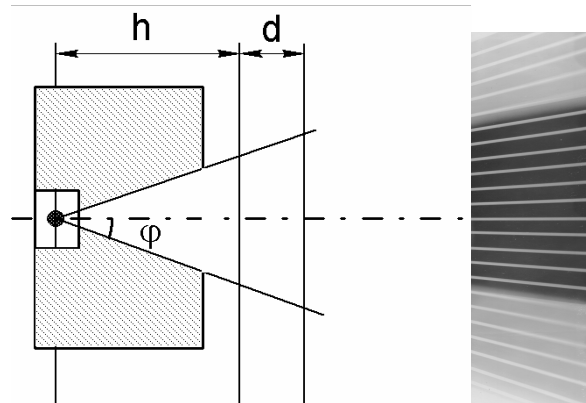


В.В. Кашковский

**Сборник задач по Экспериментальным методам
ядерной физики**



Томск-2009

1. ЗАДАЧИ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ

1.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

1.1. Получить выражения, связывающие кинетическую энергию и импульс частиц в релятивистском случае. Убедиться, что при $E \leq mc^2$, выражения переходят в классические.

1.2. Экспериментатору предстоит исследовать спектр электронов в диапазоне кинетических энергий от 0.1 до 10 МэВ. На какой диапазон импульсов должна быть настроена магнитная система спектрометра.

1.3. Магнитная линза выделяет частицы с импульсом 1.55 МэВ/с, а затем черенковский детектор измеряет их скорость, которая оказалась равной $v=0.95 \cdot c$. Чему равна кинетическая энергия частиц? Чему равна полная энергия и что это за частицы?

1.4. При прохождении заряженной частицы через вещество ее электрическое поле взаимодействует с полем атомных электронов и может передавать им энергию, возбуждая или ионизируя атомы среды.

Получить выражение для удельных ионизационных потерь энергии заряженной частицы, масса которой больше массы электронов.

1.5. Найти минимум удельных потерь энергии, а также скорость и кинетическую энергию частицы, соответствующие минимуму. Учесть, что средний потенциал ионизации (для водорода и урана) равен $\bar{I} = 15.6$ эВ для H_2 и $\bar{I} = 810$ эВ для U .

1.6. Вычислить удельные потери энергии α -частицы с энергией 5.15 МэВ в газообразном аргоне ${}_{40}^{18}Ar$.

1.7. Сравните удельные потери энергии в начальных участках треков α - и β -частиц с энергией 1 МэВ в кристалле NaI (${}_{11}^{23}Na$ ${}_{53}^{127}I$).

1.8. Образование δ -электрона обычно рассматривают, считая соударения налетающей частицы с атомными электронами упругими, т.е. пренебрегая энергией связи атомных электронов, а также энергией их кинетического движения. Пусть заряженная частица с импульсом P , упруго рассеивается на покоящемся электроне. Вычислить импульс рассеянной частицы, как функцию угла, под которым вылетают δ -электроны. Найти максимальную энергию, теряемую частицей при столкновении.

1.9. Получить выражение для спектра δ -электронов, рассматривая образование δ -электронов как результат упругого соударения налетающей частицы с атомными электронами и считая, что энергия, передаваемая частицей δ -электрону, равна энергии, потерянной частицей в столкновении.

1.10. Вычислить число δ -электронов, имеющих энергию >1 кэВ и образованных на 1 см пробега протоном с энергией 500 МэВ в газообразном аргоне при нормальном давлении (плотность $^{18}_{40}\text{Ar}$ равна 1.7837 кг/м^3 при нормальном давлении и температуре).

1.11. В пузырьковой камере пузырьки вырастают на следах δ -электронов, если их энергия больше некоторой критической, равной 165 эВ в жидком водороде. Вычислить число пузырьков на 1 см пути мюона с энергией 314 МэВ в жидководородной пузырьковой камере. Масса мюона равна $1.8835 \cdot 10^{-28}$ кг или 0.113428 а.е.м.; $m_\mu \cdot c^2 = 105.658389$ МэВ; плотность жидкого водорода $\rho = 0.0708 \text{ т/м}^3$ при температуре $T = -252.8^\circ \text{ C}$.

1.12. При взаимодействии заряженной частицы с зарядом ze и массой m , движущейся со скоростью v на расстоянии b от покоящейся частицы с зарядом $z'e$, налетающая частица отклоняется на угол ϑ . Определить этот угол.

1.13. Определить, как различаются углы, на которые рассеется заряженная частица с зарядом ze и массой m , движущаяся со скоростью v , при столкновении с электроном или ядром с зарядом Ze . Параметр соударения (*прицельный параметр*) равен b .

1.14. Найти дифференциальное сечение рассеяния на угол ϑ заряженных частиц с зарядом ze и массой m , движущихся со скоростью v , на покоящихся атомных ядрах с зарядом Ze . Вычислить дифференциальное сечение рассеяния α -частиц с энергией 5.15 МэВ в телесный угол $d\Omega$ на угол $\vartheta = 60^\circ$ в Cu .

1.15. Соотношение пробег-энергия для протонов в воздухе в диапазоне энергий протонов 2–200 МэВ имеет вид $R_p = 1.8 \cdot E_p^{1.8}$. Получить соотношение пробег - энергия для дейтронов в воздухе. Указать диапазон энергий, для которого это соотношение справедливо.

1.16. Дейтроны с энергией 15 МэВ попадают в ионизационный детектор через окошко из Al фольги толщиной 0.02 см. Определить энергию частиц в детекторе. Учесть, что соотношение пробег-энергия для протонов в воздухе в диапазоне энергий протонов 2–200 МэВ имеет вид $R_p = 1.8 \cdot E_p^{1.8}$.

1.17. Считая, что на всем пробеге выполняется условие $R = a \cdot E^b$ получить выражение для распределения ионизации по длине пробега (для кривой Брэгга)

$$\frac{d(E_0 - E_x)}{dx} = \bar{\omega} \cdot \frac{dn}{dx}.$$

1.2. ИОНИЗАЦИОННЫЕ И СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ. ТРЕКОВЫЕ ПРИБОРЫ

2.1. Вычислить форму электронной компоненты импульса тока в плоской ионизационной камере для частицы, вылетевшей из расположенного на отрицательном электроде источника перпендикулярно его плоскости. Пробег частицы распределен по пробегу в соответствии с кривой Брэгга

$$\frac{dn}{dx} = \frac{E_0}{\bar{\omega} \cdot b \cdot R_0} \cdot \left(1 - \frac{x}{R_0}\right)^{\frac{1}{b}-1}.$$

2.2. Получить выражение для импульса напряжения, возникающего на выходе детектора, который включен последовательно с сопротивлением нагрузки, если в детекторе формируется импульс тока $i(t)$.

2.3. Вычислить форму ионной компоненты импульса тока в цилиндрической камере для заряженной частицы, пролетевшей параллельно оси камеры на расстоянии r_0 от оси и образовавшей заряд q_0 . Радиус анода r_i , катода – r_a . К электродам приложено напряжение U .

2.4. Вычислить время собирания заряда в цилиндрической камере, заполненной жидким ксеноном – Xe . Заряды образуются при поглощении γ -квантов равномерно по объему камеры. Образованный в центре камеры заряд можно считать точечным. Радиус анода $r_i = 0.05$ см, радиус катода – $r_a = 1.1$ см. К электродам приложено напряжение $U = 6.2$ кВ. Принять, что для жидкого Xe подвижность положительных ионов $u^+ = 10^{-2}$ см²/с·В, а скорость дрейфа электронов почти не зависит от напряженности электрического поля и равна $v^- = 2 \cdot 10^5$ см/с

2.5. Плоская камера облучается таким образом, что заряды образуются равномерно по объему камеры с постоянной скоростью. Пренебрегая рекомбинацией, диффузией и образованием объемных зарядов, получить выражения для плотности тока положительных и отрицательных зарядов.

2.6. Получить выражение для формы импульса на выходе пропорционального счетчика при RC много больше времени собирания положительных ионов.

2.7. Пропорциональный счетчик с электродами радиусами $r_i = 0.0125$ см и $r_a = 1.1$ см, заполненный Ar до $1.33 \cdot 10^4$ Па, облучается релятивистскими протонами, проходящими по диаметру. Коэффициент газового усиления равен $\mu = 55$. К электродам приложено напряжение $U = 800$ В.

Вычислить полную амплитуду импульса заряда, полное время собирания ионов, а также время достижения амплитуды $0.5Q_{\max}$ и $0.25Q_{\max}$.

2.8. Какая масса воды достаточна для насыщения парами 10-литрового объема камеры Вильсона при температуре 23°C (воспользуйтесь данными табл. 1.1).

Таблица 1.1

Давление паров воды и этилового спирта при различных температурах

Температура, $^{\circ}\text{C}$	Давление, мм рт. ст.		Температура, $^{\circ}\text{C}$	Давление, мм рт. ст.	
	вода	этиловый спирт		вода	этиловый спирт
35	42.188		5	6.54	17.70
30	31.834	78.41	4	6.01	16.62
28	28.35	70.09	3	5.68	15.69
25	23.76	59.03	2	5.29	14.60
24	22.38	55.70	1	4.92	13.65
23	21.07	52.54	0	4.58	12.73
22	19.83	49.54	-1	4.25	-
21	18.65	46.69	-2.0	3.95	-
20	17.54	44.00	-2.8	-	9.49
19	16.48	41.45	-3.0	3.67	-
18	15.48	39.05	-4.0	3.40	-
17	14.53	36.77	-5.0	3.16	-
16	13.64	34.62	-6.0	2.93	-
15	12.79	32.60	-7.0	2.71	-
14	11.99	30.69	-8.0	2.51	-
13	11.23	28.89	-9.0	2.32	-
12	10.52	27.19	-10.0	2.14	6.47
11	9.84	25.59	-10.6	-	5.20
10	9.21	24.08	-11.0	1.98	-
9	8.61	22.66	-12.0	1.83	-
8	8.05	21.31	-13.0	1.68	-
7	7.51	20.04	-16.5	-	3.23

2.9. Определить температуру t_2 в камере Вильсона непосредственно после ее быстрого расширения. Камера наполнена смесью воздух – водяной пар, для которой $\gamma = C_p/C_v = 1.4$. Температура стенок камеры $t_1 = 20^{\circ}\text{C}$, температурный коэффициент объемного расширения $k = V_2/V_1 = 1.25$ (V_1 – начальный, V_2 – конечный объем камеры).

2.10. Пересыщением S в камере Вильсона называют отношение плотности пара ρ_1 непосредственно после расширения (но до конденсации) к плотности насыщенного пара ρ_2 при температуре T_2

также непосредственно после расширения. Найти выражение для пересыщения в функции от парциальных давлений p_1 и p_2 пара до, и после расширения, температурного коэффициента объемного расширения $k = V_2 / V_1$ и отношения удельных теплоемкостей $\gamma = C_p / C_v$ смеси.

2.11. Если γ_g и $\gamma_{нар.}$ – отношения удельных теплоемкостей C_p / C_v газа и пара в камере Вильсона, то коэффициент γ – смеси может быть определен по формуле Рихарца

$$\frac{1}{\gamma - 1} = \frac{1}{\gamma_g - 1} \cdot \frac{p_g}{p_g + p_{нар.}} + \frac{1}{\gamma_{нар.} - 1} \cdot \frac{p_{нар.}}{p_g + p_{нар.}},$$

где p_g и $p_{нар.}$ – парциальные давления газа и пара. Камера Вильсона работает на смеси воздуха с водяным паром.

Найти ее пересыщение для:

1) $p = 200$ мм рт. ст., 2) $p = 11400$ мм рт. ст. Начальная температура камеры 25°C ; температурный коэффициент объемного расширения $k = 1.2$; $\gamma_{воздух} = 1.4$; $\gamma_{H_2O} = 1.3$. Найти пересыщение при тех же давлениях, когда вместо водяного пара используется спирт ($\gamma_{спирт} = 1.25$).

2.12. Когда температурный коэффициент объемного расширения (в системе пар – воздух) превосходит 1.37, то даже при отсутствии ионизирующего источника во всей камере Вильсона появляется густой туман, который затем оседает. Определить, какое пересыщение соответствует такому расширению, если начальная температура $t_1 = 20^\circ\text{C}$, а $\gamma = 1.374$.

2.13. Из-за соударения α -частиц с ядрами атомов в конце прямолинейных треков иногда заметны резкие изломы. Обычно на 100 следов α -частиц один след имеет излом. Вдоль трека α -частицы образуются $\sim 3 \cdot 10^5$ капелек тумана, из которых около одной трети возникают при первичной передаче энергии электрону атома. Определить относительную вероятность соударения α -частицы с ядром по сравнению с вероятностью соударения с атомом.

2.14. По сравнению с α -частицами (см. задачу 2.13) β -частицы образуют в камере Вильсона значительно более тонкие следы (около

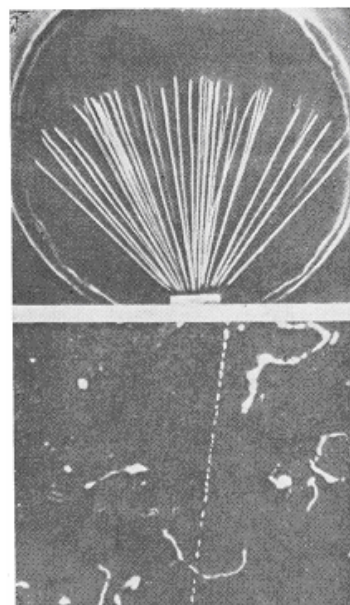


Рис.1.1

50 ионов на 1 см длины). Следы β -частиц имеют прерывистый характер. Следы медленных β -частиц чрезвычайно извилисты. Определить на рис. 1.1 следы α -частиц, а также быстрых и медленных β -частиц.

2.15. На рис. 1.2 приведена фотография, полученная в камере Вильсона, находящейся в магнитном поле. Свинцовая фольга подвергалась просвечиванию γ -лучами с энергией 17 МэВ. Определить частицы, наблюдаемые в камере, и направление полета γ -квантов.

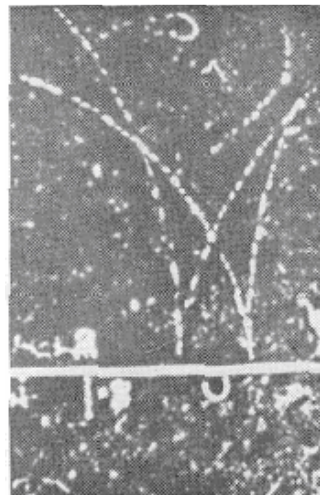


Рис. 1.2

2.16. На рис. 1.3, 1.4 приведены две фотографии камеры Вильсона, наполненной гелием и работающей в пучке γ -излучения синхротрона с энергией не более 150 МэВ. Определить следы каких частиц зарегистрированы на этих фотографиях.

2.17. На рис. 1.5 изображена фотография, полученная в камере Вильсона в магнитном поле с индукцией 1.8 Тл. Треки, указанные стрелками, вызваны электронами. Какой частице принадлежит центральный след?

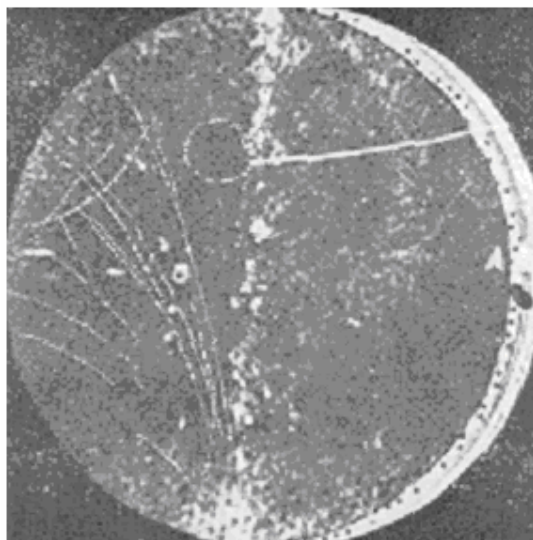


Рис. 1.3

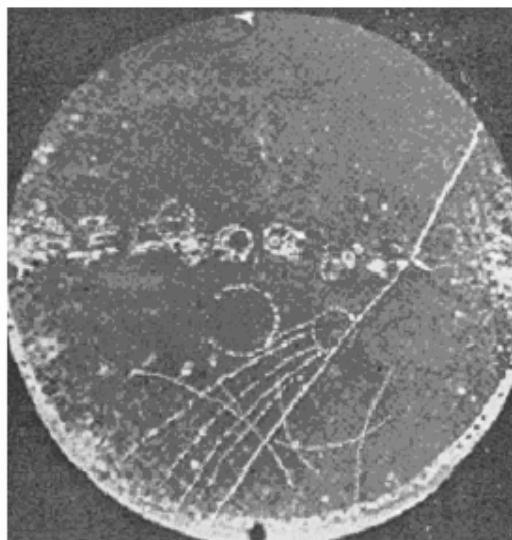


Рис. 1.4

2.18. С помощью камеры Вильсона производится попытка обнаружения двойного β -распада в Ca^{48} . С этой целью достаточно тонкий образец кальция массой 5 г, обогащенный до 85% изотопом Ca^{48} , помещается в камеру таким образом, что двойной β -распад, происходящий во время фотографирования, длящегося 0.15 с, может быть зарегистрирован. Геометрическая эффективность установки

составляет 0.75. Определить, какое количество фотографий необходимо получить, чтобы убедиться, что период полураспада ядра превышает 10^{19} лет.

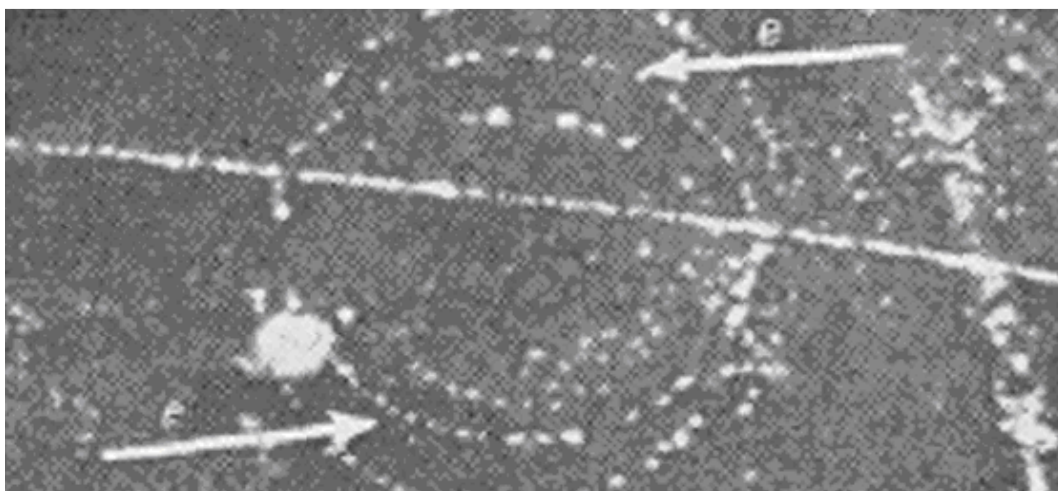


Рис. 1.5

2.19. Определить энергию электрона E , если радиус кривизны r его следа в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле $B = 1.0$ Тл, составляет 2 м.

2.20. Определить кинетическую и полную энергии протона по кривизне его следа в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле $B = 1.0$ Тл, если измеренная длина стрелы сегмента $h = 2.5$ мм при хорде $a = 20$ см.

2.21. Ионизирующие частицы, проходя через фотоэмульсию, воздействуют на кристаллы бромистого серебра таким образом, что после проявления они образуют ряд черных зерен галоидного серебра, расположенных вдоль следа частицы. Плотность зерен зависит от типа эмульсии, способа проявления и возрастает с увеличением удельных потерь энергии ионизирующей частицы.

Выражение для средней потери энергии частицей на единице пути имеет вид

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 \cdot NZ}{(4\pi \cdot \epsilon_0)^2 m v^2} \cdot \left[\ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - u \right],$$

где ze – заряд частицы, v – ее скорость, NZ – число электронов в 1 см^3 вещества (с атомным номером Z , атомным весом A), m – масса электрона.

В удобном для вычислений виде формула для $(-dE/dx)$ может быть записана следующим образом

$$\left(-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} \right)_{\text{иониз}} \approx 2C \cdot \left[\ln \frac{1.02 \cdot 10^6 \cdot \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - u \right],$$

где $C = 0.154 \cdot \frac{z^2 Z}{\beta^2 A} \left[\frac{M \text{ЭВ} \cdot \text{см}^2}{z} \right]$; $\beta = v/c$ – отношение скорости частицы к скорости света.

- Как определить направление движения частицы по ее следу в эмульсии?
- Как относятся удельные потери энергии для протонов, дейтронов и α -частиц при равных скоростях и соответственно при равных энергиях частиц?
- Протоны, дейтроны и α -частицы имеют в эмульсии одинаковый пробег 100 мкм. Как относятся их удельные потери энергии в начале пробега?

2.22. Зависимость пробега заряженной частицы в веществе от ее скорости имеет следующий вид:

$$R = \frac{M}{mz^2} g(v),$$

где M – масса частицы, z ее заряд (элементарный заряд принят за единицу), v – скорость частицы, m – масса электрона, $g(v)$ – функция, не зависящая ни от заряда, ни от массы (табл. 1.2).

Таблица 1.2

Соотношение пробег – энергия для частиц в эмульсии

Пробег, мкм	Энергия, МэВ				Пробег, мкм	Энергия, МэВ			
	p	d	t	α		p	d	t	α
5	0.47	0.58	0.63	1.50	60	2.60	3.37	3.80	10.30
10	0.78	0.98	1.10	2.84	70	2.88	3.79	4.20	11.35
20	1.26	1.60	1.82	4.86	80	3.10	4.05	4.60	12.35
30	1.66	2.10	2.40	6.47	90	3.35	4.35	5.00	13.25
40	2.00	2.55	2.89	7.85	100	3.60	4.65	5.30	14.23
50	2.32	2.97	3.37	9.10	150	4.60	6.00	7.00	18.25

а) Следы протонов, дейтронов и тритонов в эмульсии имеют на равных участках следа одинаковое число зерен. Как относятся между собой остаточные пробеги и энергии этих частиц?

б) Известно соотношение пробег – энергия для протонов (табл. 1.2). Найти соотношение пробег – энергия для тритонов в том же веществе.

в) Для протонов известна зависимость числа зерен N (на участке τ) от пробега R и $E = f(R)$. Как определить энергию дейтронов и тритонов, следы которых не оканчиваются в эмульсии?

2.23. По каким признакам можно различить следы медленных π^- - и π^+ -мезонов, оканчивающихся в эмульсии?

2.24. В состав ядерных эмульсий входят легкие элементы H, C, N, O и тяжелые Ag, Br (~0.6% составляют S, I, Au). При

исследовании взаимодействия частиц с указанными ядрами фотоэмульсии могут быть использованы в качестве мишеней, являясь одновременно детекторами заряженных продуктов реакции.

На рис. 1.6 показаны случаи расщепления легкого ядра γ -квантом на три одинаковые частицы. Определить, на каком ядре и какая произошла реакция.

2.25. На уровне моря плотность потока мюонов космических лучей составляет $1/(\text{мин} \cdot \text{см}^2)$, причем каждый мюон на 1 см пути в воздухе при нормальном атмосферном давлении создает 85 пар ионов. Вычислить ток, создаваемый мюонами в цилиндрической ионизационной камере с радиусом 20 см и высотой 30 см, наполненной воздухом при давлении 5 атм. Камера расположена вертикально. Считать, что ионизация создается только частицами, падающими на камеру вертикально.

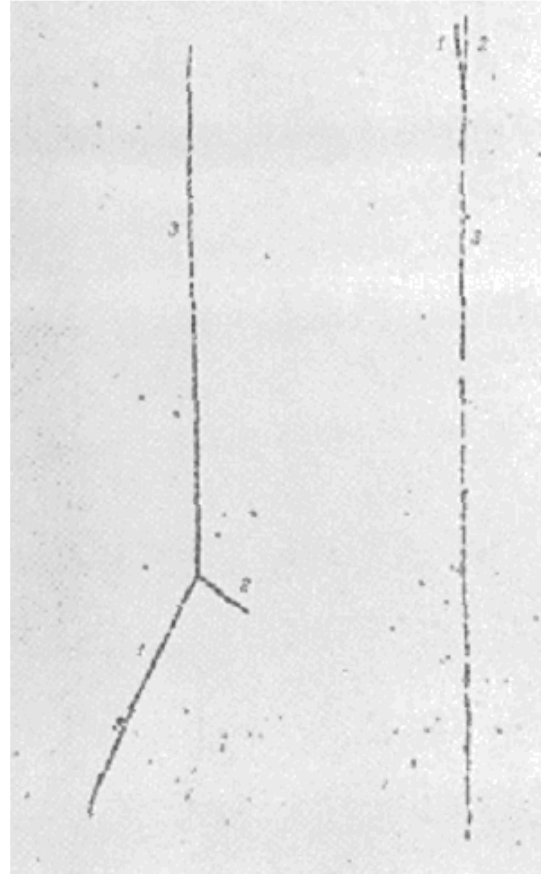


Рис. 1.6

2.26. Определить число космических частиц, прошедших через ионизационную камеру диаметром 8 см, если изменение потенциала собирающего электрода составило 0.2 В.

Камера наполнена воздухом при давлении 1 атм. Емкость системы собирающего электрода равна 10 пФ. В среднем на 1 см пути в воздухе одна космическая частица создает 60 пар ионов. Частицы падают перпендикулярно к оси камеры.

2.27. Определить средний путь электронов в рабочем объеме камеры (так называемую *эффektivную* глубину камеры), если угловое распределение электронов, попадающих в камеру, изотропно. Геометрическая глубина камеры равна d .

2.28. При работе с ионизационными камерами на электронных ускорителях следует учитывать, что рекомбинация ионов в камере в этом случае будет определяться не средней интенсивностью, а интенсивностью в импульсе, длительность которого обычно бывает порядка 10^{-5} с. Степень достижения режима насыщения в

плоскопараллельной ионизационной камере в этом случае определяется уравнением

$$\frac{I}{I_{нас}} = \frac{\ln(1 + \Lambda)}{\Lambda},$$

где $\Lambda = \frac{2.09 \cdot 10^9 \alpha \cdot d^2 J}{(u^+ + u^-) \cdot U_0}$; α – коэффициент рекомбинации ионов, u^+ и

u^- – подвижности положительных и отрицательных ионов, J – интенсивность (в рентгенах) γ -излучения в импульсе, d и U_0 – расстояние и разность потенциалов между электродами камеры. Используя эту формулу, определить, какая максимальная интенсивность может быть измерена с помощью ионизационной камеры, расстояние между электродами которой равно 1 см, а напряженность поля 3000 В/см, при условии, что ионизационный ток должен составлять не менее 98% от тока насыщения. За секунду через камеру проходит 25 импульсов γ -излучения; $\alpha = 1.6 \cdot 10^{-6}$; $u^+ = 1,3$ см/с, $u^- = 1,8$ см/с.

2.29. Калориметрические измерения часто используются для определения интенсивности γ -излучения мощных радиоактивных источников и электронных ускорителей. Предназначенный для этих целей калориметр представляет собой свинцовый цилиндр, установленный в вакуированном сосуде на подставках, обладающих ничтожно малой теплопроводностью. Размеры цилиндра должны быть таковы, чтобы измеряемое излучение поглощалось полностью. Определить, за какое время температура такого калориметра повысится на 5°K , если теплоемкость его равна 22 кал/К° , а внутрь цилиндра помещен источник ^{60}Co активностью 2 Ки. При одном распаде ^{60}Co выделяется энергия 2.6 МэВ.

2.30. Препарат полония активностью 0.1 Ки помещен в калориметр теплоемкостью 1 кал/К. Найти повышение температуры, происходящее за 1 ч, если известно, что полоний испускает α -частицы с энергией 5.3 МэВ.

2.31. Число фотонов N_ϕ , образуемых в сцинтилляционном счетчике при прохождении через него заряженной частицы, можно определить по формуле $N_\phi = \eta_k \cdot E_n / E_\phi$, где E_n – энергия, теряемая частицей в кристалле, E_ϕ – средняя энергия спектра испускаемых фотонов, а η_k – эффективность счетчика. Для антрацена $\eta_k = 0.04$, а средняя длина волны спектра излучения 445 нм. Определить энергию, идущую на образование одного фотона.

2.32. Определить число фотонов в световом импульсе, создаваемом в кристалле фосфора NaI(Tl) релятивистским протоном,

если энергия, теряемая протоном в кристалле, равна 2 МэВ, а эффективность и средняя длина волны спектра излучения равны соответственно 0.084 и 410 нм.

2.33. Сцинтилляционные счетчики используются как для регистрации заряженных частиц, так и для регистрации рентгеновских и γ -лучей. Определить эффективность регистрации сцинтилляционным счетчиком γ -квантов, если эффективность регистрации заряженных частиц равна 100% (использовать следующие величины: d – толщина счетчика, μ – коэффициент поглощения γ -квантов в кристалле).

2.34. Вследствие относительно большой плотности ($\rho = 3.67 \text{ г/см}^3$), а также вследствие относительно большого атомного номера йода ($Z = 53$) кристаллы фосфора NaI(Tl) особенно удобны для регистрации рентгеновских и γ -лучей. Какова интенсивность потока γ -квантов N_ϕ , если в кристалле NaI(Tl) толщиной $d = 2$ см за 1 мин возникло 240 световых импульсов? Коэффициент поглощения фотонов в кристалле равен $\mu = 0.126 \text{ см}^{-1}$.

2.35. Импульс света в сцинтилляционном счетчике регистрируется с помощью фотоумножителя. Определить величину импульса напряжения V на выходе фотоумножителя, если при очередном световом импульсе в кристалле из фотокатода умножителя было выбито $N_0 = 500$ электронов. Коэффициент умножения фотоумножителя $\mathcal{M} = 2 \cdot 10^6$, а емкость анода (по отношению к Земле) составляет $C = 10$ пФ.

2.36. Определить амплитуду импульса напряжения на выходе фотоумножителя при прохождении через антраценовый кристалл быстрых электронов, если известно, что каждый электрон теряет при этом 2.5 МэВ, а на фотокатод умножителя попадает около 70% от образовавшихся в кристалле фотонов. Эффективность фотоумножителя $C_\phi = 0.05$. Остальные характеристики фотоумножителя и кристалла даны в задачах 2.31 и 2.35.

2.37. На выходе фотоумножителя регистрируются импульсы с амплитудой $V \geq 10$ В. Определить минимальную энергию протонов, регистрируемых схемой, если эффективность фотоумножителя равна 0.07; коэффициент умножения фотоумножителя $\mathcal{M} = 10^7$, емкость анода (по отношению к Земле) 8 пФ, а в качестве сцинтиллятора используется стильбен (средняя длина волны спектра излучения $\lambda = 410$ нм, эффективность фотоумножителя $C_\phi = 0.024$). На фотокатод падает около 65% от полного числа фотонов, образуемых при отдельном световом импульсе.

2.38. Через счетчик Гейгера – Мюллера проходит 10^9 электронов за один разряд. Вычислить средний ток, проходящий через счетчик, если происходит 600 разрядов в минуту.

2.39. Определить порог $V_{\text{порог}}$ пропорциональной области счетчика, наполненного аргоном при давлении $p = 60$ мм рт. ст. При достижении порога напряженность электрического поля вблизи нити становится такой, что электрон на длине свободного пробега приобретает энергию, достаточную для ионизации ударом. Радиус счетчика $r_a = 1$ см, радиус нити $r_i = 0.005$ см. Средняя длина пробега электрона в аргоне при давлении 1 мм рт. ст. $\lambda_0 = 6.8 \cdot 10^{-2}$ см; потенциал ионизации аргона $V_{\text{ion}} = 15.8$ В.

2.40. Найти амплитуды импульсов напряжения от пропорционального счетчика при прохождении через него:

- α -частицы с энергией 3.5 МэВ;
- быстрого электрона.

Счетчик имеет диаметр $d = 2.2$ см и наполнен аргоном при давлении 100 мм рт. ст. Удельная ионизация быстрыми электронами в аргоне – 70 пар ионов на 1 см при давлении 1 атм. Пробег α -частицы в аргоне – 1.9 см. Средняя энергия образования одной пары ионов – 25.4 эВ. Коэффициент газового усиления счетчика $\mu = 10^4$. Емкость нити $C = 15$ пФ.

Указание. Средний путь, проходимый α -частицами в счетчике, равен 1.7 см; средний путь, проходимый электроном, определяется по формуле $l = \pi d / 4$.

2.41. Разрешающим временем счетчика называется время, необходимое счетчику для возвращения в рабочее состояние после срабатывания. Для сцинтилляционного счетчика разрешающее время определяется временем высвечивания. Пусть N – истинное число частиц, проходящих через счетчик в 1 с, а n – полученное экспериментально число срабатываний счетчика в секунду. Найти разрешающее время счетчика.

2.42. При снятии характеристики счетчика Гейгера – Мюллера использовались два радиоактивных источника неизвестной интенсивности. Каждый из источников можно было закрывать экраном. При попеременном перекрытии экраном первого или второго источников было зарегистрировано n_1 и n_2 срабатываний счетчика в секунду. Когда оба экрана были убраны, счетчик срабатывал n_{12} раз в секунду. Определить разрешающее время счетчика, если $n_1 = 100$, $n_2 = 155$, $n_{12} = 248$.

2.43. Счетчик срабатывает 1000 раз в секунду. Разрешающее время счетчика равно $2 \cdot 10^{-4}$ с. Найти истинную частоту исследуемого события.

2.44. Время высвечивания стильбена равно приблизительно $\tau = 7 \cdot 10^{-9}$ с. Разрешающее время фотоумножителя $1.5 \cdot 10^{-9}$ с.

Определить число импульсов n на выходе фотоумножителя, если число электронов, падающих на стильбен, $N_e = 5 \cdot 10^7$ с $^{-1}$.

2.45. Разрешающее время счетчика $\tau_1 = 3 \cdot 10^{-5}$ с, разрешающее время регистрирующего устройства $\tau_2 = 2.5 \cdot 10^{-4}$ с ($\tau_2 > \tau_1$).

Найти число зарегистрированных частиц, если число частиц, падающих на счетчик, равно $N = 5 \cdot 10^3$ с $^{-1}$.

2.46. Два одинаковых счетчика соединены по схеме совпадений, т.е. регистрируются только те случаи, когда одновременно через оба счетчика проходит ионизирующая частица. Пусть разрешающее время счетчиков равно τ , среднее число частиц, прошедших через первый счетчик, равно n_1 , а через второй – n_2 . Определить число случайных совпадений.

1.3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ И МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

3.1. Из источника в случайном направлении вылетают частицы, причём все направления равновероятны. Вычислить вероятность частицам вылететь из источника под полярным углом φ и азимутальным углом ψ .

3.2. Параллельный пучок частиц падает на поверхность сферического детектора. Вычислить средний путь частицы через детектор (в полярной системе координат).

3.3. Параллельный пучок частиц падает на поверхность цилиндрического детектора перпендикулярно его оси. Вычислить средний путь частицы через детектор.

3.4. Вычислить телесный угол, охватываемый конусом, половина угла раствора которого равна 15° .

3.5. Вычислить телесный угол, под которым детектор в виде плоского диска радиусом 3 см видит точечный источник, расположенный над центром диска на расстоянии 4 см.

3.6. Какому углу при вершине конуса соответствует телесный угол, равный 1 стерадиану.

3.7. Для регистрации излучения от заданного источника и для защиты от фона используют коллиматоры. Вычислить долю полного потока от изотропного источника, вырезаемую цилиндрическим коллиматором длиной 5 см и диаметром 1 см.

3.8. Торцовый счетчик Гейгера, имеющий входное окно площадью 0.4 см^2 облучается β -источником, представляющим собой тонкую плоскую пластину со сторонами $2.2 \cdot 3.8 \text{ см}^2$, расположенную на расстоянии 5 см от окна счетчика.

Вычислить телесный угол, вырезаемый окном счетчика из изотропного источника излучения.

3.9. На детектор в виде плоской пластинки толщиной d падает параллельный пучок квантов плотностью n_0 . Вычислить число квантов, поглощенных в детекторе, если коэффициент поглощения равен μ , а площадь детектора S .

3.10. В две идентичные ионизационные камеры помещены 2 источника: в одну ^{226}Ra , а в другую ^{60}Co . Активность источников подобрана таким образом, чтобы токи в камерах оказались одинаковыми и равными $3 \cdot 10^{-10} \text{ А}$. Камеры включены навстречу друг другу, так, что разностный ток почти равен нулю с погрешностью $5 \cdot 10^{-14} \text{ А}$. Через 115 часов ток в цепи стал равным $5.3 \cdot 10^{-13} \text{ А}$. Чему равен период полураспада ^{60}Co ? Какова погрешность его определения? Для радия период полураспада равен 1600 лет.

3.11. Планарный Ge(Li) детектор толщиной $d = 1.3 \text{ см}$ облучается точечным источником γ -квантов с энергией 1 МэВ через коллиматор. Угол при вершине конуса, вырезаемого коллиматором из изотропного источника, равен $2\varphi = 36^\circ 50'$ (рис. 1.7). Вычислить полную эффективность регистрации γ -квантов.

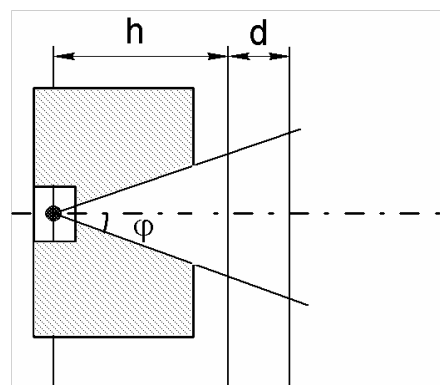


Рис. 1.7

3.12. Точечный источник излучающий γ -кванты с $E = 0.8 \text{ МэВ}$, находится на оси цилиндрического сцинтилляционного детектора NaI(Tl) на расстоянии от него 5 см . Диаметр сцинтиллятора 40 мм . Вычислить полную эффективность регистрации γ -квантов.

3.13. Во многих случаях форму спектральной линии можно описать нормальным распределением. Мерой ширины распределения является параметр σ , который равен расстоянию от абсциссы максимума, до абсциссы точки перегиба. Однако на практике принято пользоваться шириной распределения на половине высоты Γ . Получить формулу, связывающую σ и Γ .

3.14. Считая, что пик полного поглощения в амплитудном распределении описывается кривой нормального распределения, выразить площадь под пиком через значения n_{\max} и Γ .

3.15. При вычислении площади, высоты и ширины реальных пиков, при проверке соответствия этих пиков нормальному распределению нужно знать многие характеристики нормального распределения. Найти:

- Абсциссы и ординаты точек перегиба;
- Уравнение касательных в точках перегиба;
- Высоту и основание треугольника, образуемого касательными и осью абсцисс.

3.16. Выразить площадь под нормальным распределением через площадь треугольника, образованного касательной в точке перегиба и осью абсцисс.

3.17. При анализе экспериментальных пиков трудно отделить точки, лежащие на нормальное распределение, от точек на краях распределения, определяющихся фоном или соседними пиками и не соответствующих исследуемому пику.

Существует специальный метод Циммермана, пользуясь которым пик удастся линеаризовать и тем самым легко определить, какие точки ложатся на прямую, а какие нет. Доказать, что логарифм отношения числа импульсов в каналах, взятых через один, есть линейная функция номера канала.

3.18. Найти связь между энергетическим и амплитудным разрешением.

3.19. Сравнить относительные энергетические разрешения спектрометра при выделении в нем энергии E одной порцией и при выделении в нем той же энергии, но в виде двух порций $E_1 + E_2 = E$. Причем относительное энергетическое разрешение зависит от энергии по закону

$$\omega = (A + B/E)^{1/2}, \quad (1)$$

где A и B соответствуют характеристикам сцинтилляционного детектора.

3.20. В сцинтилляционном γ -спектрометре энергетическое разрешение зависит от энергии квантов по закону

$$\omega = (A + B/E)^{1/2}, \quad (1)$$

где $A = 4.5 \cdot 10^{-3}$; $B = 1.57 \cdot 10^{-3}$ МэВ.

Вычислить ожидаемое разрешение в пике суммирования каскадных γ -квантов ${}^{60}_{27}\text{Co}$ ($T_{1/2} = 5.271$ года; $E_1 = 1.173$ МэВ,

$E_2 = 1.332$ МэВ). Сравнить это разрешение с тем, которое получалось бы, если бы суммарная энергия выделилась одной порцией.

3.21. Тщательными измерениями было установлено, что пик полного поглощения полупроводникового γ -спектрометра при регистрации γ -излучения ^{65}Zn хорошо описывается нормальным распределением с шириной на половине высоты, равной 0.4 кэВ.

Как изменится ширина пика, если измерения проводятся амплитудным анализатором с шириной канала 0.1 кэВ?

3.22. Сколько каналов должен занимать пик в амплитудном распределении, чтобы его уширение за счет анализатора не превышала 10 %..

3.23. Регистрация пиков в амплитудном распределении анализатором с конечной шириной канала ΔA приводит к деформации пика: его ширина увеличивается, а высота падает. Определить во сколько раз уменьшается скорость счета в максимуме пика, если $\Gamma = 5\Delta A$.

3.24. Можно ли разделить дейтроны и α -частицы, измеряя кривизну их траектории в магнитном поле и время пролета?

3.25. Можно ли разделить протоны и α -частицы, измеряя кривизну их траектории в магнитном поле и время пролета?

3.26. Можно ли разделить протоны и дейтроны, измеряя кривизну их траектории в магнитном поле и время пролета?

3.27. Можно ли разделить протоны и μ -мезоны, измеряя кривизну их траектории в магнитном поле и время пролета?

3.28. При обработке аппаратурных спектров применяются различные методы нахождения положения максимума **пика полного поглощения** и определения числа импульсов, зарегистрированных в пике (площади пика). Для определения положения максимума **ППП** используют **метод линеаризации**, который заключается в построении зависимости $y_i = \ln(N_i / N_{i+1}) = f(n_i)$, где N_i и N_{i+1} – число отсчетов в n_i и n_{i+1} каналах анализатора соответственно. Он основан на предположении, что **ППП** описывается гауссовым распределением. При таком предположении зависимость $y_i = f(n_i)$ будет выражаться уравнением прямой линии $y_i = an_i + b$. Учитывая, что N_Σ - суммарное число отсчетов в пике полного поглощения, а n_0 - оценка положения максимума пика, определить методом наименьших квадратов значения коэффициентов a и b . Найти положение максимума пика, т. е. \hat{p} .

2. ОТВЕТЫ И РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

2.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

1.1. Основные соотношения:

Масса $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$; энергия покоя m_0c^2 ; импульс $P = \frac{m_0 \cdot v}{\sqrt{1-\beta^2}}$;

$$\beta = \frac{v}{c}.$$

Полная энергия $E_{total} = mc^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

Кинетическая энергия $E = E_{total} - m_0c^2 = m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$.

Из выражения для полной энергии получаем:

$$\frac{v}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_0c^2}{?} \right)^2} = \sqrt{\frac{?^2 - (m_0c^2)^2}{?^2}},$$

отсюда

$$E_{total} \cdot \frac{v}{c} = \frac{?c}{\sqrt{1-\beta^2}} = ?.$$

Выражая импульс через кинетическую энергию, имеем

$$Pc = \sqrt{E^2 + ? + m_0^2c^4 - m_0^2c^4} = \sqrt{E(E + ??)},$$

или

$$Pc = \sqrt{?^2 - m_0^2?},$$

возводя в квадрат и преобразуя относительно полной энергии, получим

$$E_{total} = ??.$$

Для кинетической энергии выражение преобразуется к виду

$$E = \sqrt{??} - m_0c^2.$$

В классическом случае при $E \ll m_0c^2$ получаем $P = \sqrt{2? \cdot m_0}$, отсюда

$$E = \frac{?^2}{2 \cdot m_0} = \frac{m_0 \cdot ?^2}{2}.$$

1.2. $Pc = \sqrt{E(E + ??)} = 10.498$ МэВ для $E = 10$ МэВ. Аналогично получим и для другого значения кинетической энергии.

1.3. Из соотношения для импульса получаем

$$Pc = \frac{m_0 \cdot v \cdot c}{\sqrt{1-\beta^2}} = m_0 \cdot c^2 \cdot \frac{?}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Выражая массу покоя через известные величины, имеем

$$m_0 \cdot c^2 = Pc \cdot \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{?} = 0.50946 \text{ МэВ.}$$

Полная энергия

$$E_{total} = \sqrt{?^2 c^2 + m_0^2 c^4} = \sqrt{?^2 c^2 + (Pc \cdot \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{?})^2}$$

или

$$E_{total} = 1.63 \text{ МэВ.}$$

Кинетическая энергия

$$E = E_{total} - m_0 c^2 = 1.12 \text{ МэВ.}$$

1.4. Частица массой M пролетает на расстоянии b (прицельный параметр) от свободного и покоящегося электрона. Считаем $M \gg m_e$, где m_e – масса электрона. Взаимодействие частицы с электроном приведет к тому, что электрон получит импульс в перпендикулярном направлении к полету частицы в соответствии со вторым законом Ньютона (импульс силы)

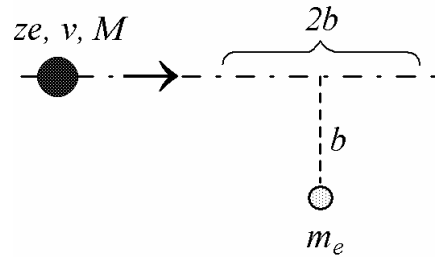


Рис. 2.1

$$\Delta P_{\perp} = \int F_{\perp} dt.$$

Считаем, что параллельная составляющая силы равна нулю $F_{\parallel} \approx 0$.

Участок длиной $2b$, на котором кулоновская сила равна $ze^2/(4\pi\epsilon_0 b^2)$ (электрическая постоянная $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2/(\text{Н} \cdot \text{м}^2)$) частица проходит за время $\Delta t = 2b/v$. Изменение импульса частицы

$$\Delta P \approx F_{\perp} \Delta t \approx \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 b^2} \cdot \frac{2b}{v} = \frac{2ze^2}{(4\pi\epsilon_0)vb}.$$

Кинетическая энергия, потерянная частицей, через потерянный импульс выражается следующим образом

$$\Delta E = \frac{\Delta P^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot m_e v^2 b^2}.$$

Удельные ионизационные потери энергии определяются следующим выражением

$$-\frac{dE}{dx} = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} NZ \cdot \frac{d\sigma}{db} \cdot \Delta E(b) db,$$

где интегрирование происходит по всем возможным прицельным параметрам;

NZ – плотность электронов в веществе; $\frac{d\sigma}{db}$ – дифференциальное сечение столкновения. Причем дифференциальное сечение столкновения определяется через прицельный параметр

$$\frac{d\sigma}{db} \cdot db = 2\pi b db.$$

Удельные ионизационные потери

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot m_e v^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b}.$$

Заметим, что $\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \sim \sqrt{\frac{E_{\max}}{E_{\min}}}$.

Максимальная передаваемая энергия при $\beta^2 \ll 1$ равна $E_{\max} = 2m_e v^2$, а минимальная – равна энергии связи электронов в атоме. Интеграл в выражении для ионизационных потерь от минимального прицельного параметра до максимального определится

$$\ln\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{2m_e v^2}{\bar{I}}\right),$$

где \bar{I} – усредненная по всем электронным оболочкам энергия ионизации. Заметим, что при более детальном исследовании множитель $1/2$ исчезает (становится равным 1). В результате выражение для удельных ионизационных потерь преобразуется к виду

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot m_e v^2} \cdot \ln\left(\frac{2m_e v^2}{\bar{I}}\right).$$

Учет квантово-механических, релятивистских и других эффектов преобразует данное выражение к виду, полученному Бёте

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot m_e v^2} \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e v^2}{\bar{I}(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 - \delta - U \right].$$

Это выражение иногда еще называют тормозной способностью вещества. Здесь поправка δ – учитывает уменьшение роли далеких столкновений за счет поляризации среды (при высокой энергии налетающей частицы); U – поправка, учитывающая, что электроны K, L – оболочек и других не участвует в столкновениях, если скорость налетающей частицы мала по сравнению со скоростью орбитального электрона (малые энергии).

1.5. Выражение для удельных потерь энергии в простейшем случае имеет вид

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot m_e c^2 \cdot \beta^2} \cdot \ln\left(\frac{2m_e c^2 \cdot \beta^2}{\bar{I}(1-\beta^2)}\right).$$

Для определения минимума удельных потерь энергии необходимо найти производную по энергии, или еще лучше по параметру β (или через β^2) и приравнять её нулю. Производная определится следующим образом

$$\frac{\partial}{\partial \beta} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 N Z}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot m_e c^2 \cdot \beta^2} \cdot \frac{1}{\frac{2m_e c^2 \cdot \beta^2}{\bar{I}(1-\beta^2)}} \cdot \left(\frac{2m_e c^2 \cdot 2\beta}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \ln\left(\frac{2m_e c^2 \cdot \beta^2}{\bar{I}(1-\beta^2)}\right) \right) +$$

$$\ln\left(\frac{2m_e c^2 \cdot \beta^2}{\bar{I}(1-\beta^2)}\right).$$

После деления на постоянные величины и приведения подобных членов получим трансцендентное уравнение относительно параметра $\beta = v/c$

$$\frac{1}{1-\beta^2} - \ln\left(\frac{2m_e c^2 \cdot \beta^2}{\bar{I}(1-\beta^2)}\right) = 0.$$

В простейшем случае корень этого уравнения можно найти графическим методом как точку пересечения двух функций:

$$y_1(\beta) = \frac{1}{1-\beta^2}; \quad y_2(\beta) = \ln\left(\frac{2m_e c^2 \cdot \beta^2}{\bar{I}(1-\beta^2)}\right).$$

Значительно точнее корень уравнения можно найти методом Ньютона путем последовательного приближения. Предварительно заменим $x_i = \beta^2$ и, используя метод Ньютона, получаем

$$x_{i+1} = x_i - \frac{\Phi(x_i)}{\Phi'(x_i)},$$

$$\text{где } \Phi(x_i) = \frac{1}{1-x_i} - \ln\left(\frac{2m_e c^2 \cdot x_i}{\bar{I}(1-x_i)}\right); \quad \Phi'(x_i) = \frac{1}{(1-x_i)^2} - \frac{1}{1-x_i} - \frac{1}{x_i}.$$

Окончательно получаем

$$x_{i+1} = x_i - \frac{\frac{1}{1-x_i} - \ln\left(\frac{2m_e c^2 \cdot x_i}{\bar{I}(1-x_i)}\right)}{\frac{1}{(1-x_i)^2} - \frac{1}{1-x_i} - \frac{1}{x_i}}.$$

Средний потенциал ионизации можно определить по формуле Штернгеймера

$$\bar{I} = Z(9.76 + 58.8 \cdot Z^{-1.19}).$$

Реперные точки для этой формулы составляют следующие значения среднего потенциала ионизации: 163 эВ для *Al*, 314 эВ – *Cu* и 826 эВ для *Pb*.

Результаты, полученные при решении данной задачи, приведены в таб. 2.1.

Таблица 2.1

Элемент	Потенциал ионизации, эВ (по условиям задачи)	β	$\frac{T}{M_0 c^2}$	$\left(\frac{1}{\rho} \frac{d\varepsilon}{dx}\right)_{\min}$, МэВ·см ² ·г ⁻¹
1_1H	15.6	0.962605	2.69127	2.14
${}^{238}_{92}U$	810	0.944403	2.0414	1.39

Формула, используемая для определения ионизационных потерь, в удобном для расчетов виде

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 2 \cdot C \left[\ln \left(\frac{1.02 \cdot 10^6 \cdot \beta^2}{\bar{I} \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 - \delta - U \right],$$

где постоянная $C = 0.154 \cdot \frac{z^2 \cdot Z}{\beta^2 \cdot A}$ МэВ·см²·г⁻¹. Здесь z – заряд частицы;

Z – атомный номер элемента; A – массовое число элемента; ρ – плотность вещества (г/см³); δ и U – поправки к формуле ионизационных потерь.

1.6. Формула, используемая для определения ионизационных потерь в упрощенном виде

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 0.308 \frac{z^2 Z}{A \beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{1.02 \cdot 10^6 \cdot \beta^2}{\bar{I} \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right].$$

Кинетическая энергия $E = E_{total} - M_0 c^2 = M_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$,

где $M_0 c^2 = 3726.2$ МэВ.

Выражение для скорости частицы, определенное через энергию

$$\beta^2 = 1 - (??)^2 = 1 - ? = 2.7569 \cdot 10^{-3}.$$

Потенциал ионизации

$$\bar{I} = Z(9.76 + 58.8 \cdot Z^{-1.19}) = 20?.63 \text{ эВ.}$$

Ионизационные потери

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 522.1089 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{г.}$$

1.7. Для релятивистского электрона удельные потери

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 0.154 \frac{Z}{A\beta^2} \cdot \left\{ \ln \left(\frac{2.55 \cdot 10^5 \cdot E \cdot \beta^2}{\bar{I}^2 \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \left[2\sqrt{1 - \beta^2} - (1 - \beta^2) \right] \cdot \ln 2 + (1 - \beta^2) + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 \right\} .$$

Для вычисления удельных потерь в сложном соединении воспользуемся формулой

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{M} \sum N_i A_i \left(\frac{d\varepsilon}{dx} \right)_{A_i},$$

где M – молекулярная масса; N_i – число атомов в молекуле; A_i – атомная масса.

Для электрона $\beta = 0.941079$, Для α – частицы $\beta = 0.0231559$.

Потенциал ионизации $\bar{I}_I = 744.93$ эВ, $\bar{I}_{Na} = 744.643$ эВ.

Для α – частицы:

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{Na_{11}^{23}} = 7.5507 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}; \quad \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{I_{53}^{127}} = 7.50225 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г},$$

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{NaI} = 7.069 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}.$$

Для электрона:

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{Na_{11}^{23}} = 7.48724 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}; \quad \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{I_{53}^{127}} = 7.105244 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г},$$

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{NaI} = 7.163816 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}.$$

$$\frac{\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{NaI \alpha}}{\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{NaI \beta}} = 195.10.$$

1.8. Пусть заряженная частица с импульсом P упруго рассеивается на покоящемся электроне (рис. 2.2). Вычислить импульс рассеянной частицы, как функцию угла, под которым вылетают δ – электроны. Найти максимальную энергию, теряемую частицей при столкновении.

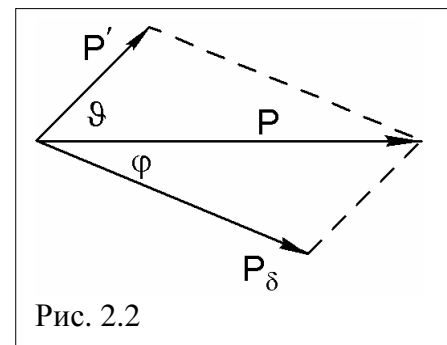


Рис. 2.2

Из закона сохранения импульса частицы имеем

$$P = P' \cdot \cos\vartheta + P_\delta \cdot \cos\vartheta, \\ P' \cdot \sin\vartheta = P_\delta \cdot \sin\vartheta.$$

Исключая угол ϑ получим

$$P'^2 = P^2 + P_\delta^2 - 2PP_\delta \cos\varphi. \quad (1)$$

Из закона сохранения энергии

$$(E_{total M} + m_0 c^2)_{до\ столкновения} = (E_{total M'} + E_{total m})_{после\ столкновения}.$$

Преобразуя это выражение, получаем

$$\sqrt{P^2 c^2 + M^2 c^4} + m_0 c^2 = \sqrt{P'^2 c^2 + M^2 c^4} + \sqrt{P_\delta^2 c^2 + m_0^2 c^4}. \quad (2)$$

Отметим, что кинетическая энергия δ – электронов определяется через полную энергию и массу покоя электрона

$$E_\delta = E_{total \delta} - m_0 c^2 = \sqrt{P_\delta^2 c^2 + m_0^2 c^4} - m_0 c^2, \quad (3)$$

причем

$$P_\delta^2 c^2 = E_\delta (E_\delta + 2m_0 c^2) = 2E_\delta \cdot m_0 c^2. \quad (4)$$

Объединяя (1-4) и исключая импульс частицы после рассеяния получим

$$P^2 P_\delta^2 c^4 \cdot \cos^2 \varphi = E_\delta^2 (E_\delta + m_0 c^2)^2. \quad (5)$$

Отсюда с учетом (4) имеем окончательное выражение для кинетической энергии δ – электрона

$$E_\delta = \frac{P^2 \cdot \cos^2 \varphi}{P^2 c^2 + 2m_0 c^2 \sqrt{P^2 c^2 + M^2 c^4} + m_0^2 c^4 - P^2 \cdot \cos^2 \varphi}. \quad (6)$$

В нерелятивистском случае

$$E_\delta = \frac{P^2 \cdot \cos^2 \varphi}{(M + m_0)^2}. \quad (7)$$

При $M \gg m_0$ в классическом случае получаем

$$E_\delta \approx 2m_0 \cdot v^2. \quad (8)$$

1.9. Будем рассматривать образование δ – электронов, считая соударения налетающей частицы с атомными электронами упругими, т.е. пренебрегая энергией связи атомных электронов.

Пусть заряженная частица с зарядом ze и скоростью v пролетает на расстоянии b от покоящегося электрона. Энергия, которая передана частицей электрону, равна энергии потерянной в столкновении

$$E_\delta = \frac{2z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 m v^2} \cdot \frac{1}{b^2}. \quad (1)$$

Дифференциальное сечение столкновения с параметром столкновения b равно $d\sigma = 2\pi \cdot b db$.

Из (1) находим

$$2bdb = ?? \cdot \frac{dE_\delta}{E_\delta^2} . \quad (2)$$

Отсюда

$$d\sigma_\delta = ?? \cdot \frac{dE_\delta}{E_\delta^2} . \quad (3)$$

Число δ -электронов с энергией E_δ равно

$$n_\delta(E_\delta)dE_\delta = NZ \cdot d\sigma_\delta = ?? \cdot \frac{dE_\delta}{E_\delta^2} . \quad (4)$$

1.10. Спектр δ -электронов

$$\begin{aligned} n_\delta(E_\delta > E_{\delta 1}) &= \int_{E_{\delta 1}}^{E_\delta^{\max}} n_\delta(E_\delta) dE_\delta = \frac{? \cdot NZ}{??} \cdot \int_{E_{\delta 1}}^{E_\delta^{\max}} \frac{dE_\delta}{E_\delta^2} = \\ &= \frac{? \cdot NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2 ?} \left(\frac{1}{E_{\delta 1}} - \frac{1}{E_\delta^{\max}} \right) . \end{aligned}$$

Отметим, что $E_\delta^{\max} \approx 2mv^2$.

При $M \gg m$ и $P \ll \frac{Mc \cdot M}{m}$.

Учтем, что $\beta^2 = 1 - \left(\frac{M_0 c^2}{E + ?} \right)^2$.

$E_\delta^{\max} = ? \beta^2 (1 - \beta^2) = ?$ эВ . Пренебрегаем величиной $\frac{1}{E_\delta^{\max}}$?

Расчет ведем по формуле $\frac{1}{\rho} n_\delta(E_\delta > 1keV) = 154 \frac{z^2 Z}{\beta^2 A \cdot E_\delta}$, кэВ·см²/г.

Данные для расчета:

Аргон ${}_{18}^{40}Ar$, $A = 40$, $Z = 18$, плотность $\rho = 1.7837$ кг/м³.

Масса покоя протона $M_p \cdot c^2 = ?$ МэВ, $\beta^2 = ?$, $E = 500$ МэВ.

Ответ: $n_\delta = ?$ см⁻¹.

1.11. Расчет ведем по формуле

$$\frac{1}{\rho} n_\delta(E_\delta > 1keV) = 154 \frac{z^2 Z}{\beta^2 A \cdot E_\delta} , \text{ кэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{г} .$$

Данные для расчета:

Водород 1_1H , $A = 1$, $Z = 1$, плотность $\rho = 0.0708 \cdot 10^3$ кг/м³ при

$t^\circ = -252.8^\circ C$. Масса покоя мюона $m_\mu \cdot c^2 = 105.658389$ МэВ, $\beta^2 = ?$.

Ответ: $n_\delta = ?$ см⁻¹.

1.12. Простое решение можно получить исходя из импульсной диаграммы (рис. 2.3)

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{\Delta P_{\perp}}{P}, \quad \Delta P_{\perp} = \frac{2zZ'e^2}{4\pi\epsilon_0 v b}, \quad \operatorname{tg} \vartheta = ??.$$

Более точно с учетом движения частицы по гиперболической траектории

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{zZ'e^2}{4\pi\epsilon_0 b M c^2 \beta^2}.$$

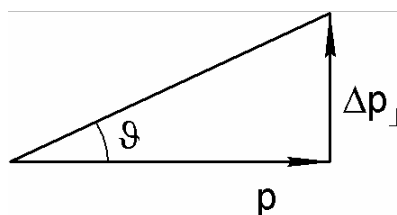


Рис. 2.3

Для малых углов эти два выражения совпадают, поскольку $\vartheta \approx \operatorname{tg} \vartheta$.

1.13. Используем решение предыдущей задачи, находим

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right)_{\text{электрон}} = \frac{?}{4\pi\epsilon_0 b M \cdot v^2}, \quad \operatorname{tg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right)_{\text{ядро}} = \frac{?}{4\pi\epsilon_0 b M \cdot v^2},$$

$$\frac{\operatorname{tg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right)_{\text{ядро}}}{\operatorname{tg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right)_{\text{электрон}}} = ?.$$

Рассеяние на ? заметнее, чем на ?.

1.14. На угол ϑ отклонятся все частицы, попадающие в область площадью $2\pi \cdot b db$ (рис. 2.4). Дифференциальное сечение рассеяния на угол ϑ равно $d\sigma = 2\pi \cdot b db$. Ранее было получено, что

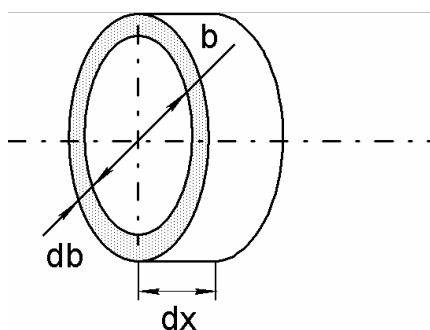


Рис. 2.4

$$b = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \frac{1}{\operatorname{tg}(\vartheta/2)}. \quad (1)$$

Продифференцировав это выражение по углу ϑ с учетом (1) получаем для дифференциального сечения

$$d\sigma = \pi \cdot \left(\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2}\right)^2 \cdot \frac{d\vartheta}{?}. \quad (2)$$

Учитывая, что $d\Omega = 2\pi \cdot \sin \vartheta d\vartheta$, а $\sin \vartheta = 2 \sin(\vartheta/2) \cdot \cos(\vartheta/2)$, получаем окончательное выражение для дифференциального сечения

$$d\sigma = ? \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4(\vartheta/2)}.$$

Численное значение дифференциального сечения для нашего случая равно $2.64 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$.

1.15. Используем выражение, связывающее пробег и энергию

$$R_p = a \cdot E_p^b.$$

Учитывая, что масса дейтрона примерно в 2 раза больше массы протона, получаем, что при одинаковых скоростях, кинетическая энергия дейтрона в классическом случае будет в 2 раза больше кинетической энергии протона: $E_d = 2E_p$. Соотношение пробег – энергия для дейтронов в воздухе приобретает вид

$$R_d = ? E_d^{1.8}.$$

1.16. Общая идея решения данной задачи: считаем, что ионизационный детектор полностью состоит из алюминия; определив суммарный пробег дейтронов в алюминиевом блоке, и вычтя из этого пробега толщину входной фольги, по остаточному пробегу находим энергию дейтронов, регистрируемых в детекторе.

Выражение, связывающее пробег с энергией для дейтронов в алюминии, находим по выражению для пробега протонов в воздухе. Данные для расчета:

Воздух состоит из азота и кислорода. При нормальных условиях: азот $^{14}_7N$, плотность $\rho = 1.25 \text{ кг/м}^3$; кислород $^{16}_8O$, плотность $\rho = 1.429 \text{ кг/м}^3$; воздух, плотность $\rho = 1.293 \text{ кг/м}^3$.

Для протонов в воздухе соотношение пробег – энергия

$$R_p = 1.8 \cdot E_p^{1.8}.$$

Пробег заряженной частицы R_1 в одном веществе (плотность ρ_1 , атомный вес A_1) связан с пробегом R_2 в другом веществе (плотность ρ_2 , атомный вес A_2) эмпирическим выражением

$$R_1 = R_2 \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \sqrt[3]{\frac{A_1}{A_2}}.$$

Для расчета примем, что атомный вес воздуха соответствует атомному весу азота, тогда выражение для пробега протонов в алюминии примет вид

$$R_p(Al) = R_p(\text{воздух}) \cdot ? \cdot 10^{-4}.$$

Соотношение пробег – энергия для протонов в алюминии

$$R_p(Al) = 1.07 \cdot 10^{-7} E_p^{1.8}.$$

Учитывая решение предыдущей задачи (1.15), получаем

$$R_d(Al) = ? E_d^{1.8} = 8.04459 \cdot 10^{-7} \text{ см.}$$

Остаточный пробег дейтронов в детекторе

$$R_d(Al) - \Delta_{wind} = 8.04459 \cdot 10^{-7} - 2 \cdot 10^{-2} = ? \text{ см}$$

Возвращаясь к формуле для пробега, получим

$$E_d = \sqrt[?]{\frac{R_d(Al) - \Delta_{wind}}{?}} = ? \text{ МэВ.}$$

Такая энергия будет зарегистрирована в детекторе.

1.17. Пробег частицы с энергией E_0 определится выражением $R_0 = a \cdot E_0^b$. Если частица прошла часть пути x , то остаточный пробег $(R_0 - x) = a \cdot E_x^b$. Отсюда энергия соответствующая остаточному пробегу

$$E_x = \left(\frac{R_0 - x}{a} \right)^{1/b} = E_0 \cdot (1 - \frac{x}{R_0})^{1/b}. \quad (1)$$

Энергия, потерянная частицей на ионизацию $\frac{d(E_0 - E_x)}{dx}$, будет равна числу пар ионов образованных на единице пути $\frac{dn}{dx}$, умноженных на среднюю энергию $\bar{\omega}$, идущую на образование одной пары ионов

$$\frac{d(E_0 - E_x)}{dx} = \bar{\omega} \cdot \frac{dn}{dx}. \quad (2)$$

Отсюда

$$\frac{dn}{dx} = \frac{1}{\bar{\omega}} \cdot \frac{d(E_0 - E_x)}{dx}. \quad (3)$$

Из (1) и (3) получим

$$\frac{dn}{dx} = \frac{E_0}{\bar{\omega} \cdot R_0 b} \cdot (1 - \frac{x}{R_0})^{b-1}. \quad (4)$$

При $x \rightarrow R_0$ $\frac{dn}{dx} \rightarrow \infty$.

2.2. ИОНИЗАЦИОННЫЕ И СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ. ТРЕКОВЫЕ ПРИБОРЫ

2.1. Распределение числа пар ионов по пробегу определяется кривой Брэгга

$$\frac{dn}{dx} = \frac{E_0}{\bar{\omega} \cdot R_0 b} \cdot \left(1 - \frac{x}{R_0} \right)^{b-1}. \quad (1)$$

Заметим, что

$$\frac{E_0}{\bar{\omega}} \cdot e = n_0 \cdot e = q_0. \quad (2)$$

Аналогично $n \cdot e = q$. Здесь n_0 и n – число пар ионов образованных вдоль трека частицы с энергией E_0 и E , соответственно.

Таким образом, распределение заряда по длине пробега определится выражением

$$\frac{dq}{dx} = \frac{q_0}{b \cdot R_0^{1/b}} \cdot (? - x)^{\frac{1}{b}-1}. \quad (3)$$

Заряд, исчезнувший из объема детектора к моменту времени t за счет нейтрализации на электроде равен

$$q_{исчезн}(t) = \int_0^t dq, \quad (4)$$

причем

$$dq = \frac{q_0}{b \cdot R_0^{1/b}} \cdot (? - x)^{\frac{1}{b}-1} dx. \quad (5)$$

Отсюда

$$q_{исчезн}(t) = \int_0^t \frac{q_0}{b \cdot R_0^{1/b}} \cdot (? - x)^{\frac{1}{b}-1} dx = \frac{q_0}{R_0^{1/b}} \cdot [R_0^{1/b} - ?]. \quad (6)$$

Сделаем замену $x = vt$, $dx = vdt$, тогда

$$q_{исчезн}(t) = q_0 \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{vt}{?} \right)^{\frac{1}{b}} \right]. \quad (7)$$

Заметим, что выражение, стоящее в круглой скобке формулы (7), соответствует заряду, оставшемуся в объеме к моменту времени t и индуцирующий ток во внешней цепи

$$q(t) = q_0 \cdot \left(1 - \frac{vt}{?} \right)^{\frac{1}{b}}. \quad (8)$$

При $t = 0$ $q(t) = q_0$, при $t = \frac{R_0}{v}$ $q(t) = 0$. Учтем, что $d/v = t$, следовательно

$$i = \frac{q}{t} = q_0 \cdot \frac{v}{d} \cdot \left(1 - \frac{vt}{?} \right)^{\frac{1}{b}}. \quad (9)$$

2.2. Ток, протекающий через детектор при движении в нем зарядов, во внешней цепи будет разветвляться на две составляющие: $i_R(t)$ и $i_C(t)$.

Поскольку импульсы напряжения, формируемые во внешней цепи детектора излучений, имеют весьма малую длительность, то кроме активного сопротивления нагрузки необходимо учитывать еще реактивные элементы. Основную роль будут играть ёмкости: собственная ёмкость детектора C_D , монтажная ёмкость выходных проводников и сопротивлений нагрузки C_M , и входная ёмкость первого электронного блока, подключённого к детектору $C_{вход}$. Все три ёмкости

считаются подключенными параллельно и в сумме представляют интегрирующую емкость

$$C = C_D + C_M + C_{\text{exod}}. \quad (1)$$

Запишем условие Кирхгофа для узла

$$i(t) = i_R(t) + i_C(t). \quad (2)$$

Если в результате протекания тока через нагрузку R на выходе появляется напряжение U , то для компонент тока

$$i_R(t) = \frac{U}{R}, \quad (3)$$

$$i_C(t) = C \cdot \frac{dU}{dt}.$$

Суммарный ток определится следующим выражением

$$i(t) = C \cdot \frac{dU}{dt} + \frac{U}{R}. \quad (4)$$

После деления на емкость C получаем уравнение, справедливое для большого класса детекторов.

Дифференциальное уравнение (4) является неоднородным уравнением первой степени. Перепишем его следующим образом

$$\frac{dU}{dt} + \frac{U}{RC} = \frac{i(t)}{C}. \quad (5)$$

Выражение в правой части представляет собой неоднородный член. Решение уравнение (5) ищем методом вариации постоянной.

Произведем замену $U \Rightarrow Z$ и ищем решение однородного уравнения

$$\frac{dZ}{dt} + \frac{Z}{RC} = 0, \quad (6)$$

$$Z = C_1 \cdot \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) = C_1 \cdot Z_1, \quad (7)$$

при $C_1 = 1 \rightarrow Z_1 = Z$.

Далее ищем решение неоднородного уравнения в виде

$$U = \varphi(t) \cdot Z_1 = \varphi(t) \cdot \exp\left(-\frac{t}{RC}\right), \quad (8)$$

$$U' = \varphi'(t) \cdot ? + \varphi(t) \cdot ?,$$

$$\varphi'(t) \cdot ? + \varphi(t) \cdot ? + \frac{\varphi(t) \cdot ?}{RC} = \frac{i(t)}{C}.$$

После сокращения получаем

$$\varphi'(t) = \frac{i(t)}{C} \cdot ?,$$

$$\varphi(t) = \frac{1}{C} \int i(t) \cdot dt + U_0, \quad (9)$$

где $U_0 = const$ – постоянная интегрирования, равная потенциалу на выходе, оставшемуся от регистрации предыдущей частицы в момент прохождения через детектор регистрируемой частицы. При редком попадании частиц в детектор в результате восстановления потенциала можно считать $U_0 = 0$. В результате конечное выражение для импульса напряжения принимает вид

$$U(t) = \frac{1}{C} \cdot \int_0^t i(t') \cdot \exp\left(-\frac{t'}{RC}\right) dt'. \quad (10)$$

2.3. Работа, совершаемая при смещении заряда на dx при его движении в поле с напряженностью E : $qE dx$. Во внешней цепи, где действует разность потенциалов U , работа равна $i(t) \cdot U \cdot dt$. В соответствии с теоремой Рамо-Шокли работа по перемещению заряда

$$i(t) \cdot U \cdot dt = qE dx.$$

Напряженность электрического поля в цилиндрической камере

$$E = \frac{U}{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}, \quad (1)$$

где r – текущая координата; r_a – радиус катода; r_i – радиус анода.

Скорость дрейфа v^+ положительных ионов определяется через подвижность u^+ и напряженность электрического поля E : $v^+ = u^+ \cdot E$.

Ток определится

$$i(t) = q_0 \cdot u^+ \cdot E^2 \frac{1}{U} = q_0 \cdot u^+ \cdot \frac{U}{\ln^2\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}. \quad (2)$$

Чтобы получить зависимость тока от времени, необходимо знать зависимость $r = r(t)$.

Скорость дрейфа $\frac{dr}{dt} = v^+$. Отсюда

$$dr = v^+ dt = u^+ \cdot E \cdot dt = \frac{u^+ \cdot U}{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \cdot dt.$$

Ионы дрейфуют от радиуса r_0 до r (где радиус r_0 соответствует начальному расположению ионной трубки вблизи анодной проволоочки), следовательно

$$\int_{r_0}^r r dr = \frac{u^+ \cdot ?}{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \cdot \int_0^t dt;$$

$$r^2 = ? + \frac{2u^+ \cdot ? \cdot t}{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)};$$

$$i^+(t) = q_0 \cdot \frac{u^+ \cdot ?}{\ln^2\left(\frac{r_a}{r_i}\right) \cdot [r_0^2 + ?]}.$$

При $t = 0$

$$i(t = 0) = q_0 \cdot \frac{u^+ \cdot ?}{\ln^2\left(\frac{r_a}{r_i}\right) \cdot r_0^2}.$$

При $t = t^+$ времени собирания положительных ионов

$$i(t^+) = q_0 \cdot \frac{u^+ \cdot ?}{? \cdot r_a^2}.$$

Можно ввести время собирания t^+ .

$$t^+ = \int_0^{t^+} dt = \int_{r_i}^{r_a} \frac{dr}{v} = ?(r_a^2 - r_i^2),$$

$$t^+ = \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{2u^+ \cdot ?} (r_a^2 - r_i^2).$$

2.4. Время собирания t^+ для ионов

$$t^+ = \int_0^{t^+} dt = \int_{r_i}^{r_a} \frac{dr}{v} = \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{2u^+ \cdot ?} (r_a^2 - r_i^2),$$

$$t^+ = \frac{\ln\left(\frac{?}{r_i}\right)}{2u^+ \cdot ?} (r_a^2 - r_i^2).$$

Положение заряда r_0 при равномерном облучении может меняться от r_a до r_i . Таким образом, максимальное время будет при $r_0 = r_i$. Поэтому для жидкого ксенона (подвижность $u^+ = 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$) $t^+ = 3 \cdot 10^{-2} \text{ с}$.

В жидком Xe при $E > 10^2$ В/см скорость дрейфа электронов почти не зависит от E и равна $v^- = 2 \cdot 10^5$ см/с. Поэтому для электронов $t^- = \frac{r_0 - r_i}{v^-}$. Время дрейфа будет максимальным при $r_0 = r_a$. Имеем

$$t^- = \frac{r_a - r_i}{v^-} = 5.3 \cdot 10^{-7} \text{ с.}$$

2.5. В общем случае плотность тока в камере равна

$$j = j_+ + j_- = e(n_+ v_+ + n_- v_-),$$

где n_+ , n_- – концентрации положительных и отрицательных зарядов; e – заряд электрона; v_+ , v_- – скорости дрейфа положительных и отрицательных зарядов.

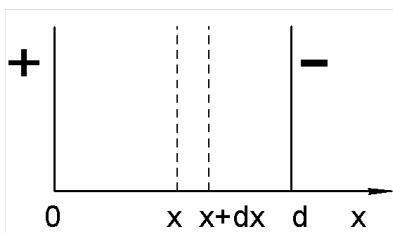


Рис. 2.5

Необходимо найти концентрации n_+ , n_- . Эти концентрации не будут постоянными. Вдоль силовых линий поля заряды образуются равномерно, но положительные заряды двигаются к катоду, а отрицательные заряды – к аноду. Чтобы вычислить распределение концентрации ионов, рассмотрим слой Δx в сечении x (рис. 2.5). Здесь на площади в 1 см^2 рождается $n_0 \Delta x$ пар ионов, где n_0 – количество зарядов, образуемых излучением в 1 см^3 объема камеры.

Число положительных зарядов входящих в слой dx будет $n(x) \cdot v_+$, а выходящих – $n(x + \Delta x) \cdot v_+$. В условиях равновесия

$$n_0 \cdot \Delta x = [n(x + \Delta x) - n(x)] \cdot v_+,$$

отсюда

$$\frac{n_0}{v_+} = \frac{n(x + \Delta x) - n(x)}{\Delta x} = \frac{dn}{dx}.$$

Для отрицательных зарядов получаем аналогично $\frac{n_0}{v_-} = -\frac{dn}{dx}$. Знак

минус указывает, что движение происходит в другую сторону. Решение этих уравнений (при граничных условиях на электродах концентрация равна нулю, т.е. $n_+(0) = 0$, $n_-(d) = 0$)

$$\frac{dn_+}{dx} = \frac{n_0}{v_+}, \quad \int_0^x dn = \frac{n_0}{v_+} \int_0^x dx, \quad n_+ = \frac{n_0}{v_+} \cdot x,$$

$$\frac{dn_-}{dx} = -\frac{n_0}{v_-}, \quad \int_x^d dn = -\frac{n_0}{v_-} \int_x^d dx, \quad n_- = \frac{n_0}{v_-} \cdot (d - x).$$

Следовательно $j_+ = en_0 x$, $j_- = en_0 (d - x)$, $j_\Sigma = en_0 d$. Скорости дрейфа зарядов не играют никакой роли. Отсюда ток насыщения

$$I = en_0 \cdot Sd = en_0 \cdot V = eN_0,$$

где S – сечение камеры, V – объем камеры, N_0 – количество пар ионов, образующихся во всем объеме камеры.

2.6. Выходной сигнал в пропорциональном счетчике формируется в основном при движении положительных ионов из области ударной ионизации к катоду. В задаче 2.3. была получена формула для формы импульса тока ионов в цилиндрической камере

$$i^+(t) = q_0 \cdot \frac{u^+ \cdot ?}{\ln^2\left(\frac{r_a}{r_i}\right) \cdot [r_0^2 + ?]}. \quad (1)$$

В пропорциональном счетчике ионы возникают в области ударной ионизации в подавляющем числе вблизи поверхности анода.

Примем $r_0 = r_i$, обозначим

$$r_i^2 \cdot \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right) \cdot \frac{1}{2u^+U} = t_0, \quad (2)$$

имеющим размерность времени. Получаем

$$i^+(t) = \mu \cdot q_0 \cdot \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{?} = \frac{\mu \cdot q_0}{2 \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \cdot \frac{1}{t_0 + t}, \quad (3)$$

где μ – коэффициент газового усиления.

Импульс заряда

$$Q(t) = \int_0^t i(t) dt = \frac{\mu \cdot q_0}{2 \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \cdot \int_0^t \frac{1}{t_0 + t} d(? + t) = \frac{\mu \cdot q_0}{2 \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \cdot \ln\left(\frac{t}{?} + 1\right).$$

2.7. Используя выражения из предыдущей задачи, получаем

$$Q(t) = \frac{\mu \cdot q_0}{2 \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \cdot \ln\left(\frac{t}{?} + 1\right);$$

где $t_0 = \frac{r_i^2}{2u \cdot U} \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)$,

$$t^+ = \frac{r_a^2 - r_i^2}{2u \cdot ?} \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right);$$

$$t = 340 \text{ ?}, Q_{\max}(t = T) = 2.4 \cdot 10^{-7} \text{ Кл.},$$

$$t\left(Q = \frac{Q_{\max}}{n}\right) = T \cdot \frac{\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^{\frac{2}{n}} - 1}{\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^?},$$

$$t_{0.5} = 3.8 \text{ мкс.},$$

$$t_{0.25} = 0.37 \text{ мкс.}$$

$$2.8. m = \mu pV / RT \approx 0.2 \text{ г.}$$

$$2.9. T_2 = T_1 k^{1-\gamma} \approx 268^\circ \text{ К}, t_2 = -5^\circ \text{ С.}$$

2.10. По определению $S = \rho_1 / \rho_2$, где $\rho_1 = m_1 / V_1$, $\rho_2 = m_2 / V_2$. Здесь m_1 – масса пара, насыщающего сжатый объем камеры V_1 при температуре T_1 , а m_2 – масса пара, насыщающего расширенный объем камеры V_2 при температуре T_2 . Таким образом, $S = \frac{m_1 V_2}{m_2 V_1}$.

По уравнению Клапейрона для пара до и после расширения камеры находим

$$p_1 V_1 = \frac{m_1}{\mu} R T_1, \quad p_2 V_2 = \frac{m_2}{\mu} R T_2.$$

Второе из этих уравнений относится к случаю, когда избыток паров сконденсировался, причем мы пренебрегли незначительным повышением температуры за счет конденсации. Из этих уравнений, используя уравнение адиабаты $T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}$, найдем

$$S = \frac{p_1}{p_2} \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} = \frac{p_1}{p_2} k^{1-\gamma}.$$

2.11. Для воды: 1) 3.1, 2) 4.1; для спирта: 1) 2.3, 2) 2.7.

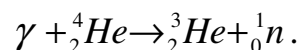
2.12. $S = 6.5$.

2.13. 10^{-7} .

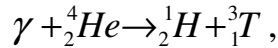
2.14. Видно из рисунка.

2.15. γ -Кванты двигались снизу вверх. На снимке отчетливо видны две пары (? и ??), созданные γ -квантами.

2.16. Одиночный «жирный» след на одной из фотографий принадлежит ядру ${}^3_2\text{He}$, образованному в результате реакции



На другой фотографии зарегистрирована реакция



где более «жирный» след соответствует тритону, а тонкий след – протону.

2.17. Центральный след принадлежит мюону. Действительно, этот след не может быть следом электрона, так как энергия частицы, создающей след, больше, чем энергия электронов, а толщина трека шире. Но центральный след не может быть и следом протона, так как на фотографии видно, что трек слегка изгибается в магнитном поле камеры, и, следовательно, его энергия не может быть очень большой. При небольших энергиях трек протона был бы значительно толще. Мюон от пиона можно отличить по характеру распадов и поглощению веществом.

2.18. Около 76000 фотографий.

2.19. $E = Pc \approx ???$ МэВ.

2.20. Необходимо использовать релятивистские выражения для импульса протона Pc и для кинетической энергии E

$$Pc = \sqrt{E^2 + 2M_0c^2E} = eB \cdot r \cdot c,$$

$$E = ?c^2 \left\{ \sqrt{\frac{(eB \cdot r \cdot c)^2}{(M_0c^2)^2} + 1} - 1 \right\}.$$

Полная энергия

$$E_{total} = E + M_0c^2,$$

Здесь M – масса протона, c – скорость света в вакууме, B – индукция магнитного поля, $r = ??$ – радиус кривизны следа.

2.21. а) С уменьшением скорости частицы возрастают её ионизационные потери. Следовательно, число зерен на единицу длины следа увеличивается в направлении движения частицы.

б) При равных скоростях удельные потери для протонов, дейтронов и α -частиц относятся, как 1:1:4, а при равных энергиях – как 1:2:16.

в) ~1; 1.55; 4.05. Плотности зерен различаются существенно меньше, что весьма затрудняет разделение одинаково заряженных частиц на равных пробегах.

2.22. а) Равенство плотности зерен указывает на равенство скоростей частиц (см. задачу 2.21). Из приведенной формулы следует, что остаточные пробеги однозарядных частиц при равных скоростях относятся, как массы этих частиц, т. е. $R_p : R_d : R_t = 1:2:3$. Очевидно, $E_p : E_d : E_t = 1:2:3$.

б) Если частицы, обозначаемые индексами a и b , имеют одинаковые скорости, то из формулы, приведенной в тексте задачи, следует:

$$R_b(E) = \left(\frac{z_a}{z_b} \right)^2 \left(\frac{M_b}{M_a} \right) \cdot R_a \left(E \cdot \frac{M_a}{M_b} \right).$$

Это соотношение – точное для частиц с равными зарядами. (В случае частиц с разными зарядами оно останется точным, если вместо z_a и z_b подставить некоторые эффективные заряды.) Пользуясь им и зная $R_a = f(E)$ для частицы с массой M_a , легко построить зависимость $R_b = f(E)$ для частицы с массой M_b . Результаты для тритонов приведены в табл. 1.2.

в) Следует определить число зерен N на таком же участке τ отрезка следа, укладываемого в эмульсии; из зависимости $N = f(R)$ определить пробег, а из зависимости $E = f(R)$ – энергию протона, которому соответствует такая же плотность зерен. Энергии дейтрона и тритона при одинаковой плотности зерен (равной скорости) будут соответственно в 2 и 3 раза больше энергии протона.

2.23. Медленные

π^- -мезоны в поле ядра захватываются на боровскую орбиту и, взаимодействуя с ядром, поглощаются им. При этом происходит расщепление ядра. В фотографических эмульсиях след мезона оканчивается в большинстве случаев звездой (см. рис. 2.6, 2.7). Следует, однако, иметь в виду, что в эмульсиях приблизительно в 30% случаев поглощение π^- -мезонов приводит к испусканию только нейтральных частиц.

Медленный π^+ -мезон распадается на μ^+ -мюон с энергией 4.1 МэВ и нейтрино, μ^+ -мюон в свою очередь распадается на электрон и два нейтрино. Таким образом, в фотографических электроночувствительных эмульсиях в конце пробега π^+ -мезона

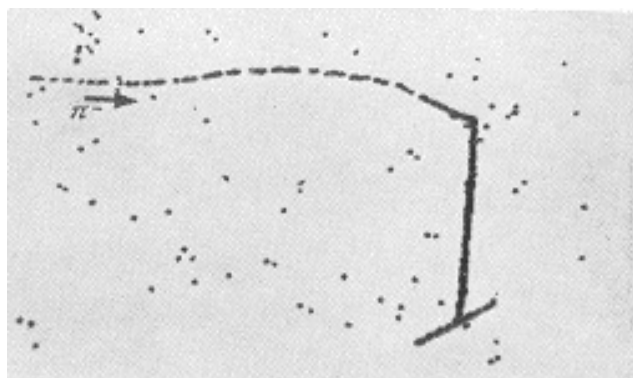


Рис. 2.6

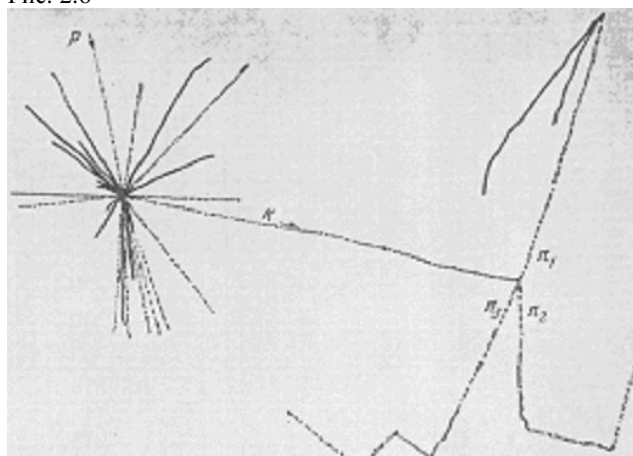
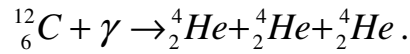


Рис. 2.7

наблюдается след μ^+ -мюона определенной длины (~ 600 мкм), а в конце следа μ^+ -мюона — след электрона (см. рис. 2.8).

2.24. На рис. 1.6 показаны две звезды, соответствующие реакции



Никакое другое, из легких ядер эмульсии, не может дать расщепление на три одинаковых частицы.

2.25. $4.2 \cdot 10^{-14}$ А.

2.26. Изменение потенциала собирающего электрода:

$\Delta V = Q/C$; заряд, собранный на нем:

$Q = \Delta V \cdot C = 2 \cdot 10^{-12}$ Кл.

Число пар ионов, созданных в камере космическими частицами:

$N = Q/e = 1.25 \cdot 10^{-7}$.

Средний путь

космических частиц в камере равен $2\pi/d$, где d — диаметр камеры.

Таким образом, одна частица в среднем создает 306 пар ионов.

Следовательно, через камеру прошло $1.25 \cdot 10^7 / 306 = 4.1 \cdot 10^4$ частиц.

$$2.27. d_{эфф} = \frac{d}{\overline{\cos \vartheta}}, \quad \overline{\cos \vartheta} = \frac{\int_0^{\pi/2} \cos \vartheta \cdot \sin \vartheta d\vartheta}{\int_0^{\pi/2} \sin \vartheta d\vartheta} = \frac{1}{2}, \quad d_{эфф} = 2d.$$

2.28. Из уравнения для $I/I_{нас.}$ получаем $0.3524J = \ln(1 + 0.3595J)$.

Решая это уравнение графически, находим $J = 0.111$ Р. Максимальная интенсивность, измеряемая камерой при указанных условиях, около 2.8 Р (рентген).

2.29. За 4.2 ч.

2.30. 2.7° С.

$$2.31. \omega_\phi = \frac{E_n}{N_\phi} = \frac{E_\phi}{\eta_k} = 70 \text{ эВ}.$$

2.32. $5.6 \cdot 10^4$ фотонов.

2.33. Так как эффективность регистрации заряженных частиц равна 100%, то сцинтилляционный счетчик должен регистрировать каждый γ -квант, поглощенный или рассеянный в счетчике. На этом основании

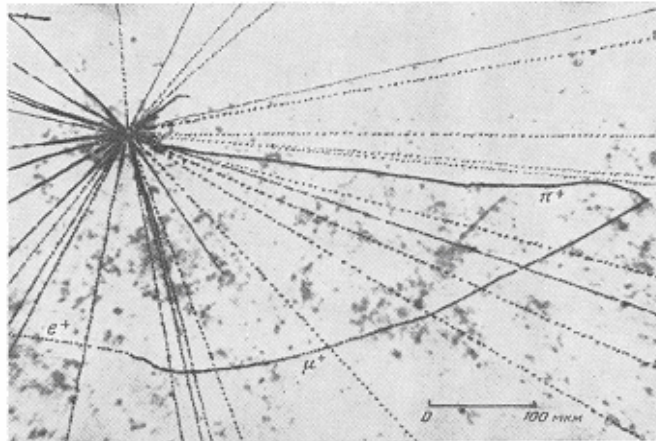


Рис. 2.8

для искомой эффективности счетчика нетрудно получить $\varepsilon_d = 1 - \exp(-\mu \cdot d)$.

2.34. $N_\phi = N/\varepsilon_d \approx 18$ γ -квантов в секунду. Здесь N – число световых импульсов в секунду. Выражение для $\varepsilon_d = 1 - \exp(-\mu \cdot d)$ найдено в предыдущей задаче.

2.35. $V = e \cdot N_0 \cdot \mathcal{M}/C \approx 16$ В.

2.36. 40 В.

2.37. Около 140 кэВ.

2.38. $0.16 \cdot 10^{-9}$ А.

2.39. $V_{\text{порог}} = V_{\text{ion}} \cdot \frac{\ln(r_a/r_i)}{\ln\left(\frac{r_i + \lambda_0/p}{r_i}\right)} = 410$ В.

2.40. а) Амплитуда импульса напряжения в пропорциональном счетчике $V = Q \cdot \mu / C$, где Q – заряд быстрых частиц, C – ёмкость. Зная энергию α -частицы и среднюю энергию образования пары ионов, можно найти среднее число пар ионов, образуемых α -частицей на полном пробеге, а затем на 1 см её пути. Последнее число равно $7.3 \cdot 10^4$. Зная средний путь, проходимый α -частицей в счетчике, легко найти, что среднее число пар ионов, созданных α -частицей при прохождении через счетчик, равно $1.1 \cdot 10^5$. Ему соответствует амплитуда импульса напряжения 1.63 В.

б) $1.7 \cdot 10^{-3}$ В.

2.41. Если число частиц, зарегистрированных счетчиком, равно n , а разрешающее время счетчика τ , то в течение времени $n \cdot \tau$ счетчик не сможет зарегистрировать ни одной из попавших в него частиц. Число частиц, прошедших в течение этого времени через счетчик, равно $N \cdot n \cdot \tau$. Следовательно, полное число частиц, прошедших через счетчик в единицу времени, равно $N = n + N \cdot n \cdot \tau$, т. е. сумме зарегистрированных и незарегистрированных частиц. Отсюда для разрешающего времени счетчика получаем $\tau = (N - n) / N \cdot n$.

2.42. $\tau = \frac{1}{n_{12}} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{n_{12}(n_1 + n_2 - n_{12})}{n_1 \cdot n_2}} \right] = 2.3 \cdot 10^{-4}$ с.

2.43. $N = 1250$ с $^{-1}$.

2.44. Так как разрешающее время фотоумножителя меньше разрешающего времени кристалла, то фотоумножитель регистрирует все частицы, зарегистрированные кристаллом. Следовательно, число

зарегистрированных частиц, будет определяться только временем высвечивания стильбена: $n = ? = 3.7 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$.

2.45. Число частиц, зарегистрированных счетчиком: $n_1 = N / (1 + N \cdot \tau_1)$.

Число импульсов счетчика, зарегистрированных регистрирующим устройством:

$$n = \frac{n_1}{1 + n_1 \cdot \tau_2} = \frac{N}{1 + N(\tau_1 + \tau_2)} = 2.1 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}.$$

2.46. Число случайных совпадений равно $\nu = 2 \cdot \tau \cdot n_1 \cdot n_2$. Множитель 2 появляется потому, что разряд во втором счетчике может либо предшествовать, либо следовать за разрядом в первом счетчике с интервалом τ .

2.3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ И МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

3.1. При равновероятном распределении направлений вылета, вероятность частице вылететь в направлении, заданном полярным углом φ и азимутальным ψ даётся выражением

$$p(\varphi, \psi) = \frac{d\Omega}{4\pi},$$

где $d\Omega = \sin \varphi d\varphi d\psi$ - элемент телесного угла.

Так как φ и ψ - независимы, то вероятность совместного появления равна произведению вероятностей каждого

$$p(\varphi, \psi) = p(\varphi) p(\psi) d\varphi d\psi.$$

Следовательно

$$p(\varphi, \psi) = \frac{\sin \varphi d\varphi d\psi}{4\pi} = p(\varphi) \cdot p(\psi) d\varphi d\psi.$$

Отсюда получаем

$$p(\varphi) \cdot p(\psi) = \frac{\sin \varphi}{4\pi}.$$

Интегрируя по ψ от 0 до 2π и накладывая условие нормировки

$$\int_0^{2\pi} p(\psi) d\psi = 1, \text{ получаем}$$

$$p(\varphi) \cdot \int_0^{2\pi} p(\psi) d\psi = \frac{\sin \varphi}{4\pi} \cdot \int_0^{2\pi} d\psi,$$

$$p(\varphi) = \frac{\sin \varphi}{2}.$$

Для вероятности $p(\psi)$ имеем

$$p(\psi) = \frac{\sin \varphi}{4\pi} \cdot \frac{1}{p(\varphi)} = \frac{\sin \varphi}{4\pi} \cdot \frac{2}{\sin \varphi} = \frac{1}{2\pi},$$

$$p(\psi) = \frac{1}{2\pi}.$$

3.2. Путь частицы равен $x = 2R \sin \varphi$.

Площадь элемента поверхности

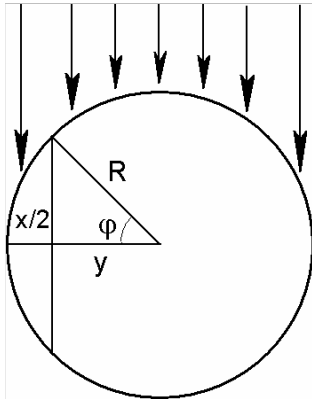


Рис. 2.9

$$dS = R d\varphi \cdot R \cos \varphi d\psi. \quad (1)$$

С учетом аксиальной симметрии по углу ψ
($0 \div 2\pi$)

$$dS = 2\pi \cdot R^2 \cos \varphi d\varphi. \quad (2)$$

Площадь проекции элемента поверхности (2) перпендикулярную к направлению падающего пучка получим, умножив (2) на $\sin \varphi$

$$dS' = 2\pi \cdot R^2 \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi d\varphi. \quad (3)$$

Вероятность частицы пройти путь x (рис. 2.9), через сферу равно отношению площади проекции элемента поверхности (3) к площади

поперечного сечения сферы

$$p(x)dx = \frac{2\pi \cdot R^2 \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi \cdot d\varphi}{\pi \cdot R^2} = 2 \sin \varphi \cdot \cos \varphi \cdot d\varphi. \quad (4)$$

Теперь средний путь \bar{x} находим по общему правилу

$$\bar{x} = \frac{\int x \cdot p(x) dx}{\int p(x) dx}. \quad (5)$$

Получаем

$$\bar{x} = \frac{\int_0^{\pi/2} 2R \cdot \sin \varphi \cdot 2 \sin \varphi \cos \varphi d\varphi}{\int \sin \varphi \cos \varphi d\varphi}.$$

$$\bar{x} = ?.$$

Необходимо всё то же самое проделать в декартовой системе координат.

3.3. Путь частицы, пересекающей цилиндр, перпендикулярно его оси

$$x = 2R \cdot \sin \varphi.$$

Площадь элемента цилиндрической поверхности с учётом симметрии

$$dS = l \cdot 2R d\varphi.$$

Площадь проекции этого элемента умноженного на $\sin \varphi$

$$dS' = l \cdot 2R \cdot \sin \varphi d\varphi.$$

Вероятность частице пройти в цилиндре путь в интервале от x до $x + dx$ равна отношению площади проекции dS' к площади поперечного сечения цилиндра $\sim 2R \cdot l$

$$p(x) = \sin \varphi d\varphi.$$

Средний путь

$$\bar{x} = \frac{\int x \cdot p(x) dx}{\int p(x) dx} \Rightarrow ?.$$

После несложных преобразований получаем

$$\bar{x} = ?.$$

3.4. Элемент телесного угла $d\Omega = \sin \varphi d\varphi d\psi$.

После интегрирования получаем (см. рис. 2.10)

$$\Omega = \int_{\varphi=0}^{\vartheta_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} \sin \varphi \cdot d\varphi d\psi = 2\pi \cdot (1 - \cos \vartheta_0);$$

$$\Omega = 0.714 \text{ стерад.}$$

3.5. Телесный угол (см. рис. 2.10) определяется следующим образом

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \vartheta_0);$$

$$\cos \vartheta_0 = \frac{l}{\sqrt{r^2 + l^2}};$$

$$\Omega = ? \text{ стерад.}$$

3.6. $\Omega = 2\pi(1 - \cos \vartheta_0)$

$$\alpha = ? \text{ рад.}$$

Заметим, что

$$1 \text{ рад} = 57.29578^\circ$$

$$\alpha = 65.541^\circ.$$

3.7. Телесный угол, вырезаемый коллиматором

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{\frac{l}{2}}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2}} \right).$$

Доля полного потока изотропного источника, вырезаемая коллиматором

$$\frac{\Omega}{4\pi} = 9.7 \cdot 10^{-2}.$$

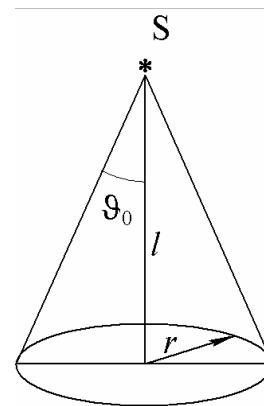


Рис. 2.10

3.8. Счетчик видит каждую точку источника под разными телесными углами (рис. 2.11). Поэтому, для учета геометрического фактора необходимо провести усреднение телесного угла по всему источнику.

Телесный угол, под которым окно счетчика видит элемент площади источника $dydx$, не зависит от координаты z и равен

$$\Omega = 2\pi \cdot (1 - \cos \vartheta),$$

где

$$\cos \vartheta = \frac{r_0}{l} = \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 + \rho^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \rho^2/r_0^2}},$$

$$\cos \vartheta \approx 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho^2}{r_0^2}.$$

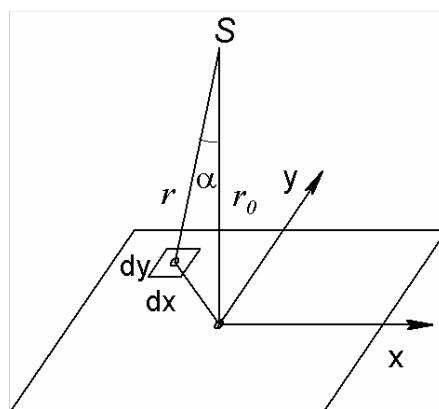


Рис. 2.11

Здесь r_0 – расстояние по перпендикуляру от центра окна счетчика до источника; ρ – радиус окна счетчика; S – площадь окна; r – расстояние от центра окна до некоторой точки источника с координатами x, y . Обозначения остальных параметров показаны на рис 2.12.

$$\Omega = 2\pi \cdot (1 - 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho^2}{r_0^2}) = \pi \cdot \frac{\rho^2}{r_0^2} = \frac{S}{r_0^2},$$

где S – площадь окна счетчика. Обозначим через S' – эффективную площадь окна счетчика, которую можно увидеть из элемента площади источника $dydx$, расположенной в некоторой точке источника с координатами x, y . Причем предполагаем, что

$\frac{S'}{S} \approx \cos \alpha$ – приближенное представление,

поскольку S' соответствует эллипсу и одновременно является проекцией окружности S :

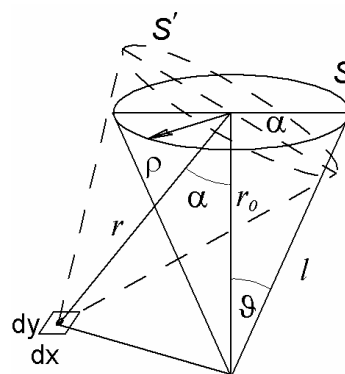


Рис. 2.12

$$S' = S \cdot \cos \alpha ;$$

$$\Omega = S' / r^2 ;$$

$$\cos \alpha = r_0 / r ;$$

$$\Omega = S \cdot \cos \alpha / r^2 = \frac{r_0}{r^3} \cdot S .$$

Отсюда усредненное значение телесного угла

$$\bar{\Omega} = 4 \int_0^{a/2} \int_0^{b/2} \frac{S r_0 dx dy}{(r_0^2 + x^2 + y^2)^{3/2}} \cdot \frac{1}{ab},$$

$$\bar{\Omega} \approx \frac{4S}{ab} \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{ab}{4r_0 \sqrt{r_0^2 + (a^2/4) + (b^2/4)}} \right) \approx 1.4 \cdot 10^{-2} \text{ рад.}$$

3.9. Рассмотрим слой dx на глубине x от поверхности пластины (рис. 2.13). Число квантов, поглощенных в этом слое в расчете на 1 см^2 , равно

$$dn = n \cdot \mu \cdot dx,$$

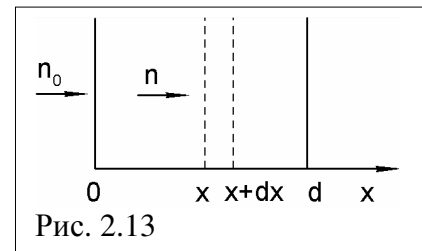
где $n = n_0 \exp(-\mu x)$ – число квантов, прошедших без взаимодействия слой x . Следовательно

$$dn = n_0 \exp(-\mu x) \cdot \mu dx.$$

Интегрируя по толщине детектора, получаем

$$\int_0^d dn = \int_0^d n_0 \exp(-\mu x) \cdot \mu dx,$$

$$n = n_0 (1 - \exp(-\mu d)).$$



Число квантов, поглощенных в детекторе

$$N = n_0 \cdot S \cdot (1 - \exp(-\mu d)).$$

3.10. В начальный момент времени токи в камерах равны

$$i_{01} = i_{02} = i_0.$$

Поскольку период полураспада ^{226}Ra велик ($T_{1/2} = 1600$ лет), активность его можно считать постоянной. В камере с ^{60}Co ток уменьшится и станет равным

$$i_2 = i_0 \exp(-\lambda \cdot t).$$

Сила разностного тока

$$\Delta i = i_0 - i_2 = i_0 (1 - \exp(-\lambda \cdot t)).$$

При $\lambda \cdot t \ll 1$ $\Delta i \approx i_0 \lambda \cdot t$. Отсюда период полураспада ^{60}Co будет равен

$$T_{1/2} = 5.15 \text{ лет.}$$

Погрешность в определении $T_{1/2}$ определяется погрешностью в измерении Δi и составляет около 10%.

3.11. Телесный угол, в котором излучение падает на детектор, значителен, поэтому надо учитывать различие путей, проходимых в детекторе квантами, вылетающими под разными углами. Плотность потока γ -квантов, попадающих в детектор в единице телесного угла, равна

$$n_0 d\Omega / 4\pi,$$

где n_0 – активность источника. Вероятность γ -кванту поглотиться в детекторе дается выражением

$$p = 1 - \exp(-\mu \cdot d / \cos \varphi),$$

где $d / \cos \varphi$ – путь через детектор γ -кванта, вылетевшего из источника под углом φ к нормали (см. рис. 1.7). Число поглощенных квантов на единицу поверхности равно произведению числа падающих квантов на вероятность поглотиться

$$dn = n_0 \cdot d\Omega \cdot \frac{1 - \exp(-\mu \cdot d / \cos \varphi)}{4\pi}.$$

Так, как плотность потока квантов, падающих на детектор в телесном угле Ω , равна $n_{\text{пад.}} = n_0 \cdot \Omega / 4\pi$, то эффективность регистрации будет выражаться в виде

$$\eta = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} [1 - \exp(-\mu \cdot d / \cos \varphi)] d\Omega.$$

Используя $\Omega = \sin \varphi d\varphi d\psi$, получаем

$$\eta = \frac{1}{\Omega} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\varphi_0} [1 - \exp(-\mu \cdot d / \cos \varphi)] \sin \varphi d\varphi$$

или

$$\eta = \frac{2\pi}{\Omega} \int_0^{\varphi_0} [\exp(-\mu \cdot d / \cos \varphi) - 1] d(\cos \varphi).$$

Так, как $\Omega = 2\pi(1 - \cos \varphi_0)$, то получаем

$$\eta = \frac{1}{1 - \cos \varphi_0} \int_0^{\varphi_0} \exp(-\mu \cdot d / \cos \varphi) d(\cos \varphi) + 1.$$

Применяя подстановку $-\mu d / \cos \varphi = x$, представим интеграл в виде

$$\int_{x_1}^{x_2} \frac{\exp x}{x^2} dx,$$

где $x_1 = -\mu d$; $x_2 = -\mu d / \cos \varphi_0$. Интеграл можно найти только численным способом. В результате получим $\eta = 0.359$.

Для узкого параллельного пучка

$$\eta = 1 - \exp(-\mu d) = 0.330.$$

Если угол при вершине конуса уменьшать, то будет уменьшаться и эффективность, стремясь к значению эффективности для узкого пучка.

3.12. Взаимное расположение детектора и источника показано на рис. 2.14. В диапазоне углов $0 - \varphi_1$ путь кванта через детектор

$$x = d / \cos \varphi.$$

В диапазоне углов $\varphi_1 - \varphi_2$

$$x = \frac{a}{\sin \varphi} - \frac{h}{\cos \varphi}.$$

Углы φ_1 и φ_2 определяются из соотношения

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{a}{h+d}; \quad \operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{a}{h}.$$

Согласно решению предыдущей задачи можно записать

$$\eta = \frac{1}{1 - \cos \varphi_2} \cdot \left\{ \int_0^{\varphi_1} [1 - \exp(-\mu d / \cos \varphi)] \sin \varphi d\varphi + \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \left[1 - \exp\left(-\mu \left(\frac{a}{\sin \varphi} - \frac{h}{\cos \varphi} \right)\right) \right] \sin \varphi d\varphi \right\}.$$

Численное интегрирование дает значение $\eta = 0.390$.

3.13. Запишем нормальное распределение в виде

$$n(A) = n_{\max} \cdot \exp\left[\frac{-(A - A_0)^2}{2\sigma^2} \right],$$

где n_{\max} – ордината максимума при $A = A_0$.

При $A - A_0 = \Gamma/2$, $n = n_{\max} / 2$,

отсюда

$$\Gamma^2 = \sigma^2 \cdot 2 \ln 2;$$

$$\Gamma \approx \sigma \cdot 2.355.$$

3.14. $\Gamma \approx \sigma \cdot 2.355$. Поскольку нормальное распределение нормировано на 1 (!), то площадь под кривой $S = 1$. При этом:

$$n_{\max} = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}};$$

$$n = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(A - A_0)^2}{2\sigma^2} \right];$$

$$\Gamma \cdot n_{\max} = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}}.$$

Следовательно:

$$S = \frac{\Gamma \cdot n_{\max}}{\sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}}} = 1.064467 \cdot \Gamma \cdot n_{\max}.$$

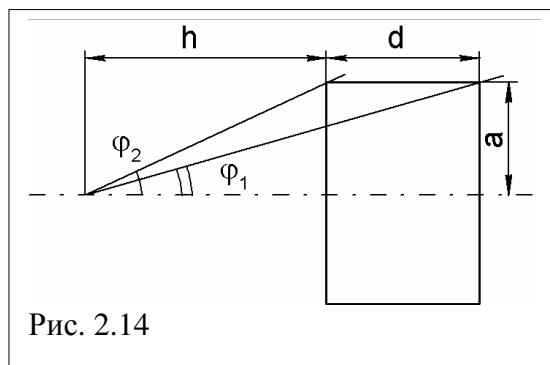


Рис. 2.14

3.15. Запишем нормальное распределение в виде

$$y = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}\right].$$

В точках перегиба вторая производная равна 0. Находим последовательно первую и вторую производные

$$y' = ?;$$

$$y'' = \frac{-1}{\sigma^3} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(x-a)^2}{?}\right] + ? = 0;$$

$$\frac{(x-a)^2}{\sigma^2} = 1.$$

Значения абсцисс в точке перегиба:

$$x_{1,2} = a \pm \sigma.$$

Величина ординаты в точке перегиба

$$y_{1,2} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp[?] = \frac{1}{\sigma} \cdot 0,24197.$$

Выражение для прямой линии $y = kx + b$; где коэффициент $k = \frac{dy}{dx}$.

Уравнения касательных в точке перегиба найдем следующим образом:

$$y = kx + b$$

—

$$y_{1,2} = k_{1,2} \cdot x_{1,2} + b$$

$$y - y_{1,2} = k_{1,2} \cdot (x - x_{1,2});$$

$$y = y_{1,2} + \left(\frac{dy}{dx}\right)_{1,2} \cdot (x - x_{1,2}),$$

где индексы (1 и 2) относятся, соответственно, к прямым линиям, проходящим через первую и вторую точки перегиба. Подставляя значения производных в точках перегиба и значения абсцисс и ординат, получим

$$y_{1 \text{ касат.}} = \frac{0.24197}{?} \cdot x + ? \cdot \left(2 - \frac{a}{\sigma}\right),$$

$$y_{2 \text{ касат.}} = -\frac{0.24197}{?} \cdot x + ? \cdot \left(2 + \frac{a}{\sigma}\right).$$

Основание треугольника найдем из условия, что $y_{1,2 \text{ касат.}} = 0$. Получим

$$x_{1 \text{ основан.}} = -2\sigma + ?,$$

$$x_{2 \text{ основан.}} = 2\sigma + ?.$$

Основание

$$\Delta = x_{2 \text{ основан.}} - x_{1 \text{ основан.}} = ?.$$

Высота треугольника при $x = a$

$$y_{\text{выс.}} = \frac{0.48394}{?}.$$

3.16. Площадь треугольника

$$S_{\Delta} = ? = 0.96788,$$

но, поскольку нормальное распределение нормировано на 1, то $S = S_{\Delta} \cdot k \Rightarrow 1$ и, следовательно, площадь треугольника равна

$$S = S_{\Delta} \cdot 1.03318.$$

3.17. Запишем нормальное распределение в виде

$$N_i = N_0 \exp\left(-\frac{(n_0 - n_i)^2}{2\sigma^2}\right).$$

$$\ln \frac{N_{i+1}}{N_{i-1}} = \ln \frac{\exp\left(-\frac{(n_0 - n_{i+1})^2}{2\sigma^2}\right)}{\exp\left(-\frac{(n_0 - n_{i-1})^2}{2\sigma^2}\right)} =$$

$$= \frac{n_{i+1} - n_{i-1}}{2\sigma^2} (2n_0 - (n_{i+1} + n_{i-1})).$$

Поскольку

$$n_{i+1} - n_{i-1} = 2,$$

$$n_{i+1} + n_{i-1} = 2n_i, \text{ то}$$

$$\ln \frac{N_{i+1}}{N_{i-1}} = \frac{?}{\sigma^2} (? - n_i), \text{ что и требовалось доказать.}$$

3.18. Амплитуда сигнала детектора связана с энергией частиц соотношением $A = f(E)$.

Энергетическое разрешение

$$\eta = \frac{\Delta E}{E}, \quad \frac{\partial A}{\partial E} = f'(E), \quad \Delta E = \frac{\Delta A}{f'(E)}.$$

Следовательно

$$\eta = \frac{\Delta A}{E \cdot f'(E)} \cdot \frac{f(E)}{A} = \frac{\Delta A}{A} \cdot \frac{1}{E} \cdot \frac{f(E)}{f'(E)}.$$

Если $A \sim kE$, где $k = f'(E)$, то

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta A}{A} \cdot \frac{1}{E} \cdot \frac{k \cdot E}{k} \text{ и, следовательно, } \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta A}{A}.$$

3.19. Если $E = E_1 + E_2$, то квадрат ширины линии

$$(\Delta E)^2 = (\Delta E_1)^2 + (\Delta E_2)^2;$$

$$\begin{aligned}
(\Delta E_1)^2 &= E_1^2(A + B/E_1); \\
(\Delta E_2)^2 &= E_2^2(A + B/E_2); \\
\frac{(\Delta E)^2}{(E_1 + E_2)} &= \frac{E_1^2(A + B/E_1) + E_2^2(A + B/E_2)}{(E_1 + E_2)^2}; \\
\omega^2 &= \frac{E_1^2 \cdot A + B \cdot E_1 + E_2^2 \cdot A + B \cdot E_2}{(E_1 + E_2)^2}; \\
\omega^2 &= A + \frac{B}{E}; \\
\omega^2 &= A \left[1 - \frac{2E_1 E_2}{(E_1 + E_2)^2} \right] + \frac{B}{E_1 + E_2}.
\end{aligned}$$

Видно, что разрешение для суммарного пика, лучше, чем для пика, образующегося при энерговыделении в кристалле энергии $E = E_1 + E_2$ одной порцией. Минимальное значение ω^2 при $E_1 = E_2 = E/2$:

$$\omega_{\min}^2 = \frac{A}{2} + \frac{B}{E}.$$

$$3.20. \omega = \frac{\Delta E}{E}.$$

$$\omega^2 = A \left[1 - \frac{2E_1 E_2}{(E_1 + E_2)^2} \right] + \frac{B}{E_1 + E_2} \quad (1)$$

$$\omega_{\min}^2 = \frac{A}{2} + \frac{B}{E} \quad (2)$$

Согласно выражению (1)

$$\omega = 5,3719 \cdot 10^{-2};$$

$$\omega^2 = \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2; \quad (\Delta E_1)^2 + (\Delta E_2)^2 = \omega_1^2 \cdot E_1^2 + \omega_2^2 \cdot E_2^2 = ?$$

$$\omega^2 = \frac{(\Delta E_1)^2 + (\Delta E_2)^2}{(E_1 + E_2)^2} = 3,629 \cdot 10^{-2};$$

$$\omega = 6,024 \cdot 10^{-2}.$$

3.21. Запишем исходное амплитудное распределение в виде

$$f(A) = \frac{N_0}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(A - A_0)^2}{2\sigma^2} \right].$$

При регистрации такого распределения амплитудным анализатором с конечной шириной канала распределения останется

нормальным, но его ширина несколько увеличится. Запишем измеряемое амплитудное распределение, заменив $\sigma \rightarrow \sigma + \Delta\sigma$

$$\varphi(A) = \frac{N_0}{(\sigma + \Delta\sigma)\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[\frac{-(A - A_0)^2}{2(\sigma + \Delta\sigma)^2}\right].$$

Отношение искаженного распределения к неискаженному равно:

$$\frac{\varphi(A)}{f(A)} = \frac{\sigma}{(\sigma + \Delta\sigma)} \exp\left\{\frac{(A - A_0)^2}{2} \left[\frac{1}{\sigma^2} - \frac{1}{(\sigma + \Delta\sigma)^2}\right]\right\}.$$

Выражение в квадратных скобках можно преобразовать

$$\frac{1}{\sigma^2} \left[1 - \frac{1}{\frac{\sigma^2 + 2\Delta\sigma \cdot \sigma + \Delta\sigma^2}{\sigma^2}}\right] = \frac{1}{\sigma^2} \left[1 - \frac{1}{1 + 2\frac{\Delta\sigma}{\sigma} + \frac{\Delta\sigma^2}{\sigma^2}}\right].$$

Раскладываем в ряд $\frac{1}{1 + 2\frac{\Delta\sigma}{\sigma} + \frac{\Delta\sigma^2}{\sigma^2}} \rightarrow 1 - 2\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ и, пренебрегая членами малого

порядка, получаем

$$= \frac{1}{\sigma^2} \left[1 - 1 + 2\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right] = \frac{1}{\sigma^2} \cdot 2\frac{\Delta\sigma}{\sigma}.$$

Следовательно

$$\frac{\varphi(A)}{f(A)} = \left(\frac{1}{1 + \frac{\Delta\sigma}{\sigma}}\right) \exp\left[\frac{(A - A_0)^2}{2} \frac{1}{\sigma^2} \frac{2\Delta\sigma}{\sigma}\right].$$

Напомним некоторые выражения, используемые для разложения в ряд

$$f(a+h) = f(a) + \frac{h}{1!} f'(a) + \frac{h^2}{2!} f''(a) + \dots + \frac{h^n}{n!} f^{(n)}(a) + \dots;$$

$$e^x = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \dots;$$

$$(1 \pm x)^{-m} = 1 \mp mx + \frac{m(m+1)}{2!} \cdot x^2 \mp \frac{m(m+1)(m+2)}{3!} \cdot x^3 + \dots;$$

$$(1 \pm x)^m = 1 \pm mx + \frac{m(m-1)}{2!} \cdot x^2 \pm \frac{m(m-1)(m-2)}{3!} \cdot x^3 + \dots.$$

Продолжаем:

$$\frac{\varphi(A)}{f(A)} = \left(1 - \frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right) \cdot \left(1 + \frac{(A - A_0)^2}{\sigma^2} \frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right) =$$

$$= 1 + \frac{(A - A_0)^2}{\sigma^2} \cdot \frac{\Delta\sigma}{\sigma} - \frac{\Delta\sigma}{\sigma} - \frac{(A - A_0)^2}{\sigma^2} \cdot \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)^2.$$

Следовательно

$$\frac{\varphi(A)}{f(A)} = 1 + \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \left[\frac{(A - A_0)^2}{\sigma^2} - 1 \right]. \quad (1)$$

Для определения $\Delta\sigma$ рассмотрим регистрацию амплитудного распределения $f(A)$ анализатора с шириной канала ΔA .

Число импульсов, регистрируемых в i -ом канале равно

$$n_i = \int_{A_i - 0,5\Delta A}^{A_i + 0,5\Delta A} f(A) dA,$$

где A_i - амплитудное значение, соответствующее центру канала.

Разложим функцию $f(A)$ в окрестности точки A_i в степенной ряд

$$f(A) = f(A_i) + f'(A_i)(A - A_i) + f''(A_i) \frac{(A - A_i)^2}{2!} + \dots;$$

$$f(A) = f(A_i) \left[1 + \frac{f'(A_i)}{f(A_i)} \cdot (A - A_i) + \frac{f''(A_i)}{f(A_i)} \cdot \frac{(A - A_i)^2}{2} + \dots \right];$$

$$n_i = f(A_i) \cdot \int_{A_i - 0,5\Delta A}^{A_i + 0,5\Delta A} \left(1 + \frac{f'(A_i)}{f(A_i)} \cdot (A - A_i) + \frac{f''(A_i)}{f(A_i)} \cdot \frac{(A - A_i)^2}{2} + \dots \right) d(A - A_i);$$

$$n_i = f(A_i) \cdot \left[(A - A_i) + \frac{f'(A_i)}{f(A_i)} \cdot \frac{(A - A_i)^2}{2} + \frac{f''(A_i)}{f(A_i)} \cdot \frac{(A - A_i)^3}{3 \cdot 2} + \dots \right];$$

$$n_i = f(A_i) \cdot \left[\Delta A + \frac{f'(A_i)}{f(A_i)} \cdot \left\{ \frac{\left(\frac{1}{2}\Delta A\right)^2}{2} - \frac{\left(\frac{-1}{2}\Delta A\right)^2}{2} \right\} + \right. \\ \left. + \frac{f''(A_i)}{f(A_i)} \cdot \left\{ \frac{\left(\frac{1}{2}\Delta A\right)^3}{3 \cdot 2} - \frac{\left(\frac{-1}{2}\Delta A\right)^3}{3 \cdot 2} \right\} \right];$$

$$n_i = f(A_i) \cdot \left[\Delta A + \frac{f''(A_i)}{f(A_i)} \cdot \frac{(\Delta A)^3}{8 \cdot 3} \right];$$

$$n_i = f(A_i) \cdot \Delta A \cdot \left[1 + \frac{f''(A_i)}{f(A_i)} \cdot \frac{(\Delta A)^2}{24} \right]. \quad (2)$$

Первая производная от функции

$$f'(A) = \frac{N_0}{\sigma\sqrt{2\pi}}?$$

Вторая производная от функции

$$f'' = \frac{N_0}{\sigma\sqrt{2\pi}}?$$

Отношение

$$\frac{f''}{f} = \frac{1}{\sigma^2} \left[\frac{(A_i - A_0)^2}{\sigma^2} - 1 \right].$$

Выражение (2) приобретет вид

$$n_i = f(A_i) \cdot \Delta A \cdot \left[1 + \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma^2} \left\{ \frac{(A_i - A_0)^2}{\sigma^2} - 1 \right\} \right]. \quad (3)$$

Регистрируемое распределение запишем в виде

$$\begin{aligned} \varphi(A_i) = \frac{n_i}{\Delta A} &= f(A_i) \left[1 + \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma^2} \left\{ \frac{(A_i - A_0)^2}{\sigma^2} - 1 \right\} \right], \\ \frac{\varphi(A_i)}{f(A_i)} &= 1 + \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma^2} \left\{ \frac{(A_i - A_0)^2}{\sigma^2} - 1 \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Сравнив (1) и (4) получим

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\sigma}{\sigma} &= \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma^2}, \\ \Delta\sigma &= \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma}. \end{aligned}$$

Учитывая, что $\Gamma = 2.36\Delta\sigma$, имеем

$$\Delta\Gamma = \frac{(2.36)^2 (\Delta A)^2}{24\Gamma} \quad (\text{помним, что } \sigma = \frac{\Gamma}{2.36}),$$

$$\Delta\sigma = \frac{\Delta\Gamma}{2.36}.$$

Таким образом, при измерении нормального распределения с шириной Γ анализатором с шириной канала ΔA получается пик с шириной

$$\Gamma + \Delta\Gamma = \Gamma + \frac{(2.36)^2 \cdot (\Delta A)^2}{24 \cdot \Gamma}.$$

Относительное уширение пика

$$\frac{\Gamma + \Delta\Gamma}{\Gamma} = 1 + 0.232 \cdot \left(\frac{\Delta A}{\Gamma} \right)^2.$$

По условию $\Gamma = 0.4$ кэВ, $\Delta A = 0.1$ кэВ.

$$\frac{\Gamma + \Delta\Gamma}{\Gamma} = 1 + 0.232 \left(\frac{0.1}{0.4} \right)^2 = 1 + 0.0145;$$

$$1 + \frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} = 1 + 0.0145,$$

$$\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} = 1.45 \text{ \%}.$$

$$3.22. \Delta\Gamma = \frac{(2.36)^2}{24} \cdot \frac{(\Delta A)^2}{\Gamma} = 0.232 \frac{(\Delta A)^2}{\Gamma},$$

$$\Delta A = 0.656 \Gamma.$$

3.23.

$$\frac{\varphi(A_i)}{f(A_i)} = 1 + \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma^2} \left[\frac{(A_0 - A_i)^2}{\sigma^2} - 1 \right],$$

$$A = A_0 = A_i,$$

$$\frac{\varphi(A_0)}{f(A_0)} = 1 + \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma^2} \left[\frac{1}{\sigma^2} - 1 \right],$$

$$\Gamma = 2.36\sigma,$$

$$\sigma^2 = \frac{\Gamma^2}{(2.36)^2},$$

$$\frac{\varphi(A_0)}{f(A_0)} = 1 + \frac{(\Delta A)^2}{24 \cdot \Gamma^2} \cdot (2.36)^2 \left[\frac{(2.36)^2}{\Gamma^2} - 1 \right],$$

$$\frac{\varphi(A_0)}{f(A_0)} = 0.99.$$

3.24. Необходимо сравнить выражения для скоростей и частот обращения частиц в магнитном поле.

3.25. – 3.27. Решения аналогичны задаче 3.24.

3.28. **Метод линеаризации (МЛ)** заключается в построении зависимости

$y_i = \ln(N_i / N_{i+1}) = f(n_i)$, где N_i и N_{i+1} – число отсчетов в n_i и n_{i+1} каналах анализатора соответственно. Он основан на предположении, что **ППП** описывается гауссовым распределением

$$N_i = \frac{N_\Sigma}{\sigma \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot \exp \left[-\frac{(n_i - n_0)^2}{2 \cdot \sigma^2} \right], \quad (1)$$

где N_Σ – суммарное число отсчетов в пике полного поглощения, n_0 – оценка положения максимума пика, т. е. \hat{p} . Дисперсия распределения σ^2 равна

$$\sigma^2 = (\Delta n)^2 / (8 \cdot \ln 2), \quad (2)$$

где Δn - ширина распределения на полувывсоте, в каналах ($\Delta n = 2.355\sigma$).

При таком предположении зависимость $y_i = f(n_i)$ будет выражаться уравнением прямой линии

$$y_i = an_i + b, \quad (3)$$

где $a = 1/\sigma^2$; $b = (1 - 2n_0)/(2\sigma^2)$. Значения коэффициентов a и b определяют методом наименьших квадратов. Выражение для a и b будут иметь вид

$$a = ?; \quad (4)$$

$$b = ?; \quad (5)$$

где $F_{\text{экс}}(n_i) = \ln(N_i / N_{i+1})$ - экспериментальные значения, определяемые через число отсчетов в каналах; n_{max} - максимальное значение точек (каналов), используемых при построении зависимости $F_{\text{экс}}(n_i)$.

Положение пика через коэффициенты a и b определится выражением

$$\hat{p} = n_0 = \frac{a - 2b}{2a}. \quad (6)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамов А. И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. **Основы экспериментальных методов ядерной физики**. Изд. 2-е. М.: Атомиздат, 1977. – 528 с.
2. Кашковский В.В. **Специальный физический практикум**. Курс лекций. Часть 1 и 2: Учебное пособие.– Томск: Изд. ТПУ, 2002.
3. Ляпидевский В.К. **Методы детектирования излучений**: Учеб. Пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 408 с.: ил.
4. Клайнкнехт К. **Детекторы корпускулярных излучений**: Пер. с нем. – М.: Мир, 1990. – 224с., ил.
5. **Прикладная метрология ионизирующих излучений** / Ю.И. Брегадзе, Э.К. Степанов, В.П. Ярына; Под ред. Ю.И. Брегадзе. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 264 с.: ил.

6. Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. **Методы ядерной спектрометрии:** Учеб. Пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.: ил.
7. **Бета - и гамма - спектроскопия.** Под ред. К. Зигбана: Пер. с англ. – М.: Гос. издат. Физ.- мат. литер., 1959. – 907 с.
8. Воробьев А.А., Кононов Б.А. **Прохождение электронов через вещество.** – Томск: Изд. ТГУ, 1966.
9. Лабораторный практикум по экспериментальным методам ядерной физики: Учеб. Пособие для вузов/ В.В. Аверкиев, Н.Н. Бегляков, Т.А. Горюн и др., под ред. К.Г. Финогенова. М.: Энергоатомиздат, 1986. – 432 с.: ил.
10. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике / Ю.К. Акимов, О.В. Игнатъев, А.И. Калинин, В.Ф. Кушнирук. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 344 с.
11. Ободовский И.М. Сборник задач по экспериментальным методам ядерной физики: Учеб. пособие для вузов. - М.: Энергоатомиздат, 1987. — 280 с.: ил.
12. Сборник задач по общему курсу физики. Атомная физика. Физика ядра и элементарных частиц. Изд. 4. Под ред. Д.В. Сивухина. – М.: Изд. Физ.-мат. лит., 1981.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ЗАДАЧИ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ.....	2
1.1. Взаимодействие излучения с веществом.....	2
1.2. Ионизационные и сцинтилляционные детекторы. Трековые приборы.....	4
1.3. Эффективность регистрации и методы ядерной спектрометрии.....	14
2. ОТВЕТЫ И РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ.....	18
2.1. Взаимодействие излучения с веществом.....	18
2.2. Ионизационные и сцинтилляционные детекторы. Трековые приборы.....	28
2.3. Эффективность регистрации и методы ядерной спектрометрии.....	40
ЛИТЕРАТУРА.....	54