

P3-2012-114

М. И. Цулаиа

ЯДЕРНАЯ ПРЕЦЕССИЯ НЕЙТРОНОВ —
ЯДЕРНЫЙ ПСЕВДОМАГНЕТИЗМ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

Цулаиа М. И.

P3-2012-114

Ядерная прецессия нейтронов — ядерный псевдомагнетизм

Дан полный обзор сегодняшнего состояния ядерной прецессии нейтронов (ядерного псевдомагнетизма) — от истории его предсказания и теоретического описания до современного состояния этой области нейтронной физики. Рассматривается разный подход к описанию этого явления. Приводятся имеющиеся экспериментальные результаты, а также указываются эффекты, которые ждут экспериментального исследования.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2012.

Tsulaia M. I.

P3-2012-114

Neutron Nuclear Precession — Nuclear Pseudo-Magnetism

This paper contains a complete description of the present state of the neutron nuclear precession, also known as nuclear pseudo-magnetism, from the history of its prediction and theoretical description to the present state of this area of neutron physics. We present different approaches for describing this phenomenon and also the existing experimental results. Finally, we describe other physics effects, which need to be observed experimentally in the future.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2012

ВВЕДЕНИЕ

Предсказанное В. Г. Барышевским и М. И. Подгорецким явление ядерной прецессии нейтронов [1] привело к возникновению новой области исследований — ядерной оптики поляризованных сред. Авторами [1] теоретически было установлено неизвестное ранее явление ядерной прецессии нейтронов, заключающееся в том, что при прохождении медленных поляризованных нейтронов через вещество с поляризованными ядрами возникает прецессия спинов нейтронов вокруг направления поляризации ядер вещества. Это обусловлено тем, что из-за ядерного взаимодействия нейтрона и ядра спиновое состояние прошедшего поляризованного пучка нейтронов изменяется на несколько порядков сильнее, чем спиновое состояние рассеянных нейтронов.

В работе [1] авторами также излагается теория трех эффектов ядерной прецессии нейтронов, это

- псевдомагнитный резонанс нейтронов — по терминологии авторов [1] парамагнитный резонанс второго рода;
- поворот вектора поляризации нейтронного пучка при прохождении через поляризованную ядерную мишень;
- сдвиг резонанса, вызванного эффективным (псевдомагнитным) полем, названного авторами [1] парамагнитным резонансом нейтронов первого рода.

Два из них — псевдомагнитный резонанс нейтронов и поворот вектора поляризации нейтронов — были экспериментально подтверждены группой Абрагама (А. Abragam, Сакле, Франция) [2, 3] и Форте (М. Forte, Испра, Италия) [4].

Эффект парамагнитного резонанса первого рода ждет своего экспериментального подтверждения и изучения.

Не исследована также зависимость ядерной прецессии нейтронов от энергии нейтронов — все эксперименты проводились только для одной длины волны нейтронов $\lambda = 4,117\text{Å}$.

Эксперименты по парамагнитному резонансу первого рода, а также по зависимости ядерной прецессии нейтронов от энергии нейтронов, запланированы для проведения в ОИЯИ на реакторе ИБР-2 ЛНФ им. И. М. Франка на установке «Колхида» [5].

1. ПРЕЦЕССИЯ СПИНА НЕЙТРОНОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ ЯДЕРНУЮ МИШЕНЬ

Исследуя прохождение медленных поляризованных нейтронов ($E_n = 0,025$ эВ) через поляризованную ядерную мишень В.Г.Барышевский и М.И.Подгорецкий [1] показали, что спины нейтронов прецессируют вокруг направления поляризации ядер с определенной частотой, не зависящей от скорости нейтронов. Это явление принято называть ядерной прецессией нейтронов [1], а также ядерным псевдомагнетизмом [2].

Для изложения сути явления рассмотрим прохождение медленных поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень. При этом будем рассматривать только изменение направления спинов нейтронов, выходящих из мишени без изменения направления импульса.

Для тепловых нейтронов, длина волны которых ($\lambda = 1,81 \text{ \AA} = 1,81 \cdot 10^{-8}$ см) на несколько порядков больше радиуса действия ядерных сил ($R \sim 10^{-12}$ см), существенно только изотропное s -рассеяние. В этом случае прохождение медленных нейтронов через вещество может быть описано как распространение плоской волны в однородной среде, характеризующейся определенным показателем преломления n , для которого справедливо соотношение

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi}{k^2} \sum_i N_i A_i(0), \quad (1)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновой вектор, а $A_i(0)$ — амплитуда упругого рассеяния вперед без переворачивания спина на ядре сорта i , N_i — число ядер сорта i в единице объема.

Так как область взаимодействия между нейтроном и ядром очень мала по сравнению с межуатомным расстоянием, энергию взаимодействия медленных нейтронов с ядрами можно записать в виде [6]

$$U(\mathbf{r}) = \frac{4\pi\hbar^2}{M} \left[\frac{I+1+2\mathbf{I}\mathbf{S}}{2I+1} f^+ + \frac{I-2\mathbf{I}\mathbf{S}}{2I+1} f^- \right] \delta(r) \quad (2)$$

где M — приведенная масса нейтрона и ядра, \mathbf{I} — спиновый оператор ядра, \mathbf{S} — спиновый оператор нейтрона, f^+ — амплитуда рассеяния с полным моментом нейтрона и ядра $I+1/2$, f^- — амплитуда рассеяния с полным моментом нейтрона и ядра $I-1/2$.

В формуле (2) в скобках стоит суммарная амплитуда рассеяния:

$$A(0) = \left[\frac{I+1+2\mathbf{I}\mathbf{S}}{2I+1} f^+ + \frac{I-2\mathbf{I}\mathbf{S}}{2I+1} f^- \right].$$

Легко видеть, что

- рассеяние вперед волны с поляризацией по направлению поляризации ядер мишени $A_1(0) = f^+$;
- рассеяние вперед без переворачивания спина с поляризацией, противоположной поляризации ядер мишени,

$$A_2(0) = \frac{1}{2I+1}f^+ + \frac{I+1}{2I+1}f^-.$$

Так как $A_1(0) \neq A_2(0)$ при прохождении нейтрона через мишень в двух спиновых состояниях составного ядра $I+1/2$ и $I-1/2$, будем иметь различные показатели преломления n_1 и n_2 :

$$n_1 = \sqrt{1 + \frac{4\pi N}{k^2}f^+}, \quad (3)$$

$$n_2 = \sqrt{1 + \frac{4\pi N}{k^2} \left(\frac{1}{2I+1}f^+ + \frac{2I}{2I+1}f^- \right)}. \quad (4)$$

Разлагая (3) и (4) в ряд и ограничиваясь первым приближением, получим

$$n_1 = 1 + \frac{2\pi N}{k^2}f^+,$$

$$n_2 = 1 + \frac{2\pi N}{k^2} \left(\frac{1}{2I+1}f^+ + \frac{2I}{2I+1}f^- \right),$$

и стало быть

$$\Delta n = \frac{4\pi N}{k^2} \frac{I}{2I+1} (f^+ - f^-). \quad (5)$$

Для определенности рассмотрим случай, когда направление импульса нейтронов совпадает с направлением поляризации ядер мишени. Так как речь идет об s -рассеянии, полученные ниже результаты не зависят от взаимной ориентации импульса нейтрона и направления поляризации ядер. Выберем направление поляризации ядер в качестве оси квантования. Тогда произвольное состояние поляризованного нейтрона можно представить в виде суперпозиции двух состояний с противоположными поляризациями и волновая функция нейтрона в вакууме запишется так:

$$\psi = \alpha_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \alpha_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

где α_1 и α_2 — собственные функции оператора Паули σ_z .

Волновая функция нейтрона в мишени изменяется с глубиной таким образом:

$$\begin{aligned}\psi(z) &= \alpha_1(z) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \alpha_2(z) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \alpha_1(0) e^{ikn_1 z} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \alpha_2 e^{ikn_2 z} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \\ &= e^{ikn_1 z} \left\{ \alpha_1(0) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \alpha_2(0) e^{ik\Delta n z} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\}, \quad (6)\end{aligned}$$

где $\Delta n = n_2 - n_1$, а z — глубина проникновения нейтронной волны в мишень.

Из выражения (6) следует, что по мере прохождения нейтронов в глубь мишени на величину z направление поляризации нейтронов поворачивается на угол

$$\varphi = k\Delta n z.$$

Если скорость нейтронов — v , время прохождения через мишень — t , тогда угловая скорость или частота вращения

$$\omega = k\Delta n v = kv \frac{4\pi N}{k^2} \frac{I}{2I+1} (f^+ - f^-).$$

Так как $k = \frac{m_n v}{\hbar}$,

$$\omega = \frac{4\pi N \hbar}{m_n} \frac{I}{2I+1} (f^+ - f^-), \quad (7)$$

где m_n — масса нейтрона.

Очевидно, что вращение обусловлено разностью f^+ и f^- , и в случае $f^+ = f^-$ никакого вращения спина нейтрона за счет ядерных сил не было бы. Оно не имеет места и при $I = 0$.

При неполной поляризации ядер частота вращения $\omega^* = \omega P$, где P — степень поляризации ядер.

Из (7) очевидно, что ω не зависит от скорости нейтронов и является постоянной характеристикой для данного вещества. Но такое суждение справедливо только для нейтронов малых энергий, а при увеличении скорости нейтрона ω начинает зависеть от энергии из-за зависимости амплитуды рассеяния от энергии.

Таким образом, в работе [1] было сделано научное открытие — явление ядерной прецессии нейтронов, заключающееся в том, что при прохождении нейтронов через вещество с поляризованными ядрами возникает прецессия спинов нейтронов вокруг направления поляризации вещества, обусловленная ядерным взаимодействием нейтронов с ядрами.

Ядерное поле, вызывающее прецессию спина нейтронов, принято называть эффективным магнитным полем [1], а также псевдомагнитным полем [2].

Оно определяется из соотношения

$$H_{\text{ef}} = \frac{\omega}{\gamma_n} = \frac{\hbar\omega}{2\mu_n},$$

где γ_n — гиромагнитное отношение для нейтрона, μ_n — магнитный момент нейтрона.

В отличие от истинного магнитного поля эффективное поле не может изменить траекторию движения электрической заряженной частицы, оно действует не на электрические заряды и не на магнитные моменты частиц, а непосредственно на их спиновые моменты. Для полностью поляризованной протонной мишени $H_{\text{ef}} = 2,64$ Тл. Длина, на которой произойдет полный поворот спина теплового нейтрона при его прохождении полностью поляризованной протонной мишени $L = 2,87 \cdot 10^{-3}$ см.

Рассмотрим влияние поглощения. Так как исследуется проходящая когерентная волна, то все процессы, выводящие нейтрон из этой волны нужно рассматривать как поглощение. Для холодных нейтронов основной вклад в поглощение дают рассеяние с переворачиванием спина и ядерное поглощение [7]. При этом сечение первого процесса для волны, поляризованной по направлению поляризации ядер мишени, равно нулю, а для волны с противоположной поляризацией

$$\sigma_{flip} = \frac{8\pi j}{(2j+1)^2} (f^+ - f^-)^2.$$

Средний свободный пробег рассеяния с переворотом спина

$$l = \frac{1}{N\sigma_{flip}} = \frac{(2j+1)^2}{8\pi Nj (f^+ - f^-)^2}.$$

Расстояние L , на котором спин нейтрона делает полный оборот,

$$L = \frac{(2j+1)k}{2Nj(f^+ - f^-)},$$

и отношение

$$\frac{L}{l} = \frac{4\pi}{2j+1} k (f^+ - f^-)$$

падает с уменьшением волнового вектора k . Для нейтронов энергии $\sim 10^{-3}$ эВ в протонной мишени $L/l \sim 5,2 \cdot 10^{-4}$.

Учет ядерного поглощения незначительно влияет на величину отношения L/l . Для тепловых нейтронов появляются дополнительные потери, связанные с рассеянием на тепловых колебаниях решетки и с брегговскими отражениями, однако заключение о малой величине L/l остается в силе.

Изменение волновой функции с глубиной прохождения в мишени при учете поглощения принимает вид

$$\psi(z) = \alpha_1(0) e^{iknz_1} e^{-\chi_1 z} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \alpha_2(0) e^{iknz_2} e^{-\chi_2 z} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

где χ_1 и χ_2 — коэффициенты поглощения обеих волн. Рассматривая проекцию поляризации нейтрона на оси X увидим, что вероятности поляризации по и против оси X P_+ и P_- изменяются с z по закону

$$P_+ = \frac{1}{2} \left\{ |\alpha_1(0)|^2 e^{-2\chi_1 z} + |\alpha_2(0)|^2 e^{-2\chi_2 z} + 2 |\alpha_1(0)| |\alpha_2(0)| e^{-(\chi_1 + \chi_2)z} \cos(k\Delta n z + \delta) \right\},$$

$$P_- = \frac{1}{2} \left\{ |\alpha_1(0)|^2 e^{-2\chi_1 z} + |\alpha_2(0)|^2 e^{-2\chi_2 z} - 2 |\alpha_1(0)| |\alpha_2(0)| e^{-(\chi_1 + \chi_2)z} \cos(k\Delta n z + \delta) \right\},$$

где δ — разность начальных фаз состояния с поляризацией по и против оси z . Поэтому если при $z = 0$ нейтроны поляризованы по x , т. е. $\alpha_1(0) = \alpha_2(0) = 2^{-1/2}$, то с ростом z появляется поляризация против x и дальнейшее изменение поляризации имеет характер «биений». По мере прохождения через поляризованную мишень одна из компонент затухает сильнее, и в результате пучок оказывается поляризованным по или против оси z . Если на мишень падает пучок, поляризованный вдоль или против z , то «биения» не возникнут и будет только затухание.

Абрагам и сотрудники [2], используя формальную аналогию между магнитным рассеянием нейтрона точечным магнитным моментом и зависящим от спина ядерным рассеянием нейтрона на ядре со спином I , получили для частоты прецессии спинов нейтронов ω выражение, полностью совпадающее с (7). Следует отметить, что подход Абрагама по существу совпадает с [1], отличаясь от последнего только терминологией. Однако аналогия неполная, так как рассматриваемое им магнитное рассеяние не является s -рассеянием. Примечательно, что эта аналогия фактически использовалась и в работе [1].

Абрагам и сотрудники рассмотрели частный случай, когда магнитный момент нейтрона μ_n рассеивается на точечном магнитном моменте μ и μ_n перпендикулярен плоскости рассеяния. В этом случае амплитуда магнитного рассеяния

$$A_m = -\frac{2m_n}{\hbar^2} \mu_n \mu, \quad (8)$$

где

$$\mu_n = \gamma_n \hbar s_n = g_n \frac{e\hbar}{cm_n} s_n; \quad (9)$$

здесь γ_n — гиромагнитное отношение для нейтрона; s_n — спин нейтрона; g_n — значение μ_n , выраженное в ядерных магнетонах.

Если рассеивающий магнитный момент равен магнитному моменту свободного электрона, равному магнетону Бора β :

$$\mu = -2\beta s_e = -\frac{e\hbar}{m_e c} s_e, \quad (10)$$

то с учетом (9) и (10) выражение (8) может быть переписано как связь между спинами и рассеивателем:

$$A_m = a_m s_n s_e, \quad (11)$$

где $a_m = \frac{2g_n e^2}{m_e c^2} = 1,08 \cdot 10^{-12}$ см.

Стало быть, амплитуда рассеяния $A_m \cong 10^{-12}$ см.

Однако существует другой и намного более сильный механизм рассеяния нейтронов — это ядерное рассеяние. Для медленных нейтронов (s -нейтронов) амплитуда ядерного рассеяния на ядре со спином I :

$$A_n = a_0 + a_n s_n I, \quad (12)$$

где a_0 — не зависящая от спина часть амплитуды рассеяния, а

$$a_n = (f^+ - f^-)/(I + 1/2).$$

Выражения (8) и (11) показывают, что амплитуда магнитного рассеяния нейтрона на точечном магнитном моменте A_m может быть записана в виде связи между спинами (11). Если это так, то по аналогии можно поставить обратную задачу и спинзависящую часть выражения (12) преобразовать в форму магнитного взаимодействия путем приписывания ядру псевдомагнитного момента μ^* . Псевдомагнитный момент μ^* является гипотетическим магнитным моментом, который рассеял бы нейтрон с такой амплитудой, с какой рассеялась бы часть ядерного рассеяния, зависящего от спина:

$$\frac{\mu^*}{\beta} = \frac{I a_n}{a_m/2} = 2I \frac{a_n 10^{12}}{1/08} = 1,85 a'_n I,$$

где a'_n — измеренная a_n в единицах 10^{-12} см.

Известно, что для протона $a' = 5,8$, и соответственно $\mu_p^* = 5,4\beta$.

Сравнение μ_p^* протона с истинным магнитным моментом μ_p дает, что $\mu_p^* = 3600\mu_p$.

Используя аналогию между ядерным и магнитным рассеянием, Абрагам и сотрудники все результаты, относящиеся к движению нейтронов в магнитном поле, переложили для движения нейтронов через поляризованную ядерную мишень.

Среднее значение магнитного поля внутри магнитного образца есть индукция

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M},$$

где \mathbf{M} — намагниченность. Нейтрон, проходя через такую среду, испытывает действие такого среднего поля, и его ларморовская прецессия будет $\omega_L = \gamma_n B$. Рассмотрев поляризованную ядерную мишень как псевдомагнитную среду, припишем ей псевдонамагниченность

$$M^* = N\mu^*P,$$

где N — плотность ядер и P — их поляризация. Нейтрон, проходя через такую среду, будет испытывать действие ядерного псевдомагнитного поля

$$H^* = 4\pi M^* = 4\pi N\mu^*P$$

и будет прецессировать вокруг этого поля с частотой

$$\omega = \gamma_n H^* = 4\pi\gamma_n N\mu^*P.$$

Подставляя соответствующие значения, получим

$$\omega = \frac{4\pi N\hbar}{m_n} \frac{I}{2I+1} (f^+ - f^-) P,$$

что аналогично уравнению (7).

2. ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС НЕЙТРОНОВ ПЕРВОГО РОДА

Рассмотрим парамагнитный резонанс нейтронов, проходящих через поляризованную ядерную мишень.

При прохождении пучка тепловых нейтронов через среду его волновая функция размазана по области и охватывает большое число ядер, одновременно участвующих во взаимодействии с нейтронами, вследствие чего энергия взаимодействия нейтрона с ядром должна быть усреднена по этой области. Поэтому псевдомагнитный потенциал следует записать в виде

$$U(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{M} \sum_{i=0}^N A_i(0)\delta(\mathbf{r}),$$

где

$$A_i(0) = \frac{(I+1)f^+ + If^-}{2I+1} + \frac{2\mathbf{IS}}{2I+1} (f^+ - f^-). \quad (13)$$

Первый член правой части уравнения (11) не зависит от ориентации спинов нейтрона и ядра и выражает когерентное рассеяние

$$A_{\text{coh}} = \frac{(I+1)f^+ + If^-}{2I+1},$$

и (13) переписывается так:

$$A_i(0) = A_{\text{coh}} + \frac{2\mathbf{IS}}{2I+1} (f^+ - f^-).$$

Средняя энергия нейтрона \bar{U} в однородной среде не зависит от его положения и

$$\bar{U} = 2\pi \frac{\hbar^2}{m_n} N A_i(0) = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} \left[A_{\text{coh}} + \frac{2\mathbf{IS}}{2I+1} (f^+ - f^-) \right].$$

Так как полную энергию нейтронов при их движении в поляризованной мишени можно считать постоянной, изменение ориентации их спинов сопровождается изменением как потенциальной, так и кинетической энергии. Поэтому импульс нейтрона в мишени зависит от ориентации его спина.

Следовательно, для рассматриваемого выше случая потенциальная энергия нейтрона в поляризованной мишени принимает вид

$$\bar{U}_{\pm} = 2\pi \frac{\hbar^2}{m_n} N A_{\text{coh}} \pm \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} N \frac{I}{2I+1} (f^+ - f^-),$$

и разность потенциальной энергии для нейтронов со спинами по и против поляризации ядер

$$\Delta U = U_+ - U_- = \frac{4\pi\hbar^2 N}{m_n} \frac{I}{2I+1} (f^+ - f^-). \quad (14)$$

Из (7) и (12) очевидно, что $\Delta U = \hbar\omega$. Это наводит на мысль квантовую систему нейтрон–среда рассматривать как двухуровневую систему (рис. 1), разность энергии между уровнями которой задана и определяется выражением (14). Частоту прецессии в этом случае можно формально рассматривать как частоту «перехода» между этими уровнями. Уровни энергии \bar{U}_{\pm} обусловлены действиями на нейтрон всех ядер поляризованной мишени. Поэтому если в поляризованной мишени создать переменное магнитное поле, вращающееся вокруг направления поляризации мишени, то по аналогии с обычным парамагнитным резонансом возникнут переходы между этими уровнями при частоте вращающегося поля, равной ω . Если по направлению поляризации ядер приложим постоянное магнитное поле H , то оно алгебраически сложится с ядерным полем H_{ef} и разность между уровнями будет $\Delta E = 2\mu_n (H + H_{\text{ef}})$.

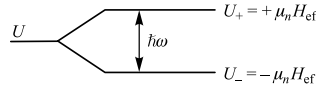


Рис. 1. Энергетические уровни нейтрона в эффективном поле ядерной мишени

В этих условиях резонансная частота вращающегося поля будет

$$\omega_{rez} = \frac{2\mu_n (H + H_{ef})}{\hbar}.$$

Прохождение нейтронов через мишень обуславливает не только затухание пучка нейтронов, но и существование ширины резонансных линии [1, 8].

В работе [1] было показано, что вращающееся ядерное поле мишени действует на нейтроны, летящие в постоянном магнитном поле, подобно вращающемуся магнитному полю — при частоте вращения ядерного поля, равной величине расщепления уровней в суммарном ядерном и магнитном поле, наступает резонансная переориентация спина нейтрона.

Оценим влияние взаимодействия нейтронов с ядрами на ширину парамагнитного резонанса в нейтронном пучке. Для тепловых нейтронов ($v = 2,2 \cdot 10^5$ см/с), проходящих через водородную мишень толщиной 0,5 см, время нахождения в мишени

$$\Delta\tau = \frac{1}{v} = 0,2310^{-5} \text{ с.}$$

Для ширины резонансной линии соотношение неопределенности Гейзенберга дает

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta\tau} = 4,510^{-21} \text{ эрг.}$$

В эффективном магнитном поле $H_{ef} = 10^4$ Гс разность энергетических уровней для нейтрона $\Delta U = 2\mu_n H_{ef} = 1,91 \cdot 10^{-19}$ эрг.

Стало быть, в рассматриваемых условиях ширина уровней примерно на два порядка меньше расстояния между ними.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНОЙ ПРЕЦЕССИИ НЕЙТРОНОВ

3.1. Псевдомагнитный резонанс. Известно, что для наблюдения магнитного резонанса систему парамагнитных частиц, находящихся в магнитном поле H_0 , подвергают действию слабого переменного поля, частота которого ω близка к ларморовой частоте прецессии спинов $\omega_0 = \gamma H_0$. При приближении ω к ω_0 возникает поглощение энергии переменного поля, и при $\omega = \omega_0$ происходит опрокидывание спинов частиц.

Такого рода эксперимент может быть поставлен для пучка поляризованных нейтронов, проходящих через поляризованную ядерную мишень, находящуюся в переменном радиочастотном поле $2H_1 \cos \omega t$ с амплитудой H_1 и частотой ω . При выполнении условия $\omega = \omega_L$, где ω_L — ларморовская частота прецессии спина нейтронов, вызванная эффективным полем H_{ef} , будет наблюдаться резонансный переворот спинов нейтронов.

Такой прямой эксперимент не поставлен, так как на пути его реализации существуют серьезные трудности. При выполнении условия $\omega = \omega_L$ прямое наблюдение эффекта возможно, когда время пролета нейтрона через поляризованную мишень $t = 1/v$ достаточно велико, чтобы угол поворота спина нейтрона $\varphi = \gamma_n H_1 t$ был не очень мал. Так, например, при использовании в качестве мишени лантан-магниевого нитрата (ЛМН) толщиной 4 мм и при скорости нейтронов $v = 4 \cdot 10^5$ см/с время нахождения нейтрона в мишени $t = 10^{-6}$ с и при $H_1 = 50$ Гс эффективность переворота спина $k = \sin^2 \varphi \approx 0,7$. Но в гелиевый криостат, где поляризуется ядерная мишень при температуре ниже 1 К, вводить такие мощности невозможно. Проблема может быть решена уменьшением скорости нейтронов, допустим в 10 раз, и во столько же раз увеличением длины образца, что привело бы к возрастанию t и, соответственно φ в 100 раз. Но эти условия также почти невыполнимы. Эти трудности отпадают, если вместо радиочастотного поля использовать вращающееся псевдомагнитное поле. Такой эксперимент был предложен и проведен группой Абрагама [2], которая использовала метод усиления радиополя, хорошо известный в теории ядерного ферромагнитного резонанса [9]. Этим экспериментом была продемонстрирована физическая реальность ядерной прецессии нейтронов, а также глубокая аналогия эффективного магнитного поля с обычным магнитным полем.

Суть метода усиления радиополя заключается в следующем. Пусть направление постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 , в котором находится поляризованная мишень, составляет с направлением поляризации мишени угол θ (рис. 2). В этом случае вектор поляризации мишени \mathbf{P}_p , следовательно, и псевдомагнитное поле \mathbf{H}^* , обусловленное поляризацией протонов, начнут прецессировать вокруг направления \mathbf{H} с частотой $\omega_p = \gamma_p H_0$, где γ_p — гиромагнитное отношение протона. В этом случае в плоскости, перпендикулярной к направлению \mathbf{H}_0 , возникает переменное псевдомагнитное поле H_1^* , величина которого определяется соотношением

$$H_1^* = H^* \sin \theta,$$

а частота вращения — частотой прецессии протонов ω_p в поле H_0 . Очевидно, что при $\omega_p = \omega_n$ полем H_1^* будут индуцироваться переходы нейтронов между состояниями с различными поляризациями, что будет экспериментально на-

правления OZ . Если при этом $(\omega - \omega_p) \gg \gamma_p H_1$, что всегда осуществимо, то $\operatorname{tg} \theta = \frac{\gamma_p H_1}{\omega - \omega_p}$. В этом случае составляющая псевдомагнитного поля

$$H_1^* = H^* \sin \theta = H^* \theta = \frac{\gamma_p H^*}{\omega - \omega_p} H_1 = \eta H_1,$$

где величину $\eta = \frac{\gamma_p H^*}{\Delta}$ по аналогии, как принято в теории ядерного магнитного резонанса в ферромагнетиках, можно назвать коэффициентом усиления, прикладываемого к мишени радиочастотного поля H_1 .

Оценим величину поля H_1^* . Оно может во много раз превосходить H_1 . Например для лантан-магниевого нитрата при $P = 0,5$ и $\Delta \gamma_p = 100$ Э. Поле $H^* = \alpha P$, $\alpha = 4\pi N \mu^* = 25 \cdot 10^3$, $H^* = 12,5 \cdot 10^3$, $\eta = 125$ и $H_1^* = 125 H_1$. Стало быть, при $H_1 \approx 1$ Э поле H_1^* достаточно велико, чтобы успеть перевернуть спины нейтронов, пролетающих через мишень.

Ничто не мешает выбрать частоту поля ω равной частоте прецессии нейтрона в действующем на него поле $H_0 + H^*$, т. е. положить

$$\gamma_p H_0 + \Delta = \gamma_n (H^* + H_0).$$

И для оценки величины напряженности постоянного магнитного поля H_0 , необходимой для наблюдения псевдомагнитного резонанса и измерения напряженности псевдомагнитного поля H^* , получаем

$$H_0 = \frac{H^* - (\Delta/\gamma_p)}{(\gamma_p/\gamma_n) - 1} \approx \frac{H^*}{\gamma_p/\gamma_n}. \quad (15)$$

Так как $\gamma_p/\gamma_n \approx -3/2$, то $H_0 = -2/5 H^* = -(2/5) \alpha P = -10^4 P$.

Таким образом, для осуществления нейтронных переходов требуется отрицательная протонная поляризация, что легко осуществляется методом динамической поляризации [10,11]. Также требуется, чтобы α был достаточно велик.

Для получения высокой поляризации протонов был использован кристалл лантан-магниевого нитрата $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$ с парамагнитной примесью Nd^{3+} . Образец помещался в сильное постоянное магнитное поле H_c и подвергался воздействию СВЧ-поля, частота которого близка ларморовской частоте $\omega_s = \gamma_s H_c$ электронов парамагнитной примеси. Так как чем выше частота СВЧ, тем выше предельная динамическая поляризация ядер (ДПЯ), и нельзя совместить поле H_c , при котором возникает большая поляризация протонов, с полем, определяемым формулой (15).

По этой причине эксперимент проводился в два этапа. На первом этапе протоны поляризовались в сильном магнитном поле H_c и приобретали отрицательную поляризацию P . Затем поле уменьшали до H'_0 , немного

меньше $\frac{2}{5}H^*$, и прикладывали радиочастотное поле частоты $\omega = \gamma_p H'_0 + \Delta$, где $|\Delta| \ll \gamma_p H'_0$. В присутствии РЧ-поля ядерная поляризация уменьшалась с некоторой постоянной времени τ и проходила через резонансное значение

$$P_{\text{рез}} = -\frac{5}{2\chi}H'_0 = -10^{-4}H'_0 \quad (H^* = \chi P).$$

При $\omega \approx \omega_p$ возникают условия для резонансного переворота спина нейтронов. Через некоторое время ядерная поляризация исчезает.

Известно, что сечение рассеяния нейтронов на протонах зависит от взаимной ориентации спинов протонов и нейтронов. Оно минимальное, когда их спины параллельные. Отсюда следует, что интенсивность прошедшего пучка нейтронов, когда спины нейтронов и протонов параллельные, N_p больше интенсивности N_a , когда спины противоположной поляризации. Это позволяет вести контроль за исчезновением ядерной поляризации со временем.

Эксперимент, в котором была продемонстрирована физическая реальность ядерной прецессии нейтронов, проводился по схеме рис. 3. Для поляризации и анализа поляризации нейтронов использовались монокристаллы Со-Fe. Пучок нейтронов отрицательной поляризации (поляризация $\sim 100\%$) после прохождения поляризованной ядерной мишени (поляризация ядер также отрицательная) проходил через анализатор А, который пропускал на детектор D нейтроны отрицательной поляризации, а отражал на детектор D'-нейтроны положительной поляризации. С началом переходного процесса приближения поля к величине немного меньше $2/5H^*$ включалось РЧ-поле частоты $\omega = \gamma_p H'_0 + \Delta$ и скорости счета $N(t)$ и $N'(t)$ детекторов D и D' становились функциями времени. Ядерная поляризация уменьшалась с постоянной времени τ от некоторого начального значения P_n к резонансному $P_{\text{рез}}$ и затем к нулю. Скорость счета $N'(t)$ детектора D' оставалась исчезающе малой до достижения поляризации значения $P_{\text{рез}}$. В этот момент она возрастала до некоторого максимального значения и затем спадала до нуля. Возрастание было обусловлено влиянием резонансных переходов, индуцированных переменным полем и сопровождаемых переворачиванием спинов нейтронов.

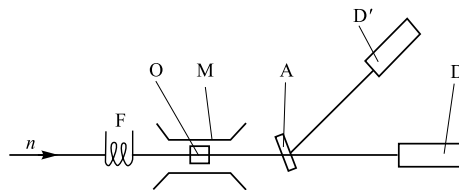


Рис. 3. Схема экспериментальной установки работы [2]. n — пучок поляризованных монохроматических нейтронов; F — флиппер; O — образец; M — магнит; A — анализатор; D, D' — детекторы нейтронов

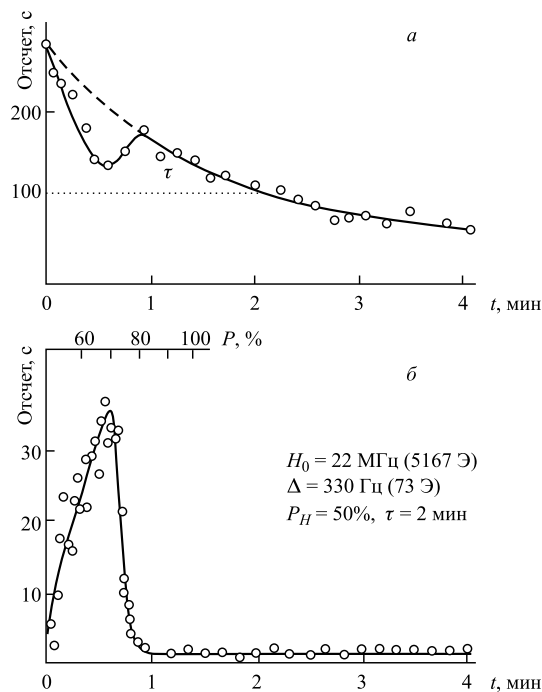


Рис. 4. *а*) Проявление сигнала псевдомагнитного резонанса на кривой отсчетов детектора D; *б*) сигнал псевдомагнитного резонанса на кривой отсчетов детектора D'

Таким образом, скорость счета $N(t)$ убывала с постоянной времени τ , и обнаруживался всплеск при $P = P_{\text{рез}}$. И наоборот — в момент нейтронного резонанса наблюдался провал счета $N'(t)$.

Экспериментальные результаты — провал счета (рис. 4, *а*) и пик счета (рис. 4, *б*) в зависимости от времени распада поляризации ядер — демонстрируют реальность ядерной рецессии нейтронов.

Как и ожидалось, эксперимент с положительной поляризацией ядер не обнаружил резонансного поведения кривых распада ядерной намагниченности.

Этим экспериментом была доказана реальность ядерной прецессии нейтронов — существование эффективного (псевдомагнитного) поля.

3.2. Прецессия спина нейтрона в эффективном (псевдомагнитном) поле.

Псевдомагнитный момент μ^* , связанный с зависящей от спина частью амплитуды рассеяния нейтрона на ядре, является тонким инструментом, с помощью которого нейтрон можно использовать в качестве зонда ядерного псевдомагнетизма. Это усугубляет интерес к знанию псевдомагнитных моментов различных ядер, что еще в недалеком прошлом было известно лишь для нескольких ядер, несмотря на известность для большинства ядер не зависящей

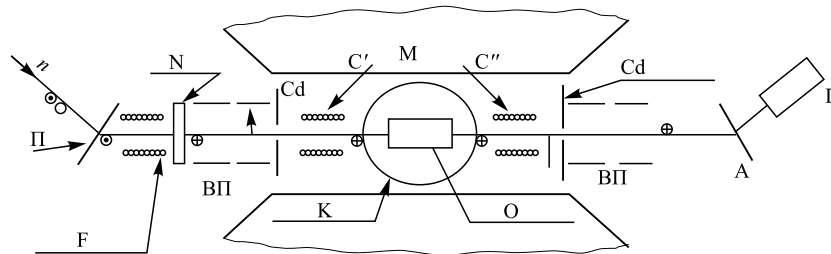


Рис. 5. Схема эксперимента по определению угла поворота спинов нейтронов [13,14]: n — пучок нейтронов; П — поляризатор; F — спин-флиппер; N — монитор; ВП — ведущие магнитные поля; Cd — кадмиевые диафрагмы; M — магнит; C' , C'' — радиочастотные катушки; A — анализатор; D — детектор; K — криостат; O — образец

от спина части амплитуды рассеяния нейтронов. Исследование ядерной прецессии нейтронов позволило приступить к систематическому определению μ^* для разных ядер.

Однако эксперимент по псевдомагнитному резонансу [2], который продемонстрировал физическую реальность ядерной прецессии нейтронов и позволил измерить тогда уже известное значение μ^* для протона, имеет ряд особенностей, затруднявших использование этого метода на ядре с меньшими значениями μ^* или меньшими поляризациями.

Для слабых ядерных полей фазовый угол прецессии $\varphi = \gamma_n H^* t$ мал, поэтому предпочтительно резонансный эксперимент [2] заменить прецессионным, где непосредственно измеряется фазовый угол φ .

Первый эксперимент по обнаружению угла поворота спина при прохождении нейтрона через поляризованную ядерную мишень был проведен М. Форте [4] в Испре (Италия). Этот эксперимент, как и эксперимент группы Абрагама [2], показал реальность ядерной прецессии нейтронов. Он технический труден и не применен для работы с ядрами, имеющими малые значения μ^* .

Эксперимент, который стал началом систематических измерений псевдомагнитных моментов для разных ядер, был выполнен группой Абрагама в Сакле [3,12] с применением двухкатушечного резонансного метода Рамзея [13].

Для большинства ядер достижимые степени поляризации и величины напряженностей соответствующих им псевдомагнитных полей существенно меньше, чем для протонов. В двухкатушечном резонансном методе, чувствительном к малым изменениям сильного постоянного магнитного поля, измеряется не ларморова частота, а угол прецессии φ вектора нейтронной поляризации P_n как функция ядерной поляризации мишени.

Схема эксперимента представлена на рис. 5.

Выходящий из реактора пучок нейтронов n падает на кристалл монохроматора — поляризатора П. После поляризатора пучок поляризованных мо-

нохроматических нейтронов, проходя спин-флиппер F и ведущие магнитные поля ВП, попадает в пространство между полюсами магнита М, создающего постоянное магнитное поле напряженности $H_0 = 25$ кЭ. В этом поле, направленном перпендикулярно к направлению движения нейтронов в пучке, расположены две радиочастотные катушки C' и C'' . Катушки длиной l , расположенные на расстоянии $L \gg l$, создают высокочастотные магнитные поля $2H_1' \cos \omega t$ и $2H_1'' \cos(\omega t + \varphi)$ соответственно, перпендикулярные постоянному магнитному полю H_0 .

Катушки, в которых создается радиочастотное поле резонансной частоты $\omega = \gamma_n H_0$, направленное вдоль пучка, запитаны от одного и того же генератора. Амплитуда H_1 компоненты РЧ-поля в первой катушке, вращающегося в сторону прецессии спинов нейтронов в поле H_0 , подбирается таким образом, чтобы после ее прохождения спины нейтронов, повернувшись на $\pi/2$, были ориентированы перпендикулярно к H_0 . По выходе из катушки C' , находясь только в поле H_0 , спины нейтронов, прецессируя около его направления с частотой $\gamma_n H_0$, спустя время L/v достигают второй катушки C'' . За время пролета в пространстве между катушками, к моменту вхождения второй катушки, вектор поляризации нейтронного пучка P_n повернется на угол $\varphi = \gamma_n H_0 L/v$. Так как РЧ-поле катушки C'' создается тем же генератором, что и РЧ-поле катушки C' , если поле H_0 достаточно однородное, а частота РЧ-поля точно резонансная, то соответствующая вращающаяся компонента поля в катушке C'' повернется на угол $\varphi_{rz} = \varphi$. В этом случае катушка C'' как бы подхватывает нейтроны без потери фаз там, где они оставили катушку C' . Со своей стороны, катушка C'' при ее прохождении нейтронами повернет их спины на $\pi/2$, и в результате после прохождения двух катушек спины нейтронов окажутся повернуты на π независимо от скорости нейтронов и расстояния L между катушками.

В пространстве между катушками помещается мишень с поляризованными ядрами толщиной d . Существующее в мишени псевдомагнитное поле H^* вносит в фазу поляризации пучка прецессирующих нейтронов дополнительный сдвиг фаз, поворачивая вектор поляризации на угол $\Delta\varphi = \gamma_n H^* d/v$. Поэтому составляющая поляризации в направлении поля H_0 , которая измеряется анализатором после прохождения нейтронами поля второй катушки, будет уменьшаться до $P_{\perp} = P \cos(\varphi_0 - \Delta\varphi)$.

Таким образом, определяя в эксперименте составляющую вектора нейтронной поляризации P_{\perp} для различных значений φ_0 , можно вычислить фазовый сдвиг $\Delta\varphi_0$, напряженность псевдомагнитного поля H^* или более удобную ядерную константу вещества μ^* по формуле

$$\Delta\varphi = 4\pi\gamma_n N \frac{d}{v} \mu^* P.$$

Если ядра мишени поляризуются методом «грубой силы», при $\mu H_0 \ll kT$ можно воспользоваться разложением Бриуллена [11], согласно которому ядерная поляризация

$$P = \frac{I+1}{3} \gamma_N \frac{\hbar H_0}{kT}, \quad (16)$$

где γ_N — гиромагнитное отношение ядер мишени. Тогда

$$\Delta\varphi = 4\pi \frac{\hbar\gamma_n}{kT} d \frac{H_0}{v} N \frac{I+1}{3} \gamma_n \frac{\mu^*}{T}.$$

Альтернативным методом является восстановление исходной поляризации нейтронов с помощью компенсации поляризации нейтронов за счет угла прецессии

$$\frac{\gamma_n \Delta H^* d}{v},$$

вызванной псевдомагнитным полем H^* . Компенсация осуществляется изменением величины постоянного магнитного поля H_0 на величину ΔH_0 , приводящую к дополнительному углу прецессии — $\gamma_n \Delta H_0 L/v$. Необходимо отметить, что этот метод не является вполне точным, так как изменение H_0 нарушает условие резонанса $\omega = \omega_0$. Однако, если поворот спина нейтронов в каждой катушке ϑ' и ϑ'' мало отличается от $\pi/2$ и если $|\Delta H_0| \ll H_1, H_2$, этот эффект может быть учтен [3] с помощью формулы

$$H^* = -\frac{\Delta H_0}{d} \left(L + \frac{4I}{\pi} \right),$$

где ограничивающие предположения $\vartheta', \vartheta'' \cong \pi/2$ необходимы для справедливости поправочного члена $4I/\pi$.

Привлекательность метода двух катушек состоит в том, что он не чувствителен к разбросу скорости нейтронов, и стало быть, и временам пролета нейтронами пространства между катушками. В этом легко убедиться, рассматривая движение нейтрона во вращающейся системе координат. При выполнении условия резонанса $\omega = |\gamma_n H_0|$ во вращающейся системе координат спины всех нейтронов независимо от их времен пролета видят одни и те же статистические поля H' и H'' . Важно отметить, что нет необходимости выполнения условий резонанса $\omega = |\gamma_n H_0|$ в каждой точке траектории нейтрона, достаточно выполнения менее строгого усредненного условия

$$\frac{\gamma_n}{L} \int H dl = 0,$$

что предъявляет требование, скорее, к стабильности, чем к однородности приложенного поля. Еще важным достоинством метода двух катушек является

то, что резонансные катушки C' и C'' находятся вне охлаждаемого образца и высокочастотные поля могут иметь большие значения без каких-либо проблем, связанных с охлаждением.

Результаты экспериментов для протонов [3] показаны на рис. 6 и 7. Измерения проводились на монокристалле ЛМН, легированной Pr ($\leq 1\%$), с целью получения очень короткого времени релаксации протона ($T_1 < 1$ мин). Рис. 6 дает зависимость угла φ от обратной температуры $1/T$ для разных значений температур (4,2; 1,57; 1,11 К). Рис. 7, *a* дает для того же образца зависимость $\Delta H^* 1/T$, а рис. 7, *b* ту же самую зависимость для поликристаллического ванадия. Экспериментальные результаты довольно хорошо совпадают с теоретической линией (сплошная линия).

Псевдомагнитный момент водорода существенно больше псевдомагнитных моментов других ядер, поэтому определение примеси водорода в исследуемых образцах является важным фактором. Группе из Сакле удалось обнаружить в охлажденном до $T = 50$ мК образце минимальную концентрацию водорода $N_{\min} \approx 8 \cdot 10^{17}$

Группой из Сакле для поляризации ядер были использованы как статический (метод «грубой силы»), так и метод ДПЯ. У каждого метода есть свои преимущества и недостатки.

Для получения ощутимой поляризации ядер, определяющих экспериментально углы прецессии, при использовании метода «грубой силы», согласно формуле (16) необходимы сильные магнитные поля (несколько десятков тесла) и сверхнизкие температуры (несколько десятков милликельвинов). Так как при таких температурах в металлических образцах времена релаксации T_1 чрезвычайно велики, статический метод был использован на металлах.

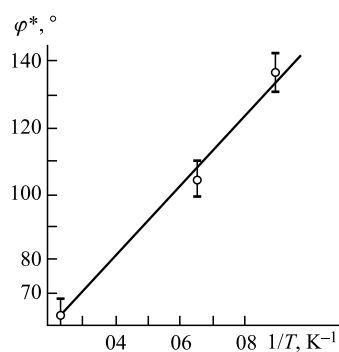


Рис. 6. Зависимость φ от обратной температуры [3]: сплошная линия — расчетная

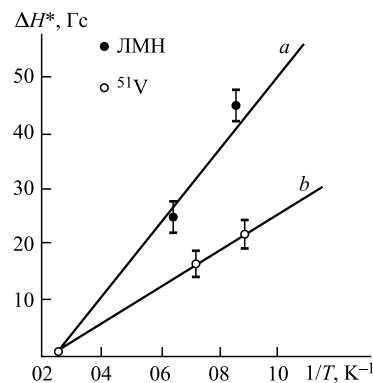


Рис. 7. Зависимость ΔH^* от обратной температуры *a*) образец ЛМН; *b*) поликристаллический образец ванадия; сплошная линия — расчетная

Исключением явились эксперименты на ядре ^1H в ЛМН и ядрах ^{165}No в этильсульфате гольмия [14].

Основным преимуществом статического метода поляризации ядер в экспериментах по ядерному псевдомагнетизму является то, что при наличии сверхнизких температур и сильных магнитных полей псевдомагнитные моменты серии образцов определяются одинаково без дополнительных изменений условий эксперимента с отдельными ядрами.

Главным недостатком метода является относительно низкая поляризация ядер, что обуславливает потребность в толстых образцах, обеспечивающих экспериментально наблюдаемые величины угла поворота. А потребность в толстых образцах исключает ядра с большими сечениями поглощения ввиду больших потерь нейтронов при прохождении через поляризованную мишень.

При исследовании ядер магнитных атомов благодаря огромным сверхтонким полям, создаваемыми магнитными электронами в местах расположения ядер, статистическая ядерная поляризация имеет относительно большую величину. В этом случае необходимо учитывать чисто магнитную прецессию, вызванную электронной намагниченностью. Ниже температуры магнитного насыщения вклад магнитного вращения спина φ_m постоянен, не зависит от температуры, тогда как вклад ядерной прецессии $\sim 1/T$, и эти две величины могут быть отделены друг от друга.

Главным недостатком ДПЯ является необходимость индивидуального подхода к каждому ядру. Требуется нахождение соответствующего соединения с подходящим типом парамагнитной примеси, нужна абсолютная калибровка поляризации.

Достоинством является высокая поляризация ядер, что позволяет исследовать и ядра с высокими сечениями захвата, используя в таких экспериментах тонкие образцы.

Одним из важнейших достоинств ДПЯ является возможность селективного насыщения резонансов разных ядер и сведение к нулю поляризаций ядер всех типов кроме одного. Благодаря этому в одном и том же образце возможно измерение псевдомагнитных моментов μ^* различных изотопов.

Если псевдомагнитный момент одного из типов ядер, скажем ^1H , хорошо известен, то селективное измерение прецессии, вызванное этим ядром, является абсолютной калибровкой и позволяет определить абсолютные поляризации других ядер, если известны их относительные поляризации. Согласно [15] отношение двух псевдомагнитных моментов μ^* и $\mu^{*'}$ дается выражением

$$\frac{\mu^{*'}}{\mu^*} = \frac{\varphi' PN}{\varphi P' N'}.$$

Очевидно, если известен момент μ^* и относящиеся к двум ядерным системам углы поворота φ и φ' измерены независимо, то для определения μ^* нужно знание относительных концентраций и поляризаций систем.

Ядерный псевдомагнетизм позволяет для разных ядер очень точно измерить $(f^+ - f^-)$. В этом случае точность измерения $\approx 3-10\%$, а в случае измерения обычным методом существенно хуже и данные есть только для некоторых ядер.

При исследовании ядерного псевдомагнетизма в гольмии [16] Абрагам и сотрудники обнаружили новый механизм ядерной релаксации. Поскольку в прецессионном методе угол поворота спина нейтрона зависит от μ^*P , с их помощью можно измерять μ^* и P . С другой стороны, если известно μ^* , этим методом можно измерять P (например, для изучения сверхтонких полей) или измерять зависимость P от времени для определения времени T_1 спиновой релаксации ядер в кристаллах. В отличие от стандартного ЯМР-метода изучения ядерной поляризации и релаксации метод псевдомагнитной прецессии обладает двумя преимуществами: он дает абсолютное значение поляризации и применим в условиях, когда ЯМР не наблюдаем, в частности, когда имеется уширение из-за электронного магнетизма или в большинстве металлических образцов. Определение μ^* для ^{165}No и сопоставление с величиной, полученной ранее обычным дифракционным методом, давало согласие в пределах ошибки.

Впоследствии группа занималась изучением релаксации, измерением T_1 для ^{165}No и ^1H при низких температурах. Она нашла новый механизм очень быстрой релаксации спина ^1H из-за взаимодействия со «спиновым термостатом» ядер ^{165}No . Аналогичный механизм хорошо известен, если релаксация вызывается электронными спинами, но ядерная система в роли электронной была обнаружена впервые.

Эксперимент по резонансу второго рода по его аномальной ширине позволил группе из Сакле обнаружить явление неоднородной поляризации образца в методе динамической поляризации. Это явление было обнаружено впервые, остальные методы давали только среднюю поляризацию. Этот метод, конечно, может быть применен и для измерения средней поляризации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая работа — обзор проблемы ядерной прецессии нейтронов (ядерного псевдомагнетизма) начиная с первых предсказаний до сегодняшнего состояния. Как видно, сделано много, но еще больше предстоит сделать. Так, например:

- Не осуществлен эксперимент по парамагнитному резонансу нейтронов первого рода [2], хотя нет сомнения в его реальности. Еще в 1970 году, в Гатчине, в группе Г. М. Драпкина В. А. Трунов и М. И. Цулаиа провели первый такой эксперимент, но из-за малости эффекта (эффект наблюдался!) результат не был опубликован.

- Все эксперименты по ядерной прецессии нейтронов проведены только для одной длины волны нейтрона, и не исследована зависимость эффекта от энергии нейтронов [5].
- По предложению В. Г. Барышевского, В. Л. Любошица, М. И. Подгорецкого ядерная прецессия нейтронов позволяет измерить ядерное квадратное расщепление [17,18].
- Не для всех ядер измерены μ^* и H_{ef} . Эксперимент по парамагнитному резонансу первого рода существенно упростит эти измерения.

В Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований на импульсном реакторе ИБР-2 создана установка «Колхида» для проведения вышеуказанных исследований. Автор будет рад тем, кто изъявит желание участвовать в этих экспериментах.

Автор благодарен Ю. Г. Абову за стимулирование работы, Л. Б. Пикельнеру за постоянный интерес к работе и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В. Г., Подгорецкий М. И. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47, вып. 3(9). С. 1050.
2. Abragam A., Bacchela G. L., Glättli H., Meriel P., Piesvaux J., Pinot M. // C.R. Acad. Sci., Paris, 1972. В. V. 274. P. 423.
3. Abragam A., Bacchela G. L., Glättli H., Meriel P., Piesvaux J., Pinot M. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31, No. 12. P. 776.
4. Forte M. // Nuovo Cimento. 1973. V. 18A, No. 12. P. 726.
5. Abov Y. G., Alfimenkov V. P., Lason L., Mareev Y. D., Pikelner L. B., Tsulaia M. I., Tsulaia V. M., Salamatin I. M. // NIM A. 2009. V. 601, iss. 3, 4. P. 317–325.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика, нерелятивистская теория. М.: Наука, 1950. С. 767.
7. Ахиезер А. И., Померанчук И. Я. Некоторые вопросы теории ядра М.: ГТТЛ, 1950. С. 416.
8. Барышевский В. Г., Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48, вып. 4. С. 1146.
9. Туров Е. А., Петров М. П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1971. С. 260.
10. Джеффрис К. Динамическая ориентация ядер. М.: ИЛ, 1965. С. 319.
11. Хуцишвили Г. Р. // УФН. 1954. Т. 53, вып. (3). С. 381.
12. Glättli H. // II Международная школа по нейтронной физике, Алушта, 1972. С. 403.
13. Рамзей Н. Молекулярные пучки. М.: ИЛ, 1960. С. 412.

14. *Glättli H., Bacchela G.L., Fourmond M., Malinovski A., Meriel P., Pinot M., Roubeau P., Abragam A.* // *Physics Abstracts*. 1979. V. 25, iss. 40. P. 629.
15. *Glättli H., Koustham J.* // *J. Physique*. 1983. V. 44. P. 957.
16. *Abragam A., Bacchela G.L., et al.* // *Physica. B+C*. 1976. V. 2. P. 245.
17. *Барышевский В. Г., Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И.* // *ЯФ*. 1965. Т. 1, вып. 1. С. 27.
18. *Барышевский В. Г., Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И.* // *ЯФ*. 1965. Т. 2, вып. 3. С. 441.

Получено 9 ноября 2012 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 13.12.2012.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,62. Уч.-изд. л. 1,98. Тираж 295 экз. Заказ № 57866.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/