

М. Браун

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ,
ВЛИЯЮЩИХ НА ДЛИНУ СЛЕДОВ В ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЯХМ. Н. Браун, *J. phys. radium*, **13**, No 6, 347—354 (1952).

§ 1. Введение

Одним из последних достижений техники ядерных эмульсий является повышение точности определения зависимости пробег — энергия. В результате усовершенствования различных экспериментальных методов ядерной физики можно с большей точностью определить энергетический баланс реакций и поэтому точнее установить величину энергии испущенных при реакции частиц.

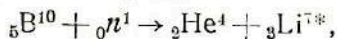
С другой стороны, была значительно усовершенствована техника измерения пробегов, которая достигла весьма высокой статистической точности [1].

В литературе имеются некоторые критические замечания по вопросу о точности кривых пробег — энергия. Хотя в них не отрицаются успехи в определении отдельных точек этих кривых, но воспроизводимость этих измерений подвергается сомнению, ввиду того что различные физико-химические факторы (влажность атмосферы, субъективные ошибки наблюдателя и т. д.) могут влиять на результаты измерения длины следов в фотографических эмульсиях.

Кроме нескольких отрывочных исследований [1—4], этому вопросу не было посвящено никаких систематических работ.

Автор считал необходимым более углубленно, систематически и количественно исследовать основные факторы, которые обычно влияют на результаты измерения пробегов в ядерных эмульсиях фабричного изготовления.

Исследуя следы α -частиц и ядер лития, возникающих при действии на бор медленных нейтронов

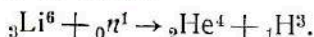


Кюэр и Лоншам [1] уже выяснили роль некоторых из этих факторов, но вследствие малой длины этих следов ($\sim 7 \mu$) статистическая обработка результатов была затруднительна. Автор предпринял аналогичные исследования, используя значительно более длинные следы, что позволяло обнаруживать более слабые изменения длины.

§ 2. Методика эксперимента

Получение следов в эмульсии. а) Автор использовал следы α -частиц и тритонов из реакции, происходящей под действием

медленных нейтронов на литий:



Литий вводился в эмульсию при ее изготовлении в виде цитрата лития.

Медленные нейтроны получались с помощью ионного ускорителя в Страсбургском институте ядерных исследований (рис. 1).

В согласии с законом сохранения количества движения, тритон и α -частица испускаются под углом 180° друг к другу, и без специальных предосторожностей невозможно установить общую точку вылета двух частиц. Поэтому двойной след выглядит как непрерывный след одной частицы длиной около 43μ (рис. 2)*.

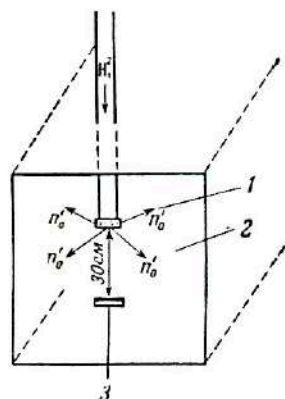


Рис. 1.

- 1 — бериллиевая мишень;
2 — парафиновый блок;
3 — эмульсия.

б) Автор использовал также следы α -частиц естественно-радиоактивных веществ и — главным образом, вследствие удобства измерений — длинные следы α -частиц ThC' ($\sim 47 \mu$) и ThA ($\sim 32 \mu$).

Торий вводился в эмульсию в виде нитрата обычным методом пропитки.

в) В настоящей работе использовались фабричные пластинки Ильфторд со слоем толщиной 50μ , изготовленные за последние два года. Эти пластинки сохранялись при 5° и проявлялись в проявителе ID-19 по обычной методике [5].

Методика измерения. Микроскоп для измерения следов давал увеличение в 2600 раз. В окуляр вставлялась шкала, имеющая 200 делений на 1 см. Для уменьшения дифракционных эффектов освещение производилось через синий фильтр.

Цена деления окулярной шкалы определялась при помощи микрометрической шкалы Цейсса. Используемая оптика позволяла оценить расстояние между 4 штрихами шкалы Цейсса (40μ) с точностью до 0,25 деления окулярной шкалы. Оказалось, что $60 \pm 0,25$ делений окулярной шкалы равны 40μ , откуда

$$1 \text{ деление} = 0,66 \pm 0,003 \mu.$$

Так как целью настоящего исследования являлось определение относительных изменений длин следов, то полученные результаты были выражены в делениях окулярной шкалы. Следова-

* На этом снимке след α -частицы хорошо можно отличить от следа тритона; снимок получен на малочувствительной эмульсии.

тельно, абсолютных ошибок в определении длины учитывать не следовало.

Вследствие того, что следы имели всевозможные направления в эмульсии, большое число следов было наклонено к горизонтальной плоскости эмульсии. Длина наклонного следа могла быть определена путем измерения двух его проекций, горизонтальной и вертикальной, при учете коэффициента усадки эмульсии (отношение толщины исходной эмульсии к толщине проявленной, отфиксированной и высушенной эмульсии). Так как точное определение коэффициента усадки весьма затруднительно, то и

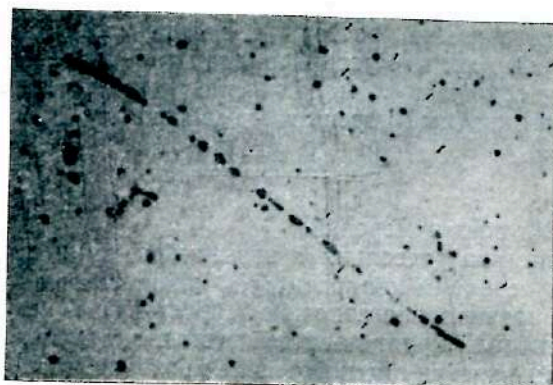


Рис. 2.

точность измерения длины наклонных следов значительно понижена. В связи с этим автор измерял только строго горизонтальные следы, не изменившиеся в результате усадки, точнее, следы, не выходящие из плоскости фокусировки глубиной около $0,2 \mu$. Следовательно, след, целиком лежавший в плоскости фокусировки, мог все же образовывать некоторый угол θ с горизонталью, но тангенс этого угла θ не превышал $\frac{0,2}{32} = 0,006$ в случае наиболее коротких следов (ThA , $\sim 32 \mu$). Тогда максимальная погрешность измерения их проекции была равна

$$\Delta x = \frac{x(1 - \cos \theta)}{\cos \theta} = 0,0066 \mu.$$

Это величина весьма мала, и ошибка из-за пренебрежения столь малым наклоном следов ничтожна по сравнению с другими погрешностями.

Статистическая обработка результатов измерений. Частицы одного типа, энергия которых изменяется от одного и того же

начального значения E до конечного значения 0 , обладают различными пробегами. Такой разброс пробегов обусловлен различными причинами [6]: статистическими флуктуациями числа атомов на пути частицы, неоднородностью эмульсии и т. п.

Следовательно, «измерение» длины пробега сводится к определению среднего пробега \bar{x} .

Результаты отдельных измерений x могут быть представлены кривой распределения вероятностей Лапласа—Гаусса:

$$f = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}},$$

где σ — характеристика рассеяния, которая аналитически представляет ширину кривой распределения на уровне ее точки перегиба. Характеристика σ может быть определена экспериментально как квадратный корень из дисперсии s :

$$s = \frac{\sum (x - \bar{x})^2}{N - 1},$$

где N — число всех измерений.

Характеристика рассеяния σ называется «стандартным отклонением» или «средним квадратичным отклонением».

Как это принято в статистике, совокупность результатов отдельных измерений будет даваться в виде гистограммы.

Рассмотрим теперь статистические критерии, которые позволят нам утверждать, является ли разница между двумя средними пробегами статистически значимой или незначимой, и позволят определить предельные отклонения, которые мы сможем обнаружить, исходя из этих критериев.

Пусть две переменные x и y , соответствующие двум бесконечным совокупностям, распределены нормально и характеризуются своими средними значениями m_x и m_y и средними квадратичными отклонениями σ_x и σ_y . Пусть первая выборка переменной x содержит:

n_x — измерений и пусть \bar{x} — их среднее значение,

n_y — измерение и пусть \bar{y} — их среднее значение.

Средние значения \bar{x} и \bar{y} , взятые из двух нормальных распределений переменной, распределены нормально [7]. При таких условиях разность $|\bar{x} - \bar{y}|$ нормально распределена вокруг значения $m_x - m_y$ со средним квадратичным отклонением:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sigma_x^2}{n_x} + \frac{\sigma_y^2}{n_y}}.$$

Обычно σ_x и σ_y неизвестны. Их необходимо определить из исследуемых выборок. Это не вызывает заметных расхождений

для выборок, превосходящих 50 измерений. Принимая, как это принято в статистике, порог значимости, равный 95%, получим, что разность $|\bar{x} - \bar{y}|$ будет значима, если $|\bar{x} - \bar{y}| \geq 2\sigma$.

В наших измерениях числа (n_x, n_y) колебались от 100 до 500. Значения σ_x и σ_y колебались от 1 до 1,5 деления.

Это позволяло обнаруживать разницу пробегов, доходившую до 0,16 деления, что в наиболее благоприятном случае соответствовало относительному значению около 0,25%; эта разница никогда не превосходила 0,5%.

§ 3. Субъективный фактор

Было интересно выяснить, совпадали ли результаты, полученные двумя независимыми наблюдателями. Наблюдателю приходится оценивать горизонтальность следов и совпадение между штрихами окулярной шкалы и концами следа.

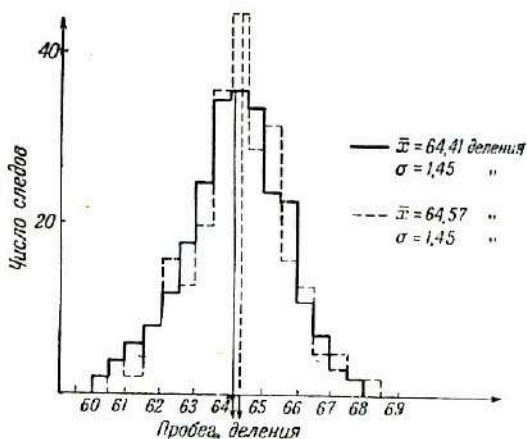


Рис. 3.

Неоднократные испытания, проведенные в лаборатории автора за последние два года, показали превосходное согласие между результатами, полученными различными наблюдателями, при условии, что последние достаточно опытны в измерении следов (после одного-двух месяцев практики по измерениям).

В качестве конкретного примера на рис. 3 приведены две совмещенные гистограммы, полученные автором и другим наблюдателем. Можно видеть, что полное рассеяние у основания гистограмм одинаково у обоих наблюдателей. Полученные результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1

Результаты измерения следов двумя наблюдателями

	Первый наблюдатель	Второй наблюдатель
Среднее квадратичное уклонение, σ	1,45	1,45
Средняя длина \bar{x} следа, деления	64,41	64,57
$\frac{\sigma^2}{N}$	0,0084	0,0084
$\Delta\bar{x}$, деления	0,16	
σ разности	$\sqrt{0,0084 + 0,0084} = 0,13$	

Вывод: так как разность $\Delta\bar{x}$ меньше 2σ , то она не является значимой.

§ 4. Влияние времени проявления

Нормальное время проявления пластинки Илфорд равно 25 мин. при 19°. В отдельных случаях для различения между частицами близкой ионизирующей способности некоторые авторы [1, 8] использовали метод недопроявления (путем уменьшения времени проявления). Автор исследовал влияние подобного недопроявления в следующих условиях.

Эмульсию погружали на 10 мин. в дистиллированную воду и затем переносили на 4 мин. в проявитель ID-19 при 18°. Результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2

Результаты недопроявления пластинок Илфорд со следами частиц от расщепления лития

	Недопроявление	Нормальное проявление
Число измерений	250	529
Средняя длина \bar{x} , деления	63,75	64,18
Среднее квадратичное уклонение, деления	1,50	1,30
$\frac{\sigma^2}{N}$	0,009	0,003
$\Delta\bar{x}$, деления	0,43	
σ разности	$\sqrt{0,009 + 0,003} = 0,11$	

Вывод: разность $\bar{\Delta x}$ больше 2δ , т. е. она статистически значима.

Следуя принятому в литературе [7] способу выражения результатов, мы дадим эту разность с указанием погрешности $\pm \sigma$, т. е.

$$\bar{\Delta x} = 0,43 \pm 0,11 \text{ деления.}$$

Относительное значение этой разности будет

$$0,66 \pm 0,17\%.$$

Укорочение следов в результате недопроявления наблюдалось также в случае эмульсий, пропитанных бором.

Для объяснения такого укорочения можно принять, что размеры зерен увеличиваются по мере протекания проявления. У соседних зерен древовидные разветвления восстановленного серебра могут взаимно отталкиваться. Толщина конечных участков исследованных автором следов всегда непрерывно сходит на нет (см. рис. 2). Поэтому нехватка толщины зерен, расположенных на концах следов, вследствие недопроявления может быть достаточна для объяснения наблюдаемого укорочения следов; так как это укорочение равно около $0,3 \mu$, то достаточно допустить уменьшение толщины из-за недопроявления, равное $0,15 \mu$ на зерно.

Далее автор выяснил, может ли увеличение времени проявления усилить только что описанный эффект. Кроме того, можно было ожидать, что возрастание вуали, вызванное таким перепроявлением, увеличит вероятность случайного попадания зерна вуали на один из концов следа, создавая таким образом систематическое завышение длины. Было найдено, что увеличение времени проявления до 1 часа вызывало трехкратное увеличение плотности вуали.

Так как различия средних длин следов для нормального проявления незначительны, то можно предположить, что для использованного проявителя ID-19, который является слабым растворителем бромистого серебра (содержит сульфит) и поэтому сравнительно слабо усиливает изображение, диаметр проявленных зерен достигает предела и более не растет.

§ 5. Влияние химического состава эмульсии

При некоторых ядернофизических исследованиях применяют пластинки с примесью различных элементов, которые вводятся в эмульсию в процессе производства. Можно также ввести эти элементы в готовую эмульсию, пользуясь хорошо известным методом пропитки. В связи с этим было исследовано влияние изменений химического состава эмульсий на их тормозную способность.

Автор ограничился изучением обычных пластинок с наполнителями, т. е. пластинок, содержащих литий и бор, которые применяются чаще остальных вследствие большого эффективного сечения захвата медленных нейтронов этими элементами.

Пластинки, содержащие литий. Согласно данным фирмы Ильфорд, состав этих пластинок весьма близок к составу пластинок без лития. Содержание лития равно $0,016 \text{ г/см}^3$. Содержание серебра, брома, иода, углерода и кислорода не отличается от нормального. Единственным исключением является азот, содержание которого повышено с $0,067$ до $0,083 \text{ г/см}^3$. Так как литий введен в эмульсию в виде цитрата лития, то изменение рН мало.

Сначала была сравнена эмульсия, содержащая $0,016 \text{ г/см}^3$, с эмульсией, содержащей удвоенное количество лития ($0,031 \text{ г/см}^3$). Обе пластинки облучались и проявлялись в одинаковых условиях. Результаты приведены в табл. 3.

Таблица 3

Длина следов от расщепления лития

Содержание лития, г/см^3	Пластинка E1	
	0,016	0,031
Число следов	250	250
Средняя длина \bar{x} следа, деления .	64,25	64,50
$\Delta\bar{x}$, деления	0,25	
σ "	0,14	

Можно видеть, что разность $\Delta\bar{x}$ незначима.

Далее в пластинку были введены небольшие количества соли методом пропитки, т. е. путем погружения ее на 2 мин. в разбавленный раствор цитрата лития. Для определения концентрации лития в этой эмульсии последняя облучалась одновременно с контрольной пластинкой (обычная фабричная пластинка с литием) в одном и том же потоке медленных нейтронов. Отношение числа следов на равных участках обеих пластинок равно отношению числа ядер лития в 1 см^3 при условии, что обе эмульсии имеют одинаковую толщину; это можно было с некоторым приближением подтвердить после сушки пластинок.

Этим путем было найдено, что концентрация лития в пропитанной нами эмульсии равнялась $0,005 \text{ г/см}^3$. С другой стороны, распределение следов по объему эмульсии указывало на равномерное распределение введенного лития.

Результаты измерений приведены в табл. 4.

Таблица 4

Длина следов в пропитанной и фабричной эмульсиях

	Эмульсия Е1	
	пропитанная	фабричная
Концентрация лития, $г/см^3$	0,005	0,016
Средняя длина \bar{x} , деления	63,98	64,25
$\Delta\bar{x}$, деления	0,27	
σ , "	0,14	

Следовательно, разность $\Delta\bar{x}$ незначима.

Таким образом, введение лития изменяет тормозную способность эмульсии меньше чем на 0,50 %.

Вывод. Этот результат подтверждает значения длины следов в эмульсиях, содержавших литий [6, 9], хотя эти значения были получены без введения поправки на пропитку эмульсии литием.

Пластинки, содержащие бор. Бор вводится в эмульсию в виде обычного бората натрия. Состав этих пластинок слегка отличается от обычного. Содержание бромида серебра уменьшено приблизительно на 4%. Другие изменения состава менее существенны. Содержание бора при нормальном наполнении равно $0,023 г/см^3$; автор располагал также пластинками с удвоенным содержанием бора — $0,045 г/см^3$. рН жидких эмульсий, содержащих бор, равен 9—9,5 против 7,5—8 для эмульсий с литием и обычных эмульсий*.

В табл. 5 приведены результаты измерения длины следов α -частиц тория в пластинках Ильфорд Е1 (обычной, содержащей нормальное и удвоенное количества бора).

Таблица 5

Длина следов в пластинках с бором

Источник	Длина следа, деления		
	эмульсия Е1, обычная	эмульсия Е1 с бором ($0,023 г/см^3$)	эмульсия Е2 с бором ($0,045 г/см^3$)
ThA . . .	47,7	48,3	48
ThC' . . .	70	71	70,4*

* В результате сушки различия в рН могут лишь увеличиться (Уоллер, частное сообщение).

Из табл. 5 следует, что различия между пробегами значимы. В среднем тормозная способность эмульсии с нормальным количеством бора уменьшена на 1,4%, а эмульсии с удвоенным количеством бора — на 0,6% сравнительно с обычной эмульсией без бора.

Интерпретация этих результатов затруднена тем, что в процессе пропитки эмульсии раствором нитрата тория часть бората растворяется и его действительная концентрация во время облучения α -частицами значительно понижается.

Эти результаты близки к результатам, которые получили Кюэр и Лоншам [1] для следов α + литий из реакции расщепления бора под действием медленных нейтронов. Эти авторы нашли уменьшение тормозной способности порядка 1,2% и 0,7% для пластинок с обычным и соответственно удвоенным содержанием бора.

Так как содержание бромида серебра в пластинках с бором понижено (табл. 6), то это должно привести к уменьшению тормозной способности.

Таблица 6

Содержание серебра и брома в пластинках с бором

Элемент	Концентрация элемента, г/см ³		
	пластинки без бора	пластинки с бором (0,033 г/см ³)	пластинки с бором (0,045 г/см ³)
Серебро	1,85	1,77	1,69
Бром	1,34	1,28	1,22

Однако, если бы эта причина была единственной, то следовало ожидать более сильного уменьшения тормозной способности для пластинок с удвоенным содержанием бора, что противоречит опыту. Следовательно, существуют еще дополнительные факторы, например изменение рН эмульсии, которые влияют на тормозную способность. Так, например, повышение рН, повидимому, компенсирует эффект, вызванный уменьшением содержания бромида серебра.

Теоретические расчеты тормозной способности в достаточной мере приближены вследствие того, что содержание влаги в этих эмульсиях мало известно, а это влечет за собой большую погрешность в абсолютных значениях концентраций различных элементов в эмульсии. С другой стороны, теоретический расчет становится невозможным в области малых энергий частиц, когда скорость частицы близка по порядку величины к скорости орбитальных электронов атомов тормозящего вещества.

§ 6. Влияние относительной влажности при облучении

Влияние выдерживания эмульсии в вакууме. В многочисленных работах по определению отдельных точек кривой пробег — энергия эмульсии помещались в вакуум, чтобы устранить торможение частиц, испускаемых мишенью. Другие точки, напротив, определялись путем облучения при нормальном давлении (реакции, вызываемые нейтронами, торможение которых в воздухе ничтожно) [10]. В связи с этим существенно было выяснить, оказывает ли высушивание эмульсии в вакууме заметное влияние на ее тормозную способность.

Для выяснения этого вопроса пластинки были помещены в камеру, которую можно было откачивать и поддерживать в этом состоянии во время облучения. На рис. 4 изображен разрез использованной автором камеры, а на рис. 5 показаны отдельные части установки.

Эмульсии находились различные промежутки времени в вакууме при давлении 0,01 мм рт. ст. Такой вакуум был вполне достаточен для удаления всей влаги, содержащейся в эмульсии. Результаты приведены в табл. 7.

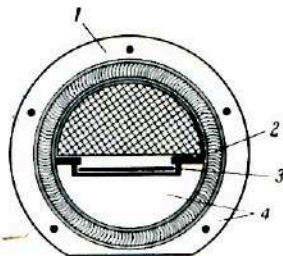


Рис. 4. Поперечный разрез вакуумной камеры.

1 — свинцовая рубашка;
2 — резиновая прокладка;
3 — фотопластинка; 4 — латунь.

Таблица 7

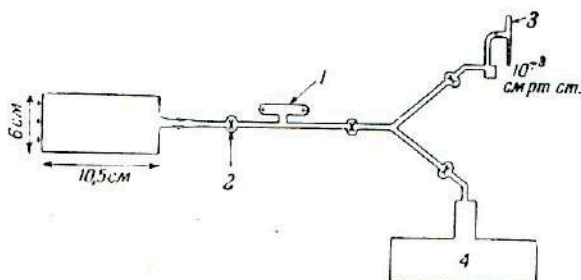
Средняя длина следа при облучении в вакууме

Продолжительность нахождения в вакууме	Средняя длина следа, \bar{x} , деления
5 ч. 30 м.	64,13
7 час.	64,38
3 дня	64,28
5 дней	64,25
Атмосферное давление.	{ 64,25
40% относительной влажности	{ 64,50

Колебаниями средней длины можно пренебречь.

Этот результат согласуется с результатами других авторов [2], которые для случая α -частиц плутония не обнаружили никакого изменения тормозной способности эмульсии после ее выдерживания под давлением 10^{-3} мм рт. ст. в течение 20 час.

С другой стороны, результаты автора противоречат данным Ротблата * [3], который обнаружил изменение тормозной способности на 3—4%.



Р и с. 5. Вакуумная установка.

1—сигнальный разрядник; 2—вакуумный кран; 3—манометр Мак-Леода; 4—крыльчатый насос.

Влияние относительной влажности атмосферы на тормозную способность. Постоянная влажность поддерживалась при помощи насыщенных растворов ацетата калия, карбоната калия, бромида

Таблица 8

Средняя длина следа при различной относительной влажности

Высушивающее вещество	Относительная влажность, %	Средняя длина следа, \bar{x} , деления
Вакуум	0	64,27
Силикагель	0	64,29
$\text{CH}_3\text{CO}_2\text{K}$	20	64,52
K_2CO_3	42	64,50
NaBr	58	65
KBr	84	71,40
H_2O (насыщенные пары)	100	80,6

натрия и бромида калия, которые создавали относительную влажность 20, 42, 58 и соответственно 84% при 20°. Эмульсии, содержавшие литий, облучались медленными нейтронами без извлечения из пространства с постоянной влажностью. Предварительные опыты показали, что содержание бора в стекле сосуда, содержавшего пластинки, было недостаточно для поглощения интенсивного пучка медленных нейтронов. Каждая эмульсия выдержи-

* Этот автор не сообщает деталей опытов и не указывает величину относительной влажности в опытах при атмосферном давлении.

валась не менее 3 дней во влажной атмосфере, чтобы прийти в равновесное состояние. В той же установке проводились опыты в насыщенных парах воды при обычной температуре. Результаты приведены в табл. 8.

Длина следов возрастает с влажностью окружающей атмосферы. Известно, что влагосодержание эмульсии увеличивается с влажностью окружающей атмосферы. Это ведет к увеличению удельного объема эмульсии и к увеличению промежутков между зернами. На рис. 6 изображена кривая зависимости относительного удлинения следов от относительной влажности. Из рисунка видно, что до 49% относительной влажности удлинение неощутимо, достигая 1% при 58% относительной влажности. Далее удлинение быстро возрастает, достигая весьма значительной величины (25—30%) при высоких относительных влажностях, что уже было отмечено в 1946 г. Кюзером и Оккиадлини.

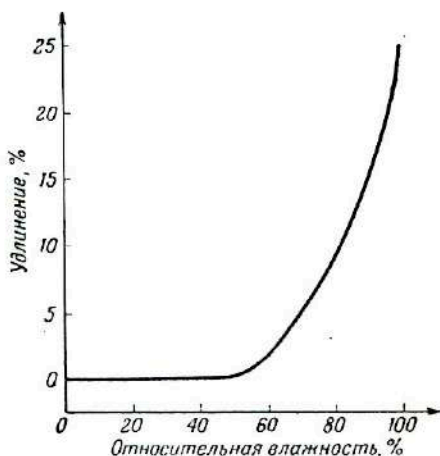


Рис. 6.

Результаты настоящей работы не согласуются с данными Винана [11], который нашел 5%-ное удлинение следов в эмульсии при 90% относительной влажности и 3%-ное удлинение при 76% относительной влажности.

Следует отметить, что Винан экспериментировал с пластинками С2, не содержащими посторонних элементов, в то время как автор работал с пластинками, содержащими литий. Так как соли лития сильно гигроскопичны, то влагосодержание эмульсии, содержащей литий, должно возрастать с увеличением относительной влажности скорее, чем в случае эмульсии без лития. Следовательно, в условиях опытов автора влияние влажности могло проявиться с максимальной интенсивностью.

Таким образом, можно утверждать, что пока относительная влажность не превышает 58%, изменение тормозной способности не превышает 1% или еще меньшую величину для обычных пластинок без посторонних элементов.

Следовательно, во время облучения пластинок при атмосферном давлении необходимо контролировать относительную влажность при помощи, например, волосяного гигрометра.

§ 7. Влияние типа эмульсии

Среди потребителей обычно распространено мнение, что различные типы эмульсий Ильфорд имеют одинаковую тормозную способность вследствие одинакового химического состава этих эмульсий и одинаковой концентрации. Однако за последние два года мнения по этому вопросу разошлись.

Автор измерил следы одних и тех же частиц в эмульсиях различных типов и обнаружил увеличение тормозной способности при переходе от пластинки E1 к пластинке C2 и далее к D1. Результаты приведены в табл. 9.

Таблица 9

Разность тормозных способностей различных эмульсий

Источник частиц	Разность пробегов, %	
	E1-C2	C2-D1
Расщепление Li	0,43±0,13	1,87±0,17
ThC'	0,67±0,19	3,0 ±0,20
ThA	0,42±0,12	2,15±0,20

Увеличение тормозной способности при переходе от эмульсии E1 к C2 было уже обнаружено Ротблатом [4], который нашел его равным 0,3%. Данные по увеличению тормозной способности для пластинок D1 в литературе отсутствуют.

Один из сотрудников лаборатории автора измерял следы тритонов из реакции $Be^9(d, t)Be^8$, параллельные друг другу и поверхности эмульсии; он нашел, что пробег в пластинках E1 на 1,3% больше пробега в пластинках D1, что качественно согласуется с результатами автора.

Интерпретация этих изменений пробега довольно затруднительна; повидимому, она связана с размером эмульсионных микрокристаллов. Малочувствительные эмульсии D1 имеют весьма мелкие микрокристаллы (0,1 μ). Диаметр эмульсионных микрокристаллов увеличивается в ряду D1, E1, C2. Тормозные способности уменьшаются в ряду D1, C2, E1.

Кроме того, pH эмульсии C2 слегка отличается от pH эмульсий E1 и D1.

Воспроизводимость различных поливов эмульсии D1, повидимому, уступает таковой остальных типов эмульсий.

§ 8. Выводы

Полученные результаты позволяют ответить на некоторые критические замечания по поводу количественной ценности фотографического метода для ядерной физики.

Если пользоваться пластинками одного типа при относительной влажности воздуха, не слишком отличающейся от нормальной, и соблюдать обычный режим проявления, то воспроизводимость результатов измерения длин следов может быть доведена до 0,5%. Субъективные ошибки наблюдателя не могут ухудшить

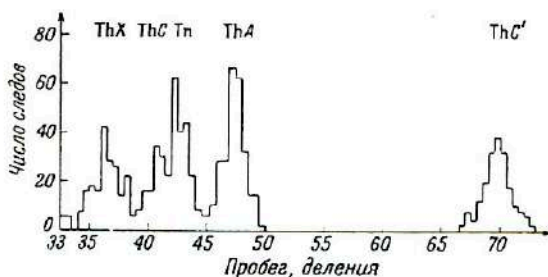


Рис. 7.

указанной воспроизводимости при условии, что наблюдатель обладает достаточным опытом и пользуется одной и той же оптикой в продолжение всей работы.

Некоторые из измерений автора показывают, что относительная влажность в момент наблюдения проявленных пластинок не влияет на результаты. Однородность различных поливов, повидимому, достаточно высока, за исключением эмульсий типа D1. Так, например, измерение длин следов в эмульсиях С2 с торием, выпущенных в 1948 г. и хранившихся без особых предосторожностей, дало те же результаты.

В процессе работы автор получил некоторые выходящие за рамки данного исследования, но интересные результаты.

Разброс пробегов. Разброс пробегов определялся из средних значений оснований гистограмм для эмульсий различных типов.

В случае пластинок D1 число гистограмм было недостаточно для вычисления надежного среднего значения. Для пластинок E1 среднее значение равно 4,3 μ , для пластинок С2 — 4,8 μ .

Эти результаты согласуются с теоретически вычисленной [5] зависимостью разброса от квадратного корня из среднего диаметра зерен.

Пробеги α -частиц продуктов последовательного распада членов ториевого семейства. Значения пробегов α -частиц членов радиоактивного семейства тория, имеющиеся в литературе, получены давно, и они довольно неточны.

Автор получил точные значения пробегов α -частиц для двух членов семейства тория, ThC' и ThA. Для остальных α -активных элементов этого семейства средние значения пробегов значительно менее надежны вследствие взаимного перекрывания гистограмм. На рис. 7 показаны гистограммы распределения пробегов α -частиц членов семейства тория. Можно видеть, что гистограммы для ThC' и ThA хорошо отделены от других. Результаты приведены в табл. 10.

Таблица 10

Пробеги α -частиц ThC' и ThA

Вещество	Пробег, μ	
	пластинка E1, обычная	пластинка C2
ThC'	$46,6 \pm 0,3$	$46,3 \pm 0,3$
ThA	$31,8 \pm 0,2$	$31,6 \pm 0,2$

ЛИТЕРАТУРА

1. Cüer P., Lonchamp J. P., Compt. rend., **232**, 1824 (1951).
2. Albred, Philips, Rosen, Talimadge, Rev. Sci. Instr., **21**, 225 (1950).
3. Ротблат Дж., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1951, статья 26.
4. Rotblat J., Nature, **167**, 550 (1951).
5. Cüer P., диссертация, Paris, 1947.
6. Cüer P., Lonchamp J. P., Combes J., Gorodetzky S., Compt. rend., **230**, 1764 (1950).
7. Fisher R. A., Statistical Methods for Research Workers, p. 116.
8. Occhialini et al., Publication du Centre de physique nucléaire de Bruxelles.
9. Cüer P., Lonchamp J. P., Combes J., Gorodetzky S., Compt. rend., **230**, 832 (1950).
10. Lattes, Fowler, Cüer P., Proc. Phys. Soc., **59**, 883 (1947).
11. Winand L., Publication au Colloque de photographie de Paris (sept. 1951),

Дж. Ротблат и С. Таи

УСАДКА И ВЛАГОСОДЕРЖАНИЕ ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

J. Rotblat, C. T. Tai, *Photogr. Sensitiv.*, pp. 331—337.

Фотографические эмульсии, используемые для регистрации ионизирующих частиц, содержат весьма много галогенида серебра (высокое отношение галогенид серебра/желатина). Поэтому в результате обработки эмульсии и удаления из нее галогенида серебра происходит значительная усадка. Для правильной интерпретации следов частиц в эмульсии и точного измерения их длины в случае большого угла наклона к поверхности эмульсии необходимо точно знать, как зависит ориентация следа в обработанной эмульсии от траектории частицы в исходной эмульсии. Эта зависимость обычно дается коэффициентом усадки, который представляет отношение толщины эмульсии при облучении к толщине после обработки. Для определения коэффициента усадки было предложено много методов, однако результаты, полученные различными наблюдателями, значительно расходятся, вероятно, вследствие различных условий наблюдения. Учитывая тот факт, что метод фотографических эмульсий становится в настоящее время весьма точным методом, авторы считали полезным исследовать проблему усадки более подробно.

Хотя главной причиной усадки является вымывание галогенидов серебра, которые занимают около половины объема фабричных ядерных эмульсий (Ильффорд и Кодак), усадка может вызываться и другими причинами, как, например, различным содержанием воды в эмульсии до и после обработки, изменением сил взаимодействия коллоидных частиц, некоторой растворимостью желатины в обрабатываемых растворах и т. д. По этим причинам вычисление коэффициента усадки, основанное только на объемных соображениях, ненадежно.

Кроме того, усадка не обязательно должна быть одинаковой по всей глубине эмульсии, так как количество растворенной желатины или взаимодействие частиц могут по-разному изменяться при обработке на различной глубине. Поэтому возможно, что эмульсия не будет равномерно усесть по всей глубине.

Наконец, взаимодействие между коллоидом и проявленными зернами серебра в следе частицы может быть различно для разных удельных ионизаций, т. е. плотностей зерен в следе. Следовательно, может наблюдаться зависимость коэффициента усадки от типа следа и его угла вхождения в эмульсию.

Исходя из этих соображений, авторы исследовали следующие вопросы:

- 1) зависимость коэффициента усадки от влагосодержания;
- 2) изменение коэффициента усадки с глубиной в толстослойных эмульсиях;
- 3) зависимость коэффициента усадки от угла вхождения частицы и плотности зерен в следе.

Предварительные результаты некоторых из этих исследований уже были опубликованы [1].

§ 1. Вычисление коэффициента усадки

Если пренебречь присутствием влаги и другими факторами, которые могут повлиять на усадку, то коэффициент усадки легко может быть вычислен из состава эмульсии. Пусть содержание галогенида серебра в абсолютно сухой эмульсии стандартного состава будет m_1 г/см³ эмульсии, а содержание желатины — m_2 . Если удельные веса галогенида серебра и желатины равны соответственно d_1 и d_2 , то коэффициент усадки дается формулой

$$S = [(m_1/d_1) + (m_2/d_2)] / (m_2/d_2) = 1 / [1 - (m_1/d_1)]. \quad (1)$$

Для эмульсии Ильфорд $m_1 = 3,55$, $d_1 = 6,47$ и $S = 2,22$.

Однако в действительности эмульсия содержит некоторое количество влаги, зависящее от относительной влажности окружающей атмосферы, температуры и условий опыта. Поэтому при данной температуре коэффициент усадки будет зависеть от относительной влажности воздуха во время облучения и наблюдения.

Влагосодержание эмульсии, выраженное в процентах от полного веса эмульсии для различных значений относительной влажности воздуха, опубликованное фирмой Ильфорд, приведено в табл. 1.

Таблица 1

Содержание влаги в эмульсиях Ильфорд

Относительная влажность, %	0	32	58	84
Влагосодержание, вес. %	1,4	2,06	2,95	5,17

Удобнее будет выражать влагосодержание через отношение объема воды к объему желатины. Это отношение может быть вычислено из данных по составу эмульсии, которые также приводятся фирмами-изготовителями. Кривая 1 на рис. 1 показывает зависимость влагосодержания (по объему) от относительной влажности; данные для относительной влажности выше 84% получены экстраполяцией.

Содержание влаги в эмульсии при облучении будет вообще отличным от ее содержания в обработанной пластинке. Обозначим соответствующие значения влагосодержания через a_v и a_0 . Если усадка была вызвана только вымыванием галогенидов серебра и если объем эмульсии складывается аддитивно из объемов компонентов, то коэффициент усадки определится формулой

$$S = \frac{1}{1 + a_0} \left(\frac{1}{1 - (m_1/d_1)} + a_e \right), \quad (2)$$

где m_1 и d_1 обозначают то же, что в формуле (1). Подставляя в эту формулу значение m_1/d_1 , получаем

$$S = (2,22 + a_e)/(1 + a_0). \quad (3)$$

Если бы содержание влаги в эмульсии при данной относительной влажности воздуха оставалось после обработки таким же, как и до нее, то, подставляя соответствующие значения a_v и a_0 из кривой 1 (рис. 1), можно было бы по формуле (3) вычислить коэффициент усадки при различных условиях влажности. В следующем разделе будет показано, что наблюдаемые значения S не согласуются с вычисленными по этой формуле. Это указывает на то, что сделанные выше предположения неверны и что, кроме вымывания галогенидов, играют роль еще другие факторы. До тех пор, пока эти факторы не будут изучены с большей полнотой, вычисление коэффициента усадки должно производиться только по эмпирической формуле.

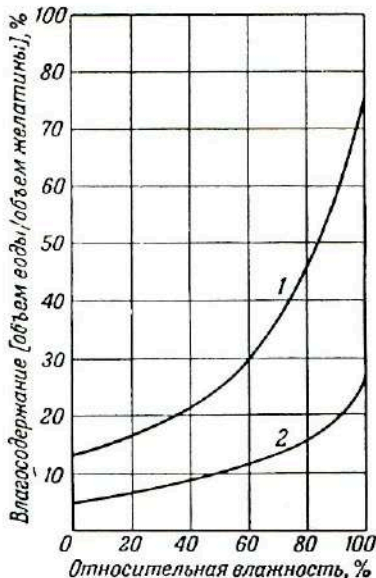


Рис. 1. Зависимость влагосодержания стандартных фабричных эмульсий от относительной влажности воздуха.

1 — влагосодержание необработанных эмульсий, вычисленное из их состава; 2 — влагосодержание обработанных эмульсий, определенное опытным путем.

§ 2. Зависимость коэффициента усадки от влагосодержания

Для исследования этой зависимости авторы ставили опыты в различных условиях влажности воздуха при постоянной температуре. Эмульсии Ильффорд С2 толщиной 100 μ пропитывали нейтрализованными и весьма разбавленными растворами $\text{Th}(\text{B} + \text{C})$ и быстро сушили в вакуумном эксикаторе. Через 2 часа эмульсии помещали в герметически закрытые сосуды, содержавшие

следующие вещества: 1) куски сухого хлорида кальция, 2) насыщенный раствор карбоната калия, 3) насыщенный раствор хлорида аммония и 4) воду. Через несколько часов эмульсии приходили в равновесие с парами воды в этих сосудах, относительная влажность которых составляла соответственно 0, 44, 80 и 100%. Эмульсии оставляли в этих условиях на два дня для регистрации следов α -частиц $\text{Th}(C + C')$ и обрабатывали обычным способом.

Для определения коэффициента усадки применялись два независимых метода. В первом методе толщину эмульсионной пленки измеряли непосредственно при помощи микроскопа. Каждую эмульсию, облученную при данной влажности, разрезали на несколько кусков, из которых часть обрабатывали, а часть оставляли необработанными. Сравнивая толщины этих кусков, авторы тем самым избегали ошибок из-за возможных колебаний толщины пластинок из различных партий.

Второй метод напоминал метод Виньерона [2]. При помощи микроскопа с сильным объективом измеряли длину следов α -частиц $\text{Th}C'$; для каждого следа измеряли горизонтальную (x) и вертикальную (z) составляющие. Если пробег α -частицы равен R , то

$$x^2 + S^2 z^2 = R^2.$$

Поэтому если на графике отложить x^2 как функцию z^2 , то мы должны получить прямую, наклон которой равен S^2 . Примеры таких прямых изображены на рис. 2. Хотя при малых значениях x наблюдаются отклонения от линейной зависимости, наклон прямой может быть точно определен по точкам для больших значений x .

Значения S , определенные по этим двум методам при 70% относительной влажности во время наблюдения следов, приведены в табл. 2. Как видно, результаты, полученные этими двумя методами, находятся в хорошем согласии.

Таблица 2

Коэффициент усадки при различной относительной влажности воздуха во время облучения (наблюдение при 70% относительной влажности)

Относительная влажность при облучении, %	Экспериментальные значения S		Вычисленные значения S	
	прямо: измерение толщины	по измерению длины следов	по формуле (3) при $a_0 = 36\%$	по формуле (1) при $a_0 = 13\%$
0	$2,11 \pm 0,05$	$2,03 \pm 0,03$	1,73	2,11
44	$2,21 \pm 0,05$	$2,20 \pm 0,05$	1,79	2,21
80	$2,48 \pm 0,05$	$2,50 \pm 0,05$	1,97	2,48
100	$2,80 \pm 0,05$	$2,72 \pm 0,10$	2,19	2,81

Значения коэффициента усадки, приведенные в табл. 2, были вычислены по формуле (3) при том предположении, что для

одной и той же относительной влажности воздуха отношение объема воды к объему желатины в обработанной эмульсии равно этому отношению в необработанной эмульсии; поэтому, в согласии с кривой 1 на рис. 1, величина a была принята равной 36% при относительной влажности 70%. Из табл. 2 следует, что вычисленные значения лежат значительно ниже экспериментальных значений, что указывает на неточность формулы.

Расхождение между наблюдаемыми и вычисленными значениями, повидимому, обусловлено двумя причинами: 1) влагосодержание обработанной эмульсии, вероятно, меньше влагосодержания необработанной эмульсии и 2) часть усадки обусловлена не только вымыванием галогенидов серебра, но и иными факторами, например взаимодействием коллоидных частиц и некоторой слабой растворимостью желатины. Эти две причины вызовут небольшое увеличение a , и значительное уменьшение a_0 в формуле (3). Следовательно, в формулу (3) нужно подставлять не истинное, а кажущееся влагосодержание эмульсии, которое должно быть найдено опытным путем.

Опыты по определению экспериментальных значений a , и a_0 проводились с теми же эмульсиями С2, но при различной относительной влажности воздуха. С этой целью обработанные эмульсии помещали в сосуды с различной относительной влажностью во время, достаточное для установления равновесия; толщину слоев измеряли непосредственно после извлечения пластинок. Полученные результаты приведены в табл. 3.

Если наблюдаемые значения коэффициента усадки представить графически как функцию a из рис. 1, то окажется, что для каждого значения относительной влажности при наблюдении точки ложатся на прямую линию. Из наклона этих прямых и из значений S при $a = 0$ можно определить экспериментальные значения a_s и a_0 для различных условий влажности. Таким способом было найдено, что экспериментальные значения a_s больше вычисленных значений в постоянное число раз, а именно, всегда больше последних на 27%. Кажущееся влагосодержание

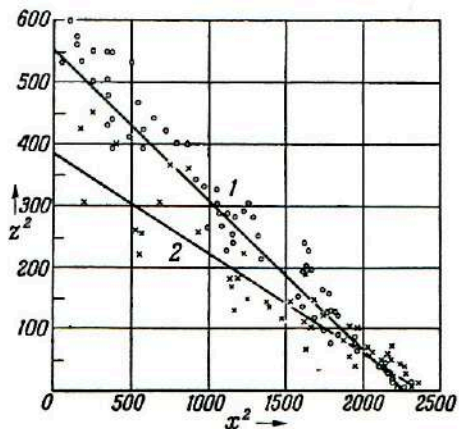


Рис. 2. Горизонтальная и вертикальная составляющие следов α -частиц ThC' в пластинке, облученной при 0% (прямая 1) и 80% относительной влажности (прямая 2).

обработанной эмульсии оказалось равным всего около $1/3$ влагосодержания необработанной эмульсии. Экспериментальные значения a_0 как функции относительной влажности представлены кривой 2 на рис. 1.

Таблица 3

Коэффициенты усадки в условиях влажности воздуха, различных во время облучения и наблюдения

Относительная влажность при облучении, %	Относительная влажность при наблюдении, %			
	0	44	80	100
0	$2,27 \pm 0,05$	$2,19 \pm 0,05$	$2,07 \pm 0,05$	$1,87 \pm 0,10$
44	$2,38 \pm 0,05$	$2,30 \pm 0,05$	$2,16 \pm 0,05$	$1,93 \pm 0,10$
50	$2,67 \pm 0,05$	$2,57 \pm 0,05$	$2,43 \pm 0,05$	$2,16 \pm 0,10$
100	$3,01 \pm 0,10$	$2,90 \pm 0,10$	$2,74 \pm 0,10$	$2,44 \pm 0,15$

На основании этих результатов коэффициент усадки при данной относительной влажности может быть определен по следующей эмпирической формуле:

$$S = \frac{2,22 + 1,27a_e}{1 + a_0}, \quad (4)$$

где значения a_e и a_0 определяются соответственно из кривых 1 и 2 рис. 1.

Для проверки этой формулы авторы вычислили коэффициент усадки для различных значений относительной влажности при облучении и для 70% относительной влажности при наблюдении. Полученные величины приведены в последнем столбце табл. 2. Отличное согласие вычисленных и наблюдаемых величин убедительно доказывает пригодность эмпирической формулы.

§ 3. Изменение коэффициента усадки по толщине эмульсии

Эмульсии Ильфорд С2 и Е1 толщиной 200 μ , загруженные литием, облучались потоком медленных нейтронов. Направления траекторий тритонов и α -частиц, возникших в результате расщепления лития медленными нейтронами, распределены в пространстве случайно, и поэтому следы $\text{H}^3 + \alpha$ должны обладать изотропным распределением в необработанной эмульсии. Усадка эмульсии изменит это распределение. Отличие наблюдаемого углового распределения следов от изотропного может быть использовано для определения коэффициента усадки.

Легко показать, что ориентация следов в обработанной эмульсии будет подчиняться следующей формуле распределения:

$$F(\theta) d\theta = Sn \frac{\sec^2 \theta}{(1 + S^2 \tan^2 \theta)^{3/2}} d\theta, \quad (5)$$

где $F(\theta)$ — число следов с углом наклона θ и n — полное число следов.

При $n = 1000$ статистические отклонения от этого распределения совместно с отклонениями, вызванными влиянием малых углов рассеяния и небольшими колебаниями однородности эмульсии, достигают 5% для углов наклона следов к поверхности эмульсии, меньших 50° .

Авторы сосчитали число следов для различных углов наклона и сравнили экспериментальные значения с $F(\theta)$ из формулы (5), в которую подставлялись значения S , определенные непосредственным измерением толщины эмульсии до и после обработки при учете влажности воздуха. Результаты одной серии наблюдений изображены на рис. 3, где сплошная кривая вычислена по формуле (5) при $S = 2,24$.

Можно видеть, что между наблюдаемым и вычисленным распределением имеется хорошее согласие.

Для того чтобы выяснить, одинакова ли усадка по всей глубине эмульсий, слой обработанной эмульсии был условно разделен средней плоскостью и было отдельно измерено угловое распределение следов, начинающихся в верхнем и нижнем слоях. Число следов в обеих группах оказалось почти таким, как этого можно было ожидать для равномерно пропитанной литием эмульсии; угловое распределение также было одинаковым в обеих группах. Эти результаты показывают, что усадка эмульсии равномерна по всей ее толщине и что коэффициент усадки, полученный путем прямых измерений толщины эмульсии, может быть использован для внесения поправок на усадку на любой глубине. Следует указать, что этот метод не позволяет сделать соответствующих выводов для следов с большими углами наклона, так как вероятность вылета из эмульсии таких круто падающих частиц велика.

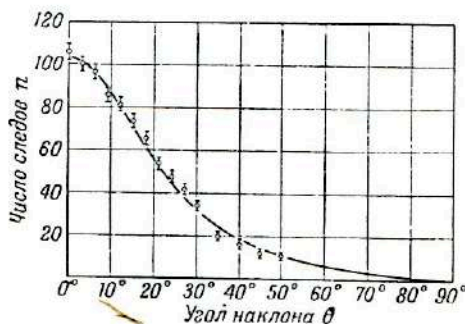


Рис. 3. Угловое распределение следов $\text{N}^3 + \alpha$ в загруженной литием эмульсии С2 с удвоенным содержанием желатинны. Полное число следов $n = 2635$. Сплошная кривая вычислена по формуле (5) при $S = 2,24$.

§ 4. Зависимость коэффициента усадки от угла наклона и плотности зерен в следах

Для того чтобы выяснить, можно ли использовать один и тот же коэффициент усадки при исследовании любых следов, были произведены измерения горизонтальной (x) и вертикальной (z)

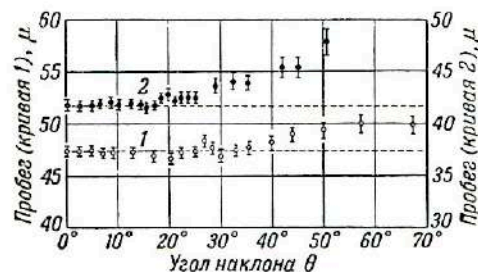


Рис. 4. Зависимость вычисленной длины следа от угла наклона к плоскости эмульсии.

1 — эмульсия G2, следы α -частиц ThC'; 2 — эмульсия E1, загруженная литием, следы $H^3 + \alpha$.

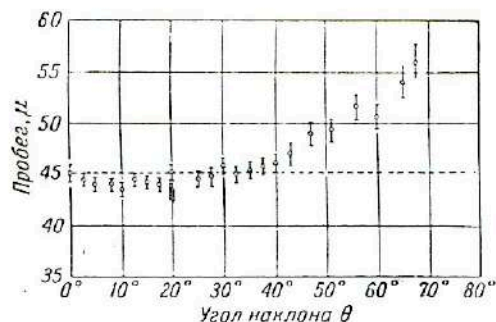


Рис. 5. Зависимость вычисленной длины следа от угла наклона к плоскости эмульсии.

Эмульсия G2, загруженная литием, с удвоенным содержанием желатинизатора, следы $H^3 + \alpha$.

усадка меньше, чем для следов с меньшим наклоном. Аналогичный вывод можно сделать из графика, изображенного на рис. 2.

Было замечено, что предельный угол наклона, при котором появляется отклонение R от постоянной величины, непосредственно связан с расстоянием между зернами в следе. Это следует из табл. 4, в которой суммированы полученные результаты.

Этот факт позволяет следующим образом объяснить наблюдаемое отклонение: когда эмульсия уседает в вертикальном

составляющих длины следов $H^3 + \alpha$ в эмульсиях C2 и E1, загруженных литием. Полная длина этих следов должна быть постоянной; следовательно, если коэффициент усадки не зависит от угла наклона, то величина

$$(x^2 + S^2 z^2)^{\frac{1}{2}} = R \quad (6)$$

должна быть постоянной для всех следов. Аналогичные измерения были проведены на эмульсиях, пропитанных Th(B + C), когда измерялись длины следов α -частиц от ThC'. Типичные результаты показаны на рис. 4 и 5, представляющих зависимость длины следа R , вычисленную по формуле (6), от угла наклона. Можно видеть, что R постоянно только до некоторого предельного угла наклона; для больших углов вычисленный пробег слишком велик; это показывает, что кажущаяся

направлении, то зерна в наклонном следе, вначале разделенные, сближаются до соприкосновения. Начиная с этого момента, взаимодействие зерен будет препятствовать их дальнейшему перемещению вместе с окружающей желатиной. Это приведет либо к выталкиванию соседних зерен из следа, либо к уменьшению усадки, вызываемой высыханием желатины. Первый эффект придаст следу зигзагообразную форму, второй — приведет к уменьшению усадки эмульсии для данного следа.

Таблица 4

Сводка результатов

Эмульсия	С2, загруженная литием	Е1, загруженная литием	С2 загруженная торием	С2, загруженная литием с удвоенным содержанием желатины
Следы	$H^3 + \alpha$	$H^3 + \alpha$	α	$H^3 + \alpha$
Коэффициент усадки S	2,94	2,94	2,03	2,24
Полное свободное пространство между зернами l , μ	6	10	12	15
Полный пробег R , μ	41,8	41,8	47,4	44,6
Наблюдаемый θ_0°	20	~ 25	~ 35	~ 35
Вычисленный θ_0°	13	19	31	34

Эти соображения могут быть использованы для количественной оценки величины предельного угла, при котором начинается отклонение. Для этого следует определить пробег R и полное свободное пространство между зернами l в горизонтальном следе. Тогда предельный угол определится формулой

$$\cos \theta_0 = \left[\frac{S^2 - \{R/(R-l)\}^2}{S^2 - 1} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (7)$$

Вычисленные значения предельного угла приведены в последней строке табл. 4; согласие с наблюдаемыми значениями достаточно удовлетворительно, чтобы подтвердить правильность приведенного объяснения.

Этот результат показывает, что обычный метод внесения поправки на усадку, состоящий в умножении результатов измерения глубины на коэффициент усадки, пригоден для сильно ионизирующих частиц только при наклоне не свыше 30° . При

больших углах следует вносить меньшую поправку, зависящую от промежутков между зернами в следе частицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rotblat J., Tai C. T., Nature, **164**, 835 (1949).
2. Виньерон Л., Фотографический метод в ядерной физике, сб. Издательств, 1952, статья 31.

21

Л. Иенни и Т. Хюрлиман

КОЭФФИЦИЕНТ УСАДКИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЭМУЛЬСИИ

L. Jenny, T. Hürlimann, Helv. Phys. Acta, **24**, No 3, 235—244 (1951).

Для использования концентрированных бромосеребряных слоев в ядернофизических измерениях необходимо располагать точными данными по свойствам и особенностям соответствующих сортов пластинок. Помимо зависимости пробег—энергия должен быть известен прежде всего коэффициент усадки, под которым понимают отношение толщины исходного слоя к его толщине после фиксирования. Усадка происходит преимущественно в направлении, перпендикулярном к плоскости пластинки, и особенно сильно влияет на вид следов, входящих в эмульсию под большими углами. Так как основная часть бромистого серебра удаляется при фиксировании, то коэффициент усадки может достигать значительной величины.

Определение коэффициента усадки, который, естественно, изменяется от одного типа пластинок к другому и зависит от очень многих факторов, например отношения $AgBr$ /желатина, количества вводимого в качестве пластификатора глицерина [1] или других добавок, описано во многих работах [2—9]*, но методика эксперимента не всегда изложена достаточно подробно. В связи с другими исследованиями авторы подробно изучили различные методы определения коэффициента усадки, а также пытались выяснить влияние различных операций, обычных при работе с пластинками, на этот поправочный коэффициент.

§ 1. Методы определения коэффициента усадки

Для определения коэффициента усадки можно использовать следующие методы:

* См. также статью 20, стр. 203.

1. При помощи точного микрометра с круглым циферблатом (индикатора) измеряют толщину исходного и конечного (фиксированного) эмульсионных слоев.

2. Измеряют некоторое количество следов известной длины с различными углами наклона к поверхности эмульсии.

3. Методом взвешивания по разности определяют веса различных компонентов слоя, из которых после пересчета на объемы можно вычислить коэффициент усадки. При этом вычислении принимают, что усадка равномерна по всей пластинке и что после удаления бромистого серебра не остается пустот. Однако ввиду наличия напряжений, возникающих в желатине, это предположение нельзя считать обоснованным.

Другой, не проверенный нами метод определения коэффициента усадки описан Поуэллом [2]. Он облучал пластинку частицами под определенным углом и определял коэффициент усадки, измеряя углы наклона следов в отфиксированной пластинке.

При работе по всем этим методам существенно, чтобы пластинки были полностью отфиксированы, промыты и высушены в одинаковых условиях температуры и влажности воздуха.

При работе по первому методу авторы измеряли толщину слоя до и после фиксирования на возможно большем числе участков пластинки и сравнивали результаты измерения всегда на одном и том же участке. Так как стеклянные пластинки большей частью имеют слегка колеблющуюся толщину, то на каждом участке приходилось измерять также толщину стекла. Пластинку помещали на полированную поверхность и вставляли в микрометр. Для того чтобы шарик измерительного штифта не погружался в эмульсию, авторы подкладывали круглую, шлифованную металлическую пластинку с плоскопараллельными поверхностями. При помощи этого метода был получен ряд значений коэффициента усадки, которые обнаруживали сравнительно небольшой разброс вокруг среднего значения.

Во втором методе были измерены следы различного наклона, но одинаковой начальной длины. Затем на график наносилась проекция следа p в плоскости пластинки как функция расстояния между концом и началом следа по вертикали t . Полученные точки были разбросаны около эллиптической кривой (рис. 1) или прямой (рис. 2), если был выбран квадратический масштаб по осям координат. Отношение отрезков по осям позволяло определить коэффициент усадки.

Этот метод требует соблюдения ряда предосторожностей, которыми, как мы покажем ниже, обычно пренебрегали. Значительный разброс точек делает этот метод наименее точным и наиболее трудоемким, однако именно им можно доказать, что усадка на всех глубинах слоя и для следов всех наклонов одинакова.

Этот вывод противоречит результатам Ротблата и Тан [7] *, что будет подробнее рассмотрено ниже.

Третий метод, метод взвешивания по разности, дает средний коэффициент усадки. Так как при фиксировании, кроме галогенида серебра, удаляется также находящийся в эмульсии глицерин, то количество последнего следует определить независимо, посредством предварительного вымывания проточной водой.

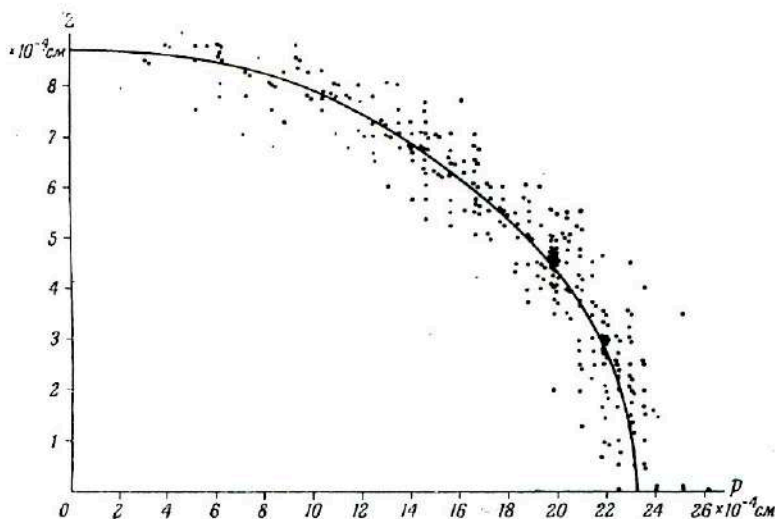


Рис. 1.

Опыты с эмульсиями (толщиной 100 μ), содержащими известное количество глицерина, показали, что такая промежуточная промывка удаляет весь глицерин за 20—30 мин. Из разностей весов вычисляют объемы желатинны и глицерина, удельные веса которых с вполне достаточной точностью приведены в различных справочниках. Учитывая, что в бромиде серебра всегда содержится небольшое количество (3%) иодида серебра [10, 11], средний удельный вес галогенида серебра можно принять равным 6,45 $г/см^3$. Другие добавки к эмульсии, например дубители, стабилизаторы, стабилизаторы и подслон, могут не приниматься во внимание вследствие их малого количества и объема. Коэффициент усадки вычисляется из полного объема (глицерин + желатинна + галогенид серебра) и объема желатинны.

Определения коэффициентов усадки самых различных эмульсий показали, что все три метода всегда давали хорошо совпа-

* См. также статью 20, стр. 203.

дающие между собой результаты. Так, например, для эмульсии собственного изготовления * авторы нашли:

по методу 1 (измерение толщины)	коэффициент усадки равен	$2,62 \pm 0,03$
" " 2 (измерение следов)	" " "	$2,63 \pm 0,07$
" " 3 (взвешивание)	" " "	$2,63 \pm 0,02$

Неисправленный коэффициент усадки, определенный по методу 2, имеет несколько более высокое значение — $2,66 \pm 0,07$. Это объясняется тем, что определяемая под микроскопом высота

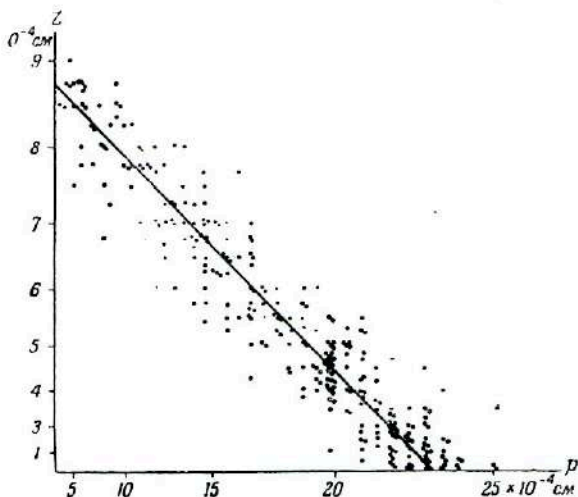


Рис. 2.

следа (расстояние между началом и концом по вертикали) отличается от истинной высоты вследствие различия показателей преломления желатины и иммерсионной среды. В наших условиях, т. е. при комнатной температуре и для зеленого света (при котором производились измерения), показатель преломления желатины DGF 7670 равнялся в среднем 1,536, а кедрового масла — 1,521. Из этих данных можно найти, что для нахождения истинного расстояния перемещение микроскопа по вертикали должно быть увеличено на 1,4%.

Весовой метод пригоден также для определения коэффициента усадки фабричных пластинок. Так, например, авторы нашли для пластинки Ильфورد С2 (старая эмульсия, получена в 1947 г.):

по методу 1	коэффициент усадки равен	$2,33 \pm 0,05$
" " 3	" " "	$2,36 \pm 0,02$

Обе величины хорошо согласуются с данными других авторов [3], которые нашли по методу измерения следов, что для таких

* См. статью 7, стр. 95.

эмульсий Ильффорд коэффициент усадки равен $2,33 \pm 10\%$. Из данных по атомарному составу этих эмульсий Ильффорд для коэффициента усадки было найдено меньшее значение, равное примерно 2,0 [3,8]. Однако эти данные не позволяют отличить атомы С, Н и О желатины от таких же атомов глицерина, поэтому последний обычно учитывается как «желатинна». Определенный таким образом завышенный объем желатины ведет к занижению коэффициента усадки, что и объясняет расхождение между вычисленными и опытными данными.

§ 2. Изменения коэффициента усадки

Влияние дубящего останавливающего и фиксирующего растворов. Коэффициент усадки, определенный по одному из указанных выше методов, имеет силу лишь для пластинок, которые фиксировались в обычных (нейтральных или кислых), не дубящих фиксирующих растворах и не подвергались предварительной обработке. При использовании часто рекомендуемых дубящих фиксирующих растворов [9, 11—13] коэффициент усадки значительно увеличивается. Алюмокальевые квасцы, содержащиеся в этих фиксажах, задубливают желатину и поэтому уменьшают ее влагосодержание в сухом состоянии, что ведет к уменьшению толщины сухого слоя. Однако это верно лишь для свежего, не бывшего в употреблении фиксирующего раствора. При многократном использовании раствора его дубящее действие ослабевает, и коэффициент усадки снова уменьшается. При фиксации пластинок собственного изготовления изготовления в свежем фиксаже коэффициент усадки всегда достигал 3,0, в то время как для следующих пластинок этот коэффициент все более уменьшался, пока наконец не достигал значения, соответствующего обычному, не дубящему фиксажу. Уменьшение коэффициента усадки зависит от отношения объема фиксирующего раствора к объему уже отфиксированной эмульсии (см. таблицу).

Влияние объема отфиксированной эмульсии на коэффициент усадки

Серия 1 50 мл фиксажа Кодак F-5			Серия 2 250 мл фиксажа Кодак F-5		
пластинка №	объем эмульсии, мл	коэффициент усадки	пластинка №	объем эмульсии, мл	коэффициент усадки
1	0,55	$2,97 \pm 0,05$	1	0,55	$3,05 \pm 0,07$
2	0,47	$2,66 \pm 0,06$	2	0,54	$2,90 \pm 0,06$
3	0,50	$2,67 \pm 0,08$	3	0,26	$2,61 \pm 0,06$
4	0,54	$2,63 \pm 0,05$			
5	0,54	$2,61 \pm 0,05$			

Понятно, что все сказанное о влиянии фиксирующего раствора относится также к дубящей останавливающей ванне [9], которая дубит желатину и, следовательно, увеличивает коэффициент усадки. Коэффициент усадки при нормальном фиксировании равен $2,66 \pm 0,04$.

Влияние предварительной обработки на коэффициент усадки. Для введения радиоактивного или какого-либо вещества, необходимого для проведения ядерной реакции, для разрушения скрытой вуали и следов, а также для улучшения различения следов различных частиц ядерные пластинки подвергают определенным операциям предварительной обработки, которые большей частью связаны с погружением пластинки в водные растворы на некоторое время. Это приводит к полному или частичному удалению глицерина, содержащегося в эмульсии. В результате уменьшается толщина слоя снова высушенной перед облучением пластинки и, следовательно, уменьшается коэффициент усадки. Во время пропитки эмульсии в водном растворе происходит частичное замещение глицерина на вводимую соль. Однако количество соли, которое может быть введено без нарушения свойств эмульсии, весьма мало и не компенсирует уменьшения объема, вызванного потерей глицерина. С другой стороны, при введении сильно гигроскопических веществ, например солей лития или кальция, наблюдается значительное увеличение объема [14], так как эти соли связывают значительное количество воды, а вода вызывает сильное набухание эмульсионного слоя. В таких случаях коэффициент усадки может значительно превосходить свое нормальное значение. Так, в случае пластинки, которая находилась 2 часа в 10%-ном растворе хлорида лития, коэффициент усадки достигал $4,45 \pm 0,15$ (нормальное значение 2,63). Операции пропитки различными веществами, производимые при изготовлении пластинок, ведут исключительно к увеличению коэффициента усадки. Однако наряду с удалением глицерина при таких операциях предварительной обработки может происходить также дубление желатины ионами обрабатывающего раствора [15]. Такой случай прежде всего имеет место при пропитке эмульсии солями самария, тория и урана. Эти и другие трех- и четырехвалентные ионы вызывают дубление поверхности эмульсионного слоя и затрудняют диффузию глицерина из слоя. Поэтому после окончания обработки часть глицерина может остаться в слое.

На затруднение диффузии указывает тот факт, что для фиксирования пластинок, пропитанных торием, требуется значительно большее время, чем обычно. Поверхностное дубление таких пластинок можно демонстрировать испытанием на плавление. Авторы подвешивали в наполненном водой химическом стакане полоску пластинки, пропитанной 0,001 н. раствором $\text{Th}(\text{NO}_3)_4$, и полоску

необработанной пластинки того же типа и медленно подогревали стакан. Контрольная пластинка начинала плавиться при 81° , а обработанная нитратом тория — лишь выше 86° , и то сначала только по краям пластинки. При дальнейшем повышении температуры от эмульсии отделялся очень вязкий тонкий поверхностный слой, который не разрушался даже при кипячении, в то время как находящийся под ним слой эмульсии полностью расплавлялся. Этот опыт, который давал воспроизводимые результаты, доказывает, что подобная пропитка действительно вызывает интенсивное дубление поверхности. Толщина задубленной зоны и ее тормозящее действие на диффузию глицерина зависят от условий опыта (концентрация дубящих ионов, рН, отношение объемов эмульсия/раствор, продолжительность пропитки, движение раствора и т. д.).

Аналогичное дубящее и поэтому затрудняющее диффузию действие оказывает также обработка фосфатами или хромовой кислотой, которая применяется для различения частиц по следам [16]. Если такое различие производится после облучения, то удаление глицерина не влияет на коэффициент усадки, однако дубление желатины хромовой кислотой (подобно дубящему фиксирующему раствору) вызывает повышение коэффициента усадки. Дубление желатины хромовой кислотой или трех- и многовалентными ионами замедляет последующую фотографическую обработку (проявление, фиксирование). В связи с этим интересно выяснить, не обусловлена ли часто упоминаемая «десенсибилизация» пластинок этих типов, например уранатом аммония в уксусной кислоте [16], простым недопроявлением, вызванным изменением рН эмульсии и затруднением диффузии.

Авторы пытались исследовать влияние таких дубящих растворов на величину коэффициента усадки посредством модельных опытов с хромовыми квасцами. Сначала из пластинки удалялся глицерин, а затем она погружалась на 20 мин. в 3%-ный раствор хромовых квасцов. Другая пластинка, политая эмульсией из той же варки, сразу погружалась в 3%-ный раствор хромовых квасцов на то же время. Измеряя толщину слоев обеих пластинок по методу 1, авторы нашли следующие коэффициенты усадки:

Пластика № 1	Пластика № 2
(Нормальный коэффициент усадки равен $2,44 \pm 0,03^*$)	
Обработка водой и далее хромовыми квасцами Коэффициент усадки равен $1,89 \pm 0,02$	Обработка хромовыми квасцами Коэффициент усадки равен $2,11 \pm 0,03$
* Эта эмульсия содержит мало глицерина и поэтому имеет небольшой коэффициент усадки.	

Эти данные однозначно показывают, что при одновременном дублировании эмульсии и вымывании глицерина вымывание замедляется и протекает лишь частично, что и обуславливает увеличение коэффициента усадки в этом случае.

Кроме того, следует помнить о том, что при такой предварительной обработке пластинок уменьшение количества глицерина и воды в эмульсионном слое влечет за собой уменьшение пробега частиц, так как увеличивается тормозная способность эмульсии. Наблюдаемое уменьшение длины следов в среднем составляет 3%, что хорошо согласуется с вычислениями Кюэра [1]. Понятно, что уменьшение пробега зависит от условий опыта. Следующий пример иллюстрирует влияние дубящей предварительной обработки на коэффициент усадки и косвенно на пробег частиц в двух различных способом пропитанных $\text{Th}(\text{NO}_3)_4$ пластинках.

Пластинка 1 (эмульсия с нормальным коэффициентом усадки = 2,63): набухала в 0,0001 н. растворе $\text{Th}(\text{NO}_3)_4$ с рН 5 в течение 20 мин., быстро высушивалась и хранилась 5 дней.

Методом 2 (измерение следов) найдено, что коэффициент усадки равен 2,24. (Дублирование и частичное удаление глицерина.)

Длина следов α -частиц $\text{ThC}' = 48,5 \mu$.

Пластинка 2 (эмульсия та же, что на пластинке 1): на поверхность пластинки наливали равномерный слой раствора 0,0001 н. $\text{Th}(\text{NO}_3)_4$, после полного впитывания пластинку быстро высушивали и сохраняли 5 дней.

Методом 2 найдено, что коэффициент усадки равен 2,50. (Глицерин не удален, только дублирование.)

Длина следов α -частиц $\text{ThC}' = 50,0 \mu$.

§ 3. Обсуждение результатов

Все эти определения коэффициента усадки, а также применения найденных поправок основаны на предположении, что усадка при фиксировании протекает равномерно по всему слою (кроме краевых зон пластинки) и что это сокращение толщины эмульсии одинаково влияет на следы с различным наклоном к поверхности эмульсии. Однако оба эти предположения не являются бесспорными. Так, в частности, Рогблат и Таи * [7] считают, что произведенные ими измерения следов α -частиц ThC' различного наклона указывают на зависимость коэффициента усадки от наклона. Из рисунка, приведенного в работе этих авторов, следует, что если вычислять длину следов с большим наклоном, пользуясь коэффициентом усадки, полученным из измерения толщины слоя, то вычисленная длина окажется на 23% больше истинной. Авторы объясняют это удлинение тем, что при фиксировании происходит

* См. статью 20, стр. 203.

соприкосновение зерен в сильно наклоненных следах, которые поэтому противостоят дальнейшему сжатию вместе с уседающей желатиной. Согласно такому взгляду, коэффициент усадки должен зависеть не только от факторов, перечисленных в начале статьи, но и от наклона следов, плотности зерен в следах и величины зерен (т. е. от условий проявления).

Едва ли можно допустить, что усадка следа с большим наклоном может тормозиться по указанной причине, так как силы, возникающие в желатине, весьма велики. Так, например, толстый желатиновый слой при высыхании легко вырывает куски стекла из поверхности пластинки. Авторы считают, что под влиянием столь значительных сил должно происходить боковое выталкивание соприкасающихся зерен, которое действительно часто наблюдается у весьма сильно наклоненных следов. Это выталкивание облегчается удалением окружающих непроявленных зерен бромистого серебра в процессе фиксирования и усадки. Если бы гипотеза Ротблата и Таи была верна, то вместо несомненных прямых, найденных авторами по методу измерения следов (см. рис. 2), были бы получены сложные кривые (см. также соответствующие рисунки в работе [8]).

Вывод Ротблата и Таи, возможен, основан на том, что они при вычислении длины следов пользовались ошибочным и полученным в совершенно других условиях коэффициентом усадки. Так, если для экспериментальных точек на рис. 2 из их работы уменьшить коэффициент усадки примерно на 23%, то все следы, независимо от их наклона, будут иметь одинаковую длину. Наблюдаемое расхождение объясняется тем, что коэффициент усадки, определенный посредством измерения толщины нормальных, т. е. необработанных пластинок, был использован для внесения поправки в длину следов в слоях, которые перед облучением торием подвергались предварительной обработке, ведущей к частичному удалению глицерина. Измерения, проведенные на пластинке толщиной около 90 μ , показали, что после предварительной обработки 0,001 н. раствором $\text{Th}(\text{NO}_3)_4$ толщина слоя уменьшалась примерно на 20 μ . Так как следы создаются именно в этом более тонком эмульсионном слое, то при нахождении истинной длины следов следует использовать уменьшенный коэффициент усадки.

Следовательно, при работе с пластинками такого типа необходимо определять изменение коэффициента усадки во всех тех случаях, когда пластинки подвергаются какой-либо специальной обработке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cüer P., *Compt. rend.*, **223**, 1121 (1946).
2. Powell C. F., Occhialini G. P. S., Livesey D. L., Chilton L. V., *J. Sci. Instr.*, **23**, 102 (1946).

3. Tsien San-Tsiang, Ho Zah-Wei, Chastel R., Vigneron L., J. phys. radium, **8**, 206 (1947).
4. Cotton R., Compt. rend., **224**, 823 (1947).
5. Westö R., Ark. f. Math. Phys., **34B**, No 22, 6 (1947).
6. Броун Р., Камерини У., Фаулер П., Мюрхед Г., Поуэлл К., Ритсон Д., УФН, **38**, вып. 4, 526 (1949).
7. Rotblat J., Tai C. T., Nature, **164**, 835 (1949).
8. Виньерон Л., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1952, стр. 196.
9. Telegdi V. L., Zündt W., Helv. Phys. Acta, **23**, 751 (1950).
10. Исследовательские лаборатории Илфорд, «Photographic Emulsions for Nuclear Research», Aug. 1948.
11. Уэбб Д. Х., УФН, **48**, 77 (1949).
12. Поуэлл, Оккиалини, УФН, **85**, 213, 384 (1948).
13. Blau M., de Félice J. A., Phys. Rev., **74**, 1198 (1948).
14. Gibson D., Green L. L., Livesey D. L., Nature, **160**, 534 (1947).
15. Миз К., Теория фотографического процесса, М.—Л., 1949.
16. Green L. L., Livesey D. L., Nature, **158**, 272 (1946).

22

Г. Миньон

УСТРАНЕНИЕ УСАДКИ ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

G. Mignone, Nuovo Cimento, **8**, No 11, 896—897 (1951).

Новые методы введения проволок и капиллярных трубок в плоские эмульсии и распространение этого метода на цилиндрические эмульсии* позволяют использовать эмульсии любой формы при условии устранения общих и местных деформаций, обусловленных усадкой желатинового слоя после фиксирования.

Замечено, что после погружения эмульсии в раствор, содержащий несколько процентов глицерина (с целью уменьшения внутренних напряжений [1]), наблюдается более низкий, чем обычно, коэффициент усадки (отношение объема эмульсии до обработки к ее объему после обработки). В связи с этим автор провел серию опытов, чтобы выяснить, возможно ли ввести в эмульсию такое количество глицерина, которое позволило бы полностью устранить усадку эмульсии**.

Конечная толщина эмульсии зависит главным образом от концентрации, продолжительности пропитки и температуры раствора глицерина и в меньшей степени от предыдущих операций. Оказалось, что эмульсии толщиной 200 μ следует пропитывать в 10%-ном растворе глицерина при температуре выше 20°

* См. статью 8 и 10, стр. 103 и 108.

** Другой метод, который, повидимому, представляет некоторые преимущества по сравнению с методом пропитки глицерином, недавно описан Дэницем и Искутисли (см. статью 9, стр. 106).

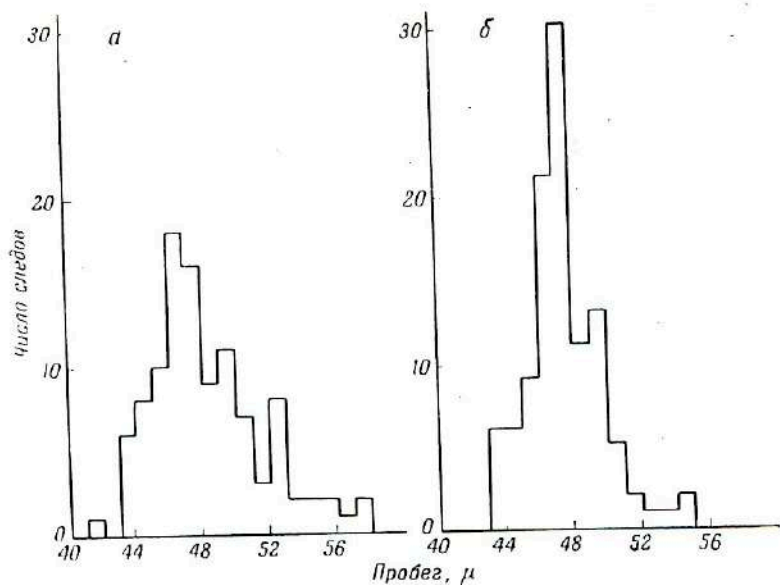


Рис. 1. Устранение усадки эмульсии, пропитанной глицерином.
 Кривые распределения пробегов α -частиц ThC'.
 а — коэффициент усадки 2,4; 103 следов; б — коэффициент усадки 1,1; 107 следов.

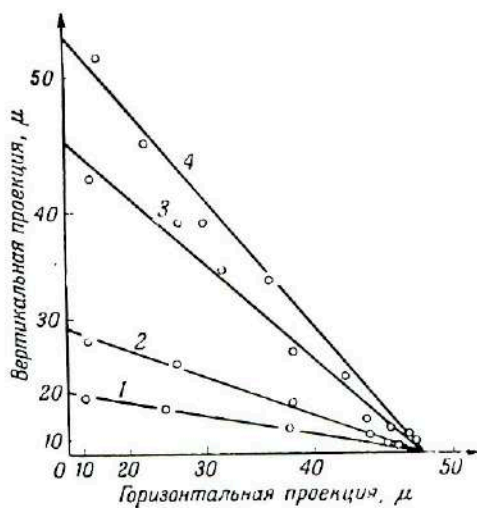


Рис. 2. Устранение усадки эмульсии, пропитанной глицерином.
 Пробег α -частиц ThC'. Содержание глицерина: 1—0%, 2—5%, 3—9%, 4—11%;
 коэффициент усадки: 1—2,4, 2—1,7, 3—1,1, 4—0,9.

в течение 6 час. при слабом перемешивании раствора; при более низких температурах следует увеличивать концентрацию по возможности постепенно.

Недостатком глицерина является более низкий, чем у желатины, показатель преломления. Однако он имеет то преимущество, что препятствует затвердеванию желатины и позволяет производить последовательные погружения в растворы различных концентраций до тех пор, пока не будет достигнута требуемая толщина эмульсионного слоя.

Типичные результаты показаны на рис. 1; коэффициент усадки для различных концентраций желатины определен по методу Виньерона [2] путем измерения вертикальной и горизонтальной проекций следов α -частиц.

Автор измерил также длину следов частиц известного пробега и подсчитал зерна в следах медленных электронов. На рис. 2 показаны результаты измерений длины следов α -частиц ThC' . Основным результатом устранения усадки является повышение точности измерения.

Описываемый способ может быть использован для устранения усадки эмульсий, наполненных проволоками или трубками, или цилиндрических эмульсий. Наряду с этим, областью его непосредственного применения является измерение плотности зерен в следах, промежутков между зернами и рассеяния по методу Мабу [3]. Этот метод, поскольку устранена усадка, особенно пригоден для измерения энергии частиц средних скоростей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бюллетень фирмы Ильфорд, № 47а.
2. Виньерон Л., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1952, статья 31.
3. Mabboux C., *Compt. rend.*, **232**, 1901 (1951).

23

Ж. Альбуи и Г. Фарагги

РЕГРЕССИЯ СКРЫТОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ В ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ

G. Albovy, H. Faraggi, *Photogr. Sensitiv.*, pp. 290—296.

Неустойчивость скрытого изображения, созданного заряженными частицами в ядерных эмульсиях, является причиной значительных трудностей при любом исследовании, требующем продолжительного облучения. Кроме того, было показано [1], что эта

неустойчивость не обусловлена специфической природой скрытого изображения, создаваемого заряженными частицами, так как подобная регрессия наблюдается и для скрытого изображения, создаваемого светом. Поэтому следует полагать, что регрессия обусловлена особой природой специальных эмульсий, используемых для ядерных исследований. Повидимому, регрессия протекает с некоторой скоростью во всех эмульсиях, но максимальной скорости она достигает в эмульсиях с наиболее мелкими микрокристаллами галоидного серебра [2]. В настоящей статье сначала будут рассмотрены опытные данные по зависимости скрытого изображения от времени, а затем будет дана попытка теоретической интерпретации опытных данных и объяснения механизма регрессии.

Эксперименты проводились в двух основных направлениях: исследование влияния различных факторов на скорость регрессии и исследование закона ослабления скрытого изображения во времени. Эти исследования проводились главным образом на современных ядерных эмульсиях, не способных к регистрации индивидуальных следов электронов. В следующем разделе будут изложены результаты, полученные на эмульсиях, чувствительных к частицам любой скорости. Наконец на основании всех полученных результатов будет разработан возможный механизм разрушения скрытого изображения в исследованных эмульсиях.

§ 1. Влияние внешних факторов на скорость регрессии

Скорость регрессии зависит от большого числа факторов, повидимому, не связанных между собой. Они рассматривались многими авторами и исследовались для обычных эмульсий и для эмульсий с высокой концентрацией бромидов серебра, используемых в настоящее время для регистрации следов ядерных частиц [3—5]. Так, в частности, было показано, что некоторые добавки к эмульсиям, например бура, уменьшают регрессию; хранение фотографического слоя в вакууме при низкой температуре или в сухой атмосфере также может стабилизировать скрытое изображение; перекись водорода, напротив, сильно ускоряет регрессию. В результате систематического исследования [6] влияния различных факторов авторы получили следующие результаты:

1. При постоянной влажности скорость регрессии является экспоненциальной функцией абсолютной температуры.

2. При постоянной температуре скорость регрессии является экспоненциальной функцией количества воды, содержащейся в желатине. Кривая, изображающая зависимость набухания желатины от относительной влажности, имеет существенно ту же форму, что и кривая зависимости логарифма скорости регрессии от относительной влажности.

3. При постоянной температуре и постоянной влажности регрессия в чистом кислороде протекает вдвое скорее, чем в воздухе, и в 10 раз скорее, чем в азоте. При хранении пластинок в сухих инертных газах регрессия практически прекращается. Во всех условиях регрессия на поверхности эмульсии протекает скорее, чем в ее глубине.

4. Обобщая, можно сказать, что все вещества с рН больше, чем рН эмульсии, вызывают при добавлении к последней стабилизацию скрытого изображения, а все вещества с рН ниже рН эмульсии ускоряют регрессию.

5. С уменьшением размеров эмульсионных микрокристаллов регрессия ускоряется.

Со времени получения этих результатов было опубликовано значительное число экспериментальных работ, подтверждающих выводы авторов. Среди этих работ следует указать на исследования регрессии протонных следов [7] и регрессии скрытого изображения, созданного светом [1]. Поэтому можно считать, что решающая роль перечисленных выше факторов установлена с достаточной надежностью. Следовательно, любая теория явления регрессии должна быть способна объяснить все эти экспериментальные факты.

§ 2. Закон ослабления скрытого изображения с течением времени

Несмотря на то, что роль различных факторов, определяющих скорость регрессии, была выяснена с достаточной надежностью, вплоть до настоящего времени еще не получено согласующихся результатов относительно вида той функции, которой описывается процесс разрушения скрытого изображения во времени. Некоторые авторы [8], измеряя промежутки между зернами вдоль следа частицы, установили, что в некоторых видах эмульсий эти промежутки часто увеличиваются со временем по экспоненциальному закону, хотя в некоторых случаях эта зависимость более сложна. Коппенс [9] оценивал регрессию по количеству исчезнувших следов α -частиц постоянной энергии. Он установил, что число следов на единице площади изменяется во времени по интегралу кривой Гаусса. Поэтому возможно приписать каждому скрытому изображению следа характеристическое среднее время жизни в данном типе пластинок, причем это время зависит от условий хранения пластинки. Авторы исследовали процесс регрессии более подробно путем измерения числа зерен на участках следа, расположенных на возрастающих расстояниях от его конца [5].

При этом не удалось дать простой математической интерпретации полученных результатов, но вполне однозначно было уста-

новлено, что участки следа, расположенные вблизи начала следа, т. е. соответствующие максимальной энергии частицы, регрессируют скорее, чем участки вблизи концов следа, где энергия частиц сильно понижена. Другие авторы [13] также исследовали кривую изменения скрытого изображения во времени, но не смогли дать простой математической зависимости. Повидимому, в нормальных условиях регрессия сначала протекает медленно, а затем, в зависимости от условий хранения, сопровождается стадией весьма быстрого и почти полного исчезновения скрытого изображения. В отдельных случаях область медленной регрессии может

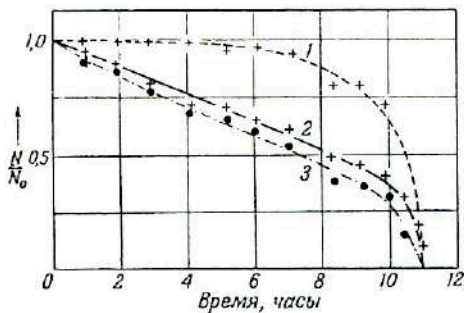


Рис. 1. Регрессия следов α -частиц полония.

1 — число следов в поле зрения микроскопа; 2 — число зерен в следе; 3 — число зерен в поле зрения микроскопа.

величин: 1 — числа следов в поле зрения микроскопа, 2 — числа зерен в следе и 3 — числа зерен в поле зрения микроскопа. Можно видеть, что число зерен вдоль следа уменьшается со временем скорее, чем число следов. Пока плотность зерен превосходит определенную величину, число следов остается постоянным. Однако оно резко падает, как только число зерен на микрон падает ниже некоторого предельного значения, которое еще позволяет идентифицировать следы. Среднее время жизни следа представляет время, необходимое для исчезновения приблизительно 80% составляющих его зерен.

Это обстоятельство не оказывает вредного влияния на результаты измерения полной плотности, если ее выражать через почернение эмульсии, однако в то же самое время оно не позволяет отделить регрессию собственно следов от регрессии вуали. Кроме того, результаты измерения плотности очень сильно зависят от метода проявления. Повидимому, методом, который позволит наиболее глубоко проникнуть в механизм регрессии, будет метод счета числа проявленных зерен на отрезках следов, соответствующих известным энергиям, или метод измерения промежутков

быть весьма короткой и наблюдается только стадия весьма быстрого разрушения. Принимая во внимание все эти противоречивые результаты, авторы провели свои измерения следующим образом. Регрессия следов α -частиц полония оценивалась частично путем счета числа следов на единице площади и частично путем счета числа зерен на единице длины каждого следа. Результаты изображены на рисунке в виде кривых зависимости от времени следующих

между зернами. Пределом таких измерений является момент, когда зерна еще не совсем исчезли, но разделены столь большими промежутками, что различение следов становится невозможным. Этот предел явно зависит от наблюдателя, от микроскопа и от величины вуали. Поэтому результаты любого исследования процесса регрессии скрытого изображения во времени сильно зависят от методики измерений и, повидимому, весьма трудно сформулировать в общем виде закон, которому подчиняется этот процесс. Можно лишь утверждать, что существует период весьма быстрой регрессии скрытого изображения и что этому периоду иногда, но не обязательно, предшествует более или менее длительный период устойчивости скрытого изображения.

§ 3. Эмульсии, чувствительные к частицам с минимальной удельной ионизацией

В течение 18 мес. авторы изучали эмульсии, специально предназначенные для регистрации электронов, но фактически чувствительные к частицам любой энергии. Эти эмульсии оказались значительно более стабильными, чем обычные ядерные эмульсии. Авторам не известны различия в рецепте этих двух типов эмульсий, известно только, что электроночувствительные эмульсии состоят из более крупных микрокристаллов. Как указано выше, устойчивость скрытого изображения увеличивается с размером эмульсионных микрокристаллов.

В то же самое время исследование поведения этих двух типов эмульсий указывает на существование более коренных различий между ними. Так, например, довольно легко разрушить скрытое изображение в обычной эмульсии, если обработать ее парами воды или перекиси водорода. Такая обработка, однако, не уменьшает исходной чувствительности эмульсии. Эмульсии, чувствительные к электронам, тоже теряют скрытое изображение в результате длительной обработки такого типа, однако они при этом десенсибилизируются, т. е. теряют способность к регистрации индивидуальных следов электронов даже низкой энергии. В связи с этим одним из авторов было проведено следующее систематическое исследование.

1. Сначала была сделана попытка вызвать ускоренное разрушение электронных следов при помощи наиболее энергичного из существующих методов, а именно выдерживанием пластинки в парах перекиси водорода и обработкой разбавленной хромовой кислотой. Эти опыты показали, что указанная обработка разрушала электронные следы, но одновременно десенсибилизировала все эмульсии, которые становились непригодными для регистрации следов электронов. Однако чувствительность к α -частицам не изменялась.

2. В следующих опытах эмульсию выдерживали в парах воды при постепенно возрастающей температуре. Было установлено, что электроночувствительные эмульсии могут выдерживать значительно более высокие температуры, чем обычные эмульсии, без опасности вуалирования, и что возможно удалить скрытое изображение без изменения чувствительности. Результаты приведены в таблице.

Продолжительность выдерживания в насыщенных парах воды при 50° С, часы	0	9—15	24—48	62	71—95	112
Качество следов	Четкие следы	Слабая регрессия	Значительная регрессия	Концы следов иногда различимы	Следов нет	Общая вуаль

Таким образом этот метод позволяет разрушить скрытое изображение на пластинках Ильфорд G5 при сохранении исходной чувствительности. Для этого эмульсию следует выдерживать [10] 72 часа в атмосфере насыщенных паров воды при 50°. При этой температуре обычные ядерные эмульсии полностью вуалируются. Этот результат имеет очень большое практическое значение, поскольку он указывает на возможность уничтожения электронных следов, зарегистрированных эмульсией в период между ее поливом и использованием, при одновременном сохранении всех свойств эмульсии, особенно ее чувствительности к индивидуальным электронам.

§ 4. Объяснение результатов

Исчезновение скрытого изображения. Интерпретация различных особенностей кривых разрушения скрытого изображения во времени не представляет особых трудностей. Известно, что для того, чтобы микрокристалл бромистого серебра приобрел способность проявляться, он должен получить определенное количество энергии в результате процесса ионизации; при этом образуется скрытое изображение, которое и обуславливает быстрое восстановление микрокристалла до металлического серебра. Все те микрокристаллы, которые поглотили количество энергии, превышающее этот порог проявляемости, будут проявлены, а остальные не будут проявлены. Регрессия, независимо от ее механизма, заключается в рассасывании центра скрытого изображения, кото-

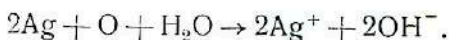
рый в конце концов уменьшается до размера меньше критического, т. е. отвечающего порогу проявляемости. Исходя из этих представлений, легко понять, почему зерна в начале следов регрессируют скорее, чем зерна вблизи их концов. Известно [11], что потери энергии на единицу длины пути заряженной частицы, проходящей через вещество, обратно пропорциональны энергии частицы. Поэтому микрокристаллы, которые были затронуты частицами высокой энергии, поглотят количество энергии, более близкое к пороговому, чем микрокристаллы, затронутые частицами вблизи конца пробега. Поэтому при прочих равных условиях они скорее перейдут в группу микрокристаллов с центрами скрытого изображения, имеющими размеры ниже порога проявляемости. Следовательно, для каждого микрокристалла существует средняя длительность жизни выше порогового значения, но эта длительность жизни зависит от энергии частицы и от отрезка, пройденного частицей в микрокристалле. Поэтому более крупные микрокристаллы будут иметь более устойчивое скрытое изображение (так как траектория частицы в микрокристалле будет длиннее).

Кроме того, так как каждый микрокристалл может быть пересечен частицей некоторой определенной энергии в любом направлении, то два соседних микрокристалла могут получить совершенно разные количества энергии, и скрытое изображение на этих микрокристаллах может уменьшиться ниже порогового размера за совершенно различные промежутки времени. Обычно на кривых регрессии имеется участок весьма медленной регрессии, за которым следует участок весьма быстрой регрессии. Это явление легко объяснить, если предположить, что в течение некоторого времени сравнительно большое число микрокристаллов несет на себе скрытое изображение выше порогового размера и что поэтому регрессия весьма слаба. Далее большая часть микрокристаллов попадает в критическую область, и регрессия очень резко возрастает. Такая схема объясняет также, почему скорость регрессии возрастает с уменьшением количества энергии, поглощенной эмульсией [1]. Если энергия, поглощенная каждым микрокристаллом, лишь слегка превосходит пороговое значение, то медленно начинается более или менее быстрое (экспоненциальное) ослабление скрытого изображения (опыты Демерса).

Эмульсии, чувствительные к частицам с минимальной удельной ионизацией. Авторы могут объяснить также значительно большую устойчивость эмульсий, чувствительных к частицам с минимальной ионизацией. Узбб [12] вычислил, что порог проявляемости обычных эмульсий приблизительно равен 13 кэв/см воздуха. Для эмульсий, чувствительных к релятивистским частицам, этот порог определенно меньше $2,5 \text{ кэв/см}$ воздуха, и

поэтому критический размер скрытого изображения понижен. Понятно, что эти эмульсии, обладающие одновременно более крупными микрокристаллами и меньшим порогом проявляемости, будут более устойчивы. Ввиду отсутствия точных данных по составу этих эмульсий трудно высказать определенное мнение относительно потери чувствительности при обработке реагентами, вызывающими ускоренную регрессию. Во всяком случае, вероятно, что технология изготовления этих эмульсий предусматривает создание особенно активных центров чувствительности. Это облегчает образование центров скрытого изображения с размерами выше критического даже при поглощении относительно малых количеств энергии. Эти центры разрушаются при обработке, ускоряющей регрессию, и эмульсия теряет чувствительность к частицам с минимальной ионизацией. Регрессия при 50° сопровождается дополнительным созреванием эмульсии и образованием новых центров, достаточно активных для восстановления исходной чувствительности. Исследование этого вопроса продолжается.

Роль внешних воздействий. Закон торможения частиц и представление о пороге проявляемости позволили авторам объяснить форму кривых зависимости регрессии от времени и специфические свойства эмульсий, чувствительных к частицам с минимальной ионизацией. Следует еще объяснить роль различных факторов, влияющих на скорость регрессии. В результате систематического изучения влияния различных факторов авторы [6] пришли к выводу, что это влияние заключается главным образом в окислении центров проявления атмосферным кислородом. Превращение металлического серебра в ионы серебра может протекать по следующей реакции:



Эта реакция объясняет, почему вещества, вносящие ионы OH^- в эмульсию, замедляют регрессию, почему влага ускоряет регрессию и почему устранение кислорода путем хранения в вакууме или в инертном газе полностью подавляет ее. Повышение температуры, т. е. теплового движения, может облегчить освобождение электронов и тем самым ускорить регрессию.

Игода [14] высказал гипотезу, согласно которой регрессия обусловлена окислением центров проявления перекисью водорода, образующейся при действии на желатину заряженных частиц. Однако опыты Винанда и Фалля по регрессии скрытого изображения, созданного светом, не согласуются с этой гипотезой. Эти авторы полагают [1], что регрессия вызывается повторным бромированием скрытого изображения атомами брома, которые,

согласно теории Ото, окружают центры проявления. В подтверждение этой гипотезы они ссылаются на опыты по стабилизации эмульсии нитритом натрия. Однако раствор нитрита имеет основную реакцию, и стабилизация нитритом, так же как и бурой, обусловлена, вероятно, тормозящим действием ионов OH^- на регрессию и поэтому не может служить доказательством предложенной теории. Возможно, что серебро, освобожденное окислением, снова переходит в решетку, однако для этого совершенно необходимо присутствие кислорода, и теория Винанда и Фалля не объясняет устойчивости скрытого изображения в вакууме или в атмосфере инертных газов.

Наконец было показано [7], что даже в вакууме наблюдается некоторая остаточная регрессия и что удаление электронов окислением может сопровождаться прямой потерей ионов серебра. Последнюю гипотезу можно было бы проверить опытами при весьма низкой температуре и высоком вакууме. Авторы опасаются, что ошибки опыта часто превосходят величину исследуемого эффекта.

§ 5. Выводы

В настоящее время авторы считают, что простая гипотеза, объясняющая регрессию окислением скрытого изображения атмосферным кислородом, идущим в присутствии влаги и в зависимости от кислотности среды, учитывает все особенности явления регрессии. Поведение эмульсий, чувствительных к частицам с минимальной ионизацией, хорошо согласуется с таким объяснением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Winand L., Falla L., Bull. roy. Soc. Sci. Liège, **18**, 184 (1949).
2. Hautot A., Sci. Ind. fotogr. [2], **19**, 441 (1948).
3. Blau M., Sitz-Ber. Akad. Wiss. Wien., **140**, 623 (1931).
4. Occhialini G. P. S., Powell C. F. et al., Nature, **159**, 186 (1947).
5. Farragi H., Albouy G., Comp. rend., **226**, 717 (1948).
6. Альбун Ж., Фарагги Г., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1952, стр. 124.
7. Мазер К., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1952, стр. 140.
8. La Palme J., Demers P., Phys. Rev., **72**, 536 (1947).
9. Sorrens R., Comp. rend., **227**, 61 (1948).
10. Альбун Ж., Фарагги Г., Радиография, сб., Издательство, 1952, стр. 82.
11. Bethel H. A., Livingstone M. S., Rev. Mod. Phys., **9**, 246 (1937).
12. Уэбб Д. Х., УФН, **38**, 77 (1949).
13. Wäffler H., Younis S., Helv. Phys. Acta, **22**, 414 (1949).
14. Игода Г., Радиография, сб., Издательство, 1952, стр. 97.

*В. Хельг и Л. Иенни***РЕГРЕССИЯ СКРЫТОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ В ЭМУЛЬСИЯХ
С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ БРОМИДА СЕРЕБРА**W. Hälg, L. Jeny, *Helv. Phys. Acta*, **24**, No 5, 508—516 (1951).

Применение фотографических эмульсий для регистрации заряженных частиц, помимо знания зависимости пробег — энергия для различных частиц, требует также и данных по устойчивости скрытого изображения во времени. Знание устойчивости скрытого изображения следов частиц особенно важно при исследовании космических лучей, когда часто невозможно избежать длительных перерывов между облучением и проявлением. В связи с этим авторы предприняли исследование регрессии скрытого изображения следов α -частиц и протонов в разработанной ими нейтральной эмульсии [1], на которой ввиду отсутствия стабилизаторов можно наблюдать регрессию, не затемненную другими эффектами. Использовался метод наблюдения отдельных следов, плотность зерен (d) в которых определялась посредством измерения длины следа и счета зерен. Этот метод, особенно при больших временах регрессии, следует предпочесть методу измерения оптической плотности почернения, который применялся, например, Игодой и Капланом [2]. Действительно, при малой плотности зерен часто уже невозможно говорить о существовании следа, хотя входящие в него зерна участвуют в создании измеряемого почернения. Кроме того, результаты счета отдельных зерен подтверждают предположение, что регрессия не зависит от положения зерна на том или ином участке следа. Так как регрессия может зависеть от положения зерен в эмульсионном слое, то для подсчета выбирались следы, расположенные близко к поверхности пластинки (глубина фокуса объектива 0,5 μ). Пластинки для исследования регрессии хранились при 20° в воздухе с относительной влажностью 50—55%.

§ 1. Регрессия следов протонов и α -частиц

При исследовании регрессии следов α -частиц разные участки пластинки облучали в различные моменты времени посредством укола иглой, активированной полонием, и в конце опытов проявляли 10 мин. при 18° в разбавленном (1:2) проявителе Ильфорд ID-19. После промежуточной промывки в течение 5 мин. в 2%-ной уксусной кислоте пластинку фиксировали в нейтральном фиксаже. Контрольные опыты с эмульсиями, приготовленными в разное время, показали, что в пределах ошибок измере-

ний, составлявших около 10%, плотность зерен была одинакова. Идентичные результаты были получены в том случае, когда одновременно экспонировали многие пластинки и проявляли их после хранения в одинаковых условиях в течение различных промежутков времени. Измерению подвергались только те следы,

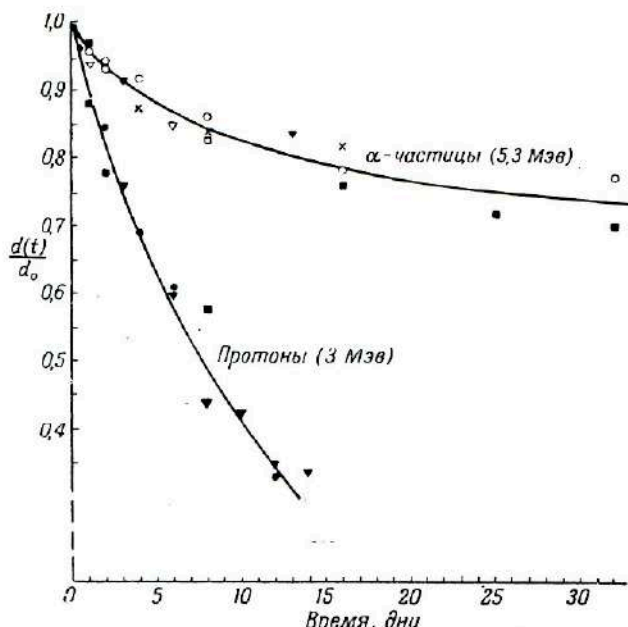


Рис. 1. Изменение во времени относительной плотности зерен в следах протонов и α -частиц.

Одинаковые обозначения относятся к пластинкам одного полива, зачерненные значки — к проявлению в течение 30 мин. Экспериментальная точка для хранения в продолжение 96 дней пластинок со следами α -частиц на графике не указана.

которые создавались в момент укола эмульсии полониевой иглой, а не при дальнейшем распаде находящихся в эмульсии атомов полония.

В опытах по регрессии протонных следов использовалась более концентрированная эмульсия, содержащая большее количество иодида серебра, чем исходная (стандартная) эмульсия. При эмульсификации вместо 2 мл 10%-ного раствора иодида калия добавляли 3 мл, а созревание продолжалось не 45 мин., а всего 10 мин. Полученная в таких условиях эмульсия имела весьма мелкие микрокристаллы и обладала высокой чувствительностью к протонам. Для получения следов протонов отдачу большую пластинку облучали нейтронами с энергией 3 Мэв. Затем через

определенные промежутки времени отдельные кусочки этой пластинки проявляли в одинаковых условиях в течение 20 мин.

На рис. 1 изображено изменение относительной плотности зерен в следах протонов и α -частиц во времени.

Дополнительные контрольные опыты по регрессии скрытого изображения следов α -частиц в концентрированной эмульсии при проявлении в продолжение 20 мин. дали такую же кривую относительной регрессии, хотя абсолютные значения плотности зерен изменились (начальная плотность зерен d_0 в следах α -частиц стандартной эмульсии равна 1,2 на 1 μ ; в эмульсии с повышенным содержанием иодида — 1,55 на 1 μ ; увеличение 1 200).

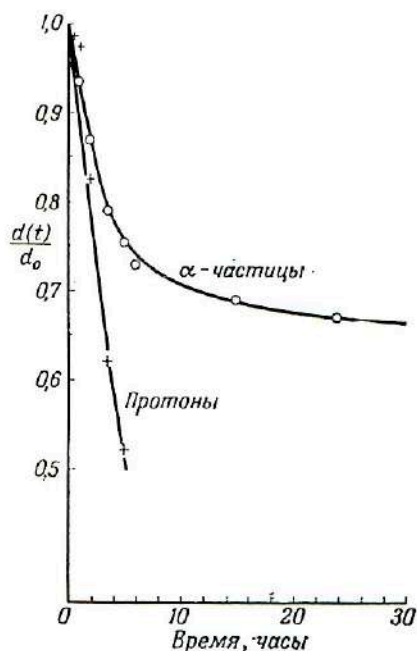


Рис. 2. Ускоренная регрессия скрытого изображения следов протонов и α -частиц в парах перекиси водорода.

Согласно литературным данным [3], пары перекиси водорода вызывают усиленную регрессию следов α -частиц в пластинках Кодак. Аналогичные опыты с нашими пластинками подтвердили эти данные. На рис. 2 изображены кривые ускоренной регрессии скрытого изображения следов протонов и α -частиц в эмульсиях, хранившихся после облучения в эксикаторе над 3%-ной перекисью водорода. Различие в скорости регрессии следов α -частиц и протонов позволяет уничтожить

протонные следы без заметного ослабления следов α -частиц, содержащихся на той же пластинке.

Если рассматривать процесс регрессии как происходящий с каждым отдельным зерном бромистого серебра независимо и считать, что он подчиняется статистическим закономерностям, то можно попытаться приписать этим зернам некоторую среднюю продолжительность жизни. Действительно, зависимость плотности зерен от времени может быть представлена экспоненциальной функцией. Анализ таких кривых регрессии, аналогичный анализу кривых распада радиоактивных элементов, дает для следов α -частиц долгоживущую и короткоживущую компоненты. У протонов, кроме короткоживущей составляющей, имеется более слабая долгоживущая компонента. Однако эту компоненту не

удалось определить, так как протонные следы уже через несколько дней регрессии состоят только из отдельных зерен, которые не могут быть идентифицированы в качестве следа.

Пусть $d(t)$ — плотность зерен в момент времени t , а d_0 — начальная плотность зерен; тогда для нормированной плотности зерен получим

$$\frac{d(t)}{d_0} = A_L(0) e^{-\frac{\ln 2}{T_L} t} + A_K(0) e^{-\frac{\ln 2}{T_K} t}; \quad A_L(0) + A_K(0) = 1,$$

где $A_L(0)$ и $A_K(0)$ — нормированные начальные плотности зерен долгоживущей и короткоживущей компонент скрытого изображения, а T_L и T_K — соответствующие периоды полураспада.

Экспериментально найденные значения этих величин для α -частиц и протонов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Значения A и T для α -частиц и протонов

		T_L	T_K	A_L	A_K
Нормальная регрессия	α	140 дн.	3 дн.	0,85	0,15
	p		8 "		
Регрессия, ускоренная перекисью водорода	α	230 час.	2 час.	0,75	0,25
	p		5 "		

Кроме данных, найденных для нормальной регрессии, в табл. 1 приведены данные для ускоренной регрессии в парах перекиси водорода.

§ 2. Исследование регрессии скрытого изображения, созданного светом

Полученные результаты позволяют предполагать, что описанные явления регрессии тесно связаны с механизмом образования скрытого изображения в микрокристалле бромида серебра. Если микрокристалл получает мало энергии, то образуется главным образом короткоживущее скрытое изображение; при больших количествах поглощенной энергии образуется значительно более устойчивое долгоживущее скрытое изображение. Для проверки этой гипотезы авторы экспериментально исследовали регрессию скрытого изображения, созданного светом в той же эмульсии. Энергию, поглощаемую отдельным микрокристаллом,

изменяли посредством изменения экспозиции. Пластинки облучали фиолетовым светом ($\lambda = 4300 \text{ \AA}$) и разрезали на части, которые проявляли в одинаковых условиях через различные промежутки времени. Оптическая плотность была измерена на денситометре Гольдберга. Оказалось, что изменение плотности почернения D со временем хранения имело совершенно такой же характер, как изменение плотности зерен в следах α -частиц. Снова можно было обнаружить долгоживущую и короткоживущую составляющие скрытого изображения. Для этого случая (ср.

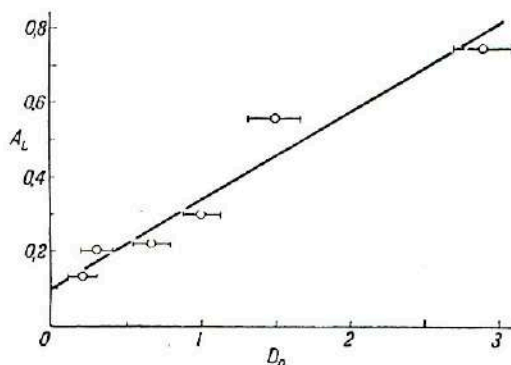


Рис. 3. Долгоживущая компонента скрытого изображения, созданного светом, при различных плотностях почернения.

с табл. 1) $T_L \approx 140$ дн., T_K колебалось в различных сериях измерений между 2,8 и 4 дн. Величина $A_L(0)$ [или $A_K(0) = 1 - A_L(0)$] изменялась с экспозицией. Эти величины означают теперь относительные начальные почернения отдельных составляющих. Рис. 3 указывает на существование линейной зависимости между $A_L(0)$ и полной начальной плотностью почернения D_0 , т. е. экспозицией. С увеличением начальной плотности почернения, т. е. с увеличением количества энергии, поглощенной отдельным микрокристаллом, увеличивается относительный удельный вес долгоживущей составляющей $A_L(0)$ скрытого изображения.

Все описанные выше серии опытов относятся исключительно к экспозициям с относительно большим временем освещения и малой освещенностью. Можно ожидать изменения относительных удельных весов составляющих скрытого изображения при переходе к короткому времени освещения (вспышка) светом высокой интенсивности при той же плотности почернения D_0 . Действительно, при $D_0 = 2,2$ и вспышке продолжительностью $1/6000$ сек. 140-дневная составляющая скрытого изображения была равна

всего 34% полного изображения, а при времени освещения 22 сек. она достигала 60%. Так как сравнительные измерения оптической плотности на денситометре Гольдберга становятся невозможными при определенной минимальной плотности почернения, то измерения ограничивались экспозициями, при которых энергия, поглощенная отдельным зерном, еще довольно велика. Поэтому анализ кривой регрессии всегда приводил к повышенной доле $A_L(0)$. В одной серии опытов с денситометрически еще измеримой начальной плотностью $D_0 = 0,2$ была построена кривая регрессии при помощи микроскопического счета зерен бромида серебра. В начальной части этой кривой долгоживущая составляющая скрытого изображения достигала всего около 10% общей плотности (соответствующая экспериментальная точка также нанесена на график, рис. 3). Из рис. 3 следует, что самая малая из сообщенных слою экспозиций все еще создает скрытое изображение, свойства которого аналогичны свойствам скрытого изображения, создаваемого α -частицами малой энергии. Чтобы лучше разобраться в этом вопросе, авторы попытались сравнить между собой минимальные количества энергии протона и света, необходимые для сообщения проявляемости микрокристаллам исследуемой эмульсии.

§ 3. Сравнение скрытых изображений, создаваемых частицами и светом

Количество энергии, затрачиваемое на отдельный микрокристалл протоном (который в опытах авторов обладал начальной энергией 3 Мэв), изменяется вдоль следа по мере уменьшения скорости протона. Затрату энергии на один микрокристалл можно определить из потерь энергии на 1 см воздуха (dE/dx), умножив эту величину на относительную тормозную способность бромистого серебра (S_{AgBr}) и на диаметр микрокристалла (D):

$$\text{Потеря энергии/микрокристалл AgBr} = dE/dx \cdot S_{AgBr} \cdot D.$$

В табл. 2 приведены соответствующие данные для некоторых энергий протона; данные для S_{AgBr} взяты из работы Уэбба [4], а для dE/dx — у Бете [5].

Таблица 2

Потери энергии на микрокристалл для протонов различной энергии

Энергия протона, Мэв	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
dE/dx , Мэв/см	0,472	0,292	0,218	0,176	0,151	0,130
S_{AgBr}	1760	2300	2500	2640	2710	2780
Потеря энергии, кэв/микрокристалл AgBr	25	20	16	14	12	11

Для оценки световой энергии, поглощенной отдельным микрокристаллом, необходимо определить квантовый выход для изученной эмульсии в области экспозиций, использованных для исследования регрессии. В литературе имеются некоторые данные для фотографических слоев, которые могут быть использованы для сравнения. Так, Уэбб [6], экспериментируя с однослойным препаратом позитивной эмульсии Кодак, нашел, что в случае света с $\lambda = 4500 \text{ \AA}$ для надежной проявляемости микрокристаллов необходимо сообщить слою минимум 25 эрг/см^2 . Согласно весьма точным измерениям коэффициента поглощения (k) бромида серебра [7], слой толщиной $0,3 \text{ м}$ поглощает 3% падающего света с $\lambda = 4300 \text{ \AA}$. На границе (для $kd \rightarrow 0$) можно принять, что поглощение шарика диаметром $0,3 \text{ м}$ (считая, что эмульсионные микрокристаллы имеют форму, близкую к шарообразной) составляет $2/3$ поглощения плоскопараллельного слоя. Так как, далее, при 4300 \AA применяемая эмульсия приблизительно в 16 раз менее чувствительна, чем позитивная пленка Кодак, то окончательно получаем, что для надежной проявляемости необходимо, чтобы каждый эмульсионный микрокристалл поглотил минимум $5,6 \cdot 10^{-9} \text{ эрг}$ или $3,5 \text{ кэв}$ энергии. Полученная величина хорошо согласуется с чувствительностью к частицам, которой обладает изученная эмульсия, не способная, как и пластинки Кодак NTA, регистрировать медленные электроны. Граница чувствительности к протонам лежит около 15 Мэв , что соответствует потере энергии на один микрокристалл, равной около $3,3 \text{ кэв}$.

В опытах со светом даже наиболее низкие экспозиции все еще соответствуют такому количеству энергии, которое позволяет произвести как денситометрическое измерение начальной плотности, так и нахождение кривой регрессии. Есть основания принять, что количество энергии, поглощенное в этом случае, в 5—10 раз превышает найденную выше минимальную энергию, т. е. равно $17,5\text{—}35 \text{ кэв}$ на микрокристалл. Если сравнить эти цифры с данными, приведенными в табл. 2, то станет понятным поведение скрытого изображения, созданного протонами, — при минимальной световой экспозиции еще можно определить долгоживущую составляющую скрытого изображения, в то время как для протонов эта составляющая уже не поддается измерению. Далее, измерения со вспышкой указывают на ослабление долгоживущего скрытого изображения. Это ослабление должно быть еще более отчетливо заметно в случае протонов, которые передают свою энергию за очень короткое время и не в виде последовательных малых порций, как это происходит при освещении.

Дальнейшая проверка этих представлений может быть произведена путем изучения регрессии скрытого изображения следов α -частиц весьма большой скорости. α -Частицы с энергией 50 Мэв ,

так же как и протоны с энергией 3 Мэв, должны давать лишь весьма незначительную долгоживущую составляющую скрытого изображения, так как передаваемая микрокристаллу энергия слишком мала для создания этой составляющей.

Обсуждение причин регрессии скрытого изображения поневоле всегда будет носить несколько спекулятивный характер. Тем не менее представляется разумным указать на возможную связь между полученными результатами и данными фотохимических исследований. Исследования, проведенные при помощи различных методов проявления, указывают на существование пространственно разделенных центров скрытого изображения в эмульсионном микрокристалле. Согласно этим работам, при низкой интенсивности света и большой продолжительности освещения скрытое изображение должно находиться преимущественно на поверхности зерна, а при высокой интенсивности и соответственно коротком времени освещения — главным образом внутри кристалла [8]. Другие авторы считают, что различие обусловлено не расположением, а степенью дисперсности скрытого изображения. При поглощении малых количеств энергии возникает мелкодисперсное скрытое изображение, большие количества энергии создают крупнодисперсные центры [9]. Независимо от этих представлений можно предположить, что первый вид скрытого изображения (поверхностное или мелкодисперсное) легче поддается физическим и химическим воздействиям, вызывающим регрессию, чем второй вид скрытого изображения (внутреннее или крупнодисперсное). Поэтому скрытое изображение первого вида должно регрессировать быстро, а второго вида медленно. Ускоренная регрессия протонных следов под действием химических реагентов может рассматриваться как подтверждение такого представления. Исследование регрессии скрытого изображения в золе бромида серебра [10] также подтверждает эту точку зрения. Поверхностное скрытое изображение регрессирует значительно скорее внутреннего.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хельг В., Иенни Л., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1952, статья 7.
2. Yagoda H., Kaplan N., Phys. Rev., **71**, 910 (1947).
3. Yagoda H., Kaplan N., Phys. Rev., **73**, 634 (1948).
4. Уэбб Дж., УФН, **38**, 77 (1949).
5. Bethe H. A., The Properties of Atomic Nuclei, II, Range—Energy Curves, Brookhaven National Laboratory, 1949.
6. Webb J. H., J. Opt. Soc. Am., **38**, 312 (1948).
7. Slade R. E., Toy F. C., Proc. Roy. Soc., **A97**, 188 (1920).
8. Берг В., Химия фотографических процессов, сб., Издательство, 1951, стр. 77.
9. Mitchell J. W., частное сообщение.
10. Ленинг Е., Физические основы фотографической чувствительности, сб., Издательство, 1953, статья 22.

*Ж. Тувенэн и П. Демерс***ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ
НА РЕГРЕССИЮ СКРЫТОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ СЛЕДОВ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

J. Thouvenin, P. Demers, *Compt. rend.*, **234**, No 20, 1968—1969 (1952).

Специальные эмульсии, изготовленные в лаборатории [1], исследовались в различных условиях облучения и хранения. Природа эмульсии, по видимому, не оказывала никакого влияния на регрессию, измеряемую уменьшением линейной плотности зерен в следах α -частиц и протонов. Однако размер зерен играл существенную роль, поскольку наиболее мелкие зерна регрессировали в 3 или 2 раза скорее наиболее крупных. В этих опытах диаметр эмульсионных микрокристаллов изменялся от 0,08 до 0,3 μ , отношение $J/(J + Bg)$ — от 0 до 3%; состав эмульсии: 85% бромида серебра, 15% желатинны и обычно 2% триэтанолamina. Весьма существенно, что кислород воздуха почти не влиял на скорость регрессии при относительной влажности воздуха 70—90% (воздух в равновесии с раствором карбоната калия с добавкой или без добавки пирогаллола). Регрессия сильно ускорялась при увеличении влажности от 40 до 70 или 90%. Возрастание температуры от 25 до 48° вызывало значительно меньшее ускорение регрессии, чем указанное повышение влажности. Поскольку пирогаллол абсорбирует перекись водорода и кислород, теории Игоды [2] и Фарагги [3], по видимому, неприемлемы в их оригинальной форме. Следует отдать предпочтение теории испарения атомов серебра в кристалле бромида серебра, вызываемого тепловым движением и ускоряемого влажностью окружающей атмосферы.

В двух сериях опытов исследовались звезды от тория, непрерывно регистрируемые эмульсией, содержащей торий. Средний промежуток времени между регистрацией частиц от Th, Tn, ThA, с одной стороны, и от ThC', с другой, был равен около 10,6 часа. Эти следы можно было различить по их длине и попытаться обнаружить небольшие различия в плотности следов, связанных с одной и той же звездой, например слабое начальное возрастание, которое предшествовало бы регрессии. Наблюдение звезд в условиях слабой регрессии не обнаруживало никаких признаков такого возрастания.

Так как в единицу времени распадается одна и та же доля вещества, то в равные промежутки времени появляется равное число следов ThC'. Поэтому из анализа следов, находящихся в одной и той же пластинке, можно было найти зависимость между плотностью D и длительностью регрессии t .

Авторы исследовали зависимость между D и ионизирующей способностью I вдоль следов протонов с энергией от 20 до 40 Мэв для различного времени хранения пленки. Для средних плотностей зерен подтверждается зависимость вида $D_0 - D_t = a + bD_0$, где a и b — функции времени, но не D_0 . Можно установить существование трех периодов:

1. При слабой степени регрессии $b = 0$, т. е. за равные промежутки времени на любом отрезке следа исчезает равное число зерен, независимо от величины I . Следовательно, кривые $D = f(I)$ претерпевают параллельное смещение в сторону малых плотностей [4]; коэффициент a изменяется слабо.

2. После трех дней регрессии при 25° и 90% относительной влажности для зерен диаметром 0,1 μ $b = 0,32$, $a = 0,45$ зерен/ μ . В этот период за равные промежутки времени на всех отрезках следа исчезают равные доли общего числа зерен.

3. При наиболее сильной степени регрессии плотность зерен в еще различных следах больше не изменяется с t и слабо зависит от I . В этих условиях трудно отличить следы α -частиц от следов медленных и быстрых протонов. В этот период следы становятся невидимыми.

ЛИТЕРАТУРА

1. Демрес П., Радиография, сб., Издательство, 1952, статья 4; Sci. ind. photogr., 23, 1 (1952).
2. Yagoda H., Phys. Rev., 71, 910 (1947); Радиография, сб., Издательство, 1952.
3. Albouy G., Faraggi H., Compt. rend., 228, 68 (1949); Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1952, статья 16.
4. Laramie J., Demers P., Phys. Rev., 72, 535 (1947); Ann. Acfas, 14, 64 (1948); Laramie J., диссертация, Университет в Монреале, 1948.

26

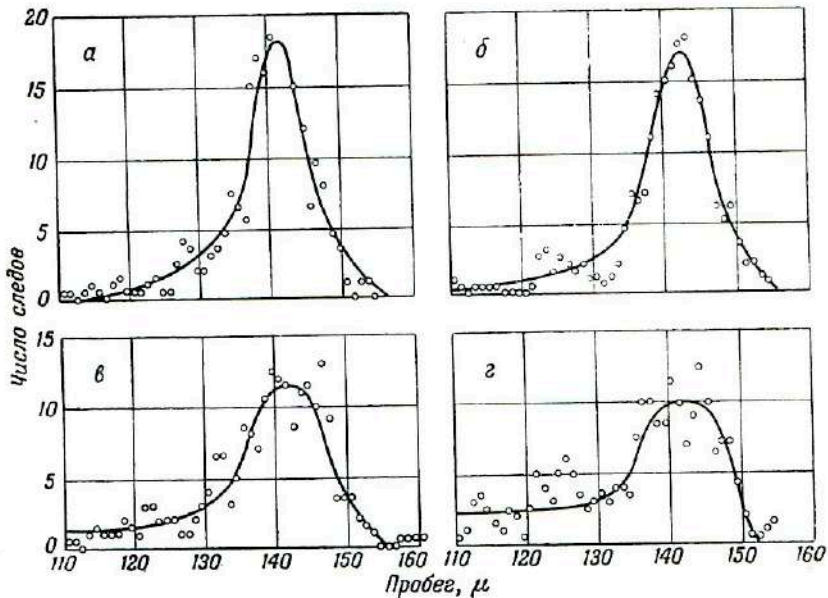
В. Дайк

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОБЕГА ЧАСТИЦ В ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ С ИНТЕНСИВНЫМ ФОНОМ

V. E. Dyke, J. Sci. Instr., 28, No 10, 320—321 (1951).

В многочисленных опытах с использованием ядерных фотографических эмульсий фон от γ -лучей может быть столь интенсивен, что измерения следов частиц сильно затрудняются. Для изучения этого вопроса эмульсию облучали протонами с энергией около 4,5 Мэв, а затем помещали приблизительно на 2 часа вблизи эталонированного радиевого препарата в таком положении, что интенсивность γ -лучей менялась вдоль длины пластинки.

Тонкую бериллиевую мишень бомбардировали дейтонами с энергией 0,5 Мэв. Частицы от расщепления бериллия, испущенные под прямыми углами к направлению первичного пучка, падали под скользящим углом на находящуюся в вакууме фотографическую пластинку. Чтобы рассеянные дейтоны не попали на



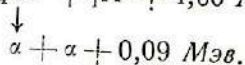
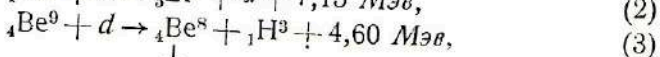
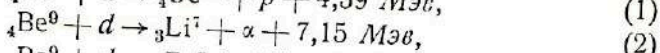
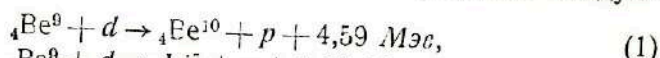
Кривые распределения пробегов в ядерной эмульсии

График	Доза γ -лучей, миллирентгены	Ширина группы, μ
<i>a</i>	80	9,5
<i>б</i>	320	10
<i>в</i>	4 994	13
<i>г</i>	11 150	14

пластинку и не помешали дальнейшим измерениям, между мишенью и эмульсией помещали тонкую пленку, достаточную для поглощения дейтонов с энергией меньше 0,5 Мэв. Рентгеновские лучи от алюминиевой подложки мишени имели ничтожную интенсивность.

После тщательного проявления пластинку просматривали под прецизионным микроскопом с окуляром $6\times$ и объективом $95\times$.

При бомбардировке бериллия дейтонами протекают следующие реакции:



Предварительное построение кривой распределения пробегов одной группы частиц из реакции (1) обнаружило существование максимума при 140 μ . В связи с этим на четырех участках по длине пластинки, для которых были известны дозы γ -лучей, были измерены следы длиннее 110 μ . На каждом участке было измерено 200 следов и построены кривые распределения пробегов частиц.

Четыре приведенных графика демонстрируют влияние фона от γ -лучей на характеристики кривых распределения частиц данного интервала энергий по их пробегаем в эмульсии. Можно видеть, что в случае эмульсии E1 фон от γ -лучей не оказывает большого влияния на точное положение группы частиц даже при столь большой дозе лучей, как 10 рентген, хотя ширина группы увеличивается с дозой. Нет оснований предполагать, что эмульсия Ильффорд С2 более чувствительна к γ -лучам, поэтому полученный результат должен быть верен для всех эмульсий, не способных к регистрации частиц минимальной ионизирующей способности. Понятно, что условия точного измерения энергии группы будут сильно зависеть от энергии частиц, входящих в эту группу. В случае медленных частиц невозможно будет точно установить начало или конец следа. Хотя этот эффект не будет играть роли для более энергичных частиц, но может оказаться, что плотность зерен в начале следа (например, протона высокой энергии) станет сравнимой с плотностью зерен вуали. Опыты, подобные описанным выше, показали, что электроночувствительные пластинки Кодак NT4 и Ильффорд G5 становятся непригодными после получения дозы γ -лучей в 0,1 рентгена.

РАЗЛИЧЕНИЕ СЛЕДОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ В ПРИСУТСТВИИ ФОНА ОТ γ -ЛУЧЕЙ

M. Gailroud, Ch. Haepnu, Sci. Ind. fotogr., 23, No 6, 221—224 (1952).

Введение. Наличие вуали в ядерных эмульсиях уменьшает видимость следов заряженных частиц при наблюдении под микроскопом. Однако при действии на пластинку потока частиц, напри-

мер протонов, нейтронов и т. п., часто одновременно с этим она облучается проникающими γ -лучами, которые создают в эмульсии вуаль (фон). Плотность вали возрастает со временем облучения. В таких условиях видимость следов сильно ухудшается и наблюдение становится невозможным.

Для улучшения видимости следов авторы применили методы избирательного ослабления и недопроявления скрытого изображения в облученных пластинках. Эти методы обычно применяются для различения между следами заряженных частиц различной удельной ионизации.

Для этих опытов были использованы ядерные эмульсии Ильффорд С2, пропитанные солью уранила с рН 6, и Ильффорд С2 и D1, пропитанные боратом. Толщина эмульсионного слоя равнялась 100 μ . Эти пластинки облучались в пучке нейтронов от радио-бериллиевого источника, который одновременно испускал γ -лучи. После проявления в проявителе Ильффорд ID-19, разбавленном двойным объемом воды, в пластинке наблюдали как следы частиц, возникающих в реакциях под действием нейтронов, так и следы α -частиц урана.

Различимость следов была хороша, если доза γ -лучей не превышала 0,2 *рентген/см²*, но она быстро ухудшалась с увеличением дозы γ -лучей, и выше 1 *рентген/см²* для эмульсий С2 и 5 *рентген/см²* для эмульсий D1 точный подсчет следов под микроскопом становился невозможным.

Систематические исследования были проведены на пластинках, получивших дозу 1 *рентген/см²*. Авторы поставили своей задачей восстановить видимость следов, во-первых, путем уменьшения общей плотности зерен (просветление) и, во-вторых, путем увеличения отношения «плотность зерен в следах/плотность зерен вали»*.

Различение при помощи ослабления скрытого изображения. Применялся метод частичного ослабления скрытого изображения в облученных пластинках. Для этого использовались два окислителя — хромовая кислота и перекись водорода.

Ослабление хромовой кислотой [1, 2]. Постепенное ослабление 0,1%-ным раствором хромовой кислоты при 25° происходило при обработке пластинки в течение 1—15 мин. Сначала наблюдалось общее просветление эмульсии, улучшавшее различение между следами и вуалью от γ -лучей; более энергичное окисление приводило далее к исчезновению следов при сохранении вали; наконец еще более продолжительное окисление приводило к разрушению вали.

* См. статью 17, стр. 157.

Следовательно, избирательное ослабление вызывало эффект, обратный искомому.

Ослабление перекисью водорода [3, 4]. Ослабление перекисью водорода снимков на пластинках С2, пропитанных солью уранила и затем облученных, протекало медленнее, чем ослабление 0,1%-ной хромовой кислотой, и заканчивалось не ранее чем через 3 дня. Но так же как и в случае хромовой кислоты, окисление последовательно вызывало общее просветление с небольшим улучшением видимости следов, затем полное разрушение следов при сохранении вуали от γ -лучей и наконец разрушение вуали.

Следовательно, и в данном случае различие протекало в направлении, противоположном желательному. Таким образом, можно заключить, что при больших дозах γ -лучей метод частичного ослабления скрытого изображения окислителем с последующим проявлением разбавленным (1:2) проявителем ID-19 непригоден.

Различие при помощи недопроявления скрытого изображения [5—7]. Частичное проявление облученных пластинок имело своей целью избирательно проявить следы частиц без проявления вуали от γ -лучей. Недопроявление достигалось либо уменьшением продолжительности проявления, либо понижением восстановительной способности проявителя.

Уменьшение времени проявления. Облученные пластинки проявляли проявителем при 2° и затем проявляли при 25° в течение ряда постепенно уменьшающихся промежутков времени — от 30 до 1 мин.

Проявление при низкой температуре. Одновременно с предыдущей серией опытов пластинки недопроявляли в проявителе с низкой температурой, увеличивая время пребывания в холодном проявителе (2°) от 30 мин. до 2 час. (пластинки толщиной 100 μ).

Проявление разбавленным раствором при постоянном рН. Частичное проявление пластинок достигалось также путем проявления в проявителе ID-19, разбавленном от 20 до 100 раз, постоянство рН которого (10,5) поддерживалось добавлением едкого натра.

Недопроявление путем понижения рН проявителя. рН проявителя ID-19, разбавленного в 3 раза, понижали путем добавления уксусной кислоты без заметного изменения концентрации проявляющего вещества ($6,5 < \text{pH} < 10,5$ и $20 \text{ мв} < E_{\text{Ag}}^* < 300 \text{ мв}$).

Все четыре способа недопроявления дали сравнимые результаты. Видимость следов постепенно улучшалась вплоть до полного исчезновения вуали от γ -лучей при сохранении еще хорошо

* Окислительно-восстановительный потенциал.

различных следов. Недопроявление одновременно вызывает общее просветление пластинок и значительное увеличение отношения плотность зерен в следах/плотность зерен вуали от γ -лучей; оба этих фактора способствуют различности следов.

Эти же методы недопроявления были применены к пластинкам, подвергнутым воздействию возрастающих доз γ -лучей вплоть до 30 рентген/см². В результате вуаль от γ -лучей была значительно ослаблена, и снова стал возможен счет зерен в следах частиц.

Можно сделать два указания, представляющих практический интерес для тех, кто пользуется методом недопроявления с целью различения между следами и вуалью от γ -лучей:

1) Недопроявление путем уменьшения продолжительности проявления при 25° трудно поддается точному контролю. Авторы предпочитали недопроявлять в растворе с низкой температурой, в разбавленном проявителе или в проявителе с пониженным рН.

2) Фиксирование сильно недопроявленных пластинок требует соблюдения особых предосторожностей, так как зерна серебра весьма мелки и подвержены растворяющему действию фиксирующего раствора с тиосульфатом натрия. Добавление сульфита натрия замедляет растворение. Во всяком случае, чтобы избежать полного растворения изображения, продолжительность фиксирования следует уменьшать до максимума.

Из предыдущих опытов следует, что скрытое изображение следов легче окисляется и одновременно легче проявляется, чем скрытое изображение вуали от γ -лучей. Поэтому скрытое изображение следов можно рассматривать главным образом как поверхностное изображение (во всяком случае, оно ведет себя как таковое), а скрытое изображение вуали от γ -лучей — главным образом как внутреннее изображение.

Это различие в топографии скрытого изображения с еще большей убедительностью вытекает из следующих опытов, в которых применялись два поверхностных проявителя, один глициновый без сульфита и другой с феррооксалатом калия, и два глубинных проявителя, состоящих из предыдущих проявителей и растворителя бромид серебра (1% тиосульфата натрия) [8].

Основные результаты приведены в следующей таблице (опыты проводились на пластинках Ильфорд С2 со слоем толщиной 100 μ , пропитанных солью уранила; наблюдения велись с помощью микроскопа).

Обсуждение результатов, приведенных в таблице. *Первая серия опытов.* Пластины Ильфорд С2, пропитанные солью уранила и облученные дозой 1 рентген/см², обрабатывались 0,1%-ным раствором хромовой кислоты и проявлялись поверхностными проявителями.

Серия опытов	Экспозиция, рентгены	Длительность обработки 0,1%-ной хромовой кислотой, мин.	Тип проявителя	Плотность	
				вуаль	следы
Первая	1	0	Поверхностный	Средняя	Большая
	1	2		Слабая	Средняя
	1	4		Нулевая	Слабая
Вторая Третья	1	6	Внутренний	—	Нулевая
	0	6		—	Средняя
	1	0		Пластинка непрозрачна	Пластинка непрозрачна
	1	3		Большая	Большая
	1	6		Средняя	Слабая
	1	15	Слабая	Нулевая	
	1	30	Нулевая	—	

1) В отсутствие ослабления видимость была посредственная; вуаль от γ -лучей довольно сильна, но следы α -частиц были различимы.

2) После 2-минутного ослабления видимость значительно улучшилась; вуаль была слаба, и следы хорошо различимы.

3) После 4-минутного ослабления вуаль исчезла, а следы частично разрушились.

4) После 6-минутного ослабления исчезли также и следы.

Таким образом, вуаль исчезла раньше следов. Следовательно, скрытое изображение вуали состоит из меньшего числа поверхностных центров или по меньшей мере из поверхностных центров, которые легче окисляются, чем центры скрытого изображения следов.

Вторая серия опытов. Пластинки, пропитанные солью уранила, но необлученные, обрабатывались в течение 6 мин. 0,1%-ной хромовой кислотой и проявлялись глубинным (внутренним) проявителем. Напомним, что такая обработка полностью уничтожает поверхностное скрытое изображение следов. В этом случае следы видимы, но плотность зерен значительно понижена.

Следовательно, скрытое изображение следов содержит глубинные центры, проявляющиеся только глубинным проявителем.

Третья серия опытов. Пропитанные и облученные дозой 1 рентген/см² пластинки были проявлены глубинными проявителями.

1) Без ослабления хромовой кислотой вуаль от γ -лучей была интенсивна и следы различимы с трудом.

2) После обработки в течение 3 мин. хромовой кислотой пластинки обнаруживали общее просветление, и видимость следов слегка улучшалась.

3) После обработки в течение 6 мин. хромовой кислотой следы были уже не различимы, но вуаль оставалась еще велика.

4) После обработки в течение 15 мин. следы исчезли полностью, а вуаль частично.

5) Полуторачасовая обработка уничтожила и вуаль и следы.

Из этой серии опытов следует, что следы ослабляются скорее вуали. Этот результат согласуется с полученным выше для проявителя ID-19. Внутреннее скрытое изображение вуали от γ -лучей более значительно или по меньшей мере более устойчиво, чем внутреннее скрытое изображение следов.

Теперь понятно, что проявитель типа ID-19, содержащий сульфит натрия и поэтому частично являющийся глубинным проявителем, не пригоден для той специальной цели различения, которая нас интересует. Лишь в случае недопроявления проявитель ID-19 может улучшить различение, так как тогда он действует главным образом на поверхностное скрытое изображение и, следовательно, проявит зерна следов скорее зерен вуали от γ -лучей.

Напротив, поверхностный проявитель должен улучшать различение между следами и вуалью как после предварительного частичного ослабления скрытого изображения, так и путем недопроявления или, что еще лучше, комбинацией этих двух способов. Таким способом авторы надеются еще больше расширить границы различения, чтобы можно было использовать ядерные эмульсии для изучения таких явлений, которые происходят лишь с испусканием интенсивных γ -лучей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Демерс П., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1952, статьи 4, 5, 6.
2. Игода Г., Радиография, сб., Издательство, 1952, статья 12.
3. Перфилов Н. А., ДАН СССР, **43**, 14 (1944); **47**, 623 (1947).
4. Faraggi H., Compt. rend., **227**, 527 (1948).
5. Mortier M., Vermaesen L., Bull. Centre phys. nucl. Univ., Bruxelles, № 5 (1948).
6. Haenny C., Lerch P., Rochat O., Helv. Phys. Acta, **22**, 609 (1949).
7. Dilworth C. C., Occhialini G. P. S., Vermaesen L., Bull. Centre phys. nucl. Univ., Bruxelles, № 13, 1950.
8. Debot R., Bull. Soc. Roy. Sci., Liège, **10**, 332 (1941).

А. Бейзер

СЛЕДЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ

A. Beiser, Am. J. Phys., 20, No 3, 124—133 (1952).

Проходя через фотографическую эмульсию, заряженная частица сообщает способность проявляться ряду лежащих на ее пути галодосеребряных микрокристаллов. Это явление было открыто Рейнганумом [1] в 1911 г., т. е. в том же году, когда Вильсону удалось получить следы частиц в камере с парами воды. В то время как камера Вильсона начиная с момента ее изобретения постоянно применялась в физических исследованиях, фотографический метод нашел широкое применение лишь в самые последние годы. Возможности фотографического метода значительно возросли со времени разработки специальных эмульсий (названных ядерными эмульсиями) и методов анализа следов, т. е. определения массы, заряда и энергии частицы по ее следу. Целью настоящего обзора является рассмотрение различных вопросов, связанных с применением ядерных эмульсий, — свойств эмульсий, образования следов частиц и вспомогательных методов, обычно применяющихся для анализа следов, а также теоретических основ их применения. Здесь не будут рассматриваться методы фотографической обработки и микроскопического просмотра следов, поскольку они не только значительно видоизменяются в зависимости от типа эмульсии и специфики исследуемой проблемы, но и сильно отличаются в различных лабораториях. Разработка толстослойных эмульсий подробно рассмотрена в литературе [2], а обработка тонких эмульсий описана в инструкциях различных фирм.

§ 1. Свойства ядерных эмульсий

Ядерная эмульсия, так же как и обычная фотографическая эмульсия, состоит из большого числа галодосеребряных микро-

кристаллов, более или менее равномерно распределенных в желатине. Основным светочувствительным веществом эмульсии является бромид серебра, содержание которого достигает 83% по весу. Состав эмульсий Ильфторд и Истмэн Кодак приведен в табл. 1. Влагосодержание эмульсии зависит от атмосферных условий; приблизительные данные приведены в табл. 2. Для повышения чувствительности к эмульсии добавляют небольшие количества различных веществ, главным образом красителей. Для специальных целей в эмульсии вводят некоторые элементы, например литий и бор.

Таблица 1
Состав эмульсий фирмы Ильфторд, г/см³

Элемент	Нормальная эмульсия	Загруженная литием	Загруженная бором
Серебро . . .	1,85	1,84	1,77
Бром . . .	1,34	1,35	1,28
Иод . . .	0,052	0,053	0,047
Углерод . . .	0,27	0,27	0,26
Водород . . .	0,056	0,047	0,053
Кислород . . .	0,27	0,29	0,32
Сера . . .	0,010	0,038	0,010
Азот . . .	0,067	0,083	0,064
Литий . . .	—	0,016	—
Натрий . . .	—	—	0,025
Бор . . .	—	—	0,023

Примечание. Содержание брома и иода в эмульсиях Кодак G5 равно 1,36 и, соответственно, 0,024 г/см³, содержание остальных элементов соответствует табличным данным.

Таблица 2
Влагосодержание и удельный вес нормальных эмульсий Ильфторд при различной относительной влажности

Влажность атмосферы	Влагосодержание эмульсии, %	Уд. вес, г/см ³
Эмульсия высушена при 110°	0	4,18
0% относительной влажности	1,41	3,94
32% " "	2,06	3,88
58% " "	2,95	3,82
84% " "	5,17	3,69

Чувствительность отдельных бромосеребряных микрокристаллов в эмульсии данного состава обычно зависит от их размеров

[3]. В современных эмульсиях она достигает максимального значения для микрокристаллов диаметром $0,4 \mu$. Если необходимо зарегистрировать следы тяжелых частиц ($m \geq m(\alpha)$), то фон, возникающий вследствие регистрации следов более легких частиц, может быть исключен путем уменьшения размеров микрокристаллов эмульсии; их размеры доводят до $0,1 \mu$ в случае эмульсий, предназначенных для регистрации только сильно ионизирующих осколков деления. Смесь микрокристаллов промежуточных размеров облегчает задачу различения следов частиц различных масс. Высокая концентрация бромидов серебра необходима для получения максимально возможной плотности зерен в следах частиц, регистрируемых эмульсией. Если принять, что следы прямолинейны и что каждый микрокристалл, затронутый частицей, становится проявляемым, то максимальное число зерен n на 1 см следа может быть определено [3] по формуле

$$n = 3C/2d\rho, \quad (1)$$

где C — концентрация бромида серебра, d — средний диаметр микрокристалла и ρ — удельный вес бромида серебра. Чем больше значение n , тем больше вероятность точной регистрации всего пробега частицы, так как погрешность в измерении пробега зависит от минимального промежутка между зернами (равного $1/n$). Некоторые сомнения относительно этого положения были высказаны Доддом и Уоллером *, которые нашли, что разбавление эмульсий желатиной не вызывает уменьшения n , но снижает плотность вуали.

Толщина эмульсионного слоя является весьма важным фактором, определяющим ценность эмульсии, поскольку с увеличением толщины повышается возможность регистрации больших отрезков пробегов частиц, падающих под большими углами к поверхности эмульсии. Начальная длина следа (до фотографической обработки эмульсии) дается формулой

$$R = [Y^2 + (SZ)^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

где Y и Z — горизонтальная и вертикальная составляющие следа, измеренные после проявления эмульсии, а S — коэффициент усадки, учитывающий усадку эмульсии в процессе обработки; усадка обусловлена главным образом удалением незасвеченного галогенида серебра. Величина S дается выражением

$$S = 1 + V_s/V_g, \quad (3)$$

где V_s — объем растворенных и удаленных веществ и V_g — объем желатины. Для сухих эмульсий с высоким содержанием

* См. статью 6, стр. 87.

бромид серебра $S \approx 2$. Коэффициент усадки S увеличивается с относительной влажностью, так как желатина гигроскопична и набухает при поглощении влаги.

§ 2. Скрытое изображение

Заряженная частица, движущаяся в ядерной эмульсии, тратит свою энергию главным образом в результате взаимодействия с электронами среды. В некоторых случаях электроны ионов брома получают достаточное количество энергии, чтобы перейти на энергетические уровни полосы проводимости кристалла бромида серебра. Согласно теории фотолиза Герни и Мотта [4], эти электроны мигрируют к местам, характеризующимся локальными уровнями энергии, созданными присутствием «центров чувствительности» (нарушения кристаллической решетки). Электроны захватываются этими центрами с небольшой потерей энергии. Отрицательно заряженные центры чувствительности притягивают мигрирующие по решетке междуузельные ионы серебра. Эти ионы нейтрализуют отрицательные центры, соединяясь с электронами и образуя металлическое серебро. Образующиеся в результате этого процесса мельчайшие частицы серебра при условии должного расположения и достаточной величины могут служить центрами проявления, т. е. процесса дальнейшего выделения серебра, создающего видимое изображение.

Из изложенного следует, что вероятность проявления микрокристалла на элементе пробега dx является функцией удельных потерь энергии частицы в эмульсии. Вероятность P проявления дается выражением [5]

$$P = dN/dx = c \{1 - \exp[-b(dE/dx)^{\frac{1}{2}}]\}, \quad (4)$$

где N — полное число микрокристаллов, получивших способность проявляться, c и b — эмпирические коэффициенты. Для частиц с зарядом $z > 1$ b следует заменить на zb .

Минимальное число пар ионов, которое должно быть создано в микрокристалле, чтобы он стал проявляемым, может быть определено из удельных потерь энергии частицы, создающей след с минимальной плотностью зерен, т. е. лежащей на пороге чувствительности эмульсии. Это число пар ионов дается выражением [6]

$$\text{Число пар ионов/микрокристалл} = sd(dE/dx)(E_{\text{возд.}}/E_{\text{AgBr}}), \quad (5)$$

где s — тормозная способность бромида серебра относительно воздуха, d — диаметр микрокристалла в микронах, dE/dx — потери энергии частицы в воздухе, выраженные через число пар ионов на микрон, $E_{\text{возд.}}$ — энергия, необходимая для создания

пары ионов в воздухе и E_{AgBr} — соответствующая энергия для бромида серебра. В эмульсии сравнительно малой чувствительности, для которой след дейтона с энергией 100 Мэв лежит на пороге различимости, минимальное число пар ионов равно 153 на один микрокристалл. Так как не все микрокристаллы обладают равной чувствительностью, то это число по необходимости является приближенным. Если, с другой стороны, облучать эмульсию световыми квантами, то для проявления микрокристалла требуется в среднем всего 40 пар ионов [7]. Одной из причин низкой эффективности образования скрытого изображения в ядерных эмульсиях является большая скорость прохождения частицы через микрокристалл бромида серебра ($\sim 10^{-14}$ сек). Ионы серебра мигрируют по кристаллу со значительно меньшей скоростью, чем электроны. Поэтому центры чувствительности будут приобретать отрицательные заряды скорее, чем они смогут нейтрализоваться, и новые электроны будут отталкиваться до тех пор, пока достаточное число ионов серебра не достигнет центра чувствительности. Это приведет к замедлению захвата электронов, а оттолкнутые электроны будут соединяться с ионами серебра в глубине кристалла с образованием центров скрытого изображения, не доступных действию проявителя. Неспособность многих ядерных эмульсий использовать все количество освобождающихся электронов для образования центров проявления обуславливает необходимость образования сравнительно большого числа пар ионов для проявляемости одного кристалла. Однако в случае высокочувствительных ядерных эмульсий эффективность частиц приближается к эффективности световых квантов [8].

С увеличением промежутка времени между облучением ядерной эмульсии и ее проявлением обычно наблюдается уменьшение плотности зерен в следах частиц. Максимальная плотность достигается, если проявление немедленно следует за облучением [9]. Степень регрессии (ослабления скрытого изображения) зависит от состава эмульсии, продолжительности и условий хранения эмульсии в промежутке между облучением и проявлением, от типа, энергии и потока падающего излучения. Приблизительно 90%-ное уменьшение степени регрессии наблюдалось [10] при хранении облученной эмульсии в вакууме до проявления. Это показывает, что по меньшей мере 90% регрессии обусловлено химическими процессами, протекающими под действием некоторых составных частей атмосферы (скорее всего кислорода, или паров воды, или того и другого вместе). Этот вывод подтверждается результатами работы Альбуи и Фарагги [11], которые нашли, что регрессия 1) при постоянной влажности является экспоненциальной функцией температуры, 2) при постоянной температуре является экспоненциальной функцией влагосодержания желатинны,

3) значительно больше в кислороде, чем в воздухе, практически исчезая в атмосфере сухого инертного газа, 4) уменьшается в эмульсиях с высоким рН и 5) ускоряется в эмульсиях с мелкими микрокристаллами.

§ 3. Удельные потери энергии частиц в эмульсии

Выше было указано, что плотность зерен в следе заряженной частицы, проходящей через ядерную эмульсию, зависит от числа электронов, возбужденных частицей, и от чувствительности эмульсии.

Если принять чувствительность эмульсии в объеме, содержащем след, за постоянную величину, то плотность зерен будет являться функцией только удельных потерь энергии частицы, так как эти потери обусловлены главным образом возбуждением электронов в атомах тормозящего вещества вследствие упругих соударений. Вообще средние потери энергии на единице пути в результате соударений даются формулой [12]

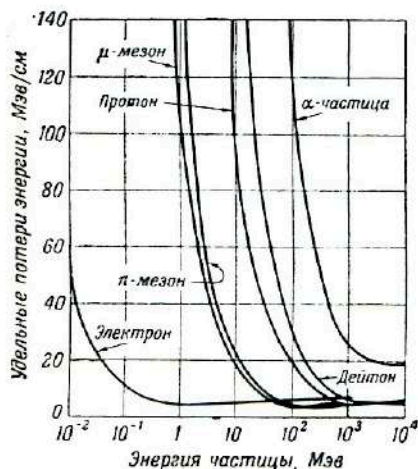


Рис. 1. Удельные потери энергии частиц в эмульсии с тормозной способностью 2 000 относительно воздуха.

$$dE/dx = - [4\pi e^2 z^2 N/mv^2] \{ Z [\ln(2m\bar{v}^2/I) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2] - C_k \}, \quad (6)$$

где e — заряд электрона, ze — заряд частицы, v — ее скорость, N — число атомов в 1 см^3 эмульсии, Z и I — средний атомный номер и потенциал ионизации этих атомов, m — масса электрона, $\beta = v/c$, C_k — поправочный член, необходимый только в том случае, если скорость v сравнима со скоростью электронов K -оболочки тормозящих атомов, но велика сравнительно со скоростями остальных орбитальных электронов. Для частиц со скоростями меньше $5 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$ релятивистская поправка, содержащая β , становится незначительной, и ею можно пренебречь.

Как видно из рис. 1, изображающего кривые удельных потерь энергии различных частиц в широком интервале значений энергии, все однозарядные частицы с достаточно высокой энергией должны обладать приблизительно равными удельными потерями энергии с небольшими различиями для более высоких значений энергии. Этой минимальной удельной потере энергии будет соответствовать

минимальная плотность зерен в следах, зарегистрированных ядерной эмульсией достаточной чувствительности. Для других эмульсий минимальные плотности будут зависеть от чувствительности эмульсии. Так как минимальные удельные потери энергии α -частиц в 4 раза выше удельных потерь однозарядных частиц, то любой след с плотностью зерен, меньше чем в 4 раза превышающей минимальную, должен быть приписан однозарядной частице. Если же плотность зерен более чем в 4 раза превышает минимальную, то след может быть приписан любой из этих частиц. Направление движения частицы в эмульсии можно определить, сравнивая средние плотности зерен на двух отрезках следа, поскольку плотность зерен приблизительно обратно пропорциональна квадрату скорости частицы v^2 и будет возрастать в направлении ее движения. Это видно из рис. 2, изображающего зависимость плотности зерен в следах α -частицы и дейтона от их остаточного пробега в эмульсии.

Для преобразования экспериментально полученных кривых удельных потерь энергии в воздухе в подобные же кривые для эмульсии необходимо знать относительные тормозные способности обеих этих сред. Выражение

$$B = Z \ln(2mv^2/I) \quad (7)$$

из формулы (6) называется «тормозным числом», т. е. отношение среднего пробега в воздухе к среднему пробегу в эмульсии пропорционально тормозному числу атома и может быть использовано для установления связи между dE/dx для различных атомов. Если B_0 — тормозное число атома воздуха, то

$$s_0 = E/B_0 \quad (8)$$

есть относительная тормозная способность s_0 атома вещества (относительно воздуха). Эта величина для ядерной эмульсии

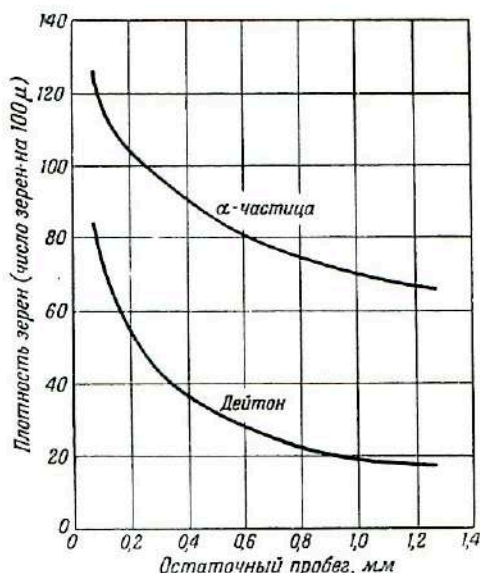


Рис. 2. Зависимость плотности зерен в следах α -частиц и дейтонов от их остаточного пробега (расстояния до конца следа).

может быть определена суммированием относительных тормозных способностей составляющих атомов, взвешенных пропорционально их весовым долям в эмульсии и обратно пропорционально атомным весам. Такое вычисление основано на равномерном распределении атомов, составляющих эмульсию, что оправдано для галогенида серебра и желатинны в отдельности. Однако сами микрокристаллы могут быть распределены неравномерно, образуя область повышенной или пониженной концентрации (относительно средней концентрации). Неравномерности такого типа могут влиять на тормозную способность эмульсии и вызывать столь сильные изменения плотности зерен в следах, что количественная оценка коротких отрезков следа на основании плотности зерен может в некоторых случаях стать совершенно ненадежной. Однако для достаточно длинных следов, в которых неравномерные участки составляют лишь небольшую часть полной длины следа, эти отклонения от однородности несут незначительные.

§ 4. Дельта-электроны

Частицы с зарядом $z > 2$ создают следы, которые фактически не имеют зернистой структуры, а выглядят как сплошные цепочки серебра (рис. 3). Такие тяжелые ионы находятся среди продуктов ядерных расщеплений и в первичном космическом излучении. В этих случаях удельные потери энергии столь велики, что электроны из атомов эмульсии получают достаточное количество энергии, чтобы переместиться на заметные расстояния. Число n следов таких электронов (δ -электроны) будет пропорционально dE/dx и представляет средство для определения зарядов тяжелых частиц [13]. Это число n может быть определено по видоизмененной формуле Мотта [14]

$$n = (2\pi e^4 z^2 N / m^2 v^4) (mc^2 / W_1 - mc^2 / W_2), \quad (9)$$

где энергии электронов охватывают интервал от W_1 до W_2 . Верхняя граница энергии зависит от чувствительности эмульсии, а нижняя граница — от критерия, выбранного для различения коротких δ -следов от случайных зерен вуали. Для любого ряда значений W в эмульсиях одинаковой чувствительности число δ -электронов будет изменяться пропорционально z^2/v^2 . Поэтому, сравнивая след неизвестной частицы со следами α -частиц известной энергии и, следовательно, скорости в той же эмульсии, можно определить z неизвестной частицы.

§ 5. Длина сужения

Другой метод определения z многоядерных частиц может быть использован в том случае, если следы этих частиц оканчиваются в эмульсии [15]. Такие следы увеличиваются в диаметре до точки,

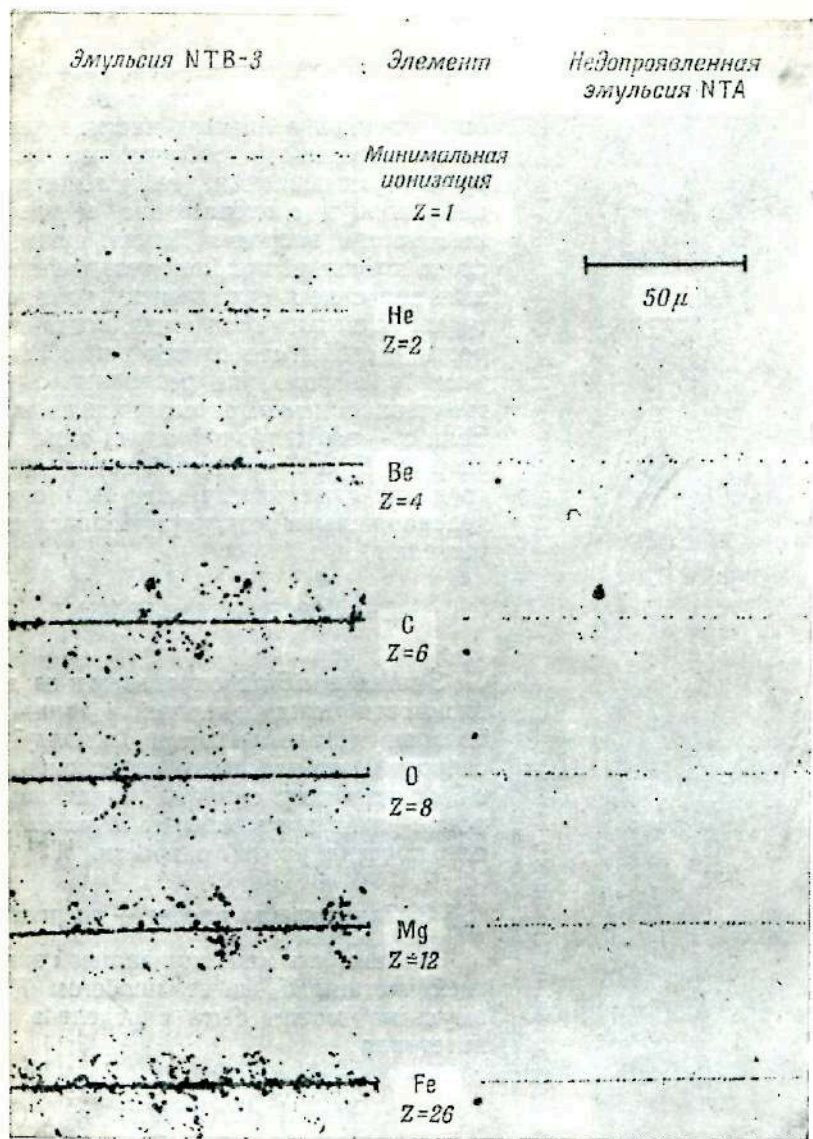


Рис. 3. Следы релятивистских частиц с зарядами от $Z=1$ до $Z=26$ в эмульсиях Истмэн Кодак NTB-3 и NTA.

близкой к концу пробега, начиная от которой они суживаются до полного исчезновения (рис. 4). Это объясняется тем, что после

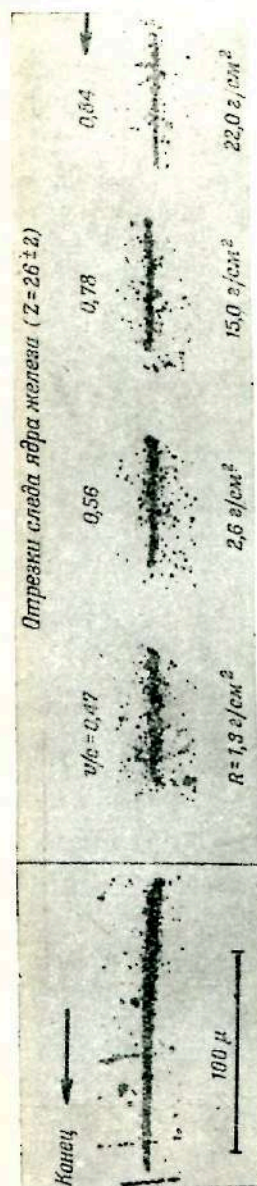


Рис. 4. Отрезки следа, оставленного ядром железа в стопке ядерных эмульсий, облученных на больших высотах в шарах-зондах.

того, как энергия частицы падает до определенной величины, частица начинает захватывать орбитальные электроны, уменьшающие ее положительный заряд и, следовательно, ее удельные потери энергии. Длина сужения следа позволяет приблизительно вычислить значение z , если принять, что электроны захватываются тогда, когда скорость частицы становится равной скорости электронов на различных электронных оболочках тормозящих атомов. Если z — эффективный заряд ядра при энергии E , а Z — полный заряд ядра, то длина сужения L может быть определена численным интегрированием выражения

$$L = \int_0^z (dE/dz) dz / (dE/dx). \quad (10)$$

Значение dE/dz определяют из зависимости между энергией и зарядом, которая устанавливается исходя из скоростей орбитальных электронов, а dE/dx для ядер с эффективным зарядом z равно произведению z^2 на dE/dx для протона равной скорости.

§ 6. Зависимость пробег — энергия

Зависимость между начальной энергией частицы E_0 и ее пробегом R в эмульсии может быть определена из интеграла

$$R = \int_0^{E_0} dE / (dE/dx). \quad (11)$$

Для данной эмульсии, используя значение dE/dx из формулы (6), получим

$$R = Mf(v_0)/z^2, \quad (12)$$

где M — масса и v_0 — начальная скорость частицы в эмульсии. Эта формула пригодна только для частиц средних и высоких

энергий ($> \sim 3 \text{ Мэв}$). Это объясняется присутствием в эмульсии тяжелых атомов (брома и серебра), электронные оболочки которых не могут быть возбуждены частицами малой энергии, а потому такие частицы будут иметь большие пробеги, чем вычисленные по формуле (12). Хотя эта формула не может быть непосредственно использована для определения энергии из измерений пробегов, она позволяет сделать несколько полезных выводов.

Если известна зависимость потери энергии — энергия или пробег — энергия для частицы массы M_a и заряда z_a , то формулы (6) и (12) позволяют установить эти зависимости для другой частицы массы M_b и заряда z_b . Сравнивая обе частицы при одинаковых скоростях, получаем

$$(dE/dx)_b = (z_b/z_a)^2 (dE/dx)_a \quad (13)$$

и

$$R_b = (z_a/z_b)^2 (M_b/M_a) R_a. \quad (14)$$

Сравнивая две частицы равных энергий, получаем

$$(dE/dx)_b = (z_b/z_a)^2 (E_{(M_a/M_b)}) (dE/dx)_a \quad (15)$$

и

$$R_b = (z_a/z_b)^2 (E_{(M_a/M_b)}) (M_b/M_a) R_a. \quad (16)$$

На рис. 5 изображена зависимость логарифма пробега различных частиц в ядерной эмульсии от логарифма их энергии. Из рис. 5 следует, что зависимость пробег — энергия для любой частицы, кроме электрона, может быть выражена [16] формулой вида

$$E = KR^a, \quad (17)$$

где K — постоянная, определяемая типом частицы, а a — величина, приблизительно одинаковая для всех частиц. Если принять протон за основную частицу, то формулу (17) можно распространить на любую частицу массы M и заряда z . Комбинируя (17) и (14), получаем

$$E = K_p (M/M_p)^{1-a} z^{2a} R^a, \quad (18)$$

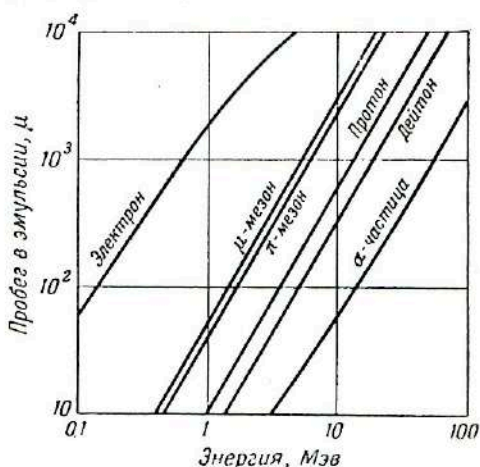


Рис. 5. Кривые пробег — энергия для различных частиц в эмульсиях Истмэн Кодак.

где M_p — масса протона, а K_p — постоянная, определяемая из экспериментальных данных для протона.

Остаточный пробег (расстояние до конца следа от точки входа в эмульсию) частицы связан с полным числом зерен N на этом пробеге зависимостью (19), аналогичной формуле (18):

$$N = K' (M/M_p)^{1-k} z^{2k} R^k. \quad (19)$$

Расстояния R от точек равных плотностей зерен на следах различных частиц до концов следов пропорциональны числу зерен N на каждом пробеге R и массам частиц. Следовательно, относительные массы двух частиц одинакового заряда могут быть определены по точкам равных плотностей зерен на их следах из формулы

$$M_a/M_b = R_a/R_b = N_a/N_b. \quad (20)$$

Применение этого метода к следам разного возраста может привести к ошибочным результатам вследствие регрессии следов частиц. Кроме того, чувствительность эмульсии может изменяться от одной пластинки к другой и от одного участка к другому на одной и той же пластинке. Точное определение масс по этому методу возможно только в случае следов, возникших в результате одного и того же ядерного превращения (или в одно и то же время) и оканчивающихся в одном участке эмульсии.

Блау [5] установила зависимость между N , R и dE/dR частицы, исходя из соображений о вероятности проявления данного микрокристалла [формула (4)].

Так как

$$\begin{aligned} dN/dx &= a(N/R), \\ N &= (R/a)(dN/dx), \end{aligned} \quad (21)$$

то из формулы (4)

$$N = Rc/a \{1 - \exp[-zb(dE/dx)^{\frac{1}{2}}]\}. \quad (22)$$

Значения постоянных a , b и c определяются экспериментально.

§ 7. Многократное рассеяние

Движущаяся в веществе заряженная частица будет испытывать частые слабые отклонения, вызванные кулоновскими полями атомных ядер, лежащих на ее пути. Это многократное рассеяние представляет собой статистическое явление, и его следует отличать от сравнительно редких более значительных изменений направления движения частицы, вызванных столкновениями с ядрами. Величина рассеяния в ядерной эмульсии зависит от заряда, массы, скорости падающей частицы, от плотности атомных ядер

в эмульсии и их среднего атомного номера. Согласно Уиллиамсу [18], проекции α полного угла отклонения θ между последовательными отрезками следа данной длины на плоскость подчиняются гауссовскому распределению со средним значением

$$\bar{\alpha} = (Kz/m_0v^2) [(1-\beta^2) \lg (\theta_{\max.}/\theta_{\min.})]^{1/2}, \quad (23)$$

где m_0 — масса покоя частицы, а K — постоянная, зависящая от состава эмульсии и выбранной длины отрезков. Можно вывести формулу для определения θ , однако формула для $\bar{\alpha}$ предпочтительнее, так как при рассмотрении пластинок наблюдают именно α .

В большинстве случаев можно пренебречь флуктуациями логарифмического члена, и так как β^2 тоже ничтожно для частиц, создающих следы и испытывающих рассеяние, то

$$\bar{\alpha} \approx K'z/mv^2, \quad (24)$$

т. е. рассеяние обратно пропорционально массе и энергии падающей частицы и возрастает к концу пробега вследствие уменьшения скорости. Формула (24) позволяет определить относительные массы частиц равного заряда посредством сравнения $\bar{\alpha}$ в точках следа с равной плотностью зерен и, следовательно, с равными скоростями. Хотя этот метод менее точен, чем измерения отношения масс, основанные на счете зерен, он имеет то преимущество, что позволяет определять отношение масс частиц, следы которых не обязательно должны оканчиваться в эмульсии.

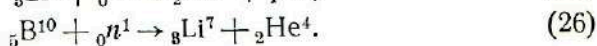
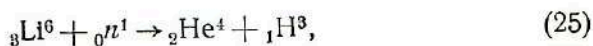
Абсолютное определение массы частицы может быть произведено путем нахождения такого значения массы, которое, будучи представлено в формулу (24), даст значение $\bar{\alpha}$, равное измеренной величине. Однако ценность этого метода снижается неизбежными экспериментальными ошибками, связанными с деформацией эмульсии при обработке. Такие деформации вызывают кажущееся рассеяние, не учтенное при выводе формулы (23). С этими погрешностями следует считаться при любых определениях масс частиц аналогичными методами, так же как и с вероятными ошибками отдельных измерений. Однако можно ожидать, что улучшение методов обработки уменьшит этот источник ошибок. Понятно, что при относительных определениях влияние деформации эмульсии обычно исключается.

§ 8. Обнаружение нейтронов

Поскольку нейтроны не заряжены, они не могут непосредственно регистрироваться фотографической эмульсией. Однако их можно обнаружить по эффектам, которые они вызывают в веществе эмульсии. Это можно осуществить либо путем наблюдения

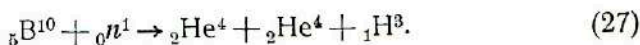
следов протонов отдачи, либо путем пропитки эмульсии веществом, которое дает с нейтронами характеристические реакции.

Для обнаружения медленных нейтронов можно использовать следующие реакции, протекающие в эмульсии, пропитанной соединением соответствующего элемента:



При первой реакции возникают четкие следы длиной около 40 μ (в зависимости от эмульсии), созданные парой частиц: α -частицей и тритоном, испущенными в противоположных направлениях. Плотность зерен в этих следах увеличивается в обоих направлениях от точки, отстоящей на 6 μ от одного конца [19]. Следы α -частиц из реакции (26) короче ($\approx 7 \mu$) и поэтому менее заметны. Энергия α -частиц равна 1,6 Мэв. Энергия ядер отдачи лития равна 0,9 Мэв, но их пробег весьма мал. Однако эффективное сечение второй реакции примерно в 3 раза больше первой, что делает ее более пригодной для обнаружения нейтронных потоков малой интенсивности. Следует помнить, что обычный бор содержит только около 20% B^{10} , а другой изотоп бора, B^{11} , не взаимодействует с нейтронами. Можно получить обогащенный бор, содержащий 96% B^{10} . Обычный литий содержит около 7% Li^6 , содержание которого можно повысить обогащением. Для комбинирования эффектов лития и бора можно пропитать эмульсию боратом лития [20]. Иногда в эмульсии можно наблюдать короткие протонные следы из реакции ${}_7\text{N}^{14}(n, p){}_6\text{C}^{14}$ [21], однако такой способ обнаружения медленных нейтронов ограничен малым эффективным сечением этой реакции и низким содержанием азота в эмульсии. Однако эмульсию можно пропитать соединением, богатым азотом, например азидом натрия NaN_3 .

Быстрые нейтроны могут быть обнаружены по протонам отдачи, возникающим в результате столкновений нейтронов с атомами водорода эмульсии (которые составляют около 40% всего числа атомов эмульсии). Нейтроны сталкиваются также и с более тяжелыми ядрами, однако передаваемая при этом энергия не достаточна для создания заметного следа ядра с массой больше массы протона. Быстрые нейтроны действуют на B^{10} следующим образом:



Две α -частицы и тритон образуют в эмульсии трехлучевую звезду; полная энергия составляющих ее частиц в точности соответствует энергии падающего нейтрона. При работе с достаточно толстыми эмульсиями этим способом можно определить энергии нейтронов до 100 Мэв. Для обнаружения нейтронов можно также

использовать пластинки, пропитанные солями урана [22], — число следов осколков деления показывает частоту захвата нейтронов.

§ 9. Метод магнитного отклонения

Импульс ионизирующей частицы, пролетающей через камеру Вильсона, может быть определен по кривизне траектории частицы в сильном магнитном поле. Этот метод нельзя непосредственно применить к ядерной эмульсии, поскольку малая величина пробега частиц в пластинке требует наложения очень сильных магнитных полей, порядка 10^6 гаусс, чтобы вызвать измеримое отклонение среднего следа. При исследовании космических лучей такие поля должны поддерживаться в течение продолжительного времени, а также создаваться на самолетах и шарах-зондах, что, очевидно, неосуществимо. Однако если расположить две эмульсии параллельно на некотором расстоянии друг от друга, то такое устройство позволит определить изменение направления падающей частицы, проходящей через обе эмульсии и разделяющий их воздушный промежуток [23].

В магнитном поле частица движется по спирали между двумя эмульсиями. Радиус ρ кривизны траектории частицы можно определить из угла между направлениями движения частицы в точках вылета из одной эмульсии и вхождения в другую. Импульс частицы можно тогда определить [24] по формуле

$$p = (ze/c)(H\rho/\sin \Phi), \quad (28)$$

где H — напряженность магнитного поля, а Φ — угол между направлением движения частицы и плоскостью эмульсий. Если частица останавливается в одной из эмульсий, то ее пробег будет служить мерой ее энергии как функции массы, и, зная импульс частицы, можно будет произвести окончательную идентификацию.

При работе по такому методу необходимо, чтобы взаимное расположение пластинок при облучении было в точности воспроизведено при наблюдении следов. Это легче всего может быть выполнено при помощи пучка рентгеновских лучей, проходящих через свинцовую пластинку с правильно расположенными отверстиями. Пластинки облучают в таком пучке смонтированными в кассете для проведения опыта. Полученное изображение отверстий обеспечивает точное последующее совмещение пластинок при наблюдении. Кроме того, для той же цели можно воспользоваться свинцовым листом с узкой щелью, при помощи которого получают ряд изображений щели, помещая пластинки и свинцовый лист в различных положениях в пучок рентгеновских лучей.

Обычный метод рассмотрения проявленных пластинок заключается в их совмещении, эмульсия к эмульсии, согласно маркировке рентгеновскими лучами, и наблюдении с обеих сторон через

стеклянные подложки при помощи отражательного микроскопа [25]. Микроскоп этого типа имеет большую глубину фокуса, чем обычные микроскопы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reingann M., *Physik. Z.*, **12**, 1076 (1911).
2. Dainion, Gattiker, *Lock. Phil. Mag.*, **42**, 396 (1951).
3. Жданов А., *J. phys. radium*, **6**, 233 (1935).
4. Герни Р., Мотт Н., *Усп. Хим.*, **7**, 1755 (1938).
5. Блау М., *Фотографический метод в ядерной физике*, сб., Издательство, 1952, статья 32.
6. Уэбб Дж., *УФН*, **38**, 77 (1949).
7. Webb J. H., *J. Opt. Soc. Am.*, **38**, 312 (1948).
8. Verriman K., *Photogr. J.*, **89B**, 121 (1949).
9. Yagoda H., Kaplan N., *Phys. Rev.*, **71**, 910 (1947).
10. Мазер К., *Фотографический метод в ядерной физике*, сб., Издательство, 1952, статья 20.
11. Альбуи Ж., Фарагги Г., *Фотографический метод в ядерной физике*, сб., Издательство, 1952, статья 16.
12. Livingston M. S., Bethe H. A., *Rev. Mod. Phys.*, **9**, 263 (1937).
13. Bradt H. L., Peters B., *Phys. Rev.*, **74**, 1828 (1948).
14. Mott N. F., *Proc. Roy. Soc.*, **124**, 425 (1929).
15. Freier, Loifgren, Ney, Oppenheimer, *Phys. Rev.*, **74**, 1818 (1948).
16. Lattes, Occhialini, Powell, *Proc. Phys. Soc.*, **61**, Part 2, 173 (1949).
17. Lattes, Occhialini, Powell, *Nature*, **169**, 486 (1947).
18. Williams E. J., *Proc. Roy. Soc.*, **169A**, 531 (1939); *Phys. Rev.*, **58**, 292 (1940).
19. Burcham W. E., Goldhaber M., *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **32**, 632 (1936); Демерс П., *Фотографический метод в ядерной физике*, сб., Издательство, 1952, статья 4.
20. Игода Г., *Радиография*, сб., Издательство, 1952, статья 12.
21. Сюр Р., *J. phys. radium*, **8**, 83 (1947).
22. Lark-Horovitz K., Miller W. A., *Phys. Rev.*, **59**, 941 (1941).
23. Powell C. F., Rosenblum S., *Nature*, **161**, 473 (1948); Барбур И., *Фотографический метод в ядерной физике*, сб., Издательство, 1952, статья 38.
24. Franzinetti C., *Phil. Mag.*, **41**, 86 (1950).
25. Bates W. J., Occhialini G. P. S., *Nature*, **161**, 473 (1948).

С. Фризен и К. Кристьянсон

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЗЕРЕН СЛЕДОВ В ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ

S. Friesen, K. Kristiansson, *Nature*, **166**, No 4225, 686 (1950).

Метод счета зерен является важным методом исследования следов заряженных частиц в фотографической эмульсии. Этот метод хорошо изучен для эмульсии Илфорд С2 и других аналогичных эмульсий, однако он не пригоден в случае сильно понижующих частиц в электроночувствительных эмульсиях, например

Ильфорд G5. В этих случаях мы измеряли плотность следов фотоэлектрическим методом.



Рис. 1. Гистограмма значений интегральной плотности отрезка следа длиной 400 м для 55 следов в эмульсии Ильфорд G5.

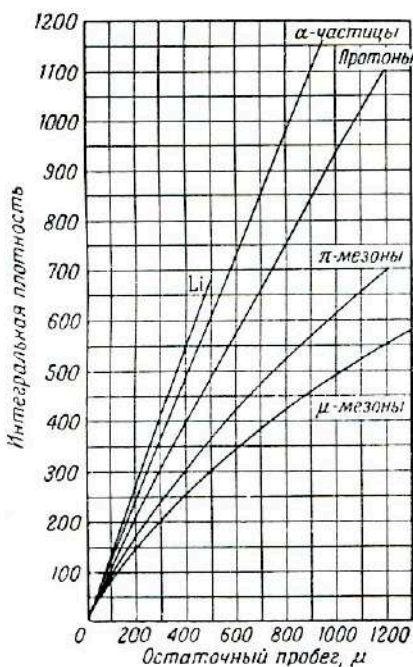


Рис. 2. Зависимость интегральной плотности 400-микронного отрезка следа (в произвольных единицах) от остаточного пробега для следов в эмульсии Ильфорд G5.

В окуляр микроскопа вставляли щель, и расходящийся пучок света, прошедший через эту щель, падал на катод фотоумножи-

теля (типа RCA 1 P 21). Отрезок следа располагали в щели симметрично и измеряли результирующий фототок, который выражался в относительных единицах (относительно фототока в отсутствие следа). На рис. 1 и 2 приведены результаты таких измерений для 55 следов в пластинках Илфорд G5, облученных при полете шара-зонда на высоту около 20 км. Длина щели соответствует отрезку следа длиной 30 μ .

Приведенные графики указывают на возможность надежного различения между π - и μ -мезонами. Таким образом, описанный метод вполне пригоден для анализа следов тяжелых частиц.

30

*С. Фризен и К. Кристьянсон***ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ МАСС ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ**

S. Friesen, K. Kristiansson, Nature, **168**, No 4270, 377 (1951).

В прошлом сообщении* был описан фотоэлектрический метод измерения плотности следов в ядерных эмульсиях. Он аналогичен методу счета зерен и может быть использован при работе с электрочувствительными эмульсиями, в которых взаимное перекрывание отдельных зерен препятствует применению последнего метода. Авторы произвели сравнение остаточных пробегов частиц, начиная от таких участков их следов, которые обладают равными площадями проекции на единицу длины, т. е. равной шириной следов. Из этих измерений были вычислены отношения масс. Этот метод аналогичен методу, использованному Латтесом и др.** при счете зерен.

На рис. 1 показано отношение масс π - и μ -мезонов, определенное указанным методом. На рис. 2 изображены скорости, соответствующие равным значениям ширины следов, причем для масс протонов, π - и μ -мезонов приняты значения 1 840, 276 и соответственно 212 электронных масс.

Найденное из этих графиков отношение масс отличается от значения 1,32, найденного измерениями в Беркли, и изменяется вдоль следов. В связи с этим интересно напомнить, что Латтес и др. в результате измерений на ядерных эмульсиях нашли, что

* См. статью 29, стр. 264.

** Lattes, Occhialini, Powell, Nature, **160**, 453 (1947).

отношение массы π -мезона к массе μ -мезона равно 1,65. Обнаруженную в настоящей работе аномалию можно объяснить либо

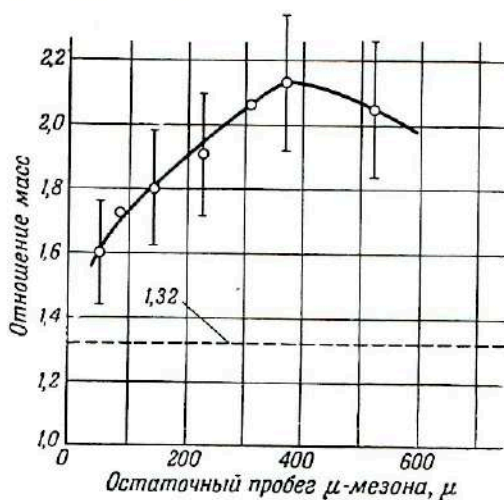


Рис. 1. Зависимость отношения масс от остаточного пробега μ -мезона.

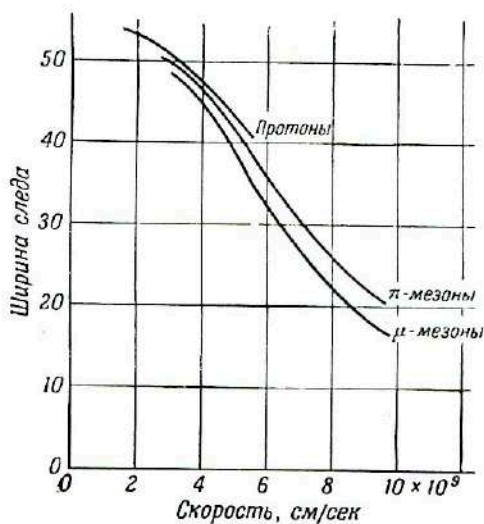


Рис. 2. Зависимость ширины следа от скорости.

эффектом, связанным с фотографическим процессом, либо пока еще не замеченным эффектом взаимодействия частиц с веществом.

Т. Густафсон

ПЛОТНОСТЬ ЗЕРЕН В СЛЕДАХ ПРОТОНОВ И МЕЗОНОВ
В ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЭМУЛЬСИЯХ

Т. Gustafson, Nature, 168, No 4270, 377—378 (1951).

Опыты Фризен и Кристиансона * показывают, что при равных скоростях π -мезоны создают более узкие следы, чем протоны, а μ -мезоны — более узкие следы, чем π -мезоны. Соответствующие скорости, $c/5$ — $c/3$, лежат ниже тех, при которых наблюдается эффект Черенкова.

В исследованиях, проводимых при помощи фотографических эмульсий, обычно предполагается, что плотность следов или вероятность проявления определенной доли зерен, затронутых частицей, зависят только от ионизации. Согласно хорошо известным работам Бора, Бете, Блоха и др., образование электронов в результате ионизации, производимой частицей со скоростью v , зарядом e и массой M , зависит только от v и e . Поправкой на массу можно пренебречь.

Сначала попытаемся, исходя из существующих представлений о фотографическом процессе, рассмотреть аномалию, которую наблюдали Фризен и Кристиансон. Согласно современным фотографическим теориям, проявляемость кристаллов бромида серебра зависит от освобождения электронов при ионизации и от определенных дефектов в решетке бромида серебра. Предполагается, что междуузельные ионы серебра и вакантные серебряные узлы играют основную роль в химически не сенсibilизированных эмульсиях. Можно полагать, что в рассматриваемом случае число таких ионов серебра в одном микрокристалле должно быть порядка 1 000.

Существенно, что для образования скрытого изображения, способного сообщить микрокристаллу проявляемость, достаточно весьма небольшого числа атомов серебра, повидимому, порядка 10. Для образования междуузельного иона серебра необходимо затратить энергию порядка 1 эв. Автор подсчитал вероятность того, что один из серебряных ионов микрокристалла диаметром $0,6 \mu$ получит минимум 1 эв энергии в результате кулоновского взаимодействия. Для скорости $c/3$ эта вероятность равна всего 0,07, для $c/5$ — 0,19. Даже при учете весьма высокой чувствительности фотографического процесса эти цифры кажутся слишком малыми. Далее, они в первом приближении не зависят от массы, так что различие между протонами и мезонами весьма

* См. статью 30, стр. 266.

мало. Также и другие эффекты, как, например, повышение температуры вблизи следа, повидимому, малы и по существу не зависят от массы. Взаимодействие частицы с протонами желатины зависит от массы частицы, но эта зависимость весьма слаба и едва ли может влиять на плотность зерен.

Поэтому разумно рассмотреть также возможность влияния специфических свойств мезонов, а именно специфические виды взаимодействия μ - и π -мезонов с электронами, которые должны быть различны. Дальние и близкие ионизирующие соударения принимают примерно равное участие в ионизации, вызываемой электромагнитными силами. Если допустить, что существует некоторое дополнительное близкодействующее взаимодействие, то оно должно было бы привести к уменьшению эффекта близких соударений на 15—20 и соответственно на 30—40%, чтобы можно было объяснить экспериментальные результаты. Если в опытах встречаются как положительные, так и отрицательные мезоны, то это взаимодействие должно менять знак вместе со знаком заряда мезона. Взаимодействие может существовать только для заряженных мезонов.

32

М. Чекарелли и Г. Цорн

ФОТОМЕТРИРОВАНИЕ СЛЕДОВ В ТОЛСТОСЛОЙНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ

M. Ceccarelli, G. T. Zorn, Phil. Mag., 43, No 338, 356—366 (1952).

§ 1. Введение

Одна из наиболее важных технических задач ядерной физики заключается в измерении ионизации, создаваемой заряженной частицей при прохождении через вещество. В ядерных эмульсиях и для частиц с небольшим зарядом эта ионизация обычно может быть выражена как функция числа проявленных зерен вдоль следа частицы. Так, Фаулер [1] показал, что для следов в эмульсиях Ильффорд G5 с плотностью зерен меньше 100 зерен/100 μ число зерен с достаточным приближением пропорционально потерям энергии частицы. Однако при более значительных плотностях зерен становится заметным эффект «насыщения», и субъективные ошибки счета зерен уменьшают надежность результатов. В некоторых случаях эту трудность можно преодолеть, пользуясь методом счета зерен в следах частиц с большой удельной ионизацией, зарегистрированных в менее чувствительных или недопроявленных эмульсиях. Однако в случае малочувствительных эмульсий можно ожидать нелинейной зависимости плотности зерен от

потерь энергии, что обуславливает необходимость тщательного калибрования.

В тех областях, где счет зерен становится невозможным, можно воспользоваться другим методом измерения ионизации — счетом числа δ -электронов вдоль следа частицы. В электроночувствительных эмульсиях δ -электроны с энергией выше ~ 15 кэв создают короткие следы, содержащие три или более зерен. Число таких следов на единице длины следа также может служить мерой удельной ионизации частицы [2]. Этот метод имеет большое значение, так как он позволяет расширить область удельных ионизаций, доступных экспериментальному измерению. Однако ему присущ тот недостаток, что иногда трудно решить, связан ли данный электронный след со следом многозарядной частицы. Кроме того, трудно всегда пользоваться постоянным критерием, чтобы отбирать только δ -электроны с энергией выше определенного нижнего предела. Наконец если число δ -электронов на 100μ превосходит 20, то счет сильно затрудняется и ошибки измерений значительно возрастают.

Наряду с указанными методами существует метод фотометрического измерения потемнения, создаваемого следом. Такой метод уже дал весьма многообещающие результаты в случае электроночувствительных эмульсий толщиной $200 \mu^*$. Он позволил установить различие между π - и μ -мезонами, останавливающимися в эмульсии. Интересные результаты были получены также при изучении следов тяжелой компоненты первичного космического излучения в эмульсиях Кодак NT4 толщиной 80μ [3].

Настоящие опыты были предприняты для выяснения возможностей метода фотометрирования следов в электроночувствительных эмульсиях толщиной 400μ . Применение этого метода к столь толстым эмульсиям существенно потому, что он обеспечивает благоприятные условия для измерения энергии по методу рассеяния.

§ 2. Экспериментальная часть

Прямое измерение поглощения, создаваемого следом. Измерения проводились на эмульсиях Ильфорд G5 толщиной 400μ по методу, описанному в другой работе*. Изображение следа при помощи объектива $95\times$ проектировалось на плоскость узкой щели, длинная ось которой была параллельна следу. Свет, проходящий через щель, направлялся на катод фотоумножителя, и анодный ток последнего измерялся гальванометром. Первый отсчет по гальванометру производили тогда, когда изображение следа находилось в пределах площади щели. После перемещения пластинки приблизительно на 50μ в направлении, перпендику-

* См. статью 29, стр. 264.

лярном к следу, производился второй отсчет для измерения фона. Если эти два показания гальванометра составляли R_c и соответственно R_Φ , то отношение $R = (R_\Phi - R_c)/R_\Phi$ служит мерой «полного затемнения», вызываемого следом. Если принять, что

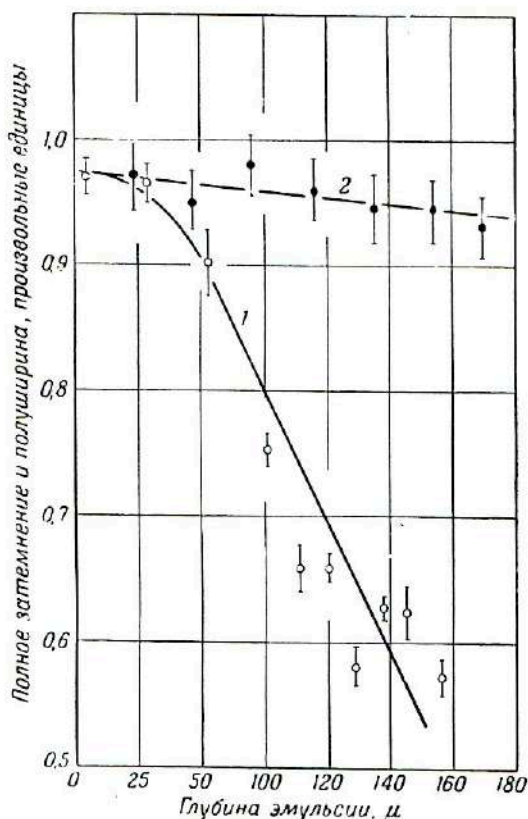


Рис. 1. Полное затемнение (кривая 1) и полуширина (кривая 2) как функция глубины под поверхностью обработанной эмульсии для следа ядра кислорода, пересекающего эмульсию Илфорд G5 толщиной 400 μ .

изображение следа в щели черно (непрозрачно) и что число зерен фона мало, то R будет выражать отношение между площадью изображения следа, содержащегося в щели, и площадью щели. Такая интерпретация величины R правильна в случае использования тонких эмульсий высокой прозрачности; при работе с толстыми эмульсиями анализ затрудняется вследствие рассеяния света.

Влияние рассеяния света в толстослойных эмульсиях. Для изучения влияния светорассеяния были проведены измерения величины R на различных глубинах эмульсии для следов частиц, проходящих через всю эмульсию. Кривая 1 рис. 1 дает значения R для типичного следа, созданного ядром кислорода, движущимся с релятивистской скоростью, на различных глубинах эмульсионного слоя. Кривая указывает на значительное уменьшение непрозрачности следа с увеличением глубины. Отсюда следует, что мерой площади следа, спроектированного на щель, величина R может служить только в области, весьма близкой к поверхности эмульсии. Однако и в этой области измерения не надежны вследствие колебаний режима обработки пластинок. Авторы нашли, что ход функции, связывающей величину $R/R_{\text{макс}}$ с глубиной слоя на одной и той же пластинке, различен для разных участков пластинки, так что введение поправки на кажущееся уменьшение непрозрачности с глубиной практически невозможно.

Авторы пытались преодолеть эти трудности посредством уменьшения эффекта, создаваемого рассеянием света эмульсией, расположенной над следом. Для этого они пользовались красным или поляризованным светом. Кроме того, были введены некоторые изменения в оптическую часть аппаратуры, например уменьшена числовая апертура объектива, применено освещение узким пучком света (узкая щель) и освещение темного поля. Все эти попытки оказались безуспешными, что заставило авторов испытать другой метод работы.

Распределение затемнения следа. Щель, обладающая видимой шириной около $0,25 \mu$ в плоскости объекта, располагалась параллельно изображению следа, образованному в плоскости щели. Далее при помощи предметного столика, которому сообщалось горизонтальное перемещение, пластинка передвигалась в направлении, перпендикулярном к следу, на расстояние около 100μ . Изображение следа проходило через щель, всегда оставаясь параллельным ей. По мере перемещения пластинки на одинаковые интервалы пути записывались показания гальванометра, которые откладывались на графике как функция расстояния от исходной точки. Полученная кривая представляла меру «затемнения» следа как функцию расстояния от его оси. Примеры таких наблюдений для следов частиц с различной удельной ионизацией показаны на рис. 2.

Опыты показали, что форма кривой, полученной таким методом, не зависит от ширины щели, если ее изображение в плоскости объекта меньше среднего диаметра серебряного зерна. Общая форма кривых также не зависит от удельной ионизации частицы, создающей след.

Далее, кривая 2 на рис. 1 показывает результаты измерений ширины кривых на высоте половины амплитуды (полуширина) для того же следа, к которому относится кривая 1. Можно видеть, что величина полуширины не зависит от глубины следа в эмульсии. Поэтому полуширина может быть принята за меру ионизации частицы.

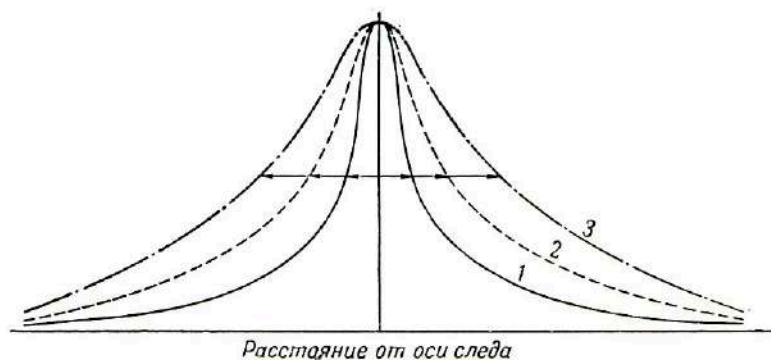


Рис. 2. Кривые распределения потемнения для следов 3 частиц 1, 2 и 3 с удельными потерями энергии 350, 820 и соответственно 1 400 Мэв/г.см².

Кривые нормированы таким образом, чтобы совпали их максимальные амплитуды.

Для сокращения времени, необходимого для измерений и для повышения их точности, был сконструирован полуавтоматический прибор, вычерчивающий распределение потемнения на экране осциллографа.

§ 3. Аппаратура

На рис. 3 изображена схема аппаратуры, использованной в последней части настоящего исследования. Основным прибором является микроскоп М 4000 (фирмы Кук, Трафтон и Симмс), снабженный предметным столиком А специального устройства (для ядернофизических наблюдений). След в ядерной пластинке В освещается подстоликовым конденсором, и его изображение образуется на поверхности зеркала Е. Это изображение рассматривается при помощи вспомогательного слабого микроскопа J и частично посеребренной стеклянной поверхности D. Через вспомогательный микроскоп можно наблюдать щель шириной 20 м и длиной 4 мм, находящуюся в плоскости зеркала. Через эту щель лучи из объектива попадают на фотоумножитель F, выходное напряжение которого пропорционально интенсивности падающего на него света. Это выходное напряжение усиливается линейным усилителем постоянного тока M и подается на катушки вертикального отклонения V осциллографа O.

Горизонтальное отклонение электронного луча регулируется движением предметного столика. При перемещении столика вращением микрометрического винта выходное напряжение потенциометра L изменяется пропорционально углу поворота винта (см. схему на рис. 3). Это изменяющееся напряжение усиливается

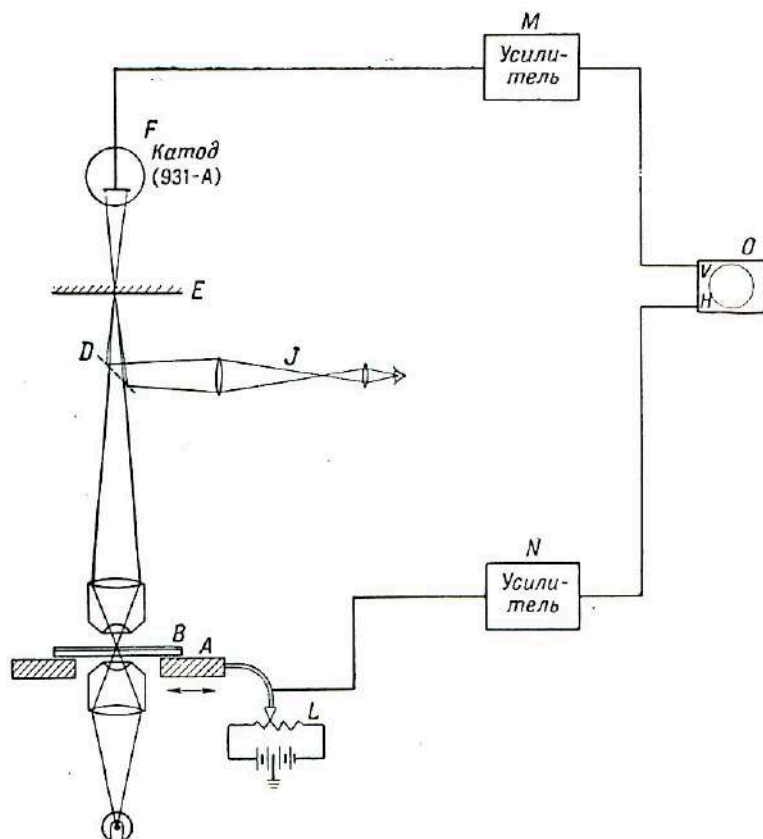


Рис. 3. Схема аппаратуры.

другим усилителем постоянного тока N и подается на катушки горизонтального отклонения H осциллографа.

Для проведения измерений фотографическую пластинку помещают на предметный столик в такое положение, чтобы исследуемый след был перпендикулярен к направлению движения столика, указанному на рис. 3. Далее перемещают щель до тех пор, пока она не станет параллельной изображению следа, — это производится при помощи вспомогательного микроскопа. Осциллограмма прочерчивается в результате передвижения изображения следа

через поле зрения. Она представляет выходное напряжение фотоумножителя как функцию перемещения предметного столика и имеет ту же форму, что кривые на рис. 2.

§ 4. Результаты и их обсуждение

При помощи аппаратуры, описанной в предыдущем параграфе, были проведены предварительные опыты с целью определить, как изменяется форма и размеры осциллограммы в результате дефокусировки изображения следа в плоскости щели или нарушения

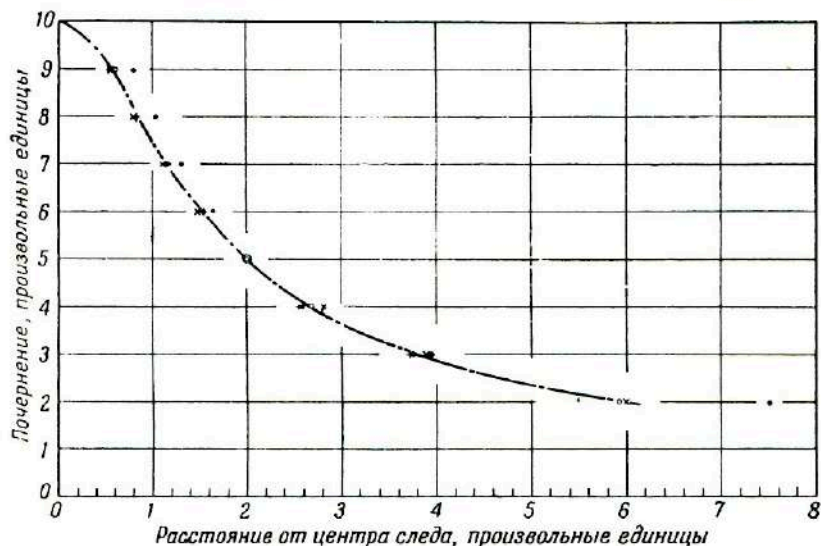


Рис. 4. Распределение почернения для следов 4 частиц, обладающих приблизительно одинаковыми скоростями, но разными удельными потерями энергии, — 160, 680, 1100 и соответственно 3000 Мэв/г·см² (этим энергиям отвечают обозначения ●, ○, × и +).

Кривые распределения нормированы как по данной максимальной амплитуде, так и по данной полуширине.

правильного положения относительно щели. Оказалось, что небольшие субъективные погрешности в фокусировке или положении следа приводили к ничтожным ошибкам в результатах измерений.

Кроме того, авторы обнаружили, что в первом приближении площадь под осциллограммами для одного и того же отрезка следа не зависела от положения фокусировки. Это показывает, что поглощение, создаваемое серебряным зерном в эмульсии, не зависит от фокусировки, а меняется лишь кажущаяся площадь зерна.

Для нахождения распределения почернения как функции расстояния от центра следа были измерены отобранные следы тяжелых ядер, заряд которых определялся измерением плотности δ -электронов и методом многократного рассеяния [4]. Осциллограммы записывались на кальке на одинаковых интервалах вдоль следа и определялась «средняя» осциллограмма. Несколько таких

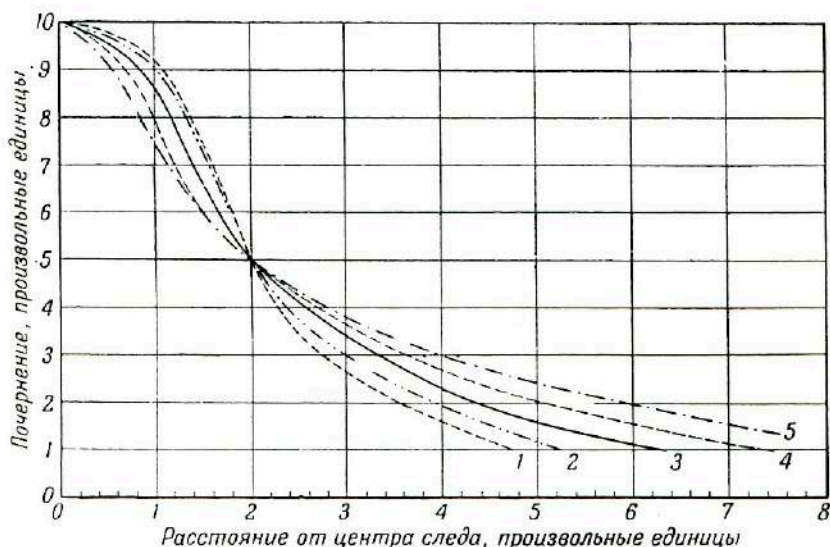


Рис. 5. Зависимость распределения почернения следа от скорости частицы.

Кривые 1, 2, 3, 4 и 5 получены путем измерений следа ядра магния в точках, соответствующих средним остаточным пробегам, равным 150, 300, 500, 900 и соответственно 1500 μ . Кривые нормированы таким образом, чтобы совпали как полуширина, так и максимальная амплитуда. Кривая 5 совпадает со средней кривой, изображенной на рис. 4, и соответствует материнскому ядру, движущемуся со скоростью около 10^{10} см/сек.

кривых, нормированных таким образом, чтобы совпали их полуширина и максимальная амплитуда, изображены на рис. 4 и 5. На рис. 4 показано такое нормированное распределение для четырех следов 1, 2, 3 и 4, созданных частицами с приблизительно равными скоростями, но с разными удельными потерями энергии, — 160, 680, 1100 и соответственно 3000 Мэв/г/см^2 . Аналогичные результаты показаны на рис. 5 для частиц с удельными ионизациями выше 100 Мэв/г/см^2 , но с весьма различными скоростями.

Кривые, изображенные на рис. 4, показывают, что в пределах точности опыта форма кривой распределения почернения перпендикулярно к следу не зависит от ионизации, вызываемой частицей, если потери энергии последней превышают 200 Мэв/г/см^2 . Это подтверждает тот взгляд, что полуширина является удовлетворительной мерой удельной ионизации частицы и что в этом интер-

вале удельных потерь энергии полуширина кривой распределения и полное поглощение пропорциональны друг другу.

Так как поглощение, создаваемое зерном, слабо зависит от резкости фокусировки на это зерно, то любая из кривых на рис. 4 и 5 дает приблизительное представление о распределении ионизации вблизи следа частицы, за исключением участка насыщения на оси следа. Из этих кривых невозможно определить распределение пробегов δ -электронов, так как это требует трудоемких операций и внесения ненадежных поправок. Однако полученные

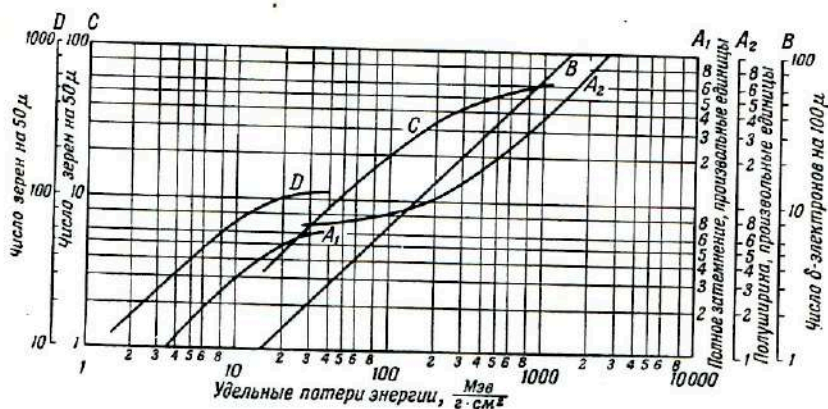


Рис. 6. Сравнение методов определения удельных потерь энергии частиц в фотографических эмульсиях.

A_1 — полное затемнение в произвольных единицах для эмульсии Ильфорд G5; A_2 — полуширина в произвольных единицах для эмульсии Ильфорд G5; B — число следов δ -электронов, состоящих более чем из 3 зерен на 100 μ , в эмульсии Ильфорд G5 [4]; C — число зерен на 50 μ в недопроявленной эмульсии Кодак NTA [5]; D — число зерен на 50 μ в нормально проявленной эмульсии Ильфорд G5 [1].

Все величины отложены как функция удельных потерь энергии в $\text{Мэв}/\text{г}\cdot\text{см}^2$.

результаты показывают, что это распределение не претерпевает заметных изменений после того, как скорость превысит 10^{10} $\text{см}/\text{сек}$, даже в том случае, если частица обладает максимально возможной релятивистской скоростью.

Другое исследование имело своей целью сравнить затемнение, вызываемое следом, с удельной ионизацией частицы, создавшей этот след. Измерения полного затемнения и полуширины были произведены в эмульсии Ильфорд G5 для следов 98 частиц с удельной ионизацией, изменяющейся от ионизации релятивистских α -частиц до ионизации ядер железа в области максимальной ионизации. Эти частицы были идентифицированы посредством измерения многократного рассеяния и плотности δ -электронов. В случае частиц, останавливающихся в эмульсии, идентификация проводилась либо путем измерений пробегов и плотности

δ' -электронов, либо по вторичным эффектам, наблюдающимся в конце следов.

Значения полного затемнения и полуширины этих следов представлены как функция удельных потерь энергии частицы на рис. 6

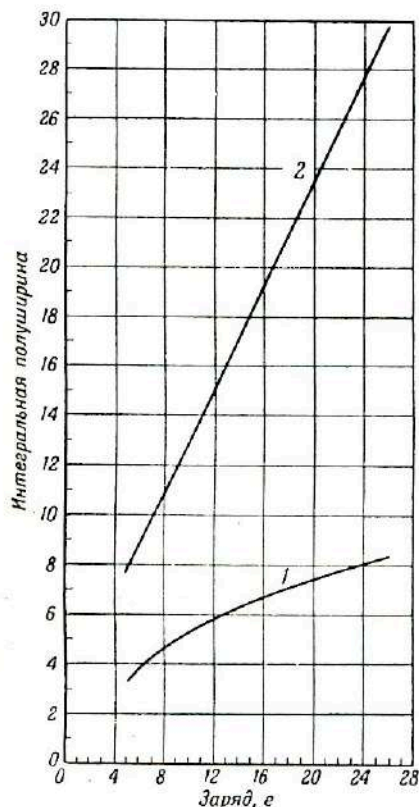


Рис. 7. Интегральная полуширина для ядерных следов, оканчивающихся в эмульсии.

Кривые 1 и 2 представляют интегральную полуширину, измеренную на протяжении 200 и 500 μ от конца следа и отложенную как функция заряда материнской частицы.

поправка, обусловленная перекрытием зерен, находящихся в эмульсии на различной глубине, позволяет объяснить пропорциональность между полушириной и удельными потерями энергии.

Существование линейной зависимости между фотометрической непрозрачностью и потерями энергии для частиц с потерями энергии выше 300 $Mэв/г/см^2$ и со скоростями больше 10^{10} $см/сек$

(кривые A_1 и соответственно A_2). На этот же график нанесены следующие величины в зависимости от удельных потерь энергии: B — число следов δ' -электронов, содержащих более 3 зерен на 100 μ [4]; C — число зерен на 50 μ в недопроявленной эмульсии Кодак NTA [5]; D — число зерен на 50 μ в нормально проявленных эмульсиях [1].

Нижняя часть кривой A_1 указывает на линейную зависимость между поглощением и потерями энергии. Кривая A_2 указывает на существование почти линейной зависимости между полушириной и удельными потерями энергии, кроме некоторой области насыщения, которая соответствует потерям энергии ниже 100 $Mэв/г/см^2$. Эффект насыщения обусловлен, вероятно, тем фактом, что весьма значительная часть энергии затрачивается на выбрасывание электронов с пробегом меньше среднего диаметра зерна серебра. Однако для частиц с удельными потерями энергии больше 300 $Mэв/г/см^2$ число проявленных зерен, созданных δ' -электронами, превышает число зерен в насыщенной оси следа. Этот факт, а также небольшая

показывает, что фотометрирование является наиболее подходящим методом определения ионизации. Для удельных потерь энергии между 30 и 100 $Mэв/г/см^2$ фотометрия непригодна, так как этот метод малочувствителен.

При помощи аналогичных методов исследовалась также возможность идентификации частиц, останавливающихся в эмульсии. Если следы таких частиц слишком коротки, то другие способы идентификации неприменимы. Полуширина следа измерялась в ряде точек, разделенных промежутками по 50 μ , начиная от конца следа и кончая определенной точкой на следе. Сумма полученных таким способом величин была названа интегральной полушириной. Кривые 1 и 2 на рис. 7 изображают значения этой величины для ядер различного заряда. В случае кривой 1 значения интегральной полуширины были определены путем измерения точек на последних 200 μ следов частиц различного заряда. Кривая 2 изображает результаты аналогичных измерений для точек на последних 500 μ каждого следа. Эти кривые совместно с результатами другой работы* показывают, что фотометрирование является удовлетворительным методом идентификации заряженных частиц, останавливающихся в эмульсии.

§ 5. Выводы

Результаты настоящей работы по применению фотографических методов к изучению следов заряженных частиц в фотографических эмульсиях могут быть суммированы следующим образом:

1. Показано, что фотометрия является весьма ценным методом исследования частиц, если их удельная ионизация столь велика, что метод счета зерен становится непригодным. Этот метод может применяться и в случаях, когда потери энергии ниже 30 $Mэв/г/см^2$. В этой области единственным пригодным методом является измерение полного затемнения, создаваемого следом, и для таких измерений толстые эмульсии с малой прозрачностью обычно непригодны.

2. Для исследования частиц с удельными потерями энергии больше 300 $Mэв/г/см^2$ использование недопроявленных эмульсий связано с затруднительным калиброванием, а метод счета δ -электронов ненадежен. В случае таких частиц фотометрические методы, особенно измерение полуширины, могут быть успешно использованы даже для эмульсии с малой прозрачностью.

3. Многозарядные частицы, создающие короткие следы, оканчивающиеся в эмульсии (пробег $\geq 200 \mu$), могут быть идентифи-

* См. статью 29, стр. 264.

цированы посредством определения интегральной полуширины, которая быстро меняется с зарядом частицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fowler, Phil. Mag. 41, 169 (1950).
2. Freier, Lofgren, Ney, Oppenheimer, Bradt, Peters, Phys. Rev., 74, 213 (1948).
3. Blau, Rudin, Lindenbaum, Rev. Sci. Instr., 21, 978 (1950).
4. Dainton, Fowler, Kent, Phil. Mag., 42, 317 (1951).
5. Bradt, Peters, Phys. Rev., 80, 943 (1950).

33

Г. Фарагги

ТОЧНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ КОРОТКОПРОБЕЖНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ МЕТОДОМ ПРОПИТКИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЭМУЛЬСИИ

H. Faraggi, Ann. de physique, 6, mars—avril, 325—400 (1951).

Введение

Одним из свойств, по которым впервые было обнаружено существование естественно-радиоактивных элементов, явилась способность вызывать почернение фотографических пластинок в отсутствие света. Однако фотографическое изображение, создаваемое корпускулярным излучением радиоэлементов, отличается от изображения, создаваемого светом. Действие заряженных частиц на фотографические эмульсии изучалось многими авторами, среди которых можно назвать Беккереля, Пьера и Марию Кюри, Рейнганума, Михля, Блау, Жданова, Уилкинса и Сент-Хеленса [1]. Укажем основные признаки действия заряженных частиц на фотографические эмульсии.

При падении пучка света на фотографическую эмульсию фотоны поглощаются микрокристаллами бромистого серебра и сообщают последним способность проявляться. Обычно условием проявляемости одного микрокристалла является поглощение нескольких фотонов. Наоборот, тяжелые заряженные частицы, испускаемые радиоактивными веществами, обычно обладают достаточной энергией, чтобы проделать в эмульсии определенный путь; они сообщают способность проявляться определенному числу микрокристаллов бромистого серебра, расположенных на их пути, полностью расходуя свою кинетическую энергию и теряя заряд. Поэтому при рассмотрении под микроскопом засвеченной эмульсии (после проявления и фиксирования) можно наблюдать беспорядочное скопление случайно

распределенных изолированных зерен. Напротив, в эмульсии, облученной корпускулярным излучением, можно наблюдать цепочки зерен, разделенных большими или меньшими промежутками, по которым легко можно восстановить траекторию частицы в эмульсии.

Это свойство фотографической эмульсии приближает ее к камере Вильсона, которая также способна регистрировать индивидуальные траектории частиц. Преимущество фотографической пластинки заключается в ее крайней простоте, малом объеме и способности к непрерывной регистрации падающих частиц. Однако для использования этих качеств необходимо, чтобы промежутки между проявленными зернами вдоль каждого следа были достаточно малы, ибо тогда можно идентифицировать каждый пробег с достаточной точностью. В обычных фотографических эмульсиях зерна расположены на слишком больших расстояниях друг от друга, и количественные измерения невозможны. Применение эмульсий для целей ядерной физики потребовало значительных усовершенствований в их производстве.

В 1911 г. [2] было обнаружено образование индивидуальных следов α -частиц в обычных эмульсиях. В 1925 г. [3] в некоторых эмульсиях были обнаружены индивидуальные следы протонов. С 1930 по 1940 г. благодаря работам Жданова начали появляться некоторые специальные эмульсии для регистрации α -частиц, но только в 1944—1945 гг. фирмой Ильфорд была выпущена серия специальных эмульсий для ядерно-физических исследований, благодаря чему физики получили новый весьма точный метод исследования вещества. Вскоре после этого фирма Истмэн Кодак также разработала серию специальных эмульсий. И. Жюлио-Кюри безуспешно пыталась заинтересовать французские фирмы изготовлением этих новых эмульсий, поэтому автору пришлось провести настоящее исследование на английских пластинках фирмы Ильфорд и английских и американских пластинках фирмы Кодак. Основные характеристики этих пластинок таковы:

1) весьма высокое содержание бромида серебра (80%) в форме весьма мелких (диаметром от 0,15 до 0,2 μ) и близко отстоящих друг от друга микрокристаллов, что позволяет хорошо различать следы частиц и точно измерять их пробеги;

2) эмульсионные слои обладают большой толщиной, которая обычно изменяется от 50 до 100 и 200 μ и может быть доведена до 600 и 800 μ ; благодаря этому частицы могут оставаться в эмульсии вплоть до конца своего пробега, что позволяет исследовать полный след частицы.

Задачи настоящего исследования. В процессе настоящей работы автор, по предложению И. Жюлио-Кюри, исследовал возможности применения специальных эмульсий в различных областях ядерной физики и наилучшие условия их использования.

Вначале автор располагал пластинками Ильфорд «полутонные», тип R2, которые еще не содержали особенно больших количеств бромида серебра, поэтому зерна, образующие след, находились на довольно больших расстояниях друг от друга (рис. 1, а). Вскоре автору удалось приобрести пластинки «полутонные концентрированные», затем пластинки для ядерных исследований, в которых зерна следа образуют практически непрерывную цепочку (рис. 1, б).

Калибровка этих пластинок была произведена при помощи α -частиц известной энергии [4]. Тогда же было установлено, что

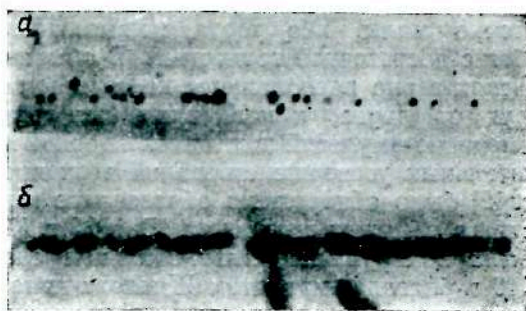


Рис. 1.

а — след в старой эмульсии; б — след в новой эмульсии.

эти пластинки особенно пригодны для измерения энергии, так как они позволяют точно измерять средние пробеги частиц. В частности, для изучения коротких пробегов частиц малой энергии или большой массы они представляют неоспоримые преимущества по сравнению с другими методами, так как исследуемый элемент можно вводить в толщу самой эмульсии (пропитка).

Именно таким методом автору удалось измерить средний пробег α -частиц тория Th^{232} с точностью, явно превосходящей точность предыдущих измерений.

Далее автор исследовал деление Th^{232} под действием быстрых нейтронов и измерил энергию деления.

Так как разработка техники пропитки требовала знания наиболее благоприятных условий введения данного элемента в эмульсию, автору пришлось более подробно изучить свойства скрытого изображения, создаваемого заряженными частицами, и уточнить практические правила успешного проведения пропитки.

В процессе этого исследования был разработан метод частичного разрушения скрытого изображения, позволяющий отдельно

исследовать средний пробег частицы и ядра отдачи, одновременно испущенных при расщеплении.

Автор использовал этот метод для изучения некоторых ядерных расщеплений, происходящих под действием тепловых нейтронов на элементы, введенные в эмульсию пропиткой.

Исследование этих расщеплений позволило установить для α -частиц с энергией ниже 4 Мэв и протонов с энергией ниже 1 Мэв соотношения между их энергией и пробегом в ядерных эмульсиях. Эти соотношения были сопоставлены с эквивалентными соотношениями для пробегов в воздухе. Полученные результаты позволили подтвердить справедливость таких соотношений, найденных для воздуха, что оспаривалось некоторыми исследователями. Наконец автор экспериментально определил тормозную способность ядерных эмульсий в области малых энергий и сравнил ее с теоретической тормозной способностью.

ЧАСТЬ I

§ 1. Основные свойства следов заряженных частиц в фотографических эмульсиях

Для понимания процесса образования следов заряженных частиц в эмульсии и зависимости между длиной следа и энергией частицы необходимо иметь в виду два основных положения:

Во-первых, бромосеребряный эмульсионный микрокристалл может стать проявляемым, т. е. способным восстанавливаться до металлического серебра под действием проявителя, если он в результате какого-либо ионизационного процесса получает энергию, превосходящую порог проявляемости [5, 6]. Для достижения этого порога необходимо поглощение около 40 квантов энергии видимого света [7] и лишь небольшая доля кинетической энергии заряженной частицы.

Во-вторых, заряженная частица, обладающая кинетической энергией и движущаяся в матеральной среде, передает этой среде свою энергию.

Потери энергии на единице длины определяются по формуле Бете — Блоха [8]:

$$-\frac{dE}{dR} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} NB, \quad (1)$$

где $\frac{dE}{dR}$ — потери энергии на единице длины пробега частицы в окружающей среде, e — заряд электрона, m — масса электрона, z — атомный номер частицы, v — скорость частицы, N — число атомов в единице объема среды и B — тормозное число среды для данной частицы.

Тормозное число среды зависит от ее природы, от рода частицы и от ее энергии. Для данной частицы это число слабо

изменяется с энергией частицы, и в первом приближении его можно принять за постоянную величину в данном интервале энергий.

Зависимость между пробегом и энергией. Пробег частицы в среде выражается интегралом

$$R = \int_0^I \frac{dE}{dE/dR}.$$

Этот интеграл можно вычислить, если известно с достаточной точностью тормозное число B . В действительности предпочтительнее определять зависимость пробег — энергия для каждой среды опытным путем, измеряя пробеги частиц известной энергии. Формула (1) позволяет производить достаточно точную интерполяцию между экспериментальными точками. Если построить кривую пробег — энергия для данной частицы в данной среде, то измерение пробега позволит определить энергию частицы.

Торможение частицы в желатине фотографической эмульсии не приводит к каким-либо видимым последствиям. Торможение в бромиде серебра обуславливает проявляемость определенного числа микрокристаллов, задетых частицей.

Следовательно, пробег частицы в эмульсии можно определить как расстояние, разделяющее крайние проявленные зерна. Так как потери энергии на единице пути пропорциональны $\frac{1}{v^2}$, то плотность проявленных зерен будет увеличиваться к концу пробега.

Если концентрация эмульсионных микрокристаллов достаточно велика и сами они достаточно малы, как это имеет место в ядерных эмульсиях, то ошибка, совершаемая в результате определения пробега как расстояния между первым и последним зернами (ошибка, не превышающая двойное расстояние между соседними зернами), практически ничтожна сравнительно с ошибками другого происхождения. Измеренный таким способом пробег позволяет определить энергию частицы (после предварительной калибровки эмульсии) с точностью, равной точности других методов, а в области энергий, соответствующих малым пробегам, — с точностью, даже превосходящей точность других методов. Рассмотрим различные источники ошибок при измерении пробегов.

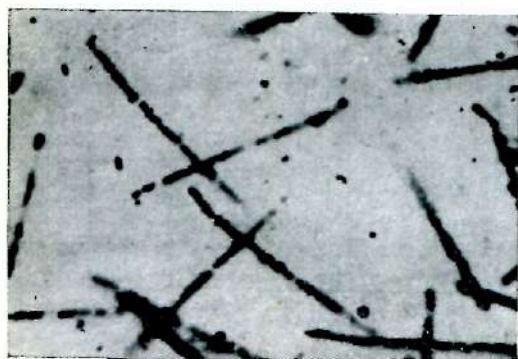
§ 2. Точность измерения пробегов

Выбор метода облучения. Некоторые ошибки в измерении длины следов, а следовательно, в определении кинетической энергии частиц, связаны с экспериментальной установкой для облучения эмульсий и могут быть устранены. В связи с этим мы рас-

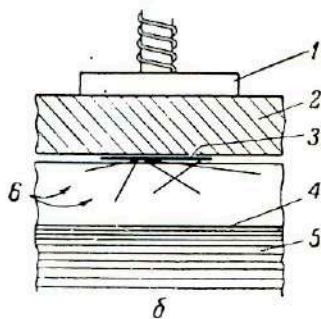
смотрим способ облучения, наиболее пригодный для точного измерения пробегов.

Существующие методы облучения можно свести к трем основным типам:

1. *Контактный метод* (радиоавтография). В этом случае радиоактивный источник представляет плоскую поверхность, находящуюся в тесном контакте с эмульсией (рис. 2). Частицы, испускаемые источником, проникают в эмульсию, создавая в ней



a



b

Рис. 2.

a—изображение следов, полученное методом контакта; *b*—схема установки для получения контактных изображений. 1—пресс; 2—опора для источника; 3—источник; 4—эмульсия; 5—стекло; 6—следы.

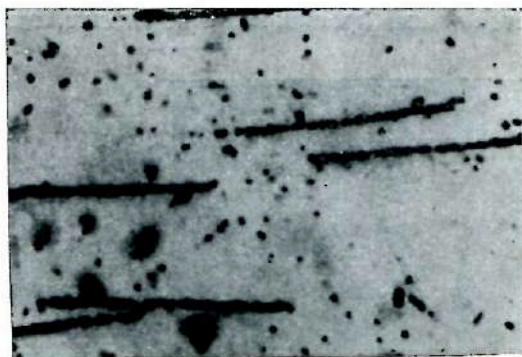
изображение, передающее распределение и активность радиоэлементов, находящихся в источнике. Этот метод, весьма плодотворный для исследования локализации и обнаружения радиоактивных элементов [9], непригоден для точного определения пробегов по следующим причинам.

Прежде всего, источник, находящийся вне эмульсии, обладает конечной толщиной. Поэтому частицы, испущенные из наиболее глубоких слоев, подвергаются более или менее сильному торможению еще до их попадания в эмульсию. В случае короткопробежных частиц, например легких ядер малой энергии (α -частицы, протоны) или тяжелых ядер (осколки деления), поглощение частиц в самом источнике становится преобладающим и мешает правильному и точному определению пробегов [12].

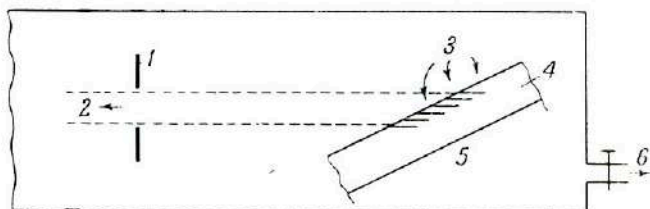
Кроме того, большая часть частиц входит в эмульсию под довольно большим углом к ее поверхности. Известно, что вследствие высокого содержания брома серебра ядерные эмульсии испытывают усадку порядка 50% в результате фиксирования. Следовательно, наклонные следы будут укорачиваться. Следы, параллельные плоскости эмульсии и стеклянной подложке,

называемые горизонтальными, в результате усадки не изменяются. Измерение длин наклонных следов, требующее знания коэффициента усадки [11], будет менее точным, чем для горизонтальных следов.

Таким образом, радиоавтографический метод, дающий главным образом наклонные следы частиц, испытавших более или



a



б

Рис. 3.

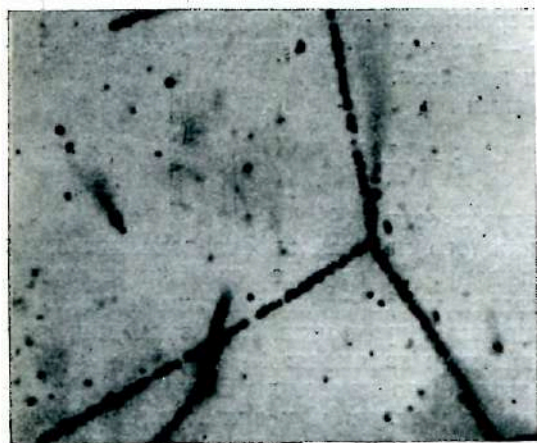
а—следы от коллимированного пучка; *б*—схема установки для облучения коллимированным пучком. 1—диафрагма; 2—к источнику; 3—следы; 4—эмульсия; 5—стекло; 6—к насосу.

менее сильное поглощение в эмульсии, непригоден для точного измерения пробегов.

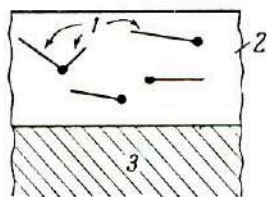
2. *Облучение коллимированным пучком частиц.* Излучение радиоактивного источника коллимируется при помощи диафрагмы и падает на эмульсию под известным углом. Вся установка находится в вакууме (рис. 3). В этом случае можно получить горизонтальные следы, располагая эмульсию параллельно пучку частиц.

Однако и в этом методе не избегается потеря энергии частиц в самом источнике, и, будучи весьма удобным для измерения средних и высоких энергий [10], этот метод непригоден для точного измерения малых энергий.

3. *Метод пропитки.* Довольно часто удается ввести в фотографическую эмульсию постороннее вещество, не изменяя свойств эмульсии. Если погрузить пластинку в раствор исследуемого элемента, то желатина набухает и равномерно пропитывается этим элементом. После сушки введенное вещество остается равномерно распределенным по эмульсии. Если это вещество испускает какие-либо частицы либо самопроизвольно, либо под действием



а



б

Рис. 4.

а — следы, полученные методом пропитки; б — схема образования следов в пропитанной эмульсии. 1 — следы; 2 — эмульсия; 3 — стекло.

других частиц, то эти последние теряют всю кинетическую энергию в толще эмульсии, не испытывая предварительного замедления (рис. 4). Следовательно, в этом случае измеренные пробеги будут являться истинными полными пробегами частицы. Кроме того, следы частиц в толще эмульсии имеют всевозможные направления, поэтому легко отобрать для измерения горизонтальные следы и измерить с большой точностью наиболее короткие пробеги.

Единственным дополнительным источником ошибок в этом методе является возможное изменение тормозной способности пропитанной эмульсии сравнительно с нормальной эмульсией. Однако, помимо того что это изменение обычно весьма мало, его можно легко измерить, калибруя пропитанную эмульсию при помощи частиц известной энергии.

Рассмотрим возможную точность определения пробега.

Точность измерения. Измерение пробегов заряженных частиц известной энергии в ядерных эмульсиях сводится к измерению

длины следов. Известно, что частицы с равными начальными кинетическими энергиями имеют слегка различающиеся пробеги, подчиняющиеся закону распределения Гаусса

$$y = \frac{1}{\alpha \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{\alpha^2}},$$

где y — число следов длиной x , e — основание натуральных логарифмов, x_0 — наиболее вероятный пробег, или средний пробег частицы в данной среде, α — модуль закона распределения, характеризующий флуктуации пробегов.

Коэффициент флуктуации

$$\rho = \frac{\alpha}{x_0}$$

может быть вычислен теоретически [13].

Ошибки измерения каждого пробега вносят дополнительные отклонения в измерения длин. Некоторые ошибки измерения также подчиняются гауссовскому распределению и влекут за собой увеличение коэффициента флуктуации без изменения среднего пробега. Такими ошибками являются:

1. Ошибка каждого отдельного измерения длины в собственном смысле слова. Она имеет порядок $0,2 \mu$ для отдельного следа и легко может быть уменьшена увеличением числа измерений.

2. Ошибка, обусловленная возможными колебаниями тормозной способности. Действительно, эмульсия содержит два вещества с сильно различающимися тормозными способностями — желатину и бромид серебра. Слабые колебания в составе эмульсии от одного участка к другому приводят к слабым колебаниям тормозной способности. Эти колебания подчиняются гауссовскому распределению и могут быть уменьшены посредством перемены участков эмульсии, на которых производятся измерения.

Систематические ошибки, могущие непосредственно влиять на величину среднего пробега, следующие:

1. *Возможная нехватка одного зерна* в начале или в конце пробега. В ядерных эмульсиях с мелким зерном и высоким содержанием серебра эта ошибка совершенно ничтожна.

2. Ошибка, обусловленная применением *внешнего источника*. Мы видели, что если радиоактивный источник находится вне эмульсии, то некоторые частицы до вхождения в эмульсию испытывают более или менее сильное торможение. Это приводит к избытку слишком коротких следов, и кривая распределения перестает подчиняться гауссовскому распределению. В этом случае невозможно с достаточной точностью определить средний пробег частицы и приходится характеризовать ее энергию при помощи понятия «экстраполированный пробег». Однако определения экс-

траполированного пробега, которые в значительной степени зависят от экспериментальной методики, всегда менее точны, чем определения среднего пробега [23].

Метод пропитки, позволяющий избежать применения внешнего источника, дает возможность измерять средний пробег заряженных частиц с большой точностью даже в случае весьма коротких пробегов.

Возможная точность измерений. Разрешающая способность.

При использовании метода пропитки единственными источниками флуктуаций измерений, помимо теоретических флуктуаций, являются ошибки измерения длины и колебания тормозной способности. Увеличивая число измерений, нетрудно добиться того, чтобы ошибка измерения среднего пробега была меньше 1%.

Такая же точность может быть достигнута в определении энергии, если прокалибровать саму используемую эмульсию, не прибегая к промежуточным измерениям линейного увеличения микроскопа. Действительно, измерения длины следов производят при помощи микроскопа, дающего линейное увеличение порядка 1000—1500. При таком увеличении штрихи объективного микроскопа, используемого для определения увеличения, весьма не резки, и ошибка в определении увеличения может равняться или даже превосходить ошибку, обусловленную разбросом измерений.

Кроме того, использование данных по калибровке, произведенной не самим наблюдателем, может привести к систематическим ошибкам, связанным с субъективными ошибками наблюдателей, различиями в составе эмульсий и т. п.

Во всяком случае, общая ошибка в измерении пробега не может превышать 2%. Соответствующая ошибка в определении энергии редко превосходит 4—5% (в наиболее неблагоприятных условиях). Соблюдая же указанные предосторожности, нетрудно достигнуть точности порядка 1%.

Наконец, можно определить разрешающую способность метода, как разность энергий двух пучков частиц, дающих четко различные кривые распределения пробегов. В случае ядерных эмульсий, не чувствительных к индивидуальным электронам, разрешающая способность имеет порядок 300 кэв.

Таким образом, мы видим, что метод пропитки дает наиболее точные результаты, особенно в области коротких пробегов. Однако для применения этого метода следует соблюдать ряд предосторожностей при пропитке, техника которой была несколько усовершенствована автором.

§ 3. Техника пропитки и проявления

Основы пропитки. Для пропитки фотографической эмульсии каким-либо веществом достаточно в принципе пропитать

пластинку раствором исследуемого элемента и высушить ее в отсутствие света. Если вводимое вещество радиоактивно, то оно будет испускать частицы в самой толще эмульсии, начиная с момента проникновения в последнюю. Поэтому достаточно сохранять пластинку в течение времени, необходимого для испускания требуемого числа α -частиц (около 10 000 на 1 см²), и затем проявить ее. Если введенное вещество не радиоактивно, то пластинку облучают внешним излучением (нейтронами, протонами, дейтонами, α -частицами) и немедленно проявляют. Таким способом можно наблюдать превращения, вызванные падающими на эмульсию частицами. Так можно исследовать либо сами эти превращения, либо первичное излучение (по произведенным им расщеплениям)

Следы, образующиеся при пропитке. При изучении естественно-радиоактивного элемента следует следить за тем, чтобы время пропитки и набухания желатины было мало сравнительно с полным временем облучения. Действительно, тормозная способность для набухшей эмульсии заметно меньше, чем для сухой эмульсии [11]. Следовательно, следы, образовавшиеся за время нахождения пластинки в радиоактивном растворе и за время сушки, будут заметно длиннее следов, возникших в сухой эмульсии; их длина постепенно уменьшается в процессе сушки.

Значительное ускорение сушки достигается посредством промежуточного погружения мокрых пластинок в 95-процентный спирт на 2 мин. [4]. Во всяком случае, предпочтительнее пользоваться пропитывающим раствором такой концентрации, чтобы число следов, образовавшихся во влажном состоянии, было весьма мало сравнительно с числом «сухих» следов. Если активность радиоэлемента не позволяет удлинить облучение в достаточной мере, то можно работать с влажными пластинками. В этом случае необходимо специально измерить тормозную способность влажной эмульсии и учесть повышенную скорость регрессии скрытого изображения во влажной среде [14].

Эти затруднения отпадают при работе с пластинками, пропитанными нерадиоактивными элементами, которые облучаются внешними источниками в сухом состоянии.

Влияние введенных в эмульсию веществ на фотографические свойства. Метод пропитки требует, чтобы вещество, вводимое в эмульсию, распределялось в ней равномерно и не изменяло ее фотографические свойства.

Для введения какого-либо вещества в эмульсию достаточно, чтобы оно было растворимо в жидкости, способной вызывать набухание желатины и проникать в нее. Такой жидкостью может служить вода, спирт, ацетон. Нахождение подходящего растворителя для исследуемого вещества обычно не представляет особых

затруднений. Скорость диффузии вещества в желатину подчиняется общим физико-химическим закономерностям, описывающим поведение гелей и явления адсорбции [15].

Необходимо, чтобы введенное в эмульсию вещество не нарушало процесса образования и проявления скрытого изображения. Часто случается, что введенное соединение замедляет или, наоборот, ускоряет образование скрытого изображения. Это действие уже давно было обнаружено эмпирическим путем и названо усиливающим или десенсибилизирующим действием того или иного соединения, без попытки выяснить его причину. Так, например, первые опыты по пропитке ядерных пластинок проводились с растворами урана или тория. Вскоре было замечено, что четкость следов зависела от концентрации радиоэлементов в растворе и что при весьма высоких концентрациях пластинки вообще не были способны проявляться.

С другой стороны, скрытое изображение, созданное частицами в ядерных эмульсиях, претерпевает довольно быстрое разрушение во время хранения пластинки до проявления. Это явление, называемое регрессией, сильно затрудняет работу в тех случаях, когда выдержка должна превышать несколько дней. Однако Поуэлл и Оккиаллини заметили, что в пластинках, пропитанных бором, регрессия сильно замедляется [16]. Физики, использующие пластинки для ядерных исследований, естественно, гораздо больше интересовались природой вводимого элемента, чем химическим соединением, в виде которого он вводился. Поэтому они большей частью говорили, что уран «десенсибилизирует», а бор «сенсбилизирует» эмульсии.

Методика опытов. Результаты. Так как автор предполагал изучить некоторое число элементов методом пропитки, то полезно было попытаться систематизировать фотографическое действие различных соединений и разработать общие правила надежной пропитки эмульсии любым соединением.

В связи с этим было более подробно исследовано влияние на свойства эмульсии различных химических соединений, в виде которых один и тот же элемент вводился в эмульсию. Используя существующие представления о механизме образования скрытого изображения, автор показал, что влияние данного соединения обусловлено не его химической природой, а в основном тем значением pH, которое оно создает в пропитывающем растворе.

Пропитывающий раствор может затормозить образование скрытого изображения таким образом, что последующее проявление уже не сможет полностью восстановить потерянную чувствительность.

Опыты проводились следующим образом. Определялась чувствительность пластинок, пропитанных различными растворами

одного и того же элемента при различных концентрациях. В случае пропитки радиоактивными элементами пластинку оставляли на некоторое время для образования достаточного числа следов, которые затем исследовались. В случае стабильных элементов пропитанные пластинки облучались коллимированным пучком α -частиц, падающих на пластинку под углом 45° (рис. 5). В качестве источника использовался полоний или активный осадок тория, излучающий два вида лучей — от ThC и ThC' .

Пластинки (Ильфорд С2, слой толщиной 100μ) погружались в пропитывающий раствор на 30—45 мин., ополаскивались и быстро высушивались. После облучения пластинки долго промывались для удаления введенного вещества и затем проявлялись.

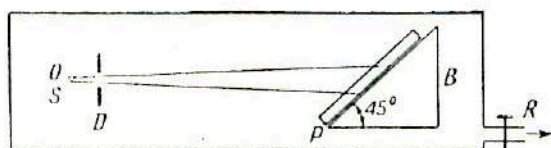


Рис. 5. Облучение пластинок.

S — источник; P — пластинка; R — вакуумный кран; D — диафрагма; B — опора для пластинок.

По следам, входящим в эмульсию под углом 45° , можно было судить о равномерности проявления в глубине эмульсии.

Получены следующие результаты.

Торий. Раствор нитрата тория.

Концентрация, ‰	Четкость следов
1	Четкие
3	"
6	Ослаблены
10	Сильно ослаблены
20	Следы отсутствуют
30	" "

Растворы хлорида тория не дают никаких следов при всех концентрациях.

Грин и Ливси [17] получили аналогичные результаты с нитратом урана и нашли, что ацетат урана позволяет использовать более концентрированные растворы.

Свинец. Раствор ацетата свинца в 10%-ной уксусной кислоте.

Концентрация, ‰	Следы
2	Четкие
10	Слегка ослаблены
20	Сильно ослаблены

Висмут. Раствор нитрата висмута в 10%-ной азотной кислоте.

Концентрация, %	Следы
5	Четкие
10	Слегка ослаблены

Весьма слабая растворимость нитрата висмута не позволила исследовать более значительные концентрации.

Железо. Десенсибилизирующее действие солей трехвалентного железа хорошо известно и уже давно используется фотографами; автор использовал органическое соединение, цитрат железа.

Концентрация, %	Следы
2	Четкие
10	"
20	"

Магний. Раствор нитрата магния.

Концентрация, %	Следы
2	Четкие
20	"
50	"

Цинк. Растворы хлорида цинка не влияют на четкость следов.

Калий и натрий. Хлориды не влияют. Карбонаты усиливают изображение.

Литий. Цитрат лития не влияет.

Бор. Не ухудшает качества изображения. Повышает устойчивость скрытого изображения [15].

Обсуждение результатов. Все эти результаты отчетливо показывают, что природа химического соединения, в виде которого элемент вводится в эмульсию, играет значительно большую роль, чем природа самого элемента. Характерными в этом отношении являются соли железа и урана. Соли тяжелых элементов сильно гидролизуются в водных растворах, и кислотность повышается с концентрацией. Ионы H^+ тормозят образование скрытого изображения, в то время как органические соединения тех же элементов или разбавленные растворы (более высокие pH) не оказывают такого влияния. Соли сильных оснований и соединения щелочного характера, в которых вводимый элемент играет роль аниона, не ухудшают изображения; напротив, в некоторых случаях они оказывают усиливающее действие.

Из этих опытов было сделано заключение, что наиболее благоприятной формой, в виде которой элемент должен вводиться в эмульсию, является органическое соединение или электролит с нейтральной или щелочной реакцией.

Пиччино [19] показал, что в некоторых случаях можно полностью восстановить изображение путем соответствующего изменения условий проявления. По его определению, рН эмульсии есть рН водного раствора определенного объема, в который погружен также определенный объем эмульсии, причем отношение объемов остается постоянным. Он показал, что рН эмульсии становится равным рН раствора, в который погружена эмульсия, вплоть до рН 10, после чего начинает проявляться буферное действие желатины. То значение рН, которое приобретает пластинка в пропитывающем растворе, влияет далее на рН проявляющего раствора. С другой стороны, Абриба и Пурадье [20] показали, что рН проявителя оказывает сильное влияние на эффективность проявления и что проявитель может действовать только в строго определенном интервале рН, являясь наиболее активным при максимальных значениях рН. Для эмульсии, содержащей бор, рН равен около 9, рН 10%-ного раствора ацетата уранила равен 2, рН обычной эмульсии равен 6, рН обычного проявителя равен 10. Следовательно, эмульсии с бором являются перепроявленными, а эмульсии с ацетатом уранила — недопроявленными по сравнению с обычными непропитанными эмульсиями.

Повышая рН проявляющего раствора до определенного значения, можно компенсировать недопроявление, вызванное низким значением рН пластинок.

В случае пластинок с $\text{pH} > 1$ можно использовать более щелочной проявитель или восстановить прежнее значение рН, погружая пластинки после промывки эмульсии в раствор с рН 7 или 8 для удаления введенной соли. Однако в случае пластинок с $\text{pH} < 1$ такой метод компенсации уже невозможен, так как высокая концентрация ионов H^+ тормозит образование скрытого изображения и уменьшает его устойчивость.

Действительно, известно, что скрытое изображение в бромосеребряных микрокристаллах образуется в результате соединения свободных электронов с ионами серебра на определенных дефектах кристаллической решетки — центрах чувствительности. Согласно последним работам Митчелла [5], эти дефекты образуются в основном при участии вакантных анионных узлов (дефектов по Шоттки). Митчелл показал также, что концентрация этих дефектов возрастает с увеличением рН среды, окружающей микрокристаллы, так как при этом облегчается диффузия брома в эту среду. Следовательно, в кислой среде число центров чувствительности понижается. Кроме того, для превращения центров чувствительности в центры проявления под действием ионизирующего излучения необходимо, чтобы образующийся бром удалялся в желатину; если бром не будет удаляться, то вероятность рекомбинации брома и серебра возрастет, и эффективность образования скрытого изображения понизится. Поэтому повышение

концентрации ионов H^+ уменьшает эффективность образования скрытого изображения, и некоторые затронутые частицами микрокристаллы не достигнут порога проявляемости.

Наконец, скрытое изображение, образовавшееся в кислой среде, менее устойчиво, чем изображение в щелочной среде. Действительно, в работе автора и Альбуи, посвященной подробному исследованию регрессии скрытого изображения [18], было показано, что регрессия обусловлена окислением центров скрытого изображения кислородом воздуха. Так как в результате этого окисления образуются ионы OH^- , то в кислой среде регрессия ускоряется.

Таким образом, в кислой среде образуется не только менее значительное, но и сильнее окисляющееся скрытое изображение, что ограничивает продолжительность облучения.

Пластинки, пропитанные кислыми солями, могут быть проявлены только после короткой выдержки или после доведения рН до значения, превышающего 4, немедленно после пропитки.

Режим пропитки пластинок. Для введения в эмульсию данного элемента необходимо придерживаться следующей методики:

1. Если возможно, синтезировать растворимое соединение элемента с рН раствора от 4 до 10.

2. Если элемент обладает естественной радиоактивностью, то следует использовать такие его концентрации, чтобы число следов, образующееся во влажном состоянии, было мало сравнительно с общим числом следов.

3. Погружать пластинку в пропитывающий раствор на время, зависящее от толщины эмульсионного слоя: 15—20 мин. для слоя толщиной 50 μ , 30—40 мин. для слоя толщиной 100 μ .

4. Перед проявлением промыть пластинку проточной водой в течение 30 мин. для удаления введенного элемента.

5. Если пропитывающий раствор обладает высокой кислотностью, что иногда бывает неизбежным для соединений, слабо растворимых в нейтральной среде, то после пропитки следует довести рН до более благоприятных значений, погружая пластинку в буферный раствор при рН 7—8.

6. Проявить пластинку.

Совершенно нерастворимые соединения должны изучаться с применением источника, находящегося вне пластинки, с введением соответствующих поправок.

Методика проявления. Для проявления толстослойных пластинок для ядерных исследований необходим медленно работающий проявитель, дающий слабую химическую вуаль и способный проникать на всю глубину эмульсии. Чтобы можно было сделать точные количественные выводы на основании анализа проявленных

следов, необходимо иметь уверенность в том, что все способные проявляться микрокристаллы действительно проявлены и что микрокристаллы, получившие одинаковые количества энергии, проявлены в одинаковой степени. Так как скорость диффузии проявителя не особенно велика, то равномерное проявление толстых слоев требует специальной методики в отличие от проявления обычных фотографических эмульсий.

Проявитель. Обычно используемый проявитель, пригодный для разнообразных целей, имеет следующий состав (так называемый проявитель ID-19):

Метол	4 г
Сульфит натрия, безводный	150 "
Гидрохинон	16 "
Карбонат натрия, безводный	75 "
Бромид калия	10 "
Вода дистиллированная	до 2000 мл

Перед употреблением проявитель следует разбавить. В зависимости от типа эмульсии и требуемой степени проявления обычно употребляют 10—30%-ные растворы этого проявителя.

Для получения равномерного проявления по всей глубине эмульсионного слоя необходимо соблюдать следующие предосторожности.

1. *Пластинки с толщиной слоя меньше 50 м.* Дать набухнуть желатине, погружая эмульсию в воду на 15 мин. Диффузия компонентов проявителя в уже набухшую желатину значительно ускоряется.

2. *Пластинки с толщиной слоя между 50 и 100 м.* За предварительным набуханием в воде следует весьма продолжительное проявление. Пластинки погружают на 60—90 мин. в разбавленный до 5—10% проявитель при 18°. Можно также использовать метод «температурного» проявления [21].

3. *Пластинки с толщиной слоя больше 100 м.* Такие пластинки следует проявлять только по методу температурного проявления [21], который даст равномерное проявление всей толщи эмульсии. Принцип этого метода заключается в следующем: пластинку погружают в проявляющий раствор при 5°; при такой температуре проявитель пропитывает всю толщу эмульсионного слоя, но проявления не происходит ввиду низкой температуры; после окончания пропитки температуру повышают до 18°, и проявление начинается сразу по всей толще эмульсии. Таким методом можно проявить эмульсии толщиной до 600 м, что представляет особый интерес для исследования космических лучей.

В настоящей работе были использованы эмульсии толщиной не более 100 м, которые проявлялись либо разбавленным проявителем, либо по методу температурного проявления, в зависимости от задач исследования.

Перейдем к рассмотрению отдельных вопросов, исследованных при помощи описанных выше методов.

ЧАСТЬ II

§ 4. Измерение энергии α -частиц тория

Среди всех естественно-радиоактивных элементов торий обладает наибольшим после самария периодом полураспада. В связи с этим он испускает слабое α -излучение с энергией ≈ 4 Мэв и пробегом в воздухе порядка 2,5 см. Излучение такого типа трудно измерить с достаточной точностью обычными методами. В результате измерений, проведенных до настоящего времени в основном на толстых источниках, получены экстраполированные значения пробега, которые, как было показано выше, сильно меняются с условиями опыта. Именно в силу этой причины результаты, полученные за последние годы, сильно расходились между собой. Ниже приводятся результаты определения экстраполированного пробега в воздухе при 15° и давлении 760 мм рт. ст., полученные различными авторами [22].

	Пробег, см
Гендерсон и Никерсон (камера Вильсона)	2,59
Кюри и Кнофф (камера Вильсона)	2,87
Людвиг (счетчики)	2,60
Гендерсон, Мускат и Крофорд (плетрохронические гало)	2,53
Шнителимейстер (пропорциональный счетчик)	2,73

Казалось, что фотографический метод особенно пригоден для измерения пробегов. Длительность облучения пропитанной эмульсии легко могла быть увеличена для получения достаточного количества следов, и следы частиц, испущенных в самой толще эмульсии, могли быть измерены с начала до конца. Таким способом можно было бы непосредственно определить средний пробег и из кривой пробег — энергия найти энергию частицы. Эту кривую для рассматриваемого интервала энергий можно найти при помощи пробегов частиц от урана и полония [23].

Приготовление пластинок. Первые опыты проводились с пластинками, пропитанными обычным нитратом тория, одновременно содержащим торий и его короткоживущие продукты распада.

Пластинку Илфорд «полутоновая концентрированная» с толщиной слоя 40 μ погружали на 30 мин. в раствор нитрата тория с концентрацией 7 г/л и затем хранили при низкой температуре.

Пластинку проявляли через 9 дней. После промывки в воде в течение 30 мин. пластинку проявляли 40 мин. в проявителе ID-19 при 18° . По окончании проявления пластинку быстро ополаскивали и догружали на 10 мин. в останавливающий раствор

(2%-ная уксусная кислота). После вторичного ополаскивания пластинку фиксировали в растворе гипосульфита концентрацией 300 г/л до полного просветления эмульсии. После промывки и сушки пластинку исследовали под микроскопом.

Полученные таким способом следы были хорошо различимы и равномерно проявлены по всей длине (по всей толще эмульсии); вуаль была незначительна. Однако следы, созданные продуктами распада тория, были столь многочисленны, а следы α -частиц самого тория столь редки, что произвести правильную статистическую обработку не было возможности.

Поэтому необходимо было располагать чистым торием, не содержащим продуктов его распада. Лаборатория Кюри предоставила автору хлористый торий, освобожденный от радиотория путем периодического экстрагирования. Для создания благоприятных условий пропитки хлорид был переведен в нитрат. Пластинку пропитывали в растворе нитрата и проявляли в только что описанных условиях.

В этих опытах следы α -частиц ${}_{90}\text{Th}^{232}$ находились в явно преобладающем количестве. Тем не менее около 25% всех следов принадлежали продуктам распада тория, образовавшимся за время, протекшее с момента последней очистки.

В связи с этим была проведена упрощенная очистка нитрата тория путем осаждения его перекисью водорода в виде перекиси тория; при этом в растворе оставались продукты распада тория, отличные от изотопов тория. После фильтрования осадок снова растворяли в азотной кислоте, выпаривали досуха и растворяли в воде.

Новая серия пластинок, пропитанная этим раствором и проявленная таким же способом, как предыдущая, содержала практически только следы самого тория. Всего лишь 10% следов можно было приписать продуктам его распада.

Техника измерений. Результаты. Для производства измерений пластинки укрепляли на предметном столике цейссовского микроскопа, снабженного иммерсионным объективом с числовой апертурой 1,2 и окуляром 12 \times . Изображение проектировали на матовый экран, расстояние которого до микроскопа можно было регулировать.

Длину следов, спроектированных на экран, измеряли при помощи масштабной линейки. Чтобы избежать поправок на глубину, измеряли только следы, находящиеся точно в фокусе на всем своем протяжении в поле зрения микроскопа. Увеличение, измеренное при помощи объектного микрометра Цейсса, было порядка 1500.

Одна серия измерений проводилась на пластинках, содержащих следы α -частиц тория, полученные описанным выше методом. Чтобы избежать погрешностей, связанных с небольшими ко-

лебаниями в составе эмульсий, использованная эмульсия была прокалбрована при помощи частиц от UI, UII и Po — с хорошо известными энергиями.

Все пластинки пропитывались следующим способом: 1) использовалась одна коробка пластинок, соответствовавшая одному

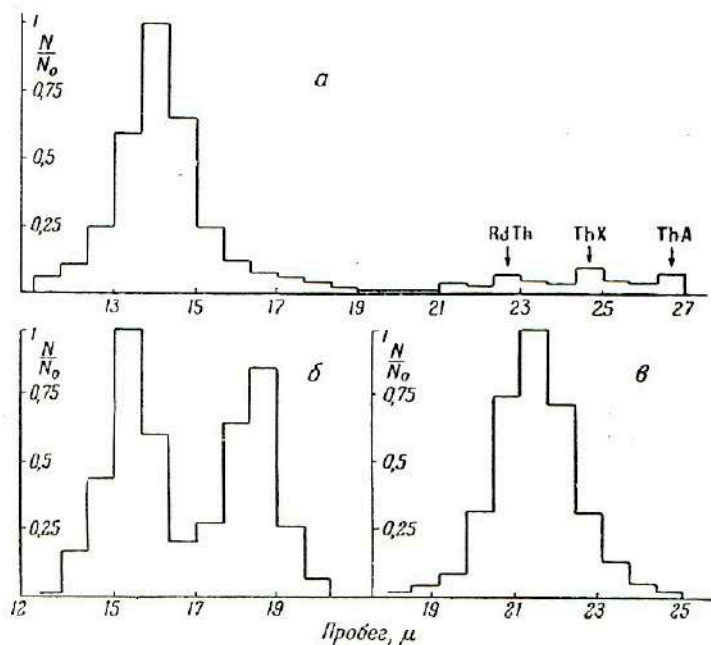


Рис. 6. Распределение пробегов α -частиц:
 а — тория; б — урана; в — полония.

и тому же поливу эмульсии; 2) в каждой серии пропиток от одной пластинки отрезали три соседние полоски и пропитывали их растворами тория, урана и соответственно полония; 3) все три отрезка проявляли одновременно в одинаковых условиях.

Так как Th, U и Po обладают близкими массами, то можно принять, что все три эмульсии обладают равными тормозными способностями. Так как энергии α -частиц этих трех элементов являются величинами одного порядка, то кривые пробег — энергия для UI, UII и Po могут быть экстраполированы в область несколько меньшей энергии, соответствующей α -частицам тория.

Для каждого исследованного элемента было измерено около 1000 горизонтальных следов. Кривые распределения пробегов, представляющие зависимость числа следов длиной от x до $x \pm \Delta x$ от величины x , являются вполне симметричными кривыми

распределения Гаусса. Они изображены на рис. 6. Кривая *a*, относящаяся к торнию, имеет несколько слабых дополнительных максимумов, соответствующих α -частицам продуктов распада тория — $RdTh$, ThX , ThA . Кривая *b* урана имеет два максимума, соответствующих UI и UII. Кривая *c* для полония имеет один максимум. Эти кривые лишены участков, которые указывали бы на присутствие избыточного числа короткопробежных частиц, что присуще методу внешнего источника. Поэтому они весьма подходят для определения среднего пробега.

Полученные результаты сведены в табл. 1.

Таблица 1

Пробеги α -частиц в эмульсии

Вещество	Пробег в эмульсии, μ	Среднее квадратичное отклонение	Единица уклонения, μ	Коэффициент флуктуации
Th	$14,2 \pm 0,02$	0,66	0,94	0,06
UI	$15,5 \pm 0,02$	0,66	0,94	0,06
UII	$18,6 \pm 0,02$	0,66	0,94	0,05
Po	$21,6 \pm 0,02$	0,63	0,90	0,05

Расхождение между опытным коэффициентом флуктуации и теоретическим коэффициентом обусловлено погрешностями эксперимента: колебаниями тормозной способности, возможной нехваткой зерна в начале или в конце каждого следа, ошибками измерений. Суммарная ошибка не превышает 1,5%.

Определение энергии частиц. Полученные результаты позволяют определить энергию α -частиц тория и их пробег в воздухе, если известны соответствующие значения для UI, UII и Po.

Таблица 2

Энергия и пробег α -частиц UI, UII и Po

Вещество	Энергия, Мэв	Пробег в воздухе, см	Литературный источник
UI	4,20	2,70	[24]
UII	4,76	3,25	[24]
Po	5,298	3,88	[25]

Автор исходил из наиболее точных данных для этих величин, сведенных в табл. 2.

Кривые пробег в эмульсии — энергия и пробег в эмульсии — пробег в воздухе изображены на рис. 7. Экстраполяция в область

малых пробегов дает для энергии α -частиц тория

$$E_{\alpha} = 3,98 \pm 0,04 \text{ Мэв}$$

и для пробега в воздухе при 15° и 760 мм рт. ст.

$$R = 2,48 \pm 0,03 \text{ см.}$$

Из этих кривых можно также определить приближенные значения пробегов α -частиц RdTh, ThX и ThA, хотя количество измерений было слишком мало. Для пробегов в воздухе находим:

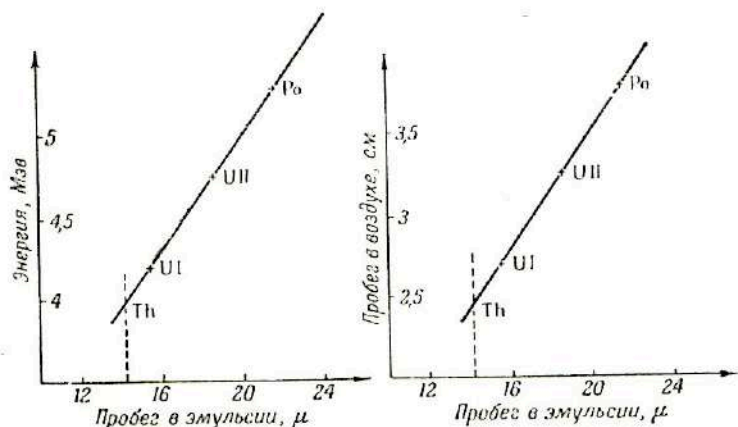


Рис. 7. Зависимости пробег в эмульсии — энергия и пробег в эмульсии — пробег в воздухе для α -частиц тория.

RdTh 4 см, ThX 4,3 см и ThA 4,7 см в хорошем согласии с точными данными — 3,98, 4,28 и соответственно 4,73 см.

Обсуждение результатов. При первой публикации результатов этого исследования [23] измерения энергии α -частиц U1 и U2, выполненные Витцесом и Ван-дер-Массом [24], еще не были известны. Поэтому автор мог воспользоваться только более старыми и определенно менее точными данными Рэйтона и Уилкинса. По этой причине результаты настоящей работы несколько отличаются от предыдущих (2,43 см и 3,90 Мэв).

Полученные автором значения пробега в воздухе и энергии α -частиц Th определено лежат ниже более старых данных других исследователей. Как было показано в одной из работ [23], это расхождение обусловлено тем обстоятельством, что старые измерения, выполненные на толстых источниках, дают в качестве наиболее вероятных пробегов экстраполированные пробеги.

С другой стороны, Кларк с сотрудниками [26] недавно измерили полную ионизацию, созданную α -частицами тория вдоль их

пробега. Найденная таким методом энергия $3,976 \pm 0,020$ Мэв прекрасно согласуется с результатами данного исследования.

Таким образом, метод пропитки фотографических эмульсий позволяет с большой точностью измерять энергию короткопробежных α -частиц. Отметим, что другие авторы с успехом воспользовались этим методом для исследования излучения самария [27].

§ 5. Исследование деления тория

После определения энергии α -частиц тория было предпринято при помощи того же метода измерение кинетической энергии осколков деления тория путем определения пробегов этих осколков в фотографической эмульсии.

Энергия, освобождаемая при делении составных ядер U^{235} , U^{239} и Th^{233} , была вычислена теоретически Бором и Уиллером [34] и измерена экспериментально для урана ионизационными методами. В литературе не имеется никаких указаний по экспериментальному определению энергий деления тория. Поэтому автор считал полезным выполнить такое измерение фотографическим методом. В качестве эталона были использованы продукты деления урана. Так как в данных опытах задача сводится к измерению малого пробега, то метод пропитки должен был дать хорошие результаты. Кроме того, поскольку эмульсия регистрирует следы индивидуальных частиц, автор надеялся выяснить, делится ли ядро тория на несколько осколков (деление на 3 и на 4 осколка), как это было показано для урана [28].

Подготовка пластинок. Принцип опыта был весьма прост; достаточно было облучить пучком быстрых нейтронов пластинку, пропитанную солью тория, проявить ее и рассмотреть под микроскопом следы осколков деления в толще эмульсии. Трудность такого метода состояла в том, что в пропитанных эмульсиях наряду со следами осколков деления имелись, во-первых, следы протонов, выбитых быстрыми нейтронами в результате упругих столкновений с ядрами водорода в молекулах желатинны, и, во-вторых, следы α -частиц, испущенных торием и продуктами его распада за время между пропиткой и проявлением.

Из этих двух видов следов наиболее мешающими являлись следы протонов отдачи, количество которых было столь велико, что они создавали сплошное переплетение следов, напоминавшее сплошную вуаль, на фоне которой невозможно было различить каких-либо следов осколков деления.

Число ядер тория, которое возможно ввести в пропитанную эмульсию, весьма мало сравнительно с числом ядер водорода желатинны, и вероятность деления ядра тория сама по себе значительно ниже вероятности упругого столкновения нейтрона с яд-

ром водорода. В силу этих двух независимых причин невозможно получить осколки деления без того, чтобы одновременно не получить весьма большого числа протонов отдачи. Поэтому для наблюдения осколков деления необходимо было помешать нормальному проявлению следов протонов и α -частиц, сохранив возможность достаточно энергичного проявления следов осколков деления.

Можно приблизиться к решению этой задачи, если вспомнить, что осколок деления затрачивает в эмульсионном микрокристалле значительно большую энергию, чем α -частица, а последняя больше, чем протон. Отсюда следует, что микрокристаллы, задетые осколками деления, расположены значительно выше порога проявляемости, а микрокристаллы, задетые α -частицами и протонами, лежат ближе к нему.

Известно, что некоторые вещества обладают способностью вызывать большее или меньшее разрушение центров проявления. Поэтому следует ожидать, что при помощи осторожного воздействия таких веществ можно разрушить центры проявления, созданные протонами, сохранив центры проявления, созданные осколками. После такой обработки будут наблюдаться только следы осколков, а следы α -частиц и протонов потеряют способность проявляться.

Оставалось выбрать такой «десенсибилизатор» и способ регулировать его действие, чтобы он одновременно со следами протонов не разрушил следы осколков. Был испытан ряд веществ такого рода.

Перфилов [29] первый воспользовался подобной десенсибилизацией феррицианидом калия для наблюдения деления U^{235} медленными нейтронами. В этом случае число протонов отдачи не столь велико и для наблюдения следов осколков достаточно ослабить следы α -частиц. Брода [30] с успехом воспользовался хромовой кислотой для исследования деления U , Pb , Bi . Повторяя эти опыты, автор заметил, что если этим методом можно было получить различные следы осколков, то гораздо трудней было получить следы, пригодные для измерения, поскольку *длина следы зависела от степени десенсибилизации*.

Это объясняется следующими причинами. При делении ядра на два осколка происходит испускание с равными и противоположными импульсами двух ядер, обладающих весьма большим электрическим зарядом. По мере замедления этих движущихся ядер они захватывают орбитальные электроны и заряд их уменьшается, а одновременно падает и их ионизирующая способность. Оба ядра создают в эмульсии один общий след. В центральной части следа, соответствующей точке вылета осколков, наблюдается максимальная плотность проявленных зерен (т. е. количество их весьма велико и промежутки между ними

минимальны). По мере приближения к концам следов, т. е. по мере уменьшения заряда осколков, плотность зерен падает. Напротив, частицы и протоны, обладающие постоянным зарядом на большей части их пробегах, создают максимальную ионизацию на концах их пробегах. Прибегая к сравнению, можно сказать, что след α -частицы напоминает дубинку, а след осколка — сигару. Это различие весьма полезно, так как уже небольшая тренировка позволяет легко отличить эти два типа следов (рис. 10).

К сожалению, степень ионизации зерен, расположенных на концах осколочных следов, значительно уступает ионизации зерен в начале этих следов и довольно близка степени ионизации зерен в следах α -частицы или протона. Поэтому сильная десенсибилизация, полностью уничтожающая следы α -частиц и протонов, одновременно уничтожает концы осколочных следов. Следовательно, такой метод позволяет обнаружить и сосчитать число осколочных следов, но длина их будет зависеть от степени десенсибилизации. Поэтому по мере уменьшения доз хромовой кислоты или феррицианида наблюдалось значительное удлинение осколочных следов и одновременно появление небольшого числа α -следов.

В связи с этим была сделана попытка осуществить слабую десенсибилизацию, ослабляющую, но не разрушающую полностью следы протонов и полностью сохраняющую осколочные следы. При этом были получены следующие результаты:

Феррицианид калия. Пластинку, пропитанную 5%-ным раствором нитрата тория, облучали быстрыми нейтронами, возникающими при реакции ($D + Be$). После облучения пластинку погружали на различное время в свежеприготовленный раствор состава:

Феррицианид калия	0,1 г
Тиосульфат натрия	0,15 г
Вода дистиллированная	до 1 000 см ³

Между 6 и 12 мин. достигалась частичная десенсибилизация. При более продолжительном окислении разрушались следы осколков деления. При длительности обработки меньше 6 мин. следы протонов отдачи были слишком многочисленны, образуя фон, затруднявший наблюдения.

После обработки десенсибилизирующим раствором пластинки приходилось тщательно промывать для удаления феррицианида и соли тория.

Промытую пластинку проявляли разбавленным проявителем для получения достаточно равномерного проявления по всей толще эмульсии (в данном случае толщина равнялась 50 μ).

Режим проявления: 45 мин. при 18° в 5%-ном растворе проявителя.

Останавливающий раствор: 2%-ная уксусная кислота, длительность обработки 10 мин.

Далее пластинки фиксировали, промывали и сушили.

Следует отметить, что результаты, полученные таким методом, не всегда были достаточно воспроизводимы. Это обусловлено быстрым окислением раствора на воздухе и поэтому невозможностью приготовить достаточное для нескольких опытов количество раствора. Так как концентрация раствора была весьма мала, то нельзя было быть уверенным в тождественности отдельных порций раствора. Кроме того, для достижения достаточно мягкого окисления время нахождения пластинки в этом сильно разбавленном растворе должно было быть довольно коротким, и пропитка всей толщи эмульсии оказывалась неравномерной.

Хромовая кислота. Пластинки, пропитанные 5%-ным раствором нитрата тория, облучали быстрыми нейтронами. После облучения пластинки погружали на 5 мин. в раствор хромовой кислоты (1 : 10 000), промывали около 30 мин. для удаления хромовой кислоты и соли тория и проявляли, как описано выше.

В данном случае воспроизводимость была лучше, чем в первом методе, но время десенсибилизирующей обработки, несмотря на весьма большое разбавление, было крайне мало и равномерность окисления по толщине эмульсии недостаточна.

Десенсибилизация нитратом тория. Автор пришел к выводу о невозможности сочетать на практике высокое качество осколочных следов и отсутствие следов протонов. В связи с этим было решено увеличить концентрацию нитрата тория, используя его собственное десенсибилизирующее действие, обусловленное пониженным значением рН его концентрированных растворов. Это позволило одновременно уменьшить время экспозиции и относительное число следов протонов отдачи. Следы протонов оставались видимыми, но так как они были слегка ослаблены и менее многочисленны, то они не мешали наблюдению и измерению осколочных следов.

Пластинки Илфорд С1 со слоем толщиной 50 μ пропитывали 8%-ным раствором нитрата тория и облучали в течение 15 мин. быстрыми нейтронами, полученными при реакции ($D + Be$) в циклотроне Коллеж де Франс. Пластинки помещали в 20 см от прямого пучка и защищали от действия γ -лучей 10 см свинца.

Для получения эталонных образцов, с которыми можно было бы сравнивать исследуемые, в тех же условиях был облучен кусок той же пластинки, но пропитанный нитратом уранила. Величина рН раствора нитрата уранила несколько ниже рН раствора нитрата тория; одинаковое недопроявление обеих пластинок достигалось погружением их до проявления на несколько минут в раствор нитрата уранила. Пластинки перед проявлением не

промывались (проявитель ID-19, 5%-ный раствор, длительность проявления 45 мин.).

Проявленные пластинки содержали: 1) следы протонов с весьма редкими и мелкими зернами, образующими фон; 2) следы α -частиц, четкие, но мало интенсивные и 3) четкие следы осколков деления, концы которых были хорошо видны и явно были чернее следов α -частиц. Проявление было равномерным по всей глубине эмульсии.

На 1 мм² сосчитывали около 500 следов. При таком количестве следов операция счета, выполняемая при 1000-кратном увеличении, еще не была слишком кропотливой. Так как условия проявления пластинок с ураном и торием были одинаковы, то измерение пробегов осколков деления U и Th позволяло вычислить энергию деления Th, если энергия деления U была известна.

Измерение пробегов. Автор пользовался бинокулярным микроскопом Цейсса с иммерсионным объективом и полным увеличением 900.

Было измерено около 500 следов осколков деления тория и столько же следов урана [31] и получены следующие результаты (табл. 3):

Таблица 3
Пробеги осколков деления тория и урана

Вещество	Наиболее вероятный пробег, μ	Среднее квадратичное отклонение σ , μ	$r = \frac{\sigma}{R\sqrt{2}}$
Торий . . .	$21,7 \pm 0,1$	0,8	0,05
Уран . . .	$23,4 \pm 0,1$	0,8	0,05

Ширина кривой распределения Гаусса одинакова в обоих случаях, и коэффициент флуктуации имеет тот же порядок, что и для моноэнергетических α -частиц; это указывает на правильные и сравнимые условия проявления. С другой стороны, тормозная способность эмульсии, пропитанной нитратами урана и тория, практически одинакова для обеих пластинок.

Следовательно, различие в пробегах осколков деления обусловлено исключительно различиями в кинетической энергии двух осколков, выбрасываемых в противоположных направлениях. Эта разница пробегов позволяет вычислить энергию деления тория.

Вычисление энергии деления. Энергия, выделяющаяся при делении, распределяется между осколками и испущенными при

деления нейтронами, число которых в среднем равно 2—3. Поскольку нейтроны не регистрируются эмульсией в момент их испускания, то единственная наблюдаемая энергия — это энергия осколков деления.

Измерение кинетической энергии осколков деления составного ядра U^{236} (деление медленными нейтронами) дало следующие результаты [32]:

Наиболее вероятная энергия	150 ± 10 Мэв
Полный пробег осколков в воздухе	44 мм
Наиболее вероятные массы двух осколков	96 и 138
Пробеги в воздухе	25 и 19 мм
Наиболее вероятная энергия	90 и 60 Мэв

Освобожденная при делении энергия, которую можно вычислить, имеет порядок 180 Мэв. Следовательно, кинетическая энергия нейтронов и энергия возбуждения осколков имеет порядок 30 Мэв.

Кроме того, с меньшей точностью была измерена кинетическая энергия осколков деления U^{239} под действием быстрых нейтронов [33]. Она равна около 160 Мэв. Можно допустить, что эта разница кинетических энергий обусловлена в основном тем, что масса двух осколков в этом случае больше, чем для U^{236} , и что пробег остался таким же, как в случае осколков U^{236} , т. е. 44 мм воздуха. Отсюда можно вычислить тормозную способность примененной эмульсии для осколков деления и составить следующую пропорцию:

$$44 \text{ мм} \sim 23,4 \mu \pm 0,2,$$

$$1 \mu \text{ эмульсии} \sim 1,88 \text{ мм воздуха.}$$

Следовательно, для пробега осколков деления тория в воздухе

$$21,7 \mu \sim 41 \text{ мм воздуха,}$$

т. е. он равен

$$41 \pm 0,4 \text{ мм.}$$

Если, кроме того, принять, что распределение масс между осколками тория таково же, как для урана, то мы получим следующее распределение:

Массы	95 и 137
Пробеги в воздухе	23,3 и 17,7 мм.

Бор и Уиллер [34] вычислили зависимости скорость—пробег для осколков деления с массами 93 и 140. Интерполяцией между этими массами можно получить кривые скорость—пробег для масс 95 и 137. Из этих кривых можно определить начальные скорости осколков и вычислить их кинетические энергии.

$$E_1 = 57,5 \text{ Мэв, } E_2 = 82 \text{ Мэв,}$$

откуда полная кинетическая энергия равна

$$140 \pm 10 \text{ Мэв.}$$

Разность кинетических энергий осколков U^{239} и Th^{233} равна 20 Мэв в хорошем согласии с теоретическими данными [34]; это позволяет предполагать, что энергия возбуждения и энергия нейтронов почти одинакова в обоих случаях.

Возможность деления на три осколка. Условия проявления пластинок в наших опытах были таковы, что если бы одновременно с осколками деления испускалась легкая частица, то она также была бы зарегистрирована эмульсией.

Различные авторы нашли [35], что при делении U^{235} медленными нейтронами возникает тонкий след, выходящий из центральной части следа осколков и достигающий 230 μ длины. Кроме того, другие авторы [28] наблюдали два случая деления, в которых составное ядро раскалывалось на четыре осколка разной массы. Интересно было выяснить, наблюдается ли подобное явление при делении тория.

В результате просмотра 10 000 следов [36] не было обнаружено ни одного достоверного случая деления на четыре или три осколка с испусканием легкой длиннопробежной частицы. Правда, примерно в одном случае из 100 можно было наблюдать след слабо ионизирующей частицы, испущенной из центральной части следа осколков деления и большей частью перпендикулярной к последнему. Эти легкие частицы малой энергии обычно наблюдались при делении U^{238} быстрыми нейтронами [28] и, по-видимому, свойственны всем делящимся ядрам.

В этом случае импульс легкой частицы был слишком слаб, чтобы создать заметный угол между направлениями двух тяжелых осколков. Отсюда вытекает невозможность вычисления массы легкого осколка методом, использованным в случае деления U^{235} на три осколка под действием медленных нейтронов [28], а равно и невозможность отличить случай деления на три осколка от случая удара одного из тяжелых осколков в ядро какого-либо из атомов эмульсии, происходящего в начале пробега. Последнее явление уже наблюдалось Ф. Жолно на ядрах отдачи, выбитых α -частицами радиоактивного вещества [37].

Однако некоторые свойства этих легких частиц позволяют утверждать, что по меньшей мере часть из них непосредственно связана с явлением деления.

Ориентация и длина пробега легкой частицы. Для каждого случая деления, связанного с появлением более тонкого следа, был измерен угол между следом легкой частицы и следом осколка. Из кривой рис. 8, а видно, что наиболее вероятный угол между этими следами равен 90° . На рис. 8, б изображена кривая

распределения пробегов легких частиц. Из этих двух кривых находим:

Наиболее вероятный пробег в воздухе 6 ± 2 мм
 Среднее значение угла эмиссии 70°

Число тройных следов составляет $1/70$ числа двойных следов.

Отношение пробегов тяжелых осколков. Наличие третьего следа позволяет различить и измерить порознь два обычно неравных отрезка следа осколков деления.

Ввиду небольшого числа тройных следов были измерены не только следы, лежащие в плоскости эмульсии, но также и

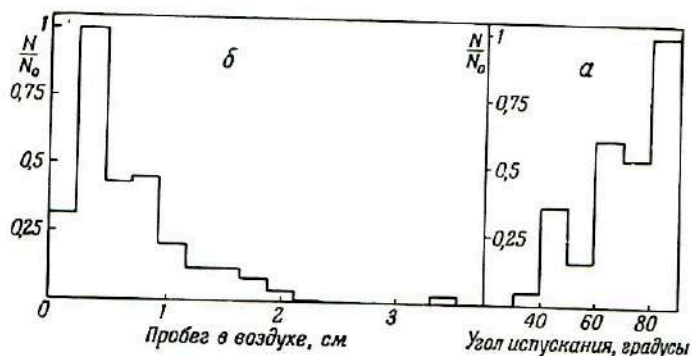


Рис. 8. Распределение пробегов (б) и углов испускания легкой частицы (а).

наклонные следы. Для определения истинной длины наклонных следов каждый раз вводили поправку на наклон с учетом усадки эмульсии после фиксирования, которая в опытах автора составляла величину порядка 50%. Ошибка определения наиболее вероятного пробега по измерениям наклонных следов несколько превосходит ошибку измерения горизонтальных следов.

Было измерено 99 следов, для которых определено установлено наличие общего начала всех трех следов.

Те случаи, когда в точке встречи трех отрезков отсутствовало одно зерно, не принимались во внимание.

На рис. 9, а и б показаны кривые распределения пробегов длинных и коротких следов. На рис. 9, в показано распределение общей длины двух пробегов. Из этих кривых находим:

Наиболее вероятный короткий пробег . . $18,8 \pm 0,4$ мм воздуха
 Наиболее вероятный длинный пробег . . $21,6 \pm 0,4$ " "
 Наиболее вероятный общий пробег . . . $40,2 \pm 0,4$ " "

Общий пробег, 40,2 мм, меньше полного пробега двух осколков в случае деления на два осколка. Отношение наиболее

вероятных пробегов равно 1,2; оно указывает на более симметричное распределение масс, чем в случае деления на два осколка,

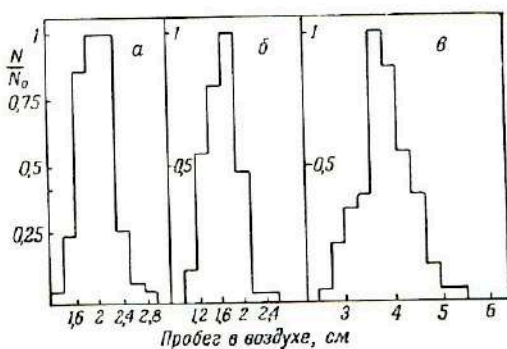


Рис. 9. Распределение пробегов осколков деления тория.

а — длиннопробежный осколок; *б* — короткопробежный осколок; *в* — полный пробег.

когда это отношение равно 1,3. Такое явление наблюдается также и при делении урана на три осколка с испусканием длиннопробежной частицы.

Таким образом, для случая образования трех следов характерны следующие черты: 1) преимущественное испускание

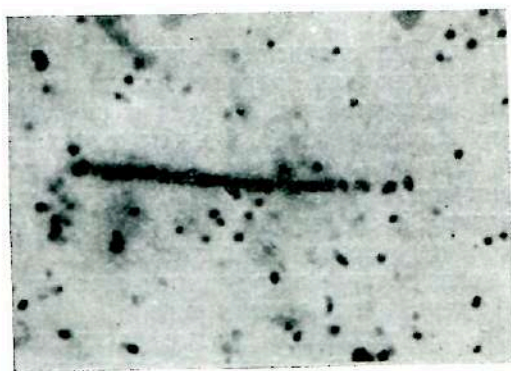


Рис. 10. След от деления тория.

легкой частицы под углом 70° к следу тяжелых осколков; 2) общий пробег меньше общего пробега при «нормальном» делении на два осколка; 3) отношение пробегов ближе к единице, чем в случае деления на два осколка.

Указанные особенности позволяют заключить, что по меньшей мере часть этих следов непосредственно связана с делением составного ядра на три осколка, наиболее легкий из которых обладает весьма незначительной частью общего импульса.

Не имея возможности вычислить массу этого легкого осколка, можно утверждать, что в большинстве случаев она превосходит массу α -частицы. Действительно, проявление этих пластинок



Рис. 11. Деление тория, сопровождаемое испусканием легкой частицы.

проводилось таким образом, чтобы ослабить следы α -частиц тория и его продуктов распада, не разрушая их полностью. Поэтому можно было сравнить плотности зерен в следах легкого осколка и α -частиц; ионизирующая способность осколка была явно выше (рис. 11).

Следует подчеркнуть, что весьма легкие частицы — протоны, дейтоны или тритоны — по необходимости ускользали от нашего внимания, так как пластинки десенсибилизировались к этим частицам; поскольку следы протонов состояли из зерен, разделенных весьма большими промежутками, то отсутствие зерна в начале следа делало невозможным определение общего начала для протона и осколков деления.

Качественно явление деления на три осколка с испусканием частицы слабой энергии (пробег < 1 см воздуха) встречается во всех случаях деления медленными и быстрыми нейтронами и имеет общие черты. Теоретическое исследование этого явления [38] с использованием простой схемы капельно-жидкого ядра Бора и Уиллера показало, что эти наблюдения удовлетворительно согласуются с теоретическими предположениями.

Таким образом, в настоящем параграфе показано, что энергия деления тория быстрыми нейтронами равна

$$140 \pm 10 \text{ Мэв}$$

и что, повидимому, в 1% случаев ядро делится на три осколка — два тяжелых осколка, массы которых относятся как 1,2 : 1, и один легкий осколок, обладающий лишь небольшой долей общей энергии.

ЧАСТЬ III

§ 6. Исследование ядерных реакций в пропитанных эмульсиях

Общая часть. Целью настоящей части работы являлось выяснение тех новых возможностей, которые дают фотографические эмульсии в области изучения ядерных реакций.

Для определения характеристик ядерной реакции обычно изучают поведение продуктов реакции — остаточного ядра и испущенных частиц. Если остаточное ядро радиоактивно, то исследование этой радиоактивности является одним из наиболее удобных средств изучения реакции. Если же остаточное ядро стабильно, то только прямое исследование самого процесса расщепления может дать сведения, необходимые для познания реакции. Кроме того, прямое изучение реакции, т. е. наблюдение и измерение пробегов, энергий и углового распределения, позволяет определить энергетику реакции и уровни энергии промежуточных ядер. Таким путем можно подойти к познанию внутриядерных сил. До сих пор подобные исследования производились только при помощи камер Вильсона, ионизационных камер и пропорциональных счетчиков. Далее будет показано, что фотографическая эмульсия также является ценным средством для подобных исследований.

Мы видели, что фотографические эмульсии, используемые по методу пропитки, хорошо подходят для изучения короткопробежных частиц и редких событий. В случае ядерных превращений, вызываемых внешним излучением и связанных с испусканием ионизирующих частиц, метод пропитки позволяет, кроме того, исследовать реакцию в целом.

Пределы возможностей фотографического метода изучения ядерных реакций. Возможностям наблюдения превращений элементов, содержащихся в эмульсии (как входящих в ее состав, так и введенных пропиткой), ставят предел две группы помех: 1) следы частиц первичного излучения и 2) расщепления, вызываемые в ядрах элементов, входящих в состав эмульсии.

Следы частиц первичного излучения. Если первичное излучение является ионизирующим, то эмульсия будет регистрировать следы падающих первичных частиц. Если вероятность изучаемой

реакции весьма мала, то число связанных с ней следов будет весьма незначительным по сравнению с числом следов первичных частиц, и измерение следов продуктов изучаемой реакции будет весьма продолжительной и трудной операцией. Иногда плотность следов первичных частиц может быть столь велика, что она будет равносильна густой вуали, совершенно исключающей наблюдение. Помехи от следов первичных частиц весьма сильно ограничивают возможности изучения расщепления ядер введенных элементов под действием заряженных частиц — α -частиц, протонов или дейтронов. Правда, для энергий, превышающих 400 Мэв для α -частиц и 200 Мэв для протонов и дейтронов, ионизирующая способность, а следовательно и плотность зерен в следах первичных частиц, весьма мала, и следы не мешают наблюдению. Для более низких энергий необходимо помещать мишень вне пластинки и регистрировать только частицы, испущенные при реакции [10].

В случае γ -лучей возможности исследования значительно расширяются, так как эти лучи создают в эмульсии лишь изолированные зерна, образующие фон, который совершенно не мешает наблюдению непрерывных следов заряженных частиц — продуктов реакции. Предельная длительность облучения определяется моментом, когда эти изолированные зерна образуют слишком плотную общую вуаль. Эти пределы довольно широки и позволяют исследовать расщепления значительного числа элементов [39].

Быстрые нейтроны не являются ионизирующими частицами, но в результате упругих столкновений с ядрами водорода, входящего в состав эмульсии, появляются протоны отдачи, регистрируемые эмульсией. В этом случае предельная экспозиция определяется моментом, когда следы протонов отдачи становятся настолько многочисленными, что мешают наблюдению каких-либо других следов. Фотографический метод позволяет исследовать только реакции с большим эффективным сечением захвата нейтронов.

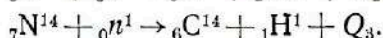
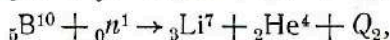
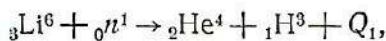
В случае тепловых нейтронов, не создающих следов в эмульсии, помехи, обусловленные первичным излучением, отсутствуют. Единственным ограничением в этом случае являются побочные реакции, вызываемые в элементах, входящих в состав эмульсии.

Ядерные расщепления, вызываемые в элементах, входящих в состав эмульсии. В самих фотографических слоях содержится довольно большое число элементов, способных претерпевать ядерные расщепления, — бром, серебро, кислород, азот, углерод. Поэтому большое количество данных по составу космических лучей и свойствам различных мезонов может быть получено путем простого наблюдения взаимодействия этих лучей и ядер атомов, образующих эмульсию.

При ядернофизических исследованиях расщепления ядер атомов, образующих эмульсию, являются средством калибровки эмульсий, позволяющим контролировать постоянство состава эмульсии и степень ее проявления от одной серии опытов к другой. Правда, если эффективное сечение ядерной реакции для элемента, образующего эмульсию, весьма велико, то следы частиц, испущенных при этой реакции, будут столь многочисленны, что они будут мешать каким-либо другим наблюдениям. Именно поэтому реакция $N^{14}(n, p)C^{14}$, протекающая под действием медленных нейтронов, создает общее вуалирование эмульсии, если число нейтронов, полученное эмульсией, превышает 10^{12} на 1 см^2 .

Наиболее пригодным фотографический метод является для исследования превращений элементов, содержащихся в эмульсии, под действием таких первичных излучений, как тепловые нейтроны и γ -лучи, которые создают минимальный фон. В данной работе автор ограничился исследованием реакций под действием тепловых нейтронов с испусканием заряженных частиц.

Проблемы, связанные с реакциями (n, α) и (n, p) для легких ядер. Рядом авторов были исследованы три реакции (n, α) и (n, p) , идущие под действием тепловых нейтронов с довольно большим эффективным сечением:



Энергии этих реакций Q_1 , Q_2 и Q_3 равны соответственно 4,8, 2,8 и 0,6 Мэв. Ниже эти величины будут определены с большей точностью.

Теоретически реакции (n, α) и (n, p) под действием тепловых нейтронов возможны и для более тяжелых элементов, так как энергетический баланс некоторых таких реакций положителен; это верно для хлора, серы, кальция и железа. Однако вплоть до настоящего времени эти реакции не были изучены. Потенциальный барьер этих ядер весьма высок, и эффективное сечение слишком мало, чтобы можно было наблюдать эти расщепления. Однако отсюда нельзя сделать вывод о невозможности обнаружения этих реакций при помощи эмульсии.

Автор ограничился исследованием уже известных реакций, чтобы выяснить новые возможности, открываемые в этой области применением ядерных эмульсий.

Если внимательно рассмотреть работы, посвященные вышеупомянутым трем реакциям, то можно констатировать, что, несмотря на частое использование этих реакций для обнаружения и измерения потоков медленных нейтронов, они весьма слабо изучены в количественном отношении. В частности, результаты,

относящиеся к пробегам испущенных частиц и энергиям этих реакций, часто плохо согласуются друг с другом и с результатами, полученными другими авторами.

Действительно, энергетический баланс этих трех реакций Q_1 , Q_2 и Q_3 может быть определен различными методами, которые не всегда дают согласующиеся результаты. Возможны следующие способы определения энергии:

1. Точные значения масс ядер, участвующих в реакции, могут быть определены масс-спектрографическим методом. Тогда энергетический баланс реакции может быть вычислен из баланса масс (как разность масс обеих частей уравнений):

$$Q_1 = [({}_3\text{Li}^6) + ({}_0n^1)] - [({}_2\text{He}^4) + ({}_1\text{H}^3)],$$

$$Q_2 = [({}_5\text{B}^{10}) + ({}_0n^1)] - [({}_3\text{Li}^7) + ({}_2\text{He}^4)],$$

$$Q_3 = [({}_7\text{N}^{14}) + ({}_0n^1)] - [({}_6\text{C}^{14}) + ({}_1\text{H}^1)],$$

где $({}_3\text{Li}^6)$, $({}_0n^1)$... — точные значения масс ядер.

Если образующиеся ядра находятся в нормальном (невозбужденном) состоянии, то вся освободившаяся энергия превращается в кинетическую энергию испущенных частиц. Если одно из ядер образуется в возбужденном состоянии с энергией Q_1 , то кинетическая энергия частиц будет $Q_1 - Q'$.

2. Эта избыточная энергия Q сообщается образующимся ядрам в виде кинетической энергии. Два ядра выбрасываются с равными и противоположными импульсами. Если из литературных данных известна зависимость пробег — энергия для одного из ядер в данной среде, то, измеряя пробег частицы, можно определить ее кинетическую энергию, а из последней вычислить значение Q .

3. Рассматривая ряд реакций и зная энергии β -расщепления некоторых ядер, можно построить замкнутый цикл превращений и определить энергию одной из реакций из энергий остальных.

Как мы уже говорили, различные значения Q , полученные разными способами, не всегда согласуются между собой. В связи с этим возникает следующее затруднение.

Если при данной реакции, энергия которой может быть вычислена из известных значений масс (с учетом уровня возбуждения), испускается α -частица или протон малой энергии, то пробег, определяемый из зависимости пробег — энергия, не совпадает с экспериментально измеренным пробегом.

Можно наметить три возможные причины этого расхождения:

- 1) для масс приняты неточные значения;
- 2) зависимость пробег — энергия неточно известна в рассматриваемой области энергий;
- 3) пробеги измерены неточно.

Измерение масс. Точность измерения масс легких элементов при помощи масс-спектрографа определенно выше точности измерения пробегов и зависимости пробег—энергия для воздуха. Это позволяет заключить, что наблюдаемое расхождение обусловлено либо погрешностями кривой пробег—энергия, либо измерениями пробега.

2. Зависимость пробег—энергия. а) Зависимость пробег—энергия для α -частиц в воздухе была установлена Ливингстоном и Бете [8] и затем пересмотрена Ливингстоном и Холлоуэйем [25]. Для энергий ниже 4 Мэв эта кривая основана на опытах Мано [40] по торможению α -частиц естественно-радиоактивного источника фильтрами возрастающей толщины и на опытах Блэккета и Лиза [41] по столкновениям α -частиц с ядрами гелия.

б) Для протонов с энергией ниже 2 Мэв имеются две кривые пробег—энергия в воздухе. Кривая Ливингстона и Бете [8] получена из кривой для α -частиц при помощи формулы Блэккета [42]

$$R_{(H)} = R_{(\alpha)} - 0,2 \text{ см},$$

где $R_{(H)}$ и $R_{(\alpha)}$ — пробеги протона и α -частицы равных скоростей.

Вторая кривая, полученная в Корнелевском университете (1938), основана на прямых измерениях пробегов протонов известной энергии [43]. Эти же эксперименты лежат в основе кривой Принстонского университета [44].

В продолжение нескольких лет считалось, что экспериментальные результаты лучше всего согласуются с кривой Корнелевского университета, но позднейшие работы и более точные определения массы показывают, что кривая Ливингстона и Бете более точна [45].

Таким образом, кривая пробег—энергия в воздухе для α -частиц и протонов с энергией ниже 4 Мэв основана на опытах Блэккета и Лиза и опытах Мано. Во всех случаях гипотеза, лежащая в основе этих зависимостей между пробегом и энергией, состояла в том, что энергия частицы прямо пропорциональна ионизации, которую она производит в воздухе.

в) Пробеги, полученные из этих кривых для α -частиц, испущенных при реакциях $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ и $Li^6(n, \alpha)H^3$, не согласуются с непосредственно измеренными пробегами. Кроме того, Джесси и Садаускис [46] измерили энергию α -частиц самария по ионизации в воздухе и аргоне. Расхождение между полученными значениями (2,07 и 2,18 Мэв) превосходит ошибку опыта. Исходя из этого факта и расхождения пробегов для реакций (n, α) , Джесси и Садаускис предложили принять в качестве основной гипотезы пропорциональность между ионизацией в аргоне и энергией и исправить в связи с этим кривую пробег—энергия для α -частиц и протонов слабой энергии.

Прежде чем принять эту возможность, следует выяснить, не могут ли наблюдаемые расхождения происходить от ошибок в измерении пробегов.

3. Измерение пробегов. Количество энергии, освобождающееся при трех рассмотренных реакциях, мало, и поэтому пробеги различных испущенных частиц тоже малы. Но, как было показано выше, точное измерение коротких пробегов затруднительно. Кроме того, при расщеплении легких ядер импульсом остаточного ядра пренебречь нельзя. Поэтому нет ничего невозможного в том, что измерения этих пробегов страдают погрешностями, которые и приводят к противоречивым результатам.

Пробеги можно измерять двумя различными способами.

1. При помощи твердой мишени. В этом случае можно измерить порознь пробег обеих частиц. Правда, ввиду малости пробегов поглощение в самом источнике может стать весьма значительным, пробеги удаётся определить только при применении крайне тонкой мишени, в противном случае получают экстраполированные пробеги.

2. При помощи газообразной мишени в камере Вильсона. Такой способ возможен для бора, который существует в виде газообразного BF_3 , и для азота. В камере можно наблюдать сразу оба следа, которые имеют вид одного следа. Трудность состоит в определении точки протекания реакции для каждого следа, чтобы можно было измерить отдельно пробеги каждой испущенной частицы.

Этим способом можно точно определить общий пробег двух частиц: лития и α -частицы в случае бора; углерода и протона в случае азота. Однако для дальнейшего точного определения пробега α -частицы или протона приходится полуэмпирическим путем оценить отношение пробегов двух ядер; пробег, найденный таким образом, сравнивается с пробегом, полученным из кривой пробег—энергия.

Таким образом, измерения пробегов связаны с двумя видами погрешностей: либо измеряется экстраполированный пробег, а эта величина не может претендовать на достаточную точность в случае малых пробегов; либо пробег определяется из точного значения суммарного пробега двух частиц посредством сомнительной операции. В обоих случаях результаты измерения сомнительны.

Наилучшим способом измерения пробегов был бы такой способ, который позволил бы измерить оба пробега без поглощения в источнике, кроме того, отличить один след от другого и непосредственно измерить средний пробег каждого ядра, испущенного при реакции. Боггильду частично удалось решить поставленную задачу, помещая в центр камеры Вильсона весьма тонкий

слой лития. Аналогичный опыт с бором позволил ему наблюдать всего 5 расщеплений [47, 48].

Пропитка фотографических эмульсий позволяет выполнить первое условие и осуществить для лития измерения, сделанные в камере Вильсона на трехфтористом боре и азоте.

Для выполнения второго условия — отдельного измерения средних пробегов двух осколков — автор разработал метод частичного разрушения скрытого изображения, который позволяет непосредственно наблюдать точку протекания реакции и точно измерять средний пробег каждой частицы [49].

Этот метод был применен автором к исследованию трех реакций $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$, $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ и $\text{N}^{14}(n, p)\text{C}^{14}$. Полученные результаты позволили:

1) построить точные кривые пробег—энергия для α -частиц и протонов малой энергии в ядерных эмульсиях;

2) определить опытным путем отношение пробегов частиц, испущенных при этих реакциях;

3) показать, что в случае бора полуэмпирические способы давали ошибочные результаты. *Сделанные автором измерения позволили устранить расхождения между измерениями пробегов и зависимостями пробег—энергия, основанными на опытах Блэкета и Лиза и Мано.*

Ниже будут последовательно изложены принципы метода и результаты измерений для лития, бора и азота. Затем будет определен энергетический баланс этих реакций с максимально возможной точностью. Далее будут установлены зависимости пробег—энергия для α -частиц с энергией ниже 4 Мэв и протонов с энергией ниже 1 Мэв. После этого будут построены кривые пробег в эмульсии — пробег в воздухе, из которых будет определена тормозная способность эмульсии при низких энергиях.

Измерения автора подтверждают, что зависимость пробег—энергия в области низких энергий остается справедливой и не требует отказа от пропорциональности между ионизацией, создаваемой в воздухе данной частицей, и энергией последней.

§ 7. Определение исходной точки расщепления при помощи частичного ослабления скрытого изображения

Сущность проблемы. При захвате теплового нейтрона или γ -кванта ядру не сообщается никакого импульса. Расщепление ядра приводит к испусканию двух осколков обычно весьма различной массы — испущенной частицы и ядра отдачи. Если расщепление происходит в самом регистрирующем приборе (камере Вильсона или фотографической эмульсии), то наблюдаемый след заключает в себе оба пробега, испущенной частицы и ядра от-

дачи. Обычно невозможно (исключая камеры Вильсона при весьма низком давлении) разделить оба пробега и определить исходную точку расщепления.

В случае тяжелых ядер пробег ядра отдачи весьма мал сравнительно с пробегом легкой испущенной частицы, и если отношение масс ниже $1/100$, то этим пробегом можно пренебречь сравнительно с другими источниками ошибок. Тогда наблюдаемый след можно полностью приписать легкой частице. Измерение этого следа позволяет определить энергию реакции при помощи кривой пробег—энергия, установленной предварительно.

Если отношение масс больше $1/100$ или если этого требует точность измерения, то следует учитывать пробег ядра отдачи. Однако это не всегда удается сделать вследствие невозможности различить следы частицы и остаточного ядра порознь, а также вследствие трудности определения зависимости пробег—энергия для ядер различных атомных номеров в данной среде. Обычно измеряют сразу оба следа и вводят теоретическую поправку, учитывающую отдачу тяжелого осколка. Однако эта поправка недостаточно точна вследствие недостаточного количества экспериментальных данных по тормозной способности среды, в которой движется тяжелое ядро.

Метод частичного ослабления скрытого изображения позволяет одновременно наблюдать исходную точку превращения и точно измерять средние пробеги двух частиц.

Принцип метода частичного ослабления. Мы видели, что для того, чтобы микрокристалл бромида серебра фотографической эмульсии стал проявляемым, ему необходимо сообщить количество энергии, превосходящее некоторую величину, называемую порогом проявляемости. Заряженная частица, движущаяся в микрокристалле, передает последнему часть своей кинетической энергии. Потеря энергии на один микрокристалл для данной частицы с постоянным зарядом увеличивается с уменьшением скорости. Для различных частиц потери энергии на микрокристалл увеличиваются с массой и зарядом частицы.

Для обнаружения точки вылета двух частиц (точка расщепления) автор исходил из следующих соображений: так как потеря энергии на микрокристалл обратно пропорциональна квадрату скорости частицы, то частичное ослабление скрытого изображения должно перевести микрокристаллы, расположенные в точке расщепления, в разряд непроявленных при сохранении проявляемости остальных кристаллов. Следовательно, проявление ослабленного следа должно привести к образованию разрыва в точке расщепления.

К сожалению, этот метод неприменим к определению точки деления ядра, так как осколки деления по мере удаления от этой

точки обладают все меньшей ионизирующей способностью вследствие захвата орбитальных электронов.

Необходимо было разработать подходящую методику строго контролируемого ослабления, которая приводила бы к избирательному разрушению только требуемой части скрытого изображения следа. Для этой цели было использовано явление регрессии, т. е. самопроизвольного ослабления скрытого изображения во времени. Как было упомянуто, это явление вызывается кислородом воздуха, который в присутствии влаги отрывает электроны от центров проявления, постепенно уменьшая их до размера, лежащего ниже порога проявляемости [18]. Игода и Каплан [50] заметили, что окисление сильно ускоряется в атмосфере паров перекиси водорода.

Этот метод, который позволяет регулировать степень регрессии путем изменения концентрации и времени воздействия паров перекиси водорода, и был использован в работе автора. Таким способом можно получить в следе разрыв любой длины, от нескольких зерен до полного исчезновения всего следа.

Кроме того, автор пользовался действием насыщенных паров воды при 30°, которые влияют слабее перекиси водорода и позволяют производить более тонкую регулировку степени регрессии.

Методика эксперимента. Пластинки, пропитанные исследуемым элементом, облучали тепловыми нейтронами или γ -лучами. Оказалось удобным облучать несколько пластинок и подвергать их различной степени регрессии, чтобы можно было сразу выбрать пластинку, подходящую для точного измерения. Понятно, что слишком малый разрыв в следе не позволял точно определить точку расщепления, так как этот разрыв можно было смешать со случайным отсутствием зерна. Слишком большой разрыв приводил к неопределенности в нахождении точки расщепления.

Степень регрессии зависит от химической природы вещества, введенного в эмульсию. Мы видели, что пропитка основными веществами способствует образованию скрытого изображения, в то время как пропитка кислотными веществами затрудняет его образование. Следовательно, с повышением pH пропитывающего раствора приходилось усиливать окислительную обработку эмульсии для получения данной частичной регрессии следа. Поэтому в некоторых случаях было выгодно пользоваться перекисью водорода, а в некоторых — парами воды.

Окисление перекисью водорода. На дно обычного эксикатора (рис. 12) помещали чашечку с перекисью водорода, концентрация которой определялась требуемой степенью регрессии (обычно 6—15%-ный раствор). В верхней части эксикатора на фарфоровой пластинке с отверстиями помещалась эмульсия. Пластинки извлекались из эксикатора одна за другой через равные проме-

жутки времени. Их оставляли на открытом воздухе около часа для удаления кислорода и проявляли обычным способом. Обычно один или два опыта были достаточны для получения требуемой степени регрессии.

Обработка парами воды. Серию пластинок помещали в сушильный шкаф, содержащий сосуд с водой и поддерживали требуемую температуру (от 25 до 35°, рис. 12, б). Пластинки извлекали одну за другой через равные промежутки времени и затем проявляли все вместе.

В методе обработки перекисью водорода можно было изменять два фактора — концентрацию перекиси водорода и время обработки. При обработке парами воды переменными факторами

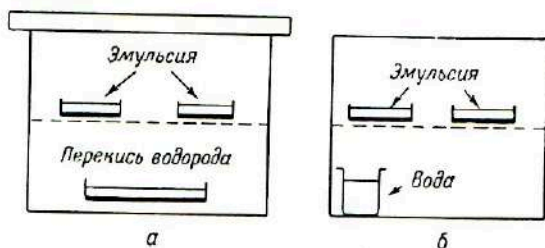


Рис. 12. Схема установки для частичного ослабления скрытого изображения.

а — эксикатор; б — сушильный шкаф.

являлись температура и время обработки. В первом методе пластины находились в парах перекиси водорода от нескольких минут до получаса. Такие же результаты получались при обработке в парах воды от получаса до нескольких часов.

Точность измерений. Проявленные пластины рассматривали под микроскопом. Сравнивался внешний вид следов, проявленных непосредственно (без регрессии), со следами, подвергнутыми частичной регрессии. Это позволяло качественно сравнить величину пробегов остаточного ядра (ядра отдачи) и испущенной частицы. Для надежного определения точки расщепления было необходимо, чтобы разрыв имел размер порядка двух или трех зерен, так как иначе за разрыв можно было принять случайное колебание в плотности зерен. В сомнительных случаях помогали следующие соображения:

1. Место разрыва разделяет два следа различного внешнего вида: ядро отдачи обычно создает весьма плотный след, состоящий из практически соприкасающихся зерен; легкая частица создает след малой плотности зерен.

2. По мере удаления от точки расщепления промежутки между зернами в обоих следах должны уменьшаться.

Необходимо было измерять пробеги обоих осколков, начиная от точки, принимаемой за точку расщепления. Эти измерения следовало выполнить на большом числе следов, чтобы устранить

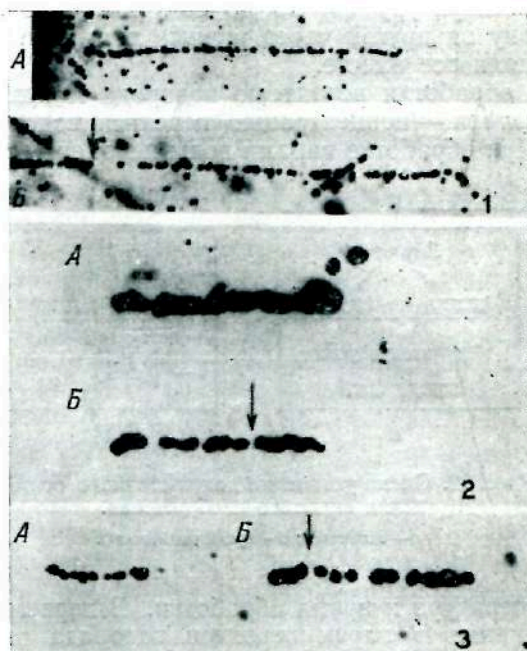


Рис. 13. Расщепление тепловыми нейтронами:
1 — лития, 2 — бора, 3 — азота.

A — проявление без ослабления; *B* — проявление после частичного ослабления. Стрелка указывает точку расщепления.

возможность случайных ошибок в определении точки расщепления. Можно было также повторять измерения на пластинках с различной степенью регрессии, в которых разрывы имели различные величины; накапливая результаты измерений и обрабатывая их, можно было увеличить их достоверность.

Во всяком случае, после небольшой тренировки всегда удалось достаточно надежно определить точку расщепления.

На рис. 13 изображены следы частиц, испущенных при расщеплении бора, лития и азота тепловыми нейтронами. Буквой *A* обозначены микрофотографии следов, проявленных нормально

(без регрессии), буквой B — проявленных после частичной регрессии. В последнем случае можно надежно установить точку расщепления и наблюдать четкое различие между двумя следами.

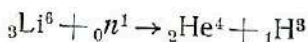
Таким образом, описанным методом можно непосредственно измерить пробеги обоих осколков ядерной реакции, наблюдая их следы одновременно в форме, не осложненной поглощением одного из них. Можно измерить достаточное число следов для определения среднего пробега с хорошей точностью. Правда, существование разрыва конечных размеров в точке расщепления вводит дополнительный источник погрешностей в результате измерений.

Если в результате расщепления испускаются две частицы различного типа, то след слабо ионизирующей частицы первым подвергается частичной регрессии, и если время регрессии мало, то второй след может остаться неослабленным. Отсюда следует, что точку расщепления нужно искать *ближе к более плотному следу*, а не в центре разрыва.

§ 8. Исследование расщепления бора, лития и азота под действием тепловых нейтронов при помощи частичной регрессии скрытого изображения

ЛИТИЙ

В результате расщепления лития тепловыми нейтронами



испускаются α -частица и тритон. α -Частица играет здесь роль «ядра отдачи», и ее кинетической энергией пренебречь никак нельзя. С другой стороны, ионизирующие способности α -частицы и тритона отличаются слишком слабо, чтобы можно было легко различить оба следа, проявленных нормально. Следовательно, в данном случае мы имеем дело с ядерной реакцией, для изучения которой можно с успехом воспользоваться методом частичного ослабления.

Пригодность метода ослабления впервые исследовалась автором именно на этой реакции [49]. Тогда было проведено довольно энергичное ослабление, чтобы получить четко различимый, достаточно широкий разрыв. Автор производил ускоренную статистическую обработку результатов, произвольно располагая точку расщепления в центре разрыва. Повторяя эти измерения на других пластинках с более узким разрывом, автор обнаружил, что след тритона регрессирует скорее следа α -частицы, т. е. точку расщепления следовало искать в непосредственной близости к следу α -частицы. Следовательно, в первых измерениях автора

α -частицам были приписаны слишком большие пробеги. В новой серии измерений это обстоятельство было учтено.

Опыты и измерения. Были использованы пластинки Ильфорд С2 со слоем толщиной 50 μ , пропитанные литием. Тепловые нейтроны получались путем замедления в парафине быстрых нейтронов из реакции ($D + Be$), проводимой в циклотроне Коллеж де Франс.

Пластинки, облученные тепловыми нейтронами, помещались в эксикатор, содержащий 6%-ную перекись водорода. Через

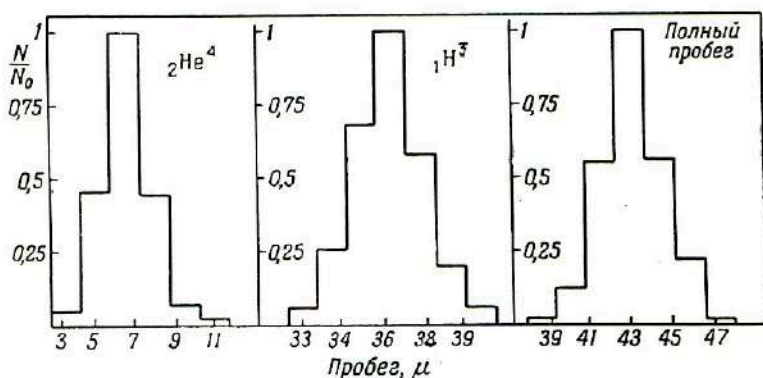


Рис. 14. Реакция $Li^6(n, \alpha)H^3$.

Распределение пробегов отдельных частиц и суммарных пробегов двух частиц.

30 мин. пластинки извлекались, оставались 15 мин. на открытом воздухе и проявлялись 30 мин. в проявителе ID-19, разбавленном до 20%.

Для производства измерений изображения следов проектировались на матовый экран при помощи иммерсионного объектива Цейсса с числовой апертурой 1,2 и проекционного окуляра. Полное увеличение составляло около 1000. Другая серия измерений производилась с использованием проекционного микроскопа Виккерса с полным увеличением 1500. Измерялись только горизонтальные следы. На микрофотографиях рис. 13, 1 показаны частично ослабленные следы.

На рис. 14 изображены гистограммы, показывающие распределение измеренных пробегов. Были измерены как пробеги каждой частицы порознь, так и общие пробеги. Можно видеть, что разброс результатов измерений для полного пробега несколько меньше, чем для каждого из частичных пробегов.

Первая серия измерений [49] указывала на существование небольшой асимметрии кривой распределения пробегов для H^3 ;

эта асимметрия не подтвердилась дальнейшими измерениями при различных увеличениях и на различных эмульсиях. Следовательно, в пределах разрешающей способности данной эмульсии тритоны образуют моноэнергетическое излучение.

Наиболее вероятные значения средних пробегов приведены в табл. 4*.

Таблица 4
Средние пробеги α -частицы и тритона

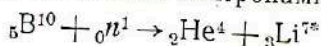
Частицы	Средний пробег, μ	Среднее квадратичное отклонение, μ	Коэффициент флуктуации
${}^2\text{He}^4$	$6,7 \pm 0,2$	1,2	0,2
${}^3\text{H}^3$	$36,3 \pm 0,2$	1,8	0,15
${}^2\text{He}^4 + {}^3\text{H}^3$	$43,0 \pm 0,15$	1,2	0,06

Мортье и Вермезен [51] разработали специальный метод недопроявления, который позволил добиться четкого различия между следами α -частиц и тритонов. Найденные этим методом средние пробеги ${}^2\text{He}^4$ и ${}^3\text{H}^3$, 6,56 μ и 36,77 μ хорошо согласуются с результатами автора (в пределах точности опытов).

Отношение пробегов двух частиц по данным автора равно 5,4, по данным Мортье и Вермезена — 5,6, откуда среднее значение равно $5,5 \pm 0,1$.

БОР

Расщепление бора тепловыми нейтронами



приводит к испусканию α -частицы и образованию ядра лития в возбужденном состоянии с энергией 478 кэв [53]. В этом случае, так же как и в предыдущей реакции, ядро отдачи лития поглощает значительную часть кинетической энергии, и ионизирующая способность ${}^2\text{He}^4$ и ${}^7\text{Li}^7$ отличаются слишком мало, чтобы их можно было распознать путем нормального проявления.

В данном случае разрыв следа в точке расщепления образовывался с большим трудом по двум причинам: во-первых, эмульсии, пропитанные бором, обрабатывались раствором с рН 9 и поэтому были более устойчивы к действию окислителей; во-вторых, α -частица и ядро лития обладают низкими кинетическими энер-

* Предыдущие измерения производились путем сравнения с излучениями известной энергии, и указанная ошибка соответствует среднему квадратичному отклонению точек от кривой. В указанную в табл. 4 ошибку входят также ошибки калибровки микроскопа и ошибки, обусловленные колебаниями состава эмульсий.

гиями и повышенными ионизирующими способностями. Поэтому для разделения обонх следов приходилось использовать сильно окислительную атмосферу.

Тепловые нейтроны, как и в случае лития, получались замедлением в парафине быстрых нейтронов из реакции ($D + Be$). Облученные пластинки помещались на 20—40 мин. в атмосферу паров перекиси водорода над ее 15%-ным раствором. Пластинки проявлялись 20 мин. при 18° в 20%-ном растворе проявителя ID-19.

На рис. 13, 2 изображены микрофотографии проявленных следов; ясно заметен разрыв между двумя следами.

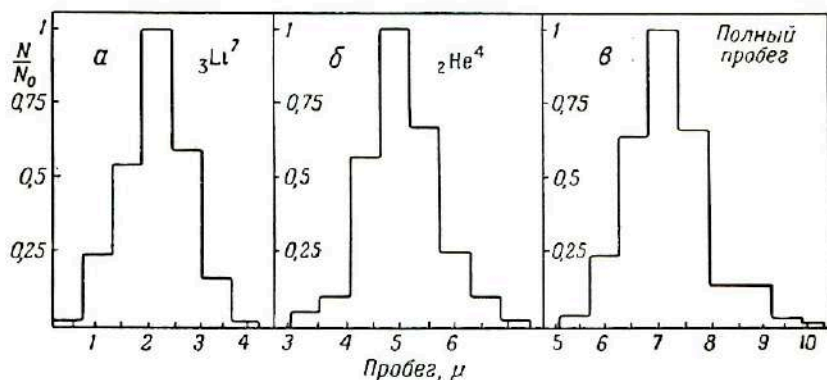


Рис. 15. Реакция $B^{10}(n, \alpha) Li^7$.

Распределение пробегов отдельных частиц и суммарных пробегов двух частиц.

Измерения проводились при различных увеличениях на пластинках, подвергнутых ослаблению в различной степени. Для наблюдения следов использовался проекционный микроскоп Викакса с иммерсионным объективом с численной апертурой 1,2. Полное увеличение составляло 1 500—2 000. Измерялись только строго горизонтальные следы.

На рис. 15 изображены гистограммы, демонстрирующие распределение измеренных пробегов каждой частицы порознь и полного пробега двух частиц. Можно заметить, что кривая распределения полных пробегов двух частиц (рис. 15, *в*) несколько растянута в сторону длинных пробегов. Но если существуют многочисленные непредвиденные причины, могущие привести к избытку укороченных пробегов, то имеется гораздо меньше причин образования избытка слишком длинных следов. С другой стороны, работы Боггильда [48] и Джильберта [53] показали, что в 93% случаев расщепления бора образуется ядро Li^{7*} в воз-

бужденном состоянии с избыточной энергией 478 кэв и в 7% случаев — ядро Li^7 в нормальном состоянии. Поэтому небольшой избыток длинных следов можно объяснить образованием лития в нормальном состоянии. Образование этих ядер, происходящее с небольшой вероятностью и небольшой разницей энергий (≈ 500 кэв) двух состояний, лежит на пределе разрешающей способности эмульсии. Наиболее вероятные значения средних пробегов двух осколков приведены в табл. 5.

Таблица 5

 Пробеги α -частицы и ${}_3\text{Li}^7$

	Частица	Средний пробег, μ	Среднее квадратичное отклонение, μ	Коэффициент флуктуации
Возбужденное состояние	${}_2\text{He}^4$	$5,0 \pm 0,2$	0,3	0,4
	${}_3\text{Li}^7$	$2,2 \pm 0,2$	0,5	0,2
	${}_2\text{He}^4 + {}_3\text{Li}^7$	$7,2 \pm 0,1$	0,4	0,1
Нормальное состояние	${}_2\text{He}^4$	$(6,1 \pm 0,4)$	0,4	0,1
	${}_3\text{Li}^7$	$(2,6 \pm 0,4)$	0,4	0,1
	${}_2\text{He}^4 + {}_3\text{Li}^7$	$(8,7 \pm 0,2)$	0,4	0,1

Отношение пробегов двух частиц равно 2,2 для возбужденного состояния и 2,3 для нормального состояния. Это намного превосходит значение, принятое Боггильдом [48] и Джилбертом [53] и равное 1,7. Ниже мы увидим, какое большое значение имеет этот результат для определения пробега в воздухе α -частицы, испущенной при расщеплении бора.

АЗОТ

При расщеплении азота тепловыми нейтронами



испускается протон малой энергии и образуется ядро углерода, отдачей которого пренебречь нельзя.

В желатине фотографической эмульсии концентрация ядер азота весьма высока, и поэтому достаточно облучить нормальную эмульсию быстрыми нейтронами, чтобы получить следы частиц из реакции расщепления азота. Так как эффективное сечение реакции $\text{N}^{14}(n, p)\text{C}^{14}$ значительно меньше, чем реакции $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ и $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$, то для получения достаточного числа следов необходимо, чтобы эмульсия поглотила значительно большее число нейтронов.

Если для облучения используются тепловые нейтроны, полученные замедлением быстрых нейтронов в парафине, то в равно-

весни с тепловыми нейтронами имеется заметное количество не тепловых нейтронов. В таких условиях число протонов отдачи становится слишком значительным, и они сильно затрудняют наблюдение протонов из реакции с малым эффективным сечением.

К счастью, автор располагал источником тепловых нейтронов (ядерный реактор в Шатильоне). На некотором расстоянии от реактора пучок нейтронов содержит весьма ничтожную долю быстрых нейтронов. Нейтроны из реакции ($D + Be$), замедленные 20 см парафина, создают в эмульсии около одного протона отдачи на два следа протонов из реакции расщепления азота. Нейтроны из ядерного реактора в Шатильоне создают в той же эмульсии меньше одного протона отдачи на тысячу расщеплений.

Результаты. В опытах были использованы пластинки Ильфорд Е1 со слоем толщиной 100 μ . Доза нейтронов была 10^{10} нейтронов на 1 $см^2$. Этот тип эмульсии был выбран по причине ее

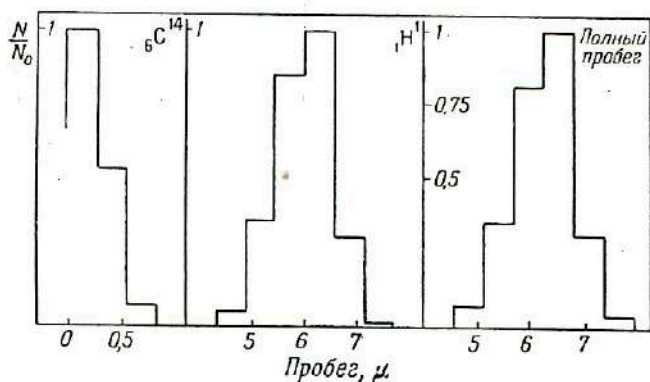


Рис. 16. Реакция $N^{14} (n, p) C^{14}$.

Распределение пробегов отдельных частиц и суммарных пробегов двух частиц.

низкой чувствительности к γ -лучам, испускаемым реактором. Весьма мелкодисперсные эмульсии типа Е1 обладают меньшей стабильностью, чем эмульсии типа С2. Достаточно поместить их на 10 мин. в сушильный шкаф, содержащий пары воды при 30° , чтобы получить четкий разрыв между следом ядра отдачи углерода и следом испущенного протона. Микрофотографии следов показаны на рис. 13, 3.

Следы измерялись при помощи проекционного микроскопа Викакса с иммерсионным объективом (числовая апертура 1,2) при полном увеличении порядка 2000. Измерялись только строго горизонтальные следы. На рис. 16 изображены кривые распре-

деления измеренных пробегов. Так как ионизирующая способность протона сильно отличается от таковой углерода, то определение точки расщепления не представляло особых затруднений. Поэтому разброс результатов измерений является величиной одного порядка как для полного пробега, так и пробегов обеих частиц порознь. Кривые являются кривыми Гаусса без какой-либо асимметрии.

Наиболее вероятные значения средних пробегов приведены в табл. 6.

Таблица 6
Пробеги H^1 и C^{14} из реакции $N^{14}(n, p)C^{14}$

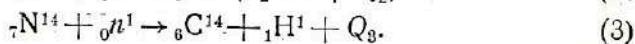
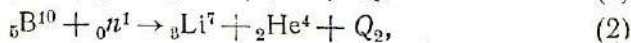
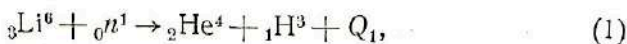
Частица	Средний пробег, μ	Среднее квадратичное отклонение, μ	Коэффициент флуктуации
${}_1H^1$	6.1 ± 0.15	0,5	0,09
${}_6C^{14}$	0.3 ± 0.2	0,2	0,2
${}_1H^1 + {}_6C^{14}$	6.4 ± 0.15	0,5	0,08

Отношение пробегов двух частиц равно 19,6. Кюэр [54] измерил полный пробег обоих осколков в эмульсии, специально обогащенной азотом, с тормозной способностью, немного отличной от ее значения в нормальных эмульсиях. Полученные им результаты хорошо согласуются с нашими определениями полного пробега.

С учетом различия тормозных способностей поправка на отдачу ядра углерода, вычисленная по кривым Рэншелла [55], приводит к более низкому значению пробега, чем найденное в опытах автора. Правда, пробег ядра углерода не мог быть определен автором с большой точностью, ибо он имеет порядок 1—2 зерен, и колебания, вызванные размерами зерен, станowią слишком значительными, чтобы можно было точно определить пробег ядра отдачи. Тем не менее метод частичного ослабления позволяет надежно определить средний пробег протона.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ РЕАКЦИИ И КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ИСПУЩЕННЫХ ЧАСТИЦ

Метод частичного ослабления позволил автору точно измерить пробеги α -частиц, протонов и тритонов, испускаемых при реакциях.



Для всех этих ядер известны точные значения масс, определенные масс-спектрографическим методом. Это позволяет вычислить энергетический баланс Q_1 , Q_2 и Q_3 этих трех реакций и определить кинетические энергии различных ядер.

Автор воспользовался наиболее точными из существующих значениями масс легких ядер [56]. Со времени опубликования работы [56] были произведены новые определения разности масс нейтрона и протона [57], которые дали несколько другое значение для массы нейтрона. Это новое значение было учтено в вычислениях.

Получены следующие результаты:

Реакция $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$. Используя значения масс, приведенные в докладе Бейнбриджа [56], значения, содержащиеся в новых таблицах Маттауха—Фламмерсфельда [59], и новые определения разности между массой нейтрона и протона [57], можно получить для энергии реакции Q_1 шесть различных значений, согласующихся в пределах точности опытов.

Среднее арифметическое этих значений,

$$Q_1 = 4,77 \pm 0,15 \text{ Мэв},$$

было принято автором.

Кинетические энергии обоих продуктов расщепления:

$$E_\alpha = \frac{3}{7} Q_1 = 2,04 \pm 0,07 \text{ Мэв},$$

$$E_{\text{H}^3} = \frac{4}{7} Q_1 = 2,73 \pm 0,07 \text{ Мэв}.$$

Реакция $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$. Такой же метод позволяет вычислить энергию Q_2 этой реакции с получением лития в нормальном состоянии. Из шести значений для Q_2 , согласующихся в пределах точности измерений, находим среднее арифметическое:

$$Q_2 = 2,83 \pm 0,15 \text{ Мэв}.$$

Кинетические энергии осколков:

$$E_\alpha = \frac{7}{11} 2,83 = 1,80 \pm 0,07 \text{ Мэв},$$

$$E_{\text{Li}} = \frac{4}{11} 2,83 = 1,03 \pm 0,07 \text{ Мэв}.$$

Реакция $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^{7}$.* Известно, что в 93 случаях из 100 [47, 53] расщепление бора тепловыми нейтронами ведет к образованию лития в возбужденном состоянии с избыточной энергией 0,478 Мэв. Эта энергия была предметом точных и согласующихся измерений [52]:

$$E = 0,478 \pm 0,011 \text{ Мэв}.$$

Тогда получаем

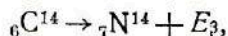
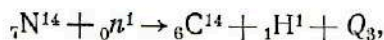
$$Q'_2 = Q_2 - E = 2,35 \pm 0,15 \text{ Мэв}$$

и для каждой частицы

$$E_\alpha = 1,50 \pm 0,09 \text{ Мэв},$$

$$E_{\text{Li}^*} = 0,85 \pm 0,09 \text{ Мэв}.$$

Реакция $N^{14}(n, p)C^{14}$. Так как масса C^{14} не была определена с достаточной точностью, то энергия реакции Q_3 была найдена при помощи цикла:



откуда

$$Q_3 = [{}_1n^0 - {}_1H^1] - E_3.$$

Подставляя значения этих величин [56, 57, 59, 60], получаем

$$Q_3 = 0,62 \pm 0,05 \text{ Мэв}.$$

Откуда кинетическая энергия частиц

$$E_H = \frac{14}{15} Q_3 = 0,58 \pm 0,02 \text{ Мэв},$$

$$E_C = \frac{1}{15} Q_3 = 0,04 \pm 0,02 \text{ Мэв}.$$

Зная средние пробеги и кинетические энергии частиц, возникающих при трех исследованных реакциях, можно найти зависимости пробег—энергия для ядерных эмульсий и частиц малых энергий и рассмотреть пригодность таких зависимостей для воздуха.

§ 9. Зависимость пробег—энергия для ядерных эмульсий

Для протонов с энергией выше 1 Мэв зависимость между пробегом в эмульсии и энергией была установлена Латтесом, Фаулером и Кьюэром [61]. Измерения автора позволяют уточнить область от 0,4 до 1 Мэв. Для α -частиц с энергией больше 4 Мэв зависимость пробег—энергия определена многими авторами [4, 61, 64]. В настоящей работе были измерены пробеги α -частиц UI, UII и Po в области от 4 до 6 Мэв. Эти измерения, проведенные на различных пластинках, дают результаты, совпадающие с точностью до 5%.

Известно, что различные серии одних и тех же пластинок могут слегка отличаться по составу; введение постороннего элемента путем пропитки может в большей или меньшей степени

изменить тормозную способность эмульсии. Кроме того, измерение каждого пробега производится наблюдателем при помощи данного микроскопа и выражается в произвольных единицах; для перевода этих единиц в рациональные единицы метрической системы необходимо пользоваться ценой деления микроскопа, выраженной в микронах, что вводит дополнительные ошибки, которые могут достигнуть и даже превысить ошибки, обусловленные флуктуациями измерений. Все указанные причины ведут к тому, что хотя отдельное измерение пробега может быть произведено с точностью до 1%, воспроизводимость конечного результата не превышает 5%.

Таким образом, можно сказать, что с точностью до 5% для частиц каждого типа существует одна кривая пробег—энергия, пригодная для всех эмульсий. Ниже будут рассмотрены кривые для α -частиц и протонов. Несколько зависимостей будет установлено также для ядер Li^7 и C^{14} .

АЛЬФА-ЧАСТИЦЫ

Энергия меньше 2 Мэв. Комбинируя экспериментальные результаты определения пробегов в эмульсиях, полученные методом частичного ослабления, с вычислениями соответствующих кинетических энергий, можно получить зависимость между пробегами и энергией для α -частиц в области между 1 и 2 Мэв.

Изучение реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$ и $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ * дает два вполне надежных соотношения пробег—энергия. Реакция $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ дает менее точные данные. Полученные результаты сведены в табл. 7.

Таблица 7

Пробег и энергия α -частиц в эмульсии

Реакция	Энергия, Мэв	Пробег, μ
$\text{Li}^6(n, \alpha)\text{H}^3$	$2,04 \pm 0,07$	$6,7 \pm 0,15$
$\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$	$1,80 \pm 0,07$	$6,1 \pm 0,3$
$\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ *	$1,50 \pm 0,09$	$5,0 \pm 0,2$

Энергии от 2 до 4 Мэв. Для α -частиц отсутствуют точные измерения в интервале энергий между 2 и 4 Мэв.

Единственными α -частицами с энергией меньше 4 Мэв, испускаемыми естественно-радиоактивными элементами, являются α -частицы тория и самария. Период полураспада этих элементов весьма велик, и α -частицы обладают коротким пробегом. Поэтому точные данные по энергиям этих частиц отсутствуют, и они не могут быть использованы для калибровки пластинок.

Не располагая возможностью вызвать расщепление, дающее монокинетические α -частицы с энергией между 2 и 4 Мэв, автор пользовался методом поглощения естественных α -частиц фильтрами известной толщины.

Опыт проводился следующим образом.

Тонкий источник полония испускал α -лучи, коллимированные узкой щелью. α -Лучи проходили через тонкую пластинку алюминия и падали на эмульсию под скользящим углом. Вся установка помещалась в вакуум. Изменяя толщину алюминиевого поглотителя, можно было изменять энергию α -частиц, падавших на пластинку, и измерить их пробег. Кроме того, можно было вычислить поглощение α -частиц в слое алюминия и определить таким путем энергию этих частиц в момент вхождения в эмульсию.

Полученные таким способом результаты были менее точны, чем в опытах с применением нефилтрованных излучений. Действительно, прохождение через поглотитель ведет к разбросу значений энергии α -частиц, который тем больше, чем больше пробег в металле, и чем меньше остаточная энергия. Отсюда повышенный разброс результатов измерений пробега в эмульсии и меньшая точность измерения среднего пробега. Сверх того, вычисленные потери энергии α -частиц в алюминии ведет к дополнительной ошибке. Автор использовал значения атомной тормозной способности, полученные Ливингстоном и Бете [8] и основанные на опытах Розенблюма [63]. Полученные результаты приведены в табл. 8.

Таблица 8

Пробег и энергия α -частиц

Толщина фильтра, мг/см ²	Энергия α -частиц при выходе из фильтра, Мэв	Средний пробег в эмульсии, μ
0	5,298 \pm 0,001	22,0 \pm 0,2
0,98 \pm 0,15	4,71 \pm 0,1	19,0 \pm 0,2
2,20 \pm 0,15	3,85 \pm 0,1	14,2 \pm 0,2
3,03 \pm 0,15	3,20 \pm 0,1	11,4 \pm 0,2
4,17 \pm 0,15	2,15 \pm 0,1	7,2 \pm 0,2
5,15 \pm 0,15	0,95 \pm 0,1	3,5 \pm 0,2

Энергии выше 4 Мэв. Как было указано в начале этой главы, для энергий выше 4 Мэв имеются многочисленные согласующиеся данные по зависимости пробег — энергия. Энергии α -частиц, испущенных естественно-радиоактивными элементами, были измерены, независимо от измерений пробега, методом отклонения в магнитном поле по Розенблюму. Пробеги в эмульсиях известны на основании измерений, описанных в гл. IV, и многих других определений [4, 23, 61, 62].

Общий вид кривой. На рис. 17 показана кривая пробег — энергия для α -частиц с энергией выше 1,2 Мэв в ядерных эмульсиях. Для энергий выше 4 Мэв в качестве пробега частицы в эмульсии было принято среднее значение из различных определений.

Можно видеть, что для энергий выше 3,5 Мэв и ниже 2,5 Мэв наблюдается хорошее согласие между значениями, полученными методом торможения и другими методами, например с помощью

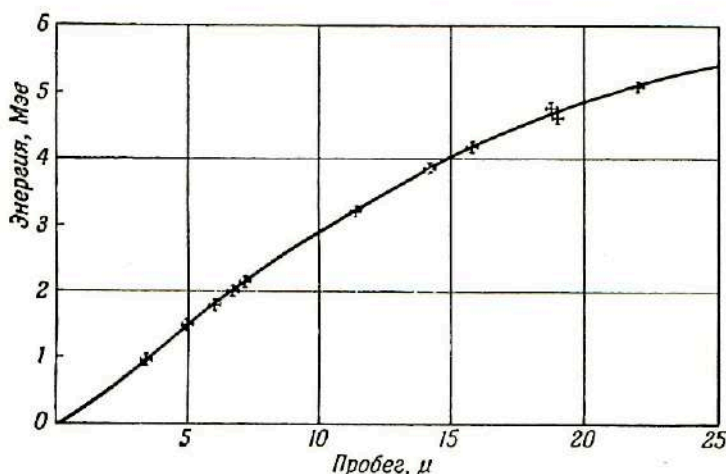


Рис. 17. Кривая пробег — энергия для α -частиц.

излучения естественно-радиоактивных элементов или расщепления под действием нейтронов. Отсюда следует, что различные участки кривых, полученные различными методами, достаточно хорошо согласуются между собой, составляя одну непрерывную кривую.

Эта кривая может служить калибровочной кривой для всех ядерных эмульсий с точностью порядка 5%. Можно добиться большей точности в измерении энергии, если прокалибровать ту же эмульсию, на которой производятся измерения, как это было сделано нами для α -лучей тория.

ПРОТОНЫ

Энергии ниже 1 Мэв. Реакции ${}^6_3\text{Li}(n, \alpha){}_1\text{H}^3$ и ${}^{14}_7\text{N}(n, p){}^{14}_6\text{C}$ дают две точки на кривой пробег — энергия для протонов.

Действительно, как легко показать, из формулы торможения Бете—Блоха следует, что энергия E протона с пробегом R равна $1/3$ энергии тритона с пробегом $3R$. Мы видели, что тритон с про-

бегом $36,3 \mu$ обладает энергией $2,73 \text{ Мэв}$, т. е. протон с пробегом $12,1 \mu$ должен обладать энергией $0,91 \text{ Мэв}$.

Точные данные для протона приведены в табл. 9.

Таблица 9
Пробеги протона с энергией меньше
1 Мэв

Реакция	Энергия, Мэв	Пробег, μ
${}^7\text{Li}^6 (n, \alpha) {}^4\text{He}^3$	$0,91 \pm 0,02$	$12,1 \pm 0,06$
$\text{N}^{14} (n, p) \text{C}^{14}$	$0,58 \pm 0,02$	$6,1 \pm 0,15$

Энергии выше 1 Мэв. Кривая пробег — энергия для протонов с энергией выше 1 Мэв была с большой тщательностью установлена Латтесом, Фаулером и Кьюэром [61].

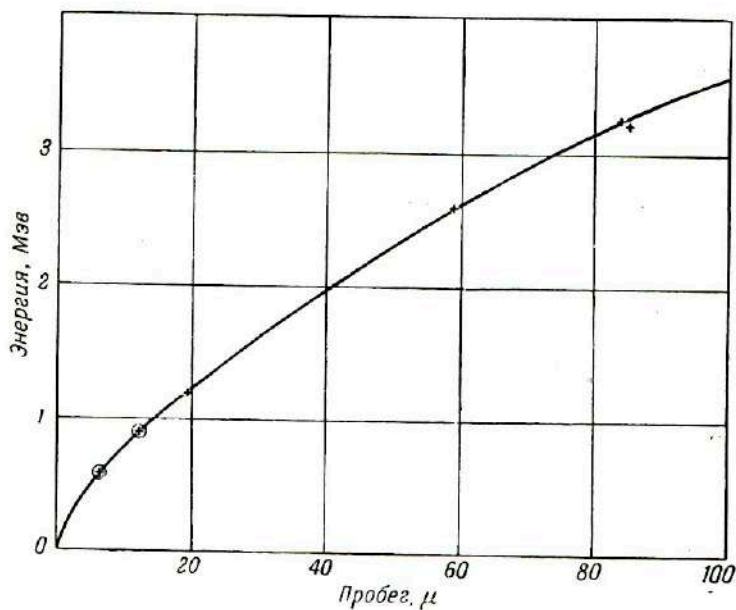


Рис. 18. Кривая пробег — энергия для протонов.

На рис. 18 приведена полная кривая. Новые точки, найденные автором, обозначены крестиками в кружках. Оба отрезка кривой сливаются в одну плавную кривую. Было бы желательно

уточнить некоторые точки между 1,5 и 2,5 Мэв. При работе с пластинками различного происхождения точность, даваемая этой кривой, равна около 5%.

Другие заряженные частицы. Изученные реакции позволяют установить некоторые экспериментальные соотношения между пробегом и энергией для ядер трития, лития и углерода. Эти точки приведены в табл. 10.

Таблица 10
*Пробег и энергия ядер трития, лития
и углерода*

Ядро	Энергия, Мэв	Пробег, μ
Тритий	$2,73 \pm 0,07$	$36,3 \pm 0,15$
Литий	$0,85 \pm 0,09$	$2,2 \pm 0,2$
Углерод	$0,04 \pm 0,02$	$0,3 \pm 0,2$

§ 10. Пригодность зависимости пробег — энергия для воздуха

Теперь мы в состоянии обсудить вопрос, поставленный в параграфе 6, и выяснить, следует ли подвергнуть сомнению пригодность зависимостей пробег — энергия для воздуха в области малых энергий. В результате этого рассмотрения мы увидим, что нет нужды придерживаться предложения Джесси и Садаускиса и что нет оснований принимать существование пропорциональности между энергией частицы и ее ионизацией только для аргона и отвергать такую пропорциональность для воздуха.

При рассмотрении расщепления бора было показано, что экспериментальное отношение величин пробегов значительно превосходит значение, принятое Боггильдом [48] и Джильбертом [53]. Причина наблюдаемых противоречий безусловно лежит в этом последнем расхождении. Для выяснения этого вопроса мы довольно детально проанализируем измерения, проведенные в связи с изучением реакции расщепления бора медленными нейтронами. Далее мы покажем, что измерения для реакции с литием связаны с такими же ошибками. Данные, полученные в результате изучения пробегов α -частиц самария и расщепления азота, позволяют доказать, что нет никаких надежных фактов, которые могли бы поставить под сомнение пригодность кривой Ливингстона и Бете. Напротив, по мере того как измерения масс становятся более точными, согласие между измеренными пробегами и пробегами, взятыми из кривой пробег — энергия, улучшается.

Расщепление бора. Существует довольно большое число экспериментальных исследований частиц, испущенных при расщеплении бора. Результаты этих работ не вполне согласуются между собой. Измерения при помощи твердых мишеней позволяют раздельно определить пробеги α -частицы и ядра лития, но вследствие сильного поглощения в источнике можно получить только экстраполированные неточные значения пробегов [64]. Измерения полного пробега, выполненные на газообразных мишенях, позволили с достаточной точностью определить сумму обоих пробегов [65]. Для раздельного определения пробегов каждого из двух осколков, исходя из полного пробега, использовались два способа.

1. Боуэр, Бретчер и Джильберт [65] получили фотографии полных следов двух осколков в камере Вильсона, которые они профотометрировали. В исходной точке двух следов наблюдался разрыв плотности почернения. Этим методом они проанализировали двадцать следов и нашли, что отношение двух пробегов равно 1,62.

2. Боггильд [48] исследовал при помощи камеры Вильсона расщепление бора в газообразном фториде бора. Ему не удалось наблюдать разрыва, замеченного предыдущими авторами. Он определил отношение двух пробегов из полуэмпирических соображений относительно вероятного пробега ядра лития, исходя из формулы Блэккета [42]

$$R_v = kMZ^{-1/2}f(v),$$

где M — масса испущенного ядра, Z — его заряд, R — его пробег и $f(v)$ — функция скорости. При помощи этой формулы можно определить пробег ядра лития из пробега α -частицы равной скорости. Таким способом вероятное отношение двух пробегов было найдено равным 1,7. Эта цифра была подтверждена наблюдениями пяти случаев расщепления в весьма тонком слое бора, помещенном в центре камеры Вильсона.

Если принять для отношения двух пробегов найденные выше значения, то для пробега α -частиц в воздухе получим величину, лежащую между 0,71 см (Боггильд) и 0,77 см (Джилберт). Это число не согласуется со значением 0,80 см, вытекающим из кривой Ливингстона и Холлоуэя для α -частиц с энергией 1,50 Мэв.

Метод частичного ослабления позволил автору измерить отдельные пробеги обоих осколков на 250 следах с точностью, безусловно превосходящей точность описанных выше двух методов измерения. *Найденное автором отношение двух пробегов равно 2,2*, т. е. значительно выше теоретической величины. Если принять это значение, то из опытных определений полного пробега двух осколков в камере Вильсона можно найти для пробега

α -частицы в воздухе величину порядка 0,82 см, что согласуется с кривой Ливингстона и Холлоуэйя в пределах точности измерений.

Более старые измерения, выполненные при помощи толстых мишеней и относящиеся к экстраполированным пробегам двух частиц, дают для отношения экстраполированных пробегов двух осколков следующие величины [64]:

Уолен	2,8
Ротблат	2,2
Фунфер	2,15

в согласии с нашими определениями средних пробегов.

Во всяком случае, автору не кажется законным ставить под сомнение кривую пробег — энергия для α -частиц в воздухе на том единственном основании, что она не согласуется с результатами измерений пробегов продуктов расщепления бора. Напротив, результаты, полученные при помощи эмульсий, хорошо согласуются с этой кривой.

Тот факт, что отношение пробегов двух осколков равно 2,2, а не 1,7, указывает на то, что нельзя получить кривую для ядер лития путем простого перемещения кривой для пробегов α -частиц. Следует вспомнить, что при малых энергиях имеются две причины, вызывающие замедление заряженной частицы в материальной среде: во-первых, торможение, обусловленное электронами среды, которое можно вычислить по формуле Бете—Блоха, во-вторых, захват и потеря электронов движущимся ядром, зависящий от заряда этого ядра. Опыты Блэккета [8] показали, что при переходе от α -частиц к протонам явление захвата и потери электронов вызывает расхождение между двумя кривыми, и этот переход от пробегов α -частиц к пробегам протонов при равных скоростях частиц может быть произведен при помощи формулы

$$R_{(p, v)} = R_{(\alpha, v)} - 0,2 \text{ см.}$$

Опыты автора позволяют установить аналогичную зависимость между пробегами α -частиц и ядер лития:

$$R_{(Li, v)} = R_{(\alpha, v)} - 0,05 \text{ см.}$$

Было бы крайне желательно предпринять исследование реакции $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ при помощи камеры Вильсона, используя метод тонкого слоя Боггильда [48]. Наблюдение большего числа расщеплений позволило бы сделать новое опытное определение отношения пробегов.

Расщепление лития. Как и в случае бора, до сих пор измерялись главным образом суммарные следы обеих частиц [66] или их экстраполированные пробеги [67]. Ввиду отсутствия точных

данных по массе ядра ${}^6\text{Li}$ сравнение энергий, найденных из пробегов, и энергий, определенных из масс, не позволяло сделать каких-либо выводов.

Боггильд и Миннехаген [47] измерили средние пробеги двух частиц, используя весьма тонкий слой окиси лития, осажденный на тонкий листок золота, подвешенный в центре камеры Вильсона. Они нашли, что средний пробег α -частицы в воздухе равен $1,04 \pm 0,02$ см. Из этой величины по кривой пробег — энергия для воздуха находим, что энергетический баланс реакции составляет $4,56$ Мэв, т. е. значительно ниже величины $4,77$ Мэв, полученной из наиболее вероятных данных для масс.

Возможно, что это расхождение обусловлено ошибкой в калибровке тормозной способности камеры, в которой измерялись эти пробеги: Боггильд и Миннехаген использовали в качестве эталона полный пробег частиц от расщепления бора, измеренный Боггильдом в предыдущей работе и подтвержденный путем сравнения с пробегом α -частиц полония. Однако Джильберт [44] указал, что тормозная способность газовой смеси в камере Вильсона зависит от энергии частицы и что эту поправку нужно учитывать при переходе от α -частиц полония ($5,3$ Мэв) к α -частицам, испущенным при расщеплении бора ($1,5$ Мэв.). Тогда для полного пробега обеих частиц от расщепления бора получаем $12,5$ мм, в то время как Боггильд оценил этот пробег в $11,5$ мм. Если принять среднее из этих значений, т. е. 12 мм, то пробег α -частицы, испускаемой при расщеплении лития, будет равен $1,08$ мм, а энергия реакции, определенная по кривой пробег — энергия для воздуха, будет $4,71$ Мэв в согласии с теорией в пределах точности опыта.

Кроме того, можно заметить, что отношение пробегов обеих частиц, измеренных непосредственно Боггильдом и Миннехагеном, равно $5,7$ или, с поправкой на изменение тормозной способности, $5,5$. Эти данные хорошо согласуются с результатами автора ($5,4$) и с результатом Мортье и Вермезена [51], полученным при помощи ядерных эмульсий ($5,6$).

Таким образом, между измерениями пробегов частиц из реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{H}^3$ и кривой Холлоуэя — Ливингстона — Бете не наблюдается никаких противоречий.

Распад самария. Правильность кривой пробег — энергия для воздуха подтверждается еще третьим аргументом — относительными пробегами в воздухе и в ядерных эмульсиях α -частиц самария.

Пробег в воздухе α -частиц самария был определен в результате нескольких согласующихся между собой работ [1]. Он равен

$$1,13 \pm 0,02 \text{ см.}$$

Пробег в ядерных эмульсиях, определенный тремя различными группами экспериментаторов [27], может быть принят равным

$$7,0 \pm 0,05 \mu.$$

Кривая пробег — энергия для эмульсии, установленная в нашей работе, особенно точна в области между 5 и 8 μ . Мы получаем из нее для энергии α -частиц самария значение

$$2,10 \pm 0,03 \text{ Мэв.}$$

Из кривой Холлоуэйя — Ливингстона — Бете следует, что пробег в воздухе α -частицы с энергией 2,10 Мэв равен 1,12 см в прекрасном согласии с опытом. Из опытов Джесси и Садаускиса следует, что эта энергия равна 2,18 Мэв, если принять пропорциональность между энергией и ионизацией для аргона, и 2,07 Мэв, если принять эту пропорциональность для воздуха. Полученные автором результаты, повидимому, лучше согласуются с гипотезой о пропорциональности для воздуха, чем для аргона, вопреки мнению этих исследователей.

Доказательства, полученные за последние годы. В одной из недавних работ [45] вычислен энергетический баланс десяти ядерных реакций, при которых испускаются протоны известной энергии, и измерены средние пробеги этих протонов. Полученная таким путем совокупность соотношений пробег — энергия лучше согласуется с кривой Ливингстона и Бете, чем с кривой Корнелевского университета. Так как эта кривая выведена из кривой Холлоуэйя — Ливингстона — Бете для α -частиц, то ее пригодность для протонов служит дополнительным аргументом в пользу ее пригодности для α -частиц.

Наконец, последним доказательством может служить хорошее согласие между зависимостями энергия — пробег, полученными методом замедления α -частиц полония, и теми же зависимостями, полученными изучением частиц из реакции расщепления элементов; действительно, энергия частиц, прошедших через алюминиевый фильтр, определялась из кривых Холлоуэйя — Ливингстона — Бете для воздуха, что в неявном виде предполагает пригодность этих кривых.

Таким образом, точное измерение методом частичного ослабления средних пробегов частиц, испущенных при расщеплениях ядер лития, бора и азота под действием тепловых нейтронов, подтверждает пригодность кривых пробег — энергия для воздуха, предложенных Ливингстоном — Бете. Можно также заключить, что и для области малых энергий нет оснований сомневаться в

справедливости гипотезы, лежащей в основе этих кривых, т. е. в существовании пропорциональности между энергией частицы и ее ионизацией в воздухе*.

§ 11. Тормозная способность ядерных эмульсий АЛЬФА-ЧАСТИЦЫ

В настоящей работе автор экспериментально установил зависимости пробег—энергия для заряженных частиц малой энергии

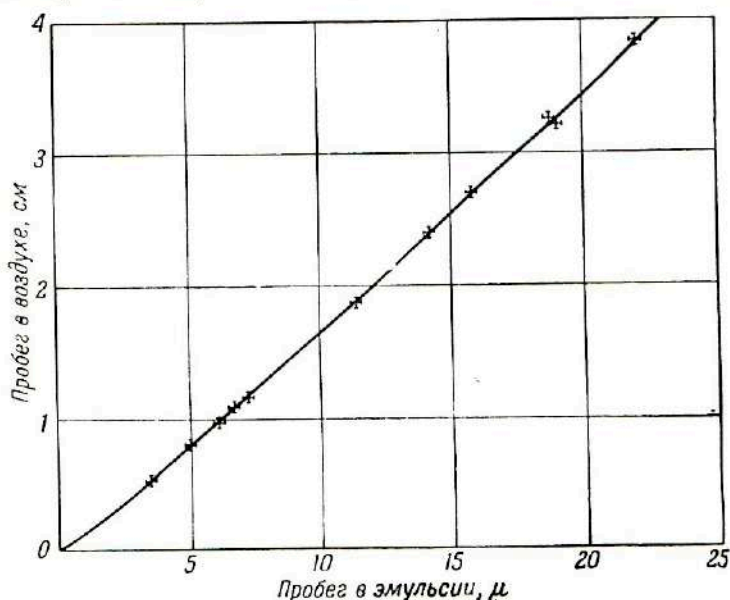


Рис. 19. Зависимость пробега α -частиц в эмульсии от их пробега в воздухе.

в ядерных эмульсиях. Кроме того, была подтверждена пригодность кривых Ливингстона — Бете для определения пробега этих частиц в воздухе.

* Во время подготовки этой статьи Джесси и Садаускис [69] опубликовали более подробное описание своих опытов, приводя дополнительные аргументы в пользу своей гипотезы. Значения Q_1 , Q_2 и Q_3 , принятые этими авторами, несколько отличаются от значений, принятых в настоящей работе, особенно для Q_2 . Впрочем, остается необходимость в точных определениях значений масс. Исходя из значений энергии, найденных Джесси и Садаускисом, и пробегов, измеренных в эмульсиях, можно получить для энергии распада самария величину $2,12 \pm 0,03$ Мэв. Это значение в основном совпадает со средним из двух значений, полученных Джесси и Садаускисом из пробегов в воздухе и аргоне. Основной задачей является определение пробега α -частиц из реакции $B^{10}(n, \alpha) Li^7$, для которого необходимы новые и точные измерения. Подобные опыты сейчас проводятся автором.

Сравнение этих двух кривых позволило автору экспериментально определить тормозную способность ядерных эмульсий в области малых энергий и сравнить ее с теоретическими вычислениями [7, 68].

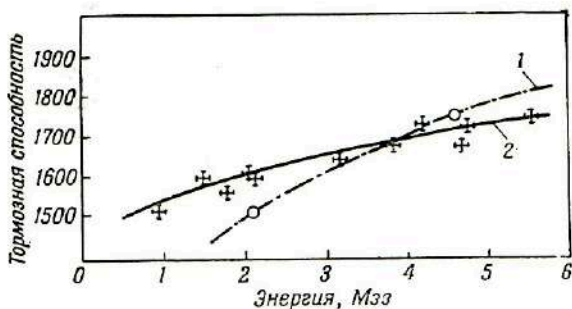


Рис. 20. Зависимость тормозной способности ядерных эмульсий от энергии частицы.

1 — теоретическая кривая, 2 — экспериментальная кривая.

Тормозной способностью ядерной эмульсии для α -частиц называется отношение

$$S = \frac{R_0}{R},$$

где R_0 — пробег в воздухе, определенный по кривой Холлоуэя — Ливингстона — Бете, а R — средний пробег в эмульсии, измеренный экспериментально в настоящей работе.

Все полученные результаты собраны в табл. 11.

Таблица 11

Энергия, пробег и тормозная способность для α -частиц различных источников

Источник излучения	Энергия, Мэв	Средний пробег в воздухе, см	Средний пробег в эмульсии, μ	Тормозная способность
Полоний	5,298	3,84	$22,0 \pm 0,2$	1 750
Уран II	4,763	3,25	$18,8 \pm 0,2$	1 730
Уран I	4,18	2,70	$15,8 \pm 0,2$	1 740
Полоний с фильтрами	$4,71 \pm 0,1$	$3,2 \pm 0,1$	$19,0 \pm 0,2$	1 680
	$3,85 \pm 0,1$	2,39	$14,2 \pm 0,2$	1 680
	$3,20 \pm 0,1$	1,86	$11,4 \pm 0,2$	1 640
	$2,15 \pm 0,1$	1,15	$7,2 \pm 0,2$	1 600
	$0,95 \pm 0,1$	0,53	$3,5 \pm 0,2$	1 520
$\text{Li}^6 (n, \alpha) \text{H}^3$	$2,04 \pm 0,07$	1,08	$6,7 \pm 0,2$	1 610
$\text{V}^{10} (n, \alpha) \text{Li}^7$	$1,80 \pm 0,07$	0,95	$(6,1 \pm 0,3)$	1 560
$\text{V}^{10} (n, \alpha) \text{Li}^7*$	$1,50 \pm 0,09$	0,80	$5,0 \pm 0,2$	1 600

На рис. 19 изображена зависимость пробега в воздухе от пробега в эмульсии, а на рис. 20 — зависимость тормозной способности от энергии частицы.

Зная химический состав эмульсии, можно теоретически вычислить ее тормозную способность, суммируя атомные тормозные способности каждого элемента, содержащегося в эмульсии. Такой расчет был выполнен Кюэром [68] и Уэббом [7] на основании данных Бете [8]. Полученная таким путем теоретическая кривая тормозной способности изображена штрихпунктиром на рис. 20. Можно видеть, что в области малых энергий экспериментальная кривая лежит выше теоретической, как это следует также из табл. 12.

Таблица 12
 Экспериментальная и теоретическая
 тормозные способности

Энергия, Мэв	Теоретическая тормозная способ- ность	Эксперименталь- ная тормозная способность
2,07	1 511—1 520	1 600
4,66	1 740—1 760	1 720
8,3	1 820—1 870	1 860

ПРОТОНЫ

Пользуясь измерениями пробегов, сделанными в настоящей работе, и измерениями пробегов из кривых Ливингстона и Бете (1937), можно экспериментально установить тормозную способность ядерных эмульсий для протонов с энергией ниже 1 Мэв. Результаты приведены в табл. 13.

Таблица 13
 Тормозная способность ядерной эмульсии для протонов

Источник частицы	Энергия, Мэв	Пробег в эмуль- сии, μ	Пробег в воздухе, см	Тормозная способность
Li^6 (n, α) H^3	$0,91 \pm 0,02$	$12,1 \pm 0,06$	$2,00 \pm 0,04$	1 650
N^{14} (n, p) C^{13}	$0,58 \pm 0,02$	$6,1 \pm 0,15$	$1,00 \pm 0,02$	1 630

На рис. 21 показана зависимость пробега в воздухе от пробега в эмульсии по данным Латтеса, Фаулера и Кюэра [61] и по данным автора (крестики в кружках).

Непрерывность кривой указывает на согласии данных, полученных на эмульсиях различных типов в различные периоды времени.

Тормозная способность, определенная экспериментально, превосходит теоретическую в области малых энергий. Она равна около 1 640 в области от 0,5 до 1 Мэв, в то время как теоретические вычисления Кюзера [68] и Уэбба [7] дают значение 1 520.

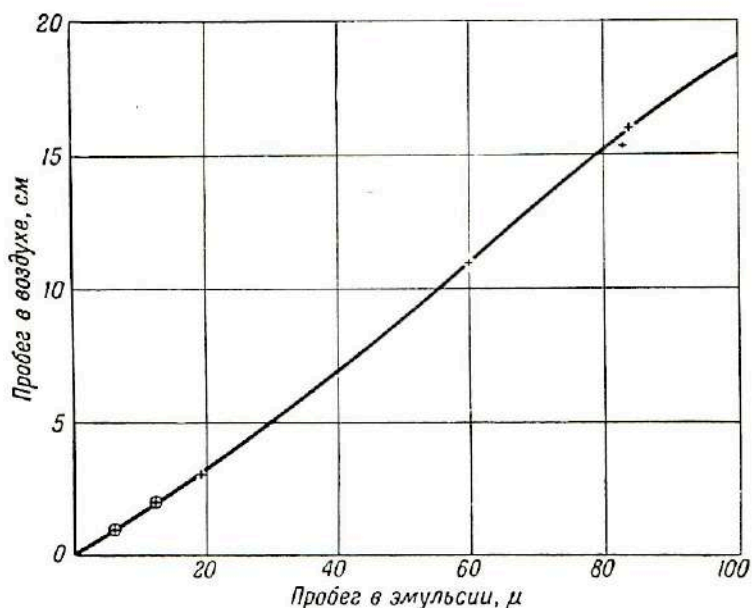


Рис. 21. Зависимость пробега протонов в эмульсии от их пробега в воздухе.

Следовательно, тормозная способность эмульсий падает с уменьшением энергии в области малых энергий медленнее, чем это следует из закона аддитивности.

Выводы

1. В результате критического анализа различных методик исследования ядерных реакций показано, что метод пропитки ядерных эмульсий является особенно подходящим для исследования частиц малой энергии и редких ядерных процессов.

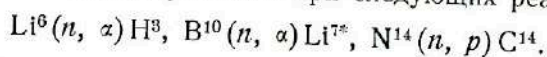
2. Экспериментально исследованы приемы правильной пропитки эмульсии данным элементом.

3. Разработана методика частичного ослабления скрытого изображения, позволяющая порознь измерять пробеги частиц, испущенных при расщеплении. Методы пропитки и частичного ослабления использованы для измерения средних пробегов ионизирующих частиц малой энергии и определения их энергии.

4. Показано, что средний пробег α -частиц тория в воздухе равен $2,48 \pm 0,03$ см и что их энергия равна $3,98 \pm 0,04$ Мэв.

5. Найдено, что энергия, освобождающаяся при делении ${}_{90}\text{Th}^{232}$ под действием быстрых нейтронов, равна 140 ± 10 Мэв и что полный пробег в воздухе двух осколков деления равен $4,1 \pm 0,04$ см. Показано, что около 1% всех случаев деления ведет к испусканию третьей легкой частицы малой энергии.

6. При помощи метода частичного ослабления измерены средние пробеги частиц, испущенных при следующих реакциях:



7. Исходя из этих измерений, построены экспериментальные кривые пробег — энергия для α -частиц и протонов малой энергии в ядерных эмульсиях.

8. Подтверждена пригодность для воздуха зависимости пробег — энергия для α -частиц и протонов малой энергии, установленной Ливингстоном и Бете на основании опытов Мано и Блэккета и Лиза. Показано, что эта зависимость согласуется с данными, полученными из опытов по расщеплениям элементов.

9. Показано, что между пробегами α -частицы малой энергии и ядра лития, обладающим равной скоростью, существует зависимость

$$R_{(\text{Li})} = R_{(\alpha)} - 0,05 \text{ см.}$$

10. Экспериментально определена тормозная способность ядерных эмульсий для частиц малой энергии и показано, что она превышает теоретически вычисленную величину.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shapiro M. N., Rev. Mod. Phys., **13**, 58 (1941); Поуэлл, Оккиабини, УФН, **35**, 213, 384 (1948); Игода Г., Радиография, сб., Издатнилит, М., 1952, статья 12.
2. Reingalum M., Phys. Z., **12**, 1076 (1911).
3. Blau M., Z. Physik, **34**, 285 (1925); Жданов А., J. phys. radium, **6**, 233 (1935).
4. Tsien-San-Tsiang, Chastel R., Faraggi H., Vigneron L., Compt. rend., **223**, 571 (1946).
5. Мотт Н., Герни Р., Электронные процессы в ионных кристаллах, Издатнилит, М., 1950; Berg W. F., Trans. Faraday Soc., **39**, 115 (1943); Mitchell J. W., Sci. Ind. photogr. [2], **19**, 361 (1948); Химия фотографических процессов, сб., Издатнилит, М., 1951, стр. 143.
6. Aribat M., Pouradier J., David J., Sci. ind. photogr. [2], **20**, 121 (1949).
7. Узобб Д. Х., УФН, **38**, 77 (1949).
8. Livingstone M. S., Bethe H., Rev. Mod. Phys., **9**, 263 (1937).
9. Lacassagne A., Lattes J. S., Compt. rend., **178**, 488 (1924); Копленс Р., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издатнилит, 1952, статья 19; Нее А., Compt. rend., **227**, 356 (1948).

10. Rubin S., Phys. Rev., **72**, 1176 (1947); Lattes C. M. G., Fowler P. H., Cüer P., Proc. Phys. Soc., **59**, 883 (1947).
11. Powell C. F., Occhialini G. P. S., Livesey D. L., Chilton L. V., J. Sci. Instr., **23**, 102 (1946); Виньерон Л., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1952, статья 31.
12. Coche A., Faraggi H., Avignon P., Haïssinsky M., J. phys. radium, **10**, 312 (1949).
13. Curie I., Ann. de physique, **3**, 328, (1925).
14. Yagoda H., Kaplan N., Phys. Rev., **73**, 634 (1948); Coppens R., Compt. rend., **226**, 717 (1948).
15. Broda E., Nature, **160**, 231 (1947).
16. Occhialini G. P. S., Powell C. F., Nature, **159**, 186 (1947).
17. Green L. L., Livesey D. L., Phil. Trans., **241A**, 323 (1948).
18. Альбун Ж., Фарагги Г., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1952, статья 16.
19. Пиччиотто К., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1952, статья 12.
20. Pouradier J., Aribat M., Sci. ind. fotogr., **15**, 204 (1944).
21. Dilworth C. C., Occhialini G. P. S., Payne R. M., Nature, **162**, 102 (1948).
22. Henderson G. H., Nickelson S. L., Phys. Rev., **36**, 1344 (1930); Kurie F. N. D., Knopff G. D., Phys. Rev., **43**, 311 (1933); Henderson G. H., Muskat C. M., Crawford C. P., Proc. Roy. Soc., **A158**, 199 (1937); Ludwig E., диссертация, Tübingen, 1932; Schintelmeyer J., Akad. Wiss. Wien., **Br. 146**, 371 (1937).
23. Faraggi, H., J. phys. radium, **7**, 353 (1946).
24. Wytzes S. A., Vander Maas G. J., Physica, **13**, 49 (1947).
25. Livingston M. S., Holloway M. G., Phys. Rev., **54**, 18 (1938).
26. Clark F. L., Spenser-Palmer H. J., Woodward R. N., British Atomic Energy Project. Rapp. Br., Oct. 1944, 521—522.
27. Cüer P., Lattes C. M. G., Nature, **156**, 197 (1946); Picciotto E., Compt. rend., **229**, 117 (1949); Haenny C., Najjar, Gailloud, Helv. Phys. Acta, **22**, 611 (1944).
28. Tsien-San-Tsiang, Ho-Zah-Wei, Chastel R., Vigneron L., J. phys. radium, **8**, № 6—7, 1 (1947).
29. Перфилов Н. А., ДАН СССР, **52**, № 6 (1944).
30. Broda E., Nature, **158**, 872 (1946).
31. Tsien-San-Tsiang, Ho-Zah-Wei, Faraggi H., Compt. rend. **224**, 825 (1947).
32. Plutonium Project, J. Am. Chem. Soc., **68**, 2411 (1946).
33. Jentschke W., Z. Physik, **120**, 165 (1943).
34. Bohr N., Wheeler J. A., Phys. Rev., **56**, 426 (1939).
35. Demers P., Phys. Rev., **70**, 974 (1946); Green L., Livesey D. L., Nature, **159**, 332 (1947); Farwell G., Segré E., Wiegand C., Phys. Rev., **71**, 327 (1947).
36. Tsien-San-Tsiang, Faraggi H., Compt. rend., **225**, 294 (1947).
37. Joliot F., J. phys. radium, **5**, 219 (1934).
38. Tsien-San-Tsiang, J. phys. radium, **9**, 1948.
39. Hanni H., Telegdi V. L., Zunti W., Helv. Phys. Acta, **21**, 203 (1948); Waffler H., Younis S., ibid., **22**, 614 (1949).
40. Mano G., Ann. de physique, **1**, 407 (1934).
41. Blackett P. M. S., Lees D. S., Proc. Roy. Soc., **134**, 660 (1931).
42. Blackett P. M. S., Proc. Roy. Soc., **A107**, 349 (1925).
43. Parkinson D. B., Herb R. G., Bellamy J. C., Hudson C. M., Phys. Rev., **52**, 75 (1937).
44. Grégoire R., Constantes sélectionnées, Hermann, Paris, 1948.
45. Clarke R. L., Bartholomew G. A., Phys. Rev., **76**, 146 (1949),

46. Jesse W. P., Sadauskis J., Phys. Rev., **75**, 1110 (1949).
47. Boggild J. K., Minnehagen L., Phys. Rev., **75**, 782 (1949).
48. Boggild J. K., Det Kgl. Danske Vid. S. Math. Phys. Medd., **23**, 92 (1945).
49. Faraggi H., Compt. rend., **227**, 527 (1948).
50. Yagoda H., Kaplan N., Phys. Rev., **73**, 634 (1948).
51. Mortier M., Vermaesen L., Centre phys. nucl. Univ., Bruxelles, № 5, décembre, 1948.
52. Buechner W. W., Strait E. N., Stergiopoulos C. G., Sperrduto A., Phys. Rev., **74**, 1569 (1948).
53. Gilbert C. W., Proc. Camb. Phil. Soc., **44**, 447 (1948).
54. Cüer P., J. phys. radium, **8**, 83 (1947).
55. Wrenshall G. A., Phys. Rev., **57**, 1095 (1940).
56. Bainbridge K. T., Доклад на 7-м Сольвейевском конгрессе, 1947.
57. Tollestrup A. V., Jenkins F. A., Fowler W. A., Lauritsen C. C., Bull. Am. Phys. Soc., **24**, № 4, abst. T 2 (1949).
58. Mattauch J., Phys. Rev., **57**, 549 (1940).
59. Mattauch J., Flammersfeld A., Isotopenbericht, Tübingen, 1949.
60. Levy P. W., Phys. Rev., **72**, 248 (1942).
61. Lattes C. M. G., Fowler C. H., Cüer P., Proc. Phys. Soc., **59**, 883 (1947).
62. Green L. L., Livesey D. L., неопубликованные результаты, приведенные у Faether'a, Nucleonics, июль 1949.
63. Rosenblum S., Ann. de physique, **10**, 408 (1928).
64. Walen R. S., Compt. rend., **202**, 1500 (1936); Rotblat J., Nature, **138**, 202 (1936); Funfer E., Ann. de physique, **29**, 1 (1937); Livingstone M. S., Hoffmann J. G., Phys. Rev., **53**, 227 (1938); O'Ceallaich C., Davies W. T., Proc. Roy. Soc., **A167**, 81 (1938).
65. Roaf D., Proc. Roy. Soc., **A153**, 158 (1936); Bower I. C., Bretscher E., Gilbert C. W., Proc. Camb. Phil. Soc., **34**, 290 (1938); Курчатов И., Морозов А., Шепкин Г., Короткевич П., ЖЭТФ, **8**, 885 (1938).
66. Taylor H. S., Dabholkar V. D., Proc. Phys. Soc., **48**, 285 (1936).
67. Rotblat J., Nature, **138**, 202 (1936); Livingstone M. S., Hoffmann J. G., Phys. Rev., **53**, 227 (1938).
68. Cüer P., Compt. rend., **223**, 1121 (1946).
69. Jesse W. P., Sadauskis J., Phys. Rev., **77**, 782 (1950); **78**, 1 (1950).

34.

П. Ходжсон

КОЛЕБАНИЯ ПЛОТНОСТИ ЗЕРЕН В ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЭМУЛЬСИЯХ

P. E. Hodgson, Brit. J. Appl. Phys., **3**, № 1, 11—13 (1952).

Метод счета зерен широко применяется для определения удельных потерь энергии заряженных частиц, проходящих через толстослойные эмульсии. Поэтому важно знать, какова точность определения плотности зерен посредством счета зерен вдоль данного отрезка следа. Обычно принимают, что распределение плотности зерен подчиняется закону Пуассона, так что среднее квадратичное отклонение числа зерен на последовательных отрезках следа равно квадратному корню из среднего числа зерен на

отрезке. Настоящее исследование имело своей целью выяснить применимость закона Пуассона к рассматриваемой задаче и объяснить отклонения от него.

Зерна подсчитывались на ряде следов, созданных частицами высокой энергии в эмульсии Илфорд G5. Такие следы были выбраны для того, чтобы изменение удельных потерь энергии от одного конца следа к другому было весьма мало. Тем не менее наблюдались некоторые изменения плотности зерен, обусловленные колебаниями в режиме проявления, особенно в случаях,

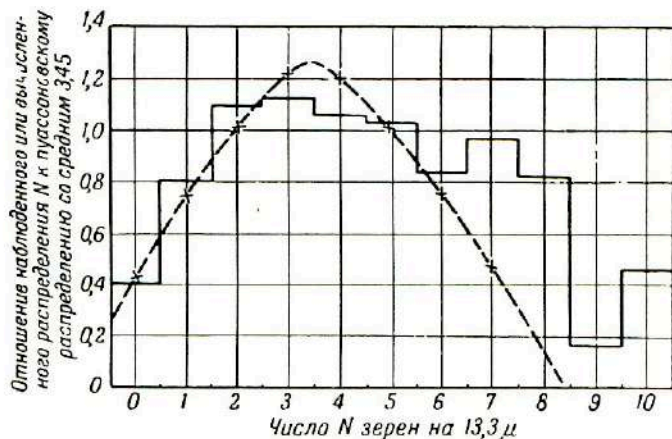


Рис. 1. Типичное распределение плотности зерен.

Ступенчатая линия (гистограмма) показывает экспериментальные данные; пунктирная кривая вычислена при $\mu = 0,325$, $\alpha = 0,8$; горизонтальная линия с ординатой 1,0 — распределение Пуассона при среднем, равном 3,45.

когда частица проходила через всю толщу эмульсии (от поверхности до стекла). Для счета выбирались следы с малой плотностью зерен, поэтому комки зерен были редки, но в тех случаях, когда они попадались, их засчитывали за два или три зерна, в соответствии с длиной комков.

Результаты типичного счета зерен вдоль следа длиной $13\ 300 \mu$ показаны на рис. 1. След разбивался на 1 000 отрезков длиной $13,3 \mu$ каждый и в каждом из них сосчитывалось число зерен; среднее число зерен на отрезке составляло 3,45. Сплошной ломаной линией показана гистограмма экспериментальных результатов, а горизонтальной линией при 1,0 — распределение Пуассона с тем же средним.

Довольно неожиданно, что экспериментальное распределение оказалось менее широким, чем распределение Пуассона. Вероятность того, что экспериментальные результаты подчиняются

закону Пуассона, определенная при помощи критерия χ^2 , оказалась ничтожно малой.

Среднее квадратичное отклонение экспериментального распределения $\sigma = 1,66$. Если бы число зерен подчинялось распределению Пуассона, то среднее квадратичное отклонение равнялось бы квадратному корню из среднего числа зерен на отрезке, т. е. $\sqrt{\bar{N}} = \sqrt{3,45} = 1,86$.

Эти измерения были повторены на нескольких следах, и наблюдаемые и вычисленные средние квадратичные отклонения

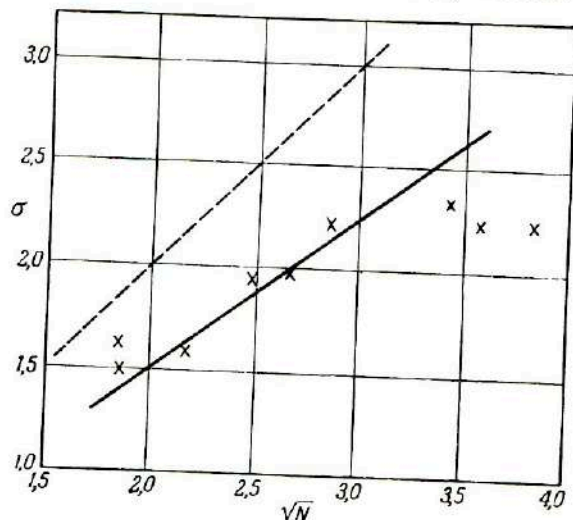


Рис. 2. Наблюдаемые и вычисленные средние квадратичные отклонения.

Пунктирная кривая вычислена по закону Пуассона; сплошная: $\sigma = 0,75 \sqrt{N}$; крестом обозначены наблюдаемые значения.

представлены графически на рис. 2. Найдено, что наблюдаемое среднее квадратичное отклонение равно около $3/4$ вычисленного.

Существует несколько возможных объяснений отклонения наблюдаемого распределения от закона Пуассона. Так, это отклонение можно объяснить изменением энергии частицы от одного конца следа к другому, экспериментальными ошибками, неоднородностью эмульсии и неравномерностью проявления. Однако все эти причины приводят к расширению кривой распределения, а не к ее сужению, которое наблюдается на опыте.

Независимо от нас это явление наблюдал Жоно, который объясняет его тем, что проявление одного зерна снижает концентрацию окружающего проявителя и тем самым уменьшает вероятность проявления соседнего зерна. Это действительно при-

вело бы к наблюдаемому эффекту, однако, учитывая большую продолжительность проявления толстослойных эмульсий, трудно думать, что одного этого объяснения достаточно.

Другая возможность, не исключая предыдущую, состоит в том, что если два зерна разделены промежутком, меньшим, например, некоторой величины a , то они будут неразрешимы и их будут считать как одно зерно. Такой эффект также будет сужать опытную кривую распределения.

Для исследования этого эффекта были измерены промежутки между 1 000 последовательных зерен. Распределение вероятностей для промежутка g между центрами соседних зерен показано на рис. 3. Можно видеть, что число малых промежутков между зернами понижено. Это согласуется с тем, что высказанной гипотезой. Если через μ обозначить истинную плотность зерен в следе, то можно легко показать, что если распределение зерен подчиняется закону Пуассона, то распределение вероятностей для g дается уравнением

$$P(g) dg = \alpha \mu \exp(-\mu g) dg, \quad (1)$$

где α — истинное число зерен, включая незамеченные при счете.

Если принять, что при счете были не замечены все промежутки меньше 1,33 микрона, то μ можно определить, проведя через экспериментальные точки для 795 промежутков больше 1,33 μ наилучшую кривую указанного вида. Это было выполнено по методу наименьших квадратов. Найдено, что наилучшая кривая может быть представлена уравнением

$$P(g) dg = 406 \exp(-0,325 g) dg. \quad (2)$$

Распределение вероятностей

$$P'(g) dg = 1000 \mu' \exp(-\mu' g) dg \quad (\text{где } \mu' = 0,259),$$

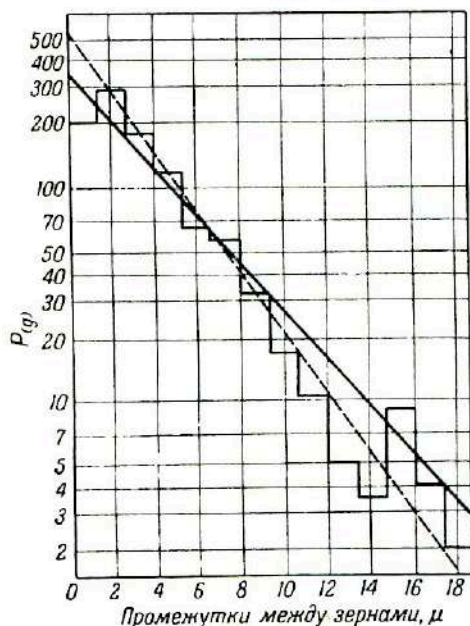


Рис. 3. Распределение вероятностей для промежутков зерен.

Гистограмма показывает экспериментальные данные; сплошная кривая — $P'(g) dg = 1000 \mu' \exp(-\mu' g) dg$; пунктирная — наилучшая кривая для $g > 1,33$.

вычисленное из наблюдений плотности зерен μ' , также показано на рис. 3 для сравнения; оно не согласуется с экспериментальными данными.

Сравнивая (1) и (2), получаем $\mu = 0,325$; $\alpha\mu = 406$. Последнее выражение, совместно с уравнением

$$\int_{1,33}^{\infty} \alpha\mu \exp(-\mu g) dg = 795,$$

т. е.

$$\alpha \exp(-1,33\mu) = 795,$$

может быть использовано для нахождения другого значения, а именно $\mu = 0,329$. Третье значение μ может быть определено из числа отрезков, действительно не содержащих ни одного зерна (не за счет потери зерна вследствие недопроявления или оптической неразрешимости). Это дает нам $\exp(-1,33\mu) = 0,013$, откуда $\mu = 0,326$. Все три величины находятся в хорошем согласии.

Задача определения истинной плотности зерен из наблюдаемой аналогична задаче определения числа частиц μ , попавших в счетчик с «мертвым временем» a , из наблюдаемого числа импульсов μ' . Анализ этого вопроса* позволил установить зависимость:

$$\text{Эффективность} = \frac{\mu'}{\mu} = \frac{1}{1 + \mu a}.$$

Используя эту формулу для определения плотности зерен, получаем $a \approx 0,8$ микрона. Можно показать, что если истинное распределение зерен подчиняется закону Пуассона, то, пренебрегая некоторыми эффектами второго порядка, наблюдаемое распределение плотности зерен можно выразить уравнением

$$P(N) = \sum_{y=N}^{\infty} \frac{(\mu D)^y \exp(-\mu D)}{y(y-N)!(N-1)!}.$$

$$\cdot [1 - \exp(-\mu a/D)]^{y-N} [\exp(-\mu a/D)]^{N-1} \text{ для } N > 0,$$

$$P(N) = \exp(-\mu D) \text{ для } N = 0,$$

где y — истинное число зерен на отрезке, а D — длина отрезка. Принимая $\mu = 0,325$ и $a = 0,8$, автор вычислил это распределение; оно представлено графически на рис. 1. Вычисленная кривая имеет более острый максимум, чем экспериментальная кривая. Это вполне естественно, поскольку небольшое систематическое изменение плотности зерен вдоль следа вызывает расширение наблюдаемой кривой распределения. Экспериментальная кривая проходит выше вычисленной при больших значениях N ; это

* Blackman M., Michiels J. L., Proc. Phys. Soc., 60, 549 (1948).

обусловлено тем, что одно деление шкалы для ступенчатой кривой принимается равным трем зернам, хотя фактически оно могло быть образовано всего двумя зернами.

Таким образом, наша гипотеза удовлетворительно объясняет экспериментальные результаты. Понятно, что представление о полной оптической неразрешимости смежных зерен является лишь приближением к действительности.

Фактически вероятность наблюдения пары зерен как двух отдельных зерен увеличивается от 0 при $g = 0$ до 1 при $g = 1$ μ . Значение $a = 0,8$ μ несколько больше ожидаемого и равно среднему диаметру зерна. Это указывает на существование других причин отклонений, вроде предложенных Жоно.

Проведенное исследование флуктуаций плотности зерен позволяет заключить, что наблюдаемое распределение зерен вдоль следа заряженной частицы не подчиняется закону Пуассона. Это можно понять, если считать, что истинное распределение зерен подчиняется этому закону, но пары близко расположенных зерен оптически неразрешимы, что приводит к уменьшению числа наблюдаемых зерен сравнительно с истинным их числом. Найдено, что среднее квадратичное отклонение числа зерен равно около $3/4$ квадратного корня из числа зерен. Этот результат важен для точной оценки погрешности счета зерен и определения истинного числа проявленных зерен.

35.

*М. Моран и Л. Ван-Россум***ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПЛОТНОСТИ ЗЕРЕН ОТ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

M. Morand, L. Van Rossum, *Photogr. Sensitiv.*, pp. 317—319.

Было проведено экспериментальное исследование зависимости $dN/dR = f(dE/dR)$, связывающей плотность зерен dN/dR вдоль следа заряженной частицы с удельными потерями энергии dE/dR на том же самом остаточном пробеге. Хорошо известно, что для тяжелых частиц с равными зарядами dE/dR зависит только от скорости частицы, а не от ее массы. Поэтому достаточно исследовать функцию $f(dE/dR)$ для известной частицы. Для этих опытов были использованы протоны, возникшие под действием нейтронов в самой эмульсии. В результате предварительных исследований, выполненных Эдмоном [1], пришлось отказаться от использования формулы вида $N = aR^r$ (где r — постоянная), поскольку такая формула может лишь приближенно представить имеющиеся опытные данные и особенно данные для следов с малым остаточным

пробегом при наличии регрессии или без нее. С другой стороны, применение способа счета зерен в достаточном числе следов (20 или 30) позволило точно определить число зерен ΔN на отрезке ΔR , лежащем на расстоянии R от конца следа. Сопоставляя $\Delta N/\Delta R$ с отношением $\Delta E/\Delta R$ для того же отрезка, возможно в качестве первого приближения к $f(dE/dR)$ определить некоторую функцию $\Delta N/\Delta R = f_1(\Delta E/\Delta R)$. Значения dE/dR или $\Delta E/\Delta R$ вычислялись из экспериментальных данных по зависимости пробег — энергия или из данных Смита [2] для энергий [3] больше 12 Мэв. При изучении функций $f(dE/dR)$ и $f_1(\Delta E/\Delta R)$ авторы не задавались целью получить математическое выражение какого-либо произвольного вида, представляющее только данные экспериментальные результаты. Авторов интересовали главным образом частные виды этих функций, которые обладали бы, если возможно, следующими достоинствами:

- 1) вполне удовлетворительно представлять опытные данные;
- 2) выражаться весьма просто графически, что облегчило бы сравнение результатов, полученных для различных эмульсий при различных условия проявления и регрессии;
- 3) содержать минимальное число произвольных постоянных, каждая из которых должна была иметь ясный физический смысл и определенное численное значение, характеризующее использованную эмульсию и условия ее фотографической обработки.

§ 1. Выбор вида функции

При выборе вида функции для настоящего исследования авторы исходили из экспериментальных результатов, полученных ранее [3] в процессе систематического исследования следов мезонов, протонов, дейтонов, тритонов в пластинках Илфорд С2, полученных в Берклевском циклотроне [4]. Оказалось, что уравнение

$$\frac{dN}{dR} = c \left\{ 1 - \exp \left[-b \left(\sqrt{\frac{dE}{dR}} - \sqrt{a} \right) \right] \right\} \quad (1)$$

в этих частных случаях вполне удовлетворительно представляет функцию $f(dE/dR)$.

Постоянная a имеет физический смысл порога и представляет средние минимальные потери энергии на микрон, необходимые для того, чтобы в данных условиях проявления эмульсионные микрокристаллы получили способность проявляться.

Постоянная c представляет максимальную плотность зерен, соответствующую весьма большому значению dE/dR ; практически c должно быть весьма близко к предельному значению dN/dR в конце пробега протона.

Постоянная b характеризует среднюю эффективность, с которой электроны, освобожденные заряженной частицей в бромо-

серебряном микрокристалле, могут создавать в нем центры скрытого изображения, способные служить центрами проявления в данных условиях работы.

Таким образом, уравнение (1) может быть легко интерпретировано теоретически. Кроме того, оно позволяет весьма удобно представить экспериментальные данные при помощи графика, поскольку мы получаем прямую линию при нанесении $\sqrt{(dE/dR)}$

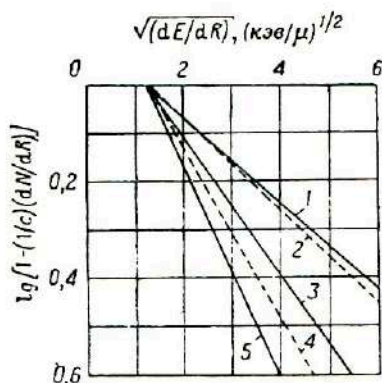


График функции (1).

1 —	Проявление 40 мин.;	$c = 1,6,$	$b = 0,193.$
2 —	" 1 час;	$c = 1,6,$	$b = 0,226.$
3 —	" 2 часа;	$c = 1,8,$	$b = 0,314.$
4 —	" 4 часа;	$c = 1,8,$	$b = 0,366.$
5 —	" 4 часа;	$c = 2,0,$	$b = 0,445.$

на оси абсцисс и $\lg[1 - (1/c)(dn/dR)]$ на оси ординат (см. рисунок). Точка пересечения этой прямой с осью абсцисс дает отрезок \sqrt{a} , который поэтому представляет среднюю величину порога. Наклон прямой определяет постоянную b . Выбор c определяется тем условием, что кривая, представляющая экспериментальные точки, должна максимально приближаться к прямой, начиная от значений dE/dR , соответствующих концу следа, и до значений, полученных для точки вхождения следа в эмульсию.

§ 2. Экспериментальная часть

Авторами была экспериментально исследована зависимость

$$\frac{\Delta N}{\Delta R} = c \left\{ 1 - \exp \left[-b \left(\sqrt{\frac{\Delta E}{\Delta R}} - \sqrt{a} \right) \right] \right\} \quad (2)$$

для эмульсии типа СЗ (пропитанной бором), проявленной либо замедленно после облучения, либо после хранения в течение

60 дней (с целью выяснить зависимость постоянных a , b и c от регрессии).

Пластинки облучались в ядерном реакторе в Страсбурге. Там же проявлялась первая серия пластинок в проявителе ID-19 (разбавленном 1:3) при 5°. Вторую серию пластинок (для исследования регрессии) хранили в Париже и затем проявляли в тех же условиях. Измерения проводились на отрезке $\Delta R = 80 \mu$. Были получены следующие результаты:

1. Установлена пригодность формулы (2) для протонных следов, проявленных немедленно (без регрессии) после облучения в течение 4 час., 2 час. и 40 мин., и для пластинок, облученных в течение 4 час. и 1 часа и проявленных после 60-дневного хранения.

2. Наблюдалось слабое колебание порогового значения для пластинок, проявленных без регрессии: средняя величина равна 1,2 кэв/ μ ; для пластинок, проявленных после 60-дневного хранения и поэтому претерпевших некоторую регрессию, величина порога несколько возросла — порядка 1,4 кэв/ μ .

3. Значение c закономерно изменялось; с увеличением продолжительности проявления c увеличивалось. Были получены следующие данные:

Без регрессии:

4 часа	$c = 2,0 \pm 0,1$
2 "	$c = 1,8 \pm 0,1$
40 мин.	$c = 1,6 \pm 0,1$

С регрессией после 60-дневного хранения:

4 часа	$c = 1,8 \pm 0,1$
1 час	$c = 1,6 \pm 0,1$

Следовательно, величина c уменьшается с регрессией.

4. Значение b также изменяется закономерно; с увеличением времени проявления b уменьшается.

Без регрессии:

4 часа	$b = 0,455 \pm 0,02$
2 "	$b = 0,314 \pm 0,02$
1 час	$b = 0,193 \pm 0,01$

С регрессией после 60-дневного хранения:

4 часа	$b = 0,366 \pm 0,02$
1 час	$b = 0,226 \pm 0,01$

Следовательно, b уменьшается с регрессией.

В настоящее время продолжают исследования главным образом эмульсий, чувствительных к частицам минимальной ионизирующей способности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Эдмон Ж., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1952, стр. 215.
2. Smith J. H., Phys. Rev., **71**, 32 (1947).
3. Ван-Россуум Л., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1952, стр. 237.
4. Cuet P., Morand M., van Rossum L., Compt. rend., **228**, 481 (1949).

36

*Х. Ричардс, В. Джонсон, Ф. Айзенберг
и М. Лаубенштейн*

**ЗАВИСИМОСТЬ ПРОБЕГ — ЭНЕРГИЯ ДЛЯ ПРОТОНОВ
В ЭМУЛЬСИЯХ ИСТМЭН NTA**

H. T. Richards, V. R. Johnson, F. Ajzenberg, M. J. W. Laubenstein, Phys. Rev., **83**, No 5, 994—995 (1951).

Вычисленная кривая тормозной способности для эмульсий Истмэн NTA и NTB была опубликована Уэббом [1]. Она значительно отличается от экспериментальных калибровочных кривых пластинок NTB, приведенных у Пека [2], но удовлетворительно согласуется с данными Латтеса, Фаулера и Кюэра [3] для эмульсий Ильфорд В1, которые имеют приблизительно такой же химический состав. Более точные данные по зависимости пробег — энергия для эмульсий Ильфорд С2 были недавно опубликованы Ротблатом [4]. Ротблат приводит также некоторые данные, которые показывают, что тормозная способность эмульсий Кодак NT2A (Истмэн NTA?) на несколько процентов превосходит тормозную способность эмульсий Ильфорд С2.

За последний год было исследовано несколько ядерных реакций путем наблюдения протонов отдачи от нейтронов в эмульсиях Истмэн NTA. Этими реакциями были: $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$, $\text{Be}^9(p, n)\text{V}^9$, $\text{Be}^9(d, n)\text{V}^{10}$, $\text{V}^{10}(d, n)\text{C}^{11}$, $\text{V}^{11}(d, n)\text{C}^{12}$ и $\text{O}^{16}(d, n)\text{F}^{17}$. Подробности методики облучения и данные измерений приведены в оригинальных работах [5—9]. Эти данные могут быть использованы для построения кривой пробег — энергия для протонов, останавливающихся в эмульсиях Истмэн NTA. Имеющиеся данные охватывают интервал энергий протонов от 1 до 17 Мэв. Погрешность в определении энергии протонов отдачи значительно меньше погрешности большинства опытных определений среднего пробега, так как энергия реакции Q известны с точностью около 0,5% или лучшей, энергия падающих частиц — с точностью до 0,1%, а неопределенность в толщине мишени не вызывает заметного увеличения ошибки в определении энергии. Ошибка в определении среднего пробега, указанная в таблице

и на рисунке, равна произведению из 0,675 на среднее квадратичное отклонение длин следов данной группы.

Данные для построения кривой пробег—энергия для протонов в эмульсиях Истмэн

Реакция	Q , Мэв	Угол наблюдения, градусы	Средняя энергия падающих частиц, Мэв	Средняя энергия протонов в отдачи, Мэв	Ср. длин пробег пр-т нов отдачи, μ
$\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$	$- 1,646 \pm 0,002$ [10]	0	3,36	1,67	32 ± 1
		80	3,91	1,83	36 ± 1
		0	3,91	2,23	51 ± 2
$\text{Be}^9(p, n)\text{B}^9$	$- 1,852 \pm 0,002$ [11]	90	3,80	1,37	23 ± 1
		45	3,80	1,73	35 ± 1
		0	3,80	1,91	39 ± 2
$\text{Be}^9(d, n)\text{B}^{10}$	$+ 4,363 \pm 0,016$ ^а	0	3,93	2,03	44 ± 2
		80	3,41	6,66	296 ± 7
		0	3,41	7,78	387 ± 12
$\text{B}^{10}(d, n)\text{C}^{11}$	$+ 6,473 \pm 0,011$ ^б	80	3,40	8,78	503 ± 16
		80	3,64	8,94	492 ± 17
		0	3,64	10,15	634 ± 11
$\text{B}^{11}(d, n)\text{C}^{12}$	$+ 13,740 \pm 0,014$ ^в	80	3,40	15,57	$1\ 271 \pm 55$
		0	3,40	16,93	$1\ 536 \pm 48$
		80	3,40	11,44	$7\ 32 \pm 25$
$\text{B}^{11}(d, n)\text{C}^{12*}$	$+ 9,302 \pm 0,020$ ^г	0	3,40	12,63	897 ± 16
		0	3,64	12,88	971 ± 18
		0	3,06	1,32	22 ± 1
$\text{O}^{16}(d, n)\text{F}^{17}$	$- 1,63 \pm 0,01$ [16]	10	3,06	1,32	21 ± 1
		20	3,06	1,30	21 ± 1
		30	3,06	1,28	20 ± 1
		90	3,06	1,01	14 ± 1
		0	3,06	1,01	14 ± 1

^а Вычислено из $Q=(2D-\text{He}^4)-(Q_d+Q_{dp}+Q_{d\alpha})$, где $(2D-\text{He}^4)=23,842 \pm 0,008$ Мэв [12]; $Q_d=2,226 \pm 0,003$ [13]; Q_{dp} и $Q_{d\alpha}$ взяты из данных Массач. техн. ин-та для $\text{B}^{11}(d, p)\text{B}^{11}$ и $\text{B}^{11}(d, \alpha)\text{Be}^9$ [14].

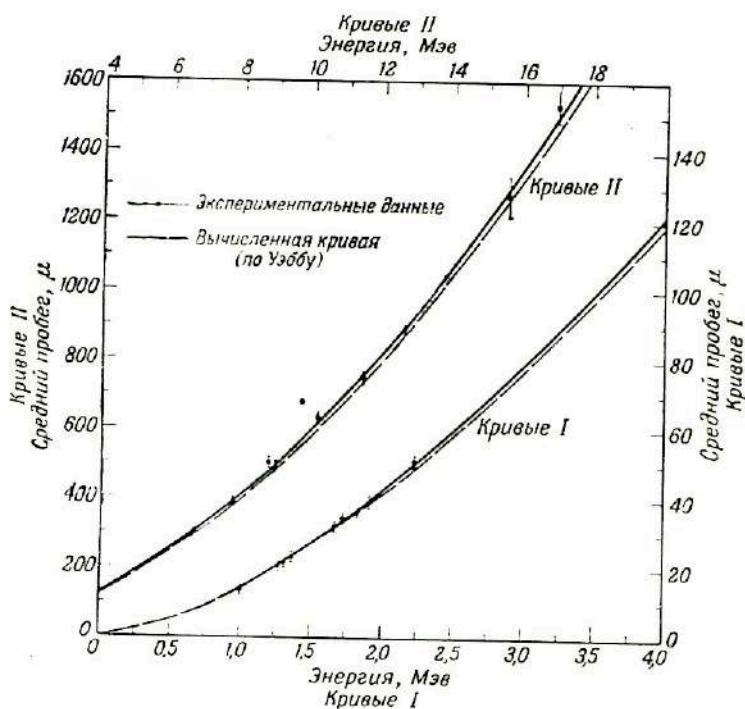
^б Вычислено из $\text{B}^{10}(d, p)\text{B}^{11}$ и $\text{B}^{11}(p, n)\text{C}^{11}$ с Q_{dp} из [14], Q_{pn} из [11].

^в Вычислено из $Q=(2D-\text{He}^4)-(Q_d+Q'_{dp}+Q'_{d\alpha})$, где все величины имеют те же значения, как и в примечании ^а, за исключением Q' , которые соответствуют данным Стрейта [14] для $\text{C}^{12}(d, p)\text{C}^{13}$ и $\text{C}^{13}(d, \alpha)\text{B}^{11}$.

^г Вычислено из данных для энергии возбужденного состояния C^{12} [15], $4,438 \pm 0,014$ Мэв, и вышеприведенного значения Q для перехода в основное состояние.

Все данные суммированы в таблице и на рисунке. На этом же рисунке изображена кривая пробег—энергия Уэбба [1], вычисленная для эмульсии, эффективная тормозная способность которой весьма близка к таковой для эмульсий Истмэн NTA, NTB и Ильфорд В1 и С2. Вычисленная и наблюдаемые кривые пробег—энергия находятся в хорошем согласии, хотя экспериментальные данные указывают на слегка меньшую тормозную способность, чем вычисленная Уэббом. Так, кривая, проведенная через экспериментальные точки, лежит точно на 2% выше вычисленной кривой Уэбба.

Следует подчеркнуть, что вычисления Уэбба и экспериментальные данные авторов относятся к пластинкам, использованным в условиях обычной относительной влажности воздуха



Кривая пробег — энергия для протонов в эмульсиях NTA. Обе кривые относятся к эмульсиям в условиях обычной влажности воздуха.

(около 60%). Если же эмульсия находится в вакууме, то тормозная способность может быть на несколько процентов выше указанной [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Уэбб, УФН, **48**, 88 (1949).
2. Peck R. A., Phys. Rev., **72**, 1121 (1947).
3. Lattes, Fowler, Cüer, Proc. Phys. Soc., **A59**, 883 (1947).
4. Rotblat J., Nature, **165**, 387 (1950); **167**, 550 (1951).
5. Johnson, Laubenstein, Richards, Phys. Rev., **77**, 413 (1950).
6. Johnson, Ajzenberg, Laubenstein, Phys. Rev., **79**, 187 (1950).
7. Ajzenberg F., Phys. Rev., **82**, 43 (1951).
8. Johnson V. R., готовится к печати.
9. Ajzenberg F., готовится к печати.
10. Herb, Snowdon, Sala, Phys. Rev., **75**, 246 (1949).
11. Richards, Smith, Brown, Phys. Rev., **80**, 524 (1950).

12. Ewald, Z. Naturforsch., 5. 1 (1950).
13. Mobley, Laubenstein, Phys. Rev., 80, 309 (1950).
14. Strait, Van Patter, Buechner, Sperduto, Phys. Rev., 81, 747 (1951).
15. Malm, Buechner, Phys. Rev., 81, 519 (1951).
16. Ajzenberg F., неопубликованные данные.

37

Б. Гот и Ж. Блюм

**КРИВАЯ ПРОБЕГ — ЭНЕРГИЯ ДЛЯ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ
В ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ**

B. Gauthé, J. M. Blum, Compt. rend., 234, No 22, 2189—2191 (1952).

Целью настоящей работы являлось уточнение зависимости между пробегом медленных электронов (с энергией меньше 20 кэв) в ядерных пластинках и энергией этих электронов.

Использованный метод, разработанный одним из авторов [1], заключался в измерении пробегов фотоэлектронов, освобожденных в эмульсии под действием пучка строго монохроматических рентгеновских лучей известной энергии. Были использованы K_{21} -линия серебра и K_{21} -линия циркония с энергией соответственно 22,1 и 15,7 кэв. Эти линии были выделены при помощи монохроматора с изогнутым кристаллом системы Кошуа, работающего на прохождении. Пластинки располагались вертикально, по касательной к фокальному кругу, почти перпендикулярно к падающему пучку (угол падения 12°). После проявления изображение линии рассматривали под микроскопом при большом увеличении. Для каждой линии распределение следов частиц по пробегам разлагается на несколько групп, подчиняющихся закону Гаусса; эти группы соответствуют различным уровням выбивания фотоэлектронов. Чтобы можно было надежно идентифицировать эти различные группы и приписать им определенные энергии, авторы вычисляли соответствующую им интенсивности, исходя из коэффициентов поглощения элементов, образующих эмульсию, для данной частоты излучения и из значений скачков поглощения для электронных оболочек каждого элемента. Вычисленные значения были затем сравнены с измерениями.

Следы короче 2μ измерялись с точностью $0,25 \mu$, следы длиннее 2μ — с точностью $0,5 \mu$. Следовательно, в число этих последних следов необходимо было ввести поправку, которая позволила бы получить однородное распределение во всем интервале длин следов.

Истинные длины следов определялись посредством умножения измеренных длин на коэффициент 1,47, учитывающий усадку

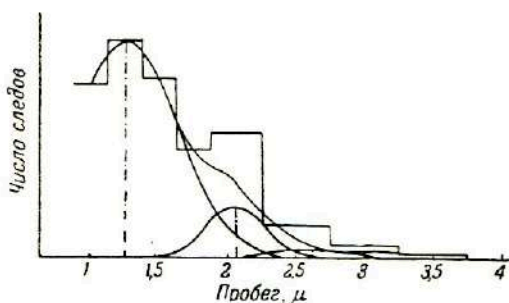


Рис. 1. Гистограмма распределения следов электронов по пробегам.
 K_{α_1} -линия серебра. Эмульсия Ильфورد G5.

эмульсии и отношение проекции следа к его средней длине, равное 0,82 [2].

Серебро. Сначала была использована пластинка Ильфورد G5 с эмульсионной толщиной 200 μ, которая была проявлена в ами-

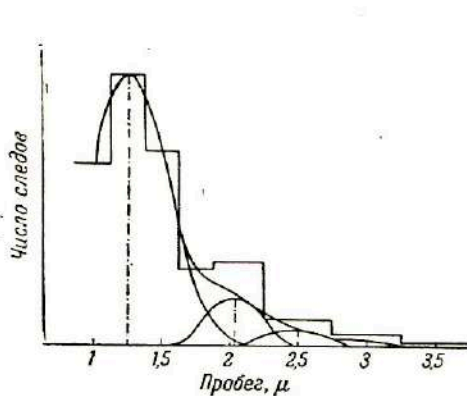


Рис. 2. Гистограмма распределения следов электронов по пробегам.
 K_{α_1} -линия серебра. Политая эмульсия.

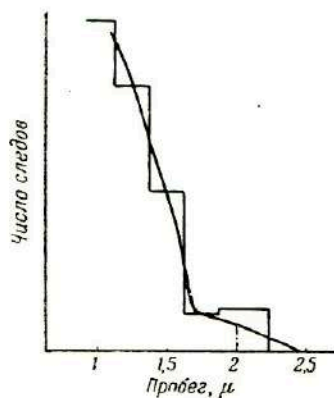


Рис. 3. Гистограмма распределения следов электронов по пробегам.
 K_{α_1} -линия циркония.

довом проявителе по методу температурного цикла [3]. Всего было измерено 500 следов. Полученная гистограмма (рис. 1) состоит из трех групп. Главная группа с относительным весом

около 85% соответствует электронам, вырванным из K -оболочки брома; максимальная абсцисса дает истинную длину следа, $1,85 \pm 0,1 \mu$; соответствующая энергия равна 8,7 кэв. Вторая группа соответствует L -оболочке серебра (18,5 кэв); ее относительный вес равен 10%, истинная длина следа электрона равна $3,1 \pm 0,25 \mu$. В третью группу (относительный вес 5%, пробег электрона $4,0 \pm 0,4 \mu$) входят электроны, выбитые из наружных оболочек брома и серебра и различных оболочек легких элементов, образующих желатину. Энергии этих электронов изменяются от 20,4 до 22,4 кэв.

Эти измерения были повторены на эмульсии, политой и высушенной в лаборатории. Пластины проявлялись тем же способом, но в глициновом проявителе. Гистограмма, построенная по результатам измерений 500 следов (рис. 2), дает для трех групп соответственно 86, 9 и 5% полного числа измеренных следов в хорошем согласии с предыдущими результатами.

Главная группа могла быть идентифицирована с достаточной надежностью, хотя ее относительный вес (85%) значительно превышает вычисленное значение (57%).

Цирконий. Следы подсчитывались в пластинке Ильфорд G5, с эмульсией толщиной 200 μ , проявленной в глицине по методу температурного цикла. Всего было измерено 500 следов. На гистограмме (рис. 3) можно установить только один максимум, соответствующий истинному пробегу $3,0 \pm 0,4 \mu$. Эта группа содержит электроны, вырванные из L -оболочек серебра и брома и наружных оболочек серебра, с энергиями между 12 и 15,75 кэв.

В результате всех описанных измерений можно уточнить четыре новых точки на кривой пробег — энергия, проведенной в логарифмических координатах (рис. 4). Ниже 20 кэв эта кривая отчетливо отклоняется вниз от установленной прежде прямой [1].

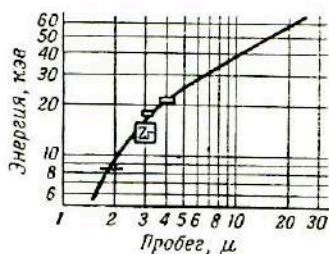


Рис. 4. Кривая пробег — энергия для электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blum J. M., Compt. rend., 228, 918 (1949); J. phys. radium, 12, 860 (1951).
2. Tsien S. T., Marty C., Dreyfus B., J. phys. radium, 8, 269 (1947).
3. Dilworth C. C., Occhialini G., Vermaesen L., Bonetti A., Bull. Centre phys. nucl., Bruxelles, № 13a и 13b.

*М. Адер, Ж. Амуаньон, Ж. Дебьесс,
Т. Каган и Ж. Ле Рэн*

НОВЫЙ ПРИБОР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИИ

M. Ader, J. Amoignon, J. Debiesse, T. Kahan, J. Le Rup, J. phys. radium, 12, No 7, 762—763 (1951).

В процессе изучения рассеяния и расщепления под действием α -частиц* авторы наряду с методом сцинтилляционных счетчиков разработали специальную фотографическую технику, позволяющую производить полную и одновременную регистрацию рассеянных частиц, способных воздействовать на фотографические пластинки.

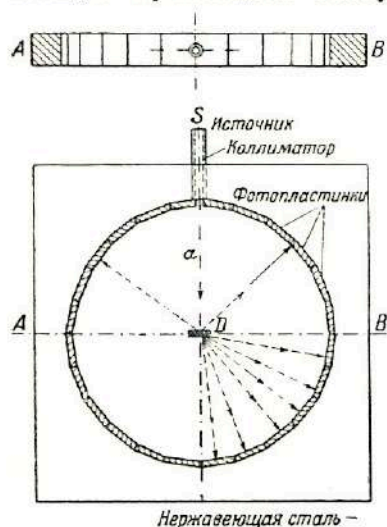


Рис. 1.

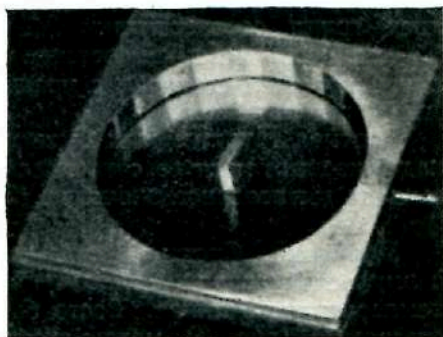


Рис. 2.

Описание прибора (рис. 1 и 2). Основной частью прибора является «кольцо», сделанное в виде выреза в куске нержавеющей стали, по всей внутренней поверхности которого имеются плоские площадки для укрепления фотографических пластинок соответствующих размеров. Источник излучения находится в коллиматоре S . Сменная рассеивающая мишень помещена в центре установки D .

Такой прибор позволяет производить полное и одновременное исследование под всеми плоскими углами вплоть до 360° и регистрировать частицы, рассеянные по всем направлениям. Таким способом можно сразу получить полное угловое распределение и

* Результаты этого исследования будут опубликованы в другом месте.

распределение по энергиям частиц из ядерной реакции по всем направлениям.

Весь прибор можно поместить в эвакуированную камеру или любую другую среду.

Первые результаты, полученные при помощи этого простого прибора, оказались достаточно интересными, чтобы сообщить принципы его устройства исследователям в области ядерной физики.

39

Хуан Чэн-Фын

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ПРИ ПОМОЩИ
ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ ЭМУЛЬСИИ.

СУЖЕНИЕ СЛЕДОВ К КОНЦУ ПРОБЕГА

Hoang Tchang-Fong, J. phys. radium, 12, No 7, 739—743 (1951).

При исследовании ядерных реакций высокой энергии, вызываемых космическими лучами в толще фотографической эмульсии, иногда наблюдают ядерные осколки, атомные веса которых значительно превышают атомный вес α -частиц. С другой стороны, известно, что в состав первичных космических лучей на большой высоте входят тяжелые ядра, обладающие большой скоростью и высоким атомным номером, доходящим до $Z = 26$. Для идентификации этих ядер в фотографической эмульсии обычно прибегают к методу δ -электронов в различных формах, зависящих от длины следа.

Теоретическая формула плотности δ -электронов. Плотность n δ -электронов, создаваемая при прохождении через эмульсию частицы заряда Z , может быть определена из уравнения Мотта для числа dn δ -электронов с энергией между W и $W + dW$, приходящихся на единицу длины следа:

$$dn = \frac{2\pi NZ^2 e^4 dW}{m_e \beta^2 c^2 W^2}, \quad (1)$$

где N — число электронов в 1 см^3 эмульсии, βc — скорость частицы в точке следа, для которой вычисляют плотность δ -электронов, e и m_e — заряд и масса электрона. Плотность n δ -электронов получают интегрированием приведенного выражения в пределах от W_0 , минимальной энергии δ -электронов, до $W_{\text{макс.}}$, максимальной энергии, передаваемой падающей частицей вторичному электрону, образующему один из δ -следов. Эта энергия $W_{\text{макс.}}$ связана со скоростью βc частицы и может быть вычис-

лена по формуле Бхабха:

$$W_{\text{макс.}} = 2m_e e^2 \beta^2. \quad (2)$$

Интегрируя уравнение (1) и учитывая формулу (2), получаем

$$n = 2\pi N \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{W_0 \beta^2} - \frac{1}{2\beta^4} \right) Z^2. \quad (3)$$

Кривая, изображенная на рис. 1, представляет зависимость n от β (при $W_0 = 20$ кэв и $Z = 10$). По мере приближения к концу пробега плотность δ -электронов возрастает и достигает максимума, соответствующего скорости $\beta_0^2 = \frac{W_0}{m_e c^2}$ частицы; далее n уменьшается до нуля.

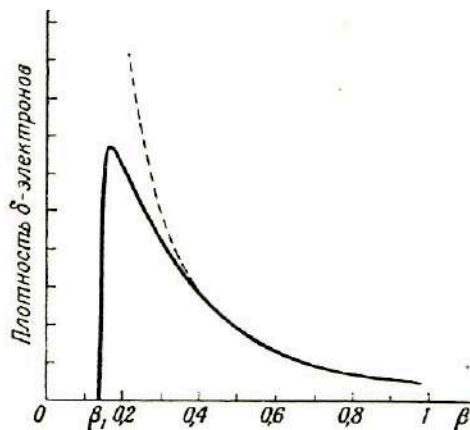


Рис. 1. Зависимость n от β .

Если при счете δ -электронов принять для минимальной энергии δ -электронов значение, достаточно низкое сравнительно с энергией покоя электрона, то, как видно из формулы (3), второй член в скобках становится ничтожно малым сравнительно с первым, начиная с некоторого определенного значения β . В этом случае плотность n δ -электронов может быть представлена простой формулой:

$$n \approx 2\pi N \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{W_0} \right) \frac{Z^2}{\beta^2} = \frac{Z^2}{K \beta^2}, \quad (4)$$

где K — постоянная. Зависимость n от β представлена пунктирной кривой на рис. 1.

Постоянная K в этой формуле зависит от природы эмульсии, проявления, величины W_0 минимальной энергии δ -электронов и от способа, которым наблюдатель производит подсчет δ -электронов. Ее значение может быть определено опытным путем [1].

Метод «первого δ -электрона». Первый δ -электрон с энергией W_0 возникает в точке, где скорость частицы $\beta_1 c$ доходит до величины, определяемой уравнением

$$\frac{m_e c^2}{W_0} - \frac{1}{2\beta_1^2} = 0,$$

откуда

$$\beta_1^2 = \frac{W_0}{2m_e c^2}. \quad (5)$$

Обозначим через R_1 остаточный пробег, измеренный от конца пробега до точки нахождения первого δ -электрона с энергией W_0 . Известно, что, согласно теории потери энергии, величина $\frac{Z^2 R}{Mc^2}$ является только функцией β (Z и M — заряд и масса частицы). Следовательно, для остаточного пробега R_p протона, обладающего равной скоростью, мы получим

$$\frac{Z^2 R_1}{Mc^2} = \frac{R_p}{M_p c^2}, \quad (6)$$

где M_p — масса протона. Пробег R_p может быть определен из экспериментальной кривой зависимости пробега протона от его энергии. Таким образом, предыдущее выражение позволяет вычислить отношение $\frac{Z^2}{M}$ для частицы, а следовательно, определить ее природу.

Если предположить для упрощения, что

$$M \approx 2ZM_p, \quad (7)$$

то мы получим

$$Z \approx \frac{2R_p}{R_1}. \quad (8)$$

Практически этот метод позволяет определить лишь порядок величины Z , так как вследствие флуктуаций остаточный пробег никогда не может быть определен с достаточной точностью. Действительно, опыты показывают, что практически первый δ -электрон с энергией W_0 наблюдается в той точке следа, где скорость частицы превосходит предельную, определяемую формулой (5). Следовательно, результаты, получаемые по этому методу, дают лишь нижний предел Z .

Зависимость между плотностью δ -электронов и остаточным пробегом R . Известно, что в процессе потерь энергии на ионизацию скорость частицы является функцией только одного приведенного пробега $\frac{Z^2 R}{Mc}$ независимо от природы частицы. В литературе имеются данные по теоретически вычисленной зависимости β от $\frac{Z^2 R}{Mc^2}$ [2]. Следовательно, можно установить зависимость плотности δ -электронов от остаточного пробега частицы известной природы. На рис. 2 изображено семейство полученных таким способом кривых при постоянной K в формуле (4), равной 45. Для упрощения вычислений было использовано выраже-

ние (7), связывающее массу M с зарядом Z ; погрешность в определении n , связанная с таким допущением, ведет к занижению результата не более чем на 5%.

Из графика, изображенного на рис. 2, видно, что для значений R в интервале между 0,3 и 20 $г/см^2$ различные кривые зависимости $\lg n$ от $\lg R$ могут быть приняты за параллельные

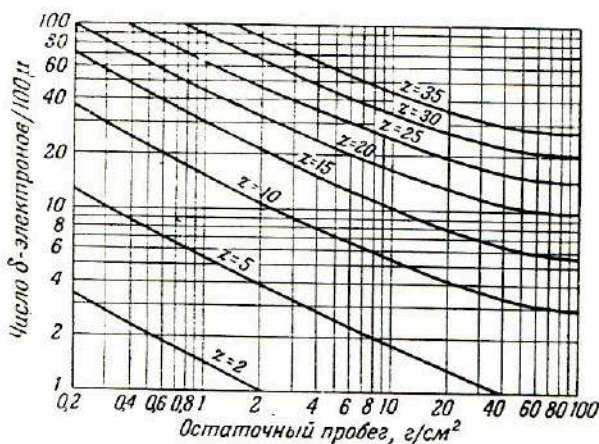


Рис. 2. Семейство кривых $n = f(R)$.

прямыми. Следовательно, мы можем написать следующую приближенную формулу:

$$\lg n = a(Z) - b \lg R,$$

где $a(Z)$ есть член, зависящий от Z . Из приведенных на графике различных кривых получаем следующие значения b :

Z	5	10	15	20	25
b	0,46	0,45	0,45	0,47	0,46,

откуда для среднего значения b получаем:

$$b = 0,46.$$

Максимальное отклонение, полученное из этих измерений, составляет около 20%.

Авторы предположили, что функция $a(Z)$ имеет вид

$$a(Z) = \lg \{ a_0 Z^p \}.$$

Для определения a_0 и p следует при постоянном значении R найти по графику рис. 2 два значения n_1 и n_2 , соответствующие двум значениям Z_1 и Z_2 .

Тогда получим

$$p = \frac{\lg n_2 - \lg n_1}{\lg Z_2 - \lg Z_1}.$$

Были выбраны значения $R = 0,5, 2, 10$ г/см², $Z_1 = 5$ и $Z_2 = 25$. Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1

$R, \text{г/см}^2$	0,5	2	10
$Z_1 = 5$	$n_1 = 7,6$	$n_1 = 3,9$	$n_1 = 1,85$
$Z_2 = 25$	$n_2 = 86$	$n_2 = 47$	$n_2 = 24,5$
p	1,51	1,55	1,66

Для среднего значения p получаем из табл. 1

$$p = 1,54.$$

Зная b и p , можно простой подстановкой определить постоянную a_0 :

$$a_0 = \frac{nR^b}{Z^p},$$

откуда

$$a_0 = 0,45.$$

Наконец для плотности n , т. е. числа δ -электронов на 100 р следа, получаем приближенную формулу

$$n = 0,45Z^{1,54}R^{-0,46}. \quad (9)$$

Показатели степени при Z и R (в г/см²) должны быть независимы от экспериментальных условий при измерении, в то время как коэффициент $a_0 = 0,45$, так же как коэффициент K в формуле (4), зависит от способа подсчета δ -электронов.

Проверка. Авторы проверили пригодность формулы (9), воспользовавшись следами первичных тяжелых ядер с достаточно большим остаточным пробегом. Таким образом, можно было сравнить измеренные значения n с вычисленными по формуле (9). Рассмотрим случай частицы с зарядом $Z = 21 \pm 1$ и остаточным пробегом $R = 10$ г/см², вдоль которого было сосчитано число δ -электронов на каждом отрезке пробега, соответствующем 1,25 г/см². Результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2

Вычисленная и измеренная плотность δ -электронов (на 100 μ)

$R, \text{г/см}^2$	1,25	2,5	3,75	5,0	
Измеренная плотность	$42,5 \pm 2,1$	$30,2 \pm 2,1$	$25,4 \pm 2,8$	$23,8 \pm 3,1$	
Вычисленная плотность {	$Z=20 \dots$	39,4	29,8	24,7	21,6
	$Z=21 \dots$	41,3	32,1	26,6	23,4
	$Z=22 \dots$	44,5	34,5	28,6	25,1

$R, \text{г/см}^2$	6,25	7,5	8,75	10	
Измеренная плотность	$22,4 \pm 1,4$	$21,2 \pm 2,1$	$18,7 \pm 1,6$	$17,5 \pm 1,4$	
Вычисленная плотность {	$Z=20 \dots$	19,4	17,8	16,6	15,6
	$Z=21 \dots$	21,1	19,4	18,1	16,9
	$Z=22 \dots$	22,6	20,8	19,4	18,2

Указанные в таблице погрешности обусловлены колебаниями измерений.

Из табл. 2 видно, что значения n , вычисленные по формуле (9) для $Z=20$ и 22 , систематически лежат ниже или выше измеренных значений и что значения n для $Z=21$ удовлетворительно согласуются с экспериментом.

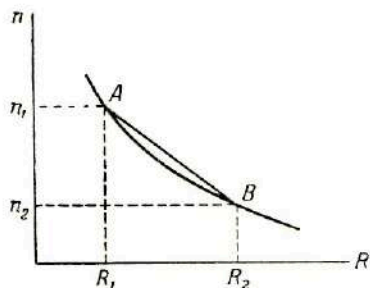


Рис. 3. Вычисление остаточного пробега.

Применение. Формула (9) позволяет определить приближенное значение Z какой-либо частицы, если известны плотность n δ -электронов (т. е. число их на 100 μ следа) и остаточный пробег R . Для этого необходимо, чтобы пробег R был достаточно велик, т. е. соответствующее значение β превышало β_0 . Последнее

условие, несомненно, выполняется, если пробег R превышает несколько сот микрон.

В случае, когда пробег не оканчивается в эмульсии, что обычно наблюдается для первичных тяжелых ядер космических лучей,

Этот метод все еще может быть применен, но с некоторыми видоизменениями. Необходимым условием этого является достаточная длина следа, так чтобы от его начала до конца наблюдалось значительное изменение плотности δ -электронов.

Обозначим через $AB = \Delta R$ длину следа и через n_1 и n_2 ($< n_1$) плотность δ -электронов на его концах A и B . Если R_1 и R_2 ($> R_1$) — остаточные пробеги, соответствующие A и B , то

$$\Delta R_1 = R_2 - R_1, \quad \Delta n_1 = n_2 - n_1.$$

Из формулы

$$n = aZ^p R^{-b}$$

получаем

$$\frac{\Delta n_1}{n_1} = -b \frac{\Delta R_1}{R_1},$$

откуда, выбирая такой интервал ($R_1 R_2$), чтобы дугу AB кривой можно было приравнять хорде (рис. 3), получаем

$$R_1 = b \frac{\Delta R_1}{n_1 - n_2}. \quad (10)$$

Определив таким способом остаточный пробег R_1 , можно далее определить Z по только что описанному методу.

Метод сужения следа. Во всех предыдущих рассуждениях по существу предполагалось, что заряд частицы остается постоянным вдоль всего следа. Этот заряд равен заряду ядра, лишённого орбитальных электронов. Это верно, пока скорость частицы достаточно велика, приблизительно в 20 раз больше скорости электрона в атоме водорода, равной $\frac{2\pi e^2}{h} = 10^8$ см/сек. Однако, после того как скорость падает ниже этого значения, ядро начинает захватывать орбитальные электроны, что ведет к уменьшению его эффективного заряда и, следовательно, к уменьшению ионизации вдоль последнего участка пробега. В результате происходит сужение следа (рис. 4).

Длина L остаточного пробега, с которой начинается сужение, существенно зависит от природы рассматриваемой частицы. В принципе возможно определить заряд Z ядра по длине суже-



Рис. 4. Сужение следа к концу пробега.

ния L . Зависимость между L и Z была теоретически установлена Фриером с сотрудниками [3], которые исходили из гипотезы Бора о планетарной модели атома. На рис. 7 показаны результаты их вычислений. Из рисунка следует, что длина сужения L в первом приближении пропорциональна квадрату Z (теоретическая кривая получена Фриером с сотрудниками с помощью ряда упрощающих предположений). Если выразить L в микронах, то

$$L \approx \frac{1}{2} Z^2; \quad (11)$$

значение L может быть определено опытным путем по графику, представляющему зависимость диаметра d следа от остаточного

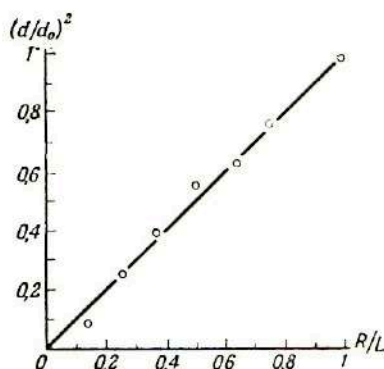
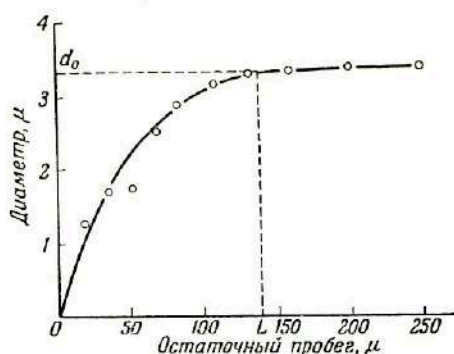


Рис. 5. Определение длины сужения.

Рис. 6. Зависимость $\left(\frac{d}{d_0}\right)^2$ от $\frac{R}{L}$.

пробега R . На рис. 5 изображен такой график для следа, показанного на рис. 4. Сначала d возрастает, а затем достигает постоянного значения d_0 . Длина, соответствующая началу горизонтального участка, дает значение L . Кроме того, правильность выбора L может быть проверена, исходя из того факта, что поперечное сечение сужающейся части следа линейно изменяется с остаточным пробегом:

$$\frac{d^2}{R} = \frac{d_0^2}{L}. \quad (12)$$

Эта зависимость позволяет установить значение L , если известен диаметр d_0 следа перед сужением (рис. 6).

Авторами было изучено сужение следов первичных тяжелых ядер [4]. Полученные результаты нанесены в виде крестиков на рис. 7. Можно видеть, что измеренная длина суженной части L

систематически превышает вычисленную длину. Это расхождение можно объяснить тем, что процесс захвата орбитальных электронов в действительности более сложен, чем это принимается в теории Бора.

В настоящее время число наблюдавшихся авторами оканчивающихся в эмульсии следов частиц с различным зарядом Z охватывает еще недостаточно большой интервал значений L и Z , чтобы можно было уточнить вид зависимости между L и Z ,

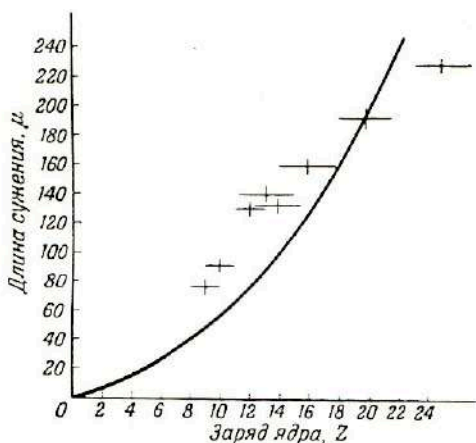


Рис. 7. Корреляция между длиной сужения L и зарядом Z ядра.

Кривая — теоретическая кривая Фриера и др.; кресты — экспериментальные точки.

но предварительные результаты, повидимому, указывают на существование линейной зависимости между этими величинами.

Остается уточнить вид функции, от которой зависит отношение d_0^2/L (12). Знание этой функции позволит определить заряд Z ядра с малым остаточным пробегом, возможно даже меньшим длины сужения и даже тогда, когда ядро не останавливается в эмульсии, поскольку в последнем случае достаточно измерить степень уменьшения сечения следа и вычислить из этого отношение d_0^2/L и отсюда приближенную величину заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hoang Tchang-Fong, диссертация, Paris, Masson, 1950.
2. Росси Б., УФН, 38, 222 (1949).
3. Frier, Loifgren, Oppenheimer, Phys. Rev., 74, 213, 1818 (1948).
4. Hoang Tchang-Fong, Morellet, Compt. rend., 231, 695 (1950).

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ В ЯДЕРНЫХ ПЛАСТИНКАХ

J. M. Blum, J. phys. radium, 12, No 9, 860—863 (1951).

Введение. Автор предпринял исследование фотоэлектронов, испущенных в фотографических пластинках под действием монохроматических рентгеновских лучей. Этот новый, фотографический метод должен дополнить результаты, уже полученные с большим трудом при помощи камеры Вильсона.

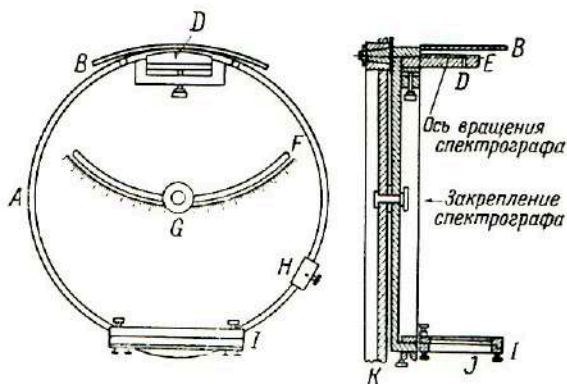


Рис. 1. Рентгеновский спектрограф с изогнутым кристаллом, работающий на пропускание (принципиальная схема прибора [2]).

Слева — горизонтальная проекция, справа — вертикальная проекция (разрез по DG). А — фокальный круг; В — свинцовый экран; D — неподвижный держатель кристалла; E — кристаллическая пластинка; F — шкала, показывающая положение спектрографа; H — визир со штифтом для регулировки; I — подвижная съемная фотографическая кассета; J — фотопластинка; K — стол для прибора.

Изучение фотоэлектронов в настоящее время облегчается тем, что за последние годы в области изготовления и обработки специальных ядерных фотографических пластинок сделаны значительные успехи. Действительно, в настоящее время имеются эмульсии, способные зарегистрировать в виде цепочки зерен серебра ионизирующую частицу любой массы и весьма малой энергии. Кроме того, сейчас есть способы «стирать» с пластинок, т. е. удалять все скрытые следы, зарегистрированные пластинкой до момента ее использования [1].

Экспериментальная установка. Для получения абсолютно монохроматического возбуждающего излучения был использован спектрограф с изогнутым кристаллом системы Кошуа [2] (рис. 1), работающий на прохождение. Спектрограф был расположен перед окном переносной рентгеновской трубки, находящейся под напряжением 125 кВ при анодном токе 15 мА. Ядерные пластинки облучались в кассете для обычных пластинок. Пластины проявлялись немедленно после облучения в амидоловом проявителе методом температурного проявления [3]. Микроскопическое исследование пластинок производилось при весьма большом увеличении (порядка 2 500—3 000).

Во время указанных операций приходилось соблюдать известные предосторожности. При облучении рентгеновскими лучами следовало тщательно избегать рассеянного излучения, а также лучей с кратной длиной волны, отражавшихся под тем же брегговским углом. Для этой цели служили свинцовые диафрагмы и фильтры. Длительность облучения приходилось выбирать на опыте с довольно большой точностью, так как если оно было слишком мало, то нельзя было с достаточной надежностью различить спектральную линию, а если слишком велико, то было невозможно разобраться в переплетении следов.

Теоретические соображения. Если энергия падающего кванта рентгеновских лучей равна $h\nu_x$, то первичные фотоэлектроны будут обладать кинетической энергией $E_i = h\nu_x - h\nu_i$, где $h\nu_i$ — энергия, необходимая для удаления электрона из i -той оболочки одного из атомов, образующих эмульсию. Следовательно, при одной строго определенной энергии падающего кванта можно получить целый спектр энергий фотоэлектронов. Фактически автору удалось различить только 5 групп фотоэлектронов: 4 группы фотоэлектронов, вырванных из K - и L -оболочек брома и серебра, и пятая группа, состоящая из электронов, вырванных из наружных оболочек этих двух элементов, из различных оболочек легких элементов, образующих желатину, или из уровней проводимости.

Существуют еще вторичные электроны, обычно называемые фотоэлектронами Оже [4]. Эти электроны возникают в результате безизлучательного внутреннего перераспределения энергии возбужденного атома, ведущего к испусканию фотоэлектрона.

Рассмотрим конкретный пример. Если фотоэлектрон освобождается из K -оболочки, то электрон из оболочки L_1 может в этот момент заполнить освободившееся место. Излучательный переход $L_1 - K$ запрещен, но энергия $h\nu_K - h\nu_{L_1}$ может быть затрачена на освобождение третьего электрона, например M_{III} -электрона, который покинет атом с энергией $h\nu_K - h\nu_{L_1} - h\nu_{M_{III}}$.

Различные возможные комбинации дают группы фотоэлектронов Оже с энергиями, лежащими между

$$\begin{aligned} h\nu_K - h\nu_{L_I} - \varepsilon \quad \text{и} \quad h\nu_K - 2h\nu_{L_I}, \\ h\nu_{L_I} - h\nu_{L_{II}} - \varepsilon \quad \text{и} \quad h\nu_{L_I} - 2h\nu_{M_I}, \\ \dots \dots \dots \end{aligned}$$

где ε — энергия удаления электрона из наружной оболочки.

Энергия $h\nu_i - h\nu_j$, освобожденная в результате указанного перераспределения, может также выделиться в виде фотона флуоресценции. Этот фотон может снова поглотиться соседним атомом с испусканием другого фотоэлектрона; вероятность такого явления мала [6].

Результаты. Полученные результаты можно разбить на три группы: построение кривой пробег — энергия для фотоэлектронов, определение выхода фотоэлектронов и определение числа зерен вдоль следов фотоэлектронов.

Для построения кривой пробег — энергия автор исследовал фотоэлектроны, вырванные следующими монохроматическими лучами: $K_{\alpha_1-\alpha_2}$ - и K_{β_1} -линиями серебра [7], K_{α_1} - и K_{β_1} -линиями молибдена для пластинок Кодак NT2a и K_{α_1} -линией вольфрама для пластинок Ильфорт G5.

Таблица 1

Сводка экспериментальных результатов

Источник	$h\nu_{\text{оп}},$ кэв	Число следов	Возбужденная оболочка	$E, \text{кэв}$	L, μ	Доля следов отдельных групп фотоэлектронов		σ	Разность
						экспериментальная	вычисленная		
Ag $K_{\alpha_1-\alpha_2}$	22	122	Вг K	8,5	2,2	—	—	—	—
			Ag L	18,5	3,7	—	—	—	—
			Внешняя	20,5—22	6,6	—	—	—	—
Ag K_{β_1}	25	68	Вг K	11,5	2,9	—	—	—	—
			Ag L	21,5	4,7	—	—	—	—
			Внешняя	23,5—25	—	—	—	—	—
Mo K_{γ_2}	17,5	106	Ag L	14	1,8	—	—	—	—
			Внешняя	16—17,5	3,5	—	—	—	—
Mo K_{β_1}	19,5	172	Ag L	16	3,2	—	—	—	—
			Внешняя	18—19,5	5,9	—	—	—	—
W K_{α_2}	59	1836	Ag K	33,5	7,4	64,5	67,2	2	-2,3
			Вг K	45,5	12	18,2	18,9	1,6	-0,7
			Ag L	55,5	16,2	11,0	9,1	1,5	+1,9
			Вг L	57,5	19,2	4,0	2,5	1	+1,5
			Внешняя	59	22	2,2	2,6	1	-0,4

Результаты сведены в таблицу, в которой указаны длины следов фотоэлектронов различной энергии для разных возбуждающих линий. Указанные длины следов являются истинными длинами, вычисленными с учетом усадки желатины и отношения проекции пробега к среднему пробегу, равному 0,82 [5]. Учет этих факторов дает для отношения истинной длины следа к измеренной коэффициент 1,47. На рис. 2 изображена зависимость между истинным пробегом и энергией фотоэлектронов. На этот же график нанесены результаты, полученные Заяц и Россом [8],

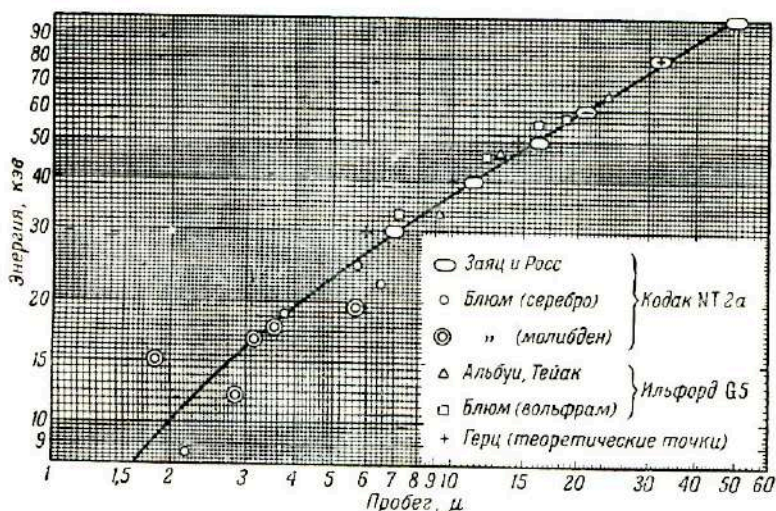


Рис. 2. Кривая пробег — энергия для электронов.

Альбуи и Тейак [9], а также значения, вычисленные Герцом [10]. Можно видеть, что между 30 и 100 кэВ кривая практически совпадает с прямой, представляемой уравнением

$$0,60 \lg L = \lg E - 1,$$

где длина L выражена в микронах, а энергия E — в килоэлектронвольтах.

Можно принять, что положение отдельных точек определено с точностью $\pm 0,5 \mu$.

При изучении выхода фотоэлектронов был соблюден ряд предосторожностей во время облучения пластинок. Использовалась свежесполитая пластинка, которая облучалась немедленно после удаления уже имевшегося в ней фона. Пластинка подвергалась действию лучей K_{α} вольфрама, которые фильтровались через олово, чтобы исключить лучи с удвоенной длиной волны

(отражение первого порядка) и пропустить лучи от отражения второго порядка. Пластинка проявлялась в строго постоянных условиях по методу температурного цикла. На этой пластинке было измерено 826 следов. На рис. 3 изображена кривая распределения следов по пробегам (число следов как функция их длины); эту кривую можно разложить на 5 компонент, подчиняющихся закону распределения Гаусса. Отношения площадей различных кривых приведены в таблице (графа «Доля следов отдельных групп фотоэлектронов»). В предпоследней графе указаны средние квадратичные отклонения составляющих кривых, а в последней графе — разница между экспериментальными

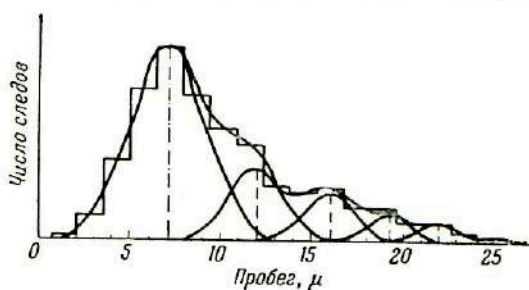


Рис. 3. Кривая распределения следов частиц по пробегам.

Пластины Ильфолд G5; линии вольфрама K_{α_2} .

и вычисленными значениями доли отдельных групп [11]; вычисленные значения получены с учетом ошибки из-за присутствия фотоэлектронов, освобожденных в результате поглощения излучения флуоресценции. Из таблицы следует, что между теоретическими и опытными данными наблюдается весьма хорошее согласие.

Кроме того, автор нашел, что 10,5% следов созданы электронами Оже; это значение также согласуется с теорией.

Было измерено также число зерен серебра, образующих следы в пластинках Ильфолд G5. Оказалось, что между 3 и 15 μ число зерен равно длине следов, выраженной в микронах.

Выводы. Изложены основы метода, позволяющего исследовать некоторые свойства фотоэлектронов, которые лишь с большим трудом можно было бы изучить при помощи камеры Вильсона. Построена кривая пробег — энергия для электронов в ядерных пластинках, которая может оказаться весьма полезной для исследователей β -радиоактивности.

В настоящее время продолжается исследование угловой корреляции между фотоэлектронами, освобожденными монохрома-

тическими рентгеновскими лучами. Измерения затрудняются небольшой длиной электронных следов; так как электроны покидают атом с весьма малой скоростью, то следы сильно искривлены.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альбуи Г., Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательский центр, 1952, статья 24.
2. Cauchois Y., диссертация, Ann. de physique, **11**, 315 (1934); Hulthbeil H., Cauchois Y., Disq. Mat. Phys., **1**, 142 (1940).
3. Dilworth C. C., Occhiafini G., Vermaesen L., Bull. centre phys. nucl., Bruxelles.
4. Auger P., J. phys. radium, **6**, 205 (1925).
5. Tsien S. T., Marty C., Dreyfus B., J. phys. radium, **8**, 269 (1947).
6. Tellez-Plasencia H., Theron P., Sci. ind. photogr., **10**, 361 (1950).
7. Blum J. M., Compt. rend., **228**, 918 (1949).
8. Zajac B., Ross M. A. S., Nature, **164**, 311 (1949).
9. Albouy G., Faraggi H., Riou M., Teillac J., Compt. rend., **229**, 435 (1949); Albouy G., Teillac J., Compt. rend., **230**, 945 (1950); **232**, 326 (1951).
10. Hertz R. H., Phys. Rev., **75**, 478 (1949).
11. Tellez-Plasencia H., J. phys. radium, **10**, 14 (1949).

Э. Титтертон и М. Холл

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЗЫ НЕЙТРОНОВ ФОТОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

E. W. Titterton, M. E. Hall, Brit. J. Radiol., **23**, No 272, 465—471 (1950).

§ 1. Введение

В связи с возможностью получения в будущем энергии на установках, основанных на цепных ядерных реакциях, и с широким размахом научно-исследовательских работ с применением крупных ядерных реакторов вопрос о защите обслуживающего персонала от вредного действия различных излучений приобрел основное значение. Дискуссия на конференции в Кембридже [1] показала, что наши сведения о максимально-допустимой дозе в некоторых случаях недостаточно надежны [2]. Это относится к дозиметрии как медленных, так и быстрых нейтронов. Целью настоящего сообщения является рассмотрение этого вопроса.

К сравнительно небольшому числу лиц, подвергающихся в настоящее время действию нейтронов, относится главным образом обслуживающий персонал ядерных реакторов и ускорителей различных типов. Помимо защиты обслуживающего персонала от вредного действия нейтронов, для более строгого

определения максимально-допустимой (толерантной) дозы необходимо уметь точно определять дозу медленных и быстрых нейтронов, полученных этими лицами за их рабочее время. Ввиду этого уже давно в США, а затем в Канаде и Англии было налажено регулярное измерение дозы нейтронов в целях охраны здоровья обслуживающего персонала.

Помимо измерения плотности нейтронных потоков в определенных местах рабочего помещения, — что может быть выполнено при помощи стационарной аппаратуры, какой бы громоздкой она ни была, — желательно снабдить обслуживающий персонал компактным и легким прибором, который все время находился бы при работающем и регистрировал суммарную дозу попавших в него нейтронов. Для этого существует несколько технических возможностей. Если обычную пленку, давно уже применявшуюся для дозиметрии рентгеновских и γ -лучей, покрыть тонкой пластинкой кадмия, то она будет регистрировать γ -лучи, возникающие при захвате медленных нейтронов кадмием. Результаты применения такого метода описаны в литературе [3]. К сожалению, этот метод не легко применить для обнаружения быстрых нейтронов, и его точность недостаточно велика. Другая возможность состоит в применении наперстковых ионизационных камер системы Викторийна или Килькета, покрытых изнутри бором или литием. В настоящей работе показано, что применение правильно загруженной ядерной эмульсии является удобным, точным и экономичным методом измерения нейтронных доз даже в присутствии сильного фона от γ -лучей.

§ 2. Применение ядерных эмульсий

Усовершенствование методики обнаружения заряженных частиц при помощи фотографических пластинок [4] позволило измерять поток нейтронов путем использования эмульсий, загруженных (наполненных) определенным количеством подходящего элемента с известным эффективным сечением захвата. В результате удалось разработать портативный прибор [5], непрерывно регистрирующий и суммирующий нейтронные дозы, полученные обслуживающим персоналом за весь период облучения. Кроме того, используемые фотопластинки нечувствительны к γ -лучам, если только их интенсивность не слишком превышает максимально-допустимое значение. Однако наряду с указанными преимуществами следует указать на некоторые недостатки. При максимально-допустимых интенсивностях нейтронных потоков, принятых в Англии (табл. 1), и при существующих видах наполнителей эмульсий методика требует подсчитывать следы индивидуальных частиц в эмульсии при помощи микроскопа с большим увеличением. В случае медленных нейтронов густота

следов такова, что эта задача сравнительно проста, но в случае быстрых нейтронов низкие эффективные сечения захвата и малая величина максимально-допустимой дозы увеличивают трудности. Все же опыты показывают, что этот метод является наиболее многообещающим; его применяют в небольшом масштабе в Харвелле.

Таблица 1

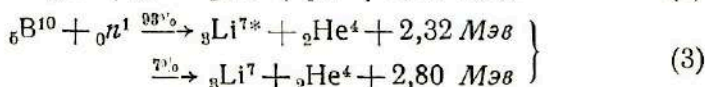
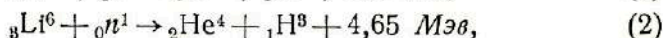
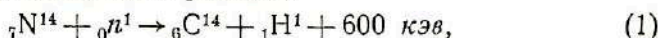
Временные максимально-допустимые дозы нейтронов

Энергия	Максимально-допустимая доза
Тепловые . . .	2 500
0,5 Мэв . . .	80
2—20 Мэв . . .	40

} нейтронов на 1 см²·сек
} за 8-часовой рабочий день

§ 3. Дозиметрия медленных нейтронов

4,3% всех атомов ядерной эмульсии Иلفорд С2 составляют атомы азота. Фирме удалось ввести в эмульсию соли лития и бора без ухудшения ее фотографических или механических свойств. Под действием медленных нейтронов в эмульсии могут происходить три следующие реакции:



Микрофотографии следов частиц, испущенных при каждой из этих реакций, изображены на рис. 1 (см. ниже вклейку). Они демонстрируют высокое качество эмульсий с наполнителями. Увеличение во всех случаях одинаково. Сравнение относительных плотностей следов, вычисленных из свойств и концентраций элементов наполнителей эмульсий Иلفорд С2, приведено в табл. 2, данные которой относятся к нормальному изотопному составу элементов. Использование эмульсий, наполненных чистыми изотопами Li⁶ и B¹⁰, позволяет увеличить плотность следов, соответственно в 13 и 5 раз, т. е. во столько же раз повысить чувствительность. Однако описанные опыты показывают, что и с элементами природного изотопного состава чувствительность достаточна. На рис. 2 изображены экспериментальные кривые распределения следов частиц по пробегам для трех реакций (при построении кривых учтены следы всех частиц).

Таблица 2

Относительные выходы реакций, происходящих под действием медленных нейтронов на элементы нормального изотопного состава

Реакция	Концентрация элемента наплывателя, г/см ³	Эффективное сечение, 10 ⁻²⁴ см	Относительная плотность следов	Длина следов, μ	Природа частиц
N ¹⁴ (n, p) C ¹⁴	0.067	1,7	1	6	Протон α-частица и тритон
Li ⁶ (n, α) H ³	0.016	65	18,4	42	
B ¹⁰ (n, α) Li ⁷	0.023	700	183	8	α-частица

Опыты по использованию реакции (1) показали [6], что если в эмульсиях Истмэн «мелкозернистая-α» подсчитывались все протонные следы, состоящие более чем из трех зерен, то чувствительность была равна 1 следу протона на $3 \cdot 10^5$ падающих тепловых нейтронов. Микрофотография на рис. 1, а и кривая распределения *I* на рис. 2 показывают, что в эмульсиях Ильфорд С2

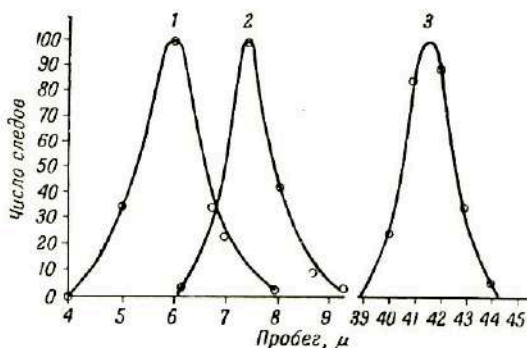


Рис. 2. Кривые распределения пробегов частиц из реакций:

1 — N¹⁴ (n, p) C¹⁴; 2 — Li⁶ (n, α) H³; 3 — B¹⁰ (n, α) Li⁷.

следы протонов представляют непрерывные цепочки зерен; средняя величина пробега равна 6 μ. Опыты авторов настоящей работы показали, что для получения 1 следа протона требуется $4 \cdot 10^4$ тепловых нейтронов.

Когда появились эмульсии, загруженные литием и бором, было высказано предположение, что, используя реакции (2) и (3), можно будет еще больше повысить чувствительность фотографического метода обнаружения нейтронов [7, 8]. Вследствие повышенного эффективного сечения этих реакций (табл. 2) значительно увеличивается выход следов на данную дозу ней-



Рис. 1. Следы частиц из реакций:

$a - \text{Ni} (n, p) \text{C}^{14}$; $б - \text{Li}^3 (n, \alpha) \text{H}^2$; $в - \text{V}^{51} (n, \alpha) \text{Li}^7$.

Все микрофотографии получены при одинаковом увеличении. Ввиду ограниченной глубины фокуса микроскопа отдельные следы, идущие в глубь эмульсии, выходят из фокальной плоскости.

тронов. Кроме того, большая длина следов (см. рис. 2) и большая плотность следов α -частиц, возникающих в каждой из этих двух реакций, улучшает различимость следов, особенно при наличии фона от γ -лучей. При реакции (2) испускаются α -частица и тритон, движущиеся в противоположных направлениях и образующие составной след со средней длиной 42 μ . При реакции (3) возникают α -частицы с двумя разными энергиями, так как в 93% элементарных актов образуется возбужденное ядро Li^{7*} с избыточной энергией 480 кэв. Однако более длинные следы α -частиц, присутствующие в количестве 7% общего числа, не могут быть отличены от более коротких; они просто вызывают слабое расширение кривой распределения пробегов со стороны высоких энергий.

Калибровка пластинок. Для этих опытов были использованы пластинки Ильффорд С2, размером $3,75 \times 2,5$ см со слоем толщиной 50 μ . Сравнительно тонкослойные эмульсии были выбраны во избежание осложнений, связанных с процессом проявления толстослойных эмульсий [4].

Таблица 3

Калибровка пластинок. Толщина эмульсионного слоя 50 μ . Экспозиция равна одной двухнедельной максимально-допустимой дозе — $7,2 \cdot 10^3$ нейтронов на 1 см²

Элемент — на- полнитель эмульсии	Средняя измеренная плотность следов (число следов/10 ⁻⁴ см ²)	Вычисленная плот- ность следов (число следов/10 ⁻⁴ см ²)
Бор	332	320
Литий	28	32,2
Азот	1,8	1,76

Каждую партию пластинок, полученных от фирмы, калибровали путем облучения контрольных образцов пластинок пучком тепловых нейтронов в экспериментальном ядерном реакторе. Этот пучок предварительно измеряли методом индиевых фольг. Типичные результаты приведены в табл. 3, где измеренные плотности следов в пластинках одной партии, облученных в течение двух недель (80 час.) в пучке нейтронов, соответствующем максимально-допустимой дозе, сравниваются с плотностями, вычисленными по данным фирмы Ильфورد для состава загруженных эмульсий. Согласно обоим рядам данных довольно удовлетворительно. Опыты показали, что колебания в результатах калибровки от партии к партии составляют $\pm 5\%$ для борных и $\pm 10\%$ для литиевых пластинок. Кроме того, оказалось, что тол-

щина эмульсионного слоя изменяется от пластинки к пластинке данной партии и в меньшей степени от одного участка к другому одной и той же пластинки. Колебания толщины достигали 10%, что требовало внесения поправок на основе измерений толщины обработанного эмульсионного слоя. В результате обработки происходила усадка эмульсионного слоя в 2,5—3 раза, в зависимости от загрузочного вещества, так что слой толщиной в 50 μ превращался в слой толщиной 18—20 μ (в сухом состоянии). Толщину слоя определяли при помощи механизма тонкой наводки микроскопа: сначала фокусировали объектив на поверхность эмульсии, а затем на последние зерна в глубине эмульсии.

Эмульсии, загруженные бором, следует предпочесть эмульсиям, содержащим литий, так как они оказались более постоянными в отношении калибровки и толщины и давали большую плотность следов при данной экспозиции (что повышало статистическую точность). При работе с эмульсией, содержащей бор, можно было легко смешать следы протонов из азота желатины, созданных при реакции (1), и следы α -частиц из реакции (3). После небольшой практики различение этих следов достигалось без труда, так как след α -частицы был длиннее и плотнее следа протона. Во всяком случае, учитывая относительные выходы этих реакций, смешение следов не могло вызвать ошибки большей 0,5%.

Опыты с обслуживающим персоналом. Пластинки размером $3,75 \times 2,5$ см, пропитанные бором и литием и завернутые в черную бумагу, выдавались каждые две недели персоналу, работающему вблизи двух ядерных реакторов в Харвелле. В конце каждого двухнедельного периода пластинки собирали, обрабатывали и подсчитывали зарегистрированные следы. При малой плотности следов (меньше 10 на 10^{-4} см²) последние можно было подсчитывать непосредственно под бинокулярным микроскопом при помощи телефонного счетчика импульсов, с ключом Морзе. Для подсчета следов в случае большей их плотности был сконструирован простой проекционный микроскоп с сильным источником света, простым монокулярным микроскопом с сухим объективом $40 \times 0,65$ (площадь поля зрения $4 \cdot 10^{-4}$ см²) и иммерсионным объективом $95 \times 1,30$ (площадь поля зрения 10^{-4} см²). Призма, смонтированная на окуляре, отбрасывала на экран из матового стекла изображение размером $10 \times 12,5$ см. Наблюдатель отмечал положение каждого следа на экране карандашным штрихом. Точное фокусирующее устройство обеспечивало регистрацию каждого следа независимо от глубины его положения в эмульсии. Такая методика приносила существенную пользу при больших интенсивностях нейтронных потоков, так как она позволяла вторично проверить каждое поле

перед тем, как стеклянный экран извлекался и подсчитывалось число карандашных штрихов.

Облученные пластинки, содержащие бор, обычно рассматривали под объективом $95\times$ с полем зрения 10^{-4} см². Вследствие большей длины следов частиц из реакции (2) пластинки с литием было удобно рассматривать под объективом $40\times$ с полем зрения $4 \cdot 10^{-4}$ см². Из табл. 3 видно, что 80-часовое облучение при максимально-допустимой интенсивности нейтронного пучка дало 332 следа на одно поле зрения микроскопа (10^{-4} см²) в случае пластинки с бором и 112 следов ($4 \cdot 10^{-4}$ см²) в случае пластинки с литием. Следовательно, статистическая ошибка определения дозы в случае пластинки с литием меньше 6%, в случае пластинки с бором меньше 10%. Фактически, средние дозы, зарегистрированные в Харвелле за последние 6 месяцев, были меньше 0,1 максимально-допустимой дозы. Поэтому для получения достаточной статистической точности было принято за правило исследовать 50 полей зрения микроскопа. Эта работа могла быть сделана менее чем за 30 мин., т. е. один наблюдатель мог вести контроль двухнедельных доз тепловых нейтронов, полученных 100 лицами, а также обрабатывать пластинки, документировать результаты и вести картотеку пластинок. Двухнедельный период ношения пластинок был выбран в связи с тем, что за это время накапливалась достаточная для измерений плотность следов. В тех случаях, когда персонал подвергается воздействию более интенсивных пучков в течение короткого времени, пластинки можно проявлять чаще. Период ношения пластинок может превышать 2 недели, однако начиная с 6 недель возникают трудности, связанные с регрессией скрытого изображения в пластинках Ильффорд С2 [9]. Пропитка эмульсий бором повышает устойчивость скрытого изображения, что представляет дополнительное преимущество этих пластинок.

§ 4. Измерение быстрых нейтронов

Определение дозы быстрых нейтронов является более трудной задачей вследствие малого эффективного сечения захвата быстрых нейтронов и низкого значения максимально-допустимой дозы (см. табл. 1). Наиболее перспективными методами обнаружения являются методы наблюдения осколков деления под действием быстрых нейтронов и наблюдения протонов отдачи, выбитых нейтронами из атомов водорода фотографической эмульсии. Недостаток первого метода заключается в том, что ядра, подвергающиеся делению, радиоактивны, и поэтому необходимо исключить следы α -частиц путем десенсибилизации эмульсии, избирательного проявления [10], или использования нечувствительных эмульсий типа Ильффорд D1. Хотя были сделаны некоторые опыты

по применению метода деления, но основная часть работы была посвящена методу регистрации протонов отдачи, так как этот метод позволяет наблюдать следы протонов отдачи в эмульсиях, содержащих бор и литий, используемых для обнаружения медленных нейтронов. Этим самым устраняется необходимость во второй пластинке. Этому методу свойственны следующие недостатки.

1. Пробег протонов отдачи зависит от угла между направлением этого протона и направлением падающего нейтрона. Для моноэнергетического пучка нейтронов в эмульсии можно обнаружить любые пробеги протонов, от пробега, соответствующего максимальной энергии нейтрона, до нулевого пробега.

2. Эффективное сечение рассеяния нейтрона на протоне мало и быстро изменяется с энергией (рис. 3).

3. Содержание водорода в эмульсии изменяется с окружающей температурой и влажностью, что приводит к изменению чувствительности.

В опытах с быстрыми нейтронами эмульсия облучалась пучком нейтронов с энергией

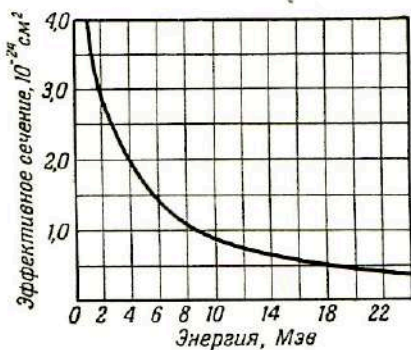


Рис. 3. Эффективное сечение рассеяния ($n-p$) как функция энергии.

Получено по литературным данным [11, 12].

2,5 Мэв. Нейтроны получались по реакции $D-D$ в генераторе на 200 кэв (в Харвелле). На рис. 4 изображена микрофотография участка эмульсии, получившей дозу в $4 \cdot 10^7$ нейтронов на 1 см^2 (т. е. в 3,4 раза большую двухнедельной максимально-допустимой дозы). Толщина эмульсии 50 μ .

Считая, что концентрация водорода в эмульсии в нормальных условиях равна $0,056 \text{ г/см}^3$ и что эффективное сечение реакции при 2,5 Мэв равно $2,75 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, находим вычислением, что на одном поле зрения ($4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$) для эмульсии толщиной 50 μ плотность следов при двухнедельной максимально-допустимой экспозиции будет равна 2,1 следа (всех возможных величин пробегов, от 0 до 56 μ). Измеренное значение согласуется с вычисленным с точностью $\pm 5\%$, т. е. довольно хорошо, поскольку абсолютный выход генератора известен не с большей точностью.

В отсутствие фона следов медленных нейтронов подсчитывают все следы протонов отдачи длиннее 5 μ (ниже этой величины существует опасность пропустить при счете следы с большим наклоном) и вводят поправку на пропуск коротких следов. В присутствии медленных нейтронов и при работе с эмульсиями, пропитанными бором, подсчитывают все следы протонов отдачи



Рис. 4. Следы протонов отдачи в эмульсии С2, получившей 3,5 двухнедельных максимально допустимых дозы нейтронов с энергией 2,5 Мэв.

Площадь полн зрения $4 \cdot 10^{-4}$ см². Некоторые следы не находятся в фокусе и выглядят нерезкими.

длиннее 10μ и вводят несколько большую поправку. На рис. 5 приведена кривая распределения пробегов протонов отдачи, выбитых моноэнергетическими нейтронами с энергией $2,5 \text{ Мэв}$, какие применялись в описанном выше опыте. Эту кривую авторы построили исходя из зависимости пробег — энергия для протонов [13] и из того факта, что при энергии нейтронов $2,5 \text{ Мэв}$ их рассеяние на протонах в координатах центра масс происходит изотропно. Пропуск следов короче 5μ требует введения поправочного множителя, равного отношению площади $ABDC$ к $ABFE$, т. е. 1,22. Подобным образом во втором случае, где пропускаются все следы короче 10μ , поправочный множитель равен 1,45.

Описанные опыты показывают, что метод фотографирования протонов отдачи позволяет определить дозу моноэнергетических быстрых нейтронов с любой желательной статистической точностью. Во многих практических случаях нейтроны являются почти моноэнергетическими, и тогда можно использовать соответствующее значение эффективного сечения. В других случаях, например в случае ядерных реакторов, Ra—Be-источников и т. д., приходится иметь дело с быстрыми нейтронами с весьма различными энергиями, и количественное определение дозы может быть произведено лишь в результате тщательного исследования в каждом отдельном случае. В этих случаях приходится применять качественные методы.

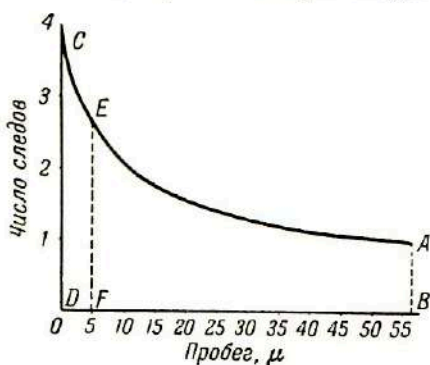


Рис. 5. Распределение пробегов протонов отдачи в эмульсии, облученной нейтронами с энергией $2,5 \text{ Мэв}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. McFarlane A. S., Nature, **162**, 480 (1948).
2. Capron, Faes, Tavernier, Nature, **163**, 129 (1949).
3. Dessauer, Леннох, А. Е. С. Д., 2278 (1948).
4. Поуэлл, Оккиалини, УФН, **35**, вып. 2 и 3, 213, 384 (1948).
5. Titterton E. W., Nature, **163**, 990 (1949).
6. Cheka J. S., Phys. Rev., **71**, 836 (1947).
7. Shapiro, Barnes, Phys. Rev., **73**, 1243 (1948).
8. Titterton E. W., A. E. R. E. Report, 1948, G/R, p. 240.
9. Альбуи, Фарагги, Фотографический метод в ядерной физике, сб., Издательство, 1952, статья 16.
10. Stevens G. W. W., Nature, **162**, 526 (1948).
11. Kittel, Breit, Phys. Rev., **56**, 744 (1939).
12. Sleator, Phys. Rev., **72**, 207 (1947).
13. Cüer, Lattes, Fowler, Proc. Phys. Soc., **59**, 883 (1947).

Х. Симонс

ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИИ
ДЛЯ ДОЗИМЕТРИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

H. A. V. Simons, Nature, 168, No 4280, 835—836 (1951).

Применение ядерных эмульсий для измерения доз быстрых нейтронов описано Титтертоном*. В настоящем сообщении описывается использование этой методики для измерения поглощенной энергии в веществе, содержащем водород и облученном быстрыми нейтронами.

Важным в биологическом отношении фактором при облучении живого организма является количество энергии, поглощенной средой из первичных или вторичных ионизирующих частиц. Митчеллом [1] было показано теоретически, что при облучении ткани быстрыми нейтронами с энергиями между 0,5 и 5 Мэв 90% всей поглощенной энергии представляет энергия упруго рассеянных протонов. Эти протоны отдачи можно наблюдать, а их пробеги измерить в ядерных эмульсиях, облученных быстрыми нейтронами. Исходя из предположения, что отношение энергии, поглощенной единицей объема эмульсии, к энергии, поглощенной единицей объема ткани, равно отношению концентрации атомов водорода в этих двух средах, можно определить количество энергии, поглощенной тканью.

Пластинки Ильффорд С2 с номинальной толщиной слоя 400 μ облучались в пучке нейтронов, полученных по реакции D—D на электростатическом генераторе; максимум энергетического спектра нейтронов был равен 5 Мэв. Поглощение энергии в объеме эмульсии, ограниченном прямоугольным параллелепипедом, определялось путем измерения пробегов всех протонных следов, наблюдаемых в этом объеме, и определения энергии протонов по кривой пробег — энергия для этой эмульсии [2]. Пограничные эффекты учитывались путем просмотра объема эмульсии, со всех сторон окруженного эмульсионным слоем толщиной, превышающей максимальный пробег протона. Это осуществлялось путем просмотра слоя эмульсии между двумя плоскостями, параллельными свободной поверхности эмульсии и находящимися на расстоянии 100 μ от верхней и соответственно от нижней поверхностей эмульсии.

Измерялись не только следы, целиком находящиеся в данном параллелепипеде, но и отрезки следов, расположенные внутри просматриваемого объема и пересекающие горизонталь-

* См. статью 41, стр. 377.

ные границы параллелепипеда. Для определения количества энергии, полученной у протона, возникающего в данном объеме и выходящего за его пределы, необходимо измерить как полную длину следа, так и длину заключенного в данном объеме отрезка. Количество энергии, переданной данному объему протоном на внутренней части пробега, вычисляется как разность энергии, затраченной на всем пробеге, и энергии, затраченной на наружной части пробега.

Так как в этой области энергий рассеяние нейтронов на протонах изотропно в координатах центра масс, то протоны отдачи всех значений, от нуля до энергии падающего нейтрона, испускаются с одинаковой вероятностью. Следы протонов малой энергии трудно обнаружить и измерить, особенно если они образуют большой угол с поверхностью эмульсии. Однако энергия, переданная среде протонами с энергией, меньшей некоторого произвольного значения E_1 , может быть учтена в виде поправки к измеренному полному количеству поглощенной энергии. Эта поправка мала и для моноэнергетических нейтронов с энергией E_0 равна $E_0^2 / (E_0^2 - E_1^2)$. Для эмульсии С2 и минимальной длины следа 4 μ (отвечающей энергии $E_1 = 0,40$ Мэв) поправка будет меньше 5%, если E_0 больше 2 Мэв.

Поправка для сложного спектра нейтронов может быть вычислена, если известно распределение энергии по спектру.

Просмотр 250 полей зрения в типичной пластинке дал 851 полный след протонов с энергией больше 0,4 Мэв и 41 неполный след в объеме, соответствующем 0,493 мм³ необработанной эмульсии. Полное количество энергии, рассеянной в этом объеме, найдено равным $1,37 \cdot 10^3$ Мэв. Энергетический спектр нейтронов был определен при помощи пластинки Ильффорд С2 со слоем 200 μ , которая облучалась одновременно и в том же положении, что и основная пластинка со слоем 400 μ . Анализ следов производился стандартным методом измерения пробега протонов, рассеянных в направлении пучка нейтронов [3]. Вычисленная из этого спектра поправка на протоны с энергией меньше 0,40 Мэв равна 4%. Отсюда полное количество рассеянной энергии равно 4,60 эрг на 1 см³ эмульсии. Считая, что плотность ткани равна 1, что весовое содержание водорода в ней составляет 11% и что эмульсия С2 содержит обычное количество водорода — 0,056 г/см³*, находим вычислением, что эквивалентная тканевая доза равна 9,04 эрг/г, или 0,11 рэkv (физический эквивалент рентгена).

Опыты показывают, что описанный метод пригоден для определения количества поглощенной энергии быстрых нейтронов до дозы в 0,2 рэkv. Более значительные дозы создают повышенные

* См. статью 41, стр. 377.

плотности следов, затрудняющие наблюдение под микроскопом. В настоящее время проводятся опыты по сравнению результатов этого метода с результатами метода ионизационной камеры [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Mitchell J. S., Brit. J. Rad., **20**, 177 (1947).
2. Rotblat J., Nature, **167**, 550 (1951).
3. Richards H. T., Phys. Rev., **59**, 796 (1941).
4. Aebersold P. C., Anslow G. A., Phys. Rev., **69**, 1 (1946).

43

А. Эрто и П. Залеский

ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ПОМОЩИ РАДИОАВТОГРАФИРОВАНИЯ ДЕТЕКТОРНОГО СЛОЯ
МЕТАЛЛА

A. Ertaud, P. Zaleski, Compt. rend., **234**, No 20, 1969—1971 (1952).

Принцип предлагаемого метода весьма прост: в исследуемый участок пространства помещают тонкую пленку из соответствующего металла (золото, серебро, марганец и т. д.), служащего детектором нейтронов. После облучения детектор налагают на мелкозернистую эмульсию. Плотность почернения, созданную β -лучами * активированного детектора, измеряют на микроденситометре [1]. Если работать в области пропорциональной зависимости между почернением пленки и экспозицией, то плотность почернения в каждой точке пленки будет пропорциональна потоку нейтронов в этой точке (рис. 1).

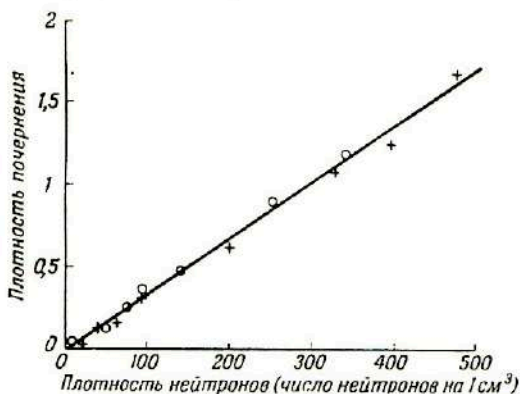
Основное достоинство этого метода заключается в том, что он позволяет получить значительно большую разрешающую способность, чем другие методы (счетчик Гейгера — Мюллера, ионизационная камера с бором и т. д.).

Блау с сотрудниками [2] исследовали метод измерения интенсивности медленных нейтронов с помощью фотографических пластинок. Преимущество предлагаемого авторами метода радиоавтографирования детекторной пленки состоит в том, что здесь, в отличие от указанного метода Блау [2], не требуется вво-

* Очевидно, что фотографическое действие детектора обусловлено не только β -лучами, но также и γ -лучами (которые испускаются одновременно с β -лучами большинством детекторов). Однако действием этих лучей можно пренебречь, поскольку чувствительность фотографических пластинок к γ -лучам значительно уступает их чувствительности к β -лучам и распределение γ -лучей в тонком детекторе близко к распределению β -лучей.

дить фотопластинки в поток нейтронов. Поэтому предлагаемый метод позволяет производить точные измерения в тех весьма часто встречающихся случаях, когда поток нейтронов сопровождается другими лучами (γ , β , α).

Для получения высокой разрешающей способности при работе по этому методу необходимо выполнить ряд требований: 1) пользоваться весьма тонким слоем детектора; 2) эмульсионный слой не должен быть слишком толстым; 3) контакт между детектором и эмульсией должен быть максимально тесным.



Р и с. 1. Зависимость плотности почернения от плотности нейтронов.

Детектор — золото толщиной 57 $\mu\text{г}/\text{см}^2$, пленка Кодак 1357; длительность облучения нейтронами 60 мин.; длительность облучения 8 ч. 30 м.

В качестве детектора авторы применили металлические слои, полученные напылением в вакууме на пленки из нитроцеллюлозы. Слой металла имел толщину порядка нескольких микрон. Осадки были однородны, и толщина их была достаточно одинакова на довольно большой площади ($8 \times 2 \text{ см}$). Контакт между детектором и пластинкой обеспечивался при помощи пневматической рамки для печати снимков, описанной в литературе [3]. Ширина воздушного промежутка между пластинкой и детектором на исследуемом участке колебалась между 0,25 и 0,35 μ .

Для радиоавтографирования применялись фабричные мелкодисперсные эмульсии Кодак толщиной 10 μ . Для уточнения максимально-достижимой разрешающей способности измеряли плотность почернения на расстоянии 0,2 мм от края детектора. Она оказалась равной 2% плотности на краю детектора (пленка Кодак 1357, детектор из золота толщиной 2 μ).

Для проверки точности метода авторы применили его для решения задачи, которая может быть решена вычислительным путем: для исследования распределения плотности нейтронов

в парафиновом блоке большой толщины, грань которого расположена перпендикулярно к падающим нейтронам.

Опыт проводился в ядерном реакторе в Шатильоне. Детектором служил напыленный слой золота толщиной 2 μ , пленкой — мелкодисперсная пленка Кодак 1357. Этот вопрос уже был изучен теоретически и экспериментально [4]. На рис. 2 изображена теоретическая кривая, которая хорошо согласуется с экспериментальной кривой. Погрешность опытов была равна $\pm 2\%$. Интересно сравнить полученные авторами результаты с данными

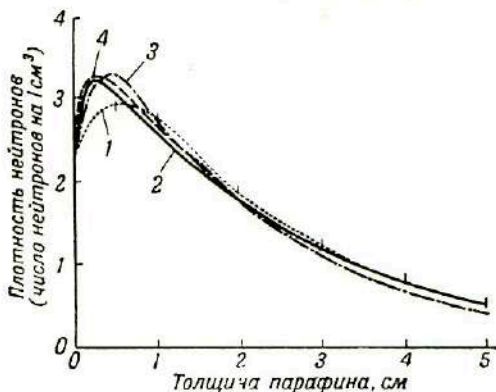


Рис. 2. Плотность нейтронов в парафине.

Опыты в Шатильоне: 1—теоретическая кривая, 2—экспериментальная кривая.
Опыты Тэйта и Смита: 3—теоретическая кривая, 4—экспериментальная кривая.

Смита и Тэйта [4]. Следует отметить, что диффузионная длина, принятая этими авторами для построения теоретической кривой, равна 2,1 см (величина, указанная Амальди и Ферми в 1936 г.), в то время как их собственные опыты, так же как и опыты авторов, показали, что эта величина равна $2,42 \pm 0,04$ см [5].

В заключение можно указать, что метод радиоавтографирования детекторных слоев позволяет быстро и точно исследовать резкие изменения плотности нейтронов. Так, например, его можно применить для экспериментального изучения поведения нейтронов вблизи сильных поглотителей или в участках, содержащих несколько различных материалов достаточно малых размеров (например, ячейки ядерного реактора).

ЛИТЕРАТУРА

1. Игода Г., Радиография, сб., Издательлит, 1952, статья 12.
2. Блау М. и др., Радиография, сб., Издательлит, 1952, статья 17.
3. Gaultier du Marache, Sci. Ind. fotogr., (2), 22, № 5 (1951).
4. Smith B. S., Tait J. H., Nature, 165, 1950.
5. Tittle C. W., Phys. Rev., 80, 756 (1950).

М. Адер, Ж. Дебьесс и Т. Каган

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИИ ПОЛОНИЕВЫХ ИСТОЧНИКОВ
ПРИ ПОМОЩИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ПЛАСТИНОК**

M. Ader, J. Debiesse, T. Cahen, Compt. rend., 234, No 8, 827—828 (1952).

В результате ряда опытов с использованием ядерных эмульсий авторам удалось обнаружить довольно интенсивное испускание длиннопробежных частиц полониевыми источниками.

1. Фотографическую пластинку Ильфорд С2 со слоем эмульсии толщиной 50 μ , обернутую черной бумагой, облучали полониевым источником. Так как бумага весила 12,1 мг/см², что эквивалентно слою воздуха толщиной 9,3 см, то она интенсивно поглощала α -лучи. Однако после проявления на пластинке были видны следы ионизирующих частиц длиной от нескольких микрон до нескольких десятков микрон. Эти следы начинались на поверхности эмульсии. Никаких частиц отдачи в эмульсии не наблюдалось.

2. На открытую пластинку направляли под скользящим углом излучение полониевого источника, расположенного в 3,5 см от ближайшего края пластинки. После проявления на пластинке можно было обнаружить следы частиц на расстоянии, большем чем 10 см от источника.

3. Авторы использовали также метод загрузки эмульсии тонкими капиллярами*. Капилляры были наполнены раствором соли полония. После проявления пластинок капилляры казались окруженными «щетиной» из следов нормальных α -частиц, среди которых были видны отдельные следы длиннопробежных частиц. На рис. 1а и б эти длинные следы легко различимы среди «бархатной» оболочки из следов нормальных α -частиц, окружающей капилляр. Кроме того, были видны довольно многочисленные следы электронов. Контрольные пустые капилляры в тех же самых пластинках не дали никаких следов.

4. Авторы повторили эти опыты с полониевыми источниками различного происхождения (Франция, Англия, Канада), высокой чистоты и различной активности и возраста. Во всех случаях число длинных следов было пропорционально активности источника и продолжительности облучения.

Контрольные пластинки, испытанные одновременно с опытными, показали, что длинные следы не вызваны посторонними

* См. статью 46, стр. 395.

загрязнениями. Этими длиннопробежными частицами могли являться протоны отдачи, выбитые из самого источника, — электролитического осадка полония в одном случае и водного раствора — в другом. При соударении α -частицы с протоном последний получает долю энергии $a = 4mM/(M + m)^2 \cos^2 \theta$, которая составляет максимум 16/25 энергии падающей α -частицы.

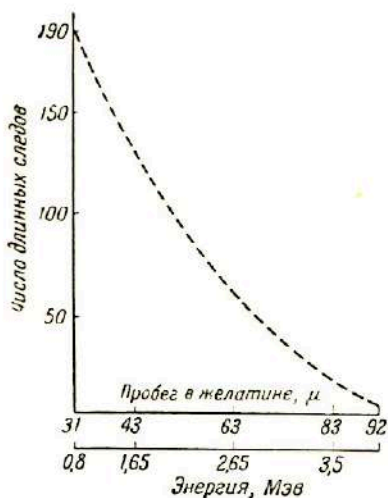


Рис. 2. Распределение по энергиям 1250 длиннопробежных частиц.

Следовательно, протоны могли бы обладать максимальной энергией 3,32 Мэв, которой соответствует 16-сантиметровый пробег в воздухе и более чем 80-микронный пробег в желатине фотографической пластинки.

Авторы измерили длину 1700 следов, полученных на расстоянии 3,5 см от источника (опыт 2), и длину 1600 длинных следов, выходящих из капиллярных трубок (опыт 3).

В обоих случаях частицы испытывали одинаковое поглощение: действительно, 3,5 см воздуха соответствуют $4,5 \text{ мг/см}^2$, а стеклянные стенки капилляров —

$4,3 \text{ мг/см}^2$, поэтому протоны малой энергии ($\theta > 62^\circ$) поглощались в этих условиях.

Если высказанная гипотеза правильна, то можно было ожидать, что:

1) в пластинках будут наблюдаться следы протонов, соответствующие максимальной энергии 3,3 Мэв;

2) распределение следов по энергиям будет одинаковым в обоих опытах.

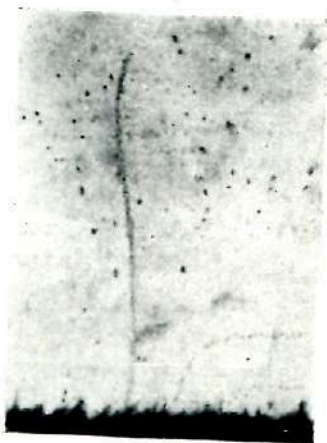
Измерения авторов полностью подтвердили указанные предположения.

Если учесть поглощение, то максимальный пробег соответствовал 80 м желатины (3,3 Мэв). Статистическое распределение следов по энергиям было одинаковым в обоих случаях (рис. 2).

Таким образом, если основываться на этих первых опытах, можно сделать вывод, что довольно интенсивное испускание длиннопробежных частиц обусловлено протонами отдачи, возникающими в самом полониевом источнике.

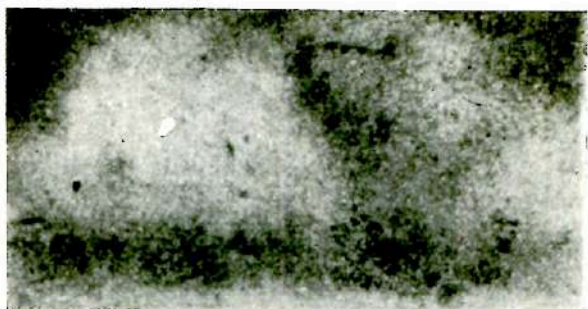


a



b

Рис. 1.



Р и с. 1. Следы β -частиц C^{14} , выходящие из расположенного внизу капилляра.



Р и с. 2. Следы α -частиц Po .

В центре: след частицы с большим пробегом, выходящей перпендикулярно к капилляру. (Эти длиннопребжные частицы, испущенные полониевыми источниками различного происхождения, наблюдались также и в воздухе при помощи различных методов обнаружения.)

Дж. Пул и К. Матьюз

ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ ПЛАСТИНОК ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УРАНА И ТОРИЯ В РАДИОАКТИВНЫХ РУДАХ

J. H. J. Poole, C. M. E. Matthews, Nature, 169, No 4297, 408—409 (1952).

Пирсон [1] недавно описал весьма остроумный метод определения отношения торий/уран в радиоактивных рудах. Основной недостаток этого метода заключается в том, что он требует довольно сложного электронного оборудования и поэтому не может быть использован в полевых условиях. С этой точки зрения весьма привлекателен фотографический метод, для применения которого достаточно иметь темную комнату и хороший микроскоп, снабженный хорошим окулярным микрометром. Для определения можно использовать толстый слой руды, поэтому достаточно ее умеренно измельчить в ступке и просеять через соответствующее сито, после чего привести в соприкосновение с фотопластинкой. Автор нашел, что для анализа окиси тория, находящейся в радиоактивном равновесии со своими продуктами распада, достаточно облучения пластинки в течение 8 мин. Такая экспозиция дает около 20 следов в поле зрения микроскопа с 4-миллиметровым сухим объективом и окуляром 10X. Следовательно, даже в случае сравнительно бедных руд требуемая экспозиция не будет слишком продолжительна.

Результаты измерения α -активности руды будут, конечно, приближительными, как это указал Пирсон. Тормозную способность руды для α -частиц можно вычислить по закону Брэгга, но для этого надо знать химический состав руды. Кроме того, при недостаточном равномерном распределении радиоактивного вещества по объему источника теоретическая формула непригодна. Необходимо также допустить, что руда находится в радиоактивном равновесии. Для вычисления скорости эмиссии α -частиц толстым источником необходимо знать отношение удельного веса источника к его тормозной способности. Для обычных породообразующих минералов это отношение колеблется примерно от $1,5 \cdot 10^{-3}$ для кварца до $2,1 \cdot 10^{-3}$ для магнетита. Для соединений тяжелых металлов это отношение имеет более высокое значение — $3,9 \cdot 10^{-3}$ для свинцового блеска и $3,7 \cdot 10^{-3}$ для окиси тория. Следовательно, когда исследуемая руда не содержала больших количеств тяжелых металлов, то при принятии этого отношения равным, например, $1,8 \cdot 10^{-3}$ вводимая этим погрешность едва ли превосходила 15%.

Ясно, что знания скорости эмиссии α -частиц источником недостаточно для отдельного определения тория и урана и что для

этого требуется еще одно уравнение. И. Жоллио-Кюри [2] предложила находить это уравнение путем вычисления отношения тория к урану из отношения числа следов с пробегом, превышающим пробег α -частиц RaC', к числу частиц с пробегом, лежащим между пробегом α -частиц RaC' и ThA. Измерение пробега α -частицы в эмульсии затрудняется тем обстоятельством, что для этого необходимо определить как горизонтальную, так и вертикальную составляющие следа. Вертикальную составляющую (т. е. расстояние между началом и концом следа по вертикали) можно измерить только путем вертикального медленного перемещения микроскопа, снабженного иммерсионным объективом. Результат измерения должен быть исправлен на разность показателей преломления масла и эмульсии и на усадку эмульсии при обработке. Последняя поправка ненадежна, так как известно [3], что коэффициент усадки для одной и той же пластинки сильно зависит от влажности атмосферы и весьма сильно колеблется для пластинок из различных партий.

В связи с этим важно было рассмотреть возможность вычисления отношения торий/уран посредством измерения только горизонтальных составляющих следов. Эта задача легко решается для тонких источников, однако автору удалось решить ее для толстого источника приближенными частично графическими методами. Было установлено, что отношение торий/уран равно

$$3,6 / [(n_1/n_2) - 2,15],$$

где n_1 — число следов с горизонтальной составляющей больше максимального пробега α -частицы RaC', n_2 — число следов с горизонтальной составляющей, лежащей между максимальными пробегами α -частиц RaC' и ThA.

Трудно предполагать, что при помощи фотографического метода можно получить достаточно точные данные. На величину отношения торий/уран не влияют ошибки в величине тормозной способности источника, но если радиоактивное вещество распределено по источнику неравномерно, результат получится неправильным. Автор нашел, что измельченные в порошок руды не всегда удовлетворяют условию равномерности распределения, что уже было отмечено в литературе [4]. Тем не менее фотографический метод может быть полезен для довольно грубых и сравнительно быстрых испытаний, не требующих сложной аппаратуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pierson D. H., Proc. Phys. Soc., **B64**, 876 (1951).
2. Curie I., J. phys. radium, **7**, 313 (1946).
3. Макалистер Дж., Ким Д., Радиография, сб., Издательский центр, 1952, статья 9.
4. Hufley P. M., Bull. Geol. Soc. Am., **61**, 1 (1950).

*М. Адер***ПРИМЕНЕНИЕ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЭМУЛЬСИЙ
ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РАДИОАКТИВНОСТИ РАСТВОРОВ**

M. Ader, J. phys. radium, 13, No 2, 110—111 (1952).

Методика работы с цилиндрическими эмульсиями описана в двух работах*. Автор применил этот метод для исследования радиоактивности растворов.

Капиллярные трубки из стекла, не содержащего калия, наполняли исследуемым раствором и помещали на стеклянную пластинку, которую поливали жидкой фотографической эмульсией.

Количество эмульсии вычисляли, исходя из того, чтобы после высыхания эмульсионный слой имел требуемую толщину, 100 или 200 μ , в зависимости от пробега исследуемых ионизирующих частиц. Эти частицы, проходя через стенки капилляра, регистрировались эмульсией. Полученные таким способом пластинки выдерживали в течение определенного времени, зависящего от радиоактивности источника. Во время выдержки пластинки экранировались от действия космических лучей.

Микроскопическое исследование проявленной пластинки показало, что в случае α -активных радиоэлементов капилляры покрыты «щетинной» плотных, толстых, прямолинейных следов, а в случае β -активных элементов — более тонкими и искривленными следами.

Можно было легко измерить внутренний диаметр капилляра и отсюда количество введенного раствора, а также толщину стенок капилляра, длину и число следов частиц в эмульсии.

Для калибрования этих пластинок и оценки тормозной способности стекла капилляра для α - и β -частиц первые опыты были проведены на веществах с известным спектром частиц: растворы солей полония, тория, углерода-14.

Измерения 400 следов α -частиц, испущенных старым раствором нитрата тория, показали после введения поправок, что длина следов изменяется от 14 до 46 μ ; максимальное число следов имеет длину от 24 до 26 μ , что соответствует радиоактивному семейству тория (рис. 1, 2; см. перед стр. 393).

Было найдено, что толщина стенок капилляров весьма мала — менее 10 μ . Измерения производились только на следах.

* См. статьи 8 и 10, стр. 103 и 108.

перпендикулярных к стенкам и целиком лежащих в фокальной плоскости, чтобы свести к минимуму ошибки измерения.

Этот метод представляет особый интерес для исследования весьма слабых радиоактивностей и элементов с большим периодом полураспада, изучение которых связано с длительным облучением. Он пригоден для изучения всевозможных веществ в растворах любой концентрации, поскольку свойства эмульсии не изменяются.

СОДЕРЖАНИЕ

От редакции	3
I. Механизм фотографического действия ионизирующих излучений . . .	7
1. <i>Д. Бромли и Р. Герц</i> Квантовый выход при облучении фотографических эмульсий рентгеновскими лучами	7
2. <i>Дж. Грининг</i> Фотографическое действие рентгеновских лучей	28
3. <i>Д. Окрент и А. Соломон</i> Чувствительность эмульсионных микрокристаллов к электронам .	48
4. <i>П. Сельм</i> Изменения структуры микрокристаллов бромида серебра под действием пучка электронов	66
5. <i>Ж. Трийа</i> Действие электронов на поликристаллы и монокристаллы бромида серебра	73
II. Фотослон для регистрации ионизирующих излучений	87
6. <i>Е. Додд и К. Уоллер</i> Влияние разбавления ядерной эмульсии типа G5 желатиной . . .	87
7. <i>Л. Иенни</i> Приготовление и сенсibilизация электроночувствительных ядерных пластинок	95
8. <i>Г. Мелманс, Г. Оккиалини и А. Винсент</i> Загрузка ядерных эмульсий тонкими проволоками	103
9. <i>М. Дэниц и Г. Иекутиели</i> Загрузка ядерных эмульсий проволоками	106
10. <i>А. Бонетти и Г. Оккиалини</i> Цилиндрические эмульсии	108
11. <i>А. Герц и К. Уоллер</i> Новая ядерная эмульсия	111
III. Фотографическая обработка	114
12. <i>С. Дилворс, Г. Оккиалини и Л. Вермезен</i> Фотографическая обработка толстослойных эмульсий	114
13. <i>Г. Стивенс</i> Применение буферных растворов для проявления ядерных пластинок	135

14. <i>А. Герц</i> Проявление эмульсии Ильффорд G5 проявителем ID-19	145
15. <i>А. Герц</i> Проявление толстослойных ядерных эмульсий амидол—бисульфитным проявителем	152
16. <i>Б. Стиллер, М. Шапиро и Ф. О'Делл</i> Специальные методы обработки толстослойных ядерных эмульсий	156
IV. Свойства фотослоев в процессе их применения	157
17. <i>Р. Берримэн</i> Различение следов частиц в ядерных эмульсиях	157
18. <i>А. Коутс</i> Определение чувствительности ядерных пластинок	177
19. <i>М. Браун</i> Исследование некоторых физико-химических факторов, влияющих на длину следов в ядерных эмульсиях	187
20. <i>Дж. Ротблат и С. Тау</i> Усадка и влагосодержание ядерных эмульсий	203
21. <i>Л. Иенни и Т. Хюрлиман</i> Коэффициент усадки фотографических эмульсий	212
22. <i>Г. Миньон</i> Устранение усадки ядерных эмульсий	221
23. <i>Ж. Альбуи и Г. Фарагги</i> Регрессия скрытого изображения в ядерных эмульсиях	223
24. <i>В. Хельг и Л. Иенни</i> Регрессия скрытого изображения в эмульсиях с высокой концентрацией бромида серебра	232
25. <i>Ж. Тувенэн и П. Демерс</i> Влияние различных физических факторов на регрессию скрытого изображения следов заряженных частиц	240
26. <i>В. Дайк</i> Измерение пробега частиц в ядерных эмульсиях с интенсивным фоном	241
27. <i>М. Гэйу и Ш. Энни</i> Различение следов заряженных частиц в ядерных эмульсиях в присутствии фона от γ -лучей	243
V. Методы исследования и их применения	249
28. <i>А. Бейзер</i> Следы заряженных частиц в ядерных эмульсиях	249
29. <i>С. Фризен и К. Кристиансон</i> Фотоэлектрический метод измерения плотности зерен следов в ядерных эмульсиях	264
30. <i>С. Фризен и К. Кристиансон</i> Измерение отношения масс заряженных частиц в ядерных эмульсиях	266
31. <i>Т. Густафсон</i> Плотность зерен в следах протонов и мезонов в фотографических эмульсиях	268

32. <i>М. Чекарелли и Г. Цорн</i> Фотометрирование следов в толстослойных эмульсиях	269
33. <i>Г. Фарагги</i> Точное измерение энергии короткопробежных тяжелых заряженных частиц методом пропитки фотографических эмульсий	280
34. <i>П. Ходжсон</i> Колебания плотности зерен в фотографических эмульсиях	347
35. <i>М. Моран и Л. Ван-Россум</i> Экспериментальное исследование зависимости плотности зерен от энергии заряженных частиц	352
36. <i>Х. Ричардс, В. Джонсон, Ф. Айзенберг и М. Лаубенштейн</i> Зависимость пробег — энергия для протонов в эмульсиях Истмэн NTA	356
37. <i>Б. Гот и Ж. Блюм</i> Кривая пробег — энергия для медленных электронов в ядерных эмульсиях	359
38. <i>М. Адер, Ж. Амуаньон, Ж. Дебьесс, Т. Каган и Ж. Ле Рэн</i> Новый прибор для исследования ядерных реакций	362
39. <i>Хуан Чэн-Фын</i> Исследование тяжелых ядер при помощи фотографической эмульсии. Сужение следов к концу пробега	363
40. <i>Ж. Блюм</i> Исследование фотоэлектронов в ядерных пластинках	372
41. <i>Э. Тиммертон и М. Холл</i> Определение дозы нейтронов фотографическим методом	377
42. <i>Х. Симонс</i> Применение ядерных эмульсий для дозиметрии быстрых нейтронов	386
43. <i>А. Эрто и П. Залеский</i> Измерение плотности нейтронов при помощи радиоавтографирования детекторного слоя металла	388
44. <i>М. Адер, Ж. Дебьесс и Т. Каган</i> Исследование эмиссии полониевых источников при помощи фотографических пластинок	391
45. <i>Дж. Пул и К. Матьюз</i> Применение ядерных пластинок для определения урана и тория в радиоактивных рудах	393
46. <i>М. Адер</i> Применение фотографических эмульсий для изучения радиоактивности растворов	395

Редактор В. Г. ВАСИЛЬЕВ
Переплет художника *Г. Л. Дейч*
Технический редактор *А. Н. Никифорова*

Сдано в производство 25/II 1953 г.
Подписано к печати 11/VI 1953 г.
А03231. Бумага 60 × 92²/₁₆ = 13,3 бум. л.,
25,6 печ. л., в т/ч 12 вкл. Уч.-издат. л. 24,8.
Изд. № 3/1734 Цена 19 р. 65 к. Зак. 253.

4-я типография им. Евг. Соколовой
Главиздата Союзполиграфпрома
Министерства культуры СССР.
Ленинград, Измайловский пр., 29.

О П Е Ч А Т К И

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
10	6 стр.	E	E'_r
32	3 стр.	0°	0°
215	Рис. 2, ось ординат	$0-4 \text{ см}$	$\times 10^{-4} \text{ см}$
315	25 стр.	Q_1	Q'

Зак. 253.

