АКАДЕМИЯ НАУК СССР

Физический институт имени П.Н.Лебедева

ФИАН

ПРЕПРИНТ

188

Н.Г. БАСОВ, П.П. ВОЛОСЕВИЧ,
Е.Г. ГАМАЛИЙ, Ю.А. ЗАХАРЕНКОВ,
А.Е. КИСЕЛЕВ, С.П. КУРДЮМОВ,
Е.И. ЛЕВАНОВ, В.Б. РОЗАНОВ,
А.А. РУПАСОВ, А.А. САМАРСКИЙ,
Г.В. СКЛИЗКОВ, Е.Н. СОТСКИЙ,
А.С. ШИКАНОВ

# ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПЛАЗМЕННОЙ КОРОНЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ЛАЗЕРОМ

Москва – 1988

Препринты Физического института имени П.Н. Лебедева АН СССР являются самостоятельными научными публикациями и издаются по следующим направлениям исследований Института:

- **физика высоких энергий и космических лучей**
- **оптика и спектроскопия**
- **квантовая радиофизика**
- **физика твердого тела**
- **физика космоса**
- **физика плазмы**

В библиографических ссылках на препринты Физического института имени П.Н. Лебедева мы рекомендуем указывать: инициалы и фамилию автора, номер препринта, место издания, сокращенное наименование Института-издателя, год издания.

Пример библиографической ссылки:

И.И. Иванов. Препринт 125, Москва, ФИАН, 1986.

Preprints of the P.N. Lebedev Physical Institute of the Academy of Sciences of the USSR are its independent publications and are issued in the Institute's following fields of research:

- **high energy and cosmic ray Physics**
- **optics and spectroscopy**
- **quantum Radiophysics**
- **solid state Physics**
- **cosmophysics**
- **plasma Physics**

In bibliographical references to the P.N. Lebedev Physical Institute's preprints we recommend to indicate: the author's initials and name, preprint number, place of the publication, abbreviation of the Institute-publisher, year of the publication:

Example of a bibliographical reference:

I.I. Ivanov. Preprint 125, Moscow, FIAN, 1986.

© Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР, 1988.

Физический институт имени П.Н.Лебедева АН СССР

Квантовая радиофизика

Отдел квантовой радиофизики

Препринт № 188

Н.Г.Басов, П.П.Волосевич, Е.Г.Гамалий, Ю.А.Захаренков, А.Е.Киселев, С.П.Курдюмов, Е.И.Леванов, В.Б.Розанов, А.А.Рупасов, А.А.Самарский, Г.В.Склизков, Е.Н.Сотский, А.С. Шиканов

# ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПЛАЗМЕННОЙ КОРОНЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ЛАЗЕРОМ

Москва - 1988

# ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПЛАЗМЕННОЙ КОРОНЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ЛАЗЕРОМ

Басов Н. Г., Волосевич П. П., Гамалий Е. Г., Захаренков Ю. А., Киселев А. Е., Курдюмов С. П., Леванов Е. И., Розанов В. Б., Рупасов А. А., Самарский А. А., Склизков Г. В., Сотский Е. Н., Шиканов А. С.

## АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрены различные способы теоретического описания теплопроводности плазменной короны. Проведено численное моделирование процессов лазерного нагрева-сжатия оболочечной сферической мишени по программе "ТРИТОН" (ИПМ АН СССР). Численными и аналитическими методами исследовано влияние подавления теплопереноса на основные гидродинамические характеристики плазмы. Показано, что наиболее чувствительным к снижению теплопереноса является пространственно-временное распределение электронной плотности.

Для широкого диапазона плотностей потока анализируются требования к экспериментальным измерениям, позволяющим при сравнении с численным расчетом определить степень подавления теплопереноса. Показано, что при уменьшении плотности потока до $\sim 10^{13}$ Вт/см2 существующие точности измерения положения в короне области с критической плотностью, как и измерения скорости испарения вещества, становятся недостаточными для определения отклонения теплопроводности от классической. При этом достоверные выводы о коэффициентах переноса можно делать на основании сравнения данных высокоскоростной интерферометрии о динамике малоплотной короны ($\rho/\rho_{кр}=10^{-3} - 10^{-1}$) и результатов численного моделирования.

# HEAT TRANSPORT IN LASER-PRODUCED CORONA

Basov N. G., Volosevich P. P., Gamaly E. G., Zakharenkov Yu. A.,
Kiselev A. E., Kurdyumov S. P., Levanov E. I., Rozanov V. B.,
Rupasov A. A., Samarsky A. A, Sklizkov G. V., Sotsky E. N., Shikanov A. S.

## ABSTRACT

The paper covers different methods of theoretical description of the plasma corona heat transport. Numerical simulation of the processes of laser-produced heating-compression of spherical shell target was carred out with the help of TRITON program. The influence of the heat transfer suppression on the basic hydrodynamic parameters was investigated with numerical ad analytical methods. Spatial-temporal electron density distribution was demonstrated to be the most sensitive to the heat transport reduction.

The requirements to the experimental measurements, which permit (if compared with numerical calculation) to define the degree of heat-transport suppression, are analyzed for a wide range of laser intensites. The existent accuracy of measuring the position of the sritical density region in the corona and of the mass ablation rate, was shown to become insufficient to define the deviation of the heat transport from the classical if the laser intensity is about $10^{13}$ Wt/sm$^2$. In this case reliable conclusions about transport coefficients can be made on the base of the comparison of high-speed interferometry data on the dynamics of under-dense corona ($\rho/\rho_{кр} = 10^{-3} - 10^{-1}$), and on the base of the results obtained from numerical experiments as well.

## 1 ВВЕДЕНИЕ

Электронная теплопроводность является основным механизмом переноса энергии из зоны поглощения лазерного излучения в плотные слои мишени при лазерном нагреве и сжатии вещества. В равновесной (с максвелловским распределением электронов) плазме электронный тепловой поток хорошо описывается законом Фурье

(1)
$$\bar{q}_{кл} = -\varkappa_c T^{5/2} \operatorname{grad}(T)$$

с коэффициентом теплопроводности, вычисленным Спитцером и Хэрмом /1,2/.

В последнее время появилось большое количество теоретических и экспериментальных работ /3-9/, показывающих, что в лазерной (и космической) плазме во многих случаях электронный тепловой поток может быть существенно ниже классического (1). В теоретических работах в качестве причин такого снижения рассматривают спонтанные магнитные поля мегагауссного масштаба /10-12/, уменьшение частоты столкновений электронов из-за развитой ионно-звуковой и других видов плазменной турбулентности /13-16/, а также неприменимость диффузионного приближения, выражающегося условием ($\lambda_{ei} \ll L = T/|\operatorname{grad}(T)|$) /17-19/.

Величина теплового потока имеет очевидное физическое ограничение сверху: поток не может быть выше свободного потока частиц в вакууме $q \approx n_e v_{Te} T_e$ (где $n_e, v_{Te}$ и $T_e$ - плотность, скорость и температура электронов). Поэтому при феноменологическом описании теплового потока, уменьшенного по сравнению с классическим, в расчетах и оценках часто используется простейшая форма так называемого "предельного" потока

(2)
$$\bar{q}_{пр} = -f n_e v_{Te} T_e \frac{\nabla T_e}{|\nabla T_e|},$$

где f - постоянная, извлекаемая из сравнения расчетов и эксперимента. В большинстве программ, предназначенных для решения задач высокотемпературной плазмы, учет ограничения потока сверху выражением (2) сводится /20-22/ к использованию интерполяционных формул типа

(3)
$$q = \min(q_{кл}, q_{пр})$$
или
(4)
$$q^{-1} = q_{кл}^{-1} + q_{пр}^{-1}$$

Применяют и другую грубую феноменологическую форму сниженного теплового потока, в которой диффузионный характер переноса сохраняется, однако коэффициент электронной теплопроводности в области между зоной поглощения излучения (критической поверхностью $R_{кр}$) и абляционной поверхностью $R_a$ уменьшается в несколько раз по сравнению с класическим значением /23/.

(5)
$$\bar{q} = \begin{cases} a\bar{q}_{кл}, & R \in [R_1, R_2],\ a<1 \\ \bar{q}_{кл}, & R \notin [R_1, R_2] \end{cases}$$

где $R_{1,2}$ -радиусы, ограничивающие области со сниженным коэфициентом в законе Фурье.

В большинстве экспериментов по лазерному нагреву вещества измеряются (в одном опыте) такие величины как поглощенная энергия, положение области с критической плотностью ($n_{кр} = m\omega^2/4\pi e^2$) как функция времени, средняя скорость испарения массы мишени $\frac{dM}{dt} = \dot{M}$, распределение электронной плотности по радиусу на разные моменты времени, полное количество и спектр излучения из плазмы и некоторые другие. Следует заметить, что достичь полного согласования расчетов со всей совокупностью экспериментальных данных при варьировании одного только параметра f или a как правило не удается.

Сравнение различных экспериментов и расчетов показывает, что параметр f меняется в пределах $0.01 \leqslant f \leqslant 0.6$ в зависимости от величины лазерного потока, воздействующего на мишень. Анализ большой совокупности экспериментов, выполненный в работе /24/, по-видимому, свидетельствует о том, что при потоках $q_{\Lambda 02} = 10^{13} - 10^{14}$ Вт/см2 происходит переход от классического потока к сниженному с $f = 0.01 - 0.03$.

Поскольку большая часть эксперимектов на установке "КАЛЬМАР" и "ДЕЛЬФИН" в ФИАНе /25-26/ выполнены именно в указанном диапазоне потоков, представляется интересным провести сравнение этих экспериментов с расчетами с целью определения величины коэффициента теплопроводности (величины f при использовании моделей (2,4) или a при использовании выражения (5)). Проведение такого сравнения с экспериментами на установке "КАЛЬМАР" и является целью настоящей работы.

## 2 Описание пограммы "ТРИТОН".

Численное моделирование процессов лазерного нагрева, сжатия и разлета проводилось при помощи программы "ТРИТОН" /27/, в которой реализована полностью консервативная разностная схема, соответствующая системе уравнений одномерной двухтемпературной газовой динамики в массовых лагранжевых координатах. Программа "ТРИТОН" является версией программы "ДИАНА" /28/, позволяющей учитывать процессы взаимодействия собственного излучения плазмы с веществом, явления, приводящие к ограничению тепловых потоков, а также возможные источники и стоки массы дополнительно к возможностям базовой версии программы "ДИАНА". Для описания процесса электронной теплопроводности в программе "ТРИТОН" имеется возможность использовать математические модели (4), (5) а также некоторые

другие /29/. Во всех расчетах влиянием надтепловых электронов пренебрегалось, так как вклад резонансного поглощения в суммарное поглощение при потоках $<10^{14}$ Вт/см2 мал.

В эксперименте непосредственно характеристики тепловой волны не измеряются. О величине теплового потока судят по косвенным данным. Варьируя параметр f (или a) в численном расчете, добиваются наилучшего согласия с экспериментально измеряемыми характеристиками плазмы. Поэтому при использовании программы "ТРИТОН" для определения степени подавления теплопроводности в экспериментах следует учесть два обстоятельства:

1. Необходимо серией предварительных расчетов определить, какие из экспериментально измеряемых параметров плазмы наиболее чувствительны к снижению теплопроводности в короне. Именно эти величины и следует использовать для получения достовереной информации о степени подавления электронной теплопроводности в реальном физическом эксперименте.

2. В программах, используемых для решения задач ЛТС ("LASNEX" /21/, "ТРИТОН" и др.), детали физической модели, разностные схемы и их программная реализация различны. Поэтому целесообразно провести сравнение результатов численного моделирования одного и того же физического эксперимента с использованием разных программ.

## 3 Гидродинамика короны при $q_{лаз} > 10^{14}$ Вт/см2

Для анализа результатов численного моделирования эксперимента при плотности потока лазерного излучения $q_{лаз} = 10^{14} - 10^{15}$ Вт/см2 использовались данные опубликованные в /30, 31/, по которым имелись результаты расчетов по программе "LASNEX".

Экспериментальные данные /30, 31/ включают профили электронной плотности в короне на разные моменты времени, положение области с критической плотностью как функции времени и скорость испарения вещества $\dot{M}$ (при величине поглощенной энергии, лежащей в пределах от 25 до 50 Дж).

Расчеты /31/по коду "LASNEX" указывают на то, что для согласования теоретических и экспериментальных величин необходимо ограничивать как поток максвелловских, так и поток надтепловых электронов с $f \approx 0.03$.

Аналогично /31/ по программе "ТРИТОН" рассчитано сжатие мишени (см. схему на рис. 1) при значениях поглощенной энергии 25 и 50 Дж. В отличие от /31/ по программе "ТРИТОН" проведены две серии расчетов для различных способов описания электронной теплопроводности: с использованием математических моделей, опирающихся на уравнения (4) и (5). Константы f и a варьировались в широких пределах ($0.03 < f < 0.6$, $0.03 < a < 1$).

Сравнение результатов численных расчетов с экспериментальными данными /31/ приведено на рис. 2 и рис. 3, где изображены зависимость положения критической поверхности от времени и распределение электронной плотности по радиусу в разные моменты времени. Из рисунков видно, что при классическом способе описания электронной теплопроводности расчетные и экспериментальные данные не согласуются между собой. Согласование достигается введением ограничения теплового потока по формуле (4) с параметром $f = 0.03$ в выражении для предельного потока (2), что совпадает с выводами /31/), либо снижением коэффициента теплопроводности более чем в 10 раз ( $a < 0.1$) при использовании формулы (5).

Проанализируем полученные результаты.

Прежде всего заметим, что расстояние между абляционной и критической поверхностью в короне существенно зависит от f (или a ). Для любого фиксированного момента времени уменьшение f (или a ) приводит к уменьшению величины $R_{кр}(t)$ см. рис. 2, 4.

Из анализа стационарной модели короны с формой потока (5) /23/ следует, что существует некоторое критическое значение $a = a^*$, удовлетворяющее уравнению

(6) $$a^* + 0.2 = 0.15\,\gamma_0\, a^{*\,7/4}$$

где $\gamma_0 = \frac{C_0\,\varkappa_c^{5/4}}{\rho_{кр}^{3/4} R_a^{11/4}} \left(\frac{M_i}{Z+1}\right)^{21/8}$; $[Q_c]$ = Вт/см2·стер. $M_i$ и Z – средняя масса и заряд ионов, $\varkappa_c$ – коэффициент в законе Фурье (1). Это значение $a^*$ характеризует переход при уменьшении a от непрерывных решений стационарных уравнений гидродинамики ( $a > a^*$) к решениям с разрывами ( $a < a^*$). При $a = a^*$ радиусы критической $R_{кр}$ и абляционной поверхности $R_a$ связаны универсальным соотношением $R_{кр} = 1.2\, R_a$ /32/, а течение в области с критической плотностью является звуковым.

Расчеты показывают, что численное решение всегда остается непрерывным и, кроме того, зависимость $R_{кр}(t)$ практически перестает изменяться при уменьшении $a < a^*$ (см. рис. 4). Среднее значение радиуса критической поверхности для $a \sim a^*$ составляет величину $R_{кр} \sim 1.2\, R_a$, что согласуется с результатами стационарной модели короны /23/.

Из рис. 2 и 4 видно, что при сильном подавлении теплопереноса ( $f \sim 0.03$ или $a < a^* \sim 0.1$ для поглощенной энергии лазера 25 Дж и $f \sim 0.01$ или $a < a^* \sim 0.06$ для энергии 50 Дж) $R_{кр}(t)$ перестает зависеть от способа описания теплового потока.

Ограничение теплового потока по формуле (4) оказывает влияние практически во всей короне (где $q_{кл} > q_{пр}$). В результате корона в целом движется более компактно. Подавление теплопереноса только в зоне между абляционной и критической поверхностью в форме (5) приводит, прежде всего, к уменьшению размеров этой зоны. Распределение плотности по радиусу в разреженных ( $n_e < n_{кр}$ ) слоях короны с уменьшением a изменяется слабее (в основном за счет геометрической связи с критической поверхностью $n_{кр} R_{кр}^2 \sim n_e R^2$), см. рис. 3.

Экспериментальные данные /31/ по распределению электронной плотности на моменты времени 390 и 720 пикосекунд (рис. 3) несколько лучше описываются расчетами с использованием формулыб (5) при a < 0.01.

Сравнение данных расчетов для других физических характеристик короны – скорости движения вещества на критической поверхности $v_{кр}$, температуры области с критической плотностью $T_{кр}$ и скорости испарения массы мишени, отнесенной к начальной площади поверхности мишени $\dot{m} = \dot{M}/4\pi R_a^2$ – показало, что наибольшее влияние снижение теплопереноса (как с использованием модели (4), так и модели (5)) оказывает именно на положение критической поверхности (см. рис. 4).

Уменьшение величины поглощенной энергии с 50 до 25 Дж при классическом законе теплопроводности дает значительно меньшее изменение положения области с критической плотностью, чем уменьшение f и a с 1 до 0.03. На остальные параметры короны ( $v_{кр}$, $T_{кр}$ и $\dot{m}$) уменьшение поглощенной энергии вдвое или подавление теплопереноса в 30 раз оказывают примерно одинаковое влияние.

Отметим, что зависимость всех физических характеристик короны $R_{кр}$, $V_{кр}$, $T_{кр}$ и $\dot{m}$ от степени подавления теплопереноса в (5) оказывается более сильной при больших значениях вложенной энергии и больших значениях a (a>0.3). Этот результат также согласуется с выводами работы /23/. В модели обратных потоков (4), напротив, ограничение теплового потока начинает существенно сказываться только при достаточно малых f (<0.1).

4 Анализ точности экспериментов.

На установке "КАЛЬМАР" ФИАН СССР проведены многочисленные эксперименты по сжатию стеклянных сферических мишеней /33/ при лазерных потоках $q_{лаз} < 10^{14}$ Вт/см2. В ходе этих экспериментов наряду с измерением поглощенной энергии измерялись интерферометрическими методами профили электронной плотности в короне $n_{кр}(R,t)$ с временным и пространственным разрешением, положение $R_{кр}(t)$ и точки с плотностью $n_{кр}/4$ ( $R_{кр/4}(t)$ ) по генерации гармоник Nd-лазера 2ω и 3/2 ω соответсвенно.

Как было показано в 3, при изменении коэффициента теплопроводности в 30 раз ( $f \approx 0.03$) положение критической повехности изменяется всего на 15-25%, т.е. $R_{кр}(q_{пр}) \sim 0.8 R_{кр}(q_{кл})$. Аналогичным образом изменяется и распределение электронной плотности. Поэтому извлечение данных о величине теплового потока из экспериментов возможно только в том случае, если экспериментальные данные получены с достаточно высокой точностью. Далее мы проанализируем точность выполненных экспериментальных измерений и определим, какие именно из получаемых в эксперименте данных позволяют достоверно судить о подавлении теплопереноса.

Точность обработки интерферограмм определяется рядом факторов. Пространственное разрешение используемой оптической системы (об'ектив - интерферометр - фоторегистратор) составляет $\sim$20мкм; временное разрешение при скорости движения развертки по экрану фоторегистратора $>2\times10^{8}$ см/сек не хуже $5\times10^{-11}$ сек /34/. Погрешность в величину электронной концентрации, определяемой по интерферограмме, вносит также процедура численного решения интегрального уравнения для набега фазы зондирующего излучения. Решение этой некорректной математической задачи зависит от характера искомой функции и метода ее отыскания. Проведенные модельные расчеты /35/ позволили выработать критерии по оптимизации интерферометрической методики. В частности показано, что при уровне среднестатистической ошибки измерения набега фазы в 10% ошибка восстановления n не превосходит 10% в плотной лазерной плазме ( $n_e\sim10^{20}$ 1/см3) и 40% на периферии короны ( $n_e< 10^{18}$ 1/см3 - на границе чувствительности интерферометра).

Диапазон интерферометрических измерений электронной плотности в лазерной плазме зависит от длины волны зондирующего излучения и градиента плотности вблизи критической области. Следует учитывать также рефракцию просвечивающих пучков. Рефракция приводит к тому, что зондирующий луч не достигает области с электронной плотностью порядка критической. Проведенные расчеты /34/ показали, что при зондировании на длине волны $\lambda$ =0.532мкм и используемой угловой апертуре об'ектива ($2\alpha_1\sim10^{0}$ ) в характерных экспериментальных условиях на установке "КАЛЬМАР" можно зарегистрировать области плазменной короны вплоть до плотностей $n_e\sim3\times10^{20}$ 1/см3.

Фактически обработать интерферограммы при столь высокой плотности даже с использованием достаточно светосильного об'ектива не удается из-за сильного сгущения интерференционных полос.

Применение сдвигового интерферометра /35/ позволило надежно измерять электронные плотности до $10^{20}$ 1/см3.

Спектральные измерения $R_{кр}(t)$ и $R_{кр/4}(t)$ (по излучению гармоник 2ω и 3/2 ω ) позволяют определить указанные величины с точностью 10-20мкм. Ошибки здесь связаны с рефракцией в неоднородной плазме и диаграммой направленности излучения 2ω и 3/2 ω .

5 Аналитические оценки требуемой точности интерферометрических измерений профилей плотности.

Как показано в 4 , параметры лазерной короны, полученные в численном эксперименте, хорошо согласуются с аналитическим решением для стационарной модели сферической короны с переменным по пространству коэффициентом электронной теплопроводности (форма потока (5)). Поэтому, основываясь на последнем, оценим зависимость критического радиуса от величины поглощенного лазерного потока $q_{погл}$ и степени подавления теплового потока a (число, показывающее, во сколько раз коэффициент теплопроводности меньше спитцеровского).

Как следует из /23/, $R_{кр}$ определяется двумя безразмерными параметрами a и $\gamma_0$ - фактически безразмерной комбинацией исходных данных задачи. Для мишени из CH и Nd-лазера последний из параметров можно записать в виде:

(7) $$\gamma_0 = 8.62 \left(\frac{100\text{мкм}}{R_a}\right)^{3/4} \frac{q_{погл}}{10^{13}\ \text{Вт/см2}}$$

В рассматриваемых экспериментах на установке "КАЛЬМАР" /33/ ( $q_{лаз}<10^{14}$ Вт/см2, $R_a\sim100$мкм) параметр $\gamma_0<90$. В случае 0.03< a <1 и 5< $\gamma_0$ <100 отношение критического радиуса к абляционному можно оценить по следующей приближенной формуле /23/

(8) $$\frac{R_{кр}}{R_a} \simeq 1 + 2\mu\left(1 + \sqrt{1 + \frac{\mu}{a}}\right)^{-1}$$

где $\mu = 0.04\,\gamma_c^{1/2}\,a^{9/16}$.

При фиксированном радиусе абляции одного и того же изменения величины $R_{кр}$ можно достичь как изменением $\gamma_c$, так и варьированием $a$. Величина пропорциональна плотности потока энергии ($q_{пог}$), поглощенной в короне, который вычисляется через измеряемую на опыте полную поглощенную энергию и, следовательно, известен с точностью до ошибок эксперимента. Поэтому делать вывод об отклонении теплопереноса от классического можно только в том случае, если изменение, вносимое в расчетное значение $R_{кр}$ погрешностью $\Delta q_{пог}$, меньше требуемого для согласования теории и эксперимента.

Из (8) следует, что при значениях

(9) $\gamma_c > 70\,a^{0.58}$ зависимость $R_{кр}$ от энергии является более слабой, чем от $a$. Условие (9) хорошо выполнено в экспериментах KMS FUSION /31/ ($q_{пог} = 10^{14} - 10^{15}$ Вт/см2, $R_a$=50-100мкм). Оценки показывают, что при $\gamma_c \gg 70\,a^{0.58}$ величина $R_{кр} - R = \Delta R_{кр} \sim q_{пог}^{0.16}\,a$. Ошибка в определении $q_{пог}$ в этом случае слабо влияет на $\Delta R_{кр}$. Согласовать эксперимент и теорию здесь можно (см 3 ) только вводя феноменологический параметр f или a .

При уменьшении потока ($q_{пог} < 10^{14}$ Вт/см2, $\gamma_c \leq 70\,a^{0.58}$) зависимость $R_{кр}$ от $q_{пог}$ и от $a$ становится примерно одинаковой. а при $q_{пог} \leq 10^{13}$ Вт/см2 зависимость $R_{кр}$ от $q_{пог}$ даже более сильная, чем от $a$: $\Delta R_{кр} \sim q_{пог}^{0.75}\,a^{0.56}$. Изменился и характер зависимости $R_{кр}(a)$. Положение $R_{кр}(a)$ при $q_{пог} < 10^{14}$ Вт/см2 гораздо слабее зависит от степени подавления теплопереноса, чем при высоких интенсивностях облучения ($q_{пог} > 10^{9}$ Вт/см2). Это накладывает более жесткие требования как на точности измерения положения $R_{кр}$, так и величины [illegible]

энергии.

При интенсивностях $q_{пол} \sim 10^{14}$ Вт/см2 ( $R_{u}$=50-100мкм) подавление теплопереноса на порядок приводит к уменьшению $R_{кр}$ в полтора раза. Соответствующее изменение $R_{кр}$ на 30-60мкм - легко регистрируется известными методами. Такое же уменьшение $R_{кр}$ получается в расчете снижением потока $q_{пол}$ в 7-10 раз. Точность измерения поглощенной энергии составляет 20%, и поэтому об'яснить столь сильное изменение $R_{кр}$ можно только подавлением теплопереноса, но не ошибками в измерении поглощенной энергии

При интенсивности $q_{пол} \sim 10^{13}$ Вт/см2 для тех же размеров мишени подавление теплопереноса на порядок приводит к снижению $R_{кр}$ всего в 1.1 раза ($\sim$15мкм). Это изменение сравнимо с точностью эксперимента. Отметим, что такое же снижение величины $R_{кр}$ можно было бы получить уменьшив поток в 3-4 раза. Это существенно превышает ошибку измерения $\Delta q_{пол}$ и поэтому не может быть привлечено для об'яснения наблюдаемого уменьшения $R_{кр}$.

Следовательно, при интенсивностях $q_{пол} < 10^{14}$ Вт/см2 ошибка измерения поглощенной энергии вносит меньший вклад в расчетную зависимость $R_{кр}(t)$ по сравнению с требуемым для согласования теории и эксперимента. Однако для того, чтобы при этом судить об уменьшении теплопроводности по положению критической поверхности необходимо измерять $R_{кр}(t)$ с погрешностью <10%.

Из-за сложности в эксперименте определить движение критической поверхности с такой точностью (<10%) для нахождения величины теплопереноса целесообразно сравнивать расчетные и экспериментальные данные по движению $R_{n}(t)$ областей короны с заданной плотностью $n_{e} < n_{кр}$. Оценки показывают, что наиболее достоверная информация о величине теплового потока при $q_{пол} < 10^{14}$ Вт/см2 может быть получена

сравнением результатов расчета и экспериментов по $R_n(t)$ для $n$, лежащих в интервале $(10^{-2}-10^{-1})n_{кр}$.

## 6 Динамика малоплотной короны.

Экспериментальные данные, полученные на установке "КАЛЬМАР", и результаты численного моделирования по программе "ТРИТОН" движения $R_n(t)$ полтностей $n=(10^{-1}, 5\cdot10^{-2}, 10^{-2})n_{кр}$ сравниваются на рис. 5.

Мишень представляла собой сферу из CH с начальным радиусом $R_0$=90мкм и толщиной оболочки $\Delta R$ =2.3мкм. Импульс Nd-лазера имел длительность 2.5 нсек и содержал энергию $\sim$70 Дж. Поглощенная энергия определялась калориметрическим методом и составляла 30 Дж.

В расчетах была использована модель ограничения тепловых потоков (4) и различные способы уменьшения коэффициента электронной теплопроводности в определенных областях, в том числе модель (5). Параметры f и a варьировались в диапазонах $0.03\leqslant f\leqslant 0.6$, $0.03\leqslant a\leqslant 1$. Определялись значения величин f и a при которых достигается наилучшее согласие экспериментальных и расчетных зависимостей.

Достичь согласия эксперимента и расчета с потоком в форме (5) не удается даже при очень сильном подавлении теплопереноса. Расчеты с (5) дают (в том числе для классического закона a = 1) менее компактные внешние слои короны ( $n < n_{кр}$), чем это следует из эксперимента. Снижение величины поглощенной энергии вдвое при классическом законе теплопроводности во всей короне также не дает удовлетворительного согласования (см. рис. 5).

Наиболее хорошее согласие расчетных и экспериментальных зависимостей $R_n(t)$ получено при использовании теплового потока в форме (4) с ограничением $f = 0.03$. Такое же согласование получено и с диффузионной формой потока (1), в которой коэффициент теплопроводности всюду в короне был уменьшен в 10 разпо сравнению с классическим.

Этот результат свидетельствует о том, что и в экспериментах на установке "КАЛЬМАР" имеет место подавление теплопереноса примерно на порядок, причем практически по всему об'ему короны (в отличие от экспериментов KMS FUSION, где лучшее описание разреженных слоев короны давалось формой (5), соответствующей снижению теплопроводности, прежде всего, в области между абляционной и критической поверхностью).

7 Скорость испарения $\dot{m}$.

На рис. 6 представлены результаты измерений $\dot{m}$ в различных экспериментах со сферическими мишенями в зависимости от плотности потока поглощенной в короне энергии. На этом же рис. Приведены результаты расчетов $\dot{m}$, выполненных по стационарной модели короны /23/ и по программе "ТРИТОН" как для параметров экспериментов KMS FUSION (см. 3 ), так и экспериментов на установке "КАЛЬМАР" ФИАН.

Отметим прежде всего, что величина изменения $\dot{m}$ при введении в расчет сниженной теплопроводности ( $f = 0.03$ или $a \approx 0.03$) различна для различных значений поглощенной энергии. При интенсивностях $q \approx 10^{13}$ Вт/см2 снижение коэффициента теплопроводности в расчете по программе "ТРИТОН" в 30 раз от классического приводит к уменьшению $\dot{m}$ всего в 1.3 раза. При $q \approx 10^{14}$ Вт/см2 такое же снижение теплопроводности приводит к уменьшению $\dot{m}$ в 2.5 раза.

Аналогичные оценки следуют и из стационарной модели короны /23/, согласно которой при переходе от интенсивностей $10^{13}$ Вт/см2 к $10^{14}-10^{15}$ Вт/см2 происходит изменение зависимости $\dot{m} \sim a^{1/8}$ к $\dot{m}^{*} \sim a^{1/4}$.

Таким образом, при малых потоках ( $q_{пот} < 10^{13}$ Вт/см2) подавление теплопереноса слабо влияет на скорость испарения массы. Экспериментальные (в том числе и полученные на установке "КАЛЬМАР") и расчетные данные по $\dot{m}$ хорошо согласуются (находясь в пределах ошибки эксперимента) при уменьшении теплопроводности примерно на порядок, необходимость введения которого следует из сравнения экспериментальных и расчетных зависимостей $R_{КР}(t)$.

При $q_{пот} > 10^{14}$ Вт/см2 согласование совокупности данных по $\dot{m}$ и $R_{КР}(t)$ (расчетных и экспериментальных) дастигается только снижением теплопроводности в 10-30 раз.

## 8 Заключение.

На основании проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

1. Снижение теплопроводности приводит прежде всего к изменению геометрических размеров короны. Таким образом наиболее достоверная информация о величинах тепловых потоков может быть получена из анализа пространственной и временной эволюции распределения электронной плотности.

2. Интерферометрические измерения профиля плотности в короне и измерения доли поглощенной энергии позволяют в экспериментах с интенсивностями $q_{пот} > 10^{13}$ Вт/см2 выявить снижение теплопроводности большее чем на порядок по сравнению с классической

3. Совокупность экспериментальных данных, полученных на установке "КАЛЬМАР" при $q_{лазер} < 10^{14}$ Вт/см2 не может быть описана расчетами с классическим законом теплопроводности. согласование интерферометрических данных о динамике малоплотной короны и численного расчета траекторий движения плотностей $n = (10^{-2} - 10^{-1})\ n_{кр}$ достигается либо введением ограничения (2) с $f = 0.03$, либо подавлением теплопроводности во всей короне примерно на порядок.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. L. Spitzer and R. Harm, Transport phenomena in a complitely ionized gas, Phys. Rev., 89, 1857, p. 977-981

2. Спитцер Л., Физика полностью ионизованного газа, М.: Мир, 1965, с. 212

3. B. Yaakobi and T. C. Bristow, Measurement of reduced thermal condaction in (layred) laser-target experiments, Phys. Rev. Lett., 38(7), 1977, p. 350-353

4. M. S. White, J. D. Kilkenny and A. E. Dangor, Measurement of thermal condactivity in a laser-heated plasma, Phys. Rev. Lett., 35(8), 1975

5. F. Amiranoff, R. Fabbro, E. Fabre, C. Garban, J. Virmont and M. Weinfeld, Experimental transport stadies in laser-produced plasmas at 1.06 and 0.53 , Phys. Rev. Lett., 43(7), 1979, p. 522-525

6. M. D. Rosen, D. W. Phillion, V. S. Rupert at all, The interaction of 1.06 laser radiation with high Z disk targets, Phys. Fluids, 22(10), 1979, p. 2020-2031

7. W. Yaakobi, J. Delettrez, L. M. Goldman, R. L. McCrory, R. Marjoribanks, M. C. Richardson, D. Shvarts, S. Skupsky, J. M. Soures, S. Verdon, D. M. . Villeneuve, Thermal transport measurements in 1.05 laser irradiation of spherical targets, Phys. Fluids, 27(2), 1984, p. 516-526

8. G. H. McCall, Laser-driven implosion experiments, Plasma Physics, 25(3), 1983, p. 237-285

9. L. L. Cowie and C. F. McKee. The evaporation of spherical clouds in a hot gas. 1. Classical and saturated mass loss rates, Astroph. Jour., 211, 1977, p. 135-146

10. C. E. Max, W. M. Manheimer and J. J. Thomson, Enhanced transport across laser generated magnetic fields, Phys. Fluids, 21(1), 1978, p. 128-139

11. M. Strauss, G. Harak, D Shvarts, R. S. Grahton, Magnetic field effects on electron heat transport in laser-prodused plasmas, Phys. Rev. A: Gen. Phys., 30(5), 1984, p. 2627-2637

12. E. M. Epperlein and M. G. Haines, Plasma transport coefficients in a magnetic field by direct numerical solution of the Fokker-Plank equation, Phys. Fluids, 29(4), 1986, p. 1029-1041

13. R. J. Bickerton, Thermal condaction limitation in laser fusion, Nucl. Fusion, 13, 1973, p. 457-458

14. I. B. Bernstein, C. E. Max, J. J. Thomson. Effects of high-frequency fields on plasma transport coefficiets, Lawrence Livermore Laboratory, Preprint UCRL-80335, November 9, 1977

15. D. R. Gray and J. D. Kilkenny. The measurement of ion acoustic turbulensy and redused thermal conductivity caused by a large temperature gradient in a laser heated plasma, Plasma Phys., 22, 1980, p. 81-111

16. P. Manchicourt, P. A. Holstein, Heat flux limitation by ion-acoustic instability, Phys. Fluids, 23(7), 1980, p. 1475-1476

17. C. E. Max, C. F. McKee and W. C. Mead, A model for laser driven ablative implosions, Phys. Fluids, 23(8), 1980, p. 1620-1645

18. A. R. Bell, R. G. Evans and D. J. Nicholas, Electron energy transport in steep temperature gradients in laser prodused plasmas, Phys. Rev. Lett., 46, 1981, p. 243-246

19. J. F. Lusiani, P. Mora, R. Pellat, Quasistatic heat front and delocalized heat flux, Phys. Fluids, 28(3), 1985, p. 835-845

20. Волосевич П. П, Косарев В. И., Леванов Е. И., Об учете ограничения теплового потока в численном эксперименте, ИПМ АН СССР, Препринт 21, 1978

21. G. B. Zimmerman, Numerical simulasion of the high density approach to laser-fusion, Lawrence Livermore Laboratory, Preprint UCRL-74811, 1977, p. 47

22. J. P. Cristiansen, D. E. T. F. Ashby, K. V. Roberts, MEDUSA: A one dimensional laser fusion code, Comp. Phys. Comm., 7(5), 1974, p. 271-278

23. Гамалий Е. Г., Киселев А. Е., Влияние переменного по пространству коэффициента электронной теплопроводности на характеристики лазерной короны, ФИАН СССР, Препринт 122, 1986

24. M D. Rosen, Evidence of a laser intensity threshold for the onset of inhibited electron transport, Comments Plasma Phys. Controlled Fusion, 8(5), 1984, p. 165-175

25. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Васин Б. Л. и др., Исследование физических процессов в короне оболочечных мишеней, облучаемых лазером, ЖЭТФ, 77(6), 1979, с. 2539-2554

26. Basov N. G, Chebotarev S. I., Danilov A. E. at all, Measurement of the dynamics of the compression of high-aspect-ratio shell targets in the "DELFIN-1" installation, Phys. Lett., 105a(8), 1984.

p. 410-414

27. Волосевич П.П., Дарьин Н.А., Евсеев Г.А. и др., О моделировании процессов переноса массы и энергии в программе решения задач высокотемпературной плазмы. - В кн. X Всесоюзная школа "Теоретические и прикладные проблемы вычислительной математики и математической физики", Рига: ЛГУ, 1985, с. 171-172

28. Самарский А.А., Гайфулин С.А., Захаров А.В. и др., Программа "DIANA" расчета одномерных задач лазерного термоядерного синтеза. - ВАНТ, сер. Методики и программы..., 1983, вып. 2(13), с. 38-42

29. Гамалий Е.Г., Киселев А.Е., Леванов Е.И., Осокин С.Е., Сотский Е.Н., О феноменологических моделях электронной теплопроводности. - В кн. Всесоюзная школа-семинар "Математическое моделрование в науке и технике", Пермь, 1986, с. 86-87

30. J.A. Tarvin, W.B. Fechner, J.T. Larsen, P.D. Rockett and D.C. Slater, Mass-ablation rates in a spherical laser-prodused prasma, Rhys. Rev. Lett., 51(15), 1983, p. 1355-1358

31. W.W. Fechner, C.L. Shepard, Gar.E. Busch, R.J. Schroeder and J.A. Tarvin, Analysis of plasma density profiles and thermal transport in laser-irradiated spherical targets, Phys. Fluids, 27(6), 1984, p. 1552-1560

32. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Крохин О.Н., Розанов В.Б., Стационарная модель "короны" сферических лазерных мишеней, ЖЭТФ, 71(2), 1976, с. 594-602

33. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н., Склизков Г.В., Рупасов А.А., Шиканов А.С., Нагрев и сжатие термоядерных мишеней облучаемых лазером, В кн.: Итоги науки и техники, сер. Радиотехника, т.26, ч. 2, 1982, с. 47

34. Ерохин А.А., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др., Методы оптического зондирования неднородной плазмы, Труды ФИАН, т. 149, М. Наука, 1985, с. 97-124

35. Захаренков Ю.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С., Применение сдвиговой интерферометрии для диагностики плотной неоднородной плазмы, Физика плазмы, 6(2), 1980, с. 453-462

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ.

Рис. 1 Схема мишени, используемой в экспериментах /30,31/. На рис. указаны характерные толщины слоев и химический состав.

Рис. 2 Зависимость от времени смещения положения критической поверхности относительно начального радиуса мишени ($R_{кр}-R_{0}$).

Результаты экспериментов [31] - заштрихованная полоса.

Результаты расчетов по программе "ТРИТОН":

- сплошные тонкие линии ограничивают область значений ($R_{кр}-R_{0}$), получаемую варьированием поглощенной энергии от 25 до 50 Дж при классическом законе теплопроводности;

- сплошные наполненные линии - то же - при сильном подавлении теплопроводности ($f \sim 0.03$, $a<0.1$);

- маркерами отмечены значения ($R$ -$R$ ), полученные в трех конкретных рачетах: ◆ - модель (5), $a = 0.03$; × - модель (5), $a = 0.1$; + - модель (4), $f = 0.03$. Значение поглощенной энергии в этих расчетах равно 25 Дж.

Рис. 3 Сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей концентрации электронов от радиуса на моменты времени 390 псек (слева) и 720 псек (справа):

○ - экспериментальные данные [31];

/ - расчеты по программе "ТРИТОН", теплопроводность классическая;

- -"- , модель (4), $f = 0.03$;

- -"- , модель (5), $a = 0.1$.

Рис. 4 Зависимости основных характеристик короны (критического радиуса $R_{кр}$, скорости движения вещества в критической зоне $V_{кр}$, электронной температуры в критической зоне $T_{кр}$, скорости испарения массы $\dot{m}$ ) от степени подавления теплоперекоса. Значения взяты на момент времени 390 псек. По оси абсцисс отложены величины f и a в

логарифмическом масштабе. Сплошные линии - результаты расчетов при уровне поглощенной энергии 50 Дж, пунктирные - 25 Дж. Маркерами ■ отмечены результаты расчетов по модели (4), маркерами + - по модели (5).

Рис. 5 Сравнение экспериментальных данных ("КАЛЬМАР") и расчетных ("ТРИТОН") R-t - диаграмм движения областей короны с заданными значениями концентрации электронов ($n_e = 10^{19}$, $5\times10^{19}$, $10^{20}$ 1/SM3). Расчеты проводились при различных значениях поглощенной энергии и с использованием моделей (4) и (5) для описания теплопереноса. Наполненные линии - эксперимент, штрихпунктирные - результаты расчетов.

Рис. 6 Зависимость скорости испарения массы мишени от поглощенной интенсивности лазерного излучения.

Результаты экспериментов:

⧗ - Rutherford, ■ - [31], ★ - "КАЛЬМАР" ФИАН.

Результаты расчетов по программе "ТРИТОН":

+ - классическая теплопроводность;

x - модель (4), f = 0.03;

✱ - модель (5), a = 0.1.

Сплошная тонкая линия - результаты полученные по стационарной модели короны: 1 - классическая теплопроводность; 2 - f = 0.03; 3 -Na =0.03.

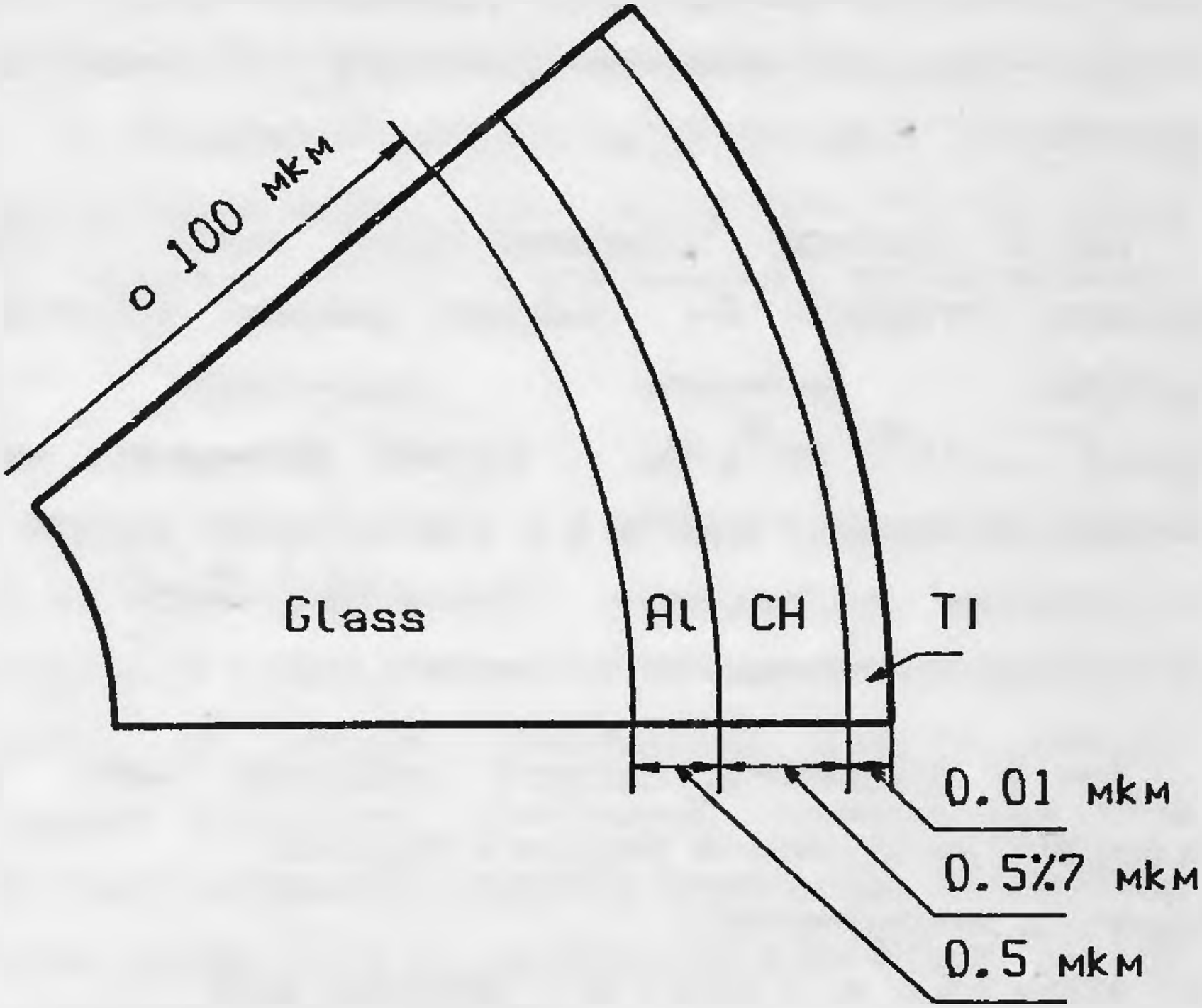


Рис. 1

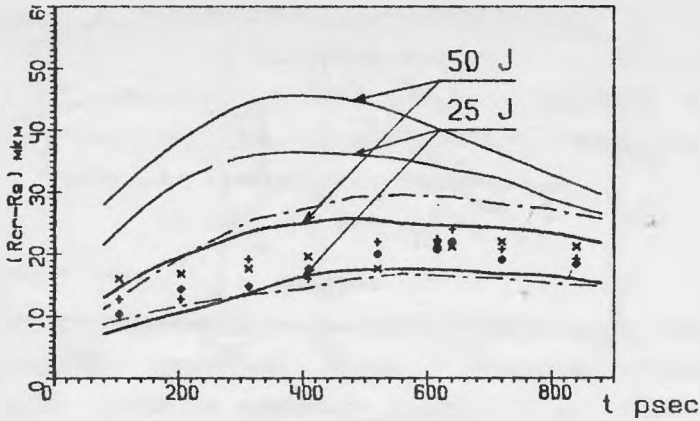
50 J
25 J
(Rcr-Ra) мкм
0
10
20
30
40
50
0
200
400
600
800
t psec

Рис. 2

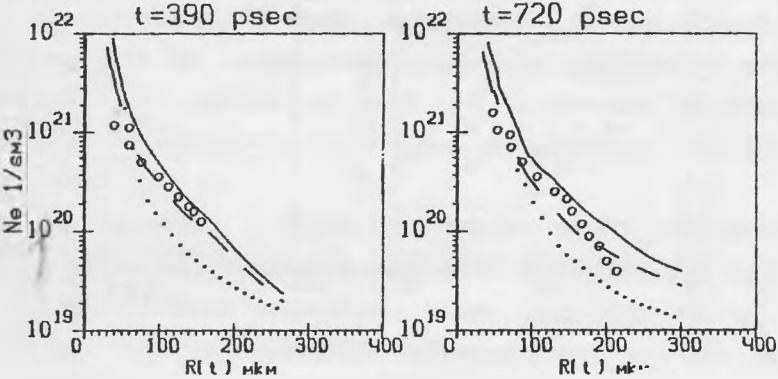
t=390 psec
t=720 psec
Ne 1/см3
$10^{22}$
$10^{21}$
$10^{20}$
$10^{19}$
0
100
200
300
400
R(t) мкм

Рис. 3

Рис. 4

1.4
1.6
$10^{-2}$
$10^{-1}$
$10^{0}$


Rcr мкм
50
60
70
80
90
100
$10^{-2}$
$10^{-1}$
$10^{0}$


$10^{6}$
$10^{-2}$
$10^{-1}$
$10^{0}$


Vcr×$10^{7}$ см/сек
3.0
3.5
4.0
4.5
$10^{-2}$
$10^{-1}$
$10^{0}$

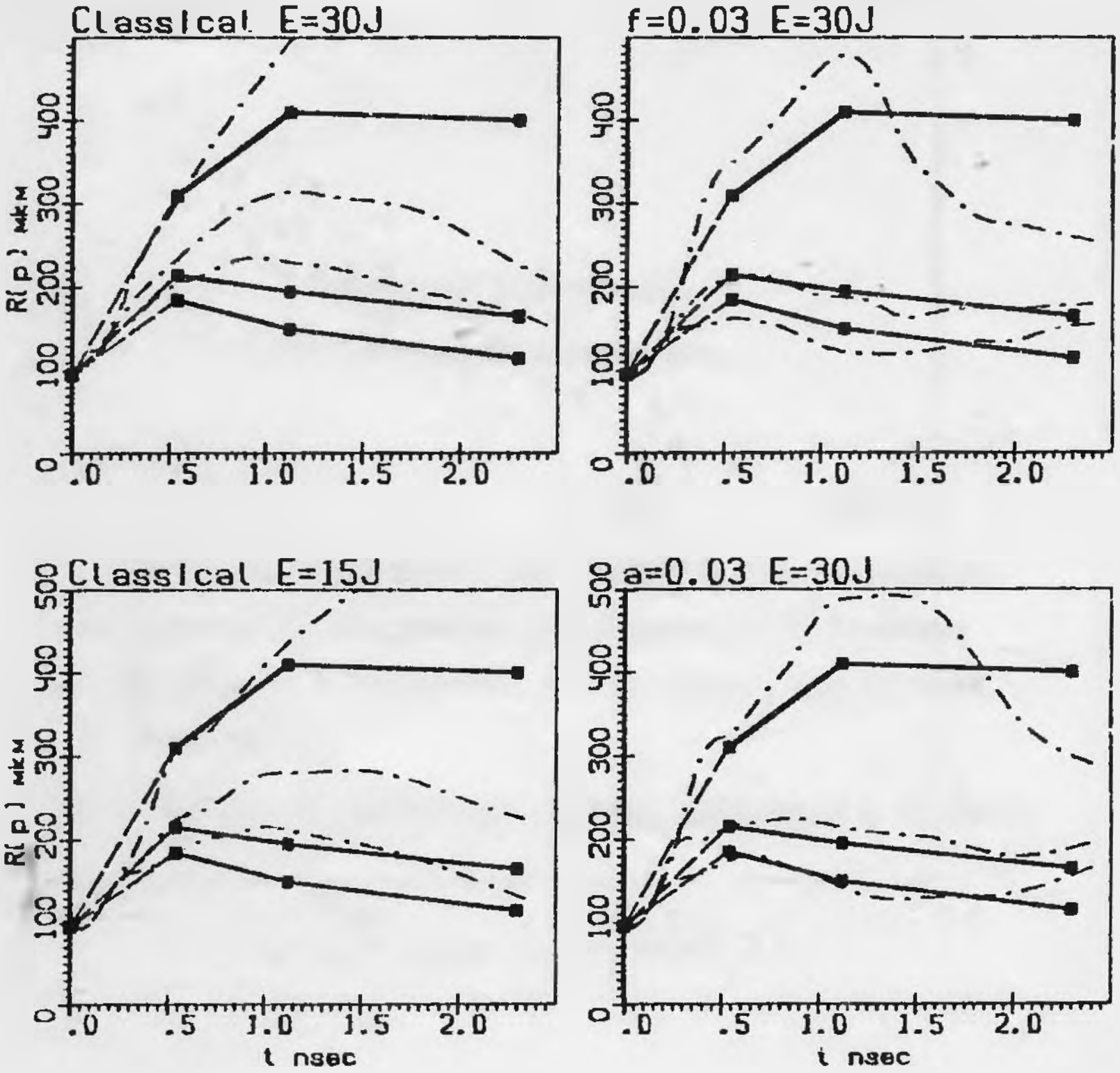
Classical E=30J
f=0.03 E=30J
Classical E=15J
a=0.03 E=30J
R(p) mkm
t nsec
0
100
200
300
400
500
.0
.5
1.0
1.5
2.0

Рис. 5

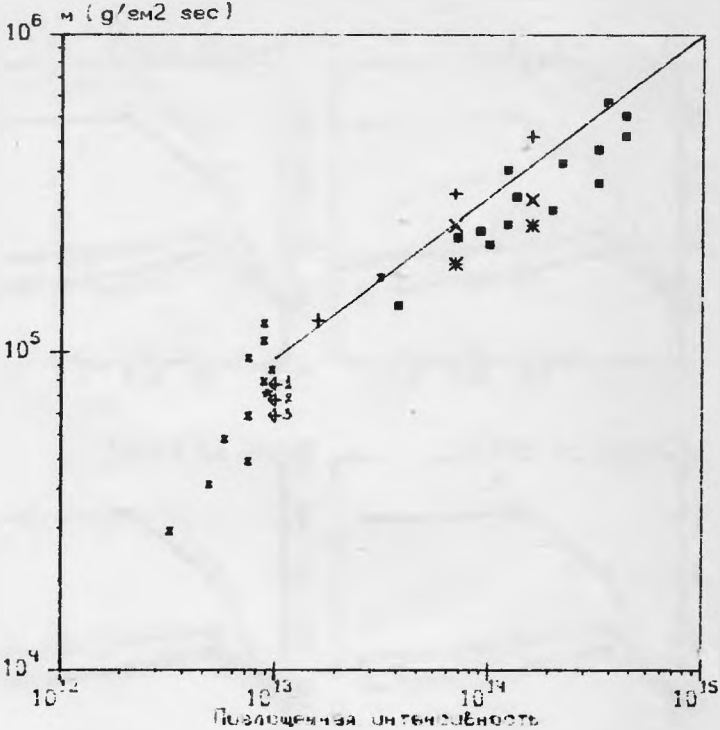
м (g/см2 sec)
10^6
10^5
10^4
10^12
10^13
10^14
10^15
Поглощенная интенсивность
1
2
3

Рис. 6

Препринты Физического института имени П.Н. Лебедева АН СССР рассылаются научным организациям на основе взаимного обмена.

Наш адрес: 117924, Москва В-333, Ленинский проспект, 53

Preprints of the P.N. Lebedev Physical Institute of the Academy of Sciences of the USSR are distributed by scientific organizations on the basis of mutual exchange.

Our address is: USSR, 117924, Moscow B-333, Leninsky prospect, 53