

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗУЧ. 1А
Т-19

РЗ - 7147

3593/2-73

Ю.В.Таран

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ
МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО
ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОНА
С ПОМОЩЬЮ УХН .

1.Проточный вариант

1973

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Ю.В.Таран

**ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ
МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО
ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОНА
С ПОМОЩЬЮ УХН .**

1.Проточный вариант

**Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА**

1. Введение

Большой интерес к поискам нарушения T -или CP -четностей в каких-либо других процессах, помимо распада K^0 -мезонов, стимулировал интенсивные эксперименты по измерению возможного электрического дипольного момента /ЭДМ/ нейтрона ^{/1-3/}. Все они оказались безуспешными. Наилучшая оценка верхней границы ЭДМ нейтрона получена группой американских физиков с помощью резонансной методики. Идея метода заключается в обнаружении изменения частоты ларморовской прецессии спина нейтрона в постоянном магнитном поле при наложении электростатического поля. С этой целью в классическом резонансном магнитном спектрометре на поляризованных нейтронах с двумя отдельными осциллирующими полями создается сильное электрическое поле, параллельное магнитному, при реверсе которого в случае наличия ЭДМ у нейтрона должен происходить сдвиг линии магнитного нейтронного резонанса.

Сдвиг резонансной линии при прочих неизменных параметрах приводит к изменению поляризации выходящих из спектрометра нейтронов и, соответственно, к изменению счета детектора, стоящего после анализатора поляризации. Цель эксперимента заключается в обнаружении эффекта от реверса электрического поля:

$$\epsilon = (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-), \quad /1/$$

где N_{\pm} - полное количество отсчетов детектора нейтронов при параллельной /антипараллельной/ ориентации электрического поля E относительно магнитного H . Поль-

1. Введение

Большой интерес к поискам нарушения T -или CP -четностей в каких-либо других процессах, помимо распада K^0 -мезонов, стимулировал интенсивные эксперименты по измерению возможного электрического дипольного момента /ЭДМ/ нейтрона /1-3/. Все они оказались безуспешными. Наилучшая оценка верхней границы ЭДМ нейтрона получена группой американских физиков с помощью резонансной методики. Идея метода заключается в обнаружении изменения частоты ларморовской прецессии спина нейтрона в постоянном магнитном поле при наложении электростатического поля. С этой целью в классическом резонансном магнитном спектрометре на поляризованных нейтронах с двумя отдельными осциллирующими полями создается сильное электрическое поле, параллельное магнитному, при реверсе которого в случае наличия ЭДМ у нейтрона должен происходить сдвиг линии магнитного нейтронного резонанса.

Сдвиг резонансной линии при прочих неизменных параметрах приводит к изменению поляризации выходящих из спектрометра нейтронов и, соответственно, к изменению счета детектора, стоящего после анализатора поляризации. Цель эксперимента заключается в обнаружении эффекта от реверса электрического поля:

$$\epsilon = (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-), \quad /1/$$

где N_{\pm} - полное количество отсчетов детектора нейтронов при параллельной /антипараллельной/ ориентации электрического поля E относительно магнитного H . Поль-

зуюсь выражением для частоты ларморовской прецессии в этих полях:

$$\nu_{\pm} = \frac{2\mu_m H}{h} \pm \frac{2\mu_e E}{h}, \quad /2/$$

/здесь предполагается, что знаки магнитного дипольного момента μ_m и ЭДМ μ_e нейтрона противоположны/ и считая эффект заведомо малым, получим:

$$\Delta N \equiv N_+ - N_- \approx \frac{\partial N}{\partial \nu} \Delta \nu, \quad /3/$$

$$N = \frac{1}{2} (N_+ + N_-), \quad /4/$$

$$\Delta \nu \equiv \nu_+ - \nu_- = - \frac{4\mu_e E}{h}. \quad /5/$$

Определяя $\mu_e = eD$, где e - заряд электрона, и подставляя константы, получаем для величины сдвига частоты при полном реверсе $E \rightarrow -E$:

$$\Delta \nu / \text{Гц} / = 10^{15} D' / \text{см} / \cdot E / \text{в.см}^{-1} / \cdot \quad /6/$$

Напомним, что частота с полем связана соотношением:

$$\nu / \text{Гц} / = 0,0292 H (\gamma), \quad /7/$$

где γ /гамма/ = 10^{-5} э. Комбинируя уравнения /1-6/, получим формулу для вычисления величины ЭДМ из экспериментально измеренного эффекта:

$$D = 2 \cdot 10^{-15} \frac{N}{\partial N / \partial \nu} \cdot \frac{\epsilon}{E}. \quad /8/$$

Наблюдение эффекта ϵ будет свидетельствовать о наличии у нейтрона ЭДМ. В случае нулевого эффекта может быть установлен верхний предел величины ЭДМ, исходя из достигнутой точности $\Delta \epsilon$ в измерении ϵ :

$$\Delta D = 2 \cdot 10^{-15} \frac{N}{\partial N / \partial \nu} \cdot \frac{\Delta \epsilon}{E}. \quad /9/$$

“Наклон” резонансной кривой приближенно равен $\frac{\partial N}{\partial \nu} \approx \frac{N}{\Gamma}$,

где ширина резонансной линии Γ определяется временем пребывания нейтронов в установке $T: \Gamma \approx \frac{1}{T}$. Таким об-

разом, $\Delta D \sim \frac{\Delta \epsilon}{TE}$, т.е. чувствительность установки тем

выше, чем больше время пребывания в ней нейтронов, напряженность электрического поля и набранная статистика. Достигнутая чувствительность спектрометра Рамзея и др. $\approx 10^{-23}$ см. За счет улучшения каких параметров возможно дальнейшее повышение точности измерений ЭДМ? Используемая напряженность электрического поля 140 кв.см^{-1} находится на пределе технических возможностей.

Возможность поднятия статистической точности за счет увеличения длительности эксперимента также практически исчерпана /измерения велись на протяжении 4 месяцев/, однако возможен еще перенос спектрометра на высокопоточный реактор с тепловым потоком $\sim 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, что увеличивает чувствительность спектрометра в 10 раз. Согласно [4] , такой эксперимент сейчас осуществляется.

Дальнейшее увеличение длительности пребывания нейтронов в спектрометре пучкового типа практически уже невозможно. Действительно, увеличение длины до значения, превышающего 2 м, ставит ряд трудных технических проблем и не дает существенного выигрыша в чувствительности, а уменьшение скорости пучка нейтронов ниже 100 м.сек^{-1} вызывает некомпенсируемую потерю интенсивности.

В 1968 г. Шапиро [5] предложил принципиально новую возможность увеличения времени пребывания нейтронов в спектрометре, а именно - использование ультрахолодных нейтронов /УХН/. Если внутрь спектрометра поместить замкнутый сосуд из подходящего материала /именуемый в дальнейшем камерой/, то время пребывания можно увеличить до времени жизни нейтрона относительно β -распада /1000 сек/. В спектрометре Рамзея и др. [1] время пребывания составляет $2 \cdot 10^{-2}$ сек, а уже сейчас время хранения нейтронов в камере может быть

доведено до сотен секунд*. Предложение Шапиро открывает путь к существенному повышению чувствительности спектрометра ЭДМ.

К настоящему времени предложено два основных варианта спектрометра на УХН:

1/ стационарный^{/5/}, с непрерывной подачей УХН в камеру и их регистрацией на выходе; при этом входное и выходное отверстия камеры постоянно открыты /такой вариант полностью аналогичен спектрометру пучкового типа, в дальнейшем для него используем название "проточный"/;

2/ импульсный^{/3/}; УХН периодически запускаются в камеру, подвергаются выдержке в течение некоторого времени, а затем регистрируются. В этом случае входное и выходное отверстия могут быть совмещены /"накопительный вариант"/.

Для определения более выгодного варианта выделим в ур. /9/ существенные множители, сделав следующие преобразования. Учитывая, что статистическая точность $\Delta\epsilon = 1/\sqrt{2N}$, и полагая $2N = \bar{g}_g \cdot \Delta t$, где \bar{g}_g - средняя скорость счета детектора, Δt - полное время набора статистики, получим:

$$\Delta D = 2 \cdot 10^{-15} \left(\sqrt{\bar{g}_g} / \frac{\partial \bar{g}_g}{\partial v} \right) (1/E \sqrt{\Delta t}). \quad /10/$$

Далее, считая, что электрическое поле создается плоским конденсатором с зазором h_k , имеющим разность потенциалов V_H , напишем:

$$\Delta D = 2 \cdot 10^{-15} \left(\sqrt{\bar{g}_g} h_k / \frac{\partial \bar{g}_g}{\partial v} \right) (1/V_H \sqrt{\Delta t}). \quad /11/$$

* В экспериментах Шапиро и др.^{/6/} в трубе диаметром 8 см время хранения нейтронов доведено до ~100 сек. С увеличением размеров сосуда это время пропорционально возрастает.

Из этого выражения видно, что при заданном V_H и Δt для получения максимальной чувствительности надо минимизировать параметр $\sqrt{\bar{g}_g} h_k / \frac{\partial \bar{g}_g}{\partial v}$. Ниже мы проведем вычисление и минимизацию ΔD для проточного варианта. Рассмотрение накопительного варианта проводится во второй части этой работы^{/7/}.

2. "Проточный" вариант

Рассмотрение начнем с этого варианта как технически менее сложного. Нейтроны со скоростью v по входному нейтроноводу 1 длиной l_T и диаметром d_T через поляризатор 2 и входное отверстие площадью S_I поступают в камеру 3 объемом V_k и с площадью внутренней поверхности S_k /см. рис. 1/. Поток нейтро-

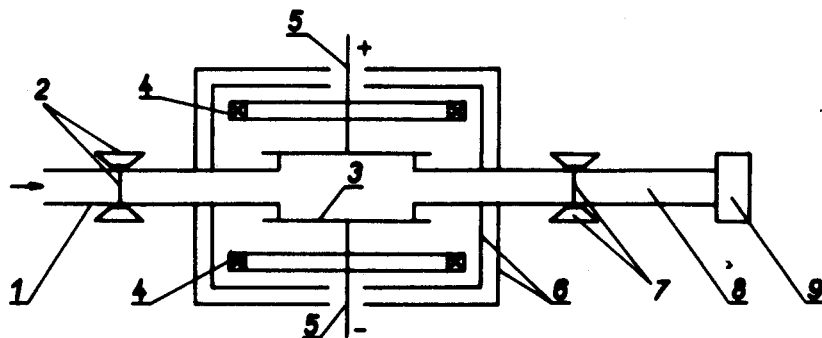


Рис. 1. Схематическое изображение спектрометра ЭДМ в проточном варианте: 1 - нейтроновод; 2 - поляризатор; 3 - камера; 4 - катушки Гельмгольца; 5 - высоковольтный ввод; 6 - многослойный магнитный экран; 7 - анализатор поляризации; 8 - нейтроновод; 9 - детектор.

нов со спином $+1/2$ через входное отверстие при условии $S_I \ll \frac{\pi}{4} d_T^2$ составляет:

$$\Phi_{I\pm} = \frac{1}{4} \frac{n_0 v}{4} S_I R(a_+ + a_-) [1 \pm f_n (1 - 2w)], \quad /12/$$

где $f_n = (a_+ - a_-) / (a_+ + a_-)$ - поляризация нейтронов после поляризатора, w - вероятность переворота спина нейтрона на пути следования нейтрона от поляризатора до входного отверстия, a_{\pm} - пропускание поляризатора для нейтрона со спином $\pm \frac{1}{2}$, n_0 - плотность нейтронов на входе нейтроновода, R - ослабление нейтроновода. Поток нейтронов из выходного отверстия равен:

$$\Phi_{2 \pm} = \frac{1}{4} \frac{n_0 v}{4} S_1 R (a_+ + a_-) W_2 \times \quad /13/$$

$$\times \int_0^{\infty} \{ 1 \pm f_n (1-2w) [1-2\mathcal{P}(t)] \} e^{-\lambda'' t} dt,$$

где $\mathcal{P}(t)$ - вероятность нейтрону изменить свой спин к моменту времени t под действием осциллирующего магнитного поля с частотой ω и амплитудой H_1 , создаваемого в установке, λ'' - скорость вероятности исчезновения нейтрона из камеры, равная:

$$\lambda'' = \lambda' + W_1 + W_2, \quad /14/$$

где, в свою очередь:

$$\lambda' = \lambda + \frac{v}{a_0} \bar{\mu}_k, \quad /15/$$

λ - скорость вероятности распада нейтрона, $W_{1,2} = \frac{v}{a_0} \cdot \frac{S_{1,2}}{S_k}$ - скорость вероятности вытекания нейтрона через входное /выходное/ отверстие, $a_0 = \frac{4V_k}{S_k}$ -

средняя длина свободного пробега нейтрона между столкновениями о стенки камеры, $\bar{\mu}_k$ - усредненная по углу падения вероятность поглощения нейтрона в стенках камеры/см. уравнение /9/ работы /8/. Отметим, что среднее время пребывания нейтронов в камере равно $T^* = 1/\lambda''$.

Скорость счета детектором нейтронов, прошедших через анализатор поляризации, идентичный поляризатору, и выходной нейтроновод, идентичный входному, равна:

$$g_{\pm} = \frac{1}{4} \frac{n_0 v}{4} S_1 R^2 (a_+ + a_-)^2 \mu_{\pm} W_2 \times \quad /16/$$

$$\times \int_0^{\infty} \{ 1 + f_n^2 (1-2w)^2 [1-2\mathcal{P}(t)] \} e^{-\lambda'' t} dt,$$

где μ_{\pm} - эффективность детектора. Производя частичное интегрирование, получим:

$$g_{\pm} = \frac{1}{4} \frac{n_0 v}{4} S_1 R^2 (a_+ + a_-)^2 \mu_{\pm} W_2 \left[\frac{1+r}{\lambda''} - 2rQ \right], \quad /17/$$

где введены следующие обозначения:

$$r = f_n^2 (1-2w)^2, \quad /18/$$

$$Q = \int_0^{\infty} \mathcal{P}(t) e^{-\lambda'' t} dt. \quad /19/$$

Для вычисления Q надо задать $\mathcal{P}(t)$. Переворот спина нейтрона осциллирующим магнитным полем можно создавать двояким образом: 1/ область его действия распространяется на всю камеру; 2/ оно действует только перед входом и после выхода нейтронов. Первый вариант соответствует резонансному методу Раби и выражение для вероятности переворота индивидуального нейтрона имеет вид /9/:

$$p(t) = \frac{\omega_1^2}{(\bar{\omega}_0 - \omega)^2 + \omega_1^2} \sin^2 \frac{1}{2} \sqrt{(\bar{\omega}_0 - \omega)^2 + \omega_1^2} t, \quad /20/$$

где $\bar{\omega}_0$ - ларморовская частота, усредненная по пути нейтрона внутри камеры, $\omega_1 = \gamma H_1$ /между ω и H следующая связь: ω /рад/ = $0,182 H(\gamma)$./

Второй вариант соответствует методу отдельных осциллирующих полей /9/:

$$p(2t_0+t) = 4 \frac{\omega_1^2}{(\bar{\omega}_0'' - \omega)^2 + \omega_1^2} \sin^2 \frac{1}{2} \times$$

$$\sqrt{(\bar{\omega}_0'' - \omega)^2 + \omega_1^2} t_0 \left\{ \cos \frac{1}{2} [(\bar{\omega}_0' - \omega)t - \delta] \times \right.$$

$$\times \cos \frac{1}{2} \sqrt{(\bar{\omega}_0'' - \omega)^2 + \omega_1^2} t_0 - \quad /21/$$

$$- \frac{\bar{\omega}_0'' - \omega}{\sqrt{(\bar{\omega}_0'' - \omega)^2 + \omega_1^2}} \sin \frac{1}{2} [(\bar{\omega}_0' - \omega)t - \delta] \times$$

$$\times \sin \frac{1}{2} \sqrt{(\bar{\omega}_0'' - \omega)^2 + \omega_1^2} t_0 \left. \right\}^2,$$

где $\bar{\omega}_0''$ - ларморовская частота, усредненная по пути нейтрона в области действия осциллирующего поля, t_0 - время нахождения нейтрона в этой области, δ - фаза между входной и выходной областями. Резонансная кривая, описываемая уравнением /21/, имеет сложный характер. Вблизи точного резонанса можно считать $|\bar{\omega}_0'' - \omega| \ll \omega_1$, тогда

$$p(2t_0+t) = \sin^2 \omega_1 t_0 \cos^2 \frac{1}{2} [(\bar{\omega}_0' - \omega)t - \delta]. \quad /22/$$

Введем величину $\phi = (\bar{\omega}_0' - \bar{\omega}_0)t$, имеющую смысл разности фаз, накопившуюся для индивидуального нейтрона за время t из-за неоднородности магнитного поля, где средняя полная фаза $\bar{\omega}_0 t$ определяется средним по объему камеры значением магнитного поля $\bar{H}_0 = \frac{1}{V_k} \int V_k H_0 dV_k$. В случае однородного поля $\bar{\omega}_0' = \bar{\omega}_0$ и $\phi = 0$. Так как нейтроны в камере от входа до выхода следуют разными путями, то для нахождения средней

по ансамблю частиц вероятности перехода надо произвести усреднение по фазовому пространству, а уравнение /22/ должно быть дополнительно усреднено по времени нахождения t_0 нейтронов в области действия осциллирующего поля H_1 .

Траектории нейтронов в камере носят случайный характер, поэтому разумно предположить, что распределение разности фаз описывается формулой Гаусса:

$$R(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \bar{\phi}^2}} e^{-\frac{\phi^2}{2\bar{\phi}^2}}. \quad /23/$$

Вероятность, усредненная по ансамблю нейтронов внутри камеры, равна:

$$\mathcal{P}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} p(t) R(\phi) d\phi. \quad /24/$$

Аналогично, считая, что разброс времен t_0 описывается нормальным распределением со средним \bar{t}_0 и дисперсией $(\Delta t_0)^2$:

$$R'(t_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\Delta t_0)^2}} e^{-\frac{(t_0 - \bar{t}_0)^2}{2(\Delta t_0)^2}}, \quad /25/$$

получим для средней вероятности в методе отдельных полей:

$$\mathcal{P}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} p(2t_0+t) R(\phi) R'(t_0) d\phi dt_0. \quad /26/$$

Интегрирование в ур. /26/ громоздко, но тривиально, окончательный результат следующий:

$$\mathcal{P}_{p.n.}(t) = \frac{1}{2} \sin^2 \omega_1 t_0 \left\{ 1 + \cos [(\bar{\omega}_0 - \omega)t - \delta] e^{-\frac{\bar{\phi}^2}{2}} \right\} F_c, \quad /27/$$

где

$$F_c = e^{-2\omega_1^2(\Delta t_0)^2} + \frac{1}{2\sin^2\omega_1 t_0} (1 - e^{-2\omega_1^2(\Delta t_0)^2}), \quad /28/$$

индекс р.п. показывает, что вероятность относится к методу отдельных полей.

Средняя по фазовому пространству вероятность в методе Раби дается следующим интегралом:

$$\begin{aligned} P_p(t) = & \frac{\omega_1^2}{\sqrt{2\pi\phi^2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{\phi^2}{2\phi^2}}}{(\omega_0 - \omega + \frac{\phi}{t})^2 + \omega_1^2} \times \\ & \times \sin^2 \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_0 - \omega + \frac{\phi}{t})^2 + \omega_1^2} t \, d\phi, \end{aligned} \quad /29/$$

который не берется аналитически. Поэтому сравнение метода Раби и метода отдельных полей мы проведем для однородного поля. Подставляя уравнение /20/ в /19/ и проводя интегрирование по t , получим для скорости счета детектора в методе Раби:

$$g'_g = \frac{1}{4} \frac{n_0 v}{4} S_1 R^2 (a_+ + a_-)^2 \mu_g W_2 T^* \text{Re}z'(\Delta\nu), \quad /30/$$

где резонансный множитель дается следующим выражением:

$$\text{Re}z'(\Delta\nu) = 1 + r \frac{1 + (T^*)^2 (2\pi\Delta\nu)^2}{1 + (T^*)^2 [(2\pi\Delta\nu)^2 + \omega_1^2]}, \quad /31/$$

а расстройка от точного резонанса есть:

$$\Delta\nu = \frac{\bar{\omega}_0 - \omega}{2\pi}. \quad /32/$$

Резонансная кривая, даваемая уравнением /31/, имеет вид кривой поглощения с полушириной между экстремумами производной $\Delta\nu_{1/2} = [1 + (T^*)^2 \omega_1^2] / 2\pi\sqrt{3} T^*$ /рис.2/.

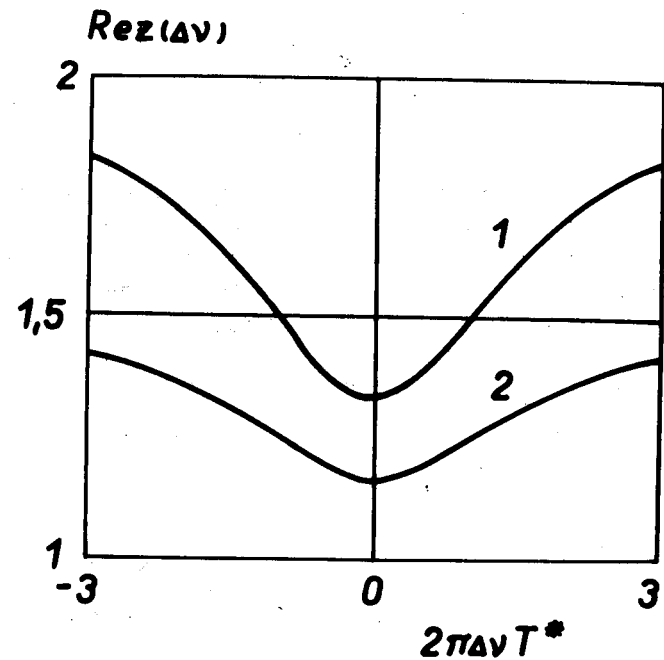


Рис. 2. Резонансная кривая в методе Раби для однородного магнитного поля при оптимальной амплитуде осциллирующего поля: $1-r=1$; $2-r=0,5$.

Таким образом, рабочая точка должна лежать при $\nu_{p.T.} = \nu_0 \pm \Delta\nu_{1/2}$. Оптимальное значение амплитуды осциллирующего поля H_1 определится из условия:

$$\frac{\partial}{\partial \omega_1} \left[\frac{\partial \text{Re}z'(\Delta\nu)}{\partial \nu} \Big|_{\nu=\nu_{p.T.}} \right] = 0.$$

Отсюда легко получить, что $\omega_1^{\text{опт.}} = \gamma H_1^{\text{опт.}} = \sqrt{2} / T^*$ и форма резонансной кривой описывается выражением:

$$\text{Re}z'(\Delta\nu) = 1 + r \frac{1 + (T^*)^2 (2\pi\Delta\nu)^2}{3 + (T^*)^2 (2\pi\Delta\nu)^2}.$$

Тогда $\Delta\nu_{1/2} = 1/2\pi T^*$ и в точке $\nu_{p.T.} = \nu_0 \pm 1/2\pi T^*$ счет детектора и наклон резонансной кривой равны, соответственно:

$$g'_g = \frac{1}{4} \frac{n_0 v}{4} S_1 R^2 (a_+ + a_-)^2 \mu_g W_2 T^* (1 + \frac{1}{2} r), \quad /33/$$

$$\left| \frac{\partial g'_g}{\partial v} \right| = \frac{\pi}{8} \frac{n_0 v}{4} S_1 R^2 (a_+ + a_-)^2 \mu_g W_2 r (T^*)^2. \quad /34/$$

В методе отдельных полей мы вычислим величину Q для общего случая, а затем сделаем предельный переход к однородному полю $\overline{\delta^2} \rightarrow 0$, и произведем сравнение обоих способов создания осциллирующего поля. Для интегрирования $\overline{\mathcal{P}}(t)$ по t требуется знать явный вид среднего квадрата разности фаз $\overline{\phi^2}$ от t .

Выполним следующие преобразования:

$$\begin{aligned} \overline{\phi^2}(t) &= \overline{[(\overline{\omega}_0' - \overline{\omega}_0)t]^2} = \overline{\left\{ \int_0^t [\overline{\omega}_0'(t') - \overline{\omega}_0] dt' \right\}^2} = \overline{\left[\int_0^t \Delta \omega_0(t') dt' \right]^2} \\ &= \overline{\int_0^t dt' \int_0^{t'} dt'' \Delta \omega_0(t') \Delta \omega_0(t'')}, \end{aligned}$$

где черта означает усреднение по ансамблю частиц.

Введем функцию $F(t) = \Delta \omega_0(t) / \sqrt{(\Delta \omega_0)^2}$, где $(\Delta \omega_0)^2 = \overline{(\Delta \omega_0)^2} = \gamma^2 (\Delta H_0)^2$, и, в свою очередь, $(\Delta H_0)^2 = (H_0 - \overline{H_0})^2$ - дисперсия статистического магнитного поля, причем усреднение здесь производится по объему камеры. Тогда

$$\overline{\phi^2}(t) = (\Delta \omega_0)^2 \int_0^t dt' \int_0^{t'} dt'' F(t') F(t''). \quad /35/$$

Согласно /10/, этот интеграл можно преобразовать к виду:

$$\overline{\phi^2}(t) = 2 (\Delta \omega_0)^2 \int_0^t (t-r) F(0) F(r) dr. \quad /36/$$

Величина $F(0)F(r)$ обладает свойствами корреляционной функции $G_{\Delta \omega}(r)$, вводимой в теории спинового магнетизма при рассмотрении ширины линии /10/. Для упрощения вычислений возьмем для корреляционной функции простейшее выражение:

$$G_{\Delta \omega}(r) = e^{-\frac{|r|}{\tau_c}}, \quad /37/$$

где τ_c - время корреляции. После интегрирования получим:

$$\overline{\phi^2} = 2 (\Delta \omega_0)^2 \tau_c \left[t - \tau_c (1 - e^{-\frac{t}{\tau_c}}) \right]. \quad /38/$$

В качестве времени корреляции естественно выбрать время пролета длины свободного пробега нейтрона в камере $a_0 = 4V_k / S_k$, тогда $\tau_c = a_0 / v = 4V_k / S_k v$.

Исследуем поведение $\overline{\phi^2}$ от t . При малых $t \ll \tau_c$, когда нейтрон прошел небольшой участок поля, относительный среднеквадратичный разброс накопленной за время t фазы $\overline{\omega_0} t$ не зависит от времени и определяется только относительным среднеквадратичным разбросом поля от его среднего значения:

$$\frac{\sqrt{\overline{\phi^2}}}{\overline{\omega_0} t} = \frac{\sqrt{(\Delta \omega_0)^2}}{\overline{\omega_0}} = \frac{\sqrt{(\Delta H_0)^2}}{H_0}.$$

При $t \gg \tau_c$, когда нейтрон несколько или более раз пересек область поля, этот разброс зависит от времени:

$$\frac{\sqrt{\overline{\phi^2}}}{\overline{\omega_0} t} = 2 \frac{\sqrt{(\Delta H_0)^2}}{H_0} \sqrt{\frac{\tau_c}{t}},$$

т.е. каждый нейтрон усредняет магнитное поле и происходит "сужение линии за счет движения".

Подставляя полученное уравнение /38/ в /27/, а /27/ в /19/, имеем:

$$\frac{Q}{\sin^2 \omega_1 t_0 F_c} = \frac{1}{2\lambda''} + \frac{1}{2} \int_0^\infty \exp [(\Delta \omega_0)^2 \tau_c^2 (1 - e^{-\frac{t}{\tau_c}})] \times \quad /39/$$

$$\times e^{-\lambda''' t} \cos [(\overline{\omega_0} - \omega)t - \delta] dt,$$

где $\lambda''' = T^{-1} = \lambda'' + (\Delta \omega_0)^2 \tau_c$. Показатель первой экспоненты очень быстро стремится к постоянной величине, поэтому по обобщенной теореме о среднем мы можем первую экспоненту вынести за знак интеграла, а оставшуюся подинтегральную функцию проинтегрируем:

$$\frac{Q}{\sin^2 \omega_1 \bar{t}_0 F_c} = \frac{T^*}{2} \{ 1 + \xi(t_1) - \frac{T/T^*}{1 + T^2(\bar{\omega}_0 - \omega)^2} [\cos \delta + (\bar{\omega}_0 - \omega) T \sin \delta] \}, \quad /40/$$

$$\xi(t) = \exp[(\Delta \omega_0)^2 r_c^2 (1 - e^{-t/\tau_c})]. \quad /41/$$

Подставляя уравнение /40/ в /17/, получим для скорости счета детектора в методе отдельных полей:

$$g_g'' = \frac{1}{4} \frac{n_0 v}{4} S_1 R^2 (a_+ + a_-)^2 \mu_g W_2 T^* \{ 1 + r(1 - \sin^2 \omega_1 \bar{t}_0 F_c) - r \sin^2 \omega_1 \bar{t}_0 F_c \xi(t_1) - \frac{T/T^*}{1 + T^2(\bar{\omega}_0 - \omega)^2} [\cos \delta + (\bar{\omega}_0 - \omega) T \sin \delta] \}. \quad /42/$$

Как видно из уравнения /27/, вероятность переворота максимальна при $\omega_1 \bar{t}_0 = \pi/2$, при этом модуляция интенсивности при изменении расстройки проявляется максимальным образом. Отсюда получаем связь между длительностью воздействия осциллирующего поля и его амплитудой:

$$H_1(\gamma) = 8,6 / \bar{t}_0 / \text{сек}. \quad /43/$$

Обозначая как ранее резонансный множитель через $\text{Rez}(\Delta \nu)$, имеем в этом случае:

$$\text{Rez}''(\Delta \nu) = 1 + r(1 - F_c) - r F_c \xi(t_1) \frac{T}{T^*} \frac{1}{1 + T^2(2\pi \Delta \nu)^2} \times [\cos \delta + 2\pi \Delta \nu T \sin \delta], \quad /44/$$

где

$$F_c = \frac{1}{2} \left[1 + e^{-\frac{\pi^2 (\Delta t_0)^2}{(\bar{t}_0)^2}} \right]. \quad /45/$$

Исследуем функцию $\text{Rez}''(\Delta \nu)$ при различных значениях сдвига фазы δ . При $\delta = 0$ форма резонансной кривой имеет вид линии поглощения с шириной на полу-

высоте провала $1/\pi T$. При $\delta = \pm \frac{\pi}{2}$ резонансная кривая имеет дисперсионный вид с расстоянием между максимумом и минимумом также равным $1/\pi T$. Знак фазы при этом определяет наклон кривой.

На рис. 3 изображен случай $\delta = -\frac{\pi}{2}$. Методически

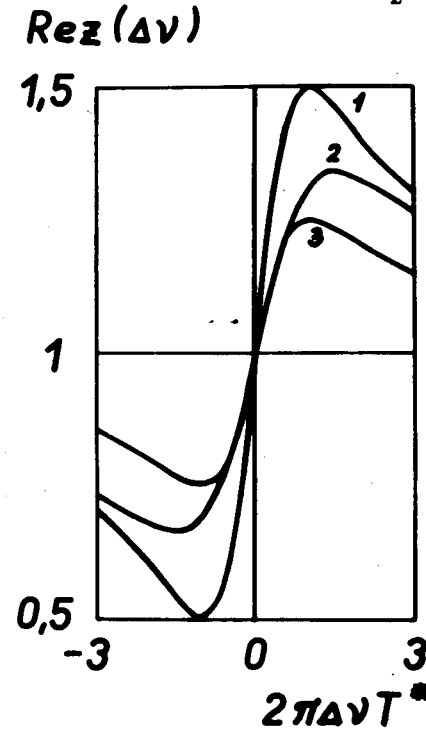


Рис. 3. Резонансная кривая в методе отдельных полей при

$$\delta = -\frac{\pi}{2}, (\Delta t_0)^2 = 0 : 1 - r = 1, (\Delta \omega_0)^2 = 0;$$

$$2 - r = 1, (\Delta \omega_0)^2 r_c T^* = 0,5; 3 - r = 0,5; (\Delta \omega_0)^2 = 0.$$

удобно работать с расстройкой $\Delta \nu = 0$ и фазой $|\delta| = \frac{\pi}{2}$, так как реверс наклона резонансной кривой для исключения аппаратной асимметрии осуществляется простым изменением знака фазы без перестройки частоты, что при высоких требованиях на ее стабильность является

немаловажным обстоятельством. В этом случае выражение /44/ упрощается:

$$\operatorname{Re} z''(\Delta\nu) = 1 + r(1 - F_c) \pm r F_c \xi(t_1) \frac{T}{T^*} \frac{2\pi\Delta\nu T}{1 + T^2(2\pi\Delta\nu)^2} \quad /46/$$

Тогда в рабочей точке $\nu_{p.r.} = \nu_0$ счет детектора и наклон резонансной кривой равны, соответственно:

$$g_g'' = \frac{1}{4} \frac{n_0 v}{4} S_1 R^2 (a_+ + a_-)^2 \mu_g W_2 T^* [1 + r(1 - F_c)], \quad /47/$$

$$\left| \frac{\partial g_g''}{\partial \nu} \right| = \frac{\pi}{2} \frac{n_0 v}{4} S_1 R^2 (a_+ + a_-)^2 \mu_g W_2 r F_c \xi(t_1) T^2. \quad /48/$$

Предельный переход к однородному полю $(\Delta\omega_0)^2 \rightarrow 0$ дает $T = T^*$ и $\xi(t_1) = 1$, формулы /47/ и /48/ остаются в прежнем виде. Теперь мы можем сравнить разные способы создания осциллирующего поля: а/ по отношению наклонов резонансных кривых:

$$\left| \frac{\partial g_g''}{\partial \nu} \right| / \left| \frac{\partial g_g'}{\partial \nu} \right| = 4F_c; \quad /49/$$

б/ по отношению ошибок в определении ЭДМ, согласно уравнению /11/:

$$\frac{\Delta D'}{\Delta D''} = 4F_c \sqrt{\frac{1 + \frac{1}{2}r}{1 + r(1 - F_c)}}. \quad /50/$$

Параметры, входящие в уравнение /50/, могут меняться в следующих пределах: $1/F_c$ от 0,5 до 1/см. уравн. /45//; $2/r$ от 0 до 1/см. уравн. /18//. Метод отдельных полей в лучшем случае, когда $r = 1$ и $(\Delta t_0)^2 = 0$, в 5 раз, а в худшем случае, когда $F_c = \frac{1}{2}$,

в 2 раза чувствительнее метода Раби. Поэтому дальнейшее рассмотрение мы проведем только для метода отдельных полей.

Выпишем полное выражение для ошибки в определении ЭДМ, используя уравнения /11, 47 и 48/:

$$\Delta D = \frac{2 \cdot 10^{-15} \sqrt{1 + r(1 - F_c)}}{\pi r F_c \xi(t_1) V_H R (a_+ + a_-) \sqrt{n_0 \mu_g} \Delta T} \cdot \frac{h_k}{W \sqrt{V_k}} \cdot \frac{\sqrt{T^*}}{T^2}, \quad /51/$$

где предположено, что размеры входного и выходного отверстий одинаковы $S_1 = S_2$ и, соответственно, $W_1 = W_2 = W$. Нетрудно показать, используя выражения для T и T^* , что ΔD имеет минимум при площади отверстий, удовлетворяющих следующему выражению:

$$W = \frac{\lambda' + 3a + \sqrt{(\lambda' + 3a)^2 + 8\lambda'(\lambda' + a)}}{4}, \quad /52/$$

где введено обозначение $a = (\Delta\omega_0)^2 \tau_c$. При $a = 0$ /однородное поле/ из уравнения /52/ имеем $W = \lambda'$, и согласно ур. /14/ $\lambda'' = 3\lambda'$, т.е. среднее время жизни нейтронов в камере с оптимальными отверстиями точно в три раза меньше, чем в закрытой камере, а площадь отверстия должна быть в $\frac{1}{\mu_k}$ раз меньше площади внутренней поверхности камеры.

Численные оценки параметров, входящих в ур. /51/, и сравнение проточного варианта с накопительным проводится во второй части этой работы^{17/}.

Литература

1. J.K. Baird, P.D. Miller, W.B. Dress, N.F. Ramsey. Phys. Rev., 179, 1285, 1969.
2. C.G. Shull, R. Nathans. Phys. Rev. Lett., 19, 384, 1967.
3. П.Д. Муллер. ЭЧАЯ, 2, 961, 1972.
4. P.D. Miller, W.B. Dress, N.F. Ramsey. BAPS, 17, 469, 1972.
5. Ф.Л. Шапиро. УФН, 95, 145, 1968.

6. Ф.Л.Шапиро. Сообщение ОИЯИ, РЗ-7135, Дубна, 1973.
7. Ю.В.Таран. Сообщение ОИЯИ, РЗ-7149, Дубна, 1973.
8. В.И.Лушиков и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-4127, Дубна, 1968.
9. Н.Рамзей. Молекулярные пучки, ИЛ, Москва, 1966.
10. А.Абрагам. Ядерный магнетизм. ИЛ, Москва, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 мая 1973 года.