

УДК 539.173.8

ЭФФЕКТИВНОСТЬ УРАНОВЫХ ПОКРЫТИЙ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ЛАЗЕРНО-АКТИВНОМ ЭЛЕМЕНТЕ

Дьяченко П.П., Дюжов Ю.А., Кухарчук О.Ф., Полетаев Е.Д. (ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейпунского)

Цилиндрический лазерно-активный элемент [1] представляет собой герметично закрытую оптическими окнами металлическую трубу, покрытую изнутри слоем урана и заполненную газовой смесью. Под эффективностью уранового покрытия понимают долю энергии осколков деления, выносимую во внутренний объем трубы. Эта величина является одной из важных характеристик, определяющих эффективность преобразования энергии деления урана в энергию лазерного излучения в таком устройстве. Обычно ее получают расчетным путем, основываясь на экспериментальных данных о характеристиках осколков в момент деления ядра и зависимости их энергии от пробега в покрытии.

Однако во многих случаях возникает потребность в экспериментальном определении эффективности урановых покрытий в связи с тем, что при его нанесении может происходить взаимное растворение урана и материала подложки и реальная толщина покрытия и концентрация в нем урана могут отличаться от ожидаемых. В принципе похожие процессы изменения толщины покрытия за счет внедрения в него посторонних примесей могут происходить и во время эксплуатации, что будет приводить к постепенному уменьшению эффективности и снижению ресурса лазерно-активного элемента.

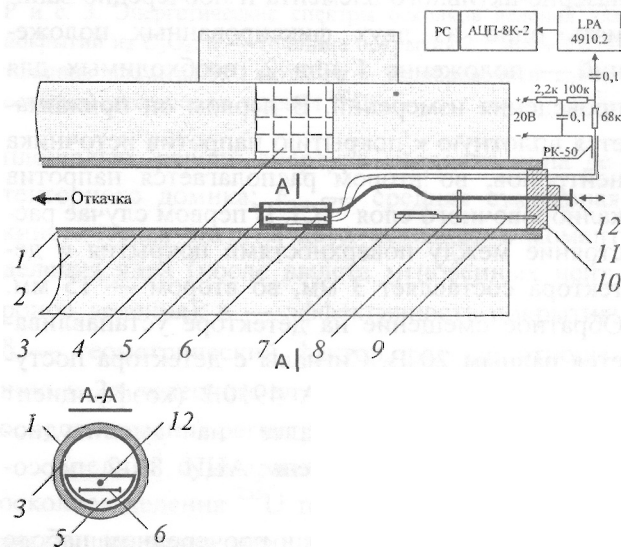
Один из методов решения этой задачи был предложен в работе [2]. Он основан на калориметрическом измерении энергии, выносимой из покрытия, и для применения этого метода необходим импульсный реактор.

В настоящей работе предлагается другой способ. Он не требует высокого энерговыделения в урановом покрытии и может быть реализован при использовании радиоизотопного источника нейтронов.

Экспериментальный метод и результаты измерений. Метод основан на измерении энергетических спектров осколков деления, вылетающих из покрытия в вакуум, с помощью полупроводникового детектора. Деление урана индуцируется нейтронами Pu—Be-источника интенсивностью $8,3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, замедленными в полиэтиленовом блоке. Для калибровки энергетической

шкалы детектора используется спектротрически тонкий слой ^{252}Cf ($\sim 50 \text{ с}^{-1}$) диаметром 7 мм, нанесенный на подложку из коррозионно-стойкой стали толщиной 0,5 и диаметром 22 мм. Число делений в покрытии определяется с помощью калиброванного слоя из U_3O_8 диаметром 30 мм, толщиной $0,51 \text{ мг/см}^2$ (по урану) следующего изотопного состава: ^{233}U $2,5 \cdot 10^{-5}$, ^{234}U $0,002 \pm 0,0005$, ^{235}U $99,992 \pm 0,001$, ^{236}U $0,004 \pm 0,0005$, ^{238}U $0,002 \pm 0,0005$, нанесенного на алюминиевую фольгу толщиной 100 мкм.

Схема экспериментального устройства показана на рис. 1. Одно из оптических окон лазерно-активного элемента демонтируется, и вместо него устанавливается герметично уплотняемая пробка из оргстекла с смонтированным на ней устройством для измерения спектров. Лазерный элемент вакуумируется и помещается в замедлитель нейтронов, представляющий собой цилиндр из полиэтилена диаметром 160, длиной 300 мм с осевым каналом диаметром 50 мм для размещения лазерно-активного элемента. В полиэтилене имеется радиальное



Р и с. 1. Схема экспериментального устройства: 1 — лазерно-активный элемент; 2 — полиэтилен; 3 — урановое покрытие; 4 — источник нейтронов; 5 — детекторный домик; 6 — детектор осколков деления; 7 — слой ^{252}Cf ; 8 — неподвижная направляющая пластина с отверстием для хода подвижного штока; 9 — неподвижный шток; 10 — герметичная пробка; 11 — гермоввод; 12 — подвижный шток

отверстие диаметром 40, длиной 55 мм для установки нейтронного источника. С наружной стороны отверстие закрывается плитой из полиэтилена толщиной 50 мм и размером 160×160 мм.

Осколки деления регистрируются кремниевым поверхностно-барьерным детектором [3] диаметром 25, толщиной 1,5 мм с диаметром рабочей поверхности 18 мм. Детектор помещается в специальный детекторный «домик» из стальной фольги толщиной 100 мкм. Он представляет собой часть полого цилиндра с радиусом, равным внутреннему радиусу лазерно-активного элемента (24 мм), длиной 26 мм. С торцов домик закрыт сегментами с длиной хорды 35 мм. В середине цилиндра имеется отверстие диаметром 9 мм (входное окно) для выделения площадки покрытия с определенными размерами и пропускания соответствующих ей осколков деления к рабочей поверхности детектора. Детекторный домик исключает возможность регистрации любого осколка деления, направление движения которого не попадает в апертуру его входного окна (коллиматора).

Путем передвижения в гермовводе подвижного штока — припаянной к домику специальным образом изогнутой стальной проволоки диаметром 1,2 мм детекторный домик может перемещаться без нарушения герметичности лазерно-активного элемента и поочередно занимать одно из двух фиксированных положений — положение 1 или 2, необходимых для проведения измерений. В первом он прижимается вплотную к покрытию напротив источника нейтронов, во втором располагается напротив калибровочного слоя ^{252}Cf . В первом случае расстояние между поверхностями покрытия и детектора составляет 3 мм, во втором — 15 мм. Обратное смещение на детекторе устанавливается равным 20 В. Сигналы с детектора поступают на усилитель LPA 4910.2 (коэффициент усиления 1600) и далее на амплитудно-цифровой преобразователь АЦП 8К-2 персонального компьютера.

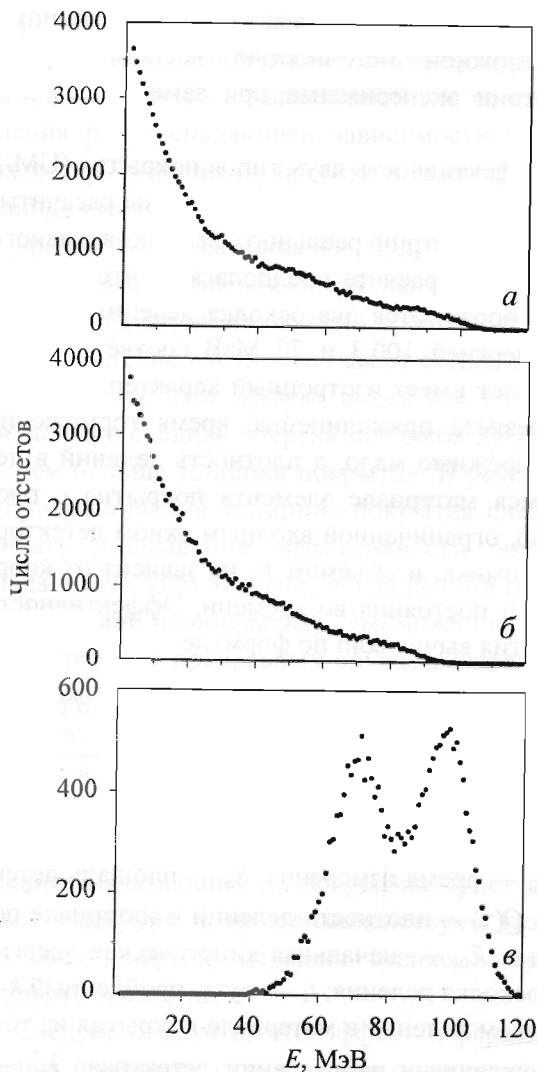
Измерения состояли в поочередном наборе (в течение 30 мин) трех типов амплитудного спектра импульсов осколков деления: спектра, соответствующего положению детекторного домика 1, при установленном источнике нейтронов (эффект + фон), спектра, соответствующего положению домика 1, без источника ней-

тронов (фон) и спектра, соответствующего положению детекторного домика 2, без источника нейтронов (калибровка). Измерения проведены для четырех различных покрытий: уран-молибденовый сплав УМ-3 (3% Мо, обогащение по ^{235}U 90%) толщиной 10,53 мг/см², такой же сплав толщиной 10,66 мг/см², который защищен слоем металлического алюминия толщиной 0,5 мг/см², нанесенного методом испарения в вакууме, U_3O_8 толщиной по ^{235}U 2,7 мг/см² (обогащение по ^{235}U 90%) и калиброванный слой из U_3O_8 толщиной 0,51 мг/см². В первых двух случаях использовали реальные лазерно-активные элементы. Покрытия из U_3O_8 изучали следующим образом. Алюминиевой фольге, на которую они были нанесены, придавали цилиндрическую форму (покрытием внутрь) радиусом 24 мм, т.е. равным внутреннему радиусу лазерно-активного элемента. Затем ее вставляли в отрезок трубы длиной 400 мм и с помощью двух распорных колец прижимали к внутренней поверхности. Далее экспериментальная процедура была такой же, как и в случае элемента с уран-молибденовым покрытием.

В эксперименте особое внимание уделяли тому, чтобы все измерения для урановых покрытий были проведены в одинаковой геометрии (одинаковом взаимном расположении источника нейтронов, замедлителя, покрытия и детектора). Подтверждением этого служил тот факт, что амплитудные спектры импульсов для одного и того же покрытия, измеренные после нескольких переборок устройства, в пределах статистической погрешности совпадали между собой.

Полученные в работе энергетические спектры осколков деления для металлических урановых покрытий и покрытий из U_3O_8 после учета фона и перевода амплитудных спектров импульсов в энергетическую шкалу, а также соответствующие калибровочные спектры осколков спонтанного деления ^{252}Cf в энергетической шкале показаны на рис. 2, 3.

Энергетическая калибровка амплитудной шкалы осуществлялась в линейном приближении, исходя из известных значений наиболее вероятной энергии легкой и тяжелой групп осколков спонтанного деления ^{252}Cf , равных 106 и 80 МэВ соответственно [4]. При калибровке учитывали также порог амплитудно-цифрового преобразователя, равный 2,8 канала, а также из-



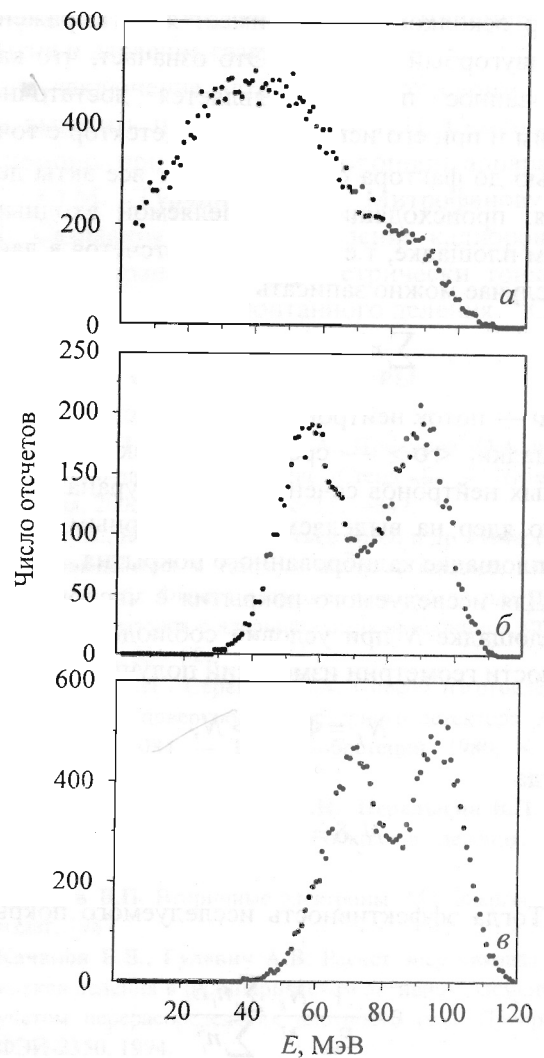
Р и с. 2. Энергетические спектры осколков деления для металлических урановых покрытий: *а* — покрытие из сплава UM-3 толщиной 10,53 мг/см²; *б* — покрытие из сплава UM-3 толщиной 10,66 мг/см², защищенное пленкой из металлического алюминия толщиной 0,5 мг/см²; *в* — калибровочный спектр осколков спонтанного деления ²⁵²Cf

меренные в дополнительном эксперименте небольшие потери энергии осколков деления (8,2 МэВ) в инертных примесях используемой мишени калифорния.

Обработка данных и обсуждение результатов. Для получения экспериментальных данных об эффективности покрытий воспользуемся следующими соображениями. Нетрудно видеть, что измеряемая детектором за некий промежуток времени суммарная кинетическая энергия осколков деления есть ничто иное, как

$$\sum n_i E_i = N_f E_{\text{tot}} \varepsilon \delta,$$

где n_i — число зарегистрированных осколков энергией E_i ; N_f — число делений в покрытии с



Р и с. 3. Энергетические спектры осколков деления для покрытий из U₃O₈: *а* — толщина покрытия 2,7 мг/см²; *б* — толщина покрытия 0,51 мг/см²; *в* — калибровочный спектр осколков спонтанного деления ²⁵²Cf

площадью, равной апертуре входного окна детекторного домика; E_{tot} — средняя суммарная кинетическая энергия двух осколков в момент деления ядра (после вылета мгновенных нейтронов деления); ε — эффективность покрытия; δ — геометрический фактор, равный отношению к 2π телесного угла, в пределах которого осколки деления регистрируются детектором.

Средняя суммарная кинетическая энергия осколков деления ²³⁵U тепловыми нейтронами в настоящее время хорошо известна и составляет 170,3 МэВ [4]. Тогда для определения эффективности покрытия необходимо лишь найти значение произведения числа делений в покрытии на геометрический фактор. Для этого воспользуемся приведенными на рис. 3 данными для калиброванного покрытия. Видно, что

спектр осколков деления имеет ярко выраженный двугорбый характер. Это означает, что калиброванное покрытие является достаточно тонким и при его использовании детектор с точностью до фактора δ регистрирует все акты деления, происходящие в выделяемой входным окном площадке, т.е. для суммы отсчетов в данном случае можно записать

$$\sum n_i^k = \Phi \langle \sigma \rangle N_k \delta,$$

где Φ — поток нейтронов в месте расположения площадки; $\langle \sigma \rangle$ — среднее по спектру замедленных нейтронов сечение деления урана; N_k — число ядер на выделяемой детекторным домиком площадке калиброванного покрытия.

Для исследуемого покрытия с числом ядер на площадке N при условии соблюдения идентичности геометрии измерений получим

$$N_f = \Phi \langle \sigma \rangle N,$$

откуда

$$N_f \delta = \frac{N}{N_k} \sum n_i^k.$$

Тогда эффективность исследуемого покрытия

$$\varepsilon = \frac{1}{E_{\text{tot}}} \frac{N_k}{N} \sum n_i E_i.$$

Результаты обработки измеренных спектров в соответствии с описанной процедурой в сравнении с расчетными данными приведены в таблице. Ошибки, указанные в таблице, включают статистическую точность измерений, погрешность определения числа ядер, неопределенность энергетической калибровки, погрешность экстраполяции спектра осколков деления ниже

Средняя энергия осколков деления
и эффективность урановых покрытий

Покровие	Толщина, мг/см ²	Средняя энергия осколков деления, МэВ	Эффективность покрытия, %
UM-3	10,53	28 ± 3	10 ± 1, 7*
	10,66	23 ± 3	8 ± 1
U ₃ O ₈	2,7	45 ± 4	19 ± 2, 21*
	0,51	75 ± 4	45 ± 3, 45*

*Расчетные значения.

порога регистрации, а также ошибку, связанную с возможной неточностью воспроизведения геометрии эксперимента при замене типа покрытия.

Эффективность двух типов покрытия (UM-3 и U₃O₈) в зависимости от их толщины рассчитывали в геометрии реального лазерно-активного элемента. В расчете предполагали, что при делении образуются два осколка деления начальной энергией 100,3 и 70 МэВ соответственно. Их разлет имеет изотропный характер, траектория разлета прямолинейна, время торможения пренебрежимо мало, а плотность делений в делющемся материале элемента покрытия с площадью, ограниченной входным окном детекторного домика, и объемом V_u не зависит от координат и постоянна во времени. Эффективность покрытия вычисляли по формуле

$$\varepsilon = \frac{\sum_{k=1}^2 \int_0^{\tau_0} \int_{S_d} dS \int_{V_u} dV Q(\tau) E_{0k} (1 - t_k / \lambda_k^f)^n d\tau}{4\pi \int_0^{\tau_0} \int_{V_u} dV Q(\tau) E_{\text{tot}} d\tau},$$

где τ_0 — время измерения; S_d — площадь детектора; $Q(\tau)$ — плотность делений в материале покрытия; E_{0k} — начальная кинетическая энергия k -го осколка деления; t_k — путь, пройденный k -м осколком деления в материале покрытия из точки рождения в направлении детектора; λ_k^f — пробег k -го осколка деления в материале покрытия. Показатель степени n в зависимости энергии осколка деления от пробега полагался равным 1,45 [5]. Используемые в расчете значения величин λ_k^u и λ_k^{u, O_8} составляли 6,07, 4,67, 13,5 и 10,4 мкм для UM-3 и U₃O₈ соответственно [6].

Из сравнения экспериментальных данных с расчетными следует, что заметного количества посторонних примесей ни на стадии изготовления [7], ни на стадии эксплуатации [1] (исследуемые лазерно-активные элементы были в работе) в покрытия не внесено. Наблюдаемое небольшое различие расчетных и экспериментальных данных, немного возрастающее с увеличением толщины покрытия, может быть объяснено тем, что в расчете не учитывали распределение осколков деления по энергии, массе и заряду.

Обращает на себя внимание значительная деформация спектра осколков деления с ростом толщины покрытия. Так, для покрытия из UM-3

толщиной ~ 10 мг/см² спектр осколков деления имеет почти экспоненциальную форму. При такой форме спектра и характерной для осколков деления резко спадающей зависимости удельных потерь энергии от пробега в газовой среде цилиндрического лазерно-активного элемента во время импульса накачки будут возникать значительные радиальные градиенты температуры и, следовательно, должно происходить перераспределение плотности газа от стенок к оси. Очевидно, что этот эффект будет тем больше, чем меньше средняя энергия осколков деления, т.е. чем больше толщина покрытия. В результате при увеличении толщины покрытия следует ожидать уменьшения эффективности энерговклада в газ (доли энергии, поглощенной газом, от выносимой из покрытия). Это можно понять, рассмотрев два предельных случая распределения плотности газа в объеме лазерно-активного элемента: равномерного и распределения, при котором весь газ сжат в приосевую область. Ясно, что во втором случае эффективность энерговклада будет меньше, так как часть осколков деления, вылетающих из покрытия, будет двигаться в вакууме и, не взаимодействуя с газом, всю свою энергию передаст стенке лазерно-активного элемента.

Следует отметить, что эффект перераспределения плотности газа в лазере с накачкой осколками деления известен и обсуждался ранее. Так, в работах [8, 9] отмечалось, что этот эффект может служить одной из причин расхождения между расчетной и экспериментальной эффективностью энерговклада осколков деления в газ. Известно также [10], что в цилиндрическом лазерно-активном элементе он приводит к неоднородностям активной среды типа газовой линзы и оптического клина.

Для выяснения влияния толщины уранового покрытия на характеристики цилиндрического лазерно-активного элемента и ее оптимизации необходимы дальнейшие исследования. С этой точки зрения представляется актуальным экспериментальное исследование радиального распределения энерговклада осколков деления в

лазерную среду в зависимости от толщины покрытия и давления газа.

В заключение авторы считают своим долгом выразить признательность Н.Н. Семеновой за помощь при наладке электронной аппаратуры, Ю.М. Турчину, В.Ф. Митрофанову и Б.Ф. Самылину за предоставление калиброванного слоя урана и спектрометрически тонкого источника осколков спонтанного деления ²⁵²Cf.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дьяченко П.П., Еловский О.А., Прохоров Ю.А. и др. Реакторно-лазерный комплекс «Стенд «Б». — Атомная энергия, 2000, т. 88, вып. 5, с. 337—342.
2. Влох Г.В., Конак А.И., Матвеев В.Ю. и др. Измерение энерговыведения в газовом лазере с ядерной накачкой. — В сб.: Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой. Обнинск, ФЭИ, 1993, т. 2, с. 55—62.
3. Дьяченко П.П., Серегина Е.А. Способ изготовления кремниевое поверхностно-барьерного детектора. Авт. свид. № 591084. — Бюл. изобретений, 1980, № 44, с. 299—302.
4. Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Перельгин В.П. Регистрация и спектрометрия осколков деления. М.: Энергоиздат, 1981.
5. Ковалев В.П. Вторичные электроны. М.: Энергоатомиздат, 1987.
6. Качанов Б.В., Гулевич А.В. Расчет энерговклада осколков деления в цилиндрическом активном элементе с учетом перераспределения плотности газа: Препринт ФЭИ-2350, 1994.
7. Максимов Н.Я., Казанцев Г.Н., Бурдым В.Г. и др. Магнетронное распыление металлического урана на мишень из нержавеющей стали. — В сб.: Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой. Обнинск, ФЭИ, 1993, т. 3, с. 13—20.
8. Torczynski J., Gross R., Hays G. e.a. Fission-fragment energy deposition in argon. — Nucl. Sci. Engng, 1989, v. 101, p. 280—284.
9. Боровков В.В., Влох Г.В., Лажинцев Б.В. и др. Эффективность энерговклада в лазерах с накачкой осколками деления урана. — Квантовая электроника, 1995, т. 22, № 3, с. 219—224.
10. Дьяченко П.П., Дюжов Ю.А., Орлов А.А. и др. Экспериментальное изучение динамики образования оптических неоднородностей в Ar и He—Ar средах при возбуждении осколками деления на реакторе БАРС-6. — В сб.: III Межд. конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Снежинск, ВНИИТФ, 2003, с. 233—237.

Поступила в Редакцию 29.11.06