

07;12

## Определение энергоклада в кюветах лазеров с ядерной накачкой

© А.А. Пикулев, Г.В. Влох, Ю.М. Лимарь, А.А. Синянский, С.В. Фролова, В.М. Цветков

Российский федеральный ядерный центр —  
 Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
 607190 Саров, Нижегородская область, Россия  
 e-mail: pikulev@expd.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 1 ноября 2011 г.)

Представлен обзор результатов экспериментальных и расчетных исследований, посвященных определению энергоклада в кюветах лазеров с ядерной накачкой. Рассмотрены три экспериментальных метода: 1) метод скачка давления, 2) интерферометрический метод, 3) метод струнных калориметров. Проведен сравнительный анализ результатов экспериментов и расчетов по определению энергоклада осколков деления.

### Введение

Создание лазерных установок высокой мощности, в которых накачка активной среды производится осколками деления урана (ядерная накачка) [1], должно сопровождаться экспериментальными измерениями и теоретическими расчетами величины энергоклада в активную среду. Знание величины и распределения энергоклада необходимо для определения таких важных характеристик как КПД лазера, температура рабочей смеси, устойчивость резонатора, оптическое качество лазерного пучка и т. д.

Для определения энергоклада в кюветах лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН) было разработано три экспериментальных метода: 1) метод измерения скачка давления [2], 2) интерферометрический метод [3], 3) метод струнных калориметров [4].

Идея метода скачка давления заключается в том, что при вводе энергии в герметичную кювету происходит повышение давления газовой среды, величина которого пропорциональна вложенной энергии (за вычетом доли энергии, ушедшей на стенки кюветы за счет теплопроводности) [2,3]. Данный метод имеет два основных ограничения: 1) применим для герметичных кювет, 2) позволяет определить только усредненное по объему кюветы значение энергоклада.

Однако результаты исследований показывают, что между экспериментальными и расчетными значениями скачка давления наблюдается значительное различие (расчетный энергоклад превышает экспериментальный в 1.5–2 раза) [3–5]. Для объяснения такого расхождения было выдвинуто много различных причин (неравномерность толщины урановых слоев, унос части энергии в виде излучения эксимеров инертных газов, различные загрязнения поверхности уранового слоя и т. д. [3]), однако, так называемая „проблема энергоклада“, возникающая при использовании метода скачка давления, до сих пор окончательно не решена и вопрос о причинах, приводящих к отличиям экспериментальных и расчетных энергокладов в ЛЯН, пока остается открытым.

Для того чтобы устранить ограничения, присущие методу скачка давления, для определения величины и распределения энергоклада в кюветах ЛЯН были разработаны интерферометрический метод [3] и метод струнных калориметров [4].

Интерферометрический метод основан на измерении оптических неоднородностей, величина которых пропорциональна изменению плотности газа. Привлекая различные газодинамические модели, из распределения плотности газа можно определить распределение энергоклада в лазерной кювете [6]. Положительным качеством интерферометрического метода является его высокая точность, отрицательным — интегрирование оптических неоднородностей вдоль оси пробного лазерного пучка.

В методе струнных калориметров используется эффект изменения сопротивления калориметра при его нагреве осколками деления урана и окружающей средой. Данный метод в идеале позволяет определить распределение энергоклада во всем объеме лазерной кюветы, что невозможно сделать другими методами. Точность метода струнных калориметров достаточно высока и составляет 5–10% [4].

В настоящей работе проведен сравнительный анализ результатов экспериментов и расчетов по определению энергоклада осколков деления, выполненных во ВНИИЭФ.

### 1. Метод скачка давления

Метод скачка давления основан на том, что изменение давления в герметичной кювете пропорционально вложенной энергии (за вычетом энергии, ушедшей на стенки кюветы за счет теплопроводности). Для среднего давления справедливо уравнение [7]

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{dp}{dt} = \beta \langle q \rangle - \frac{\lambda}{V_0} \iint_S (\nabla T, \mathbf{ds}), \quad \beta = \frac{V}{V_0}, \quad (1)$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $p$  — давление;  $\langle q \rangle$  — среднее по активному объему  $V$  значение мощности

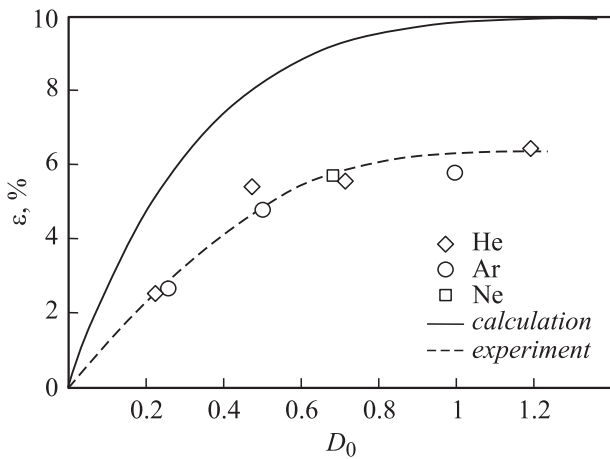


Рис. 1. Эффективность цилиндрического уранового слоя.

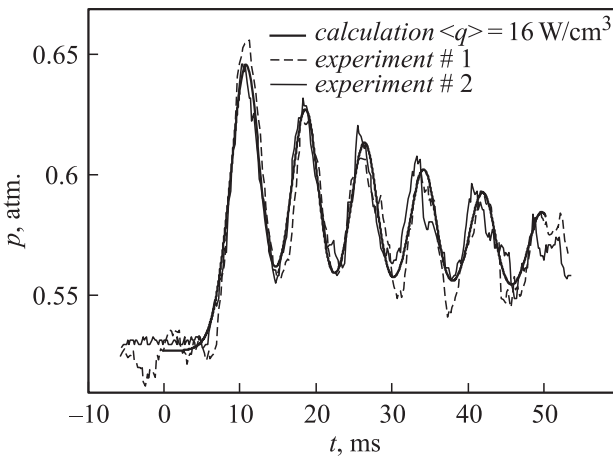


Рис. 2. Сравнение эксперимента и расчета для аргона (0.5 atm).

накачки  $q$ ;  $V_0$  — полный объем кюветы;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $T$  — температура газа;  $S$  — внутренняя поверхность лазерной кюветы.

Если влияние теплоотвода во время импульса накачки незначительно, то вторым слагаемым в правой части уравнения (1) можно пренебречь.

На рис. 1 представлена зависимость эффективности цилиндрического уранового слоя  $\varepsilon$  (отношение энергии, вложенной в газ, к энергии, выделившейся в слое) от приведенного диаметра слоя  $D_0 = d/R_0$  (где  $d$  — диаметр уранового слоя,  $R_0$  — пробег среднего осколка деления в газе) для гелия, неона и аргона [8]. Из рисунка видно, что для всех газов расчетное значение  $\varepsilon$  на  $\sim 40\text{--}70\%$  выше, чем экспериментальное.

Уравнение (1) справедливо, если длительность импульса накачки существенно больше периода акустических колебаний в кювете. В случае лазерных кювет большой длины или для коротких импульсов накачки это условие не выполняется, и в кювете возникают колебания давления, которые в акустическом приближении

описываются уравнением [9]

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial t^2} - v^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\} p = (\gamma - 1) \frac{\partial \langle q \rangle_s}{\partial t} - \Pi(z, t), \quad (2)$$

где  $v$  — адиабатическая скорость звука;  $\langle q \rangle_s$  — средняя по поперечному сечению кюветы величина мощности накачки;  $\Pi$  — диссипационные слагаемые.

На рис. 2 представлены результаты экспериментов и расчетов скачка давления для аргона с начальным давлением 0.5 atm. Эксперименты проводились на лазерной установке ЛУНА-2М [10]. Из рисунка видно, что для аргона колебания давления носят ярко выраженный характер (период колебаний  $\sim 40$  ms). Наилучшее совпадение эксперимента и расчета достигается, если в формуле (2) положить  $\langle q \rangle = 16 \text{ W/cm}^3$ , что на  $\sim 50\%$  ниже расчетного значения энерговыклада ( $30 \text{ W/cm}^3$ ). Близкие результаты были получены также для гелия (давление 2 atm), неона (1 atm) и ксенона (0.25 atm): при наличии колебаний давления расчетный энерговыклад в  $\sim 2$  раза выше, чем найденный из измерений скачка давления.

## 2. Интерферометрические исследования на прокачном макете ЛУНА-2П

Интерферометрический метод определения энерговыклада основан на определении оптических неоднородностей, величина которых пропорциональна изменению плотности газа. Интерферометрические исследования оптических неоднородностей проводились на установке ЛУНА-2М [11], на прокачном макете ЛУНА-2П [3] и прокачном лазерном модуле ЛМ-4 [12]. Наличие прокачки газа позволяет определить абсолютные значения температуры и плотности газа и, следовательно, величину вложенной в газ энергии [13].

При определении оптических неоднородностей в каналах макета ЛУНА-2П [3] использовался интерферометр Маха–Цендера. Схема прокачного лазерного канала представлена на рис. 3. Направление распространения пробного лазерного пучка совпадало с направлением оптической оси лазерного канала (ось  $Oz$ ).

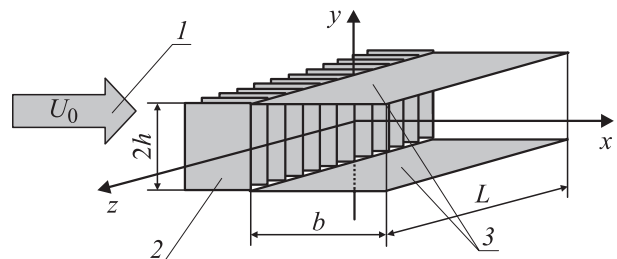


Рис. 3. Схема прокачного лазерного канала: направление прокачки газа (1); радиатор (2); пластины с урановым покрытием (3).

Для прокачных каналов, в случае, когда энергия, вложенная в газ, мала по сравнению с внутренней энергией газа, уравнение энергии имеет следующий вид [14]

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \Delta T}{\partial x} = \frac{1}{c_p \rho_0}, \quad (3)$$

где  $U_0$  — скорость газа на входе в лазерный канал;  $\Delta T$  — изменение температуры газа;  $c_p$  — теплоемкость газа при постоянном давлении;  $\rho_0$  — начальная плотность газа.

В работе [14] для определения энерговклада было предложено использовать режим разгона реактора, когда плотность потока нейтронов растет по экспоненциальному закону. Так, для реактора ВИР-2М (совместно с которым работал макет ЛУНА-2П) период разгона реактора составляет  $\tau \approx 1$  ms, а форма реакторного импульса подчиняется экспоненциальному закону практически вплоть до достижения полувысоты импульса [15].

Для режима разгона реактора справедливы следующие соотношения:

$$\begin{cases} q(x, y, z, t) = q_0(x, y, z) \exp(t/\tau), \\ \Delta T(x, y, z, t) = \Delta T_0(x, y, z) \exp(t/\tau), \end{cases} \quad (4)$$

где  $\Delta T_0, q_0$  — значения  $\Delta T$  и  $q$  в начальный момент времени  $t = 0$ .

С учетом (4), уравнение энергии (3) принимает вид

$$\frac{\Delta T_0}{\tau} + U_0 \frac{\partial \Delta T_0}{\partial x} = \frac{q_0}{c_p \rho_0}. \quad (5)$$

При использовании интерферометра Маха–Цендера положения интерференционных максимумов  $x_m(y)$  связаны с температурой газа следующей формулой (при  $\Delta T_0 \ll T_0$ ) [13]:

$$\langle \Delta T_0 \{x_m(y)\} \rangle_z = \frac{\lambda T_0}{L} \left\{ \frac{N \{x_m(y) - \Delta_0\} - m}{n_0 - 1} \right\}, \quad (6)$$

где  $\lambda$  — длина волны лазера;  $\langle \Delta T_0 \{x_m(y)\} \rangle_z$  — усредненное по координате  $z$  распределение  $\Delta T_0$  вдоль интерференционных максимумов;  $m$  — номер максимума;  $N$  — количество интерференционных полос на единицу длины;  $\varphi_0$  — начальный сдвиг фазы;  $n_0$  — показатель преломления газа при температуре  $T_0$ ;  $\Delta_0$  — начальное положение нулевого максимума.

Типичные интерферограммы, зарегистрированные на макете ЛУНА-2П, представлены на рис. 4. Ниже приведены основные результаты обработки экспериментов [3].

Интерферограмма, представленная на рис. 4,а (гелий при давлении 2 atm), соответствует моменту окончания нейтронного импульса реактора ВИР-2М. Точность измерения координаты составляет  $\sim 1/5$  интерференционной полосы (примерно 0.4 mm на интерферограмме), что соответствует погрешности определения температуры  $\sim 1^\circ\text{C}$ .

Максимальное значение энергии, вложенной в газ за импульс реактора, составляет около  $0.063 \text{ J/cm}^3$  [14].

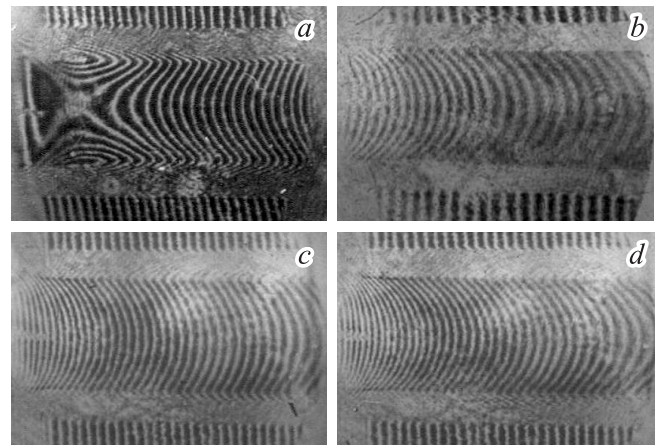


Рис. 4. Типичные интерферограммы, зарегистрированные на прокачном макете ЛУНА-2П [3] (пояснения в тексте).

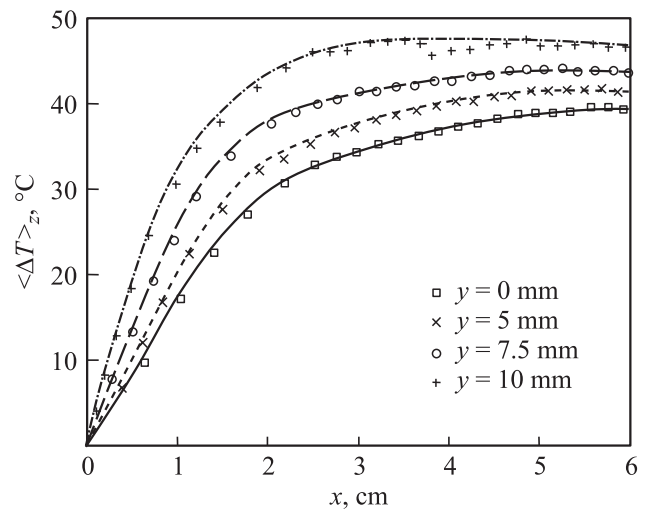


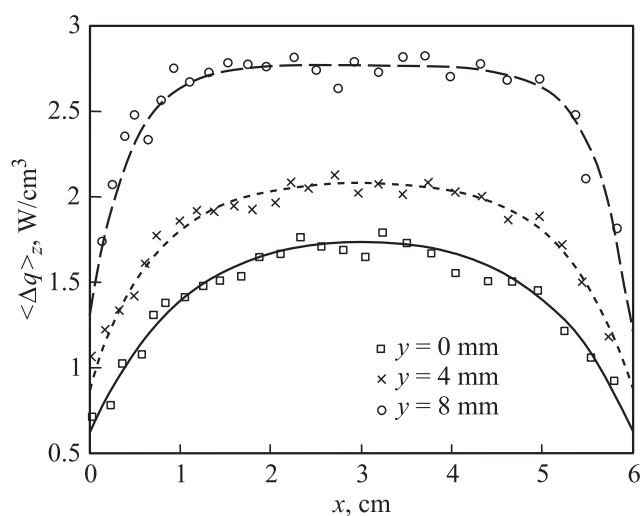
Рис. 5. Распределение температуры для гелия (2 atm): значки — эксперимент; сплошная линия — аппроксимация.

Результаты определения температуры для нескольких значений координаты  $y$  приведены на рис. 5.

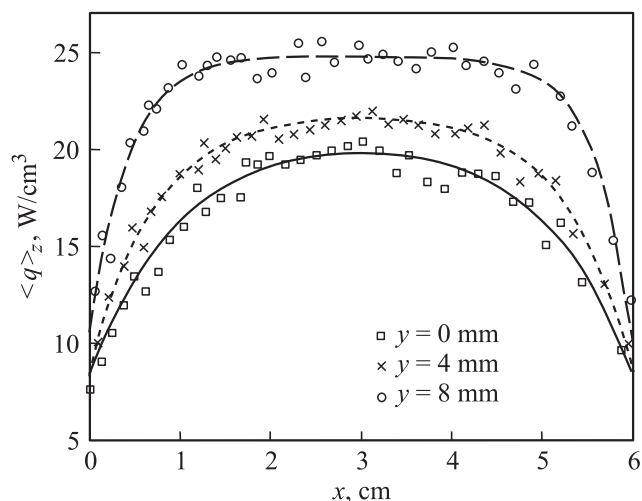
Интерферограмма, представленная на рис. 4, b (аргон, давление 0.5 atm), зарегистрирована за 4 ms до максимума реакторного импульса. Погрешность определения температуры составляет около  $0.3^\circ\text{C}$ . Результаты определения мощности накачки для трех различных значений координаты  $y$  приведены на рис. 6 [14].

Для смеси гелия (0.75 atm) и аргона (0.25 atm) интерферограммы могут быть обработаны на всем протяжении реакторного импульса. На рис. 4, c, d приведены интерферограммы для моментов времени 1.5 и 1 ms до максимума реакторного импульса. Погрешность определения температуры для данной смеси составляет около  $0.4^\circ\text{C}$  [14]. Результаты обработки интерферограммы рис. 4, c представлены на рис. 7.

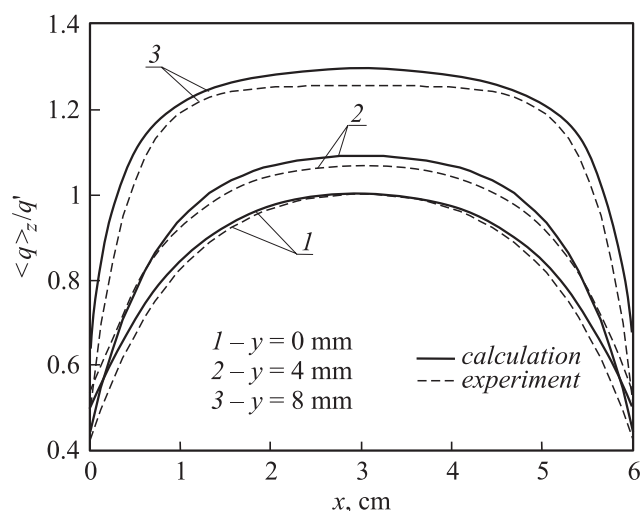
Сравнение результатов обработки интерферограммы рис. 4, c и теоретического расчета распределения энер-



**Рис. 6.** Распределение энерговклада для аргона (0.5 atm): значки — эксперимент; сплошная линия — аппроксимация.



**Рис. 7.** Распределение энерговклада для смеси гелия (0.75 atm) и аргона (0.25 atm): значки — эксперимент; сплошная линия — аппроксимация.



**Рис. 8.** Сравнение распределений относительного энерговклада для смеси гелия (0.75 atm) и аргона (0.25 atm).

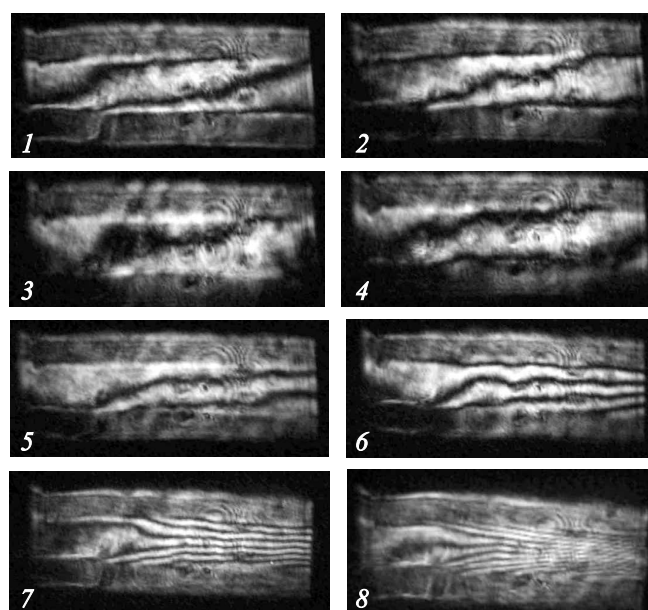
говклада приведено на рис. 8. Расчет энерговклада проводился по методике, изложенной в работе [16]. На рис. 8 представлены распределения  $\langle q(x, y) \rangle_z / q'$ , где  $q'$  — значение усредненной мощности накачки  $\langle q(x, y) \rangle_z$  в центре лазерного канала (для  $x = 3$  см,  $y = 0$ ). Для эксперимента  $q' = 19.8$  W/cm<sup>3</sup>, в случае расчета  $q' = 23.4$  W/cm<sup>3</sup>. Среднее по объему канала расчетное значение энерговклада составляет 24.4 W/cm<sup>3</sup>, что на 22% выше, чем получено при обработке эксперимента (20 W/cm<sup>3</sup>).

Похожие результаты были получены и для остальных интерферограмм, обработанных вплоть до половины высоты реакторного импульса: относительные расчетные и экспериментальные распределения энерговклада отличаются не более чем на 10%, при этом в абсолютных значениях расчет превышает эксперимент на 15–25% [14].

### 3. Интерферометрические исследования на лазерном модуле ЛМ-4

В экспериментах, проведенных на прокачном лазерном модуле ЛМ-4 [12], для исследования оптических неоднородностей использовался интерферометр бокового сдвига. Сдвиг осуществлялся с помощью плоскопараллельной пластинки в направлении оси  $Oy$  (см. рис. 3) на величину  $\delta y$  (в экспериментах [12]  $\delta y = 8$  мм).

В экспериментах были исследованы две газовые смеси: 1) He/Ar/Xe (100/100/1) с давлением 1 atm и 2) Ar/Xe (100/1) с давлением 0.5 atm. На рис. 9 показаны первые 8 интерферограмм бокового сдвига, полученные для смеси He/Ar/Xe.



**Рис. 9.** Интерферограммы бокового сдвига (смесь He/Ar/Xe (100/100/1), давление 1 atm).

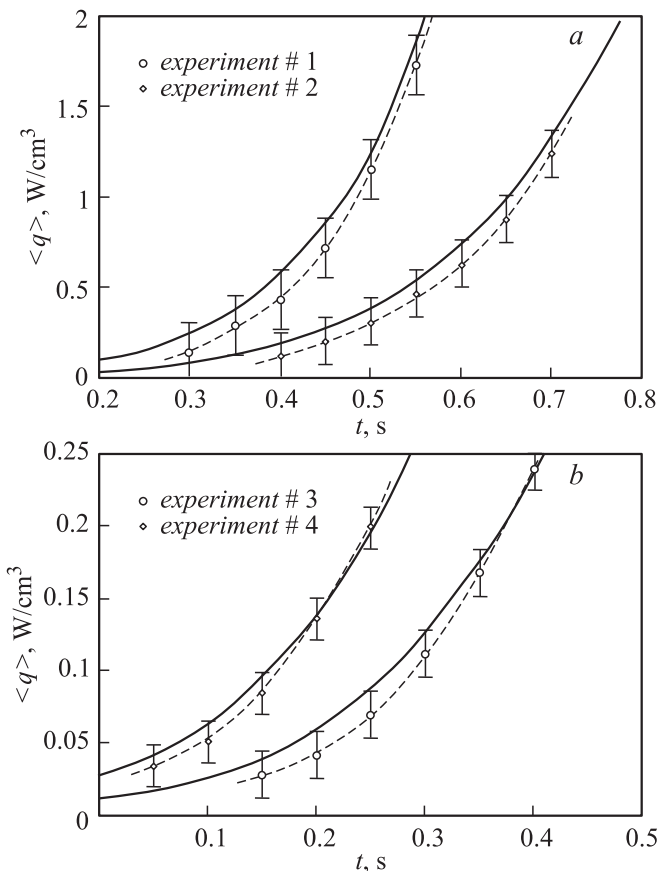
Значения  $\delta\langle q \rangle$  в различных экспериментах [12]

Смесь	He/Ar/Xe (100/100/1)		Ar/Xe (100/1)	
Давление, atm	1		0.5	
№ эксперимента	1	2	3	4
$\delta\langle q \rangle$ , W/cm <sup>3</sup>	0.14	0.12	0.017	0.015

В работе [12] был предложен метод определения средней по объему лазерного канала мощности накачки  $\langle q \rangle$  по количеству дополнительных интерференционных полос, возникших в течение реакторного импульса. Для этого была введена величина  $\delta\langle q \rangle$ , равная средней мощности накачки, приходящейся „на одну интерференционную полосу“ [12],

$$\delta\langle q \rangle = \frac{\lambda c_p \rho_0 U_0 T_0}{4L(n_0 - 1)b\Delta Q_{\text{rel}}}, \quad (7)$$

где  $\Delta Q_{\text{rel}}$  — относительная разность энергии, вложенной в газ вдоль линий тока, сдвинутых относительно друг друга вдоль оси 0у на величину  $\delta y$ .



**Рис. 10.** Мощность накачки, полученная расчетным методом (сплошные линии) и при обработке интерферограмм (дискретные элементы): *a* — смесь He/Ar/Xe (100/100/1, 1 atm); *b* — смесь Ar/Xe (100/1, 0.5 atm).

Средняя мощность накачки в лазерном канале определяется по формуле

$$\langle q \rangle = M\delta\langle q \rangle \pm \delta\langle q \rangle, \quad (8)$$

где *M* — „избыток“ интерференционных полос.

Значения  $\delta\langle q \rangle$  для нескольких импульсов реактора БИРГ приведены в таблице. Расчет  $\delta\langle q \rangle$  проводился для квадратичного закона торможения осколков деления [16].

На рис. 10 приведены значения средней мощности накачки  $\langle q \rangle$  в лазерном канале, полученные при обработке интерферограмм и найденные расчетным методом. Из рисунка видно, что значения  $\langle q \rangle$ , полученные при обработке интерферограмм, отличаются от расчетных не более чем на 10–20%, причем последние практически во всех случаях находятся в пределах погрешности метода „счета полос“.

#### 4. Исследования энерговклада с помощью струнных калориметров

Метод определения энерговклада с помощью струнных калориметров использует эффект изменения сопротивления калориметра при изменении его температуры [4]. Нагрев калориметра происходит в результате следующих процессов: 1) облучение калориметра осколками деления; 2) излучение газа; 3) теплообмен калориметра с окружающим газом.

Из вышеперечисленных процессов только первый может рассматриваться как локальное измерение мощности накачки осколков деления. Остальные процессы имеют интегральный характер и определяются не только локальными термогазодинамическими параметрами, но и их распределениями по объему кюветы.

##### 4.1. Расчетное значение температуры калориметра

Учитывая три вышеперечисленных процесса, для температуры калориметра получаем следующее выражение:

$$\begin{cases} T'(t) = e^{-A(t)} \left\{ T_0' + \int_0^t B(t') e^{A(t')} dt' \right\}, & A(t) = \frac{2}{\rho' c' R} \int_0^t \kappa(t') dt', \\ B(t) = \frac{2\{I_{ff}(t) + I_{ir}(t) + \kappa(t)T(t)\}}{\rho' c' T}, \end{cases} \quad (9)$$

где  $\rho'$ ,  $c'$ ,  $T$  — плотность, теплоемкость и температура калориметра;  $I_{ff}$ ,  $I_{ir}$  — плотность потока энергии осколков деления и излучения газа на поверхности калориметра;  $\kappa$  — коэффициент теплоотдачи;  $T$  — температура газа в окрестности калориметра;  $R$  — радиус калориметра.

Из (9) следует, что температура калориметра определяется коэффициентом теплоотдачи  $\kappa$ , плотностью потока энергии осколков деления  $I_{ff}$  и плотностью потока излучения  $I_i$ . Ниже представлены основные соотношения, необходимые для определения этих параметров.



Коэффициент теплоотдачи  $\kappa$  калориметра определяется как отношение плотности потока тепла через поверхность калориметра  $w$  к разнице температур калориметра и потока газа на бесконечном удалении от калориметра  $\Delta T_0$  [17]

$$\kappa = \frac{w}{2\pi R \Delta T_0}. \quad (10)$$

В работе [18] получено следующее выражение для коэффициента теплоотдачи, справедливое для малых чисел Пекле калориметра  $Pe$ :

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\lambda}{R} \int_0^\infty \frac{2 \cos \omega d \omega}{\{Pe^2 + 4\omega^2\}^{1/2}}, \quad Pe = \frac{c_p \rho_0 U_0 R}{\lambda}. \quad (11)$$

Погрешность формулы (11) растет с увеличением числа Пекле и для  $Pe = 1$  равна 15% [18].

Хорошей аппроксимацией соотношения (11) и результатов экспериментов [19] является линейная аппроксимация коэффициента теплоотдачи вида

$$\kappa \approx a \frac{\lambda}{R} + b c_p \rho_0 U_0, \quad (12)$$

где  $a$  и  $b$  — аппроксимационные параметры:  $a = 0.28$ ,  $b = 0.93$  [18].

Величину плотности потока энергии осколков деления на поверхности калориметра  $I_{ff}$  можно найти по формуле [20]

$$I_{ff} = \frac{E_0 L_0 \langle n \rangle}{\pi} \Phi, \quad (13)$$

где  $E_0$  — начальная энергия среднего осколка деления;  $L_0$  — пробег среднего осколка деления в урановом слое;  $\langle n \rangle$  — среднее по объему слоя делящегося материала количество осколков деления, образующихся в единице объема в единицу времени;  $\Phi$  — геометрический фактор энергопередачи. Выражение для  $\Phi$  имеет следующий вид [20]:

$$\Phi = \sum_A F(A) \int_0^{\delta_0} \int_S \frac{\eta_a n E(l) |\sin \phi|}{4\pi r^2} dS d\xi, \quad (14)$$

где  $A$  — атомная масса осколка деления;  $F(A)$  — функция распределения осколков деления по массам;  $\eta_a$  — коэффициент поглощения калориметра;  $n$  — количество осколков деления данной группы, образующихся в единицу времени в единице объема делящегося материала;  $E(l)$  — энергия осколка деления данной группы на поверхности элемента калориметра;  $\delta_0$  — толщина слоя делящегося материала;  $dS$  — элемент площади поверхности делящегося материала;  $\phi$  — угол между осью калориметра и траекторией осколка деления.

Для степенного закона торможения  $E_m(l) = E_0 \{1-l\}^m$  ( $l$  — относительный пробег осколка деления), в работе [20] получена следующая формула для коэффициента поглощения струнного калориметра (интегрирование

проводится для  $\alpha \geq 1$ ):

$$\eta_m = 1 - \int_{p_0}^1 (1 - \alpha \{1 - p^2\}^{1/2})^m dp, \quad p_0 = \frac{\sqrt{\alpha^2 - 1}}{\alpha},$$

$$\alpha = \frac{2R}{L_3 - l'_3} \frac{1}{|\sin \phi|}, \quad (15)$$

где  $L_3$  — пробег осколка деления в материале калориметра;  $l'_3$  — расстояние, пройденное осколком деления до пересечения поверхности калориметра.

По оценкам, в спонтанное излучение ядерно-возбуждаемой плазмы инертных газов может идти от нескольких (инертные газы, содержащие молекулярные примеси) до 40–60% (излучение эксимеров чистых инертных газов) от мощности, вкладываемой в газ [8].

Если спектральная мощность излучения единичного объема газа составляет величину  $q_\omega$ , а распространение излучения описывается законом Бугера, то для плотности потока энергии излучения на поверхности калориметра справедливо выражение

$$I_{ir} = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \iiint_V q_\omega \exp\left\{-\frac{r}{l_\omega}\right\} \frac{|\sin \phi|}{4\pi r^2} dV d\omega, \quad (16)$$

где  $q_\omega$  — спектральная мощность излучения единичного объема газа;  $l_\omega$  — расстояние, на котором интенсивность излучения частоты  $\omega$  уменьшается в  $e$  раз;  $V$  — объем излучающего газа;  $\phi$  — угол между направлением распространения излучения и осью калориметра.

## 4.2. Основные результаты экспериментов и расчетов

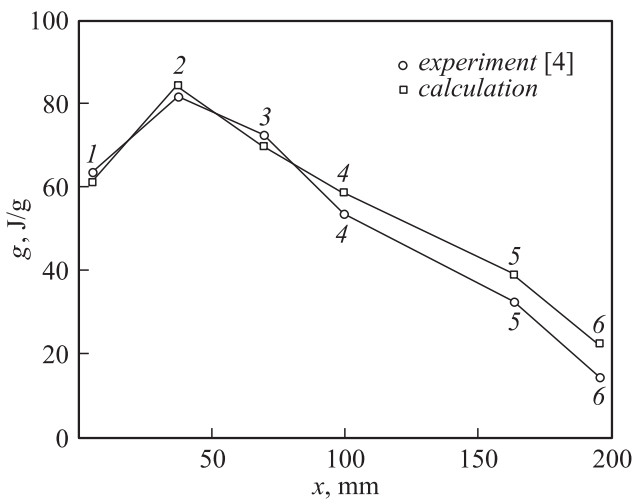
При экспериментальном исследовании энерговыклада осколков деления использовалось 6 струнных калориметров (никелевая проволока длиной 30 мм и диаметром 25  $\mu\text{m}$ ), которые размещались на расстоянии 10 мм от поверхности пластины (50  $\times$  200 мм) со слоем металлического  $^{235}\text{U}$  (толщина 2.5  $\mu\text{m}$ ), поверх которого нанесена защитная алюминиевая пленка (0.5  $\mu\text{m}$ ). Кювета располагалась вертикально в полусферическом канале реактора ВИР-2М. Среднее по площади пластины удельное количество делений ядер  $^{235}\text{U}$  за импульс реактора составляло  $4.6 \cdot 10^{13}$  Fissions/g [4].

Расчеты энтальпии калориметров проводились по формуле (9) с учетом соотношений (12)–(16). Для расчетов газодинамических процессов, происходящих в экспериментальной кювете, использовалась модель, предложенная в работе [21].

Ниже приведены основные результаты экспериментов [4] и расчетов.

### 4.2.1. Вакуум

Эксперименты со струнными калориметрами в вакууме являются практически „непосредственным“ измерением эффективности энерговыделяющих элементов и



**Рис. 11.** Энтальпия калориметров для вакуума (после импульса реактора ВИР-2М).

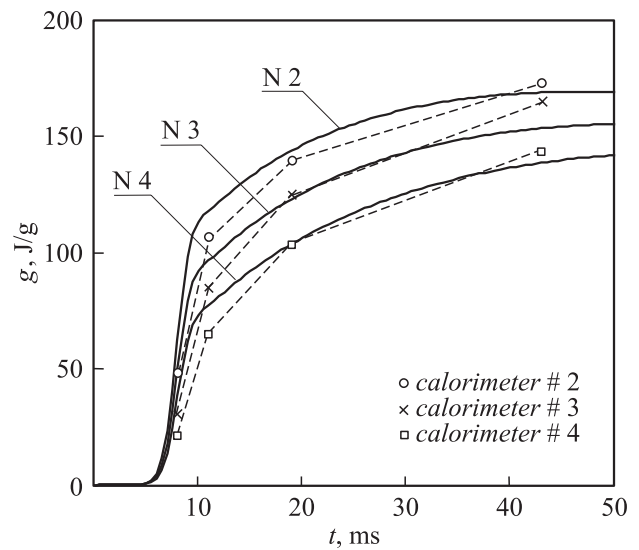
могут служить для определения распределения делящегося материала по площади пластин с урановыми слоями и для проверки теоретических моделей.

На рис. 11 представлены экспериментальные и расчетные значения энтальпии струнных калориметров на момент окончания импульса реактора ВИР-2М (координата  $x$  направлена вдоль пластины с делящимся материалом). Из рисунка видно, что для калориметров № 1–3 результаты расчета и эксперимента практически совпадают, а для калориметров № 4–6 расчет „завышает“ поток энергии осколков деления на проволочку: для калориметра № 4 — на 10%, № 5 — 20% и № 6 — 40%. Такое расхождение может быть связано с неоднородностью распределения толщины урана и алюминиевой пленки по длине пластины с делящимся материалом, а также с недостаточно точным знанием распределения потока нейтронов по длине пластины в этой области.

#### 4.2.2. Воздух

На рис. 12 представлены экспериментальные и расчетные значения энтальпии калориметров для воздуха при давлении 1 atm. При проведении расчетов не учитывался вклад спонтанного излучения в энтальпию калориметров (17).

Из рисунка видно, что значения максимальной энтальпии калориметров ( $\sim 150$  J/g), найденные из расчета и эксперимента, хорошо согласуются друг с другом. При этом крутизна фронтов расчетных зависимостей энтальпии проволочек от времени выше, чем наблюдается в эксперименте. Такие различия могут быть связаны с несколько завышенным значением коэффициента теплоотдачи между газом и проволочкой, использованным в расчете. Результаты расчетов показывают, что основным источником нагрева калориметров являются не осколки деления (их вклад в увеличение энтальпии калориметров



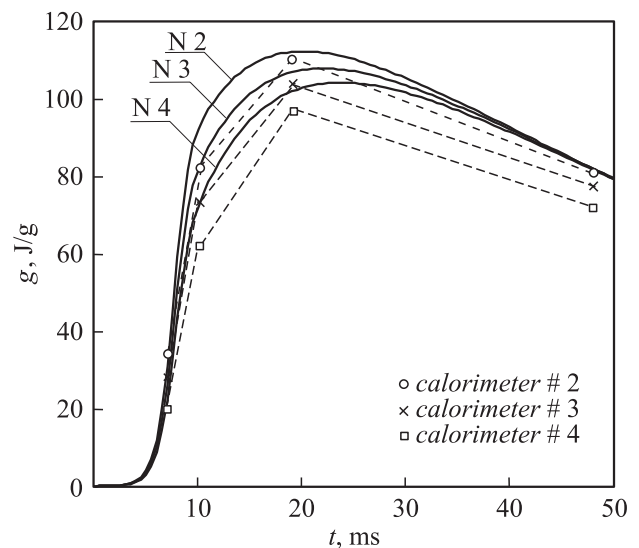
**Рис. 12.** Энтальпия калориметров № 2–4 для воздуха (1 atm) (сплошная линия — расчет; значки — эксперимент [4]).

составляет всего около 20%), а теплообмен с окружающим газом (вклад  $\sim 80\%$ ).

#### 4.2.3. Гелий

Экспериментальные и расчетные значения энтальпии калориметров для гелия при давлении 1 atm представлены на рис. 13. Из рисунка видно, что максимальная энтальпия калориметров составляет величину около 100 J/g, которая достигается в момент времени 20 ms; далее происходит снижение энтальпии из-за охлаждения газа в кювете.

Проведенные расчеты показали, что для гелия вклад осколков деления в увеличение энтальпии калориметра



**Рис. 13.** Энтальпия калориметров № 2–4 для гелия (1 atm) (сплошная линия — расчет; значки — эксперимент [4]).

практически равен вкладу теплообмена между газом и провололочкой.

## Заключение

Суммируем основные результаты проведенных исследований:

1) при определении энерговклада в герметичных кюветах ЛЯН методом скачка давления экспериментальное значение энерговклада в 1.5–2 раза ниже расчетного [8];

2) для интерферометрических экспериментов, проведенных на установке ЛУНА-2П [3], расчетные и экспериментальные относительные распределения энерговклада в лазерном канале совпадают с точностью до 10%, при этом расчетные абсолютные значения энерговклада на 15–25% превышают экспериментальные [14];

3) значения средней мощности накачки, полученные при обработке интерферограмм бокового сдвига (эксперименты проводились на прокачанном лазерном модуле ЛМ-4), отличаются от расчетных не более чем на 10–20%, причем последние практически во всех случаях находятся в пределах погрешности метода „счета полос“ [12];

4) при определении энерговклада с помощью струнных калориметров для вакуума (эксперименты [4]) расчетные и экспериментальные значения энтальпии струнных калориметров различаются не более чем на 10% (для калориметров № 1–4). Существенное расхождение для калориметров № 5 (расчет превышает эксперимент на ~ 20%) и № 6 (~ 40%) может быть связано с недостаточно точным знанием распределения потока нейтронов по длине пластины с урановым слоем, а также с неоднородностью распределения толщины уранового слоя и защитной алюминиевой пленки по поверхности пластины. При наличии газа различие между расчетными и экспериментальными значениями энтальпии калориметров составляет не более 15% для воздуха (давление 1 atm) и 20% для гелия (1 atm).

Таким образом, при использовании интерферометрического метода или метода струнных калориметров для определения энерговклада, расхождение между результатами расчета и эксперимента не превосходит 40%; при этом превышение результатов расчета над экспериментом достоверно обнаружено только в случае экспериментов, проведенных на установке ЛУНА-2П (разница в абсолютных значениях энерговклада составляет 20–25%) [14]. Результаты остальных экспериментов не позволяют сделать однозначного утверждения о „статистически значимом“ расхождении между расчетными и экспериментальными значениями мощности накачки и энтальпии струнных калориметров.

Значительные различия (1.5–2 раза) между расчетными и экспериментальными значениями скачка давления в герметичных кюветах ЛЯН [8], скорее всего, являются следствием не „проблемы энерговклада“, а особенностями датчиков давления, использованными при проведении

измерений импульсных давлений, а также их размещением в лазерной кювете.

## Список литературы

- [1] *Sinyanskii A.A., Melnikov S.P.* // Proc. SPIE. 1998. Vol. 3686. P. 43–55.
- [2] *Torczynski J.R., Gross R.J., Hays G.N., Harms G.A., Neal D.R., McArthur D.A., Alford W.J.* // Nucl. Sci. Eng. 1989. Vol. 101. N 3. P. 280–284.
- [3] *Боровков В.В., Влох Г.В., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Сизов А.Н., Синянский А.А., Филиппов Г.Э.* // Квант. электрон. 1995. Т. 22. № 3. С. 219–224.
- [4] *Лисенков А.А., Влох Г.В., Фролова С.В., Цветков В.М.* / 6 докл. VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии. Саров, 2006. С. 457–464.
- [5] *Влох Г.В., Конак А.И., Матвеев В.Ю., Сизов А.Н., Синянский А.А., Филиппов Г.Э.* / Тр. отраслевой конференции „Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой“. Обнинск, 1993. Т. 2. С. 55–62.
- [6] *Pikulev A.A.* // Quantum Electron. 2001. Vol. 31. N 6. P. 500–504.
- [7] *Матвеев В.Ю., Боровков В.В., Мельников С.П.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 1. С. 79–85.
- [8] *Мельников С.П., Сизов А.Н., Синянский А.А.* Лазеры с ядерной накачкой. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008. 440 с.
- [9] *Pikulev A.A.* // Tech. Phys. 2005. Vol. 50. N 3. P. 330–333.
- [10] *Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Мельников С.Ф., Синянский А.А.* // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2000. Вып. 2/3. С. 63–68.
- [11] *Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Мельников С.П., Мочкаев И.И., Нор-Аревян В.А., Синянский А.А., Федоров Г.И.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 10. С. 2009–2015.
- [12] *Пикулев А.А., Львов Л.В., Лисенков А.В., Григорьев В.Д., Корзнев А.Н.* / Тр. III Междунар. конф. „Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы“. Снежинск, 2003. С. 291–297.
- [13] *Пикулев А.А.* // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 6. С. 500–504.
- [14] *Пикулев А.А.* / Тр. III Междунар. конф. „Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы“. Снежинск, 2003. С. 283–290.
- [15] *Воинов А.М., Колесов В.Ф., Матвеев А.С.* и др. // ВАНТ. Сер. физика ядерных реакторов. 1990. № 3. С. 3–15.
- [16] *Матвеев В.Ю.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 1. С. 72–78.
- [17] *Новиков И.И., Воскресенский К.Д.* Прикладная термодинамика и теплопередача. М.: Госатомиздат, 1961. 548 с.
- [18] *Пикулев А.А.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 6. С. 32–35.
- [19] *Влох Г.В., Корзнев А.Н., Лисенков А.В., Пикулев А.А., Фролова С.В.* / Тр. III Междунар. конф. „Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы“. Снежинск, 2003. С. 335–341.
- [20] *Пикулев А.А.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 6. С. 38–43.
- [21] *Пикулев А.А.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 10. С. 78–84.