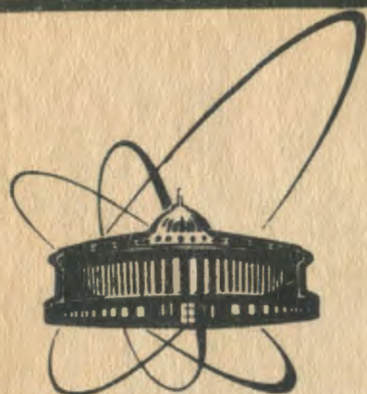


89-335



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Д 816

P3-89-335

А. Дука-Зойоми, Зо Сен Хен, Я. Климан,
В. Полгорски

РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО
ПОТЕРЬ ОСКОЛКОВ И АМПЛИТУДНОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В КАМЕРЕ ДЕЛЕНИЯ

1989

Точное определение характеристик камеры деления имеет важное значение не только в измерении данных ядерной физики, но и при конструировании и изготовлении камеры, выборе ее оптимальных режимов работы.

В данном сообщении приведены результаты вычисления методом Монте-Карло потерь осколков в материале электродов из-за их поглощения и амплитудного распределения в камере деления, которая изготовлена для изучения выхода мгновенных γ -квантов при делении ^{239}Pu резонансными нейтронами.

1. Вычисление тормозной способности и длины пробега в материалах электрода и рабочем газе камеры деления

Взаимодействие между движущимся ионом и атомами вещества является целиком электромагнитным. Его можно разделить на ряд простых процессов: 1) взаимодействие ядра иона с электронными оболочками атомов вещества; 2) взаимодействие электронов иона с ядрами атомов вещества; 3) взаимодействие ядра иона с атомами вещества [1]. Вклад этих процессов в потери энергии в основном определяется скоростью иона.

К настоящему времени хорошо изучена лишь тормозная способность, определяемая взаимодействием между ядрами и электронными оболочками атомов (электронная тормозная способность) [2]. По мере торможения иона в веществе все большую

роль начинает играть взаимодействие между ядрами иона и атомами вещества. Тормозная способность, определяемая этим процессом (ядерная тормозная способность), известна значительно хуже.

В последнее время Ю. Хеннигером и др. разработана программа STOROW-82 для расчета тормозной способности и пробега ионов [3,4]. Авторами в программу включены данные, учитывающие характеристики взаимодействия ионов с атомами вещества, и использованы разные формулы в зависимости от энергии ионов. Для вычисления тормозной способности мы воспользовались этой программой.

В рабочем объеме камеры деления имеется 39 электродов, 19 электродов из которых со слоями окиси плутония PuO_2 , а остальные электроды из чистого алюминия толщиной 0,1мм. Слои из окиси плутония на алюминиевые подложки нанесены с двух сторон. Слои окиси плутония покрыты слоем золота толщиной $30 \div 50 \text{ мкг/см}^2$. Расстояние между электродом с окисью плутония и чистым алюминиевым электродом 2 мм. В качестве рабочего газа используется изобутан при давлении 25 торр.

Вычисление тормозной способности и пробега осколков проводилось в PuO_2 , Au, Al и изобутане в 183 энергетических точках от 10^{-4} до 1,5 МэВ/нуклон на ЭВМ СРС-6500. Для вычислений выбирались осколки деления ^{235}Pu , которые имеют независимые выходы выше 0,1% [5], и определялись их элементные выходы. Кроме того, расчеты проводились и для α -частиц.

На рис. 1 приведены результаты вычисления тормозной способности для α -частицы и ряда элементов, указанных в таблице 1, в PuO_2 , Au и изобутане. Точность вычисления составляет $\pm 5\%$ для энергии больше 0,2 МэВ/нуклон и ухудшается для более низких энергий.

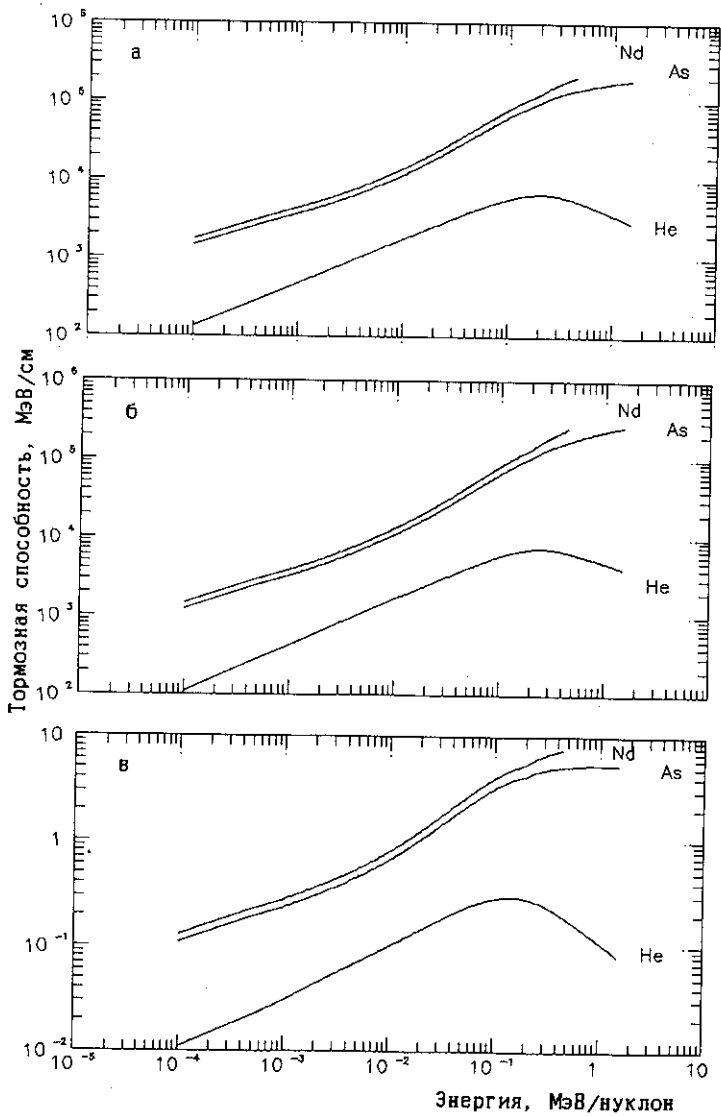


Рис. 1. Зависимость тормозной способности от энергии осколков в Po_2 (а), Au (б) и изобутане (в).

2. Вычисление потерь осколков и амплитудного распределения
в камере деления

Были сделаны следующие основные предположения: 1) мишень является плоским слоем с равномерно распределенной плотностью, 2) подложки мишеней и собирающих алюминиевых электродов настолько толстые, что осколки не проходят через них, 3) осколки, возникающие при делении ^{239}Pu резонансными нейтронами, разлетаются изотропно.

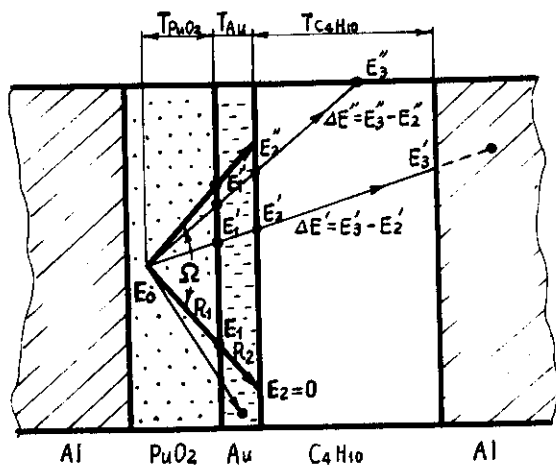


Рис. 2. Принципиальная схема движения осколка в камере.

Действительно, вычисления длины остаточного пробега в Al показывают, что осколки деления не проходят через слои Al толщиной $0,1$ мм. В работе [6] было показано, что влияние неизотропности углового распределения осколков на потери меньше 1% , когда энергия нейтронов, вызывающих деление, изменяется в интервале от 0 до 15 МэВ. Поэтому можно утверждать, что наши предположения имеют

достаточные основания, и следует рассматривать только осколки, движущиеся в направлении от подложки.

На рис. 2 максимальный телесный угол Ω , под которым осколки вылетают, определяется длиной пробега в материале мишени. Если мишень состоит из одного материала, то потери из-за поглощения осколков, не выходящих из мишени, можно выразить как [7]:

$$K_1 = \frac{T}{2R(E_0)}, \quad (1)$$

где T - толщина материала от его поверхности до точки возникновения осколка;

$R(E_0)$ - длина пробега осколка с энергией E_0 в данном материале.

С другой стороны, если тормозная способность известна на всем пути осколка в веществе, то можно вычислить его средний полный пробег [1,2]:

$$\bar{R}(E) = \int_0^{E_0} \left(\frac{dE}{dX} \right)^{-1} dE, \quad (2)$$

где $\left(\frac{dE}{dX} \right)$ - тормозная способность осколка в веществе.

В нашем случае необходимо учитывать также потери в слое Au . Введем следующие обозначения: E_0 - начальная энергия осколка, E_1 - его энергия после прохождения слоя PuO_2 и E_2 - энергия осколка после выхода из слоя золота. Тогда средний пробег осколка в слое PuO_2 запишется как

$$R_1 = \int_{E_1}^{E_0} \left(\frac{dE}{dX} \right)_1^{-1} dE, \quad (3)$$

а в слое Au

$$R_2 = \int_{\epsilon_2}^{\epsilon_1} \left(\frac{dE}{dX} \right)_2^{-1} dE, \quad (4)$$

где $\left(\frac{dE}{dX} \right)_1$, $\left(\frac{dE}{dX} \right)_2$ - тормозная способность осколка в PuO_2 и Au соответственно.

Как видно из рис. 2, с помощью простого геометрического рассмотрения между R_1 и R_2 устанавливается следующее отношение

$$T_{\text{PuO}_2} / T_{\text{Au}} = R_1 / R_2, \quad (5)$$

где T_{PuO_2} - толщина слоя PuO_2 от его поверхности до точки возникновения осколка по оси камеры,

T_{Au} - толщина слоя Au.

Из выражений (3), (4), (5) можно получить

$$\int_{\epsilon_1}^{\epsilon_0} \left(\frac{dE}{dX} \right)_1^{-1} dE = \frac{T_{\text{PuO}_2}}{T_{\text{Au}}} \int_{\epsilon_2}^{\epsilon_1} \left(\frac{dE}{dX} \right)_2^{-1} dE. \quad (6)$$

Если определить энергию E_1 осколка в граничной точке между слоями PuO_2 и Au методом численного интегрирования, то можно вычислять пробеги осколков R_1 и R_2 с заданной начальной энергией E_0 и, следовательно, определить максимальный телесный угол вылета (при $E_2 = 0$). При вычислении пробега осколков с энергией, значение которой отсутствовало в исходных данных, применялся метод интерполяции Лагранжа.

Для суммарной кинетической энергии осколков в расчетах использовались данные из работ [8,9], где приведены зависимости ее от массовых чисел при делении ^{239}Pu тепловыми нейтронами. Суммарная кинетическая энергия распределяется между осколками обратно пропорционально их массовым числам, поэтому из зависимости

суммарной кинетической энергии от массового числа осколка можно получить также зависимость кинетической энергии одного осколка от его массового числа. В таблице 1 представлены усредненные характеристики для осколков, имеющих наибольший выход.

Для получения амплитудного распределения вычислялась энергия осколка, которая поглощается в рабочем газе, т.к. амплитуда импульсов от осколков пропорциональна поглощенной в чувствительном слое камеры энергии. Из полученного амплитудного распределения можно было оценить эффективность регистрации осколков в камере [10].

$$\epsilon(E_{1n}) = (1 - k_1) \cdot k_2, \quad (7)$$

где k_1 - поправочный коэффициент на потери из-за поглощения,

k_2 - отношение числа осколков над порогом дискриминации к общему числу осколков, оставивших след в рабочем газе камеры.

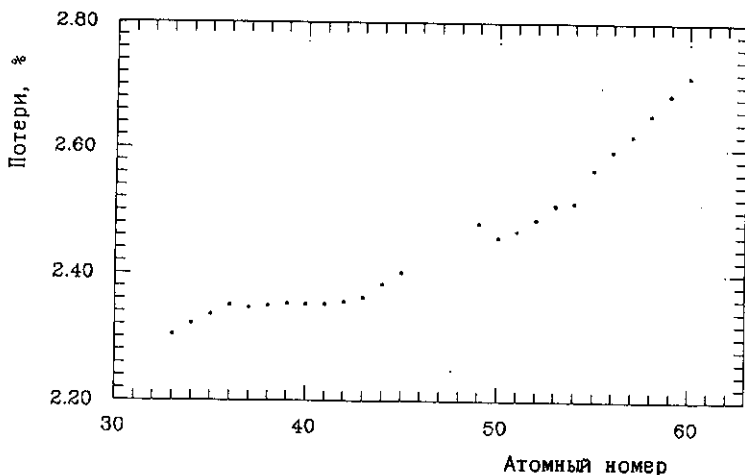


Рис. 3. Зависимость потерь поглощения от атомного номера.

Таблица 1. Усредненные характеристики осколков

ядро	атомный номер	элементный выход, %	усреднен. масса	суммарная энергия, МэВ	энергия на нуклон, МэВ/нук.
As	33	0,14	83,0	104,34	1,257
Se	34	1,36	85,1	103,94	1,221
Br	35	2,20	87,5	103,47	1,183
Kr	36	4,38	89,5	103,24	1,183
Rb	37	6,50	92,3	103,47	1,154
Sr	38	12,30	94,4	103,82	1,100
Y	39	10,80	96,8	103,82	1,073
Zr	40	17,70	99,4	103,76	1,044
Nb	41	13,50	101,9	103,65	1,017
Mo	42	15,60	104,1	103,53	0,995
Tc	43	6,10	106,2	103,09	0,971
Ru	44	4,50	108,1	101,87	0,942
Rh	45	0,60	109,7	100,27	0,914
In	49	0,10	126,0	84,55	0,671
Sn	50	3,66	129,7	84,61	0,652
Sb	51	7,47	131,5	83,75	0,637
Te	52	16,36	133,3	82,18	0,617
I	53	14,49	135,5	79,80	0,589
Xe	54	16,98	137,5	79,16	0,576
Cs	55	11,37	140,1	73,96	0,528
Ba	56	12,34	142,4	71,17	0,500
La	57	6,20	145,0	68,48	0,472
Ce	58	5,06	147,0	65,64	0,447
Pr	59	2,10	149,3	62,77	0,420
Nd	60	1,40	151,6	60,27	0,396

3. Обсуждение результатов

Программа Монте-Карло для вычисления поглощения осколков и амплитудного распределения в камере деления написана в языке FORTRAN-77 на ЭВМ PDP-11/70 с использованием имеющейся библиотеки.

Электроды в камере деления разделены на 4 группы по их толщине: $0,103\text{мг}/\text{см}^2$ - 1, $0,938\text{мг}/\text{см}^2$ - 9, $0,982\text{мг}/\text{см}^2$ - 7, $1,098\text{мг}/\text{см}^2$ - 2. Для каждой группы вычислялись потери для 25 элементов, которые представлены в таблице 1, а затем проводилось усреднение по всем мишеням. Общие потери и амплитудное распределение оценивались усреднением полученных результатов для 25 элементов.

Таблица 2. Усредненные потери осколков из-за поглощения

группа	интервал атомного номера	усреднен. потери, %
легкая	33 + 45	2,35
тяжелая	49 + 60	2,54
для всех элементов		2,45

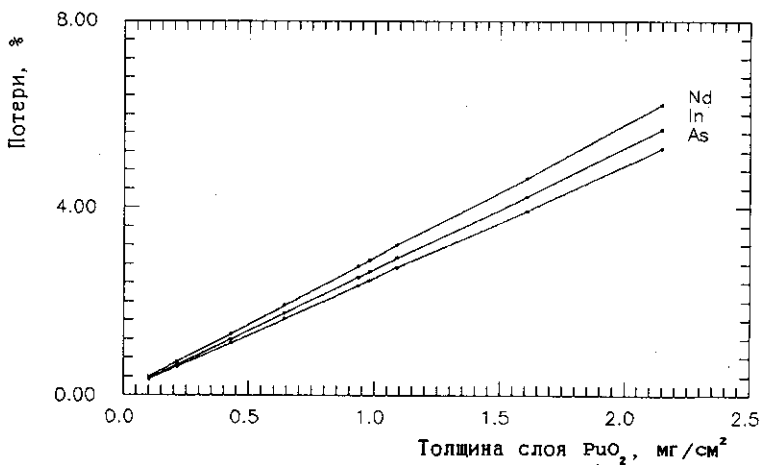


Рис. 4 Зависимость потерь осколков от толщины слоя PuO_2 .

На рис. 3 показана зависимость потерь осколков от их атомного номера. Как видно, в случае нашей камеры деления потери небольшие

и для самого тяжелого элемента Nd составляют ~2,7 %. Для элементов легкой группы массового распределения потери почти не меняются с атомным номером, но для элементов тяжелой группы эта зависимость значительна. Такая зависимость обусловлена распределением кинетической энергии по массе одного осколка при делении ^{239}Pu нейтронами. В таблице 2 представлены усредненные потери для легкой и тяжелой группы и для всех элементов.

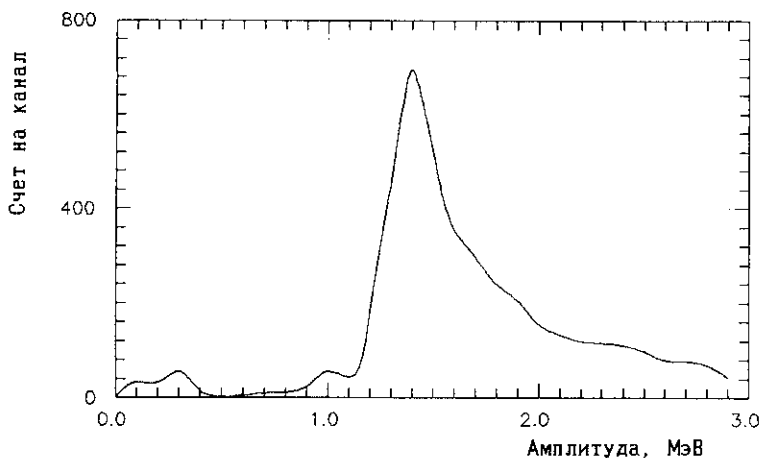


Рис. 5. Амплитудное распределение в камере деления.

На рис. 4 можно видеть, что потери из-за поглощения осколков изменяются линейно с толщиной слоя PuO_2 , что совпадает с результатом работы [10].

Полученное амплитудное распределение представлено на рис. 5, из которого видно, что максимум амплитудного распределения находится в низкоэнергетической области. Это объясняется тем, что наша камера деления работала при низком давлении рабочего газа, поэтому

энергия, поглощенная рабочим газом, очень мала. При выборе порога амплитудной дискриминации приходится учитывать этот факт. На рис. 6 показана зависимость эффективности регистрации от порога амплитудной дискриминации.

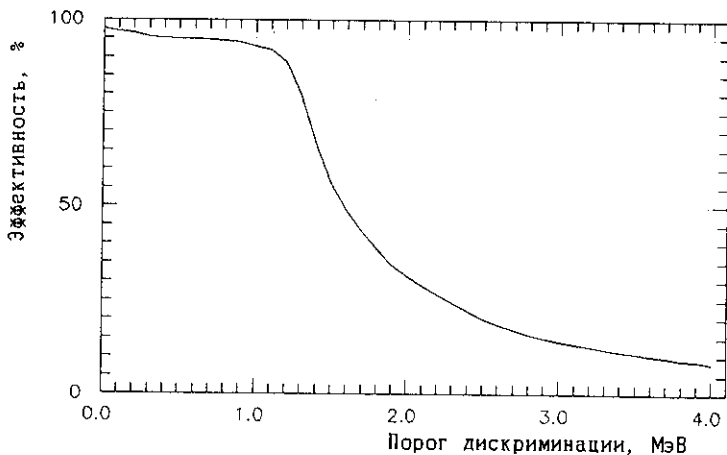


Рис. 6. Зависимость эффективности регистрации от порога дискриминации.

В заключение авторы выражают благодарность Л. Б. Пикельнеру и А. Б. Попову за ценные дискуссии и советы, В. Чалоуновой за подготовку данных.

Литература

1. Гангрский Ю. П. и др. Регистрация и спектроскопия осколков деления, М., Энергоиздат, 1981.
2. Northcliffe L.C. et al. Nucl. Data Tables, A7(1970), P.233.
3. Хеннигер Ю., Хорлбек Б. ОИЯИ, 10-83-366, Дубна, 1983.
4. Крылов А. Р., Хеннигер Ю. ОИЯИ, Б1-11-86-386, Дубна, 1986.
5. Rider В. F. Compilation of Fission Product Yields, NEDO-12154-3(B), Vallecitos nuclear center, 1980.

6. Gary W. Carlson, Nucl. Instr. Methods, 119(1974), 97.
7. Pausch G. et al. Report 05-08-87, TU Dresden (1987),
INDC(GDR)-048/G.
8. Neiler J.N. et al. Phys. Rev., T.149, P.894, 1966.
9. Schmitt H.W. Phys. and Chem. Fission Proc. 2nd IAEA, Sympos.
Vienna, 1969, Vienna, 1969, P.67.
10. Lemke H.D., Ziegler B. Nucl. Instr. Methods, 169(1980) 89.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 мая 1989 года.