

4 Основы квантовой метрафизики. (Возбужденные состояния ядер сферических вакуумных образований)

4.1 Краткая аннотация четвертой главы

С позиций Алгебры сигнатур и светогеометрии вакуума, изложенных в предыдущих главах, в этой главе получены следующие результаты:

- рассмотрены возбужденные состояния ядер сферически симметричных вакуумных образований;
- заложены принципы построения статистической (квантовой) метрафизики в рамках программы полной геометризации физических воззрений Клиффорда - Эйнштейна - Уиллера.
- предложены метрико-статистические модельные представления о втором и третьем поколениях «лептонов» («мюонах», τ -«лептонах») и c, s, t, b - «кварков».



Напомним, что в рамках Алгебры сигнатур (Алсигны) названия элементарных частиц заключаются в кавычки ёлочки, например, «электрон», «мюон» и т.д., так как метрико-динамические модели Алсигны данных локальных вакуумных образований значительно отличаются от воззрений на них квантовой физики, в том числе Стандартной модели и теории струн.

4.2 Состояния ядрышка внутри ядра вакуумного образования

Вначале исследуем поведение ядрышка, находящегося внутри ядра сферического вакуумного образования, например, внутри «электрона» (рис. 2.6.3, 3.2 или 4.2.1).

Напомним, что в рамках Алгебры сигнатур многослойная метрико-динамическая модель свободного «электрона» (или e^- - «кварка») задается следующей совокупностью метрик {смотри (2.6.22) в главе 2}, являющихся частью упрощенных решений третьего вакуумного уравнения Эйнштейна (2.6.21):

«ЭЛЕКТРОН»

(4.2.1)

«Выпуклое» многослойное вакуумное образование с сигнатурой
(+ - - -), рис. 4.2.1
состоящее из:

Внешняя оболочка «электрона»
в интервале $[r_1, r_6]$,
описываемая совокупностью четырех метрик:

$$\begin{aligned} ds_1^{(+---)2} &= \left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_1^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_1^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \\ ds_2^{(+---)2} &= \left(1 + \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_1^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_1^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \\ ds_3^{(+---)2} &= \left(1 - \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_1^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_1^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \\ ds_4^{(+---)2} &= \left(1 + \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_1^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_1^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \end{aligned}$$

Ядро «электрона»
в интервале $[r_6, r_7]$,
описываемое совокупностью четырех метрик:

$$\begin{aligned} ds_1^{(+---)2} &= \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \\ ds_2^{(+---)2} &= \left(1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \\ ds_3^{(+---)2} &= \left(1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \\ ds_4^{(+---)2} &= \left(1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \end{aligned}$$

Шельт «электрона»
в интервале $[0, \infty]$

$$ds_5^{(+---)2} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2).$$

где $r_1 \sim 3,4 \cdot 10^{39}$ см – радиус сферической Вселенной;

$r_6 \sim 1,7 \cdot 10^{-13}$ см – радиус ядра «электрона»;

$r_7 \sim 5,8 \cdot 10^{-24}$ см – радиус «протокварка».

Объемный метрико-динамический образ ядра «электрона» (т.е. замкнутое сферическое вакуумное образование) и его окружение (внешняя вакуумная оболочка) показаны на рис. 4.2.1. Данный образ сформирован в главе 2 (и ранее в [20, 22]) на основании анализа совокупности метрик (4.2.1).

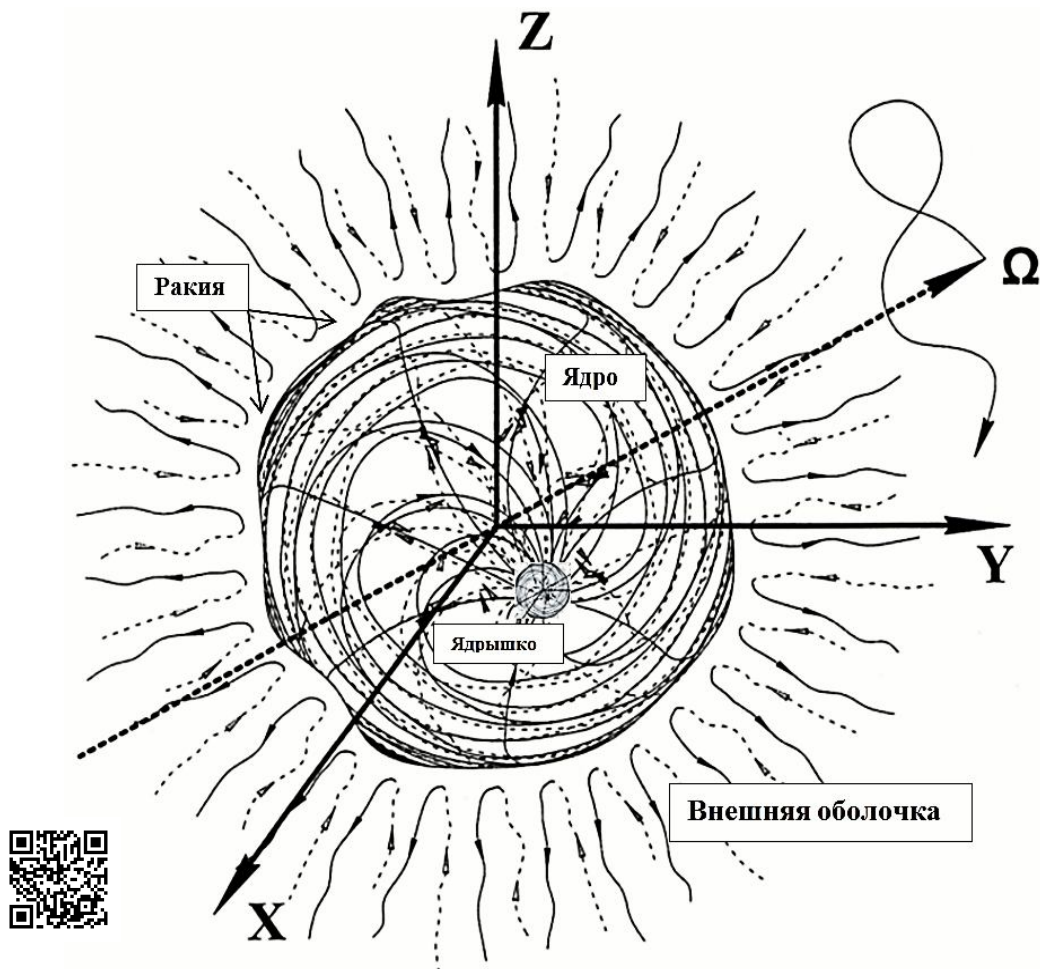


Рис. 4.2.1. Объемный образ свободного «электрона», где согласно иерархии (2.6.20):
 – ядро «электрона» – замкнутое сферическое вакуумное образование с радиусом $r_6 \sim 1,7 \cdot 10^{-13}$ см;
 – внешняя оболочка «электрона» – сферически симметричная вакуумная протяженность (деформированная в радиальном направлении), распространяющаяся от поверхности ядра «электрона» до границы сферически-замкнутой Вселенной с радиусом $r_1 \sim 3,4 \cdot 10^{39}$ см;
 – ядрышко – ядро протокварка (мизерный аналог ядра «электрона») с радиусом $r_7 \sim 5,8 \cdot 10^{-24}$ см, которое находится внутри ядра «электрона»;
 – ракия – многослойная граница между внешней оболочкой и ядром «электрона»;
 – шельт (исходная подложка) – это своеобразная память об исходном не искривленном состоянии вакуумной протяженности до ее 4-деформации

Допустим, что внутреннее ядрышко (т.е. ядро протокварка, размерами которого в данном случае можно пренебречь) постоянно хаотически блуждает в окрестностях центра ядра «электрона», совмещенного с началом системы координат $X Y Z$ (рис. 4.2.1). Причиной такого хаотического движения внутреннего ядрышка (смотрите рис. 3.1 и 3.2) могут послужить принципиально неустранимые вакуумные возмущения, которым постоянно подвержено желеобразное ядро «электрона».

Такое хаотическое движение ядрышка никогда не прекращается, поскольку его полная механическая энергия E_p в среднем всегда остается постоянной (смотрите главу 3)

$$\langle E_p \rangle = \langle T_p(x, y, z, t) \rangle + \langle U_p(x, y, z, t) \rangle = const, \quad (4.2.2)$$

где $\langle T_p(x, y, z, t) \rangle$ – средняя кинетическая энергия ядрышка, обусловленная скоростью ее движения;

$\langle U_p(x, y, z, t) \rangle$ – средняя потенциальная энергия ядрышка, связанная с упругими свойствами окружающего ее напряженного вакуума, стремящимися вернуть его в центр ядра «электрона».

На основании рассмотрения такого хаотического поведения ядрышка в главе 3 было выведено обобщённое уравнение Шредингера (3.102)

$$i \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = - \frac{\eta_{par}}{2} \frac{\partial^2 \psi(\vec{r}, t)}{\partial r^2} + U(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}, t), \quad (4.2.3)$$

где

$\psi(\vec{r}, t) = \psi(x, y, z, t)$ – волновая функция, квадратурный модуль которой является функцией плотности вероятности расположения блуждающей внутренней "частицы";

$U(\vec{r}, t) = \langle U_p(x, y, z, t) \rangle$ – средняя потенциальная энергия внутренней "частицы";

$$\eta_{par} = \frac{2\sigma_{par,r}^2}{\tau_{par,r}} = \frac{\hbar}{m_p} \quad \text{– коэффициент инерции внутренней частицы (3.103),} \quad (4.2.4)$$

$\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ – постоянная Планка;

m_p – масса внутренней частицы;

$$\sigma_{par,r} = \frac{1}{3} \sqrt{\sigma_{par,x}^2 + \sigma_{par,y}^2 + \sigma_{par,z}^2} \quad (4.2.5)$$

– усредненное среднеквадратичное отклонение хаотически движущейся внутренней "частицы" («точки») от условного «центра» (рис. 4.2.1 и 4.2.2);

$$\tau_{par,r} = \frac{1}{3} (\tau_{par,x} + \tau_{par,y} + \tau_{par,z})$$

– усредненный радиус корреляции (точнее автокорреляции) рассматриваемого случайного процесса.

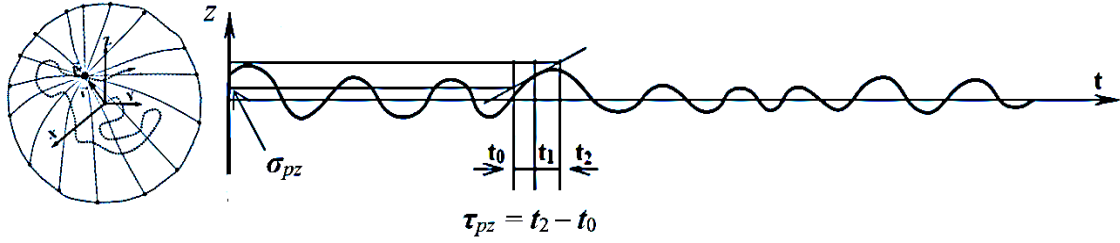


Рис. 4.2.2. Изменение проекции хаотически блуждающего ядрышка на ось z во времени t , где σ_{parz} , τ_{parz} – среднее квадратичное отклонение и радиус автокорреляции данного случайного процесса

Кроме того, в рамках Алгебры сигнатур вместо массовых величин E_p , T_p , U_p (т.е. включающих размерность килограмм) вводятся безмассовые понятия:

$$\varepsilon_p = \frac{E_p}{m_p} \text{ – полная механическая энергетичность ядрышка;} \quad (4.2.6)$$

$$t_p = \frac{T_p}{m_p} \text{ – кинетическая энергетичность ядрышка;} \quad (4.2.7)$$

$$u_p = \frac{U_p}{m_p} \text{ – потенциальная энергетичность ядрышка.} \quad (4.2.8)$$

В этом случае выражение (4.2.2) принимает вид

$$\langle \varepsilon_p \rangle = \langle t_p(x, y, z, t) \rangle + \langle u_p(x, y, z, t) \rangle = const, \quad (4.2.9)$$

а уравнение Шредингера (4.2.3), с учетом (4.2.8), становится безмассовым

$$i \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\eta_{par}}{2} \frac{\partial^2 \psi(\vec{r}, t)}{\partial r^2} + \langle u_p(\vec{r}, t) \rangle \psi(\vec{r}, t). \quad (4.2.10)$$

Согласно исходному условию (4.2.9), рассматривается стационарный случай блуждания ядрышка в окрестности центра ядра «электрона», когда все усредненные характеристики данного случайного процесса, включая σ_p и τ_p , не зависят от времени t). Поэтому волновая функция ядрышка может быть представлена в виде

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(x, y, z) \exp\left\{-i \frac{E_p t}{\hbar}\right\} = \psi(\vec{r}) \exp\left\{-i \frac{m_p \varepsilon_p t}{\hbar}\right\} = \psi(\vec{r}) \exp\left\{-i \frac{\varepsilon_p t}{\eta_{par}}\right\}, \quad (4.2.11)$$

при этом безмассовое уравнение Шредингера (4.2.10) упрощается

$$\varepsilon_p \psi(\vec{r}) = -\frac{\eta_{par}^2}{2} \frac{\partial^2 \psi(\vec{r})}{\partial r^2} + \langle u_p(\vec{r}) \rangle \psi(\vec{r}), \quad (4.2.12)$$

где $\langle u_p(\vec{r}) \rangle$ – усредненная потенциальная энергетичность ядрышка, независимая от времени.

Уравнение вида (4.2.12) хорошо известно в квантовой механике. Для удобства приведем его решения, ссылаясь на монографии [13, 37].

4.3 Ядрышко внутри потенциальной ямы

В рамках рассматриваемой модели ядрышко с радиусом $r_7 \sim 5,8 \cdot 10^{-24}$ см замкнуто внутри ядра «электрона» с радиусом $r_6 \sim 1,7 \cdot 10^{-13}$ см (рис. 4.2.1). Поэтому усредненная потенциальная энергетичность ядрышка может быть представлена в виде «потенциальной ямы»:

$$\langle u_p(\vec{r}) \rangle = \begin{cases} 0, & \text{при } 0 \leq r \leq 2r_6, \\ \infty, & \text{при } r > 0 \text{ и } r > 2r_6. \end{cases} \quad (4.3.1)$$

Исследование уравнения вида (4.2.12) с учетом (4.3.1) приводит к следующему дискретному ряду собственных значений полной механической энергетичности ядрышка [13]

$$\varepsilon_{pn} = \frac{\pi^2 \eta_p^2}{8r_6^2} n^2, \quad (\text{рис. 4.3.1 в}) \quad (4.3.2)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число.

Собственные функции для соответствующих уровней энергетичности (4.3.2), т. е. решения уравнения (4.2.12) с усредненной потенциальной энергетичностью (4.3.1), имеют вид [13]

$$\psi_n(r) = \sqrt{\frac{1}{r_6}} \sin\left(\frac{n\pi r}{2r_6}\right). \quad (4.3.3)$$

Графики функций (4.3.3) и графики квадратов их модулей представлены на рис. 4.3.1 а, б.

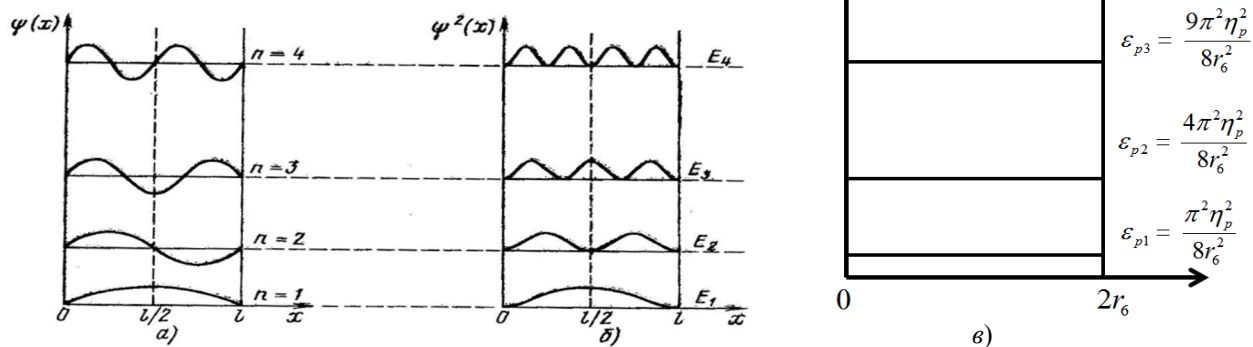


Рис. 4.3.1. а) Волновые функции для различных возбужденных состояний ядрышка в ядре «электрона», где $l = 2r_6$; б) Квадрат модуля волновой функции, т.е. плотность распределения вероятности места нахождения ядрышка внутри ядра «электрона», для различных его возбужденных состояний; в) Уровни полной механической энергетичности ядрышка в потенциальной яме

Из функций, показанных на рис. 4.3.1 б, следует, что при $n = 1$ наиболее вероятное место нахождения ядрышка совпадает с центром ядра «электрона». Тогда как в возбужденном состоянии, например, при $n = 2$, ядрышко в основном находится на определенном расстоянии от центра ядра «электрона».

4.4 Ядрышко в окружении упруго-напряженного вакуума

Рассмотрим второй случай, когда при удалении ядрышка от центра ядра «электрона» в окружающем его вакууме возникают упругие "натяжения", которые стремятся вернуть его в исходный центр (рис. 4.2.1).

Понятие "натяжение" участка вакуума, в развиваемой здесь безмассовой метрафизике, соответствуют понятию «напряжение» локального участка сплошной среды в пост-ньютоновской физике. Но размерность метризированной величины "натяжение" не включает единицу измерения массы – килограмм.

Пусть упругие натяжения вакуума σ_v в среднем увеличиваются пропорционально удалению ядрышка от центра ядра «электрона»

$$\langle \sigma_v(\vec{r}) \rangle \approx k_u r, \quad (4.4.1)$$

где k_u – безмассовый коэффициент упругого натяжения вакуума.

Тогда усредненная потенциальная энергетичность ядрышка может быть приближенно представлена в виде

$$\langle u_p(\vec{r}) \rangle \approx \int k_u r dr = \frac{1}{2} k_u r^2. \quad (4.4.2)$$

Подставляя (4.4.2) в уравнение (4.2.12), получим известное уравнение "квантового гармонического осциллятора"

$$\varepsilon_p \psi(\vec{r}) = -\frac{\eta_{par}^2}{2} \frac{\partial^2 \psi(\vec{r})}{\partial r^2} + \frac{k_u r^2}{2} \psi(\vec{r}). \quad (4.4.3)$$

Исследование данного уравнения приводит к следующему дискретному ряду собственных значений полной механической энергетичности ядрышка [13]:

$$\varepsilon_{pn} = \eta_{par} \sqrt{\frac{1}{k_u}} \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (\text{рис. 4.4.1}) \quad (4.4.4)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число.

Каждому дискретному значению полной механической энергетичности (4.4.4) соответствует собственная функция [13]:

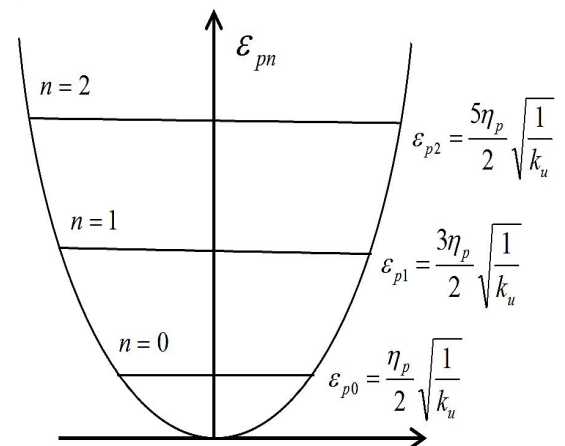


Рис. 4.4.1. Эквидистантные уровни полной механической энергетичности ε_{pn} квантового гармонического осциллятора

$$\psi_n(r) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_0}} \exp\left\{-\frac{r^2}{2}\right\} H_n(r), \quad (4.4.5)$$

где

$$H_n(r) = \frac{(-1)^n}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} e^{r^2} \frac{\partial^n e^{-r^2}}{\partial r^n} \quad (4.4.6)$$

– полином Чебышева - Эрмита n -го порядка, где λ_0 равно

$$\lambda_0 = \sqrt{\frac{\eta_{par}}{k_u}}. \quad (4.4.7)$$

Выпишем несколько собственных функций (4.4.5), описывающих различное усредненное поведение хаотически блуждающего ядрышка, отклонение которого от центра ядра «электрона» (рис. 4.2.1) приводит к упругим натяжениям окружающего его вакуума [13, 37]

$$\psi_0(r) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_0 \sqrt{\pi}}} \exp\left\{-\frac{r^2}{2\lambda_0^2}\right\}, \quad \text{при } n=0; \quad (4.4.8)$$

$$\psi_1(r) = \frac{1}{\sqrt{2\lambda_0 \sqrt{\pi}}} \exp\left\{-\frac{r^2}{2\lambda_0^2}\right\} \frac{2r}{\lambda_0}, \quad \text{при } n=1; \quad (4.4.9)$$

$$\psi_2(r) = \frac{1}{\sqrt{8\lambda_0 \sqrt{\pi}}} \exp\left\{-\frac{r^2}{2\lambda_0^2}\right\} \left(\frac{4r^2}{\lambda_0^2} - 2\right), \quad \text{при } n=2. \quad (4.4.10)$$

Вид функций ψ_n (4.4.9) – (4.4.10) и квадрата их модуля $|\psi_n|^2$ представлен на рис. 4.4.2.

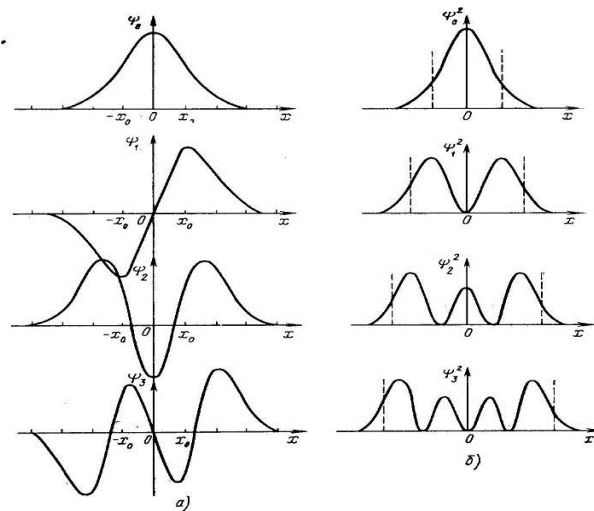


Рис. 4.4.2. а) волновые функции для различных усредненных состояний блуждающего ядрышка в окружении упруго-натяженного вакуума; б) плотности распределения вероятности места нахождения ядрышка в окрестности центра ядра «электрона» в рассматриваемом случае [13]

Из равенства (4.4.4) следует, что в данном случае даже в невозбужденном состоянии (т. е. при $n=0$) полная механическая энергетичность ядрышка не равна нулю

$$\varepsilon_{p0} = \frac{\eta_{par}}{2} \sqrt{\frac{1}{k_u}}, \quad (4.4.11)$$

при этом ядрышко непрерывно блуждает возле центра ядра «электрона» так, что плотность распределения вероятности (ПРВ) обнаружить его в этой области описывается гауссовой функцией

$$|\psi_0(r)|^2 = \frac{1}{\lambda_0 \sqrt{\pi}} \exp\left\{-\frac{r^2}{\lambda_0^2}\right\} \quad (\text{рис. 4.4.2 б, верхний график}). \quad (4.4.12)$$

Откуда следует, что среднеквадратичное отклонение хаотически блуждающего ядрышка от центра ядра «электрона» с учетом (4.4.7) равно

$$\sigma_{pr} = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_0 = \sqrt{\frac{\eta_{par}}{2k_n}}. \quad (4.4.13)$$

Сопоставляя (4.4.13) с (4.2.4) обнаруживаем, что безмассовый коэффициент упругого натяжения вакуума k_n обратно пропорционален усредненному коэффициенту автокорреляции исследуемого случайного процесса $\tau_{par,r}$:

$$k_n = \frac{1}{\tau_{par,r}}, \quad (4.4.14)$$

что соответствует собственной частоте колебаний данного «квантового гармонического осциллятора» $k_n = f_0$.

4.5 Угловые квантовые характеристики блуждающего ядрышка

Во время хаотического движения ядрышка в окрестности центра ядра «электрона», оно постоянно меняет направление своего движения (рис. 4.2.1 и 4.2.2). Поэтому в рамках классической механики ядрышко в каждый момент времени обладает неким моментом импульса

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}, \quad (4.5.1)$$

где r – расстояние от центра ядра «электрона» до ядрышка (размерами ядрышка пренебрегаем);

$\vec{p} = m_p \vec{v}$ – мгновенное значение импульса ядрышка.

Представим векторное уравнение (4.5.1) в компонентном виде

$$L_x = yp_z - zp_y, \quad L_y = zp_x - xp_z, \quad L_z = xp_y - yp_x. \quad (4.5.2)$$

Квадрат модуля момента импульса ядрышка в классической механике равен

$$L^2 = L_x^2 + L_y^2 + L_z^2. \quad (4.5.3)$$

Используя известную квантово-механическую процедуру, запишем операторы для компонентов момента импульса ядрышка (4.5.2) [37]

$$\hat{L}_x = \frac{\hbar}{i} \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \hat{L}_y = \frac{\hbar}{i} \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right), \quad \hat{L}_z = \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right). \quad (4.5.4)$$

Чтобы получить безмассовые операторы поделим обе части выражений (4.5.4) на m_p

$$\frac{\hat{L}_x}{m_p} = \frac{\hbar}{m_p i} \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \frac{\hat{L}_y}{m_p} = \frac{\hbar}{m_p i} \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right), \quad \frac{\hat{L}_z}{m_p} = \frac{\hbar}{m_p i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right). \quad (4.5.5)$$

В результате с учетом (4.2.4) имеем

$$\hat{l}_x = \frac{\eta_{par}}{i} \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \hat{l}_y = \frac{\eta_{par}}{i} \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right), \quad \hat{l}_z = \frac{\eta_{par}}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right). \quad (4.5.6)$$

где $\hat{l}_x, \hat{l}_y, \hat{l}_z$ – компоненты оператора момента скорости ядрышка, т.к. $l = \frac{L}{m_p} = \vec{r} \times \vec{v}$.

В сферической системе координат безмассовые операторы (4.5.6) имеют вид

$$\begin{aligned} \hat{l}_x &= \frac{\eta_{par}}{i} \left(\sin \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} - \operatorname{ctg} \theta \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right), \\ \hat{l}_y &= \frac{\eta_{par}}{i} \left(\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} - \operatorname{ctg} \theta \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right), \\ \hat{l}_z &= \frac{\eta_{par}}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (4.5.7)$$

Оператор квадрата модуля момента скорости, соответствующий выражению (4.5.3), равен

$$\hat{l}^2 = \hat{l}_x^2 + \hat{l}_y^2 + \hat{l}_z^2 = -\eta_p^2 \nabla_{\theta, \varphi}^2, \quad (4.5.8)$$

где

$$\nabla_{\theta, \varphi}^2 = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (4.5.9)$$

Обобщенное уравнение Шредингера (4.2.12) можно представить в виде [37]

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) + \frac{2}{\eta_p^2} [\varepsilon_p - <u_p(\vec{r})>] \psi(\vec{r}) = 0, \quad (4.5.10)$$

где оператор Лапласа ∇^2 в сферических координатах имеет вид

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\nabla_{\theta, \varphi}^2}{r^2}, \quad (4.5.11)$$

а оператор $\nabla_{\theta, \varphi}^2$ задается выражением (4.5.9).

Подставляя (4.5.11) в безмассовое уравнение Шредингера (4.5.10) и, полагая

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi), \quad (4.5.12)$$

получим уравнение

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \frac{2}{\eta_p^2} r^2 [\varepsilon_p - \langle u_p(\vec{r}) \rangle] = -\frac{1}{Y} \nabla_{\theta, \varphi}^2 Y. \quad (4.5.13)$$

Так как левая и правая части (4.5.13) зависят от различных независимых переменных, то по отдельности они должны быть равными одной и той же постоянной λ .

Таким образом, для радиальной функции $R(r)$ и сферической функции $Y(\theta, \varphi)$ имеем два отдельных уравнения [37]

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \left\{ \frac{2}{\eta_p^2} [\varepsilon_p - \langle u_p(\vec{r}) \rangle] - \frac{\lambda}{r^2} \right\} R = 0, \quad (4.5.14)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} + \lambda Y = 0. \quad (4.5.15)$$

Вид радиальной функции $R(r)$ и собственных значений полной механической энергетичности ядрышка ε_{pn} определяются конкретным видом усредненной потенциальной энергетичности $\langle u_p(\vec{r}) \rangle$. В частности, выше были представлены радиальные функции (4.3.3) и (4.4.5), когда $\langle u_p(\vec{r}) \rangle$ задается соответственно выражениями (4.3.1) или (4.4.2).

Решение уравнения (4.5.15) широко известно в квантовой физике, и имеет вид [37]:

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = \left[\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!} \right]^{\frac{1}{2}} e^{im\varphi} P_l^m(\cos \theta), \quad (4.5.16)$$

где $P_l^m(\cos \theta) = \frac{d}{2^l l!} (1 - \xi^2)^{m/2} \frac{d^{l+m}}{d\xi^{l+m}} + (\xi^2 - 1)^l$ – присоединенные функции Лежандра;

l и m – орбитальное и магнитное квантовые числа; $\xi = \cos \theta$.

Функции (4.5.16) пригодны для описания усредненной орбитальной составляющей движения хаотически блуждающего ядрышка в окрестности центра ядра «электрона» для любой центрально симметричной усредненной потенциальной энергетичности $\langle u_p(\vec{r}) \rangle$.

В табл. 4.5.1 приведены ряд функций $Y_l^m(\theta, \varphi)$ (4.5.16), и соответствующие им плотности распределения вероятности углового распределения места расположения ядрышка в окрестности центра ядра «электрона» $|Y_l^m(\theta, \varphi)|^2$ [37].

Таблица 4.5.1

Квантовые числа	$Y_l^m(\theta, \varphi)$	$ Y_l^m(\theta, \varphi) ^2$
$l = 0, m = 0$	$Y_0^0 = [1/(4\pi)]^{1/2}$	$ Y_0^0 ^2 = 1/(4\pi)$
$l = 1, m = 0$	$Y_1^0 = [3/(4\pi)]^{1/2} \cos \theta$	$ Y_1^0 ^2 = [3/(4\pi)] \cos^2 \theta$
$l = 1, m = 1$	$Y_1^1 = -[3/(8\pi)]^{1/2} \sin \theta e^{i\varphi}$	$ Y_1^1 ^2 = [3/(8\pi)] \sin^2 \theta$
$l = 1, m = -1$	$Y_1^{-1} = [3/(8\pi)]^{1/2} \sin \theta e^{-i\varphi}$	$ Y_1^{-1} ^2 = [3/(8\pi)] \sin^2 \theta$
$l = 2, m = 0$	$Y_2^0 = [5/(4\pi)]^{1/2} [(3/2) \cos^2 \theta - 1/2]$	$ Y_2^0 ^2 = [5/(4\pi)] [(3/2) \cos^2 \theta - 1/2]^2$
$l = 2, m = 1$	$Y_2^1 = -[15/(8\pi)]^{1/2} \sin \theta \cos \theta e^{i\varphi}$	$ Y_2^1 ^2 = [15/(8\pi)] \sin^2 \theta \cos^2 \theta$
$l = 2, m = -1$	$Y_2^{-1} = [15/(8\pi)]^{1/2} \sin \theta \cos \theta e^{-i\varphi}$	$ Y_2^{-1} ^2 = [15/(8\pi)] \sin^2 \theta \cos^2 \theta$
$l = 2, m = 2$	$Y_2^2 = [15/(32\pi)]^{1/2} \sin^2 \theta e^{2i\varphi}$	$ Y_2^2 ^2 = [15/(32\pi)] \sin^4 \theta$
$l = 2, m = -2$	$Y_2^{-2} = [15/(32\pi)]^{1/2} \sin^2 \theta e^{-2i\varphi}$	$ Y_2^{-2} ^2 = [15/(32\pi)] \sin^4 \theta$

Виды угловых распределений $|Y_l^m(\theta, \varphi)|^2$ при различных значениях орбитального l и магнитного m квантовых чисел приведены на рис. 4.5.1.

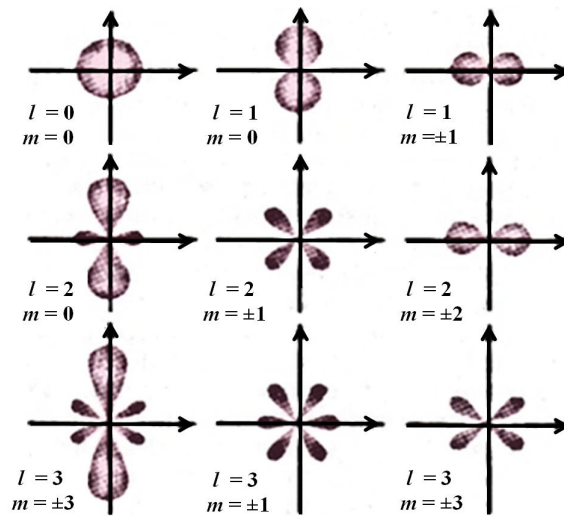


Рис. 4.5.1. Плотности вероятности углового распределения места нахождения ядрышка, блуждающего в окрестности ядра «электрона» $|Y_l^m(\theta, \varphi)|^2$ при различных значениях орбитального l и магнитного m квантовых чисел

Усредненное поведение хаотически блуждающего ядрышка, описываемое ПРВ $|\psi(x, y, z)|^2 = |\psi(r, \theta, \varphi)|^2 = |R^n(r) Y_l^m(\theta, \varphi)|^2$, приводит к тому, что окружающая его вакуумная протяженность в среднем искривляется таким образом, что внутри ядра «электрона» образуются устойчивые выпукло-вогнутые конфигурации (рис. 4.5.2).



Рис. 4.5.2. Примеры усредненных выпукло-вогнутых конфигураций вакуумной протяженности внутри ядра «электрона», связанные с различными функциями плотности распределения вероятности (ФПРВ) места нахождения ядрышка $|\psi(x, y, z)|^2 = |R^n(r)Y_l^m(\theta, \varphi)|^2$ при различных значениях трех квантовых чисел n , m и l

Таким образом, не выходя за рамки классической логики, метрические и квантово-механические представления оказываются тесно взаимосвязанными в рамках единой статистической (квантовой) метрафизики.

Представления об усредненных дискретных (квантовых) наборах метрико-динамических состояний ядрышка внутри ядра «электрона» распространяются на другие аналогичные локальные вакуумные образования различных масштабов. Поэтому предложенный здесь логический и математический аппарат статистической (квантовой) метрафизики может быть применен к изучению, например: дрожания ядра биологической клетки, колебания ядра в недрах планеты, шевелений эмбриона в чреве матери, поведения мухи в банке и тигра в клетке, блуждания галактики в пределах метagalактики и т. д.

Для примера, выберем из иерархии (2.6.20) любой набор из двух вложенных друг в друга сферических вакуумных образований:

ядро: – биологическая клетка с радиусом $r_5 \sim 4,9 \cdot 10^{-3}$ см,

ядрышко: – ядро «электрона» с радиусом $r_6 \sim 1,7 \cdot 10^{-13}$ см;

или

ядро: – ядро «галактики» с радиусом $r_3 \sim 4 \cdot 10^{18}$ см,

ядрышко: – ядро «звезды» или «планеты» с радиусом $r_4 \sim 1,4 \cdot 10^8$ см;

или

ядро: – ядро «метagalактики» с радиусом $r_2 \sim 1,2 \cdot 10^{29}$ см,

ядрышко: – ядро «галактики» с радиусом $r_3 \sim 4 \cdot 10^{18}$ см.

Для каждого из этих взаимно подвижных сочетаний «ядро – ядрышко» могут быть получены дискретные (квантовые) наборы усредненных метрико-динамических состояний анало-

гичных состояниям ядрышка внутри ядра «электрона». Отличие между ними в основном будет в величине коэффициента инерционности ядрышка η_x (4.2.4), зависящего от масштабов рассматриваемых событий.

В качестве примера оценим коэффициент инерционности самого ядра «электрона», хаотически блуждающего в окрестности ядра «атома водорода»

$$\eta_e = \frac{2\sigma_{er}^2}{\tau_{er}}, \quad (4.5.32)$$

где σ_{er} , τ_{er} – среднеквадратичное отклонение и радиус автокорреляции случайного процесса, связанного с хаотическими блужданиями ядра «электрона» в окрестности ядра «атома».

В современной физике известно отношение

$$\frac{\hbar}{m_e} = 1,055 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} / 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \approx 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}, \quad (4.5.33)$$

где m_e – масса электрона. Согласно (4.2.4), коэффициент инерционности ядра «электрона» может быть оценен с помощью данной величины

$$\eta_e = \frac{2\sigma_{er}^2}{\tau_{er}} = \frac{\hbar}{m_e} \approx 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}. \quad (4.5.34)$$

Если положить, что среднеквадратичное отклонение σ_{er} хаотического движения ядра «электрона» в окрестности центра «атома водорода» приближенно равно $\sigma_{er} \sim 10^{-10}$ м (рис. 4.5.3), то из выражения (4.5.34) следует

$$\tau_{er} = 2\sigma_{er}^2 / 10^{-4} \approx 2 \cdot 10^{-20} / 10^{-4} = 2 \cdot 10^{-16} \text{ с}. \quad (4.5.35)$$

Теперь можно определить среднюю скорость движения ядра «электрона» в рассматриваемом случае:

$$\langle v_e \rangle = \sigma_{er} / \tau_{er} = 10^{-10} / 2 \cdot 10^{-16} = 0,5 \cdot 10^6 \text{ м/с}.$$

Для сравнения, оценим коэффициент инерционности мухи η_m , хаотически летающей в закрытой трехлитровой банке. В этом случае среднеквадратичное отклонение летающей мухи от центра банки σ_{mr} и коэффициент корреляции этого случайного процесса τ_{mr} приближенно равны: $\sigma_{mr} \sim 5 \text{ см} = 0,05 \text{ м}$, $\tau_{mr} \sim 1,3 \text{ с}$. Поэтому

$$\eta_m = \frac{2\sigma_{mr}^2}{\tau_{mr}} = \frac{0,005}{1,3} = 0,0038 \text{ м}^2/\text{с}, \quad (4.5.36)$$

а средняя скорость ее хаотического движения $\langle v_m \rangle \approx \sigma_{mr} / \tau_{mr} \approx 0,05 / 1,3 \approx 0,038 \text{ м/с}$.

Собственные значения полной механической энергетичности мухи, заключенной в банке (т.е. в потенциальной яме), могут быть заданы уравнением (4.3.2)

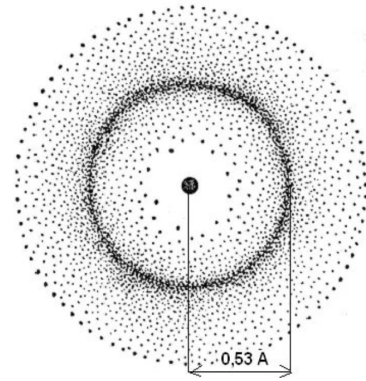


Рис. 4.5.3. Плотность распределения вероятности нахождения центра ядра «электрона» внутри «атома водорода». Максимум данного распределения, как известно, приходится на $r \sim 0,5 \text{ Å} = 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ м}$.

$$\varepsilon_{mn} = \frac{\pi^2 \eta_m^2}{8r_b^2} n^2, \quad (4.5.37)$$

где $r_b = 0,12$ м – радиус банки; а собственные функции для уровней полной энергетичности (4.5.37) имеют вид (4.3.3)

$$\psi_n(r) = \sqrt{\frac{1}{r_b}} \sin\left(\frac{n\pi r}{2r_b}\right). \quad (4.5.38)$$

Это можно проверить экспериментально. Если снимать на кинокамеру хаотическое поведение мухи в банке в обычных условиях, и прокрутить отснятый материал в ускоренном режиме, то увидим усредненное распределение места положения мухи. Затем следует проделать то же самое, но при других условиях, например, при повышенной температуре и/или давлении воздуха в банке. В этом случае, согласно предсказаниям Алсигны, должно получиться другое усредненное распределение места положения блуждающей мухи. Разумеется, истязание животных и насекомых, даже в научных целях, не согласуется с морально-нравственными устоями Алгебры сигнатур [17].

В третьем примере рассмотрим биологическую клетку. Хаотические колебания ее ядра могут иметь следующие усредненные характеристики: $\sigma_{hr} \sim 3,5 \cdot 10^{-5}$ м, $\tau_{hr} \sim 1,2 \cdot 10^{-3}$ с и, следовательно, $\eta_h \approx 20,4 \cdot 10^{-2}$ м²/с. Но в данной ситуации колеблющееся ядро связано с цитоплазмой клетки. Поэтому при отклонении ядра от исходного положения в цитоплазме возникают упругие натяжения, стремящиеся вернуть его в начало перемещения. В связи с этим собственные значения полной механической энергетичности ядра биологической клетки могут быть приближенно заданы выражением (4.4.4)

$$\varepsilon_{hn} = \eta_h \sqrt{\frac{1}{k_h}} \left(n + \frac{1}{2}\right), \quad (4.5.39)$$

а собственные функции для данных уровней энергетичности описываются выражениями (4.4.5)

$$\psi_n(r) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_0}} \exp\left\{-\frac{r^2}{2}\right\} H_n(r), \quad (4.5.40)$$

где $\lambda_0 = \sqrt{\frac{\eta_h}{k_h}}$, k_h – безмассовый коэффициент упругого

натяжения цитоплазмы биологической клетки.

Также известно, что в зависимости от интенсивности порывов ветра кончик ветки дерева в среднем выписывает одну из объемных фигур Лиссажу (рис. 4.5.4).

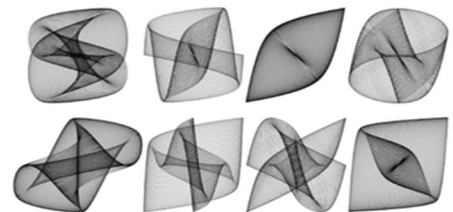


Рис. 4.5.4. Дискретный набор объемных фигур Лиссажу

Итак, статистическая метрафизика и Алгебра сигнатур утверждает, что усредненное поведение макрообъектов принципиально не отличается от поведения объектов микромира, если они находятся в аналогичных условиях. Поэтому для описания дискретного ряда усредненных состояний макрообъектов в ряде случаев могут быть применимы методы и математический аппарат квантовой физики.

В статистической (квантовой) метрафизике пять квантовых чисел: f, n, l, m, s во многом определяют масштаб и дискретные варианты усредненного проявления (конфигурации) каждого стабильного сферического вакуумного образования, т.к. все они находятся в постоянном хаотическом движении (рис. 4.5.5).

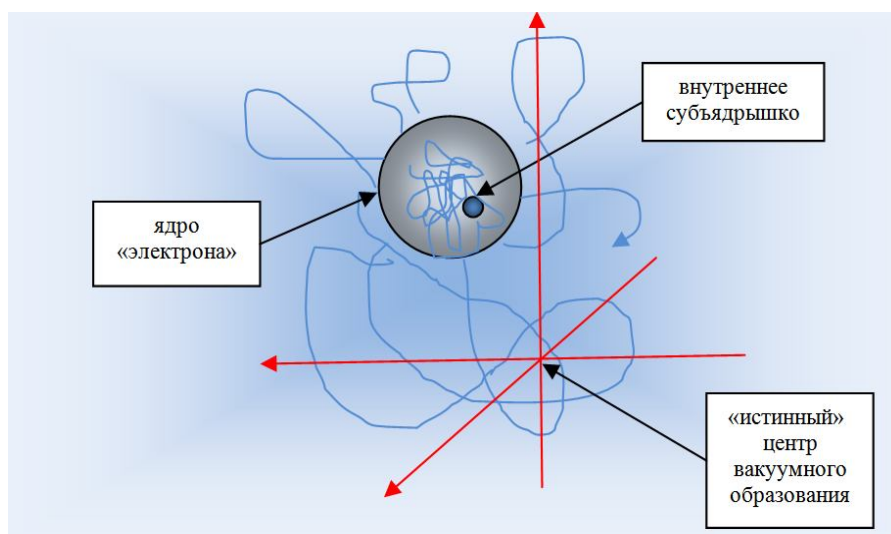


Рис. 4.5.5. Хаотически блуждающее ядро вакуумного образования, внутри которого хаотически блуждает внутренне ядрышко

4.6 «Мюоны», τ - «лептоны» и c, s, t, b - «кварки»

Как известно столкновения элементарных частиц, движущихся с высокими скоростями, приводят к рождению пар новых частиц – античастиц.

Для примера, рассмотрим рождение пары мюон – антимюон и пары τ^+ -лептон – τ^- -антилептон, которые возникают при столкновении электрона и позитрона (рис. 4.6.1):

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, \quad e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-. \quad (4.6.1)$$

Считается, что мюон и τ -лептон отличаются от электрона только массой:

$$m_e = 0,511 \text{ МэВ}, \quad m_\mu = 105,658 \text{ МэВ}, \quad m_\tau = 1,984 \text{ ГэВ}, \quad (4.6.2)$$

остальные их характеристики (заряд, спин, лептонное число

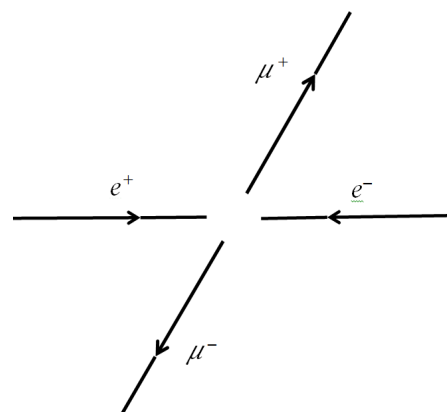


Рис. 4.6.1. Столкновение электрона и позитрона, разогнанных в ускорителе, иногда приводит к рождению пары мюон – антимюон, или пары τ^+ - лептон – τ^- -антилептон

и т.д.) остаются прежними.

Мюоны и τ -лептоны многим ученым казались настолько «лишними» в структуре материального мира, что они задавались вопросом: – «Зачем эти частицы понадобились Природе?»

Развиваемая здесь статистическая метрафизика полагает, что «мюоны» и τ^+ -«лептоны», а также «антимюон» и τ^- -«антилептон» – это вовсе не новые частицы, а те же самые «электроны» и «позитроны», но с возбужденными состояниями их ядер. Другими словами, в рамках Алсигны «мюон» и τ^+ -«лептон» являются соответственно первым ($n = 1$) и вторым ($n = 2$) возбужденными состояниями свободного «электрона», а «антимюон» и τ^- -«антилептон» – это соответственно первое ($n = 1$) и второе ($n = 2$) возбужденные состояния свободного «позитрона».

То же касается «кварков», представления о которых было введено в главе 2, что c - и t -«кварки» – это первое и второе возбужденные состояния u -«кварка»; а s - и b -«кварки» – это первое и второе возбужденные состояния d -«кварка».

Для проверки, изложенной здесь гипотезы, предлагается удерживать в магнитной ловушке некий объем электронной плазмы, и облучать его жестким излучением. Возможно, что при этом зажатые друг другом ядра «электронов» могут перейти в возбужденные состояния. При этом весь объем облучаемой электронной плазмы может приобрести иные физические свойства.

Еще одним подтверждением справедливости излагаемых здесь основ статистической (квантовой) метрафизики может послужить получение «лептонов» и «кварков» четвертого, пятого и т.д. поколений, так как согласно (4.3.2) и (4.4.4) уровней энергетичности ядрышка ϵ_{pn} больше трех.

Причина увеличения инерционности «мюонов» и τ -«лептонов» [аналога масс (4.6.2) в безмассовой статистической (квантовой) метрафизике], по всей видимости, связана с усложнением усредненной метрико-динамической конфигурации вакуумной протяженности как внутри, так и снаружи их возбужденных ядер.

Интересно экспериментально проверить остаются ли «мюон» и «антимюон», возникшие при столкновении «электрона» с «позитроном» (рис. 4.6.1), в "запутанном" состоянии. Для этого нужно установить приводит ли переход «мюона» в «электрон» к автоматическому переходу «антимюона» в «позитрон», или Природа допускает существование асимметрии в количестве сосуществующих «мюонов» и «антимюонов».

4.7 Выводы четвертой главы

В главе 2 в рамках представлений Алгебры сигнатур (Алсигны) были предложены метрико-динамические модели 16-и типов «кварков» (точнее 8-и «кварков» и 8-и «антикварков»), из которых удалось "сконструировать" все виды «лептонов», «мезонов» и «барионов», известных в рамках Стандартной модели.

В этой главе учитывается, что вакуумная протяженность повсеместно флуктуирует. В связи с этим исследуются закономерности в хаотическом поведении ядер и ядрышек, указанных выше локальных вакуумных образований.

Вакуумные флуктуации в принципе не устранимы. Это означает, что вероятностная аксиоматика квантовой физики столь же первична, как и детерминизм дифференциальной геометрии, который вытекает из предположения о непрерывности вакуумной протяженности.

Равноправное сосуществование вероятностных и детерминистских принципов вынуждает Алсигну развивать "статистическую метрафизику", которая приводит к усредненному описанию дискретных (квантовых) метрических структур. Это связано с тем, что дискретные наборы усредненных состояний хаотически блуждающих ядрышек (рис. 4.2.1) неизбежно проявляются и в усредненных метрико-динамических (выпукло-вогнутых) конфигурациях вакуумной протяженности как внутри, так и снаружи ядер (рис. 4.5.2 и 4.5.4).

Перечислим основные положения «статистической (квантовой) метрафизики» Алсигны, которые в том или ином виде представлены в данной главе:

1). В полностью геометризованную физику в принципе невозможно ввести понятие "масса" с размерностью "килограмм". Поэтому приходится исключить это понятие из всех метра-физических воззрений. Вместо точечных частиц, обладающих массой, зарядом, спином и т.д., в метрафизике Алсигны рассматриваются сферические ядра локальных вакуумных образований (рис. 4.7.1). Так же вводятся геометризованные понятия: "инертность" ядра (*аналог инертной массы точечной частицы*), "интенсивность источника радиальных вакуумных течений" вокруг ядра (*аналог заряда точечной частицы*), усредненная угловая скорость вращения ядра (*аналог спина точечной частицы*), "смещение вакуумных слоев" вокруг ядра (*аналог гравитационной массы точечной частицы, смотрите главу 9*), "энергетичность" ядра (*безмассовый*

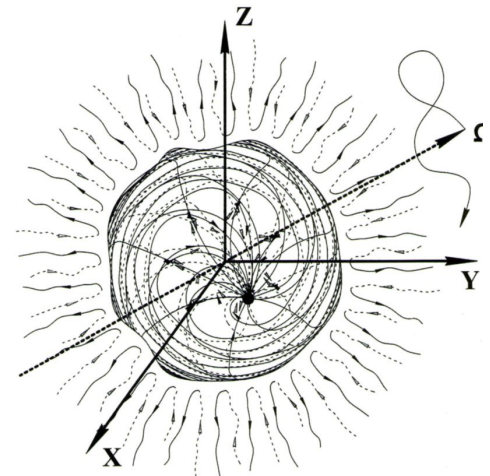


Рис. 4.7.1. Ядро локального вакуумного образования Алсигны – это аналог точечной материальной частицы в пост-ньютоновской физике

аналог энергии точечной частицы), "натяжение" вакуумной протяженности (безмассовый аналог упругих напряжений сплошной среды), "усилие" (безмассовый аналог силы) и т.д.

Безмассовость метрафизики Алсигны вызывает наибольшие возражения со стороны ученых, воспитанных на пост-ньютоновской научной методологии. Однако те исследователи, которые уже столкнулись с неразрешимостью проблемы метризации феноменологического понятия «масса», поддерживают устремления Алсигны.

2). Вакуумная протяженность условно рассматривается как сплошная упруго-пластичная псевдо-среда. Реальная субстанциональность данной псевдо-среды никоим образом не проявляется (т.е. экспериментально не наблюдается). Однако отношение к вакууму как сплошной упруго-пластической среде позволяет: во-первых, объективизировать данный "предмет" исследования; во-вторых, применять к изучению вакуумной протяженности методы дифференциальной геометрии и механики сплошных сред.

3). В рамках Алгебры сигнатур вакуумная протяженность – это не одна сплошная псевдо-среда, а результат аддитивного наложения множества сплошных псевдо-сред, то есть 4-мерных протяженностей каждая с одной из 16-ю возможными сигнатурами, или топологиями (смотрите главу 1 и 2). Наложение (т.е. суперпозиция) данных 4-протяженностей такова, что в среднем не искривленный вакуум обладает только нулевыми характеристиками. То есть при аддитивном наложении этих 16-и типов не искривленных сплошных псевдо-сред, они полностью компенсируют проявления друг друга до полного "отсутствия" (т.е. обнуления всех усердных метрико-динамических характеристик). Точно так же флуктуации вакуумной протяженности таковы, что в среднем они тождественны полному "отсутствию". Каждая из 16 типов сплошных псевдо-сред может быть представлена в виде суперпозиции еще 7-и под-протяженностей с различными сигнатурами (топологиями), и такое расслоение вакуумной протяженности на под-под-под - протяженности может продолжаться до бесконечности. Таким образом, вакуумная протяженность Алсигны – это бесконечно-слоистый сплошной повсеместно флуктуирующий псевдо-объект, который в среднем полностью "отсутствует". Поэтому в Алсигне вакуумная протяженность еще называется "Пустотой" [19, 22].

4). Если что-либо проявляется из Пустоты (т.е. из вакуумной протяженности), то обязательно во взаимно противоположном виде: «частица» (локальная выпуклость) – «античастица» (локальная вогнутость), волна – антиволна, движение – антидвижение, деформация – антидеформация, протяженность – антипротяженность и т.д. Пары сущностей – антисущностей абсолютно симметричны относительно Пустоты, но они могут быть сдвинуты по фазе и/или повернуты друг относительно друга на разные углы. Данные повороты и фазовые сдвиги вакуумных проявлений и антипроявлений предопределяют существование миров и действующих в них

усилий. Развитие миров связано с постепенным усложнением переплетения населяющих их сущностей и антисущностей. Но, как бы они ни были перемешаны и взаимосвязаны, при глобальном усреднении каждый мир тождественен исходной Пустоте (т.е. в среднем полностью отсутствует).

5) Если к вакуумной протяженности относиться как к объективной сущности (сплошной псевдо-среде), которая находится снаружи по отношению к наблюдателю, то выясняется, что к такой протяженности (являющейся атрибутом внешней реальности) не применимо понятие "время". В этом случае "время" – это всего лишь результат арифметизации ощущения длительности, которое присуще только стороннему наблюдателю. Другими словами во внешней по отношению к наблюдателю реальности нет никакого пространства и времени (т.к. это только математические абстракции, вырабатываемые сознанием наблюдателя), а есть только сплошная псевдо-среда и ее движения. Поэтому Алсигне пришлось изменить отношение к интерпретации компонент метрического тензора. В этой ситуации ненулевые компоненты метрического тензора $g_{\alpha\beta}$ определяют искривление 3-мерного локального участка вакуумной протяженности (или любого 3-мерного под-слоя вакуумной протяженности), а нулевые компоненты метрического тензора g_{00} , $g_{\alpha 0}$, $g_{0\beta}$ связаны с ускоренными прямолинейными и вращательными движениями того же искривленного локального участка вакуума. Итак, в рамках представлений Алсигны, вакуумная протяженность (так же как все ее слои и под-под-слои) представляется как сплошная 3-мерная упруго-пластическая псевдо-среда, в которой любое искривление ее локального участка неизбежно приводит к возникновению ускоренного прямолинейного (ламинарного) или вращательного (турбулентного) движения того же участка. То есть Алсигна "видит", что на любом искривленном участке вакуума (или на участке его под-слоя) возникают внутривакуумные (псевдо-субстанциональные) течения, которые названы "внутривакуумными токами". Всякий раз искривления любого локального участка 3-мерной протяженности приводят к возникновению в ней внутривакуумных токов, и, наоборот, возникновение внутривакуумного тока неизбежно влечет за собой локальное искривление соответствующего 3-мерного слоя вакуумной протяженности. При этом взаимосвязь между нулевыми и ненулевыми компонентами метрического тензора g_{ij} обусловлена вакуумными уравнениями Эйнштейна. Четырехмерность эйнштейновского математического аппарата (точнее дифференциальной геометрии Римана) связана не с искривленностью пространственно - временного континуума (*которого, по мнению Алсины, во внешней реальности не существует, т.к. он является лишь атрибутом логического аппарата наблюдателя*), а с одновременным учетом искривления локального 3-мерного участка псевдо-субстанциональной среды и ее же скоростью и ускорением. Отметим также, что в

рамках Алсигны внутривакуумные течения описываются кватернионами, при этом токи (течения) различных внутривакуумных под-слоев складываются по правилам алгебры Клиффорда.

6) Вакуумная протяженность постоянно и повсеместно чрезвычайно сложно и многопланово флуктуирует. Эти флуктуации связаны как со сложнейшими переплетениями внутри вакуумных слоев, под-слоев и под-...-под-слоев с различными топологиями, так и с хаотическими колебаниям каждого из этих слоев и под-слоев. Многоплановые вакуумные флуктуации могут быть вызваны Колоссальными Детерминированными (т.е. Предопределенными) Процессами, связанными с Глобальным Становлением Мироздания. Но на локальном участке вакуумной протяженности степень "запутанности" этих Процессов столь высока, что Алсигна в любом случае вынуждена относиться к ним как к случайным процессам, и применять для их исследования методы теории вероятностей и математической статистики. Отношение к вакуумной протяженности как к чрезвычайно сложно флуктуирующей многослойной сплошной псевдо-среде вынуждает Алсигну развивать статистическую (квантовую) метрафизику. При этом стабильные сущности и антисущности, "сплетенные" из этой многослойной псевдо-среды, и их устойчивые метрико-динамические конфигурации выявляются посредством учета экстремальности функционалов ее действия и энтропии.

7). Условие существования усредненных стабильных вакуумных образований обусловлено "Принципом экстремума действия" (ПЭД), который оказывается тесно связанным с "Принципом экстремума энтропии" (ПЭЭ), Законами сохранения интегралов усредненного движения локальных участков вакуумной протяженности (ЗСИД) и "Принципом общей инвариантности статистической метрафизики относительно произвольных преобразований четырех координат" (ПОИ). Из этих принципов следует, что усредненный (замороженный) геометрический "каркас" стабильных локальных вакуумных образований должен удовлетворять вакуумным уравнениям Эйнштейна (т.е. дифференциальным уравнениям второго порядка, смотрите главу 2); а усредненное поведение ядер этих вакуумных образований должно подчиняться релятивистским уравнения Дирака, которые при малых скоростях движения ядер по отношению к скорости света (т.е. скорости распространения волновых возмущений по вакуумной протяженности) упрощается до уравнения Шредингера (смотрите главу 3). В совокупности: детерминистские вакуумные уравнения Эйнштейна и вероятностные уравнения Дирака или Шредингера, вытекающие из единых принципов ПЭД, ПЭЭ, ЗСИД и ПОИ, являются основаниями для безмассовой статистической (квантовой) метрафизики, и тем самым обеспечивают полноту логического аппарата Алгебры сигнатур (Алсигны).

Вышеперечисленные положения статистической (квантовой) метрафизики Алсигны предполагают коренную перестройку физических воззрений, которая может быть оправдана только разрешением ряда проблем современной физики и предсказанием новых эффектов.

Решение одной из таких проблем предложено в данной главе. В рамках статистической (квантовой) метрафизики Алсигны выясняется, что «мюоны» и «тау-лептоны» могут быть интерпретированы как первое и второе возбужденные состояния «электрона» и «позитрона», а s - и t -«кварки» – это соответственно первое и второе возбужденные состояния u -«кварка»; а s - и b -«кварки» – это первое и второе возбужденные состояния d -«кварка».

Таким образом, в рамках Алгебры сигнатур удастся предложить метрико-динамические модели всех «кварков», «мезонов», «барионов» и «бозонов», входящих в состав Стандартной модели (рис. 4.7.2), включая метрико - статистические модели «мюонов», «тау - лептонов» и s , b , c , t - «кварков».

Не рассмотренными остались только все сорта «нейтрино» ν_e , ν_μ , ν_τ , метрико - динамические модели которых представлены главе 7.

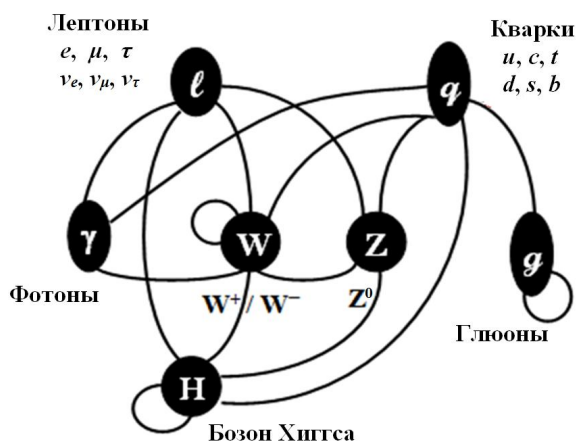


Рис. 4.7.2. Элементы Стандартной модели