой интенсивности, что пластина sb-sf исчезает («испаряется»); выше обозначено sf – shell forward (передняя граница пластины), sb – shell back (задняя граница пластины), vl – vapor-liquid – граница двухфазной области cr-vl. На рис. 1 рассматривается случай одномерного воздействия, когда интенсивность лазерного излучения не зависит от поперечных к нормали к поверхности мишени координат, а движение вещества направлено по этой нормали (ось x).

Из-за описанной зависимости структуры лазерного выброса от поверхностной плотности энергии в случае воздействия на плоскую поверхность мишени лазерного пучка конечных поперечных размеров (например, с гауссовым распределением по поперечным координатам y, z) возникает своеобразное течение с нетривиальной трехмерной морфологией ОКП. Такое положение обусловлено вариацией поверхностной плотности энергии по поверхности мишени. Пусть для примера распределение поверхностной плотности энергии по облучаемой поверхности имеет вид $F(y, z) = F_c \exp(-y^2/R^2 - z^2/R^2)$, где F_c – ее значение в центре $y = z = 0$ (на оси лазерного пучка), R – эффективный радиус пучка. Тогда при $F_{abl} < F_c < F_{ev}$ возникает течение с куполообразной ОКП (рис. 2). На рис. 2 ОКП отмечена буквами sh (shell) и парой меток 1/5. Верхняя и нижняя из меток 1/5 относятся к внешней (sf на рис. 1) и внутренней (sb) границам ОКП. Вертикальная черточка на рис. 2, проходящая по конденсированному веществу ОКП, связывает эти границы. Меткой 0 sh на рис. 2 выделено мгновенное положение внешней границы

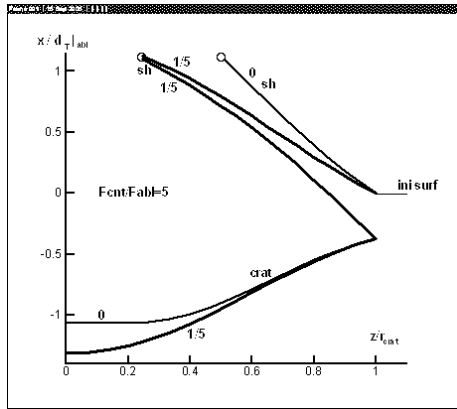


Рис. 3. Образование отверстия в куполе ОКП при снижении величины локальной поверхностной плотности энергии от значения F_c в центре до значения F_{ev} , которым определяется граница отверстия

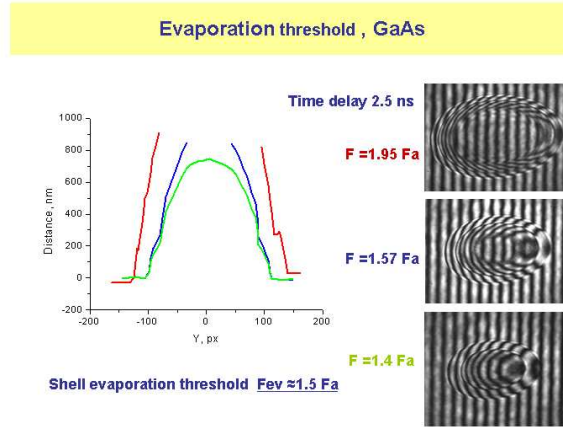


Рис. 4. Интерферограммы на арсениде галлия при трех отношениях поверхностной плотности энергии в центре пучка к порогу абляции F_c/F_{abl} (они подтверждают существование верхнего порога и куполов с отверстием) и три варианта формы купола: один сплошной и два с отверстием

ОКП в случае другой зависимости глубины прогрева мишени от поверхностной плотности энергии лазерного излучения вследствие электронной теплопроводности. Надпись ini surf на рис. 2 отмечает позицию границы мишени с вакуумом до лазерного воздействия. Надпись crat выделяет границу кратера. На поверхности мишени кратер представляет собой лунку, ограниченную окружностью с радиусом r_{crat} . На этом радиусе поверхностная плотность энергии пучка снижается до порогового значения F_{abl} .

В случае больших значений поверхностной плотности энергии, когда F_c больше верхнего порога F_{ev} , вокруг центра $y = z = 0$ в куполе образуется отверстие (рис. 3). На рис. 3 кривые sh 1/5 – внешняя и внутренняя границы купола. Меткой в виде кружка отмечен край отверстия. В этой точке поверхностная плотность энергии равен F_{ev} . Кривая 0 sh – внешняя граница купола при другой зависимости глубины прогрева от поверхностной плотности энергии лазерного излучения.

В экспериментальной части работы приведены результаты измерения порогов плавления и абляции для алюминия, золота и кремния с использованием методики фемтосекундной микроскопии. Также с помощью интерферометрической методики с пространственным и временным разрешением для данных образцов проведено исследование динамики расширения нагреваемого поверхностного слоя и измерена величина порога «испарения» ОКП F_{ev} . На рис. 4 приведены интерферограммы, полученные при действии зондирующего пучка, задержанного относительно греющего пучка на 2.5 нс. Эта техника называется pump-probe, где pump и probe – это греющий и зондирующий ультракороткие лазерные импульсы. [1, 2] Там же показаны формы купола для трех последовательно возрастающих значений F_c/F_{abl} , полученные из этих интерферограмм. При малом F_c купол сплошной, при двух других увеличенных значениях F_c появляется отверстие (ср. с рис. 2 и 3). Это позволяет определить порог F_{ev} .

Работа поддержана грантами РФФИ 04-02-16972 и поддержки научных школ НШ-2045.2003.2.

1. von der Linde D., Sokolowski-Tinten K. // Appl. Surf. Sci. 2000. V. 154-155. P.1.
2. Ашитков С. И., Овчинников А. В., Агранат М. Б. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79. Вып. 11. С.657.

ОТРЫВ ФАКЕЛА, ОБРАЗОВАННОГО ВОЗДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА, НА КОНДЕНСИРОВАННУЮ МИШЕНЬ

Анисимов С.И.¹, Жаховский В.В.², Иногамов Н.А.*¹, Нишихара К.³, Петров Ю.В.¹, Хохлов В.А.¹

¹ИТФ РАН, Москва, Россия, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, ³ИЛТ, Осака, Япония

*nail@landau.ac.ru

Выполнено чрезвычайно подробное (до 10^8 частиц) молекулярно-динамическое моделирование (МД) поздних (до $t \sim 10^4$ МД единиц времени) стадий разрушения толстой мишени под действием ультракороткого лазерного импульса, «мгновенно» формирующего в мишени «начальный» (для последующего гидродинамического движения) профиль температуры $T(x, t = +0) = T_0 \exp(-x^2/d_T^2)$, где T_0 - начальная температура границы мишени с вакуумом, при $t = 0$ эта граница находится в точке $x = 0$, x - направление одномерного среднего (гидродинамического) движения (движение отдельных атомов трехмерно), d_T - глубина лазерного прогрева. Существует порог абляции $T_0|_{abl}$, ниже которого абляционный унос вещества с поверхности мишени мал, поскольку обусловлен только испарением. Выше абляционного порога к испарению добавляется фототермомеханическое разрушение мишени, и масса m_{eje} унесенного абляцией вещества «скачком» возрастает. Отношение $m_{eje}/(\rho_0 d_T)$ увеличивается с ростом величины $T_0/T_0|_{abl}$, то есть с ростом надпороговости, здесь ρ_0 - начальная плотность однородной мишени.

Облако выброса (лазерный факел) формируется постепенно в гидродинамическом процессе, продолжительность которого при не слишком больших превышениях над порогом абляции составляет некоторое количество звуковых времен d_T/c_s , где c_s характерная скорость звука (обычно скорость звука в конденсированной мишени до облучения). В диапазоне температур $T_0|_{abl} < T_0 < T_0|_{ev}$ на переднем фронте выброса летит конденсированное образование

