

УДК 537.312.625,35.317.1,539.213,530.1

## СВЕРХБЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ, НЕЙТРИНО И БОЗОН ХИГГСА ВО ФРАКТАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМАХ

© 2020 г. В. С. Абрамов\*

Государственное учреждение Донецкий физико-технический институт имени А.А. Галкина, Донецк, Украина

\*E-mail: vsabramov2018@gmail.com

Поступила в редакцию 20.09.2019 г.

После доработки 15.11.2019 г.

Принята к публикации 27.11.2019 г.

Теоретически исследуются взаимосвязи параметров активных объектов (наночастицы, атомные дефекты, нейтрино) с бозоном Хиггса во фрактальных квантовых системах, сверхбезызлучательные состояния различных физических полей. Получены оценки характерных ускорений, температур и энергий для активных нанообъектов, нейтринных осцилляций, энергии покоя нейтрино Майорана, темной материи, аномалий магнитных моментов лептонов.

DOI: 10.31857/S0367676520030035

### ВВЕДЕНИЕ

Современные лазерные технологии [1, 2] используют активные объекты (наночастицы, атомные дефекты, нейтрино) в различных периодических структурах и метаматериалах [3]. Фемтосекундная лазерная когерентная спектроскопия [4] позволяет выявить особенности поведения активных объектов в таких нелинейных системах. Эксперименты [5] по нейтринным осцилляциям доказали существование массы покоя у нейтрино (энергия 280 мэВ) и возможность смены типа нейтрино (превращение  $\mu$ -нейтрино в  $\tau$ -нейтрино). Применение таких материалов в Космосе требует решения задач о влиянии реликтового излучения на основные параметры активных объектов в области низких температур, на характеристики лептонов, на ускорение частиц из-за изменения интенсивности излучения активных объектов. При этом возникают задачи изучения природы частиц темной материи и темной энергии [6–9], хиральных фрактальных структур Вселенной. В [10] используется специфический фундаментальный фрактал (случайное множество Кантора), для которого размерность Хаусдорфа является иррациональным числом  $\varphi = (\sqrt{5} - 1)/2$ . Наши модели основаны на теории дробного исчисления и концепции фрактала [11]. Также возникает задача описания сверхбезызлучательных состояний (СБС) различных полей: гравитационных, реликтовых фотонов, поля Хиггса, нейтринного поля, физического вакуума [12]. Цель работы – исследование влияния бозона Хиггса на сверхбезызлучательные состояния активных объ-

ектов, нейтринные осцилляции, аномалии магнитных моментов лептонов.

### ТЕМПЕРАТУРЫ, ЭНЕРГИИ, УСКОРЕНИЯ, НЕЙТРИННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ

Из атомных дефектов (эмиттеры с энергетической щелью 5.95 эВ) в нанотрубках нитрида бора (BNNT) в [13] наблюдали эмиссию отдельных фотонов в широкой области температур, включая комнатную. Оценка верхней границы для температуры порядка 800 К. В области низких температур реликтовое излучение может влиять на основные параметры активных нанообъектов, атомных дефектов. В рамках анизотропной модели [8, 9] получены оценки температуры реликтового излучения  $T_r = 2.72548$  К, дипольной анизотропии реликтового излучения  $\delta T_r$ , средней величины колебаний температуры реликтового фона  $\delta T_A$ . Выражения для искомых характерных температур и энергий  $\varepsilon_r, \varepsilon_{rA}, \varepsilon'_{rA}$  имеют вид

$$\begin{aligned} T_r &= T_{rA} + T'_{rA}; \quad T_{rA} = u_{rA}^2 T_r; \\ T'_{rA} &= v_{rA}^2 T_r; \quad T_r = a_T \varepsilon_r; \\ u_{rA}^2 + v_{rA}^2 &= 1; \quad 1 - 2u_{rA}^2 = (N + 1) / z'_{A2}; \\ T_{rA} &= a_T \varepsilon_{rA}; \quad T'_{rA} = a_T \varepsilon'_{rA}; \quad N_{rA} = z'_{A2} + N + 1. \end{aligned} \quad (1)$$

Параметры  $T_{rA} = 1.3390101$  К,  $T'_{rA} = 1.386499$  К,  $\varepsilon_r = 469.58535$  мкэВ,  $\varepsilon_{rA} = 230.75328$  мкэВ,

$\varepsilon'_{rA} = 238.93207$  мкЭВ, обычное красное смещение  $z'_{A2} = 1034.109294$ ,  $N_{rA} = 1052.116604$ , максимальное число активных эффективных частиц  $N = 17.0073101$  [9]. Температуры фазовых переходов  $T'_A, T_A$  [9] определяются через числа квантов  $n_{zA}$  (для обычного красного смещения) и  $n_{z\mu}$  (для космологического красного смещения  $z'_\mu$ ), общего числа квантов реликтового излучения  $N_{rA}$  по формулам

$$\begin{aligned} T'_A &= T_A + \delta T_A; T_A = n_{zA} T'_A; \delta T_A = n_{z\mu} T'_A; \\ n_{z\mu} &= z'_\mu / N_{rA}; n_{zA} + n_{z\mu} = 1; N_{rA} = z'_{A2} + z'_\mu; \\ \delta T_r &= Q_{H3} T'_{rA} \delta T_A / T'_A; 2T'_{rA} = N_{rA} T'_A. \end{aligned} \quad (2)$$

Параметры равны:  $T'_A = 2.6355822$  мК,  $T_A = 2.6173985$  мК,  $\delta T_A = 18.183633$  мкК,  $\delta T_r = 6.7035181$  мК,  $Q_{H3} = 0.700790572$ .

Для космологических фрактальных объектов в рамках модели сверхизлучения Дикке [9] запишем выражения для отношения ускорений

$$g_0 / g_{SE} = n_G (z'_{A2} - z'_\mu + I_m I_0^{-1}) / 2. \quad (3)$$

Здесь  $g_0 = 980.665$  см  $\cdot$  с $^{-2}$  – ускорение свободного падения на поверхности Земли;  $g_{SE}$  – ускорение Земли к Солнцу; отношение максимальной  $I_m$  к начальной  $I_0$  интенсивностей излучения  $I_m I_0^{-1} = 81.06580421$ . Из (3) находим значение  $g_{SE} = 0.590056$  см  $\cdot$  с $^{-2}$ . С учетом параметров  $n_{A0} = 58.04663887$  (для черных дыр),  $N_{HG} = 1.031830522 \cdot 10^{16}$  из [9, 12] на основе

$$g_{SE} N_{HG} = g_{nS} n_{A0} \quad (4)$$

получим оценку гравитационного ускорения  $g_{nS} = 1.0488769 \cdot 10^{12}$  м  $\cdot$  с $^{-2}$  на поверхности нейтронной звезды, которая согласуется с оценкой  $10^{12}$  м  $\cdot$  с $^{-2}$  из [14]. Отметим, что формулы (3), (4) допускают обобщение на описание отношений ускорений активных нанообъектов. При этом методы фемтосекундной лазерной когерентной спектроскопии дают возможность проконтролировать изменения параметра  $I_m I_0^{-1}$ .

В рамках анизотропной модели [8, 9] получено выражение для тензора восприимчивости  $\hat{\chi}_{ef}$ . Действие  $\hat{\chi}_{ef}$  на характерную энергию  $E_{H\nu} = 1627.379629$  мЭВ приводит к тензору энергий  $\hat{\varepsilon}_{H\nu} = \hat{\chi}_{ef} E_{H\nu}$  с компонентами  $\varepsilon_{ij} = \chi_{ij} E_{H\nu}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ). Это позволяет оценить энергию по-

кой нейтрино  $\varepsilon_{HG} = |\varepsilon_{21} \varepsilon_{12}|^{1/2} = 280.0460475$  мЭВ. Для описания нейтринных осцилляций в рамках нашей модели получены выражения для энергий:

$$\varepsilon_{\tau L} = \varepsilon_{HG} + \varepsilon_{\tau G}; \varepsilon_{\tau G} = \varepsilon_{2u\tau} + \varepsilon_{hL}; \quad (5)$$

$$\varepsilon_{2u\tau} = z_{2u\tau} \varepsilon_{HG}; \varepsilon_{hL} = \Omega_{hL} \varepsilon_{HG};$$

$$\varepsilon_{\tau L}^2 - \varepsilon_{HG}^2 = z_{\tau G} (z_{\tau G} + 2) \varepsilon_{HG}^2; \quad (6)$$

$$z_{\tau G} = z_{2u\tau} + \Omega_{hL}; \Omega_{hL} = n_{h2} E_e / E_{H0};$$

$$n_{F\tau} + n'_{F\tau} = 1; n'_{F\tau} = \Omega_{\tau L}^{1/2}; \quad (7)$$

$$\Omega_z = \Omega_{z0} + \Omega_{hL} = 0.5 + \Omega'_{c2} + \Omega_{0\nu} + \Omega_{\tau L}.$$

На основе энергий для  $z_0$ -бозона  $E_{z0} = 91.188$  ГэВ и электрона  $E_e = 0.51099907$  МэВ из [15]; энергии бозона Хиггса  $E_{H0} = 125.03238$  ГэВ, числа квантов второй черной дыры  $n_{h2} = 29.02331944$  до слияния с первой черной дырой  $n_{h1}$ , плотности холодной темной материи для нейтронных звезд  $\Omega'_{c2} = 0.224091707$ , плотности нейтрино  $\Omega_{0\nu} = 0.002939801$  из [8, 9] находим  $\Omega_{z0} = E_{z0} / E_{H0} = 0.729315078$ ,  $\Omega_{hL} = 1.186165 \cdot 10^{-4}$ ,  $\Omega_z = 0.729315078$ ,

$\Omega_{\tau L} = 0.002402187$ ,  $n'_{F\tau} = 0.049012111$ ,  $n_{F\tau} = 0.950987889$ . С учетом спектрального параметра  $S_{2u} = 0.033051284$  и выражений (5), (6) находим параметры  $z_{2u\tau} = 0.5 n_{F\tau} S_{2u} = 0.015715686$ ,  $z_{\tau G} = 0.015834303$ , которые допускают интерпретацию как космологических красных смещений для нейтринного поля. Значения энергий:  $\varepsilon_{hL} = 33.218082$  мкЭВ,  $\varepsilon_{2u\tau} = 4.401115748$  мЭВ,  $\varepsilon_{\tau G} = 4.43433383$  мЭВ,  $\varepsilon_{\tau L} = 284.4803813$  мЭВ. Разность квадратов энергий  $\varepsilon_{\tau L}^2 - \varepsilon_{HG}^2 = 2503.298642$  (мЭВ) $^2$  и значение  $\Omega_{\tau L}$  практически совпадают с разностью квадратов энергий  $2500$  (мЭВ) $^2$  и лептонным числом  $0.0024$  из эксперимента по нейтринным осцилляциям [5].

## СВЕРХБЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Динамические модели дают возможность описать не только сверхизлучение, но и СБС. Для интенсивности излучения  $J(t)$  [9] имеем

$$J(t) = J_0 (a_0 + a_m) [(a_0 - a_m) + 1]. \quad (8)$$

Здесь  $J_0$  – начальная интенсивность излучения; в общем случае  $a_0(t)$ ,  $a_m(t)$  зависят от времени  $t$  и других параметров. СБС мы называем состоянием с  $J(t) = 0$ . Эти состояния могут быть реализованы в процессе развития различных переходных эффектов (индукции, лавины, эхо, самоиндуцированной прозрачности). Из (8) следует возможность описания их в рамках двух моделей.

Модель  $A_0$ 

В рамках этой модели полагаем  $a_0 = -a_m$ , где

$$a_m = \left(z'_{A2}\right)^{1/2}; \quad a_0^2 = a_m^2 + z'_u \left(z'_u + 2\right)/4; \quad (9)$$

$$a_m^2 = z'_{A2}; \quad N_{ra} = z'_{A2} + z'_u.$$

Из (9) следует два варианта: вариант В1, когда  $z'_u = 0$ , тогда  $N_{ra} = z'_{A2}$ ; вариант В2, когда  $z'_u = -2$ , тогда  $N_{ra} = z'_{A2} - 2$ . Далее вводим вектор-строки  $\hat{N}_{d1}$ ,  $\hat{N}_{d2}$  и вектор-столбцы  $\hat{N}_{d1}^+$ ,  $\hat{N}_{d2}^+$ , соответственно, для вариантов В1 и В2

$$\hat{N}_{d1} = \left(N_{ra}, z'_{A2}, z'_u\right) = \left(z'_{A2}, z'_{A2}, 0\right); \quad (10)$$

$$\hat{N}_{d2} = \left(z'_{A2} - 2, z'_{A2}, -2\right).$$

Находим нормы  $|N_{d1}|$ ,  $|N_{d2}|$  и угол  $\theta_{d12}$  как функций от аргумента  $z'_{A2}$

$$\hat{N}_{d1}\hat{N}_{d1}^+ = 2\left(z'_{A2}\right)^2 = |N_{d1}|^2;$$

$$\hat{N}_{d2}\hat{N}_{d2}^+ = 8 + 2z'_{A2}\left(z'_{A2} - 2\right) = |N_{d2}|^2;$$

$$\hat{N}_{d1}\hat{N}_{d2}^+ = \hat{N}_{d2}\hat{N}_{d1}^+ = 2z'_{A2}\left(z'_{A2} - 1\right); \quad (11)$$

$$\cos\theta_{d12} = \hat{N}_{d1}\hat{N}_{d2}^+ |N_{d1}|^{-1} |N_{d2}|^{-1} =$$

$$= \sqrt{2}\left(z'_{A2} - 1\right) \left[8 + 2z'_{A2}\left(z'_{A2} - 2\right)\right]^{-1/2}.$$

Из (11) следует возможность изменения знака  $\cos\theta_{d12}$  от  $z'_{A2}$ : так при  $z'_{A2} = 0, 1, 2$  имеем  $\cos\theta_{d12} = -0.5, 0, 0.5$  соответственно. Вводим функции плотности распределения Ферми типа  $n_{d12}$  и  $n'_{d12}$

$$n'_{d12} + n_{d12} = 1; \quad n'_{d12} = \cos^2\theta_{d12} =$$

$$= 2\left(z'_{A2} - 1\right)^2 \left[6 + 2\left(z'_{A2} - 1\right)^2\right]^{-1};$$

$$n_{d12} = \sin^2\theta_{d12} = 6 \left[6 + 2\left(z'_{A2} - 1\right)^2\right]^{-1}; \quad (12)$$

$$B_{d12} = n'_{d12} - n_{d12} =$$

$$= \left[\left(z'_{A2} - 1\right)^2 - 3\right] / \left[\left(z'_{A2} - 1\right)^2 + 3\right].$$

Для параметра  $B_{d12}$  из (12) допустима интерпретация как разности населенности между состояниями (10), (11). Состояние с  $B_{d12} = 0$  реализуется либо при  $z'_{A2} = 1 + \sqrt{3}$ , либо при  $z'_{A2} = 1 - \sqrt{3}$ . При этом  $\cos^2\theta_{d12} = \sin^2\theta_{d12} = 1/2$ , что указывает на

наличие поперечной компоненты эффективных векторов из (10), (11). Это позволяет нам выполнить интерпретацию в терминах СБС с возможной киральностью (поляризованностью) структур из (10), образованного  $z'_{A2}$ . Вводим функции для плотности распределения Бозе типа  $N_{zA}$ ,  $N'_{zA}$  и  $n_{zA}$ ,  $n'_{zA}$

$$N'_{zA} - N_{zA} = 1; \quad N_{zA} = \left(z'_{A2} - 1\right)^2 / 3; \quad (13)$$

$$n'_{zA} - n_{zA} = 1; \quad n_{zA} = N_{zA}^{-1}.$$

На основе (13) и  $z'_{A2} = 1034.109294$  находим значение числа бозонов в равновесном состоянии  $N_{0A} = N_{zA}\left(z'_{A2}\right) = 3.5577160 \cdot 10^5$ . Это позволяет ввести характерную энергию гравитационного поля  $E_{0A} = N_{0A}E_G = 4.3110733$  эВ и записать спектр энергий  $E_{0Ai} = 2E_{0A}S_{iu}$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ). Значения энергий ветвей спектра равны: акустические ветви  $E_{0A1} = 403.01271$  мэВ,  $E_{0A2} = 284.97302$  мэВ; оптические ветви  $E_{0A3} = 3.9080606$  эВ,  $E_{0A4} = 4.5960463$  эВ. Энергия  $E_{0A}$  близка к граничной энергии 4.3 эВ, которая наблюдается при безнейтринном двойном  $\beta$ -распаде в экспериментах с изотопом  $^{136}\text{Xe}$  [15]. Это дает возможность интерпретировать эту энергию как энергию покоя нейтрино Майорана.

На основе  $E_{0A}$ , спектров  $E_{HSi} = E_{H0}S'_{0i}$ ,  $E_{Hii} = E_{H0}S_{iu}$  находим энергии  $E_{dv} = E_{H0}\left(1 + S'_{02}\right) = N_{0Hv}E_{0A}/2 = 129.29473$  ГэВ,  $E_{HS1} = 4.94394060$  ГэВ,  $\varepsilon_{dvv} = E_{H2u}/Q_{H6} = 2.6873617$  ГэВ, где  $Q_{H6} = 1.537746366$ ; оценку полного числа нейтрино  $N_{0Hv} = 5.9982619 \cdot 10^{10}$ . Энергия  $E_{dv}$  близка к локальному минимуму между локальными максимумами на зависимостях числа фотонов от их энергии, которые фиксируются детекторами в экспериментах на ЛНС. Энергии  $E_{HS1}$ ,  $E_{HS2}$ ,  $E_{H1u}$ ,  $E_{H2u}$ ,  $\varepsilon_{dvv}$  несут информацию о передаваемых импульсах, а интервал энергий ( $\varepsilon_{dvv}$ ,  $E_{HS1}$ ) может описывать сильные взаимодействия (адроны), сжатую барионную материю [7].

Далее находим оценки энергий акустической ветви темных реликтовых фотонов (виртуальные реликтовые фотоны в конденсате)  $\varepsilon'_{dm2} = N_{0A}\varepsilon_r = 2\varepsilon'_{dm}S_{2u} = 167.07461$  эВ, темной ма-

тери  $\varepsilon'_{dm} = 2.5275057$  кэВ. Между энергиями ветвей спектров  $\varepsilon'_{dmi} = 2\varepsilon'_{dm}S_{iu}$  и  $\varepsilon_{dmi} = 2\varepsilon_{dm}S_{iu}$  для темной материи с  $\varepsilon'_{dm}$  и  $\varepsilon_{dm} = 1.7872164$  кэВ выполняются условия

$$\begin{aligned} \varepsilon'_{dm} &= \varepsilon'_{dm4} - \varepsilon'_{dm2} = \varepsilon'_{dm3} + \varepsilon'_{dm1}; \\ \varepsilon_{dm} &= \varepsilon_{dm4} - \varepsilon_{dm2} = \varepsilon_{dm3} + \varepsilon_{dm1}. \end{aligned} \quad (14)$$

Значения энергий ветвей спектров равны: акустические ветви  $\varepsilon'_{dm1} = 236.27919$  эВ,  $\varepsilon_{dm1} = 167.07461$  эВ,  $\varepsilon_{dm2} = 118.13959$  эВ; оптические ветви  $\varepsilon'_{dm3} = 2.2912264$  кэВ,  $\varepsilon'_{dm4} = 2.6945803$  кэВ,  $\varepsilon_{dm3} = 1.6201418$  кэВ,  $\varepsilon_{dm4} = 1.9053560$  кэВ. Прямые эксперименты (DAMA/LIBRA, CoGeNT, CRESST-II collaborations) [6] по наблюдению спектра и углового распределения  $\gamma$ -излучения, спектра модуляции из галактического центра выявляют следующие особенности: на фоне стохастического поведения наблюдаются основной локальный максимум вблизи 2.4 кэВ и два локальных основных минимума вблизи 1.9, 2.7 кэВ.

В нашей модели значения энергий  $\varepsilon_{dm4}$ ,  $\varepsilon'_{dm4}$  соответствуют локальным минимумам (потенциальным ямам) оптических ветвей энергий для темной материи с энергиями покоя  $\varepsilon_{dm}$ ,  $\varepsilon'_{dm}$  и практически совпадают с положением локальных минимумов в спектре модуляции. Значение энергии  $\varepsilon'_{dm3} + \varepsilon_{dm2} = 2.4093661$  кэВ практически совпадает с положением основного локального максимума. Энергия  $\varepsilon_{dm2}$  лежит на акустической ветви спектра и несет информацию о передаваемом импульсе  $\gamma$ -излучения. Таким образом, информацию о наличии СБС, темной материи, темных реликтовых фотонов можно извлекать из экспериментальных спектров  $\gamma$ -излучения по наличию локальных минимумов на фоне стохастического поведения сигналов. Также можно извлекать информацию о СБС гравитационного поля по наличию локальных минимумов с энергиями на оптических ветвях  $E_{0A3}$ ,  $E_{0A4}$  (поля деформации), о передаваемых импульсах гравитационного поля с энергиями на акустических ветвях  $E_{0A1}$ ,  $E_{0A2}$  (поля напряжений) и энергии покоя  $E_{0A}$ .

#### Модель $A_1$

В рамках этой модели полагаем  $a_0 = a_m - 1$ . Вводим функции плотностей распределения  $a_m$ ,

$a'_m$  для частиц Ферми типа и  $N_{zg}$ ,  $N'_{zg}$ ,  $n_{zg}$ ,  $n'_{zg}$ , для частиц Бозе типа

$$\begin{aligned} a_m + a'_m &= 1; \quad 2a_m = 1 - b_m; \quad 2a'_m = 1 + b_m; \\ 4b_m &= z'_\mu (z'_\mu + 2); \quad z'_{A2} = N_{ra} - z'_\mu; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} N'_{zg} - N_{zg} &= 1; \quad N_{zg} = (1 + b_m)/(1 - b_m); \\ N'_{zg} &= 8/\left[4 - z'_\mu (z'_\mu + 2)\right]; \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} n'_{zg} - n_{zg} &= 1; \quad n_{zg} = (1 - b_m)/(1 + b_m); \\ n'_{zg} &= 8/\left[4 + z'_\mu (z'_\mu + 2)\right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Параметр  $b_m = a'_m - a_m$  (допускает интерпретацию как разности заселенностей для частиц Ферми типа) из (15) подтверждает наличие сверхсостояния, связанного с космологическим красным смещением  $z'_\mu$ . С другой стороны, числа заполнения  $N'_{zg}$ ,  $n'_{zg}$  из (16), (17) подтверждают возможность описания СБС (темной материи) с помощью глюонного поля ( $n_g = 8$ ), перенормированного вкладом за счет  $z'_\mu$ . Выражения (15)–(17) записаны при выполнении условия  $-1 \leq b_m \leq 1$ . При увеличении  $z'_\mu$  параметр  $b_m$  становится больше 1. При этом функции (15)–(17) переходят в новые функции плотностей распределения для частиц Бозе типа  $|N'_{zg}| - |N_{zg}| = 1$ , для частиц Ферми типа  $|n'_{zg}| + |n_{zg}| = 1$ , соответственно. При  $z'_\mu = 7.18418108$  получим численные значения:  $|a_m| = 7.7476025$ ,  $|N'_{zg}| = 0.1290729$ ,  $|n_{zg}| = 0.885682963$ ,  $n'_{zg} = 0.1143170$ . Это дает возможность определить частоту  $\nu'_{zg} = n'_{zg} \nu_{G0} = 335.00053$  МГц, близкую к частоте 330 МГц, на которой доминирует темная материя из наблюдений радиофиламентов [6].

#### АНОМАЛИИ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ЛЕПТОНОВ

Реликтовое излучение может приводить к эффектам перенормировки исходных параметров: постоянной тонкой структуры  $\alpha_0$ , заряда электрона  $e$ , предельной скорости распространения фотонов в вакууме  $c_0$ ; масс покоя  $m_e$ ,  $m_\mu$ ,  $m_\tau$  и магнетонов  $\mu_B$ ,  $\mu_\mu$ ,  $\mu_\tau$  для электрона, мюона,  $\tau$ -лептона, соответственно

$$\begin{aligned} \hbar c_0 &= e^2 \alpha_0; \quad \mu_B = e\hbar/2m_e; \quad \mu_\mu = e\hbar/2m_\mu; \\ \mu_\tau &= e\hbar/2m_\tau. \end{aligned} \quad (18)$$

При этом магнитные моменты лептонов  $\langle \hat{\mu}_e \rangle$ ,  $\langle \hat{\mu}_\mu \rangle$ ,  $\langle \hat{\mu}_\tau \rangle$  для электрона, мюона,  $\tau$ -лептона, соответственно, определяются выражениями

$$\begin{aligned} 2\langle \hat{\mu}_e \rangle &= (2 + \Omega_{\mu e})\mu_B; \quad 2\langle \hat{\mu}_\mu \rangle = (2 + \Omega_{\mu\mu})\mu_\mu; \\ 2\langle \hat{\mu}_\tau \rangle &= (2 + \Omega_{\mu\tau})\mu_\tau. \end{aligned} \quad (19)$$

Аномальные вклады в магнитные моменты и эффекты перенормировки описываются параметрами  $\Omega_{\mu e}$ ,  $\Omega_{\mu\mu}$ ,  $\Omega_{\mu\tau}$  для электрона, мюона,  $\tau$ -лептона, соответственно, на основе лептонного числа  $\Omega_{\tau L}$

$$\begin{aligned} \Omega_{\mu e} &= \Omega_{\tau L} - \Omega_{HL}; \quad \Omega_{HL} = E_{HL}/E_{H0}; \\ E_{HL} &= n'_{H3}E_e; \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \Omega_{\mu\mu} &= \Omega_{\tau L} - \Omega'_{NL}; \quad \Omega'_{NL} = E'_{NL}/E_{H0}; \\ E'_{NL} &= N'E_e; \quad (N' - N) \cdot \chi_0 = n'_{\mu F}; \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \Omega_{\mu\tau} &= \Omega_{\tau L} - 0.5(\Omega_{HL} + \Omega_{GL}); \\ \Omega_{GL} &= E_{GL}/E_{H0}; \quad E_{GL} = n_G E_e. \end{aligned} \quad (22)$$

Дополнительные вклады  $\Omega_{HL}$ ,  $\Omega'_{NL}$ ,  $\Omega_{GL}$  определяются на основе энергий  $E_{HL}$ ,  $E'_{NL}$ ,  $E_{GL}$  и энергии покоя бозона Хиггса  $E_{H0}$ . Из (20)–(22) следует, что указанные дополнительные энергии определяются числами квантов  $n'_{H3}$ ,  $N'$ ,  $n_G$  и энергией покоя электрона  $E_e$ . При этом

$$\begin{aligned} n'_{H3} &= n_{H3}/(1 + \Omega_{0v}); \\ 1 + \Omega_{0v} &= 1 + \left(n'_F\right)^2 = 1 + (N'_p - N)^2 \cdot \chi_0^2; \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} n_{H3} &= Q_{H3}n_{h2} = 0.5Q_{H3}n_{A0}; \\ n_{A0} &= z'_\mu \left(z'_\mu + 1\right) - n_Q/n_g; \quad n_Q = 2n_G. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь  $\chi_0 = 0.257104198$  – эффективная восприимчивость, когда поле Хиггса равно нулю [12];  $n_g = 8$ ,  $n_Q = 6$ ,  $n_G = \langle \hat{c}_G \hat{c}_G^+ \rangle = 3$  и  $n'_G = \langle \hat{c}_G^+ \hat{c}_G \rangle = 2$  допускают интерпретацию как чисел квантов глюонного, кваркового, возбужденного и основного состояний гравитационного полей, соответственно. На основе (24) находим  $n_{H3} = 20.33926863$ . Далее с учетом (23) получим  $n'_{H3} = 20.27965049$ ,  $N' = 17.21088699$ . На основе (20)–(22) находим энергии  $E_{HL} = 10.36288254$  МэВ,  $E'_{NL} = 8.794747246$  МэВ,  $E_{GL} = 1.53299721$  МэВ; дополнительные вклады  $\Omega_{HL} = 82.88159067 \cdot 10^{-6}$ ,  $\Omega'_{NL} = 70.33975716 \cdot 10^{-6}$ ,  $\Omega_{GL} = 12.26080164 \cdot 10^{-6}$ . Найденные параметры  $0.5\Omega_{\mu e} = 1159.652705 \cdot 10^{-6}$ ,  $0.5\Omega_{\mu\mu} = 1165.923621 \cdot$

$10^{-6}$ ,  $0.5\Omega_{\mu\tau} = 1177.307902 \cdot 10^{-6}$  практически совпадают с данными [15] для аномалий магнитных моментов лептонов.

На основе параметра  $n_{H3}$ , спектральных параметров  $S_{iu}$  и  $S'_{0i}$  из [12] запишем спектры для чисел заполнения  $n_{Hui} = 2n_{H3}S_{iu}$  и  $n_{HSi} = 2n_{H3}S'_{0i}$ . Ветви спектров  $n_{Hu4}$ ,  $n_{Hu3}$ ,  $n_{HS4}$ ,  $n_{HS3}$  являются оптическими, а  $n_{Hu2}$ ,  $n_{Hu1}$ ,  $n_{HS2}$ ,  $n_{HS1}$  – акустическими. Для ветвей спектров выполняются законы сохранения

$$\begin{aligned} n_{H3} &= n_{Hu4} - n_{Hu2} = n_{Hu3} + n_{Hu1}; \\ n_{H3} &= n_{HS4} - n_{HS2} = n_{HS3} + n_{HS1}. \end{aligned} \quad (25)$$

Из (25) следует возможность пересечения ветвей спектров. При этом возможны изменения лептонных параметров  $\Omega_{\mu e}$ ,  $\Omega_{\mu\mu}$ ,  $\Omega_{\mu\tau}$ , сверхтонких расщеплений для атомных дефектов во фрактальных квантовых системах, переходы от дискретного к непрерывному энергетическим спектрам, явление гистерезиса.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе теоретической модели сверхизлучения Дикке предложены две модели для описания сверхбезызлучательных состояний (СБС) различных физических полей активных объектов во фрактальных квантовых системах. Показано, что информацию о наличии СБС, темной материи, темных реликтовых фотонов можно извлекать из спектров  $\gamma$ -излучения по наличию локальных минимумов на фоне стохастического поведения сигналов. На примере активных объектов (наночастицы, атомные дефекты, нейтрино) выполнены оценки характерных ускорений, температур и энергий.

Показана возможность описания процессов взаимных превращений частиц Бозе и Ферми типов при описании нейтринных осцилляций. На примере лептонов выполнены оценки аномалий магнитных моментов с учетом взаимосвязей с бозоном Хиггса.

Результаты работы могут найти применение в физике нейтрино, нейромедицине (для описания нейромедиаторов), квантовой информатике, квантовых оптических технологиях.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ashkin A.* Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers. World Scientific Publishing Company, 2006. 940 p.
2. *Strickland D., Mourou D.* // Opt. Commun. 1985. V. 56. № 3. P. 219.
3. *Кившарь Ю.С., Розанов Н.Н.* Нелинейности в периодических структурах и метаматериалах. М.: Физматлит, 2014. 384 с.

4. Самарцев В.В., Никифоров В.Г. Фемтосекундная лазерная спектроскопия. М.: Тривант, 2017. 401 с.
5. Agafonova N., Alexandrov A., Anokhina A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. № 21. Art. № 211801.
6. Hooper D. // Dark Universe. 2012. № 1. P. 1.
7. Ablyazimov T., Abuhoza T, Adak R.P. et al. // EPJ A. 2017. V. 53. № 3. P. 60.
8. Abramov V.S. // in the book 11th Chaotic modeling and simulation international conference. Berlin: Springer, 2019. P. 1.
9. Абрамов В.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 1. С. 138; Abramov V.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. № 3. P. 364.
10. El Naschie M.S. // J. Mod. Phys. 2016. V. 7. P. 1420.
11. Abramov V.S. // in the book Applied non-linear dynamical systems. V. 93. Springer Proceedings in Mathematics & Statistics, 2014. P. 337.
12. Абрамов В.С. // Вестн. Донецк. ун-та. Сер. А. 2019. № 1. С. 59.
13. Ahn J., Xu Z., Bang J. et al. // arXiv: 1806.06146v1. 2018.
14. Reimann R., Doderer M., Hebestreit E. et al. // arXiv: 1803.11160v2. 2018.
15. Barnett R.M., Carone C.D., Groom D.E. et al. // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. № 1. P. 1.