

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Эффект Гуса – Хенхен в нейтронной оптике и время отражения нейтронных волн

В.А. Бушуев, А.И. Франк

Эффект Гуса – Хенхен (ГХ), заключающийся в продольном сдвиге волнового пучка при полном внутреннем отражении, хорошо известен в оптике. Этот эффект многократно наблюдался при отражении света, микроволнового излучения и ультразвуковых волн. Рассматривается эффект ГХ, возникающий при отражении массивной частицы от границы вещества. Показана тесная связь величины продольного сдвига пучка с временем задержки при отражении. В случае отражения нейтронов от резонансных планарных систем возможен гигантский положительный и отрицательный продольные сдвиги пучка, что соответствует большой величине группового времени отражения. Последнее также может быть отрицательным, что не противоречит принципу причинности. Обсуждаются возможности экспериментального наблюдения эффекта ГХ и группового времени задержки для нейтронов.

Ключевые слова: нейтронная оптика, волновые пучки и импульсы, эффект Гуса – Хенхен, групповое время задержки, отражение от многослойных структур

PACS numbers: 03.65.Nk, 03.75.Be, **41.85.** – p, 42.25.Fx, **78.70.** – g DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.11.038235>

Содержание

1. Введение (1049).
 2. Сдвиг Гуса – Хенхен и время отражения нейтрона от вещества. Приближение плоских волн (1050).
 3. Гигантский положительный и отрицательный продольные сдвиги отражённого пучка в приближении плоских волн (1053).
 4. Сдвиг Гуса – Хенхен и время отражения от вещества ограниченного пучка нейтронов (1054).
 - 4.1. Общие соотношения.
 - 4.2. Отражение гауссова пучка с квадратичной зависимостью фазы.
 - 4.3. Отражение нейтронного импульса конечной длительности.
 5. Возможности экспериментального наблюдения (1059).
 - 5.1. Прямое измерение сдвига Гуса – Хенхен.
 - 5.2. Об измерении группового времени отражения.
 6. Заключение (1061).
- Список литературы (1061).

1. Введение

Открытие эффекта продольного смещения волнового пучка при полном внутреннем отражении излучения в

оптическом диапазоне длин волн, получившего название эффекта Гуса – Хенхен (ГХ) [1, 2], существенно повлияло на развитие представлений о физике отражения. Столь явное нарушение законов геометрической оптики стимулировало целый ряд теоретических [3–20] и экспериментальных [21–27] исследований, продолжающихся и поныне. Очень быстро было осознано, что это явление имеет весьма общую природу, а его исследование вышло за рамки обычной оптики. Сдвиг ГХ наблюдался для акустических волн [5, 28–31], а впоследствии — для микроволнового излучения [32–36] и рентгеновских лучей [37].

Выяснилось, что продольное смещение является лишь одним из целого ряда эффектов, сопутствующих отражению. Было предсказано [38], а потом и обнаружено экспериментально [39, 40] поперечное смещение отражённых электромагнитных волн. Впоследствии продольный сдвиг ГХ и боковое смещение Федорова – Имберта [38, 39] стали рассматриваться как две стороны единого волнового явления [41–45]. Выяснилось также, что для волновых пучков имеет место смещение волны и вдоль направления распространения, так называемое фокальное смещение, а угол отражения пучка волн не в точности равен углу падения вопреки закону Снеллиуса [11, 36, 46, 47].

Очевидно, что идея о существовании сдвига ГХ при отражении массивной частицы от области потенциала представлялась в этих условиях довольно естественной. Анализ соответствующей квантовой задачи, который впервые был, видимо, проведён в работе [48], впоследствии стал довольно распространённым [6, 49]. Квантово-механический подход оказался особенно актуальным после осознания прямой связи эффекта ГХ с квантовой проблемой времени отражения [50].

В.А. Бушуев. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: vabushuev@yandex.ru

А.И. Франк. Объединённый институт ядерных исследований, Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка, ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация
E-mail: frank@nf.jinr.ru

Статья поступила 14 апреля 2017 г.,
после доработки 6 ноября 2017 г.

Несмотря на свою уже более чем полувековую историю, проблема смещения ГХ при отражении массивной частицы до последнего времени оставалась чисто теоретической. По-видимому, наилучшие условия для экспериментального наблюдения этого явления существуют в нейтронной оптике. Насколько нам известно, вопрос об эффекте ГХ при отражении нейтронов впервые был поднят А.А. Серёгиным [51]. Впоследствии теория эффекта и возможности его наблюдения в нейтронных экспериментах обсуждались в работах [52, 53]. Работа [54], в которой сообщалось о наблюдении эффекта ГХ в нейтронной оптике, породила дискуссию [55, 56], что сделало проблему ещё более актуальной [57].

Настоящая статья посвящена рассмотрению некоторых аспектов эффекта Гуса–Хенхен для массивной частицы. В разделе 2 даются предварительные сведения о природе эффекта Гуса–Хенхен. Обращается внимание на формальную связь формулы Артманна [3] для продольного сдвига ГХ с групповым временем задержки при отражении массивной частицы. Проводится сравнение двух подходов (см. [3, 6]) к теории эффекта ГХ, результаты которых в течение длительного времени считались противоречащими друг другу.

Раздел 3 посвящён отражению нейтронных волн от многослойных структур. Приводятся результаты вычисления группового времени задержки при отражении от таких структур, полученные в приближении плоских волн. Показано, что при отражении от многослойных структур имеет место резонансное увеличение продольного сдвига при отражении. При этом гигантский сдвиг и время отражения могут быть как положительными, так и отрицательными.

В разделе 4 даётся более строгая теория отражения сформированных нейтронных пучков и ограниченных во времени волновых пакетов. Показано, что отражённый от резонансной структуры волновой пакет в самом деле может характеризоваться отрицательным временем "задержки", однако происхождение этого эффекта связано с изменением формы пакета и не противоречит принципу причинности.

Раздел 5 посвящён возможностям экспериментального наблюдения продольного сдвига нейтронного пучка и времени его отражения от многослойных структур.

2. Сдвиг Гуса–Хенхен и время отражения нейтрона от вещества. Приближение плоских волн

Особенность нейтронной оптики состоит в том, что взаимодействие нейтронной волны с веществом в большинстве случаев может быть описано введением эффективного потенциала

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \rho b, \quad (1)$$

где m — масса нейтрона, ρ — объёмная плотность атомов, b — усреднённое значение длины когерентного рассеяния на ядрах атомов, как правило положительное.

Сведение роли среды к присутствию постоянного потенциала означает возможность независимого рассмотрения движения нейтронной волны вдоль различных координатных осей. Поэтому компонента волнового вектора, направленная нормально к границе веще-

ства, оказывается независимой от продольной компоненты.

Для того чтобы простейшим образом проиллюстрировать, каким образом при отражении нейтронной волны от границы области с потенциалом возникает продольный сдвиг волнового пучка, приведём здесь упрощённое изложение теоретического подхода Артманна [3]. Метод Артманна широко известен, и с некоторыми модификациями он многократно приводился в ряде более поздних работ (см., например, [4, 5, 20, 52]).

Будем считать, что среда, характеризующаяся некоторым потенциалом U , ограничена плоскостью $z = 0$. Рассмотрим отражение волнового пучка от этой границы, причём, следуя работе [18], для простоты примем, что пучок формируется лишь двумя волнами с волновыми векторами, немного различающимися по направлению. Для каждой из волн выполняется условие полного внешнего отражения (ПВО) $E_n < U$, где

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \quad (2)$$

k_z — нормальная к поверхности компонента волнового вектора. Показатель преломления среды для нейтронов $n = (1 - U/E_n)^{1/2}$. В рассматриваемом случае $b > 0$ и при $E_n > U$ показатель преломления, как и в случае рентгеновских лучей, оказывается меньшим единицы. По этой причине в случае нейтронов реализуется полное внешнее отражение при падении на границу раздела из менее плотной среды в более плотную среду, в отличие от ПВО в оптике видимого диапазона.

На поверхности вещества волновые функции падающих волн выражаются как

$$\exp(ik_x x) \quad \text{и} \quad \exp[i(k_x + \Delta k_x)x].$$

Поскольку волновые числа этих двух волн различны, соответствующие им отражённые волны различаются фазами. Поэтому их волновые функции имеют вид

$$\exp(ik_x x + i\varphi) \quad \text{и} \quad \exp[i(k_x + \Delta k_x)x + i(\varphi + \Delta\varphi)].$$

Фазы φ и $\varphi + \Delta\varphi$ определяются обычным образом из условий непрерывности волновых функций и их производных вдоль нормали к поверхности на границе раздела. Волны интерферируют, так что для отражённой суммарной волны имеем

$$\Psi(x) = \exp(ik_x x + i\varphi) \{1 + \exp[i(\Delta k_x x + \Delta\varphi)]\}. \quad (3)$$

Условие максимума отражённой интенсивности, т.е. условие конструктивной интерференции, имеет вид

$$\Delta k_x x + \Delta\varphi = 2\pi\nu, \quad (4)$$

где ν — целые числа.

В отсутствие полного внешнего отражения, в частности, для нейтронов с энергией $E_n > U$ выше порога ПВО и при пренебрежении поглощением сдвиг фазы отсутствует, т.е. $\Delta\varphi = 0$. В этом случае условие максимума интенсивности выражается как $\Delta k_x x_0 = 2\pi\nu$. Сравнивая условия максимума интерференции в обоих случаях, приходим к выводу, что сдвиг фазы, сопутствующий полному внешнему отражению, приводит к смещению пучка вдоль оси x на величину $\xi = x - x_0 = -\Delta\varphi/\Delta k_x$. Переходя в пределе к производной, получаем известную формулу Артманна [3] для продольного сдвига Гуса–

Хенхен:

$$\xi = -\frac{d\varphi}{dk_x}. \quad (5)$$

Выше мы полагали, что изменение волнового числа k_x происходит только за счёт изменения угла падения. Принимая во внимание неизменность величины $k^2 = k_x^2 + k_z^2$, выразим смещение ξ в (5) через производную по "нормальной энергии" E_n (2):

$$\xi = \frac{\hbar^2 k_x}{m} \frac{d\varphi}{dE_n}. \quad (6)$$

Фаза φ волны, отражённой от потенциала U , находится обычным образом из выражения для амплитуды отражённой волны

$$r(k_z) = \frac{k_z - q_z}{k_z + q_z}, \quad (7)$$

где $q_z = \sqrt{k_z^2 - k_b^2}$ — z -компонента волнового вектора нейтрона в среде, $k_b = \sqrt{2mU/\hbar}$ — граничное (критическое) значение волнового числа. Из (7) и условия ПВО $|r(k_z)| = 1$ следует, что

$$\varphi = -\arcsin\left(\frac{2\sqrt{E_n(U - E_n)}}{U}\right), \quad U > E_n. \quad (8)$$

В итоге из (6) и (8) получим

$$\xi = \frac{2k_x}{k_z \sqrt{k_b^2 - k_z^2}}, \quad k_z < k_b, \quad (9)$$

в полном соответствии с результатами работы [49]¹.

Укажем на замечательную особенность формулы (6). Входящая в неё величина

$$\tau = \hbar \frac{d\varphi}{dE_n} \quad (10)$$

представляет собой хорошо известное групповое время задержки (ГВЗ), введённое Эйзенбудом, Бомом и Вигнером [58–60] в качестве меры времени взаимодействия в квантовой механике². Таким образом, формула (6) для продольного сдвига ГХ может быть представлена в виде

$$\xi = \tau V_x, \quad (11)$$

где $V_x = \hbar k_x/m$ — продольная (вдоль поверхности) компонента скорости нейтрона.

С известными оговорками ГВЗ (10) можно отождествить с временем отражения нейтронов. На связь между временем отражения и продольным сдвигом Гуса – Хенхен впервые было указано в работе Агудина [50].

Соотношение (11) имеет простую физическую интерпретацию. Падающий пучок нейтронов проходит в глубь среды и затем выходит на поверхность (отражается). На это ему требуется некоторое время τ , определяемое

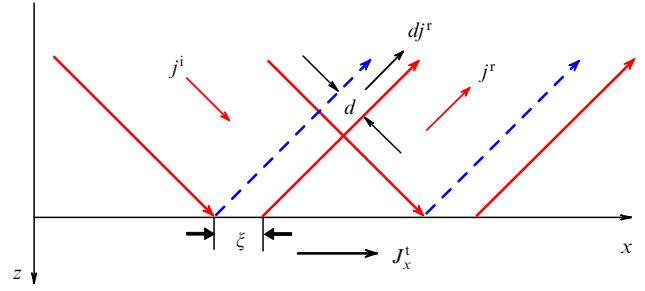


Рис. 1. (В цвете онлайн.) К выводу формулы (18) для продольного сдвига методом баланса потоков [6].

структурой среды, энергией нейтронов, углом падения и т.д. Но поскольку компонента волнового числа k_x и сопоставляемая с ней классическая скорость V_x не изменяются на границе раздела, смещение пучка при отражении определяется временем нахождения нейтрона в среде. Из формул (9) и (11) следует, что время отражения от потенциального барьера U определяется как

$$\tau = \frac{2m}{\hbar k_z \sqrt{k_b^2 - k_z^2}} = \frac{\hbar}{\sqrt{E_n(U - E_n)}}. \quad (12)$$

Иной подход к теории эффекта ГХ, основанный на балансе потоков в условиях полного внешнего отражения, используется в работе Ренарда [6]. Приведём основные положения этой теории применительно к отражению массивной частицы от области потенциала.

Поскольку при полном внешнем отражении волна проникает в глубь области потенциала, экспоненциально в ней затухая, в этой классически запрещённой области имеются конечная плотность частиц и соответствующий поток частиц, направленный параллельно границе раздела (рис. 1). Этот дополнительный поток J_x^t , являющийся следствием частичного проникновения волны через границу раздела, должен быть компенсирован уменьшением потока в области, соответствующей геометрическому отражению исходного пучка. Вычислив этот избыточный поток, можно определить величину поперечного смещения отражённого пучка d (см. рис. 1) и соответствующее смещение ξ вдоль поверхности раздела.

В области потенциала $z \geq 0$ волновая функция имеет вид

$$\Psi_t(x, z) = t \exp(ik_x x - \chi z), \quad (13)$$

где t — амплитуда, а χ — модуль мнимого волнового числа затухающей (эванесцентной) волны,

$$t = \frac{2k_z(k_z - i\sqrt{k_b^2 - k_z^2})}{k_b^2}, \quad \chi = \sqrt{k_b^2 - k_z^2}. \quad (14)$$

Поток вдоль границы раздела внутри вещества определяется соотношением³

$$J_x^t = V_x \int_0^\infty |\Psi_t(x, z)|^2 dz. \quad (15)$$

¹ Формула (9) совпадает с формулой (27) в работе [49], если перейти в последней от длины волны и угла падения к компонентам волновых векторов, но отличается от формулы (1) в [49], в которой допущена опечатка.

² В течение длительного времени его называли фазовым временем задержки.

³ Ввиду двумерного характера задачи здесь и далее под термином "поток" мы подразумеваем поток в полосе, имеющей единичную ширину вдоль оси y .

Подставляя в (15) соотношения (13) и (14), получаем

$$J_x^t = \frac{2\hbar}{m} \frac{k_x}{\sqrt{k_b^2 - k_z^2}} \frac{k_z^2}{k_b^2}. \quad (16)$$

Плотности потоков падающей и отражённой волн вне области их пересечения выражаются как $j^i = j^r = \hbar k_0/m = V_0$, где $k_0 = \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$. Приравняв поток отражённой волны $J^r = dj^r$ в полосе шириной d к потоку внутри вещества J_x^t (16), находим смещение d пучка в направлении, перпендикулярном направлению распространения отражённой волны (см. рис. 1):

$$d = \frac{k_x}{k_0 k_b^2} \frac{2k_z^2}{\sqrt{k_b^2 - k_z^2}}. \quad (17)$$

Принимая во внимание, что смещение вдоль поверхности $\xi = (k_0/k_z)d$, приходим к формуле Ренарда [6] для смещения Гуса – Хенхен:

$$\xi = \frac{2k_x k_z}{k_b^2 \sqrt{k_b^2 - k_z^2}}. \quad (18)$$

Формула (18) отличается от формулы Артманна – Картера – Хора (9) и не согласуется с представлением о связи сдвига ГХ ξ (11) с групповым временем задержки τ , что, однако, не помешало широкому признанию этого результата. Вскоре он был подтверждён Лотчем [7]. Авторы работы [52] использовали формулу (18) для оценки ГХ-эффекта в предлагаемых ими нейтронных экспериментах, а авторы статьи [54] сравнивали с ней свои экспериментальные результаты.

В течение длительного времени причина того, что два физических подхода приводят к противоречивым результатам, оставалась непонятой. Только спустя 20 лет после публикации Ренарда [6] появились работы Ясумото и Оиши [15] и Федосеева [17], в которых этот парадокс был разрешён. Дело в том, что в подходе Ренарда [6] предполагалось, что полное отражение отличается от идеально геометрического только наличием потока затухающих волн в среде. При этом упускалось из вида, что наличие разности между фазами падающей и отражённой волн приводит к искажению потока и в области пересечения этих волн (рис. 2), тогда как в подходе Артманна [3], как мы видели выше, именно сдвиг фазы при полном отражении и являлся источником возникновения эффекта ГХ.

Покажем, следуя работе [15], как учёт этого обстоятельства влияет на результат. В области пересечения

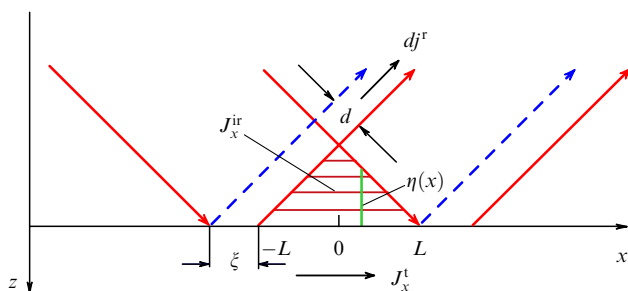


Рис. 2. (В цвете онлайн.) К выводу формулы (9) для продольного сдвига методом баланса потоков с учётом потока в области пересечения волн [15].

падающей и отражённой волн волновая функция имеет вид

$$\Psi^{\text{ir}}(x, z) = \exp[i(k_x x + k_z z)] + r \exp[i(k_x x - k_z z)]. \quad (19)$$

При полном внешнем отражении от потенциального барьера в отсутствие поглощения амплитуда отражённой волны $r = \exp(i\varphi)$, где фаза φ определяется выражением (8).

Вычисляя плотность потока $j_x^{\text{ir}}(z) = V_x |\Psi^{\text{ir}}(x, z)|^2$ вдоль оси x в интересующей нас области пересечения волн, получаем

$$j_x^{\text{ir}}(z) = 2V_x [1 + \cos(2k_z z - \varphi)]. \quad (20)$$

Для вычисления потока J_x^{ir} эту величину следует проинтегрировать по всей области пересечения пучков (см. рис. 2). Следуя подходу Ясумото и Оиши [15], положим, что основание треугольной области пересечения пучков ограничено точками $x = -L$ и $x = L$, причём высота профиля $\eta(x) = (|x| - L)k_z/k_x$ этой области зависит от текущей координаты x ($-L < x < L$):

$$J_x^{\text{ir}} = \lim_{L \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{2L} \int_{-L}^L \left(\int_{\eta(x)}^0 j_x^{\text{ir}}(z) dz \right) dx \right]. \quad (21)$$

Первое интегрирование по координате z в (21) приводит к результату

$$\int_{\eta(x)}^0 j_x^{\text{ir}}(z) dz = -2V_x \left\{ \eta(x) + \frac{1}{2k_z} [\sin(2k_z \eta(x) - \varphi) + \sin \varphi] \right\}. \quad (22)$$

Последующее интегрирование по x первого слагаемого в (22) даёт поток $I_0 = V_x H$, где $H = (k_z/k_x)L$ — максимальная высота треугольной области перекрытия волн. Такой поток имел бы место в отсутствие сдвига фазы отражённой волны, обусловленного полным внешним отражением. Интеграл от второго осциллирующего слагаемого в (22) при увеличении интервала $(-L, L)$ до размеров, превышающих длину волны, стремится к нулю. Оставшийся интеграл

$$J_x^{\text{int}} = -\frac{V_x}{k_z} \sin \varphi, \quad (23)$$

который добавляется к потоку $I_0 = V_x H$, представляет собой меру искажения потока в интерференционной области перекрытия пучков, обусловленного полным внешним отражением и связанным с ним сдвигом фазы φ .

Таким образом, избыточный поток ΔJ , обусловленный явлением ПВО, есть сумма потока J_x^t (16) затухающей волны в области потенциала и потока J_x^{int} (23), связанного с интерференцией падающей и отражённой волн. С учётом выражения для сдвига фазы φ (8) получаем

$$\Delta J = J_x^t + J_x^{\text{int}} = \frac{2\hbar k_x}{m \sqrt{k_b^2 - k_z^2}}. \quad (24)$$

Из условия $\Delta J = dj^r$ для поперечного смещения пучка $d = \Delta J/V_0$ находим

$$d = \frac{2k_x}{k_0 \sqrt{k_b^2 - k_z^2}}, \quad (25)$$

откуда для сдвига ГХ $\xi = (k_0/k_z)d$ приходим к результату (9).

Таким образом, теория, основанная на балансе потоков, даёт в точности тот же результат, что и метод Артамана [3]. Более того, она позволяет несколько иным образом подойти к определению времени отражения [15]. В самом деле, конечное время отражения τ приводит к избытку нейтронов $N = \Delta J/V_x$, где поток ΔJ определяется формулой (24). Разделив N на нормальную компоненту падающей плотности потока V_z , получаем для времени отражения величину, совпадающую с (12).

Принимая во внимание, что типичная величина эффективного потенциала U (1) порядка 100–250 нэВ, а полное внешнее отражение возможно при $E_n < U$, из формулы (12) получим, что, за исключением двух узких областей вблизи нулевой энергии и порога, групповое время задержки при отражении нейтронов $\tau \approx 5-30$ нс. При скорости нейтронов, например, $V_x \approx 10$ м с⁻¹ и ГВЗ $\tau \approx 10$ нс величина продольного сдвига ГХ $\xi \approx 100$ нм.

3. Гигантский положительный и отрицательный продольные сдвиги отражённого пучка в приближении плоских волн

Непосредственное наблюдение сдвига нейтронного пучка при полном внешнем отражении представляет собой довольно трудную задачу. Проблема связана не только с малостью эффекта, но и с отсутствием точки, от которой можно было бы отсчитывать такой сдвиг. В пионерских экспериментах Гуса и Хенхен [1, 2] положение волнового пучка, испытавшего полное внутреннее отражение, сравнивалось с положением пучка, отражённого от металлической плёнки. При этом предполагалось, что при отражении от металла сдвига волны нет, что, вообще говоря, не вполне справедливо [25]. В нейтронном опыте найти такой "нулевой опыт" трудно. В работах [51, 52] фактически предлагалось сравнивать положение пучка с расчётным. Помимо того, в [52] предлагалось измерять фазу отражённой волны нейтронным интерферометром. Однако сдвиг фазы при отражении и эффект продольного сдвига представляют собой физически различные, хотя и тесно связанные, явления. Поэтому наглядные проявления фазовых эффектов при отражении нейтронов, наблюдавшиеся в [54], не вполне корректно интерпретировать как наблюдения ГХ-сдвига (см. дискуссию [55, 56]).

Для решения проблемы в [57] предлагалось обратиться к идее о резонансном усилении величины сдвига при отражении от многослойных структур, впервые высказанной Тамиром и Бертони [61] для световых пучков. Позднее проблема исследовалась теоретически в [62–64], а большой сдвиг при отражении света от многослойной волноводной структуры наблюдался в [65, 66]. Применительно к нейтронам подобное предложение под несколько иным углом зрения рассматривалось в [53].

По-видимому, условия волноводного распространения потока нейтронов вдоль границы вещества могут удовлетворяться для весьма разнообразных планарных структур. Простейшая из них — это просто однородная плёнка с эффективным потенциалом U_1 , лежащая на подложке с потенциалом $U_2 > U_1$. Общее выражение для амплитуды отражённой волны $r(E_n)$ приводится, в частности, в [57]. Очевидно, что нейтроны с энергией

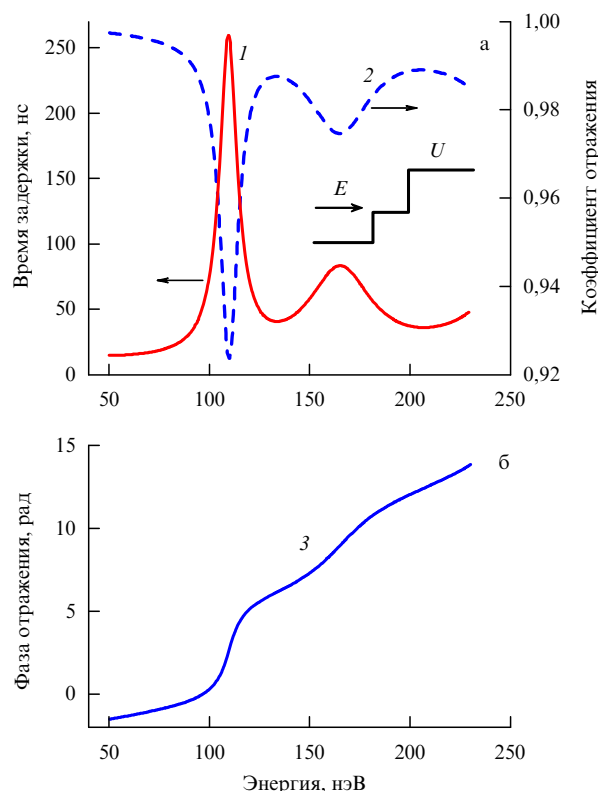


Рис. 3. Групповое время задержки (кривая 1), коэффициент отражения (кривая 2) и фаза (кривая 3) при отражении нейтронов от плёнки серебра толщиной $l = 90$ нм, нанесённой на подложку из никеля. На вставке показана потенциальная структура $U(z)$ такого образца. ГВЗ достигает максимума $\tau_m = 260$ нс при энергии нейтронов $E_n = 109$ нэВ.

$E_n < U_2$ испытывают полное отражение от такой структуры и $r = \exp(i\varphi)$. Вычислив фазу отражённой волны $\varphi = \arctan(\text{Im } r/\text{Re } r)$, легко найти производную $d\varphi/dE_n$ и групповое время задержки (10), непосредственно связанное с величиной продольного сдвига (11). На рисунке 3 показан результат такого вычисления для плёнки серебра толщиной 90 нм с эффективным потенциалом $U_1 = 91$ нэВ на подложке из никеля с $U_2 = 245$ нэВ.

Как видно из рис. 3а, групповое время задержки (кривая 1) достигает в резонансе максимальной величины $\tau_m = 260$ нс при энергии нейтронов $E_n = 109$ нэВ. Однако следует отметить, что ГВЗ (12) при отражении от потенциала U_2 в отсутствие плёнки равно 5,4 нс. Фаза отражения (рис. 3б) монотонно возрастает с увеличением энергии, поэтому её производная всюду положительна и ГВЗ $\tau > 0$. Как следует из (11), продольный сдвиг отражённого пучка испытывает такое же резонансное увеличение, что и групповое время задержки.

При отражении нейтронов от многослойных структур возможно ещё одно замечательное явление. При некоторых обстоятельствах групповое время задержки и продольный сдвиг отражённого пучка могут быть отрицательными. На возможность отрицательного ГХ-сдвига оптического пучка впервые указывалось в уже цитируемой работе [61]. Впоследствии проблема отрицательного сдвига светового пучка и отрицательного группового времени стала объектом многочисленных теоретических [67–71] и экспериментальных [72–75] исследований. Существует довольно много объектов и сред, при отражении от которых возможен отрицатель-

ный сдвиг пучка, причём иногда он и в самом деле порождается потоком, распространяющимся в отрицательном направлении (см., например, [72]). Не ставя себе целью дать здесь сколько-нибудь подробный обзор соответствующих работ, остановимся на упоминавшемся выше случае отражения нейтронов от многослойной планарной структуры.

Обратимся снова к простейшей из таких структур, а именно к однородной плёнке, нанесённой на некоторую подложку. Рассмотрим теперь случай обратного соотношения потенциалов, а именно: потенциал плёнки U_1 больше потенциала подложки U_2 . Эффективный потенциал, отвечающий такой структуре, представляя собой асимметричный потенциальный барьер. Коэффициент отражения от такого барьера $R(E_n) = |r(E_n)|^2$ легко находится. Выше барьера, т.е. при энергии $E_n > U_1$, он осциллирует и быстро убывает. Групповое время при отражении волны от несимметричного потенциального барьера найдено в работе [76], где, в частности, показано, что в резонансах пропускания, т.е. в минимумах кривой отражения, групповое время отражения отрицательно. Согласно (11) в этих условиях отражённый пучок должен испытывать отрицательный пространственный сдвиг.

На рисунке 4а показан результат расчёта группового времени задержки (кривая 1) и коэффициента отражения нейтронов (кривая 2) от плёнки никеля толщиной 100 нм, нанесённой на подложку из серебра. Видно, что в минимумах кривой отражения 2 групповое время достигает больших отрицательных величин ($\tau_m = -541$ нс при энергии $E_n = 265$ нэВ). Фаза отражения (рис. 4б) имеет осциллирующий характер с участками, на которых её производная, а значит, и ГВЗ отрицательны. Хотя коэффициент отражения при этом невелик, можно надеяться, что проявления этого отрицательного времени и отрицательного продольного сдвига пучка могут быть измеримыми.

Впрочем, разнообразие возможных многослойных структур, характеризующихся отрицательным групповым временем задержки, весьма велико. Это позволяет выбрать оптимальное соотношение между абсолютной величиной группового времени и интенсивностью отражённого пучка.

В качестве примера в [57] приводились результаты расчёта для трёхслойной структуры, эффективный потенциал которой представляет собой два барьера неодинаковой ширины с ямой между ними. Аналитическое решение для амплитуд отражения и пропускания для такой структуры дано в [77], а проблеме туннелирования частиц через двугорбый барьер посвящена работа [78].

Структура, рассмотренная в работе [57], состояла из плёнок Ni–Ti–Ni толщиной 23, 13 и 33 нм соответственно. Результаты расчётов фазы отражённой волны и времени отражения нейтронов представлены на рис. 5. Интересно, что эти результаты кардинальным образом зависят от направления падения волны на данную структуру. При падении со стороны тонкого барьера фаза отражения монотонно возрастает (рис. 5в), поэтому ГВЗ является положительным и достигает величины $\tau_m = 377$ нс (рис. 5а, кривая 1), а при падении с другой стороны — отрицательным ($\tau_m = -80$ нс, рис. 5б, кривая 1). Фаза отражения в этом случае имеет характерный S-образный вид (рис. 5г) с отрицательной производной вблизи энергии $E_n \approx 144$ нэВ. В то же время абсолютные значения коэффициентов отражения и пропускания при пренебрежении поглощением не зависят от

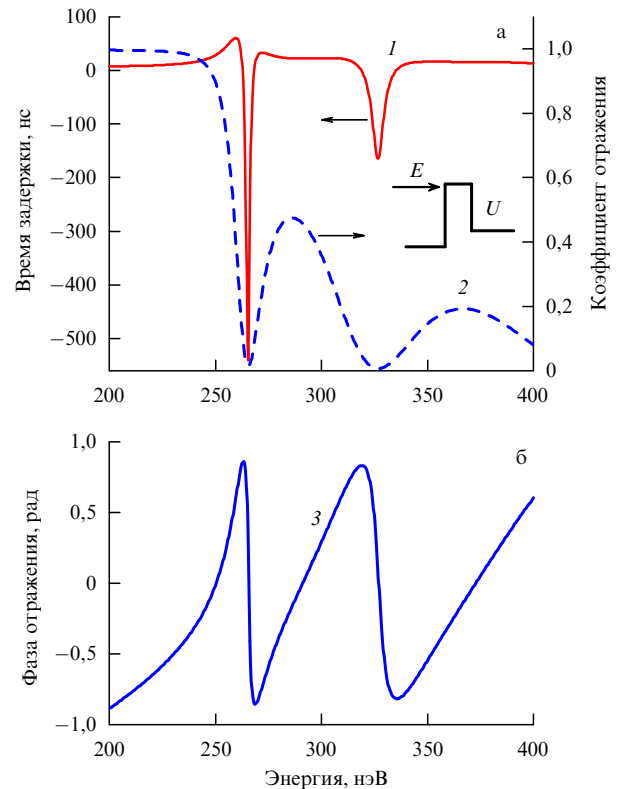


Рис. 4. Групповое время задержки (кривая 1), коэффициент отражения (кривая 2) и фаза (кривая 3) при отражении нейтронов от асимметричного барьера, формируемого тонкой плёнкой никеля толщиной $l = 100$ нм, нанесённой на подложку из серебра. На вставке показан профиль потенциала $U(z)$ такой структуры. ГВЗ достигает отрицательного значения $\tau_m = -541$ нс при энергии нейтронов $E_n = 265$ нэВ.

направления падения. Коэффициент отражения в резонансе составляет около 40 %, а отрицательное групповое время задержки по абсолютной величине примерно в пять раз меньше, чем в предыдущем случае.

Таким образом, как следует из простого расчёта для целого ряда планарных резонансных структур, групповое время задержки может быть отрицательным. Напомним, что при полном внешнем отражении сдвиг отражённой волны и пропорциональное ему ГВЗ непосредственно связаны с некоторым потоком нейтронов вдоль поверхности раздела сред. Однако в приведённых здесь примерах обнаружить поток в отрицательном направлении не удаётся. Таким образом, феномен или парадокс отрицательного ГВЗ для нейтронов и отрицательного сдвига Гуса–Хенхен требует объяснения.

Подчеркнём, что приведённые выше результаты получены в приближении плоских волн, бесконечных по определению. Поэтому ниже данная проблема должна быть исследована более корректно, что будет сделано в разделе 4.

4. Сдвиг Гуса–Хенхен и время отражения от вещества ограниченного пучка нейтронов

4.1. Общие соотношения

В этом разделе мы рассмотрим случай отражения ограниченного в пространстве, но стационарного во

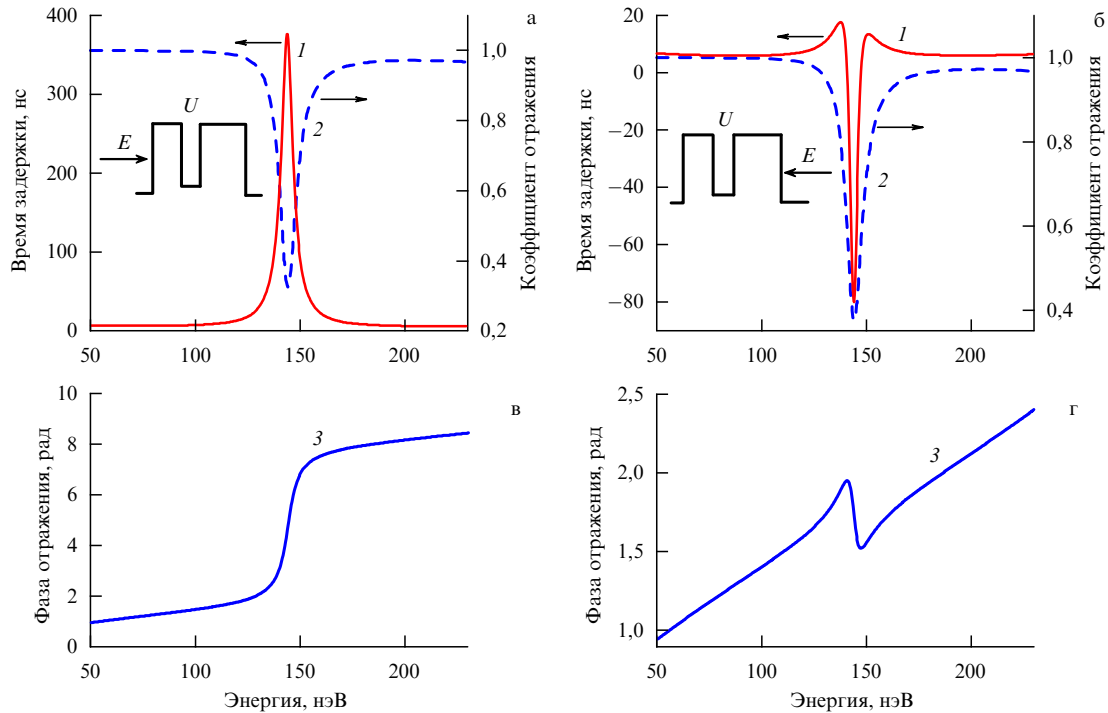


Рис. 5. (а, б) Групповое время задержки (кривые 1), коэффициент отражения (кривые 2) и (в, г) фаза отражения (кривые 3) для асимметричной структуры с двумя барьерами и ямой между ними. Форма потенциальной структуры и направления падения волны показаны на вставке; условиям резонанса соответствует энергия нейтронов $E_n \approx 144$ нэВ; ГВЗ $\tau_m \approx 377$ нс (а), $\tau_m \approx -80$ нс (б).

времени монохроматического пучка нейтронов от границы раздела между вакуумом и какой-либо произвольной структурой.

Пусть нейтроны падают на среду под скользким углом θ . Проекция волнового вектора $\mathbf{k}_0$ имеют вид $k_{0x} = k_0 \cos \theta$ и $k_{0z} = k_0 \sin \theta$, где ось x направлена, как и ранее, вдоль границы раздела, а ось z — перпендикулярно к границе раздела в глубь среды.

Будем полагать, что пучок формируется некоторой системой щелей с необязательно резкими границами. Волновую функцию падающего на среду пучка нейтронов представим в следующем виде:

$$\Psi_{\text{in}}(\mathbf{r}) = A_{\text{in}}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}), \quad (26)$$

где $A_{\text{in}}(\mathbf{r})$ — в общем случае комплексная медленно изменяющаяся амплитуда пучка с некоторым характерным поперечным размером $r_0 \gg \lambda_0$. На границе раздела $z = 0$

$$\Psi_{\text{in}}(x) = A_{\text{in}}(x) \exp(ik_{0x}x). \quad (27)$$

Для решения задачи об отражении пучка воспользуемся известным в волновой оптике методом разложения поля по плоским волнам (см., например, [79]). Представим амплитуду $A_{\text{in}}(x)$ волновой функции на поверхности в (27) в виде интеграла Фурье:

$$A_{\text{in}}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} A_{\text{in}}(q) \exp(iqx) dq, \quad (28)$$

где спектрально-угловые компоненты (амплитуды) определяются обратным преобразованием Фурье:

$$A_{\text{in}}(q) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_{\text{in}}(x) \exp(-iqx) dx. \quad (29)$$

Подстановка (28) в (27) даёт следующее выражение для волновой функции $\Psi_{\text{in}}(x)$ на поверхности:

$$\Psi_{\text{in}}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} A_{\text{in}}(q) \exp[ik_{0x}x + iq(x)] dq. \quad (30)$$

Последнее соотношение можно трактовать как бесконечную совокупность плоских волн с амплитудами $A_{\text{in}}(q)$ и проекциями волновых векторов

$$k_x = k_{0x} + q, \quad k_z = \sqrt{k_0^2 - (k_{0x} + q)^2}. \quad (31)$$

Из (31) следует, что наличие ограниченного пучка приводит к некоторым распределениям проекций волновых векторов как в продольном, так и в поперечном направлениях. Функция $A_{\text{in}}(q)$ достигает максимума при $q = 0$ и уменьшается с увеличением q . Ширина этой функции $\Delta q \approx 1/r_0$, т.е. ширина углового спектра, уменьшается с увеличением поперечного сечения пучка.

Для того чтобы найти амплитуду отражённого пучка $A_R(x)$ на поверхности $z = 0$, умножим амплитуду каждой плоской волны, образующей падающий пучок, на соответствующий амплитудный коэффициент отражения $r(k_x)$. В итоге получим

$$A_R(x) = \int_{-\infty}^{\infty} A_{\text{in}}(q) r(k_{0x} + q) \exp(iqx) dq. \quad (32)$$

Из соотношения (32) следует, что отражённый пучок сдвигается вдоль оси x по отношению к падающему пучку, а его форма отличается от исходного профиля $A_{\text{in}}(x)$.

Справедливость первого утверждения легко проиллюстрировать следующим образом. Представим ампли-

тудный коэффициент отражения $r(k_x)$ в следующем виде:

$$r(k_{0x} + q) = |r(k_{0x} + q)| \exp [i\varphi(k_{0x} + q)], \quad (33)$$

где $\varphi(k_{0x} + q)$ — фаза амплитудного коэффициента отражения плоской волны с проекцией волнового вектора $k_x = k_{0x} + q$. Предположим, что в пределах ширины углового спектра Δq изменение модуля коэффициента отражения пренебрежимо мало, т.е. $|r(k_{0x} + q)| \approx |r(k_{0x})|$. Разложим фазу коэффициента отражения в ряд Тейлора, ограничившись первыми двумя слагаемыми:

$$\varphi(k_{0x} + q) \approx \varphi(k_{0x}) + \frac{d\varphi}{dk_x} q. \quad (34)$$

Подстановка (34) в (32) с учётом вышесказанного о модуле коэффициента отражения приводит к следующему результату:

$$A_R(x) = |r(k_{0x})| \exp [i\varphi(k_{0x})] \times \int_{-\infty}^{\infty} A_{in}(q) \exp \left[iq \left(x + \frac{d\varphi}{dk_x} \right) \right] dq. \quad (35)$$

Отсюда с учётом соотношения (28) для $A_{in}(x)$ получим, что модуль амплитуды отражённой волны

$$|A_R(x)| = |r(k_{0x})| |A_{in}(x - \xi)|, \quad (36)$$

где

$$\xi = -\frac{d\varphi}{dk_x}. \quad (37)$$

Таким образом, из (36) следует, что в рамках принятых выше приближений пучок, согласно изложенному выше, при отражении смещается как целое вдоль границы раздела на величину ξ (37), его форма (профиль) не изменяется по отношению к профилю падающего пучка, а амплитуда умножается на постоянную величину — на модуль амплитудного коэффициента отражения $|r(k_{0x})|$.

Сделаем два важных замечания. Во-первых, величина продольного сдвига определяется производной от фазы коэффициента отражения $r(k_x)$, но отнюдь не производной от фазы отражённой волны, которая в общем случае может зависеть от фазового распределения падающего пучка. В приближении плоских волн мы игнорировали это обстоятельство. Во-вторых, вывод о неизменности профиля пучка при отражении есть следствие принятого выше приближения (34). При учёте следующих членов в разложении (34) и тем более при строгом вычислении интеграла (32) этот вывод оказывается несправедливым [11, 36, 46, 47, 79].

4.2. Отражение гауссова пучка с квадратичной зависимостью фазы

При рассмотрении отражения пучка от границы раздела нередко принимается, что амплитуда $A_{in}(x)$ является действительной и имеет вид либо прямоугольной ступеньки: $A_{in}(x) = 1$ при $|x| \leq r_0$ и $A_{in}(x) = 0$ при $|x| > r_0$, либо гауссова пучка с профилем $A_{in}(x) = \exp(-x^2/2r_0^2)$. Легко показать, что в этих случаях фурье-амплитуды $A_{in}(q)$ (29) являются симметричными действительными функциями.

Однако, как правило, и в случае щели, и в случае гауссова пучка амплитуда волны $A(x)$ на произвольном расстоянии z от источника является комплексной, и фаза

этой амплитуды квадратично зависит от поперечной координаты x . Проще всего это можно показать с помощью функции Грина для свободного пространства $G(x, z) = (1/R) \exp(ik_0 R)$, где $R = \sqrt{x^2 + z^2}$. На достаточно большом расстоянии $z \gg x$ фаза волны $k_0 R \approx k_0 z + k_0 x^2/(2z)$, где первое слагаемое имеет вид фазы плоской волны, а второе слагаемое, квадратичное по поперечной координате x , описывает параболическое искривление волнового фронта, т.е. хорошо известное явление угловой расходимости излучения.

Подкрепим эти качественные рассуждения строгим расчётом для гауссова пучка, для которого можно получить простые аналитические выражения.

Пусть в плоскости $z = 0$ имеется волновая функция с действительной амплитудой $A(x, 0) = \exp[-x^2/(2r_0^2)]$. Решение волнового уравнения $\Delta \Psi + k_0^2 \Psi = 0$ в вакууме в произвольной плоскости z имеет следующий общий вид:

$$\Psi(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} A(q) \exp \left(iqx + i\sqrt{k_0^2 - q^2} z \right) dq, \quad (38)$$

где, согласно (29),

$$A(q) = \frac{r_0}{\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{q^2 r_0^2}{2} \right). \quad (39)$$

В параксиальном (т.е. приосевом) приближении, $q \ll k_0$, справедливо разложение $(k_0^2 - q^2)^{1/2} \approx k_0 - q^2/(2k_0)$. Тогда из (38) и (39) получим, что волновая функция в точке наблюдения $\Psi(x, z) = A(x, z) \exp(ik_0 z)$, где медленно изменяющаяся амплитуда является уже комплексной и имеет следующий вид:

$$A(x, z) = \frac{1}{\sqrt{1 + iD}} \exp \left(-\frac{x^2}{2r_1^2} + i\varphi(x, z) \right). \quad (40)$$

Здесь $D = \lambda_0 z/(\pi r_0^2)$ — так называемый волновой параметр [79], а характерный размер пучка $r_1(z)$, который с увеличением расстояния z испытывает дифракционное уширение, и фаза $\varphi(x, z)$ определяются как

$$r_1(z) = r_0 \sqrt{1 + D^2}, \quad \varphi(x, z) = \frac{D}{1 + D^2} \frac{x^2}{2r_0^2}. \quad (41)$$

В итоге мы приходим к обобщённому виду комплексной амплитуды гауссова пучка:

$$A(x) = \exp \left[-\frac{x^2}{2r_0^2} (1 - i\alpha_0) \right], \quad (42)$$

где α_0 — безразмерный параметр квадратичной фазы в некоторой плоскости, которую можно считать плоскостью источника излучения. Из формул (29) и (42) получим, что фурье-амплитуда такого пучка не зависит от расстояния z от этого источника, является комплексной (при $\alpha_0 \neq 0$) и определяется следующим выражением (ср. с (39)):

$$A(q) = \frac{r_0}{\sqrt{2\pi(1 - i\alpha_0)}} \exp \left[-\frac{q^2 r_0^2}{2(1 + \alpha_0^2)} (1 + i\alpha_0) \right]. \quad (43)$$

Спектр $S(q)$ в обратном пространстве, т.е. в пространстве волновых векторов, такого пучка определяется как $S(q) = |A(q)|^2$. Он пропорционален выражению $\exp(-q^2/\Delta q^2)$, где $\Delta q = (1/r_0)(1 + \alpha_0^2)^{1/2}$ — полуширина спектра на уровне e^{-1} . Ширина углового спектра

$\Delta\theta = \Delta q/k_0$ может быть выражена в виде

$$\Delta\theta = \frac{\lambda_0}{2\pi r_0} \sqrt{1 + \alpha_0^2}. \quad (44)$$

Она определяется как дифракционной шириной $\lambda_0/(2\pi r_0)$, зависящей от соотношения между длиной волны и размером пучка в исходной плоскости $z = 0$, так и параметром квадратичной фазы α_0 , который зависит от предыстории формирования пучка в области $z < 0$.

Выше в этом разделе мы рассматривали плоскость, перпендикулярную распространению пучка вдоль оси z . Учёт наклонного падения пучка на границу раздела производится заменой в приведённых выше выражениях характерного размера пучка r_0 величиной $r_{0x} = r_0/\sin\theta$.

4.3. Отражение нейтронного импульса конечной длительности

Рассмотрим несколько более подробно важный вопрос о времени задержки при отражении. Наиболее прямой подход состоит в том, чтобы проанализировать временные соотношения при отражении от среды нейтронного импульса конечной длительности. Отвлекаясь пока от продольного смещения пучка, рассмотрим простейший случай нормального падения на среду бесконечного в поперечном направлении импульса (волнового пакета) нейтронов с волновой функцией $A_{in}(z, t)$, где z — координата, направленная в глубь среды, а t — время. Задача состоит в том, чтобы найти волновую функцию отражённого импульса $A_R(z, t)$.

Представим волновую функцию падающего импульса в плоскости $z = 0$ в виде

$$A_{in}(t) = A_0(t) \exp(-i\omega_0 t), \quad (45)$$

где $A_0(t)$ — огибающая импульса, ω_0 — так называемая центральная частота, которая связана обычным образом с центральной энергией $E_0 = \hbar\omega_0$, скоростью $V_0 = (2\hbar\omega_0/m)^{1/2}$ и волновым числом $k_0 = (2m\omega_0/\hbar)^{1/2}$. Интенсивность падающего импульса $I_{in}(t) = |A_0(t)|^2$. Разумеется, задав импульс конечной длительности, мы автоматически полагаем, что падающее состояние характеризуется некоторым энергетическим спектром. Представление импульса в виде (45) справедливо при условии $\tau_0\omega_0 \gg 1$, где τ_0 — характерная длительность импульса с медленно изменяющейся амплитудой $A_0(t)$.

Разложим волновую функцию (45) в ряд Фурье:

$$A_{in}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A_{in}(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (46)$$

где так называемые спектральные амплитуды (в дальнейшем спектр) определяются обратным преобразованием Фурье:

$$A_{in}(\omega) \equiv A_0(\Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_0(t) \exp(i\Omega t) dt, \quad (47)$$

где $\Omega = \omega - \omega_0$.

Пусть $r(\omega)$ — амплитудный коэффициент отражения плоской монохроматической волны с частотой ω , который в общем случае является комплексным. Тогда амплитуда (огибающая) волновой функции отражённого импульса в плоскости $z = 0$ будет определяться

следующим простым выражением:

$$A_R(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\Omega) r(\omega_0 + \Omega) \exp(-i\Omega t) d\Omega. \quad (48)$$

Соотношение (48) решает задачу об отражении импульса от любой структуры, которая характеризуется спектральным коэффициентом отражения $r(\omega)$. Интенсивность отражённого импульса $I_R(t) = |A_R(t)|^2$.

Отметим, что в нейтронной оптике коэффициент отражения r , определяемый из условия непрерывности волновой функции и её первой производной по координате z на границах разделов, часто выражают в виде функции от нормальной проекции падающего волнового вектора⁴ k_z . Однако можно легко перейти от k_z к соответствующим "нормальным" частотам ω_n , воспользовавшись соотношением $\omega_n = \hbar k_z^2/(2m)$.

Представим амплитудный коэффициент отражения $r(\omega)$ в виде

$$r(\omega) = |r(\omega)| \exp(i\varphi(\omega)) \quad (49)$$

и рассмотрим случай, в котором модуль коэффициента отражения в пределах энергетического спектра падающего импульса изменяется слабо. Тогда можно положить $|r(\omega)| \approx |r(\omega_0)|$ и вынести эту величину из-под знака интеграла в (48). Фазу $\varphi(\omega_0 + \Omega)$ коэффициента отражения разложим в ряд по частоте Ω :

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \varphi'(\omega_0)\Omega + \frac{1}{2}\varphi''(\omega_0)\Omega^2, \quad (50)$$

где $\varphi'(\omega_0) = (d\varphi/d\omega)|_{\omega_0}$ — первая производная от фазы амплитудного коэффициента отражения, φ'' — вторая производная. Ограничимся для примера и сопоставления с предыдущими результатами по продольному сдвигу ГХ членом первого порядка по Ω и подставим (50) в (48). В результате получим

$$A_R(t) = |r(\omega_0)| \exp[i\varphi(\omega_0)] \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\Omega) \exp[-i\Omega(t - \tau)] d\Omega, \quad (51)$$

где смещение по времени

$$\tau = \frac{d\varphi}{d\omega} \Big|_{\omega_0} \quad (52)$$

совпадает с определением группового времени задержки (10).

Из сопоставления (51) и (46) видно, что огибающая отражённого импульса с точностью до несущественной фазы представляет собой огибающую падающего импульса, но смещённого по времени на некоторое "время задержки" τ (52) и умноженного на модуль коэффициента отражения на частоте ω_0 :

$$|A_R(t)| = |r(\omega_0)| |A_0(t - \tau)|. \quad (53)$$

Если производная по фазе в (52) положительна, то импульс отражается с некоторой временной задержкой,

⁴ Это возможно лишь при условии справедливости соотношения (1) и соответствующего закона дисперсии $k^2 = k_0^2 - k_b^2$.

что вполне естественно, так как некоторое время импульс тратит на прямое и обратное распространение в среде.

Если производная отрицательна, то мы приходим к физически невозможному результату, а именно: импульс отражается (или начинает отражаться) ещё до падения импульса на поверхность среды. Выше мы продемонстрировали, что ситуация с отрицательной производной (10) реализуется в большом числе случаев.

Очевидно, что такой парадокс возник из-за чрезмерного упрощения общей формулы (48) в результате разложения фазы в ряд (50). Напомним, что понятие ГВЗ было введено в классических работах Бома и Вигнера [59, 60] на примере однократного рассеяния падающей квантовой частицы на другой частице. При отражении волны от макроскопических объектов следует учитывать эффект коллективного взаимодействия падающего излучения со средой, который приводит, в частности, к более сложной зависимости фазы отражения от энергии. Поэтому выражение для ГВЗ (10) является лишь некой ориентировочной оценкой и для получения корректного результата следует точно учитывать спектральные зависимости функций $A_0(\Omega)$ и $r(\omega)$ под знаком интеграла в (48).

На рисунках 6 и 7 приведены результаты вычислений интеграла (48), относящиеся к отражению нейтронов от планарных структур, аналогичных рассмотренным выше. В расчётах принималось, что падающий импульс (45) имеет гауссову форму:

$$A_0(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right), \quad (54)$$

где τ_0 — длительность импульса. Начало отсчёта времени выбиралось так, чтобы максимум импульса при $t = 0$ соответствовал максимуму на поверхности среды $z = 0$. Для спектра частот, определяемого интегралом (47), тогда справедливо выражение

$$A_0(\Omega) = \frac{1}{\Delta\Omega\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Omega^2}{2\Delta\Omega^2}\right), \quad (55)$$

где $\Delta\Omega = 1/\tau_0$ — ширина спектра импульса, определяемая его длительностью τ_0 . Разумеется, такая модель предполагает полностью когерентный импульс, т.е. статистически не случайный регулярный волновой пакет. Эта модель пригодна для демонстрации физики явления, но едва ли она может быть использована для адекватного описания результатов реального эксперимента.

На рисунке 6а показана форма и взаимное положение падающего (кривая 1) и отражённого (кривая 2) импульсов при отражении от планарной структуры в виде тонкой серебряной плёнки на подложке из никеля. Параметры структуры те же, что и приведённые в подписи к рис. 3. Энергия нейтронов $E_n = 109$ нэВ меньше, чем эффективный потенциал подложки $U_{Ni} = 245$ нэВ (случай полного внешнего отражения), длительность импульса $\tau_0 = 330$ нс, что соответствует энергетической ширине спектра $\Delta E = 2$ нэВ. Видно, что максимум отражённого волнового пакета (кривая 2) сместился вправо на $\Delta t = 234$ нс, что соответствует реальной временной задержке. Эта величина близка к полученному выше в приближении плоских волн (10) максимальному значению ГВЗ $\tau_m = 260$ нс (см. раздел 2).

На рисунках 6б, в показана временная трансформация импульса при резонансном отражении нейтронов с энергией $E_n = 265$ нэВ выше асимметричного барьера при двух длительностях падающего импульса (параметры структуры приведены на рис. 4). При длительности импульса $\tau_0 = 660$ нс и ширине энергетического спектра $\Delta E = 1$ нэВ вершина отражённого импульса в самом деле смещается влево на $\Delta t = -316$ нс (рис. 6б, кривая 2). Это соответствует отрицательному реальному групповому времени, примерно в два раза меньшему предельной величины ГВЗ $\tau_m = -541$ нс, полученной в приближении плоских волн. При уменьшении длительности падающего импульса до $\tau_0 = 165$ нс (ширина спектра $\Delta E = 4$ нэВ) смещение максимума временного распределения отражённого импульса уменьшается до $\Delta t = -74$ нс (рис. 6в, кривая 2). В данном случае увеличение ширины спектра в четыре раза соответствует большей ширине функции $A_0(\Omega)$ на фоне провала в коэффициенте отражения $r(\omega)$ в интеграле (48) и на кривой 2 на рис. 4а, что приводит к увеличению интенсивности отражённого импульса в целом тоже примерно в четыре раза. Отметим также, что при этом отражённый импульс стал двугорбым (рис. 6в, кривая 2).

Из рисунка 6 видно, что определение отрицательного группового времени задержки является несколько формальным. Вершина отражённого пакета и в самом деле несколько опережает вершину падающего волнового пакета, но это отнюдь не противоречит принципу причинности. Отрицательное время является следствием различия падающего и отражённого импульсов по форме из-за наличия, помимо отражения, пропускания структуры, сильно зависящего от энергии.

Аналогичные результаты получаются и для асимметричной трёхслойной структуры (рис. 7) (параметры структуры приведены в подписи к рис. 5). На рисунке 7а показано соотношение между формой и положениями падающего и отражённого импульсов при падении волн со стороны более узкого барьера. Энергетический спектр пропускания через трёхслойную структуру имел максимум при энергии $E_n \approx 144$ нэВ (см. рис. 5). Для волнового пакета длительностью $\tau_0 = 165$ нс с шириной спектра $\Delta E = 4$ нэВ и максимумом при 144 нэВ время задержки максимума оказалось $\Delta t = 227$ нс, что примерно в полтора раза меньше, чем ГВЗ $\tau_m = 377$ нс, вычисленное по формуле (10) в приближении плоских волн. Ещё более существенное различие между результатами, полученными для плоских волн и волнового пакета, наблюдается при падении импульса со стороны более широкого барьера (рис. 7б, в), когда ГВЗ отрицательно. Для импульса с энергетической шириной 4 нэВ это время составляет $\Delta t = -21$ нс (рис. 7б, кривая 2). При уменьшении ширины пакета до 1 нэВ отрицательное время задержки пакета $\Delta t = -66$ нс (рис. 7в) меньше отличается от идеальной величины $\tau_m = -80$ нс.

И в этом случае при отрицательном групповом времени нет никакого противоречия с принципом причинности. Сдвиг пакета обусловлен изменением его величины и формы, поскольку часть потока проходит сквозь потенциальную структуру.

Помимо рассмотренного выше спектрального подхода, основанного на разложении волновых функций по плоским волнам, существует эквивалентный ему метод, использующий в прямом пространстве t понятие функции отклика. Амплитуду отражённой волны можно пред-

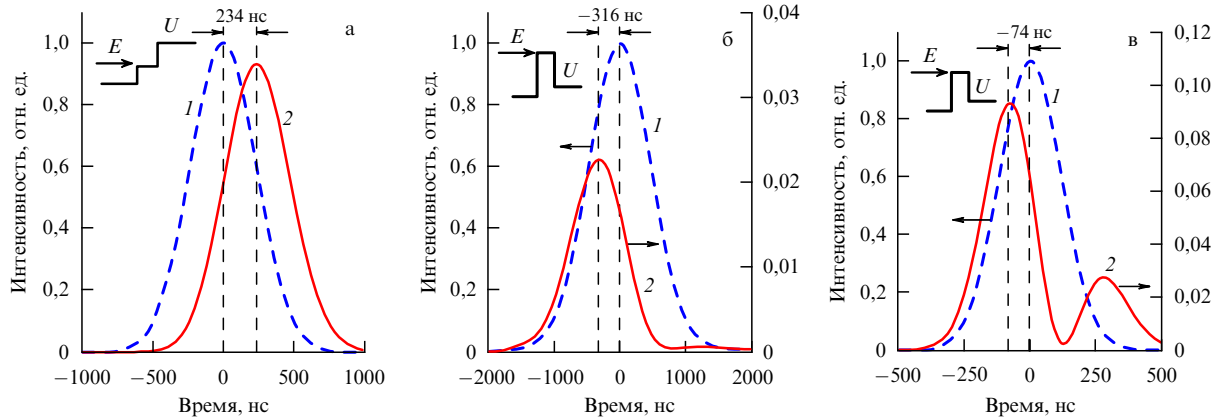


Рис. 6. Амплитудное и временное соотношения между интенсивностями падающих (кривые 1) и отражённых (кривые 2) нейтронных импульсов. (а) Случай полного отражения, длительность падающего импульса $\tau_0 = 330$ нс ($\Delta E = 2$ нэВ), смещение отражённого импульса $\Delta t = 234$ нс, ГВЗ $\tau_m = 260$ нс. Случаи резонансного надбарьерного отражения при длительностях падающего импульса (б) $\tau_0 = 660$ нс ($\Delta E = 1$ нэВ), $\Delta t = -316$ нс, $\tau_m = -541$ нс; (в) $\tau_0 = 165$ нс ($\Delta E = 4$ нэВ), $\Delta t = -74$ нс, $\tau_m = -541$ нс.

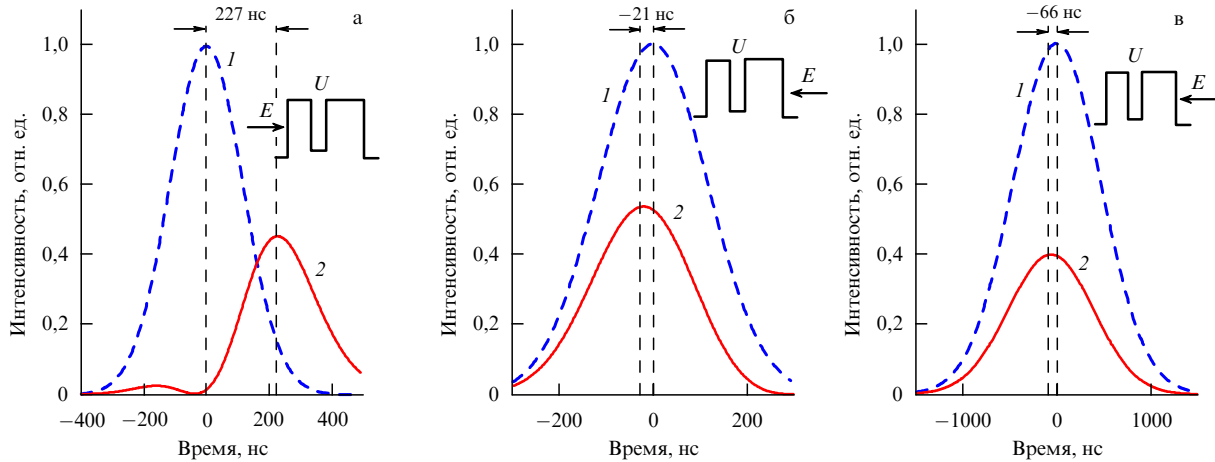


Рис. 7. Амплитудное и временное соотношения между интенсивностями падающих (кривые 1) и отражённых (кривые 2) нейтронных импульсов для асимметричной трёхслойной структуры Ni(23 нм)/Ti(13 нм)/Ni(33 нм). Резонансная энергия нейтронов $E_n = 144$ нэВ; (а) длительность падающего импульса $\tau_0 = 165$ нс ($\Delta E = 4$ нэВ), смещение отражённого импульса $\Delta t = 227$ нс, идеальное ГВЗ $\tau_m = 377$ нс; (б) $\tau_0 = 165$ нс, $\Delta t = -21$ нс, $\tau_m = -80$ нс; (в) $\tau_0 = 660$ нс ($\Delta E = 1$ нэВ), $\Delta t = -66$ нс, $\tau_m = -80$ нс.

ставить в интегральном виде:

$$A_R(t) = \int_{-\infty}^t G(t-t') A_0(t') dt', \quad (56)$$

который явным образом учитывает принцип причинности: $t' \leq t$. Здесь $G(\tau)$ — функция отклика, которую называют также функцией точечного источника или функцией Грина, поскольку для дельтаобразного волнового пакета $A_0(t) = \delta(t - t_0)$ отражённый сигнал $A_R(t) = G(t - t_0)$. Из сопоставления (56) с (48) легко получить связь функции отклика с амплитудным коэффициентом отражения:

$$G(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} r(\omega_0 + \Omega) \exp(-i\Omega\tau) d\Omega. \quad (57)$$

Выражения, аналогичные соотношениям (56) и (57), при замене времени t координатой x , а отстройки частоты Ω — разностью x -проекций волновых векторов $q = k_x - k_{0x}$ справедливы также для ограниченного монохроматического пучка, рассмотренного в разделе 4.1.

5. Возможности экспериментального наблюдения

5.1. Прямое измерение сдвига Гуса – Хенхен

В разделе 4 мы показали, что время отражения τ от многослойных структур может достигать в резонансе положительной или отрицательной величины порядка 100–500 нс. Этот вывод подтверждён экспериментально. Дело в том, что при скользящем падении тепловых или холодных нейтронов на резонансную структуру смещение пучка в волноводной области $\xi = V_x \tau$ становится макроскопическим. Поэтому нейтроны, попавшие в волноводный слой на расстояниях, меньших ξ , от дальнего края образца, могут покинуть его, туннелируя не сквозь внешние слои, а непосредственно через торец образца. Такое излучение зарегистрировано в экспериментах [80–82]. Обычная практика экспериментов типа ГХ состоит в том, что измеряется не продольный сдвиг $\xi = V_x \tau$, а пропорциональный ему сдвиг отражённого пучка на величину $d = (V_z/V_0)\xi$ в

поперечном направлении (см. рис. 1). Подставляя в последнее соотношение выражение ξ из (11) и выражение для полной скорости V_0 , получаем

$$d = \frac{V_x V_z}{\sqrt{V_x^2 + V_z^2}} \tau \approx V_z \tau, \quad V_z \ll V_x. \quad (58)$$

Поскольку обычно речь идёт о полном (или почти полном) отражении, нормальная к поверхности вещества скорость нейтронов V_z порядка нескольких метров в секунду. Поэтому неравенство в (58) хорошо выполняется для всех нейтронов, за исключением самых медленных (ультрахолодных). Величина поперечного сдвига при этом зависит только от нормальной скорости V_z . В условиях полного внешнего отражения от однородной среды смещение пучка $d \approx V_z \tau \approx 10\text{--}50$ нм, что вряд ли измеримо.

Применение многослойных структур позволяет использовать резонансное усиление группового времени задержки и пропорционального ему сдвига пучка. Величина поперечного сдвига становится порядка 1 мкм, что позволяет надеяться на возможность осуществления соответствующих экспериментов. Резонансное поведение эффекта позволяет решить ещё одну серьёзную проблему. Везде, кроме узкой области резонанса, сдвиг мал и положение пучка вне резонанса может быть принято как опорное, от которого и отсчитывается относительно большой резонансный сдвиг.

Естественно предположить, что эксперимент может быть поставлен с рефлектометром, работающим в режиме времени пролёта [57]. При этом узкий нейтронный пучок будет падать на образец под фиксированным скольльзящим углом θ , а нормальная компонента волнового вектора $k_z(t) = k_0(t) \sin \theta$ будет зависеть от времени пролёта. Таким образом, отражённый пучок будет смещаться от основного положения только в узком и хорошо известном диапазоне времён пролёта.

5.2. Об измерении группового времени отражения

Возможность непосредственного корректного измерения группового времени задержки при отражении нейтронов представляется достаточно проблематичной. В оптике прямой эксперимент возможен благодаря существованию источника света фемтосекундной длительности [83, 84], тогда как приготовить достаточно короткий нейтронный импульс невозможно.

Можно обсуждать возможность эксперимента, основанного на наблюдении интерференции опорной волны с волновым пакетом, задержанным в результате взаимодействия с резонансной структурой на время Δt и смещённым таким образом вдоль направления распространения на величину $\Delta x = (\hbar k/m)\Delta t$, что соответствует изменению фазы $\Delta \varphi = k\Delta x$ (здесь k — полное волновое число, впрочем, очень близкое к k_x). Такой опыт в принципе возможен с использованием интерферометра, оперирующего с длинноволновыми, так называемыми холодными, нейтронами [85–87]. Однако корректность такого опыта основана на неочевидном предположении, что спектральный состав пакета не изменяется в результате взаимодействия.

Это же предположение является основополагающим в другом методе измерения времени взаимодействия, получившем название ларморовских часов. Данный метод восходит к предложению Базя [88] о использовании

этих часов в качестве теоретического приёма для вычисления времени взаимодействия частицы с трёхмерным потенциалом. Кратко идея Базя такова.

Предположим, что в некоторой сфере радиусом R , заключающей в себе область действия потенциала, имеется бесконечно малое магнитное поле B , направленное вдоль оси z . Если в эту сферу попадает частица со спином $1/2$, направленным вдоль оси x , то спин начинает прецессировать с ларморовской частотой $\omega_L = 2\mu B/\hbar$. Поэтому спин частиц, рассеянных и ушедших за пределы сферы, будет повернут на некоторый угол θ . Этот угол можно вычислить и тем самым найти среднее время $\Delta t_L(E) = \theta/\omega_L$ пребывания внутри области с магнитным полем. Очевидно, что для того чтобы определить таким образом собственно время взаимодействия τ , из времени Δt_L следует вычесть время пролёта частицы через сферу радиусом R в отсутствие потенциала.

Легко показать, что определённое таким способом ларморовское время Δt_L тесно связано с групповым временем задержки [89]. В самом деле, угол ларморовской прецессии θ может быть отождествлён с разностью фаз $\Delta \varphi$ двух волновых функций, соответствующих двум значениям проекции спина на ось z и различающихся значениями волновых чисел:

$$k_{\pm} = k_0 \left(1 \pm \frac{\mu B}{E} \right)^{1/2}, \quad E = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m}, \quad (59)$$

где k_0 — волновое число нейтрона в отсутствие поля, μ — магнитный момент, B — магнитная индукция. Определив, согласно [88], время $\Delta t_L(E) = \Delta \varphi/\omega_L$ и приняв во внимание, что $2\mu B = \Delta E$, приходим к соотношению $\Delta t_L = \hbar(\Delta \varphi/\Delta E)$, совпадающему в пределе $B \rightarrow 0$ с (10) и (52).

Отметим, что для этого заключения вовсе не требуется апеллировать к не вполне очевидному предположению о постоянстве частоты прецессии ω_L в процессе взаимодействия. Дело в том, что, рассматривая задачу о неадиабатическом входе частицы в область с магнитным полем, можно говорить только на языке разности волновых чисел $k_{\pm}$ и разности фаз $\Delta \varphi(z) = (k_+ - k_-)z$. При свободном поступательном движении частицы в области магнитного поля угол прецессии можно формально выразить через ларморовскую частоту: $\theta(L) = \omega_L(L/V)$, где расстояние L отсчитывается от границы области с полем. Таким образом, угол прецессии зависит только от координаты, но не от времени, и понятие частоты не отражает физической сути явления.

В случае взаимодействия частицы с областью потенциала попытки проследить за её координатой совершенно некорректны. Таким образом, многократно повторённое в литературе заключение о том, что метод ларморовских часов опирается на представление о ларморовской частоте как об универсальном стандарте времени, не вполне верно, хотя это и не подвергает сомнению вывод о связи ларморовского времени с групповым временем Бома – Вигнера. Указанная выше трудность легко устраняется, если перейти к сравнению углов прецессии частицы, прошедшей через область магнитного поля с потенциалом, и той же частицы, прошедшей через ту же область, но без потенциала.

Идея Базя [88] оказалось очень плодотворной, по крайней мере в качестве теоретического инструмента. Рыбаченко [90] воспользовался этой идеей при вычисле-

нии времени туннелирования частицы сквозь потенциальный барьер.

Понятие ларморовского времени фигурирует в большом числе теоретических работ, посвящённых преимущественно проблеме времени туннелирования (см., например, обзоры [91, 92]). Вместе с тем было показано, что этот метод не свободен от ряда трудностей. Среди них — необходимость учёта появления поляризации вдоль оси z [93], обусловленного зависимостью амплитуды прохождения и отражения изучаемого объекта от энергии, из-за отражения и интерференции волн на границе области с полем и вследствие некоторых других причин.

В нейтронной оптике метод ларморовских часов был использован для измерения времени задержки, обусловленного преломлением, отражением от многослойной структуры и туннелированием в резонансе квазисвязанного состояния [89, 94–96]. Для экспериментов использовался спин-эхо-спектрометр [97, 98], в котором имелось два соленоида, настроенных таким образом, что при неизменности скорости нейтрона большой угол прецессии спина, возникавший при пролёте нейтроном одного из соленоидов, полностью компенсировался при пролёте нейтроном другого соленоида. Исследуемый образец помещался внутрь одного из соленоидов, так что полный угол прецессии определялся разностью фаз двух спиновых компонент, возникавших в результате взаимодействия с образцом. Фаза прецессии в пучке, прошедшем через образец, сравнивалась с фазой опорного пучка. Возможность трансформации спектра в результате взаимодействия с объектом игнорировалась. Хотя результаты носили полукачественный характер, они вполне удовлетворительно согласовывались с теоретическими оценками. Чувствительность измерения времени достигала величины около 0,5 нс, что почти на порядок меньше группового времени задержки при полном внешнем отражении.

По-видимому, с указанными выше ограничениями этот же подход возможен и для измерения положительного и отрицательного времени отражения от многослойных структур.

6. Заключение

В настоящей статье известный эффект Гуса – Хенхен рассмотрен с точки зрения отражения нейтронов от вещества. Показано, что величина продольного сдвига отражённого пучка во всех случаях определяется произведением продольной скорости нейтрона на так называемое групповое время задержки. В условиях полного внешнего отражения нейтронов этот сдвиг весьма мал и едва ли он может быть зарегистрирован. Однако при отражении от планарных многослойных структур возможно резонансное усиление эффекта сдвига, причём при определённых условиях групповое время задержки и продольный сдвиг могут быть отрицательными. При этом надо иметь в виду, что выражения, определяющие величину ГВЗ, представляют собой результат приближённого анализа, и само понятие ГВЗ является лишь некой ориентировочной оценкой времени отражения.

Результатом более корректного анализа трансформации волнового пакета при отражении от резонансной структуры является вывод о том, что отрицательный временной сдвиг обусловлен изменением формы временного импульса и не противоречит принципу причинности.

Однако это несколько не компрометирует идею о возможности как экспериментального наблюдения положительного и отрицательного сдвигов нейтронного пучка при отражении, так и непосредственного измерения времени отражения. В обоих случаях использование резонансных структур открывает новые экспериментальные возможности. Для измерения сдвига Гуса – Хенхен предлагается использовать нейтронный рефлектометр по времени пролёта. Что касается прямого измерения времени отражения нейтрона, то принципиальная возможность измерения группового времени задержки при отражении уже продемонстрирована в нейтронных экспериментах с ларморовскими часами.

Список литературы

1. Goos F, Lindberg-Hänchen H *Ann. Physik* **436** 333 (1947)
2. Goos F, Lindberg-Hänchen H *Ann. Physik* **440** 251 (1949)
3. Artmann K *Ann. Physik* **437** 87 (1948)
4. Fragstein C V *Ann. Physik* **439** 271 (1949)
5. Бреховских Л М *УФН* **50** 539 (1953)
6. Renard R H *J. Opt. Soc. Am.* **54** 1190 (1964)
7. Lotsch H K V *J. Opt. Soc. Am.* **58** 551 (1968)
8. Tamir T, Oliner A A *J. Opt. Soc. Am.* **59** 942 (1969)
9. Lotsch H K V *Optik* **32** 116 (1970)
10. Horowitz B R, Tamir T *J. Opt. Soc. Am.* **61** 586 (1971)
11. McGuirk M, Carniglia C K *J. Opt. Soc. Am.* **67** 103 (1977)
12. Snyder A W, Love J D *Appl. Opt.* **15** 236 (1976)
13. Carniglia C K *J. Opt. Soc. Am.* **66** 1425 (1976)
14. Федоров Ф И *Журн. приклад. спектроск.* **27** 580 (1977)
15. Yasumoto K, Oishi Y *J. Appl. Phys.* **54** 2170 (1983)
16. Lai H M, Cheng F C, Tang W K *J. Opt. Soc. Am. A* **3** 550 (1986)
17. Fedoseyev V G *J. Opt. Soc. Am. A* **3** 826 (1986)
18. Puri A, Birman J L *J. Opt. Soc. Am. A* **3** 543 (1986)
19. Ghatak A K et al. *Opt. Commun.* **56** 313 (1986)
20. Shi J-L, Li C-F, Wang Q *Int. J. Mod. Phys. B* **21** 2777 (2007)
21. Rhodes D J, Carniglia C K *J. Opt. Soc. Am.* **67** 679 (1977)
22. Bretenaker F, Le Floch A, Dutriaux L *Phys. Rev. Lett.* **68** 931 (1992)
23. Pfliegerhaer E, Marseille A, Weis A *Phys. Rev. Lett.* **70** 2281 (1993)
24. Gilles H, Girard S, Hamel J *Opt. Lett.* **27** 1421 (2002)
25. Merano M et al. *Opt. Express* **15** 15928 (2007)
26. Schwefel H G L et al. *Opt. Lett.* **33** 794 (2008)
27. Москаленко В В, Соболева И В, Федянин А А *Письма в ЖЭТФ* **91** 414 (2010); Moskalenko V V, Soboleva I V, Fedyanin A A *JETP Lett.* **91** 382 (2010)
28. Schoch A *Ergeb. Exakten. Naturwiss.* **23** 127 (1950)
29. Schoch A *Acustica* **2** 1 (1952)
30. Schoch A *Acustica* **2** 18 (1952)
31. Declercq N F, Degrieck J, Leroy O *Appl. Phys. Lett.* **85** 4234 (2004)
32. Akylas V, Kaur J, Knasel T M *Appl. Opt.* **13** 742 (1974)
33. Arthur L et al. *J. Opt. Soc. Am.* **68** 319 (1978)
34. Riesz R P, Simon R *J. Opt. Soc. Am. A* **2** 1809 (1985)
35. Haibel A, Nimtz G, Stahlhofen A A *Phys. Rev. E* **63** 047601 (2001)
36. Müller D et al. *Europhys. Lett.* **73** 526 (2006)
37. Tamasaku K, Ishikawa T *Acta Cryst. A* **58** 408 (2002)
38. Федоров Ф И *ДАН СССР* **105** 465 (1955); Пер. на англ. яз: Fedorov F I, in *Intern. Conf. "Spins and Photonic Beams at Interface", SPBI'2011, in the Framework of Fedorov Memorial Symp. Book of Abstracts and Programme, September 25–26, 2011, Minsk, Belarus* (Ed. S Ya Kilin) (Minsk: Stepanov Institute of Physics, 2011) p. 8; <http://master.basnet.by/congress2011/symposium/spbi.pdf>
39. Imbert C *Phys. Rev. D* **5** 787 (1972)
40. Pillon F, Gilles H, Girard S *Appl. Opt.* **43** 1863 (2004)
41. Cowan J J, Aničin B *J. Opt. Soc. Am.* **67** 1307 (1977)
42. Li C-F *Phys. Rev. A* **76** 013811 (2007)
43. Dennis M R, Götte J B *New J. Phys.* **14** 073013 (2012)
44. Aiello A, Woerdman J P *Opt. Lett.* **33** 1437 (2008)
45. Aiello A *New J. Phys.* **14** 013058 (2012)
46. Carniglia C K, Brownstein K R *J. Opt. Soc. Am.* **67** 121 (1977)
47. Lai H M, Chan S W, Wong W H *J. Opt. Soc. Am. A* **23** 3208 (2006)

48. Hora H *Optik* **17** 409 (1960)
49. Carter J L, Hora H J. *Opt. Soc. Am.* **61** 1640 (1971)
50. Agudin J L *Phys. Rev.* **171** 1385 (1968)
51. Серегин А А *ЯФ* **33** 1173 (1981); Seregin A A *Sov. J. Nucl. Phys.* **33** 622 (1981)
52. Mäaza M, Pardo B *Opt. Commun.* **142** 84 (1997)
53. Ignatovich V K *Phys. Lett. A* **322** 36 (2004)
54. de Haan V-O et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 010401 (2010)
55. Ignatovich V K *Phys. Rev. Lett.* **105** 018901 (2010)
56. de Haan V-O et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 018902 (2010)
57. Frank A I *J. Phys. Conf. Ser.* **528** 012029 (2014)
58. Eisenbud L, Ph.D. Thesis (Princeton: Princeton Univ., 1948)
59. Bohm D *Quantum Theory* (New York: Prentice-Hall, 1951) p. 257; Пер. на русск. яз.: Бом Д *Квантовая теория* (М.: Наука, 1965) с. 305
60. Wigner E P *Phys. Rev.* **98** 145 (1955)
61. Tamir T, Bertoni H L J. *Opt. Soc. Am.* **61** 1397 (1971)
62. Levy Y, Imbert C *Opt. Commun.* **13** 43 (1975)
63. Schreier F, Schmitz M, Bryngdahl O *Opt. Lett.* **23** 576 (1998)
64. Felbacq D, Moreau A, Smaïli R *Opt. Lett.* **28** 1633 (2003)
65. de Beauregard O C, Imbert C, Levy Y *Phys. Rev. D* **15** 3553 (1977)
66. Chen L et al. *Opt. Lett.* **32** 1432 (2007)
67. Aničin B A, Fazlić R, Koprić M J. *Phys. A* **11** 1657 (1978)
68. Wild W J, Giles C L *Phys. Rev. A* **25** 2099 (1982)
69. Declercq N F et al. *Appl. Phys. Lett.* **82** 2533 (2003)
70. Li C-F, Wang Q *Phys. Rev. E* **69** 055601(R) (2004)
71. Liu X et al. *Phys. Rev. E* **73** 056617 (2006)
72. Breazeale M A, Torbett M A *Appl. Phys. Lett.* **29** 456 (1976)
73. Bonnet C et al. *Opt. Lett.* **26** 666 (2001)
74. Yin X et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 372 (2004)
75. Vetter R-M, Haibel A, Nitz G *Phys. Rev. E* **63** 046701 (2001)
76. Chen X, Li C-F *Eur. Phys. J. B* **46** 433 (2005)
77. Xiao Z, Du S, Zhang C-X, arXiv:1210.0970
78. Olkhovsky V S, Recami E, Zaichenko A K *Europhys. Lett.* **70** 712 (2005)
79. Виноградова М Б, Руденко О В, Сухоруков А П *Теория волн* (М.: Физматлит, 1990)
80. Pfeiffer F et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 055507 (2002)
81. Kozhevnikov S V et al. *ЖЭТФ* **144** 733 (2013); *JETP* **117** 636 (2013)
82. Кожевников С В и др. *ЖЭТФ* **150** 1094 (2016); *JETP* **123** 950 (2016)
83. Chauvat D et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 71 (2000)
84. Chauvat D et al. *Phys. Lett. A* **336** 271 (2005)
85. Gruber M et al. *Phys. Lett. A* **140** 363 (1989)
86. Schellhorn U et al. *Physica B* **234–236** 1068 (1997)
87. Pruner C et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **560** 598 (2006)
88. Базь А И *ЯФ* **4** 252 (1966); Baz' A I *Sov. J. Nucl. Phys.* **4** 182 (1967)
89. Frank A I et al. *Physica B* **297** 307 (2001)
90. Рыбаченко В Ф *ЯФ* **5** 895 (1967); Rybachenko V F *Sov. J. Nucl. Phys.* **5** 484 (1967)
91. Hauge E H, Støvneng J A *Rev. Mod. Phys.* **61** 917 (1989)
92. Olkhovsky V S, Recami E, Jakiel J *Phys. Rep.* **398** 133 (2004)
93. Büttiker M *Phys. Rev. B* **27** 6178 (1983)
94. Франк А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **75** 729 (2002); Frank A I et al. *JETP Lett.* **75** 605 (2002)
95. Франк А И и др. *ЯФ* **65** 2066 (2002); Frank A I et al. *Phys. At. Nucl.* **65** 2009 (2002)
96. Frank A I et al. *Lecture Notes Phys.* **601** 165 (2002)
97. Mezei F *Lecture Notes Phys.* **601** 5 (2002)
98. Schleger P et al. *Physica B* **241–243** 164 (1997)

Goos–Hänchen effect in neutron optics and the reflection time of neutron waves

V.A. Bushuev⁽¹⁾, A.I. Frank⁽²⁾

⁽¹⁾ Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics,
Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Joint Institute for Nuclear Research, Frank Laboratory of Neutron Physics,
ul. Joliot Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation
E-mail: ⁽¹⁾vabushuev@yandex.ru, ⁽²⁾frank@nf.jinr.ru

The Goos–Hänchen (GH) effect, a longitudinal shift of a wave beam at total internal reflection, is well-known in optics and has been repeatedly observed for light, micro- and ultrasonic waves. This paper considers the GH effect for a massive particle reflected from a material boundary. A close relation is shown to exist between the longitudinal shift and reflection time delay. In the case of a neutron reflected from a planar resonant system, a giant longitudinal shift of either positive or negative sign can occur, corresponding to a large reflection group delay time. This time can also be negative, which is not inconsistent with the causality principle. Prospects for the experimental observation of the GH effect and group delay time for neutron reflection are reviewed.

Keywords: neutron optics, wave beams, Goos–Hänchen effect, group delay time, reflection from multilayer structures

PACS numbers: 03.65.Nk, 03.75.Be, **41.85.–p**, 42.25.Fx, **78.70.–g**

Bibliography — 98 references

Received 14 April 2017, revised 6 November 2017

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (10) 1049–1062 (2018)

Physics – Uspekhi **61** (10) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.11.038235>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.11.038235>