

На правах рукописи

Шинкевич Сергей Александрович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ  
ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ И СРЕДАХ МЕТОДОМ  
ТОЧНЫХ РЕШЕНИЙ**

Специальность 01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2007

Работа выполнена на кафедре теоретической физики физического факультета Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова.

Научный руководитель: Доктор физико-математических наук,  
профессор А. И. Студеникин

Официальные оппоненты: Доктор физико-математических наук,  
профессор РГГРУ  
В. Н. Родионов

Кандидат физико-математических наук,  
ассистент МГУ им. М. В. Ломоносова  
К. А. Кузаков

Ведущая организация: Томский Государственный Университет,  
г. Томск

Защита диссертации состоится « 17 » мая 2007 года в 16.00 часов на заседании диссертационного совета К 501.001.17 МГУ им. М. В. Ломоносова по адресу: 119992, г. Москва, ГСП, Ленинские Горы, МГУ, физический факультет, ауд. \_\_\_\_\_.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова.

Автореферат разослан « \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2007 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета К 501.001.17,  
доктор физико-математических наук

П. А. Поляков

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертация посвящена развитию метода точных решений квантовых уравнений для волновых функций частиц во внешних полях и средах и исследованию на его основе процессов взаимодействия элементарных частиц, протекающих в экстремальных астрофизических условиях. На основе этого метода развита релятивистская теория протекания урка-процессов в магнитном поле (на примере обратного бета-распада нейтрона) и проведено исследование влияния внешней среды на распространение заряженных лептонов (электронов) в веществе и различных внешних полях. В работе также обсуждаются приложения полученных результатов в астрофизике и космологии.

В работе построена релятивистская теория процесса обратного бета-распада поляризованного нейтрона с учётом эффектов отдачи протона, а также квантования движения протона в магнитном поле. Проведён детальный анализ сечения процесса для различных областей напряжённости поля, поляризации среды и энергии нейтрино и показано, что в случае сверхсильного и сильного магнитного поля наблюдается эффект «прозрачности» поляризованной среды из нейтронов для движущихся нейтрино. Рассмотрены эффекты, связанные с наличием аномального магнитного момента нуклонов.

В рамках данного подхода изучен новый тип электромагнитного излучения — спиновый свет электрона ( $SLe$ ), движущегося в среде из нейтронов. Развита последовательная квантовая теория спинового света электрона в среде (в том числе плотной и сверхплотной), в рамках которой получены выражения для угловых распределений вероятности и мощности излучения, а также исследованы предельные случаи протекания процесса и поляризационные свойства излучения.

### **Актуальность темы.**

Актуальность работы обусловлена тем, что физика элементарных частиц во внешних полях и средах является востребованным и интенсивно развиваемым направлением исследований в свете быстро растущего числа её приложений в таких областях физики, как астрофизика и космология, интерес к которым в настоящее время также непрерывно возрастает. Последнее обстоятельство в свою очередь объясняется повышением точности экспериментов (что дает возможность исследо-

вания более широкого спектра различных явлений), а также возможностью апробации различных новых теорий и моделей, проверка которых в земных условиях не представляется возможной. Изучение процессов, протекающих в сильных внешних полях или плотных средах, привлекает внимание многих специалистов таких областей современной физики, как физика плазмы и ядерного вещества. Кроме того, исследования по данному направлению актуальны сами по себе в свете их значимости для изучения структуры и свойств фундаментальных частиц и их взаимодействий в общетеоретическом плане.

### **Цель работы.**

Целью настоящей диссертационной работы является развитие метода точных решений квантовых уравнений для волновых функций частиц во внешних полях и средах при построении релятивистской теории протекания урка-процессов в магнитном поле, а также при построении квантовой теории спинового света электрона в среде и получение характеристик данного излучения.

**Научная новизна** работы состоит в том, что в ней впервые:

- 1) развита релятивистская теория процесса обратного бета-распада поляризованного нейтрона,  $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ , в магнитном поле с учётом эффектов отдачи протона и квантования движения; при этом проведён детальный анализ сечения процесса для различных областей значений напряжённости магнитного поля;
- 2) обнаружен и исследован эффект «прозрачности» поляризованной среды из нейтронов для движущихся нейтрино в случае сильных и сверхсильных магнитных полей и проведена интерпретация данного явления на основе закона «сохранения проекции спина»;
- 3) произведён учёт влияния взаимодействия аномального магнитного момента (АММ) нуклонов с внешним магнитным полем и при этом указана разрешённая область протекания процесса в случае сверхсильного поля;
- 4) построена последовательная квантовая теория нового типа электромагнитного излучения электрона — спинового света электрона в веществе — и изучены его свойства при движении электрона в среде из нейтронов;

- 5) найдены выражения для угловых распределений вероятности и мощности излучения и проведен детальный анализ их зависимости от энергии электрона и плотности среды, а также исследованы предельные случаи протекания процесса  $e \rightarrow e + \gamma$  и поляризационные свойства излучения.

### **Практическая ценность**

Полученные в данной работе закономерности определяют возможность использования результатов диссертации при исследовании нейтринных процессов, протекающих в сильных магнитных полях, и решении задач, связанных с движением электронов в плотных средах и в различных внешних полях в астрофизике и космологии. Результаты работы также могут быть использованы для описания структуры различных астрофизических объектов и механизма возникновения импульса отдачи пульсаров, наблюдаемые скорости движения которых достигают значений вплоть до 1000 км/с; при экспериментальном исследовании спинового света электрона в среде и при планировании новых экспериментов.

### **Апробация диссертации.**

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, докладывались и обсуждались на следующих конференциях: 12<sup>th</sup> Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics (Moscow, 2005); 2<sup>nd</sup> Vienna Central European Seminar on Particle Physics and Quantum Field Theory “Frontiers in Astroparticle Physics” (Vienna, 2005); Научная конференция “Ломоносовские чтения” (Москва, 2006); 14<sup>th</sup> International Seminar on High Energy Physics “Quarks-2006” (St. Petersburg, 2006); XIII международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых “Ломоносов-2006” (Москва, 2006); 22<sup>nd</sup> International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Santa Fe, New Mexico, 2006); 6<sup>th</sup> Rencontres du Vietnam “Challenges in Particle Astrophysics” (Hanoi, Vietnam 2006); Международная конференция молодых ученых “Молодежь в науке – 2006” (Минск, 2006); 19<sup>th</sup> – 21<sup>st</sup> Workshops in Particle Physics “Results and Perspectives in Particle Physics” (La Thuile, Italy, 2005-2007).

### **Публикации.**

Основные результаты диссертации изложены в 8 опубликованных работах, список которых приводится в конце автореферата.

## Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из Введения, двух глав, Заключения и списка цитированной литературы, который насчитывает 154 наименования. Общий объем 115 страниц, в работе содержится 15 рисунков.

## СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

**Введение.** В разделе 1.1 диссертации обсуждается история и роль нейтрино в развитии физики элементарных частиц и место изучаемой частицы в современной физической картине мира. В данной главе в разделах 1.2-1.3 обоснована актуальность исследуемых проблем и сформулирована постановка цели и задач диссертационной работы. В разделе 1.4 излагаются основные результаты диссертации.

**Глава 2. Релятивистская теория процесса обратного бета-распада.** Данная глава посвящена развитию релятивистской теории протекания урка-процессов в магнитном поле на примере обратного бета-распада нейтрона. В разделе 2.1 проведён расчёт сечения процесса, который основан на релятивистском эффективном лагранжиане локального 4-х фермионного взаимодействия Ферми. В качестве волновых функций заряженных частиц, участвующих в данном процессе, используются точные решение уравнения Дирака в магнитном поле.

Полное сечение процесса обратного  $\beta$ -распада поляризованного нейтрона в магнитном поле с учётом эффекта отдачи протона определяется выражением:

$$\sigma = \frac{eB}{32\pi} \sum_{s,s'} \sum_{n,n'} \sum_{i=1,2} \frac{|\tilde{M}|^2}{|p_3/p_0 - p'_3/p'_0|} \Bigg|_{p'_3=p_3^{(i)}}, \quad (1)$$

где производится суммирование по следующим корням:

$$p_3^{(1,2)} = \frac{1}{2((m_n + \kappa)^2 - \kappa_3^2)} \left\{ \kappa_3 [(m_n + \kappa)^2 + \tilde{p}_\perp'^2 - \tilde{p}_\perp^2 - \kappa_3^2] \pm \right. \\ \left. \pm (m_n + \kappa) \sqrt{[(m_n + \kappa)^2 + \tilde{p}_\perp'^2 + \tilde{p}_\perp^2 - \kappa_3^2]^2 - 4\tilde{p}_\perp'^2 \tilde{p}_\perp^2} \right\}, \quad \tilde{p}_\perp'^2 = \sqrt{m'^2 + 2\gamma n'}, \quad \tilde{p}_\perp^2 = \sqrt{m^2 + 2\gamma n}. \quad (2)$$

В разделе 2.2 диссертации, исходя из выражения для закона сохранения энергии при наличии внешнего магнитного поля, определены две характерные величины напряжённости магнитного поля:

- 1) электронное критическое поле  $B_{cr}$ , при превышении которого электрон может занимать только низший (нулевой) уровень Ландау:

$$B_{cr} = \frac{(\Delta + \kappa)^2 - m^2}{2e}, \quad (3)$$

здесь  $\Delta = m_n - m'$  — разность масс нейтрона и протона.

2) протонное критическое поле  $B'_{cr}$ , при превышении которого протон может находиться только на низшем (нулевом) уровне Ландау.

$$B'_{cr} = \frac{(m_n + \kappa - m)^2 - m'^2}{2e}. \quad (4)$$

Проведённый анализ позволяет выделить следующие три характерные области значений величины напряжённости магнитного поля: 1) слабое поле ( $B < B_{cr}$ ), 2) сильное поле ( $B_{cr} < B < B'_{cr}$ ), 3) сверхсильное поле ( $B > B'_{cr}$ ). В разделах 2.3-2.5 диссертации приведён расчёт сечения обратного  $\beta$ -распада для этих областей.

В разделе 2.3 рассмотрен случай сверхсильного поля ( $B > B'_{cr}$ ), когда при напряжённости поля порядка  $B_{cr} \approx 1.3 \cdot 10^{17}$  Гс происходит вырождение движения протона и электрона в плоскости, перпендикулярной полю, и они могут находиться только на нижнем уровне Ландау:  $n' = n = 0$ . В этом случае получаем следующее выражение для сечения процесса обратного бета-распада:

$$\sigma_{n=n'=0} = \frac{eBG^2}{8\pi} e^{-\frac{\kappa^2}{2\gamma}} \sum_{i=1,2} \frac{(1 + p_3^{(i)}/p_0^{(i)})}{|p_3^{(i)}/p_0^{(i)} - p_3'^{(i)}/p_0'^{(i)}|} \{a^{(i)} + b^{(i)} \cos \theta + S(b^{(i)} + a^{(i)} \cos \theta)\}, \quad (5)$$

где коэффициенты:

$$a^{(i)} = 3 + 2\alpha + 3\alpha^2 - 2(1 - \alpha^2) \frac{m'}{p_0'^{(i)}} - (1 + 6\alpha + \alpha^2) \frac{p_3'^{(i)}}{p_0'^{(i)}}, \quad b^{(i)} = -1 + 2\alpha - \alpha^2 + 2(1 - \alpha^2) \frac{m'}{p_0'^{(i)}} - (1 - \alpha)^2 \frac{p_3'^{(i)}}{p_0'^{(i)}}.$$

Здесь  $\theta$  — угол между импульсом налетающего нейтрино и направлением вектора магнитного поля,  $S$  — поляризация среды из нейтронов:  $-1 \leq S \leq 1$ .

Пренебрегая отдачей протона и принимая, что импульс нейтрино значительно меньше вклада энергии уровня Ландау ( $\kappa^2 \ll eB$ ), для случая сверхсильного поля, получаем приближённое значение сечения процесса:

$$\sigma_{n=n'=0} \Big|_{p_0'=m'} = \frac{eBG^2}{4\pi} \{a + b \cos \theta + S(b + a \cos \theta)\} \frac{\Delta + \kappa}{\sqrt{(\Delta + \kappa)^2 - m^2}}, \quad (6)$$

где  $a = 1 + 2\alpha + 5\alpha^2$ ,  $b = 1 + 2\alpha - 3\alpha^2$  (при  $\alpha = 1.26$  имеем  $a = 11.5$  и  $b = -1.24$ ).

В разделе 2.4 исследован случай сильного поля ( $B_{cr} < B < B'_{cr}$ ), когда при напряжённости магнитного поля порядка  $B_{cr} \approx 1.2 \cdot 10^{14}$  Гс движение электрона вырождено ( $n = 0$ ), в то время как протон может занимать уровни Ландау с номером вплоть до  $n'_{max}$ . Для сечения процесса в этом случае получили:

$$\sigma_{n=0} = \frac{eBG^2}{8\pi} \sum_{n'=0}^{n_{\max}} \sum_{i=1,2} \frac{(1+p_3^{(i)}/p_0^{(i)})}{|p_3^{(i)}/p_0^{(i)} - p_3'^{(i)}/p_0'^{(i)}|} \left\{ \left[ (1+\alpha)^2 (1-p_3'^{(i)}/p_0'^{(i)}) (1+S)(1+\cos\theta) + \right. \right. \\ \left. \left. + 2[1+\alpha^2 - (1-\alpha^2)m'/p_0'^{(i)} - 2\alpha p_3'^{(i)}/p_0'^{(i)}] (1-S)(1-\cos\theta) \right] I_{n',0}^2(\rho) + \right. \\ \left. + (1-\alpha)^2 (1-p_3'^{(i)}/p_0'^{(i)}) (1-S)(1+\cos\theta)(1-\delta_{n',0}) I_{n'-1,0}^2(\rho) \right\}, \quad \rho = \kappa_{\perp}^2/2\gamma. \quad (7)$$

В приближении покоящегося протона выражение для сечения процесса упрощается и будет иметь вид:

$$\sigma_{n=0}|_{p_3'=0} = \frac{eBG^2}{2\pi} \left\{ 3\alpha^2 + 1 + (1-\alpha^2)\cos\theta + 2\alpha S[1-\alpha + (1+\alpha)\cos\theta] \right\} \frac{\Delta + \kappa}{\sqrt{(\Delta + \kappa)^2 - m^2}}. \quad (8)$$

Из выражений (7) и (8) следует, что в сверхсильном и сильном магнитном поле полностью поляризованная среда, состоящая из нейтронов, прозрачна для нейтрино, движущихся против направления поляризации среды.

В разделе 2.5 рассмотрен случай слабого поля ( $B < B_{cr}$ ). В этом случае, пренебрегая движением протона, для сечения процесса получили:

$$\sigma|_{p_3'=0} = \frac{eBG^2}{2\pi} \sum_{n=0}^{n_{\max}} \left\{ g_n [3\alpha^2 + 1 + (1-\alpha^2)\cos\theta] + \delta_{n,0} (1-\alpha) [(1+\alpha)\cos\theta + 2\alpha S] \right\} \frac{\Delta + \kappa}{\sqrt{(\Delta + \kappa)^2 - m^2}}, \quad (9)$$

где  $g_n$  – степень вырождения  $n$ -ого уровня Ландау, принимающая значение  $g_n = 1$  для нулевого уровня и  $g_n = 2$  — для всех остальных,  $\delta_{n,0}$  – символ Кронекера.

В разделе 2.6 диссертационной работы указанная особенность поведения сечения процесса в случае сверхсильного и сильного магнитного поля и обнаруженный эффект «прозрачности» нейтронной среды описываются законом сохранения суммарного момента импульса частиц, который в случае движения нейтрино вдоль направления вектора поля и покоящегося нейтрона сводится к закону сохранения «проекции спина»:

$$s_v + s_n = s' + s. \quad (10)$$

В разделе 2.7 произведён учёт аномального магнитного момента нуклонов, когда энергия протона и покоящегося нейтрона в магнитном поле содержит слагаемые, отвечающие взаимодействию с магнитным полем АММ протона

$k_p = \frac{e}{2m'} \left( \frac{g_p}{2} - 1 \right)$  и нейтрона  $k_n = \frac{e}{2m_n} \frac{g_n}{2}$ , которые определяется соответствующим  $g$ -

фактором Ланде:  $g_p = 5.58$ ,  $g_n = -3.82$ . Поэтому для получения сечения исследуемого процесса можно использовать приведённые ранее выражения, в которых следует произвести следующую замену:



$$m' \rightarrow m'^* = m' - k_p B, \quad m_n \rightarrow m_n^* = m_n - s_n k_n B. \quad (11)$$

С учётом вклада АММ нуклонов из закона сохранения энергии следует, что в сверхсильном поле существует область значений поляризации среды, при которой процесс обратного бета-распада нейтрона запрещён:

$$m_n - s_n k_n B + \kappa < m + m' - k_p B. \quad (12)$$

Таким образом, при  $(Sk_n - k_p) > 0$  и напряженности магнитного поля, превышающей значение  $B_{forb}$ , среда прозрачна для движущегося нейтрино:

$$B_{forb} = \frac{\Delta + \varkappa - m}{Sk_n - k_p}. \quad (13)$$

В этом же разделе приведены характерные оценки значения напряжённости магнитного поля  $B_{forb}$  для различных значений энергии нейтрино:

$$B_{forb} \approx 3.0 \cdot 10^{19} \text{ Гс} \quad (\kappa = 10 \text{ МэВ}), \quad B_{forb} \approx 2.2 \cdot 10^{18} \text{ Гс} \quad (\kappa \ll m).$$

В разделе 2.8 кратко сформулированы основные результаты данной главы.

**Глава 3. Квантовая теория спинового света электрона в среде.** В данной главе на основе точных решений обобщенного уравнения Дирака для электрона в среде развивается квантовая теория спинового света электрона в веществе. При этом полагается, что на длине волны де Бройля электрона находится макроскопическое число частиц среды. В данном случае волновая функция электрона удовлетворяет модифицированному уравнению Дирака:

$$\left\{ i\gamma_\mu \partial^\mu - \frac{1}{2} \gamma_\mu (c + \gamma_5) \tilde{f}^\mu - m_e \right\} \Psi(x) = 0, \quad c = 1 - 4 \sin^2 \theta_w, \quad (14)$$

где  $\tilde{f}^\mu$  является эффективным потенциалом электронов в среде,  $m_e$  – масса электрона, а  $\theta_w$  – угол Вайнберга.

В разделе 3.2 диссертации получено решение указанного уравнения Дирака. В случае, когда среда состоит из покоящихся неполяризованных нейтронов, эффективный потенциал имеет вид:

$$\tilde{f}^\mu = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (n_n, n_n \mathbf{v}), \quad (15)$$

где  $n_n$  – число нейтронов в единице объема. Для энергетического спектра электронов в этом случае получили:

$$E_\varepsilon = \varepsilon \sqrt{p^2 \left( 1 - s\alpha_n \frac{m_e}{p} \right)^2 + m_e^2} + c\alpha_n m_e, \quad \alpha_n = \frac{G_F}{2\sqrt{2}} \frac{n_n}{m_e}, \quad (16)$$

где  $p$  и  $S=\pm 1$  – импульс и спиральность движущегося электрона. Точное решение обобщенного уравнения Дирака (14) в случае покоящейся неполяризованной среды дается выражением:

$$\Psi_{\varepsilon,p,s}(\mathbf{r},t) = \frac{e^{-i(E_\varepsilon t - \mathbf{p}\mathbf{r})}}{2L^{3/2}} \begin{pmatrix} \sqrt{1+A}\sqrt{1+B} \\ s\sqrt{1+A}\sqrt{1-Be^{i\delta}} \\ s\varepsilon\sqrt{1-A}\sqrt{1+B} \\ \varepsilon\sqrt{1-A}\sqrt{1-Be^{i\delta}} \end{pmatrix}, \quad A = \frac{m_e}{\tilde{E}_\varepsilon}, \quad B = s\frac{p_3}{p}, \quad \tilde{E}_\varepsilon = E_\varepsilon - c\alpha_n m_e, \quad (17)$$

где  $L$  – нормировочная длина и  $\delta = \arctg(p_2/p_1)$ . Величина  $\varepsilon = \pm 1$  соответствует двум ветвям решения уравнения, которые в случае отсутствия среды ( $\alpha_n \rightarrow 0$ ) переходят в положительно и отрицательно-частотное решения уравнения Дирака в вакууме.

В разделе 3.3 исследуется явление спинового света электрона в среде, т.е. излучение фотона движущимся в веществе электроном.

Из закона сохранения энергии и импульса следует, что процесс спинового света электрона в среде разрешен только в том случае, когда начальный и конечный электроны характеризуются следующими спиновыми состояниями:  $s_i = -1$ ,  $s_f = +1$ . Энергия испущенного фотона определяется выражением:

$$\omega = \frac{2\alpha_n m_e p [\tilde{E} - (p + \alpha_n m_e) \cos \theta]}{(\tilde{E} - p \cos \theta)^2 - (\alpha_n m_e)^2}, \quad \tilde{E} = E - c\alpha_n m_e, \quad \tilde{E}' = E' - c\alpha_n m_e, \quad (18)$$

где  $\theta$  – угол между импульсом испущенного фотона  $\mathbf{k}$  и импульсом начального электрона  $\mathbf{p}$ . В случае распространения релятивистского электрона сквозь среду с малым параметром плотности  $\alpha_n$  энергия испущенного фотона (18) определяется выражением:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F n_n \frac{\beta_e}{1 - \beta_e \cos \theta}, \quad \beta_e = \frac{p}{E}. \quad (19)$$

Данная ситуация может быть реализована в различных астрофизических и космологических объектах, а частота излучения  $SLe$  может достигать гамма-диапазона.

Используя выражение для амплитуды процесса и энергии испущенного фотона с учётом суммирования по состояниям поляризации конечного фотона, получены общие выражения для вероятности и интенсивности излучения:

$$\Gamma = \frac{e^2}{2} \int_0^\pi \frac{\omega}{1 + \tilde{\beta}'_e y} S_e \sin \theta d\theta, \quad I = \frac{e^2}{2} \int_0^\pi \frac{\omega^2}{1 + \tilde{\beta}'_e y} S_e \sin \theta d\theta, \quad (20)$$

где подынтегральная функция определяется соотношениями:

$$S_e = (1 - y \cos \theta) \left( 1 - \tilde{\beta}_e \tilde{\beta}'_e - \frac{m_e^2}{\tilde{E} \tilde{E}'} \right), \quad \tilde{\beta}_e = \frac{p + \alpha_n m_e}{\tilde{E}}, \quad \tilde{\beta}'_e = \frac{p' - \alpha_n m_e}{\tilde{E}'}. \quad (21)$$

Величины  $\tilde{\beta}_e$ ,  $\tilde{\beta}'_e$  описывают групповую скорость волновой функции электрона в среде. Энергия и импульс электрона в конечном состоянии имеют вид:

$$E' = E - \omega, \quad p' = K_e \omega - p, \quad K_e = \frac{\tilde{E} - \cos \theta}{\alpha_n m_e}, \quad y = \frac{\omega - p \cos \theta}{p'}. \quad (22)$$

Интегрирование формул (20) по углам вылета фотона дает окончательные замкнутые выражения для полной вероятности:

$$\Gamma = \frac{e^2 m^3 (1 + 2a) \left[ (1 + 2b)^2 \ln(1 + 2b) - 2b(1 + 3b) \right]}{4p^2 (1 + 2b)^2 \sqrt{1 + a + b}} \quad (23)$$

и интенсивности:

$$I = \frac{e^2 m^4 (1 + a) \left[ 3(1 + 2b)^3 \ln(1 + 2b) - 2b(3 + 15b + 22b^2) \right] - 8b^4}{6p^2 (1 + 2b)^3}, \quad (24)$$

процесса ( $a = \alpha_n^2 + p^2/m_e^2$  и  $b = 2\alpha_n p/m_e$ ).

В конце раздела 3.3 рассмотрены предельные случаи, отвечающие возможным предельным отношениям между независимыми параметрами: массой и импульсом электрона и параметром плотности среды.

С использованием выражений (23) и (24) в случае  $\alpha_n \gg m_e/p$  получено:

$$\Gamma \approx \begin{cases} \frac{1}{2} e^2 \frac{m_e^2}{p} \left[ \ln \frac{4\alpha_n p}{m_e} - \frac{3}{2} \right], & \frac{m_e}{p} \ll \alpha_n \ll \frac{p}{m_e}, \\ \frac{1}{2} e^2 \alpha_n \frac{m_e^3}{p^2} \left[ \ln \frac{4\alpha_n p}{m_e} - \frac{3}{2} \right], & \alpha_n^{-1} \ll \frac{p}{m_e} \ll \alpha_n. \end{cases} \quad I \approx \begin{cases} \frac{1}{2} e^2 m_e^2 \left[ \ln \frac{4\alpha_n p}{m_e} - \frac{11}{6} \right], & \frac{m_e}{p} \ll \alpha_n \ll \frac{p}{m_e}, \\ \frac{1}{2} e^2 \alpha_n^2 \frac{m_e^4}{p^2} \left[ \ln \frac{4\alpha_n p}{m_e} - \frac{11}{6} \right], & \alpha_n^{-1} \ll \frac{p}{m_e} \ll \alpha_n. \end{cases} \quad (25)$$

В противоположном случае при  $\alpha \ll m_e/p$  имеем:

$$\Gamma \approx \begin{cases} \frac{32}{3} e^2 \alpha_n^3 \frac{p^2}{m_e}, & \alpha_n \ll \frac{m_e}{p} \ll 1, \\ \frac{16}{3} e^2 \alpha_n^3 p, & \alpha_n \ll 1 \ll \frac{m_e}{p}, \\ \frac{32}{3} e^2 \alpha_n^4 p, & 1 \ll \alpha_n \ll \frac{m_e}{p}. \end{cases} \quad I \approx \begin{cases} 32 e^2 \alpha_n^4 \frac{p^4}{m_e^2}, & \alpha_n \ll \frac{m_e}{p} \ll 1, \\ \frac{32}{3} e^2 \alpha_n^4 p^2, & \alpha_n \ll 1 \ll \frac{m_e}{p}, \\ 32 e^2 \alpha_n^6 p^2, & 1 \ll \alpha_n \ll \frac{m_e}{p}. \end{cases} \quad (26)$$

Первый вариант в каждом из случаев соответствует распространению релятивистского электрона, второй и третий вариант в выражении (26) — нерелятивистскому случаю. В зависимости от значения параметра плотности среды  $\alpha_n$  оставший-

ся последний вариант в формулах (25) отвечает релятивистскому или нерелятивистскому случаю движения электрона.

Используя полученные выражения для вероятности процесса и интенсивности излучения, можно получить для различной плотности среды оценки средней энергии испущенных фотонов:  $\langle \omega \rangle = I/\Gamma$ . В случае  $\alpha_n \gg m_e/p$  имеем:

$$\langle \omega \rangle \simeq \begin{cases} p, & \frac{m_e}{p} \ll \alpha_n \ll \frac{p}{m_e}, \\ \alpha_n m_e, & \alpha_n^{-1} \ll \frac{p}{m_e} \ll \alpha_n, \end{cases} \quad (27)$$

где предполагается, что  $\ln \frac{4\alpha_n p}{m_e} \gg 1$ . Следовательно, при распространении ультрарелятивистского электрона спектр излучения спинового света будет лежать в гамма-диапазоне. Оценки соответствующих предельных выражений для энергии начального электрона также указывают на то, что возможна ситуация, когда практически вся первоначальная энергия электрона уносится фотоном.

Аналогичный анализ, проведённый для случая  $\alpha_n \ll m_e/p$ , показал, что:

$$\langle \omega \rangle \simeq \begin{cases} 3\alpha_n \frac{p^2}{m_e}, \\ 2\alpha_n p, \\ 3\alpha_n^2 p, \end{cases} \quad E \simeq \begin{cases} p, & \alpha_n \ll \frac{m_e}{p} \ll 1, \\ m_e, & \alpha_n \ll 1 \ll \frac{m_e}{p}, \\ \alpha_n m_e, & 1 \ll \alpha_n \ll \frac{m_e}{p}. \end{cases} \quad (28)$$

Следовательно, только малая часть энергии лептона переходит в излучение спинового света электрона в среде.

В разделе 3.4 диссертации изучены поляризационные свойства спинового света электрона. Учитывая вклад в амплитуду процесса каждого состояния линейной поляризации фотона, получено общее выражение для интенсивности излучения:

$$I^{(1,2)} = \frac{e^2}{4} \int_0^\pi \frac{\omega^2}{1 + \tilde{\beta}'_e y} \left( 1 - y \cos \theta \pm \frac{p}{p'} \sin^2 \theta \right) \left( 1 - \tilde{\beta}_e \tilde{\beta}'_e - \frac{m_e^2}{\tilde{E} \tilde{E}'} \right) \sin \theta d\theta, \quad (29)$$

соответствующее двум различным состояниям линейной поляризации фотона.

Наиболее интересным является анализ предельных случаев и при малой плотности среды ( $\alpha_n \ll 1 \ll \frac{m_e}{p}$ ). После интегрирования выражения (29) имеем:

$$I^{(1,2)} = \left( 1 \pm \frac{1}{2} \right) I, \quad I = I^{(1)} + I^{(2)}. \quad (30)$$

Таким образом, значения интенсивности для различных линейных поляризаций отличаются в 3 раза. Во всех остальных случаях интенсивности излучения для различных поляризаций фотона являются величинами одного порядка:

$$I^{(1)} \simeq I^{(2)} \simeq \frac{1}{2}I, \quad (31)$$

и, следовательно, суммарное излучение  $SLe$  будет неполяризованное.

В случае круговой поляризации интенсивность излучения спинового света электрона даётся следующим выражением:

$$I^{(l)} = \frac{e^2}{4} \int_0^\pi \frac{\omega^2}{1 + \tilde{\beta}'_e y} (1 + ly)(1 - l \cos \theta) \left( 1 - \tilde{\beta}_e \tilde{\beta}'_e - \frac{m_e^2}{\tilde{E}\tilde{E}'} \right) \sin \theta d\theta, \quad (32)$$

где  $l = \pm 1$  характеризует круговую поляризацию правого и левого фотона.

В диссертации также рассмотрены предельные случаи протекания процесса и при  $\alpha_n \gg m_e/p$  получено:

$$\begin{aligned} I^{(+1)} \simeq 0, \quad I^{(-1)} \simeq I, \quad \frac{m_e}{p} \ll \alpha_n \ll \frac{p}{m_e}, \\ I^{(+1)} \simeq I, \quad I^{(-1)} \simeq 0, \quad \alpha_n^{-1} \ll \frac{p}{m_e} \ll \alpha_n. \end{aligned} \quad (33)$$

В противоположном случае (при  $\alpha_n \ll m_e/p$ ) имеем:

$$\begin{aligned} I^{(+1)} \simeq 0, \quad I^{(-1)} \simeq I, \quad \alpha_n \ll \frac{m_e}{p} \ll 1, \\ I^{(+1)} \simeq I^{(-1)} \simeq \frac{1}{2}I, \quad \alpha_n \ll 1 \ll \frac{m_e}{p}, \\ I^{(+1)} \simeq 0, \quad I^{(-1)} \simeq I, \quad 1 \ll \alpha_n \ll \frac{m_e}{p}. \end{aligned} \quad (34)$$

Следовательно, при малой плотности среды ( $\alpha_n \ll 1$ ) излучение левополяризовано. Однако степень поляризации уменьшается с ростом плотности среды, и при  $\alpha_n \sim \frac{1}{2} p/m_e$  излучение становится неполяризованным. При дальнейшем возрастании плотности среды (при увеличении  $\alpha_n$ ) начинает преобладать правополяризованная компонента излучения и, таким образом, степень поляризации возрастает.

В разделе 3.5 диссертации приведены характерные оценки вероятности и времени протекания процесса для плотной среды ( $n = 10^{37} \text{ см}^{-3}$  при  $\alpha_n \sim 5.9 \cdot 10^{-7}$ ), состоящей из нейтронов:

$$\Gamma \approx 3.1 \cdot 10^{-18} \text{ МэВ}, \quad T \approx 2.1 \cdot 10^{-4} \text{ с} \quad (\text{при } p = 10 \text{ МэВ}).$$

В случае предельных плотностей, предполагаемых для нейтронных звёзд,  $n=10^{40}$  см<sup>-3</sup> (что соответствует параметру  $\alpha_n \sim 5.9 \cdot 10^{-4}$ ), имеем следующие оценки

$$\Gamma \approx 2.8 \cdot 10^{-9} \text{ МэВ}, \quad T \approx 2.3 \cdot 10^{-13} \text{ с} \quad (\text{при } p=10 \text{ МэВ}).$$

В разделе 3.6 работы рассмотрены и обсуждены ограничения на распространение излучения в среде, накладываемые эффектами плазмы.

В разделе 3.7 кратко приведены основные результаты данной главы.

**В Заключение** перечислены полученные результаты и кратко сформулированы основные выводы диссертационной работы.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Построена релятивистская теория обратного бета-распада поляризованного нейтрона в магнитном поле, получено точное выражение для сечения процесса с учётом эффектов движения (отдачи) протона в случае произвольной напряжённости магнитного поля.
2. Исследована зависимость сечения от энергии и направления импульса налетающего нейтрино и поляризации среды для различных областей значений магнитного поля: сверхсильного, сильного и слабого поля.
3. Показано, что при определённых условиях поляризованная среда, состоящая из нейтронов, становится прозрачной для нейтрино.
4. Исследовано влияние аномальных магнитных моментов на характеристики рассматриваемого процесса в магнитном поле.
5. На основе метода точных решений обобщенного уравнения Дирака для электрона в среде развита квантовая теория спинового света электрона ( $SLe$ ) в веществе. Приведены точные решение уравнения с учётом указанных внешних факторов и энергетический спектр электрона в случае среды, состоящей из нейтронов.
6. Для различных предельных соотношений между массой  $m$  и импульсом  $p$  электрона и параметром плотности среды  $\alpha_n$  найдены полная вероятность и мощность излучения спинового света электрона в веществе.

7. Проведена оценка времени протекания процесса при характерных плотностях астрофизических объектов и рассмотрены ограничения на распространение излучения в среде, связанные с возможностью наличия плазмы.
8. Исследованы поляризационные свойства спинового света и, в частности, показано, что при распространении релятивистского электрона в плотной среде излучение характеризуется круговой поляризацией.

## ПУБЛИКАЦИИ

Основное содержание диссертации и результаты выполненных исследований опубликованы в следующих работах:

1. *Shinkevich S., Studenikin A.* Relativistic theory of inverse beta-decay of polarized neutron in strong magnetic field // *Pramana - J. Phys.* — 2005. — Aug. — Vol. 65, no. 2. — Pp. 215-244. — hep-ph/0402154.
2. *Grigoriev A., Shinkevich S., Studenikin A., Ternov A., Trofimov I.* Spin light of electron in matter // *Particle Physics at the Year of 250th Anniversary of Moscow University / Ed. by A.Studenikin.* — Singapore: World Scientific, 2006. — Pp. 73-77. — hep-ph/0611103.
3. *Студеникин А. И., Шинкевич С. А.* Релятивистская теория URCA-процессов в сильном магнитном поле // *Ломоносовские чтения. Секция физики / Сб. тезисов докладов.* — М.: Физ. ф-т МГУ, 2006. — Апрель. — С. 144-145.
4. *Студеникин А. И., Шинкевич С. А.* Релятивистская теория обратного бета-распада в сильном магнитном поле // *Изв. НАН Беларуси. Серия Физ-Мат. Наук.* — 2006. — № 5. — С. 49-53.
5. *Shinkevich S., Studenikin A.* Relativistic theory of inverse beta-decay of polarized neutron in strong magnetic field // *Proc. 14<sup>th</sup> International Seminar «Quarks-2006».* — INR RAS, 2007. — May 19-25, 2006.
6. *Шинкевич С. А.* Релятивистская теория URCA-процессов в магнитном поле // *Ломоносов-2006. Секция Физика / Сб. тезисов докладов.* — Т. 2. — М.: Физ. ф-т МГУ, 2006. — Апрель. — С. 76-77.
7. *Григорьев А. В., Студеникин А. И., Тернов А. И., Шинкевич С. А.* Новый механизм электромагнитного излучения электрона в среде (спиновый свет) // *Изв. ВУЗов. Серия Физика.* — 2007. — № 6.
8. *Студеникин А. И., Шинкевич С. А.* Метод точных решений при исследовании взаимодействия элементарных частиц во внешних полях и средах. — № 1/2007. — Физ. ф-т МГУ, 2007. — 17 с. — (Препр. / физ. ф-та МГУ).