

2/IV-84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1628/84

P3-83-892

В.К.Игнатович, З.Миттаг, В.Пильц

ПОИСК ФОНОННОГО АНАЛОГА  
ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ПРИ ПРОЛЕТЕ НЕЙТРОНА ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Направлено в журнал  
"Физика твердого тела"

1983

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В<sup>1/</sup> была рассмотрена возможность возбуждения фононного излучения черенковского типа при пролете нейтронов сверхзвуковых скоростей через кристаллический образец.

Когерентное взаимодействие нейтрона с веществом описывается потенциалом

$$u = (\hbar^2 / 2m_n) 4\pi N_0 b, \quad /1/$$

где  $N_0$  - число атомов вещества в единице объема,  $b$  - когерентная амплитуда рассеяния на одном атоме,  $m_n$  - масса нейтрона.

Внедрение нейтрона внутрь вещества приводит к возникновению локального давления

$$p = u \delta(\vec{r} - \vec{v}t), \quad /2/$$

где  $\vec{v}$  - скорость нейтрона.

На основе полуклассического подхода было показано<sup>1/1</sup>, что когда скорость  $v$  превышает скорость продольного звука  $c_l$ , в веществе происходит излучение фононов, аналогично тому, как происходит излучение черенковских фотонов при равномерном движении заряда. В<sup>1/</sup> была подсчитана также величина энергии на единицу пути, которую нейтрон теряет на это излучение при прохождении сквозь вещество. Нейтрон должен терять энергию, не меняя направления своего движения, что позволяет отличить указанный процесс от обычного неупругого рассеяния.

Для потери энергии на единицу пути получен следующий результат:

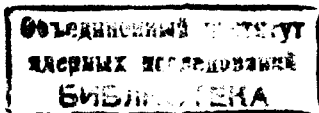
$$\Delta E_n / d = Bb^2 / M E_n, \quad /3/$$

где  $d$  - толщина образца,  $M$  - массовое число. Численная оценка величины  $B$  представляет собой сложную задачу. Для разных предположений о форме дисперсионного соотношения в<sup>1/</sup> получены отличающиеся результаты:

$$B = N_0 (\pi/4) (k_B T_D)^2, \quad /4'/$$

$$B = (1/2) (\pi/2)^5 N_0^{7/3} (\hbar^2 / 2m_n)^2, \quad /4''/$$

$T_D$  - температура Дебая.



В наиболее благоприятном случае относительное уменьшение энергии составляет величину порядка  $10^{-5}$ . Такая точность может быть достигнута путем измерения резонансной энергии, когда до и после исследуемого нерезонансного образца на пути нейтронов устанавливается резонансная мишень.

В<sup>1/1</sup> описан первый такой эксперимент для образца из поликристаллического бериллия толщиной 0,8 см с резонансными фольгами из серебра и родия. Получены следующие результаты:

$$\Delta E_n / d = \begin{cases} /-38 + 131/ \text{ мкэВ/см при } E_n = 5,19 \text{ эВ,} \\ /-14 + 56/ \text{ мкэВ/см при } E_n = 1,26 \text{ эВ.} \end{cases}$$

Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию этого вопроса. В разделе 2 описан усовершенствованный эксперимент по измерению величины  $\Delta E_n / d$  для бериллия. В разделе 3 дается иная, чем в<sup>1/1</sup>, теоретическая интерпретация эффекта, а соответствующая постановка эксперимента описана в разделе 4.

## 2. ИЗМЕРЕНИЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ ПРИ ПРЯМОЛИНЕЙНОМ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

В эксперименте, поставленном нами, использовался метод времени пролета нейтронов. Принцип измерения можно пояснить с помощью схемы рис.1. Между импульсным источником нейтронов и детектором помещен исследуемый образец. Резонансная мишень с резонансом при энергии  $E_0$  может помещаться около образца со стороны реактора /а/ или со стороны детектора /б/. Для этих двух вариантов положение резонансного провала в спектре по времени пролета нейтронов будет различаться, если энергия нейтронов изменяется при прохождении через образец.

$$t_a = 72,3[L_1 E_0^{-1/2} + L_2(E_0 - \Delta E_n)^{-1/2}],$$

$$t_b = 72,3[L_1(E_0 + \Delta E_n)^{-1/2} + L_2 E_0^{-1/2}], \quad /5/$$

( $L$  - [м],  $t$  - [мкс],  $E$  - [эВ]).

Сдвиг резонанса, согласно /5/, может быть приведен к виду

$$\Delta t = t_a - t_b = t \Delta E_n / 2E_0, \quad t = 72,3(L_1 + L_2) / E_0^{1/2}. \quad /6/$$

В качестве образца использовался поликристаллический металлический бериллий толщиной 2 см, для которого  $M = 9$ ,  $\sigma_{coh.} = 4\pi b^2 = /7,53 + 0,07/ \text{ барн}^{1/2}$ ,  $c_s = /12,55 + 0,03/ \text{ км/с}^{1/3}$ ,  $m_n c_s^2 / 2 = /0,823 + 0,004/ \text{ эВ}$ ,  $c_s$  - скорость звука для продольных волн,  $T_D = 1200 \text{ К}^{1/4}$ .

Измерения проводились на реакторе ИБР-30, работавшем в бустерном режиме с электронным ускорителем ЛУЭ-40. Были использованы установка и методика обработки экспериментальных спектров, раз-

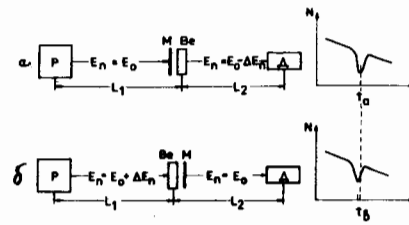


Рис.1. Принципиальная схема измерения. Р - реактор, Д - детектор, М - резонансная мишень, Ве - образец.

Рис.2. Схема эксперимента. 1 - реактор, 2 - монитор, 3 - детектор.

работанные для измерения химических сдвигов нейтронных резонансов<sup>5/</sup>. Пролетная база равнялась 60 м.

В качестве резонансных мишеней применялись фольги из иридия и гольмия толщиной 0,1 мм. Низколежащие нейтронные резонансы этих мишеней имеют следующие энергии<sup>6/</sup>:  $^{191}\text{Ir}$ :  $/0,6551 \pm 0,0014/ \text{ эВ}$ ,  $^{193}\text{Ir}$ :  $/1,303 \pm 0,003/ \text{ эВ}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ :  $/3,92 \pm 0,01/ \text{ эВ}$ .

Энергия нейтронного резонанса  $^{191}\text{Ir}$  ниже, чем  $m_n c_s^2 / 2$ , т.е. энергетический сдвиг за счет указанного эффекта должен существовать только для резонанса  $^{193}\text{Ir}$  с энергией 1,303 эВ, и резонанса  $^{165}\text{Ho}$  с энергией 3,92 эВ, но не для резонанса  $^{191}\text{Ir}$  с энергией 0,6551 эВ.

Схема эксперимента представлена на рис.2.

Резонансные мишени из иридия и гольмия постоянно находились в пучке. Таким путем можно исключить ошибки, возникающие при использовании нескольких фольг одного типа /см. /1// вследствие различных толщин или неоднородностей этих фольг. Были использованы три однородных блока из бериллия толщиной 2 см. Эта толщина обеспечивает наименьшие ошибки. Автоматическая система для смены образцов имела три фиксированных положения, что позволяло реализовать поочередно три различных комбинации размещения образцов Ве относительно резонансных фольг.

Использование трех различных комбинаций выгодно тем, что сдвиг должен существовать в случае иридия только для комбинаций I-III и II-III, но не для I-II, а в случае гольмия - только для I-II и I-III, но не для II-III. Это дает возможность дополнительной проверки эксперимента.

Кроме указанных мишеней, в пучке постоянно находилась фольга из тантала толщиной 0,1 мм, резонансы которого служили для объективного контроля временных спектров. Для уменьшения влияния дрейфа аппаратуры образцы сменялись в пучке каждые 5 мин. После нескольких часов накопления все три спектра передавались на базовую ЭВМ для дальнейшей обработки. На рис.3 показан один из спектров.

Для получения величины сдвига  $\Delta t = t_a - t_b$  на ЭВМ методом наименьших квадратов проводилась подгонка спектра б к спектру а /см.рис.1/ следующим образом:

$\Delta t, E_0$	0,6551 эВ ( $^{191}\text{Ir}$ )	1,303 эВ ( $^{193}\text{Ir}$ )	3,92 эВ ( $^{165}\text{Ho}$ )
$t_I - t_{II}$	/53,3 + 152,9/ нс	/17,4 + 57,3/ нс	/-6,0 + 31,9/ нс
$\Delta E_{I-II}/d$	/30,7 + 152,9/ нс	/-1,8 + 57,3/ нс	/11,1 + 59,0/ мкэВ/см
$t_I - t_{III}$	/-3,9 + 19,3/ мкэВ/см	/0,6 + 20,3/ мкэВ/см	/-21,5 + 31,9/ нс
$\Delta E_{I-III}/d$	/-21,7 + 152,9/ нс	/-16,3 + 57,3/ нс	/39,8 + 59,0/ мкэВ/см
$t_{II} - t_{III}$	/2,7 + 19,3/ мкэВ/см	/5,8 + 20,3/ мкэВ/см	/-15,7 + 31,8/ нс
$\Delta E_{II-III}/d$	/-0,6 + 16,8/ мкэВ/см	/3,2 + 17,6/ мкэВ/см	/25,4 + 51,4/ мкэВ/см

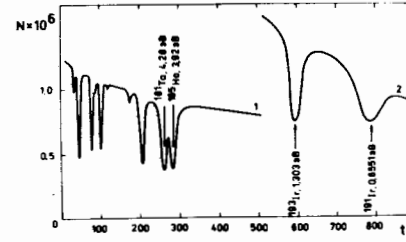


Рис.3. Спектр по времени пролета. 1 - номер канала анализатора, ширина канала для кривой 1 - 4 мкс, для кривой 2 - 8 мкс.

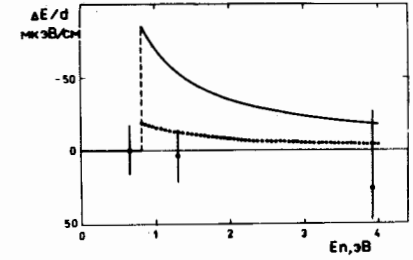


Рис.4. Экспериментальные результаты  $\Delta E/d$  и теоретически оценки /4'/ /сплошная линия/ и /4''/ /пунктирная линия/.

$$N'_6 = A(N_6(t + \Delta t) + u) \quad /7/$$

$$\chi^2 = \sum_{t_1}^{t_2} \frac{[N_a(t) - N'_6(t)]^2}{N_a(t) + N_6(t)} \rightarrow \min. \quad /8/$$

Параметры A и u учитывают небольшие различия в суммарном потоке нейтронов и фонов сравниваемых спектров. Полученные результаты для  $\Delta t$  представлены в таблице. Разности  $t_I - t_{II}$  для иридия и  $t_{II} - t_{III}$  для гольмия должны быть равны 0. Знак минус при  $\Delta E/d$  соответствует потере энергии в бериллии.

На рис.4 представлены конечные результаты измерения вместе с оценками /4'/ и /4''/. На основе полученного результата можно исключить оценку /4'//. Для экспериментальной проверки оценки /4''/ чувствительности эксперимента не хватает.

Разработанный метод позволяет измерять изменение энергии нейтронов в области от  $\approx 0,5$  до нескольких десятков эВ при прямолинейном прохождении через вещество с точностью порядка  $10^{-5}$ . Надо добавить, что изложенный метод применим не только к данной задаче.

### 3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭФФЕКТА

Результаты эксперимента, в принципе, не закрывают эффекта, как это следует из рис.4. Однако полезно взглянуть на фоновое черенковское излучение нейтрона с несколько иной точки зрения. Согласно классической теории /1/, нейтрон плавно теряет свою энергию так, как если бы он испытывал трение внутри среды, при этом и трение и потери энергии на единицу пути невелики. Однако, если взглянуть на формулу, описывающую эти потери

$$\frac{dE}{dx} = \frac{u^2}{\rho v_n^2 (4\pi)^2} 2\pi \int q^3 dq \theta(v_n > \omega_q/q) / |1 - \omega_q \omega'_q / q v_n^2|, \quad /9/$$

то мы увидим, что потери энергии определяются интегралом по фононному спектру, содержащему фононы довольно высокой энергии, на несколько порядков превышающей величину потерь на единицу длины пути  $\Delta E$ . Отсюда следует вывод, что классическая картина несправедлива, и правильнее считать, что нейтрон испускает черенковские фононы обычных энергий, но с малой вероятностью, которую можно описать с помощью дополнительного сечения

$$dE/dx = N_0 \int \hbar \omega \sigma'_{Ch}(q) q^2 dq. \quad /10/$$

Здесь  $\sigma'_{Ch}(q)$  - дифференциальное сечение черенковского излучения. Из /10/ следует, что черенковское фононное излучение нейтрона удобно представлять в виде полного сечения, которое с учетом /9/ записывается в следующем виде:

$$\sigma_{Ch} = \int \sigma'_{Ch}(q) q^2 dq = \sigma_0 \frac{\hbar}{8Mk_0^2} \int \frac{q}{\omega_q} \frac{\theta(v_n > \omega_q/q) q^2 dq}{|1 - \omega_q \omega'_q / q v_n^2|}, \quad /11/$$

где  $\sigma_0 = 4\pi b^2$ ;  $\theta$  - функция, равная единице, если выполнено указанное в ее аргументе неравенство, и нулю - в противном случае;  $m$  - масса ядер вещества, а  $k_0 = \hbar v_n / \hbar$ . Интересно сопоставить выражение /11/ с обычным однофононным когерентным сечением с рождением фонона без переброса

$$\sigma_{1ph}^{coh} = \sigma_0 \frac{\hbar}{4Mk_0^2} \int \frac{q}{\omega_q} \theta(v > \frac{\omega_q}{q} + \frac{\hbar q}{2m}) [n(\frac{\omega_q}{T}) + 1] q^2 dq, \quad /12/$$

где

$$n(\frac{\omega_q}{T}) = \frac{\exp(-\hbar \omega_q / k_B T)}{1 - \exp(-\hbar \omega_q / k_B T)}.$$

Знаменатель в /11/ приводит к увеличению вероятности испускания мягких фононов, когда скорость нейтрона приближается сверху к скорости звука. Но по абсолютной величине, если не учитывать отсутствия температурной зависимости в /11/, оба сечения довольно близко друг к другу, и оценка показывает, что при  $v_n$  больше скорости звука с сечения приблизительно составляют  $10^{-5} \sigma_0$ . Благодаря дополнительному множителю в знаменателе сечение /11/, однако, оказывается довольно чувствительным к виду дисперсионного соотношения при малых  $q$ . Пусть  $\omega_q = \omega_0 \sin(qa)$ , где  $a$  - параметр решетки, тогда формулу /11/ можно записать в виде

$$\sigma_{Ch} / \sigma_0 = (1/8) (\hbar/Mc) (\hbar/m_n c)^2 N_0 I(\beta), \quad /13/$$

где  $c = \omega_0 a$ ,  $\beta = v_n / c$ ;

$$I(\beta) = \int_{x_0}^{\pi/2} x^3 dx / \sin x [\beta^2 - \sin(2x)/2x], \quad /14/$$

где переменная  $x$  под интегралом равна  $qa$ , интегрирование ведется по одной зоне Бриллюэна, и нижний предел  $x_0$  равен нулю, если  $\beta > 1$ , или определяется из уравнения

$$\sin x_0 = \beta x_0, \quad /15/$$

если  $\beta < 1$  /заметим, что благодаря нелинейной зависимости  $\omega_q$  от  $q$  черенковское излучение имеет место и при  $\beta \leq 1$ , но быстро убывает с уменьшением  $\beta$ /. Интеграл /14/ при  $\beta = 1$  сходится, так как при малых  $x$  величину  $\sin(2x)/2x$  можно аппроксимировать выражением  $1 - 2x^2/3$ . Представим себе, однако, что при малых  $x$  дисперсионное выражение можно представить в виде

$$\omega(x)/\omega_0 = x(1 - ax^\nu), \quad /16/$$

где  $a$  и  $\nu$  - некие постоянные. В случае  $\omega(x) = \omega_0 \sin x$  имеем  $a = 1/6$ , а  $\beta = 2$ . Однако достаточно параметру  $\beta$  стать равным 3, как интеграл /14/ при  $\beta = 1$  будет расходиться. При  $a = 0$  он также расходится. Иными словами, при  $\beta = 1$  и при  $a \rightarrow 0$ , а  $\beta \rightarrow 3$ , он может стать сколь угодно большим. Соответственно возрастает сечение /11/. Подставим дисперсионное соотношение /16/ в /11/, тогда вместо /14/ получим

$$I(\beta) = \int_{x_0}^{\pi/2} \frac{x^2 dx}{(1 - ax^\nu) [\beta^2 - 1 + a(\nu + 2)x^\nu - \nu a^2 x^{2\nu}]}, \quad /17/$$

где  $x_0$  при  $\beta < 1$  находится из соотношения

$$1 - ax_0^\nu = \beta, \quad x_0 = [(1 - \beta)/a]^{1/\nu}. \quad /18/$$

Будем считать, что  $a$  мало, и пренебрежем членами  $ax^\nu$  в первой скобке в знаменателе и  $\nu ax^{2\nu}$  - во второй скобке, поскольку они не определяют поведения интеграла. В результате получим

$$I(\beta) = \int x^2 dx / [\beta^2 - 1 + a(\nu + 2)x^\nu]. \quad /19/$$

Наша задача заключается в том, чтобы определить ход сечения  $\sigma_{Ch}(\beta)$  при изменении  $\beta$  вблизи  $\beta = 1$  в зависимости от параметров  $a$  и  $\nu$  с тем, чтобы попытаться выявить эффект черенковского излучения фононов по кривой пропускания вблизи  $\beta = 1$ . Найдем асимптотическое поведение интеграла /19/ при  $\beta \rightarrow 1 + 0$ . Для

этого произведем замену переменных

$$y = s/a(\nu + 2)x^\nu, \quad /20/$$

где  $s = \beta^2 - 1$ . Тогда интеграл /19/ приведется к виду

$$I(\beta) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3-\nu} \frac{y_0^{q-1}}{\nu a(\nu + 2)} \int_{y_0}^{\infty} \frac{dy}{y^q(1+y)}, \quad /21/$$

где

$$q = 3/\nu, \quad y_0 = [s/a(\nu + 2)](2/\pi)^\nu. \quad /22/$$

Произведем один раз интегрирование по частям, тогда получим

$$\int_{y_0}^{\infty} \frac{dy}{y^q(1+y)} = \frac{1}{1-q} \left[ -\frac{y_0^{1-q}}{1+y_0} + \int_{y_0}^{\infty} \frac{y^{1-q} dy}{(1+y)^2} \right] \approx \frac{\nu}{3-\nu} (y_0^{1-q} - C_+), \quad /23/$$

где при переходе ко второму приближенному равенству нижний предел интеграла в квадратных скобках был положен равным нулю. Будем считать, что  $2 < \nu < 3$ . В этом случае

$$\pi/2 > C_+ = \int_0^{\infty} y^{1-q} dy / (1+y)^2 > 1. \quad /24/$$

Подставив /23/ в /21/, приведем выражение /21/ к виду

$$I(\beta) = I(1) [1 - C_+ y_0^{q-1}], \quad /25/$$

где

$$I(1) = (\pi/2)^{3-\nu} / a(3-\nu)(2+\nu). \quad /26/$$

Полуширина на полувысоте  $s_{1/2}^+$  определяется из условия

$$C_+ y_{1/2}^{q-1} = 1/2, \quad /27/$$

где  $y_{1/2}$  определяется выражением /22/ при подстановке в него  $s_{1/2}^+$  вместо  $s$ . Из /27/ следует, что

$$s_{1/2}^+ = a(\nu + 2) (\pi/2)^\nu (2C_+)^{-\nu/(3-\nu)}. \quad /28/$$

Из /26/ и /28/ вытекает, что при  $a \rightarrow 0$  и  $\nu \rightarrow 3$  величина сечения  $\sigma_{Ch}$  при  $\beta = 1$  возрастает, а его ширина убывает.

Рассмотрим поведение сечения при  $\beta \rightarrow 1 - 0$ . Для этого сделаем опять замену переменных /20/, где  $s$  обозначает  $1 - \beta^2$ . Теперь вместо выражения /21/ получим

$$I(\beta) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3-\nu} \frac{y_0^{q-1}}{\nu a(\nu + 2)} \int_{y_0}^a \frac{dy}{y^q(1-y)}, \quad /29/$$

где  $a = (1 + \beta)/(\nu + 2) \leq 1/2$ . Произведя интегрирование по частям, аналогичное /23/, находим

$$\int_{y_0}^a \frac{dy}{y^q(1-y)} \approx \frac{\nu}{3-\nu} \left[ \frac{y_0^{1-q}}{1-y_0} - C_- \right], \quad /30/$$

где теперь

$$1 > C_- = \frac{a^{1-q}}{1-a} - \int_0^a \frac{y^{1-q} dy}{(1-y)^2} > \frac{1}{\sqrt{a}} - \ln \sqrt{\frac{1+\sqrt{a}}{1-\sqrt{a}}}. \quad /31/$$

В результате для  $I(\beta)$  получаем выражение /25/ только с заменой  $C_+$  на  $C_-$ . Полуширина на полувысоте теперь равна

$$s_{1/2}^- = s_{1/2}^+ (C_-/C_+)^{-\nu/(3-\nu)}. \quad /32/$$

Таким образом, мы видим, что кривая пропускания должна иметь несколько несимметричный провал с минимумом в точке  $\beta = 1$ .

#### 4. ПОИСК ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ $E_n \approx m_n c_\ell^2/2$

Для экспериментального обнаружения небольшого изменения полного нейтронного сечения в области энергии нейтронов  $E_n \approx m_n c_\ell^2/2$  необходима большая статистическая точность при удовлетворительном энергетическом разрешении. Был измерен спектр пропускания по времени пролета для образца из бериллия толщиной 2 см. Пролетная база равнялась 60 м. Временное разрешение спектрометра - примерно 6 мкс при ширине канала 4 мкс. Чтобы исключить эффекты, связанные с неоднородностями реакторного спектра, был измерен и открытый пучок реактора.

С целью обеспечения одинаковых экспериментальных условий измерения спектра пропускания для бериллия и открытого пучка велась поочередно по 10 мин. В пучке постоянно находился образец из тантала толщиной 0,1 мм, резонансы которого служили для объективного контроля временных спектров, для калибровки энергии, а также для определения фона. Спектры представлены на рис.5. Зависимость фона от времени пролета была определена с помощью дополнительных экспериментов.

На рис.6 представлены участки измеряемых спектров в области  $E_n \approx m_n c_\ell^2/2$ . Энергия была определена на основе резонансных

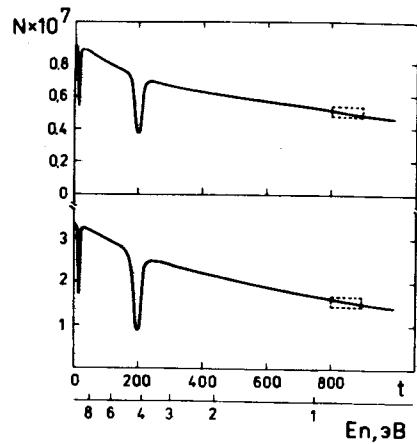


Рис.5. Спектры по времени пролета. Верхняя часть: спектр пропускания для бериллия. Нижняя часть: открытый пучок реактора.

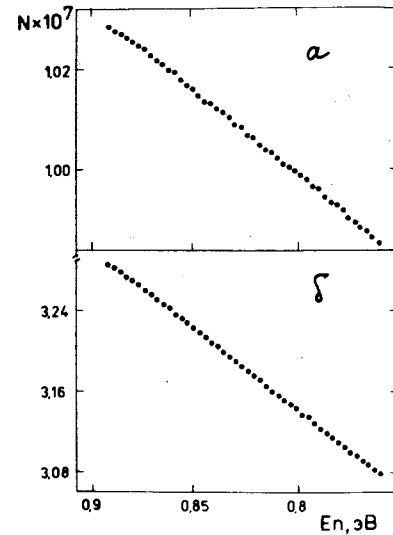


Рис.6. Участки спектров рис.5. а - спектр пропускания для бериллия. б - открытый пучок реактора. Каждая точка - сумма из двух каналов.

энергий тантала, а также из дополнительных измерений для иридия, индия и гольмия. Точность этой калибровки примерно 0,003 эВ при  $E_n \approx 0,8$  эВ.

Никаких указаний на изменение полного сечения в области  $E_n \approx 0,82$  эВ не было обнаружено. Подробный анализ спектров показал, что такое изменение, если оно существует, не превышает  $10^{-3}$  полного сечения.

Из выражений /13/, /25/ и /26/ следует, что поскольку  $\sigma_{сх}(\beta)$  при  $\beta = 1$  можно аппроксимировать величиной  $\sim 10^{-5} \sigma_0 / \alpha (3 - \nu)$ , то отсутствие изменения сечения на уровне  $10^{-3} \sigma_0$  приводит к ограничению на параметры  $\alpha(3 - \nu) > 10^{-2}$ .

Следует заметить, что при измерении пропускания часть сечения, связанная с малыми передачами импульса, оказывается нерегистрируемой. В данной геометрии остаются незамеченными передачи импульса  $q \approx 0,01 k_0$ , которые соответствуют области интегрирования  $x < 0,01$  вблизи нуля в интеграле /14/. Поскольку при  $\nu < 3$  и  $\alpha > 0$  интеграл сходится, то эта область дает в него малый вклад. Однако он становится тем больше, чем ближе  $\nu$  к 3 и  $\alpha$  к 0. Очевидно, что поиск дополнительного сечения  $\sigma_{сх}$  методом измерения пропускания удобнее всего проводить на тех веществах, у которых дисперсионная кривая содержит минимум внутри зоны Бриллюэна. В этом случае основной вклад в черенковское излучение дают

процессы с большой передачей импульса, при которых знаменатель подынтегрального выражения в /11/ обращается в ноль. Расходимость интеграла в этой точке устраняется только, если принять во внимание конечную ширину фононов. Тем не менее, сечение приобретает резонансный характер.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность Л.Б.Пикельнеру за всемерную поддержку работы и полезные обсуждения, а также Д.Зеелигеру, К.Зайделю, А. Майстеру и Ю.М.Останевичу за интерес к работе и полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Игнатович В.К. и др. ЯФ, 1982, т.36, вып.2, с.447.
2. Кертис Л. Введение в нейтронную физику. Атомиздат, М., 1965.
3. Overton W.C. J.Chem.Phys., 1950, vol.18, p.113.
4. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. Атомиздат, М., 1978.
5. Meister A. et al. Nucl.Phys., 1981, vol. A362, p.18.
6. BNL - 325, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 декабря 1983 года

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
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.

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

Игнатович В.К., Миттаг З., Пильц В. P3-83-892  
Поиск фононного аналога черенковского излучения при пролете нейтрона через вещество

Проведены экспериментальные измерения пропускания образца бериллия с целью поиска фононного аналога черенковского излучения при пролете нейтронов через вещество. Поиск осуществлялся как по замедлению нейтрона, так и по дополнительному сечению рассеяния. Отсутствие искомых эффектов приводит к определенным ограничениям на параметры фононных дисперсионных кривых.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Ignatovich V.K., Mittag S., Pilz W. P3-83-892  
Search for Phonon Analog of the Cherenkov Radiation of a neutron Moving Through Matter

The transmission of a berillium sample was investigated with the aim to find out the phonon analog of Cherenkov radiation of neutrons moving through matter. Slowing down of the neutrons and additional scattering cross section were searched for. The absence of effects leads to some limitations on phonon dispersion curve parameters.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой