

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С 342 г 2
Т-19

3/ix -

РЗ - 7149

3202/2-73

Ю.В.Таран

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

1973

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

РЗ - 7149

Ю.В.Таран

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

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

В части 1 настоящей работы /см. /1/ / был рассмотрен спектрометр электрического дипольного момента /ЭДМ/ нейтрона на ультрахолодных нейтронах /УХН/ в так называемом проточном варианте, в котором при изменении эффекта требуется только периодическое изменение знака электрического поля. Там же был упомянут накопительный вариант спектрометра /рис. 1/. В этом варианте режим работы установки более сложен. Рассмотрим его на протяжении одного цикла.

В исходном состоянии камерная заслонка 1 открыта, а раздаточный вентиль 8 находится в таком положении, что канал 10 закрыт. После команды "пуск установки" вентиль 8 переводится в положение, соответствующее открытию канала 10 и закрытию детектора 9. Камера 2 и нейтронпровод 5 наполняются поляризованными УХН с постоянной времени

$$t_1 = \left[\frac{v}{4(V_k + V_T)} (S_T \bar{\mu}_T + S_k \bar{\mu}_k + \frac{\pi}{4} d_T^2) \right]^{-1}, \quad /1/$$

где V_T и V_k - объемы нейтронпровода и камеры, S_T и S_k - площади их внутренних поверхностей, $\bar{\mu}_T$ и $\bar{\mu}_k$ - вероятности поглощения нейтрона в стенках трубы и камеры, определенные в части 1. По истечении времени $t' \approx 2t_1$, когда плотность УХН в камере будет близка к плотности в канале, камерная заслонка закрывается, включается высокое напряжение на камеру, и вентиль 8 переводится в положение, соответствующее закрытому каналу и открытому детектору. Оставшиеся в нейтронпроводе 5 нейтроны сосчитываются детектором, и в дальнейшем этот счет используется как монитор наполнения камеры. Этим самым исключается влияние нестабиль-

ностей некоторых параметров, например, мощности реактора, времени срабатывания заслонок и т.д. Такой естественной возможности мониторингования в проточном варианте не имеется.

По достижении номинального напряжения на камере включается осциллирующее магнитное поле. В части I было показано, что метод отдельных полей более чувствителен, чем метод Раби. Поэтому дальнейшее рассмотрение мы проведем для метода отдельных полей, только теперь они будут отдельными во времени, а не в пространстве, как в проточном варианте или в спектрометрах пучкового типа. По истечении определенного интервала времени $2t_0 + t$, где t_0 - длительность импульса осциллирующего поля, t - расстояние между первым и вторым импульсами, выключается высокое напряжение и нейтроны выпускаются через анализатор поляризации на детектор. Время вытекания из камеры определяется выражением:

$$t_2 \approx \lambda + \frac{v}{a_0} \bar{\mu}_k + \frac{v}{a_0} \frac{S_I}{S_k}, \quad /2/$$

где S_I - площадь отверстия. Некоторое время требуется для транспортировки по нейтроноводу, который желательно иметь зеркальным, чтобы избежать обратных заходов в камеру. По истечении времени $t'' \approx 2t_2$ /для зеркального нейтроновода/ практически все нейтроны сосчитываются детектором и цикл повторяется с другим знаком электрического поля.

2. Метод отдельных полей

Используя те же обозначения, что и в части I, получим для числа нейтронов в камере со спином $\pm \frac{1}{2}$ в конце выдержки:

$$N_{\pm}(2t_0 + t) = \frac{1}{2} n_0 V_k R (a_+ + a_-) k \{1 \pm f_n (1 - 2\omega) [1 - 2P(t)]\} e^{-\lambda(2t_0 + t)}, \quad /3/$$

где k - степень наполнения камеры за конечное время по сравнению с бесконечным. Интегральный счет детектора за время t'' равен:

$$N_g = \frac{1}{4} n_0 V_k R^2 (a_+ + a_-)^2 \mu_g k W \{1 + f_n^2 (1 - 2\omega)^2 [1 - 2P(t)]\} \times \\ \times e^{-\lambda(2t_0 + t)} \cdot \int_0^{t''} e^{-\frac{r}{t_2} \tau} d\tau, \quad /4/$$

Проводя интегрирование и пользуясь результатами, полученными в части I, для счета детектора за один цикл имеем выражение /при упрощающем предположении $S_k \bar{\mu}_k \ll S_I$ /:

$$N_g = \frac{1}{4} n_0 V_k R^2 (a_+ + a_-)^2 \mu_g k k_I \text{Re} z(\Delta\nu) \cdot \exp[-\lambda(2t_0 + t)] / 5 / \\ \text{Re} z(\Delta\nu) = 1 \pm r \cdot \sin 2\pi \Delta\nu t \cdot e^{-\frac{\bar{\phi}^2(t)}{2}}, \quad /6/$$

где знаки \pm относятся к фазе между импульсами осциллирующего поля $\delta = \pm \frac{\pi}{2}$, k_I - степень опорожнения камеры за конечное время по сравнению с бесконечным. Вид резонансной кривой показан на рис. 2. Вводя среднюю скорость счета детектора $J_g = N_g (t' + t'' + 2t_0 + t)$, где под t' будем понимать полный интервал времени между началом наполнения и началом выдержки, а под t'' - между концом выдержки и началом наполнения, получим для скорости счета J_g и наклона $\frac{\partial J_g}{\partial \nu}$ в рабочей точке $\nu_{P.T.} = \nu_0$ следующие выражения:

$$J_g = \frac{1}{4} n_0 V_k R^2 (a_+ + a_-)^2 \mu_g k k_I \cdot (t' + t'' + 2t_0 + t)^{-1} \cdot \exp[-\lambda(2t_0 + t)], \quad /7/$$

$$\left| \frac{\partial J_g}{\partial \nu} \right| = \frac{\pi}{2} n_0 V_k R^2 (a_+ + a_-)^2 \mu_g k k_I r t (t' + t'' + 2t_0 + t)^{-1} \times \\ \times \exp[-\lambda(2t_0 + t) - \frac{\bar{\phi}^2(t)}{2}]. \quad /8/$$

Отсюда для ошибки в определении ЭДМ имеем:

$$\Delta D = \frac{2 \cdot 10^{-15} \cdot e^{\lambda' t_0}}{\pi r R(a_+ + a_-) V_H \sqrt{n_0 \mu_g k k_1} \Delta t} \cdot \frac{h_k}{\sqrt{V_k}} \times$$

$$\times \frac{\sqrt{t' + t'' + 2t_0 + t}}{t} \cdot \exp \left\{ \frac{1}{2} [\lambda' t + \bar{\phi}^2(t)] \right\}.$$

В накопительном варианте заведомо выполняется условие $t \gg r_e$, тогда из выражения для $\bar{\phi}^2$ в части I имеем $\bar{\phi}^2(t) \approx 2(\Delta\omega_0)^2 r_e t = 2at$. Подставляя эту формулу в уравнение /9/ и анализируя полученное выражение на экстремум, получим, что ошибка ΔD минимальна, если время выдержки равно:

$$t_b = \frac{T^* - t_p + \sqrt{(T^* - t_p)^2 + 8T^* t_p}}{2}, \quad /10/$$

где $T^* = (\lambda' + 2a)^{-1}$, $t_p = t' + t'' + 2t_0$ - потери времени на технологические операции. Если эти потери малы по сравнению с временем жизни нейтрона в камере $T = 1/\lambda'$, то длительность выдержки $t_b \approx T^*$. Для однородного поля ($a=0$) $T^* = T$ и время выдержки должно быть равно точно времени жизни. Тогда, пользуясь выражением $\lambda' = \lambda + \frac{v S_k}{4 V_k} \bar{\mu}_k$ /см. часть I/ и снабжая ΔD

индексами, отличающими случай $t_p = a = 0$ получим:

$$(\Delta D)_{0,0} = \frac{2 \cdot 10^{-15} \cdot e^{\lambda' t_0 + 0,5}}{\pi r R(a_+ + a_-) V_H \sqrt{n_0 \mu_g k k_1} \Delta t} \times$$

$$\times \frac{h_k}{\sqrt{V_k}} \cdot \left(\lambda + \frac{v S_k}{4 V_k} \bar{\mu}_k \right)^{1/2}.$$

/11/

Если принять цилиндрическую геометрию камеры /этот случай изображен на рис. 1/, то выражая V_k и S_k через диаметр D_k и длину h_k камеры и оставляя в ур. /11/ только множители, зависящие от размеров камеры, получим:

$$(\Delta D)_{0,0} \approx \frac{\sqrt{h_k}}{D_k} \left(\lambda + \frac{v \bar{\mu}_k}{2 h_k} + \frac{v \bar{\mu}_k}{D_k} \right)^{1/2}. \quad /12/$$

При $D_k = const$ ошибка в определении ЭДМ стремится к постоянной величине с уменьшением h_k . Обозначая этот предел через $(\Delta D)_{0,0,0}$, имеющий смысл идеальной чувствительности установки, получим:

$$(\Delta D)_{0,0,0} = \frac{2^{3/2} \cdot 10^{-15} \cdot e^{\lambda' t_0 + 0,5}}{\pi^{3/2} r R(a_+ + a_-) V_H \sqrt{n_0 \mu_g k k_1} \Delta t} \cdot \frac{\sqrt{v \bar{\mu}_k}}{D_k} \quad /13/$$

Ухудшение чувствительности за счет конечного размера h_k по сравнению с идеальной равно:

$$m = \frac{(\Delta D)_{0,0}}{(\Delta D)_{0,0,0}} \approx \left(1 + \frac{2 h_k}{D_k} \right)^{1/2}, \quad /14/$$

где мы пренебрегли λ по сравнению с остальными членами. Задавая напряжение источника питания, допустимые m и напряженность электрического поля, можно определить диаметр камеры. Например, пусть имеется источник с $V_H = 500$ кв и камера способна выдерживать напряженность $E = 50$ кв.см⁻¹, тогда длина камеры должна быть 10 см. Задавая $m \leq 1,2$, получим требование на диаметр камеры $D_k \geq 50$ см.

Другим фактором ухудшения чувствительности является неоднородность поля. Обозначая это дополнительное ухудшение через m' , имеем из уравнения /9/ при $t_p = 0$ /ошибка $(\Delta D)_0$ / и ур. /11/:

$$m' = \frac{(\Delta D)_0}{(\Delta D)_{0,0}} = \left(1 + \frac{2a}{\lambda} \right)^{1/2}. \quad /15/$$

Отсюда, задавая допустимое m' , можно получить требования на абсолютную неоднородность поля $\sqrt{(\Delta H_0)^2}$ при известном значении λ' .

Следующий фактор - ухудшение чувствительности из-за потерь времени на технологические операции $m'' = \Delta D / (\Delta D)_0$. Точное аналитическое выражение для m'' довольно громоздко, близкие результаты дает формула:

$$m'' \approx (1 + \lambda' t_p)^{1/2}. \quad /16/$$

3. Сравнение проточного и накопительного вариантов

В части 1' было получено выражение для ΔD в методе отдельных полей /см. ур. /51/ в /1'//. Прodelывая с этим выражением процедуру, аналогичную той, которая привела к ур. /13/ в этой части, получим для идеальной чувствительности проточного варианта:

$$(\Delta D)' = \frac{6^{3/2} \cdot 10^{-15}}{\pi^{3/2} r R (a_+ + a_-) V_H \sqrt{n_0} \mu_g \Delta t} \cdot \frac{\sqrt{v \mu_k}}{D_k}. \quad /17/$$

Обозначая отношение идеальных чувствительностей обоих вариантов через κ_0 и деля ур. /17/ на /13/, имеем:

$$\kappa_0 = 3 \sqrt{\frac{3 k k_1}{e}}, \quad /18/$$

что близко к 3. Таким образом, накопительный вариант идеально в три раза чувствительнее проточного, что дает разницу на порядок в длительности эксперимента для достижения заданной точности ΔD .

4. Проверка теории численным методом

Изложенная элементарная теория в части учета неоднородности магнитного поля построена на следующих более или менее правдоподобных предположениях: 1/ распределение разности фаз ϕ описывается формулой

Гаусса; 2/ корреляционная функция взята наипростейшей; 3/ время корреляции τ_c точно равно среднему времени свободного пробега нейтрона в камере. Справедливость этих предположений можно проверить непосредственным усреднением по траекториям нейтронов, разыгранным методом Монте-Карло.

С этой целью была выбрана простейшая магнитная система - соленоид длиной $L = 2$ м и диаметром $2a_s = 75$ см. Размеры камеры были взяты следующие: $D_k = 50$ см, $h_k = 8$ см. При розыгрыше траектории нейтрона считалось, что нейтрон диффузно рассеивается стенками камеры. Время выдержки t в камере варьировалось.

Для расчета напряженности магнитного поля использовалась точная формула для соленоида:

$$H_z(r, z) = \frac{2nI}{10L} \sum_{i=1,2}^2 [F(k_i) + \Pi(c_i^2 k_i) \frac{a_s - r}{a_s + r}] \frac{z_i}{\sqrt{(a_s + r)^2 + z_i^2}}, \quad /19/$$

где r, z - цилиндрические координаты точки, в которой

вычисляется поле, $z_1 = z$; $z_2 = L - z$, $k_i^2 = \frac{4 a_s r}{(a_s + r)^2 + z_i^2}$,

$c_i^2 = \frac{4 a_s r}{(a_s + r)^2}$, F и Π - полные эллиптические интегралы 2-го и 3-го родов. Для определения полной фазы $\frac{\omega_0'}{2\pi} t$, накопленной нейтроном за время t , требуется проинтегрировать поле вдоль траектории нейтрона. Для

сокращения времени счета на ЭВМ поле в нужной точке находилось с помощью линейной интерполяции по двумерной сетке, предварительно рассчитываемой по точной формуле с определенным шагом. Интерполяционные коэффициенты находились методом наименьших квадратов по ближайшим четырем точкам сетки. Изменением шага была выбрана оптимальная сетка, дающая требуемую точность вычислений и минимальные затраты времени ЭВМ.

Конкретно для индивидуальной траектории находилась величина:

$$x = \int_0^t H'(t) dt, \quad /20/$$

где

$$H' = H_z(r, z) / \left(\frac{2nl}{10L} \right). \quad /21/$$

Для получения удовлетворительного результата достаточно было обсчитать около 1000 траекторий. На рис.3 приводится распределение числа нейтронов по величине x для времени выдержки 5 сек. Для каждого такого распределения стандартным образом находились среднее значение \bar{x} и его дисперсия σ^2 . На рис. 3 сплошная кривая построена по формуле Гаусса с найденными таким образом \bar{x} и σ . Видно, что "экспериментальное" распределение очень близко к нормальному и тем самым одно из наших предположений оказалось верным.

Для проверки зависимости среднего квадрата разности фаз от длительности выдержки ее удобно преобразовать к виду /случай $t \gg \tau_c$ /:

$$\overline{y^2} = \frac{\overline{\phi^2}}{(\overline{\omega_0 t})^2} = \frac{2\tau_c}{t} \cdot \frac{(\overline{\Delta H_0})^2}{(\overline{H_0})^2}, \quad /22/$$

т.е. $\sqrt{\overline{y^2}}$ линейно зависит от $t^{-1/2}$ и определяется относительной среднеквадратичной неоднородностью магнитного поля по объему камеры. Из рассчитанных методом Монте-Карло значений \bar{x} и σ величина $\overline{y^2}$ находилась по формуле:

$$\overline{y^2} = \frac{\sigma^2}{(\bar{x})^2}. \quad /23/$$

Действительно, $y = \frac{\phi}{\overline{\omega_0 t}} = \frac{\overline{\omega_0} - \overline{\omega_0}}{\overline{\omega_0}} = \frac{x - \bar{x}}{\bar{x}}$, откуда сразу получается требуемое. Расчеты $\overline{y^2}$ были проведены для значений t в интервале от 1 до 20 сек. Результаты точками показаны на рис. 4.

Все точки хорошо ложатся на прямую линию в согласии с предсказаниями теории. Что касается наклона прямой, то здесь наблюдается небольшое отклонение от элементарной теории. Действительно, подставляя в ур. /22/ значение $\tau_c = 0,0242$ сек, найденное по формуле

$$\tau_c = \frac{4V_k}{vS_k}, \text{ и значение } \frac{(\overline{\Delta H_0})^2}{(\overline{H_0})^2} = 1,932 \cdot 10^{-6}, \text{ найденное}$$

пространственным усреднением магнитного поля по объему камеры, получим для коэффициента при $t^{-1/2}$ значение $0,305 \cdot 10^{-3}$, а численные расчеты дают $0,354 \cdot 10^{-3}$. Расхождение еще немного увеличится, если в ур. /22/ подставить "экспериментальное" значение $\tau_c = 0,0208$ сек. Однако наблюдавшееся отклонение не велико, и изложенная теория является достаточно хорошим приближением к действительности.

5. Предельная чувствительность

Представляет интерес оценить предельную чувствительность спектрометра ЭДМ на УХН в накопительном варианте, достижимую на современном уровне технологии. С этой целью зададимся следующими параметрами, входящими в ур. /9/: 1/ полное время набора статистики $\Delta t = 10^6$ сек /около двух недель/; 2/ объемная плотность нейтронов на выходе канала УХН $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ /сейчас экспериментально получено на порядок хуже/; 3/ эффективность детектора $\mu_s = 80\%$ /в настоящее время достигнуто 50% /2/ и ее еще можно увеличить/; 4/ поляризация нейтронов $f_n = 80\%$, соответствующие величины $a_- = 0,4$ и $a_+ = 0$; 5/ пропускание нейтроновода $R = 0,8$ /на современном уровне достигается $0,6$ /; 6/ напряжение источника питания $V_H = 500$ кв, при этом считается достижимой напряженность электрического поля $E = 50 \text{ кв.см}^{-1}$, откуда длина камеры определяется равной $h_k = 10$ см; 7/ диаметр камеры $D_k = 50$ см; 8/ однородность поля такова, что не приводит к ухудшению чувствительности установки; 9/ $k = k_1 = 0,9$.

В этом случае имеем:

$$\Delta D \approx 5 \cdot 10^{-25} \cdot \frac{\sqrt{t_p + t_b}}{t_b} \cdot e^{\frac{1}{2} \cdot \frac{t_b}{T}}, \quad /24/$$

где t_b дается ур. /10/ при $T^* = T$. Для нахождения

$$T = 1/\lambda', \quad \text{где } \lambda' = \lambda + \frac{v S_k}{4 V_k} \bar{\mu}_k, \quad \text{отметим, что достиг-$$

нутое в настоящее время /3/ значение $\bar{\mu}_k$ для наиболее подходящего материала камеры - меди - равно 10^{-3} /с $\bar{v} = 5$ м/сек/ при теоретическом значении $3 \cdot 10^{-4}$. Для выбранных размеров камеры экспериментальное значение $\bar{\mu}_k$ дает $T = 30$ сек, а теоретическое - 100 сек. Выбираем промежуточное значение $T = 50$ сек. Величину t_p трудно сделать меньшей 20 сек.

Подставляя эти цифры в ур. /24/, получим для предельной чувствительности спектрометра ЭДМ с использованием УХН на современном уровне технологии $\Delta D \approx 10^{-25}$ см, что на два порядка величины лучше, чем достигнуто в работе Миллера и др. /см. частное сообщение, цитированное в /4/ /.

В будущем, по-видимому, удастся приблизить время жизни нейтрона в камере к времени его жизни относительно радиоактивного распада, т.е. 10^3 сек. Увеличение длительности эксперимента в 10 раз /до 4 месяцев/ и плотности нейтронов в 10 раз /установкой канала УХН на высокопоточном реакторе или использованием эффекта накопления нейтронов в канале на импульсном реакторе/ в сочетании с увеличением времени жизни нейтрона в камере в 10 раз даст выигрыш в чувствительности спектрометра ЭДМ еще на два порядка, т.е. до 10^{-27} см. Дальнейшее продвижение в рамках этого метода, по-видимому, невозможно.

6. Заключение

К настоящему времени спектрометр ЭДМ на УХН ни в одном из вариантов не реализован, хотя известно, что

подготовка таких экспериментов проводится /4/. Интерес к этим экспериментам обусловлен тем, что большая группа теоретических работ /см., обзор /5/ / предсказывает на основе различных моделей возможные значения ЭДМ в диапазоне 10^{-23} - 10^{-25} см. С помощью спектрометра пучкового типа /см. часть I этой статьи/, по-видимому, можно довести чувствительность до 10^{-24} см. Однако наличие аппаратурного $\frac{1}{c} [\bar{v} \cdot \bar{E}]$ - эффекта, связанного с непараллельностью магнитного и электрического полей, делает эту задачу очень трудной. В спектрометре на УХН этот эффект сильно подавлен, а в накопительном варианте им практически пренебрегается из-за того, что входное и выходное отверстие одно и то же. Сделанные в пункте 5 оценки чувствительности показывают возможность перекрытия указанного диапазона теоретических оценок с помощью спектрометра на УХН.

В /6/ на основе изложенной здесь теории проведено определение основных параметров проектируемого в ЛНФ ОИЯИ спектрометра ЭДМ в накопительном варианте /установка "Тристом"/ применительно к реактору с тепловым потоком около 10^{13} см⁻² .сек⁻¹. Проектная чувствительность установки близка к 10^{-25} см.

Настоящая работа была выполнена по инициативе Ф.Л.Шапиро. Полезные замечания сделали И.М.Франк и В.И.Лушиков, которым автор выражает искреннюю благодарность.

Литература

1. Ю.В.Таран. Сообщение ОИЯИ, РЗ-7147, Дубна, 1973.
2. А.В.Стрелков. Препринт ОИЯИ, З-5937, Дубна, 1971.
3. Л.В.Грошев и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-5392, Дубна, 1970.
4. Ф.Л.Шапиро. Сообщение ОИЯИ, РЗ-7135, Дубна, 1973.
5. Ф.Л.Шапиро. УФН, 95 /1/, 146, 1968.
6. Ю.В.Таран. Депонированное сообщение ОИЯИ, РЗ-7151, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 мая 1973 года.

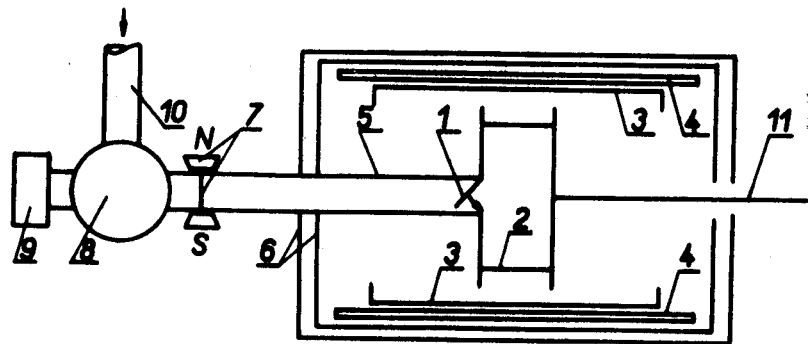


Рис. 1. Схематическое изображение спектрометра ЭДМ в накопительном варианте: 1 - камерная заслонка; 2 - камера; 3 - резонатор; 4 - соленоид; 5 - нейтроновод; 6 - многослойный магнитный экран; 7 - устройство для поляризации и анализа поляризации нейтронов; 8 - раздаточный вентиль; 9 - детектор нейтронов; 10 - канал УХН; 11 - высоковольтный ввод.

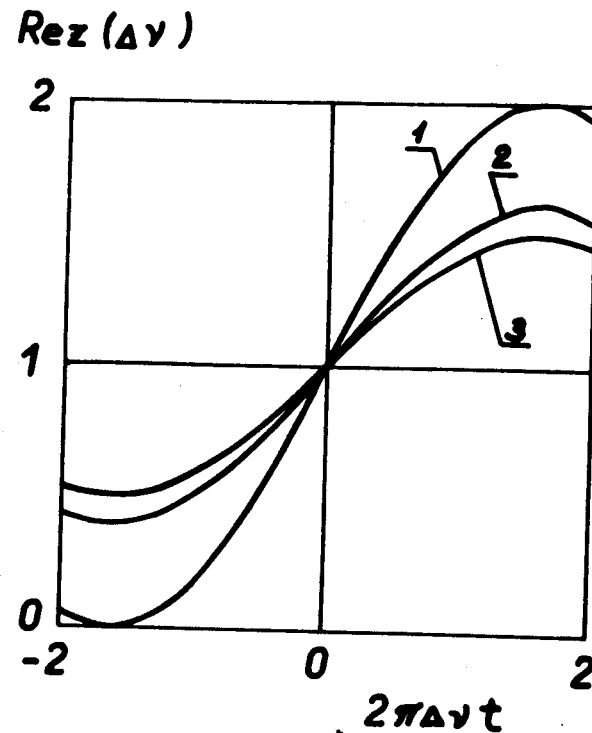


Рис. 2. Резонансная кривая $Re z(\Delta\nu)$ в методе отдельных полей при сдвиге фазы $\delta = -\frac{\pi}{2}$. 1 - полная поляризация, $r = 1$; однородное поле, $\frac{(\Delta\omega_0^2)}{(\Delta\omega_0)^2} r T^* = 0$, $2 - r = 1$, $\frac{(\Delta\omega_0^2)}{(\Delta\omega_0)^2} r T^* = 0,5$; 3 - $r = 0,5$; $\frac{(\Delta\omega_0^2)}{(\Delta\omega_0)^2} = 0$.

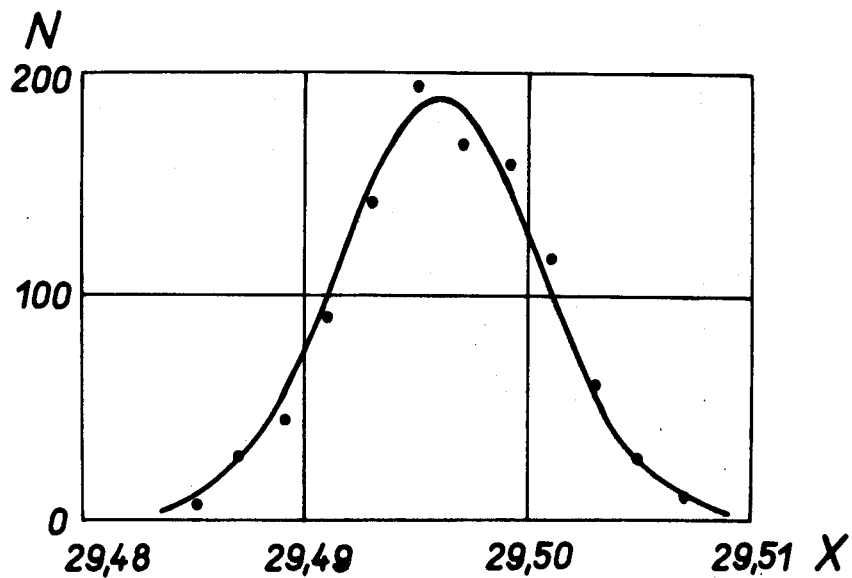


Рис. 3. Распределение числа нейтронов N по параметру x для времени выдержки $t = 5$ сек. Точками показаны результаты численного интегрирования по траекториям, разыгранным методом Монте-Карло. Сплошная кривая построена по формуле Гаусса

$$N = N_0 \cdot \exp \left[- \frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2} \right]$$

с $\bar{x} = 29,496$ и $\sigma = 4,54 \cdot 10^{-3}$, полученными усреднением по 1074 траекториям.

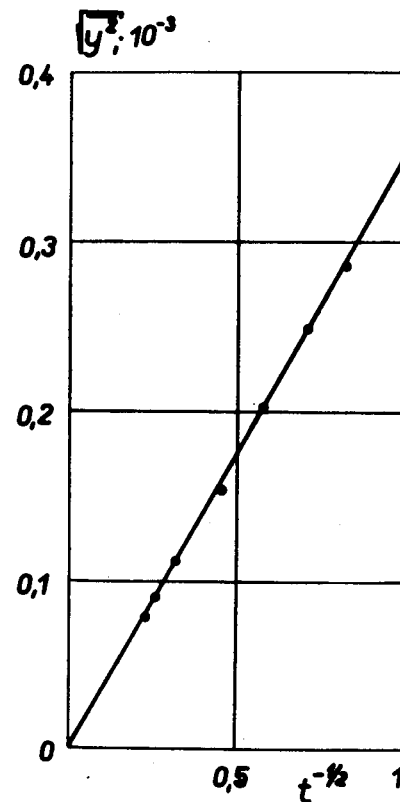


Рис. 4. Зависимость среднего квадрата относительной разности фаз $\overline{y^2}$ от времени выдержки t . Точками показаны результаты численных расчетов.