



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 11 за 2026 г.



ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

В.Д. Лахно

О максимальном размере
нейтронной капли в
ультрахолодном нейтронном
газе

Статья доступна по лицензии
[Creative Commons Attribution 4.0 International](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)



Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Лахно В.Д. О максимальном размере нейтронной капли в ультрахолодном нейтронном газе // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2026. № 11. 18 с. EDN: [GQOCQD](https://doi.org/10.26907/2071-2898.2026.11.18)
<https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2026-11>

Ордена Ленина
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В.Келдыша
Российской академии наук

В.Д. Лахно

**О максимальном размере нейтронной
капли в ультрахолодном нейтронном газе**

Москва – 2026

В.Д. Лахно

О максимальном размере нейтронной капли в ультрахолодном нейтронном газе

Развита представление о нейтроне как трансляционно-инвариантном поляроне в мезонном поле. При этом динейтроны рассматриваются как спаренные состояния таких нейтронных поляронов. Подчеркнута роль мезонного поля в формировании столкновительного механизма образования динейтронов в бесстолкновительном нейтронном УХН газе. Теоретически подтверждена оценка времени образования динейтрона (27 часов), полученная ранее из сравнения времени жизни нейтрона в пучковых и бутылочных экспериментах.

Рассмотрен бозе конденсат из динейтронов, существование которых в свободном виде невозможно. Проведено моделирование динамики образования спаренных состояний в ловушке с УХН. Характерный размер капли из спаренных нуклонных состояний составляет 10 нанометров. Обсуждаются возможности экспериментальной проверки теории.

Ключевые слова: мезонная шуба полярона, термодинамическое равновесие в УХН, датчики динейтронов, нейтронный бозе-конденсат УХН, нейтронная молекула

V.D. Lakhno

On the Maximum Size of a Neutron Droplet in an Ultracold Neutron Gas

The concept of the neutron as a translationally invariant polaron in a meson field is developed. Dineutrons are considered as paired states of such neutron polarons. The role of the meson field in the formation of the collisional mechanism of dineutron production in collisionless neutron UCN gas is emphasized. The estimate of the dineutron formation time (27 hours), obtained earlier from a comparison of the neutron lifetime in beam and bottle experiments, has been theoretically confirmed.

A Bose condensate of dineutrons, which cannot exist in free form, is considered. The dynamics of paired state formation in a trap with ultracold neutrons is simulated. The characteristic size of a droplet of paired nucleon states is 10 nanometers. Potential for experimental verification of the theory is discussed.

Key words: polaron meson coat, thermodynamic equilibrium in UCNs, dineutron detectors, UCN neutron Bose condensate, neutronic molecule.

1. Введение

В настоящее время поляронные модели, первоначально использованные в физике конденсированных сред, с большой эффективностью начинают использоваться в физике элементарных частиц. Так, например, кварковая поляронная модель [1], в основе которой лежит теория трансляционно-инвариантных (ТИ) поляронов [2], позволила успешно объяснить причину большой массы нуклонов, состоящих из кварков, масса которых на несколько порядков меньше нуклонной массы. Поляронная теория в состоянии объяснить природу конфайнмента кварков, поскольку приводит к представлению о невозможности разделения частиц, находящихся в связанном биполярном состоянии на отдельные поляроны [3]. ТИ теория экситонов в фононном поле [4] дает объяснение природе асимптотической свободы кварков, поскольку увеличение силы взаимодействия с фононным полем приводит к пределу свободного экситона, то есть к пределу слабой связи.

Ранее [5], [6] мы подробно рассмотрели случай возможного существования нейтронного бозе-конденсата в ультрахолодном нейтронном газе (УХН), в котором роль бозонов играли динейтроны, рассматриваемые как биполярные связанные состояния двух нейтронов с отличной от нуля положительной энергией связи E_b . В этом случае размер динейтрона и динейтронного бозе-конденсата определяется величиной энергии связи, связанной с их размером ξ и массой M соотношением $E_b \approx \hbar^2 / M\xi^2$.

Наличие даже слабо связанных свободных, но устойчивых нейтронных образований, сильно повлияло бы на время существования вселенной и, по-видимому, в природе в обычных условиях они не реализуются. Такие образования, однако, реализуются нейтронных звездах и в гало некоторых ядер. В работах [5], [6] была также рассмотрена возможность образования динейтронов в ультрахолодном нейтронном газе с целью объяснения аномалии во времени

хранения такого газа в ловушке УХН. В данной статье мы более подробно обсудим образование связанных нейтронных состояний и формирование динейтронного бозе-конденсата в ловушках в случае $E_b=0$, то есть когда, согласно общепринятому мнению, в свободном виде стабильный динейтрон не существует.

2. Нейтронная капля в случае отсутствия связанных динейтронных состояний

Рассматриваемая проблема аналогична проблеме образования мультиполяронных состояний в конденсированной среде. В конденсированных средах образование мультиполяронных состояний осложняется существованием у полярона заряда, наличие которого препятствует образованию в них поляронных капель (в качестве примера мультиполярона, составленного из магнитных поляронов, можно привести возможность образования ферромагнитных областей в антиферромагнетиках, стабилизируемых электронными каплями, с учетом поляронного эффекта [7], которые рассматривались в работах Нагаева [8]). Поскольку нейтроны не обладают зарядом, образование мультиполяронных капель из нейтронов в мезонном поле может быть облегчено (к этому же кругу проблем относится возможность образования пионного конденсата в ядрах, рассмотренная Мигдалом [9]).

Если рассмотреть нейтроны как невзаимодействующие с мезонным полем (и другими полями), то по этим полям гамильтониан системы будет аддитивен.

Формально в этом случае можно убрать мезонное поле, положив мезонные частоты и константу взаимодействия равными нулю (мезонные частоты полагаются равными нулю, поскольку их вклад в спектр ТИ-полярона не равен нулю даже при $g=0$, где g – константа нуклон-мезонной связи [2]). Это случай свободного нейтронного поля. Если в таком поле рассматривать спаренные

нейтронные состояния как бозоны, то их бозе - конденсат имеет эйнштейновскую температуру бозе – конденсации: $T_c = T_c(0)$.

При ненулевом (сколь угодно малом) g температура бозе конденсата радикально меняется. Это связано с тем, что при неравном нулю g обе подсистемы становятся неравновесными относительно образования поляронов (биполяронов) с T_c их бозе-конденсата равной [5], [6]:

$$T_c(f) = (F_{3/2}(0)/F_{3/2}(f))^{2/3} T_c(0) \quad (1)$$

$$F_{3/2}(f) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\gamma \frac{t^{1/2} dt}{e^{t + \sqrt{f^2 + 2Mft/\mu} - 1}}, \quad T_c(0) = 3,31 \frac{n^{2/3}}{M}, \quad \gamma = \frac{\kappa}{T_c},$$

где $f = \mu/T_c = 1,566 \cdot 10^{12} K/T_c$, μ – масса мезона, M – масса бинуклона (полагается $\hbar = 1$, скорость света $c = 1$, температура T измеряется в Кельвинах: K). При таком объединении Ферми и Бозе систем в пределе сверхнизких температур всегда образуется бозе-конденсат, поскольку основное состояние бозе – конденсата при $T=0$ будет обладать нулевой, то есть наименьшей, энергией. Частицами, составляющими такой бозе-конденсат, будут ТИ биполяроны (в дальнейшем мы будем вместо слов нейтронный полярон или биполярон опускать слово нейтронный). Это будет так, даже если образование биполярона менее выгодно по энергии, чем образование двух несвязанных поляронов, поскольку только биполяроны (в общем случае мультиполяроны, например тетранейтроны или гексанейтроны, с целым спином) способны образовывать бозе-конденсат.

В случае плотной нейтронной среды (нейтронные звезды) как поляроны, так и биполяроны имеют размер порядка комптоновской длины мезона (размер мезонной шубы полярона).

В нейтронных звездах характерное расстояние между нейтронами также порядка комптоновской длины. То есть нейтронный газ в звезде является сверхплотным.

Совершенно иная ситуация реализуется в случае ультрахолодного нейтронного газа, удерживаемого в материальной ловушке. Расстояние между нейтронами в реальных ловушках порядка 0,1 см и больше, в то время как характерный размер биполярного бозе-конденсата очень мал и, как будет показано ниже, составляет величину порядка десятков нанометров. Это означает, что возможен совершенно новый тип нейтронного бозе конденсата низкой плотности, который может образоваться в ультрахолодном нейтронном газе, находящимся в материальной ловушке. Как показано в [5], [6] формула (1) дает очень высокую T_c даже для сверхнизких концентраций спаренных нейтронов. В реальности, согласно [5], [6], T_c будет ограничена глубиной оптического потенциала ловушки κ , то есть максимальное значение $T_c = \kappa$ и примерно будет равно 10^{-3} К.

В случае отсутствия стабильных динейтронов спаривание невзаимодействующих друг с другом нейтронов будет происходить при температуре их бозе – конденсата равной:

$$T_c = 0.218E_F, \quad (2)$$

при условии, что T_c не превосходит κ . Величина T_c , определяемая (2), соответствует температуре нейтронного Ферми газа, в котором все нейтроны перешли в спаренное состояние, образовав бозе-газ.

В действительности, фигурирующая в (2) энергия Ферми E_F для тех концентраций, какие можно получить в ловушке настолько мала, что вырожденный нейтронный газ невозможно реализовать экспериментально и тем более его бозе-конденсат. Ситуация может радикально измениться, если в нейтронном газе образовалась нейтронная капля с концентрацией нейтронов на много порядков выше концентрации нейтронов в ловушке с УХН. Этот случай мы рассмотрим ниже.

3. Длина когерентности ТИ-биполярного бозе-конденсата

Взаимодействие между двумя нейтронами, каждый из которых находится в делокализованном состоянии и описывается плоской волной, приводит не к их локализации, а к их скоррелированному движению, которое описывается корреляционной длиной ξ , на которой они чувствуют друг друга. Скоррелированное движение двух ТИ поляронов представляет собой ТИ-биполярон. Для этого необходимо, чтобы среднее расстояние между нейтронами было меньше ξ . Это возможно, если концентрация нейтронов в ловушке достаточно высока. Описанная ситуация может реализоваться при образовании в УХН газе нейтронной капли. Можно сказать, что такая капля будет образована ТИ- биполяронами из нейтронов. По этой причине нам необходимо рассмотреть бозонный газ, состоящий из ТИ- биполяронов, формирующих нейтронную каплю.

В квантовой механике многочастичное и полевое описание газа ТИ-биполяронов эквивалентны. Многочастичная матрица плотности для n частиц имеет вид:

$$g(R_1, \dots, R_n; R'_1, \dots, R'_n) = \sum_k n_k \Psi_k^*(R_1, \dots, R_n) \Psi_k(R'_1, \dots, R'_n). \quad (3)$$

В случае идеального Бозе газа в отсутствие взаимодействия его волновая функция имеет вид:

$$\Psi_k(R_1, \dots, R_n) = \prod_i^n \varphi_k(R_i) \quad (4)$$

и расчет многочастичной матрицы сводится к расчету одночастичной матрицы:

$$g(R_1, R_2) = \sum_k n_k \varphi_k^*(R_1) \varphi_k(R_2) \quad (5)$$

При полевом описании матрица плотности имеет вид:

$$g(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = \langle \hat{\Psi}(\mathbf{R}), \hat{\Psi}^+(\mathbf{R}') \rangle, \quad (6)$$

где $\hat{\Psi}(\mathbf{R})$ – полевой оператор рассматриваемой системы, скобки $\langle \dots \rangle$ в (6) означают усреднение по большому каноническому ансамблю. Разлагая полевой оператор в ряд по плоским волнам:

$$\hat{\Psi}(\mathbf{R}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_k \hat{a}_k e^{ik\mathbf{R}}, \quad (7)$$

где \hat{a}_k оператор уничтожения частицы в состоянии k , V - объем системы, из (6), (7) получим:

$$g(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = g(\mathbf{R} - \mathbf{R}') = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_k \langle \hat{n}_k \rangle e^{ik(\mathbf{R} - \mathbf{R}')}, \quad (8)$$

где $\langle \hat{n}_k \rangle = n_k$ функция распределения Бозе газа. Таким образом, описание квантового поля эквивалентно описанию, основанному на одночастичной матрице плотности, которая дает представление о пространственном и временном поведении конденсата. В случае газа ТИ-биполяронов делокализованы как волновые функции отдельных нейтронов (ТИ-поляронов), так и волновые функции самих ТИ-биполяронов, описываемых как частицы, координаты которых определяются положением их центров масс R_i . В этом случае длина корреляции ξ определяет характерный размер распределения биполяронов в газе ТИ-биполяронов.

В квантовой статистической механике недиагональные элементы матрицы плотности определяют степень когерентности между различными квантовыми состояниями.

В рассматриваемом случае Бозе-газа его состояние описывается плоскими волновыми функциями частиц с импульсом k : $\varphi_k(R_i) = e^{ikR_i}/\sqrt{V}$, где R_i – координаты i -ой частицы. Соответственно, недиагональный элемент матрицы плотности, который является ключевым параметром для понимания дальнего порядка, определяется выражением

$$g(R_1, R_2) = \sum_k n_k \varphi_k^*(R_1) \varphi_k(R_2), \quad n_k = \{ \exp[(E_k - \mu_{chem})/T] - 1 \}^{-1}, \quad (9)$$

где n_k – бозевская функция распределения частиц газа, μ_{chem} – химический потенциал. Отделяя вклады конденсата с $k=0$ от температурной компоненты, можно переписать это выражение в виде

$$g(R_1, R_2) = \frac{N_0}{V} + \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3k \frac{\exp[ik(R_1 - R_2)/\hbar]}{\exp[(E_k - \mu_{chem})/T] - 1}, \quad (10)$$

где N_0 – число частиц в Бозе-конденсате. Входящая в (10) энергия ТИ-биполярона E_k , согласно [5], имеет вид

$$E_k = [\Delta_k + E_{bp} + k^2/2M], \quad k > 0, \quad (11)$$

где E_{bp} – энергия основного состояния биполярона, Δ_k – имеет смысл величины сверхпроводящей щели:

$$\Delta_k = \kappa. \quad (12)$$

Как было отмечено выше, в рассматриваемом нами случае нейтронного газа в ловушке роль такой щели играет величина оптического потенциала ловушки κ . С использованием (10)-(11) для g_R получим:

$$g(R) = \frac{N_0}{V} + \frac{1}{l_T^3} \sum_{j=1}^{\infty} \exp[-j(E_{bp} + \kappa - \mu_{chem})/T - \pi R^2/jl_T^2] j^{-3/2}, \quad (13)$$

$$l_T = \hbar \left(\frac{2\pi}{MT} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

где $R = |R_1 - R_2|$. В случае $R \gg l_T$:

$$g(R) = \frac{N_0}{V} + \frac{2}{l_T^2 (2\pi\xi R)^{1/2}} K_{1/2} \left(R/\xi \right), \quad (15)$$

где K_μ – модифицированная функция Бесселя,

$$\xi = l_T / \left(2\pi^{1/2} \sqrt{(E_{bp} + \kappa - \mu_{chem})/T} \right). \quad (16)$$

Величина ξ имеет смысл длины когерентности. С учётом (16) выражение для ξ может быть представлено в виде:

$$\xi = \hbar / \sqrt{2M(\kappa + E_{bp} - \mu_{chem})} \quad (17)$$

Из (17) следует, что длина когерентности ТИ-биполярного газа при $T \leq T_c$ не зависит от T . При $T \geq T_c$ температурная зависимость длины когерентности, согласно (17), определяется температурной зависимостью химического потенциала $\mu_{chem}(T)$. При $T = T_c$, когда $\mu_{chem} = E_{bp}$, длина когерентности ξ идеального бозе-газа (ИБГ), соответствующая $\kappa = 0$, обращается в бесконечность и остаётся таковой при $T \leq T_c$.

В отличие от ИБГ, длина когерентности газа ТИ-биполярона конечна при $T \leq T_c$ и равна:

$$\xi = \hbar / \sqrt{2\kappa M}. \quad (18)$$

При $T \geq T_c$ длина когерентности остаётся конечной и определяется (17) вплоть до температуры существования псевдощелевой фазы T^* , при которой происходит распад ТИ-биполяронов.

Отметим, что при $R \gg \xi$ величина $g(R)$, согласно (15), имеет вид

$$g(R) = 1/l_T^2 R \exp(-R/\xi). \quad (19)$$

Для материальной ловушки, оптический потенциал которой равен $\kappa = 10^{-3}$ К, $M = 2m_n$, где m_n – масса нейтрона, для длины когерентности ξ при $T \leq T_c$ из (18) получим: $\xi \approx 10$ нм. Полученный результат соответствует расчетам характерного размера состояния одного нейтрона (≈ 10 нм), захваченного оптическим потенциалом ловушки [10]. Авторы [10] предложили использовать их подход для конструирования нейтронных молекул. Проведенный нами расчет корреляционной длины позволяет сделать вывод, что размер простейшей молекулы из двух нейтронов, то есть динейтрона будет иметь характерный размер ξ и энергию связи $\approx 10^{-7}$ эВ.

В работе [6] нами было определено время образования динейтрона в ловушке с УХН. Ясно, что для такого образования необходимо, чтобы частота «столкновений» в нейтронном газе было больше обратной величины времени

образования. Будем считать, что образование динейтрона может происходить только, если расстояние между нейтронами не превышает длину корреляции ξ .

Для частоты столкновений $\nu = \sigma v n$, где $n \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ – концентрация нейтронов в УХН, $v \approx 5 \text{ м/сек}$, $\sigma \approx 4\pi\xi^2$ и $\xi = 40 \text{ нм}$, соответствующее гелиевой ловушке (см. Приложение), получим $\nu \approx 10^{-4} \text{ сек}^{-1}$. Таким образом, соответствующее время столкновений $\tau \approx 2.8$ часа на порядок меньше времени образования динейтрона 27 часов, полученное в [6] на основе сравнения экспериментальных данных времени хранения в пучковых и бутылочных экспериментах (см. также приложение). Отсюда следует, что указанное выше условие образования спаренного состояния выполняется с хорошим запасом.

При образовании в нейтронном газе динейтронов последние не находятся в равновесии и, под действием гравитационного поля, падают на дно ловушки, скапливаясь там в самом глубоком месте рельефа потенциала ловушки. Динейтронная капля начнет образовываться, когда концентрация динейтронов на дне достигнет величины $1/\xi^3$, то есть при концентрации порядка 10^{18} динейтрон/см³. Результаты моделирования динамики образования нейтронных пар в УХН газе приведены в Приложении.

В случае, если свободный динейтрон является стабильной частицей, можно оценить время образования из нейтронной капли размером ξ нейтронной точечной капли размером $\lambda = \hbar/mc$ – мезонной комптоновской длины волны. Вышеприведённая оценка для ν в этом случае изменится на выражение для ν_λ , где ν_λ - частота столкновений нейтронов в точечной капле, которая будет равна:

$$\nu_\lambda = \frac{\lambda^2}{\xi^2} \cdot \frac{n_\xi}{n} \nu$$

где n_ξ – концентрация динейтронов в капле: $n_\xi \approx 10^{26} \text{ н/см}^3$, $\lambda = 1,46 \cdot 10^{-13} \text{ см}$. оценка ν_λ для вышеприведённых значений параметров даёт $\nu_\lambda \approx 10^8 \text{ сек}^{-1}$. Таким

образом, если бы существовал стабильным компактный динейтрон размером λ , его образование в капле было бы очень быстрым: порядка сотой доли микросекунды. Таким образом, лимитирующим временем в этом случае было бы время образования протяжённой нейтронной капли.

4. Обсуждение

В данной работе рассмотрен вопрос о максимальном размере капли нейтронного бозе-конденсата, который определяется корреляционной длиной ξ . При большем размере капли диаметрально противоположно отстоящие нейтроны в капле уже не будут скоррелированы и могут свободно покидать каплю, сохраняя размер капли. Центр тяжести такой капли будет совпадать с центром тяжести каждого из динейтронов, входящих в ее состав и будет располагаться в точке минимума оптического потенциала на дне ловушки. Время существования такого сгустка нейтронной материи в ловушке может превышать время бета-распада нейтрона (аргументы для такого утверждения приведены в [6]). Особенностью рассматриваемой нейтронной Ферми системы по сравнению с электронной, формирующей бозе-конденсат в сверхпроводниках, является невозможность сверхпроводящего конденсата в электронной Ферми системе собраться в точечную каплю, поскольку этому будет препятствовать кулоновское отталкивание куперовских пар или биполяронов, образующих конденсат. Ближе всего к рассматриваемому вопросу относится случай образования бозе – конденсатных капель, экспериментально наблюдавшихся в ловушках с ультрахолодными атомами [11],[12].

Представление о динейтроне как о ТИ-биполяроне, то есть о двух нейтронах, связанных друг с другом мезонным полем, отличается радикально от бытовавшего представления о нем как о компактной элементарной частице. В отсутствие внешнего потенциала оба нейтрона в таком образовании полностью делокализованы, хотя их движение и скоррелировано, как в куперовской паре. По

этой причине детекторами нейтронов, составляющие динейтрон нейтроны будут восприниматься как отдельные. В экспериментах по распаду ядер их фиксируют как пары частиц, импульсы которых имеют близкое направление. При распаде покоящихся в ловушке динейтронов, образующиеся вследствие распада нейтроны, будут иметь противоположные импульсы и спины. В этом случае следует использовать системы детекторов, окружающие мишень (ловушку) со всех сторон. Когда два датчика, расположенных противоположно друг к другу, срабатывают одновременно – это сигнал о регистрации антипараллельной пары.

Этот вывод будет справедлив только в рассмотренном здесь случае отсутствия стабильного связанного динейтронного состояния в свободном виде. Рассмотренный сценарий образования связанных состояний нейтронов аналогичен образованию куперовских пар. При толковании куперовского спаривания обычно используют качественное представление об электроны в кристалле, который при своем движении оставляет за собой фононный хвост, то есть область кристалла, деформированную электроном. Эту область чувствует другой электрон, что и приводит к их взаимному притяжению. В рассматриваемом нами случае газа нейтронных ТИ биполяронов, входящие в их состав нейтроны, делокализованы по всему объему ловушки и коррелируют друг с другом только на расстояниях не превышающих ξ .

В случае ловушек с магнитным удержанием нейтронов, роль k , играет энергия магнитного момента нейтрона в магнитном поле, удерживающая нейтроны в ловушке. При классическом рассмотрении нейтронного газа как бесстолкновительного, еще в 1906 году Пуанкаре было показано, что в таком газе, помещенном в прямоугольный ящик с зеркальными стенками, независимо от его начального распределения с течением времени последний будет равномерно заполнен этим газом [13]. Образование динейтронов в магнитной ловушке при этом будет затруднено, поскольку связано с необходимостью

переворота спина для образования синглетного состояния. Образование нейтронной капли, как показано в [6], в этом случае невозможно.

Если свободный dineйтрон будет стабильным (то есть обладать положительной энергией связи), а его корреляционная длина будет порядка комптоновской, то конденсат схлопнется в каплю с размером порядка этой длины. Образование такого конденсата скорее всего приведет к его стабилизации относительно бета распада и датчики ничего не зафиксируют. В этом случае, однако, нейтронная капля может покинуть ловушку [6]. По этой причине такие эксперименты лучше проводить в условиях микрогравитации. Образование плотной нейтронной капли возможно и в случае, когда между нейтронными парами существует притягивающее взаимодействие, не приводящее к их связанному состоянию (отрицательная энергия связи) вследствие неустойчивости бозе конденсата с таким взаимодействием. При наличии в ловушке большого числа нейтронов, ввиду конечности корреляционной длины, нейтроны уже не смогут помещаться в одной капле, образуя фрагментированный бозе газ из отдельных капель, каждую из которых можно рассматривать как единую массивную бозе-частицу. При установлении фазовой когерентности между такими массивными бозонами они так же могут образовывать единый бозе-конденсат. В земных условиях описанная картина вряд ли реализуема, однако может представлять интерес при описании бозе-конденсата в нейтронных звездах.

В настоящее время в Гейтерсберге (США) планируется проведение эксперимента (BL3) по определению времени жизни нейтрона в пучковом эксперименте с существенно более высокой точностью, чем предыдущие. Если это подтвердит значение времени жизни нейтрона, полученное в предыдущих пучковых экспериментах, то решение проблемы нейтронной аномалии в бутылочных экспериментах будет связано необходимостью выбора между уходом нейтронов из ловушки в темную материю или образованием в ней dineйтронов.

После фиксации результатов, однозначно подтверждающих существование нейтронной аномалии, самым актуальным будет фиксация существования динейтронов в бутылочных экспериментах.

5. Приложение. Кинетика образования динуклонов в УХН газе

Рассмотрим УХН газ в ловушке. Нейтроны имеют конечное время жизни τ . При столкновении двух нейтронов с вероятностью p образуется связанная пара. Если нейтроны в динуклоне не изменяют своё время жизни, то время жизни динуклона составит $\tau_d = \tau/2$. Изменение концентрации нейтронов и динейтронов n_d описывается системой:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau} - \kappa p n^2 \\ \frac{dn_d}{dt} = \frac{1}{2} \kappa p n^2 - \frac{2n_d}{\tau} \end{cases}$$

где $\kappa = \sigma v$ – константа скорости бинарных столкновений. Для разряженного газа, где скорость распада доминирует над скоростью столкновений, решение для числа динейтронов имеет вид (рис. 1):

$$n_d = \frac{1}{2} \kappa p n_0^2 t \cdot e^{-2t/\tau}, \quad n(t) \approx n_0 e^{-t/\tau}$$

Максимальное число динейтронов $n_{d \max}$ достигается в момент времени:

$$t_{\max} = \tau/2, \quad n_{d \max} = \kappa n_0^2 \tau / 2e, \quad e = 2,718$$

Для нейтронного газа в гелиевой ловушке с параметрами $\sigma = 4\pi\xi^2 = 2 \cdot 10^4 \text{ нм}^2$ - сечение рассеяния нейтрона на нейтроне, $v = 5$ м/сек, концентрации $n_0 = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $\kappa = \sigma v = 10^{-7} \text{ см}^3/\text{сек}$ (одно столкновение каждые 2,7 часа), $\kappa n_0 = 10^{-4} \text{ сек}^{-1}$, вероятности образования динейтрона в каждом столкновении $p = 1$, получим:

$$\frac{n_{d \max}}{n_0} = \frac{\kappa n_0^2 \tau}{2e} \approx 16.25\%$$

Критическая плотность n_{crit} состояния, при которой в момент максимума ровно половина нераспавшихся нейтронов находится в спаренном состоянии ($2n_d = n$) составит

$$n_{crit} = \frac{1}{2p\kappa\tau}$$

Для указанных параметров: $n_{crit} \approx 5.68 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Таким образом, в системе с конечным временем жизни компонентов, максимум в спаривании всегда наступает через время, равное половине среднего времени жизни частицы, а амплитуда этого максимума линейно зависит от плотности газа и вероятности спаривания.

Если $p \neq 1$, то время достижения максимума не изменится. Относительное число динейтронов уменьшится в $1/p$ раз.

Если при $p = 1$ у нас было для $n_{d\ max}/n_0 = 16,26\%$, то при вероятности p доля составит $n_{d\ max}/n_0 = 0,1626p$. Например, если спаривается каждая десятая пара ($p=0.1$), то максимум составит всего $1,626\%$

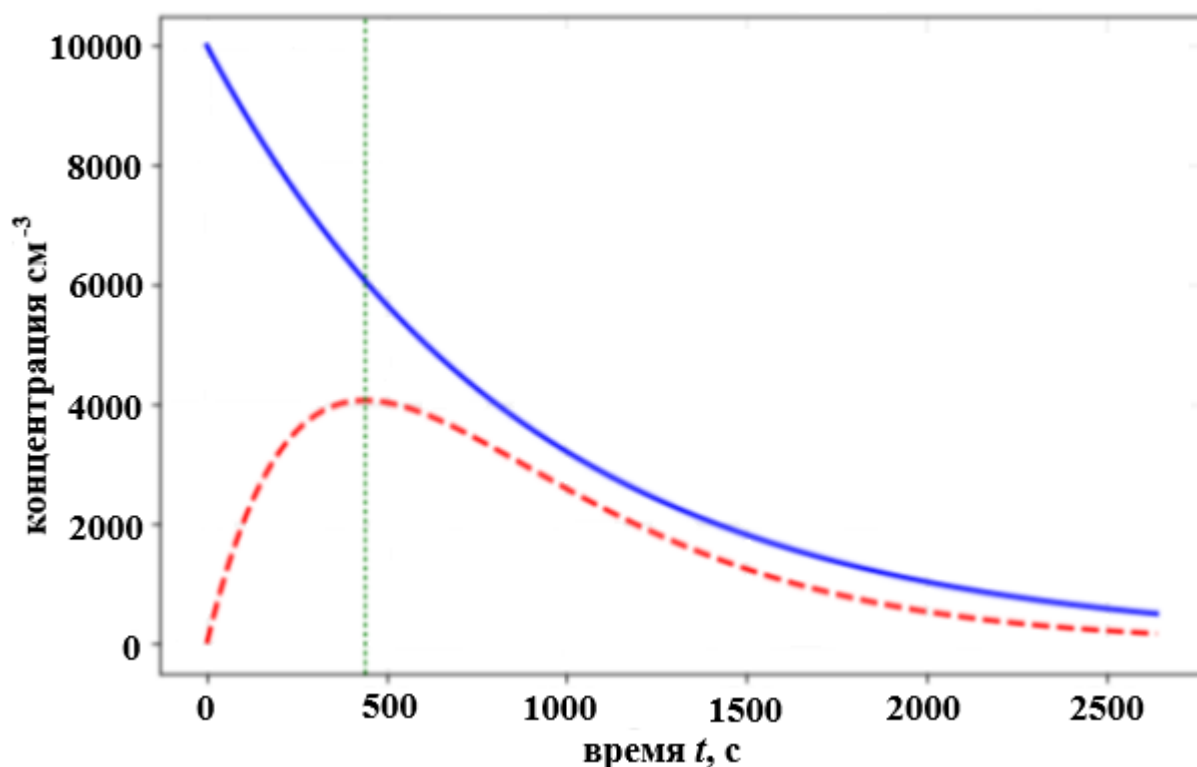


Рис.1 Нейтроны в ловушке убывают со временем по экспоненте (синяя линия); в начальной момент динейтронов нет, но высокая плотность нейтронов заставляет их быстро образовываться (красная линия). Максимальная концентрация динейтронов достигается в момент $t_{max} = \tau/2 = 440$ сек и равна ≈ 813 динейтронов/см³ общая доля динейтронов в максимуме $\approx 16\%$.

Литература.

- [1] Afonin S. S., Tulub A. V., Quark model of nucleon based on an analogy with polaron // Eur. Phys. J. C, 2025, v.85, 784. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-025-14518-x>
- [2] Lakhno V.D., Pekar's ansatz and the strong coupling problem in polaron theory // Phys. Usp., 2015, v.58, p.295-308.
DOI:<https://doi.org/10.3367/UFNe.0185.201503d.0317>
- [3] Lakhno V.D., High – Temperature Superconductivity. Bipolaron mechanism, De Gruyter, 2022
- [4] Lakhno V.D., Translation-invariant excitons in a phonon field // Condens. Matter, 2021, v.6 (2), p.20, DOI: <https://doi.org/10.3390/condmat6020020>
- [5] Лахно В.Д. О возможности образования бозе-конденсата в ультрахолодном нейтронном газе // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2024, № 85. 17 с.
<https://doi.org/10.20948/prepr-2024-85>
<https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2024-85>
- [6] Лахно В.Д. О возможности создания нейтронной материи в земных условиях // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2025. № 54. 20 с.EDN: IFDQSH
<https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2025-54>
- [7] Lakhno V.D., Nagaev E.L. Ferron-polaron carrier states in antiferromagnetic semiconductors // Fizika tverdogo tela, 1976, v.18, p.3429–3432
- [8] Нагаев Э.Л. Физика магнитных полупроводников, М: Наука, 1979
- [9] Мигдал А.Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, Москва, Наука, 1983
- [10] Tang H., Wang G., Cappellaro P., μeV - Deep Neutron Bound States in Nanocrystals // ACSNano, 2024, v.18 (12), p.906363 – 9070; DOI: [10.1021/acsnano.3c12929](https://doi.org/10.1021/acsnano.3c12929)

[11] Petrov D.S. Quantum Mechanical Stabilization of a Collapsing Bose-Bose Mixture // Phys. Rev. Lett., 2015, 155302

DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.155302>

[12] Cabrera C. R., Tanzi L., Sanz J., Naylor B., Thomas P., Cheiney P., and Tarruell L., Quantum liquid droplets in a mixture of Bose-Einstein condensates // SCIENCE, 2017, v.359, Issue 6373, p. 301-304 DOI: [10.1126/science.aao5686](https://doi.org/10.1126/science.aao5686)

[13] Козлов В.В., Тепловое равновесие по Гиббсу и Пуанкаре, Москва-Ижевск, 2002, ISBN 5-93972-187-7

Содержание

1.	Введение.....	3
2.	Нейтронная капля в случае отсутствия связанных динейтронных состояний.....	4
3.	Длина когерентности ТИ-биполярного Бозе-конденсата.....	7
4.	Обсуждение.....	12
5.	Приложение. Кинетика образования динуклонов в УХН газе.....	15
6.	Литература.....	17
7.	Содержание.....	18