Влияние электромагнитных полей атомного масштаба на изменение вероятностей бета-распадов и доли запаздывающих нейтронов

Д. В. Филиппов

Эксперименты по наблюдению изменений вероятностей ядерных распадов

^{7}Be

Segrè E., Wiegand C. E.
Phys. Rev., 1949. v.75. №1. p. 39.
Phys. Rev., 1949. v.76. №7. p. 897.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 10^{-3}$$

^{7}Be (53.12 дн)

Be, BeO, BeF$_2$

---

^{99}Tc^{m}

Bainbridge K.T., Goldhaber M.
Phys.Rev., 1951. v.84. №6. p. 1260.

^{99}Tc^{m} (6.01 ч.)

$$\frac{\lambda(KTcO_4)}{\lambda(Tc)} = 1.0030 \pm 0.0001$$

Разрешенный β-распад

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^{-} + \bar{\nu}_e + Q$$

$$\lambda = \frac{G^2 |M|^2}{2\pi^3} f(Z,W)$$

$$\boxed{f(Z,W) = \int_1^W F(Z,E) \overbrace{(W-E)^2}^{p_\nu^2} \overbrace{\sqrt{E^2-1}}^{p_e} \overbrace{EdE}^{p_e dp_e}}$$

$$F(Z,\varepsilon) = \frac{2\pi^2}{p_e^2} \sum_e \psi_e^+ \psi_e$$

β-распад в связанное состояние

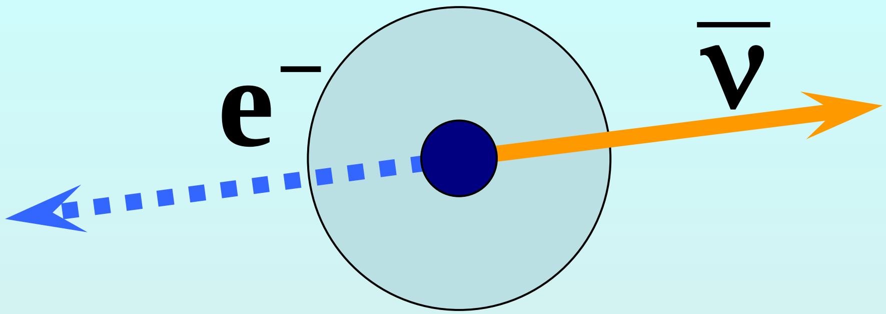
$$\frac{\lambda_B}{\lambda_C} \sim 2\pi^2 \frac{(Q-1+\varepsilon)^2}{f(Z,Q)} \rho_e \propto \frac{\rho_e}{Q^{k>0}}$$

$$\boxed{\rho_e \sim \tfrac{1}{\pi} \left(\frac{\alpha Z}{n} \right)^3}$$

β-распад в связанное состояние электрона

$$^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^{-} + \bar{\nu}_e + Q$$

$$\rho_e \sim \frac{1}{\pi}\left(\frac{\alpha Z}{n}\right)^3$$



$^{3}H \rightarrow {}^{3}He$ $\qquad \frac{\lambda_b}{\lambda_c} \sim 0.62 \pm 0.07\%$

$$^{187}_{75}Re \rightarrow {}^{187}_{76}Os \qquad 2.66\ keV$$

Bosch F., Faestermann T., Friese J., et al.
Phys. Rev. Lett., 1996. v. 77. №26. p. 5190.

$\tau(^{187}Re) = 4.3 \cdot 10^{10}$ лет

$\tau(^{187}Re^{75+}) = 33$ года

$^{163}Dy^{66+}$

BJung M., Bosch F., Beckert K, et al.
Phys. Rev. Lett., 1992. v. 69. №15. p. 2164.

$\tau(^{163}Dy^{66+} \rightarrow {}^{163}Ho^{66+}) = 47 \pm 5$ дн

Диспрозий → Гольмий

Влияние атомной оболочки на β-распад ядра

$$^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^{-} + \bar{\nu}_e + Q$$

$$Q = M_A(X) - M_A(Y)$$

$$Q = M_N(X) - M_N(Y) - m_e + \left(\left|I_Y\right| - \left|I_X\right|\right)$$

$$\boxed{Q = Q_0 - \left(\left|I^{0}_{\text{Кон}}\right| - \left|I^{0}_{\text{Нач}}\right|\right) + \left(\left|I^{\text{возм}}_{\text{Кон}}\right| - \left|I^{\text{возм}}_{\text{Нач}}\right|\right)}$$

$$I(Z) \cong 20{,}8 \times Z^{7/3} \text{ эВ}$$

$$I^{1e}(Z) = 13{,}6 \times Z^{2} \text{ эВ}$$

$Z>7$

$$\boxed{I(Z+1) - I(Z) < I^{1e}(Z) < I^{1e}(Z+1)}$$

Влияние атомной оболочки на β-распад ядра

$$Q = Q_я + \left(\left|I_{Кон}\right| - \left|I_{Нач}\right|\right)$$

$$\boxed{0 < I(Z+1) - I(Z) < I^{1e}(Z) < I^{1e}(Z+1)}$$

β-распад полностью ионизованного атома:

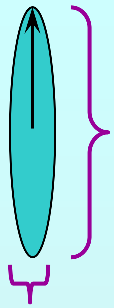
Свободное $Q = Q_0 - \left[I(Z+1) - I(Z)\right] < Q_0$

Связанное $Q = Q_0 - \left[I(Z+1) - I(Z)\right] + I^{1e}(Z+1) > Q_0$

$^{187}Re_{75}$, $^{163}Dy_{66}$, $^{193}Ir_{77}$, $^{205}Tl_{81}$

Рений, Диспрозий, Иридий, Таллий

Атом в сверхсильном магнитном поле

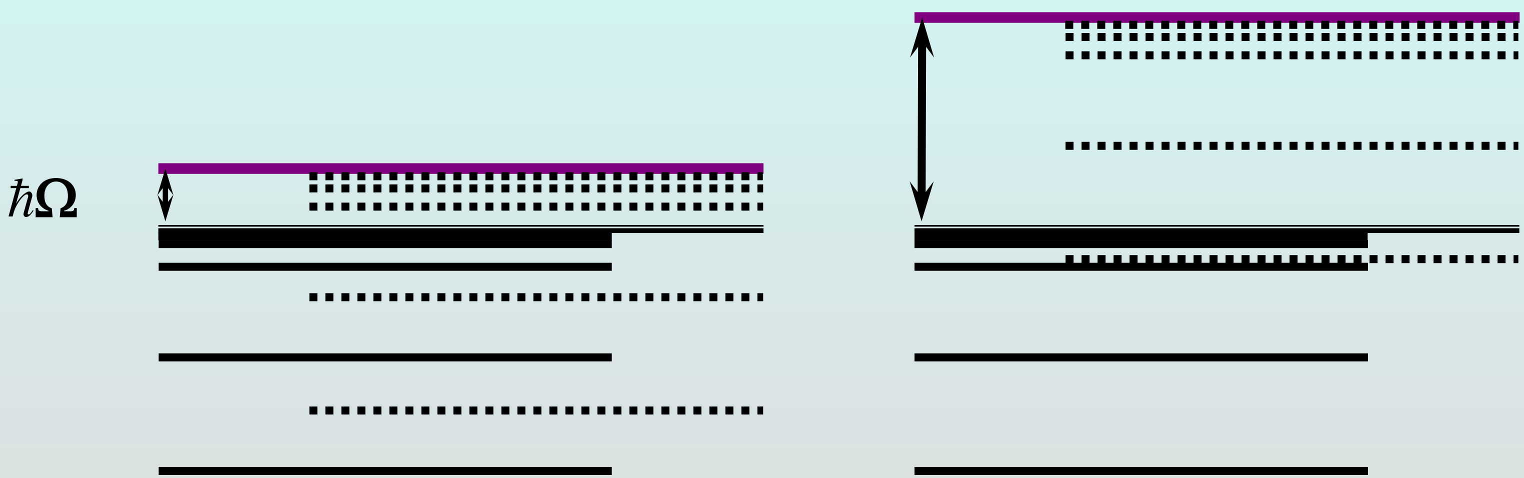


$$R_{Б} \sim \frac{m}{\alpha Z}$$

$$r_L \sim \sqrt{\frac{n}{eH}}$$

$$\rho \propto \frac{1}{R_z}\frac{1}{r_\perp^2}$$

$$E = eH\left(n + \tfrac{1}{2} + s\right)\begin{cases} -\tfrac{1}{2}\left(\dfrac{\alpha Z}{m}\right)^2 \\ +\tfrac{1}{2}\left(P_z\right)^2 \end{cases}$$



- *Elliott R. J., Loudon R.*, J. of Phys. and Chem. of Solids 15, 196 (1960).
- *Hasegawa H., Howard R. E.*, J. of Phys. and Chem. of Solids 21, 179 (1961).
- *Жилич А. Г., Монозон Б. С.*, ФТТ 8, 3559 (1966).
- *Кадомцев Б.Б.*, ЖЭТФ 58, 1765 (1970).
- *Кадомцев Б.Б.*, Кудрявцев В.С., ЖЭТФ 62, 144 (1972).

Свободные состояния

$$\rho_e = \frac{1}{4\pi^2} eH \qquad E^2 = 1 + 2n \cdot eH + k^2 \qquad N_{max} = \left(E^2 - 1\right) / 2eH$$

Связанные состояния

$$\rho_e \sim \frac{1}{\pi} eH \frac{\alpha Z}{m}$$

$$\boxed{E_{nm}^2 = \frac{1 + 2n \cdot eH}{1 + \left(\alpha Z / m\right)^2} < E_0^2}$$

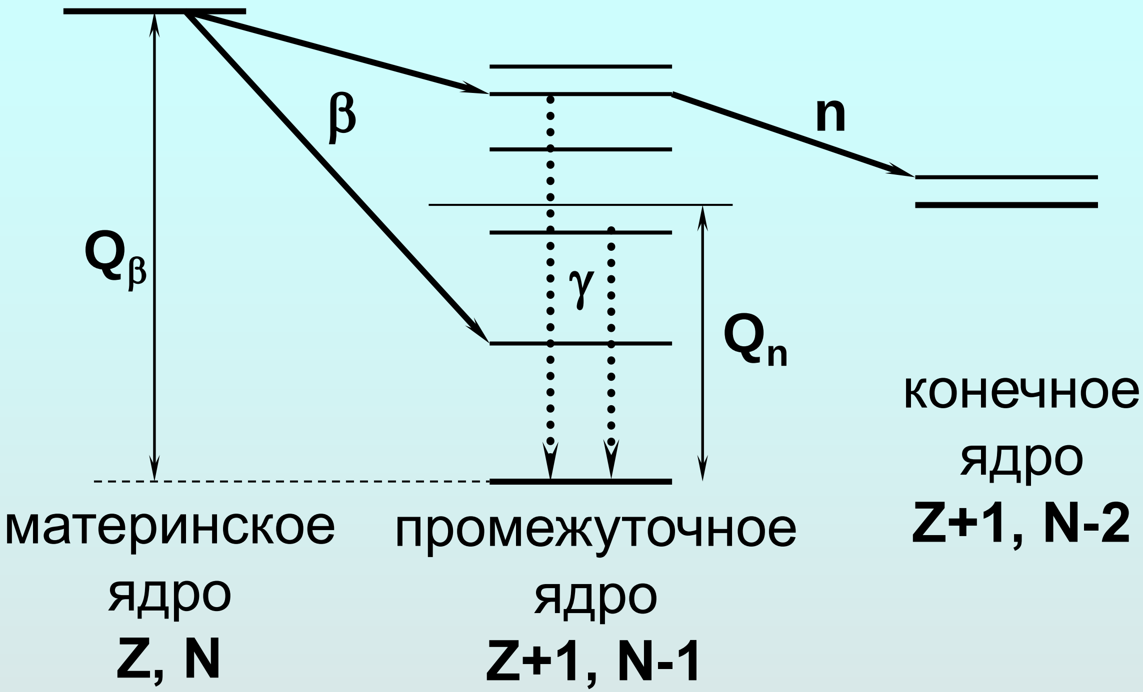
$$m_0^{-1} \sim 2 \ln\left(\frac{\sqrt{eH}}{2\alpha Z}\right)$$

$$\frac{\lambda_B}{\lambda_C} \sim 2\pi \frac{eH(\alpha Z)}{f(Z, E)} \sum_m \frac{\sum_n \left(Q - E_{nm}\right)^2}{m}$$

$$\rho_e\Big|_3 \sim \frac{1}{\pi} \left(\frac{\alpha Z}{m}\right)^3$$

$$\frac{\lambda_B}{\lambda_C} \sim 2\pi \frac{(\alpha Z)^3}{f(Z, Q)} (Q - E)^2$$

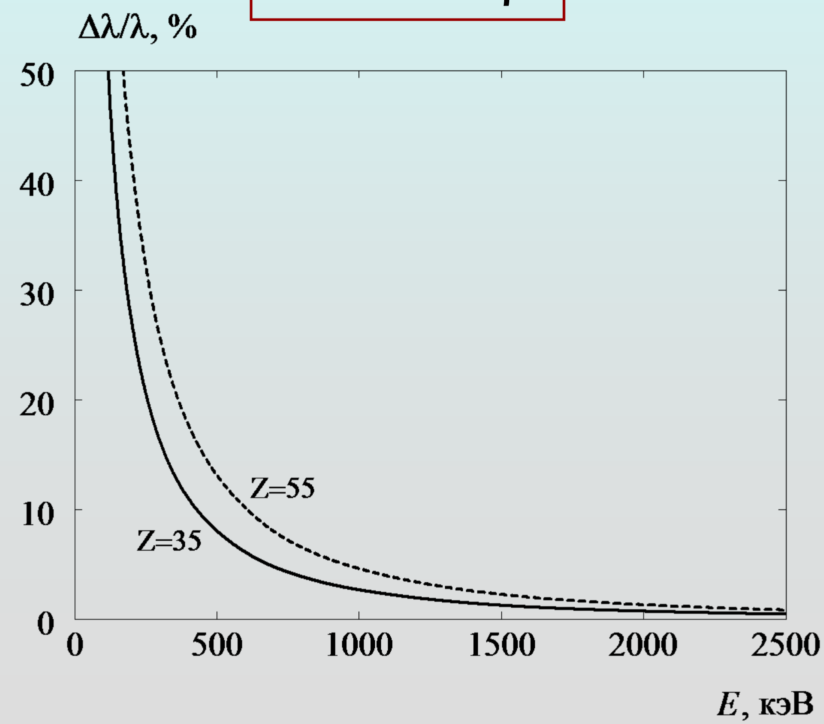
Влияние β-распада в связанное состояние на долю запаздывающих нейтронов



$$\eta \propto \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_\beta}$$

$$\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} > \frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta}$$

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{\lambda_\beta}{\lambda} \cdot \left(\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} - \frac{\Delta\lambda_\beta}{\lambda_\beta} \right) > 0$$



Запаздывающие нейтроны

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{T} n + \lambda \eta C$$

$$\boxed{\eta \propto \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_\beta}}$$

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\beta \eta^{-1}}{T} n - \lambda C$$

$$C = \frac{\beta \eta^{-1}}{\lambda T} n \sim 500n$$

1. Filippov D. V., Rukhadze A. A., Urutskoev L. I.
   Annales Fondation Louis de Broglie, 2004, v. 29, Hors Serie 3, 1207–1217.
2. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В.
   Ядерная физика, 2006, т. 69, №5, 820–823.
3. Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В.
   Прикладная физика, 2006, №5, 8–10.
4. Филиппов Д. В., Уруцкоев Л. И., Рачков В. И., Гадзаова О. Э., Лебедев Л. А.
   Ядерная физика, 2010, т. 73, №1, 62–67.

Влияние β-распада в связанное состояние на долю запаздывающих нейтронов

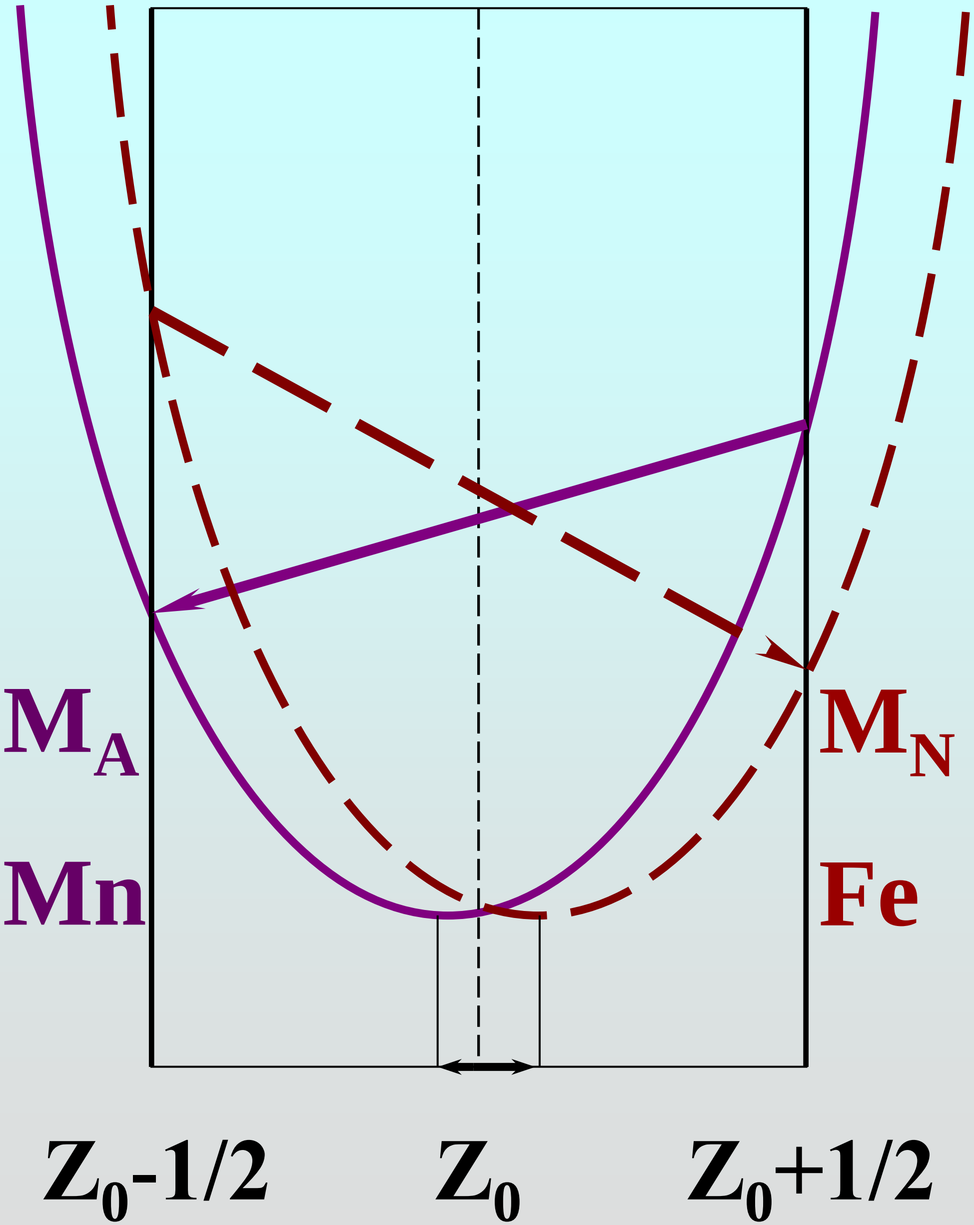
	Z	A	T, с	β, %		Q_β, МэВ	Q_n, МэВ	$Q_\beta - Q_n$, МэВ	E, кэВ	δβ/β, %
Br	35	87	55,6	2,52	1	6,83	5,515	1,3	…	***2***
Cs	55	141	24,9	0,03	2	5,25	4,525	0,7	…	***10***
I	53	137	24,5	6,97	2	5,88	4,025	1,9	…	***2***
Te	52	136	17,5	1,1	2	5,09	3,782	1,3	890	***4,6***
Br	35	88	16,34	6,58	2	8,96	7,053	1,9	660	***4,7***
I	53	138	6,49	5,5	3	7,82	5,812	2,0	820	***5,6***
Rb	37	93	5,85	1,38	3	7,462	5,284	2,2	…	***3***
Se	34	87	5,29	0,36	3	7,28	6,289	1,0	980	***2,6***
As	33	84	4,5	0,28	3	9,9	8,681	1,2	1170	***1,9***
Rb	37	92	4,492	0,01	3	8,1	7,3	0,8	120	***~50***
Br	35	89	4,348	13,8	3	8,15	5,104	3,0	1140	***1,8***

Условие β-стабильности ядер

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^{-} + \overline{\nu}_e + Q_1 $$

$$ {}^{A}_{Z}X + e^{-} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + \nu_e + Q_2 $$

$$ Q = M_A(A_X, Z_X) - M_A(A_Y, Z_Y) $$



$$Z_0 = \frac{A}{2} \cdot \frac{a_{SYM} + a_C \cdot A^{-1/3} + \tilde{m}}{a_{SYM} + a_C \cdot A^{2/3}}$$

$$a_{SYM} = 94{,}8 \text{ МэВ}$$

$$\tilde{m} = m_n - m_p - m_e = 782{,}3 \text{ êýÂ}$$

$$M_A \rightarrow M_N$$

$$\tilde{m} \rightarrow \tilde{m} + m_e = m_n - m_p$$

$$M_N\left({}^{55}\mathrm{Mn}\right) - M_N\left({}^{55}\mathrm{Fe}\right) \approx 280 \text{ keV}$$

$$M_A\left({}^{55}\mathrm{Fe}\right) - M_A\left({}^{55}\mathrm{Mn}\right) \approx 231 \text{ keV}$$

Для β-стабильности ядра нейтрального атома

(устойчивости по отношению к однократным процессам β±-распада и К-захвата)

необходимо и достаточно чтобы данный изотоп реализовывал ***минимум массы атома*** на изобаре (A=const)

Изотоп	Распространенность в хим. элементе %	Массовая доля элемента в Земле %	Массовая доля изотопа в Земле $*10^{-4}$	Тип распада и доля %. β^- – электронный, β^+ – позитронный распад, ε – К-захват. [log(ft)]		Энергия перехода, кэв		Период полураспада, лет.
$^{40}K_{19}$	0.012	2.35	0.028	β^- 89.3	$4^- \to 0^+$ (19.7)	1311		$1.3 \cdot 10^9$
				ε 10.6	$4^- \to 2^+$ (11.6)	44	1505	
				$\varepsilon(\beta^+)$ 0.1	$4^- \to 0^+$ (21)	1505		
$^{50}V_{23}$	0.25	0.02	0.005	β^- 17	$6^+ \to 2^+$ (24.3)	1037		$1.4 \cdot 10^{17}$
				$\varepsilon(\beta^+)$ 83	$6^+ \to 2^+$ (23.5)	654	2208	
$^{138}La_{57}$	0.09	$6.5 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-5}$	β^- 33.6	$5^+ \to 2^+$ (18)	1044		$1.1 \cdot 10^{11}$
				ε 66.4	$5^+ \to 2^+$ (17.3)	309	1738	
$^{123}Te_{52}$	0.9	10^{-6}	$9 \cdot 10^{-7}$	ε	$1/2^+ \to 7/2^+$(15)	53	53	$>10^{13}$
$^{48}Ca_{20}$	0.187	3.25	0.6	β^-		278		$6 \cdot 10^{18}$
$^{87}Rb_{37}$	27.85	$8 \cdot 10^{-3}$	0.2	β^-		283		$4.8 \cdot 10^{10}$
$^{96}Zr_{40}$	2.8	0.025	0.07	β^-		164		$3.8 \cdot 10^{19}$
$^{113}Cd_{48}$	12.22	$5 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-3}$	β^-		316		$7.7 \cdot 10^{15}$
$^{115}In_{49}$	95.77	10^{-5}	$9.6 \cdot 10^{-4}$	β^-		496		$4.4 \cdot 10^{14}$
$^{176}Lu_{71}$	2.59	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$4.4 \cdot 10^{-4}$	β^-		1192		$3.8 \cdot 10^{10}$
$^{187}Re_{75}$	62.6	10^{-7}	$6 \cdot 10^{-6}$	β^-		2.66		$4.4 \cdot 10^{10}$
$^{180}Ta^m_{73}$	0.012	$2.4 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-7}$	γ	$9^- \to 1^+$	75.3		$1.2 \cdot 10^{15}$

	Z	A		T
1	20	41	**Ca**	10^5 y
2	22	44	**Ti**	63 y
3	26	55	**Fe**	2.7 y
4	32	68	**Ge**	271 d
5	32	71	**Ge**	11.4 d
6	33	73	**As**	80.3 d
7	34	72	**Se**	8.4 d
8	36	81	**Kr**	2.3×10^5 y
9	38	82	**Sr**	25.6 d
10	42	93	**Mo**	4×10^5 y
11	43	97	**Tc**	2.6×10^6 y
12	46	100	**Pd**	3.6 d
13	48	109	**Cd**	462.6 d

	Z	A		T
14	52	118	**Te**	6 d
15	52	123	**Te**	$>10^{13}$ y
16	53	125	**I**	59.4 d
17	55	131	**Cs**	9.7 d
18	58	139	**Ce**	137.6 d
19	60	140	**Nd**	3.4 d
20	61	145	**Pm**	17.7 y
21	64	151	**Gd**	124 d
22	64	153	**Gd**	240.4 d
23	65	157	**Tb**	71 y
24	66	159	**Dy**	144.4 d
25	67	163	**Ho**	4570 y
26	68	160	**Er**	28.6 h

	Z	A		T
27	68	165	**Er**	10.4 h
28	70	166	**Yb**	56.7 h
29	72	172	**Hf**	1.9 y
30	73	179	**Ta**	1.8 y
31	74	178	**W**	21.6 d
32	74	181	**W**	121.2 d
33	78	193	**Pt**	50 y
34	79	195	**Au**	186.1 d
35	80	194	**Hg**	444 y
36	81	201	**Tl**	72.9 h
37	82	202	**Pb**	5.3×10^4 y
38	82	205	**Pb**	1.5×10^7 y

Нестабильные по отношению к K-захвату изотопы, реализующие минимум массы ядра на изобарах

Уравнение Дирака

$$\boxed{\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi = 0}$$

$$g_{\mu\mu} = g^{\mu\mu} = \begin{pmatrix} + & - & - & - \end{pmatrix}$$

$$\boxed{\begin{array}{l} \gamma^{0} = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}; \quad \gamma^{i=1,2,3} = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^{i} \\ -\sigma^{i} & 0 \end{pmatrix}; \\ \gamma^{5} = i\gamma^{0}\gamma^{1}\gamma^{2}\gamma^{3} = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}; \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \end{array}}$$

$$\boxed{\begin{array}{l} \sigma_{1} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_{2} = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_{3} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \end{array}}$$

$$\gamma^{\mu}\gamma^{\nu} + \gamma^{\nu}\gamma^{\mu} = 0, \quad \mu \neq \nu$$

Калибровочная инвариантность

$$\boxed{\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi = 0}$$

$\psi \to \exp(i\varphi)\psi$	$\psi \to \exp(i\theta\gamma^{5})\psi$
$Q = \int \psi^{+}\psi d^{3}V$	$Q^{5} = \int \psi^{+}\gamma^{5}\psi d^{3}V$
$J^{\mu} = \overline{\psi}\gamma^{\mu}\psi$	$J^{5\mu} = \overline{\psi}\gamma^{\mu}\gamma^{5}\psi$
$\partial_{\mu}J^{\mu} = 0$	$\partial_{\mu}J^{5\mu} = 0$

1. Touscheck B.F., Nuovo Cimento **5**, 754; 1281 (1957)
2. Мэтьюс П. *Релятивистская квантовая теория взаимодействия элементарных частиц* (Изд. Ин. Лит., М., 1959)
3. Lochak G., Int. Journ. Of Theoretical Physics **24**, 1019 (1985)
4. G. Lochak, Ann. Fond. L.de Broglie **8**, 345 (1983); **9**, 5 (1984)
5. Lochak G. in: Advanced Electromagnetism, Ed. Barrett T. W., Grimes D. M. (World Scientific Publishing Company, Singapore, 1995), p. 105

Локальная калибровочная инвариантность

$$\boxed{\gamma^{\mu}\nabla_{\mu}\psi = 0}$$

$$\psi \to \exp(i\varphi)\psi$$

$$\nabla_{\mu} = \partial_{\mu} - ieA_{\mu}$$

$$A_{\mu} \to A_{\mu} + \partial_{\mu}\varphi$$

$$\psi \to \exp(i\theta\gamma^{5})\psi$$

$$\nabla_{\mu} = \partial_{\mu} - ig\gamma^{5}B_{\mu}$$

$$B_{\mu} \to B_{\mu} + \partial_{\mu}\theta$$

$$A^{\mu} = \{\zeta, \vec{A}\}$$

$$\vec{E} = -\nabla\zeta - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$$

$$\overleftarrow{H} = \mathrm{rot}\vec{A}$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu}$$

$$B^{\mu} = \{\chi, \overleftarrow{B}\}$$

$$\vec{E} = \mathrm{rot}\overleftarrow{B}$$

$$\overleftarrow{H} = \nabla\chi + \frac{\partial\overleftarrow{B}}{\partial t}$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}B_{\nu} - \partial_{\nu}B_{\mu}$$

$$L = -\frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{i}{2}\left(\overline{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi - \left(\partial_{\mu}\overline{\psi}\right)\gamma^{\mu}\psi\right) + eJ^{\mu}A_{\mu} + gJ^{5\mu}B_{\mu}$$

$$\partial_{\nu}F^{\mu\nu} = -4\pi\cdot eJ^{\mu}$$

$$\partial_{\nu}F^{\mu\nu} = -4\pi\cdot gJ^{5\mu}$$

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Л.И. УРУЦКОЕВ, *доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой*
Д.В. ФИЛИППОВ, *доктор физ.-мат. наук, вед. научн. сотрудник*
МГУП им. И. Федорова
Москва, Российская Федерация
E-mail: urleon@yandex.ru

ЛОКАЛЬНАЯ КАЛИБРОВОЧНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ УРАВНЕНИЯ ДИРАКА НА ОСНОВЕ ПАУЛИЕВСКОЙ СИММЕТРИИ

Рассмотрены гипотетические поля, возникающие как калибровочные компенсирующие поля локальной паулиевской симметрии. Показано, что безмассовое уравнение Дирака инвариантно относительно группы глобальных преобразований, приводящей к сохранению псевдоскалярного и изовекторного зарядов. Соответствующие локальные калибровочные инвариантности приводят к уравнению с гипотетическими взаимодействиями. Если эти взаимодействия существуют, то они могут приводить к изменению вероятности ядерных распадов, имеющих малые граничные энергии и протекающих за счет слабых взаимодействий. Рассмотренные локальные калибровочные преобразования являются обобщением известных нейтринных калибровочных преобразований Тушека–Салама, которые лежат в основе построения теории магнитно-возбужденного состояния нейтрино (безмассового магнитного монополя) Ж. Лошака. В теории Ж. Лошака электрический заряд является скалярной величиной, а магнитный заряд – оператором (матрицей). В настоящей работе построена обобщенная теория, в которой и электрический и магнитный заряды являются различными компонентами более общего изотопического «заряда».

Ключевые слова: калибровочная инвариатность, уравнение Дирака, Паули-симметрия, вероятности ядерных распадов, низкие энергии.

L.I. URUTSKOEV, *Doctor of Phys.-Math. Sciences, Professor, the Head of the Department of Physics*
D.V. FILIPPOV, *Doctor of Phys.-Math. Sciences, Professor, Leading Researcher*
Moscow State University of Printing Arts
Moscow, Russian Federation
E-mail: urleon@yandex.ru

LOCAL GAUGE INVARIANCE OF THE DIRAC EQUATION BASED ON THE PAULI SYMMETRY

Hypothetical field appearing as a compensating gauge field of local Pauli symmetryisconsidered. It is shown, that the Dirac equation for zeromass particle is invariant underglobal change, leading to the conservation of the pseudoscalar and isovector charges. Consequently local gauge invariance leads to an equation with hypothetical interactions. If these interactions exist, they can lead to a change in the probability of nuclear decays with small boundary energy and occurring due to weak interactioms. The local gauge transformations considered in this paper, are generalizations of the well-known Touschek-Salaam's neutrino gauge transformations forming the basis for the theory of magnetic excited state neutrinos created by G. Loshak (the theory of massless magnetic monopole), in which an electric charge is a scalar value and a magnetic charge is its operator (matrix). This paper presents a generalized theory where both the electric and magnetic charges are various components of a generalized isotopic "charge".

Key words: gauge invariance, Dirac equation, Pauli symmetry, probability of nuclear decays, low energy.

Паулиевская симметрия

Pauli W., Nuovo Cimento **6**, 204 (1957)

$$\psi \to \exp\left(i\theta\gamma^5\right)\cdot\left(a\psi + b\gamma^5\psi^C\right)$$

$$\psi^C = i\gamma^2\psi^* = i\gamma^2\gamma^0\overline{\psi}^T \qquad |a|^2 + |b|^2 = 1$$

$$\Psi \equiv \begin{pmatrix} \psi \\ \gamma^5 \psi^C \end{pmatrix} \qquad \Gamma^\mu = \begin{pmatrix} \gamma^\mu & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \gamma^\mu \end{pmatrix}$$

$$\boxed{\Gamma^\mu \partial_\mu \Psi = \mathbf{0}}$$

Паулиевская симметрия

$$\boxed{\Psi \to \exp\left(i\theta_k S^k\right)\Psi}$$

k = 1, 2, 3, 5

$$S^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad S^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \qquad S^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$S^5 = \Gamma^5 = \begin{pmatrix} \gamma^5 & 0 \\ 0 & \gamma^5 \end{pmatrix}$$

$$a \equiv e^{i\theta_3} \cos\Theta \qquad \theta_1 \equiv \Theta \sin\Phi$$

$$b \equiv e^{i\theta_3 + i\Phi} \sin\Theta \qquad \theta_2 \equiv \Theta \cos\Phi$$

Локальная паулиевская симметрия

$$\Gamma^{\mu}\left(\partial_{\mu} + iG^{k}A_{(k)\mu}\right)\Psi = 0$$

$$\Psi \rightarrow \exp\left(i\theta_{k}\left(x\right)G^{k}\right)\Psi$$

$$A_{(k)\mu} \rightarrow A_{(k)\mu} - \partial_{\mu}\theta_{k}$$

$$\mathbf{L_D = \frac{i}{4}\left(\overline{\Psi}U\Gamma^{\mu}\partial_{\mu}\Psi - \left(\partial_{\mu}\overline{\Psi}\right)U\Gamma^{\mu}\Psi\right)}$$

$$\mathbf{\overline{\Psi} \equiv \Psi^{+}\Gamma^{0}}$$

$$\mathbf{U = \begin{pmatrix} \pm\sqrt{1-|u|^2}\cdot I^{4\times4} & uI^{4\times4} \\ u^{*}I^{4\times4} & \mp\sqrt{1-|u|^2}\cdot I^{4\times4} \end{pmatrix}}$$

$$\mathbf{F}_{(k)\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{A}_{(k)\nu} - \partial_\nu \mathbf{A}_{(k)\mu}$$

$$\mathbf{L} = -\frac{1}{16\pi}\mathbf{F}^{\mu\nu}_{(k)}\mathbf{F}_{(k)\mu\nu} + \frac{i}{4}\left(\overline{\Psi}\mathbf{U}\Gamma^{\mu}\partial_\mu\Psi - \left(\partial_\mu\overline{\Psi}\right)\mathbf{U}\Gamma^{\mu}\Psi\right) - \frac{1}{2}\overline{\Psi}\mathbf{U}\Gamma^{\mu}\mathbf{G}^{k}\Psi\mathbf{A}_{(k)\mu}$$

$$\partial_\nu \mathbf{F}^{\mu\nu}_{(k)} = -2\pi \cdot \overline{\Psi}\mathbf{U}\Gamma^{\mu}\mathbf{G}^{k}\Psi$$

Основные выводы:

1. Внешнее электромагнитное поле напряженности атомного масштаба меняет вероятности β-распада ядер опосредованным образом – через изменение атомных электронных состояний. Относительное изменение вероятности распада за счет такого опосредованного влияния всегда больше изменения за счет прямого влияния внешнего поля на ядерные процессы.

---

2. Вероятности разрешенных и запрещенных электронных β-распадов под воздействием внешнего сверхсильного магнитного поля увеличиваются за счет увеличения вероятности распада в состояния дискретного спектра электронов.

---

3. Доля запаздывающих нейтронов ядер-излучателей увеличивается при ионизации атома и при воздействии на атом сверхсильного внешнего магнитного поля. Таким образом, воздействие магнитного поля на активную зону атомного реактора приведет не только к сокращению времени жизни ядер-излучателей запаздывающих нейтронов, но и к увеличению доли (количества) запаздывающих нейтронов – оба этих эффекта приводят к увеличению инкремента роста мощности.