

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

И 265

P3-87-832

В.К.Игнатович, Ю.В.Никитенко

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ДЕЙСТВИЯ
ГРАВИТАЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1987

1. Введение

Гравитационный спектрометр представляет собой П-образное колено, включенное в общую цепь с горизонтальным нейтроноводом. При повороте колена вокруг оси горизонтального нейтроновода оно поднимается на высоту h , отчего на пути нейтронов создается гравитационный барьер высотой mgh , который непроходим для нейтронов с энергией $E \leq mgh$. Таким образом, спектрометр является фильтром, который позволяет измерять интегральное количество нейтронов в первичном спектре с энергией $E \geq mgh$. Типичная спектральная кривая, т.е. скорость счета детектора, установленного после спектрометра, в зависимости от высоты колена показана на рис. 1 (см., напр., ^{1/}). Качественно она согласуется с низкоэнергетической частью идеального максвелловского спектра, представленного на вставке рис. 1, где верхняя граница спектра соответствует граничной энергии нейтроновода (в случае, например, медного это E_{Cu}), а нижняя - граничная энергия источника ультрахолодных нейтронов (УХН) или технологической мембраны (например, в случае алюминиевой мембраны это E_{Al}). Из того, что спектральная кривая содержит плато, простирающееся как раз до E_{Al} , и обращается в нуль при $E = E_{Cu}$, можно сделать вывод о качественном соответствии спектральной кривой идеальному спектру.

Однако в дальнейшем ^{2/} стало ясно, что при заданном спектре скорость счета детектора определяется не только высотой колена h , но и другими характеристиками спектрометра. Например, существенную роль играет то, насколько быстро нейтроны перетекают через колено по сравнению с тем, как быстро они поглощаются в детекторе. Если поглощение в детекторе происходит быстрее перетекания (такой режим работы спектрометра называется проточным), то спектральная кривая будет такой же, как если бы детектор был помещен в верхней части колена (разумеется, предполагается, что при таком переносе детектора его эффективность не меняется). Но скорость счета детектора, поднятого на высоту h , определяется плотностью нейтронов на высоте h , которая в силу максвелловского распределения тем меньше, чем больше h (даже для нейтронов с достаточно высокой энергией). Иными словами, в этом случае

спектральная кривая не должна иметь плато даже для идеального спектра, показанного на рис. 1.

В противоположном случае, когда скорость перетекания выше скорости регистрации детектора (этот режим работы спектрометра называется накопительным), около детектора устанавливается плотность УХН, пропорциональная плотности нейтронов до колена, и спектральная кривая приобретает вид, показанный на рис. 1, т. е. она содержит экспериментально наблюдаемое плато.

Справедливость изложенных представлений была экспериментально подтверждена в работе^{3/}, где скорости перетекания и регистрации регулировались с помощью двух диафрагм, установленных в верхней части колена и перед детектором. Однако было отмечено, что поскольку каждый конкретный спектрометр работает в заранее неизвестном, вообще говоря, промежуточном режиме, то спектр из спектральной кривой извлекается неоднозначно. Это привело к тому, что гравитационный спектрометр стал считаться негодным инструментом и в спектрометрии УХН преимущественное положение занял спектрометр по времени пролета^{4/}.

Нужно, однако, отметить, что времяпролетный спектрометр позволяет измерять только одну компоненту скорости, и потому он является наиболее подходящим для измерения спектра хорошо коллимированного пучка нейтронов. Он не дает однозначной информации о спектре в случае, например, накопления УХН в сосудах. Гравитационный же спектрометр представляется наиболее адекватным для такого рода задач, поскольку он использует ту специфическую особенность УХН, что их свойства аналогичны свойствам идеального газа. В связи с этим представляет интерес разобраться в работе спектрометра. В работе^{5/} была решена задача о пропускании УХН вертикальным или наклонным нейтроноводом, в результате чего стало возможным построить полную теорию гравитационного спектрометра. В настоящей работе делается первый шаг в этом направлении, а именно: рассчитываются спектральные кривые в зависимости от различных параметров спектрометра при заданном первичном спектре УХН.

В следующем пункте показывается, как рассчитать пропускание спектрометра для монохроматических нейтронов, зная пропускание отдельных его звеньев. В последнем пункте приводятся и обсуждаются интегральные кривые, полученные путем численного интегрирования пропускания спектрометра по заданному первичному спектру.

2. Пропускание гравитационного спектрометра для монохроматических УХН

Перенумеруем различные звенья спектрометра так, как показано на рис. 2. Представим себе, что между звеньями имеются вакуумные промежутки, тогда каждое звено можно охарактеризовать полными отражением R_i^{\pm} и пропусканием T_i^{\pm} из вакуума в вакуум. Значок \pm указывает на то, что первичный поток на выбранное звено падает в том же направлении, в каком исследуется полное пропускание (мы для конкретности будем рассчитывать пропускание слева направо), или наоборот. Для горизонтальных участков 1,3,5 направление не имеет значения, а для наклонных 2,4 оно существенно, причем поскольку мы в дальнейшем ради простоты будем считать звенья 2 и 4 одинаковыми, то $R_2^{\pm} \doteq R_4^{\mp}$ и $T_2^{\pm} = T_4^{\mp}$.

Выражения для R и T были получены ранее (см.^{5/} и, напр.^{6/}). Позже мы их приведем, но сначала обрисует общую схему расчета. Для дальнейших исследований удобно выделить звено 3, поэтому всю систему сначала разобьем на две части: первая содержит звенья 1,2, а вторая - 3,4,5. Пропускание первой системы обозначим T_{12} , а второй - T_{35} . Будем считать, что плотность УХН, падающих на вход звена 1, равна единице. Полную плотность между звеньями 2 и 3 обозначим N. Ее можно представить двояким образом:

$$a) N = (1 + R_{95})N_9, \quad б) N = (1 + R_{21})N_2 + T_{12}. \quad (1)$$

где N_9 обозначает часть плотности N, которая соответствует УХН, падающим направо, оставшаяся часть - УХН, отраженным от совокупности звеньев 3-5 с коэффициентом отражения R_{95} . Аналогично, N_2 обозначает часть плотности N, которая отвечает нейтронам, летящим налево, оставшаяся часть формируется из отраженных (коэффициент отражения R_{21}) и первичной плотности, пропущенной звеньями 1,2. Если из системы (1) определить N_9 , то пропускание всей системы T_{15} можно будет представить в виде

$$T_{15} = T_{95}N_9. \quad (2)$$

Для определения N_9 , однако, требуется еще одно уравнение. Оно следует из требования сохранения потока

$$T_{12} = (1 - R_{21})N_2 + (1 - R_{95})N_9, \quad (3)$$

которое говорит о том, что число нейтронов, прошедших через систему 1,2, отчасти уходит направо, а остальная часть возвращается

налево. Из уравнений (1) и (3) легко следует, что

$$N_9 = T_{12} / (1 - R_{21} R_{95}). \quad (4)$$

Подставив (4) в (2), получим

$$T_{15} = T_{12} T_{95} / (1 - R_{21} R_{95}). \quad (5)$$

Теперь нетрудно, игнорируя звенья 1,2, подсчитать пропускание T_{95} . Для этого отделим от системы звеньев 3-5 звено 3 и, используя промежуток между звеньями 3 и 4, с помощью рассуждений совершенно аналогичных тем, которые привели к формуле (5), получим выражение

$$T_{95} = T_9 T_{45} / (1 - R_9 R_{45}). \quad (6)$$

В выражение (5) входит еще и величина R_{95} . Мы покажем, как она вычисляется, на примере расчета коэффициента отражения R_{15} всего спектрометра. Для вычисления R_{15} нужно знать отражение R_{12} совокупности звеньев 1,2 и плотность N_2 в выражении (1b), поскольку в полный поток, отраженный от всего спектрометра, кроме той части, которая определяется отражением совокупности звеньев 1,2, входит также та часть, которая соответствует плотности N_2 , пропущенной звеньями 1,2 в обратном направлении. Иными словами, выражение для R_{15} можно записать в виде

$$R_{15} = R_{12} + T_{21} N_2. \quad (7)$$

Из уравнений (1) и (3) следует, что

$$N_2 = R_{95} T_{12} / (1 - R_{21} R_{95}). \quad (8)$$

Подставив (8) в (7), получим

$$R_{15} = R_{12} + T_{21} R_{95} T_{12} / (1 - R_{21} R_{95}). \quad (9)$$

Совершенно аналогично записывается и выражение для R_{95} :

$$R_{95} = R_9 + T_9^2 R_{45} / (1 - R_9 R_{45}). \quad (10)$$

Подставив (10) и (6) в (5), выделим в пропускании T_{15} вклад звена 3:

$$T_{15} = T_{12} T_9 T_{45} / [(1 - R_9 R_{45})(1 - R_{95} R_{21}) + R_{21} R_{45} (R_9^2 - T_9^2)]. \quad (11)$$

Отсюда можно найти выражение для T_{15} в трех предельных случаях: звено 3 1) хорошо пропускает ($R_9 \rightarrow 0$), 2) сильно отражает ($R_9 \rightarrow 1$) и 3) сильно поглощает ($R_9, T_9 \rightarrow 0$) УХН.

Чтобы получить пропускание всей цепи, выраженное через

характеристики отдельных звеньев, необходимо найти R и T для цепочек 1,2 и 4,5. Это делается с помощью промежутков между соответствующими звеньями и рассуждений, полностью аналогичных вышеприведенным.

Заметим, что во всех полученных ранее выражениях направление отражения и пропускания восстанавливается по последовательности индексов. Принимая во внимание эти направления, получаем

$$a) T_{12} = T_1 T_2^+ / (1 - R_1 R_2^+), \quad b) R_{21} = R_2^- + T_2^- R_1 T_2^+ / (1 - R_1 R_2^+); \quad (12)$$

$$a) T_{45} = T_4^+ T_5 / (1 - R_4^- R_5), \quad b) R_{45} = R_4^+ + T_4^- R_5 T_4^+ / (1 - R_4^- R_5). \quad (13)$$

Отметим, что используемые здесь рекуррентные соотношения частично применялись и ранее (см., напр., [1]), но в общем случае их справедливость не была доказана. Ее можно доказать, основываясь на естественном требовании непрерывности плотности и потока на границе раздела двух звеньев, когда уравнения диффузии в разных звеньях различны. Действительно, каковы бы ни были уравнения диффузии в двух соседних звеньях (лишь бы они были дифференциальными уравнениями второго порядка), в каждом звене решение представляется в виде двух линейно независимых функций с двумя неизвестными коэффициентами. Сшивка этих решений на границе раздела обеспечивается двумя условиями непрерывности. Пусть, например, слева неизвестные коэффициенты равны α и β , а справа - γ и δ , тогда при непосредственной сшивке на границе получаем уравнения типа

$$a) A_1 \alpha + B_1 \beta = C_1 \gamma + D_1 \delta, \quad b) A_2 \alpha + B_2 \beta = C_2 \gamma + D_2 \delta,$$

где A_i, B_i, C_i и D_i - некие величины, следующие из соответствующих диффузионных уравнений. Если же мы вводим между звеньями промежутки и полагаем плотность в нем равной N , причем N состоит из двух компонент N_1 и N_2 , первая из которых определяет поток $N_1 v/2$, идущий налево, а вторая - $N_2 v/2$, идущий направо, где v - скорость нейтронов, то, например, первое уравнение сшивки теперь разобьется на два:

$$A_1 \alpha + B_1 \beta = N_1 + N_2, \quad C_1 \gamma + D_1 \delta = N_1 + N_2,$$

которые полностью эквивалентны одному прежнему. То же самое касается и второго уравнения сшивки.

Для окончательного расчета пропускания T_{15} нужны выражения для R и T отдельных звеньев. Приведем их теперь.

Пропускание наклонных участков, как было уже сказано, рассчитано в ^{5/}, и оно может быть представлено в следующем виде:

$$T_{2}^{\pm} = 2\gamma_{d,u} / \gamma_{d,u} (K_{u}^{+} I_{d}^{+} - K_{d}^{-} I_{u}^{-}), \quad (14)$$

где приняты следующие обозначения:

$$\gamma_{d,u} = (4/3) \sqrt{\eta v / v_{lim}} x_{d,u}^{3/4}, \quad (15)$$

$\eta = \text{Im}b/\text{Re}b$ - коэффициент потерь VХН в нейтронноводе, $\text{Im}b$, $\text{Re}b$ - мнимая и вещественная части амплитуды рассеяния ядер вещества нейтронновода (см., например, ^{8/}), v - скорость нейтрона в нижнем горизонтальном нейтронноводе, v_{lim} - граничная скорость стенок нейтронновода (в случае медного нейтронновода - это v_{Cu}),

$$x_{d,u} = (1 - 2g \sin\phi z_{d,u} / v^2), \quad (16)$$

g - ускорение свободного падения, ϕ - угол наклона спектрометра, $z_{d,u}$ - координаты нижнего и верхнего концов участка 2 (см рис. 2). Ниже мы всегда будем полагать, что $z_d = 0$, а $z_u = L$ - длине участка 2. Причем поскольку для сканирования всего спектра от нуля до $v = v_{lim}$ достаточно взять такую длину L , чтобы $2gL = v_{lim}^2 = v_{Cu}^2$, то выражение (16) можно записать в виде

$$a) x_d = 1, \quad b) x_u = (1 - \sin\phi \cdot v_{lim}^2 / v^2). \quad (17)$$

Величина y в выражении (14) равна

$$y_{d,u} = (4/5) \sqrt{\eta v / v_{lim}} (v^2 / g \sin\phi)^{5/4}. \quad (18)$$

Помимо уже указанных ранее величин сюда входит длина свободного пробега между двумя соударениями со стенками нейтронновода - l . В случае цилиндрического нейтронновода l равна его диаметру.

В выражении (14) используются также следующие обозначения:

$$K_{d,u}^{\pm} = K_{0,d,u} \pm \gamma_{d,u} K_{1,d,u}, \quad (19)$$

$$I_{d,u}^{\pm} = I_{0,d,u} \pm \gamma_{d,u} I_{1,d,u}, \quad (20)$$

где $K_{0,1}(y)$ и $I_{0,1}(y)$ - модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков.

Коэффициенты отражения звена 2, как следует из ^{5/}, могут быть представлены в виде

$$R_2^+ = (I_d^- K_u^+ - I_u^- K_d^+) / (I_d^+ K_u^+ - I_u^- K_d^+), \quad (21)$$

$$R_2^- = (I_d^+ K_u^- - I_u^+ K_d^-) / (I_d^+ K_u^+ - I_u^- K_d^-). \quad (22)$$

Входящие сюда величины указаны в (19) и (20).

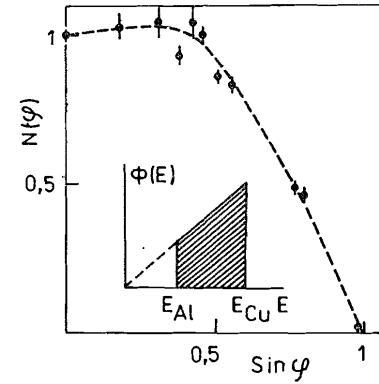


Рис. 1. Спектральная кривая, полученная в работе ^{1/}, и идеальный спектр.

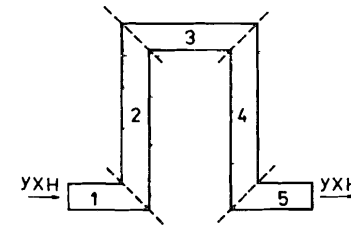


Рис. 2. Обозначение звеньев спектрометра. Пунктиром указаны положения воображаемых вакуумных промежутков.

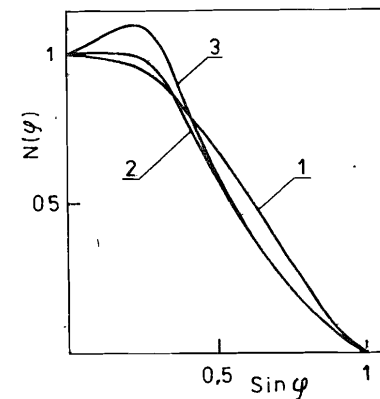


Рис. 3. Рассчитанные спектральные кривые для спектра (28) при длинах звеньев 1, 3, равных соответственно: 1) 5, 2) 100, 1; 3) 100, 25. Длина звена 5 во всех трех случаях равна 5.

Для горизонтальных участков длиной L справедливы другие формулы (см., напр., [8]):

$$R = r(1 - e^2)/(1 - r^2 e^2), \quad (23)$$

$$T = e(1 - r^2)/(1 - r^2 e^2), \quad (24)$$

где используются обозначения

$$r = (1 - q)/(1 + q), \quad e = \exp(-L/L_D), \quad (25)$$

$$q = (4/3)x^{1/4} \sqrt{\eta v/v_{Cu}}, \quad L_D = (2/3)l/q, \quad (26)$$

а в качестве x следует взять либо x_d , если имеется в виду звено 1 или 5, или же x_u , если имеется в виду звено 3.

3. Результаты численного расчета пропускания спектрометра

После последовательной подстановки всех необходимых выражений в формулу (11) получаем T_{d45} как функцию $T(\sin\phi, v)$. При заданном спектре потока $\Phi(v)$ на входе спектрометра скорость счета детектора при заданном угле наклона ϕ равна

$$N(\phi) = \int T(\sin\phi, v) \Phi(v) \theta(v^2 > 2gL \sin\phi) \epsilon(v) dv, \quad (27)$$

где θ -функция равна единице при выполнении неравенства, указанного в ее аргументе, и нулю в противном случае, а ϵ - аппаратная эффективность детектора, которую мы будем полагать равной единице.

Идеальный спектр, показанный на вставке рис. 1, соответствует

$$\Phi(v) = Cv^3 \theta(v_{Al}^2 < v^2 < v_{Cu}^2), \quad (28)$$

где C - нормировочная постоянная.

На рис. 3 приведены три спектральные кривые $N(E)$ ($E = mgL \sin\phi = E_{Cu} \sin\phi$, m - масса нейтрона) для трех различных наборов длин звеньев 1 и 3. Длина звена 5 выбрана равной 5 (длины приводятся в единицах диаметра, который полагается для всех звеньев одинаковым), а длины звеньев 2 и 4 фиксированы условием $2gL = E_{Cu}$. Коэффициент поглощения η во всех трех случаях выбран равным 10^{-9} , что близко к экспериментально наблюдаемой величине. Из этого рисунка следует, что спектральные кривые (они все нормированы на единицу при $E = 0$) могут вести себя самым различным образом. При малой длине звена 3 спектральная кривая или монотонно убывает, начиная с нуля, когда звено 1 тоже короткое, или содержит плато, когда звено 1 длинное (заметим, что пропускание симметрично

относительно перестановки звеньев 1 и 5). Эти две кривые соответствуют проточному и накопительному режимам работы спектрометра. При увеличении η или удлинении звена 3 на спектральной кривой может сначала наблюдаться подъем. Это естественным образом объясняется тем, что при подъеме колена спектр в верхней его части смягчается, и это приводит к уменьшению поглощения, т. е. к улучшению пропускания спектрометра.

На рис. 4 приведены две спектральные кривые, аналогичные тем, которые были получены в эксперименте [3] со спектрометром, имеющим диафрагму между звеньями 3 и 4. Влияние диафрагмы можно рассчитать рекуррентным способом, при этом если доля открытого отверстия диафрагмы равна ξ , то отражение диафрагмы равно $R_d = 1 - \xi$, а пропускание - $T_d = \xi$. Таким образом, пропускание системы, состоящей из диафрагмы и звеньев 4, 5, T_{d45} может быть записано следующим образом:

$$T_{d45} = T_d T_{45} / (1 - R_d R_{45}), \quad (29)$$

а отражение

$$R_{d45} = R_d + T_d^2 R_{45} / (1 - R_d R_{45}). \quad (30)$$

Верхняя кривая на рис. 4 совпадает со средней кривой на рис. 3 и соответствует полностью открытой диафрагме ($\xi = 1$). Спектрометр работает в накопительном режиме. Нижняя кривая соответствует диафрагме с $\xi = 0,1$. Спектрометр работает в проточном режиме.

На рис. 5 представлены спектральные кривые, которые получены со спектрометром без диафрагмы, но интегрирование в (27) проведено с иным спектром, нежели (28), а именно: в этом случае первичный спектр принимался в виде

$$\Phi(v) = A \delta(v - v_{Al}) + C v (v^2 - v_1^2) \theta(v_1 \leq v \leq v_{Cu}), \quad (31)$$

где C - нормировочная постоянная, а v_1 - нижняя граница непрерывной части спектра, причем $v_1 > v_{Al}$. Первое слагаемое в (31) указывает на присутствие в спектре монолинии. Если вторая часть спектра нормирована на единицу, то постоянная A характеризует долю, которая в полном спектре приходится на монолинию.

Спектральные кривые рис. 5 содержат два плато и очень похожи на кривую, которая была получена в эксперименте [9].

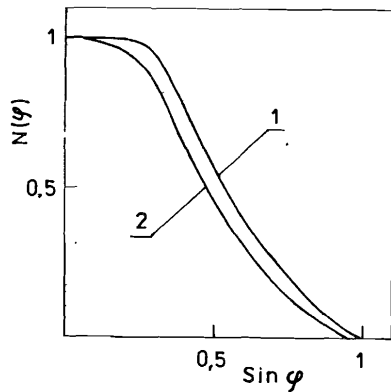


Рис. 4. Спектральные кривые для спектрометра с диафрагмой. Длины звеньев 1, 3, 5 равны соответственно 100, 1, 5; пропускание диафрагмы ξ равно: 1) 1; 2) 0,1.

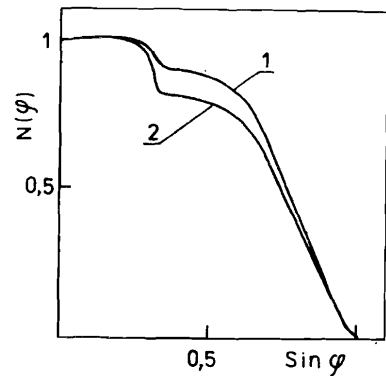


Рис. 5. Спектральные кривые для спектрометра с длинами звеньев 1, 3, 5, равными соответственно 100, 1, 5 при первичном спектре (β_1) , $v_{Al} = 3,2$ м/с, $v_1 = 4,4$ м/с. Доля монолинии в спектре составляет: 1) $\lambda = 2,5 \cdot 10^{-2}$; 2) $\lambda = 5 \cdot 10^{-2}$.

4. Заключение

Проведенные расчеты показывают, что теория гравитационного спектрометра позволяет описать все экспериментально наблюдаемые формы спектральных кривых и потому в принципе позволяет из спектральных кривых извлекать спектр нейтронов. Более того, варьируя те или иные элементы спектрометра, можно по изменению формы спектральной кривой судить не только о спектре УХН, но и о свойствах самого спектрометра, например о коэффициенте потерь η в нем. Развитая теория позволяет также улучшить методику измерения спектральной чувствительности детекторов^{10/}.

^{10/} Авторы благодарны В. В. Голикову за поддержку работы и интерес к ней.

Литература

1. Groshev L. V. et al. - Phys. Lett., 1971, v. 36B, p. 293.
2. Игнатович В. К., Терехов Г. И. Сообщение ОИЯИ Р4-9567, Дубна, 1976.
3. Косвинцев Ю. Ю., Кушнир Ю. А., Морозов В. И. - В сб.: Нейтронная физика. Тр. Всесоюз. конф. М.: ЦНИИатоминформ, 1977, ч. 1, с. 173.
4. Новопольцев М. И., Покотиловский Ю. Н. Сообщение ОИЯИ Р3-81-828, Дубна, 1981.
5. Игнатович В. К. Препринт ОИЯИ Р4-87-402, Дубна, 1987.
6. Игнатович В. К., Никитенко Ю. В. Препринт ОИЯИ Р3-87-326, Дубна, 1987.
7. Косвинцев Ю. Ю., Морозов В. И., Терехов Г. И. - В сб.: Нейтронная физика. Тр. Всесоюз. конф. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, т. 4, с. 3, 44.
8. Игнатович В. К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1987.
9. Косвинцев Ю. Ю., Кушнир Ю. А., Морозов В. И. - В сб.: Нейтронная физика. Тр. Всесоюз. конф. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч. 1, с. 116.
10. Novopoltzev M. I., Pokotilovskij Yu. N. - Nucl. Instr. & Meth., 1980, v. 171, p. 497.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 ноября 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984./2 тома/	7 р.75 к.
D11 85 791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Игнатович В.К., Никитенко Ю.В.

P3-87-832

Физические особенности действия гравитационного спектрометра ультрахолодных нейтронов

Рассмотрена диффузия ультрахолодных нейтронов /УХН/ через гравитационный спектрометр, выполненный в виде П-образного нейтроновода, наклоненного по отношению к направлению гравитационного поля. Используются новые решения для диффузии УХН в составном нейтроновом поле и нейтроновом поле гравитационном поле. Показано, что интегральные спектральные кривые, полученные с помощью этого спектрометра, сильно зависят от параметров спектрометра. Расчетные спектральные кривые, полученные при различных параметрах, воспроизводят экспериментальные данные.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Ignatovich V.K., Nikitenko Yu.V.

P3-87-832

On Physical Special Features of the UCN Gravity Spectrometer Operation

Diffusion of ultracold neutrons (UCN) along the П-like elbow held at an angle with respect to the gravitational field is considered. A new approach to diffusion along composite guides together with the solution for UCN diffusion in the gravitational field are used. It is shown that the form of integral spectral curves obtained with this spectrometer strongly depends on spectrometer parameters. The results of numerical calculations carried out with different spectrometer parameters are given which reproduce some experimentally observed integral spectrum curves.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987