

ПРОХОЖДЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ МАГНИТНЫЕ НЕКОМПЛАНАРНЫЕ СЛОИСТЫЕ СИСТЕМЫ

В. К. Игнатович^{a,}, Ю. В. Никитенко^a, А. А. Фраерман^b*

*^a Лаборатория нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., Россия*

*^b Институт физики микроструктур Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 26 октября 2009 г.

Показано, что пропускание нейтронов через некомпланарные системы имеет отчасти односторонний характер. Для этого рассчитано пропускание трехслойных магнитных пленок с некомпланарной намагниченностью при отсутствии внешнего поля, а также пропускание двухслойной магнитной пленки с неколлинеарной намагниченностью в присутствии внешнего поля. Из расчетов следует, что если пренебречь потерями в пленках, то пропускания в двух противоположных направлениях различаются только раздельно для процессов с переворотом и без переворота спина. При учете же потерь разным оказывается и полное пропускание неполяризованного пучка нейтронов в двух противоположных направлениях. Обсуждаются следствия из этих особенностей некомпланарных систем.

1. ВВЕДЕНИЕ

На первый взгляд кажется, что совершенно невозможно придумать такую систему пленок, магнитных или немагнитных, которая пропускала бы нейтроны только в одном направлении. Если бы такая система существовала, то можно было бы, перегородив ею сосуд с нейтронами, собрать все нейтроны в одной половине без совершения работы над ними. Это полностью противоречит современным представлениям статистики и термодинамики. Тем не менее, мы покажем, что имеются структуры — так называемые некомпланарные магнитные системы, для которых действительно характерно, по крайней мере отчасти, такое одностороннее пропускание. Для пояснения введем следующие определения.

Назовем два магнитных слоя, намагниченности которых непараллельны друг другу, неколлинеарной структурой. Три магнитных слоя, намагниченности которых не лежат в одной плоскости, назовем некомпланарной структурой.

Неколлинеарные и некомпланарные структуры изучаются в связи с тем влиянием, которое они оказывают на перенос электронов [1–6]. Интерес представляет также и их взаимодействие с нейтронами.

Исследованию такого типа взаимодействия посвящена работа [7], где рассмотрено отражение и пропускание поляризованных нейтронов магнитными двухслойными зеркалами с неколлинеарной намагниченностью, и работа [8], в которой исследуются особенности рассеяния неполяризованных нейтронов ферромагнетиком с некомпланарным распределением намагниченности. В данной работе рассматривается пропускание нейтронов некомпланарной слоистой структурой и показывается, что пропускание такой структурой неполяризованного пучка нейтронов может быть различным в двух противоположных направлениях, так что некомпланарная система отчасти является вентилем, пропускающим нейтроны только в одном направлении.

В разд. 2 рассмотрено пропускание трехслойной системы с некомпланарной намагниченностью слоев в нулевом внешнем поле и показано, что при чисто вещественном потенциале пленок значения полного пропускания неполяризованного пучка нейтронов этой системой слева направо и в противоположном направлении одинаковы, но различаются значениями пропускания с переворотом и без переворота спина и нарушается принцип детального равновесия. Если же учесть потери в пленках, т. е. мнимую часть их потенциалов, то различными становятся и

*E-mail: ignatovi@gmail.com

величины полного пропускания неполяризованного пучка, причем знак различия зависит от того, какую тройку, правую или левую, образуют некопланарные магнитные вектора, т. е. вращение магнитных полей по и против часовой стрелки для нейтрона неэквивалентны. Обсуждаются причины такой неэквивалентности.

В разд. 3 рассмотрена поляризация, возникающая при пропускании неполяризованного пучка через некопланарную систему. Эта поляризация также зависит и от того, правую или левую тройку представляет последовательность магнитных полей на пути нейтрона.

В разд. 4 рассмотрено пропускание нейтронов двухслойной системой, помещенной во внешнее поле, которое некопланарно намагниченностям слоев. Показано, что эта система во многом эквивалентна трехслойной некопланарной структуре за одним исключением: при низких значениях энергии нейтроны в ней поляризованы и пропускание этих нейтронов в двух направлениях при учете мнимой части у оптических потенциалов различаются. В заключении суммируются полученные результаты.

2. ПРОПУСКАНИЕ ТРЕХСЛОЙНОГО ЗЕРКАЛА С НЕКОПЛАНАРНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ СЛОЕВ

Рассмотрим трехслойную магнитную некопланарную систему, в которой индукция магнитного поля внутри прилегающих слоев фиксирована и меняется скачком при переходе от слоя к слою. Слои будем считать перпендикулярными оси z и бесконечно протяженными в плоскости xy . Внешнее поле будем полагать равным нулю. Эта система, вообще говоря, характеризуется вектором $\mathbf{V}_1 \times [\mathbf{V}_2 \times \mathbf{V}_3]$, где \mathbf{V}_i — магнитная индукция i -й пленки (нумерация слева направо), или скалярным произведением $\mathbf{V}_1 \cdot [\mathbf{V}_2 \times \mathbf{V}_3]$, и потому можно предполагать, что значения пропускания этой системы справа и слева могут быть различными.

На первый взгляд такая некопланарная система в природе нереализуема в силу невозможности удовлетворить граничным условиям уравнений Максвелла для нормальной к границам раздела магнитной индукции. В принципе можно представить такую систему в ненулевом достаточно малом внешнем поле, перпендикулярном границам раздела. Тогда требованию непрерывности нормальной компоненты индукции можно удовлетворить, но в этом случае некопланарность мало отличается от неко-

линейности и соответственно малыми оказываются исследуемые эффекты. В нулевом внешнем поле некопланарную систему можно представить себе в виде пленок с микронными поперечными размерами. Тогда каждая из них может представлять монодомен с достаточно тонкими междоменными стенками, что вполне реализуемо. Кроме того, можно представить, что пленки обладают не магнитными индукциями, а псевдомангнитными полями, которые возникают при выстраивании спинов ядер вдоль заданного направления. Получающиеся псевдомангнитные поля могут иметь величину, эквивалентную нескольким Тесла. Приняв, что описанная выше некопланарная система реализуема, посмотрим, обладает ли она хотя бы частично односторонним пропусканием.

Матрица амплитуд пропускания \mathbf{T}_{123} нейтрона (учитываем его спинорные свойства) всех трех слоев с учетом переотражений между слоями равна [9–11]

$$\mathbf{T}_{123} = \mathbf{T}_{23}(\mathbf{I} - \mathbf{R}_1\mathbf{R}_{23})^{-1}\mathbf{T}_1, \quad (1)$$

где

$$\mathbf{T}_{23} = \mathbf{T}_3(\mathbf{I} - \mathbf{R}_2\mathbf{R}_3)^{-1}\mathbf{T}_2 \quad (2)$$

— матрица амплитуд пропускания двух последних слоев,

$$\mathbf{R}_{23} = \mathbf{R}_2 + \mathbf{T}_2(\mathbf{I} - \mathbf{R}_2\mathbf{R}_3)^{-1}\mathbf{T}_2 \quad (3)$$

— матрица амплитуд отражения от двух последних слоев, а матрицы амплитуд пропускания \mathbf{T}_i и отражения \mathbf{R}_i отдельных слоев равны [5, 6]

$$\mathbf{T}_i = \exp(j\mathbf{k}_i d_i) \frac{\mathbf{I} - \mathbf{r}_i^2}{\mathbf{I} - \mathbf{r}_i^2 \exp(2j\mathbf{k}_i d_i)}, \quad (4)$$

$$\mathbf{R}_i = \mathbf{r}_i \frac{\mathbf{I} - \exp(2j\mathbf{k}_i d_i)}{\mathbf{I} - \mathbf{r}_i^2 \exp(2j\mathbf{k}_i d_i)}. \quad (5)$$

Здесь j — мнимая единица, d_i — толщина i -го слоя, \mathbf{I} — единичная матрица,

$$\mathbf{r}_i = \frac{k\mathbf{I} - \mathbf{k}_i}{k\mathbf{I} + \mathbf{k}_i} \quad (6)$$

— матрица амплитуд отражения от границы раздела между вакуумом и i -м слоем, \mathbf{k} — волновой вектор падающего нейтрона,

$$\mathbf{k}_i = \sqrt{(k^2 - u_i)\mathbf{I} - \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_i} \quad (7)$$

— матрица волнового вектора внутри i -го слоя, u_i — его оптический потенциал, умноженный на $2m/\hbar^2$,

\mathbf{B}_i — магнитная индукция умноженная на $2|\mu|m/\hbar^2$, m — масса нейтрона, μ — его магнитный момент, а $\boldsymbol{\sigma}$ — вектор матриц Паули: $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$.

Выражение (1) после подстановки (2) равно

$$\mathbf{T}_{123} = \mathbf{T}_3 (\mathbf{I} - \mathbf{R}_2 \mathbf{R}_3)^{-1} \mathbf{T}_2 (\mathbf{I} - \mathbf{R}_1 \mathbf{R}_{23})^{-1} \mathbf{T}_1. \quad (8)$$

Аналогично строится матрица пропускания в обратном направлении

$$\mathbf{T}_{321} = \mathbf{T}_1 (\mathbf{I} - \mathbf{R}_2 \mathbf{R}_1)^{-1} \mathbf{T}_2 (\mathbf{I} - \mathbf{R}_3 \mathbf{R}_{21})^{-1} \mathbf{T}_3, \quad (9)$$

где

$$\mathbf{R}_{21} = \mathbf{R}_2 + \mathbf{T}_2 (\mathbf{I} - \mathbf{R}_2 \mathbf{R}_1)^{-1} \mathbf{T}_2. \quad (10)$$

Для дальнейшего удобно принять, что все параметры, кроме направления индукции магнитного поля, у всех слоев одинаковы и в явном виде указать зависимость матриц \mathbf{T}_i и \mathbf{R}_i от $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_i$, т. е.:

$$\mathbf{T}_i = \mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_i), \quad \mathbf{R}_i = \mathbf{R}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_i). \quad (11)$$

Если пренебречь переотражениями между слоями, то (8) приведет к виду

$$\mathbf{T}_{123}^0 = \mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_3) \mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2) \mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1). \quad (12)$$

Воспользуемся тем, что для любой матричной функции $\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B})$ справедливо соотношение

$$\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}) = \mathbf{I} T_+(B) + \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b} T_-(B), \quad (13)$$

где \mathbf{b} — единичный вектор, $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$, а $T_{\pm}(B)$ — числовые функции

$$T_{\pm}(B) = \frac{1}{2} [T(B) \pm T(-B)]. \quad (14)$$

Подстановка формулы (13) в (12) дает

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{123}^0 = & T_+^3 \mathbf{I} + T_+^2 T_- \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{b}_3 + \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_1) + \\ & + T_+ T_-^2 \{ \mathbf{I} (\mathbf{b}_3 \cdot \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_3 \cdot \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 \cdot \mathbf{b}_1) + \\ & + j \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{b}_3 \times \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_3 \times \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 \times \mathbf{b}_1) \} + \\ & + T_-^3 \left\{ j \mathbf{I} (\mathbf{b}_2 \cdot [\mathbf{b}_1 \times \mathbf{b}_3]) + \right. \\ & \left. + \boldsymbol{\sigma} \left(\mathbf{b}_3 \cdot (\mathbf{b}_2 \cdot \mathbf{b}_1) - \mathbf{b}_3 \times [\mathbf{b}_2 \times \mathbf{b}_1] \right) \right\}, \quad (15) \end{aligned}$$

где $T_{\pm} \equiv T_{\pm}(B)$, и мы воспользовались соотношением

$$(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}_i)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}_l) = \mathbf{b}_i \cdot \mathbf{b}_l + j \boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{b}_i \times \mathbf{b}_l]. \quad (16)$$

Аналогичная матрица амплитуд пропускания в противоположном направлении,

$$\mathbf{T}_{321}^0 = \mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1) \mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2) \mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_3), \quad (17)$$

равна

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{321}^0 = & T_+^3 \mathbf{I} + T_+^2 T_- \boldsymbol{\sigma} (\mathbf{b}_3 + \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_1) + \\ & + T_+ T_-^2 \{ \mathbf{I} (\mathbf{b}_3 \cdot \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_3 \cdot \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 \cdot \mathbf{b}_1) + \\ & + j \boldsymbol{\sigma} ([\mathbf{b}_1 \times \mathbf{b}_2] + [\mathbf{b}_1 \times \mathbf{b}_3] + [\mathbf{b}_2 \times \mathbf{b}_3]) \} + \\ & + T_-^3 \left\{ j \mathbf{I} (\mathbf{b}_2 \cdot [\mathbf{b}_3 \times \mathbf{b}_1]) + \right. \\ & \left. + \boldsymbol{\sigma} \left(\mathbf{b}_1 \cdot (\mathbf{b}_2 \cdot \mathbf{b}_3) - \mathbf{b}_1 \times [\mathbf{b}_2 \times \mathbf{b}_3] \right) \right\}. \quad (18) \end{aligned}$$

Она отличается от (15) слагаемым

$$j T_-^2 \{ T_+ \boldsymbol{\sigma} (\mathbf{b}_3 \times \mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_3 \times \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 \times \mathbf{b}_1) + T_- \mathbf{I} (\mathbf{b}_2 \cdot [\mathbf{b}_1 \times \mathbf{b}_3]) \}, \quad (19)$$

которое меняет знак при перестановке \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_3 .

Примем для простоты, что векторы $\mathbf{b}_{1,2,3}$ образуют правую базисную тройку. Тогда выражения (15) и (18) приводятся к виду

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{123}^0 = & (T_+^3 - j T_-^3) \mathbf{I} + T_+ T_- \boldsymbol{\sigma} \times \\ & \times \{ (T_+ - j T_-) (\mathbf{b}_3 + \mathbf{b}_1) + (T_+ + j T_-) \mathbf{b}_2 \}, \quad (20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{321}^0 = & (T_+^3 + j T_-^3) \mathbf{I} + T_+ T_- \boldsymbol{\sigma} \times \\ & \times \{ (T_+ + j T_-) (\mathbf{b}_3 + \mathbf{b}_1) + (T_+ - j T_-) \mathbf{b}_2 \}. \quad (21) \end{aligned}$$

При матрице амплитуд пропускания $A\mathbf{I} + C\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}$ полное пропускание неполяризованного пучка определяется величиной

$$\begin{aligned} Q = & \frac{1}{2} \sum_{in} \langle i | A^* \mathbf{I} + C^* \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}^* | n \rangle \langle n | A \mathbf{I} + C \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q} | i \rangle = \\ & = |A|^2 + |C|^2 (\mathbf{q} \cdot \mathbf{q}^*), \quad (22) \end{aligned}$$

где $\langle i | \mathbf{M} | n \rangle$ — матричный элемент матрицы \mathbf{M} между спиновыми состояниями $|i, n\rangle$. Из сопоставления с формулами (20) и (21) следует, что

$$\begin{aligned} A = & T_+^3 \mp j T_-^3, \quad C = T_+ T_-, \\ \mathbf{q} = & (T_+ \mp j T_-) (\mathbf{b}_3 + \mathbf{b}_1) + (T_+ \pm j T_-) \mathbf{b}_2, \quad (23) \end{aligned}$$

поэтому значения пропускания неполяризованного пучка в прямом и обратном направлениях равны соответственно

$$\begin{aligned} Q = & (|T_+|^2 + |T_-|^2)^3 \pm 2 \operatorname{Im}(T_-^3 T_+^{*3}) \pm \\ & \pm |T_+ T_-|^2 \operatorname{Im}(T_+ T_-^*). \quad (24) \end{aligned}$$

Эти результаты показывают, что некопланарная система из трех магнитных слоев может отчасти иметь одностороннее пропускание для неполяризованного пучка, если T_{\pm} являются комплексными величинами.

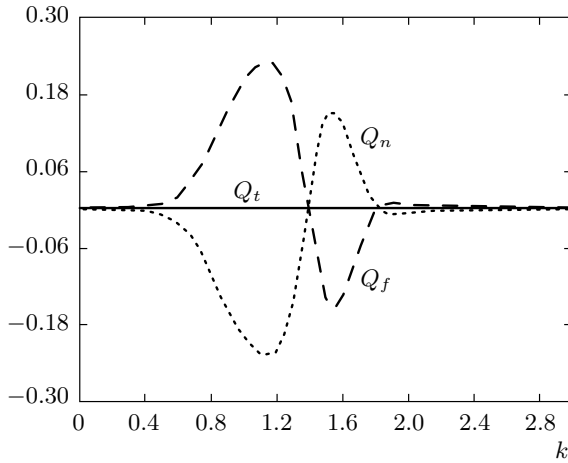


Рис. 1. Зависимость функций (25)–(27) от k при $u = 1, B = 0.8, d = 1.5, \mathbf{b}_{1,2,3} = \mathbf{e}_{x,y,z}$ и ось квантования спина выбрана вдоль оси z

Аналогичный анализ можно провести и для полных матриц пропускания (8) и (9). Однако аналитические выражения для полных матриц оказываются громоздкими, и поэтому эти выражения далее будут анализироваться численно.

Численные расчеты показывают, что при вещественном потенциале слоев u полные вероятности пропускания (коэффициенты пропускания) неполяризованного пучка справа налево и слева направо одинаковы. Это следует из рис. 1, на котором показаны зависимости от k разности $Qt(k)$ полных коэффициентов пропускания неполяризованного пучка слева направо и наоборот:

$$Qt(k) = \frac{1}{2} \sum_{in} [\langle i | \mathbf{T}_{123}^* | n \rangle \langle n | \mathbf{T}_{123} | i \rangle - \langle i | \mathbf{T}_{321}^* | n \rangle \langle n | \mathbf{T}_{321} | i \rangle], \quad (25)$$

аналогичной разности коэффициентов пропускания с переворотом:

$$Qf(k) = \frac{1}{2} \sum_{i \neq n} [\langle i | \mathbf{T}_{123}^* | n \rangle \langle n | \mathbf{T}_{123} | i \rangle - \langle i | \mathbf{T}_{321}^* | n \rangle \langle n | \mathbf{T}_{321} | i \rangle], \quad (26)$$

и без переворота спина:

$$Qn(k) = \frac{1}{2} \sum_{i=n} [\langle i | \mathbf{T}_{123}^* | n \rangle \langle n | \mathbf{T}_{123} | i \rangle - \langle i | \mathbf{T}_{321}^* | n \rangle \langle n | \mathbf{T}_{321} | i \rangle], \quad (27)$$

когда $u = 1, B = 0.8, d = 1.5, \mathbf{b}_{1,2,3} = \mathbf{e}_{x,y,z}$, т.е. направление полей в пленках совпадает с направлением координатных осей. Ось квантования спина

выбрана вдоль \mathbf{e}_z . Из рис. 1 следует, что хотя полное пропускание неполяризованного пучка в обоих направлениях одинаково при вещественном u , отдельные вероятности пропускания с переворотом и без переворота спина различаются.

Различие величины пропускания с переворотом и без переворота спина означает нарушение принципа детального равновесия и уменьшение равновесной энтропии нейтронного газа в присутствии некопланарного зеркала, как это имеет место и в случае просто неколлинеарной системы [7]. Чтобы пояснить эти слова, представим себе предельный случай, когда пропускание нейтронов слева направо происходит только без изменения поляризации, а справа налево — только с ее изменением. Пусть такое некопланарное зеркало перегораживает сосуд с идеально отражающими стенками, равномерно заполненный неполяризованными нейтронами. Тогда в фазовом пространстве нейтронов возникает цикл: нейтрон с поляризацией вверх проходит сквозь некопланарную систему слева направо без переворота спина, затем при очередном столкновении с зеркалом проходит сквозь зеркало с переворотом спина вниз, затем снова проходит слева направо без переворота спина, и, наконец, возвращается справа налево с переворотом спина вверх. Если бы вместо такого некопланарного зеркала было бы зеркало парамагнитное, то в фазовом пространстве тоже был бы такой цикл, но был бы и цикл противоположный. Поэтому число степеней свободы равновесного нейтронного газа с рассмотренным предельным некопланарным зеркалом меньше числа степеней свободы с парамагнитным. Соответственно максимальная энтропия в равновесном состоянии нейтронов с некопланарным зеркалом меньше максимальной энтропии с зеркалом парамагнитным (энтропию самого зеркала мы не учитываем). Пропускание реального (не предельного) компланарного зеркала не полностью одностороннее, поэтому обратный цикл в фазовом пространстве с некопланарным зеркалом тоже существует, но населенности этих циклов различны, и потому энтропия нейтронного газа в присутствии некопланарного зеркала меньше, чем в присутствии парамагнитного.

При учете мнимой части потенциала полное пропускание неполяризованного пучка в двух направлениях становится неодинаковым. Это показано на рис. 2, на котором приведены результаты расчета функций (25)–(27) при тех же параметрах, что и на рис. 1 за исключением u . Кривые рис. 2 вычислены при $u = 1 - 0.1j$, т.е. потенциал содержит довольно большую мнимую часть. Видна четко выраженная

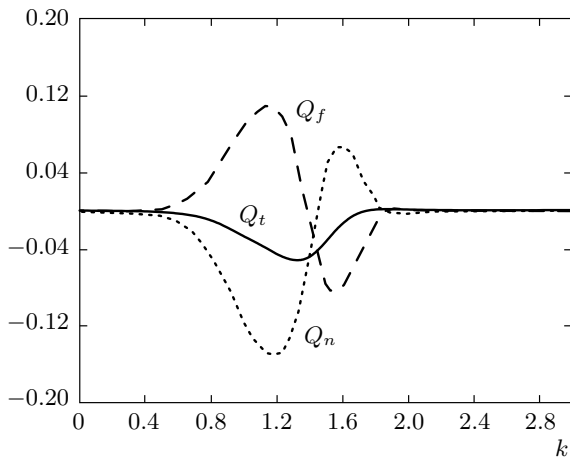


Рис. 2. Зависимость функций (25)–(27) от k при $u = 1 - 0.1j$ и всех других параметрах таких же, как на рис. 1

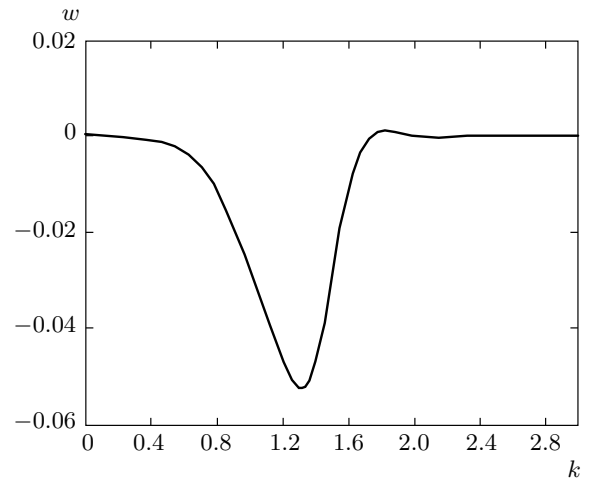


Рис. 3. Зависимость от k разности пропусканий слева направо при $\mathbf{b}_2 = \pm \mathbf{e}_y$ и всех других параметрах таких же, как на рис. 2

асимметрия пропускания неполяризованного пучка. Этот результат доказывает, что трехслойная некопланарная система частично может служить односторонним вентилем для нейтронов.

Интересно отметить, что при пропускании слева направо базисная тройка векторов является правой, в то время как при пропускании справа налево базисная тройка векторов представляется левой. Зависимость пропускания от ориентации базисной тройки векторов выглядит как нарушение пространственной четности. Можно возразить, что при пропускании справа налево первый слой имеет намагниченность по оси квантования, тогда как при обратном пропускании первый слой имеет намагниченность, перпендикулярную оси квантования. Это возражение однако снимается расчетом разности пропусканий $w(k)$ неполяризованного пучка нейтронов слева направо при намагниченности среднего слоя по и против оси y . Результаты расчета, представленные на рис. 3, четко показывают, что при учете мнимой части потенциалов пропускание зависит от ориентации тройки векторов $\mathbf{b}_{1,2,3}$.

Зависимость величины пропускания от ориентации тройки магнитных векторов не означает нарушение пространственной четности. Эта зависимость является результатом динамики, т. е. характера взаимодействия магнитного момента нейтрона μ с магнитным полем: $|\mu|(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B})$. Такой вид взаимодействия предопределяет направление прецессии спина нейтрона вокруг поля \mathbf{B} против часовой стрелки. Именно поэтому только радиочастотное поле, вращающееся против часовой стрелки, например в

спин-флиппере, может эффективно переворачивать спин нейтрона, тогда как поле, вращающееся по часовой стрелке, фактически на спин не действует. Естественно, что и различные направления поворотов поля в пространстве также должны различным образом влиять на пропускание нейтрона с переворотом и без переворота спина.

3. ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ ПРИ ПРОПУСКАНИИ ТРЕХСЛОЙНОГО ЗЕРКАЛА

Помимо полного пропускания неполяризованного пучка интересно рассмотреть также вопрос о поляризации, возникающей при пропускании неполяризованного пучка сквозь трехслойную некопланарную систему. Очевидно, что поляризация при таком пропускании возникает, но оказывается, что даже при вещественных потенциалах u она оказывается разной при правой и левой тройке некопланарных векторов. Это продемонстрировано на рис. 4, где показана возникающая поляризация при пропускании правой $PR(k)$, левой $PL(k)$, тройки некопланарных слоев и их разность $PD(k)$. Поляризация справа (правый слой намагничен по оси z) определяется как отношение разности вероятностей пропускания нейтронов поляризованных справа по и против оси z к их сумме:

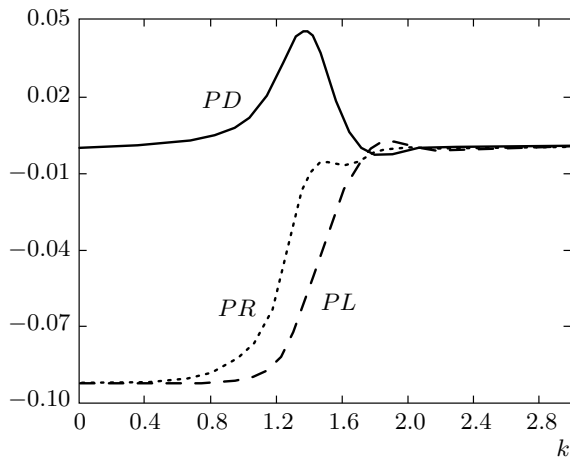


Рис. 4. Зависимость от k поляризации PR , возникающей справа при пропускании неполяризованного пучка через некомпланарную систему, намагниченную вдоль векторов правой базисной тройки e_x, e_y, e_z ; PL — левой базисной тройки $e_x, -e_y, e_z$; их разности PD . Расчет проводился при вещественном потенциале $u = 1$ и при всех тех же параметрах, что и на рис. 1

$$\begin{aligned}
 P(k) = & [|\langle u | \mathbf{T}_{123} | u \rangle|^2 - |\langle d | \mathbf{T}_{123} | u \rangle|^2 + \\
 & + |\langle u | \mathbf{T}_{123} | d \rangle|^2 - |\langle d | \mathbf{T}_{123} | d \rangle|^2] \times \\
 & \times [|\langle u | \mathbf{T}_{123} | u \rangle|^2 + |\langle d | \mathbf{T}_{123} | u \rangle|^2 + |\langle u | \mathbf{T}_{123} | d \rangle|^2 + \\
 & + |\langle d | \mathbf{T}_{123} | d \rangle|^2]^{-2}.
 \end{aligned}
 \tag{28}$$

Различие поляризаций при пропускании слева направо и наоборот, следующее из выражения (28), не означает, что если перегородить сосуд с неполяризованными нейтронами трехслойным некомпланарным зеркалом на две части, то нейтроны приобретут противоположную поляризацию по обе стороны от него. Чтобы выяснить, возникнет или не возникнет поляризация в таком сосуде, необходимо решить уравнение

$$\frac{d}{dt} N = MN,
 \tag{29}$$

где

$$\begin{aligned}
 N &= \begin{pmatrix} N_{lu} \\ N_{ld} \\ N_{ru} \\ N_{rd} \end{pmatrix}, \\
 M &= \begin{pmatrix} \overrightarrow{R}_{uu-1} & \overrightarrow{R}_{ud} & \overleftarrow{T}_{uu} & \overleftarrow{T}_{ud} \\ \overrightarrow{R}_{du} & \overrightarrow{R}_{dd-1} & \overleftarrow{T}_{du} & \overleftarrow{T}_{dd} \\ \overrightarrow{T}_{uu} & \overrightarrow{T}_{ud} & \overleftarrow{R}_{uu-1} & \overleftarrow{R}_{ud} \\ \overrightarrow{T}_{du} & \overrightarrow{T}_{dd} & \overleftarrow{R}_{du} & \overleftarrow{R}_{dd-1} \end{pmatrix},
 \end{aligned}
 \tag{30}$$

$N_{lu,d}$ обозначает число частиц слева с поляризацией вверх и вниз, $N_{ru,d}$ обозначает число аналогичных частиц справа, и введены обозначения $\overrightarrow{T}_{ij} = |\langle i | T_{123} | j \rangle|^2$, $\overleftarrow{T}_{ij} = |\langle i | T_{321} | j \rangle|^2$, $\overrightarrow{R}_{ij} = |\langle i | R_{123} | j \rangle|^2$, $\overleftarrow{R}_{ij} = |\langle i | R_{321} | j \rangle|^2$, при i и j равных u, d . Состояние поляризации справа и слева определяется стационарным решением $MN = 0$ при $dN/dt = 0$. Прямое вычисление показывает, что стационарным решением является $N_{lu} = N_{ld} = N_{ru} = N_{rd}$, т. е. никакой поляризации ни слева, ни справа не возникает. При учете мнимой части у потенциалов стационарного решения у уравнения (29) нет, степень поляризации в сосуде по обе стороны трехслойной системы становится различной, но мы ее здесь исследовать не будем.

4. РАСЧЕТЫ ДВУХСЛОЙНОЙ НЕКОМПЛАНАРНОЙ СТРУКТУРЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Некомпланарной может также служить неколлинеарная система двух пленок, помещенная во внешнее поле, если внешнее поле некомпланарно намагниченностям пленок. Поэтому рассмотрим помещенную во внешнее магнитное поле \mathbf{B}_0 систему из двух намагниченных слоев, различающихся, как и в предыдущем случае, только направлением индукций $\mathbf{B}_{1,2}$ (нумерация слева направо). Внешнее поле одинаково с обеих сторон, и три вектора $\mathbf{B}_{0,1,2}$ некомпланарны. Для расчета этой системы удобно представить себе, что слои отделены друг от друга и от внешнего поля бесконечно узкими вакуумными щелями, в которых поля нет. Тогда матричная амплитуда пропускания слева направо представляется в виде

$$\mathbf{T}_{0120} = \mathbf{T}_{120} [\mathbf{I} - \mathbf{r}_0 \mathbf{R}_{120}]^{-1} [\mathbf{I} - \mathbf{r}_0],
 \tag{31}$$

где $\mathbf{r}_0 \equiv \mathbf{r}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)$ — матрица амплитуд отражения на границе вакуум–внешнее поле со стороны вакуу-

ма. Она дается выражениями (6) и (7) при $u = 0$ и $\mathbf{B}_i = \mathbf{B}_0$.

Левый множитель в формуле (31):

$$\mathbf{T}_{120} = \mathbf{T}_{20}[\mathbf{I} - \mathbf{R}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1)\mathbf{R}_{20}]^{-1}\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1) \quad (32)$$

— матрица амплитуд пропускания двух слоев из вакуума в магнитное поле справа от них,

$$\mathbf{R}_{120} = \mathbf{R}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1) + \mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1) \times \\ \times \mathbf{R}_{20}[\mathbf{I} - \mathbf{R}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1)\mathbf{R}_{20}]^{-1}\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1) \quad (33)$$

— матрица амплитуд отражения от двух слоев и внешнего поля справа от них,

$$\mathbf{T}_{20} = [\mathbf{I} + \mathbf{r}_0(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)] \times \\ \times [\mathbf{I} - \mathbf{R}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2)\mathbf{r}_0(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)]^{-1}\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2) \quad (34)$$

— матрица амплитуд пропускания второго слоя из вакуума в магнитное поле справа от него,

$$\mathbf{R}_{20} = \mathbf{R}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2) + \mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2)\mathbf{r}_0(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0) \times \\ \times [\mathbf{I} - \mathbf{R}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2)\mathbf{r}_0(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)]^{-1}\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2) \quad (35)$$

— матрица амплитуд отражения от второго слоя и магнитного поля справа от него.

Аналогичным образом представляется матрица амплитуд пропускания в обратном направлении:

$$\mathbf{T}_{0210} = \mathbf{T}_{210}[\mathbf{I} - \mathbf{r}_0(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)\mathbf{R}_{210}]^{-1} \times \\ \times [\mathbf{I} - \mathbf{r}_0(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)], \quad (36)$$

где

$$\mathbf{T}_{210} = \mathbf{T}_{10}[\mathbf{I} - \mathbf{R}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2)\mathbf{R}_{10}]^{-1}\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2), \quad (37)$$

$$\mathbf{R}_{210} = \mathbf{R}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2) + \mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2) \times \\ \times \mathbf{R}_{10}[\mathbf{I} - \mathbf{R}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2)\mathbf{R}_{10}]^{-1}\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2), \quad (38)$$

$$\mathbf{T}_{10} = [\mathbf{I} + \mathbf{r}_0(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)] \times \\ \times [\mathbf{I} - \mathbf{R}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1)\mathbf{r}_0(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)]^{-1}\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1), \quad (39)$$

$$\mathbf{R}_{10} = \mathbf{R}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1) + \mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1)\mathbf{r}_0(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0) \times \\ \times [\mathbf{I} - \mathbf{R}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1)\mathbf{r}_0(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)]^{-1}\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1). \quad (40)$$

Без учета многократных переотражений в бесконечно узких щелях выражения (31) и (36) приводятся к виду

$$\mathbf{T}_{0120} = [\mathbf{I} + \mathbf{r}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)]\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2)\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1) \times \\ \times [\mathbf{I} - \mathbf{r}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)], \quad (41)$$

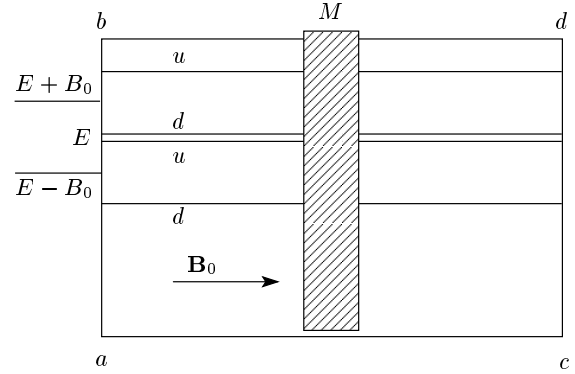


Рис. 5. Диаграмма кинетических энергий в вакууме (левее воображаемой линии ab и правее cd) и внутри поля B_0 . Неполаризованный пучок с кинетической энергией E внутри поля образуется из двух неполяризованных пучков с энергиями $E \pm B_0$ в вакууме. Двухслойное некопланарное зеркало внутри поля обозначено M

$$\mathbf{T}_{0210} = [\mathbf{I} + \mathbf{r}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)]\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_1)\mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_2) \times \\ \times [\mathbf{I} - \mathbf{r}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_0)]. \quad (42)$$

Эти два выражения различаются знаком слагаемого

$$jT_+T_-\{(1 - r_+^2 + r_-^2)(\boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{b}_2 \times \mathbf{b}_1]) + \\ + 2r_+r_-(\mathbf{b}_0 \cdot [\mathbf{b}_2 \times \mathbf{b}_1]) + 2jr_-(\boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{b}_0 \times [\mathbf{b}_2 \times \mathbf{b}_1]]) - \\ - 2r_-^2(\mathbf{b}_0 \cdot [\mathbf{b}_2 \times \mathbf{b}_1])(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}_0)\}, \quad (43)$$

где $\mathbf{b}_0 = \mathbf{B}_0/B_0$, $r_{\pm} = [r(B_0) \pm r(-B_0)]/2$ и

$$r(\pm B_0) = \frac{k - \sqrt{k^2 \mp B_0}}{k + \sqrt{k^2 \mp B_0}}.$$

Принимая во внимание формулу (43), можно ожидать, что и пропускание неполяризованного пучка нейтронов в двух противоположных направлениях, рассчитанное численно для полных матриц пропускания (31) и (36), тоже будет различным.

При расчете пропускания или отражения с переворотом и без переворота спина необходимо уточнить, при каких значениях импульса нейтрона рассматриваются эти процессы. В магнитном поле B_0 импульс нейтрона $k_{u,d}$, поляризованного по и против поля связан с полной энергией E и импульсом нейтрона $k_0 = \sqrt{2E/m}$ в вакууме соотношением $k_{u,d} = \sqrt{k_0^2 \mp B_0}$. Поэтому неполяризованный пучок с вакуумным импульсом k_0 внутри магнитного поля имеет одинаковое число нейтронов со спином вверх и вниз но с различной кинетической энергией. Если же мы захотим рассмотреть неполяризованный пучок с заданным импульсом k в магнитном поле, то

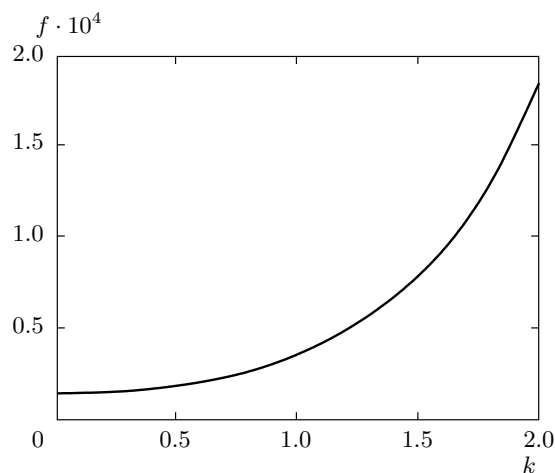


Рис. 6. Зависимость от k (импульс в вакууме) разности пропусканий неколлинеарного двухслойного зеркала в магнитном поле $B_0 = 4$ при потенциале $u = 1 - 0.1i$. Магнитное поле внутри зеркала имеет нормальную компоненту $B_{\perp} = B_0$ и компоненту в плоскости слоев, равную $B_1 = 1$

нейтроны, поляризованные по и против поля, имеют, как показано на рис. 5, различную полную энергию $E_{u,d} = k^2 \pm B_0$. При этом, если пропускание или отражение происходит с переворотом спина, то меняется и кинетическая энергия нейтрона в магнитном поле. Переворот $u \rightarrow d$ сопровождается изменением импульса $k \rightarrow \sqrt{k^2 + 2B_0}$, а обратный переход — изменением $k \rightarrow \sqrt{k^2 - 2B_0}$. Отсюда следует: чтобы найти пропускание неполяризованного пучка при кинетической энергии E в поле, нужно рассмотреть пропускание неполяризованных пучков при двух разных вакуумных энергиях. Поэтому вполне достаточно исследовать зависимость от энергии пропускания одного неполяризованного пучка при заданной вакуумной энергии.

Прямые расчеты приводят к результату такому же, как и для трехслойной некопланарной системы. Полные пропускания неполяризованного пучка слева направо и наоборот различаются только при учете мнимой части u оптического потенциала u .

Двухслойная система в поле отличается от трехслойной системы в вакууме только в одном отношении. Если полная энергия нейтрона меньше B_0 , то нейтрон в поле оказывается полностью поляризован антипараллельно полю B_0 , и процессы с переворотом спина оказываются запрещенными. В этом случае отражение и пропускание происходит только без переворота спина. Прямые расчеты показывают, что если пренебречь мнимыми частями потенциалов, то

значения пропускания без переворота поляризации одинаковы в обоих направлениях. Если же мнимые части учесть, то, как показано на рис. 6, величины пропускания поляризованных нейтронов в двух направлениях без переворота спина оказываются различными.

Различие пропусканий в двух направлениях означает, что в сосуде, помещенном в магнитное поле и перегородженном неколлинеарной двухслойной системой, становятся различными плотности нейтронов по обе стороны от зеркала. Однако из-за потерь в двухслойном зеркале состояние нейтронов в сосуде становится нестационарным, а вопрос о том, как меняется разность плотностей со временем, мы исследовать здесь не будем.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена трехслойная некопланарная магнитная структура в нулевом внешнем поле, а также двухслойная неколлинеарная система, помещенная во внешнее магнитное поле, некопланарное внутренним полям слоев. Показано, что пропускание нейтронов некопланарными магнитными структурами в двух противоположных направлениях различно. Различаются значения пропускания с переворотом спина и без, а также полное пропускание неполяризованного пучка. Разность величины полного пропускания оказывается пропорциональной мнимой части оптического потенциала.

Отмечено, что пропускание системы зависит от того, правую или левую тройку образуют магнитные вектора на пути нейтрона, т. е. правое и левое вращение магнитного поля для нейтрона неэквивалентны. Неэквивалентность объясняется тем, что направление прецессии спина нейтрона в магнитном поле происходит только в одном направлении, а именно — против часовой стрелки.

Различие пропусканий с переворотом и без переворота спина приводит к нарушению принципа детального равновесия и к уменьшению максимальной равновесной энтропии нейтронного газа в присутствии некопланарных структур.

В магнитном поле B_0 в присутствии неколлинеарной двухслойной магнитной системы при низких энергиях $k^2 < B_0$ нейтроны полностью поляризованы против поля и процессы с переворотом спина подавлены. В этом случае пропускание поляризованных нейтронов неколлинеарной системой в двух противоположных направлениях различно и различие пропорционально мнимой части оптического

ского потенциала магнитных слоев. Заметим, что пропускание нейтронов немагнитными пленками одинаково в обоих направлениях при любых комплексных оптических потенциалах [11].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-00467а). Один из авторов (В. К. И.) также благодарен за поддержку Ю. Н. Копачу, П. Седышеву и В. Н. Швецову.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Loss, P. Goldbart, and A. V. Balatsky, Phys. Rev. Lett. **65**, 1655 (1990).
2. G. Tataru and H. Kohno, Phys. Rev. B **67**, 113316 (2003).
3. Ya. Aharonov and A. Stern, Phys. Rev. Lett. **69**, 3593 (1992).
4. P. Bruno et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 096806-1 (2004).
5. A. A. Fraerman and O. G. Udalov, Phys. Rev. B **77**, 094401 (2008).
6. А. А. Фраерман, О. Г. Удалов, Письма в ЖЭТФ **87**, 187 (2008).
7. V. K. Ignatovich and Yu. V. Nikitenko, Zh. Эксп. Теор. Физ. **137**, вып. 3 (2010).
8. Д. А. Татарский, А. А. Фраерман, Труды XIII Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 16–20 марта (2009).
9. В. Л. Аксенов, Ю. В. Никитенко, А. А. Осипов, Кристаллография **52**, 932 (2007).
10. В. Л. Аксенов, В. К. Игнатович, Ю. В. Никитенко, Кристаллография **51**, 23 (2006).
11. В. К. Игнатович, *Нейтронная оптика*, Наука, Москва (2006).