



OpenSciLab.org

Наукова платформа
Open Science Laboratory

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

Deák József
Samotugin S.S.
Аверчев О.В.
Ализаде В.А.
Ахмадуллина Х.М.
Бойко Г.О.
Борблік К.Е.
Будько С.В.
Волощук Ю.О.
Григорова І.А.
Гуторова В.В.
Давидюк Ю.И.
Журавель А.П.
Иванова О.А.
Козинець О.В.
Колесникова О.В.
Корсак К.В.
Котвицький А.Т.
Криськів О.С.
Куліненко Л.Б.
Літвінова Н.Ю.
Мазютинець Г.В.
Миронченко С.І.
Михалкина М.В.
Наумов А.О.
Невмержицкая Н.Н.
Орлова А.В.
Павлов О.Г.
Павловська К.І.
Паньків Б.І.
Погоріла А.В.
Ризатдинова С.Н.
Родионова О.В.
Романюк В.М.
Садунова А.Г.
Саїк П.Б.
Серый А.И.
Соболь О.М.
Стригун В.М.
Сурков О.О.
Ткач Д.К.
Трусова Н.В.
Черняк В.А.
Чугунов С.В.
Шемуда М.Г.
Шепітько В.І.
Шихер Н.Д.
Шулюк Н.І.
Шутяк Д.С.

та інші*



**Матеріали
XIII Міжнародної науково-практичної
інтернет-конференції
(м. Київ, 26 лютого 2021 р.)**

КИЇВ 2021

Наукова платформа



Open Science Laboratory

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

Матеріали

**XIII Міжнародної науково-практичної інтернет-конференції
(м. Київ, 26 лютого 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 XIII міжнародної науково-практичної інтернет-конференції (м. Київ, 26 лютого 2021 р.). Київ, 2021. 367 с.

Збірник містить матеріали (тези доповідей) XIII 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.

XIII Міжнародна науково-практична інтернет-конференція
«Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва»
(м. Київ, 26 лютого 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=3184>

*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)*

АЕРОФІЗИКА ТА КОСМІЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

Павловська К.І., Федотов В.В.

КОСМІЧНЕ СМІТТЯ: МІФ ЧИ РЕАЛЬНІСТЬ? МЕТОДИ БОРОТЬБИ..... 10

БІОЛОГІЧНІ НАУКИ

Стригун В.М., Чабан А.М.

ЗАПРОВАДЖЕННЯ МІЖВИДОВИХ АГРОФІТОЦЕНОЗІВ У
НАСІННИЦТВІ ГОРОХУ ОВОЧЕВОГО (PISUM SATIVUM L.)..... 13

ВІЙСЬКОВІ НАУКИ

Deák József, Káli Sándor

СЛУЖБА КАДРОВ В ПОЛЦІИ И В МВД ВЕНГРИИ, ДЕПАРТАМЕНТ
ГОСУДАРСТВЕННОЙ СЛУЖБЫ И КАДРОВ МВД РОССИИ, КАК
ДЕЙСТВУЮЩИЕ ВИДЫ КАДРОВОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ЭТИХ
ПРАВООХРАНИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР 20

Сурков О.О.

ОБ'ЄКТИВНЕ ОЦІНЮВАННЯ ТА ОБГРУНТУВАННЯ (УТОЧНЕННЯ)
ВИМОГ ДО ОКРЕМОЇ ІНТЕГРОВАНОЇ СПРОМОЖНОСТІ ЗБРОЙНИХ
СИЛ..... 27

ГУМАНІТАРНІ НАУКИ

Корсак К.В., Корсак Ю.К., Ляшенко Л.М., Похресник А.К.,

Бойчук Н.О., Бойчук О.С.

МІЖДИСЦИПЛІНАРНИЙ НООАНАЛІЗ РОЗВИТКУ ГУМАНІТАРНОЇ
СФЕРИ УКРАЇНИ У ПОСТПАНДЕМІЧНИХ УМОВАХ 30

ЕКОНОМІЧНІ НАУКИ

Борблік К.Е.

УМОВИ ФОРМУВАННЯ ПРИНЦИПІВ СТАЛОГО РОЗВИТКУ
ТУРИЗМУ 42

ФАРМАЦЕВТИЧНІ НАУКИ

Криськів О.С., Коваль А.О., Чан Т.М., Антоненко О.В.
СТВОРЕННЯ НАВЧАЛЬНОЇ ДИСЦИПЛІНИ ЗА ВИБОРОМ СТУДЕНТІВ
«ОСНОВИ КІЛЬКІСНИХ РОЗРАХУНКІВ У ФАРМАЦІЇ»..... 319

ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНІ НАУКИ

Серый А.И.
О СИНГЛЕТНОМ СОСТОЯНИИ СИСТЕМЫ «НЕЙТРОН-ПРОТОН» С
ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ..... 322

ФІЛОЛОГІЧНІ НАУКИ

Шемуда М.Г.
ФОРМУВАННЯ ГРАМАТИЧНОЇ КОМПЕТЕНЦІЇ У ПРОЦЕСІ
ПІДГОТОВКИ МАЙБУТНІХ ПЕРЕКЛАДАЧІВ..... 332

ЮРИДИЧНІ НАУКИ

Ализаде В.А.
ОПЫТ ЗАРУБЕЖНОГО ЗАКОНОДАТЕЛЬНОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ
УГОЛОВНОЙ ОТВЕТСТВЕННОСТИ ЗА ЭВТАНАЗИЮ..... 341

Романюк В.М.
КРИМІНАЛЬНА ВІДПОВІДАЛЬНІСТЬ В ФІЛОСОФСЬКО-ПРАВОВІЙ
ТЕОРІЇ ПОЗИТИВІСТСЬКОЇ ШКОЛИ..... 351

Шихер Н.Д.
ОСМЫСЛЕНИЕ ПРАВ ЧЕЛОВЕКА СКВОЗЬ ПРИЗМУ РЕЛИГИИ 355

Шутяк Д.С.
ОСОБЛИВОСТІ ЗОБОВ'ЯЗАНЬ МИТНОГО ПОСЕРЕДНИКА ЗА
ДОГОВОРАМИ..... 364

ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНІ НАУКИ

О СИНГЛЕТНОМ СОСТОЯНИИ СИСТЕМЫ «НЕЙТРОН-ПРОТОН» С ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

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 (т.е. с противоположно направленными спинами) существует, как и в триплетном состоянии, притяжение между протоном и нейтроном, потенциальная яма недостаточно глубока для образования связанного состояния [1, с. 12, 21]; при этом в синглетном состоянии у дейтрона существует виртуальный уровень с энергией $\epsilon \approx 70$ кэВ [1, с. 16], который мог бы превратиться в реальный, если бы потенциальная яма в синглетном состоянии была несколько глубже.

В 1960 г. Ю.А. Бычков показал, что при наличии внешнего квантующего магнитного поля связанное состояние должно появляться при сколь угодно мелкой яме [2, с. 557]. Разработанный Ю.А. Бычковым приближенный алгоритм был применен, в частности, в [3, с. 70–74; 4, с. 596–603; 5, с. 407–412], к синглетному состоянию системы «протон-нейтрон» для потенциала Гаусса и прямоугольной потенциальной ямы.

Вместе с тем, известно точное аналитическое решение задачи квантовой механики для гармонического осциллятора (т.е. параболического потенциала) в постоянном однородном магнитном поле [6, с. 179], в связи с чем представляет интерес задача о синглетном состоянии системы «нейтрон-протон» в

постоянном и однородном магнитном поле в модели параболического потенциала

$$V(r) = \begin{cases} -V_0(1 - r^2/R^2), & r \leq R, \\ 0, & r > R \end{cases} \quad (1)$$

Хотя потенциал с такой структурой используется в оболочечной модели ядра [7, с. 122, 123; 8, с. 208], его параметры V_0 и R должны, очевидно, существенно различаться для оболочечной модели ядра со многими нуклонами и для дейтрона. Среди широко известных в литературе модельных потенциалов взаимодействия между нейтроном и протоном [9, с. 17, 18; 10, с. 80, 157] потенциал вида (1) обнаружить не удалось, поэтому определение параметров V_0 и R представляет собой отдельную задачу, общий метод решения которой известен [1, с. 17–19; 7, с. 169, 170] и основан на связи искомых величин V_0 и R с длиной рассеяния $a_s = -23,7 \cdot 10^{-13}$ см [1, с. 20] и эффективным радиусом $r_{0s} = 2,7 \cdot 10^{-13}$ см [1, с. 20] в синглетном состоянии. Величина r_{0s} может быть найдена следующим образом:

$$r_{0s} = 2 \int_0^R (v_0^2 - u_0^2) dr, \quad (2)$$

$$v_0 = 1 - r/a_s. \quad (3)$$

При этом функция v_0 определена при $0 \leq r < +\infty$, u_0 совпадает с v_0 при $R \leq r < +\infty$, а при $0 \leq r \leq R$ находится из уравнения

$$d^2 u_0 / dr^2 + (2M_{np}^* / \hbar^2) V_0 (1 - r^2 / R^2) u_0 = 0. \quad (4)$$

Вводя обозначения и замены (M_{np}^* – приведенная масса протона и нейтрона)

$$A_1 = \frac{2M_{np}^* V_0}{\hbar^2}, A_2 = \frac{A_1}{R^2}, x = r^2 \sqrt{A_2}, u_0 = e^{-x/2} w(x), \sigma = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{A_1}{\sqrt{A_2}} \right), \quad (5)$$

для функции $w(x)$ получаем гипергеометрическое уравнение

$$x \frac{d^2 w}{dx^2} + \left(\frac{1}{2} - x \right) \frac{dw}{dx} - \sigma w = 0. \quad (6)$$

Для выполнения требования $u_0 = 0$ при $r = 0$ [1, с. 18] следует выбрать не основное, а частное решение (6) [2, с. 789], которое с учетом (5) имеет вид (F – вырожденная гипергеометрическая функция)

$$w(r) = A_1^{1/4} r F \left(\sigma + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, r^2 \sqrt{A_2} \right). \quad (7)$$

Тогда с учетом (5) для u_0 получаем

$$u_0 = C_1 \exp(-r^2 \sqrt{A_2} / 2) w(r). \quad (8)$$

При этом налагать дополнительное условие обрыва ряда в (7) не следует, поскольку это соответствовало бы связанному синглетному состоянию, которых в отсутствие магнитного поля у системы «нейтрон–протон» нет.

Приравнивая (3) и (8) при $r = R$, получаем, что

$$C_1 = (1 - R/a_s) \exp(R^2 \sqrt{A_2}/2) / w(R). \quad (9)$$

Подставляя (3) и (8) (с учетом (9)) в (2), получаем:

$$r_{0s} = 2 \left(R - \frac{R^2}{a_s} + \frac{R^3}{3a_s^2} \right) - 2 \frac{(1-R/a_s)^2}{w^2(R)} \int_0^R \exp\left((R^2 - r^2)\sqrt{A_2}\right) w^2(r) dr. \quad (10)$$

Для получения еще одного соотношения между V_0 и R воспользуемся равенством

$$\left. \frac{1}{v_0} \frac{dv_0}{dr} \right]_{r=R} = \left. \frac{1}{u_0} \frac{du_0}{dr} \right]_{r=R}. \quad (11)$$

Подставляя (3) и (8) (с учетом (9)) в (11), получаем:

$$\frac{a_s}{R - a_s} = R^2 \sqrt{A_2} \left(\frac{\left(3 - \frac{A_1}{\sqrt{A_2}}\right) F\left(\sigma + \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, R^2 \sqrt{A_2}\right)}{3F\left(\sigma + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, R^2 \sqrt{A_2}\right)} - 1 \right). \quad (12)$$

Решая численно систему уравнений (10) и (12), получаем $R \approx 2,36 \cdot 10^{-13}$ см, $V_0 \approx 35,73$ МэВ. Эти значения сравнимы с соответствующими параметрами потенциала Гаусса для синглетного состояния ($R \approx 1,82 \cdot 10^{-13}$ см, $V_0 \approx 30,93$ МэВ) [9, с. 18], который при оставлении первых двух слагаемых в разложении экспоненты переходит в параболический потенциал.

Рассмотрим задачу о нахождении собственных значений энергии системы во внешней области потенциала (1). Будем опираться на решение, приведенное для электрона в постоянном квантующем магнитном поле с индукцией B , которое направлено по оси z [2, с. 556–557], и ограничимся поиском энергии основного состояния, в связи с чем предположим отсутствие зависимости волновой функции $\Psi_{\text{внеш}}$ от угла φ и, соответственно, квантового числа m (детальное исследование спектра энергии связанных состояний вряд ли претендует на глубокий физический смысл ввиду недостаточной реалистичности потенциала (1)). Тогда уравнение Шредингера для системы «нейтрон–протон» можно записать в цилиндрических координатах в виде

$$-\frac{\hbar^2}{2M_{\text{нп}}^*} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \Psi_{\text{внеш}}}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 \Psi_{\text{внеш}}}{\partial z^2} \right) + \frac{(Be\rho)^2}{8M_{\text{нп}}^* c^2} \Psi_{\text{внеш}} = E \Psi_{\text{внеш}}, \quad (13)$$

где ρ – координата в плоскости, перпендикулярной линиям индукции магнитного поля, e – заряд протона, E – энергия системы (отсчитываемая от суммарной энергии покоя свободных протона и нейтрона в системе их центра масс). В отличие от [2, с. 556–557], будем предполагать наличие связанного состояния, поэтому составляющую волновой функции по оси z нельзя представлять в виде плоской волны. В связи с этим запишем (λ^2 – модуль энергии связи ε):

$$\Psi_{\text{внеш}} = \Xi_{\text{внеш}}(\rho) \chi_{\text{внеш}}(z), \quad E = E + \lambda^2 - \lambda^2. \quad (14)$$

С учетом (14) можно переписать (13) следующим образом:

$$-\frac{\hbar^2}{2M_{np}^*} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \Xi_{\text{внеш}}}{\partial \rho} \right) + \frac{(Be\rho)^2}{8M_{np}^* c^2} \Xi_{\text{внеш}} = (E + \lambda^2) \Xi_{\text{внеш}}, \quad (15)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2M_{np}^*} \frac{\partial^2 \chi_{\text{внеш}}}{\partial z^2} = -\lambda^2 \chi_{\text{внеш}}, \quad (16)$$

Решение (16), убывающее с ростом $|z|$, имеет вид

$$\chi_{\text{внеш}}(z) = C_2 \exp\left(-\sqrt{\lambda^2}|z|\right). \quad (17)$$

Решая (17) по методу, предложенному в [2, с. 556–557], для основного состояния, получаем следующее условие для энергии:

$$E = \frac{\hbar Be}{2M_{np}^* c} - \lambda^2. \quad (18)$$

В силу короткодействующего характера ядерных сил, область действия потенциала (1), в отличие от упомянутой задачи об осцилляторе в магнитном поле [6, с. 179], ограничена, поэтому мы воспользуемся результатами этой задачи во внутренней области действия потенциала (1). По-прежнему полагая отсутствие зависимости волновой функции $\Psi_{\text{внутр}}$ от угла φ и, соответственно, квантового числа m , запишем с учетом (1) уравнение Шредингера для системы «нейтрон–протон» в цилиндрических координатах в виде

$$-\frac{\hbar^2}{2M_{np}^*} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \Psi_{\text{внутр}}}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 \Psi_{\text{внутр}}}{\partial z^2} \right) + \left(\left(\frac{k}{2} + \frac{(Be)^2}{8M_{np}^* c^2} \right) \rho^2 + \frac{k}{2} z^2 \right) \Psi_{\text{внутр}} =$$

$$= (E + V_0) \Psi_{\text{внутр}}, \quad k = \frac{2V_0}{R^2}. \quad (19)$$

Применяя к (19) метод, аналогичный изложенному в [6, с. 179], получаем условие для энергии связанных состояний:

$$E + V_0 = \frac{\hbar}{2} \left(\sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^* c}\right)^2 + \frac{8V_0}{M_{np}^* R^2}} + \sqrt{\frac{2V_0}{M_{np}^*} \cdot \frac{1}{R}} \right). \quad (20)$$

Сопоставляя (18) и (20), получаем:

$$-\lambda^2 = -|\varepsilon| = \frac{\hbar}{2} \left(\sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^* c}\right)^2 + \frac{8V_0}{M_{np}^* R^2}} + \sqrt{\frac{2V_0}{M_{np}^*} \cdot \frac{1}{R}} - \frac{Be}{M_{np}^* c} \right) - V_0. \quad (21)$$

$$\Xi_{\text{внеш}}(\rho) = C_3 \exp \left(-\frac{M_{np}^*}{4\hbar} \sqrt{\left(\frac{Be}{M_{np}^* c}\right)^2 + \frac{8V_0}{M_{np}^* R^2}} \rho^2 \right). \quad (22)$$

Решение уравнения (21) появляется при магнитных полях с индукцией $B > 2,81 \cdot 10^{18}$ Гс, что на 3 порядка больше значений, обнаруженных на сегодняшний день у магнетаров [11, р. 261–301]. Результаты представлены графически на рисунке 1.

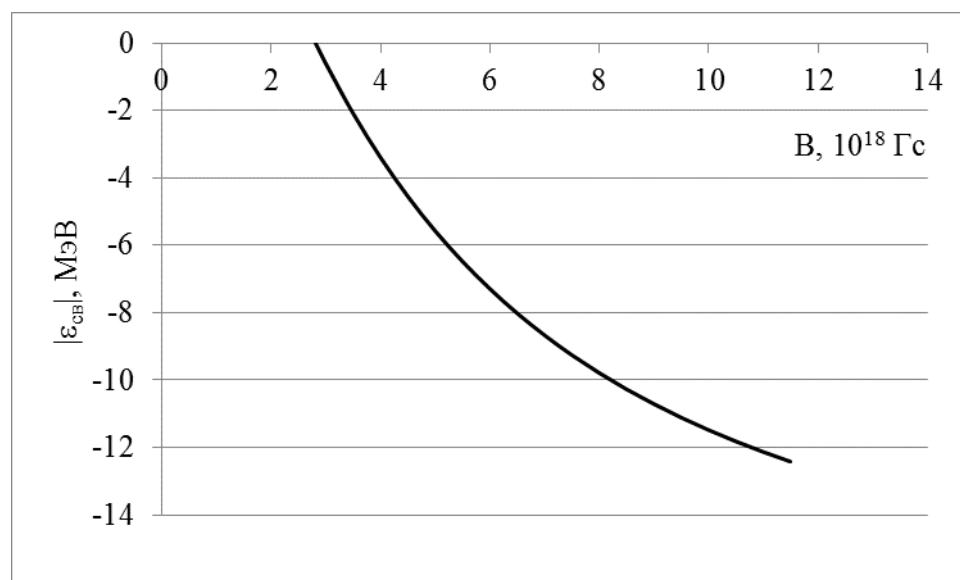


рис. 1. График зависимости энергии связи от индукции магнитного поля

В связи с этим вопрос о применении полученных результатов в астрофизике и термоядерном синтезе на сегодняшний день остается открытым (т.е. выводы, сделанные в [4, с. 602; 12, с. 407], заслуживают пересмотра). С другой стороны, магнитные поля с индукцией $B \sim 10^{18}$ Гс встречаются при столкновениях релятивистских тяжелых ионов [13, р. 171; 14, р. 4], поэтому полученные результаты могут представлять интерес для релятивистской ядерной физики (с точки зрения влияния на значения сечений тех или иных реакций в отдельных каналах). Кроме того, из полученного результата следует (в соответствии со значением ядерного магнетона), что энергия возбужденных уровней (если они существуют) отстоит от энергии основного состояния на величину порядка МэВ, что сравнимо с энергией связи дейтрона, поэтому для исследования спектра возбужденных синглетных связанных состояний действительно целесообразно использовать более реалистичные потенциалы.

Для того, чтобы радиальная волновая функция (22) переходила в примененную в [3, с. 70–74; 4, с. 596–603; 5, с. 407–412] функцию

$$\Xi(\rho) = C_4 \exp\left(-\frac{B\mu_N}{4\hbar c} \rho^2\right), \quad (23)$$

необходимо, чтобы первое слагаемое под корнем в (22) было намного больше второго, что равносильно условию (M_p – масса протона, μ_N – ядерный магнетон)

$$\mu_N B \gg \sqrt{\frac{2V_0 M_p^2 \hbar c}{M_p c^2 \cdot M_p R}}. \quad (24)$$

Отсюда следует, что результаты, полученные в [3, с. 70–74; 4, с. 596–603; 5, с. 407–412; 12, с. 402–409], применимы при $B \gg 5,18 \cdot 10^{18}$ Гс.

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. К вопросу о синглетном состоянии системы «нейтрон-протон» в магнитном поле / А.И. Серый // Веснік Брэсцкага універсітэта. Серыя прыродазнаучых навук. – 2005. – № 3(24). – С. 70 – 74.
4. Серый, А.И. О синглетном состоянии системы «нейтрон-протон» с потенциалом Гаусса в магнитном поле / А.И. Серый // Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва: міжгалузеві диспути [зб. наук. пр.]: матеріали XI міжнародної науково-практичної інтернет-конференції (м. Київ, 11 грудня 2020 р.). – Київ, 2020. – 697 с. – С. 596–603.
5. Серый, А.И. О синглетном состоянии системы «нейтрон-протон» с прямоугольным потенциалом в магнитном поле / А.И. Серый // Досягнення і перспективи науки, освіти та виробництва: 2020 [зб. наук. пр.]: матеріали I міжнародної науково-практичної інтернет-конференції (м. Київ, 23 грудня 2020 р.). – Київ, 2020. – 469 с. – С. 407–412.
6. 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.
7. 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. 2. – 304 с.

8. Бор, О. Структура атомного ядра : пер. с англ. : в 3 т. / О. Бор, Б. Моттelson ; под ред. Л. А. Слива. – М. : Мир, 1971. – Т. 1 : Одночастичное движение. – 456 с.
9. Браун, Дж.Е. Нуклон-нуклонные взаимодействия : пер. с англ. / Дж.Е. Браун, А.Д. Джексон. – М. : Атомиздат, 1979. – 248 с.
10. Маляров, В.В. Основы теории атомного ядра / В.В. Маляров. – М. : Физматгиз, 1959. – 471 с.
11. Kaspi, V. M. Magnetars / V. M. Kaspi, A. M. Beloborodov // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. – 2017. – Vol. 55. – P. 261–301.
12. Серый, А.И. О времени жизни синглетного состояния системы «нейтрон-протон» в магнитном поле / А.И. Серый // Сучасні виклики і актуальні проблеми науки, освіти та виробництва: міжгалузеві диспути [зб. наук. пр.]: матеріали XII міжнародної науково-практичної інтернет-конференції (м. Київ, 29 січня 2021 р.). – Київ, 2021. – 457 с. – С. 402–409.
13. Bzdak, A. Event-by-event fluctuations of magnetic and electric fields in heavy ion collisions / A. Bzdak, V. Skokov // Physics Letters B. – 2012. – Vol. 710 (1). – P. 171–174.
14. Tuchin, K. Particle production in strong electromagnetic fields in relativistic heavy-ion collisions / K. Tuchin // Adv. High Energy Phys. – 2013. – 490495. – P. 1–34.