

## К матричной обработке данных, полученных с помощью однокристального сцинтилляционного спектрометра быстрых нейтронов

Г. Г. Дорошенко, В. Г. Золотухин, Б. А. Ефименко

В настоящей работе рассчитаны матрицы для обработки результатов измерений спектров быстрых нейтронов. Как было показано [1, 2], матричный метод счетных эффективностей позволяет корректно учитывать энергетическое разрешение спектрометра непосредственно в элементах прямой матрицы. Счетные эффективности регистрации для кристалла стильбена (высота 30 мм, диаметр 30 мм) в диапазоне энергий 1—18 Мэв, полученных с учетом энергетического разрешения, были рассчитаны на основе форм линий  $K_0(E_p, E)$ , найденных методом Монте-Карло для 55 значений начальных энергий нейтронов [3, 4].

Формы линий  $K(E_p, E)$  с учетом энергетического разрешения определялись из выражения

$$K(E_p, E) = \frac{dV}{dE_p} \int_0^E \frac{K_0(E'_p, E)}{\sqrt{2\pi\sigma^2(E'_p)}} e^{-\frac{[V(E_p) - V(E'_p)]^2}{2\sigma^2(E'_p)}} dE'_p, \quad (1)$$

где  $V(E_p)$  — средняя амплитуда импульса от протона с энергией  $E_p$ ;  $\sigma(E'_p)$  — стандартное отклонение распределения импульсов от моноэнергетических протонов.

Энергетическая зависимость стандартного отклонения, согласно работе [5], имеет вид

$$\sigma(E_p) = \sigma'_0 \sqrt{E_p}. \quad (2)$$

Принимая энергетическую зависимость световыходов в виде  $S = kE^{3/2}$ , получаем связь между  $\sigma'_0$  и  $\sigma_0$

$$\sigma_0 = \frac{3}{2} \sigma'_0.$$

Расчеты были проведены для трех значений параметра разрешения: 0,07; 0,13 и 0,19. Энергетическая зависимость счетной эффективности регистрации с достаточно мелким шагом определялась соответствующей интерполяцией интегралов от размытых форм линий (1). На рис. 1 приведена рассчитанная энергетическая зависимость счетной эффективности регистрации с учетом энергетического разрешения для кристалла стильбена с высотой и диаметром 30 мм.

Для учета энергетического разрешения при получении матрицы система линейных алгебраических уравнений в методе счетных эффективностей записывалась в виде

$$N(B_i) = \int_0^{E_{\max}} f(E') \varepsilon(E', B_i) dE' \approx \approx f(E_i) \left[ \int_0^{B_i} \varepsilon(E', B_i) dE' + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \varepsilon(E_i, B_i) \Delta E \right] + f(E_{i+1}) \varepsilon(E_{i+1}, B_i) \Delta E + \dots + \\ + f(E_n) \varepsilon(E_n, B_i) \Delta E \quad (1 < i < n), \quad (3)$$

где  $B_i$  — энергетический порог счетчика. Все узлы квадратурной формулы трапеции (кроме первого) совпадали с расположением энергетических порогов. Для улучшения обусловленности системы уравнений [2] первый узел помещался в точку, где эффективность практически была равна нулю. При этом число столбцов матрицы становилось равным  $n - 1$ . Для получения квадратной матрицы последнее уравнение системы (3) вместе с соответствующей правой частью отбрасывалась. За счет этих операций маленькие диагональные элементы квадратной матрицы  $n$ -го порядка становятся поддиагональными элементами в квадратной матрице  $n - 1$ -го порядка, что в основном и обеспечивает лучшую обусловленность системы уравнений.

В табл. 1\* приведена прямая матрица 32-го порядка для  $\Delta E = 0,5$  Мэв и  $\sigma_0 = 0$ . Матрица для любого, отличного от нуля значения  $\sigma_0$  получается при замещении диагональных элементов и добавлении поддиагональных. В той же таблице приведены диагональные и поддиагональные элементы для вышеуказанных

\* Во всех таблицах приведены данные для кристалла стильбена с высотой и диаметром 30 мм.

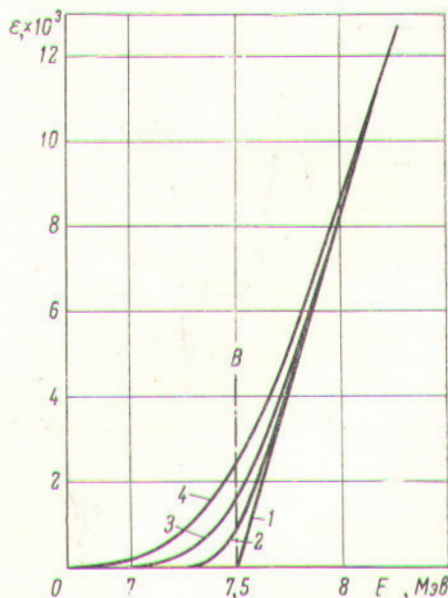


Рис. 1. Счетная эффективность регистрации для детектора с кристаллом стильбена с учетом разрешения для порога  $B = 7,5$  Мэв. Параметр разрешения  $\sigma_0$ : 1 — 0; 2 — 0,07; 3 — 0,13; 4 — 0,19.



$B_i$	$E_R$															
	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0	8,5	9,0
1,0	142 048	181 900	190 142	188 581	183 438	177 548	171 120	164 230	156 904	151 502	146 301	139 738	134 601	129 934	124 341	119 519
1,5		90 206	130 262	145 471	149 445	149 603	149 117	144 893	140 515	135 277	132 164	128 198	123 812	120 105	115 882	111 719
2,0			61 146	97 612	113 150	121 447	125 770	125 094	124 154	121 126	118 149	116 619	113 023	110 317	107 461	104 159
2,5				44 772	73 552	90 971	101 408	105 428	107 646	106 919	105 760	105 035	102 380	100 565	98 891	96 683
3,0	151 336				33 663	58 933	75 614	84 670	90 423	92 617	93 388	94 030	91 815	90 923	90 484	89 061
3,5	3 008	90 900				27 552	48 285	63 192	72 589	77 915	80 609	82 949	84 987	81 074	82 669	81 454
4,0		2 281	61 266				23 145	40 564	53 834	62 344	67 651	71 777	72 133	72 434	73 883	74 210
4,5			1 898	44 181				19 584	34 279	45 690	54 291	59 962	62 115	63 665	66 019	66 888
5,0	155 556		1 525	33 564					16 867	29 552	39 810	48 039	51 895	54 514	58 245	59 606
5,5	6 035	90 200		1 294	27 643					14 372	25 707	35 620	40 858	45 279	50 052	52 515
6,0		4 727	61 142		1 169	23 129					12 594	23 149	29 805	36 974	41 681	45 242
6,5			3 944	44 078		1 086	19 570					11 386	19 449	26 315	32 755	37 537
7,0	154 912		3 199	33 447			982	16 837					9 740	17 160	23 980	29 563
7,5	9 478	87 621		2 754	27 505			903	14 442					8 625	15 753	21 848
8,0		7 484	60 812		2 504	23 006			823						15 753	14 420
8,5			6 332	43 991		2 300	19 486								7 753	
9,0				5 194	33 423		2 124	16 777								
9,5					4 564	27 510		1 947	14 403							
10,0						4 118	23 012		1 786							
10,5							3 784	19 520								
11,0								3 504	16 841							
11,5									3 206	14 500						
12,0										2 974	12 667					
12,5											2 720	11 430				
13,0												2 618	9 538			
13,5													2 314	8 578		
14,0														2 148	7 956	
14,5															2 096	
15,0																
15,5																
16,0																
16,5																
17,0																
17,5																

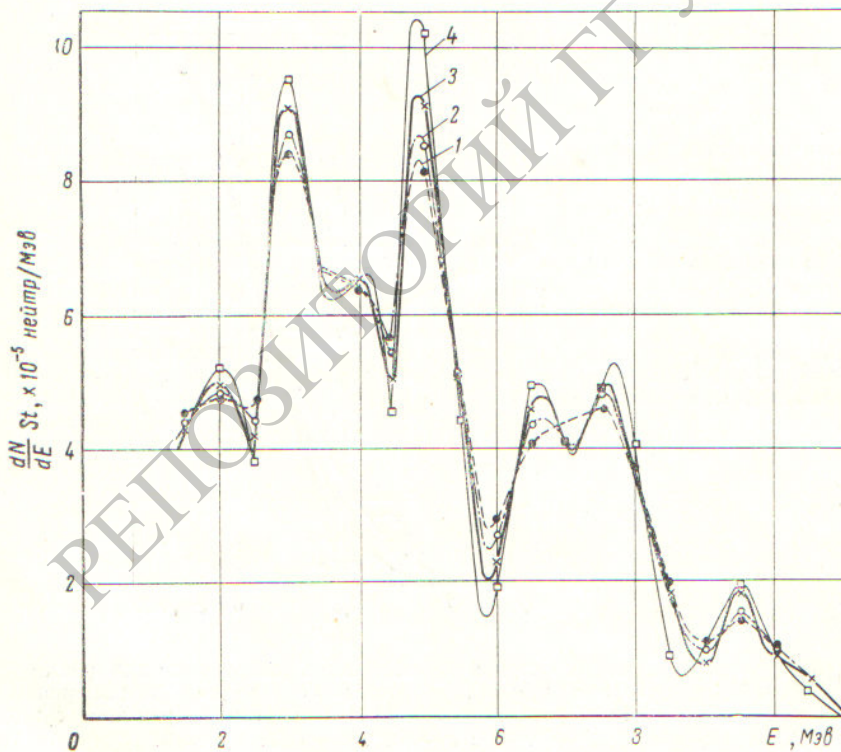


Рис. 2. Спектр нейтронов Po — Be-источника, обработанный матричным методом с учетом энергетического разрешения (S — площадь сцинтиллятора; t — время измерения).

Параметр разрешения  $\sigma_0$ :

1 — 0; 2 — 0,07; 3 — 0,13; 4 — 0,19.



стей для кристалла стльбена

$E_k$																	
9,5	10,0	10,5	11,0	11,5	12,0	12,5	13,0	13,5	14,0	14,5	15,0	15,5	16,0	16,5	17,0	17,5	18,0
110 660	106 670	102 823	99 168	95 734	92 779	89 070	86 482	83 895	81 161	78 427	76 089	73 752	71 798	69 842	67 899	65 956	
104 453	100 490	97 637	94 148	91 285	88 598	85 255	82 882	80 510	78 016	75 523	73 254	70 984	69 218	67 454	65 640	63 825	
98 214	95 206	92 330	89 376	86 819	84 440	81 392	78 718	76 118	74 822	72 527	70 451	68 375	66 715	65 058	63 335	61 654	
92 185	89 529	86 935	84 539	82 405	80 332	77 625	75 716	73 807	71 698	69 590	67 679	65 769	64 217	62 668	61 091	59 516	
85 808	83 797	81 934	79 765	77 064	76 205	73 812	72 136	70 461	68 558	66 656	64 965	63 274	61 794	60 314	58 855	57 417	
79 651	78 196	76 797	75 039	73 563	72 035	69 968	68 543	67 119	65 426	63 733	62 200	60 667	59 362	58 058	56 685	55 312	
73 546	72 478	71 524	70 264	69 145	68 031	66 207	65 059	63 911	62 396	60 882	59 521	58 160	56 964	55 780	54 555	53 331	
67 275	66 773	66 257	65 571	64 789	64 031	62 490	61 579	60 670	59 383	58 098	56 856	55 615	54 545	53 475	52 390	51 304	
61 164	61 133	61 009	60 766	60 455	59 984	58 654	58 067	57 481	56 391	55 302	54 181	53 061	52 167	51 273	50 304	49 335	
54 943	55 412	55 825	55 910	56 097	55 939	54 921	54 617	54 313	53 389	52 467	51 524	50 583	49 833	49 085	48 220	47 355	
48 947	49 740	50 637	51 334	51 695	51 866	51 241	51 208	51 175	50 450	49 725	48 916	48 108	47 481	46 855	46 177	45 379	
42 825	44 101	45 421	46 524	47 415	47 827	47 450	47 688	47 926	47 413	46 901	46 273	45 646	45 146	44 647	44 056	43 465	
36 823	38 545	40 460	41 861	43 015	43 810	43 788	44 293	44 798	44 430	44 063	43 666	43 269	42 880	42 491	42 019	41 548	
30 434	33 103	35 614	37 281	38 678	39 797	40 222	40 901	41 581	41 427	41 274	41 041	40 807	40 604	40 401	40 019	39 637	
24 128	27 322	30 305	32 576	34 405	35 778	36 562	37 466	38 370	38 423	38 477	38 441	38 406	38 337	38 269	37 974	37 697	
17 817	21 513	25 215	27 784	30 088	31 729	32 740	33 961	35 182	35 477	35 773	36 088	36 004	36 055	36 107	35 946	35 786	
11 715	15 954	19 804	23 072	25 594	27 690	29 148	30 572	31 996	32 496	32 997	33 269	33 542	33 752	33 963	33 948	33 933	
5 718	10 519	14 644	18 306	21 242	23 551	25 507	27 133	28 760	29 505	30 251	30 887	31 124	31 523	31 922	32 004	32 087	
$\sigma_0=0,07$	5 230	9 722	13 518	16 895	19 322	21 696	23 600	25 504	26 501	27 499	28 083	28 688	29 278	29 868	30 055	30 242	
6 294		4 820	8 894	12 625	15 297	17 908	20 065	22 222	23 453	24 685	25 515	26 346	27 008	27 670	27 982	28 294	
475	5 821		4 420	8 314	11 403	14 284	16 586	18 889	20 407	21 926	22 925	23 925	24 703	25 482	25 953	26 424	
$\sigma_0=0,13$	449	5 200		4 117	7 476	10 628	13 100	15 573	17 315	19 068	20 309	21 560	22 461	23 363	23 948	24 630	
6 315		426	4 556		3 780	7 026	9 747	12 468	14 376	16 285	17 703	19 123	20 146	21 171	21 860	22 550	
1 075	5 830		386	4 329		3 482	6 398	9 313	11 409	13 505	15 103	16 701	17 889	19 079	19 859	20 639	
$\sigma_0=0,19$	1 030	5 242		373	4 010	3 757	6 398	8 131	11 409	13 505	15 103	16 701	17 889	19 079	19 859	20 639	
6 479		968	4 565		354	3 444	3 473	6 169	8 658	10 748	12 475	14 203	15 574	16 945	17 804	18 663	
1 850	5 981		879	4 361		3 473	3 249	6 169	8 658	10 748	12 475	14 203	15 574	16 945	17 804	18 663	
	1 764	5 382		849	4 051	3 795	3 309	6 169	8 658	10 748	12 475	14 203	15 574	16 945	17 804	18 663	
		1 657	4 697		814	788	3 507	6 169	8 658	10 748	12 475	14 203	15 574	16 945	17 804	18 663	
			1 538	4 521		747	3 289	6 169	8 658	10 748	12 475	14 203	15 574	16 945	17 804	18 663	
			1 475	4 213		716	3 072	6 169	8 658	10 748	12 475	14 203	15 574	16 945	17 804	18 663	
				1 420	3 950		687	2 891	664	2 709	2 524	2 340	2 217	2 096	1 940	1 832	
					1 365	3 066		664	640	640	611	579	558	539	520	520	
						1 302	3 439		3 224	3 033	2 844	2 657	2 470	2 224	2 104	1 983	
						1 250	3 224		1 208	1 164	1 129	1 084	1 042	1 016	978	951	

Замечание. Числа увеличены в 100 раз. Для получения спектра в единицах  $\text{нейтр}/\text{Мэв}\cdot\text{см}^2\cdot\text{сек}$  необходимо результаты обработки разделить на  $3,53 \cdot t$ , где  $t$  — время измерения, сек.

значений констант  $\sigma_0$ ; промежуточные значения  $\sigma_0$  могут быть получены интерполяцией.

В табл. 2 приведена обратная транспонированная матрица вторых разностей [1] 32-го порядка для  $\Delta E = 0,5 \text{ Мэв}$  и  $\sigma_0 = 0$ , в табл. 3 и 4 — обратные транспонированные матрицы вторых разностей 19-го порядка для  $\sigma_0$  равного 0,07 и 0,13 соответственно. Система уравнений для  $\sigma_0 = 0,19$  оказывается плохо обусловленной даже в случае матрицы 19-го порядка. В этом случае необходимо применить метод регуляризации [6, 7], при котором каждый аппаратный спектр обрабатывается на вычислительной машине.

На рис. 2 приведены результаты обработки спектра быстрых нейтронов  $\text{Po} - \text{Be}$ -источника с помощью матриц, соответствующих вышеуказанным значениям константы  $\sigma_0$ , причем в случае  $\sigma_0 = 0,19$  был использован метод регуляризации. Из рис. 2 видно, что учет разрешения детектора позволяет выявить тонкую струк-

туру спектра нейтронов  $\text{Po} - \text{Be}$ -источника. Разрешение детектора в данном случае характеризовалось константой  $\sigma_0 = 0,13$ . Сравнение полученного нами спектра и спектра, полученного в работе [8], показывает их хорошее согласие и сходство тонкой структуры (рис.3). На том же рисунке приведены результаты расчета части энергетического спектра нейтронов, соответствующих образованию ядра  $\text{C}^{12}$  в основном состоянии [9]. Видно, что пики при энергиях нейтронов 6,6; 7,6 и 9,5 Мэв хорошо согласуются как с экспериментальными данными, полученными с помощью фотонистонков, так и с теоретическим спектром, рассчитанным с учетом аннизотропии углового распределения нейтронов, образующихся в реакции  $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ .

Полученные результаты свидетельствуют о больших возможностях матричной обработки спектров при довольно плохих формах линии детектора, а также о возможности строгого учета энергетического раз-



Обратная транспонированная матрица вторых

$E_i$	$E_k$															
	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5	5,5	6	6,5	7	7,5	8	8,5	9
1	14,080															
1,5	-0,232	22,171														
2	2,157	-2,889	32,709													
2,5	1,079	2,987	-5,894	44,671												
3	0,759	1,598	1,373	-8,262	59,412											
3,5	0,079	1,410	1,804	0,083	-8,257	72,590										
4	0,934	0,718	1,347	3,737	-4,907	-6,257	86,412									
4,5	0,465	-0,278	1,440	0,884	4,533	-5,662	-6,160	102,124								
5	0,017	0,251	1,113	0,673	3,326	4,421	-10,780	-3,300	118,575							
5,5	-2,002	0,332	0,064	0,519	2,657	5,824	-2,086	-6,622	-6,666	139,159						
6	0,089	-2,655	-0,171	1,561	-0,363	1,343	8,810	-2,533	-9,046	-5,735	158,806					
6,5	0,107	0,332	-1,508	0,230	0,021	3,407	0,340	4,929	1,256	-8,463	-5,258	175,654				
7	0,100	-0,357	0,371	-3,388	0,138	0,130	0,823	9,219	1,277	-9,604	-10,566	0,659	205,399			
7,5	-0,221	-0,014	-0,519	2,311	-8,516	0,735	3,094	0,514	1,182	6,555	-9,012	-12,621	2,143	231,884		
8	-0,273	0,411	-0,483	0,071	-0,417	-3,024	-2,051	4,384	2,258	10,744	-2,125	-12,630	-6,080	-7,388	257,965	
8,5	-0,603	-0,486	0,686	0,505	-2,938	1,523	-0,365	-4,126	2,096	8,462	6,855	5,820	-8,095	-1,329	-12,233	283,970
9	-0,043	-0,274	-0,142	0,768	-1,384	2,522	-1,775	-2,881	-1,180	2,704	3,246	12,555	-11,510	-5,296	-15,401	-3,889
9,5	0,137	-1,016	2,113	-1,759	-0,491	2,289	-2,161	2,258	-4,619	2,079	-3,749	11,803	-2,046	0,756	-8,453	-5,023
10	-2,381	1,598	0,556	-1,600	1,535	-0,340	-0,952	2,131	-0,936	-2,003	-3,268	3,631	14,148	1,765	-11,516	-6,568
10,5	0,271	0,914	-2,802	0,461	2,252	-0,535	-0,820	0,085	0,712	0,260	-9,466	4,669	19,980	-10,730	18,808	-14,463
11	-0,844	0,372	-0,449	-0,472	0,421	-1,614	2,622	0,998	-7,354	7,484	6,156	-3,580	5,155	4,698	-4,421	4,036
11,5	0,113	-0,395	0,276	-0,375	0,314	-2,411	-0,350	0,761	1,401	-3,987	4,046	-3,221	-3,612	2,422	11,140	-9,439
12	0,050	-0,368	-0,050	1,127	-2,864	-0,117	0,919	-0,419	1,791	-1,499	0,088	-0,513	-0,730	1,270	0,164	7,336
12,5	0,291	-0,660	0,318	0,778	-2,049	-0,560	3,107	-3,575	-1,665	4,529	-5,957	-3,921	4,893	10,677	-17,313	3,980
13	0,135	-0,631	0,356	0,459	-2,235	0,333	0,728	-2,367	-1,260	4,781	-6,097	0,407	2,300	5,070	-9,955	3,858
13,5	-0,058	-0,574	0,345	0,157	-2,499	1,287	-2,046	-0,693	-0,489	4,419	-5,636	5,505	-1,027	-2,208	0,033	3,978
14	0,195	-0,579	0,111	0,040	-1,749	-0,219	-1,112	0,481	-2,264	4,294	-2,465	1,865	-0,403	-5,842	4,508	0,141
14,5	0,502	-0,591	-0,148	-0,031	-0,994	-1,981	0,270	1,529	-4,168	4,037	1,046	-2,684	0,632	-9,094	8,408	-4,113
15	-0,270	-0,084	-1,072	1,184	-1,756	-0,569	0,350	-0,531	-2,495	4,777	-1,895	1,058	-2,033	-4,955	7,698	4,667
15,5	-1,186	0,480	-2,045	2,543	-2,765	1,192	-0,310	-3,022	0,849	-0,773	-5,531	5,774	-5,402	0,267	6,449	-4,809
16	-0,667	0,188	-1,158	0,165	-1,113	1,207	-1,886	-1,814	1,196	-1,089	-5,237	0,881	-0,801	2,356	1,306	-8,955
16,5	0,003	-0,187	-0,097	-2,563	0,741	1,193	-4,335	-0,811	1,845	-1,146	-4,540	-4,897	4,357	4,290	-4,131	-13,298

Примечание. Для получения спектра в единицах нейтр./Мэв·см<sup>2</sup>·сек) необходимо результаты обработки разделить на 7,061

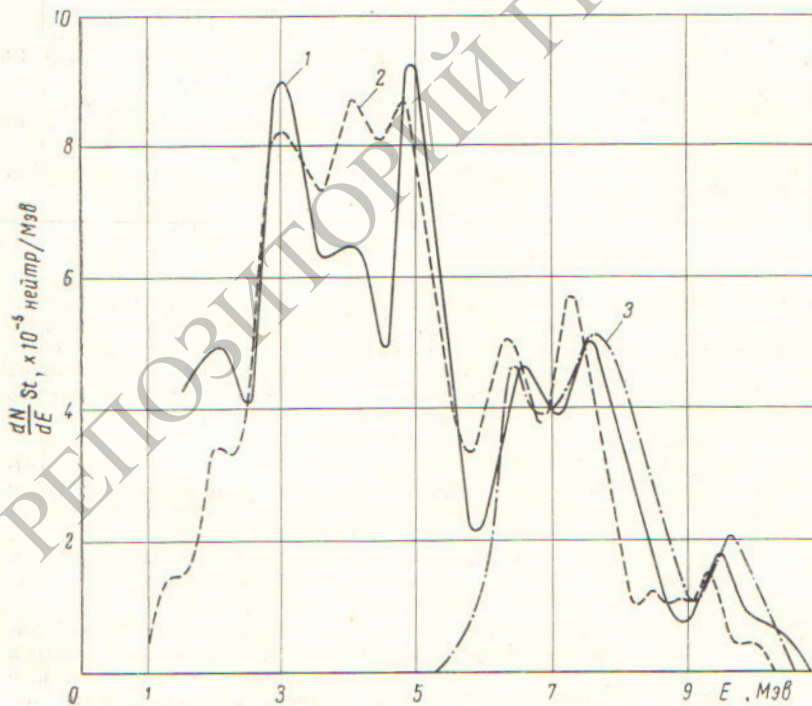


Рис. 3. Спектры нейтронов Po — источника, полученные:

1 — матричным методом,  $\sigma_0 = 0,13$  (данные настоящей работы); 2 — методом фотопластинок [8]; 3 — теоретически [9].

Обратная

$E_i$	$E_k$			
	1,5	2,0	2,5	3,0
1,0	13,772	-0,482	0,109	-0,001
1,5	-0,439	23,287	-0,932	0,043
2,0	2,228	-4,114	35,273	-1,643
2,5	0,918	4,128	-9,462	49,520
3,0	0,776	1,305	2,627	-12,379
3,5	-0,008	1,470	1,823	0,578
4,0	0,979	0,788	1,047	4,694
4,5	0,452	-0,448	1,599	0,392
5,0	0,112	0,253	1,232	0,495
5,5	-2,244	0,675	-0,018	0,339
6,0	0,283	3,239	-0,079	1,977
6,5	0,076	0,766	-1,962	0,563
7,0	0,167	-0,830	1,173	-4,833
7,5	-0,287	0,185	-1,096	4,234
8,0	-0,267	0,583	-0,648	-0,193
8,5	-0,675	-0,637	0,921	0,801
9,0	-0,043	-0,080	-0,613	1,300
9,5	0,434	-1,501	2,767	-2,230
10,0	-2,862	2,183	0,526	-2,083



Таблица 2

энергий для кристалла стильбена при  $\sigma_0=0$

$E_k$															
9,5	10	10,5	11	11,5	12	12,5	13	13,5	14	14,5	15	15,5	16	16,5	17
349,773															
-3,946	382,409														
-1,384	-6,506	414,938													
-12,827	-12,899	-5,069	452,489												
-6,293	4,239	-11,391	-8,793	485,791											
-18,108	-12,427	3,679	-27,847	10,795	529,101										
-1,511	-17,720	4,016	-6,375	-8,284	-9,421	574,382									
1,865	-5,842	1,009	-17,033	-1,486	-32,225	16,285	616,333								
3,732	7,726	2,219	-30,932	8,045	-0,728	-1,355	-22,586	660,284							
6,197	1,288	6,735	-24,263	5,222	-0,807	-8,853	-40,749	19,937	710,480						
8,731	-7,220	16,945	-15,448	1,288	-4,542	-14,881	5,083	-10,649	5,817	744,324					
-2,562	1,783	4,523	-0,531	-1,234	5,970	-18,481	8,792	-16,018	-36,340	19,723	815,328				
-15,490	12,889	-10,431	14,739	-3,180	17,731	-21,300	7,197	-20,280	0,715	-10,945	-10,989	869,565			
2,757	2,896	5,314	-12,172	16,457	-13,101	14,779	6,037	-10,448	-29,169	12,484	-3,391	-44,382	20,513	925,069	
2,148	23,835	-3,986	-12,626	17,028	-23,892	11,404	35,296	29,435	-38,499	22,490	6,597	-12,009	5,388	-24,819	975,609

Таблица 3

транспортированная матрица для кристалла стильбена при  $\sigma_0=0,07$

$E_k$														
3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0	8,5	9,0	9,5	10,0	10,5
-3,902														
-0,982	-0,004													
-2,457	0,127	-0,007												
-65,688	-3,882	0,190	-0,012											
-82,171	80,194	-4,504	0,279	-0,01										
-3,493	-11,218	96,709	-5,998	0,39	-0,03									
3,583	-6,454	-12,091	114,961	-7,56	0,54	-0,04								
3,290	5,881	-12,455	-10,221	134,63	-9,57	0,72	-0,06							
2,773	6,825	-2,587	-7,579	-14,44	158,47	-11,87	0,91	-0,08	0,01					
-0,830	0,338	11,525	-3,122	-10,19	-16,97	183,26	-14,12	1,24	-0,10	0,01				
-0,142	4,299	-1,130	5,711	2,45	-7,89	-20,45	205,19	-17,95	1,50	-0,13	0,01			
-0,111	-0,756	0,794	11,291	0,62	-12,39	-0,88	-32,55	250,31	-20,96	1,81	-0,17			
-81,464	1,884	4,027	-1,510	0,95	9,74	-11,74	-5,76	-28,95	279,27	-24,05	2,24	-0,23	0,02	
-0,754	-3,986	-3,011	6,107	1,60	12,72	-2,92	-13,77	-5,84	-27,48	304,01	-28,32	2,74	-0,27	0,03
-0,949	2,424	0,281	-6,076	2,53	9,11	8,64	-7,30	-8,89	5,36	-46,16	341,84	-33,06	3,23	-0,33
-0,656	3,133	-2,137	-3,467	-1,05	2,48	2,07	18,12	-15,81	-5,31	-16,48	-31,23	380,79	-37,17	3,84
-0,674	3,019	-3,009	3,502	-6,27	2,00	-6,66	16,86	-5,35	2,13	-7,93	-0,37	-38,68	414,73	-42,83
2,261	-0,873	-0,995	2,659	-0,72	-2,97	-2,32	-9,29	21,46	1,43	-14,74	-6,11	-4,53	-51,07	465,26



Обратная транспортированная матрица

$B_i$	$E_k$									
	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	
1,0	13,991	-1,061	0,097	-0,010	0,001					
1,5	-1,235	25,217	-2,297	0,248	-0,029					
2,0	2,659	-6,252	39,116	-4,217	0,497	-0,062				
2,5	0,611	5,705	-13,895	56,167	-6,613	0,832				
3,0	0,869	0,690	4,993	-19,271	75,881	-9,546	1,337			
3,5	-0,200	1,704	1,362	3,062	-20,931	93,988	-13,163			
4,0	1,112	0,902	0,613	5,869	-4,817	-21,447	114,863	-17,837		
4,5	0,419	-0,795	2,058	-0,918	8,417	-6,212	-24,727	138,877	-23,702	
5,0	0,357	0,169	1,439	0,500	2,419	8,584	-13,262	-25,104	164,988	
5,5	-2,909	1,473	-0,276	0,069	2,875	8,689	-4,241	-4,924	-35,289	
6,0	0,874	-4,653	0,357	2,541	-1,359	-2,692	17,670	-5,159	-7,845	
6,5	-0,163	2,045	-3,232	1,858	-1,342	7,342	-5,302	6,714	4,312	
7,0	0,437	-1,881	2,996	-8,615	5,548	-3,373	0,152	6,579	0,189	
7,5	-0,526	0,767	-2,590	8,960	-18,902	5,427	6,364	7,083	0,377	
8,0	-0,226	0,920	-0,726	-2,309	6,002	-7,268	-6,280	12,814	-1,252	
8,5	-0,771	-1,270	1,710	1,841	-7,905	4,936	2,872	11,597	3,737	
9,0	-0,329	0,961	-2,351	2,807	-1,774	3,823	-3,001	-4,583	0,173	
9,5	1,477	-3,135	4,638	-3,213	-1,900	5,378	-5,442	7,108	-11,589	
10,0	-4,237	3,662	0,177	-3,093	4,250	-2,621	0,551	3,225	0,802	

решения непосредственно в элементах прямой матрицы. Подобная методика применима и при обработке спектров  $\gamma$ -квантов, измеренных детекторами с органическими и неорганическими сцинтилляторами.

Поступило в Редакцию 22/IX 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Дорошенко и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 27, 1308 (1963).
2. Г. Г. Дорошенко и др. «Атомная энергия», 16, 218 (1964).
3. В. Г. Золотухин и др. «Атомная энергия», 15, 194 (1963).
4. В. Г. Золотухин, Г. Г. Дорошенко. «Атомная энергия», 18, 287 (1965).
5. В. А. Дулин и др. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 35 (1961).
6. D. Phillips. J. Assoc. Comput. Machinery, 9, 84 (1962).
7. А. Н. Тихонов. «Докл. АН СССР», 151, 501 (1963).
8. Л. Медвецки. «Атомная энергия», 13, 583 (1962).
9. H. Broek, C. Anderson. Rev. Scient. Instrum., 31, 1063 (1960).

УДК 539.16.08:539.125.5

Анализ систематической ошибки при дифференцировании аппаратурных спектров, измеренных с помощью однокристалльного спектрометра быстрых нейтронов

В. Г. Золотухин, Г. Г. Дорошенко, Б. А. Ефименко

В ряде работ [1—5] рассматривались характеристики сцинтилляционного детектора как спектрометра: форма линии и эффективность регистрации. Были получены условия, при выполнении которых применимо простейшее приближение однократного рассеяния на протонах, а также количественные поправки, исключающие, по мнению авторов, большую часть ошибки, вызванной искажениями прямоугольного распределения

по энергии протонов отдачи за счет многократного рассеяния и краевого эффекта. Основное уравнение

$$P(E_p) = \int_{E_p}^{E_{\max}} f(E') K(E_p, E') dE', \quad (1)$$

где  $P(E_p)$  — наблюдаемое распределение суммарной