

## ТВЕРДОДЕЙТЕРИЕВЫЙ ИСТОЧНИК УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ИМПУЛЬСНОМ СПАЛЕЙШЕН-ИСТОЧНИКЕ

А.П.Серебров<sup>1)</sup>, В.А.Митюхляев, А.А.Захаров, Т.Боулс\*<sup>2)</sup>, Д.Грин\*<sup>2)</sup>,  
Ю.Сромиский<sup>□2)</sup>

Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН  
188350 Гатчина, Россия

\*Los Alamos National Laboratory  
87545 New Mexico, USA

□Swiss Federal Institute of Technology  
CH-8093 Zurich, Switzerland

Поступила в редакцию 28 октября 1997 г.

Предложен новый тип источника ультрахолодных нейтронов (УХН), работающий на базе импульсного спалейшен-источника. Использование твердого дейтерия позволяет получить плотность УХН  $10^4$  н/см<sup>3</sup> за счет высокого фактора выигрыша при низких температурах и возможности выдерживать высокие импульсные тепловые нагрузки из-за большой теплоемкости твердого дейтерия.

PACS: 28.20.-v, 28.20.Fc

**Введение.** Возможность получения плотности УХН  $10^4$  н/см<sup>3</sup> благодаря использованию твердого дейтерия обсуждалась в работе [1] и была изучена экспериментально в работах [2, 3]. В этой работе мы предлагаем новый тип источника УХН, основанный на импульсном спалейшен-источнике с твердодейтериевым замедлителем.

Идея метода состоит в том, чтобы использовать высокую импульсную нейтронную плотность спалейшен-источника и затем удерживать УХН в большом объеме ловушки в течение длительного времени до следующего нейтронного импульса. Плотность УХН в таком источнике может быть выше в отношении импульсного нейтронного потока к среднему, например, в 300 раз. Импульсная плотность нейтронного потока ограничена теплоемкостью твердого дейтерия, а средняя нейтронная плотность ограничена его теплопроводностью.

**Схема источника УХН на импульсном ускорителе.** Рассмотрим схему источника УХН, представленную на рис.1. Пучок протонов с током в импульсе 1 мА и энергией 600 МэВ падает на свинцовую (вольфрамовую) мишень, окруженную водой (5 см), которая охлаждает мишень и используется для предварительной термализации нейтронного потока. Основным замедлителем нейтронов и источником УХН является твердый дейтерий, который охлаждается жидким гелием. Чтобы снизить тепловую нагрузку на твердый дейтерий, экран из висмута толщиной 3 см может быть установлен в легкой воде спалейшен-источника. В момент протонного импульса в течение 2 с объем ловушки источника заполняется УХН до плотности, почти равной плотности УХН в источнике. После этого две цилиндрические шторки смыкаются

<sup>1)</sup> e-mail: serebrov@lnpi.spb.su

<sup>2)</sup> T.Bowles, G.Greene, J.Sromicki

и закрывают поверхность источника. В этот момент протонный ток выключается. Накопленные УХН могут удерживаться в объеме ловушки в течение времени, близкого к времени жизни нейтрона. Стенки ловушки изготовлены из бериллия и находятся при температуре жидкого азота. Это обеспечивает время удержания УХН в ловушке ( $\tau_{los}$ ), определяемое только вероятностью потерь на стенках ловушки, на уровне  $10^4$  с [4], поэтому время хранения ( $\tau_{st}^{-1} = \tau_n^{-1} + \tau_{los}^{-1}$ ) ограничено временем жизни нейтрона ( $\tau_n$ ). В течение интервала между нейтронными импульсами (600 с) плотность УХН в ловушке уменьшается, за это время твердодейтериевый источник охлаждается до температуры жидкого гелия и способен принять следующий нейтронный импульс. Таким образом, плотность УХН в ловушке источника является квазистационарной при импульсной периодической накачке.

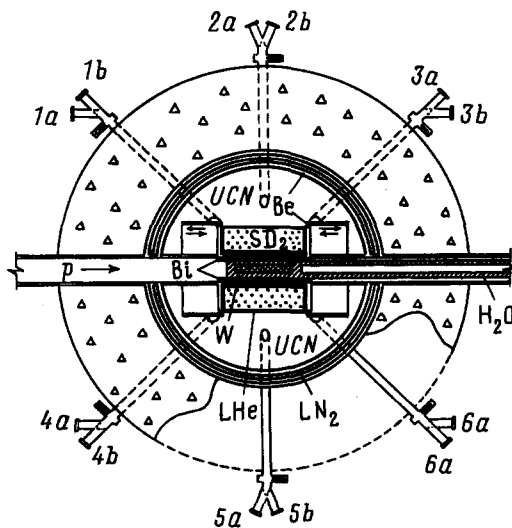


Рис.1

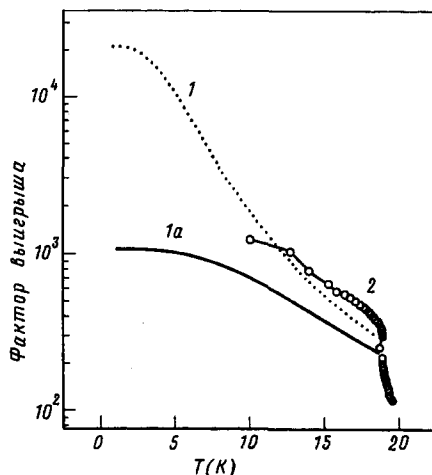


Рис.2

Рис.1. Схема источника УХН

Рис.2. Температурный фактор выигрыша выхода УХН для твердого дейтерия, отнесенного к выходу УХН при комнатной температуре 1 — расчетная кривая для большого источника при сечении некогерентного упругого рассеяния УХН равным нулю, или для источника УХН в накопительной моде; 1a — расчетная кривая для источника большого размера с учетом эффекта рассеяния УХН (2,2 барна) и влияния примеси водорода (0,2%) и влияния примеси водорода (0,2%); 2 — экспериментальные результаты, полученные на реакторе с источником объемом 6 литров твердого дейтерия, содержащего 0,2% водорода. Значительное увеличение выхода УХН при температуре 18,7 К связано с переходом из жидкого в твердое состояние

**Параметры источника УХН.** Приведем основные параметры источника, которые характеризуют вариант пока неоптимизированной схемы. Средняя мощность или тепловая нагрузка на источник — 2 кВт при среднем токе 3,3 мкА. Импульсная мощность — 0,6 МВт при токе 1 мА в течение 2 с. Интервал между импульсами — 600 с. Мощность, выделяемая в объеме твердого дейтерия, может быть оценена с использованием данных SINQ спалейшен-источника, в котором 80–85% всей мощности выделяется в основной мишени, охлаждаемой водой. Тогда можно полагать, что 15% от полной мощности будет выделяться в твердом дейтерии. Заметим, что эта оценка сделана пока без учета эффекта висмутового экрана. Таким образом,

средняя нагрузка на твердодейтериевый источник составляет 300 Вт. Импульсная нагрузка, соответственно, в 300 раз больше. Тепловыделение за счет висмутowego экрана может уменьшиться приблизительно в 3 раза.

**Температурный фактор выигрыша.** На рис.2 представлен температурный ход фактора выигрыша для твердодейтериевого источника [3]. Кривая 1 соответствует теоретическому расчету для полупространства, заполненного твердым дейтерием, то есть для источника достаточно большого объема ( $V \geq 50$  л). Кривая 1а представляет собой уточненный расчет в той же геометрии, но учитывающий примесь водорода 0,2% и эффект некогерентного упругого рассеяния УХН в твердом дейтерии. Источник УХН на ускорителе работает в накопительном режиме, тогда как на реакторе источник работает в режиме на проток. В режиме на проток наблюдается скачок плотности УХН на границе твердого дейтерия из-за некогерентного упругого рассеяния УХН, поэтому на реакторном источнике не удается получить высокой плотности УХН вне источника (кривая 1а на рис.2). В накопительном режиме работы плотность УХН в ловушке за время импульса достигает плотности внутри источника (кривая 1 на рис.2), и эта плотность может быть использована в экспериментах. Кривая 2 на рис.2 показывает результат реакторного эксперимента, выполненного на твердодейтериевом источнике объемом 6 л при примеси водорода в дейтерии 0,2%. Для экспериментальной кривой в области температур ниже 10 К температурная зависимость еще не изучена достаточно точно. Некоторые экспериментальные тесты показывают, что температурная зависимость практически отсутствует, а фактор выигрыша составляет  $1,2 \cdot 10^3$ . В дальнейших расчетах мы будем исходить из экспериментальных результатов, однако введем поправочный коэффициент на эффект значительно более глубокой термализации нейтронного потока в источнике большого объема и поправочный коэффициент на чистоту дейтерия.

Эффективная температура нейтронного потока, термализованного в 6-литровом объеме, была восстановлена из экспериментального спектра нейтронов, выходящих из источника. Экспериментально полученный спектр не имеет максвелловской формы, но может быть разложен по двум спектрам: 56% интенсивности с нейтронной температурой 180 К и 44% интенсивности с нейтронной температурой 30 К [2]. Однако оптимальная нейтронная температура составляет 40 К [1]. Ожидаемый дополнительный фактор выигрыша при достижении температуры нейтронного спектра 40 К по отношению к экспериментальной ситуации можно оценить в 2,1 раза.

Зависимость фактора выигрыша от концентрации примеси водорода в дейтерии была измерена в эксперименте [3], где использовались смеси 0,2% водорода в дейтерии, 0,7% водорода в дейтерии, 2% водорода в дейтерии. Экстраполируя экспериментальные данные к чистоте 0,05–0,1% по  $H_2$ , можно ожидать дополнительного фактора выигрыша 1,5. Тогда совместный поправочный коэффициент к экспериментальному фактору выигрыша составит 3,1 раза, а ожидаемый фактор выигрыша для источника большого объема с чистотой 0,05–0,1% по водороду будет  $3,7 \cdot 10^3$ .

**Обоснование параметров источника.** Приведем некоторые оценки, обосновывающие параметры источника. Время жизни нейтрона определяет максимальный интервал между импульсами. Задавая этот интервал равным 600 с и требуя, чтобы время вытекания через один открытый нейтронный канал равнялось времени жизни нейтрона, можно вычислить характерный объем ловушки УХН. В соответствии с газокинетической теорией, время вытекания УХН из ловушки равно:  $\tau = 4V_i/S\bar{v}$ ,

где  $V_t$  – объем ловушки,  $S$  – площадь выходного окна (сечение нейтроновода),  $\bar{v}$  – средняя скорость УХН в ловушке. Считая, что объем источника на порядок меньше объема ловушки УХН, получаем, что ее радиус должен быть равен 1,2 м.

Заметим, что граничная энергия отражения УХН от бериллия в единицах гравитационной энергии нейтрона равна 2,5 м, поэтому бериллиевая ловушка диаметром больше 2,5 м уже не будет заполняться полностью. Важно также пояснить, что максимальная плотность УХН в ловушке в гравитационном поле находится вблизи ее дна, поэтому нейтроноводы должны подсоединяться к ее нижней части.

Холодный замедлитель из твердого дейтерия должен быть достаточен по объему, чтобы термализовать нейтронный поток до температуры 40 К. Эта нейтронная температура является оптимальной для получения максимального выхода УХН [1]. Масса твердого дейтерия должна быть достаточной, чтобы выдержать импульсную нагрузку за счет теплоемкости. Площадь поверхности источника должна быть большой для быстрого заполнения ловушки газом УХН. Как видно, имеется много факторов, требующих значительного объема источника. Попробуем сделать выбор размера твердодейтериевого источника, исходя из требования, что температура источника не должна превышать 10 К в конце импульса.

Тепловыделение в источнике пропорционально времени наполнения ловушки УХН. Время наполнения ловушки  $\tau_f$  зависит от поверхности источника, то есть его размеров. Для простоты оценки будем считать источник сферическим с радиусом  $R_S$ . Выберем время протонного импульса равным  $2\tau_f$ . Тепловыделение в источнике ( $Q = 2\tau_f w_S$ ) определяет скачок температуры твердого дейтерия ( $\Delta T$ ) в момент импульса из соотношения

$$Q = 2\tau_f w_S = C m \Delta T, \quad (1)$$

где  $w_s$  – импульсная мощность, выделяемая в твердом дейтерии,  $C$  – теплоемкость твердого дейтерия,  $m$  – масса твердого дейтерия.

Для предварительной оценки мы принимаем, что 15% полной мощности протонного пучка выделяется в объеме холодного замедлителя, причем эта мощность очень мало зависит от его объема, начиная с объема больше 100–200 л. Тогда из соотношения (1), газокINETической формулы  $\tau_f = 4V_T/S_S\bar{v}$  и формулы  $V_T = (4\pi/3)(R_t^3 - R_S^3)$  получаем:

$$\Delta TC = \frac{2w_S}{\pi\bar{v}\rho} \frac{(R_t^3 - R_S^3)}{R_S^5}, \quad (2)$$

где  $R_t$  – радиус ловушки УХН,  $V_t$  – объем ловушки УХН,  $S_S$  – площадь поверхности твердодейтериевого источника,  $R_S$  – радиус источника,  $\rho$  – плотность твердого дейтерия.

Полагая, что  $R_t^3 \gg R_S^3$ , получаем для характерных размеров источника формулу

$$R_S = \left( \frac{2w_S}{\pi\bar{v}\rho} \frac{R_t^3}{\Delta TC} \right)^{1/5}. \quad (3)$$

Как видно из данного анализа, зависимость размеров источника от других параметров задачи является очень слабой из-за степени 1/5. Поэтому следует ожидать, что даже грубый анализ даст достаточно определенную оценку. Произведение  $\Delta TC$ , стоящее в формуле (3), нужно рассматривать как интеграл от теплоемкости между

начальной и конечной температурой твердого дейтерия за время импульса. Принимая начальную температуру равной 6 К, а конечную температуру равной 10 К, и используя данные для теплоемкости, получаем из формулы (3) для характерных размеров источника значение  $R = 0,6$  м. Из полученных геометрических параметров источника определяется экспоненциальное время наполнения, которое оказывается равным 1,0 с. Отсюда длительность протонного импульса для накачки ловушки до 86% плотности УХН от максимально возможной будет равной 2,0 с.

Оценим теперь среднюю температуру источника, используя данные по теплопроводности твердого дейтерия. Теплопроводность твердого дейтерия сильно зависит от орто-, парасостава дейтерия и температуры. Основное состояние дейтерия при низкой температуре – это ортодейтерий. Однако орто-, парасостав может зависеть от уровня радиационного поля нейтронов и  $\gamma$ -квантов. Опыт работы с твердодейтериевым источником [2, 3] показал, что при уровне облучения тепловыми нейтронами  $8 \cdot 10^{11}$  н·см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>, потоке быстрых нейтронов  $3 \cdot 10^{10}$  н·см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> и тепловыделении от  $\gamma$ -квантов  $1,5 \cdot 10^{-2}$  Вт/г дейтерий находился в ортомодификации на 95%, причем радиационное облучение дейтерия в жидкой фазе способствовало ускоренному переходу в ортодейтерий. Результаты этих экспериментов позволяют нам использовать для расчетов теплопроводность ортодейтерия.

Из-за резкой температурной зависимости теплопроводности и значительной пространственной вариации тепловыделения точное решение этой задачи является нетривиальным. Мы сделаем здесь всего лишь грубую оценку, используя следующую формулу:

$$\bar{T}_S = T_{\text{He}} + \frac{1}{2} \Delta T_{\text{max}} = T_{\text{He}} + \frac{\bar{W}_S \Delta R}{2 \bar{\lambda} S_{\text{He}}}, \quad (4)$$

где  $\Delta T_{\text{max}}$  – максимально возможная разность температур, когда все тепловыделение локализовано на внутренней поверхности источника вблизи теплой мишени,  $\Delta R$  – радиальная толщина твердого дейтерия,  $S_{\text{He}}$  – площадь поверхности, охлаждаемой гелием,  $\bar{\lambda}$  – среднее значение теплопроводности твердого дейтерия, выбранное 8 Вт/К·м,  $\bar{W}_S$  – средняя мощность тепловой нагрузки, равная 300 Вт. Тогда для среднего значения температуры твердого дейтерия имеем:  $\bar{T}_S = 7$  К.

**Плотность УХН в ловушке источника.** Наконец, сделаем оценку главной характеристики источника – плотности УХН в ловушке. Согласно ранее приведенной оценке, фактор выигрыша для твердодейтериевого источника при температуре 7–10 К может составить  $3 \cdot 10^3$ . Тогда коэффициент, связывающий плотность УХН ( $\rho_{\text{UCN}}[\text{см}^{-3}]$ ) и поток тепловых нейтронов ( $\Phi_0[\text{н}/\text{см}^2\text{с}]$ ), будет иметь вид

$$\rho_{\text{UCN}} = \frac{1}{2} \left( \frac{E_c}{T_R} \right)^2 \frac{G \Phi_0}{\bar{v}} = 2,4 \cdot 10^{-10} \cdot \Phi_0, \quad (5)$$

где  $E_c$  – граничная энергия ловушки,  $T_R$  – комнатная температура 300 К,  $G$  – температурный фактор выигрыша.

Среднее значение потока нейтронов для твердодейтериевого замедлителя можно оценить, используя данные о распределении потока тепловых нейтронов в тяжелой воде вокруг спалейшен-источника (проект SINQ). Глубина выхода УХН из твердого дейтерия при низких температурах определяется длиной диффузии  $L_D = \sqrt{L_s L_a / 3}$ , где  $L_s = (n \sigma_S)^{-1}$  – длина рассеяния,  $n$  – плотность ядер дейтерия в 1 см<sup>3</sup>,  $\sigma_S$  –

сечение некогерентного упругого рассеяния, равное  $2,2 \text{ б}$ ,  $L_a = (n\sigma_a)^{-1}$  — длина поглощения УХН,  $\sigma_a$  — сумма сечения захвата УХН ( $\sigma_c$ ) и сечения неупругого рассеяния УХН ( $\sigma_{up}$ ). Рассчитанное значение длины диффузии составляет  $\approx 15 \text{ см}$  при температуре  $6 \text{ К}$ . Таким образом, слой твердого дейтерия в  $15 \text{ см}$  поставляет УХН в ловушку источника. Среднее значение нейтронного потока в этом слое можно оценить как  $8 \cdot 10^{13} \text{ н}\cdot\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$  при токе протонов  $1 \text{ мА}$ . Тогда плотность УХН в ловушке источника будет составлять  $\rho = 2,4 \cdot 10^4 \Phi_0 = 2 \cdot 10^4 \text{ н/см}^3$ . Такая плотность будет на 2–3 порядка величины больше, чем на современных источниках [5,6].

**Заключение.** Предлагая новый тип источника УХН на базе импульсного ускорителя, следует подчеркнуть его отличие от подобного источника на реакторе. Преимущество импульсного источника УХН заключается в получении высокой плотности УХН при низких температурах твердого дейтерия за счет высокой импульсной плотности нейтронного потока. Пиковая тепловая нагрузка в момент импульса воспринимается теплоемкостью дейтерия, а затем отводится за счет его достаточной теплопроводности. Тепловая нагрузка на стационарном реакторном источнике УХН существенно превышает среднюю нагрузку на импульсном источнике УХН.

Следует отметить, что основные положения данного проекта являются уже экспериментально проверенными [2–4]. Это позволяет надеяться, что представленные здесь оценки для плотности УХН в ловушке являются достаточно реальными.

Проект твердодейтериевого источника УХН с высокой плотностью в ловушке может быть реализован на ускорителях в LANL (США), PSI (Швейцария), ИЯИ (Россия), КЕК (Япония) и на комплексе будущего Европейского импульсного источника.

Первые экспериментальные проверки предложенного проекта могут быть начаты на модели небольших размеров и с использованием тяжелого льда ( $\text{D}_2\text{O}$ ) вместо твердого дейтерия.

Авторы благодарят коллег из ПИЯФ, LANL и PSI за полезные обсуждения.

- 
1. А.П.Серебров, В.А.Митюхляев, А.А.Захаров и др., Письма в ЖЭТФ **59**, 11 (1994).
  2. А.П.Серебров, В.А.Митюхляев, А.А.Захаров и др., Письма в ЖЭТФ **62**, 10 (1995).
  3. А.П.Серебров, В.А.Митюхляев, А.А.Захаров и др., ЖЭТФ (направлена в печать).
  4. В.П.Алфименков, В.Е.Варламов, А.В.Васильев и др., Письма в ЖЭТФ **52**, 7 (1990).
  5. И.С.Алтарев, Н.В.Боровикова, А.П.Булкин и др., Письма в ЖЭТФ **44**, 6 (1986).
  6. A.Steyrel, H.Nasel, F.K.Schreiber et al., Phys. Lett. **116A**, 347 (1986).