

ТРЕКООБРАЗОВАНИЕ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ α -ЧАСТИЦ ТВЕРДОТЕЛЬНО-ТРЕКОВЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ

В.В. Дьячков, А.В. Юшков

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы,

Выполнен анализ ядерных и атомных механизмов взаимодействия налетающей α -частицы с веществом твердотельных трековых детекторов на основе полиэтилентерефталата и его аналогов. Построена геометрия первичного латентного трека, являющегося основой для детектирования продуктов ядерных реакций в области до 150 МэВ.

Современными методами регистрации заряженных частиц в области ядерной физики и физики высоких энергий являются, наряду с дорогостоящими и не долгоживущими полупроводниковыми детекторами, трековые методы регистрации. То есть регистрация исследуемой частицы осуществляется путем идентификации и интерпретации радиационных дефектов в твердотельно-трековом детекторе (ТТД), который, в основном, представляет собой аморфные пленки на основе полиэтилентерефталата (ПЭТФ) и его аналогов. Но главным преимуществом ТТД является возможность и относительная простота создания позиционно-чувствительных детекторов, которые одновременно измеряют сечения ядерных реакций в большом диапазоне углов, в нашем случае – от 0^0 до 90^0 . Такая равноточность измерений угловых распределений сечений ядерных реакций позволяет обнаруживать различные аномалии связанные с их механизмами.

Химическая формула таких детекторов представлена на рис.1.

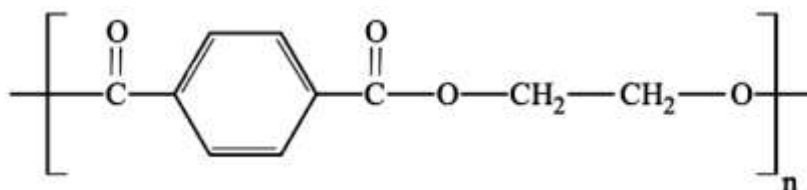


Рис.1. Химический состав полиэтилентерефталата

Взаимодействие заряженных частиц с веществом вызвано потерями энергии последних. Эти потери происходят за счет следующих механизмов:

1. потери на ионизацию и возбуждение электронных оболочек атомов среды;
2. поляризация атомов среды;
3. радиационные потери, излучение Вавилова-Черенкова, переходное излучение;
4. ядерное торможение и перезарядка.

Рассмотрим более подробно каждый механизм взаимодействия и его вклад в общие потери энергии заряженных частиц (здесь – α -частиц) распространяющихся в веществе полиэтилентерефталата.

Энергетическая область регистрируемых α -частиц

Предполагается использовать ТТД в двух областях исследований.

Радиоэкологическая область. Регистрация α -частиц с энергиями не превышающими $E_\alpha = 11$ МэВ, где излучателями являются природные (естественные) радионуклиды. В таблице 1 представлен перечень основных природных радионуклидов, а на рисунке 2 относительное число спектральных линий излучения α -частиц с данной энергией.

Фундаментальная область (исследования структуры ядер на циклотронах, ускорителях тяжелых ионов). В этой области исследований энергии регистрируемых α -частиц порядка $E_\alpha = 150$ МэВ (до порога рождения мезонов). В таблице 2 приведен список

некоторых ускорителей заряженных частиц.

Минимальная энергия α -частиц равна нулю, так как ТТД являются толстостенными и регистрируемые частицы полностью поглощаются ими.

Таблица 1. Природные радионуклиды α -излучения

Ториевая серия			Уран-радиевая серия			Уран-актиниевая серия		
	E_α , кэВ	I_α , %		E_α , кэВ	I_α , %		E_α , кэВ	I_α , %
^{236}U	4217	$<5 \times 10^{-8}$	^{238}U	4600	$8,6 \times 10^{-4}$	^{235}U	4059	$2,1 \times 10^{-8}$
	...	...		4756	$3,07 \times 10^{-2}$		...	...
	4863	0,001		4858	23,48		5076	0,078
	5021	0,084		4902	76,49		5105	11,94
	5123	27,1					5144	17,11
	5168	72,8					5156	70,77
^{232}Th	4168	0,00014	^{234}U	4430	$1,1 \times 10^{-6}$	^{231}Pa	4809	0,1
	4332	0,15		...	...		4862	0,7
	4445	25,9		5205	0,003		4925	11,5
	4494	73,8		5357	0,105		4940	0,6
				5456	28,98		5008	24
				5499	70,91		5025	53
							5051	1,8
							5100	0,2
							5108	1,5
^{228}Th	4460	$3,9 \times 10^{-6}$	^{230}Th	4108	$0,7 \times 10^{-5}$	^{227}Th	5167	0,22
	4502	$2,1 \times 10^{-5}$		4150	$2,6 \times 10^{-5}$		...	...
	4810	$5,6 \times 10^{-5}$		4276	4×10^{-5}		5383	5,4
	4931	$4,8 \times 10^{-5}$		4603	0,2		5394	1,5
	4948	$5,1 \times 10^{-5}$		4722	28,42		5404	21,1
	4997	0,00616		4774	71,38		5443	0,6
	5139	0,3					5456	42,3
	5263	31,55					5471	27,9
	5320	68,15					5480	0,7
^{224}Ra	4448	$4,7 \times 10^{-6}$	^{226}Ra	4438	0,03	^{223}Ra	5033	0,00031
	...	...		4479	0,12		...	...
	5211	0,42		4620	23,4		5756	20,4
	5340	27,2		4687	76,3		5977	23,5
	5423	72,2					6038	24,2
^{220}Rn	5034	0,003	^{222}Rn	4160	0,00027	^{219}Rn	5014	0,00044
	5051	0,0076		4191	0,001		...	...
	5161	0,0073		4340	0,0065		5539	9,0
	5448	5,06		4601	5,55		5606	25,2
	5685	94,92		4784	94,45		5716	51,6
							5747	9,0
							5871	1,0
^{216}Po	5747	0,114	^{218}Po	4986	0,078	^{215}Po	5744	0,0001
	6288	99,886		5489	99,92		...	...
							6425	7,5
							6552	12,9
							6819	79,4
^{212}Bi	7240	0,06	^{214}Po	6531	0,127	^{211}Bi	7610	0,05
	...	...		7129	99,87		8026	99,95
	7689	1,4						
	7802	97,5						
			^{210}Po	9036	$<0,089$			
				10630	≥ 64			

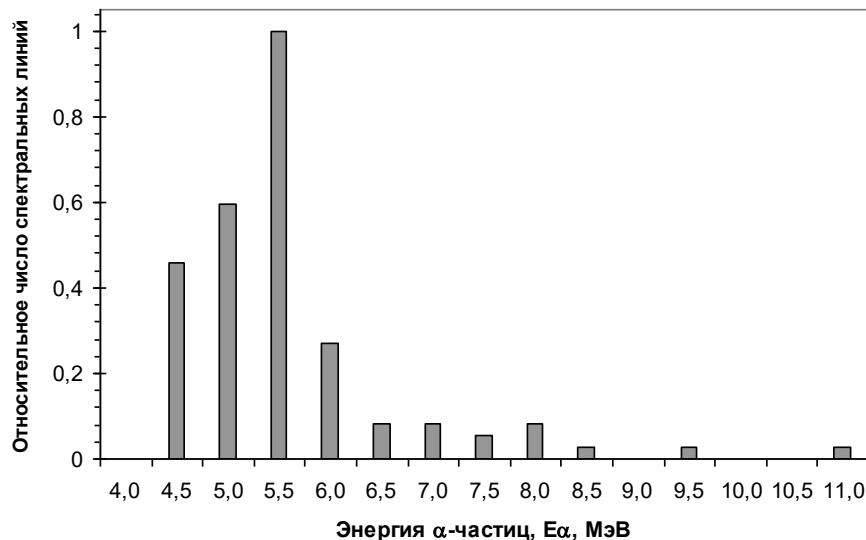


Рис. 2. Гистограмма энергетического распределения α-частиц от всех природных α-излучателей

Таблица 2. Ускорители заряженных частиц

Тип ускорителя	Энергия ускоряемых α-частиц, МэВ	Место расположения, год запуска
Циклотрон ФТИ [1]	38,0	ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР, Ленинград, 1946 г.
Циклотрон НИИЯФ МГУ	30,0	МГУ, Россия, Москва 1958 г.
Циклотрон У-300		ОИЯИ, Россия, Дубна, 1960 г.
Циклотрон У-150М [2]	50,5	ИЯФ, Казахстан, Алматы, 1965 г.
Ускоритель тяжелых ионов УКП-2-1 [2]	2,0 Протоны 1,5	ИЯФ, Казахстан, Алматы, 1987 г.
Циклотрон	Дейтроны 50,0	ФИАН, Физический институт имени П.Н.Лебедева, Россия, 1940 г.
DC-60 [3]	6,0	ЕНУ им. Л.Н. Гумилева, Казахстан, Астана, 2007 г.
12UD Pelletron [4]	25,0	National Electrostatics Corporation, США

Согласно принципу неопределенности Гейзенберга, который подробно рассмотрен и применен к прохождению заряженных частиц через вещество для исследования механизмов взаимодействия заряженных частиц [5-9], необходимо определить влияние квантовых эффектов для двух предельных энергий α-частиц. Выражение $\gamma = \frac{Z \cdot z}{137 \cdot \beta}$, где $\beta = \frac{v_\alpha}{c}$; c – скорость света; Z, z – заряды вещества (ТТД) и заряженных частиц, должно принимать значения $\gamma \gg 1$ (классические методы) и $\gamma \ll 1$ (квантовые методы).

Проведем вычисления для двух исследовательских задач.

Радиоэкологическая область. Скорость α-частиц $E_\alpha \leq 11$ МэВ скорость равна (см. рис.

$$3) v_\alpha = \sqrt{\frac{2E_\alpha}{m_\alpha}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 11 \cdot 1,6021892 \cdot 10^{-13}}{4 \cdot 1,6605402 \cdot 10^{-27}}} = 2,3 \cdot 10^7 \left[\frac{м}{с} \right] \text{ тогда } \beta = \frac{2,3 \cdot 10^7}{2,99 \cdot 10^8} \leq 0,077.$$

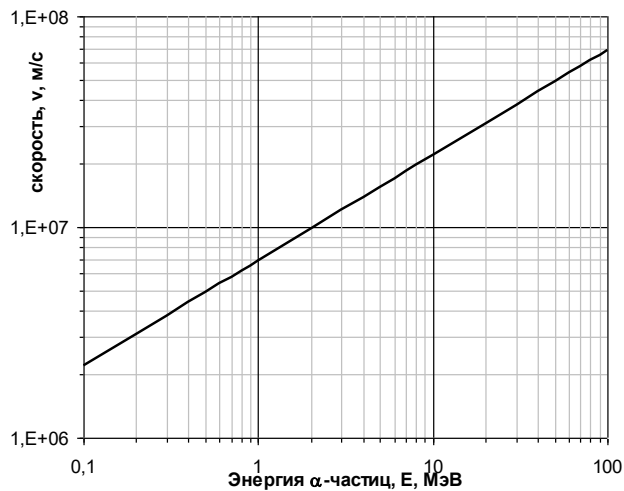


Рис.3. Зависимость скорости от энергии α-частиц

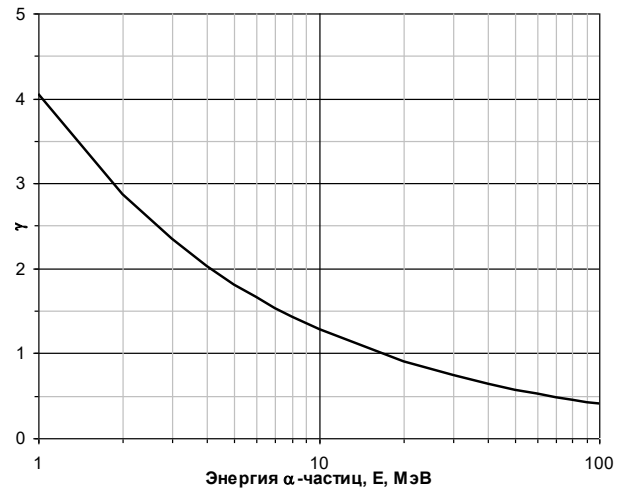


Рис. 4. Зависимость γ от энергии α-частиц при прохождении в ТТД

Зарядовое число вещества ТТД вычисляется по формуле (1). Формула расчета зарядового числа вещества приведена в общем виде

$$Z = \frac{\sum_j \left[\frac{\sum_i (n_{j,i} \cdot Z^i)}{\sum_i n_{j,i}} \right] \cdot C_j}{100}, \quad (1)$$

где $n_{j,i} \cdot Z^i$ – молекула, входящая в j -ю примесь и состоящая из i молекул в свою очередь состоящих из n атомов химического элемента с зарядовым числом jZ^i ; C_j – процентное содержание j -й примеси в веществе;

Согласно химической формуле ТТД (см. рис.1) состав О – 33,3%, С – 62,5%, Н – 4,2% то для ТТД $Z=6,456$. Тогда для $E_\alpha = 11 \text{ МэВ}$ $\gamma = \frac{2 \cdot 6,456}{137 \cdot 0,077} = 1,224 \approx 1$, и начинают сказываться квантовомеханические эффекты, которые учитываются в дальнейших расчетах.

И при $\gamma \geq 10 \Rightarrow \beta \leq 0,009 \Rightarrow v_\alpha = 2,69 \cdot 10^6 \left[\frac{\text{м}}{\text{с}} \right] \Rightarrow E_\alpha = \frac{mv_\alpha^2}{2}$, что соответствует $E_\alpha = 0,15 \text{ МэВ}$ и квантовые методы можно заменить классическими. На рис. 4 определены γ для α-частиц в диапазоне энергий от 1 МэВ до 100 МэВ взаимодействующих с веществом ТТД.

Фундаментальная область. Согласно рис.3, 4 получим для $E_\alpha \leq 50 \text{ МэВ} \Rightarrow v_\alpha = 4,91 \cdot 10^7 \left[\frac{\text{м}}{\text{с}} \right] \Rightarrow \beta \leq 0,164 \Rightarrow \gamma \geq 0,57$.

Во всем заданном диапазоне энергий α-частиц $\beta \ll 1$, то есть является нерелятивистской областью.

Механизмы взаимодействия α-частиц с веществом

При указанных энергиях налетающих α-частиц радиус цилиндрической области вокруг траектории частиц, где происходит возбуждение и ионизация атомов среды, увеличивается и потери возрастают. Однако атомы, расположенные вблизи траектории, поляризуются, что приводит к уменьшению электромагнитного поля, действующего на электроны, и к

уменьшению крутизны возрастания потерь. Поскольку поляризация пропорциональна числу электронов в элементарном объеме, этот эффект зависит от плотности вещества. При энергиях налетающих α -частиц до 1000 МэВ потери энергии затрачиваются, главным образом, на ионизацию и возбуждение электронных оболочек атомов вещества. С уменьшением скорости α -частицы время ее пребывания вблизи атома увеличивается, вероятность ионизации и потери быстро растут. Радиационные потери на тормозное излучение для α -частиц ничтожно малы. Когда скорость α -частицы достигнет скорости электрона на К-оболочке атома вещества ($v_{e_K} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{\hbar} \cdot \frac{1}{n} \approx 1,31 \cdot 10^7 \left[\frac{m}{c} \right]$ для углерода (см.

рис.5)), ион начинает захватывать (и терять) электроны – эффект перезарядки. Наконец, когда скорость α -частиц становится сравнимой со скоростью валентных электронов, начинают играть роль потери от упругого рассеяния с атомом как с целым – ядерное торможение. При этом ионизационные потери падают. Зависимость вероятности ионизационных потерь от скорости (энергии) α -частиц представлена на рис.6.

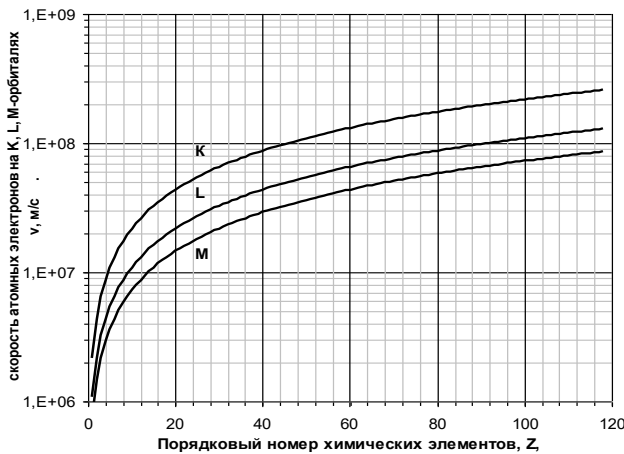


Рис. 5. Распределение скоростей электронов на орбиталях химических элементов

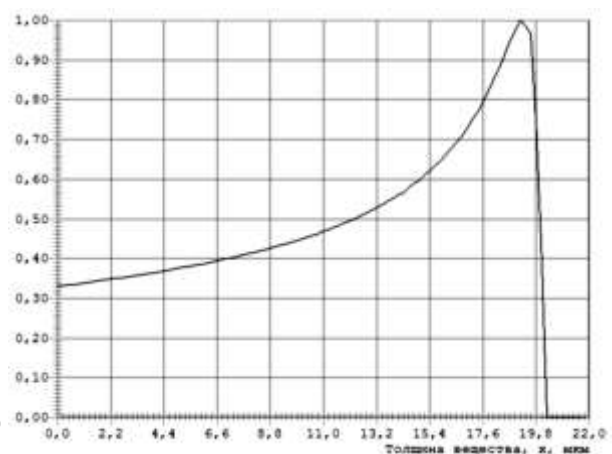


Рис. 6. Кривая Брегга в углероде (зависимость ионизационных потерь от пробега $E_\alpha = 5,5 \text{ МэВ}$)

Для частиц тяжелее электрона основой для расчета тормозных способностей является формула Бете

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n Z z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 W_{\max}}{I^2 (1 - \beta^2)} \right) - 2\beta^2 - \delta - U \right], \quad (2)$$

где n – число атомов в элементарном объеме вещества; Z – его атомный номер; z – заряд налетающих частиц ($z=2$ для α -частиц); e – заряд электрона; m_e – масса электрона; c – скорость света; I – ионизационный потенциал атома вещества; $W_{\max}$ – максимальная энергия, передаваемая частицей атомному электрону; δ – поправка на эффект плотности; U – поправка на энергию связи электронов на К-, L-орбиталях атомов вещества.

В области энергий 1-100 МэВ величиной δ можно пренебречь. В этой же области величина $W_{\max}$ может быть представлена в виде $W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2}$. Поправка

$U = \frac{2C_K}{Z} + \frac{2C_L}{Z} + \frac{2C_M}{Z} + \dots$ становится заметной лишь при скоростях частицы порядка скорости электрона на К-орбитали, причем достаточно учесть только вклад энергии связи К-электронов.

На рис. 7 приведена тормозная способность углерода для α -частиц с $E_\alpha = 5,5 \text{ МэВ}$.

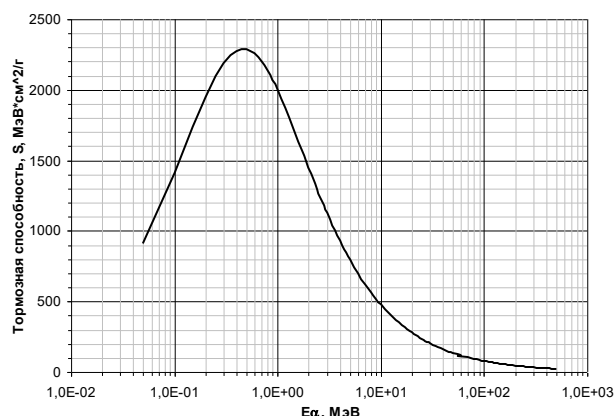


Рис. 7. Тормозная способность углерода для α -частиц с $E_\alpha = 5,5 \text{ МэВ}$

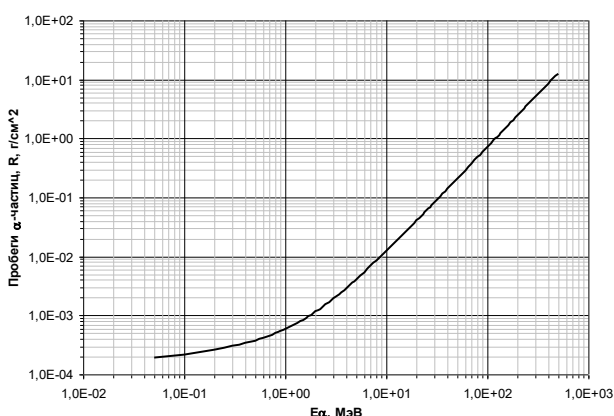


Рис. 8. Энергетическая зависимость пробегов α -частиц в углероде

Пробегі заряженных частиц с начальной энергией E определяются выражением

$$R = \int \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE, \quad (3)$$

и соответствует кривой, приведенной на рис. 8. Табличные данные пробегов заимствованы из [10].

Геометрия трекообразования

Эффективность ТТД к регистрации α -частиц для РФ-3 (рентгеновская пленка) изучено в [13]. Это распределение представлено на рис. 9.

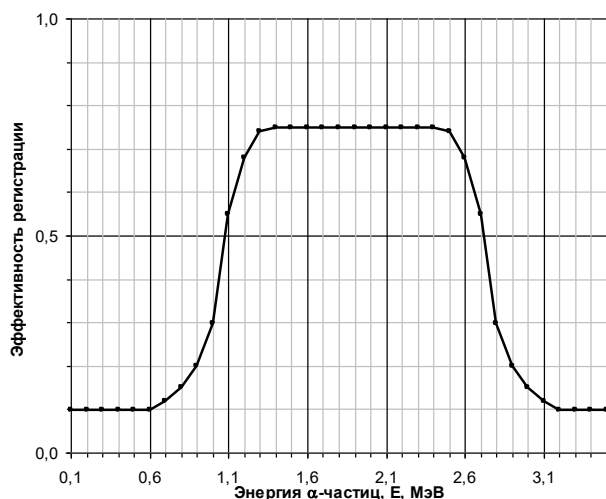


Рис. 9. Эффективность регистрации α -частиц детектором РФ-3

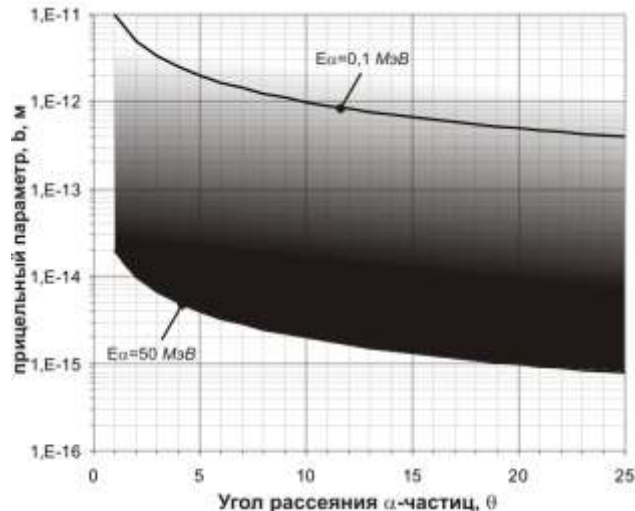


Рис. 10. Пробегі α -частиц в углероде при различных энергиях

В данной работе эффективность регистрации задана в виде гауссоиды

$$I = \frac{I_0}{\delta\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E_0-E)^2}{2\delta^2}} \quad \text{с } E_0=2 \text{ МэВ согласно [13].}$$

В результате вычислений на рис. 11 приведен профиль первичного латентного трека образованного ионизационными потерями от α -частицы (для опто визуализации латентных треков их диаметры в дальнейшем увеличиваются путем химического травления [9]).

Состав вещества: 6-С Углерод (Carbon) $A = 12,0107 \pm 0,0008$ а.е.м., $d = 2,249699$ г/см³
 Толщина вещества: 22,000 мм (4,949 мг/см²)
 Налетающие частицы: альфа-частицы с энергией $E = 5,500$ МэВ

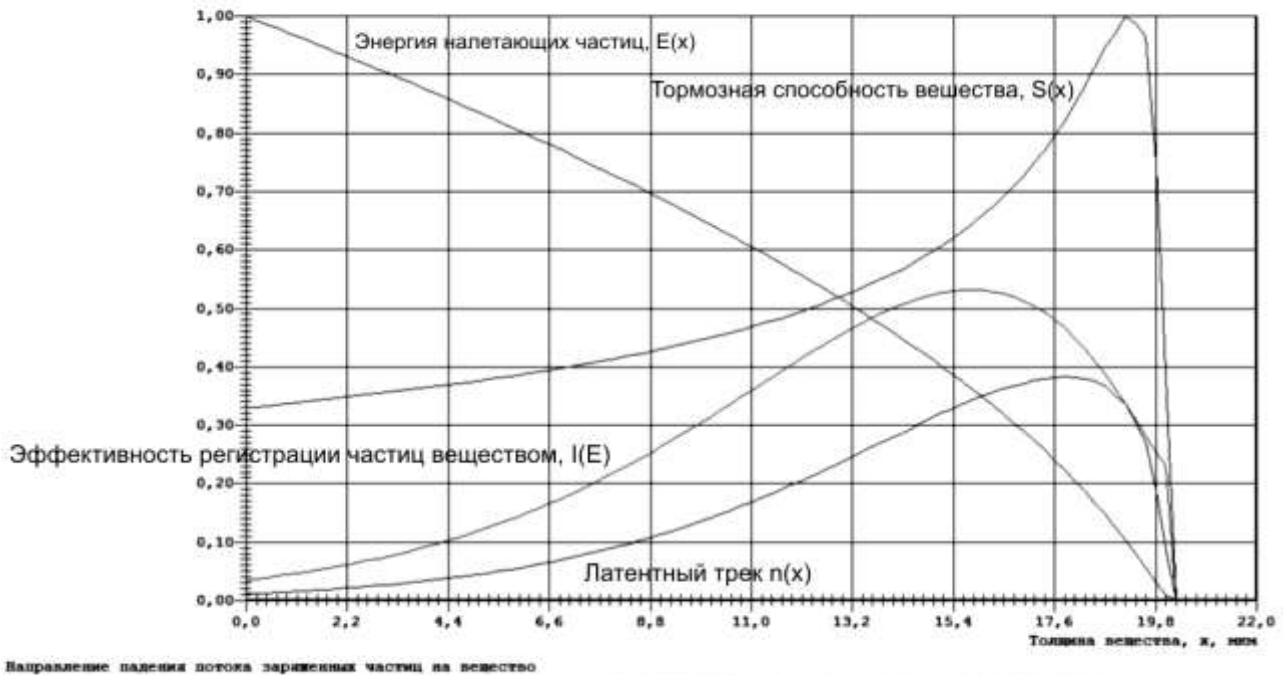


Рис. 11. Формирование латентного трека в ТТД α -частицами (оттенками серого показано уменьшение энергии α -частиц по мере прохождения в веществе до полной остановки)

Оценим вклад смещения атомов вещества от механизма упругого рассеяния α -частиц. Так как трек формируется за счет радиационных дефектов вдоль направления движения частицы, то необходимо учесть механизм упругого рассеяния на малые углы. Связь угла рассеяния от прицельного параметра имеет вид [11, 12] $\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{Z \cdot z \cdot e^2}{m \cdot v^2 \cdot b}$, где m — масса налетающей частицы; v — ее скорость; b — прицельный параметр. Тогда для малых углов $\theta < 10^\circ$ $b > 2 \text{ фм}$ (рис. 10). При выбранном диапазоне углов α -частицы будут передавать энергию атомным ядрам (первично выбитым атомам (ПВА)) вещества

$$E_{\text{омд}} = E_{\alpha} \cdot \left(1 - \frac{m^2 + M^2 + 2m \cdot M \cdot \cos \theta}{(m + M)^2} \right), \quad (4)$$

где M — масса атомного ядра вещества, при $E_{\alpha} \leq 50 \text{ МэВ}$ $E_{\text{омд}} \leq 0,3 \text{ МэВ}$. Пробег ПВА, а именно, атома углерода в матрице углерода с $E_{\text{омд}}$ равен $R_C \leq 0,622 \text{ мкм}$.

На рис. 12 показана траектория α -частицы при упругом рассеянии от атомных ядер вещества.

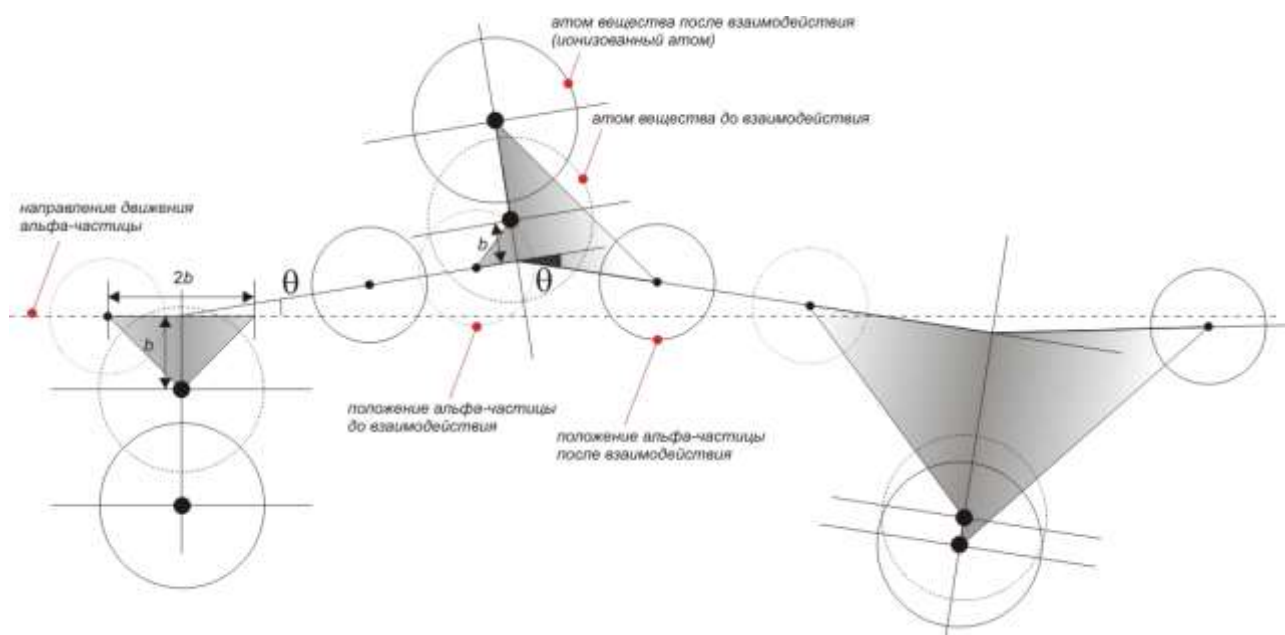


Рис. 12. Траектория α -частицы при упругом рассеянии на малые углы

Конечный вид латентного трека в ТТД представлен на рис. 13.

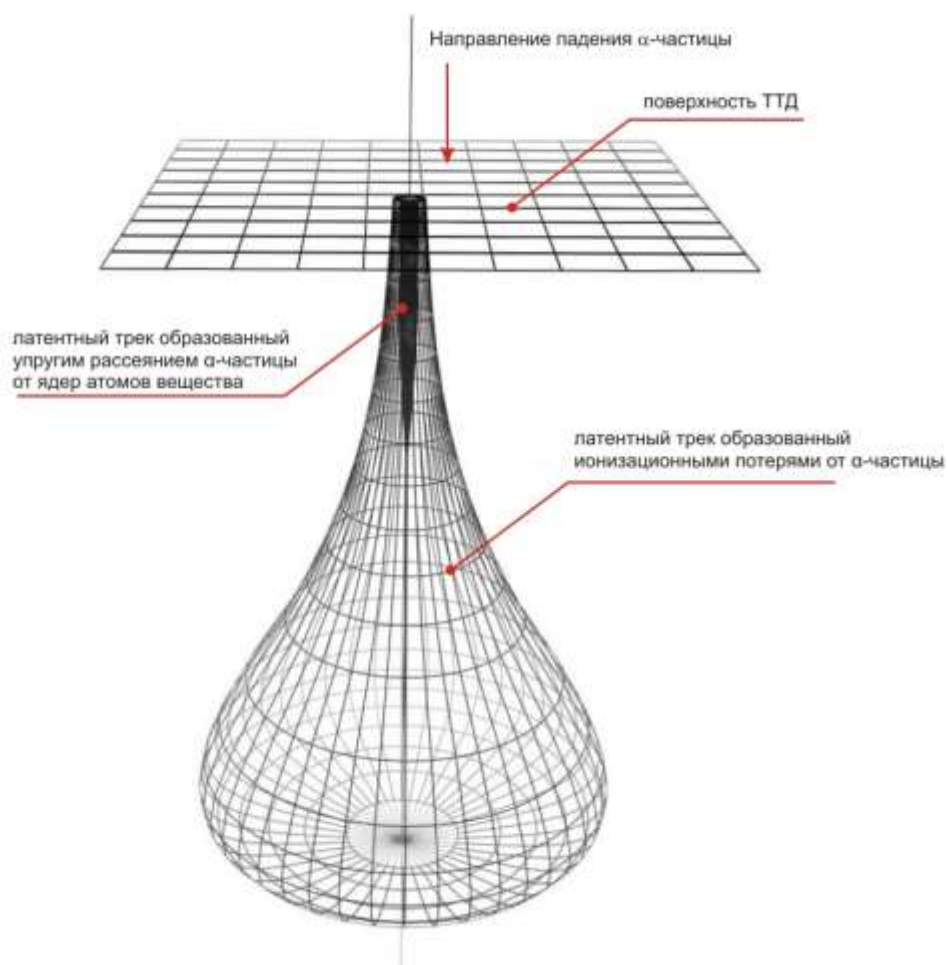


Рис. 13. Латентный трек образованный α -частицей в ТТД

Литература

1. Лемберг И.Х., Найденов В.О., Френкель В.Я. Циклотрон физико технического института им. А. Ф. ИоФФЕ АН СССР // УФН, т. 153, вып. 3, 1987 г., 497-519 с.
2. <http://www.inp.kz>
3. <http://www.enu.kz>
4. <http://www.pelletron.com/>
5. Вильямс Е. Дж. Прохождение заряженных частиц через материю // УФН, т. XVIII, вып. 4, 1937 г., 492-506 с.
6. Флейшер Р.Л., Прайс П.Б., Уокер Р.М. // Треки заряженных частиц в твердых телах. Принципы и приложения. Часть 1. Методы исследования треков. М.: Мир, 1981, 153 с.
7. Денисов С.П. Ионизационные потери энергии заряженных частиц // Соросовский образовательный журнал, №11, 1999, 90-96 с.
8. Дьячков В.В. Технология обработки треков альфа-частиц на твердотельных детекторах // 57-я Республиканская научная конференция молодых ученых, магистрантов и студентов, Алматы 2003., с. 80.
9. Третьякова С.П. Диэлектрические детекторы и их использование в экспериментальной ядерной физике // ЭЧАЯ, 1992. – Т. 23. – вып. 2. – С. 365-429.
10. Немец О.Ф., Гофман Ю.В.. Справочник по ядерной физике. Издательство "Наукова думка", Киев, 1975, с.416.
11. Физическая энциклопедия. М., «Советская энциклопедия», т.2, 1990, 703 с.
12. Физическая энциклопедия. М., «Советская энциклопедия», т.3, 1992, 671 с.
13. Жук И.В. Угловая и энергетическая зависимости эффективности регистрации α -частиц трековым детектором на основе РФ-3 // Известия АНБССР, Серия физическая, 1980, №4, с. 5-8.

α - БӨЛШЕКТІ ТРЕКТІ-ҚАТТЫ ДЕНЕЛІ ТІРКЕГІШТЕРІМЕН ТІРКЕГЕНДЕГІ ТРЕКТІҢ ПАЙДА БОЛУЫ

В.В. Дьячков, А.В. Юшков

Ұшып келген α -бөлшектің полиэтилентерефлат және оның құрамалары негізіндегі қатты денелік тректік тіркегіш затпен ядролық және атомдық әсерлесу механизмдеріне талдау жасалды. 150 МэВ дейінгі аралықта ядролық реакция өнімдерін тіркеудің негізі болып табылатын бірінші латентті тректің геометриясы құрылған.

TRACK FORMATION BY α -PARTICLES IN THE SOLID STATE TRACK DETECTORS

V.V. D'yachkov, A.V. Yushkov

The nuclear and atomic mechanisms interaction of the incident α -particles with substance of the solid state track detectors that consist of polyethylene terephthalate and its analogs realized. The geometry of primary abeyance track was constructed as basic for detecting nuclear reactions products for range to 150 MeV.