

04;05;07;12

Влияние экранирования в эрозионном факеле на импульс отдачи и измерение коэффициента отражения

© Л.И. Кузнецов

Институт теплофизики СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 27 ноября 1995 г.)

Экспериментально исследованы коэффициент прохождения лазерного излучения через эрозионный факел, коэффициент отражения от облучаемой твердой поверхности и импульс отдачи диэлектрических и металлических мишеней в диапазоне интенсивностей лазерного импульсного излучения 10^6 – 10^7 Вт/см² при изменении давления окружающей среды 10^{-2} – 10^5 Па. Проведен анализ влияния экранирующих свойств эрозионного факела на импульс отдачи и показана необходимость учитывать поглощение излучения в факеле при определении коэффициента отражения излучения от поверхности.

1. При воздействии мощного лазерного излучения на твердую поверхность часть энергии отражается от этой поверхности. При интенсивности лазерного излучения, превышающей пороговое значение, происходит испарение твердой поверхности, сопровождаемое выбросом продуктов эрозии в виде жидкой и паровой фаз. Этот режим обычно называют режимом развитого испарения [1]. Для большинства металлов такой режим реализуется при интенсивности лазерного излучения порядка 10^6 – 10^8 Вт/см², а у диэлектриков — начиная с интенсивности 10^5 Вт/см².

Выброс продуктов эрозии из пятна облучения создает импульс отдачи на облучаемую поверхность (мишень). Измерению импульса отдачи в режиме развитого испарения посвящено много работ, начиная с первых исследований [2–4]. В этих исследованиях, в частности, отмечается сильное различие измеренных импульсов отдачи при разных давлениях окружающей среды, но одинаковых прочих условиях. Механизм возникновения этого различия до сих пор неясен.

Исследования отражательной способности облучаемой лазером поверхности в режиме развитого испарения показывают, что с увеличением интенсивности лазерного излучения измеренные значения коэффициентов отражения падают [3,5,6], что обычно объясняют тепловыми механизмами на облучаемой поверхности.

Для решения этих задач были проведены комплексные исследования взаимодействия лазерного излучения с металлическими и диэлектрическими мишенями.

2. Исследования проводились на вакуумной установке ВИКА [5,7] с использованием неодимового лазера в режиме свободной генерации при длительности квазистационарного импульса по полувысоте 0.3 мс. Фокусировка лазерного излучения на мишень осуществлялась линзой с фокусным расстоянием 1 м, диаметр пятна облучения в большинстве экспериментов составлял $d = 7$ мм, а диаметр мишеней $D = 8$ мм.

В качестве мишеней использовались следующие материалы: Mg, Al, Ti, Nb, Pb, сталь нержавеющей, графит, пробка, текстолит и эбонит. Диагностическая база позволяла проводить одновременно измерения энергетических параметров лазерного излучения и импульса отдачи маятниковым и пьезодатчиковым методами, а также определять коэффициент пропускания лазерного излучения через эрозионный факел путем отбора кварцевым светопроводом части лазерного излучения из пятна облучения.

Применение светопровода позволило совместить метод измерения коэффициента пропускания лазерного излучения через эрозионный факел [8] с пьезодатчиковыми методами измерения импульса отдачи и давления [9–11] на облучаемой мишени. На рис. 1 представлена схема, используемая для одновременного измерения этих параметров.

Мишень устанавливалась на пьезодатчике, особенность которого заключалась в наличии длинного звукопровода за пьезоэлементом, что позволило вынести отраженный сигнал за пределы времени воздействия лазерного излучения. На выходе пьезодатчика устанавливалось согласующее устройство с входной постоянной времени $RC \approx 1$ – 100 с, что обеспечило погрешности за счет утечки заряда датчика за время воздействия лазерного излучения не более 0.1%. В центре мишени находилось отверстие диаметром 0.5 мм, через которое с тыльной стороны вводился светопровод диаметром 0.4 мм.

Регистрация исходного лазерного излучения от светоделительного клина, а также излучения, прошедшего через эрозионный факел и выведенного из пятна облучения светопроводом, проводилась с помощью коаксиальных фотоэлементов ФК-19. Для исключения паразитных засветок перед входным окном фотоэлементов устанавливались интерференционные фильтры, пропускающие только лазерное излучение, которое в режиме свободной генерации имеет сложную форму — колоколообразную огибающую с пиковой структурой.

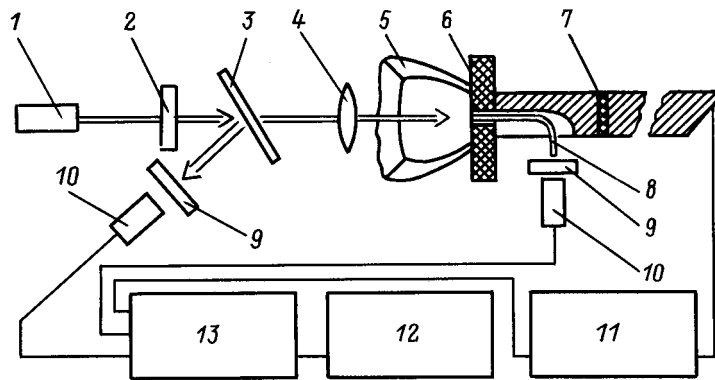


Рис. 1. Схема измерений импульса отдачи эрозионного факела и коэффициента прохождения лазерного излучения через этот факел. 1 — лазер, 2 — ослабитель, 3 — светоделительный клин, 4 — линза, 5 — эрозионный факел, 6 — мишень, 7 — пьезоэлемент, 8 — светопровод, 9 — интерференционные фильтры, 10 — коаксиальные фотоэлементы ФК-19, 11 — согласующее устройство, 12 — ЭВМ, 13 — цифровые осциллографы.

При вариации энергии лазерного излучения путем изменения напряжения накачки конденсаторной батареи блока питания может происходить дополнительное изменение относительных пространственно-временных характеристик, что ухудшает повторяемость результатов измерений на разных режимах и осложняет их анализ. Существенно уменьшить пиковый характер лазерного импульса удалось с помощью полусферического резонатора и подбора режимов работы задающего генератора лазерной системы. Для стабилизации формы лазерного импульса при изменении выходной энергии лазерной системы применялись полупрозрачные зеркала-ослабители со стойким покрытием, а энергия накачки была фиксированной.

Автоматизация эксперимента и обработка полученных данных проведены в рамках локальной вычислительной сети на базе измерительно-вычислительного комплекса ИВК-6. Техническое обеспечение эксперимента реализовано на базе стандартных модулей "Камак" (генератор, таймеры, АЦП-14) и цифровых запоминающих осциллографов С9-8 для измерения быстропротекающих процессов с помощью фотоэлементов и пьезодатчика, подключенных через интерфейс КОП (канал общего пользования).

Программа осуществляла управление экспериментом (запуск лазера, осциллографов), ввод массивов данных с АЦП-14 для определения интегральной энергии лазерного импульса с помощью калориметра ИКТ-1Н, осциллографов С9-8 и запись этих массивов на диск в рабочий файл.

Обработка сигналов с пьезодатчика для определения импульса отдачи заключалась в интегрировании площади под осциллограммой давления и умножении этой площади на тарировочный коэффициент, полученный маятниковым методом [10]. Интегральный за время лазерного импульса коэффици-

ент пропускания лазерного излучения в эрозионном факеле \bar{T} определялся путем сравнения площадей под осциллограммами исходного и прошедшего через факел лазерного излучения с использованием тарировочного коэффициента, полученного в отсутствие эрозионного факела. Кроме того, коэффициент \bar{T} контролировался по динамическому коэффициенту пропускания T .

Измерение отражательной способности материалов при лазерном облучении обычно базируется на сборе отраженной компоненты с помощью фотометрического шара зеркальных объективов различной формы (полусфера, эллипсоид, параболоид) и сравнении этого потока либо с исходной энергией лазерного излучения, либо с отраженным потоком от эталонной поверхности [11–14]. В настоящей работе была использована схема измерений, аналогичная описанной в работах [5,13]. Было изготовлено полусферическое зеркало из бронзы марки БРХ диаметром 200 мм. В качестве эталонного образца использовалась мишень, покрытая толстым слоем (1.5–2 мм) окиси магния на основе жидкого стекла. При всех измерениях принималось, что коэффициент отражения эталонного образца равен 100%, что вносит систематическую ошибку не более 5% [13].

3. Полученные результаты по измерению коэффициента прохождения T излучения в эрозионном факеле и отражения R от поверхности показывают, что характер этих зависимостей одинаков внутри двух обширных классов материалов: диэлектриков и металлов. Характерное различие в поведении зависимостей для диэлектриков и металлов заключается в слабом, почти линейном падении усредненных за время лазерного импульса значений \bar{T} и \bar{R} для диэлектриков при росте интенсивности лазерного излучения и резком падении этих коэффициентов в районе интенсивности излучения 10 МВт/см² для

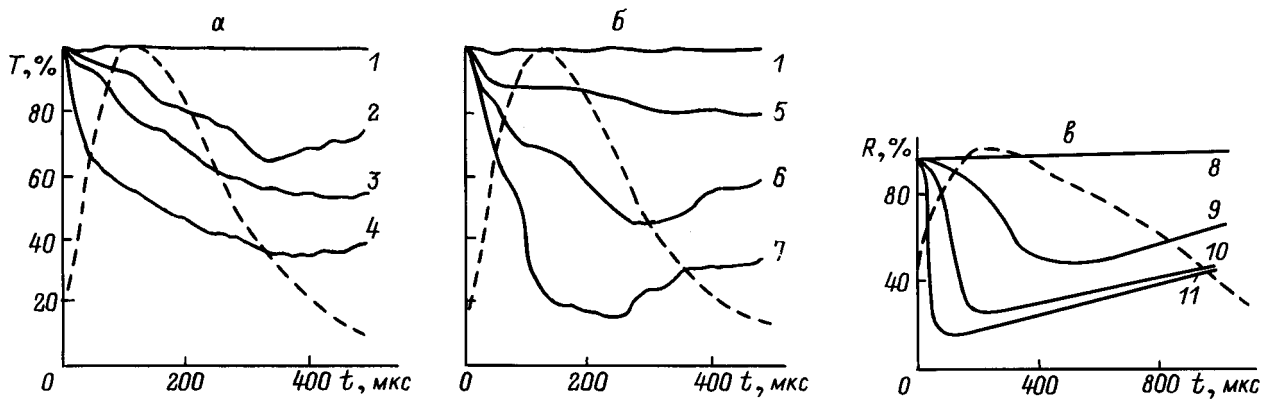


Рис. 2. Коэффициенты прохождения лазерного излучения через эрозионный факел для эбонитовой (а) и титановой (б) мишеней и коэффициент отражения от серебряной мишени (в) [5] при атмосферном давлении воздуха. Интенсивность лазерного излучения, Дж/см² (МВт/см²): 1 — 7 (0.023), 2 — 28 (0.09), 3 — 120 (0.4), 4 — 440 (1.47), 5 — 220 (0.73), 6 — 700 (2.3), 7 — 2600 (8.7), 8 — 2000 (2.15), 9 — 2600 (2.8), 10 — 4200 (4.5), 11 — 7300 (7.9).

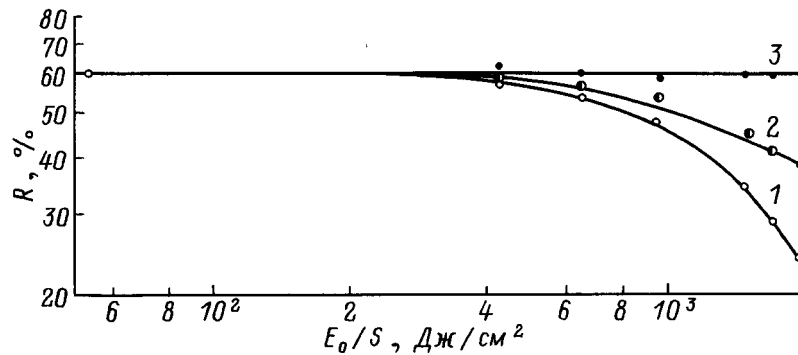


Рис. 3. Измеряемый коэффициент отражения от поверхности титановой мишени (1) и коэффициент отражения с поправками на поглощение в эрозионном факеле (2, 3) в зависимости от интенсивности лазерного излучения.

металлов. Поэтому ограничимся рассмотрением результатов исследований только для двух материалов: эбонита и титана — представителей этих двух классов материалов.

На рис. 2, а, б представлены зависимости коэффициента прохождения T лазерного излучения через эрозионный факел от времени воздействия лазерного импульса t . На рис. 2, в представлены результаты измерений коэффициента отражения R от серебряной мишени, полученные в работе [5]. Следует заметить, что ход кривых на рис. 2, а, б и в очень похож друг на друга. Это может быть связано с двумя обстоятельствами. Первое — некорректность измерений коэффициента прохождения лазерного излучения через эрозионный факел из-за изменения условий на поверхности торца светопровода в центре пятна облучения. Однако методические исследования [8] и анализ энергобаланса взаимодействия лазерного излучения с твердой поверхностью [15] позволяют заключить, что методика измерений экранирующих свойств факела корректна. Вторая причина — влияние экранирующих свойств факела на результаты

измерений коэффициента отражения от облучаемой поверхности.

Действительно, при отсутствии поглощающей среды в виде эрозионного факела исходное лазерное излучение целиком достигает облучаемой поверхности, а отраженная лучистая энергия, отнесенная к исходной, даст искомый коэффициент отражения. Похожая картина происходит и при тарировке системы с помощью мишени из окиси магния, имеющего почти 100% отражения и соответственно очень малое количество испаренного вещества в исследуемом диапазоне интенсивностей лазерного излучения. При наличии поглощающей среды (эрозионного факела) только часть исходной энергии лазера достигает облучаемой поверхности, а отраженная компонента дополнительно ослабляется в факеле до тех пор, пока не достигнет собирающий зеркальный объектив. Неучет поглощения излучения в факеле и приводит к занижению коэффициента отражения от облучаемой мощным лазером поверхности. В качестве примера на рис. 3 представлена кривая 1, которая соответствует измеренному усредненному за время лазерного им-

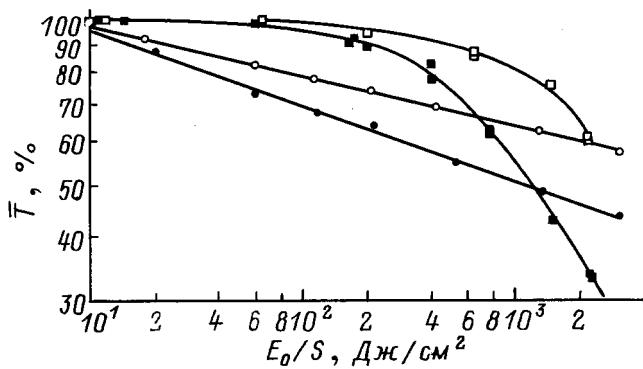


Рис. 4. Зависимость усредненного коэффициента прохождения лазерного излучения вдоль оси эрозионного факела для эбонитовой (кружки) и титановой (квадраты) мишеней при давлении 10^{-2} (светлые значки) и 10^5 Па (темные значки).

пульса коэффициенту отражения \bar{R} в вакууме от титановой пластины по принятой методике. Кривая 2 получена с учетом ослабления лазерного излучения (рис. 4) при прохождении эрозионного факела ($\bar{R}' = F_r/\bar{T} \cdot E_0$), т.е. относительно интенсивности излучения, дошедшего до поверхности мишени. Кривая 3 построена с дополнительным учетом ослабления отраженной компоненты в эрозионном факеле ($\bar{R}'' = F_r/\bar{T}^2 \cdot E_0$). Следует заметить, что учет ослабления отраженной компоненты путем повторного нормирования на коэффициент прохождения излучения через весь эрозионный факел вдоль его оси может служить только первым приближением к точному определению прошедшей через эрозионный факел отраженной компоненты. Однако даже такой элементарный учет ослабления исходного лазерного излучения и отраженной компоненты в эрозионном факеле показывает, что истинный коэффициент отражения (кривая 3) ведет себя консервативно во всем диапазоне интенсивностей лазерного излучения, характерных для режима развитого испарения.

Действительно, уменьшение измеряемого коэффициента отражения (традиционными методами, без учета ослабления излучения в поглощающей среде) при увеличении радиационной нагрузки в режиме развитого испарения связывают обычно с увеличением температуры поверхности металлических мишеней и их "просветлением" [3]. Но в режиме развитого испарения температура поверхности ведет себя консервативно в широком диапазоне интенсивностей лазерного излучения [16], и следует признать, что уменьшение измеряемого коэффициента отражения в большей степени обусловлено экранирующими свойствами эрозионного факела.

4. Перейдем теперь к анализу механизмов, влияющих на импульс отдачи при разных давлениях окружающей среды. При низких интенсивностях лазерного излучения E_0/S различие в вели-

чине удельного импульса отдачи J/S при $p = 10^2$ и 10^5 Па может достигать порядка и более, а при $E_0/S \leq 1000$ Дж/см² — десятков процентов (кривые 1, 2 на рис. 5). Объяснить это различие обратным потоком продуктов эрозии на мишень при высоком давлении нельзя по двум причинам. Во-первых, этот эффект слишком мал (для паров с показателем адиабаты 1.67 он составляет около 18% [17]); во-вторых, бесстолкновительное истечение паров в вакуум, когда число Кнудсена $Kn > 1$, обычно в экспериментах не реализуется, так как требует очень глубокого вакуума и малых расходов продуктов испарения.

Более реальным представляется влияние экранирующих свойств факела на процесс испарения при разных p_∞ . При сверхзвуковом истечении продуктов эрозии определяются только энергией падающего на поверхность мишени излучения и не могут зависеть от p_∞ . Однако газодинамическая структура факела и плотность паров на оси струи сильно зависят от внешнего давления [18,19] и соответственно оказывают влияние на экранирующие свойства факела [8]. Если учесть ослабление лазерного излучения в факеле (рис. 4) и перестроить зависимости $J/S = f(E_0/S)$ с учетом этого ослабления, то при больших E_1/S , где $E_1 = T \cdot E_0$ [8], зависимости, полученные для $p_\infty = 10^5$ и 10^{-2} Па, практически совпадают (штриховые линии 3, 4 на рис. 5). Таким образом, при больших E_1/S и соответственно больших J/S основным механизмом, влияющим на J/S при фиксированных

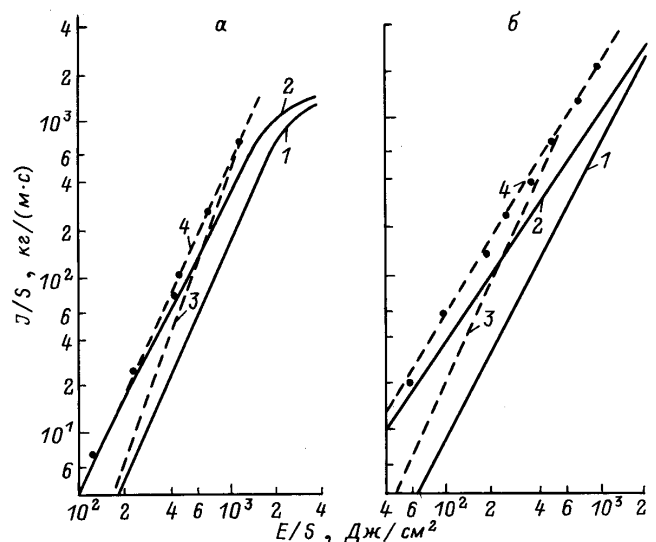


Рис. 5. Удельный импульс отдачи титановой (а) и эбонитовой (б) мишеней. Показаны экспериментально измеренные зависимости $J/S = f(E_0/S)$ при 10^5 (1) и 10^{-2} (2) и зависимость $J/S = f(E_1/S)$ с коррекцией на ослабление излучения в эрозионном факеле при $p_\infty = 10^5$ (3) и 10^{-2} Па (4). Точки — экспериментальные данные с коррекцией на ослабление излучения в факеле и противодавление, полученные при $p_\infty = 10^5$ Па.

E_0/S , но разных p_∞ , является ослабление лазерного излучения в эрозийном факеле.

При сравнительно низких E_0/S и соответственно низких J/S , когда давление в пятне облучения лишь в несколько раз отличается от атмосферного, начинают проявляться другие механизмы, которые оказывают свое силовое воздействие на поверхность мишени. Сила тяги облучаемой мишени без учета движения газа в окружающей среде [20] дается выражением

$$F = (p_\infty - p_*)S + GV_*,$$

где p_* — давление в источнике; S — площадь источника (пятна облучения); G , V_* — массовый расход и скорость выброса продуктов эрозии.

Результирующий импульс при этом

$$J = \int_{\tau} F d\tau.$$

Как видно из этих уравнений, реактивная сила тяги и импульс отдачи при уменьшении p_* начинают сильно зависеть от p_∞ . При экспериментальных измерениях импульса отдачи маятниковым или пьезодатчиковым методом измеряется результирующий импульс отдачи. При этом выделить часть, не содержащую p_∞ , можно только зная время процесса. Если в качестве характерного времени принять длительность импульса давления на облучаемой мишени, то, прибавляя к экспериментально полученным значениям J/S ($p_\infty = 10^5$) с поправкой на ослабление лазерного излучения в факеле величину $p_\infty S\tau$, получим данные, представленные на рис. 5 точками. Как видно из этих графиков, учет ослабления лазерного излучения в факеле и противодействия при $p_\infty > 0$ позволяет практически полностью совместить J/S ($p_\infty = 10^5$ Па) и J/S ($p_\infty = 10^{-2}$ Па) во всей области развитого испарения, что указывает на определяющее влияние этих факторов на импульс отдачи при вариации внешнего давления.

В заключение следует заметить, что в данной работе рассмотрено влияние p_∞ на J при $d \simeq D$. Если $d < D$, то могут возникать дополнительные небольшие силы, связанные с тем, что факел газа вовлекает в движение окружающую среду и воздействует на необлучаемые края мишени. Механизм этого процесса детально рассмотрен в работе [21].

Список литературы

- [1] Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Наука, 1988.
- [2] Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н. и др. // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 5. С. 894–905.
- [3] Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
- [4] Батанов В.А., Бункин Ф.В., Прохоров А.М., Федоров В.Б. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. Вып. 2. С. 586–608.
- [5] Бонч-Бруевич А.М., Имас Я.А., Романов Г.С. и др. // ЖТФ. 1968. Т. 38. Вып. 5. С. 851–855.
- [6] Chun M.K. // IEEE J. Quant. Electron. 1969. QE-5. P. 316.
- [7] Кутателадзе С.С., Кузнецов Л.И., Завьялов В.И. / Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов. Новосибирск, 1979. С. 147.
- [8] Кузнецов Л.И. // ЖПС. 1990. Т. 53. № 6. С. 915–919.
- [9] Воронель Е.С., Киришин Л.П., Кузнецов Л.И. // Сиб. физико-техн. журн. 1991. № 2. С. 75–79.
- [10] Войтенко В.А., Кузнецов Л.И. // ПТЭ. 1992. № 4. С. 189–191.
- [11] Кузнецов Л.И. // ПТЭ. 1994. № 1. С. 144–148.
- [12] Пантелеев В.В., Янковский А.А. // ЖПС. 1965. Т. 3. № 4. С. 351–354.
- [13] Басов Н.Г., Бойко В.А. / Препринт ФИАН. М., 1968. № 33.
- [14] Goldwin R.P., Sachsenvair R., Sigel R. // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 39. 19. P. 1198–1201.
- [15] Кузнецов Л.И. // Сиб. физико-техн. журн. 1992. № 1. С. 12–15.
- [16] Воздействие концентрированных потоков энергии на материалы/ Под ред. Н.Н. Рыкалина. М.: Наука, 1985.
- [17] Анисимов С.И. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. № 1. С. 339–342.
- [18] Ковингтон, Лью, Линкольн. // Ракетная техника и космонавтика. 1977. Т. 15. № 8. С. 148–155.
- [19] Кузнецов Л.И., Ребров А.К., Ярыгин В.Н. // ЖПМТФ. 1975. № 3. С. 82–87.
- [20] Седов Л.И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1973. Т. 2.
- [21] Булгакова Н.М., Кузнецов Л.И. // ЖПМТФ. 1992. № 6. С. 14–22.