Т. Чен, Р. Н. Кузьмин, Сверхмонохроматизация и накопление ультрахолодных нейтронов, *Письма в ЖТФ*, 1991, том 17, выпуск 10, 51–54

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 10 26 мая 1991 г.

01;10

СВЕРХМОНОХРОМАТИЗАЦИЯ И НАКОПЛЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Т. Чен, Р.Н. Кузьмин

1. Из литературы известны различные способы получения моноэнергетичного пучка ультрахолодных нейтронов (УХН) – дифракция на суперрешетке пор [1], пропускание УХН через интерференциооные фильтры [2] и др. Степень монохроматичности составляет при этом $\Delta v / v \sim 10^{-3}$, где v – скорость нейтрона.

В настоящей работе нами показана возможность сверхмонохроматизации моноэнергетичного ($\Delta v/v \sim 10^{-3}$) коллимированного пучка УХН при полном внешнем отражении от стенок сферического резонатора радиуса R. Фактически, возможность получения сверхмонохроматизированного пучка следует из соотношения неопределенностей $\Delta\omega\tau \sim 2\pi$, где τ – время жизни пучка в резонаторе. В общем случае $1/\tau = 1/\tau_\beta + 1/\tau_{погл} + 1/\tau_{ут}$, где $\tau_\beta \simeq 900$ с – время жизни свободного нейтрона, $\tau_{погл} = L / v\,(1-\prod_{i=1}^{N\leq n-1} R_i)$ – величина, обратно пропорциональная вероятности поглощения нейтрона стенками, $L = 2nR\cos\alpha$ – длина замкнутой траектории нейтрона, представляющей собой правильный n-угольник, $n = N+1$, N – число зеркальных отражений с коэффициентами R_i от стенок резонатора, α – угол „входа" пучка в резонатор через входное отверстие площадью S_0, равный углу между „осью" пучка и радиусом, проведенным из центра резонатора к площадке S_0; $\tau_{ут} = LS/nS_0 v$ – время утечки УХН через отверстие, S – площадь поверхности резонатора. Учитывая, что коэффициент отражения слабо отличается от единицы $R_i(v) = 1 - \mu(v)$, где коэффициент поглощения $\mu(v) \ll 1$. (см., например, [3]), представим $\tau_{погл}$ в следующем виде: $\tau_{погл} \approx 2R\cos\alpha / v\mu(v)$.

Допустим, что в резонаторе уже накоплено максимально возможное количество нейтронов (см. пункт 2) и $\tau_{ут} \gg \tau_{погл}$. Тогда потери энергии пучка за 1 цикл определяются, в основном, поглощением:

$$\Delta W \approx -W\Big(1-\prod_{i=1}^{N=n-1} R_i\Big) \approx -WN\mu(v). \tag{1}$$

Здесь $W = mv^2/2$ – начальная энергия УХН, m – масса нейтрона. Из (1) с учетом явного вида для $\tau_{погл}$ получаем, что $\Delta W / W = -t_{тр}/\tau_{погл}$ ($t_{тр} = L/v$). При $v < v_{eim}$ (v_{eim} – граничная скорость вещества стенок резонатора) $t_{тр} \ll \tau_{погл}$. Переходя от ΔW к дифференциалу dW, имеем зависимость от времени энергии всей совокупности нейтронов, распределенных по длине траектории: $W(0<t<t_{тр}) = W_0 exp(-t/\tau_{погл})$.

Добротность резонатора по определению равна

$$Q = \frac{\omega}{\Delta\omega} = 2\frac{v}{\Delta v} = \frac{2\pi L W}{\lambda \Delta W}, \quad \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}. \qquad (2)$$

Используя (1) и (2), сделаем конкретную численную оценку для Q при R =5 см, $cos\alpha \sim 0.5$, $\lambda \sim 10^3$ Å, $v = 0.1 v_{eim}$, $\mu(v = 0.1 v_{eim}) \approx 4\eta v / 3v_{eim}$ (см. [4]), $\eta \sim 10^{-3}$. Степень монохроматичности (моноэнергетичности) при указанных числовых параметрах равна $\Delta v / v \sim 10^{-10}$. Так как коэффициент поглощения μ растет при $v \to v_{eim}$ ($\mu(v = v_{eim}) \approx \pi\eta$), то для УХН с $v \approx v_{eim}$ теоретический предел монохроматичности на порядок хуже: $\Delta v / v \sim 10^{-9}$.

Аналогично возможность сверхмонохроматизации жесткого рентгеновского излучения рассматривалась в [5] для резонатора с плоскими кристаллами, работающего на основе динамической дифракции. Существенным отличием УХН от рентгеновского излучения является, однако, их малая скорость. Поэтому в нашем случае при импульсном накоплении резонатора возможно образование сгустка УХН, распределенных не по всей траектории, а занимающих лишь ее часть.

2. Рассмотрим теперь процесс напоеления („зарядки") резонатора моноэнергетичными УХН. Пусть поток УХН с плотностью $\tilde{\Phi}_0$ [нейтр/см^2·с] падает на входное отверстие площадью S_0, являющееся одновременно и выходным. Тогда за время dt в резонаторе накопится $dN = S_0\tilde{\Phi}_0 dt - N dt/\tau$ нейтронов. (3) С учетом начального условия $N(0)=0$ находим зависимость числа накапливаемых нейтронов от времени:

$$N(t) = \tau S_0 \tilde{\Phi}_0 \left[1 - e^{-t/\pi}\right]. \qquad (4)$$

Найдем плотность $\tilde{\Phi}_0$. Будем считать, что максимальная плотность потока УХН ($0 < v < v_{eim}$), выводимых из потока тепловых нейтронов с плотностью $\Phi_{TH} \sim 10^{15}$ нейтр/см·с, составляет $\Phi_0 \sim 10^4$ нейтр/см^2·с. Тогда нетрудно найти плотность $\tilde{\Phi}_0$ потока УХН со скоростями $v_1 < v < v_2$: $\tilde{\Phi}_0 = \Phi_0(v_2^4 - v_1^4)/v_{eim}^4$. Если монохроматичность входящего в резонатор пучка $\Delta v / v_1 \sim 10^{-3}$ ($\Delta v = v_2 - v_1$) и $v_1 = 0.9 v_{eim}$, то:

$$\tilde{\Phi}_0 = \frac{4\Phi_0 \Delta v}{v_1}\left(\frac{v_1}{v_{eim}}\right)^4 \approx 26 \text{ нейтр/см}^2\cdot\text{с} \qquad (5)$$

при $\Phi_0 \sim 10^4$ нейтр/см^2·с.

Пусть потеря нейтронов во время зарядки происходит, в основном, за счет утечки через отверстие, т.е. $\tau_{ут} \ll \tau_{погл}$. Тогда максимальное число накапливаемых нейтронов, как видно из (5), равно $N_{max} = \tau_{ут} S_0 \tilde{\Phi}_0 = LS\tilde{\Phi}_0 / n\upsilon$. Объемная плотность накопленных УХН очень мала: $\rho_{max} \cong 3\tilde{\Phi}_0 / \upsilon_1 \sim 0.3$ нейтр/см^3 при $\cos\alpha \sim 0.5$, $\Delta\upsilon / \upsilon_1 \sim 10^{-3}$, $\upsilon_1 = 0.9\, \upsilon_{eim} = 3$ м/с.

Гораздо большее количество нейтронов можно накопить в случае, когда УХН равномерно распределены по спектру: $\upsilon_1^2 < \upsilon^2 < \upsilon_2^2$. Число накапливаемых нейтронов находится усреднением (4) по энергиям:

$$N(t) = (\upsilon_2^2 - \upsilon_1^2)^{-1} \int_{\upsilon_1^2}^{\upsilon_2^2} N(\upsilon, t)\, d(\upsilon^2). \qquad (6)$$

Интегрируя в случае, когда $\tau_{ут} = A/\upsilon \ll \tau_{погл}$, получаем:

$$N(t) = \frac{2S_0\tilde{\Phi}_0 A}{(\upsilon_2^2 - \upsilon_1^2)} \left[\Delta\upsilon + \frac{A}{t} \exp\left(-\frac{t\upsilon_2}{A}\right) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t}{A}\Delta\upsilon\right) \right\} \right], \qquad (7)$$

где $\Delta\upsilon = \upsilon_2 - \upsilon_1$, $A = LS/nS_0$.

Пусть $\upsilon_2 = \upsilon_{eim}$, $\upsilon_1 = 0$. Тогда в (7) $\tilde{\Phi}_0 \sim \Phi_0 \sim 10^4$ нейтр/см^2. Максимальная плотность равна $\rho_{max} = 2S_0\Phi_0 A/\upsilon_2 \cong 6\Phi_0/\upsilon_{eim} \sim$ ~ 24 нейтр/см^3 при $\cos\alpha \sim 0.5$ и $\upsilon_{eim} \sim 5$ м/с. Отметим, что величину плотности ρ_{max} можно повысить, если в сферический резонатор „вложить" шар радиусом $R_ш$ из вещества с тем же значением амплитуды когерентного ядерного рассеяния, что и у стенок резонатора. Если $R_ш / R \cong 0.97$, то возможна плотность $\rho_{max} \cong 240$ нейтр/см^3.

Заметим, что из (7) получается, как частный случай, соотношение (4) для моноэнергетичного потока $(\upsilon_{1,2} \to \upsilon)$.

3. Найдем теперь условие резонанса в сферическом резонаторе. Пусть нейтроны, влетающие в резонатор под углом α, совершают замкнутый цикл. В промежутке между двумя соседними зеркальными отражениями нейтрон оказывается в потенциальной яме шириной $l = L\cos\alpha / n$. Высота ямы определяется амплитудой когерентного ядерного рассеяния вещества стенок резонатора.

Энергия нейтрона при его движении между соседними отражениями образует дискретный спектр:

$$E_K \frac{\pi^2\hbar^2}{2ml^2} \left(k + \frac{1}{2}\right)^2. \qquad (8)$$

Из (8) следует условие резонанса:

$$2l = \lambda \left(k + \frac{1}{2}\right). \qquad (9)$$

Если $l \gg \lambda$, то $2l \approx \lambda k$, $k \gg 1$. Учитывая, что $L = nl/\cos\alpha$, получаем условие резонанса в следующей форме: $L = nk\lambda/2\cos\alpha$.

Из (8) также видно, что расстояние между соседними уровнями равно $\delta\lambda = \lambda/k$. Если $\cos\alpha \sim 0.5$, $\lambda \sim 10^3$ Å, $R \sim 1$ см, то $\delta\lambda/\lambda \sim 10^{-5}$.

Список литературы

[1] Дзюблик А.Я., Григорчук Н.И. // ЖТФ. 1983. Т. 53. В. 6. С. 1167-1169.

[2] Антонов А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 632-634.

[3] Франк А.И. // УФН. 1987. Т. 151. В. 2. С. 229-272.

[4] Игнатович В.К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука. 1986. 272 с.

[5] Kolpakov A.V., Kuz'min R.N., Ryabov V.M. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 9. P. 3549-3550.

Московский
государственный
университет
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
5 декабря 1990 г.