

02; 03

© 1991 г.

РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАКАЧКИ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ — ПРОДУКТАМИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

М. Г. Анучин, К. Ф. Гребенкин, Я. Э. Кандиев, Е. И. Черепанова

Теоретически изучается процесс накачки реактора-лазера. Решаются задачи определения величины энерговклада осколков деления U в лазерную среду, пространственного распределения вложенной энергии, временного профиля мощности накачки.

Описана расчетная модель распространения осколков деления ядер урана, которая реализована в рамках комплекса программ ПРИЗМА на основе метода Монте-Карло. Проведены расчеты эффективности выхода осколков из плоских слоев ураносодержащих веществ. Рассмотрено влияние неидеальности слоя, обусловленной шероховатостью подложки, на которую он наносится. Предложена приближенная модель для определения радиального перераспределения плотности газа под действием его неоднородного разогрева. Представлены результаты расчетов по программе ПРИЗМА мощности накачки активной среды с учетом нестационарности процесса замедления нейтронов, выходящих из реактора.

Введение

Проблема прямого преобразования ядерной энергии в лазерное излучение представляет интерес как с точки зрения поиска нетрадиционных направлений ядерной энергетики, так и исследования путей улучшения параметров лазерных систем. К настоящему времени достигнуто понимание принципиальных особенностей физических процессов, протекающих в лазерах с ядерной накачкой (ЛЯН). В лабораторных экспериментах получена генерация на нескольких классах активных сред (см., например, [1-5]). В связи с этим становится актуальной задача изучения возможностей практического применения ЛЯН, для чего необходимо более детальное изучение процесса ядерной накачки активных сред, в том числе анализ с учетом реальных особенностей конкретных экспериментов.

Представленная работа посвящена расчетному исследованию энерговклада в газовую лазерную среду при накачке заряженными частицами — продуктами ядерных реакций, возбуждаемых в активном слое, наносимом на внутреннюю поверхность лазерной кюветы. Подобная задача решалась ранее для случая идеального слоя [6-8]. В разделе 1 рассмотрено влияние его шероховатости на эффективность выхода осколков деления и показано, что возможны существенные потери во вкладываемой в газ энергии по сравнению с идеализированным расчетом. Далее в разделе 2 рассчитывается радиальное перераспределение плотности газа в цилиндрической кювете, обусловленное неравномерностью энерговклада. Подобная задача решалась в работе [9] путем совместного численного интегрирования уравнений газодинамики и переноса заряженных частиц. В квазистационарном приближении нами получено аналитическое решение этой задачи, которое хорошо согласуется с результатами численных расчетов. Нестационарные эффекты при накачке газовых активных сред импульсным реактором на быстрых нейтронах анализируются в разделе 3, где показано, что временная зависимость мощности накачки может существенно отличаться от профиля мощности реактора из-за нестационарных эффектов при замедлении нейтронов в среде, окружающей кювету.

1. Влияние шероховатости активного слоя на выход осколков деления

Для определения мощности накачки газового лазера с возбуждением от поверхностного источника осколков деления необходимо рассчитать энерговклад в активную среду. Эта задача решалась в ряде работ (см., например, [6-8]) для случая, когда поверхности активного слоя и подложки имеют идеально плоскую или цилиндрическую форму. При анализе результатов конкретных экспериментов необходимо учитывать, что реальные поверхности могут иметь шероховатость микронного масштаба и при плохом качестве изготовления активного слоя возможны потери энергии, вкладываемой в активную среду.

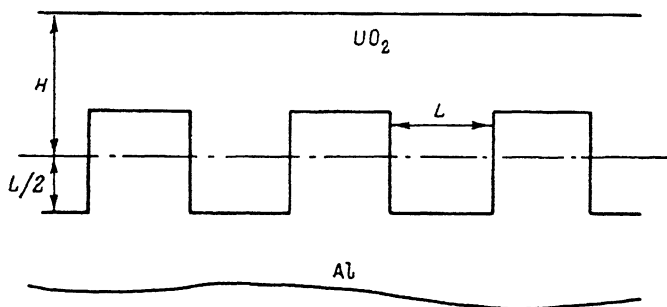


Рис. 1. Геометрия расчетов для исследования влияния шероховатости подложки на эффективность выхода осколков деления из активного слоя.

Для изучения этого вопроса были проведены расчеты по методике, реализованной в рамках комплекса программ ПРИЗМА [10], позволяющего рассчитывать методом Монте-Карло перенос частиц разной природы (нейтроны, фотоны, заряженные частицы) в системах с трехмерной геометрией. Использовался квадратичный закон торможения осколков в среде, значения пробегов были

взяты в соответствии с [6]. В контрольных расчетах спектров осколков, выходящих из плоских слоев UO_2 , получено хорошее согласие с результатами, приведенными в [11].

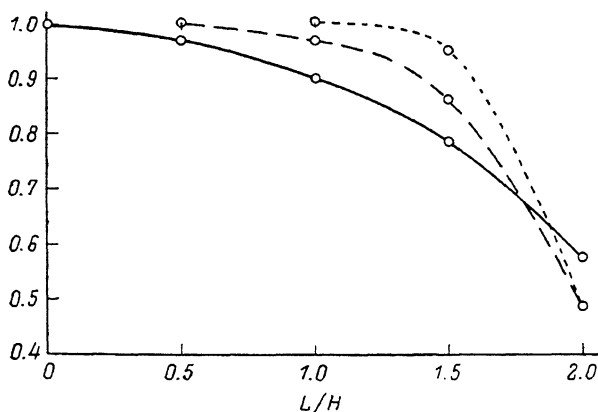


Рис. 2. Зависимости величины выходящей из активного слоя энергии (отнесенной к энергии выходящей в идеальном случае $L=0$) от относительной амплитуды возмущения поверхности подложки L/H .

Подложка из алюминия; H , мкм: сплошная кривая — 2, штриховая — 6, пунктир — 10.

Шероховатость моделировалась в расчетах прямоугольным периодическим профилем, показанным на рис. 1, где H — средняя толщина слоя, L — удвоенная амплитуда и полупериод возмущения. Рассматривались два варианта материала подложки — легкий (Al) и тяжелый (W). Средняя поверхностная плотность UO_2 изменялась в пределах $2-10$ мг/см², что соответствует $H=2-10$ мкм.

Полученные результаты, приведенные на рис. 2, 3 (зависимость выхода энергии от амплитуды возмущения поверхности для различных H), указывают на возможность существенного снижения энерговклада осколков деления в газ (в ≈ 2 раза при $L/H=2$). Влияние шероховатости начинает сказываться при $L/H > 0.5-1$, поэтому одним из способов уменьшения потерь является уве-

личение толщины активного слоя. Таким образом, при постановке и анализе экспериментов необходимо тщательно контролировать качество изготовления активного слоя и при необходимости учитывать поправку на ухудшение выхода осколков в реальных условиях.

2. Перераспределение плотности газа при неоднородном возбуждении

Кроме полной энергии, вкладываемой в газ, важной характеристикой накачки является неоднородность энерговклада [7, 9], которая возникает, если поперечный размер газа порядка пробега осколка и осколок отдает большую часть энергии, не долетев до центра. Пространственная зависимость удельного разогрева приводит к перераспределению плотности газа и нежелательному изменению оптических свойств среды.

Обычно импульс реактора имеет длительность порядка 1 мс. Оценки показывают, что за это время отток тепла в стенки кюветы несуществен и можно пре-

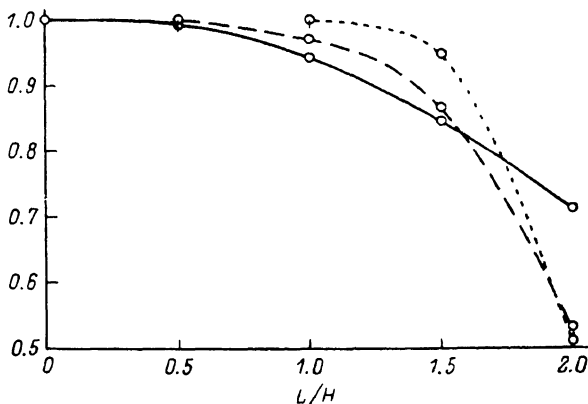


Рис. 3. То же, что и рис. 2, но подложка из вольфрама.

небречь влиянием теплопроводности на распределение внутренней энергии газа. Звуковая волна проходит расстояние, равное диаметру газа, за время, много меньшее длительности импульса накачки, поэтому при описании радиального движения газа применимо квазистационарное приближение, т. е. можно считать, что в каждый момент времени давление в газе успевает выравняться, а профили плотности и внутренней энергии устанавливаются благодаря мгновенному адиабатическому расширению или сжатию лагранжевых частиц газа в соответствии с количеством энергии, которую они получили к данному моменту времени. Обратное влияние движения газа на перенос осколков деления не будем учитывать, считая, что распределение поглощенной энергии по массовой лагранжевой координате не меняется и равно начальному (ниже будет видно, что это приближение не приводит к большим погрешностям).

Введем следующие обозначения: r_0 — начальное положение частиц газа до начала его движения; $\Delta E(r_0)$ — профиль удельного (на единицу массы) разогрева, известный из расчета распространения осколков в системе (абсолютное значение зависит от полной энергии, поглощенной газом к рассматриваемому моменту времени); E_0 — удельная внутренняя энергия до начала накачки; $E(r_0) = E_0 + \Delta E(r_0)$; ρ_0 — начальная плотность газа; $P_0(r_0) = (\gamma - 1) \rho_0 E(r_0)$ — давление, которое установилось бы в газе, если бы он не двигался, $\gamma = 5/3$; P_k — давление, которое устанавливается в газе после его выравнивания; $r(r_0)$, $\rho(r_0)$ — положение и плотность лагранжевых частиц, установившиеся к данному моменту времени под действием разогрева; D — диаметр газа.

Из законов сохранения массы и энтропии лагранжевых частиц имеем

$$r \rho(r) dr = r_0 \rho_0(r_0) dr_0,$$

$$P_k / \rho^\gamma(r_0) = P(r_0) / \rho_0^\gamma,$$

откуда для конечного положения координаты частицы с начальным положением r_0 можно получить

$$r(r_0) = 2 \left(\frac{(\gamma - 1) \rho_1}{P_k} \right)^{1/\gamma} \int_0^{r_0} E^{1/\gamma}(r'_0) r'_0 dr'_0,$$

где P_k находится из условия $r(D/2)=D/2$

$$P_k = (\gamma - 1) \rho_0 \left(\frac{2 \int_0^{D/2} E^{1/\gamma}(r'_0) r'_0 dr'_0}{(D/2)^2} \right)^{1/\gamma}$$

и окончательно для искомой зависимости $\rho(r)$ имеем параметрическое представление

$$r(r_0) = \frac{D}{2} \frac{\int_0^{r_0} E^{1/\gamma}(r'_0) r'_0 dr'_0}{\int_0^{D/2} E^{1/\gamma}(r_0) r_0 dr_0},$$

$$\rho(r_0) = \rho_0 \frac{2 \int_0^{D/2} E^{1/\gamma}(r_0) r_0 dr_0}{(D/2)^2 E^{1/\gamma}(r_0)}.$$

В работе [9] задача о перераспределении плотности решалась в максимально полной постановке: для расчета радиального движения газа использовалась газодинамическая программа, на каждом счетном шаге которой для определения источников энерговыделения рассчитывался перенос осколков. Рассматривался газ Ag радиусом 1 см, $P_0=1.892$ атм (нормальные условия), $T_0=300$ К, сред-

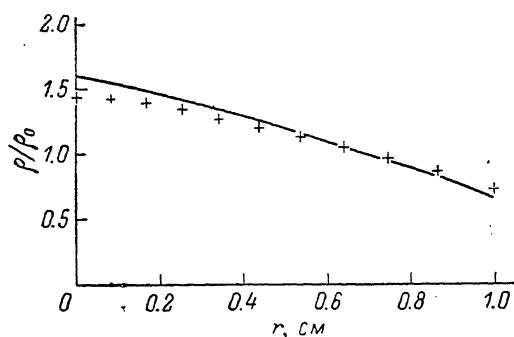


Рис. 4. Радиальный профиль плотности. Сплошная линия — работа [9], крестики — наши расчеты.

ний энерговыклад 0.42 Дж/см³. В таких условиях радиус газа составляет 0.75 от среднего пробега осколков и в начальный момент времени разогрев в центре газа в 10 раз меньше, чем с краю. Профили плотности, полученные в [9] и с помощью нашего приближенного подхода, оказались близки (рис. 4). Таким образом, в практически интересных случаях $((\rho_{\max} - \rho_{\min})/\rho_0 < 1)$ наша модель применима с достаточной точностью.

3. Нестационарные эффекты при накачке газовых сред импульсным реактором на быстрых нейтронах

В качестве источника энергии в экспериментах с ядерной накачкой часто применяется импульсный реактор на быстрых нейтронах. Для увеличения эффективности использования нейтронов лазерная кювета окружается полиэтиленовым замедлителем. При этом временная зависимость мощности накачки может заметно отличаться от временной зависимости мощности реактора [12].

Число тепловых нейтронов в системе и, следовательно, число делений в активном покрытии в единицу времени (мощность накачки) можно представить в виде

$$P(t) \sim \int_{-\infty}^t \Phi(t') f(t-t') dt', \quad (1)$$

где $f(t)$ — импульс реактора, $\Phi(t)$ — функция отклика (мощность накачки от мгновенного источника нейтронов с характерным временем спада τ).

В расчетах по программе ПРИЗМА с системой нейтронных констант БАС [10] была получена функция отклика цилиндрического полиэтиленового слоя. Она

оказалась близкой к экспоненте $\Phi(t) = \exp(-t/\tau)$ с линейной зависимостью эффективного времени жизни τ от толщины слоя d в интервале от 2 до 7 см.

Полученные результаты были использованы для определения временного профиля мощности накачки в условиях эксперимента [12], в котором при толщине замедлителя $d=5$ см и длительности импульса реактора ≈ 50 мкс полуширина импульса накачки составила ≈ 150 мкс.

В расчетах $P(t)$ по формуле (1) импульс реактора задавался в виде

$$f(t) \sim \text{ch}^{-2}(1.76t/\tau_{1/2}), \quad (2)$$

где $\tau_{1/2} = 50$ мкс, $\Phi(t)$ задавалась экспонентой с $\tau (d=0.4=5 \text{ см}) = 85$ мкс.

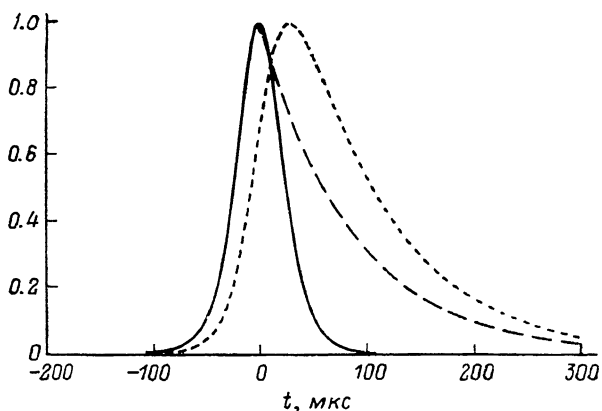


Рис. 5. Импульс реактора $f(t)$ (2) (сплошная кривая); функция отклика $\Phi(t) = \exp(-t/85 \text{ мкс})$ (штриховая); мощность накачки $P(t)$, рассчитанная по формуле (1) (пунктир).

На рис. 5 показана полученная временная зависимость мощности накачки $P(t)$. С учетом термализации импульс накачки смещается на ≈ 30 мкс, его полуширина увеличивается до ~ 130 мкс, что хорошо согласуется с экспериментом.

Заметим, что качественный вывод о расплывании импульса накачки по сравнению с импульсом реактора справедлив для всех случаев, когда ведущую роль играют реакции на тепловых нейтронах.

Заключение

Таким образом, в представленной работе проведены расчеты выхода осколков из тонких слоев ураносодержащих веществ. Рассчитанная эффективность выхода осколков хорошо согласуется с ранее опубликованными экспериментальными и расчетными данными [5].

С помощью модельных двумерных расчетов рассмотрено влияние неидеальности активного слоя, обусловленной шероховатостью подложки, на которую он наносится. Показано, что неоднородности с характерной амплитудой порядка толщины слоя могут снизить выход энергии в 2 раза.

Предложена приближенная модель для определения радиального перераспределения плотности газа, обусловленного его неоднородным разогревом, которая хорошо согласуется с полным газодинамическим расчетом [9].

Рассмотрено влияние термализации нейтронов в полиэтиленовом замедлителе, окружающем кювету, на временную зависимость мощности накачки лазерной среды и рассчитан временной профиль мощности накачки в условиях эксперимента [12], в котором при длительности импульса реактора ≈ 50 мкс импульс накачки уширился до ≈ 150 мкс. В расчетах также получен сдвиг по времени между максимумами мощности реактора и накачки среды.

Рассмотренные выше особенности процесса ядерной накачки необходимо учитывать при анализе экспериментальных данных, особенно при определении КПД и порогового значения мощности накачки.

Список литературы

- [1] Schneider R. T. // Adv. in Nucl. and Techn. 1984. N 16. P. 123—237.
- [2] Лупко В. Я. Преприят ФЭИ. № 1245. Обнинск, 1981. 73 с.
- [3] Гузенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 254 с.
- [4] Воинов А. М., Довбыш Л. Е., Кривоногов В. М. и др. // ДАН СССР. 1979. Т. 245. № 1. С. 80—83.
- [5] Мисьяевич А. И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 9. С. 1767—1775.
- [6] Казазян В. Т., Литвиненко Б. А., Рогинец Л. П., Савушкин И. А. Физические основы

использования кинетической энергии осколков деления в радиационной химии. Минск: Наука и техника, 1972. 246 с.

- [7] Карелин А. В., Середа О. В., Харитонов В. В. и др. // АЭ. 1986. Т. 61. № 1. С. 44—46.
- [8] Дияченко П. П., Паращук А. В., Пупко В. Я. и др. Препринт ФЭИ. № 1745. Обнинск, 1985. 15 с.
- [9] Torczynski J. R., Gross R. J. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 64. N 9. P. 4323—4328.
- [10] Куропатенко Э. С., Огибин В. Н., Орлов А. И. и др. // Тез. докл. III Всесоюз. науч. конф. по защите от низизлучающих излучений ядерно-технических установок. Тбилиси, 1984. С. 24.
- [11] Kahn S., Harman R., Forgue V. // Nucl. Sci. Eng. 1965. Vol. 23. N 1. P. 8—20.
- [12] DeYoung R. J., Jalufka N. W., Hohl F. // AIAA J. 1978. Vol. 16. N 9. P. 991—998.

Поступило в Редакцию
17 января 1990 г.
