

Энергетическое и числовое токовое и потоковое альbedo  $\gamma$ -излучения

Аль- bedo	$\theta_0$ , град	Энергия $E_0$ , Мэв																
		0,1		0,25		0,5		1		2		4	6	10	15	20	25	30
		об- щее	флю- ор.	об- щее	флю- ор.	об- щее	флю- ор.	об- щее	флю- ор.	об- щее	флю- ор.	о б щ е е						
$a_N$	0	2697	2648	855	810	296	197	195	72	304	29	715	933	1278	1678	1953	2089	2186
	30	2812	2763	1104	1020	555	252	234	74	453	35	727	1014	1516	1775	2087	2264	2330
	60	3139	3070	1345	1226	660	342	675	122	943	74	1365	1929	2452	2997	3271	3404	3501
	85	3595	3520	2899	1894	2466	1078	2829	491	3392	224	4762	5100	5836	6554	7044	7048	7309
$a_E$	0	2355	2317	309	283	73	34	37	6	59	1	84	73	62	55	48	41	36
	30	2458	3419	409	357	124	42	52	7	94	2	85	82	74	58	51	45	38
	60	2740	2683	511	430	232	60	237	11	237	3	181	177	129	101	82	68	58
	85	3141	3076	1197	661	1104	189	1335	43	1226	10	990	722	516	338	267	223	197
$A_N$	0	6986	6890	1836	1755	602	381	421	132	634	56	1417	1913	2725	3423	3825	4062	4271
	30	5759	5667	1889	1704	1663	380	446	110	775	52	1500	1939	2633	3115	3617	3999	4128
	60	4430	4355	1487	1353	777	370	887	117	1127	67	1553	2332	2745	3359	3453	3625	3848
	85	2051	2009	662	416	531	199	781	90	892	37	1268	1585	1764	1766	1899	1884	1961
$A_E$	0	6103	6028	659	614	159	67	93	12	124	3	168	151	134	112	94	80	71
	30	5034	4901	719	597	250	68	117	10	165	2	200	158	129	102	89	79	68
	60	3874	3814	574	475	314	65	380	10	330	3	295	284	178	132	88	73	64
	85	1793	1757	275	145	284	34	463	8	410	2	417	462	381	227	197	171	157

расчетов энергетического и числового токового  $a_N, a_E$  и потокового  $A_N, A_E$  альbedo  $\gamma$ -излучения представлены в таблице.

(№ 352/5291. Поступила в Редакцию 12/III 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 1 рис., 3 табл., 2 библиографических ссылки.)

Прохождение протонов с энергией 5 кэв—50 Мэв через вещество

Ю. В. ГОТТ

УДК 621.039.538.7

При решении многих задач катодной электроники, физики горячей плазмы, атомной и ядерной физики необходимо знать потери энергии, рассеяние и пробоги частиц в веществе. Теоретическое исследование указанных вопросов в случае, когда неприменимо борновское приближение, встречает существенные трудности. Известны многочисленные попытки найти эмпирическим путем формулы, описывающие торможение частиц в веществе.

Анализ имеющихся экспериментальных данных показывает, что для протонов с энергией 5 кэв—50 Мэв потери энергии могут быть представлены (с точностью 10—15%) в виде

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{ay + by^2}{0,01y^{2,55} + c}, \quad (1)$$

где  $y = 10^{-8}$  см/сек;  $a, b, c$  — коэффициенты, не зависящие от скорости.

В таблице приведены найденные значения коэффициентов  $a, b$  и  $c$  для твердых тел и газов (для твердых тел  $-\frac{dE}{dx}$  выражено в эв/Å, для газов — в эв·см<sup>2</sup>/атом × 10<sup>-15</sup>).

Для твердых тел коэффициент  $a$  находится в некоторой периодической зависимости от  $Z$  с периодом, равным приблизительно 18, а коэффициенты  $b$  и  $c$  — с периодом около 9.

Проведенные вычисления показывают, что угловое распределение частиц, прошедших слой вещества  $d$ , определяется формулой

$$f(\theta, d) = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{p^2 + 2p + \theta^2}{(p^2 + \theta^2)^{3/2}}, \quad (2)$$

где  $1/4\pi$  — нормировочный множитель;

$$p = \frac{2,05e^2 a Z_1 Z_2 (M_1 + M_2)}{M_2 E} \quad Nd = \beta d; \quad (3)$$

$a = \frac{\hbar^2}{me^2} 0,8853 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$ ;  $Z_1, Z_2, M_1, M_2$  — заряды и массы налетающей частицы и атомов мишени;  $N$  — число атомов мишени в единице объема;  $E$  — энергия частицы. Формула (2) справедлива для протонов с  $E \lesssim 150$  кэв и при  $\theta \lesssim 30^\circ$ .

Пробег протонов  $R$  в веществе без учета многократного рассеяния определяется из выражения (1); для

Значение коэффициентов  $a$ ,  $b$ ,  $c$

Элемент	Z	a	b	c	Элемент	Z	a	b	c	Элемент	Z	a	b	c
H	1	0,39	0,000	0,23	Al	13	2,40	0,018	0,36	Kr	36	6,70	0,150	0,44
He	2	1,20	0,000	0,45	Si	14	1,95	0,035	0,70	Ag	47	6,00	0,040	0,86
Li	3	0,80	0,000	0,48	Ar	18	6,43	0,026	0,42	Sn	50	3,93	0,038	0,71
Be	4	2,42	0,001	0,37	Ti	22	3,40	0,027	0,31	Sb	51	2,38	0,400	0,42
C	6	2,92	0,018	0,40	Fe	26	6,80	0,010	1,00	Xe	54	11,40	0,126	0,64
N	7	1,40	0,009	0,36	Ni	28	6,80	0,010	0,77	Au	79	6,70	0,120	1,00
O	8	1,75	0,000	0,54	Cu	29	6,15	0,057	0,84	Pb	82	5,48	0,028	1,26
Ne	10	3,70	0,200	0,80	Ge	32	2,92	0,036	0,40	Bi	83	3,40	0,046	0,53

твердых веществ

$$R = 1,05 \cdot 10^4 \left[ \frac{c}{b} \ln \left| 1 + \frac{b}{a} y \right| + \frac{0,01y^{3,55}}{3,55a + 2,55by} \right] \text{ \AA. } (4)$$

С учетом многократного рассеяния средний пробег протона в веществе равен

$$\bar{x} = \frac{1}{\beta} (1 - e^{-\beta R}), (5)$$

а среднеквадратичная флуктуация пробега

$$\sigma^2 = \frac{1}{3\beta^2} [4e^{-\beta R} - e^{-2\beta R} - 3 + 2\beta R]. (6)$$

Значения, полученные по формулам (2), (4), (5), хорошо согласуются с экспериментальными данными.

(№ 353/5399. Статья поступила в Редакцию 19/V 1969 г., аннотация—9/VII 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 6 рис., 1 табл., 20 библиографических ссылок.)

## Определение полного числа актов деления в протяженных мишенях

М. Я. КОНДРАТЬКО, О. П. НИКОТИН, К. А. ПЕТРЖАК

УДК 539.173.84

Если интенсивность деления в различных частях облучаемого образца неодинакова, то определение полного числа актов деления требует сведений о пространственном распределении событий внутри мишени. Подобные измерения могут быть выполнены с помощью «твердых трековых детекторов» [1], удобных компактностью и практической нечувствительностью для сопутствующего излучения. В предлагаемой работе описано определение полного числа актов фотоделения урана при облучении слоистых и сплошных мишеней внутри ускорительной камеры бетатрона, т. е. в условиях резкой неравномерности потока тормозного излучения, пронизывающего мишень.

По глубине основной мишени равномерно размещали ряд слюдяных детекторов в контакте с тонкими контрольными препаратами делящегося вещества. Подсчет проявленных следов осколков деления выявил полную трехмерную картину распределения актов деления в мишени. Подобие распределений по площади контрольных образцов и измеренная зависимость интенсивности процесса от глубины залегания образца позволяли приводить число событий к любому элементарному слою основной мишени и в результате интегрирования получать полное число актов деления в мишени. Метод не связан с разрушением основной мишени и применялся для абсолютного нормирования выходов осколков и запаздывающих нейтронов фотоделения [2, 3]. Аналогичные приемы могут оказаться полезными при сравнении сечений деления различных изотопов и для нормирования потока частиц, вызывающих деление.

Для различных видов слюдяных и стеклянных детекторов была измерена эффективность регистрации осколков деления при соприкосновении поверхностей детектора и плоского образца делящегося вещества, т. е. в пределах телесного угла регистрации, равного 2л. Наибольшее среднее значение эффективности (близкое к 100%) показали образцы природного мусковита после травления в 20%-ной фтористоводородной кислоте в течение 6—20 ч при комнатной температуре. При этом более стабильные результаты были получены для образцов, предварительно (до облучения осколками) протравленных во фтористоводородной кислоте той же концентрации. Сравнительно высокие значения эффективности (равные соответственно 97 и 93%) получены для образцов синтетического фтор-флогопита и фосфатного стекла.

(№ 354/5400. Статья поступила в Редакцию 22/V 1969 г., аннотация — 23/VI 1969 г. Полный текст 0,45 а. л., 5 рис., 1 табл., 4 библиографических ссылки.)

### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Fleischer, P. Price, R. Walker. Ann. Rev. Nucl. Sci., 15, 1 (1965).
2. О. П. Никотин, К. А. Петржак, «Атомная энергия», 20, 268 (1966).
3. М. Я. Кондратько, К. А. Петржак. Там же, 23, 559 (1967).