

# ФОТОН

Б. С. Ишханов

## 1. Рождение фотонов

Взошло Солнце и озарило солнечным светом всё вокруг. Окружающий мир заиграл яркими красками. Солнечное излучение играет важную роль в нашей жизни. Солнечный свет поглощается зелёными растениями и запасается в виде углеводов, превращается в тепло, нагревает земную атмосферу. Солнечный свет является источником жизни на Земле.

Что такое свет? Это электромагнитное излучение. Частицы света называются фотонами. Электромагнитное излучение энергии  $E > 1$  МэВ часто называют  $\gamma$ -квантами. Фотоны родились в самые первые мгновения образования Вселенной в результате Большого взрыва.

Современные космологические теории рассматривают эволюцию Вселенной начиная с планковского момента времени  $t_{\text{Pl}} \approx 10^{-43}$  с после Большого взрыва.

Вплоть до этого момента все четыре фундаментальных взаимодействия (гравитационное, слабое, электромагнитное и сильное) были объединены в единое универсальное суперсимметричное взаимодействие. Планковский момент времени является комбинацией трёх фундаментальных констант —  $G$  (гравитационная постоянная),  $\hbar$  (постоянная Планка) и  $c$  (скорость света).

$$t_{\text{Pl}} = \sqrt{G\hbar/c^5} \approx 10^{-43} \text{ с.}$$

Планковскому моменту времени соответствуют

- планковский масштаб расстояний — планковская длина

$$L_{\text{Pl}} = \sqrt{G\hbar/c^3} \approx 10^{-33} \text{ см,}$$

- планковская энергия

$$E_{\text{Pl}} = \sqrt{\hbar c^5/G} \approx 10^{19} \text{ ГэВ,}$$

- планковская температура

$$T_{Pl} \approx 10^{32} \text{ К.}$$

В это время вещество Вселенной находилось в состоянии кварк-глюонной плазмы

$$\text{глюоны} \longleftrightarrow \left\{ \begin{array}{c} \text{кварки} \\ \text{антикварки} \end{array} \right\} \longleftrightarrow \text{фотоны } (\gamma\text{-кванты}).$$

После Большого взрыва Вселенная быстро остывала. Характерные температуры и плотности вещества во Вселенной в зависимости от времени после Большого взрыва описываются соотношениями

$$T[\text{К}] = \frac{10^{10}}{\sqrt{t[\text{с}]}} \quad \rho \left[ \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \right] = \frac{5 \cdot 10^5}{t^2[\text{с}]}.$$

Ко времени  $10^{-10}$  с Вселенная остыла настолько, что в условии термодинамического равновесия стало возможно слияние кварков и антикварков в адроны

$$\text{кварки} + \text{антикварки} \longleftrightarrow \text{адроны}.$$

Эта эра эволюции Вселенной называется адронной эрой ( $10^{-10} \div 10^{-4}$  с).

Основные реакции, происходящие во Вселенной в этот период

$$\left\{ \begin{array}{c} \text{адроны} + \\ \text{антиадроны} \end{array} \right\} \longleftrightarrow \left\{ \begin{array}{c} \text{частицы} + \\ \text{античастицы} \end{array} \right\} \longleftrightarrow \left\{ \begin{array}{c} \text{лептоны} + \\ \text{антилептоны} \end{array} \right\}.$$

Конец адронной эры наступил, когда энергия фотонов стала меньше энергии покоя самого лёгкого адрона —  $\pi$ -мезона.

$$\left\{ \begin{array}{c} \text{адроны} + \\ \text{антиадроны} \end{array} \right\} \longrightarrow \text{фотоны} \longleftrightarrow \left\{ \begin{array}{c} \text{лептоны} + \\ \text{антилептоны} \end{array} \right\}.$$

Наступила эра лептонов ( $10^{-4}$ – $10$  с), которая закончилась тогда, когда температура упала до  $10^{10}$  К и энергия фотонов оказалась недостаточной для образования легких лептонов и антилептонов — электронов и позитронов.

На смену лептонной эре приходит радиационная эра. В начале радиационной эры фотоны интенсивно взаимодействовали с заряженными частицами — протонами и электронами, входившими в состав Вселенной. При расширении Вселенной за счет эффекта Доплера происходило уменьшение энергии фотонов

$$E_{\Phi} \sim \frac{1}{R} \sim \frac{1}{\lambda}.$$

Таблица 1. Эволюция Вселенной

Время после Большого взрыва	Характерные температуры, К	Этап Событие
$< 10^{-43}$ с	$> 10^{32}$	Квантовый хаос. Суперсимметрия. Объединение всех взаимодействий
$10^{-43}$ с	$10^{32}$	Планковский момент. Отделение гравитационного взаимодействия
$10^{-43} - 10^{-36}$ с	$10^{32} - 10^{28}$	Великое объединение электрослабого и сильного взаимодействий
$10^{-36}$ с	$10^{28}$	Конец Великого объединения. Разделение сильного и электро-слабого взаимодействий
$10^{-35}$ с	$10^{28}$	Окончание инфляционной стадии расширения Вселенной
$10^{-10}$ с	$10^{15}$	Конец электрослабого объединения
$10^{-6}$ с	$10^{13}$	Кварк-адронный фазовый переход
$10^{-10} - 10^{-4}$ с	$10^{15} - 10^{12}$	Адронная эра. Рождение и аннигиляция адронов и лептонов
$10^{-4} - 10$ с	$10^{12} - 10^{10}$	Лептонная эра. Рождение и аннигиляция лептонов
0.1-1 с	$2 \cdot 10^{10}$	Отделение нейтрино. Вселенная становится прозрачной для нейтрино (антинейтрино)
$10^2 - 10^3$ с	$\approx 10^9$	Дозвездный синтез гелия
10 с – 40 000 лет	$10^{10} - 10^4$	Радиационная эра. Доминирование излучения над веществом
40 000 лет	$10^4$	Начало эры вещества. Вещество начинает доминировать над излучением
400 000 лет	$3 \cdot 10^3$	Образование атомов. Разделение вещества и излучения. Вселенная прозрачна для излучения
1 млрд лет	20	Образование галактик
3 млрд лет	10	Образование тяжелых ядер при взрывах звезд
10-15 млрд лет	3	Появление планет и разумной жизни

При охлаждении Вселенной до  $T = 10^4$  К происходит объединение протонов и электронов в нейтральные атомы, и фотоны практически перестают взаимодействовать с нейтральным веществом.

*Реликтовые фотоны* — фотоны, оставшиеся в результате эволюции Вселенной от Большого взрыва до настоящего времени.

Отношение числа нуклонов  $n_N$  и электронов  $n_e$  к числу реликтовых фотонов  $n_\gamma$  во Вселенной

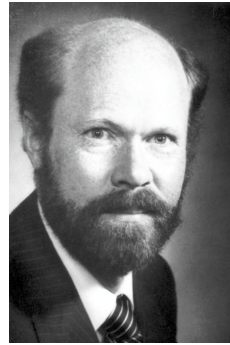
$$\frac{n_N}{n_\gamma} \approx \frac{n_e}{n_\gamma} \approx 10^{-9}.$$

В настоящее время барионная материя Вселенной состоит на 85% из протонов и на 15% из нейтронов, находящихся в связанном состоянии в атомных ядрах.

Реликтовое излучение было открыто в 1965 г. А. Пензиасом и Р. В. Вильсоном.



А. Пензиас  
р. 1933 г.



Р. В. Вильсон  
р. 1936 г.

Форма спектра реликтового излучения соответствует излучению абсолютно черного тела с температурой 2,7 К. Максимум спектра реликтового излучения приходится на длину волны  $\approx 0,1$  см. Реликтовое излучение однородно и изотропно ( $\Delta E/E \approx 10^{-5}$ ) и заполняет всю Вселенную, являясь одним из доказательств Большого взрыва как начального этапа эволюции Вселенной. Реликтовое излучение — след первых фотонов, образовавшихся в нашей Вселенной.

В 1978 г. А. Пензиасу и Р. В. Вильсону была присуждена Нобелевская премия по физике «за открытие космического микроволнового фонового излучения».

Исследования последних десятилетий показали, что существенно большее (по сравнению с барионным веществом) количество вещества–энергии

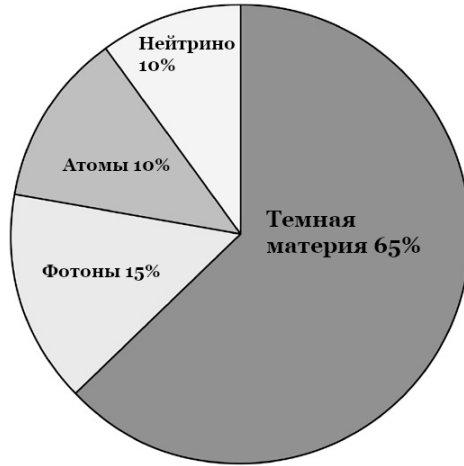


Рис. 1. Вселенная в возрасте 380 000 лет. Следы, оставшиеся в реликтовом космическом излучении, показывают, что в молодой Вселенной на долю фотонов приходилось 15% энергии Вселенной.

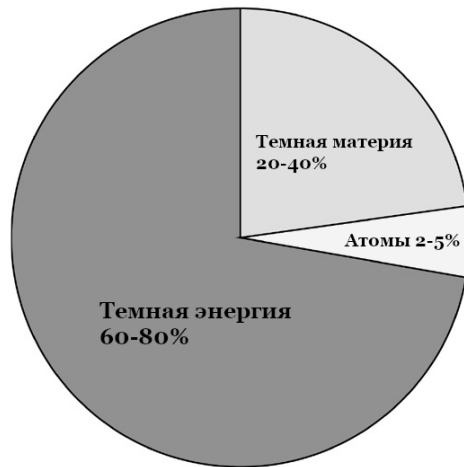


Рис. 2. Современная Вселенная. Доля энергии, приходящаяся на темную материю, — (20–40)%. Темная энергия, которая составляет (60–80)% энергии, приводит к ускоренному расширению Вселенной. На долю обычного вещества, состоящего из барионов и электронов приходится (2–5)%.

Таблица 2. Характеристики Вселенной

Возраст $t_0$	13,7 млрд лет	
Радиус наблюдаемой части Вселенной (горизонт видимости) $R_0 = ct_0$	$10^{28}$ см	
Полное количество вещества и энергии	$10^{56}$ г	
Средняя плотность вещества и энергии	$10^{-29}$ г/см <sup>3</sup>	
Полное барионное число (число нуклонов)	$10^{78}$	
Доля антивещества	$< 10^{-4}$	
Постоянная Хаббла $H$	$71 \pm 4$ км/с·Мпк	
Температура реликтового (фонового) излучения	2.73 К	
Плотность реликтовых фотонов	$411$ см <sup>-3</sup>	
Энергетическая плотность реликтовых фотонов	$0.26$ эВ/см <sup>3</sup> = $4.6 \cdot 10^{-34}$ г/см <sup>3</sup>	
Отношение числа реликтовых фотонов к числу барионов $n_\gamma/n_b$	$(10^9-10^{10}) : 1$	
Распространённость ядер	по числу	по массе
водород	91%	70.7%
гелий	8.9%	27.4%
остальные ядра	$< 0.2\%$	1.9%

Таблица 3. Плотность вещества-энергии во Вселенной

Барионы	0.02–0.05
в том числе, звезды	0.002–0.003
Фотоны	$4.9 \cdot 10^{-5}$
Нейтрино	$3.3 \cdot 10^{-5}$
Тёмная материя	0.2–0.4
Тёмная энергия (вакуум)	0.6–0.8
Полная плотность вещества-энергии	$1.02 \pm 0.02$

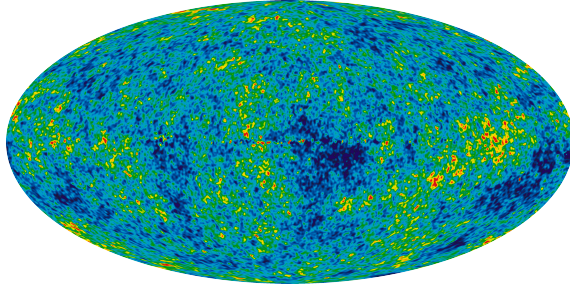


Рис. 3. Восстановленная карта (панорама) анизотропии температуры реликтового излучения с исключённым изображением Галактики, изображением радиисточников и изображением дипольной анизотропии.

содержится в неизвестной оптически невидимой материи, которую принято называть тёмной материей (dark matter). Впервые о существовании во Вселенной темной материи объявил в 1933 г. Ф. Цвикки. На ее долю приходится около  $1/4$  общего количества вещества–энергии Вселенной. Темная материя не участвует в ядерном синтезе, происходящем в звёздах, не излучает и не поглощает фотоны. Следовательно, ее невозможно обнаружить с помощью телескопов, но ее присутствие можно установить по участию в гравитационном взаимодействии.

Как была обнаружена тёмная материя? Астрономические наблюдения показывают, что скорости движения галактик составляют тысячи километров в секунду и удержать их в наблюдаемых скоплениях галактик можно только при условии, что полная масса вещества в скоплениях примерно в десять раз больше их видимой массы. В нашей галактике Млечный Путь тёмного вещества также примерно в 10 раз больше видимого. Оно образует обширное гало вокруг диска Млечного Пути. Не меньше тёмной материи и в межгалактическом пространстве.

Во многих случаях лучи света отклоняются в гравитационных полях слишком сильно, вызывая эффект гравитационного линзирования. Видимая материя не в состоянии обеспечить наблюдаемую величину этого эффекта. Установлено, что средняя плотность темной материи  $0.22 \cdot 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>, что почти в пять раз больше плотности видимого вещества.

Все эти, а также полученные в последнее время свидетельства существования темной материи (например, не объяснимые иным способом специфические искривления формы галактик, а также наличие у них невидимых спутников) позволяет сделать ряд заключений о ее свойствах.

- Темная материя концентрируется в «сгустках» подобно обычной материи.
- Места скоплений обычной и темной материи в основном совпадают.
- Темная материя практически не испытывает столкновений с обычной материей.

В настоящее время предложено большое число кандидатов на роль частиц темной материи.

- Ненаблюдаемые в настоящее время электрически нейтральные элементарные частицы, предсказываемые теорией Великого объединения.
- Электрически нейтральные суперпартнеры обычных частиц — частицы, которые обязательно должны существовать, если суперсимметрия действительно реализуется в нашем мире.
- Так называемые стерильные (то есть не взаимодействующие слабым образом) нейтрино. Тяжелые нейтрино, являющиеся стерильными, могут иметь достаточные для обсуждаемого эффекта массы и быть, тем самым, основным кандидатом на роль частиц темной материи.
- Кандидаты на роль частиц темной материи — аксионы, введенные для описания нарушения  $CP$ -симметрии в сильном взаимодействии.

Все перечисленные кандидаты на роль темной материи — это так называемые небарионные кандидаты. В состав же барионной темной материи включают «обычные», в иных условиях видимые, астрономические объекты — такие как черные дыры, массивные планеты, коричневые карлики, темные галактические гало и т. д. Эти космические тела могут быть непосредственно «не видны».

- MACHOs — Massive Astrophysical Compact Halo Objects. Массивные астрофизические объекты в гало галактики
- Черные дыры
- Старые нейтронные звезды
- Коричневые карлики
- WIMPs — Weakly Interacting Massive Particles

*Темную энергию (dark energy)* интерпретируют как вакуум, и её вклад в общий массово-энергетический баланс Вселенной является доминирующим, составляя около 70%. Темная энергия приводит к ускоренному расширению Вселенной.

По ускорению космологического расширения удалось измерить плотность энергии вакуума. Оказалось, что плотность темной энергии (энергии вакуума) преобладает над всеми другими формами материи во Вселенной, составляя около 70% полной энергетической плотности Вселенной. Средняя плотность энергии вакуума в единицах плотности массы  $\rho_{\text{вак}} \approx 0.6 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3$ .



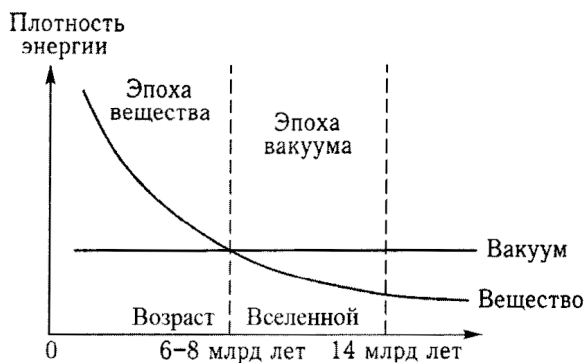


Рис. 4. Вещество и вакуум в послеевфузионной расширяющейся Вселенной.

Вакуум обладает удивительными свойствами. Энергия вакуума отрицательна при положительной плотности. Плотность энергии вакуума со временем не изменяется, в то время как плотности обычного вещества и холодной темной материи уменьшаются из-за расширения Вселенной (рис. 4). Таким образом, в первой половине своего существования Вселенная расширялась вследствие инерции Большого взрыва. Во Вселенной доминировало вещество, и скорость ее расширения замедлялась. Галактики и звезды все дальше удалялись друг от друга, и плотность материи во Вселенной падала. Со временем Вселенная перешла из состояния доминирования вещества в состояние доминирования вакуума, обеспечившее ей режим дальнейшего ускоренного расширения.

Динамику изменения характерных расстояний в нашей Вселенной можно проиллюстрировать рис. 5.

Как образуется космологический вакуум, и какова его природа ещё предстоит выяснить. Важно отметить, что физический вакуум — особое состояние квантового поля, в котором при нулевых квантовых числах суммарных зарядов, импульсов и других переменных могут возникать виртуальные частицы. Примеры диаграмм таких процессов — образование пар электрон-позитрон и кварк-антикварк — показаны на рис. 6.

Образовавшиеся виртуальные частицы могут создавать в пустом пространстве ненулевую энергию вакуума. Другой причиной обсуждаемых эффектов могут быть дополнительные измерения пространства.

В начале 1998 г. было обнаружено, что последние пять млрд лет расширение Вселенной не замедлялось, как следует из модели Большого Взрыва, а ускорялось. Этот вывод получен в результате анализа спек-

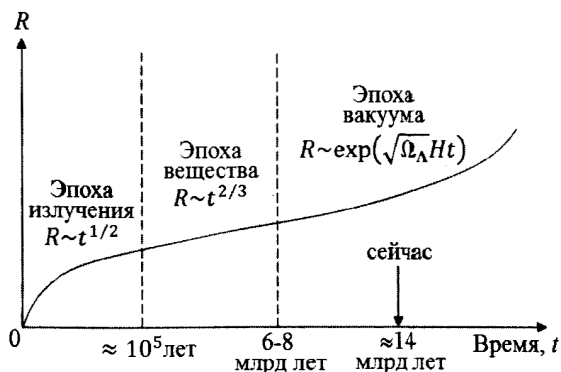


Рис. 5. Изменение характерных расстояний во Вселенной.

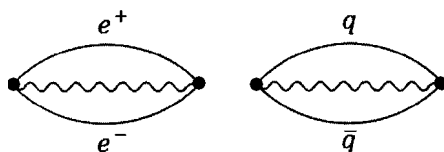


Рис. 6. Образование в вакууме пар электрон-позитрон и кварк-антикварк.

тров излучения взрывающихся сверхновых, расположенных от Земли на расстоянии 5–10 млрд световых лет. Таким образом, было доказано наличие в космосе гравитационного отталкивания, присущего физическому вакууму.

Для того, чтобы сформировалась современная структура Вселенной, состоящей из звёзд, галактик и более протяженных структур, было необходимо, чтобы уже в первичном веществе Вселенной были неоднородности. Первичные вещества, из которых впоследствии сформировалась крупномасштабная структура Вселенной, оставили отпечаток в виде анизотропии температуры реликтового излучения.

3 октября 2006 г. по решению Шведской Королевской академии наук Нобелевская премия по физике за 2006 г. была присуждена совместно Джону К. Мазеру (Годдардовский центр космических полетов Национального агентства по авиации и исследованию космического пространства (NASA), Гринбелт, Мэриленд, США) и Джорджу Ф. Смуту (Калифорнийский университет, Беркли, Калифорния, США) за открытие ими чернотельной формы спектра и анизотропии космического микроволнового фонового излучения.



Дж. Мазер  
р. 1946 г.



Дж. Смут  
р. 1945 г.

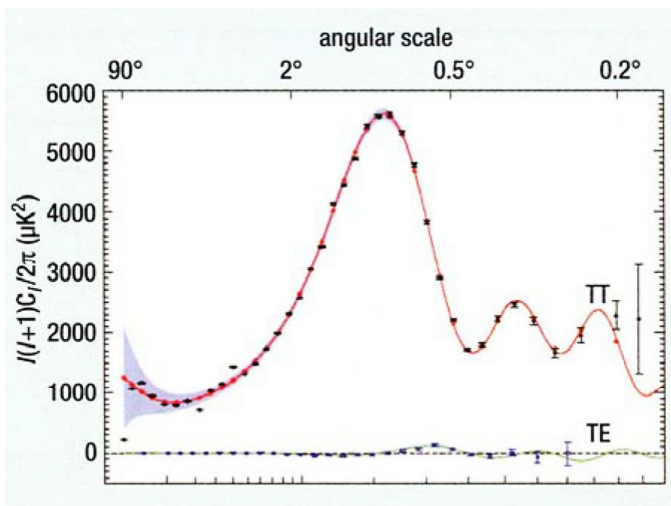


Рис. 7. Угловой спектр флуктуации реликтового излучения.

### Информация Нобелевского комитета

В этом году премия по физике была присуждена за работу, которая заглядывает назад в детство Вселенной и пытается достичь определенного понимания происхождения галактик и звезд. Она основана на измерениях, сделанных с помощью спутника COBE, запущенном NASA в 1989 г.

Результаты COBE представили сильное свидетельство в пользу сценария происхождения Вселенной, основанного на теории Большого взрыва, поскольку только этот сценарий предсказывает тот характер микроволнового

фонового излучения, который был обнаружен COBE. Эти измерения также ознаменовали начало космологии как точной науки. Не так давно за ним последовал, например, спутник WMAP, получивший даже более ясные изображения фонового излучения. Очень скоро будет запущен европейский спутник Планк (Planck), для изучения этого излучения в ещё больших подробностях.

Согласно сценарию Большого взрыва, космическое микроволновое фоновое излучение является остатком наиболее ранней стадии жизни Вселенной. Состояние Вселенной сразу после самого большого взрыва можно сравнить с раскаленным «телом», испускающим излучение, распределение которого по длинам волн зависит исключительно от его температуры. Излучение с такого рода формой спектра носит специальное название «излучения черного тела». Когда оно было испущено, температура Вселенной составляла почти 3000 градусов. С той поры, согласно сценарию Большого взрыва, это излучение по мере расширения Вселенной постепенно остывало. Фоновое излучение, которое мы можем наблюдать сегодня, соответствует температуре, всего на 2,7 градуса превышающей абсолютный нуль. Лауреатам удалось вычислить эту температуру, благодаря чернотельному спектру, выявленному измерениями COBE.

Перед COBE также стояла задача поиска малых вариаций температуры в разных направлениях (это то, к чему относится термин «анизотропия»). Крайне малые различия этого рода в температуре космического фонового излучения — в районе сотых долей градуса — дают важный ключ к пониманию того, как возникли галактики. Вариации температуры показывают нам, как вещество во Вселенной начало «сгущиваться». Это сгущивание необходимо, чтобы могли развиваться галактики, звезды, и, в конечном итоге, жизнь, подобная нам. Без этого механизма вещество приняло бы совершенно иную форму, равномерно распределяясь по Вселенной. COBE был запущен на собственной ракете 18 ноября 1989 г. Первые результаты были получены по прошествии 9 минут наблюдений: COBE зарегистрировал идеальный чернотельный спектр. Когда эта кривая была позже показана на астрономической конференции, эти результаты были встречены продолжительными аплодисментами.

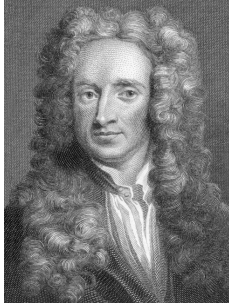
Успех COBE был итогом работы огромного коллектива, включавшего более 1000 ученых, инженеров и других сотрудников. Джон Мазер координировал весь процесс в целом и также нес основную ответственность за эксперимент, который выявил чернотельную форму микроволнового фонового излучения, наблюдавшегося COBE. Джордж Смут нес главную ответственность за измерение малых вариаций температуры излучения.

(Перевод с английского) [УФН 177 1277 (2007)].

## 2. Корпускулярно-волновая природа фотона

Загадка природы света в течение длительного времени оставалась одной из фундаментальных проблем природы Вселенной.

Примерно за 500 лет до нашей эры философской школой Пифагора было развито представление о том, что свет состоит из частиц, испускаемых светящимися телами. Отражаясь от различных предметов, они попадают в глаз и делают предметы видимыми.



И. Ньютон  
(1643–1727)



Х. Гюйгенс  
(1629–1695)

Эта идея была развита в работах И. Ньютона. И. Ньютон также считал, что свет состоит из отдельных частиц — корпускул. Одним из основных аргументов И. Ньютона было то, что свет распространяется прямолинейно и дает резкие тени предметов.

Противоположное представление о природе света было развито в работах Х. Гюйгенса, который считал, что свет представляет собой волну, которая распространяется в пространстве. И. Ньютон был противником теории волновой природы света и благодаря его авторитету в науке представление о корпускулярной природе света в XVII веке доминировало.

Однако в начале XVIII века в результате работ Т. Юнга и О. Френела вновь восторжествовала волновая природа света. Основными аргументами были явления дифракции и интерференции света. В то время как волновая теория света адекватно описывала оба эти явления, корпускулярная теория оказалась не в состоянии при разумных предположениях описать интерференцию и дифракцию света.

В опыте Юнга свет от источника падал на непрозрачный экран с двумя близко расположенными щелями. Оказалось, что изображение на экране состоит из нескольких интерференционных полос, что наглядно демонстрирует волновую природу света. Интерференционная картина яв-

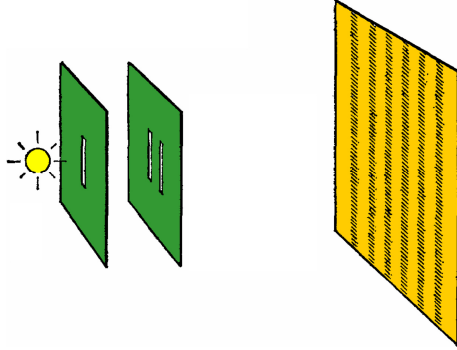


Рис. 8. Опыт Юнга. Интерференция света от двух щелей.

но зависит от двух щелей, порождающих две волны, которые накладываются друг на друга. Если закрыть одну из щелей, интерференционная картина исчезнет.

В то же время, если заменить экран детектором, способным к регистрации отдельных частиц (например, фотоэмульсией), то обнаружится, что свет, вызывающий почернение фотоэмульсии в определённом месте, состоит из отдельных частиц — фотонов. В этом проявляется и волновая, и корпускулярная природа света.

Первое указание на корпускулярную природу света было получено при изучении излучения черного тела.

Если интенсивность отраженного излучения совпадает с интенсивностью поглощенного излучения, то тело находится в термодинамическом равновесии с окружающей средой. Такое излучение называется излучением черного тела.

В 1879 г. Й. Стефан получил эмпирическое соотношение между температурой  $T$  черного тела и мощностью излучения с единицы его поверхности  $R$

$$R = \sigma T^4, \quad \sigma = 5.6 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}. \quad (1)$$

Через 5 лет этот же результат был получен Л. Больцманом на основе классической термодинамики. С тех пор соотношение (1) называется законом Стефана–Больцмана.

Экспериментально было установлено, что спектральное распределение излучения черного тела также зависит только от его температуры  $T$ . Длина волны  $\lambda_m$ , на которую приходится максимум спектрального распределения, зависит от температуры черного тела  $T$ .

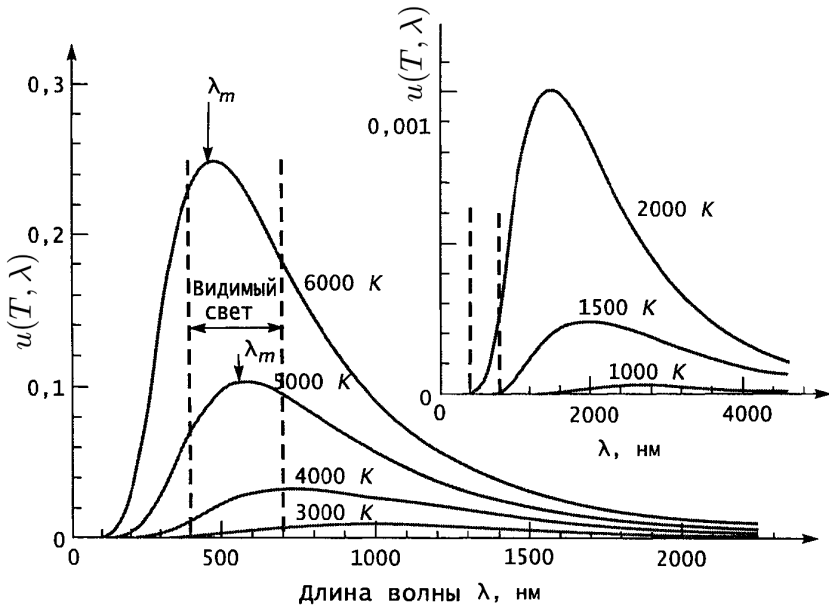


Рис. 9. Спектральное распределение излучения черного тела

Закон смещения Вина

$$\lambda_m \cdot T = 2.898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$$

был выведен В. Вином в 1893 г.

Зависимость плотности энергии  $u(\lambda, T)$  от длины волны и температуры в классической физике описывается законом Рэля–Джинса

$$u(\lambda, T) = kT \cdot n(\lambda) = 8\pi kT \lambda^{-4}.$$

$$n(\lambda) = 8\pi \lambda^{-4}.$$

Согласно классической кинетической теории средняя энергия  $E_{\text{ср}}$ , приходящаяся на колебательную степень свободы,

$$E_{\text{ср}} = kT.$$

В области малых энергий (большие длины волн) закон Рэля–Джинса хорошо описывал экспериментально измеренное спектральное распределение черного тела. Однако в области коротких длин волн  $u(\lambda, T) \rightarrow \infty$ , в то время как согласно экспериментальным данным  $u(\lambda, T) \rightarrow 0$  при  $\lambda \rightarrow 0$ .

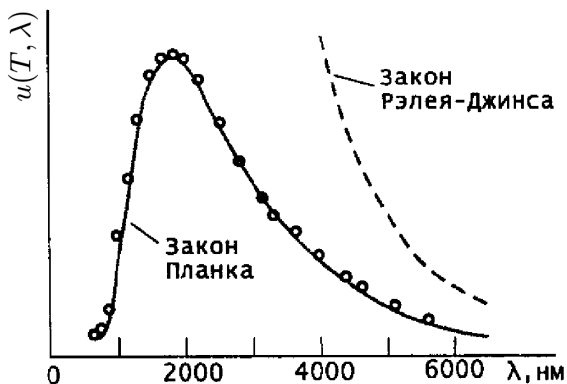
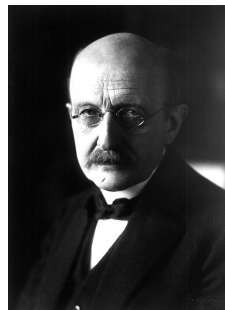


Рис. 10. Закон излучения Рэля–Джинса (пунктирная линия). Закон Планка (сплошная линия). Точки — эксперимент.

Расхождение между экспериментальной зависимостью  $u(\lambda, T)$  и описанием в классической физике коротковолновой части спектра получило название ультрафиолетовой катастрофы.

В 1900 г. М. Планк опубликовал работу, в которой ему удалось правильно описать экспериментально измеренное спектральное распределение  $u(\lambda, T)$ . Чтобы распределение энергии  $u(\lambda, T) \rightarrow 0$  при  $\lambda \rightarrow 0$ , было необходимо изменить основное положение классической термодинамики: считать, что средняя энергия колебательной моды не равна  $kT$ , а стремится к нулю при  $\lambda \rightarrow 0$ . Предположив, что излучение черного тела происходит не непрерывно, а отдельными порциями — квантами с энергией  $E = h\nu = hc/\lambda$ , М. Планк получил формулу распределения энергии по спектру теплового излучения  $u(\lambda, T)$ , которая хорошо согласовывалась с экспериментальными данными.



М. Планк  
(1858–1947)

$$u(\lambda, T) = 8\pi hc\lambda^5 \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1},$$

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1},$$

где  $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с =  $4.14 \cdot 10^{-21}$  МэВ·с — постоянная Планка,  
 $k = 8.62 \cdot 10^{-11}$  МэВ·К<sup>-1</sup> — постоянная Больцмана,



$T$  — абсолютная температура,  
 $\nu = hc/\lambda$  — частота излучения,  
 $\lambda$  — длина волны излучения.

Из формулы Планка можно получить закон Стефана–Больцмана и закон Рэлея–Джинса для больших значений длин волн  $\lambda$ .

Полная плотность энергии  $u(T)$

$$u(T) = \int_{\lambda} u(\lambda, T) d\lambda = \int_{\lambda} \frac{8\pi hc \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} d\lambda$$

$$x = \frac{hc}{\lambda kT}, \quad dx = -\frac{hcd\lambda}{\lambda^2 kT}, \quad d\lambda = -\frac{\lambda^2 kT}{hc} dx$$

$$u(T) = - \int_x \frac{8\pi hc \lambda^{-3}}{e^x - 1} \left(\frac{kT}{hc}\right) dx = 8\pi hc \left(\frac{kT}{hc}\right)^4 \int_x \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$$

$$\int_x \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi}{15}$$

$$u(T) = \frac{8\pi^4 k^5}{15h^3 c^3} T^4$$

совпадает с законом Стефана–Больцмана

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi hc \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}.$$

При больших  $\lambda$

$$x = \frac{hc}{\lambda kT} \ll 1$$

$$e^x = 1 + x + \dots$$

$$e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 \approx \frac{hc}{\lambda kT}$$

$$u(\lambda, T) \rightarrow 8\pi kT \lambda^{-4}$$

совпадает с законом Рэлея–Джинса.

В 1918 г. М. Планку присуждена Нобелевская премия по физике «за открытие кванта энергии».

Дальнейшее развитие квантовая теория получила в работах А. Эйнштейна. А. Эйнштейн предположил, что идея квантования энергии излучения, использованная Планком для объяснения излучения черного тела, является фундаментальным свойством света, а не тела, излучающего свет.

Согласно Эйнштейну электромагнитное излучение состоит из отдельных квантов, названных позднее *фотонами*.

Каждый фотон имеет определённую энергию  $E$  и импульс  $p$ .

$$E = h\nu = \hbar\omega, \quad \vec{p} = \frac{h}{\lambda}\vec{n}, \quad (2)$$

где  $\omega = 2\pi\nu$  — приведенная частота фотона,  $\hbar = h/(2\pi)$  — приведенная постоянная Планка,  $\vec{n}$  — единичный вектор в направлении распространения электромагнитной волны (фотона).

В классической физике длина волны  $\lambda$  и частота  $\nu$  являются характеристиками волны, а энергия  $E$  и импульс  $p$  являются характеристиками частицы. Таким образом, соотношения (2) связывают волновые и корпускулярные свойства фотона.

Прямым доказательством волновой природы фотона является интерференция света — явление, наблюдающееся при рассеянии фотонов на двух близко расположенных щелях или при рассеянии на кристаллической структуре.

Прямыми доказательствами корпускулярной природы фотона являются фотоэффект и эффект Комптона.



Г. Герц  
(1857–1894)



А. Г. Столетов  
(1839–1896)

Явление фотоэффекта было открыто в 1887 г. Г. Герцем. Он обнаружил, что металлические поверхности при облучении светом испускают отрицательно заряженные частицы. В 1900 г. Ф. Ленард показал, что эти частицы — электроны, открытые Дж. Томсоном. Выбивание электронов из металлов было детально изучено в работах А. Г. Столетова. Было обнаружено, что энергия вылетающих из металла электронов  $E_e$  не зависит от интенсивности излучения и определяется только его частотой  $\nu$ .

$$E_e = h\nu - W, \quad (3)$$

где  $W$  — работа выхода металла.

Соотношение (3) было написано А. Эйнштейном в 1905 г. через полтора десятка лет после первых работ Г. Герца и А. Г. Столетова.

Таблица 4. Работа выхода некоторых элементов  $W$ , эВ

Элемент	Na	Cd	Al	Ag	Ni	Se	Pb
Работа выхода $W$	2.28	4.07	4.08	4.73	5.01	5.11	4.14

### Законы фотоэффекта

- Число высвобождаемых электронов прямо пропорционально интенсивности падающего света.
- Максимальная кинетическая энергия электронов  $E$  зависит от частоты  $\nu$  и не зависит от интенсивности падающего света.
- Энергия электронов  $E$  является линейной функцией частоты падающего света  $\nu$ .
- Существует граничная частота света  $\nu$ , ниже которой фотоэффект невозможен.

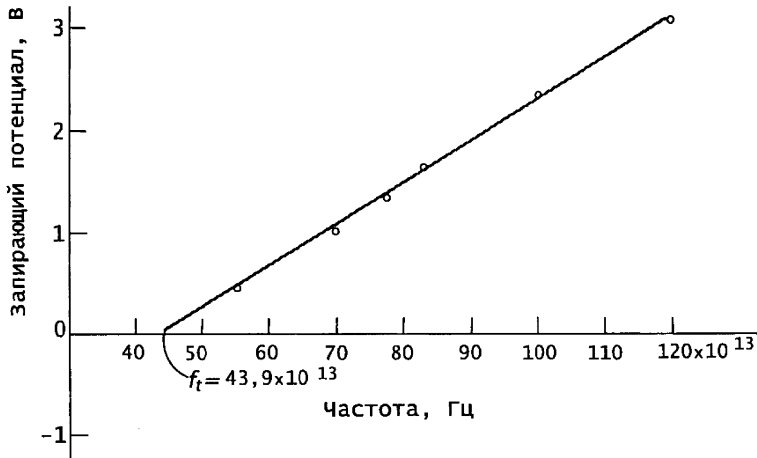


Рис. 11. Полученные Милликеном данные о зависимости запирающего потенциала от частоты для фотоэффекта. Экспериментальные точки укладываются на прямую в соответствии с предсказанием Эйнштейна, которое он сделал за десять лет до проведения этого эксперимента. [R. A. Millikan. Phys. Rev., 7, 362 (1915)]

В 1921 г. А. Эйнштейну была присуждена Нобелевская премия по физике «за вклад в теоретическую физику и в особенности за открытие закона фотоэлектрического эффекта».

**Почему свободный электрон не может поглотить или испустить фотон?** Свободный электрон не может поглотить (или испустить) фотон, т. к. при этом не будут одновременно выполняться законы сохранения энергии и импульса. Используя равноправие всех инерциальных систем координат, запишем законы сохранения энергии и импульса в системе координат, в которой электрон покоится после поглощения фотона.

Закон сохранения импульса

$$\vec{p} = -\vec{k}.$$

В этой системе координат импульс электрона  $\vec{p}$  равен по абсолютной величине и противоположен по направлению импульсу фотона  $\vec{k}$ .

Закон сохранения энергии

$$\sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4} + |k| c = m c^2 \quad (4)$$

Равенство (4) выполняется только в случае  $|p| = |k| = 0$ , т. е. при отсутствии фотона.

**Фотоэффект происходит на электроне, связанном в атоме.**

А. Комптон на основе квантовой теории объяснил явление упругого рассеяния фотонов на свободных электронах, сопровождающееся увеличением длины волны рассеянного фотона.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos\theta),$$

где  $\lambda$  — длина волны фотона, падающего на электрон,  $\lambda'$  — длина волны рассеянного фотона,  $\lambda_0 = h/(m_e c) = 2.4 \cdot 10^{-10}$  см — комптоновская длина волны электрона,  $\theta$  — угол рассеяния фотона.

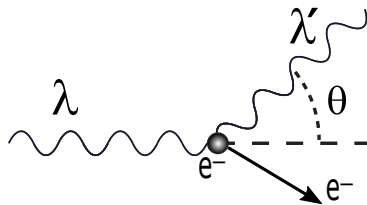


Рис. 12. Упругое рассеяние фотона на свободном электроне

Изменение длины волны фотона не зависит от длины волны фотона, падающего на электрон, и зависит только от угла рассеяния фотона.

Эту закономерность не удавалось объяснить в рамках классической электродинамики, согласно которой частота света не должна изменяться при рассеянии света. В квантовой теории изменение длины волны фотона при рассеянии на электроне происходит в результате передачи части энергии и импульса фотона электрону отдачи.

Так решился вопрос, что же такое фотон. Это волна или частица? Квантовая частица обнаруживает корпускулярные и волновые свойства фотона в зависимости от условий его наблюдения.



Рис. 13. Зависимость интенсивности комптоновского рассеяния от угла рассеяния фотона. Пики слева на всех графиках отвечают фотонам с исходной длиной волны, которые рассеиваются на сильно связанных электронах в атомах с эффективной массой, равной массе атома.

Таблица 5. Классификация электромагнитных волн

Название	Длина волны, м	Частота, Гц
радиоволны	$3 \cdot 10^5 - 3$	$10^3 - 10^8$
микроволны	$3 - 3 \cdot 10^{-4}$	$10^8 - 10^{12}$
инфракрасное излучение	$3 \cdot 10^{-3} - 8 \cdot 10^{-7}$	$10^{11} - 4 \cdot 10^{14}$
видимый свет	$8 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{14} - 8 \cdot 10^{14}$
ультрафиолетовое излучение	$4 \cdot 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{14} - 10^{17}$
рентгеновское излучение	$3 \cdot 10^{-9} - 10^{-10}$	$10^{17} - 3 \cdot 10^{18}$
гамма-излучение	$< 10^{-10}$	$> 3 \cdot 10^{18}$

В 1923 г. де Бройль предсказал, что корпускулярно-волновые свойства присущи не только фотону, но и всем частицам микромира. Позже это было подтверждено в экспериментах на электронах, нейтронах, других частицах и атомных ядрах.

### 3. Источники фотонов

В 1887 г. Г. Герцу удалось генерировать электромагнитные волны длиной от 10 до 100 м с помощью искрового разряда. Вслед за этим началось интенсивное освоение всё новых диапазонов частот электромагнитных волн.

Различные диапазоны электромагнитных волн имеют единую природу и отличаются только своими частотами.

**Все виды электромагнитного излучения распространяются в вакууме со скоростью света  $c$ .**

Основными источниками фотонов являются пучки заряженных частиц, взаимодействующие со средой прозрачной для излучения фотонов.

- Тормозное излучение
- Синхротронное излучение
- Ондюляторное излучение
- Излучение Черенкова
- Переходное излучение
- Процессы аннигиляции частица-античастица
- Переменные электрические и магнитные поля, приводящие к излучению заряженных частиц
- Распады частиц
- Различные космологические катастрофы
- Столкновения галактик, нейтронных звезд, взрывы сверхновых звезд

## Рентгеновские лучи



В. Рентген  
(1845–1923)

В 1895 г. Вильгельм К. Рентген обнаружил, что когда катодные лучи падают на стекло рентгеновской трубки (рис. 14) или на мишень внутри нее, возникают лучи, которые проходят сквозь непрозрачные для обычного видимого света материалы. Это излучение было впоследствии названо *рентгеновским излучением*.

На рис. 15 показаны спектры рентгеновского излучения катодов из вольфрама и молибдена.

В рентгеновских спектрах наблюдаются две характерные особенности.

1. В спектре видны узкие линии, которые называются *характеристическим рентгеновским спектром*. Характеристический рентгеновский спектр зависит от материала катода и различен у разных химических элементов.

2. Непрерывный (тормозной) спектр имеет определенную верхнюю границу  $\lambda_M$ , которая не зависит от материала катода и определяется энергией электронов, падающих на катод.

$$\lambda_M = \frac{1.24 \cdot 10^3 \text{ нм}}{V},$$

$V$  — напряжение на рентгеновской трубке.

Непрерывный спектр возникает в результате торможения электронов в электрическом поле атомов катода. Непрерывный характер спектра объясняется, исходя из уравнений Максвелла. Характеристический спектр, который нельзя было объяснить в рамках классической физики, был объяснен в рамках квантовой теории после открытия строения атома. Характеристическое излучение возникает в результате переходов электронов с более высоко расположенных по энергии атомных орбит на вакантные

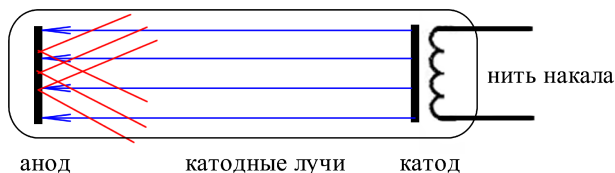


Рис. 14. Рентгеновская трубка

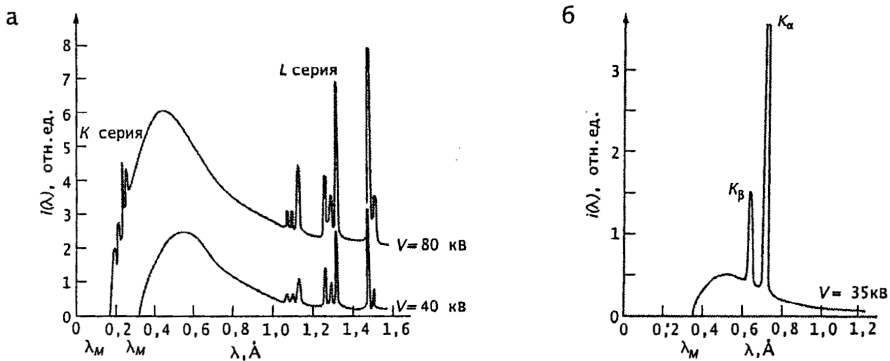


Рис. 15. Рентгеновские спектры вольфрама для двух ускоряющих напряжений (а) и рентгеновский спектр молибдена (б). Линии  $L$ -серии молибдена (не показаны на рисунке) характеризуются длиной волны порядка  $0.5 \text{ нм}$ . Положение границы тормозного спектра  $\lambda_M$  не зависит от материала мишени и связано с напряжением  $V$  на рентгеновской трубке соотношением  $\lambda_M = hc/eV$ . Длины волн линий характеристического спектра зависят от материала мишени.

орбиты, которые образовались в результате выбивания электрона рентгеновским фотоном.

Длина волны рентгеновского излучения  $3 \cdot 10^{-9} - 10^{-10} \text{ м}$ . Длина волны видимого излучения  $4 \cdot 10^{-7} - 8 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ .

В 1901 г. В. Рентгену была присуждена Нобелевская премия по физике «за открытие лучей, названных его именем».

## Синхротронное излучение

Синхротронное излучение — излучение, испускаемое релятивистской заряженной частицей, движущейся в однородном магнитном поле  $H \perp v$ .

Полная мощность излучения частицы с энергией  $E \gg mc^2$

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2e^4}{3m^4c^7} H^2 E^2 \approx 10^{-3} \frac{E^2 H^2}{m^2 c^4} \text{ эВ/с.}$$

Излучение сосредоточено в узком конусе  $\varphi \approx mc^2/E$ .

Полная интенсивность излучения электрона в магнитном поле  $H$

$$I = \frac{2e^4 H^2 \gamma^2 v_e^2}{3m_e^2 c^5},$$



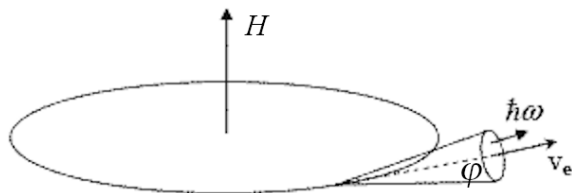


Рис. 16. Образование синхротронного излучения электроном в магнитном поле  $H$ .

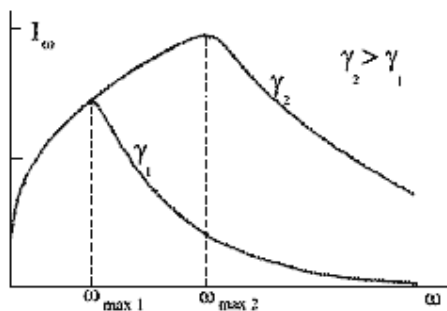


Рис. 17. Спектральная интенсивность синхротронного излучения электрона.

$v_e$  — скорость электрона,  $m_e$  — масса электрона,  $\gamma = 1/\sqrt{1 - v_e^2/c^2}$ .

За один оборот излучается энергия

$$\Delta E = 90E_e^4/R,$$

$E_e$  — энергия электрона (ГэВ),  $R$  — радиус вращения (м).

Спектр излучения циркулирующего электрона — линейчатый, так что частота излучения  $\omega = \Omega(n + 1/2)$ , где  $\Omega$  — частота вращения электрона,  $n$  — целое число, но практически непрерывный, так как  $n \gg 1$ . Максимум спектра приходится на частоту  $\omega_{\max} \cong \Omega\gamma^3$ . В наиболее распространенных синхротронных источниках диапазон излучения лежит в области жесткой рентгеновской радиации с энергией фотонов порядка 1–50 кэВ.

Излучение линейно поляризовано в плоскости вращения электрона, если направление излучения лежит в этой плоскости, и право- и лево-эллиптически поляризовано при излучении, направленном выше и ниже плоскости вращения.

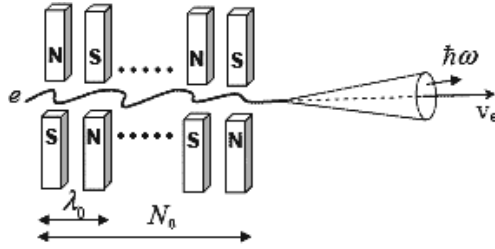


Рис. 18. Образование ондуляторного излучения электроном, движущимся в знакопеременном периодическом магнитном поле.

## Ондуляторное излучение

Ондуляторное излучение возникает вследствие ускорения электрона, испытываемого им при движении в периодически знакопеременном магнитном поле (разновидность магнитно-тормозного излучения).

Электроны со скоростью  $v_e$ , массой  $m$ , релятивистским фактором  $\gamma = 1/\sqrt{1 - v_e^2/c^2}$ , где  $c$  — скорость света в вакууме.

Магнитная конфигурация — линейный набор элементов, состоящих из пар противоположных по знаку магнитных диполей; длина элемента  $\lambda_0$ , всего в системе  $N_0$  элементов периодичности,  $L_0 = \lambda_0 N_0$  — длина ондулятора. Электроны при движении вдоль ондулятора испытывают поперечное переменное (с периодом  $\lambda_0$ ) ускорение, стимулирующее излучение.

Полная мощность  $P$  (Вт/см·Гс<sup>2</sup>·А) излучения потока электронов с током  $J_e$  (А) в магнитном поле ондулятора с индукцией  $B$  (Гс) равна

$$P = 3.2 \cdot 10^{-14} L_0 B^2 \gamma^2 J_e.$$

## Переходное излучение

Переходное излучение возникает при пересечении заряженной частицей области неоднородности в веществе.

Излучает любая заряженная частица произвольной массы со скоростью  $v \neq 0$  в системе с малым поглощением электромагнитного излучения.

Если быстрый электрон пересекает тонкую мишень под углом  $\theta$ , излучение происходит на передней и тыльной поверхности мишени, сосредотачиваясь в узких конусах с полным угловым раствором  $\Delta\theta \sim 2/\gamma$  с нулевой интенсивностью вдоль осей конусов. Конус с излучением на передней поверхности мишени направлен назад под углом  $\pi - \theta$  к мишени

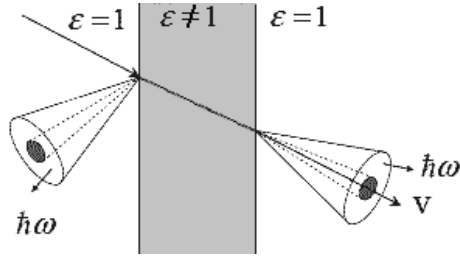


Рис. 19. Образование переходного излучения электроном на границах неоднородной среды.

(и при  $\theta = \pi/2$  навстречу электрону), конус с излучением на тыльной поверхности — вперёд вдоль скорости электрона.

Полная энергия излучения  $E_b$  навстречу электрону и  $E_f$  вдоль его траектории составляет

$$E_b \approx 2\alpha\hbar\omega_0 \ln \gamma/3,$$

$$E_f \approx \alpha\hbar\omega_0 \ln \gamma/3,$$

где  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ .

## Излучение атомов. Вынужденное излучение. Лазеры

Одним из источников фотонов являются переходы между возбуждёнными состояниями в атоме, переходы из возбуждённых состояний в основное состояние атома. Вероятность перехода между двумя состояниями атома  $A$  и  $B$  зависит от произведения волновых функций, описывающих эти состояния на вероятность перехода. Потому вероятности переходов  $A \rightarrow B$  и  $B \rightarrow A$  равны. Если на атом, находящийся в возбуждённом состоянии  $B$  падает фотон с энергией  $h\nu = E_B - E_A$ , то этот фотон стимулирует процесс высвечивания — переход атома в состояние  $A$ . Такое излучение называется вынужденным излучением.

На рис. 20 показано, как происходит вынужденное излучение атомов хрома в кристалле рубина. Излучение накачки (стрелки, направленные вверх) возбуждает электрон в две энергетические полосы  $E_2$  и  $E_3$ , из которых затем происходит переход в состояние  $E_1$ , которое является рабочим состоянием лазера. Лазерное излучение (жирная стрелка) состоит из красных фотонов ( $\lambda = 6934 \text{ \AA}$ ).

Излучение накачки создается интенсивным источником света. Испущенные фотоны отражаются параллельными зеркалами и накапливаются

ся. Направленный пучок образуется фотонами, вылетающими через частично отражающий торец цилиндра.

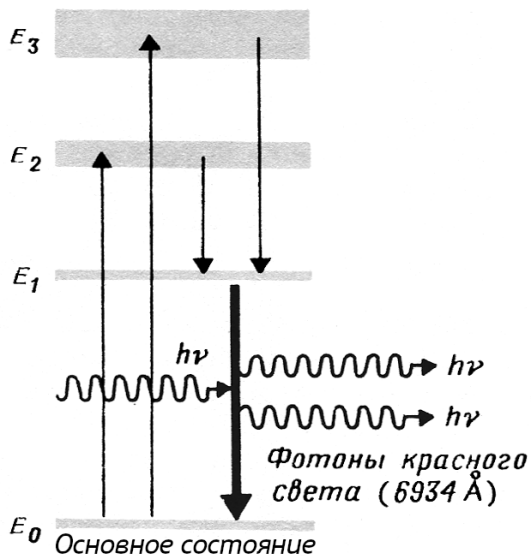


Рис. 20. Вынужденное излучение атомов хрома в кристалле рубина. Показаны некоторые уровни энергии атомов хрома в кристалле рубина.

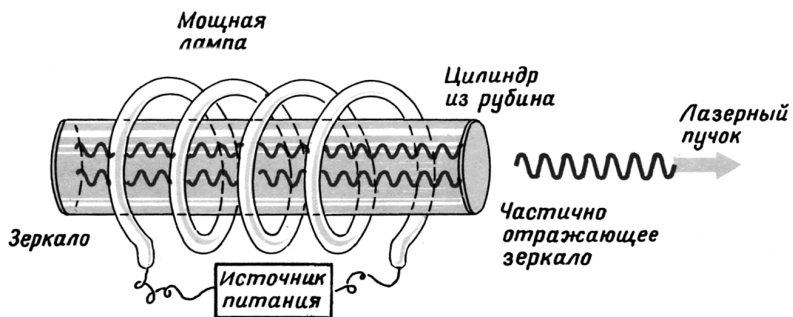


Рис. 21. Схема рубинового лазера.

## Гамма-излучение



П. Виллард  
(1860–1934)

В 1900 г. П. Виллард открыл гамма-излучение, образующееся при распаде изотопов урана.

Наиболее часто используемый способ получения  $\gamma$ -квантов (фотонов) с энергией до нескольких МэВ — распад возбужденных состояний ядер, образующихся при  $\beta$ -распаде атомных ядер.

Время жизни  $\gamma$ -радиоактивных ядер обычно изменяется от  $10^{-5}$  до  $10^{-17}$  с. Энергия  $\gamma$ -квантов изменяется от десятков кэВ до единиц МэВ.

Время жизни  $\gamma$ -радиоактивных ядер зависит от энергии испускаемого  $\gamma$ -кванта и от разницы спинов  $J$  и четности  $P$  начального и конечного состояний ядра.

Для полного момента фотона разрешены значения  $J = 1, 2, 3, \dots$

В зависимости от четности различают электрические  $EJ$  и магнитные  $MJ$  фотоны.

**Электрические фотоны  $EJ$ :**  $l = J, P = (-1)^{J+1}$ .

**Магнитные фотоны  $MJ$ :**  $l = J \pm 1, P = (-1)^J$ .

Приведенная длина волны фотона

$$\lambda \text{ (см)} = \frac{\hbar c}{E} = \frac{2 \cdot 10^{-11}}{E \text{ (МэВ)}} \quad (5)$$

Из соотношения (5) видно, что отношение радиуса ядра  $R$  к приведенной длине волны фотона  $\lambda$

$$\frac{R}{\lambda} \ll 1.$$

Это приводит к подавлению испускания фотонов высоких мультипольностей  $J$  из-за высокого центробежного барьера. Вероятности вылета электрических  $\omega(EJ)$  и магнитных  $\omega(MJ)$  фотонов с моментом  $J$  описываются соотношениями

$$\omega(EJ) \sim \frac{1}{\lambda} \left( \frac{R}{\lambda} \right)^{2J},$$

$$\omega(MJ) \sim \frac{1}{\lambda} \left( \frac{R}{\lambda} \right)^{2J+1}.$$

При одинаковом уносимом моменте  $J$  магнитные переходы  $MJ$  подавлены по сравнению с электрическими  $EJ$  (рис. 23).

**Ядерная изомерия.** Если малая энергия  $\gamma$ -перехода сочетается с большой разницей в спинах состояний, между которыми происходит

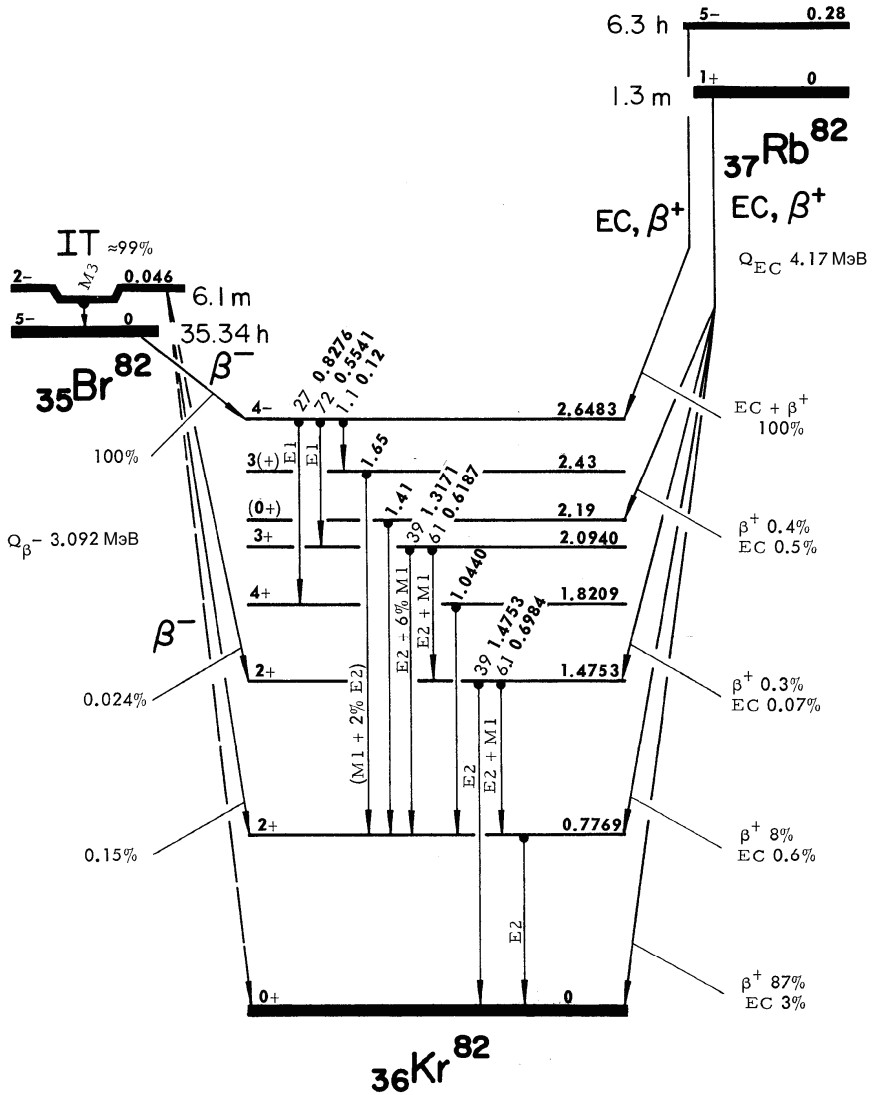


Рис. 22.  $\beta$ -распад ядер-изобар  $A = 82$ . Возбужденные состояния  $^{82}\text{Kr}$  образуются в результате  $\beta^+$ -распада и  $e$ -захвата основного  $J^P = 1^+$  и изомерного  $J^P = 5^-$ ,  $E^* = 0,28$  МэВ состояний изотопа  $^{82}\text{Rb}$  и  $\beta^-$ -распада основного  $J^P = 5^-$  и изомерного  $J^P = 2^-$ ,  $E^* = 0,046$  МэВ состояний изотопа  $^{82}\text{Br}$ . В изотопе  $^{82}\text{Kr}$  возбуждаются состояния вплоть до энергии 2,6 МэВ, которые затем распадаются в основное состояние преимущественно в результате E1, E2 и M1 каскадных переходов.

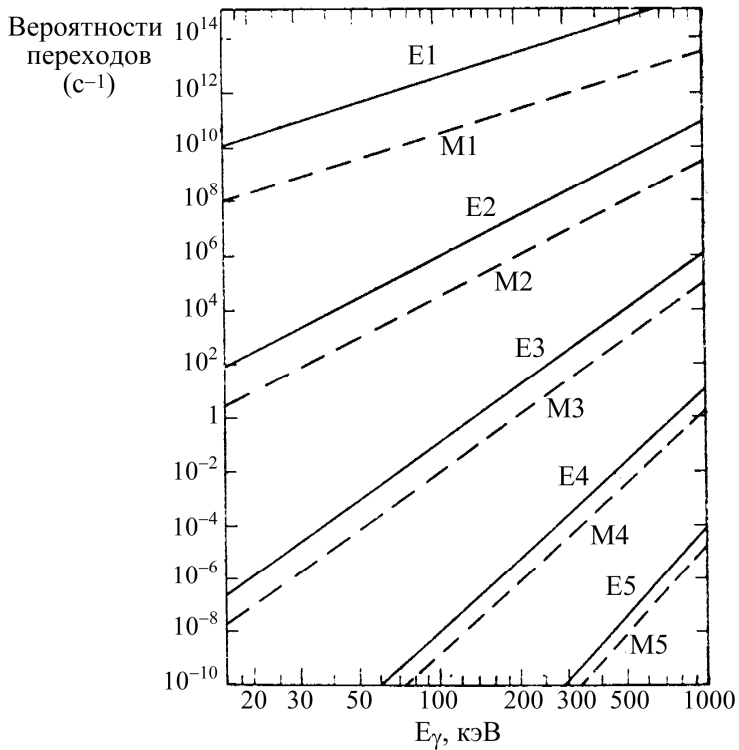


Рис. 23. Вероятность  $\gamma$ -перехода (в  $\text{сек}^{-1}$ ) протона в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов различных электрических  $EJ$  и магнитных  $MJ$  мультипольностей.

Таблица 6. Свойства долгоживущих ядерных изомеров и их сечения образования в  $(n, \gamma)$ -реакциях. В некоторых случаях указаны другие реакции, являющиеся наилучшими для получения соответствующих изомеров

Изомер	$T_{1/2}$	$I^\pi$	$E^*$ , кэВ	Продуцирующая реакция	$\sigma_{th}$ , б
$^{91m}\text{Nb}$	61 сут	$1/2^-$	105	$^{93}\text{Nb}(\gamma, 2n)$	
$^{93m}\text{Nb}$	16,1 года	$1/2^-$	31	деление	
$^{97m}\text{Tc}$	90 сут	$1/2^-$	97	$^{96}\text{Ru}(n, \gamma)^{97}\text{Ru}$ $\downarrow$ $^{97m}\text{Tc}$	0,29  $10^{-4}$ (эф.)
$^{102m}\text{Rh}$	2,9 года	$6^+$	141	$^{103}\text{Rh}(\gamma, n)$	
$^{108m}\text{Ag}$	418 лет	$6^+$	109	$^{107}\text{Ag}(n, \gamma)$	0,33
$^{110m}\text{Ag}$	250 сут	$6^+$	118	$^{109}\text{Ag}(n, \gamma)$	4,9
$^{113m}\text{Cd}$	14,1 года	$11/2^-$	264	$^{112}\text{Cd}(n, \gamma)$	$< 2$
$^{114m1}\text{In}$	49,5 сут	$5^+$	190	$^{113}\text{In}(n, \gamma)$	8,1
$^{117m}\text{Sn}$	13,6 сут	$11/2^-$	315	$^{116}\text{Sn}(n, \gamma)$	0,006
$^{119m}\text{Sn}$	293 сут	$11/2^-$	90	$^{118}\text{Sn}(n, \gamma)$	0,01
$^{121m}\text{Sn}$	55 лет	$11/2^-$	6,3	$^{120}\text{Sn}(n, \gamma)$	0,001
$^{121m}\text{Te}$	154 сут	$11/2^-$	294	$^{120}\text{Te}(n, \gamma)$	0,34
$^{123m}\text{Te}$	119,7 сут	$11/2^-$	248	$^{122}\text{Te}(n, \gamma)$	0,44
$^{125m}\text{Te}$	57,4 сут	$11/2^-$	145	$^{124}\text{Te}(n, \gamma)$	1,1
$^{127m}\text{Te}$	109 сут	$11/2^-$	88	$^{126}\text{Te}(n, \gamma)$	0,063
$^{129m}\text{Te}$	33,6 сут	$11/2^-$	106	$^{128}\text{Te}(n, \gamma)$	0,027
$^{129m}\text{Xe}$	8,9 сут	$11/2^-$	236	$^{128}\text{Xe}(n, \gamma)$	0,48
$^{131m}\text{Xe}$	11,8 сут	$11/2^-$	164	$^{130}\text{Xe}(n, \gamma)$	0,45
$^{148m}\text{Pm}$	41,3 сут	$6^-$	138	$^{148}\text{Nd}(d, 2n)$	
$^{166m}\text{Ho}$	1200 лет	$7^-$	6	$^{165}\text{Ho}(n, \gamma)$	3,5
$^{174m}\text{Lu}$	142 сут	$6^-$	171	$^{175}\text{Lu}(\gamma, n)$	
$^{177m}\text{Lu}$	161 сут	$23/2^-$	970	$^{176}\text{Lu}(n, \gamma)$	2,8
$^{178m2}\text{Hf}$	31 год	$16^+$	2446	$^{181}\text{Ta}(p, \alpha)$	
$^{179m2}\text{Hf}$	25 сут	$25/2^-$	1106	$^{179}\text{Hf}(n, n', \gamma)$	
$^{180m}\text{Ta}$	$> 10^{15}$ лет	$9^-$	75	стабильный	
$^{184m}\text{Re}$	169 сут	$8^+$	188	$^{184}\text{W}(d, 2n)$	
$^{186m}\text{Re}$	$2 \cdot 10^5$ лет	$8^+$	149	$^{185}\text{Re}(n, \gamma)$	0,3
$^{192m}\text{Ir}$	241 год	$9^+$	155	$^{191}\text{Ir}(n, \gamma)$	0,16
$^{193m}\text{Ir}$	10,5 лет	$11/2^-$	80	$^{192}\text{Os}(d, n)$	



$\gamma$ -переход, это приводит к значительному увеличению времени жизни ядра в возбужденном состоянии. Такие долгоживущие состояния в ядрах называются *изомерными*. Время жизни ядра в изомерном состоянии может составлять минуты, часы и даже годы.

В таблице 6 приведены примеры таких изомерных состояний.

Изомерные состояния наблюдаются в ядрах, в которых в одной оболочке оказываются одночастичные состояния с большой разницей в спинах.

Пример. Оболочка  $(1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2}, 1i_{13/2})$ .

## Фотоны высоких энергий $E > 5$ МэВ

Для изучения механизмов взаимодействия фотонов высокой энергии  $E > 5$  МэВ с веществом было необходимо разработать источники фотонов таких энергий. На этих источниках фотонов была получена информация о свойствах атомных ядер, нуклона.

Так как в природе отсутствуют моноэнергетические источники  $\gamma$ -квантов с энергией десятки МэВ, первые эксперименты по фоторасщеплению атомных ядер были выполнены на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения ускоренных электронов.

В экспериментах на пучках тормозных фотонов непосредственно измеряется выход фотоядерной реакции  $Y(E^m)$ , который связан с сечением реакции  $\sigma(E)$  соотношением

$$Y(E^m) = \int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} \sigma(E)W(E, E^m)dE, \quad (6)$$

где  $E_{\text{порог}}$  — порог реакции,  $W(E, E^m)$  — тормозной спектр фотонов, образующийся при падении пучка ускоренных электронов с энергией  $E^m$  на тормозную мишень из вещества с большим  $Z$ , например, вольфрама ( $Z = 74$ ).

Измеряя выход реакции  $Y(E^m)$  при нескольких значениях  $E^m$ , в результате решения системы соотношений (6) извлекается сечение реакции  $\sigma(E)$ .

Спектры тормозного излучения с близкими верхними границами  $W(E, E^m)$ ,  $W(E, E^m + \delta E^m)$  и разностный спектр фотонов показаны на рис. 24.

Большое число экспериментов на пучках тормозного излучения было выполнено в Московском университете, Университете Мельбурна и в других ядерных центрах.

Основным недостатком экспериментов на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения является то, что выход фотоядерной реакции  $Y(E^m)$  зависит как от

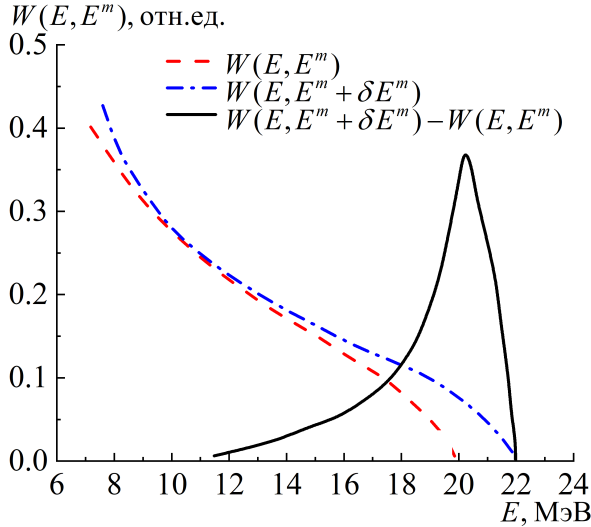


Рис. 24. Спектры тормозного излучения с близкими верхними границами  $W(E, E^m)$ ,  $W(E, E^m + \delta E^m)$  и разностный фотонный спектр  $W(E, E^m + \delta E^m) - W(E, E^m)$ .  $E^m = 20$  МэВ,  $E^m + \delta E^m = 22$  МэВ.

исследуемого сечения реакции  $\sigma(E)$ , так и от формы тормозного спектра  $W(E, E^m)$ , которая часто известна с недостаточной точностью.

Дальнейшее развитие эксперименты с  $\gamma$ -квантами получили с созданием метода аннигиляции на лету релятивистских позитронов.

Быстрый позитрон с энергией  $E_0^+$  в аннигиляционной мишени может аннигилировать, не успев потерять значительную часть энергии. Наиболее вероятна двухфотонная аннигиляция позитрона. Фотон, испускаемый под углом  $0^\circ$  к пучку позитронов, уносит практически всю энергию позитрона  $E_0^+$ :

$$E_{\gamma 1}(0^\circ) = E_0^+ + \frac{mc^2}{2}, \quad (7)$$

где  $mc^2$  — энергия покоя позитрона.

Спектр фотонов, образующихся в аннигиляционной мишени, содержит наряду со спектром аннигиляционных фотонов также тормозное излучение позитрона (рис. 25). Чтобы уменьшить число тормозных фотонов, аннигиляционную мишень берут из легкого вещества, например, бериллия ( $Z = 4$ ).

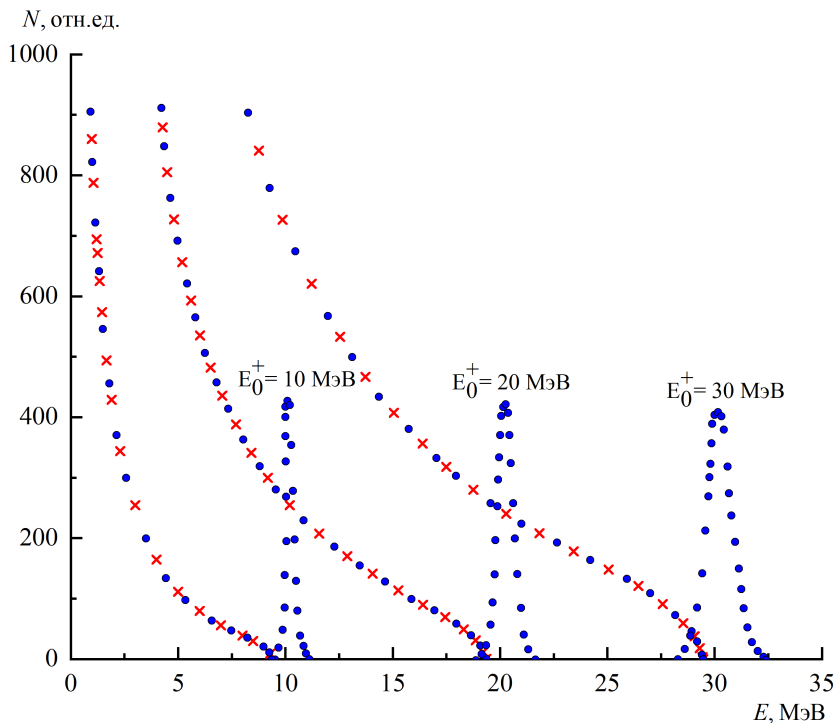


Рис. 25. Спектры фотонов, образующиеся при бомбардировке бериллиевой мишени позитронами и электронами с энергиями  $(E_0^+, E_0^-) = 10, 20$  и  $30$  МэВ. Кружки — спектр позитронов, крестики — спектр электронов.

Сечение при энергии фотонов  $E_0^+$  получают, измерив число актов реакции фоторождения  $N_0^+(E_0^+)$  при попадании на аннигиляционную мишень пучка позитронов с энергией  $E^+$  и число актов реакции  $N_0^-(E_0^-)$  с пучком такого же числа электронов с той же энергией  $E_0^- = E_0^+$

$$\sigma(E_0^+) = \frac{N_0^+(E_0^+) - N_0^-(E_0^-)}{\varepsilon \alpha n}, \quad (8)$$

где  $\alpha$  — количество ядер на  $1 \text{ см}^2$  исследуемой мишени;  $n$  — число аннигиляционных фотонов, отнесённое к единице дозы  $\gamma$ -излучения;  $\varepsilon$  — эффективность установки, регистрирующей продукты реакции фоторасщепления ядер.

Установки такого типа были созданы в Сакле (Франция) и Ливерморе (США). На этих установках было измерено большое число сечений

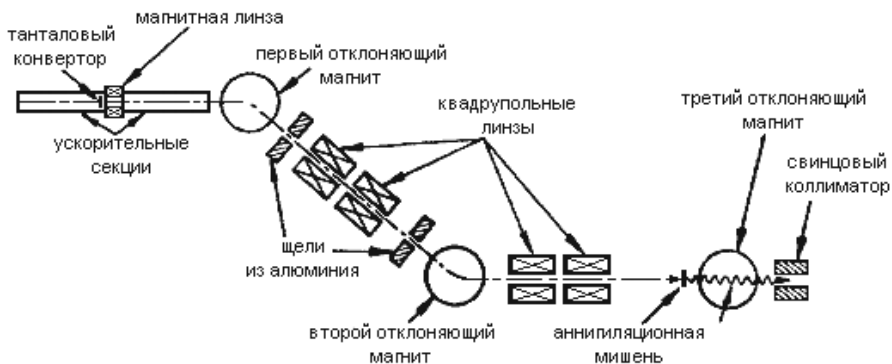


Рис. 26. Установка для получения квазимонохроматических фотонов в Ливерморе (США).

фотонейтронных реакций в области энергий 10–30 МэВ.

На рис. 26 показана созданная в Ливерморе (Калифорнийский университет, США) установка для получения квазимонохроматических фотонов, образующихся при аннигиляции ускоренных позитронов. Электроны с энергией 150 кэВ инжестировались в первую секцию линейного ускорителя. В конце секции перед попаданием на конвертор они имели энергию около 10 МэВ. Конвертор, изготовленный из тантала ( $Z = 73$ ) или вольфрама ( $Z = 74$ ), имел толщину около 2,5 мм. Позитроны, образующиеся в конверторе, ускорялись двумя следующими секциями линейного ускорителя примерно до 30 МэВ. Перестройка секций ускорителя с режима ускорения электронов на режим ускорения позитронов и наоборот осуществлялась изменением фазы высокочастотного электрического напряжения. Полный выход позитронов на один электрон был равен  $10^{-5}$ . С учетом того, что магнитный анализатор отбирал для дальнейшего ускорения позитроны с разбросом по энергии не более 1%, выход позитронов на один электрон составлял величину около  $10^{-7}$ .

Был предложен ещё один метод получения моноэнергетических фотонов. Моноэнергетические пучки фотонов высокой энергии можно получать при обратном комптоновском рассеянии пучка лазерных фотонов на ускоренном пучке электронов. Функционирует несколько установок, на которых получают моноэнергетические фотоны в результате комптоновского рассеяния на ускоренном электроне.

В случае, когда электрон и фотон до взаимодействия летят навстречу друг другу, а после рассеяния фотон летит в том же направлении, что и пучок электронов, электрон передаёт фотону максимальную энергию

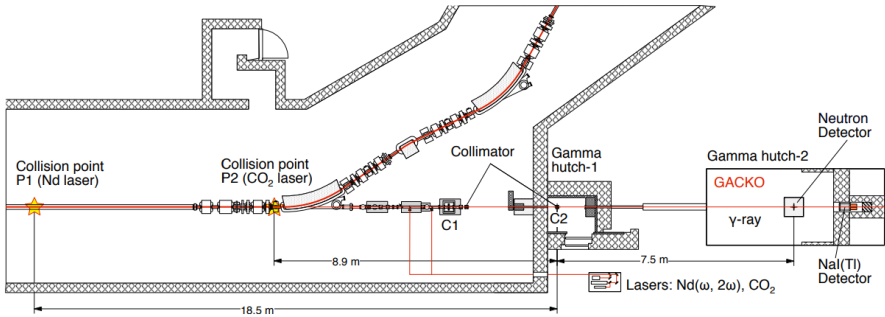


Рис. 27. Установка NewSUBARU (Япония) получения квазимонохроматических фотонов методом обратного кулоновского рассеяния лазерных фотонов на ускоренных электронах.

$$E_{\gamma_{\max}} = 4E_{\gamma_0} \left( \frac{E_0}{mc^2} \right)^2, \quad (9)$$

где  $E_{\gamma_{\max}}$  — энергия фотона, рассеянного под углом  $0^\circ$  по отношению к первичному направлению пучка электронов,  $E_{\gamma_0}$  — энергия первичного пучка фотонов,  $E_0$  — энергия пучка электронов до взаимодействия с фотонами,  $mc^2$  — энергия покоя электрона.

При обратном комптоновском рассеянии фотонов рубинового лазера  $E_{\gamma_0} = 1.78$  эВ на пучке электронов с энергией  $E_0 = 1$  ГэВ, энергия фотонов обратного комптоновского рассеяния  $E_{\gamma_{\max}} \approx 30$  МэВ. Интенсивность пучка фотонов при обратном комптоновском рассеянии зависит от интенсивности источника фотонов малой энергии  $E_{\gamma_0}$ , интенсивности пучка электронов и составляет  $\approx 10^7$  фотонов/с.

## Черенковское излучение

Скорость света в вакууме постоянна и равна  $3 \cdot 10^{10}$  см/с. Однако в прозрачной среде с показателем преломления  $n$  скорость света уменьшается и свет движется медленнее, чем в вакууме. Поэтому частицы в среде могут перемещаться со скоростью, превышающей скорость света в среде, что приводит к испусканию конуса световых волн. Эти световые волны называются *черенковским излучением*. Образование черенковского излучения показано на рис. 28.



С. И. Вавилов  
(1891–1951)



П. А. Черенков  
(1904–1990)

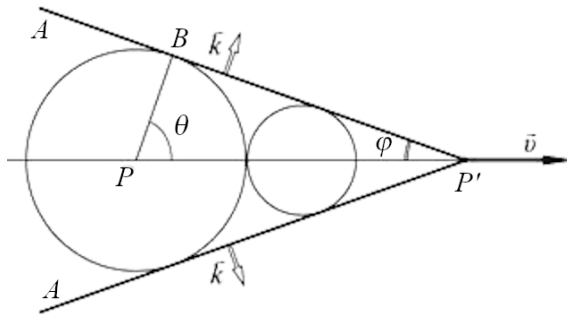


Рис. 28. Схема образования черенковского излучения. Частица, двигающаяся со скоростью  $v$ , находится в точке  $P'$ . Фронт излучаемой волны  $P'A$  направлен под углом  $\theta$  к скорости частицы.

Если скорость частицы  $v > c/n$ , то огибающая световой волны представляет собой конус с вершиной, совпадающей с мгновенным положением частицы. Угол  $\theta$ , который составляет волновой вектор с направлением движения частицы, определяется соотношением

$$\cos \theta = \frac{c}{nv},$$

$c$  — скорость света в вакууме,  $v$  — скорость частицы в среде,  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$  — показатель преломления среды,  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная среды,  $\mu$  — магнитная проницаемость среды.

Черенковское излучение обнаружил П. А. Черенков (1934 г.), работавший под руководством С. И. Вавилова. Теория черенковского излучения

была развита в работах И. Е. Тамма и И. М. Франка (1937 г.), которые показали, что излучение происходит, если скорость частицы превышает фазовую скорость света в данном веществе. Энергия излучения отбирается от энергии движущейся частицы, скорость которой при этом уменьшается благодаря торможению частицы в электромагнитном поле среды.

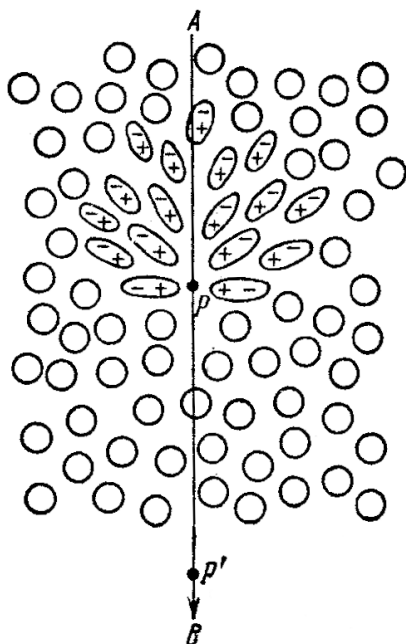


Рис. 29. К механизму возникновения излучения Черенкова. Поляризация диэлектрика под действием пролетающей заряженной частицы при большой скорости.

На рис. 29 показан механизм образования черенковского излучения. При движении заряженной частицы в среде возникает поляризация молекул среды. Движение частицы с большой скоростью приводит к нарушению симметрии поляризации среды: в каждой точке вдоль траектории движения возникают мгновенные электромагнитные импульсы, создающие поле на больших расстояниях от траектории движения частицы. При этом должно выполняться условие когерентности излучения. Волна, исходящая из точки  $P$  пройдет путь  $PB$  за время, которое частица пройдет путь  $PP'$  (рис. 28). Это условие выполняется, если  $\cos \theta = c/nv$ .

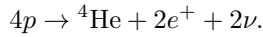
Черенковское излучение широко используется в физике высоких энер-

гий для регистрации скоростей частиц и определения их кинетических энергий. В частности, черенковское излучение используется в детекторе Борексина (Япония) для разделения сигналов от электронов и мюонов.

## Солнце — источник фотонов

Солнце является источником фотонов, нейтрино и других частиц. Заряженные частицы ускоряются во внешней атмосфере Солнца.

Фотоны образуются в недрах Солнца в результате термоядерных реакций горения водорода, приводящих к образованию ядер  ${}^4\text{He}$

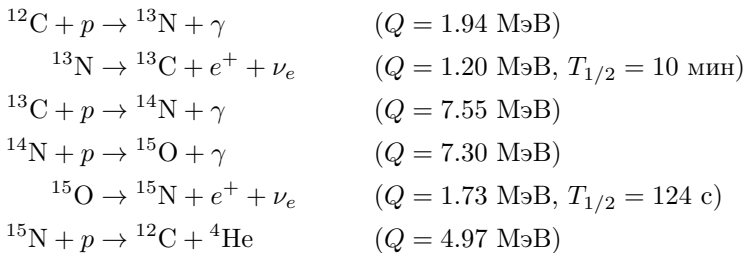


Термоядерные реакции происходят в центре Солнца. Образующиеся в результате реакций фотоны в течение миллионов лет перерассеиваются в веществе солнечной плазмы пока не доберутся до поверхности Солнца и отправятся в космическое пространство. Время путешествия фотона от поверхности Солнца до Земли составляет  $\approx 8$  мин. На рис. 30 показаны основные ядерные реакции горения водорода, приводящие к образованию фотонов на Солнце. Спектр фотонов, покидающих Солнце, существенно отличается от первоначально образующегося спектра фотонов. Причина: в недрах Солнца фотоны перерассеиваются миллионы раз пока доберутся до Солнечной поверхности. Информацию о процессах, происходящих в центре Солнца, получают, измеряя спектры нейтрино, образующиеся в ядерных реакциях (рис. 33).

Фотоны и нейтрино также образуются на Солнце в результате CNO-цикла (рис. 31).

### CNO-цикл

Цепочка реакций I





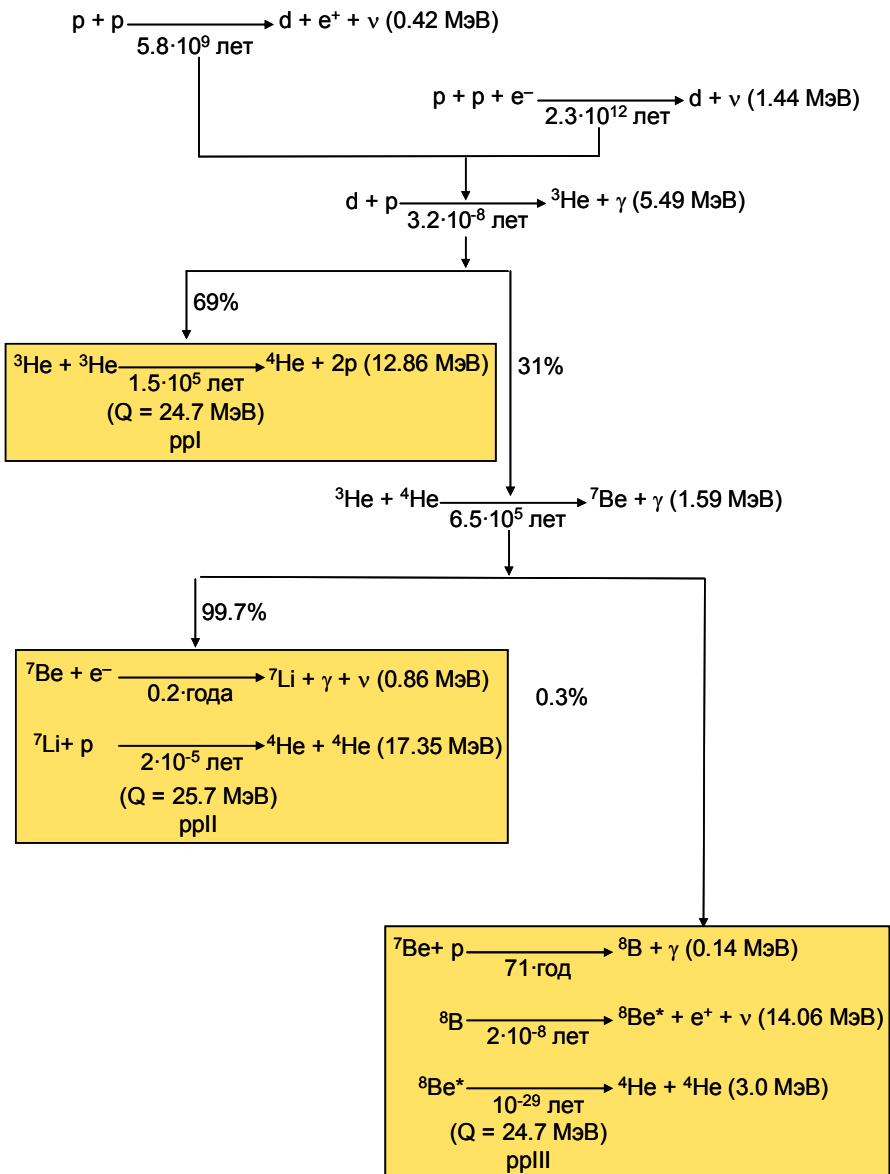


Рис. 30. Горение водорода.

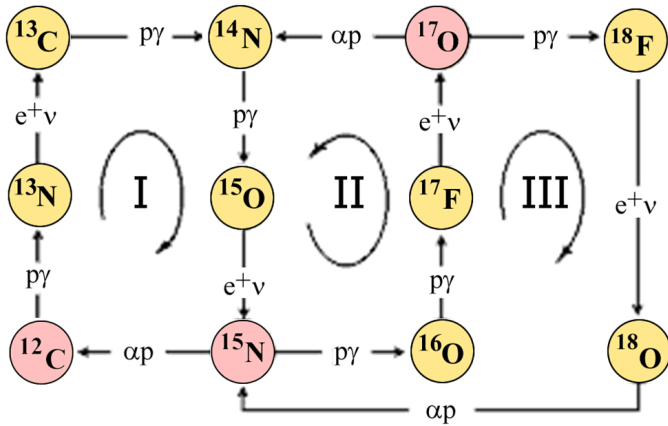
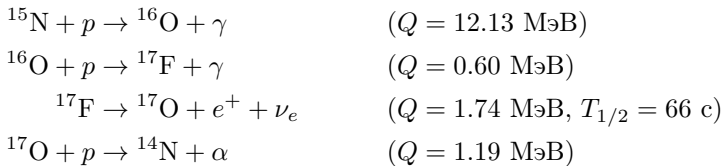
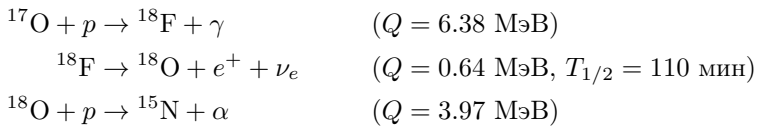


Рис. 31. CNO-цикл  $T > 10^7$  К.

#### Цепочка реакций II



#### Цепочка реакций III



Температура в недрах Солнца  $\sim 13 \cdot 10^6$  К, поэтому оно светит в основном за счет энергии, выделяющейся в водородном цикле (рис. 32).

На Солнце периодически происходят нестационарные процессы (вспышки). На рис. 34 показаны различные типы излучений, образующиеся во время солнечной вспышки, проявления последствий этих вспышек на Земле и методы регистрации солнечной активности на Земле.

На Землю также поступает излучение от различных источников нашей Галактики и из-за ее пределов (рис. 35).

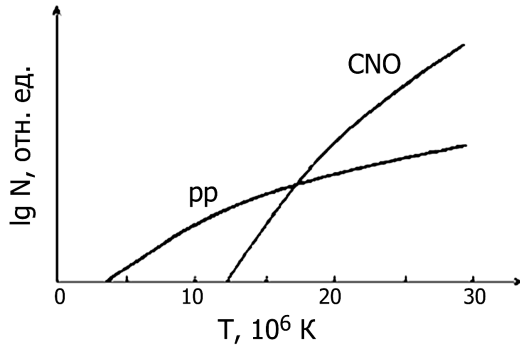


Рис. 32. Зависимость  $pp$ - и  $CNO$ -циклов от температуры в центре звезды.

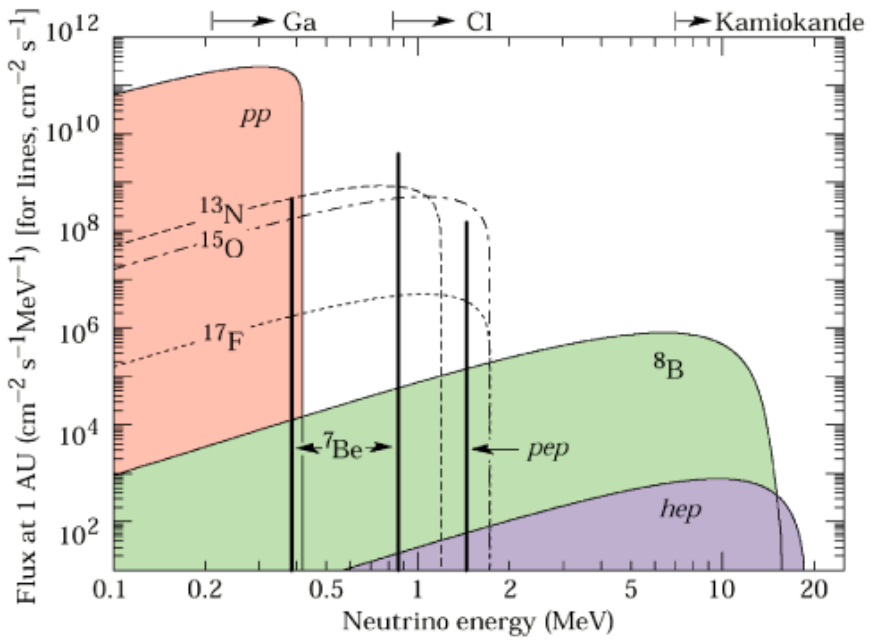


Рис. 33. Спектр нейтрино, образующихся на Солнце в результате горения водорода в реакции  $4p \rightarrow {}^4\text{He}$  и в  $CNO$ -цикле.



Рис. 34. Виды воздействия солнечной вспышки на Землю и методы наблюдений космического излучения.

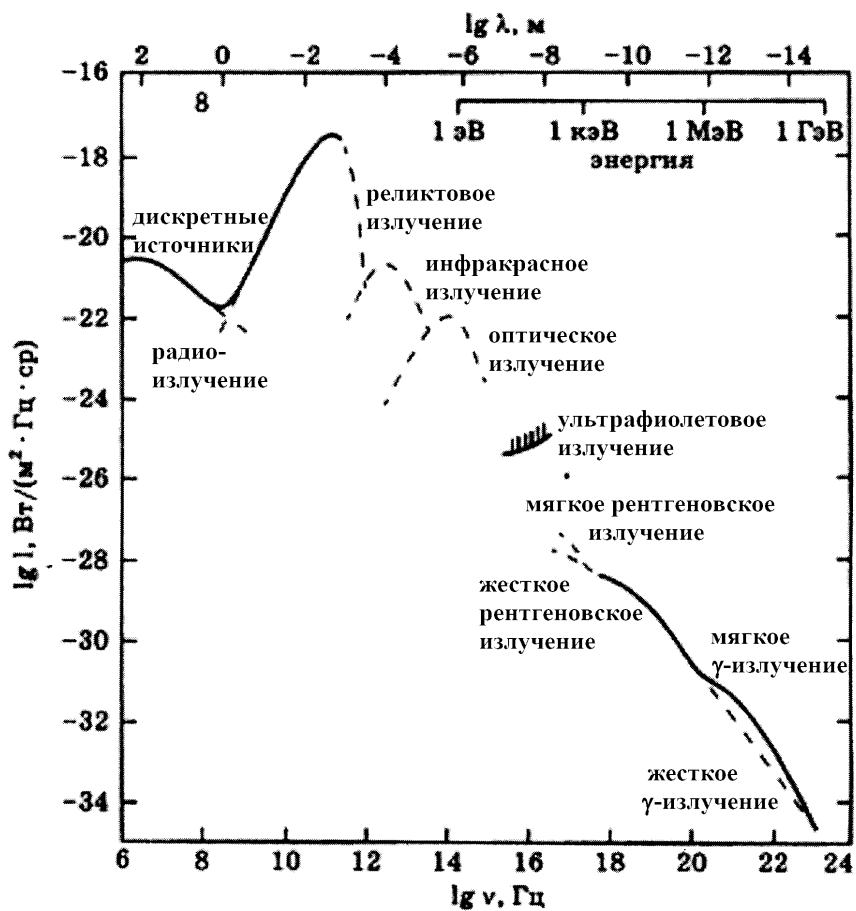


Рис. 35. Спектр фонового электромагнитного космического излучения.

Источники излучений в нашей галактике Млечный путь:

- Солнце,
- рентгеновские двойные звездные системы,
- пульсары,
- остатки сверхновых,
- шаровые звездные скопления,
- неидентифицированные галактические источники.

Источники излучений за пределами галактики Млечный путь:

- активные галактики, удаленные на миллиарды световых лет,
- скопления галактик,
- неотожествленные источники.

## Релятивистские струи

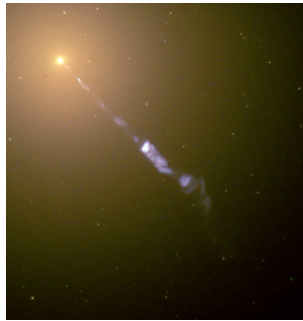


Рис. 36. Активная гигантская эллиптическая галактика М87. Из центра галактики вырывается релятивистская струя; вторая струя существует, но не наблюдается в оптическом диапазоне из-за релятивистских эффектов. Причина её низкой яркости — направленность движения вещества от земного наблюдателя. Однако в инфракрасном и радиодиапазонах можно наблюдать ударную волну, создаваемую этим джетом при столкновении с облаками газа и пыли.

Релятивистские струи, джеты (*англ.* Relativistic jet) — струи плазмы, вырывающиеся из центров (ядер) таких астрономических объектов, как активные галактики, квазары и радиогалактики. Обычно у объекта наблюдается две струи, направленные в противоположные стороны. Причиной появления таких струй часто является взаимодействие магнитных полей с аккреционным диском вокруг чёрной дыры или нейтронной звезды.



Рис. 37. Образование релятивистских струй. Показана внутренняя структура галактики, в центре которой находится сверхмассивная черная дыра.



Рис. 38. Столкновение галактик

## 4. Механизм взаимодействия фотонов

Из соотношений неопределенности

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar, \quad \Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar$$

следует, что если частица существует в течение короткого промежутка времени  $\Delta t$ , то ее энергия может флуктуировать на величину  $\hbar/\Delta t$ , а если она находится в области размером  $\Delta x$ , то ее импульс флуктурует на величину  $\hbar/\Delta x$ . В течение малых промежутков времени  $\Delta t$  и на малых расстояниях  $\Delta x$  может нарушаться соотношение между импульсом и энергией частицы.

$$E \neq (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2}$$

Такие частицы называются виртуальными. Говорят, что они находятся вне массовой поверхности. В виртуальных процессах действуют законы сохранения зарядов — электрического, барионного, лептонных.

В квантовой теории взаимодействия происходят в результате обмена виртуальными частицами — переносчиками этих взаимодействий. Масса виртуальной частицы  $m$  и расстояние  $R$ , на которое она переносит взаимодействие, связаны соотношением

$$R = \hbar/mc.$$



Рис. 39. Вершины, описывающие электромагнитное  $g_{эл}$ , слабое  $g_w$  и сильное  $g_s$  взаимодействия. В вершине сходятся две фермионные линии  $f$  и бозонная линия  $b$  — переносчик взаимодействия. На правом рисунке показана вершина электромагнитного взаимодействия.

Электромагнитные взаимодействия переносятся виртуальным фотоном.

Константы связи определяют интенсивность преобразований, которые вызываются элементарными амплитудами. Эти константы обычно выбираются безразмерными и обозначаются через  $\alpha_e$ ,  $\alpha_w$ ,  $\alpha_s$ . В элементарные амплитуды процессов взаимодействия непосредственно входят квадратные корни из этих величин:

$g_{эл} = \sqrt{\alpha_e}$  — элементарная амплитуда электромагнитного взаимодействия;



$g_w = \sqrt{\alpha_w}$  — элементарная амплитуда слабого взаимодействия;  
 $g_s = \sqrt{\alpha_s}$  — элементарная амплитуда сильного взаимодействия.

Величина константы электромагнитного взаимодействия определяется постоянной тонкой структуры — квадратом заряда электрона, безразмерного с помощью мировой постоянной ( $\hbar c$ ).

Постоянная тонкой структуры

$$\alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Амплитуда вероятности испускания или поглощения частицы, которое происходит в результате электромагнитного взаимодействия, пропорциональна константе связи  $g_{эл}$ .

$$g_{эл} = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^{1/2} = \left(\frac{1}{137}\right)^{1/2}.$$

Простейшие диаграммы квантовой электродинамики показаны на рис. 40.

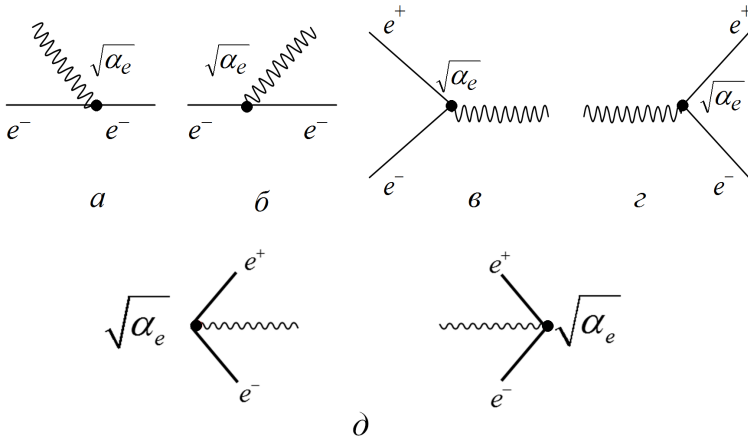


Рис. 40. Вершины электромагнитного взаимодействия. *a* — поглощение электроном виртуального фотона; *б* — испускание электроном виртуального фотона; *в* — аннигиляция  $e^+e^-$ -пары с образованием виртуального фотона; *г* — образование  $e^+e^-$ -пары виртуальным фотоном; *д* — рождение и аннигиляция трех частиц в вакууме.

Все вершины диаграмм, получающиеся одна из другой изменением ориентаций образующих вершину линий частиц, характеризуются одной

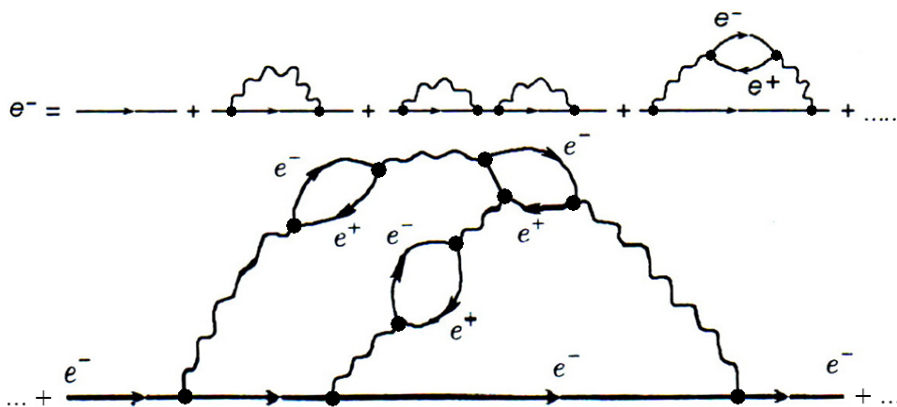


Рис. 41. Диаграммы, описывающие свободный электрон.

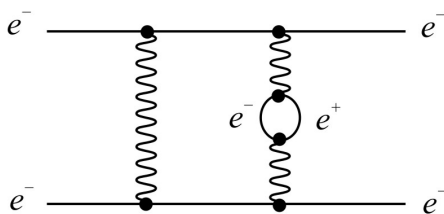


Рис. 42. Взаимодействие двух электронов.

и той же константой связи  $g_{эл}$ . Этой же константой описываются процессы рождения или поглощения трех частиц в вакууме.

Если диаграмма содержит несколько вершин, то соответствующая амплитуда вероятности пропорциональна произведению констант связи каждой вершины. Диаграмме с  $N$  вершинами будет соответствовать амплитуда, пропорциональная  $(g_{эл})^N = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^{N/2} = \left(\frac{1}{137}\right)^{N/2}$ .

На рис. 41, 42, 43 показаны диаграммы, описывающие свободный электрон, взаимодействие двух электронов, взаимодействие двух фотонов.

В вакууме непрерывно происходит рождение и уничтожение виртуальных частиц (рис. 44).

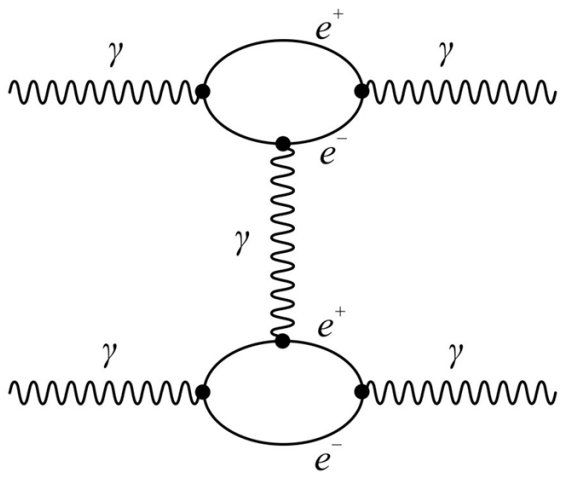


Рис. 43. Взаимодействие двух фотонов.

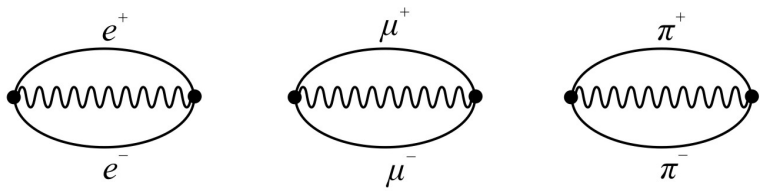


Рис. 44. Рождение и уничтожение виртуальных частиц в вакууме.

## $e^+e^-$ -аннигиляция

В процессе  $e^+e^-$ -аннигиляции при суммарном спине сталкивающихся электрона и позитрона  $J = 0$  вследствие закона сохранения зарядовой четности в электромагнитных взаимодействиях рождается четное число фотонов, в случае  $J = 1$  — нечетное. Однофотонная  $e^+e^-$ -аннигиляция запрещена законами сохранения энергии и импульса.

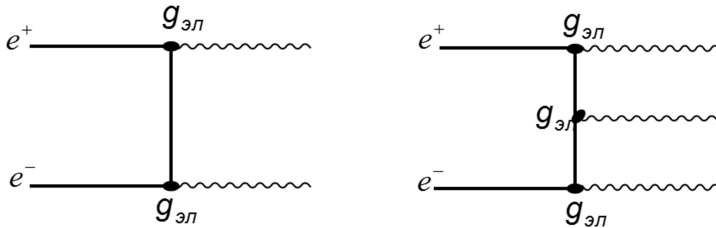


Рис. 45. Двух- и трехфотонная  $e^+e^-$ -аннигиляции.

Сравнивая количество вершин диаграмм Фейнмана для двух- и трехфотонной аннигиляции легко получить, что сечение двухфотонной  $e^+e^-$ -аннигиляции приблизительно в 100 раз больше сечения трехфотонной аннигиляции.

Отношение амплитуд двух- и трехфотонной аннигиляций

$$\frac{A(2g_{эл})}{A(3g_{эл})} \sim \frac{1}{g_{эл}}.$$

Сечение процесса пропорционально квадрату амплитуды

$$\sigma \approx A^2, \quad \frac{\sigma(2\gamma)}{\sigma(3\gamma)} \approx \frac{1}{g_{эл}^2} \approx 100.$$

Диаграммы, описывающие трехфотонную  $e^+e^-$ -аннигиляцию, имеющую большее число вершин, показаны на рис. 46.

Из диаграмм, приведенных на рис. 45, 46, видно, что виртуальной частицей является электрон (позитрон).

Если энергии сталкивающихся электрона и позитрона достаточно высокая, то наряду с фотонами в конечном состоянии могут образовываться мюоны, кварки и другие частицы. Пример  $e^+e^-$ -аннигиляции, приводящей к рождению частиц показан на рис. 47.

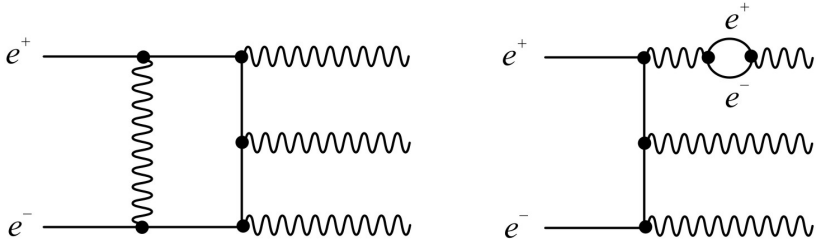


Рис. 46. Диаграммы трехфотонной аннигиляции, имеющие большее число узлов.

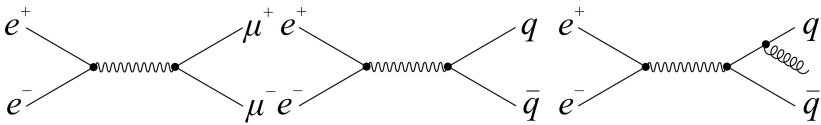


Рис. 47.  $e^+e^-$ -аннигиляция, приводящая к образованию мюонов, кварков, глюонов. Образовавшиеся в элементарном акте кварки и глюоны приводят к рождению адронов.

## Внутренняя конверсия

Ядро, находящееся в возбуждённом состоянии переходит в основное состояние путём испускания  $\gamma$ -квантов.

Явление  $0-0$ -перехода возникает в том случае, когда основной и первый возбужденный уровни ядра имеют спин  $J = 0$  (рис. 48). Если ядро оказывается в первом возбуждённом состоянии, оно не может перейти в основное состояние путём испускания  $\gamma$ -кванта, так как реального фотона  $E0$  с нулевым моментом не существует. Виртуальный  $E0$ -фотон с нулевым моментом  $J = 0$  и положительной четностью может существовать. И этот фотон обеспечивает снятие возбуждения ядра путем внутренней конверсии.

Виртуальный фотон передаёт энергию возбуждения  $E_\gamma$  одному из электронов атомной оболочки, что приводит к появлению моноэнергетических электронов с энергией  $E_e$

$$E_e = E_\gamma - \varepsilon,$$

$\varepsilon$  — энергия связи электрона в атомной оболочке.

Чаще всего внутренняя конверсия фотонов наблюдается на электронах  $K$ -оболочки, расположенной наиболее близко к атомному ядру. Од-

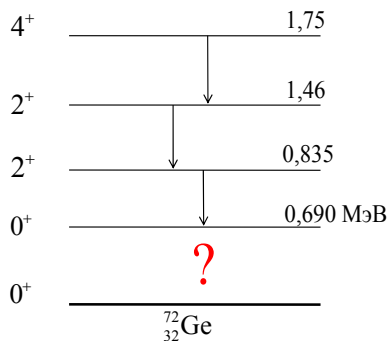


Рис. 48. Спектр возбужденных состояний  $^{72}\text{Ge}$ .

нако, если энергия  $\gamma$ -перехода меньше энергии связи электрона на  $K$ -оболочке, становится возможной внутренняя конверсия на электронах  $L$ -оболочки,  $M$ -оболочки. . .

Конверсионное излучение должно всегда сопровождаться испусканием характеристического рентгеновского излучения и электронов Оже. Электроны Оже испускаются в результате прямой передачи энергии возбуждения атома одному из электронов, расположенных на внешних оболочках атома. Если энергия перехода из возбужденного состояния ядра в низшее состояние превышает 1,02 МэВ, переход может происходить с испусканием электрон-позитронной пары  $e^+e^-$ . Однако такие переходы подавлены по сравнению с  $\gamma$ -переходами на 3–4 порядка.

## Эффект Доплера

Во всех инерциальных системах отсчёта скорость света в вакууме постоянна и равна  $c$ . Однако существует различие в световых сигналах от неподвижного и движущегося источников. Оно проявляется в эффекте Доплера. Свет, приходящий к наблюдателю от источника А, движущегося к наблюдателю, будет приходить с меньшей длиной волны (синее смещение). Свет, приходящий к наблюдателю от источника В, удаляющегося от наблюдателя, будет приходить с большей длиной волны (красное смещение) (рис. 49).



К. Доплер  
(1803–1853)

В результате эффекта Доплера длина электромагнитной волны  $\lambda_{\text{набл}}$ , воспринимаемая наблюдателем, удаляющимся от источника со скоростью  $v$ , будет увеличиваться,

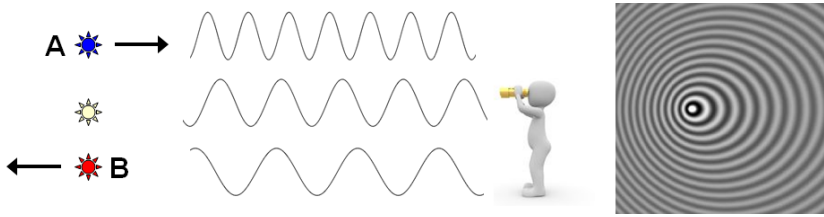


Рис. 49. Эффект Доплера. Изменение длины волны излучения при движении источника относительно наблюдателя.

а частота уменьшаться по сравнению с длиной волны  $\lambda_0$  и частотой  $\nu_0$ , испущенной источником.

$$\lambda_{\text{набл}} = \frac{\lambda_0}{1 - v/c}, \quad \nu_{\text{набл}} = \frac{\nu_0}{1 + v/c}.$$

При приближении источника к наблюдателю со скоростью  $v$

$$\lambda_{\text{набл}} = \frac{\lambda_0}{1 + v/c}, \quad \nu_{\text{набл}} = \frac{\nu_0}{1 - v/c}.$$

$v_{\text{ист}} \ll c$ :

$$\nu_{\text{набл}} = \nu_{\text{ист}} \left( 1 + \frac{v_{\text{ист}}}{c} \right).$$

При движении источника света световой волне передаётся дополнительный импульс, но скорость света  $c$  при этом не изменяется.

## Эффект Мессбауэра

При испускании  $\gamma$ -квантов из возбужденного состояния ядро испытывает отдачу, т.е. забирает часть энергии  $\gamma$ -перехода. Энергия отдачи ядра

$$T_{\text{яо}} = \frac{E^2}{2Mc^2},$$

где  $M$  — масса ядра,  $E$  — энергия  $\gamma$ -перехода.

Естественная ширина уровня ядра  $\Gamma$ , с которого происходит  $\gamma$ -переход, определяется временем жизни ядерного состояния  $\tau$

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}.$$

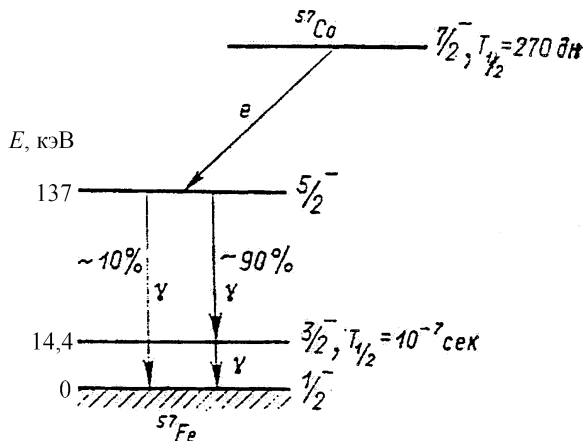
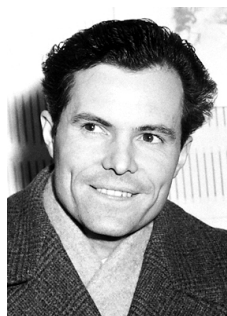


Рис. 50. Схема распада изотопа  $^{57}\text{Fe}$ .

На рис. 50 показана схема распада изотопа  $^{57}\text{Fe}$ , образовавшегося после  $e$ -захвата на ядре  $^{57}\text{Co}$ . Энергия первого возбужденного состояния в ядре  $^{57}\text{Fe}$   $E = 14.4$  кэВ, время жизни  $\tau = 98 \cdot 10^{-9}$  с. В этом случае  $E_{\text{яо}} = 1.7 \cdot 10^{-3}$  эВ,  $\Gamma = 0.7 \cdot 10^{-9}$  эВ. Естественная ширина уровня почти на 5 порядков меньше энергии отдачи ядра, что означает невозможность возбуждения ядерных уровней от источника того же изотопа. Резонансное поглощение возможно только тогда, когда энергия отдачи ядра  $E_{\text{яо}}$  меньше ширины ядерного уровня.

В 1958 г. Р. Мессбауэр, исследуя явление резонансного поглощения в кристаллах, обнаружил, что число поглощённых фотонов существенно увеличивается при понижении температуры. Обусловлено это тем, что в ядрах, связанных в кристаллической решётке, импульс отдачи получает не отдельное ядро, а весь кристалл, в котором находится ядро, испустившее  $\gamma$ -квант. С уменьшением температуры источника увеличивается число ядерных переходов с передачей импульса отдачи всему кристаллу. Это явление получило название *эффекта Мессбауэра*. Чтобы скомпенсировать энергию отдачи ядер, возникающую при испускании и поглощении  $\gamma$ -квантов, которая в сумме составляет  $2T_{\text{яо}}$ , источник закрепляют на движущемся устройстве и подбирают скорость движения источника так, чтобы скомпенсировать за счёт эффекта Доплера величину  $2E_{\text{яо}}$ .



Р. Мессбауэр  
(1929–2011)



Доплеровское уширение  $D$  спектральных линий излучения ядра, обусловленное тепловым движением атомов в кристалле при температуре  $T$

$$D = 2\sqrt{T_{яо} \cdot kT}.$$

При  $T = 300 \text{ К}$   $D(300 \text{ К}) = 0.07 \text{ эВ}$ . При этом в результате доплеровского уширения линии испускания и поглощения частично перекрываются, и резонансный процесс становится возможным (заштрихованный участок спектра на рис. 51).

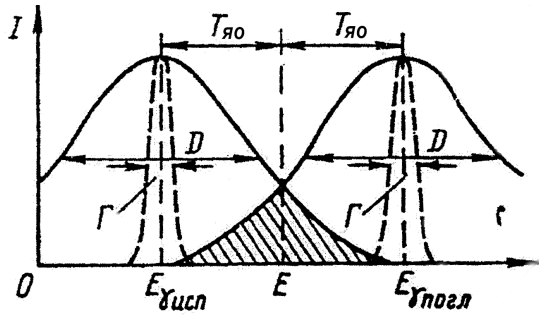


Рис. 51. Эффект отдачи ядра при испускании и поглощении фотона  $E_\gamma$ .  $T_{яо}$  — энергия отдачи, передаваемой ядру при испускании или поглощении фотона,  $\Gamma$  — естественная ширина  $\gamma$ -линии,  $D$  — доплеровское уширение линии испускания  $E_{\gamma\text{исп}}$  или поглощения  $E_{\gamma\text{погл}}$   $\gamma$ -кванта.

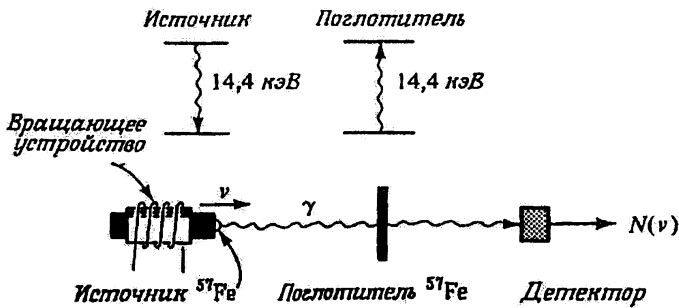


Рис. 52. Принципиальная схема мессбауэровского спектрометра.

Объяснение результатов, полученных Р. Мессбауэром, было дано А. Эйнштейном на основе квантовой теории твердого тела. Согласно модели А. Эйнштейна кристалл, состоящий из  $N$  атомов, описывается как

система  $3N$  гармонических осцилляторов с единственной частотой  $\Omega$

$$\hbar\Omega = k\Theta_{\Theta},$$

$k$  — постоянная Больцмана,  $\Theta_{\Theta}$  — эйнштейновская температура, описывающая упругие свойства кристалла.

Энергия осциллятора принимает квантовые значения

$$E_n = n\hbar\Omega \xrightarrow[\text{теория}]{\text{квантовая}} (n + 1/2)\hbar\Omega.$$

Средняя энергия осциллятора

$$\bar{E} = \bar{n}\hbar\Omega, \quad \bar{n} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\Omega}{kT} - 1\right)}.$$

Минимальная энергия, которую может принять осциллятор

$$\Delta E_{\min} = \frac{1}{2}\hbar\Omega = \frac{1}{2}k\Theta_{\Theta}.$$

Если энергия отдачи ядра

$$T_{\text{яо}} = \frac{E_{\gamma}^2}{2M_{\text{яо}}c^2} < \frac{1}{2}\hbar\Omega,$$

из-за существования минимальной энергии возбуждения осциллятора

$$\Delta E_{\min} = \frac{1}{2}\hbar\Omega$$

в спектре возбуждения сохраняется несмещенная линия, соответствующая  $n = 0$ , то есть происходит испускание фотонов, при котором энергию отдачи воспринимает кристалл в целом.

Для создания наиболее благоприятных условий наблюдения эффекта Мессбауэра необходимы

1. малая энергия  $\gamma$ -перехода ( $E_{\gamma} \approx 50\text{--}200$  кэВ);
2. время жизни возбуждённого состояния  $\approx 10^{-6}\text{--}10^{-10}$  с;
3. малая амплитуда колебаний кристаллической решётки излучателя и поглотителя;
4. низкие температуры излучателя и поглотителя.

С помощью эффекта Мессбауэра можно измерять энергию с относительной точностью  $\Delta E/E = 10^{-15}\text{--}10^{-17}$ .

Эффект Мессбауэра имеет много практических применений. По смещению линий с помощью мессбауэровской спектроскопии исследуют

1. молекулярную структуру химических соединений;
2. электрический и магнитный моменты атомных ядер;
3. структуру твердых тел;
4. смещение длины волны фотона в гравитационном поле Земли;
5. сверхтонкую структуру ядерных спектров;
6. влияние электронной оболочки атома на свойства атомных ядер.

## 5. Взаимодействие фотонов с веществом.

### $E < 10$ МэВ

#### Томсоновское рассеяние $\gamma$ -излучения

При рассеянии  $\gamma$ -квантов низкой энергии согласно классической физике у электрона под действием падающей на него электромагнитной волны  $E = E_0 e^{-i\omega t}$  происходят вынужденные колебания с той же частотой: электрон излучает электромагнитные волны той же частоты, что и падающее на него излучение — *томсоновское рассеяние*.

Дифференциальное сечение томсоновского рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{r_e^2}{2}\right) (1 + \cos\theta),$$

где  $r_e = e^2/(m_e c^2) = 2.8 \cdot 10^{-12}$  см — классический радиус электрона,  $\theta$  — угол рассеяния фотона.

Полное сечение томсоновского рассеяния

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0.66 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

#### Фотоэффект

Фотоэффект — процесс взаимодействия  $\gamma$ -кванта с электроном, связанным в атоме, при котором электрону передается вся энергия  $\gamma$ -кванта. При этом электрон вылетает из атома с кинетической энергией

$$T_e = E_\gamma - I_i,$$

$E_\gamma$  — энергия  $\gamma$ -кванта,  $I_i$  — потенциал ионизации  $i$ -й оболочки атома.

Фотоэффект невозможен на свободном электроне, не связанном с атомом. Это следует из законов сохранения энергии и импульса. Вероятность фотоэффекта на  $K$ -оболочке

$$(\sigma_{\text{фото}})_K = 1.09 \cdot 10^{-16} Z^5 \left[ \frac{13.6}{h\nu \text{ (эВ)}} \right]^{7/2} \text{ см}^2 \text{ при малых } h\nu,$$

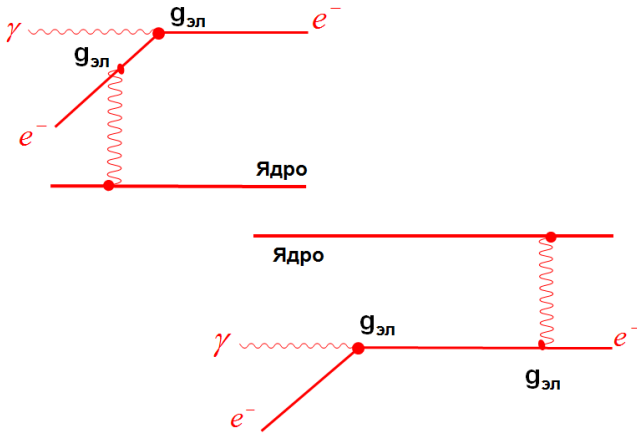


Рис. 53. Поглощение фотонов атомом с вылетом одного из атомных электронов  $e$ .

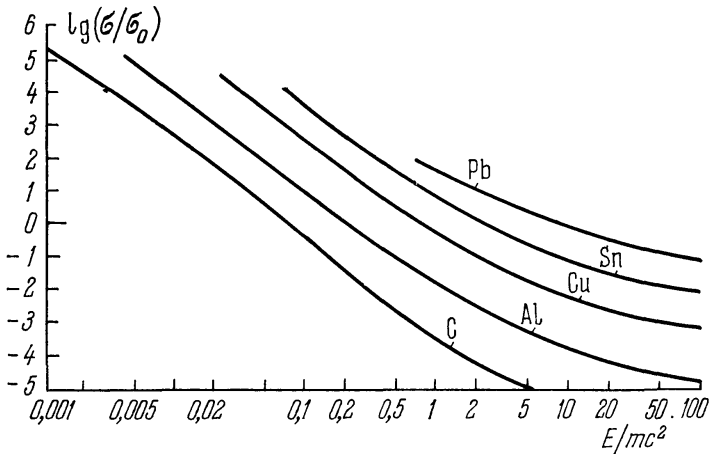


Рис. 54. Зависимость эффективных сечений фотоэффекта в различных веществах от энергии  $E$   $\gamma$ -кванта ( $\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ ).

$$(\sigma_{\text{фото}})_K = 1.34 \cdot 10^{-33} \frac{Z^5}{h\nu \text{ (МэВ)}} \text{ см}^2 \text{ при } h\nu \gg m_e c^2.$$

Фотоэффект может происходить не только на электронах  $K$ -оболочки, но и на электронах  $L$ -,  $M$ -оболочек.

$$\frac{\sigma_L}{\sigma_K} = \frac{1}{5}, \quad \frac{\sigma_M}{\sigma_K} = \frac{1}{20}.$$

## Эффект Комптона

Если  $h\nu > m_e c^2$ , при рассеянии фотона на свободном электроне происходит увеличение длины волны рассеянного фотона

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos\theta),$$

$\lambda'$  — длина волны падающего фотона,  $\lambda$  — длина волны рассеянного фотона,  $\lambda_0 = h/(m_e c) = 0.024 \text{ \AA}$  — комптоновская длина волны электрона,  $\theta$  — угол рассеяния фотона.

Полное сечение комптоновского рассеяния

$$\sigma_{\text{компт}} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \left[ \frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right\},$$

где  $r_e = e^2/(mc^2) = 2.8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ ,  $\varepsilon = h\nu/(mc^2)$ .

С увеличением энергии фотона полное сечение комптоновского рассеяния уменьшается, а угловое распределение фотонов сильно вытягивается вперёд.

## Процесс образования $e^+e^-$ -пар фотоном

Процесс образования пар фотоном происходит в поле атомного ядра или электрона.

$$\sigma_{\text{пар}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left( \frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{213}{27} \right) \text{ при } m_e c^2 \leq E \leq 137 m_e c^2 Z^{-1/3},$$

$$\sigma_{\text{пар}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left( \frac{28}{9} \ln(183 Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right) \text{ при } E \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}.$$

Зависимость суммарного сечения поглощения фотонов

$$\sigma = \sigma_{\text{фото}} + \sigma_{\text{компт}} + \sigma_{\text{пар}}$$

от энергии фотонов показана на рис. 60.

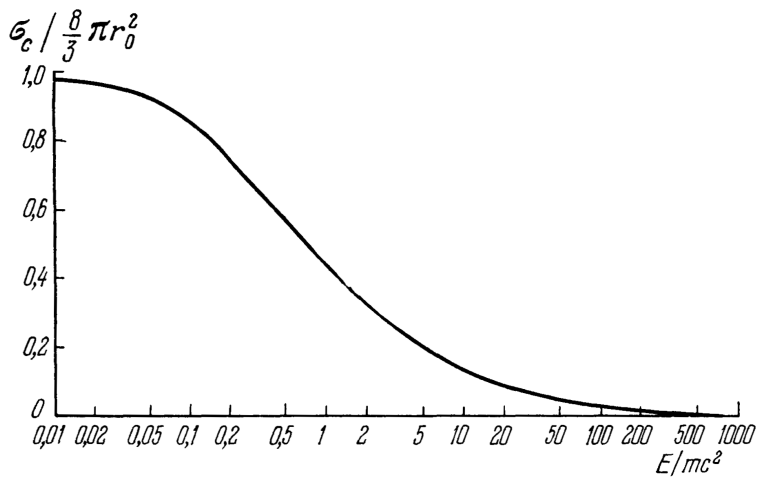


Рис. 55. Зависимость полного сечения комптон-эффекта от энергии  $E$  фотона,  $r_0 = e^2/(mc^2)$ .

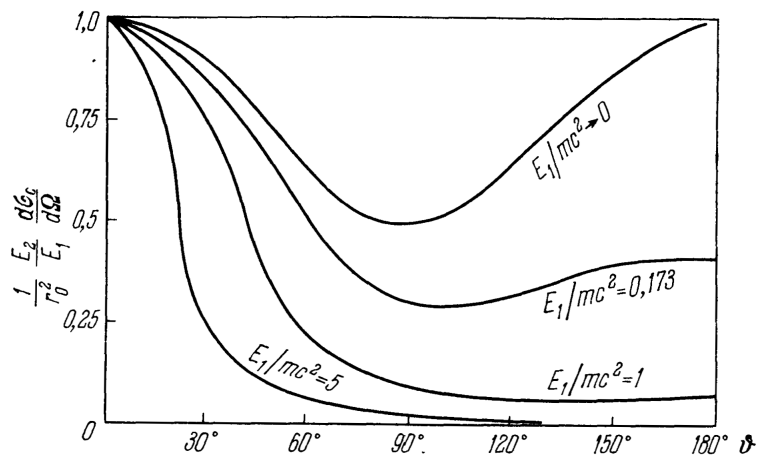


Рис. 56. Угловое распределение фотонов, рассеянных на электроне, для разных энергий  $E_1$  налетающих фотонов.  $E_2$  — энергия рассеянных фотонов,  $r_0 = e^2/(mc^2)$ .

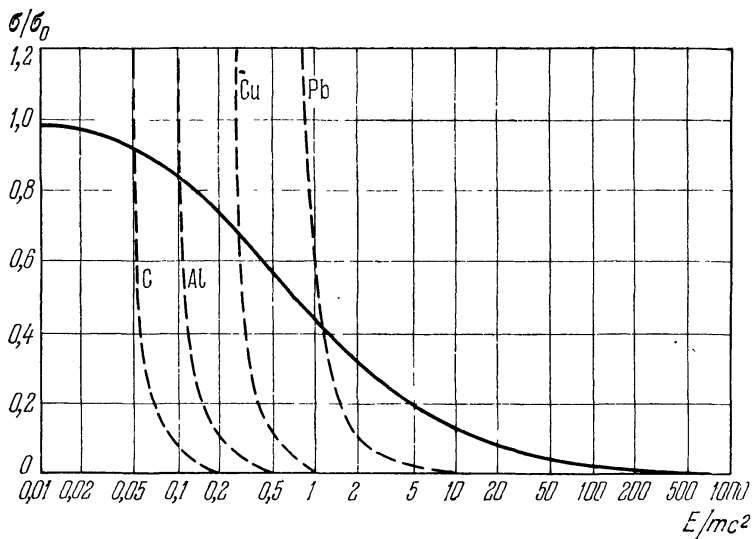


Рис. 57. Полные сечения комптон-эффекта (сплошная линия) и фотоэффекта (пунктирные линии) для различных веществ ( $\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ ).

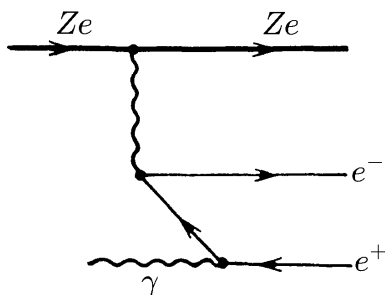


Рис. 58. Рождение фотоном  $e^+e^-$ -пары в поле атомного ядра.

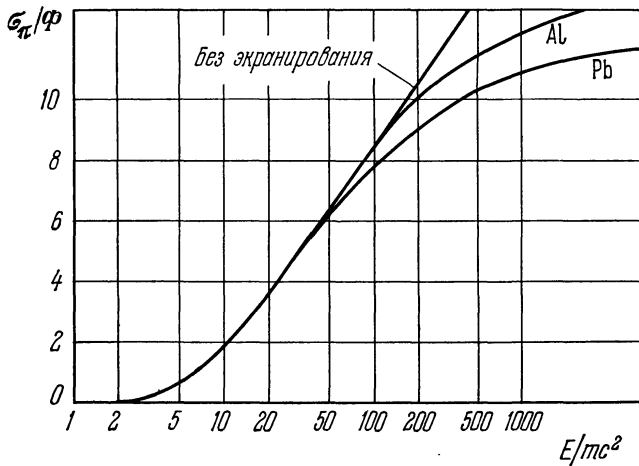


Рис. 59. Зависимость эффективного сечения рождения пар на свинце и алюминии от энергии  $E$  фотона ( $\Phi = Z^2 \frac{1}{137} \frac{e^2}{mc^2}$ ).

При низких энергиях  $E < m_e c^2$  основной механизм взаимодействия фотонов со средой — фотоэффект

$$\sigma_{\text{фото}} \sim \frac{Z^5}{E^{7/2}}.$$

В области энергий фотонов  $m_e c^2 < E < 10m_e c^2$  преобладает комптон-эффект

$$\sigma_{\text{компт}} \sim \frac{Z}{E}.$$

В области энергий фотонов  $E > 20m_e c^2$  основным механизмом взаимодействия фотонов с веществом становится эффект образования пар

$$\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \ln 2E.$$

## Ядерная резонансная флюоресценция

В области энергий ниже порога выбивания нуклонов из ядра происходит резонансное возбуждение и распад ядерных состояний с испусканием фотонов  $E_\gamma \leq 8-10$  МэВ.

Ядерная резонансная флюоресценция (ЯРФ) — возбуждение ядра фотоном с последующим распадом возбужденного состояния на более низкорасположенные состояния.



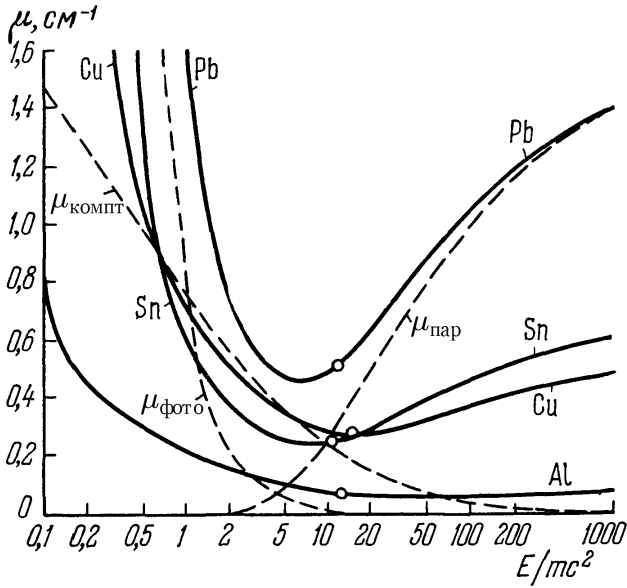


Рис. 60. Зависимость полного сечения поглощения фотонов от энергии фотонов в различных веществах.

Область энергий возбуждения ядра, эффективно исследуемых в экспериментах ЯРФ, ниже энергии распада состояний с испусканием нуклонов  $E < 8-10$  МэВ.

Основные характеристики, которые извлекаются в экспериментах ЯРФ.

1. Энергии возбуждения ядерных состояний  $E$ .
2. Спин  $J$  и четность  $P$  ядерных состояний.
3. Ширины распада в основное  $\Gamma_0$  и возбужденное  $\Gamma_i$  состояния.
4. Приведенные вероятности переходов между ядерными состояниями.

Сечение ядерного резонансного рассеяния неполяризованных фотонов на неполяризованных мишенях

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{1}{2} \pi \lambda^2 \frac{2J_r + 1}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_0 \cdot \Gamma_i}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} \cdot \sigma(\theta),$$

$\lambda = \frac{\lambda}{2\pi}$  — приведенная длина волны падающего фотона,  $J_0$  — спин основного состояния ядра,  $J_r$  — спин ядра, образующегося в конечном состоянии,  $\Gamma_0$  — ширина распада в основном состоянии,  $\Gamma_i$  — ширина распада в состоянии  $i$ .

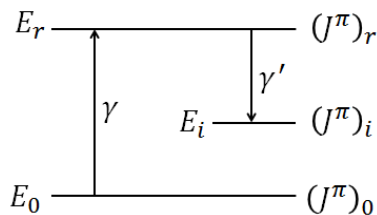


Рис. 61. Схема возбуждения и распада ядерных состояний в результате ядерной резонансной флюоресценции.

В результате ЯРФ экспериментов была получена информация о природе низколежащих возбужденных состояний атомных ядер. Информация о положении низколежащих возбужденных состояний  $2^+$  дает информацию о форме атомного ядра.

В деформированных атомных ядрах в области низких энергий наблюдается характерная последовательность ядерных уровней  $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 6^+$ , имеющих энергетическую зависимость

$$J_{\text{вращ}} = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathfrak{I}},$$

( $J$  — спин ядра,  $\mathfrak{I}$  — момент инерции ядра), соответствующих вращению деформированного ядра перпендикулярно оси симметрии ядерного эллипсоида.

В сферических ядрах возбужденные состояния, характеризующиеся энергетической зависимостью

$$E_{\text{возб}} = n\hbar\omega, \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

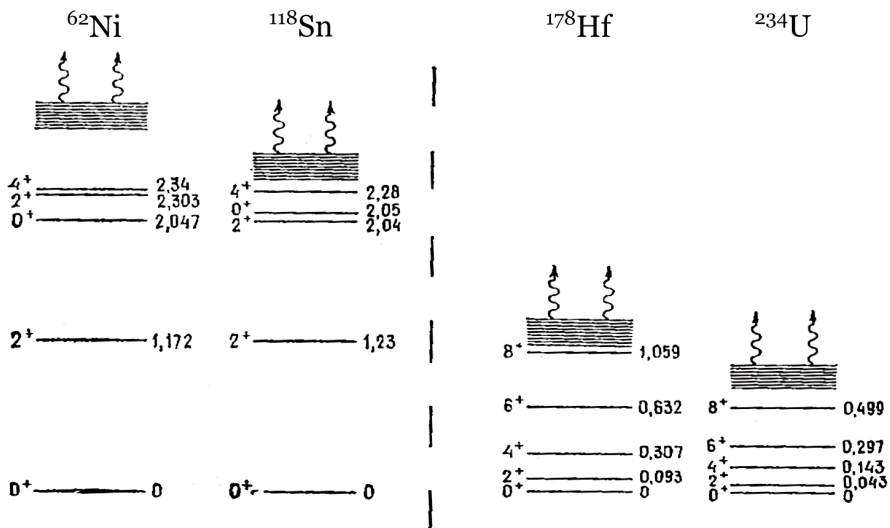
свидетельствуют о квадрупольных колебаниях сферических ядер.

Состояния  $J^P = 2^+$  в атомных ядрах возникают в результате

- квадрупольных колебаний сферического ядра,
- вращения эллипсоидального деформированного ядра.

Из данных приведенных на рис. 63 прослеживается отчетливая корреляция между положением первого  $J^P = 2^+$  уровня в ядре и магическими числами нейтронов и протонов в ядре. Минимальные значения энергии  $J^P = 2^+$  достигают посередине между магическими числами, что соответствует наполовину заполненной ядерной оболочке и максимальной деформации ядра.

В области энергий до 10 МэВ существенную роль играют М1 возбуждения орбитального и спинового типов (рис. 64). Орбитальные возбужде-



Колебательные состояния четно-четных сферических атомных ядер.

Вращательные состояния деформированных четно-четных атомных ядер.

Рис. 62. Возбужденные состояния  $2^+$ , образующиеся в четно-четных ядрах в результате колебаний и вращений атомных ядер.

ния имеют ножничный характер, соответствующий противофазным движениям протонов и нейтронов.

## 6. Взаимодействие фотонов с ядрами и нуклонами. $E > 10$ МэВ

В сечении взаимодействия фотонов с атомными ядрами в области энергий 10–30 МэВ наблюдается широкий максимум, который называется гигантским дипольным резонансом (ГДР). Так как длина волны фотона в этой области энергий сопоставима с размерами атомного ядра, характерной особенностью фотоядерных реакций является возбуждение коллективных степеней свободы в ядре. В области более высоких энергий (меньших длин волн фотонов) возбуждаются внутренние степени свободы нуклонов. Наиболее интенсивный максимум в сечении в области энергий 100–150 МэВ обусловлен  $\Delta(1232)$ -резонансом.

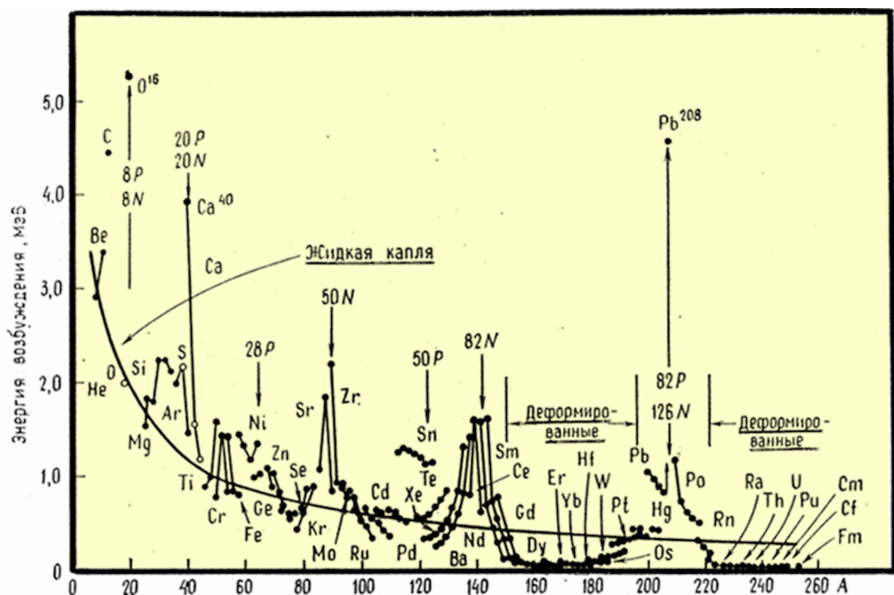


Рис. 63. Зависимость первого  $J^P = 2^+$  уровня от массового числа  $A$  атомного ядра.

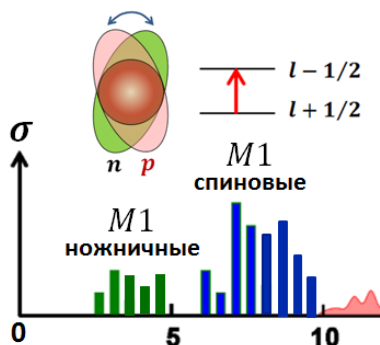


Рис. 64. M1 возбуждения атомных ядер.

## Гигантский дипольный резонанс в атомных ядрах

На рис. 66 приведены сечения фотоядерных реакций на нескольких изотопах в широком диапазоне массовых чисел  $A$ .

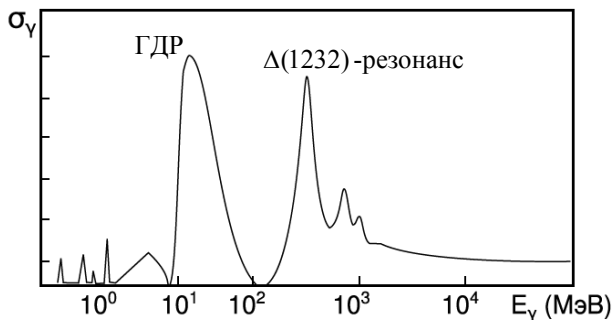


Рис. 65. Схематическая зависимость сечений фотоядерных реакций от энергии фотонов.

- Гигантский дипольный резонанс наблюдается на всех без исключения ядрах, начиная с дейтрона — ядра, имеющего  $A = 2$ .
- Положение максимума ГДР описывается соотношением

$$E \approx 78A^{-1/3} \text{ МэВ.}$$

- Интегральное сечение ГДР описывается соотношением

$$\sigma_{int} = \int \sigma(E)dE \approx 60 \frac{NZ}{A} \text{ МэВ} \cdot \text{мб.}$$

- В легких и средних ядрах с  $A < 100$  наблюдается конфигурационное расщепление ГДР, обусловленное оболочечной структурой ядра.
- В деформированных эллипсоидальных ядрах наблюдается расщепление максимума ГДР на две компоненты, обусловленные колебанием ядра вдоль большой ( $a$ ) и малой ( $b$ ) осей ядерного эллипсоида

$$E_a = 78 \frac{r_0}{a} \text{ МэВ}, \quad E_b = 78 \frac{r_0}{b} \text{ МэВ},$$

$$\Delta E = E_b - E_a = 78A^{-1/3}\beta \text{ МэВ.}$$

- Основными каналами распада ГДР являются распады с испусканием протонов и нейтронов.
- Изучение канала распада ГДР с испусканием протонов даёт уникальную информацию об изоспиновых особенностях структуры атомных ядер.
- В тяжелых ядрах  $A > 200$  открывается канал деления атомных ядер. Изучение этого канала распада ГДР даёт информацию о динамике ядерной материи в процессе деления ядер.

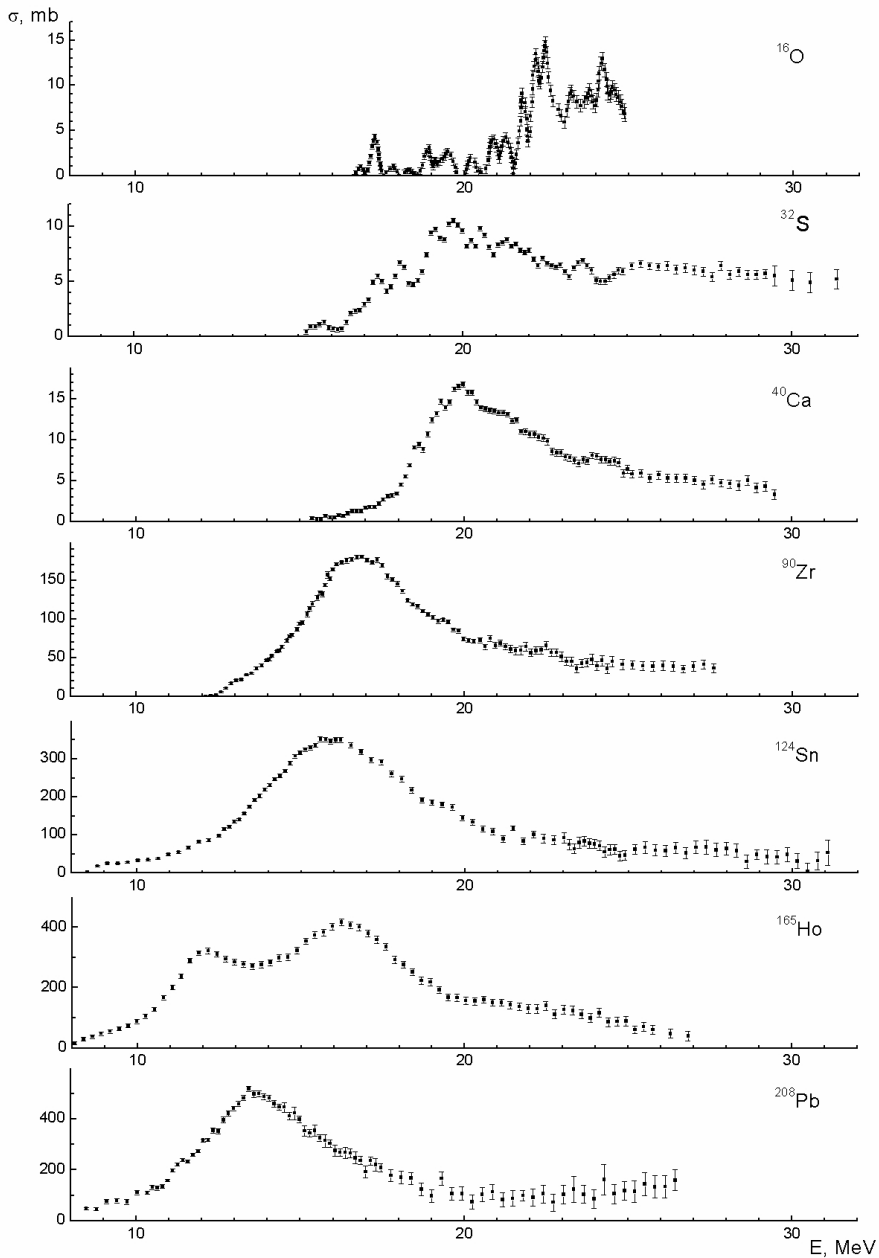


Рис. 66. Гигантский дипольный резонанс в атомных ядрах.

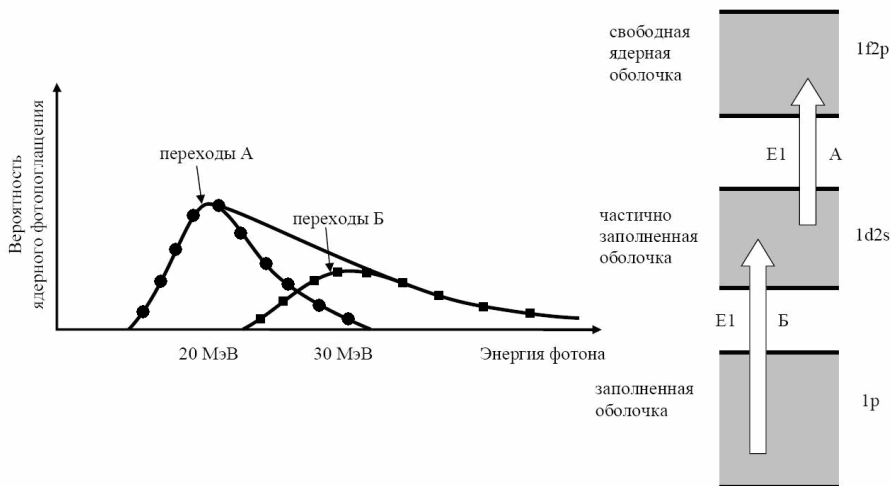


Рис. 67. Конфигурационное расщепление ГДР ядер  $1d2s$ -оболочки. Справа — одночастичные состояния модели оболочек.

### Конфигурационное расщепление ГДР

Явление конфигурационного расщепления ГДР обусловлено различием по энергии дипольных переходов нуклонов из разных оболочек (рис. 67). На примере ядер с незаполненной внешней оболочкой  $1d2s$  было показано, как образуются две ветви ГДР:

- ветвь А — переходы из оболочки  $1d2s$  в ближайшую свободную оболочку  $1f2p$ ,
- ветвь Б — переходы из оболочки  $1p$  в частично заполненную оболочку  $1d2s$ .

В более тяжелых ядрах конфигурационное расщепление ГДР становится несущественным вследствие того, что расстояние между ядерными оболочками уменьшается по мере перехода от внутренних оболочек ядра к внешним.

Экспериментально измеренное сечение фотопоглощения и результаты теоретических расчетов на ядре  $^{28}\text{Si}$  показаны на рис. 68. Переходы групп А и Б идентифицировались на основании анализа природы возбужденных состояний конечных ядер, образующихся в результате фоторасщепления ядра  $^{28}\text{Si}$ . Конфигурационное расщепление на ядре  $^{28}\text{Si}$  возникает за счет сдвига к более высоким энергиям на 8–10 МэВ переходов  $1p_{3/2} \rightarrow 1d2s$  по сравнению с переходами  $1d2s \rightarrow 1f2p$ . Переходы  $1p_{1/2} \rightarrow 1d2s$  смещены

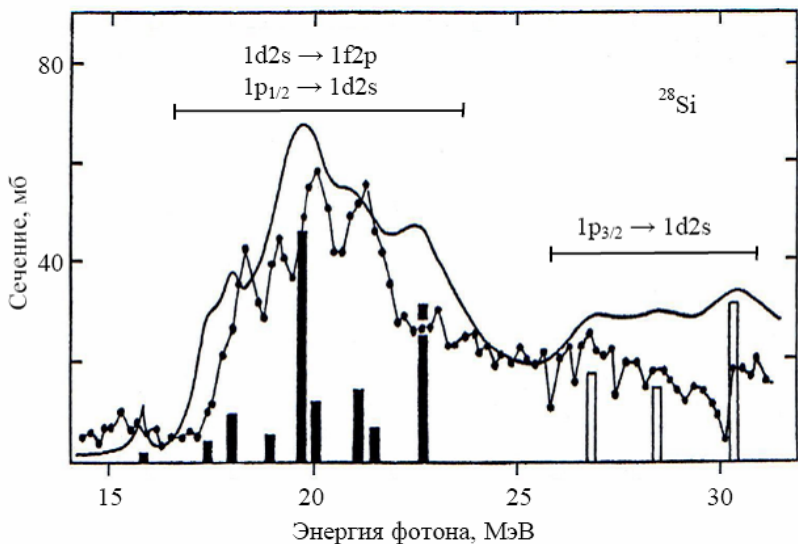


Рис. 68. Сечение фотопоглощения на ядре  $^{28}\text{Si}$ . Точки, соединенные линиями — эксперимент; столбики и плавная кривая — теоретический расчет.

на  $\sim 1.5$  МэВ и вместе с переходами  $1d2s \rightarrow 1f2p$  формируют переходы группы А.

На рис. 69 показаны результаты деления ГДР ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}$  на компоненты А и Б. Видно, что группа переходов А имеет ширину  $\sim 5\text{--}8$  МэВ и концентрируется в районе максимума ГДР  $\sim 20$  МэВ, в то время как переходы группы Б разбросаны в энергетическом интервале 20–50 МэВ и не формируют отчетливый максимум, образуя медленно спадающую высокоэнергетическую ветвь ГДР.

По мере заполнения оболочки  $1d2s$  при переходе от  $^{23}\text{Na}$  к  $^{28}\text{Si}$  увеличивается интенсивность переходов группы А.

### Расщепление ГДР в деформированных ядрах

В тяжелых деформированных ядрах эллипсоидальной формы ГДР расщепляется на две компоненты, соответствующие колебаниям ядерной материи вдоль большой и малой осей ядерного эллипсоида. На примере сечений ГДР на четно-четных изотопах неодима видно, как по мере увеличения деформации изотопов (табл. 7) увеличивается ширина резонанса. На изотопе  $^{150}\text{Nd}$  видно расщепление ГДР на две компоненты (рис. 70).



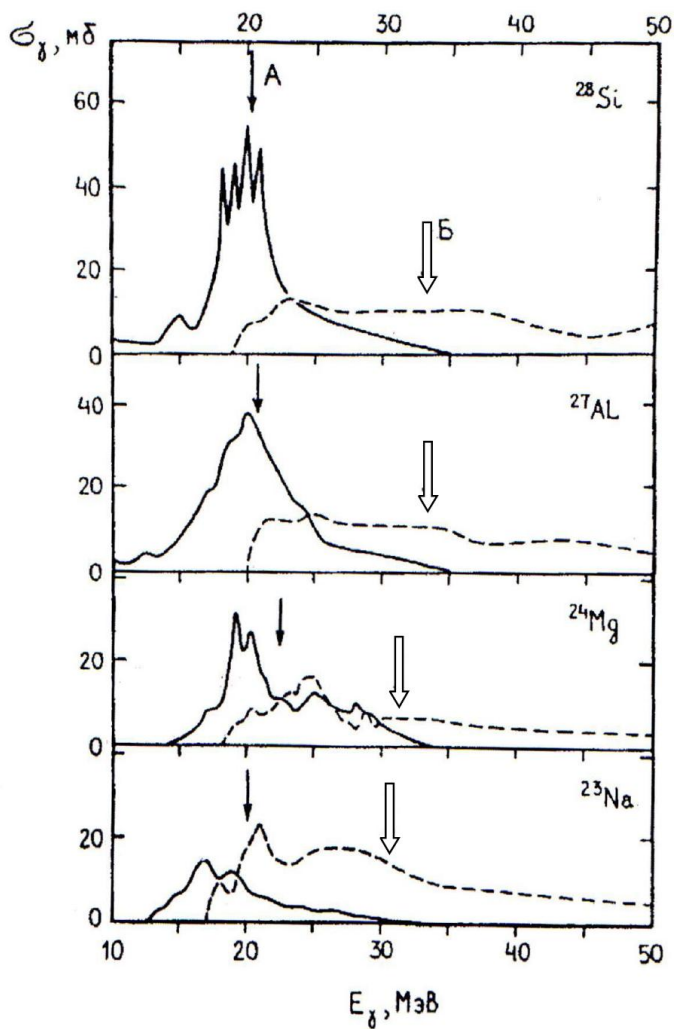


Рис. 69. Переходы группы А (сплошные линии) и В (пунктир) экспериментальных сечений фотопоглощения ядер  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}$ . Стрелками указаны центры тяжести компонент А и В.

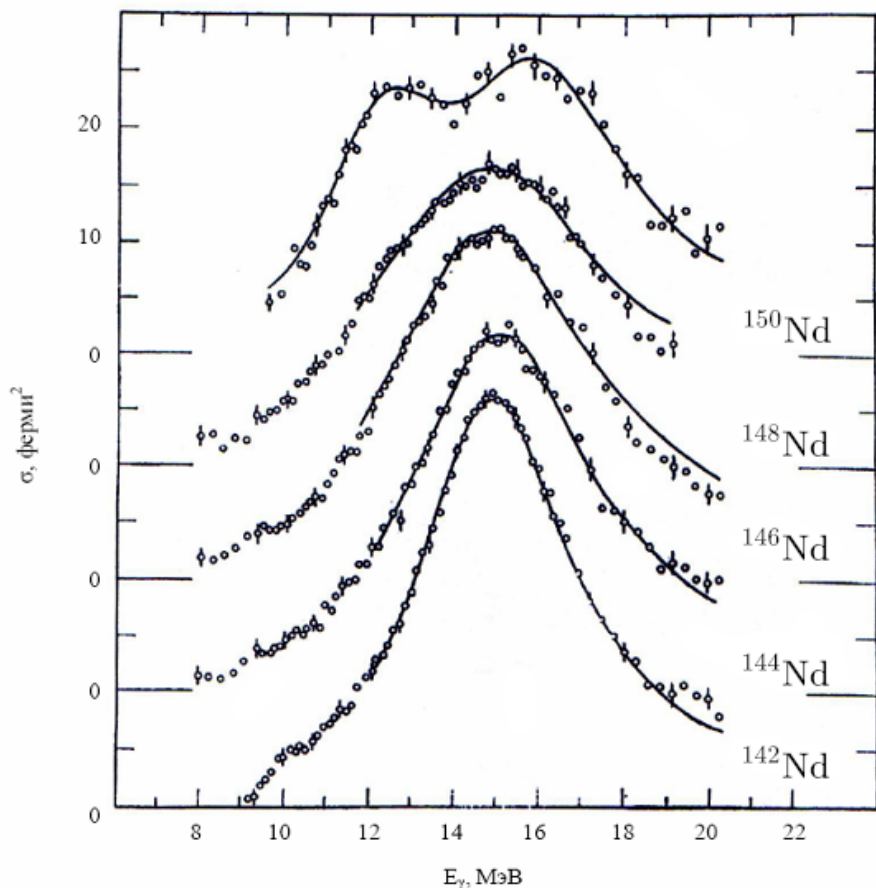


Рис. 70. Сечения фотопоглощения на четно-четных изотопах неодима.

Таблица 7. Зависимость ширины гигантского дипольного резонанса от параметра деформации  $\beta$

Изотопы неодима	Ширина ГДР Г, МэВ	Параметр деформации, $\beta$
<sup>142</sup> Nd	4,4	0,10
<sup>144</sup> Nd	5,3	0,11
<sup>146</sup> Nd	6,0	0,15
<sup>148</sup> Nd	7,2	0,19
<sup>150</sup> Nd	Расщепление ГДР на две компоненты	0,27

## Изоспиновое расщепление ГДР

Распад ГДР с испусканием протонов и нейтронов в зависимости от массового числа  $A$  показан на рис. 71.

- В легких ядрах  $A < 50$  энергии максимумов фотопротонных и фотонейтронных сечений  $E$  и величины интегральных сечений реакции примерно совпадают. При переходе к более тяжелым ядрам максимумы сечений фотонейтронных реакций смещаются в область более низких энергий (13–18 МэВ), в то время как максимумы сечений фотопротонных реакций смещаются в область более высоких энергий (23–25 МэВ).
- Доля фотопротонного канала реакций в полном сечении фотопоглощения быстро уменьшается, составляя  $\sim 1\%$  в ядрах  $A \approx 200$ . В то же время величины экспериментально измеренных сечений фотопротонных реакций на 2–3 порядка превосходят результаты теоретических расчетов на основе статистической теории распада возбужденных состояний ядра.

Обе особенности распада возбужденных состояний ГДР с испусканием протонов и нейтронов являются результатами изоспинового расщепления ГДР (рис. 72). Тяжелые ядра с  $N \neq Z$  имеют в основном состоянии изоспин  $T_0 = \left| \frac{N-Z}{2} \right|$ . Е1 фотон имеет значение изоспина  $T = 1$  и проекцию изоспина  $T_z = 0$ . Поэтому в ядрах с  $N \neq Z$  при поглощении Е1 фотонов возбуждаются две группы состояний  $T_< = T_0$  и  $T_> = T_0 + 1$ . Вероятности возбуждения этих состояний

$$\frac{C^2(T_>)}{C^2(T_<)} = \frac{1}{T_0} \left( \frac{1 - 1,5T_0A^{-2/3}}{1 + 1,5T_0A^{-2/3}} \right).$$

Величина расщепления состояний  $T_<$  и  $T_>$  по энергии

$$E(T_>) - E(T_<) = 60 \frac{T_0 + 1}{A} \text{ МэВ.}$$

Распад состояний  $T_>$  по нейтронному каналу на основное и низкорасположенное состояния  $T_0 - 1/2$  ядра  $(N-1, Z)$  запрещён правилами отбора по изоспину, что усиливает распад состояний  $T_>$  по протонному каналу и приводит к согласию с экспериментом.

На рис. 72 на примере распада изотопов  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{139}\text{La}$  в результате фотоядерных реакций по протонному и нейтронному каналам отчетливо проявляется изоспиновое расщепление ГДР.

## Деление ядер

В тяжелых ядрах наряду с распадами возбужденных состояний с испусканием протонов и нейтронов открывается ещё один канал распада ГДР — деление ядра.

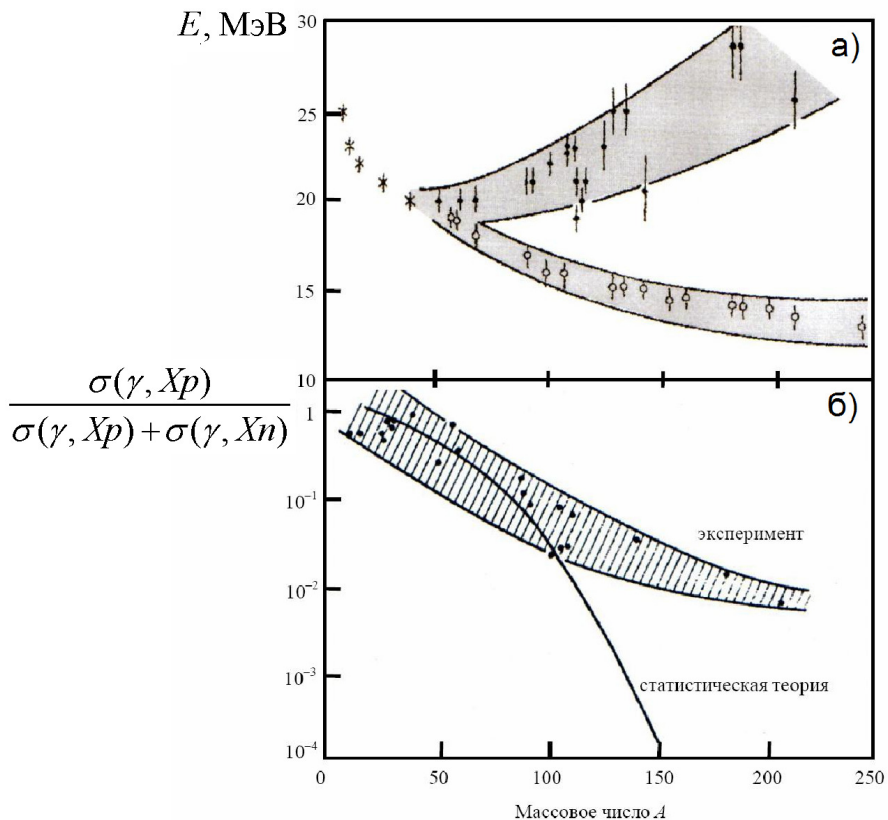


Рис. 71. Изоспиновое расщепление ГДР. *а*) Энергия максимумов  $E$  сечений фотопротонной ( $\gamma, Xp$ ) (темные точки) и фотонейтронной ( $\gamma, Xn$ ) (светлые точки) реакций в зависимости от массового числа  $A$ . *б*) Экспериментально измеренные и предсказываемые статистической теорией зависимости от массового числа  $A$  относительного вклада сечений фотопротонных реакций в полное сечение поглощения  $\gamma$ -кванта.

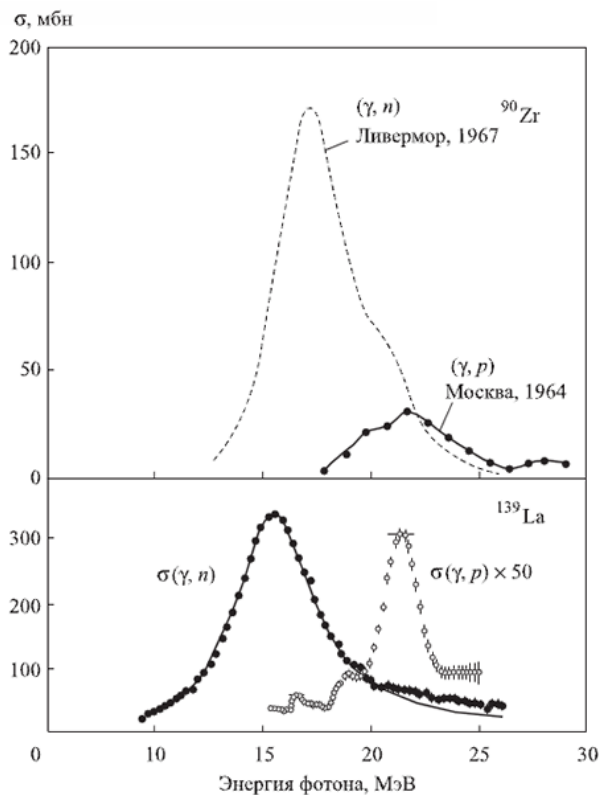
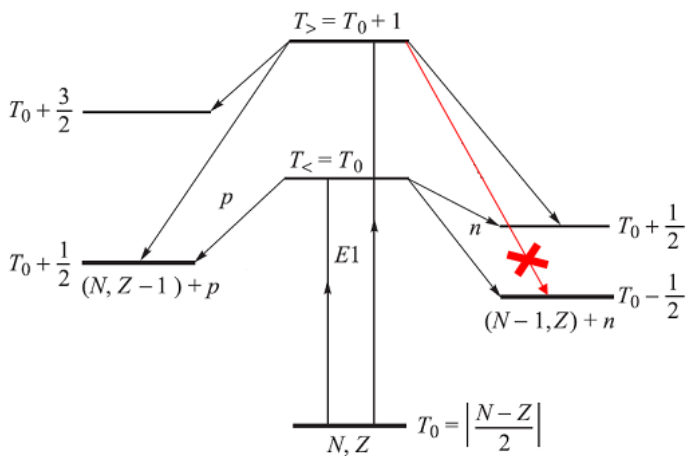


Рис. 72. Изоспиновое расщепление ГДР. Сечения реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  на изотопах  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{139}\text{La}$ .

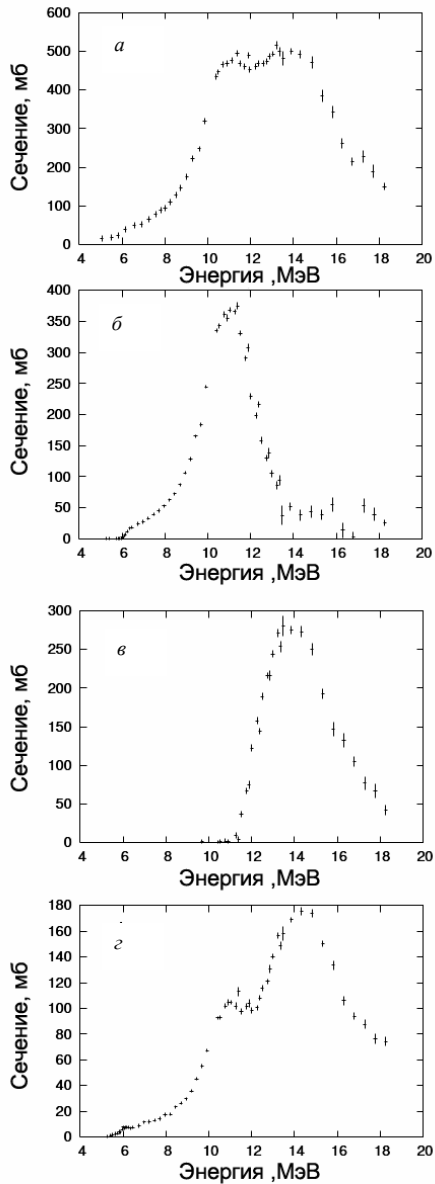


Рис. 73. Фоторасщепление изотопа  $^{238}\text{U}$ . *a*) — сечение полного поглощения фотонов, *б*) — сечение реакции  $(\gamma, 1n)$ , *в*) — сечение реакции  $(\gamma, 2n)$ , *г*) — сечение реакции фотodelения  $(\gamma, f)$ .

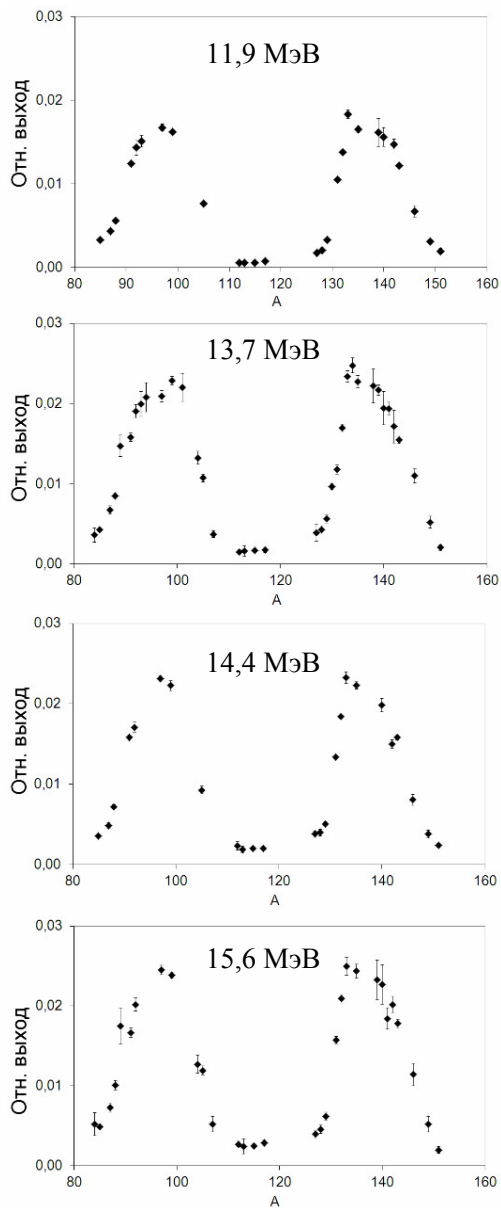


Рис. 74. Массовое распределение осколков деления ядра  $^{238}\text{U}$  при различных значениях энергии возбуждения ядра. При увеличении энергии возбуждения ядра происходит увеличение доли симметричного деления  $A \approx 120$ .

На рис. 73 показаны сечения полного поглощения фотонов в области энергии до 20 МэВ и каналы распада с испусканием одного ( $\gamma, 1n$ ), двух ( $\gamma, 2n$ ) нейтронов, а также канал реакции фотоделения ( $\gamma, f$ ) на ядре  $^{238}\text{U}$ . Канал реакции фотоделения составляет  $\sim 20\text{--}25\%$  полного сечения фотопоглощения. В реакциях фотоделения обычно изучают зарядовые и массовые распределения осколков деления, дающие информацию о динамике формы ядра в процессе деления, влиянии оболочечной структуры ядра на процесс деления. На рис. 74 показано массовое распределение осколков деления ядра  $^{238}\text{U}$  при энергиях возбуждения 11,9 МэВ, 13,7 МэВ, 14,4 МэВ и 15,6 МэВ. Увеличение энергии возбуждения ядра  $^{238}\text{U}$  приводит к увеличению канала симметричного деления  $A \approx 120$  по сравнению с несимметричным делением на два осколка различной массы.

Результаты теоретических расчетов каналов распада ГДР с заселением различных дырочных состояний конечных ядер дают уникальную информацию о ядерной динамике. Поэтому целенаправленные эксперименты с регистрацией конечных состояний ядер, образующихся в фотоядерных реакциях, важны для проверки различных теоретических моделей ядра.

В фотоядерных реакциях, выполненных  $\gamma$ -активационной методикой, исследуют распады ядер с испусканием до 7–8 нуклонов, что даёт информацию о ядрах, удаленных от долины  $\beta$ -стабильности, сильно перегруженных протонами, нейтронами.

Изучение свойств ГДР позволило глубже понять природу коллективных движений в атомных ядрах, связать в рамках единой концепции коллективное и одночастичное движения в ядрах, а свойства ГДР — с такими глобальными характеристиками атомного ядра, как число протонов и нейтронов в ядре, исследовать изменение свойств атомных ядер при удалении от долины стабильности, динамику возбужденной ядерной материи и многое другое.

Состояния ГДР могут возбуждаться не только в фотонном канале. В настоящее время ГДР активно изучается в реакциях под действием виртуальных фотонов, пионов, нуклонов и т. д.

## Упругое рассеяние электрона на протоне

Для исследования структуры протонов, нейтронов, атомных ядер используются реакции упругого рассеяния электронов, когда в конечном состоянии находятся те же частицы, что и в начальном.

Сечение упругого рассеяния электрона в нерелятивистском приближении, пренебрегая спином электрона, спином и отдачей ядра дается фор-



мулой Резерфорда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2\alpha^2}{4E^2} \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

где  $\alpha = 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $Z$  — заряд ядра,  $E$  — энергия электрона,  $\theta$  — угол рассеяния электрона.

При учете спина электрона рассеяние описывается формулой Мотта

$$\frac{d\sigma_M}{d\Omega} = \frac{Z^2\alpha^2}{4E^2} \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}.$$

Учет спина электрона при рассеянии на бесспиновом ядре сводится к введению фактора  $\cos^2 \frac{\theta}{2}$ , который возникает из-за взаимодействия спина электрона с ядром. Рассеяние электрона с поворотом спина на  $180^\circ$  запрещено законом сохранения момента количества движения. Это отражается появлением фактора  $\cos^2 \frac{\theta}{2}$ .

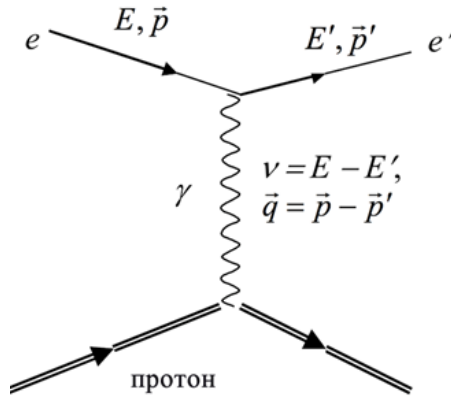


Рис. 75. Диаграмма упругого рассеяния электрона на протоне с обозначениями кинематических переменных  $\nu$  и  $\vec{q}$ .

Диаграмма упругого рассеяния электрона на протоне в приближении однофотонного обмена показана на рис. 75.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния электрона на протоне в лабораторной системе дается формулой Розенблюта

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_M}{d\Omega} \frac{E'}{E} \left[ 2\varepsilon G_M^2(q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + \frac{\varepsilon G_M^2(q^2) + G_E^2(q^2)}{1 + \varepsilon} \right],$$

$\frac{d\sigma_M}{d\Omega}$  — Моттовское сечение,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $E$  — энергия пучка электронов,  $E'$ ,  $\theta$  — энергия и угол рассеянного электрона,

$\varepsilon = -\frac{q^2}{4M^2c^4}$ ,  $Mc^2$  — масса протона, множитель  $\frac{E'}{E}$  учитывает отдачу протона.

При таком выборе единиц нормировка формфакторов (в единицах элементарного заряда для электрического  $G_E$  и ядерного магнетонов для магнитного  $G_M$ ) для протона

$$G_E(0) = 1, \quad G_M(0) = \mu_p = 2.79,$$

для нейтрона

$$G_E(0) = 0, \quad G_M(0) = \mu_n = -1.91.$$

Для независимого определения величины  $G_E$  и  $G_M$  при фиксированном  $q^2$  варьируют угол рассеянного электрона  $\theta$  и энергию пучка электронов  $E$ .

Электрический формфактор протона  $G_E^p$  и магнитные формфакторы протона  $G_M^p$  и нейтрона  $G_M^n$  уменьшаются с ростом  $q^2$  и с хорошей точностью могут быть описаны дипольной зависимостью

$$G_E^p(q^2) = \frac{G_M^p(q^2)}{\mu_p} = \frac{G_M^n(q^2)}{\mu_n} = \left(1 - \frac{q^2}{0.71 \text{ ГэВ}^2}\right)^{-2}.$$

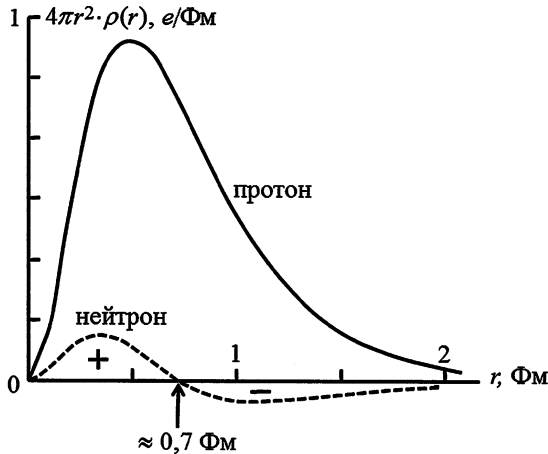


Рис. 76. Распределение электрического заряда в нейтроне и протоне.

Распределения электрического заряда и магнитного момента протона

$$\langle r_E^2 \rangle_p^{1/2} = (0.86 \pm 0.01) \text{ Фм}, \quad \langle r_M^2 \rangle_p^{1/2} = (0.86 \pm 0.06) \text{ Фм}.$$

Распределения электрического заряда и магнитного момента нейтрона

$$\langle r_E^2 \rangle_n^{1/2} = (0.10 \pm 0.01) \text{ Фм}, \quad \langle r_M^2 \rangle_n^{1/2} = (0.89 \pm 0.07) \text{ Фм}.$$

Размер протона 0.8 Фм. Размер нейтрона 0.8 Фм.

В протоне нет четкой границы. Плотность заряда  $\rho(r)$  в протоне плавно убывает по закону

$$\rho(r) = \rho(0) \exp(-r/a),$$

где  $\rho(0) = 3e/\text{Фм}^3$ ,  $a = 0.23 \text{ Фм}$ .

Среднеквадратичный радиус протона

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) r^2 dr}{\int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) dr} = 0,62 \text{ Фм}^2.$$

Отличие величины  $\langle r_E^2 \rangle_n^{1/2}$  от нуля в случае нейтрона означает, что заряд нейтрона только после усреднения по всему объему нейтрона равен нулю.

В нейтроне центральная часть ( $r < 0.7 \text{ Фм}$ ) заряжена положительно, периферийная часть — отрицательно.

Распределения магнитных моментов протона и нейтрона совпадают.

Данные о структуре нуклона свидетельствуют о том, что нуклон имеет сложную внутреннюю структуру. Он состоит из кварков, взаимодействующих посредством обмена глюонами.

## Неупругое рассеяние электрона на протоне

При увеличении энергии взаимодействия электрона с протоном сечение упругого взаимодействия быстро падает, и начинают доминировать неупругие процессы. Диаграмма неупругого процесса показана на рис. 77.

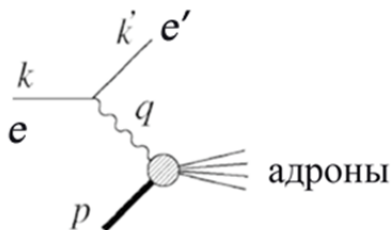


Рис. 77. Диаграмма неупругого рассеяния электрона на протоне.

Кинематически такие процессы описываются двумя переменными (в упругом рассеянии сечение зависит только от  $Q^2$  или  $\theta$ , так как  $W$  — инвариантная масса системы конечных адронов,  $W = M$ ). Набор  $W$  и  $Q^2$  более удобен для изучения физики резонансов, а наборы  $Q^2$  и  $\nu$  ( $\nu = E - E'$ ) или  $Q^2$  и  $x$  ( $x = Q^2/2M\nu$ ) чаще используются в глубоководном рассеянии при исследовании кварк-глюонной структуры протона. Схематический вид спектра рассеянных электронов показан на рис. 78.

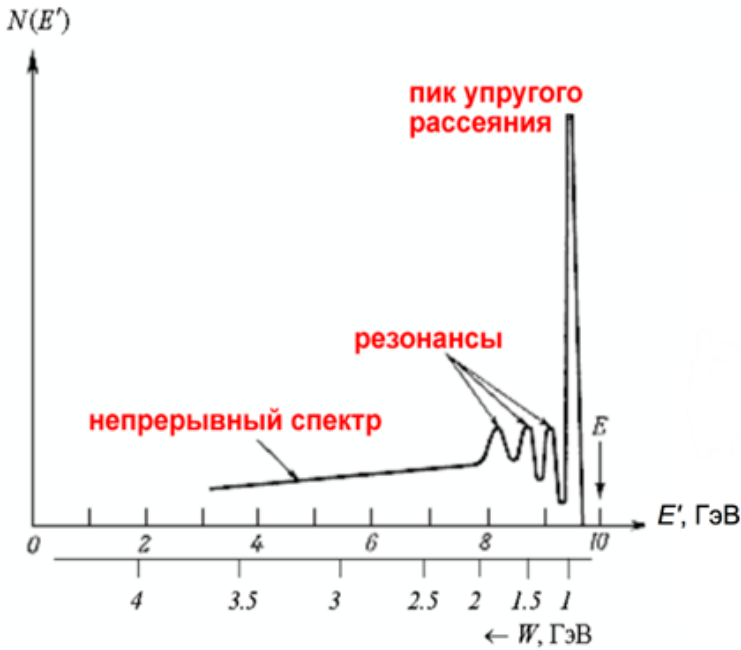


Рис. 78. Схематический спектр электронов с энергией пучка  $E \approx 10$  ГэВ, рассеянных на протоне

Наряду с пиком упругого рассеяния отчетливо наблюдаются максимумы, отвечающие нуклонным резонансам. Ближайший к упругому пику резонанс соответствует возбуждению нуклонного резонанса  $\Delta(1232)$ . За ним видны еще два более высокорасположенных максимума, соответствующие так называемым второй и третьей резонансным областям. В отличие от первой резонансной области, сформированной только из  $\Delta$ -резонанса, вторая и третья резонансные области состоят из нескольких перекрывающихся резонансов. С ростом энергии возбуждения плотность ре-

зонансов растет и, так как они имеют большую ширину, то при энергиях возбуждения более 2 ГэВ они сливаются в непрерывный спектр. Наличие нуклонных резонансов показывает сложную кварк-глюонную структуру нуклона.

Дифференциальное сечение неупругого рассеяния параметризуется двумя функциями  $W_1$  и  $W_2$ , которые играют роль неупругих формфакторов. В отличие от упругого рассеяния они зависят от двух переменных  $\nu$  и  $Q^2$  и носят название структурных функций.

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{d\sigma_M}{d\Omega} \cdot \left[ 2W_1(\nu, Q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + W_2(\nu, Q^2) \right].$$

При извлечении структурных функций  $W_1$  и  $W_2$  было обнаружено явление скейлинга структурных функций:  $W_1$  и  $W_2$  в глубоконеупругом пределе  $\nu \rightarrow \infty$ ,  $Q^2 \rightarrow \infty$ , зависели только от отношения  $Q^2/2M\nu$ . Эта переменная называется бьеркеновской масштабной переменной  $x$ .

$$x = Q^2/2M\nu.$$

Такое поведение структурных функций говорит о том, что внутри протона электрон взаимодействует с бесструктурными объектами, которые назвали партонами (от англ. *part* — «часть»).

В экспериментах по глубоко неупругому рассеянию электронов и нейтрино были определены заряды и спины партонов внутри нуклона.

- Внутри нуклона обнаружены точечноподобные объекты — партоны, в которых сосредоточена вся масса нуклона. Размер партонов  $< 10^{-17}$  см.
- Заряженные партоны имеют характеристики кварков — их спин  $1/2$ , а заряды в единицах  $e$  либо  $+2/3$ , либо  $-1/3$ .
- Нейтральные партоны, отождествляемые с глюонами, несут около половины внутренней энергии нуклона.
- Кварки и глюоны, входящие в состав протона, имеют квантовое число — цвет. Кварки бывают трех цветов — красного, зеленого, синего. Глюоны состоят из цвета и антицвета.

Результаты этих исследований подтверждают, что нуклон это частица, состоящая из трех валентных кварков, виртуальных морских кварков-антикварков и глюонов.

Цветовая-флейворная волновая функция протона имеет вид

$$\Psi(\text{цветовая}) \cdot \Psi(\text{флейвор}) = \frac{1}{\sqrt{6}} (u_K u_3 d_C + u_3 u_C d_K + u_C u_K d_C - u_K u_3 d_C - u_C u_3 d_K - u_3 u_C d_C).$$

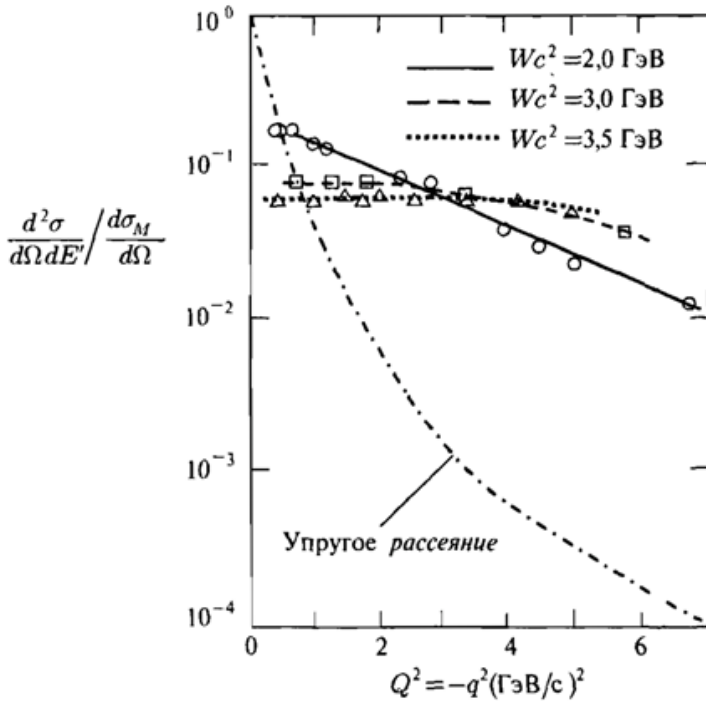


Рис. 79. Двойное дифференциальное сечение рассеяния электрона на протоне, отнесенное к моттовскому сечению, при различных значениях инвариантной массы  $W$ .

Так как цветовая компонента волновой функции протона антисимметричная и протон имеет в основном состоянии орбитальный момент кварков  $l = 0$ , то пространственная часть волновой функции  $\Psi$ (пространственная) тоже симметрична, спин-флейворная компонента волновой функции протона  $\Psi$ (спиновая)  $\cdot$   $\Psi$ (флейвор) должна быть симметричной.

Волновая функция протона имеет вид

$$|p, s_z = +1/2\rangle = (1/18)^{1/2} (2 |u_\uparrow d_\downarrow u_\uparrow\rangle + 2 |d_\downarrow u_\uparrow u_\uparrow\rangle + 2 |u_\uparrow u_\uparrow d_\downarrow\rangle - |u_\downarrow d_\uparrow u_\uparrow\rangle - |d_\uparrow u_\downarrow u_\uparrow\rangle - |u_\uparrow d_\uparrow u_\downarrow\rangle - |u_\uparrow u_\downarrow d_\uparrow\rangle - |d_\uparrow u_\uparrow u_\downarrow\rangle - |u_\downarrow u_\uparrow d_\uparrow\rangle).$$

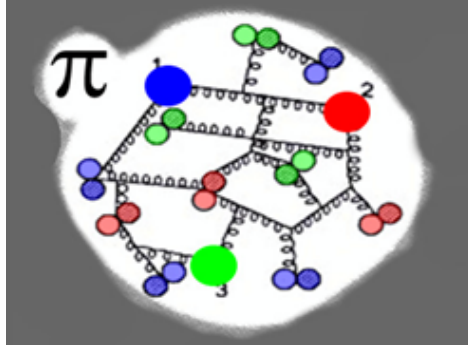


Рис. 80. Схематическое изображение внутренней структуры протона. Цифрами 1, 2 и 3 отмечены валентные кварки  $uud$ , маленькие кружки — морские кварки и антикварки. Пружинки, соединяющие кварки — глюоны.

Волновая функция нейтрона с проекцией спина на ось  $z$ , равной  $+1/2$ .

$$|n, s_z = +1/2\rangle = (1/18)^{1/2} (-2 |u_\uparrow d_\uparrow d_\uparrow\rangle - 2 |d_\uparrow u_\downarrow d_\uparrow\rangle - 2 |d_\uparrow d_\uparrow u_\downarrow\rangle + |u_\uparrow d_\downarrow d_\uparrow\rangle + |d_\uparrow d_\downarrow u_\uparrow\rangle + |u_\uparrow d_\uparrow d_\downarrow\rangle + |u_\uparrow u_\downarrow d_\uparrow\rangle + |d_\uparrow u_\uparrow d_\downarrow\rangle - |d_\downarrow u_\uparrow d_\uparrow\rangle).$$

Для вычисления магнитного момента необходимо рассчитать матричный элемент оператора магнитного момента. Надо учесть, что оператор магнитного момента  $Q\hbar/(2mc)$  ( $Q$  — заряд кварка,  $m$  — масса кварка), действуя на состояния со спином вниз, даёт знак минус, а магнитные моменты кварков складываются аддитивно, например,

$$\langle u_\uparrow d_\downarrow u_\uparrow | Q\hbar/(2mc) | u_\uparrow d_\downarrow u_\uparrow \rangle = \frac{2}{3} \frac{e\hbar}{2mc} + \frac{1}{3} \frac{e\hbar}{2mc} + \frac{2}{3} \frac{e\hbar}{2mc},$$

где  $e$  — заряд протона.

Магнитные моменты протона и нейтрона

$$\mu_p = \frac{1}{18} \left[ 12 \left( \frac{2}{3} \frac{e\hbar}{2mc} + \frac{1}{3} \frac{e\hbar}{2mc} + \frac{2}{3} \frac{e\hbar}{2mc} \right) + 6 \left( -\frac{1}{3} \frac{e\hbar}{2mc} \right) \right] = \frac{e\hbar}{2mc},$$

$$\mu_n = \frac{1}{18} \left[ 12 \left( -\frac{2}{3} \frac{e\hbar}{2mc} - \frac{1}{3} \frac{e\hbar}{2mc} + \frac{1}{3} \frac{e\hbar}{2mc} \right) + 6 \left( \frac{2}{3} \frac{e\hbar}{2mc} \right) \right] = -\frac{2}{3} \frac{e\hbar}{2mc}.$$

Отношение магнитных моментов протона и нейтрона

$$\frac{\mu_p}{\mu_n} \approx -\frac{3}{2} \approx \frac{2.79}{-1.91},$$

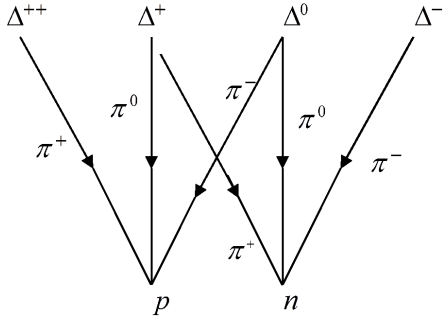


Рис. 81. Основные каналы распада  $\Delta$ -резонансов.

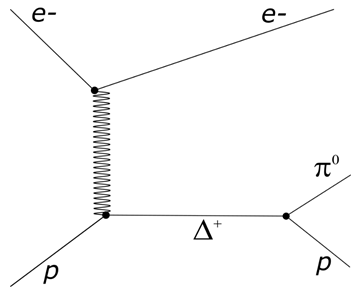


Рис. 82. Диаграмма, описывающая образование  $\Delta^+$ -резонанса в реакции  $e^- + p \rightarrow e^- + \Delta^+$  и последующий распад по каналу  $\Delta^+ \rightarrow \pi^0 + p$ .

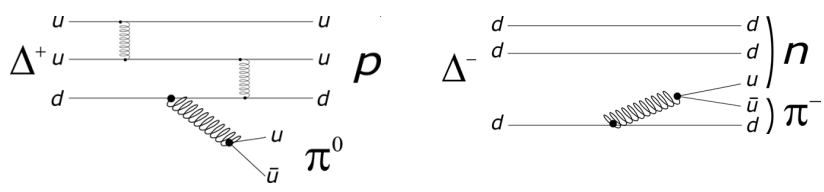


Рис. 83. Диаграммы распадов  $\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$  и  $\Delta^- \rightarrow n + \pi^-$ .

что хорошо согласуется с экспериментальными значениями.

Основные каналы распада  $\Delta$ -резонансов показаны на рис. 81.

Возбужденное состояние протона  $\Delta^+$ -резонанс ( $M = 1232$  МэВ) распадается

$$\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+ \quad \text{и} \quad \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0.$$



## 7. Фотоядерные реакции и астрофизика

Ядерные реакции под действием фотонов играют существенную роль в образовании химических элементов в звездах и в ранней Вселенной.

Основные процессы образования химических элементов были проанализированы в классической работе "Synthesis of the Elements in Stars" E. Margaret Burbidge, G. R. Burbidge, William A. Fowler, F. Hoyle (Rev. Mod. Phys. **29**, 547 — October 1957).

# REVIEWS OF MODERN PHYSICS

---

VOLUME 29, NUMBER 4

OCTOBER, 1957

---

### Synthesis of the Elements in Stars\*

E. MARGARET BURBIDGE, G. R. BURBIDGE, WILLIAM A. FOWLER, AND F. HOYLE

*Kellogg Radiation Laboratory, California Institute of Technology, and  
Mount Wilson and Palomar Observatories, Carnegie Institution of Washington,  
California Institute of Technology, Pasadena, California*

"It is the stars, The stars above us, govern our conditions";  
(*King Lear*, Act IV, Scene 3)

but perhaps

"The fault, dear Brutus, is not in our stars, But in ourselves,"  
(*Julius Caesar*, Act I, Scene 2)

На рис. 84 показана распространенность химических элементов во Вселенной. Распространенностью элементов называется число ядер данного элемента, отнесенное к эталонному элементу Si. Распространенность Si принята равной  $10^6$ .

Все основные особенности распространенности элементов объясняются следующими процессами нуклеосинтеза.

1. *Горение водорода.* Один из основных процессов, поддерживающих длительное выделение энергии в звездах. При горении водорода происходит слияние четырех ядер водорода с образованием ядра  ${}^4\text{He}$ . Этот процесс происходит либо в *pp*-цепочке ядерных реакций, либо в циклических ядерных реакциях с участием ядер C, N, O, Ne и других, играющих роль катализатора. Сюда же относятся процессы с участием протонов, в которых образуется некоторое количество легких элементов.
2. *Горение гелия.* После того, как в звезде накапливается гелий, под действием сил гравитации гелиевое ядро звезды сжимается, стано-

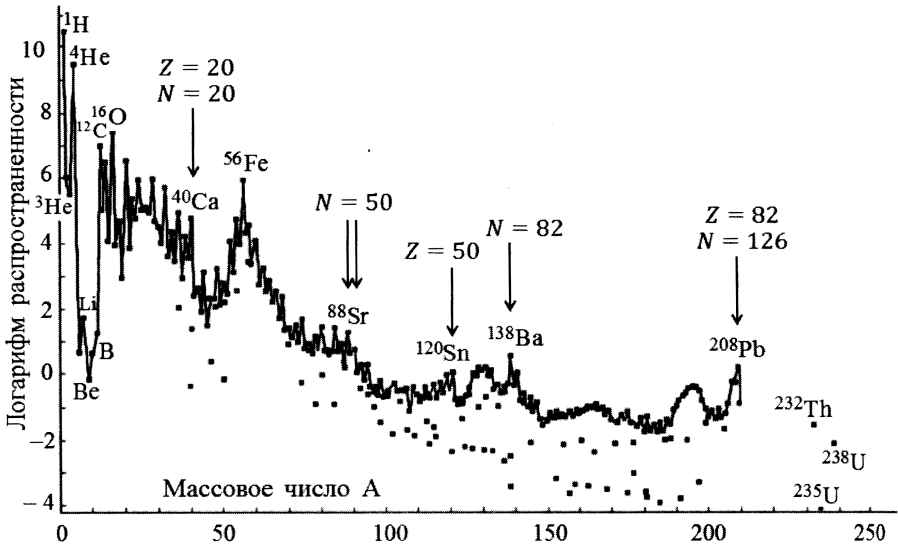


Рис. 84. Логарифм распространенности нуклидов во Вселенной в зависимости от массового числа. Выбраны такие единицы, в которых распространенность  $\text{Si}$  принята равной  $10^6$ ). Эффект спаривания нуклонов приводит к тому, что у ядер с четными значениями  $Z$  и  $N$  распространённость, как правило, выше, чем у соседних ядер с нечетными  $Z$  и  $N$ .

вится горячим и в нем начинается процесс горения гелия с образованием ядер  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$ .

3.  *$\alpha$ -процесс.* Процесс последовательного добавления  $\alpha$ -частиц к ядру  ${}^{20}\text{Ne}$  с образованием ядер  ${}^{24}\text{Mg}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{32}\text{S}$ ,  ${}^{36}\text{Ar}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ . Он описывает повышенную распространенность атомных ядер типа  $N\alpha$ , где  $\alpha$  — ядро  ${}^4\text{He}$ , а  $N$  — целое число.
4.  *$e$ -процесс.* Процесс, в котором в условиях термодинамического равновесия образуются атомные ядра, расположенные в районе железного максимума.
5.  *$s$ -процесс.* Образование ядер тяжелее железа в результате медленно последовательного захвата нейтронов. Скорость  $s$ -процесса сравнима со скоростью  $\beta$ -распада радиоактивных ядер, образующихся в результате захвата нейтронов. Длительность  $s$ -процесса — от  $10^2$  до  $10^5$  лет.  $s$ -процесс отвечает за образование максимумов в распространенности атомных ядер с  $A \sim 90, 138$  и  $208$ .
6.  *$r$ -процесс.* Образование ядер тяжелее железа в результате быстрого последовательного захвата нейтронов со скоростью, существен-

но превышающей скорость  $\beta$ -распада образующихся радиоактивных ядер. Характерное время  $r$ -процесса — 0,01–100 с. В результате  $r$ -процесса в кривой распространенности элементов возникают максимумы при  $A = 80, 130$  и  $195$ .

7. *p-процесс*. Образование наиболее легких изотопов химических элементов. Он включает в себя реакции  $(p, \gamma)$ ,  $(\gamma, n)$ .
8. *X-процесс*. Процесс нуклеосинтеза, ответственный за образование изотопов  ${}^6, {}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10, 11}\text{B}$ . Считается, что эти элементы образуются в реакциях расщепления  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  под действием космических лучей.

Каждый этап последовательного образования все более тяжелых ядер в ядре звезды начинается с гравитационного сжатия ядра звезды, приводящего к выделению гравитационной энергии, повышению температуры в центре звезды и плотности (рис. 85). На рис. 85 показано, как изменяется температура и плотность в ядре звезды в процессе горения различных химических элементов в звезде массой  $30M_{\odot}$ . На рис. 85 также указана продолжительность фазы горения различных элементов. Продолжительность фазы горения водорода составляет  $7 \cdot 10^6$  лет, тогда как время горения кремния уменьшается до 1 дня.

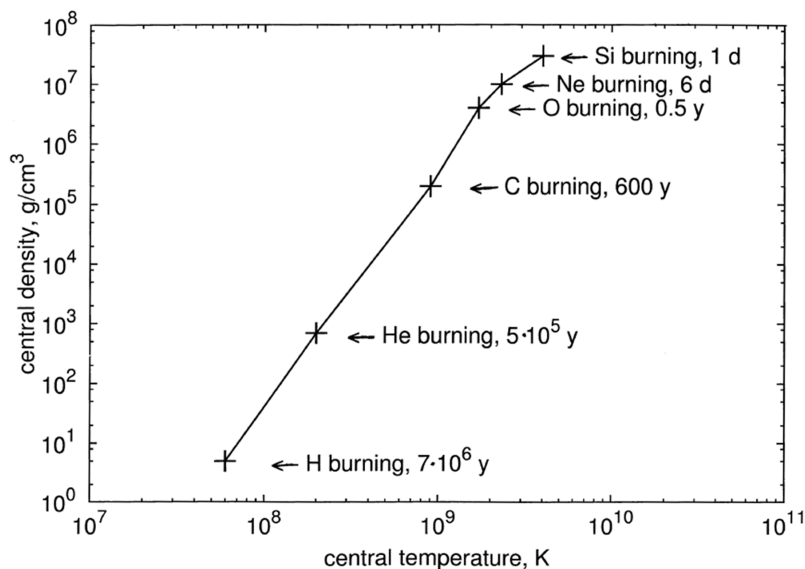


Рис. 85. Образование химических элементов в звездах. Масса звезды  $30M_{\odot}$ .

Таблица 8. Возможные ядерные реакции в звездах различной массы

Масса, $M_{\odot}$	Возможные ядерные реакции
0.08	Нет
0.3	Горение водорода
0.7	Горение водорода и гелия
5.0	Горение водорода, гелия, углерода
25.0	Все реакции синтеза с выделением энергии

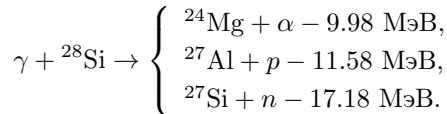
При температуре  $\approx 10^9$  К в звёздной эволюции появляется новый этап в ядерных превращениях. Существенную роль начинают играть фотоны. Наряду с ростом энергии фотонов с увеличением температуры  $E_{\gamma} \sim T$  растёт и их число  $N_{\gamma} \sim T^4$ .

Источниками фотонов в звездах и космической среде являются

1. аннигиляция частиц и античастиц, образовавшихся в результате Большого взрыва;
2. тормозное и магнитотормозное излучение электронов, позитронов;
3. обратное комптоновское рассеяние малоэнергичных фотонов на высокоэнергичных электронах;
4. распад  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ;
5. радиационные переходы возбужденных состояний атомных ядер;
6. рассеяние реликтовых фотонов на атомных ядрах высокой энергии;
7. ускорение электронов на турбулентностях межзвездной плазмы;
8.  $\gamma$ -излучение сверхновых, активных ядер галактик.

$$n = \left( \frac{1}{\hbar c} \right)^3 \frac{E^2}{\pi^2} \frac{1}{\left( e^{\frac{E}{kT}} - 1 \right)}$$

Существенно раньше, чем будут достигнуты условия для слияния ядер кремния, энергии и интенсивности фотонов оказываются достаточными для протекания реакции фоторасщепления кремния.



В результате в звезде появляются  $p$ ,  $n$ ,  $\alpha$ -частицы, их роль в реакции горения кремния увеличивается. Реакции захвата  $p$ ,  $n$ ,  $\alpha$ -частиц оказываются в равновесии с реакциями под действием фотонов. Эти реакции, называемые  $e$ -процессом, происходят в условиях термодинамического равновесия в звезде (рис. 89–92).

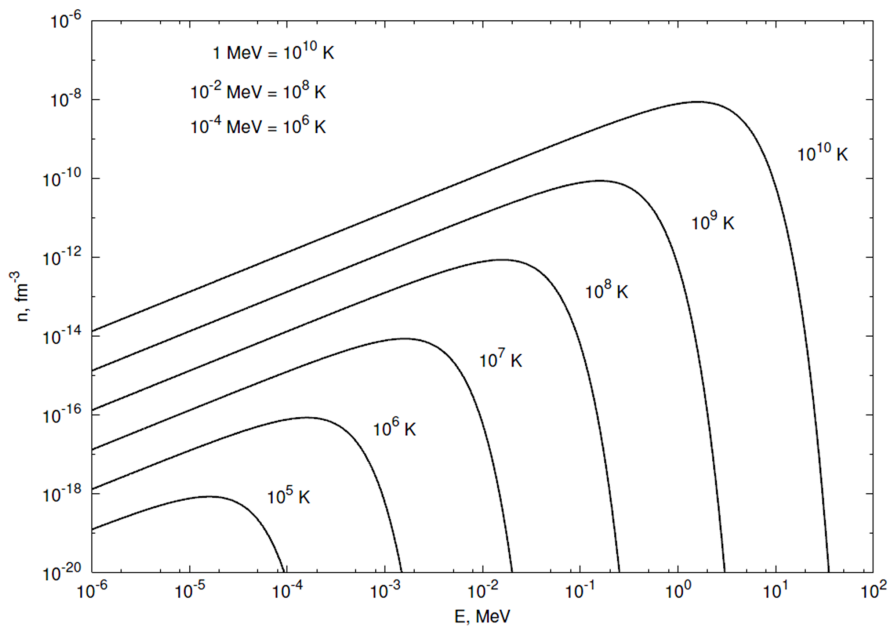


Рис. 86. Зависимость числа фотонов в единице объема спектра равновесного излучения в звезде для различных значений температур в ядре звезды.

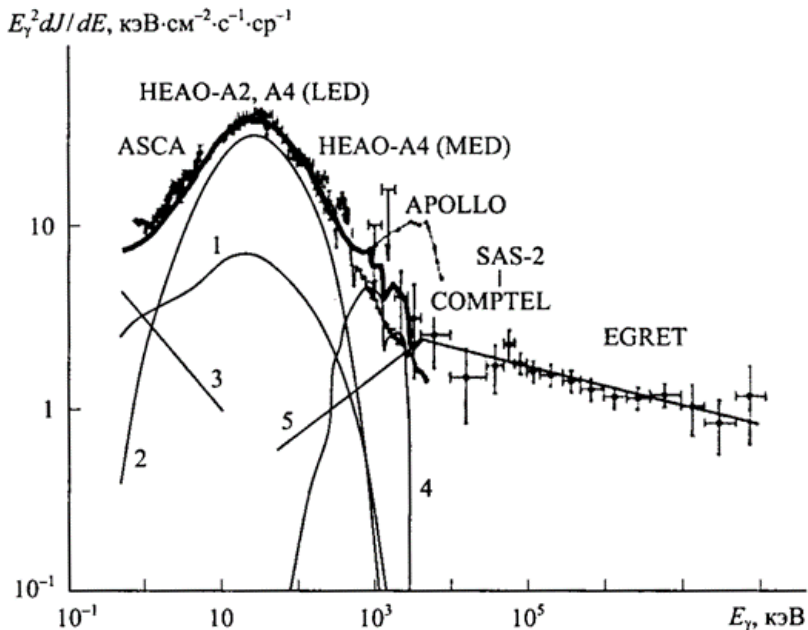


Рис. 87. Спектр диффузного внегалактического излучения от рентгеновского до гамма-диапазона по данным различных экспериментов. Кривые линии представляют теоретические оценки вкладов: 1 — сейфертовых галактик 1-го типа; 2 — H-го типа; 3 — квазаров; 4 — сверхновых 1-го типа; 5 — блазаров для степенного спектра с показателем  $-1.7$  при энергиях ниже 4 МэВ и  $-2.15$  при более высоких энергиях. Утолщенная сплошная линия соответствует сумме всех вкладов.

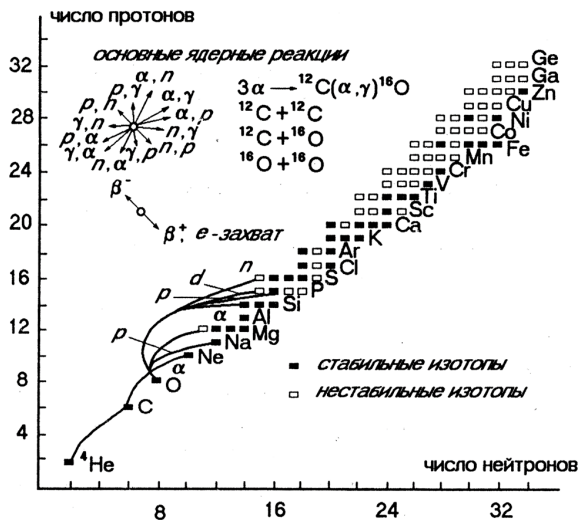
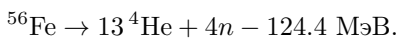


Рис. 88. Ядерные реакции, приводящие к синтезу элементов от гелия до германия.

В результате фотоядерных реакций, происходящих в центральной части звезды образуются изотопы железного максимума Mn ( $Z = 25$ ), Fe ( $Z = 26$ ), Co ( $Z = 27$ ), Ni ( $Z = 28$ ), Cu ( $Z = 29$ ) (рис. 88).

При температуре  $T > 5 \cdot 10^9$  К существенную роль начинает играть реакция расщепления ядер группы железного максимума под действием фотонов



Эта реакция происходит с поглощением энергии и приводит к охлаждению центральной части звезды. Звезда теряет устойчивость и происходит коллапс ее ядра — ускоренное падение наружных оболочек на центр звезды. Скорость падения наружных слоев достигает  $10^8 - 10^{10}$  см/с. Когда коллапсирующее ядро звезды достигает плотности ядерного вещества, температура ядра звезды повышается до  $\sim 10^{11}$  К. Звезда из режима коллапса переходит в режим взрыва — происходит взрыв сверхновой. Оболочка звезды выбрасывается в окружающее пространство вместе с излучением и потоком нейтрино.

$$\nu + \bar{\nu} \longleftrightarrow \gamma \longleftrightarrow e^+e^-.$$

Происходит обогащение химического состава Вселенной изотопами, образовавшимися в ядерных реакциях в звездах.

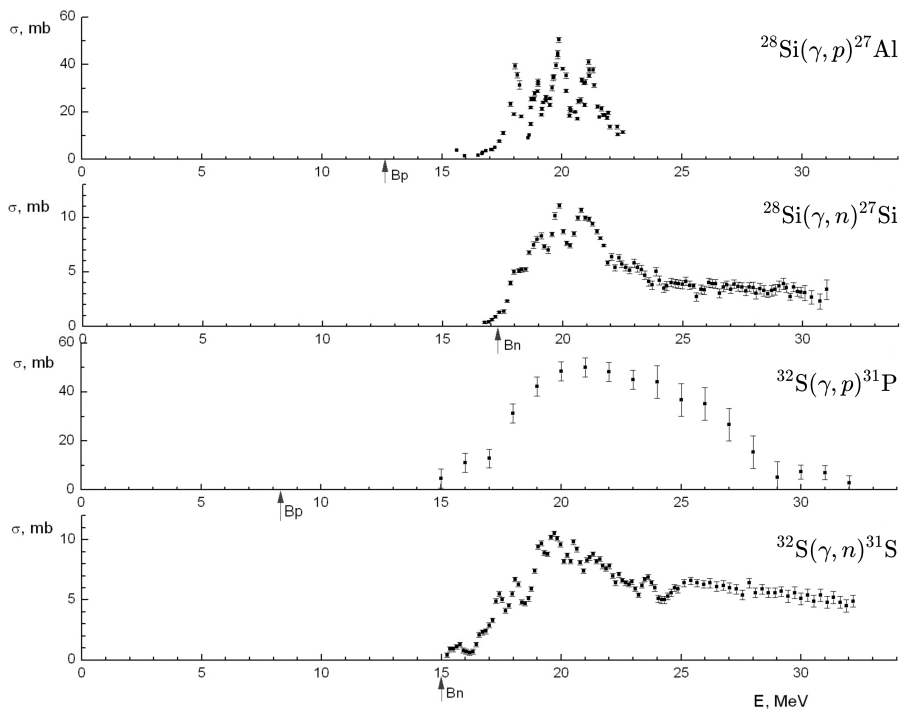


Рис. 89.  $e$ -процесс. Сечения реакций  $^{28}\text{Si}(\gamma, p)^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}(\gamma, n)^{27}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}$ ,  $^{32}\text{S}(\gamma, n)^{31}\text{S}$ .



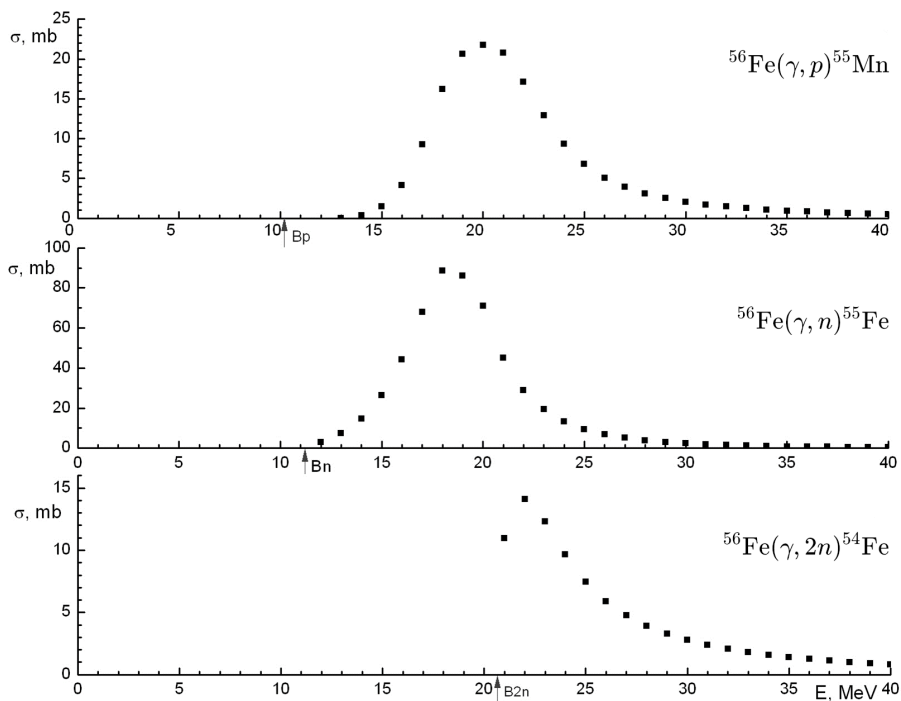


Рис. 90. Сечения реакций  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  на изотопе  $^{56}\text{Fe}$ .

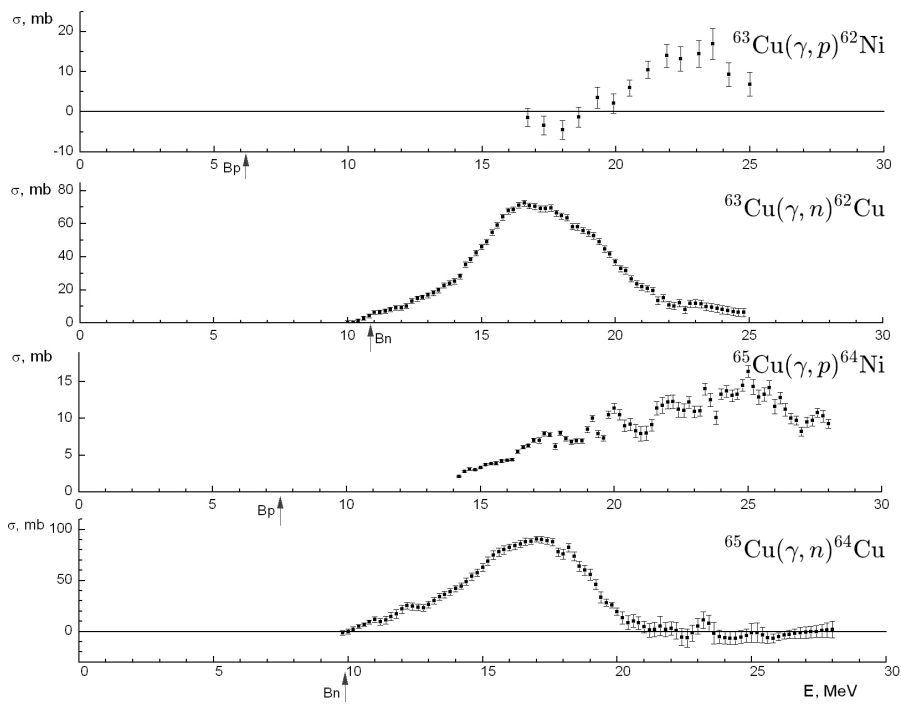


Рис. 91. Сечения реакций  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$ , на изотопах  $^{63}, ^{65}\text{Cu}$ .

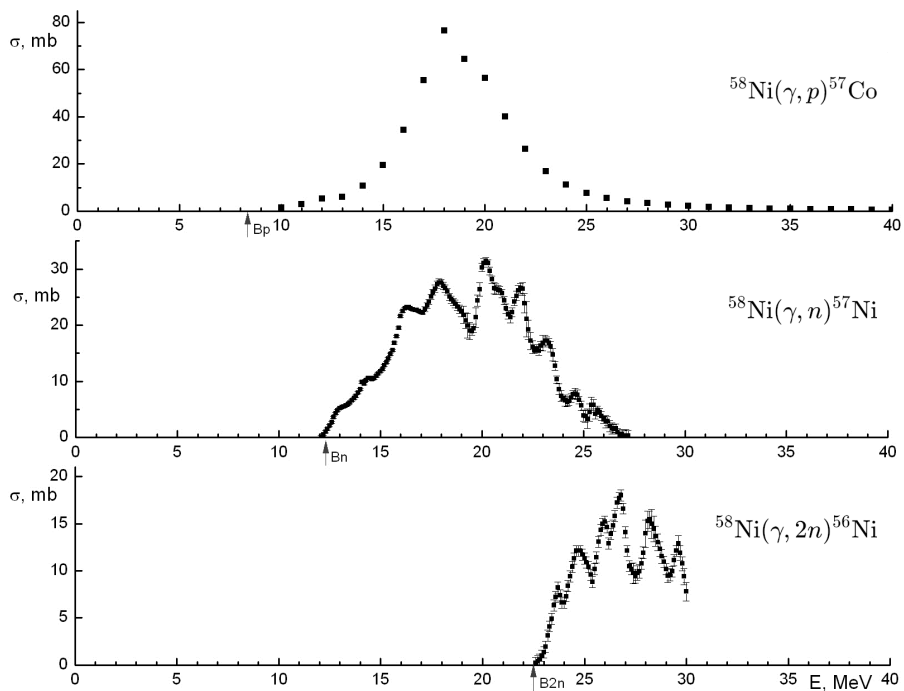


Рис. 92. Сечения реакций  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  на изотопе  $^{58}\text{Ni}$ .

## Обойдённые ядра

Ядра тяжелее железа образуются в результате захвата нейтронов в результате  $r$ - и  $s$ -процессов. Однако целый ряд лёгких стабильных изотопов оказывается обойдённым в результате этих процессов. Образование этих ядер, называемых *обойдёнными ядрами*, происходит в реакциях

- захвата протонов  $(p, n)$ ,  $(p, \gamma)$ ,
- фоторасщепления  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,
- слабого взаимодействия  $e^+ + (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + \tilde{\nu}_e$ .

Таблица 9. Обойдённые ядра

Nucleus	Anders and Grevesse	Nucleus	Anders and Grevesse
<sup>74</sup> Se	0.55	<sup>132</sup> Ba	0.00453
<sup>78</sup> Kr	0.153	<sup>138</sup> La	0.000409
<sup>84</sup> Sr	0.132	<sup>136</sup> Ce	0.00216
<sup>92</sup> Mo	0.378	<sup>138</sup> Ce	0.00284
<sup>94</sup> Mo	0.236	<sup>144</sup> Sm	0.008
<sup>96</sup> Ru	0.103	<sup>152</sup> Gd	0.00066
<sup>98</sup> Ru	0.035	<sup>156</sup> Dy	0.000221
<sup>102</sup> Pd	0.0142	<sup>158</sup> Dy	0.000378
<sup>106</sup> Cd	0.0201	<sup>162</sup> Er	0.000351
<sup>108</sup> Cd	0.0143	<sup>164</sup> Er	0.00404
<sup>113</sup> In	0.0079	<sup>168</sup> Yb	0.000322
<sup>112</sup> Sn	0.0372	<sup>174</sup> Hf	0.000249
<sup>114</sup> Sn	0.0252	<sup>180</sup> Ta	$2.48 \cdot 10^{-6}$
<sup>115</sup> Sn	0.0129	<sup>180</sup> W	0.000173
<sup>120</sup> Te	0.0043	<sup>184</sup> Os	0.000122
<sup>124</sup> Xe	0.00571	<sup>190</sup> Pt	0.00017
<sup>126</sup> Xe	0.00509	<sup>196</sup> Hg	0.00048
<sup>130</sup> Ba	0.00476		

На рис. 93 показана траектория  $s$ -процесса. Обойдёнными ядрами являются лёгкие изотопы <sup>74</sup>Se и <sup>78</sup>Kr.

На рис. 95–97 показано образование изотопа <sup>196</sup>Hg. На рис. 95 показана часть  $NZ$ -диаграммы атомных ядер  $Z = 77–81$ . На рис. 96 показаны основные реакции и радиоактивные распады, приводящие к образованию  $p$ -нуклида <sup>196</sup>Hg. На рис. 97 показаны сечения реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на природной смеси изотопов Hg. Величины сечений позволяют получить

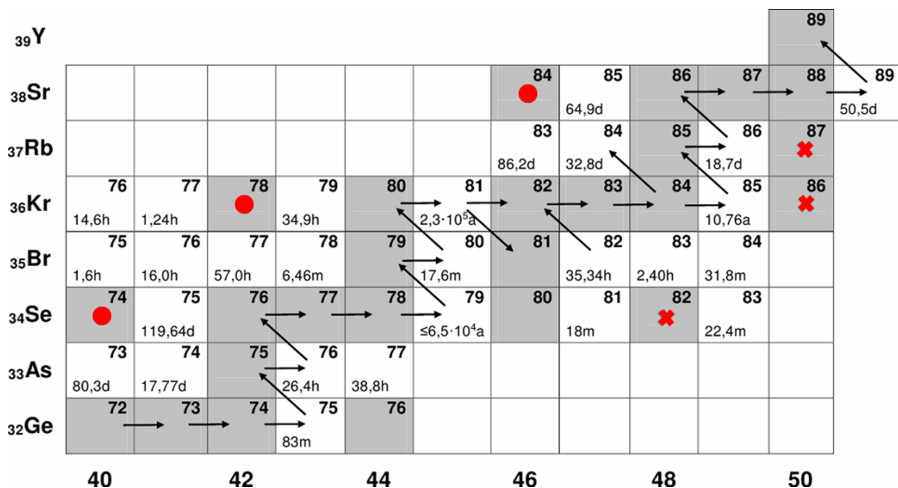


Рис. 93. Траектория  $s$ -процесса изотопов  $A = 72-89$ . Темным цветом показаны стабильные изотопы. У радиоактивных ядер указан период полураспада.

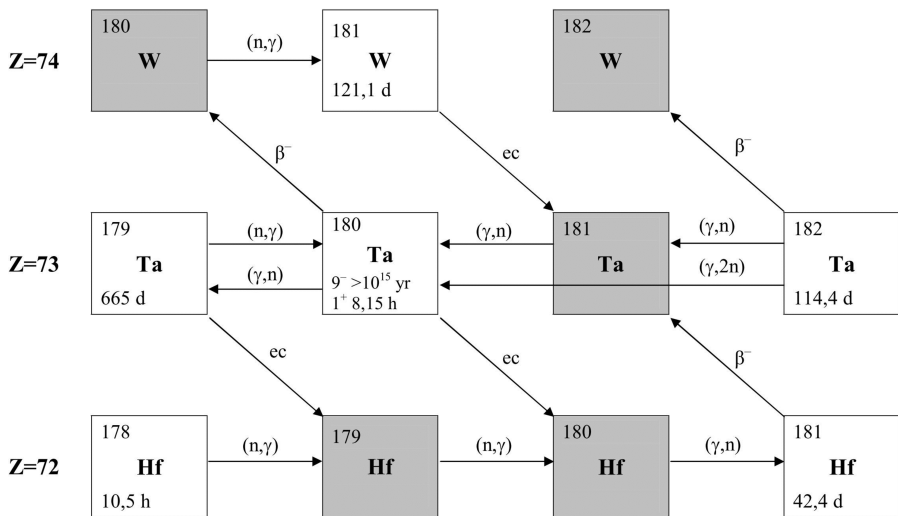


Рис. 94. Образование и распад обойдённого ядра  $^{180}\text{Ta}$ . Темным цветом показаны стабильные изотопы. У радиоактивных ядер указан период полураспада.

Z = 81	Tl192 9.6 м (-)	Tl193 21.6 м 1/2(+)	Tl194 33.0 м 2-	Tl195 1.16 ч 1/2+	Tl196 1.84 ч 2-	Tl197 2.84 ч 1/2+	Tl198 5.3 ч 2-	Tl199 7.42 ч 1/2+	Tl200 26.1 ч 2-	Tl201 3.0421 дн 1/2+	Tl202 12.31 дн 2-	Tl203 29.524 1/2+	Tl204 3.78 л 2-	Tl205 70.476 1/2+	Tl206 4.202 м 0-
Z = 80	Hg191 49 м 3/2(-)	Hg192 4.85 ч 0+	Hg193 3.80 ч 3/2(-)	Hg194 444 л 0+	Hg195 10.53 ч 1/2-	Hg196 0.15 0+	Hg197 54.14 ч 1/2-	Hg198 3.97 0+	Hg199 18.87 1/2-	Hg200 23.10 0+	Hg201 13.18 3/2-	Hg202 29.88 0+	Hg203 48.534 дн 52-	Hg204 8.87 0+	Hg205 8.14 м 1/2-
Z = 79	Au190 42.8 м 1-	Au191 3.18 ч 3/2+	Au192 4.94 ч 1-	Au193 17.65 ч 3/2+	Au194 38.02 ч 1-	Au195 186.098 дн 3/2+	Au196 6.1669 дн 2-	Au197 100 3/2+	Au198 2.69517 дн 2-	Au199 3.139 дн 3/2+	Au200 48.4 м (-)	Au201 26.0 м 3/2+	Au202 28.4 с (-)	Au203 60 с 3/2+	Au204 39.8 с (-)
Z = 78	Pt189 10.87 ч 3/2-	Pt190 0.011 6.6E11 0	Pt191 2.83 дн 3/2-	Pt192 0.782 3/2-	Pt193 50 л 1/2-	Pt194 32.967 0+	Pt195 33.832 1/2-	Pt196 25.242 0+	Pt197 19.8915 ч 1/2-	Pt198 7.163 0+	Pt199 30.80 м 52-	Pt200 12.6 ч 0+	Pt201 2.5 м (92-)	Pt202 44 ч 0+	Pt203 10 с (12-)
Z = 77	Ir188 41.3 ч 1-	Ir189 13.2 дн 3/2+	Ir190 11.78 дн 4-	Ir191 37.3 3/2+	Ir192 73.827 дн 4-	Ir193 62.7 3/2+	Ir194 19.28 ч 1-	Ir195 2.5 ч 3/2+	Ir196 52 с (0-)	Ir197 5.8 м 3/2+	Ir198 8 с 3/2+	Ir199 6 с 3/2+			Ir202 11 с (1-,2-)

Рис. 95. Часть  $NZ$ -диаграммы изотопов Ir ( $Z = 77$ ), Pt ( $Z = 78$ ), Au ( $Z = 79$ ), Hg ( $Z = 80$ ), Tl ( $Z = 81$ ).

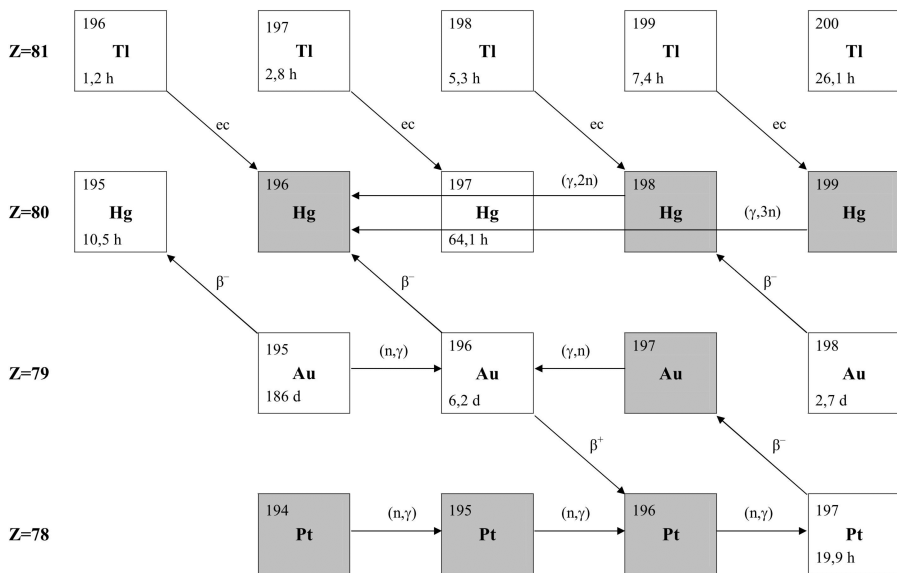


Рис. 96. Образование  $p$ -нуклида  $^{196}\text{Hg}$ .

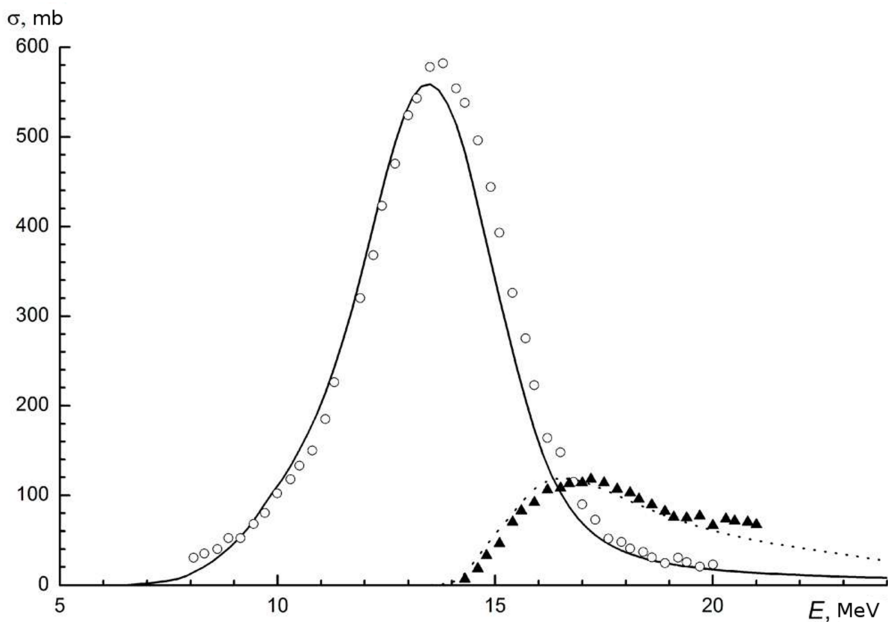


Рис. 97. Сечения реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  на природной смеси изотопов Hg.

представление о вкладе различных процессов в образование обойденного ядра  $^{196}\text{Hg}$ . Это обойденное ядро образуется как непосредственно в результате реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на изотопах Hg, так и в результате  $\beta$ -распадов изотопов Tl ( $Z = 81$ ) и Au ( $Z = 79$ ).

## Особенности ядерных реакций в звездах

Ядерные реакции, протекающие в звездах, имеют ряд особенностей по сравнению с ядерными реакциями, протекающими в лабораторных условиях.

1. Ядерные реакции происходят в условиях различной плотности вещества. Этим объясняется различие на несколько порядков в распространенности Li, Be, B во Вселенной и в космических лучах. Разрушение Li, Be, B в плотной среде за счет их столкновений со средой происходит гораздо чаще, чем образование.

2. Образование химических элементов в звездах происходит в условиях высокотемпературной плазмы. Следствием этого является то, что атомные ядра в начальном состоянии находятся не только в основном

состоянии, но и в возбужденном. Последствие этого видно на примере  $\beta$ -распада изотопа технеция  $^{99}\text{Tc}$ .

Период полураспада  $^{99}\text{Tc}$  из основного состояния, измеренный в лабораторных условиях, составляет  $T_{1/2} = 2.1 \cdot 10^5$  лет. При температуре  $T > 3 \cdot 10^8$  К в результате  $\beta$ -распада из возбужденных состояний  $^{99}\text{Tc}$  на возбужденные состояния  $^{99}\text{Ru}$  период полураспада  $T_{1/2}$  становится меньше 10 лет.

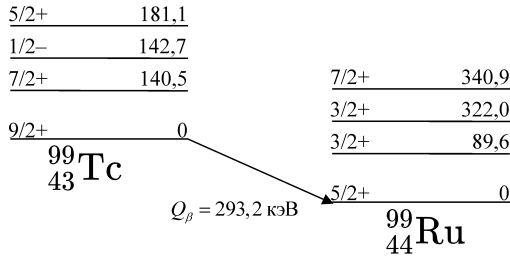


Рис. 98.  $\beta$ -распад  $^{99}_{43}\text{Tc} \rightarrow ^{99}_{44}\text{Ru}$ .

3. Как известно, образование изотопа  $(A, Z - 1)$  из изотопа  $(A, Z)$  может происходить как в результате  $\beta^+$ -распада

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e,$$

так и в результате  $e$ -захвата

$$(A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z - 1) + \nu_e.$$

Эти два процесса являются конкурирующими.

В звездах в условиях плазменного состояния вещества плотность электронов вблизи ядра отличается от плотности электронов вблизи ядра в основных состояниях ядер. Поэтому в лабораторных условиях скорости  $\beta^+$ -распада и  $e$ -захвата изменяются.

4. В звездах в условиях высокой температуры наряду с электронами имеется большое количество позитронов, которое приводит к явлению, не наблюдаемому в лабораторных условиях — *позитронному захвату*

$$(A, Z) + e^+ \rightarrow (A, Z + 1) + \tilde{\nu}_e.$$

5. Дополнительным источником неопределенности в фотоядерных реакциях в звездах является недостаточная статистическая точность сечений фотоядерных реакций в районе порога реакций. Эти данные требуют дальнейшего уточнения.



## 8. Заключение

В классической физике свойства электромагнитного взаимодействия описываются системой уравнений Максвелла.

Таблица 10. Уравнения Максвелла

Закон Гаусса для электрического поля	$\operatorname{div} E = 4\pi\rho$	Электрический заряд является источником электрической индукции
Закон Гаусса для магнитного поля	$\operatorname{div} B = 0$	Отсутствие магнитного заряда
Закон индукции Фарадея	$\operatorname{rot} E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}$	Изменение магнитной индукции порождает вихревое электрическое поле
Теорема о циркуляции магнитного поля	$\operatorname{rot} B = \frac{4\pi}{c} j + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}$	Электрический ток и изменение электрической индукции порождают вихревое магнитное поле

$E$  — напряженность электрического поля,  $B$  — магнитная индукция.

В квантовой физике фотон является квантом — переносчиком электромагнитного взаимодействия.

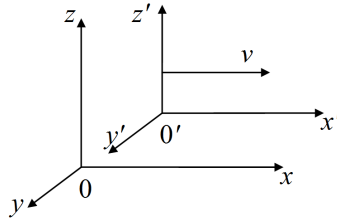
Таблица 11. Характеристики фотона

Спин	$J = 1$
Изоспин	$I = 0.1$
Чётность	$P = -1$
Зарядовая чётность	$C = -1$
Масса	$Mc^2 < 10^{-18} \text{ эВ}$
Электрический заряд	$q < 5 \cdot 10^{-30} e$

Фотон — стабильная частица. Скорость света в вакууме  $c = 299792458 \text{ м/с}$ . Фотон участвует в электромагнитных, сильных, слабых и гравитационных взаимодействиях.

**Принцип относительности Галилея.** Любая система отсчета, движущаяся с постоянной скоростью относительно любой инерциальной системы отсчета, также является инерциальной. Законы механики Ньютона

одинаковы во всех системах отсчета, связанных преобразованием Галилея. Часы обоих наблюдателей идут синхронно  $t = t'$ .



Преобразования Лоренца указывают на относительность промежутков времени и отрезков длины между событиями, однако оставляют инвариантной их комбинацию — интервал  $s$ .

$$s^2 = c^2(t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2.$$

Таблица 12. Преобразования Галилея, преобразования Лоренца

Преобразования Галилея	Преобразования Лоренца
$x' = x - vt$	$x' = \gamma(x - vt')$
$y' = y$	$y' = y$
$z' = z$	$z' = z$
$t' = t$	$t' = \gamma(t - \beta x/c)$
	$\beta = \frac{v}{c}, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
Сложение скоростей	
$V = V_1 + V_2$	$V = \frac{V_1 + V_2}{1 + \frac{V_1 V_2}{c^2}}$

### Постулаты Эйнштейна

1. Все физические законы одинаковы во всех инерциальных системах отсчета, движущихся относительно друг друга поступательно и равномерно.
2. Скорость света в пустоте одинакова с точки зрения всех наблюдателей независимо от движения источника света относительно наблюдателя.

На основе постулатов об одинаковости всех инерциальных систем, движущихся друг относительно



А. Эйнштейн  
(1879–1955)

друга поступательно и равномерно, и независимости скорости света в вакууме от движения источника и наблюдателя А. Эйнштейн создал специальную теорию относительности, в рамках которой описываются события, происходящие в мире частиц. Теория А. Эйнштейна объяснила с единых позиций механику Ньютона и электромагнитные явления. Механика Ньютона является предельным случаем систем, движущихся со скоростями  $v \ll c$ .

В основе современной физики лежат две фундаментальные теории.

1. Общая теория относительности, описывающая Вселенную в наиболее крупных масштабах, динамику звёзд и галактик.
2. Квантовая теория относительности, описывающая Вселенную в наиболее мелких масштабах: молекулы, атомы, кварки, лептоны, переносчики взаимодействия — фотон,  $W^\pm$ ,  $Z$ -бозоны, глюоны.

Изучение свойств фотона и особенностей его взаимодействия с веществом привели к созданию моделей Вселенной, в которой мы живем.

Современные модели Вселенной строятся на основе

- стандартной модели частиц,
- стандартной космологической модели.



Рис. 99. Современная модель Вселенной

Проблемы современной модели Вселенной.

1. Природа темной материи.
2. Природа темной энергии.
3. Стабильность протона.
4. Асимметрия вещество–антивещество.
5. Почему существуют три поколения фундаментальных частиц, состоящих из кварков и лептонов?
6. Существуют ли четвертое, пятое, ... поколения фундаментальных частиц?
7. Почему существуют кварки и лептоны, и чем вызвано различие между ними?
8. Почему фундаментальными частицами вещества являются фермионы, в то время как фундаментальными переносчиками взаимодействия — бозоны?
9. Почему разные фундаментальные частицы имеют разные массы?
10. Почему различаются пространственная и временная степени свободы?
11. Живем ли мы в четырехмерном пространстве-времени, или оно имеет большее число измерений?
12. Существуют ли кванты пространства и времени?

Таблица 13. Конечные этапы эволюции Вселенной

Время после Большого взрыва	Характерные температуры, К	Этап Событие
10–15 млрд. лет	3	Появление планет и разумной жизни
$10^{14}$ лет	$10^{-2}$	Прекращение процесса рождения звезд
$10^{37}$ лет	$10^{-18}$	Прекращение выделения энергии в звездах
$10^{40}$ лет	$10^{-20}$	Испарение черных дыр и рождение элементарных частиц
$10^{100}$ лет	$10^{-60}$ – $10^{-40}$	Завершение испарения всех черных дыр

Конечные этапы эволюции Вселенной приведены в таблице 13. Так нам представляется конечный этап эволюции бесконечно расширяющейся Вселенной. Испарение черных дыр приведет к образованию бесчисленных фотонов с температурой ниже  $10^{-60}$ – $10^{-40}$  К, разбросанных по бесконечным просторам Вселенной.

Нет сомнений в том, что Вселенная хранит ещё много тайн и загадок, которые человеку предстоит решить, чтобы лучше понимать Вселенную, частью которой он является. Существенную помощь в познании окружающего мира оказывают нам фотоны.

## **Литература**

1. Ишханов Б.С., Капитонов И. М., Юдин Н. П. Частицы и атомные ядра. Ленанд, 2019
2. Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика. Наука, 1980
3. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика. Книги 1 и 2. Энергоиздат, 1993
4. Черепашук А. М., Чернин А. Д. Вселенная, жизнь, черные дыры. Фрязино. Век 2, 2004
5. Барсуков О. А. Основы физики атомного ядра. Физматлит, 2011
6. Многоканальная астрономия. Редактор–составитель академик Черепашук А. М. Фрязино. Век 2, 2019
7. Попов С. Б. Вселенная. Альпина нонфикшн, 2018