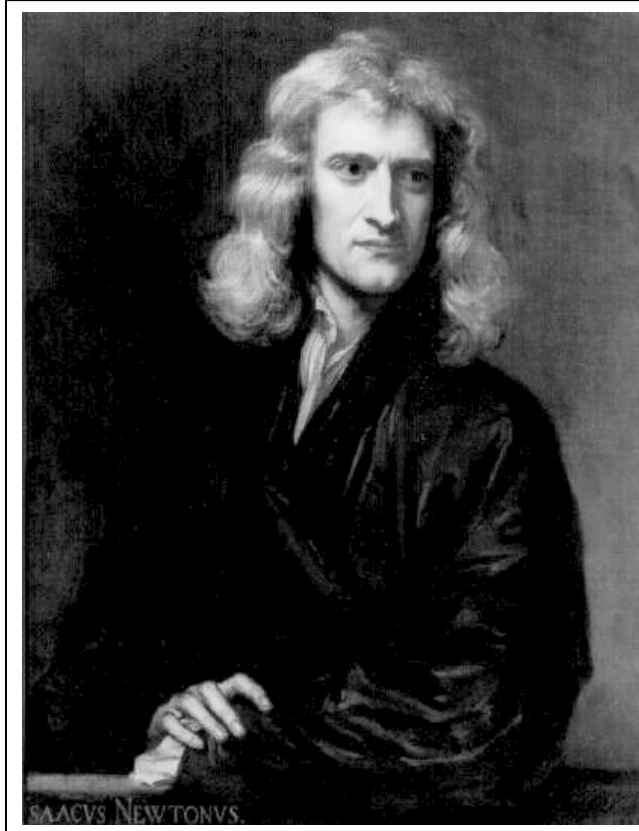




Частицы и атомные ядра

Sir Isaac Newton (1642-1727)



Мельчайшие частицы материи слепляются в результате сильнейшего притяжения, образуя частицы большего размера, но уже менее склонные к притяжению; многие из этих частиц могут опять слепляться, образуя ещё большие частицы с ещё меньшим притяжением друг к другу и так далее в разных последовательностях, пока эта прогрессия не закончится на самых больших частицах, от которых зависят уже и химические реакции и цвет естественных тел, и, которые образуют, наконец, тела ощутимых размеров. Если так, то в природе должны существовать посредники, помогающие частицам вещества близко слепляться друг с другом за счет сильного притяжения. Обнаружение этих посредников и есть задача экспериментальной философии.

Периодическая система элементов Д.И. Менделеева 1869 г.



1H							2He		
3Li	4Be	5B	6C	7N	8O	9F	10Ne		
11Na	12Mg	13Al	14Si	15P	16S	17Cl	18Ar		
19K	20Ca	21Sc	22Ti	23V	24Cr	25Mn	26Fe	27Co	28Ni
29Cu	30Zn	31Ga	32Ge	33As	34Se	35Br	36Kr		
37Rb	38Sr	39Y	40Zr	41Nb	42Mo	43Tc	44Ru	45Rh	46Pd
47Ag	48Cd	49In	50Sn	51Sb	52Te	53I	54Xe		
55Cs	56Ba	La-Lu	72Hf	73Ta	74W	75Re	76Os	77Ir	78Pt
79Au	80Hg	81Tl	82Pb	83Bi	84Po	85At	86Rn		
87Fr	88Ra	Ac-Lr	104Rf	105Db	106Sg	107Bh	108Hs	109Mt	110Ds
111Rg	112	113	114	115	116	117	118		

Лантаноиды

57La	58Ce	59Pr	60Nd	61Pm	62Sm	63Eu	64Gd	65Tb	66Dy	67Ho	68Er	69Tm	70Yb	71Lu
------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------

Актиноиды

89Ac	90Th	91Pa	92U	93Np	94Pu	95Am	96Cm	97Bk	98Cf	99Es	100Fm	101Md	102No	103Lr
------	------	------	-----	------	------	------	------	------	------	------	-------	-------	-------	-------

Как устроен Мир. 30-е годы XX века



В середине 30-х годов XX века физическая картина мира строилась исходя из трёх элементарных частиц — **электрона**, **протона** и **нейтрона**. Вещество состоит из атомов и молекул, в состав атома входят электроны. Основную массу атома составляет атомное ядро, состоящее из протонов и нейтронов.

Как устроен Мир. 60-е годы XX века

Л е п т о н ы

e^- μ^- τ^-

ν_e ν_μ ν_τ

Адроны

Барионы

$$J = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$$

Мезоны

$$J = 0, 1, 2, \dots$$

Связь характеристик частицы и античастицы

Характеристика		Частица	Античастица
Масса		M	
Спин		J	
Чётность	фермион	$+(-)1$	$-(+)1$
	бозон	$+(-)1$	$+(-)1$
Электрический заряд		$+(-)Q$	$-(+)Q$
Магнитный момент		$+(-)\mu$	$-(+)\mu$
Барионное число		$+B$	$-B$
Лептонное число		$+L_e,+L_\mu,+L_\tau$	$-L_e,-L_\mu,-L_\tau$
Изоспин		I	
Проекция изоспина		$+(-)I_3$	$-(+)I_3$
Странность		$+(-)s$	$-(+)s$
Очарование (Charm)		$+(-)c$	$-(+)c$
Bottom		$+(-)b$	$-(+)b$
Top		$+(-)t$	$-(+)t$
Время жизни		τ	
Схема распада (пример)		$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$	$\bar{d} \rightarrow \bar{u} + e^+ + \nu_e$

Лептоны

Лептоны – класс фундаментальных частиц Стандартной Модели, не участвующих в сильных взаимодействиях. Заряженные лептоны участвуют в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Нейтрино — только в слабых.

Массы лептонов e, μ, τ :

$$m_e c^2 = 0.511 \text{ МэВ}, \quad m_\mu c^2 = 105.7 \text{ МэВ}$$

$$m_\tau c^2 = 1777 \text{ МэВ}$$

Массы нейтрино не измерены – известны только их верхние пределы.

$$m_{\nu_e} c^2 < 3 \text{ эВ}, \quad m_{\nu_\mu} c^2 < 0.19 \text{ МэВ}$$

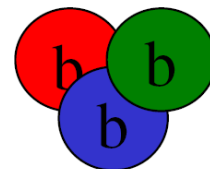
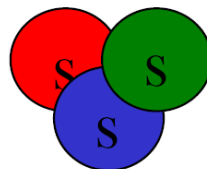
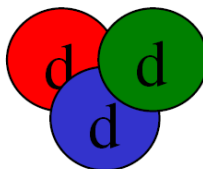
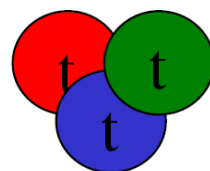
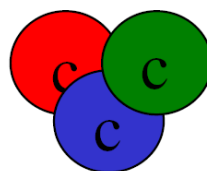
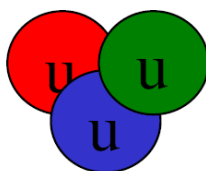
$$m_{\nu_\tau} c^2 < 18.2 \text{ МэВ}$$

Все лептоны обладают полуцелым спином $J = 1/2$ и в соответствии с этим являются фермионами.

Лептонные числа

	L_e	L_μ	L_τ
e^-	+1	0	0
ν_e	+1	0	0
e^+	-1	0	0
$\tilde{\nu}_e$	-1	0	0
μ^-	0	+1	0
ν_μ	0	+1	0
μ^+	0	-1	0
$\tilde{\nu}_\mu$	0	-1	0
τ^-	0	0	+1
ν_τ	0	0	+1
τ^+	0	0	-1
$\tilde{\nu}_\tau$	0	0	-1

Кварки



Характеристика	Тип кварка (аромат)					
	d	u	s	c	b	t
Электрический заряд Q, в единицах e	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3
Барионное число B	1/3	+1/3	+1/3	+1/3	+1/3	+1/3
Спин J	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2
Четность P	+1	+1	+1	+1	+1	+1
Изоспин I	1/2	1/2	0	0	0	0
Проекция изоспина I ₃	-1/2	+1/2	0	0	0	0
Странность s	0	0	-1	0	0	0
Очарование (charm) c	0	0	0	+1	0	0
Bottom b	0	0	0	0	-1	0
Top t	0	0	0	0	0	+1
Масса конститuentного кварка m _c ² , ГэВ	0.33	0.33	0.51	1.8	5	180
Масса токового кварка	4–8 МэВ	1.5–4 МэВ	80–130 МэВ	1.1-1.4 ГэВ	4.1–4.9 ГэВ	174±5 ГэВ

Кварки не существуют в свободном состоянии, а заключены в кварковых системах – адронах. Им нельзя освободиться от взаимодействий находящимися в том же объеме другими кварками и глюонами.

Конституентные кварки – это «эффективные» кварки в адронах, движение и взаимодействие которых, формирует адрон

Токовые кварки – кварки, не испытывающие взаимодействия.

Классическая физика	Квантовая физика
1. Описание состояния	
$(x, y, z, p_x, p_y, p_z, t)$	$\psi(x, y, z, t)$
2. Изменение состояния во времени	
$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{dH}{d\vec{p}}, \quad \frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{dH}{d\vec{r}}$	$i\hbar \frac{d\Psi}{dt} = \hat{H}\Psi$
3. Измерения	
x, y, z, p_x, p_y, p_z	$\Delta x \cdot \Delta p_x \approx \hbar$ $\Delta y \cdot \Delta p_y \approx \hbar$ $\Delta z \cdot \Delta p_z \approx \hbar$
4. Детерминизм	4. Статистическая теория
Динамическое (не статистическое) описание	$ \psi(x, y, z, t) ^2$ $\langle F \rangle = \int \Psi^* F \Psi dV$
5. Гамильтониан	
$H = E + U(x, y, z)$ $= \frac{\vec{p}^2}{2m} + U(x, y, z)$	$\hat{H} = \hat{E} + \hat{U}(x, y, z) =$ $\frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{U}(x, y, z)$

Стационарное уравнение Шредингера

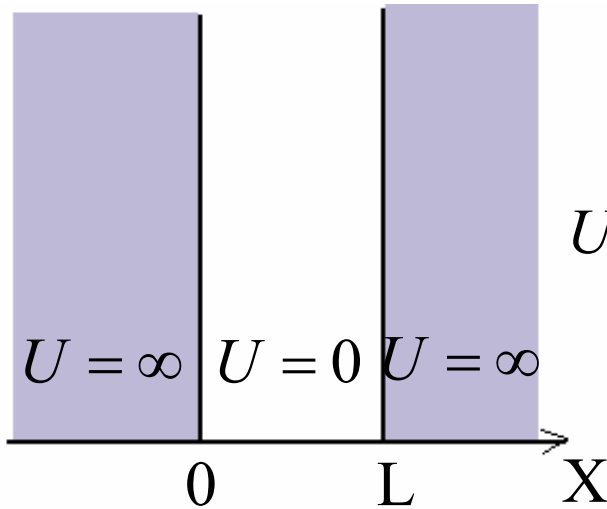
Если гамильтониан системы не зависит от времени, стационарное уравнение Шредингера имеет вид

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + U \psi(x) = E \psi(x)$$

Величина E имеет смысл собственного значения энергии системы, а $\psi(x)$ описывает состояние с заданной энергией.

Оператор Гамильтона может иметь как дискретный так и непрерывный спектр энергий.

Бесконечная прямоугольная яма



$$U(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 < x < L \\ \infty & \text{при } x \leq 0, x \geq L \end{cases}$$

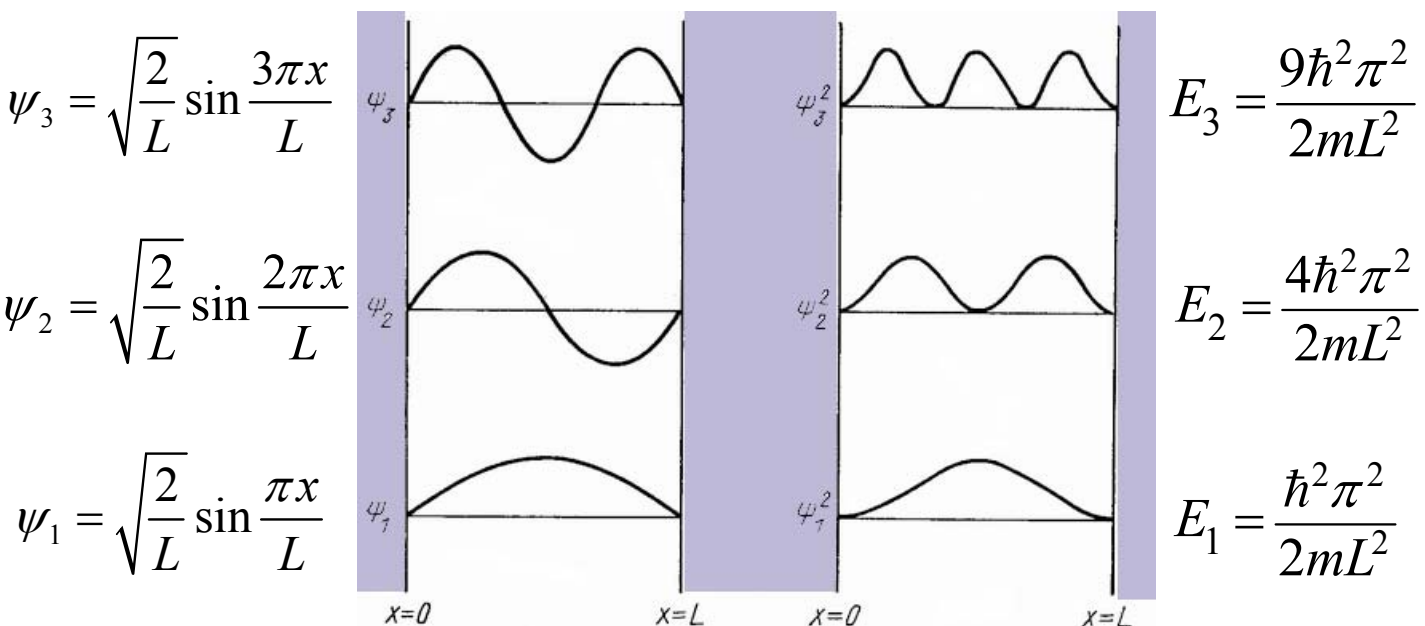
$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{2mE}{\hbar^2}\psi$$

$$\psi = A \sin kx + B \cos kx, \text{ где } k = (2mE/\hbar^2)^{1/2}$$

$$A \sin kL = 0$$

$$kL = n\pi, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

$$E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$



Квантовые числа

n	Главное квантовое число.
J, j	Квантовое число полного углового момента. j никогда не бывает отрицательным и может быть целым или полуцелым в зависимости от свойств рассматриваемой системы. $J^2 = \hbar^2 j(j+1)$
L, l	Квантовое число орбитального углового момента. Интерпретация этого квантового числа такая же как для j , но l может принимать только целые значения. $l = 0, 1, 2, \dots$, $L^2 = \hbar^2 l(l+1)$
m	Магнитное квантовое число. Проекция углового момента L на выделенную ось (обычно ось z): $m\hbar$, $m = l, l-1, \dots, 0, \dots, -l$. Энергия магнитного момента в магнитном поле B : $-m\hbar\gamma B$.
S, s	Квантовое число спинового углового момента. s может принимать положительные целые и полуцелые значения. S — характеристика частицы, определяемая ее свойствами. $S^2 = \hbar^2 s(s+1)$
P	Пространственная четность. Характеризует поведение физической величины при зеркальном отражении ($\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$). $P = (-1)^l$.

Различие между классической и квантовой статистиками

Две частицы. Два различных одночастичных состояния

Классическая статистика

1. Обе частицы в первом состоянии $\psi_1(1)\psi_1(2)$
2. Обе частицы во втором состоянии $\psi_2(1)\psi_2(2)$
3. Первая частица в первом состоянии, вторая - во втором $\psi_1(1)\psi_2(2)$
4. Первая частица во втором состоянии, вторая – в первом $\psi_2(1)\psi_1(2)$

Статистика Ферми

Одна частица находится в первом состоянии, другая – во втором

$$\psi = \psi_1(1)\psi_2(2) - \psi_2(1)\psi_1(2)$$

Статистика Бозе-Эйнштейна

1. Обе частицы в первом состоянии $\psi_1(1)\psi_1(2)$
2. Обе частицы во втором состоянии $\psi_2(1)\psi_2(2)$
3. Одна из частиц в первом состоянии, другая - во втором

$$\psi_1(1)\psi_2(2) + \psi_2(1)\psi_1(2)$$

Фермионы. Бозоны. Принцип Паули

Частицы с целым (в том числе с нулевым) спином подчиняется статистике Бозе-Эйнштейна (γ -кванты, π -мезоны, α -частицы и др.). Частицы с целым спином называются **бозонами**. Частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми-Дирака (электроны, кварки, нейтрино, протоны, нейтроны, ядра с нечётным числом нуклонов и т.д.). Частицы и ядра с полуцелым спином называются **фермионами**.

Для тождественных фермионов справедлив принцип Паули.

Принцип Паули: в системах, подчиняющихся статистике Ферми-Дирака и описываемых антисимметричными волновыми функциями, не должно существовать двух тождественных частиц с полностью совпадающими характеристиками.

Для системы тождественных фермионов

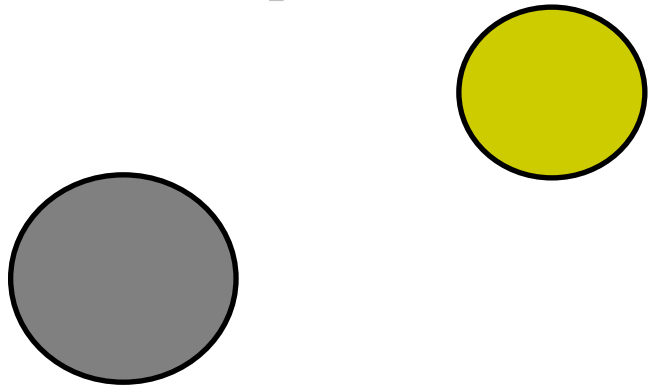
$$\psi(2, 1, \dots, A) = -\psi(1, 2, \dots, A).$$

Если частицы 1 и 2 находятся в одинаковом состоянии, тогда $\psi(2, 1, \dots, A)$ и $\psi(1, 2, \dots, A)$ одна и та же функция и $\psi = -\psi$, $2\psi = 0$, $\psi = 0$, т. е. такое состояние не существует.

Принцип Паули определяет строение электронных оболочек атомов, заполнение нуклонных состояний в ядрах...

Взаимодействие. Классическая физика

Дальнодействие

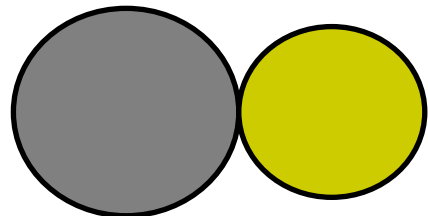


В классической физике, несмотря на разнообразие сил, действующих между телами, взаимодействия между ними описываются двумя фундаментальным взаимодействиями:

- Гравитационным,
- Электромагнитным.

Гравитационное и электромагнитное взаимодействия – дальнодействующие. Поэтому они ответственны за все макроскопические крупно масштабные явления, от окружающей нас повседневной жизни до взаимодействий звезд и галактик.

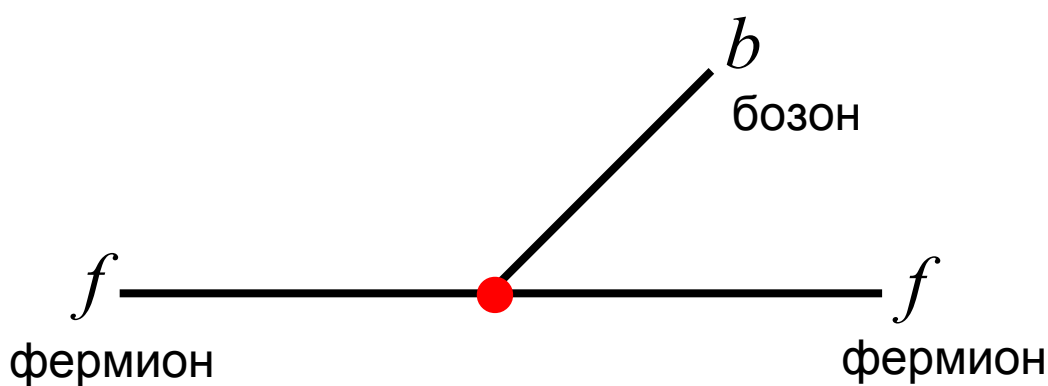
Близкодействие



Одним из проявлений близкодействия в классической физике является соударение бильярдных шаров.

Взаимодействие Квантовая физика

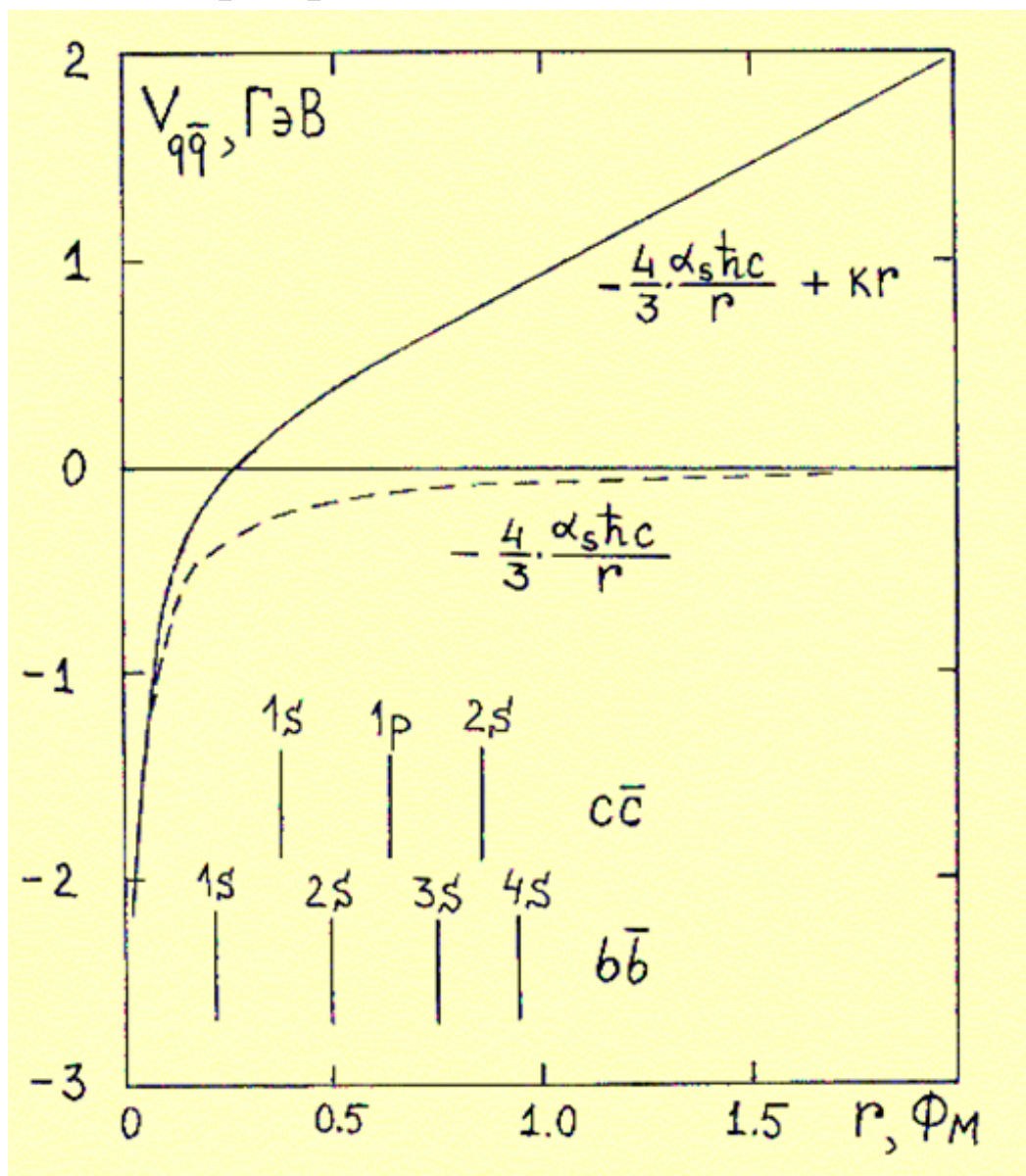
Локальное взаимодействие в точке



Фундаментальная вершина описывающая локальное взаимодействие в квантовой теории.

Фундаментальный фермион (кварк, лептон) испускает или поглощает виртуальный бозон – переносчик взаимодействия (фотон, глюон, промежуточный бозон).

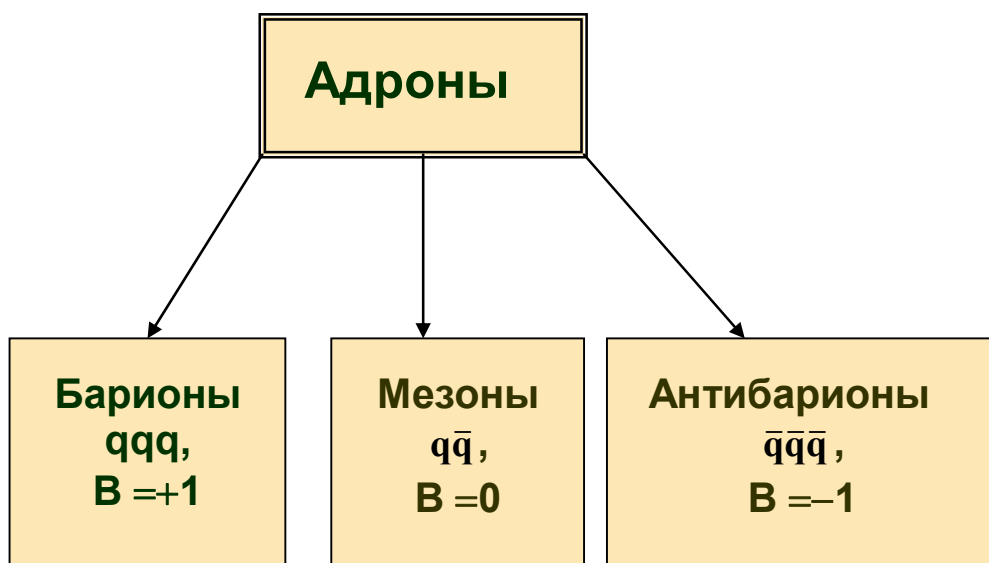
q-q потенциал



Радиальная зависимость потенциала сильного взаимодействия ($\alpha_s = 0.3$ и $k = 1$ ГэВ/Фм). Вертикальные линии показывают радиусы кваркониев в различных состояниях.

$$V_{q\bar{q}} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s \hbar c}{r} + kr$$

Адроны – системы связанных кварков



Кварки объединяются в частицы, называемые *адронами*. Термин происходит от греческого «хадрос» – сильный и отражает свойство адронов участвовать в сильных взаимодействиях. Адроны – связанные системы кварков и антикварков. Адроны бывают трёх типов.

Барионы (барионный заряд $B = +1$) состоят из трёх конститuentных кварков (qqq) и являются фермионами ($J = 1/2, 3/2, \dots$).

Мезоны ($B = 0$) состоят из кварка и антикварка ($q\bar{q}$) и являются бозонами ($J = 0, 1, 2, \dots$).

Антибарионы ($B = -1$) состоят из трех антикварков ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$).

Мезоны

Мезоны — связанные состояния
кварка - антикварка

Частица	Кварковая структура	Масса mc^2 , МэВ	Время жизни τ [с] или ширина Γ	Спин-четность, изоспин $J P(I)$	Основные моды распада
π^+	$u\bar{d}$	139,57	$2,6 \cdot 10^{-8}$	0-(1)	$\mu\nu^+$
π^-	$d\bar{u}$	139,57	$2,6 \cdot 10^{-8}$	0-(1)	μ^-
π^0	$u\bar{u} - d\bar{d}$	134,98	$8,4 \cdot 10^{-17}$	0-(1)	2γ
K^+	$u\bar{s}$	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	0-(1/2)	$\mu\nu^+$, $\pi^0\pi^+$
K^-	$s\bar{u}$	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	0-(1/2)	μ^- , $\pi^0\pi^-$
$\rho^+\rho^-$ ρ^0	$u\bar{d} \ d\bar{u}$ $u\bar{u} - d\bar{d}$	769	150 МэВ	1-(1)	$\pi\pi$
ω	$u\bar{u} + d\bar{d}$	783	8,4 МэВ	1-(0)	3π
D^+	$c\bar{d}$	1869	$1,1 \cdot 10^{-12}$	0-(1/2)	$K + \text{другие},$ $e + \text{другие},$ $\mu + \text{другие}$
D^-	$d\bar{c}$				
J/Ψ	$c\bar{c}$	3097	87 кэВ	1-(0)	$\text{адроны},$ $2e, 2\mu$
Υ	$b\bar{b}$	9460	53 кэВ	1-(0)	$\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$, e^+e^-

Кварковая структура π^+

$$\pi^+ (u\bar{d})$$

$$M(\pi^+) = 139.57 \text{ МэВ}$$

$$\tau(\pi^+) = 2.6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$$

$$J^P(I) = 0^-(1)$$

	u	\bar{d}	π^+
Q	+2/3	+1/3	+1
B	+1/3	-1/3	0
J	1/2	1/2	0
I	1/2	1/2	1
I_3	+1/2	+1/2	+1

Кварковая структура барионов

Барионы — связанные состояния
трёх кварков

Частица	Кварковый состав	Масса, $m c^2$ (МэВ)	Время жизни (с) или ширина (МэВ)	Спин, чётность, изоспин $J^P(I)$	Основные каналы распада
p	uud	938.272	$>10^{31}$ лет	$1/2^+(1/2)$	
n	udd	939.565	885.7 ± 0.8	$1/2^+(1/2)$	$p e^- \nu$
Λ	uds	1115.683	$2.63 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(0)$	$p \pi^-, n \pi^0$
Σ^+	uus	1189.37	$0.802 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(1)$	$p \pi^0, n \pi^+$
Σ^0	uds	1192.64	$7.4 \cdot 10^{-20}$	$1/2^+(1)$	$\Lambda \gamma$
Σ^-	dds	1197.45	$1.48 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(1)$	$n \pi^-$
Ξ^0	uss	1314.8	$2.9 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(1/2)$	$\Lambda \pi^0$
Ξ^-	dss	1321.3	$1.64 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(1/2)$	$\Lambda \pi^0$
Ω^-	sss	1672.4	$1.64 \cdot 10^{-10}$	$3/2^+(0)$	$\Lambda K^-, \Xi^0 \pi^-$
Δ^{++} Δ^+ Δ^0 Δ^-	uuu uud udd ddd	1230-1234	115-125	$3/2^+(1/2)$	$(p, n) \pi^{0,\pm}$

Кварковая структура протона и нейтрона

Протон (uud) Нейтрон (udd)

$$M(P) = 938.272 \text{ МэВ}$$

$$M(n) = 939.565 \text{ МэВ}$$

$$\tau(P) = \text{стабильный}$$

$$\tau(n) = 885.7 \pm 0.8 \text{ с}$$

$$J^P(I) = \frac{1}{2}^+ \left(\frac{1}{2} \right)$$

$$J^P(I) = \frac{1}{2}^+ \left(\frac{1}{2} \right)$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

	u	u	d	p
Q	+2/3	+2/3	-1/3	+1
B	+1/3	+1/3	+1/3	+1
J	1/2	1/2	1/2	1/2
I	1/2	1/2	1/2	1/2
I ₃	+1/2	+1/2	-1/2	+1/2
s, c, b, t	0	0	0	0

	u	d	d	n
Q	+2/3	-1/3	-1/3	0
B	+1/3	+1/3	+1/3	+1
J	1/2	1/2	1/2	1/2
I	1/2	1/2	1/2	1/2
I ₃	+1/2	-1/2	-1/2	-1/2
s, c, b, t	0	0	0	0

Проблема цвета

Без введения квантового числа «цвет», принимающего три значения, кварковая структура Δ^{++} , Δ^- , Ω^- противоречит принципу Паули.

Δ^{++} , Δ^- , Ω^- состоят из трех тождественных кварков: $\Delta^{++} - (uuu)$, $\Delta^- - (ddd)$, $\Omega^- - (sss)$. У всех частиц $J^P = 3/2^+$. Орбитальный момент относительного движения кварков равен нулю. Кварки являются фермионами и имеют спин $J = 1/2$. Для них возможны только две проекции спина на выделенное направление: $+1/2$ и $-1/2$. Для того чтобы образовалось состояние $3/2^+$, все три кварка должны иметь одинаковые проекции спинов. В каждом барионе три тождественных кварка имеют одинаковые квантовые числа. В то же время согласно принципу Паули тождественные фермионы не могут иметь одинаковые квантовые числа. Чтобы выполнялся принцип Паули, необходимо ввести для кварков ещё одно квантовое число – «цвет». Чтобы восстановить принцип Паули, «цвет» должен принимать три разных значения.

$$\Omega^-(sss) \begin{array}{c} \uparrow \quad \uparrow \quad \uparrow \\ \hline \end{array} \quad J^P = \frac{3^+}{2}, \quad I = \frac{3}{2}$$
$$m(\Omega^-) = 1672 \text{ МэВ}$$

Цвет

Поскольку адроны бесцветны, то в них цветные кварки должны быть скомпанованы в бесцветные состояния. Так как существуют адроны двух типов – мезоны и барионы, то возникает два варианта «бесцветной компановки». В первом (мезоны) цвет кварка α компенсируется цветом антикварка $\bar{\alpha}$, т. е. ароматово-цветовая структура для всех мезонов выглядит следующим образом

$$|Мезон\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{\alpha=1}^3 (q_i^{\alpha} \bar{q}_k^{\bar{\alpha}}).$$

Вторая бесцветная комбинация (барионы) получается в результате полностью антисимметричной смеси цветов. Для всех барионов реализуется ароматово-цветовой волновой функцией вида

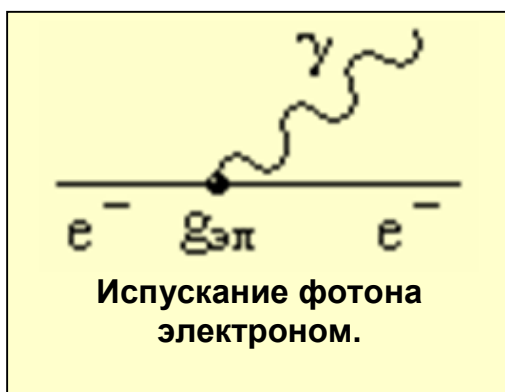
$$|Барион\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{\alpha, \beta, \gamma=1}^3 (\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \cdot q_i^{\alpha} q_k^{\beta} q_l^{\gamma}),$$

где каждый из цветовых индексов α , β , γ принимает значения 1, 2, 3, а $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ – полностью антисимметричный тензор:

$$\varepsilon_{123} = \varepsilon_{231} = \varepsilon_{312} = 1, \quad \varepsilon_{213} = \varepsilon_{132} = \varepsilon_{321} = -1.$$

Числа $\frac{1}{\sqrt{3}}$ и $\frac{1}{\sqrt{6}}$ – нормировочные множители.

Виртуальная частица



Свободный электрон не может испустить или поглотить фотон, т.к. при этом не будут выполняться законы сохранения энергии и импульса. Это легко показать, рассматривая процесс поглощения фотона в системе координат, в которой электрон покоится после поглощения фотона. В этой системе импульсы электрона p и фотона k до поглощения равны по абсолютной величине и противоположны по направлению

$$|p| = |k|.$$

Из закона сохранения энергии следует

$$(c^2 p^2 + m^2 c^4)^{1/2} + c|k| = mc^2, \quad (*)$$

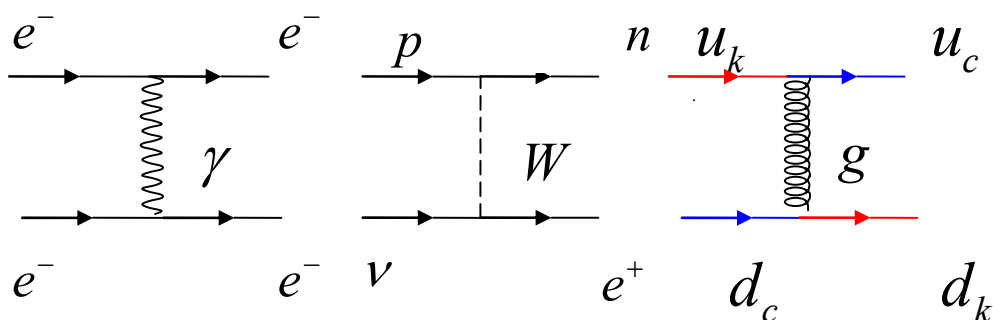
где m — масса электрона. Соотношение (*) выполняется только в случае $p = k = 0$. То есть свободный электрон не может испустить фотон. Однако из соотношения неопределенности следует, что виртуально такой процесс возможен.

Фундаментальные взаимодействия.

Калибровочные бозоны

Взаимодействие	На какие частицы действует	Калибровочные бозоны
Сильное	Все цветные частицы	8 безмассовых глюонов, спин $J = 1$
Электромагнитное	Все электрически заряженные частицы	Безмассовый фотон, спин $J = 1$
Слабое	Кварки, лептоны, калибровочные бозоны W^{\pm}, Z	Массивные бозоны W^{+}, W^{-}, Z , спин $J = 1$, $m_W c^2 \approx 80 \text{ ГэВ}$, $m_Z c^2 \approx 91 \text{ ГэВ}$
Гравитационное	Все частицы	Безмассовый гравитон, спин $J = 2$

Источником калибровочных бозонов являются заряды соответствующих фундаментальных взаимодействий.



Константы связи

Константы связи определяют интенсивность тех преобразований, которые вызываются элементарными амплитудами. Эти константы обычно выбираются безразмерными и обозначаются через α_e , α_w , α_s . В элементарные амплитуды непосредственно входят квадратные корни из этих величин:

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

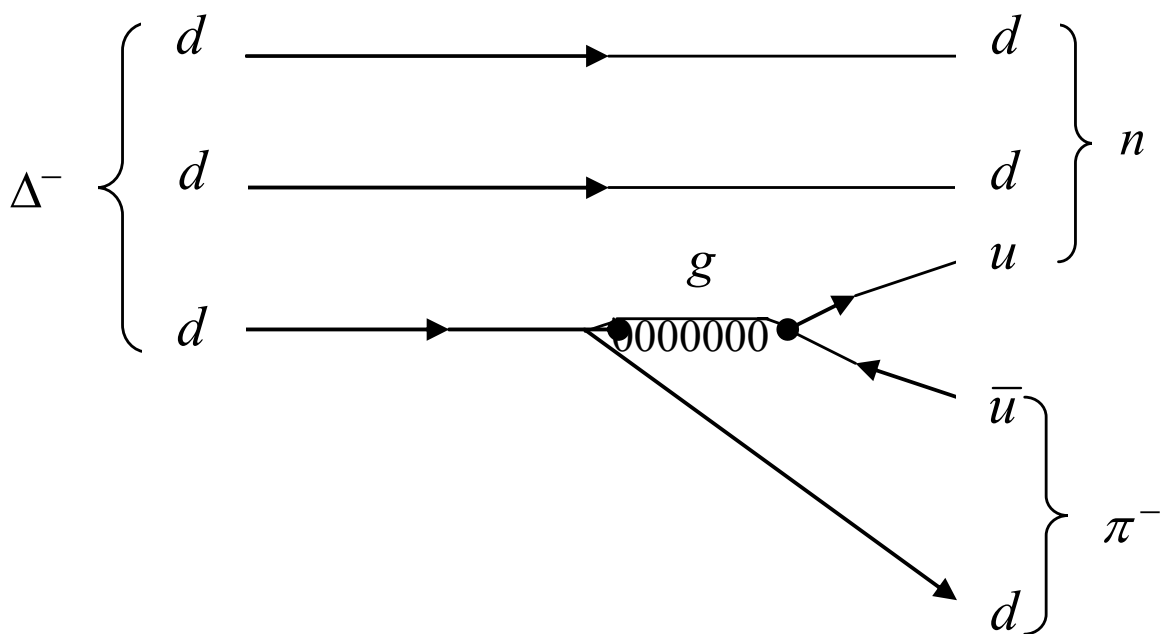
$g_w = \sqrt{\alpha_w}$ — элементарная амплитуда слабого взаимодействия;

$g_s = \sqrt{\alpha_s}$ — элементарная амплитуду сильного взаимодействия.

Константа электромагнитного взаимодействия является зарядом протона, обезразмеренным с помощью мировой постоянной ($\hbar c$):

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

Резонансы

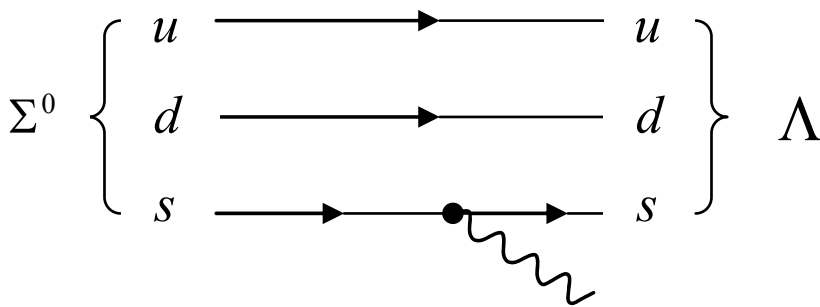
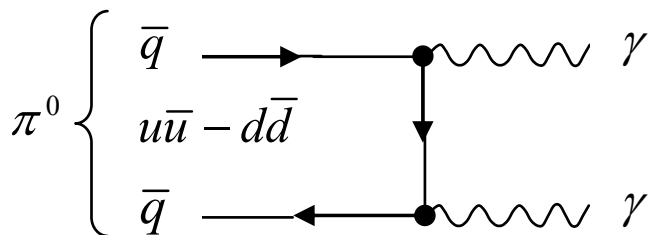


Если у адрона имеются каналы распада, в которых сохраняются все квантовые числа, то распад может происходить в результате сильного взаимодействия. Вероятность распада λ в этом случае максимальна, а время жизни частицы $\tau \approx 10^{-23}$ с. Частицы, живущие столь короткое время, называются **резонансами**. Примером распада резонанса является распад Δ^- -резонанса: $\Delta^- \rightarrow n + \pi^-$

Распады $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$

Адроны распадаются также в результате электромагнитных и сильных взаимодействий и поэтому протекают значительно быстрее, чем слабые распады адронов. Примерами является распад нейтрального пиона

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \text{ и } \Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma.$$



При превращении Σ^0 -гиперона в Λ -гиперон происходит изменение изоспина адрона.

$$I(\Sigma^0) = 1, I(\Lambda) = 0.$$

Проекция изоспина сохраняется:

$$I_3(\Sigma^0) = I_3(\Lambda) = 0.$$

Распады K^+ -мезона

$$M(K^+) = 494 \text{ МэВ}$$

$$\tau = 1.2 \times 10^{-8} \text{ с}$$

$$J^P = 0^-$$

Каналы распада	Относительные вероятности, %
$\mu^+ \nu_\mu$	63.4
$\pi^+ \pi^0$	21.1
$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	5.6
$\pi^0 e^+ \nu_e$	4.9
$\pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	3.3
$\pi^+ \pi^0 \pi^0$	1.7
$\mu^+ \nu_\mu \gamma$	$5.5 \cdot 10^{-3}$
$\pi^0 \pi^0 \gamma$	$2.8 \cdot 10^{-4}$
$\pi^0 e^+ \nu_e \gamma$	$2.7 \cdot 10^{-4}$
$\pi^+ \pi^+ \pi^- \gamma$	$1.0 \cdot 10^{-4}$
$\pi^+ \pi^- e^+ \nu_e$	$4.1 \cdot 10^{-5}$
$\pi^0 \pi^0 e^+ \nu_e$	$2.1 \cdot 10^{-5}$
$e^+ \nu_e$	$1.6 \cdot 10^{-5}$
$\pi^+ \pi^- \mu^+ \nu_\mu$	$1.4 \cdot 10^{-5}$

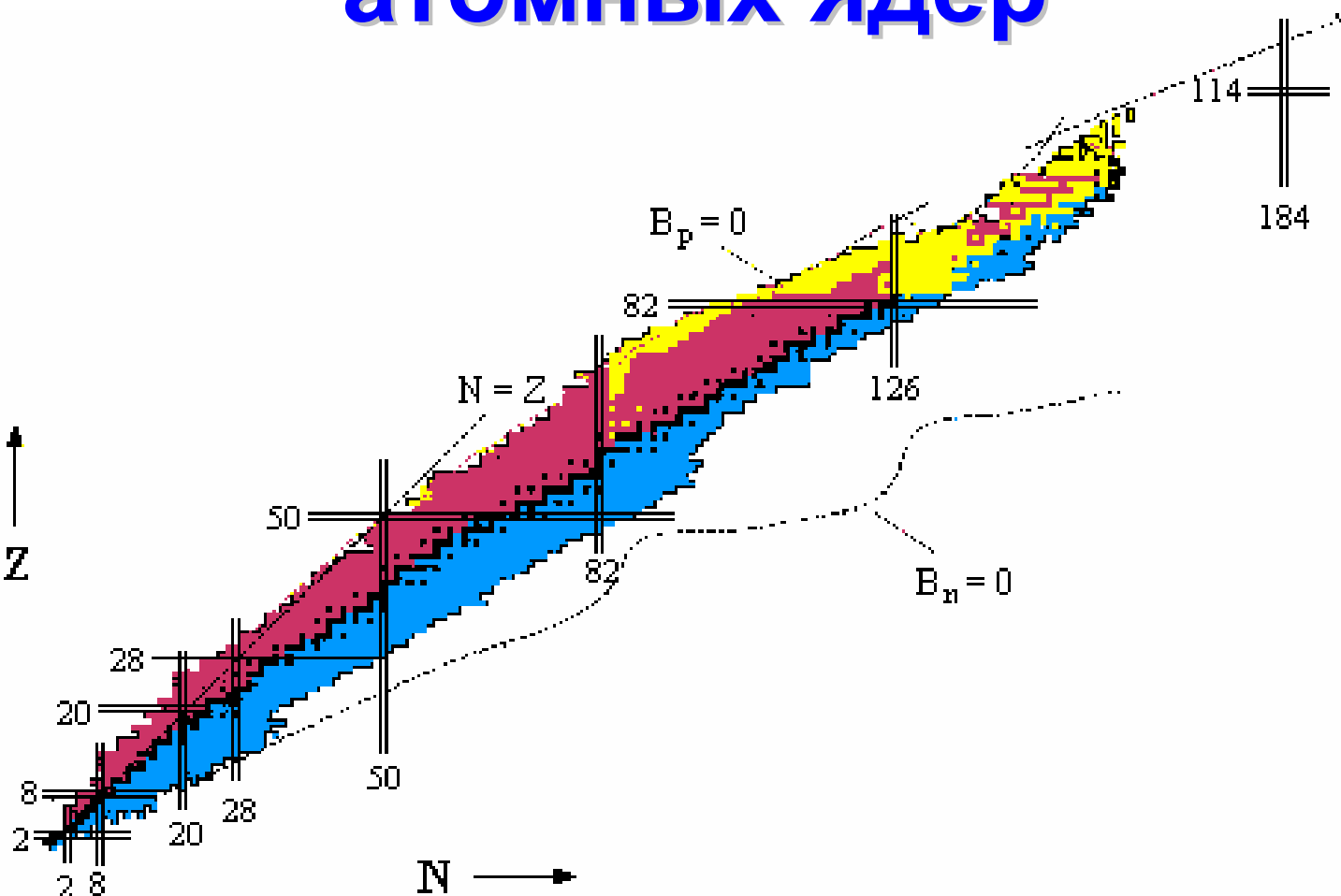
Законы сохранения

Характеристика		Взаимодействие		
		сильное	электро магнитное	слабое
Аддитивные законы сохранения				
Электрический заряд	Q	+	+	+
Энергия	E	+	+	+
Импульс		+	+	+
Момент количества движения		+	+	+
Барионный заряд	B	+	+	+
Лептонные заряды	L_e, L_μ, L_τ	+	+	+
Странность	s	+	+	—
Очарование (charm)	c	+	+	—
Bottom	b	+	+	—
Top	t	+	+	—
Изоспин	I	+	—	—
Проекция изоспина	I_3	+	+	—
Мультипликативные законы сохранения				
Пространственная чётность	P	+	+	—
Зарядовая чётность	C	+	+	—
Комбинированная чётность	CP	+	+	—
Обращение времени	T	+	+	—
CPT-инвариантность		+	+	+

Характеристики протона, нейтрона и электрона

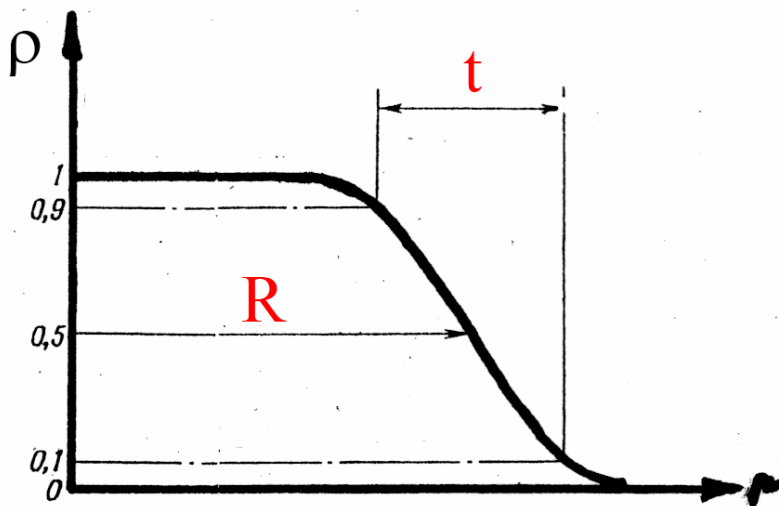
Характеристика	Протон	Нейтрон	Электрон
Масса mc^2 , МэВ	938.272	939.565	0.511
Электрический заряд (в единицах элементарного заряда)	+1	0	−1
Спин (в единицах \hbar)	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Чётность	+1	+1	
Статистика	Ферми-Дирака		
Магнитный момент (для нуклонов - в ядерных магнетонах, для электрона - в магнетонах Бора)	+2.79	−1.91	+1.001
Время жизни	$> 10^{32}$ лет	885.7 ± 0.8 с	$> 4.6 \cdot 10^{26}$ лет
Тип распада		$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	

N-Z диаграмма атомных ядер



Каждое атомное ядро, имеющее Z протонов и N нейтронов, занимает определенное положение на N-Z диаграмме атомных ядер. Стабильные ядра, образующие узкую полосу, показаны тёмным цветом. Известно порядка 300 стабильных ядер. Красным цветом показаны β^+ -радиоактивные ядра, синим — β^- -радиоактивные ядра, желтым — α -радиоактивные ядра. Известно около 3500 радиоактивных ядер. Это только часть радиоактивных ядер. Всего их может быть порядка 7000.

Размер ядра



Плотность распределения электрического заряда $\rho(r)$, обеспечивающая наилучшее согласие с экспериментом даётся формулой Ферми

$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}}$$

R — расстояние от центра, на котором $\rho = \frac{\rho(0)}{2}$;

a — параметр, характеризующий толщину поверхностного слоя ядра.

$$R = 1.2 \cdot A^{1/3} \text{ ФМ}$$

$$t = 4.4a = 2.5 \text{ ФМ}$$

$$R(^{40}\text{Ca}) = 4.1 \text{ ФМ}$$

$$R(^{208}\text{Pb}) = 7.1 \text{ ФМ}$$

Энергия связи ядра $W(A,Z)$

Энергия связи ядра $W(A,Z)$ – энергия, которая необходима для того, чтобы разделить ядро на отдельные составляющие его нуклоны.

$$W(A,Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \zeta A^{-3/4}$$

$$\alpha = 15.6 \text{ МэВ},$$

$$\beta = 17.2 \text{ МэВ},$$

$$\gamma = 0.72 \text{ МэВ},$$

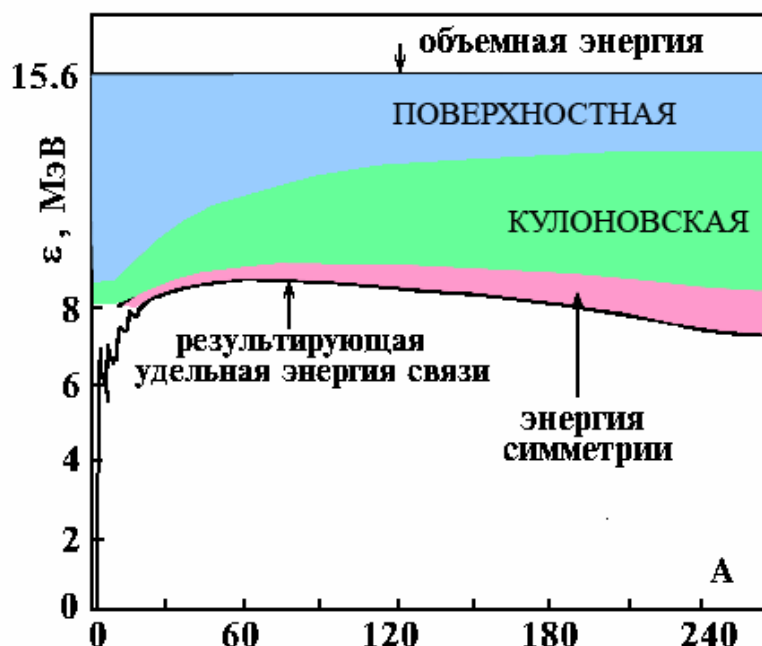
$$\delta = 23.6 \text{ МэВ}.$$

$\zeta = +34 \text{ МэВ}$ – чётно-чётные ядра;

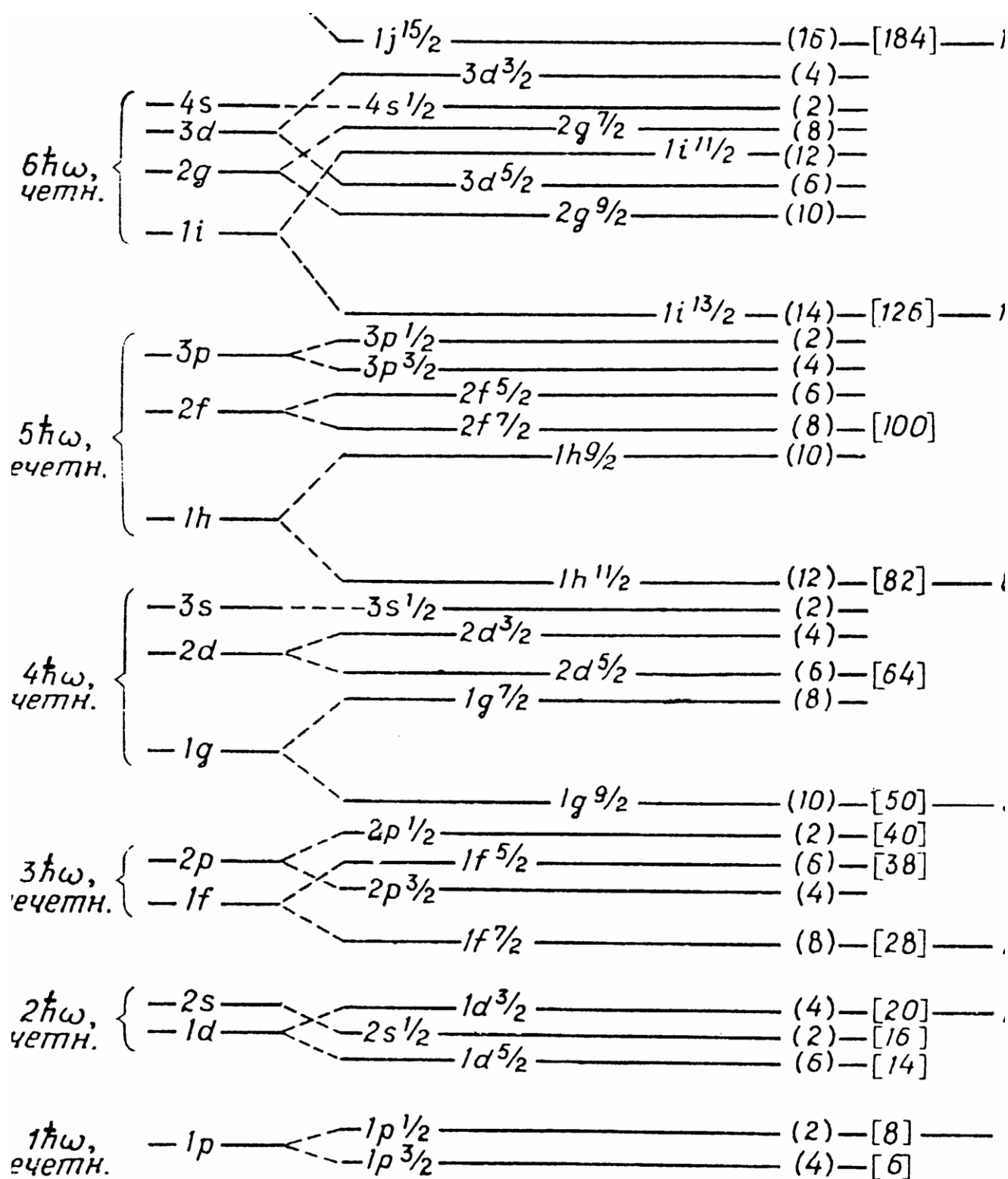
$\zeta = 0$ – нечётные ядра;

$\zeta = -34 \text{ МэВ}$ – нечётно-нечётные ядра.

$$\varepsilon(A,Z) = \frac{W(A,Z)}{A}$$

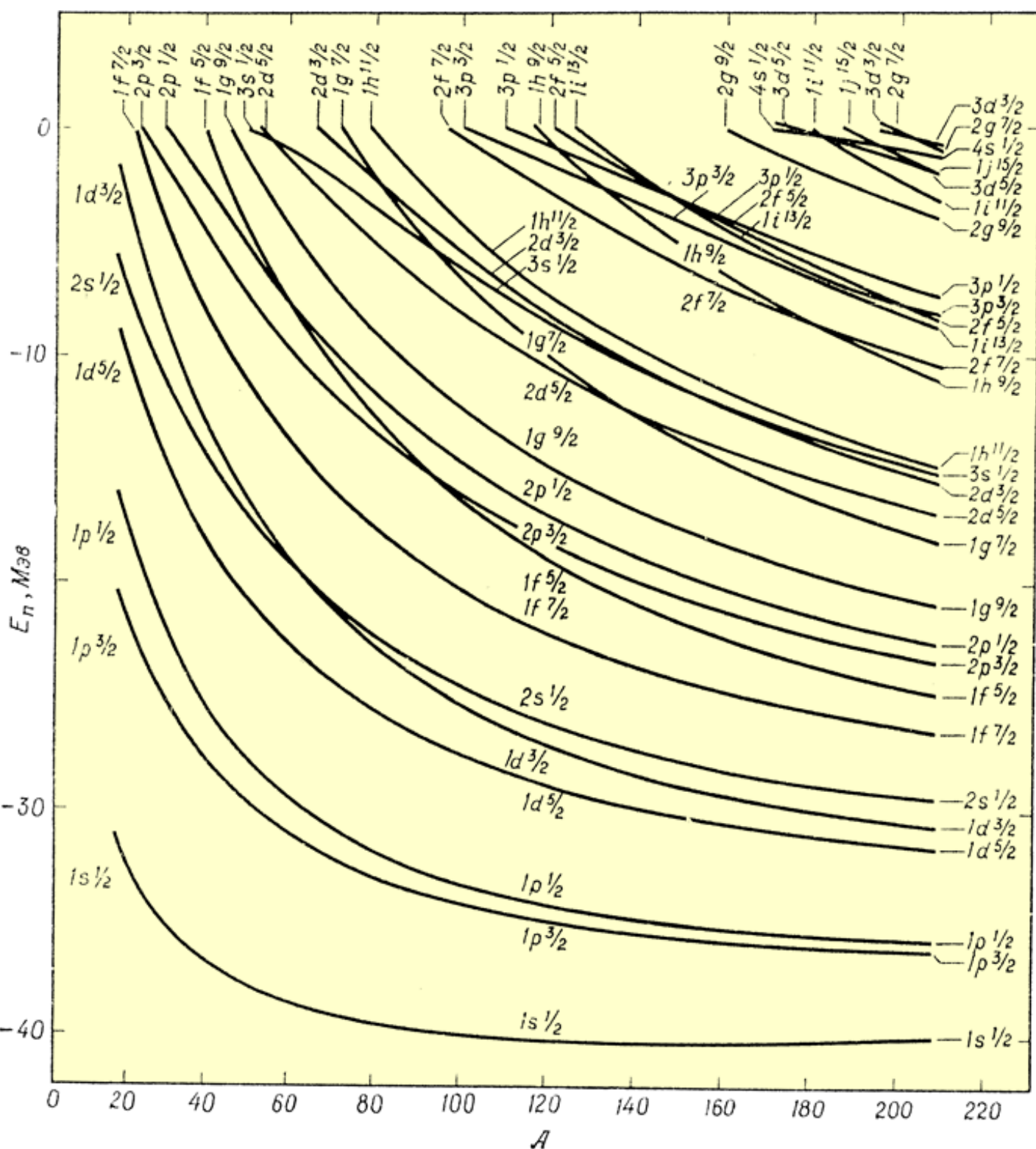


Модель оболочек



Одночастичные уровни
в сферически-симметричном потенциале

Нейтронные одночастичные состояния



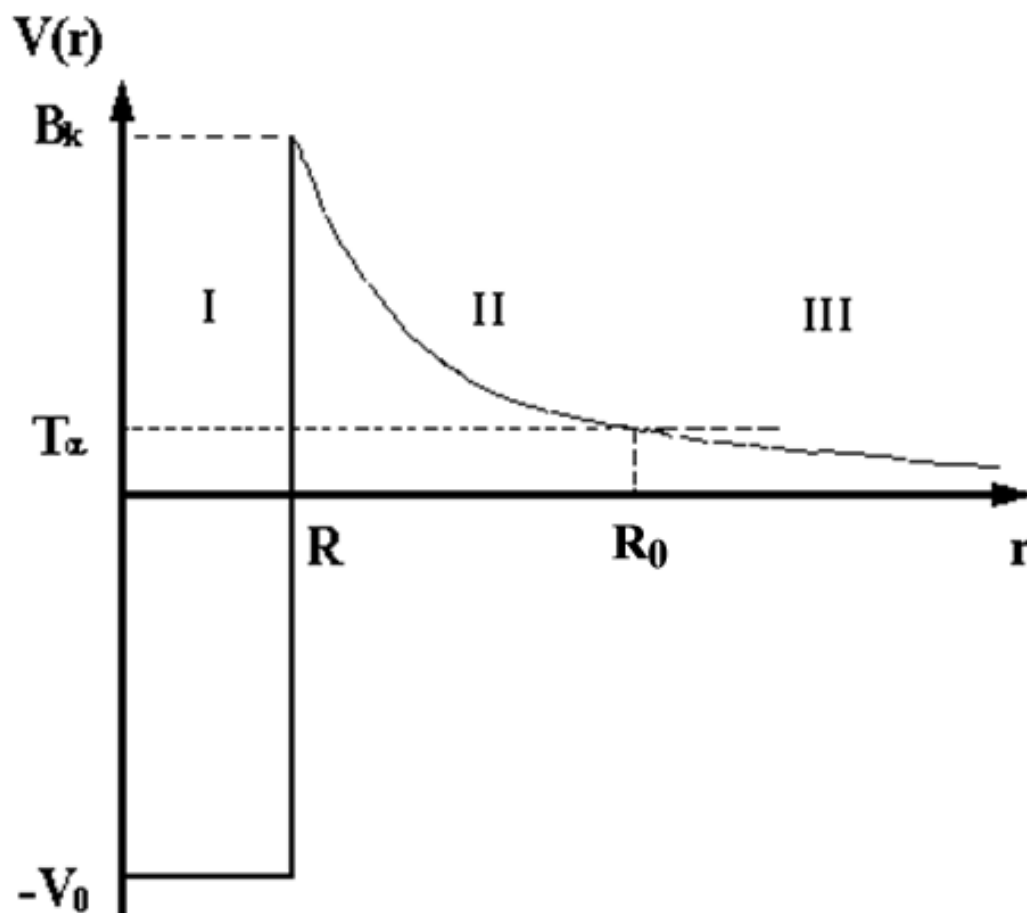
Зависимость энергии нейтронных одночастичных состояний от массового числа A

Спины J и чётности P основных состояний ядер

- чётно-чётное ядро $J^P = 0^+$;
- нечётное ядро $J = j; P = (-1)^l$;
- нечётно-нечётное ядро $|j_p - j_n| \leq J \leq j_p + j_n$;
 $P = (-1)^{l_p + l_n}$

j, l, j_p, l_p, j_n, l_n - полный и орбитальный моменты нечётного протона или нейтрона.

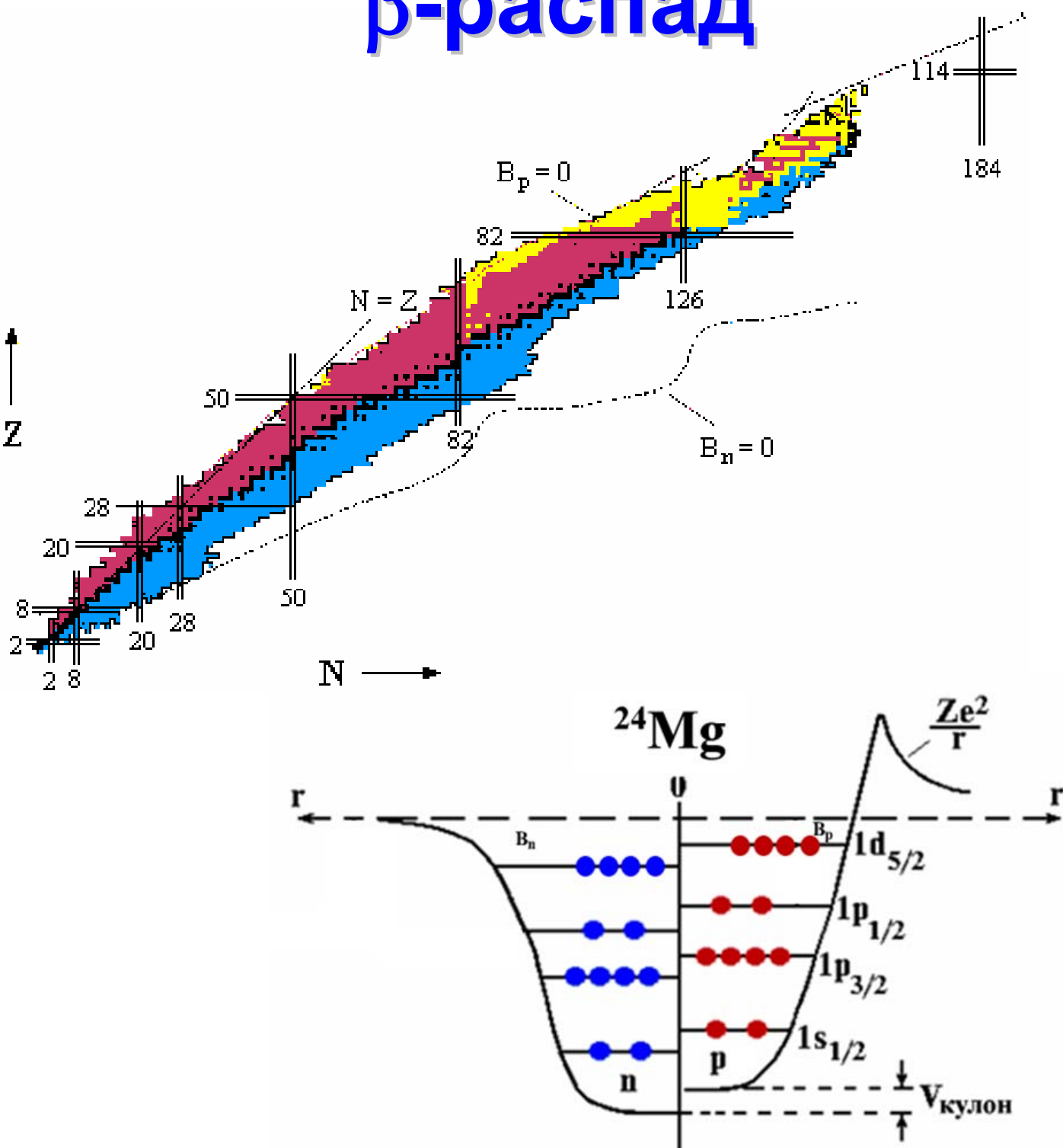
Прохождение α -частицы через потенциальный барьер



Вероятность прохождения α -частицы с энергией T_α через потенциальный барьер $V(r)$.

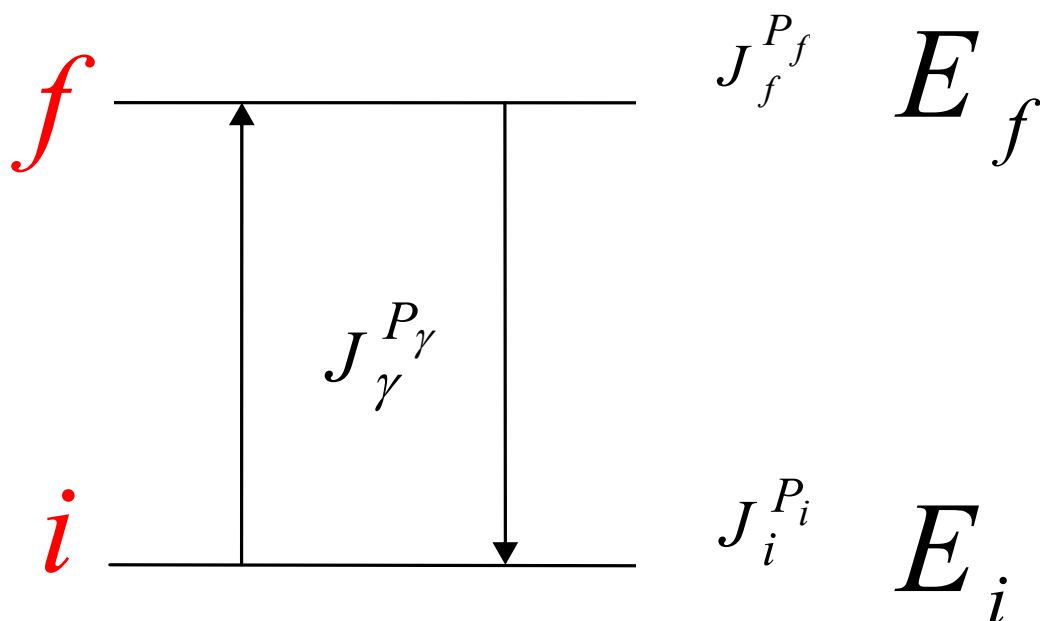
$$P = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R_0} \sqrt{2\mu[V(r) - T_\alpha]} dr\right).$$

β-распад



β-радиоактивные ядра наблюдаются во всей области значений массового числа A , начиная от свободного нейтрона и кончая массовыми числами самых тяжёлых ядер.

γ-переходы в ядрах



Изменение состояний атомного ядра, сопровождающееся испусканием или поглощением γ-квантов, называют **γ-переходами в атомных ядрах**.

γ-переходы происходят в результате электромагнитного взаимодействия.

Законы сохранения энергии E , момента количества движения J и четности P в электромагнитных переходах:

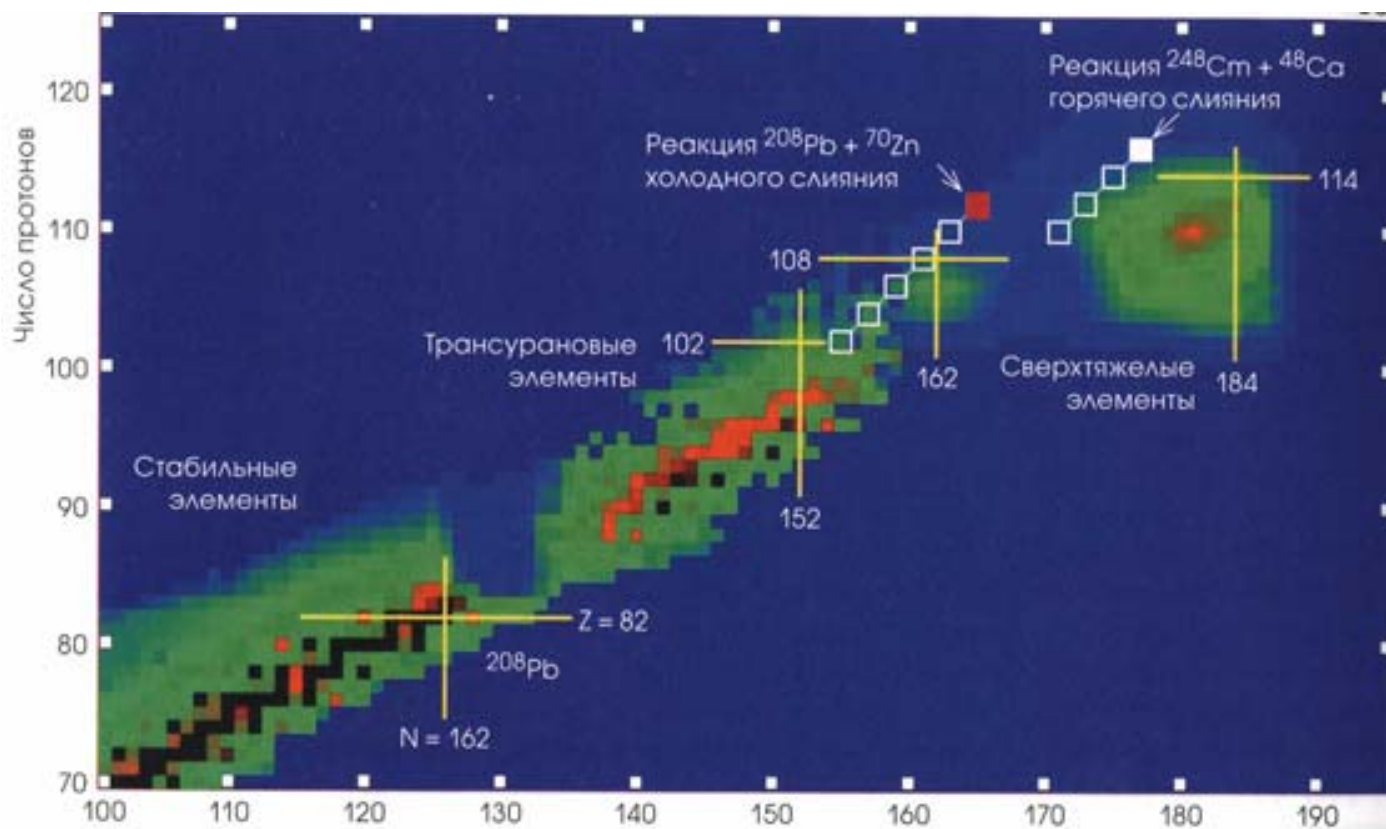
$$\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{J}_\gamma \quad \text{или} \quad |J_i - J_f| \leq J_\gamma \leq J_i + J_f,$$

$$P_f = P_i \cdot P_\gamma \quad \text{или} \quad P_\gamma = P_i \cdot P_f,$$

$$E_f = E_i + E_\gamma + T_R.$$

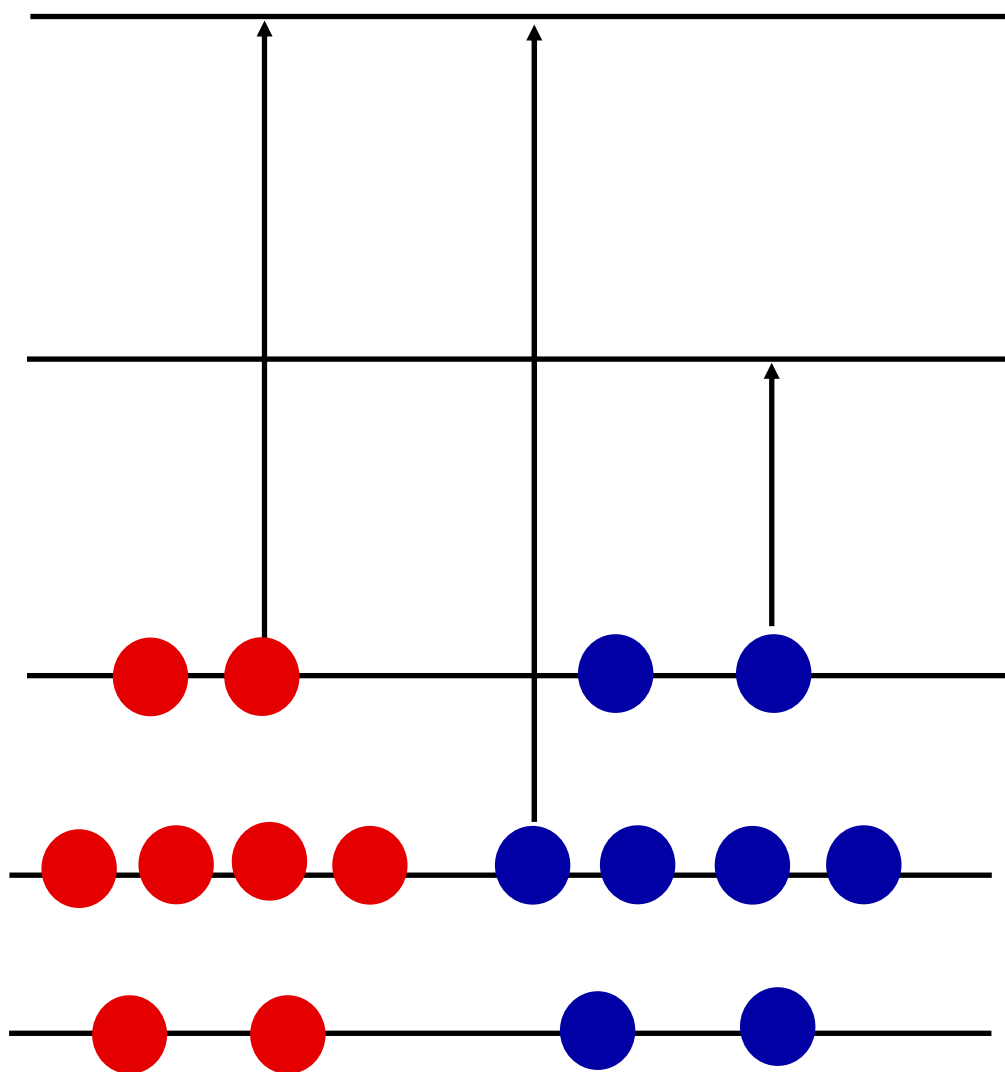
T_R - энергия ядра отдачи.

Трансурановые элементы



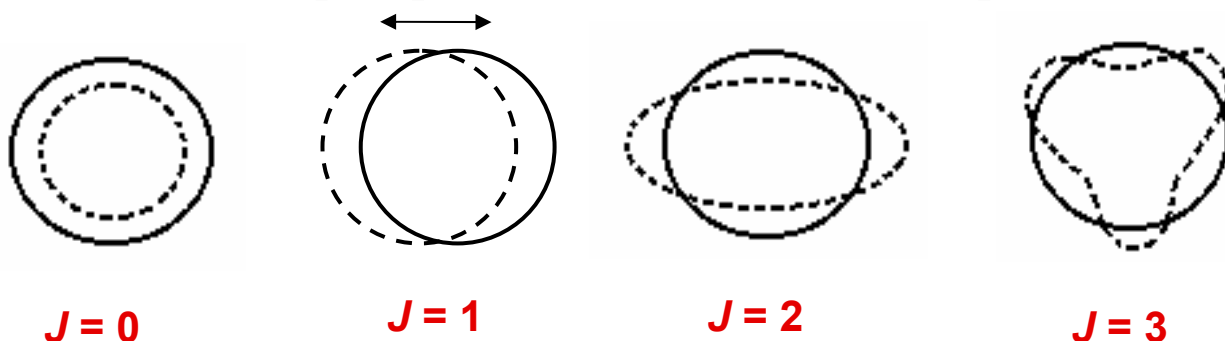
Z	Реакции, в которых были впервые обнаружены изотопы Z=93÷101
93, 94	$^{238}_{92}\text{U} + n \rightarrow ^{239}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{239}_{93}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} ^{239}_{94}\text{Pu}$
95	$^{238}_{92}\text{U} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{241}_{94}\text{Pu} + n, ^{241}_{94}\text{Pu} \rightarrow ^{241}_{95}\text{Am} + e^- + \bar{\nu}_e$
96	$^{239}_{94}\text{Pu} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{242}_{96}\text{Cm} + n$
97	$^{241}_{95}\text{Am} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{243}_{97}\text{Bk} + 2n$
98	$^{242}_{96}\text{Cm} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{245}_{98}\text{Cf} + n$
99	$^{238}_{92}\text{U} + 15n \rightarrow ^{253}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{253}_{93}\text{Np} \dots \xrightarrow{\beta^-} ^{253}_{99}\text{Es}$
100	$^{238}_{92}\text{U} + 17n \rightarrow ^{255}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{255}_{93}\text{Np} \dots \xrightarrow{\beta^-} ^{255}_{100}\text{Fm}$
101	$^{253}_{99}\text{Es} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{256}_{101}\text{Md} + n$

Одночастичные возбуждения атомных ядер



Одночастичные возбуждённые состояния ядер возникают при переходе одного или нескольких нуклонов на более высокие одночастичные орбиты.

Колебательные состояния сферических ядер



монопольные дипольные квадрупольные октупольные

Примеры колебаний ядра как целого. Сплошной линией показана равновесная (сферическая) форма ядра, а пунктиром – одно из двух крайних (различающихся половиной периода) состояний, которые принимает ядро в процессе колебаний. Дипольные колебания $J=1$ не относятся к внутренним возбуждениям ядра.

Энергии квадрупольных и октупольных возбуждений в квантовой теории могут принимать дискретные значения

$$E_{\text{квадр}} = n_2 \hbar \omega_2, \quad E_{\text{окт}} = n_3 \hbar \omega_3,$$

Энергия возбуждения ядра, в котором одновременно происходят различные поверхностные колебания формы, имеет вид

$$E = \sum_{J \geq 2} n_J \hbar \omega_J$$

n_J – число фононов определенного типа,

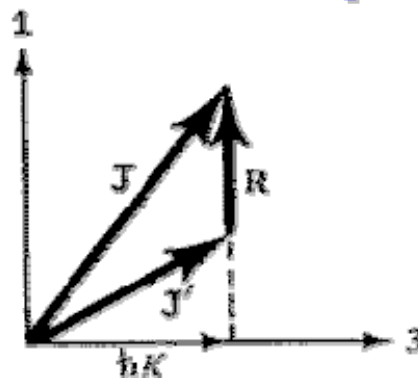
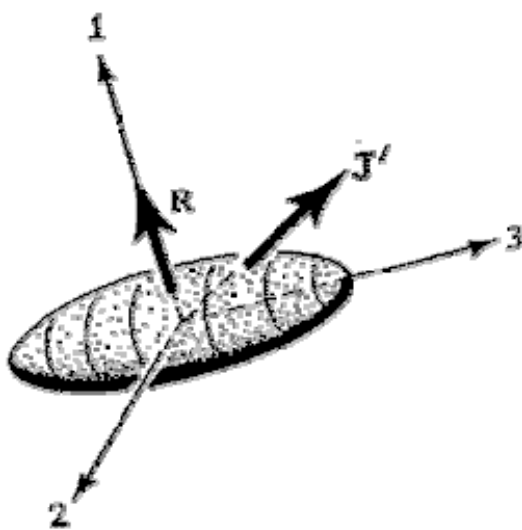
$\hbar \omega_J$ – энергия фонона.

Вращательные состояния атомных ядер

$$E_{\text{вращ}} = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) .$$

Волновой функцией вращающегося ядра является собственная функция оператора квадрата полного момента \hat{J}^2 , имеющего собственные значения $\hbar^2 J(J+1)$, т.е. сферическая функция $Y_{JM}(\theta, \varphi)$. Волновая функция ядра, имеющего форму аксиально-симметричного эллипсоида, не изменяется при пространственной инверсии, т. е. переходит сама в себя. Поэтому волновая функция ядра, имеющего форму эллипсоида симметрична, что исключает состояния с $J = 1, 3, 5, \dots$. Чётность P сферической функции равна $(-1)^J$. Поэтому чётность вращательных состояний чётного ядер всегда положительна.

Обобщенная модель ядра



В простейшем варианте обобщенной модели ядер учитываются два типа ядерных движений: коллективное вращение ядра относительно внешней системы координат (x, y, z) , обусловленное его деформацией, и одночастичное движение нуклонов относительно внутренней, вращающейся системы координат $(1, 2, 3)$ в деформированной потенциальной яме.

Полный момент количества движения ядра \vec{J} складывается из коллективного вращательного момента ядра \vec{R} и внутреннего момента нуклонов \vec{J}' .

$$\vec{J} = \vec{R} + \vec{J}'$$

Моменты \vec{J}' и \vec{R} прецессируют вокруг направления полного момента количества движения \vec{J} . Так как аксиально-симметричное эллипсоидальное ядро может вращаться только вокруг оси перпендикулярной к оси симметрии 3, то из этого вытекает, что вектор \vec{R} перпендикулярен оси 3 и проекции полного и внутреннего угловых моментов на ось симметрии должны быть равны между собой.

$$J_3 = J'_3 = \hbar K$$

π-МЕЗОНЫ, КВАНТЫ ЯДЕРНОГО ПОЛЯ

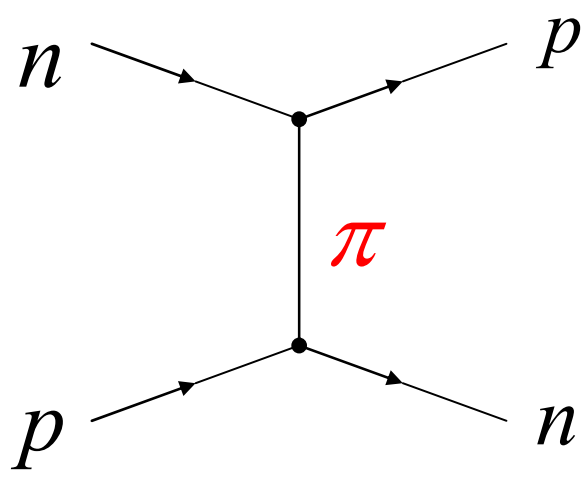
Используя связь между радиусом ядерных сил a и массой m переносчика взаимодействия

$$a = \frac{\hbar}{mc},$$

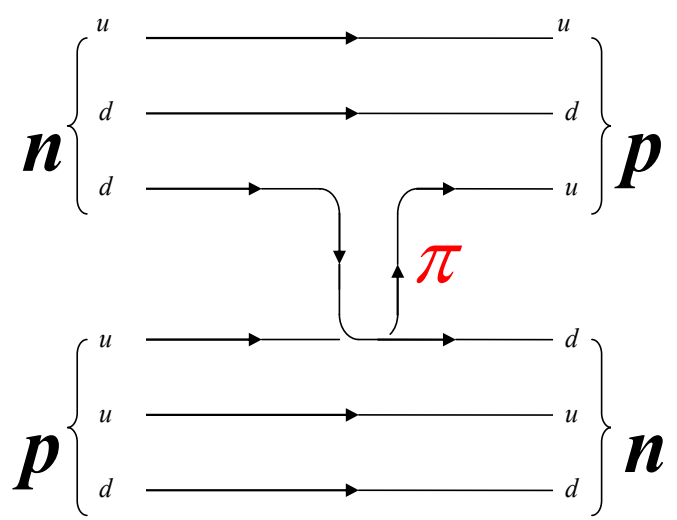
которая следует из соотношения неопределенностей для виртуальной частицы, получаем для характерном ядерном расстояниях $a \approx 1,5 \text{ Фм}$

$$m_{\pi} c^2 = \frac{\hbar c}{a} \approx \frac{200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}}{1,5 \text{ Фм}} \approx 130 \text{ МэВ}$$

Положительные, отрицательные и нейтральные пионы (π^+ , π^0 , π^-) описывают взаимодействие между nn -, np -, pp -парами на характерных внутриядерных расстояниях 1,5–2,0 Фм.

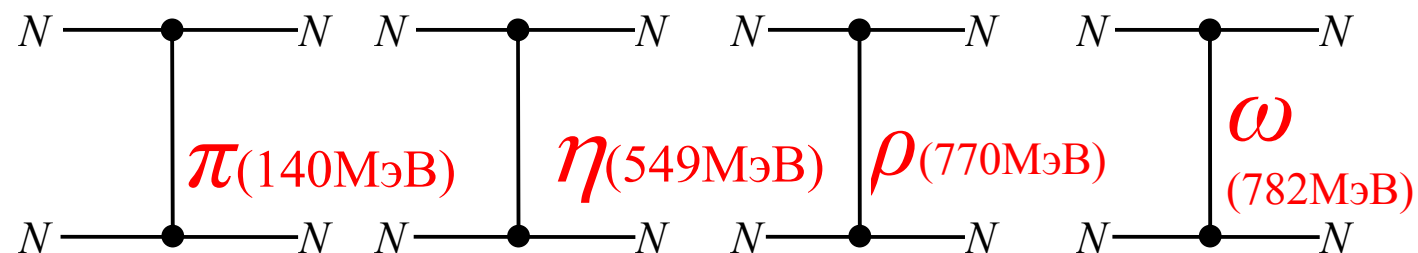


Однопионное np -взаимодействие



Кварковая диаграмма np -взаимодействия

Диаграммы N - N взаимодействий



Пионы описывают NN взаимодействие на расстояниях 1.5 – 2 Фм.

На меньших расстояниях должен происходить обмен более тяжёлыми мезонами – ω ($m_{\omega}c^2 = 782$ МэВ), η ($m_{\eta}c^2 = 549$ МэВ) и ρ ($m_{\rho}c^2 = 770$ МэВ). Особую роль в этой области расстояний играет обмен ω -мезоном. Характер взаимодействия зависит от спина частицы, переносящей взаимодействие. Обмен векторными частицами $J=1$ приводит к отталкиванию между нуклонами. Это отталкивание является аналогом отталкивания двух одноимённых зарядов в электростатике. Обмен скалярными мезонами $J=0$ приводит к притяжению между нуклонами.

	π	η	ρ	ω
J^p	$0^-(1)$	$0^-(0)$	$1^-(1)$	$1^-(0)$

Ядерные реакции

1919 г. РЕЗЕРФОРД



ВХОДНОЙ И ВЫХОДНОЙ КАНАЛЫ РЕАКЦИИ

1. Сильные взаимодействия
2. Электромагнитные взаимодействия
3. Слабые взаимодействия

Формула Брейта-Вигнера

Изолированные уровни составного ядра проявляются при взаимодействии медленных нейтронов с ядрами.

Сечения рассеяния нейтронов в районе изолированного уровня определяется формулой Брейта-Вигнера

$$\sigma_{nn} = \pi \hat{\lambda}_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E^* - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}.$$

$\frac{\Gamma}{\hbar}$ — полная вероятность распада уровня составного ядра в единицу времени;

$\frac{\Gamma_a}{\hbar}$, $\frac{\Gamma_b}{\hbar}$, $\frac{\Gamma_n}{\hbar}$ — вероятности распада уровня составного ядра в единицу времени с вылетом частиц a , b и нейтрона.

Сумма всех парциальных ширин Γ_a , Γ_b , Γ_n , ... даёт полную ширину уровня:

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_n + \dots$$

При уходе от энергии резонанса E_r на $\Delta E = \Gamma / 2$ в любую сторону сечение уменьшается в два раза.

Γ – ширина уровня на половине высоты.

Цепная реакция деления на тепловых нейтронах

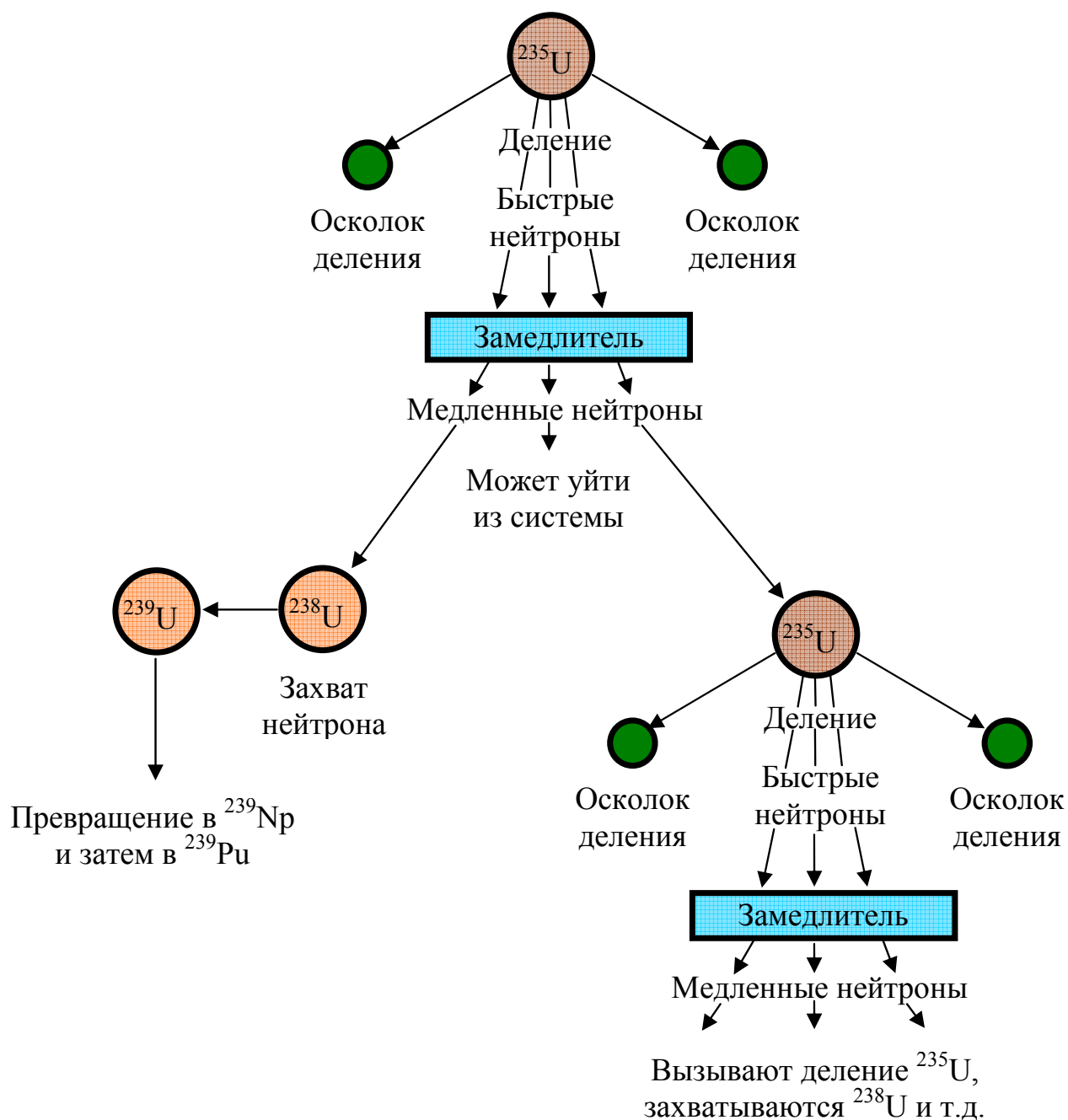
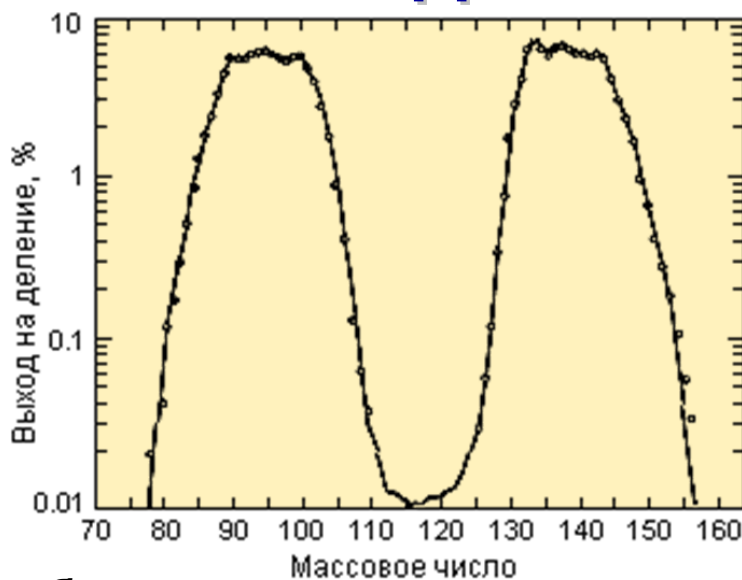


Схема цепной реакции деления в среде с замедлителем.

Массовое распределение осколков деления



Характерной особенностью деления является то, что осколки деления, как правило, существенно различаются по массам, т. е. преобладает асимметричное деление. Так, в случае наиболее вероятного деления изотопа урана $^{236}_{92}\text{U}$, отношение масс осколков равно 1.46. Тяжёлый осколок имеет при этом массовое число 139 (ксенон), а легкий – 95 (стронций). С учётом испускания двух мгновенных нейтронов рассматриваемая реакция деления имеет вид



Осколки деления образуются в широком диапазоне $A = 72-161$ и $Z = 30-65$.

Асимметричное деление объясняется влиянием оболочечной структуры ядра. Ядро стремится разделиться так, чтобы основная часть нуклонов каждого осколка образовала устойчивый магический остов.

При наиболее вероятном делении отношение массовых чисел A и зарядов Z лёгкого и тяжёлого осколков связаны соотношениями

$$\frac{A_{\text{л}}}{A_{\text{т}}} \approx \frac{2}{3}, \quad \frac{Z_{\text{л}}}{Z_{\text{т}}} \approx \frac{2}{3}.$$

Глубоко неупругое рассеяние электрона на протоне

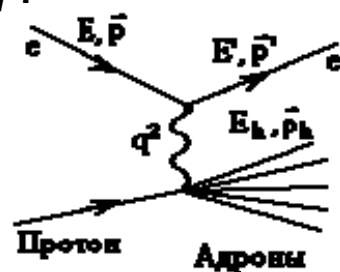
При глубоко неупругом рассеянии электронов на протоне рождаются новые частицы. Регистрируя энергию E' и импульс \vec{p}' рассеянного электрона можно определить энергию переданную электроном R , энергию E_h и импульс \vec{p}_h образовавшихся продуктов реакции, квадрат переданного нуклону четырехимпульса q^2 :

$$R = E - E',$$

$$E_h = R + mc^2,$$

$$\vec{p}_h = \vec{p} - \vec{p}',$$

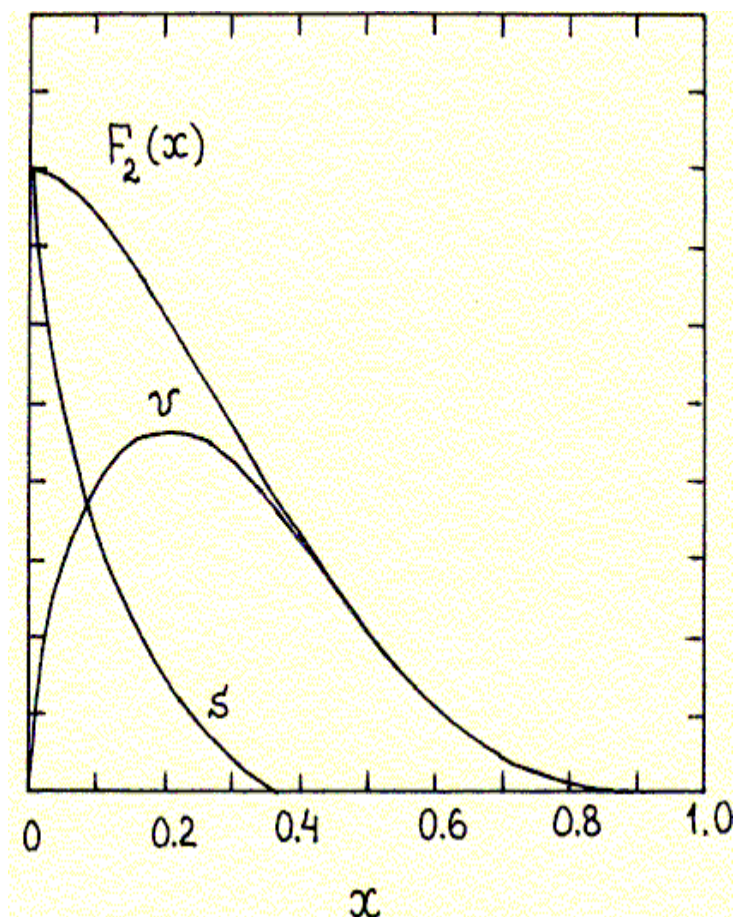
$$q^2 = R^2 / c^2 - (\vec{p} - \vec{p}')^2.$$



В энергетическом спектре электронов при рассеянии электронов с начальной энергией $E = 10$ ГэВ на протонах наряду с пиком упругого рассеяния отчетливо наблюдаются резонансы, соответствующие возбужденным состояниям нуклона. Ближайший к упругому пику соответствует возбуждению нуклонного резонанса $\Delta(1232)$. За ним видны еще два более высокораспределенных нуклонных резонанса. При меньших энергиях наблюдается непрерывный спектр.



Структурная функция протона



Интегрирование по x импульсных распределений кварков, извлеченных из опытов по глубоко неупругому рассеянию, позволяет найти долю импульса нуклона, которая приходится на кварки различного типа. Доли импульса нуклона, которые несут валентные и морские u - и d -кварки и антикварки,

$$\varepsilon_u = \int_0^1 x \cdot [f_u(x) + f_{\bar{u}}(x)] dx, \quad \varepsilon_d = \int_0^1 x \cdot [f_d(x) + f_{\bar{d}}(x)] dx.$$

Для протона доли импульса u - и d -кварков

$$\varepsilon_u = 0,36, \quad \varepsilon_d = 0,18,$$

что полностью согласуется с его кварковым составом — uud . Остальные морские кварки (s и \bar{s}) дают очень малый вклад. Доля глюонов в суммарном импульсе протона

$$\varepsilon_g = 1 - \varepsilon_u - \varepsilon_d = 0,46.$$

Константы взаимодействия?

Оказалось, что значения констант зависят от масштаба относительных расстояний, на которых происходят взаимодействия. Константы α_e и α_w в широкой области энергий имеют значения:

$$\alpha_e = \frac{1}{137} = 0.0073$$

$$\alpha_w = 0.032$$

Константа сильного взаимодействия α_s в области расстояний (≈ 1 Фм) имеет порядок единицы. Эта особенность сильного взаимодействия получила специальное название непертурбативного режима сильного взаимодействия. С уменьшением относительных расстояний константа сильного взаимодействия заметно уменьшается. На расстояниях масштаба 0.1 и 0.001 Фм эта константа имеет соответственно следующие значения

$$\alpha_s(1\text{Фм}) \approx 1 - 2$$

$$\alpha_s(0.1\text{Фм}) \approx 0.31$$

$$\alpha_s(0.001\text{Фм}) \approx 0.105$$

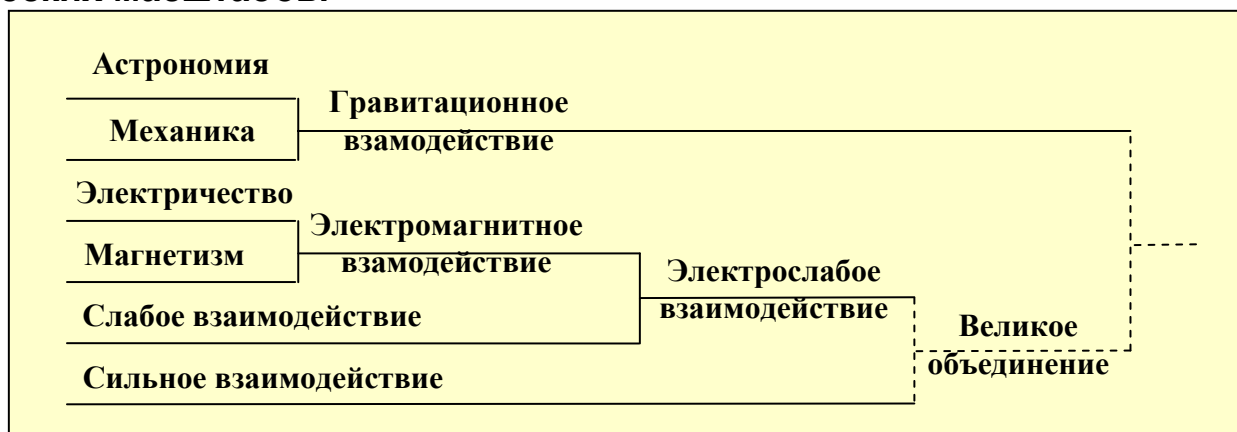
Объединение взаимодействий

Современные идеи объединения различных взаимодействий берут начало от работ Ньютона. Ньютон открыл простой закон, согласно которому сила взаимодействия между двумя массивными телами пропорциональна их массам m_1 , m_2 и обратно пропорциональна квадрату расстояния r между ними:

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2},$$

G – гравитационная постоянная Ньютона.

С помощью этого закона Ньютон сумел рассчитать как закономерности падения тел, согласующиеся с наблюдениями Галилея, так и закономерности движения планет, ранее установленные Кеплером. С помощью одного закона впервые удалось описать явления земных и космических масштабов.



Следующий шаг в объединении взаимодействий был сделан Максвеллом, который показал, что электричество, магнетизм и свет можно описать системой дифференциальных уравнений, которые носят его имя.

В картине объединения взаимодействий различают три порога.

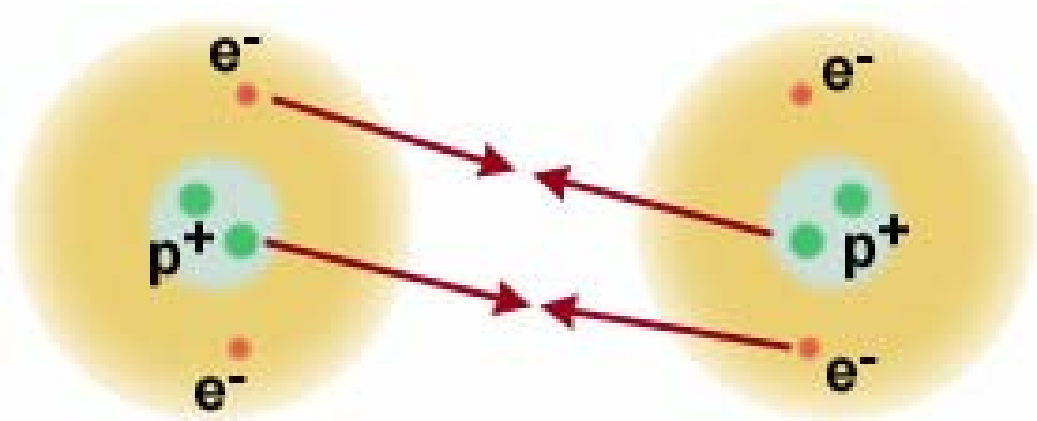
Первый – 100 ГэВ – это порог электрослабого взаимодействия, который соответствует массе W -, Z -бозонов. При этих энергиях происходит объединение электромагнитного и слабого взаимодействий.

Второй — $\sim 10^{15}$ ГэВ. Это характерная величина энергии, при которой происходит объединение сильного и электрослабого взаимодействий. Такой массой должны обладать X - и Y -бозоны, обеспечивающие симметрию кварков и лептонов. X - и Y -бозоны могут превращать кварки в лептоны и лептоны – в кварки.

Третий — $\sim 10^{19}$ ГэВ — это энергия Планка. При этих энергиях в единое взаимодействие объединяются все известные взаимодействия, включая гравитационное.

Атомы - Молекулы

Электромагнитное поле атома сосредоточено в области пространства размером 10^{-8} см. Для наблюдателя, находящегося на большом расстоянии, атом представляется нейтральной системой, так как положительный заряд ядра полностью компенсируется отрицательным зарядом электронной оболочки. При образовании молекулы прочно связанные внутренние оболочки атомов практически не изменяются. Химические и физические свойства молекул определяются относительно слабо связанными электронами внешней оболочки. Силы, связывающие атомы в молекулы, имеют электромагнитную природу. Однако это лишь слабый «отголосок» сил, связывающих электроны и атомное ядро.

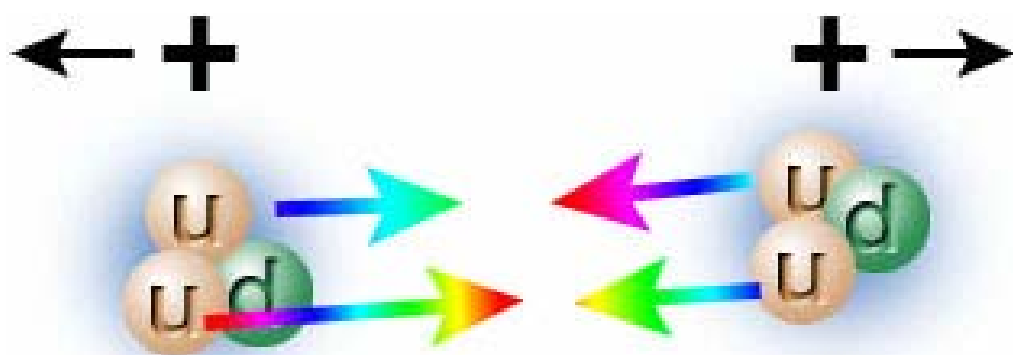


Молекулы

Кварки – Адроны – Ядра

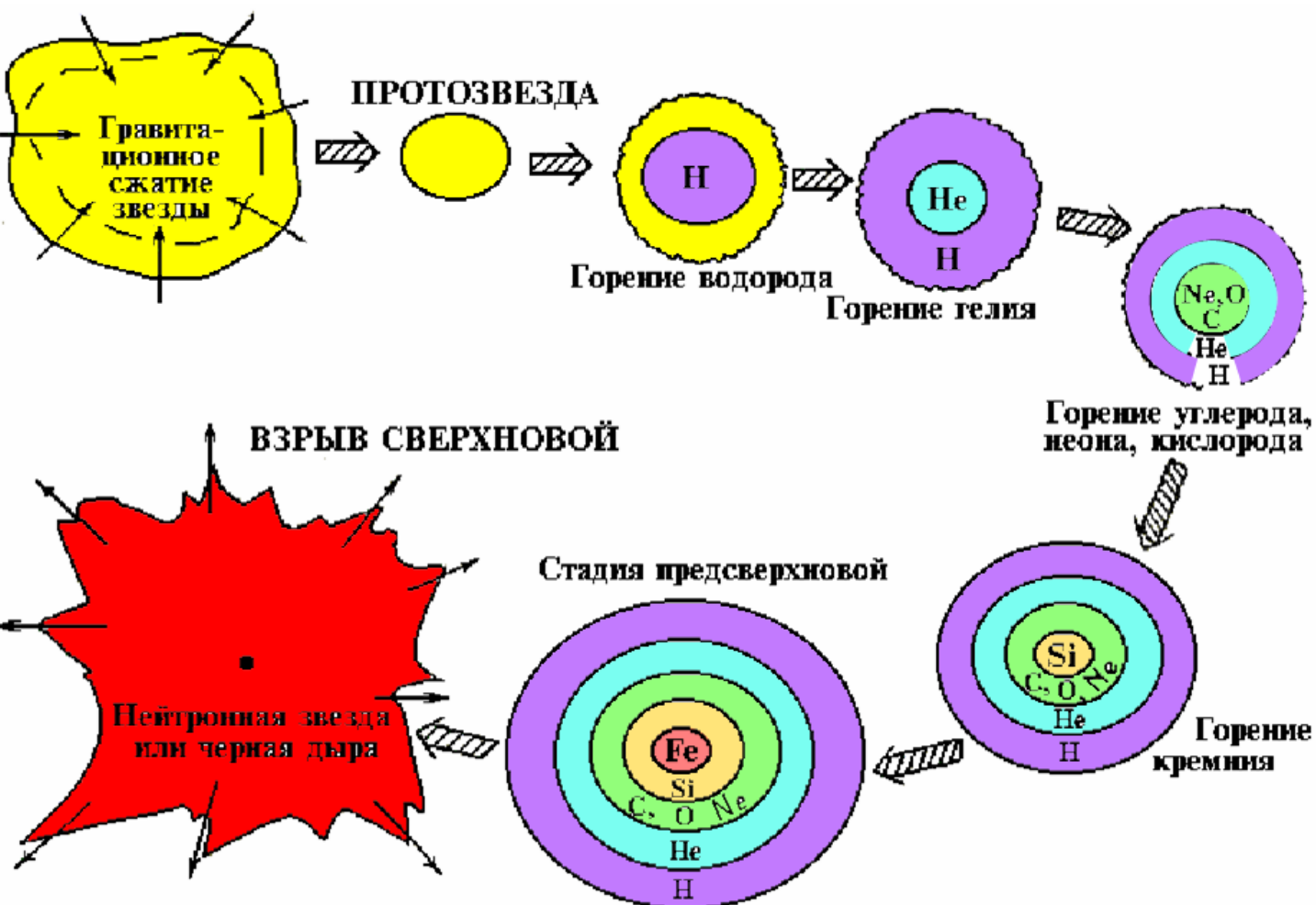
Расстояние, на котором проявляется цветное взаимодействие ≈ 1 Фм – характерный размер адрона. Цветные взаимодействия кварков и глюонов формируют адрон. Точно так же, как атом, состоящий из заряженных частиц, является электрически нейтральным образованием, адрон, состоящий из цветных объектов, является бесцветным объектом. Цвет проявляется только на расстоянии $< 10^{-13}$ см.

Бесцветные адроны связаны друг с другом ядерными силами, которые являются аналогом сил связывающих нейтральные атомы в молекулы. Ядерные силы – это слабый «отголосок» сильного взаимодействия между цветными кварками в адроне.



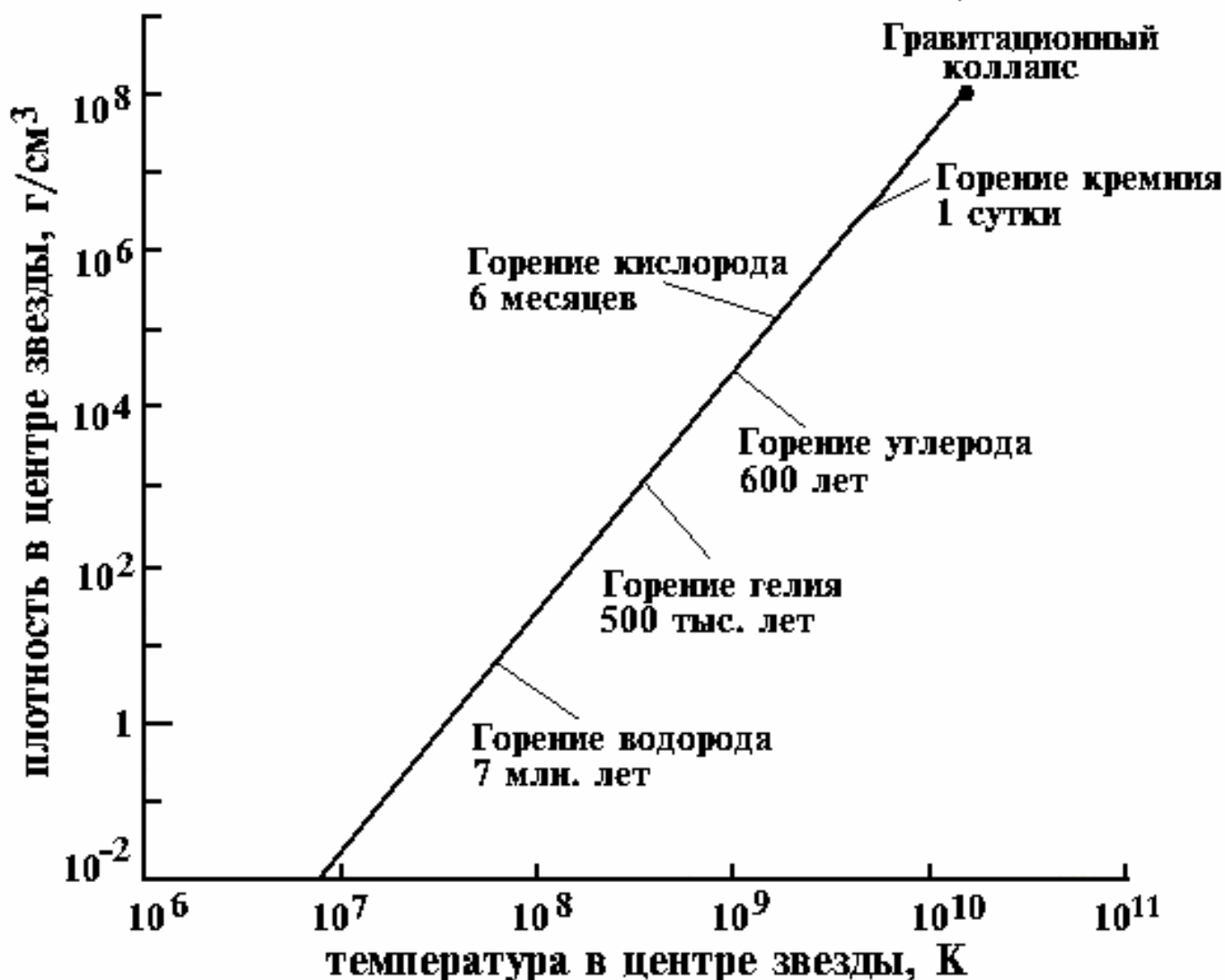
Атомные ядра

Эволюция массивной звезды $M > 25M_{\odot}$



В процессе горения звезды в её центре последовательно истощаются запасы водорода, гелия, кислорода, неона, кремния. Термоядерные реакции постепенно захватывают периферию звезды, приводя к расширению её оболочки. Если на начальной стадии звезда имела однородный состав, то теперь она имеет слоистую структуру. В центре массивной звезды содержатся элементы группы железа, никеля, а на периферии – более лёгкие элементы. Внешняя оболочка состоит из водорода.

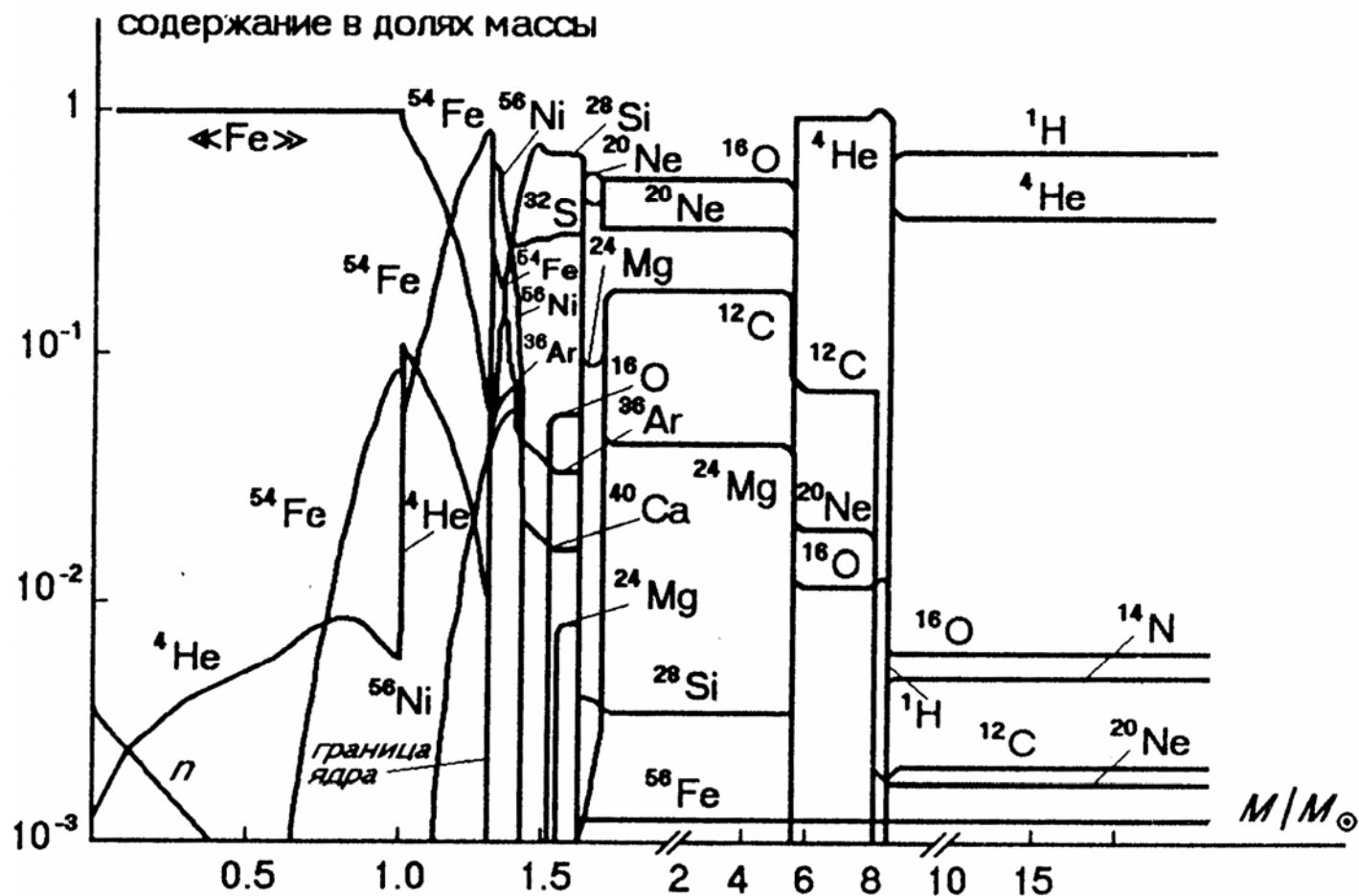
Эволюция массивной звезды $M > 25M_{\odot}$



По мере вовлечения в процесс горения элементов с всё большими значениями Z температура и давление в центре звезды увеличиваются со всё возрастающей скоростью, что в свою очередь увеличивает скорость ядерных реакций. Если для массивной звезды реакция горения водорода продолжается несколько миллионов лет, то горение гелия происходит в 10 раз быстрее. Процесс горения кислорода длится около 6 месяцев, а горение кремния происходит за сутки.

Содержание элементов в звезде

$$M > 25M_{\odot}$$

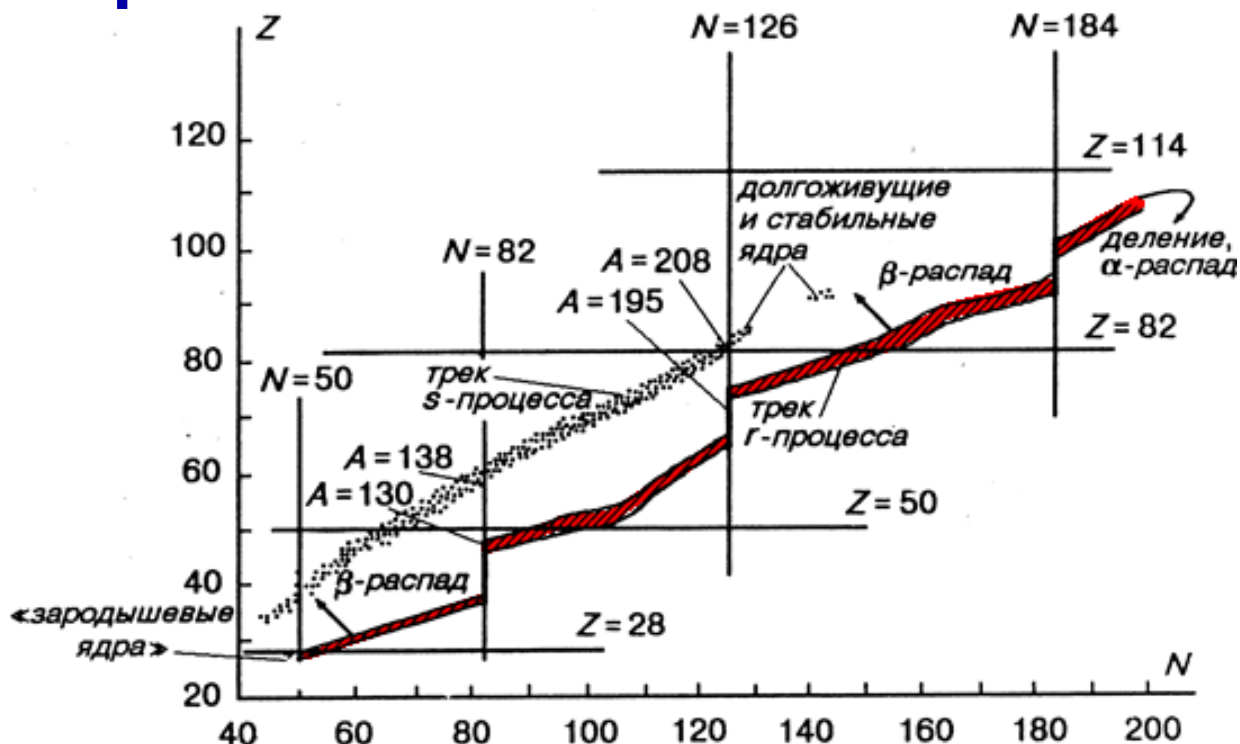


Центральная часть звезды состоит из железа и незначительной доли нейтронов и α -частиц – продуктов диссоциации железа под действием γ -квантов. В районе $M/M_{\odot} = 1,5$ преобладает ^{28}Si .

^{20}Ne и ^{16}O составляют основную долю вещества в области от 1.6 до $6M/M_{\odot}$. Внешняя оболочка звезды ($M/M_{\odot} > 8$) состоит из водорода и гелия.

Распределение элементов соответствует стадии предсверхновой, когда с фоторасщепления железа под действием γ -квантов начинается охлаждение и сжатие центральной части звезды с последующим взрывом сверхновой.

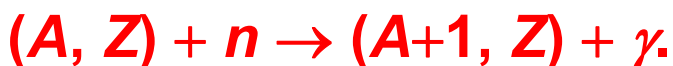
Образование тяжелых элементов



В процессе термоядерного синтеза в звёздах образуются элементы вплоть до железа. Дальнейший синтез невозможен, так как ядра группы железа обладают максимальной удельной энергией связи. Образованию более тяжёлых ядер в реакциях с заряженными частицами — протонами и другими лёгкими ядрами — препятствуют увеличивающийся кулоновский барьер тяжелых ядер.

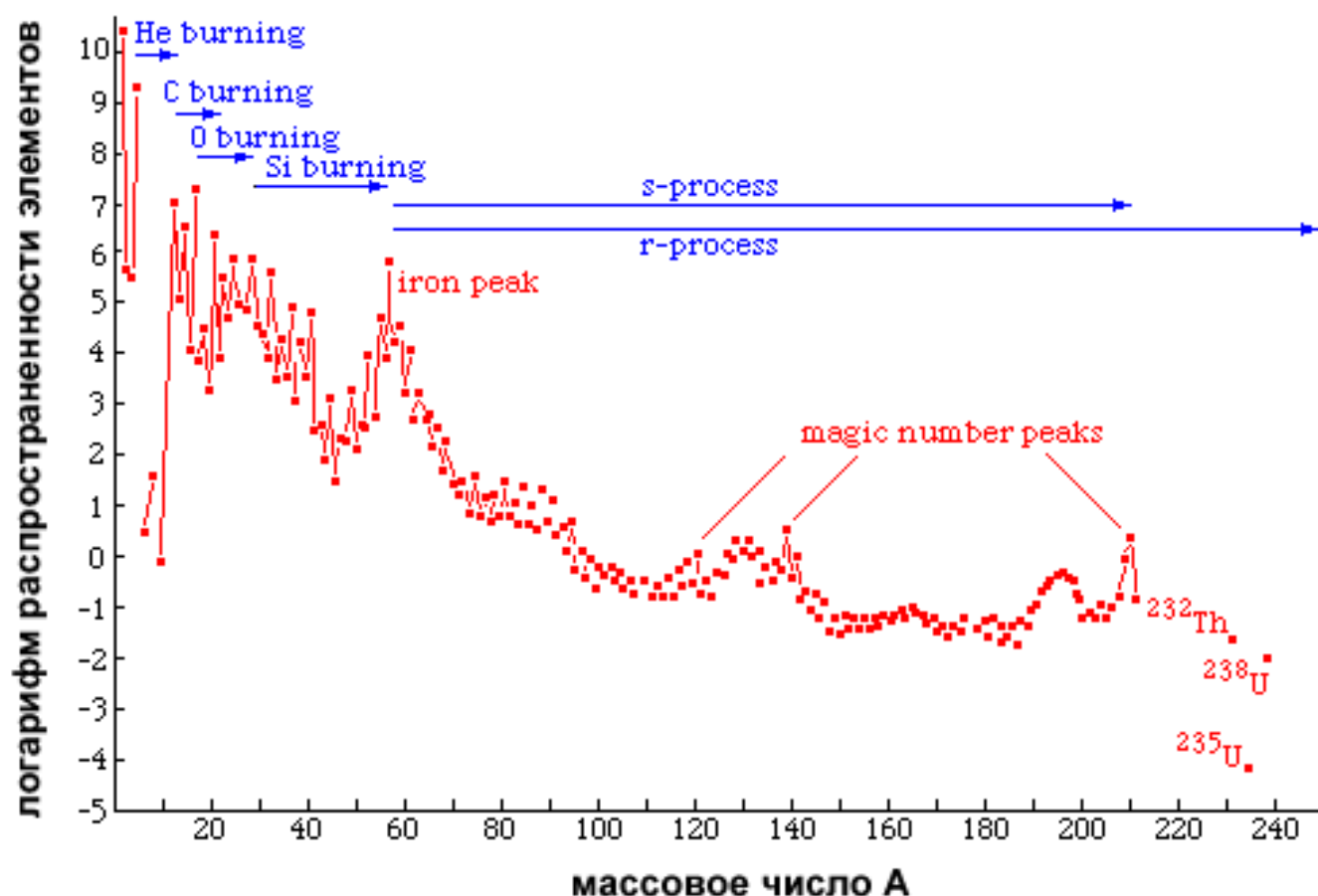
Распространённость элементов, расположенных в области за железом, относительно слабо зависит от массового числа A . Это свидетельствует об изменении механизма образования этих элементов. Необходимо принять во внимание то, что большинство тяжёлых ядер являются β -радиоактивными.

В образовании тяжёлых элементов решающую роль играют реакции захвата ядрами нейтронов (n, γ):



В результате цепочки чередующихся процессов захвата ядрами одного или нескольких нейтронов с последующим их β^- -распадом увеличиваются массовые числа A и заряд Z ядер и из исходных элементов группы железа образуются все более тяжёлые элементы вплоть до конца Периодической таблицы.

Распространенность нуклидов во Вселенной



Распространенность нуклидов во Вселенной в зависимости от массового числа. Распространенность Si принята равной 10^6 . Эффект спаривания нуклонов приводит к тому, что у ядер с чётными значениями Z и N распространённость, как правило, выше, чем у соседних ядер с нечетными Z и N .

Космическая шкала времени

Время от настоящего момента, млрд. лет	Событие
14	Большой Взрыв
14	Рождение частиц, аннигиляция вещества и антивещества
14	Синтез ^2H , ^4He
13	Образование Галактик
10	Сжатие нашей протогалактики
10	Образование первых звёзд
5	Образование Солнечной системы, планет
4	Образование земных пород
3	Зарождение микроорганизмов
2	Формирование атмосферы Земли
1	Зарождение жизни
0,60	Ранние окаменелости
0,45	Рыбы
0,15	Динозавры
0,05	Первые млекопитающие
2 млн. лет	Человек (<i>homo sapiens</i>)

Плотность материи во Вселенной

Вселенная состоит из различных объектов, различающихся размерами и массами:

- скопления галактик,
- галактики,
- звёзды,
- планеты,
- молекулы,
- атомы,
- элементарные частицы,
- поля (электромагнитное, гравитационное).

Плотность объектов ρ во Вселенной существенно уменьшается при переходе от объектов малых масштабов к большим.

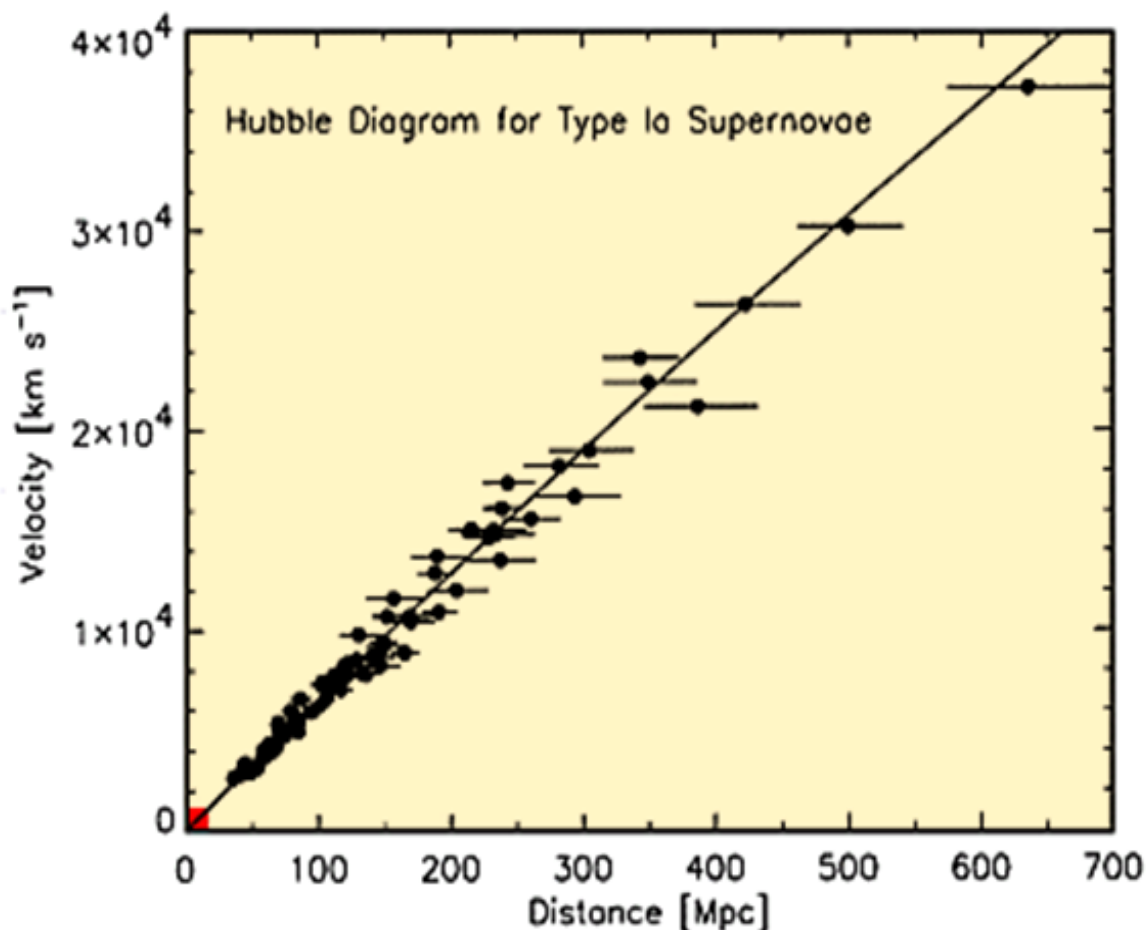
- $\rho \approx 10^{14} \text{ г/см}^3$ — атомные ядра, нейтронные звёзды,
- $\rho \approx 1 \div 10 \text{ г/см}^3$ — планеты, звёзды главной последовательности,
- $\rho \approx 10^{-24} \text{ г/см}^3$ — средняя плотность вещества галактик,
- $\rho \approx 10^{-31} \text{ г/см}^3$ — средняя плотность барионной материи во Вселенной.

Крупномасштабная структура Вселенной



На карте распределения галактик во Вселенной, построенной в таком масштабе, когда каждой галактике соответствует одна точка, обнаружилась ячеисто-сетчатая структура с характерным размером ячейки ~ 100 миллионов световых лет. Внутри этих ячеек галактик практически нет. Все они располагаются на стенках ячеек. Ячейки и войды (пустоты) — самые большие структурные образования во Вселенной. Однако если рассматривать Вселенную в масштабе ~ 500 миллионов световых лет, то число галактик, количество видимого вещества в таких размерах оказывается одинаковым и не зависит от того, в какой области Вселенной проводится измерение. **На масштабах ~ 500 миллионов световых лет Вселенная однородна и изотропна.**

Расширяющаяся Вселенная



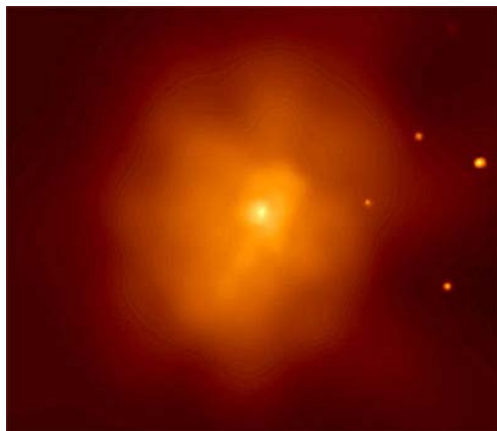
В 1929 г. Э. Хаббл установил, что Вселенная расширяется, обнаружив красное смещение видимого излучения галактик за счет эффекта Доплера. Скорость разлёта v двух галактик и расстояние R между ними связаны законом Хаббла

$$v = HR,$$

постоянная Хаббла $H = 71 \pm 4 \frac{\text{км}}{\text{сек} \cdot \text{мегапарсек}}$.

Согласно космологической модели Большого Взрыва Вселенная образовалась около 15 млрд. лет назад. «Осколки» этого Взрыва представляют собой разлетающиеся галактики. Вселенная продолжает расширяться и в настоящую эпоху.

Темная материя

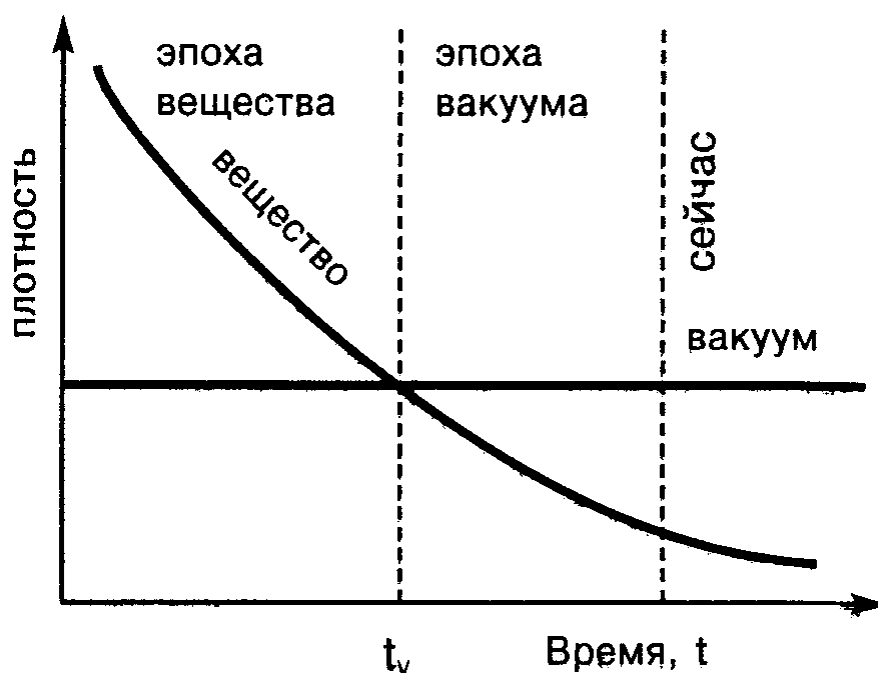
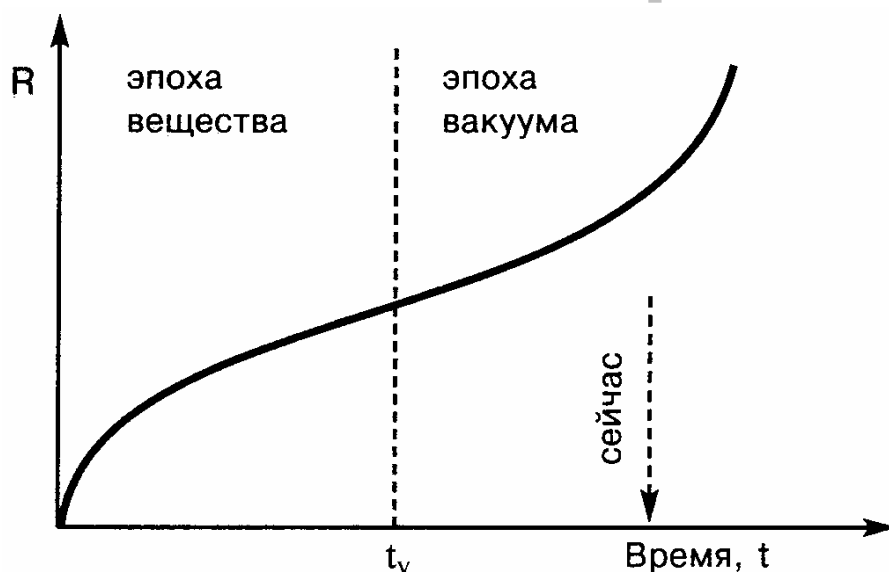


Скопление галактик EMSS 1358+6245 в созвездии Дракона. Тёмного вещества в этом скоплении в 4 раза больше по сравнению с нормальным веществом. Относительная доля тёмного вещества увеличивается к центру скопления. Определив точное количество этого увеличения, астрономы смогут установить пределы на скорости столкновения частиц тёмного вещества друг с другом. Эта информация очень важна для понимания природы тёмного вещества, из которого, в основном, и состоит наша Вселенная.

Тёмная материя — вещество неизвестной природы, которое взаимодействует с обычными веществами посредством сил тяготения. Оно не излучает свет. В нашей галактике темного вещества примерно в 10 раз больше, чем светящегося вещества звезд. Оно образует невидимую корону вокруг звездного диска Млечного пути. Как проявляется темная материя?

- Движение галактик в скоплении можно описать, если предположить, что суммарная масса скопления в 10 раз больше суммарной массы составляющих его галактик.
- Устойчивое вращение звезд по орбитам в рукавах спиральных галактик требует большей массы галактик.
- Для описания температуры межгалактического газа требуется гравитационный потенциал и, следовательно, масса галактик гораздо больше наблюдаемой оптическими методами.
- Микролинзирование удаленных галактик позволяет оценить распределение вещества в галактиках и их скоплениях. Его также оказывается на порядок больше наблюдаемого.

Темная энергия



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

Характеристики Вселенной

БАРИОНЫ		0.02-0.05
в том числе:	- звёзды	0.002-0.003
ФОТОНЫ		$4.9 \cdot 10^{-5}$
НЕЙТРИНО		$3.3 \cdot 10^{-5}$
ТЁМНАЯ МАТЕРИЯ		0.96
в том числе:	- неизвестные массивные частицы (не барионы)	0.2-0.4
	- вакуум	0.6-0.8
ПОЛНАЯ ПЛОТНОСТЬ ВЕЩЕСТВА-ЭНЕРГИИ		1.02 ± 0.02

