

# О лазерном способе производства ультрахолодных нейтронов

Л.А.Ривлин

*Лазерный способ производства ультрахолодных нейтронов (УХН) состоит в замедлении тепловых нейтронов посредством их многократных упругих соударений с ядрами, предварительно охлажденными до температуры  $\sim 1$  мК известными методами лазерного манипулирования нейтральными атомами, т. е. этот способ в сущности воспроизводит в субтепловом диапазоне известную технологию атомной индустрии. Условием осуществимости такого процесса производства УХН является его непродолжительность по сравнению с временем существования нейтрона. Оценки для упрощенной модели процесса свидетельствуют о возможности приготовления потоков УХН с концентрацией, на несколько порядков превышающей получаемую современным способом экстракции УХН из низкоэнергетического крыла максвелловского распределения по энергии. Указаны необходимые коррективы использованного для оценок модельного подхода, а также возможные области применения лазерного способа производства УХН.*

**Ключевые слова:** квантовая нуклеоника, кинетика замедления нейтронов, лазерное охлаждение нейтральных атомов, источники ультрахолодных нейтронов, нейтронные ускорители, нейтронная оптика, гипотетические экстремально холодные нейтроны.

## 1. Введение

Ультрахолодные нейтроны (УХН) с температурой  $T \sim 10^{-3}$  К и длиной дебройлевской волны  $\lambda_{ДБ} \sim 10^{-5}$  см – действенный инструмент современной экспериментальной физики, успешно использующей волновые свойства УХН в задачах микроскопии, интерферометрии и т. п. [1, 2]. Однако более широкому распространению УХН-методов препятствует недостаточная ( $\sim 10^5$  см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ ) интенсивность потоков УХН, которые сегодня производятся неэффективным способом – путем выделения из слабозаселенного низкоэнергетического крыла максвелловского распределения нейтронов по энергии [1, 2].

Более эффективный способ производства УХН, отмеченный в [3], по существу аналогичен способу получения тепловых нейтронов посредством замедления быстрых нейтронов при их многократных соударениях с ядрами более холодных атомов хладагента. Для распространения подобного же термодинамического подхода на УХН необходим хладагент с соответствующей ультранизкой температурой. Например, в эксперименте [4] в качестве хладагента был использован сверхтекучий гелий. Другими, менее экзотическими и более низкотемпературными хладагентами могли бы служить ядра атомов, охлажденных до микрокельвиновых температур известными лазерными и примыкающими к ним методами манипулирования нейтральными атомами (см., напр., [5]).

Л.А.Ривлин. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Лаборатория прикладной физики, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: lev.rivlin@gmail.com

Поступила в редакцию 30 ноября 2010 г., после доработки 15 мая 2011 г.

Перспективы подобного использования лазерных методов для термодинамического охлаждения можно проиллюстрировать на следующем примере [3]: смесь из нейтронов с концентрацией  $n_n$  и исходной температурой  $T_0$  и атомов с концентрацией  $n_a$ , предварительно охлажденных до температуры  $T_a$ , приобрела бы после установления термодинамического равновесия общую температуру

$$T = T_0 \left( 1 + \frac{n_a T_a}{n_n T_0} \right) \left( 1 + \frac{n_a}{n_n} \right)^{-1}. \quad (1)$$

Так, при  $T_a = 10^{-7}$  К и  $n_a = 10^{13}$  см $^{-3}$  можно ожидать образования УХН с температурой  $T \sim 3 \times 10^{-3}$  К и концентрацией  $n_n \sim 10^8$  см $^{-3}$ , что на четыре-пять порядков превышает реализуемые сегодня концентрации УХН. Уязвимость этой привлекательной оценки очевидна в силу асимптотического характера процесса установления термодинамического равновесия: критическим параметром служит здесь конечное время получения ощутимого количества УХН, которое, разумеется, должно заметно уступать как времени жизни (обратной константе распада)  $\beta^-$ -активного нейтрона ( $\tau_\beta \sim 1300$  с), так и продолжительности иных процессов, прекращающих его существование.

В связи с этим анализ осуществимости лазерного способа приготовления УХН требует изучения кинетики процесса охлаждения и оценки его длительности, что и является основной мотивацией настоящей работы. Кроме того, в ней кратко отмечены отклонения использованной в оценках модели от реальной ситуации и перечислены различные сопутствующие обстоятельства (необходимость удержания нейтронов и хладагента в ограниченном объеме, разделения смеси нейтронов и атомов хладагента после охлаждения и др.).

## 2. Кинетика охлаждения: оценка продолжительности процесса

Точный расчет кинетики потерь энергии нейтрона при малых энергиях его соударений с ядром должен быть произведен в рамках квантовой теории рассеяния. Однако здесь для получения оценок достаточно, следуя, например, [6], ограничиться модельным представлением о кинетике процесса термодинамического охлаждения нейтронов в однородной пространственно неограниченной среде.

Поскольку энергия нейтронов существенно меньше энергии возможных возбуждений внутренних степеней свободы атомов хладагента, потери энергии охлаждаемыми нейтронами в выделенном объеме однородной смеси происходят при их упругих соударениях. При большом отношении дебройлевской длины волны нейтрона к размерам ядра рассеяние нейтронов с энергией  $\varepsilon$  в системе центра масс нейтрон – ядро происходит изотропно и с равной вероятностью передачи ядру энергии со средним значением  $2A\varepsilon(A+1)^{-2}$  в интервале от 0 до  $4A\varepsilon(A+1)^{-2}$  ( $A$  – массовое число атомов хладагента). Тогда процесс замедления нейтронов характеризуется среднелогарифмическим отношением энергий нейтрона до ( $\varepsilon$ ) и после ( $\varepsilon'$ ) соударения

$$\ln \frac{\varepsilon}{\varepsilon'} = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A+1}{A-1} \equiv \xi(A) \quad (2)$$

и относительной величиной потерь энергии нейтроном при каждом соударении

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\varepsilon - \varepsilon'}{\varepsilon} = 1 - \exp[-\xi(A)], \quad (3)$$

где усреднение произведено по всем возможным углам рассеяния [6] (например, для  ${}^4_2\text{He}$  имеем  $\xi \approx 0.43$ ,  $\Delta\varepsilon/\varepsilon \approx 0.35$ , для  ${}^{85}_{37}\text{Rb}$  –  $\xi = 0.18$ ,  $\Delta\varepsilon/\varepsilon \approx 0.165$ ). Большинство численных оценок здесь и далее сделаны для этих наиболее экспериментально привлекательных, но отнюдь не претендующих на оптимальность хладагентов: гелия с предельно малым  $A$ , возможность глубокого охлаждения которого продемонстрирована в [7, 8], и рубидия, широко используемого при глубоком охлаждении атомов [5].

Из (2) следует, что энергия нейтронов снижается от  $\varepsilon_0$  до  $\varepsilon_N$  в результате  $N$  последовательных соударений:

$$N = \xi^{-1}(A) \ln(\varepsilon_0/\varepsilon_N) \quad (4)$$

(например,  $N = 27$  для гелия и 64 для рубидия при  $\varepsilon_0/\varepsilon_N = 10^5$ ).

Временной интервал между двумя последовательными столкновениями

$$\Delta t = \left[ \sigma(\varepsilon) n_a \left( \frac{2\varepsilon}{M} \right)^{1/2} \right]^{-1} \approx 1.15 \times 10^{-9} [\sigma(\varepsilon) n_a \varepsilon^{1/2}]^{-1}, \quad (5)$$

где  $\sigma = \sigma(\varepsilon)$  – сечение столкновений;  $M$  – масса нейтрона; в численном выражении  $\Delta t$  берется в нс,  $\sigma$  – в  $\text{см}^2$ ,  $n_a$  – в  $\text{см}^{-3}$  и  $\varepsilon$  – в эВ.

Сечение  $\sigma(\varepsilon)$  обычно возрастает с уменьшением энергии  $\varepsilon$  от достоверно измеренных и табулированных значений  $\sigma$  в случае тепловых ( $\varepsilon = 0.0253$  эВ) нейтронов (на-

пример,  $\sigma = 0.76 \times 10^{-24}$   $\text{см}^2$  для гелия и  $6.4 \times 10^{-24}$   $\text{см}^2$  для рубидия [9]). Точные сведения о сечениях для представляющих интерес субтепловых энергий нейтронов более скудны, однако для некоторых атомов (В, In, Au, U и др.) удастся построить аналитические выражения, достаточно точно описывающие эмпирические зависимости полного сечения рассеяния, учитывающего и упругие соударения, от энергии  $\varepsilon$  [9]. Типичный вид этих эмпирических зависимостей

$$\sigma(\varepsilon) \approx q\varepsilon^{-1/2}, \quad (6)$$

где  $q = \text{const}$ ;  $\varepsilon$  выражено в эВ,  $q$  – в  $\text{см}^2 \cdot \text{эВ}^{1/2}$ . Например,  $q \approx 10^{-22}$   $\text{см}^2 \cdot \text{эВ}^{1/2}$  для бора и  $q \approx 10^{-23}$   $\text{см}^2 \cdot \text{эВ}^{1/2}$  для золота. Выражения вида (6) наглядно отражают ожидаемую общую тенденцию: в субтепловой области сечение  $\sigma(\varepsilon)$  обратно пропорционально скорости нейтронов.

Для других атомов зависимости  $\sigma(\varepsilon)$  сложнее, чем (6), и содержат резонансы, но, как правило, возрастают с уменьшением  $\varepsilon$ . Если допустить, что эта тенденция и зависимость вида (6) достаточно универсальны, то временной интервал  $\Delta t$  (в нс) между соударениями (5) оказывается независящим от  $\varepsilon$ :

$$\Delta t \approx 1.15 \times 10^{-9} (q n_a)^{-1}. \quad (7)$$

Тогда оценка полного времени (в нс) охлаждения нейтронов от энергии  $\varepsilon_0$  до  $\varepsilon_N$  равна произведению интервала  $\Delta t$  (7) и числа соударений  $N$  (4):

$$\Delta t_N = N \Delta t \approx 1.15 \times 10^{-9} \ln(T_0/T_N) [\xi(A) q n_a]^{-1}, \quad (8)$$

где  $T_0$  и  $T_N$  – начальная и конечная температуры нейтронов, пропорциональные их энергиям.

Численный (впрочем, достаточно произвольный) пример ( $\Delta t_N \approx 0.3$  мс при  $A = 4$ ,  $q = 10^{-23}$   $\text{см}^2 \cdot \text{эВ}^{1/2}$ ,  $T_0/T_N = 300\text{K}/0.003\text{K}$  и  $n_a = 10^{10}$   $\text{см}^{-3}$ ) свидетельствует о том, что ожидаемое значение  $\Delta t_N$  на много порядков уступает не только времени жизни нейтрона  $\tau_\beta \sim 1300$  с, но и ожидаемому характерному времени существования нейтрона (10–100 с), ограничиваемому различными технологическими факторами.

## 3. Кинетика охлаждения: временной закон падения температуры нейтронов

Сильные неравенства в оценках числа соударений  $N \gg 1$  и относительной потери энергии  $\Delta\varepsilon/(\varepsilon_0 - \varepsilon_N) \ll 1$  позволяют совершить переход от конечных разностей к дифференциалам ( $\Delta\varepsilon/\Delta t \rightarrow -d\varepsilon/dt$ ), который приводит к кинетическому уравнению процесса охлаждения

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} &= -\varepsilon [1 - \exp(-\xi)] \left[ \sigma(\varepsilon) n_a \left( \frac{2\varepsilon}{M} \right)^{1/2} \right] \\ &\approx -\varepsilon Q(\varepsilon, A, \sigma, n_a), \end{aligned} \quad (9)$$

где с учетом (7)

$$Q \approx 0.9 \times 10^{18} q n_a [1 - \exp(-\xi)] \quad (10)$$

( $Q$  берется в  $\text{с}^{-1}$ ). Решение кинетического уравнения (9)

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \exp(-Qt) \quad (11)$$

отражает падение энергии (температуры) нейтронов во времени и экспоненциально – асимптотическое приближение к термодинамическому равновесию.

Как отмечено ранее, условием осуществимости лазерного способа производства УХН является малость времени снижения температуры нейтронов до желаемой по сравнению с их временем жизни  $\tau_\beta$ . Поскольку наиболее быстрое падение температуры происходит на начальном участке экспоненты (11), это условие можно свести к неравенству  $Q\tau_\beta > 1$ , т. е., в соответствии с (10), к

$$Q\tau_\beta \approx 1.1 \times 10^{21} q n_a [1 - \exp(-\xi)] > 1 \quad (12)$$

и далее к

$$q n_a > 10^{-21} [1 - \exp(-\xi)]^{-1}, \quad (13)$$

где  $q n_a$  измеряется в  $\text{см}^{-1} \cdot \text{эВ}^{1/2}$ . Это неравенство выполняется обычно с большим запасом при вполне реализуемых концентрациях хладагента.

Из (11) можно получить время охлаждения нейтронов от энергии  $\varepsilon_0$  до  $\varepsilon_Q$

$$\Delta t_Q = Q^{-1} \ln(\varepsilon_0/\varepsilon_Q). \quad (14)$$

#### 4. Коррективы к простой модели процесса охлаждения

Сопоставление двух оценок времени охлаждения,  $\Delta t_N$  (8) и  $\Delta t_Q$  (14), для одинаковой степени охлаждения ( $\varepsilon_0/\varepsilon_N = \varepsilon_0/\varepsilon_Q$ ) свидетельствует о их несущественном различии:

$$\frac{\Delta t_N}{\Delta t_Q} = \xi^{-1} [1 - \exp(-\xi)]. \quad (15)$$

Таким образом, обе практически совпадающие оценки продолжительности охлаждения в простой модели (пп. 2 и 3) указывают на перспективность лазерно-термодинамического подхода к задаче производства УХН. Разумеется, переход к экспериментальной ситуации требует как уточнения полученных оценок со строгим расчетом кинетики процесса замедления на основе квантовой теории рассеяния, так и внесения для избранного хладагента корректив, учитывающих ряд реальных факторов. Обсудим некоторые из них.

В первую очередь в коррекции нуждается вид зависимости (6) сечения  $\sigma(\varepsilon)$  соударений нейтронов от их энергии  $\varepsilon$  в субтепловом интервале. Эта зависимость, принятая в модели на основе эмпирических данных некоторых атомов по соображениям как прозрачности физического смысла, так и вычислительной простоты, может оказаться существенно более сложной для хладагента, выбранного из-за экспериментальных преимуществ, хотя едва ли вид  $\sigma(\varepsilon)$  утратит общую тенденцию к росту с уменьшением энергии  $\varepsilon$ . Соответственно нахождение длительности интервала  $\Delta t$  (5) между последовательными соударениями может потребовать более сложного интегрирования по энергии  $\varepsilon$ .

Для оценок кинетики процесса охлаждения использована простая модель однородной пространственно неограниченной среды, тогда как в эксперименте и атомы хладагента, и нейтроны находятся в реакторе в виде пространственно совмещенных потенциальных ловушек того или иного типа [5]. Устройство такого совмещенного реактора может быть упрощено в случае возможно-

сти построения ловушек с разными типами взаимодействия, например если атомы хладагента, в отличие от нейтрона с конечным магнитным моментом, обладают собственным электрическим дипольным моментом. Конструкцию потенциальных ловушек можно улучшить, организовав в них противоток нейтронов и атомов, что может упростить экстракцию произведенных УХН. Решению задачи разделения УХН и хладагента также может способствовать упомянутое различие в типах моментов нейтронов и атомов.

Даже при достаточно быстром ( $\Delta t_N \ll \tau_\beta$ ) охлаждении в объеме реактора вследствие  $\beta^-$ -радиоактивности нейтрона порождаются свободные протоны и электроны, удалить которые можно приложением слабого электрического поля.

И наконец, для получения не только высокой концентрации УХН, но и большого полного их числа необходима предварительная разработка методов глубокого охлаждения атомов хладагента в объемах, заметно превышающих достижимые сегодня.

С учетом сделанных оговорок ниже приведены некоторые оценки, дающие представление об ожидаемых порядках величин. Концентрация нейтронов  $n_n$  в силу неравенства  $Q\tau_\beta \gg 1$  считается в течение охлаждения неизменной;  $T_Q$  – конечная температура нейтронов.

	${}^4_2\text{He}$	${}^{85}_{37}\text{Rb}$
$T_a$ (К) .....	$10^{-6}$	$10^{-6}$
$\xi$ (А) .....	0.43	0.18
$T_0/T_{N,Q} = \varepsilon_0/\varepsilon_N = \varepsilon_0/\varepsilon_Q$ .....	$10^5$	$10^5$
$T_0$ (К) .....	300	300
$T_N = T_Q$ (мК) .....	3	3
$N$ .....	27	64
$\Delta\varepsilon/\varepsilon$ .....	0.35	0.165
$q$ ( $10^{-23} \text{ см}^2 \cdot \text{эВ}^{1/2}$ ) .....	0.76	6.4
$n_a$ ( $\text{см}^{-3}$ ) .....	$10^{10}$	$10^{10}$
$n_n$ ( $\text{см}^{-3}$ ) .....	$10^7$	$10^7$
$\Delta t_N$ (мс) .....	0.4	0.115
$Q$ ( $\text{с}^{-1}$ ) .....	$0.24 \times 10^5$	$10^5$
$\Delta t_Q$ (мс) .....	0.48	0.115
$Q\tau_\beta$ .....	31	130

#### 5. Заключение

Проведенный анализ указывает на принципиальную возможность производства лазерным способом потоков УХН с концентрацией, которая на несколько порядков превышает реализуемую сегодня, что дает основания для планирования первичного эксперимента. С этой целью для выбранного хладагента необходимо произвести точные расчеты, проделанные в пп. 2 и 3 для упрощенной модели. При этом следует принять во внимание как ядерные характеристики хладагента (в частности, учесть желательность минимального  $A$  и максимального сечения соударений), так и атомные, наиболее благоприятные для предварительного глубокого охлаждения атомов, а также разработать схемы охлаждения большого числа атомов.

Успешный результат первичного эксперимента открыл бы новые перспективы для традиционных областей физики УХН (нейтронная оптика, интерферометрия и др.) [1, 2], а также для квантовой нуклеоники, в частности применительно к задаче загрузки УХН в ускорители

новых типов, способные генерировать направленные моноэнергетические пучки быстрых нейтронов [3, 10].

И наконец, нельзя исключить, что совершенствование обсуждаемого лазерного способа охлаждения нейтронов сделает возможным производство экстремально холодных нейтронов с  $T \ll 10^{-3}$  К и  $L_{ДВ} \gg 10^{-5}$  см. Так, из выражения (14) следует, что за время  $\Delta t_Q \approx 0.2$  мс подходящий хладагент способен снизить температуру нейтронов с  $T_0 = 300$  К до  $T_Q = 3$  мК.

1. Франк А.М. *УФН*, **137**, 5 (1982).
2. Франк А.М. *УФН*, **151**, 229 (1987).
3. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **40**, 460 (2010).
4. Doyle J.M., Lamoreaux S.K. *Europhys. Lett.*, **26**, 253, (1994).
5. Metcalf H.J., van der Straten P. *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999).
6. Казарновский М.В. *Физический энциклопедический словарь* (М.: ГНИ «Сов. Энциклопедия», 1962, т. 2, с. 32).
7. Pereira Dos Santos F., Leonard J., Wang J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3459 (2001).
8. Robert A., Sirjean O., Browaeys A., et al. *Science*, **292**, 461 (2001).
9. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева и Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
10. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **40**, 933 (2010).