



OpenSciLab.org

Наукова платформа
Open Science Laboratory

**Учасники
конференції**

Blazheyevskiy M.Ye. Міхальова А.-А.А.
Myronchenko Svitlana Мічута О.Р.
Narimanishvili T. Ніколаєв М.К.
Єремян О.М. Олесневич Т.В.
Єрошенко Г.А. Онищенко А.М.
Єфімов В.П. Остапчук Н.М.
Богомол О.О. Палій К.С.
Бондар В.І. Панова Л.В.
Булатов Б.А. Папченко І.В.
Важенин В.Ю. Пелих Н.Л.
Ваценко А.В. Петруняк М.І.
Вербицький Н.І. Поздняков В.Ф.
Викман П.С. Путрич Е.Н.
Война І.А. Пюстонен С.Р.
Гаврилюк А.В. Радченко Н.О.
Гладій Г.М. Рибницький Т.І.
Глущенко Ю.А. Родионова О.В.
Голодюк Г.І. Ролінська І.Л.
Гольберг Д.О. Роца Ю.М.
Григорцов А.Є. Рябушко О.Б.
Гібаленко О.М. Сеньків С.С.
Домніч В.Г. Серый А.И.
Дорож О.А. Сидоренко Т.Д.
Дячун Р.І. Скрипченко В.В.
Жигалина А.А. Смирнов М.А.
Идт Е.В. Смирнова Г.Ф.
Казакевич Л.А. Соколинская Т.В.
Казновський А.Т. Старіков В.С.
Калашник О.П. Супрович М.П.
Канюк О.В. Сырокваш Н.А.
Кизюкевич Л.С. Траскевич Р.Р.
Кльоба Л.Г. Турчин С.А.
Коваленко Д.А. Цеберський В.В.
Кольцова В.О. Человьян С.В.
Корнільсва Л.М. Чкадуа В.Т.
Коротка О.О. Шелупахіна Т.В.
Кушніренко В.Б. Шематинова Н.Ю.
Лавринюк Б.М. Шемет А.А.
Маганов І.А. Шпак Ю.О.
Михалкина М.В. Шуплик В.В.

**СУЧАСНІ ВИКЛИКИ
І АКТУАЛЬНІ ПРОБЛЕМИ
НАУКИ, ОСВІТИ ТА ВИРОБНИЦТВА:
МІЖГАЛУЗЕВІ ДИСПУТИ**



Матеріали
XXII Міжнародної науково-практичної
інтернет-конференції
(м. Київ, 19 листопада 2021 р.)

КИЇВ 2021

Наукова платформа



Open Science Laboratory

**СУЧАСНІ ВИКЛИКИ І АКТУАЛЬНІ ПРОБЛЕМИ
НАУКИ, ОСВІТИ ТА ВИРОБНИЦТВА:
МІЖГАЛУЗЕВІ ДИСПУТИ**

Матеріали

**XXII Міжнародної науково-практичної інтернет-конференції
(м. Київ, 19 листопада 2021 року)**

Самостійне електронне текстове
наукове періодичне видання комбінованого використання

** на обкладинці вказано перших авторів кожної доповіді*

КИЇВ 2021

Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва: міжгалузеві диспути [зб. наук. пр.]: матеріали ХХІІ міжнародної науково-практичної інтернет-конференції (м. Київ, 19 листопада 2021 р.). Київ, 2021. 537 с.

Збірник містить матеріали (тези доповідей) ХХІІ міжнародної науково-практичної інтернет-конференції «Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва: міжгалузеві диспути», у яких висвітлено актуальні питання сучасної науки, освіти та виробництва.

Видання призначене для науковців, викладачів, аспірантів, студентів та практикуючих спеціалістів різних напрямів.

ХХІІ Міжнародна науково-практична інтернет-конференція
«Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва»
(м. Київ, 19 листопада 2021 р.)

Адреса оргкомітету та редакційної колегії:

м. Київ, Україна

E-mail: conference@openscilab.org

www.openscilab.org

Наукові праці згруповані за напрямками роботи конференції та наведені в алфавітному порядку.

Для зручності, беручи до уваги, що видання є електронним, нумерація та загальна кількість сторінок наведені з врахуванням обкладинки.

Збірник на постійній сторінці конференції: <https://openscilab.org/?p=5552>

Матеріали (тези доповідей) друкуються в авторській редакції. Відповідальність за якість та зміст публікацій несе автор.



ЗМІСТ

* зміст інтерактивний
(натиснення на назву призводить до переходу на відповідну сторінку)

АРХІТЕКТУРА ТА БУДІВНИЦТВО

Важенин В.Ю.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАЗЛИЧНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ
УСТРОЙСТВА БУРОВЫХ СВАЙ..... 13

Радченко Н.О.

БЕРНАРДИНСКИЙ КОСТЁЛ СВЯТОГО АНТОНИЯ ПАДУАНСКОГО В
СЛУЦКЕ..... 26

Смирнов М.А., Мотылев Р.В.

КОНСТРУКТИВНЫЕ И ОРГАНИЗАЦИОННО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ
РЕШЕНИЯ УСТРОЙСТВА КРОВЕЛЬ ИЗ ХРИЗОТИЛЦЕМЕНТНЫХ
ЛИСТОВ ПРИ СТРОИТЕЛЬСТВЕ КОТТЕДЖНОГО ПОСЁЛКА В
ЛЕНИНГРАДСКОЙ ОБЛАСТИ..... 34

БІОЛОГІЧНІ НАУКИ

Кизюкевич Л.С.

АКТИВНОСТЬ КИСЛОЙ ФОСФАТАЗЫ В ЭПИТЕЛИОЦИТАХ
КАНАЛЬЦЕВ НЕФРОНОВ В ДИНАМИКЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
ПОДПЕЧЕНОЧНОЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЖЕЛТУХИ 57

ВЕТЕРИНАРНІ НАУКИ

Папченко І.В., Антіпов А.А., Гончаренко В.П., Джміль В.І., Селих І.П.

ЩЕ РАЗ ПОГОВОРИМО ПРО СТРАУСІВ 68

ЕКОНОМІЧНІ НАУКИ

Гольберг Д.О.

РИЗИКИ МАЛОГО БІЗНЕСУ НА ПРИКЛАДІ ПП ФАВОРИТ АВТО 79

Григорцов А.Є.

ОСОБЛИВОСТІ ВИКОРИСТАННЯ МАРКЕТИНГОВИХ ІНСТРУМЕНТІВ
НА РИНКУ ЧОРНОЇ МЕТАЛУРГІЇ НА ПРИКЛАДІ ПАТ
«АРСЕЛОРМІТТАЛ КРИВИЙ РІГ» 86

Серый А.И.

О ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА СВЯЗАННОГО СИНГЛЕТНОГО СОСТОЯНИЯ ДВУХ ПРОТОНОВ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В МОДЕЛИ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА..... 426

Смирнова Г.Ф.

ПРОБЛЕМЫ ВЫСШЕГО ТЕХНИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ 437

ФІЗИЧНЕ ВИХОВАННЯ ТА СПОРТ

Старіков В.С.

ФІЗИЧНА КУЛЬТУРА ТА СПОРТ ЯК ЛОКОМОТИВ РОЗВИТКУ ОСОБИСТОСТІ ТА ЗДОРОВОЇ НАЦІЇ УКРАЇНИ..... 442

ФІЛОЛОГІЧНІ НАУКИ

Война И.А.

ОСОБЕННОСТИ УПОТРЕБЛЕНИЯ ДЕЕПРИЧАСТИЙ 449

Корнільєва Л.М.

ІСТОРИЧНІ ТА ФІЛОСОФСЬКІ ЗАСАДИ ВЗАЄМОЗВ'ЯЗКУ ДИСКУРСІВ ВЛАДИ, РЕЛІГІЇ ТА ПРИРОДИ 452

Путрич Е.Н.

КОНЦЕПТ «УЯЗВИМОСТЬ» В ПРОИЗВЕДЕНИИ Г. ФРУМКЕРА «НЕОКОНЧЕННАЯ ПОВЕСТЬ О НЕНАСТОЯЩЕМ ЧЕЛОВЕКЕ»..... 460

Сеньків С.С., Васенко М.П.

СЛОВОТВІРНІ ДІАЛЕКТИЗМИ У МАЛІЙ ПРОЗІ ІВАНА ФРАНКА (НА МАТЕРІАЛІ НОВЕЛИ „СОЙЧИНЕ КРИЛО”)..... 465

Шпак Ю.О.

ФУНКЦІОНУВАННЯ ОМОНІМІВ UP У СУЧАСНІЙ АНГЛІЙСЬКІЙ МОВІ..... 473

ФІЛОСОФСЬКІ НАУКИ

Палій К.С.

НЕОЛІБЕРАЛЬНА ТРАНСФОРМАЦІЯ КУЛЬТУРИ: ВІД ЦІННОСТІ ДО ТОВАРУ 480

О ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА СВЯЗАННОГО СИНГЛЕТНОГО СОСТОЯНИЯ ДВУХ ПРОТОНОВ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В МОДЕЛИ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

Серый Алексей Игоревич

к.ф.-м.н., доцент, доцент кафедры общей и теоретической физики физико-математического факультета Учреждения образования «Брестский государственный университет имени А.С. Пушкина»

Несмотря на то, что в синглетном состоянии существует притяжение между парой нуклонов, глубина потенциальной ямы мала для образования связанного состояния [1, с. 12, 21], поэтому у дейтрона в таком случае существует только виртуальный уровень с энергией $\varepsilon \approx 70$ кэВ [1, с. 16]. Этот уровень мог бы быть реальным при несколько более глубокой потенциальной яме в синглетном состоянии, но на сегодняшний день способы повышения интенсивности ядерных сил между двумя нуклонами за счет внешнего воздействия неизвестны.

Возможным альтернативным вариантом увеличения глубины потенциальной ямы является воздействие внешним магнитным полем. Ю.А. Бычков в 1960 г. показал, что достаточно интенсивное внешнее магнитное поле может привести к появлению связанного состояния при сколь угодно мелкой яме при наличии частиц с электрическим зарядом [2, с. 557]. В случае пары протонов (по сравнению с дейтроном) ситуация качественно не должна меняться, только вследствие наличия кулоновского отталкивания требуемые магнитные поля оказываются более интенсивными. В случае же пары нейтронов данный метод не годится, поскольку нейтроны электрически нейтральны.

В [3, с. 268–273], в частности, было показано, что в модели параболического потенциала связанное состояние у системы двух протонов в

синглетном состоянии (которое можно обозначить как $(pp)_s$ или ${}^2\text{He}$) возникает при магнитных полях с индукцией $B > 3,53 \cdot 10^{18}$ Гс. Полученные результаты опирались на известное точное аналитическое решение задачи для гармонического осциллятора в постоянном однородном магнитном поле [4, с. 179], причем выбирался потенциал вида

$$U(r) = \begin{cases} -U_0(1 - r^2/R^2), & r \leq R, \\ 0, & r > R \end{cases} \quad (1)$$

Потенциал, по структуре аналогичный потенциалу (1), был выбран в [5, с. 87–94] для описания основного состояния дейтрона. При этом в [3, с. 270] для потенциала, описывающего состояние $(pp)_s$, были получены значения параметров $R = R_p \approx 2,27 \cdot 10^{-13}$ см, $U_0 = U_{0p} \approx 34,65$ МэВ, а в [5, с. 89] для потенциала, описывающего основное состояние дейтрона, были получены возможные пары значений: а) $R = R_t^{(1)} \approx 4,06 \cdot 10^{-13}$ см, $U_0 = U_{0t}^{(1)} \approx 26,9$ МэВ; б) $R = R_t^{(2)} \approx 4,63 \cdot 10^{-13}$ см, $U_0 = U_{0t}^{(2)} \approx 21,6$ МэВ.

В [5, с. 93] было показано, что при таких параметрах уровень энергии основного состояния дейтрона d при любом значении индукции магнитного поля B находится ниже уровня энергии связанного синглетного состояния дейтрона. В силу того, что при заданном значении B уровень энергии состояния $(pp)_s$ находится выше уровня энергии связанного синглетного состояния дейтрона [3, с. 271; 6, с. 328], можно утверждать, что уровень энергии основного состояния дейтрона при любом значении индукции магнитного поля B находится ниже уровня энергии состояния $(pp)_s$.

Это позволяет перейти к оценке времени жизни состояния $(pp)_s$ в магнитном поле. Конечное время жизни такого состояния связано с бета-превращением в основное состояние дейтрона с образованием позитрона e^+ и нейтрино ν_e :

$$(pp)_s = d + e^+ + \nu_e, \quad (2)$$

При этом следует учесть, что: а) спин $(pp)_s$ равен нулю, а спин дейтрона – единице, т.е. должно проявляться взаимодействие псевдовекторного типа [7, с. 555]; б) допустимые направления спинов конечных частиц (а для дейтрона и позитрона – также собственных магнитных моментов) определяются как законом сохранения полного момента количества движения, так и законом сохранения энергии (с учетом энергии собственного магнитного момента дейтрона и позитрона во внешнем квантующем магнитном поле); в) у дейтрона и у позитрона спин и собственный магнитный момент сонаправлены [1, с. 9; 8, с. 671], поэтому положительная проекция спина на направление внешнего магнитного поля соответствует отрицательной энергии собственного магнитного момента в этом поле; г) энергетический спектр позитрона в квантующем магнитном поле такой же, как у электрона, поэтому при нахождении на нулевом уровне Ландау с положительной проекцией спина энергия (с учетом аномального магнитного момента, вклад которого очень важен при $B \sim 10^{18}$ Гс) приближенно равна (в соответствии с [9, с. 148, 570])

$$E_e \approx \sqrt{m_e^2 c^4 + p_z^2 c^2} - \frac{\alpha}{2\pi} \mu_B B, \quad (3)$$

где m_e – масса позитрона, c – скорость света в вакууме, p_z – импульс позитрона вдоль оси z , α – электромагнитная константа связи, μ_B – магнетон Бора; д) поскольку разница между энергией дейтрона и дипротона при $B \sim 10^{18}$ Гс порядка 10 МэВ [3, с. 271; 5, с. 93], а $\mu_B B \sim 10^3$ - 10^4 МэВ при $B \sim 10^{18}$ Гс, позитрон в реакции (2) на других уровнях энергии находиться не может; е) даже если проекция спина дейтрона отрицательна, а позитрона – положительна, энергия аномального магнитного момента позитрона превосходит по абсолютной

величине енергию магнитного момента дейтрона μ_d , поэтому, согласно [1, с. 9; 9, с. 570],

$$\Delta E = \mu_d B - \frac{\alpha}{2\pi} \mu_B B < 0, \mu_d = \frac{|e|\hbar}{2m_p c} \sigma_d. \quad (4)$$

При этом $\sigma_d = 0,8574$ [1, с. 9], m_p – масса протона, e – элементарный заряд, \hbar – постоянная Планка.

В связи с изложенным выше, возможные варианты сочетаний проекций спинов частиц (систем частиц), участвующих в реакции (2), рассмотрим в таблице 1, где μ_d – собственный магнитный момент дейтрона, $s_z^{(d)}$, $s_z^{(e)}$ и $s_z^{(\nu)}$ – соответственно, проекции спина дейтрона, позитрона и нейтрино.

Таблица 1 – Возможные сочетания проекций спинов

Случай		$s_z^{(d)} = +1$	$s_z^{(d)} = 0$	$s_z^{(d)} = 0$	$s_z^{(d)} = -1$
Значения проекций	$s_z^{(e)}$	-1/2	+1/2	-1/2	+1/2
	$s_z^{(\nu)}$	-1/2	-1/2	+1/2	+1/2
Значения энергии собственного магнитного момента	дейтрона	< 0	0	0	> 0
	позитрон а	> 0	< 0	> 0	< 0

Серым закрашены допустимые сочетания, которые будут учитываться в дальнейших расчетах. Вероятность распада состояния $(pp)_s$ в единицу времени может быть найдена с учетом 2 вариантов параметров параболического потенциала дейтрона (см. выше):

$$w_{(m)} = w_{1(m)} + w_{2(m)}, m = 1, 2, \quad (5)$$

где $w_{j(m)}$ ($j = 1, 2$) – вероятности переходов в единицу времени в допустимые состояния, указанные в таблице 1. В рамках теории бета-распада Ферми $w_{j(m)}$ можно найти по формуле [7, с. 556] (в дальнейших формулах суммирование по повторяющимся индексам j и m не производится)

$$w_{j(m)} = \frac{\partial}{\partial t} \sum Y_{j(m)}^*(t) Y_{j(m)}(t), \quad (6)$$

где t – время, а суммирование выполняется по импульсам нейтрино и позитрона в конечном состоянии. При этом выражение для $Y_{j(m)}(t)$ ($j = 1, 2$) можно составить по общим правилам, изложенным в [7, с. 530, 531, 554] с учетом выражений для энергии дейтрона $E_{d(m)}^{(j)}$ (в соответствии с [5, с. 92] и таблицей 1) и дипротона E_{pp} (в соответствии с [3, с. 271]):

$$Y_{j(m)}(t) = -\frac{i}{\hbar} \int_0^t V_{(m)}(t) \exp\left(-ict \left(K_{pp} - K_{d(m)}^{(j)}\right)\right) dt, \quad (7)$$

$$K_{pp} = \frac{E_{pp}}{c\hbar}, \quad (8)$$

$$E_{pp} = \frac{\hbar}{2} \left(\sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^* c}\right)^2 + \frac{8U_{0p}}{M_{np}^* R_p^2}} + \sqrt{\frac{2U_{0p}}{M_{np}^*} \cdot \frac{1}{R_p} - \frac{Be}{M_{np}^* c}} \right) - U_{0p}, \quad (9)$$

$$K_{d(m)}^{(j)} = \frac{E_{d(m)}^{(j)}}{c\hbar} \quad (10)$$

$$E_{d(m)}^{(1)} = \frac{\hbar}{2} \left(\sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^* c}\right)^2 + \frac{8U_{0t}^{(m)}}{M_{np}^* R_t^{(m)2}} + \sqrt{\frac{2U_{0t}^{(m)}}{M_{np}^*} \cdot \frac{1}{R_t^{(m)}} - \frac{Be}{M_{np}^* c}}} \right) - U_{0t}^{(m)}, \quad (11)$$

$$E_{d(m)}^{(2)} = \frac{\hbar}{2} \left(\sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^* c}\right)^2 + \frac{8U_{0t}^{(m)}}{M_{np}^* R_t^{(m)2}} + \sqrt{\frac{2U_{0t}^{(m)}}{M_{np}^*} \cdot \frac{1}{R_t^{(m)}} - \frac{Be}{M_{np}^* c}}} \right) - U_{0t}^{(m)} + \mu_d B. \quad (12)$$

При этом i – мнимая единица, M_{np}^* – приведенная масса протона и нейтрона. Выражение для матричного элемента $V_{(m)}(t)$ в (7) имеет вид:

$$V_{(m)}(t) = \int \Psi_{d(m)} V_{e\nu} \vec{\sigma} \Psi_{pp} d^3x. \quad (13)$$

При этом $\vec{\sigma}$ – тройка матриц Паули (с учетом того, что взаимодействие псевдовекторное), d^3x – элемент объема интегрирования, $V_{e\nu}$ – энергия слабого взаимодействия нуклона с электронно-нейтринным полем, $\Psi_{d(m)}$ – волновая функция дейтрона, Ψ_{pp} – волновая функция синглетного состояния двух протонов (каждая из них представлена в двух разновидностях – внутренней и внешней с точки зрения области действия потенциала (1)).

Приближенные выражения для волновых функций дейтрона $\Psi_{d(m)}^{\text{внутр}}$ (во внутренней области потенциала (1)) и $\Psi_{d(m)}^{\text{внеш}}$ (во внешней области потенциала (1)) были приведены в [10, с. 346–347]. Приближенные выражения для волновых функций $\Psi_{pp}^{\text{внутр}}$ (синглетного состояния двух протонов во внутренней области потенциала (1)) и $\Psi_{pp}^{\text{внеш}}$ (того же состояния во внешней области потенциала (1)) могут быть записаны в цилиндрических координатах по аналогии с соответствующими волновыми функциями синглетного состояния дейтрона [10, с. 344–345]:

$$\begin{aligned} \Psi_{pp}^{\text{внутр}}(\rho, z) = \\ = C_{1p} \exp\left(-\frac{z^2}{2\hbar R_p} \cdot \sqrt{2M_{np}^* U_{0p}}\right) \exp\left(-\frac{M_{np}^*}{4\hbar} \sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^* c}\right)^2 + \frac{8U_{0p}}{M_{np}^* R_p^2} \rho^2}\right), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\Psi_{pp}^{\text{внеш}}(\rho, z) = C_{2p} \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \sqrt{2M_{np}^* |E_{pp}(B)| |z|}\right) \exp\left(-\frac{Be}{4\hbar c} \rho^2\right),$$

(15)

$$C_{1p} = \frac{A_{1p}}{\sqrt{A_{2p} + A_{3p}A_{1p}^2}}, \quad (16)$$

$$C_{2p} = \frac{1}{\sqrt{A_{2p} + A_{3p}A_{1p}^2}}, \quad (17)$$

$$A_{1p} = \left(1 + \frac{8U_{0p}M_{np}^*c^2}{(BeR_p)^2}\right)^{1/6} \left(\frac{U_{0p}}{|E_{pp}(B)|}\right)^{1/6} \times \\ \times \exp\left(-\frac{1}{3} + \left(\frac{Be}{4c} - \frac{M_{np}^*}{4}f_{2p}\right)\frac{2R_p^2}{3\hbar} + \frac{R_p}{6\hbar}\sqrt{2M_{np}^*}\left(3\sqrt{|E_{pp}(B)|} - \sqrt{U_{0p}}\right)\right), \quad (18)$$

$$A_{2p} = \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt{M_{np}^*|E_{pp}(B)|}} \cdot \frac{\hbar^2c}{Be} \left(1 + f_{1p} - \exp\left(-\frac{BeR_p^2}{2c\hbar}\right)(f_{1p} + \sum_{j=1}^{\infty} g_{pj})\right), \quad (19)$$

$$A_{3p} = \frac{4\pi\hbar}{f_{2p}M_{np}^*} \times \\ \times \left(\frac{\sqrt{\pi\hbar R_p}}{(2U_{0p}M_{np}^*)^{1/4}} \Phi\left(\sqrt{\frac{2R_p}{\hbar}}\sqrt{2U_{0p}M_{np}^*}\right) - \exp\left(-\frac{R_p^2M_{np}^*}{2\hbar}f_{2p}\right)\sum_{j=0}^{\infty} h_{pj}\right), \quad (20)$$

$$f_{1p} = \exp\left(-\frac{2R_p}{\hbar}\sqrt{2M_{np}^*|E_{pp}(B)|}\right), \quad (21)$$

$$f_{2p} = \sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^*c}\right)^2 + \frac{8U_{0p}}{M_{np}^*R_p^2}}, \quad (22)$$

$$g_{pj} = \left(\frac{Be}{c\hbar}\right)^j (2j-1)!! \frac{\hbar^{2j}}{\left(2\sqrt{2M_{np}^*|E_{pp}(B)|}\right)^{2j}} \times \\ \times \left(f_{1p} + (1+f_{1p})\sum_{k=1}^{2j} \frac{1}{k!} \left(\frac{2R_p\sqrt{2M_{np}^*|E_{pp}(B)|}}{\hbar}\right)^k\right), \quad (23)$$

$$h_{pj} = \frac{1}{j!(2j+1)} R_p^{2j+1} \left(\frac{M_{np}^*}{2\hbar}f_{2p} - \frac{\sqrt{2M_{np}^*U_{0p}}}{\hbar R_p}\right)^j, \quad (24)$$

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \exp(-t^2/2) dt. \quad (25)$$

Энергия слабого взаимодействия $V_{e\nu}$ в (13) имеет вид

$$V_{e\nu} = f \Psi_e^* \Psi_\nu^* \quad (26)$$

где f – константа слабого взаимодействия в теории Ферми, Ψ_ν^* и Ψ_e^* – волновые функции нейтрино и позитрона. Первая из них имеет вид [7, с. 556]

$$\Psi_\nu^* = L^{-3/2} b^* \exp(i(c\chi t - \vec{\chi} \cdot \vec{r})), \quad (27)$$

$$b^* b = 1, \quad (28)$$

$$\chi = \frac{E_\nu}{c\hbar}, \quad (29)$$

где E_ν – энергия нейтрино, $\vec{\chi}$ – его волновой вектор (трехмерный), \vec{r} – его радиус-вектор, L – нормировочная длина, степень которой соответствует тому, что Ψ_ν^* является плоской волной во всех 3 измерениях.

Волновая функция позитрона Ψ_e^* будет отличаться от представленной в [7, с. 556] волновой функции электрона для случая отсутствия квантующего магнитного поля, поскольку в нашем случае более подходящей будет волновая функция основного состояния во внешнем магнитном поле [2, с. 556–557], но с учетом нормировочной длины, степень которой соответствует тому, что Ψ_e^* является плоской волной только в одном измерении (вдоль оси z):

$$\Psi_e^* = \sqrt{\frac{Be}{2\pi L\hbar c}} \exp(i(ctK_e - k_z z)) \exp\left(-\frac{Be}{4\hbar c} \rho^2\right), \quad (30)$$

$$k_z = p_z/\hbar, \quad (31)$$

$$K_e = \frac{E_e}{c\hbar}. \quad (32)$$

При этом p_z – импульс позитрона вдоль оси z , а выражение для E_e берется из (3). С учетом (8), (10), (13), (26), (27), (29)–(32), явного вида матриц Паули [2, с. 256], а также выражения для элемента объема в цилиндрических координатах, можно переписать (7) в виде

$$Y_{j(m)}(t) = -\frac{i(1+i)fb^*}{\sqrt{2\pi\hbar}L^2} \sqrt{\frac{Be}{\hbar c}} V_{ppd}^{(m)} \int_0^t \exp\left(ict\left(K_e + \chi + K_{d(m)}^{(j)} - K_{pp}\right)\right) dt, \quad (33)$$

$$V_{ppd}^{(m)} = 2\pi \int \Psi_{d(m)} \Psi_{pp} \exp(-i(\vec{\chi} \cdot \vec{r} + k_z z)) \exp\left(-\frac{Be}{4\hbar c} \rho^2\right) \rho d\rho dz. \quad (34)$$

В дипольном приближении можно переписать (34) в виде

$$V_{ppd}^{(m)} \approx 2\pi \int \Psi_{d(m)} \Psi_{pp} \exp\left(-\frac{Be}{4\hbar c} \rho^2\right) \rho d\rho dz. \quad (35)$$

После несложных преобразований получаем:

$$Y_{j(m)}^*(t)Y_{j(m)}(t) = \frac{4f^2 B e \sin^2\left(\frac{ct}{2}\left(K_e + \chi + K_{d(m)}^{(j)} - K_{pp}\right)\right) |V_{ppd}^{(m)}|^2}{\pi(\hbar c)^3 \left(K_e + \chi + K_{d(m)}^{(j)} - K_{pp}\right)^2 L^4}, \quad (36)$$

Перед подстановкой (36) в (6) учтем, что суммирование в (6) заменяется на интегрирование следующим образом [7, с. 552]:

$$\frac{1}{L^4} \Sigma \rightarrow \frac{1}{(2\pi)^4} \int dk_z d^3 \chi = \frac{1}{(2\pi)^4 \hbar} \int dp_z d^3 \chi. \quad (37)$$

С учетом (6), (36) и (37) получаем:

$$\Sigma Y_{j(m)}^*(t)Y_{j(m)}(t) = \frac{f^2 B e |V_{ppd}^{(m)}|^2}{4\pi^5 \hbar (\hbar c)^3 L^4} \int \frac{\sin^2\left(\frac{ct}{2}\left(K_e + \chi + K_{d(m)}^{(j)} - K_{pp}\right)\right)}{\left(K_e + \chi + K_{d(m)}^{(j)} - K_{pp}\right)^2} dp_z d^3 \chi, \quad (38)$$

Дифференцируя (38) по времени, учтем [7, с. 552], что при больших t

$$\frac{\sin(t\beta)}{\pi\beta} = \delta(\beta). \quad (39)$$

В результате получаем:

$$w_{j(m)} = \frac{f^2 Be |V_{ppd}^{(m)}|^2}{8(\pi\hbar)^4 c^2} \int \delta(K_e + \chi + K_{d(m)}^{(j)} - K_{pp}) dp_z d^3\chi, \quad (40)$$

Дальнейшие действия связаны с вычислением (35) и (40).

Список использованных источников

1. Ситенко, А. Г. Лекции по теории ядра / А. Г. Ситенко, В. К. Тартаковский – М. : Атомиздат, 1972. – 351 с.
2. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика: учеб. пособие для вузов: в 10 т. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 5-е изд. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. – Т. III : Квантовая механика (нерелятивистская теория). – 808 с.
3. Серый, А.И. О синглетном состоянии системы двух протонов в магнитном поле / А.И. Серый // Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва: міжгалузеві диспути [зб. наук. пр.]: матеріали XIV міжнародної науково-практичної інтернет-конференції (м. Київ, 26 березня 2021 р.). – Київ, 2021. – 305 с. – С. 268–273.
4. Галицкий, В. М. Задачи по квантовой механике: учеб. пособие : в 2 ч. / В. М. Галицкий, Б. М. Карнаков, В. И. Коган. – 3-е изд., испр. и доп. – М. : Едиториал УРСС, 2001. – Ч. 1. – 304 с.
5. Серый, А.И. О зависимости энергии связи дейтрона от индукции внешнего магнитного поля в модели параболического потенциала / А.И. Серый // Сучасні

виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва: міжгалузеві диспути [зб. наук. пр.]: матеріали XX міжнародної науково-практичної інтернет-конференції (м. Київ, 24 вересня 2021 р.). – Київ, 2021. – 144 с. – С. 87–94.

6. Серый, А.И. О синглетном состоянии системы «нейтрон-протон» с параболическим потенциалом в магнитном поле / А.И. Серый // Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва: міжгалузеві диспути [зб. наук. пр.]: матеріали XIII міжнародної науково-практичної інтернет-конференції (м. Київ, 26 лютого 2021 р.). – Київ, 2021. – 367 с. – С. 322–331.

7. Соколов, А.А. Квантовая механика / А.А. Соколов [и др.]. – М. : Учпедгиз, 1962. – 591 с.

8. Физическая энциклопедия: в 5 т. / гл. ред. А. М. Прохоров; редкол. Д. М. Алексеев [и др.]. // М. : Большая рос. энцикл., 1992. – Т. 3. Магнитноплазменный – Пойнтинга теорема. – 672 с.

9. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика: учеб. пособие для вузов: в 10 т. / В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. – 2-е изд. – М. : Наука, 1980. – Т. IV : Квантовая электродинамика. – 704 с.

10. Серый, А.И. Вывод формулы для времени жизни синглетного состояния дейтрона в магнитном поле в модели параболического потенциала / А.И. Серый // Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва: міжгалузеві диспути [зб. наук. пр.]: матеріали XXI міжнародної науково-практичної інтернет-конференції (м. Київ, 22 жовтня 2021 р.). – Київ, 2021. – 420 с. – С. 340–349.