

13/9-71

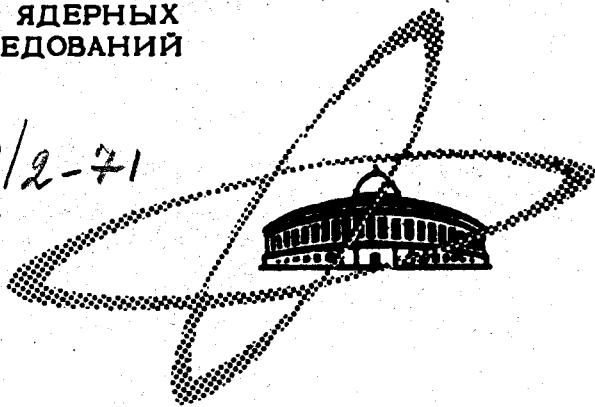
Д-551

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3190/2-71

РЗ - 5944



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Л. Добжиньски ; Х. Кепа

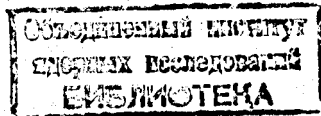
ДИФРАКЦИОННЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ
МАГНОНОВ
С ПРИМЕНЕНИЕМ
ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ

1971

Л. Добжиньски*, Х. Кепа**

ДИФРАКЦИОННЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ
МАГНОНОВ
С ПРИМЕНЕНИЕМ
ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ

*Направлено в Nuclear Instruments
and Methods*



* Институт ядерных исследований,
Сверк, Польша.

** Институт экспериментальной физики Варшавского
университета.

S U M M A R Y

As it has been shown in ^{/1/} the simultaneous fulfillment of the energy and momentum conservation laws [Eqs (1)] leads to the constraints on the initial (k_0) and final (k_1) neutron wavevectors. The geometrical picture of the scattering is shown schematically in Fig. 1. Two forms of the dispersion law are considered [Eqs (3) and (4)]. In the case of a quadratic dispersion law the endpoints of the final neutron wavevectors lie on the nearly spherical surface, described by the Eq. (5a), and shown in Figs 2 and 3. For some combination of the scattering angle, ϕ , and the "Bragg" angle, θ_B , the scattering surface may be open (Fig. 3), when the dispersion law is linear in q . The dependence of $\phi - 2\theta_B$ on θ_B , at which the scattering surface starts to be open is presented in Fig. 4 for the scattering with a phonon creation, and for different velocities of sound (shown above each line in m/sec). One of the differences between the scattering on magnons and phonons is a different dependence of the line width on, for example, $\phi - 2\theta_B$, what is shown in Fig. 5 (lines Nos 1 and 2 have been calculated for phonons, and velocities of sound have been assumed to be 5000 and 6000 m/sec, respectively; line No. 3 has been calculated for magnons with $a = 133$, and $a_0 = 0.25$). This fact, combined with the different line shape for phonons and magnons, enables us to distinguish the kind of the scattering, even when the magnetic field is not applied.

As an example, the neutron scattering by magnons in Co-Fe(8%) alloy is presented in Fig. 6. After the background subtraction one obtains the peaks of the type shown in Fig. 7. The expected positions of the edges of magnon and phonon peaks are also shown in Fig. 7 (inner and outer arrows, respectively). Experimental results have been obtained on the spectrometer WKS-300 ^{/4,5/}, installed at the IBR-30 reactor in Dubna.

It is concluded that the diffraction technique may be used at the pulsed neutron source in the case of the sample with low incoherent scattering cross-section.

В данной работе рассматривается дифракционный метод измерений магненов с использованием импульсных источников нейтронов. Основные принципы этих измерений описаны в /1/, где выведены формулы для рассеяния нейтронов на магнонах с квадратичным законом дисперсии.

Здесь же мы обобщим вычисления, проведенные в /1/, на случай линейного закона дисперсии возбуждений и представим экспериментальные результаты исследования рассеяния в сплаве $\text{Co}-\text{Fe}_{0,08}$.

1. Закон дисперсии и поверхность рассеяния

Как известно, при когерентном рассеянии нейтронов сохраняется энергия и импульс:

$$\begin{aligned} k_1^2 - k_0^2 &= \epsilon \omega(\vec{q}), \\ \vec{k}_1 - \vec{k}_0 &= 2\pi \vec{\tau} + \vec{q}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь \vec{k}_0 и \vec{k}_1 - волновые векторы нейтрона до и после рассеяния, \vec{q} - волновой вектор возбуждения, $\vec{\tau}$ - вектор обратной решетки, $\omega(\vec{q})$ - закон дисперсии (в единицах $2m/\hbar^2$, где m - масса нейтрона), $\epsilon = \pm 1$.

Уравнения (1) описывают в обратной решетке поверхность, называемую поверхностью рассеяния. В некоторых случаях, как, например, по-

казано на рис. 1, эта поверхность может быть замкнутой. При этом рассеяние нейтронов происходит в некотором интервале по \vec{k}_0 и по \vec{k}_1 .

Если измерения производятся со стационарным реактором в геометрии рассеяния на заданный угол (рис. 1), то на зависимости интенсивности рассеянных нейтронов от \vec{k}_0 (или \vec{k}_1) наблюдается широкий максимум /1/.

Запишем уравнения (1) в полярной системе координат (q, β) . Пусть направление вектора \vec{k}_1 задает направление полярной оси, полюс выбираем в узле обратной решетки. Обозначения приведены на рис. 1. После некоторых преобразований получаем общую формулу, описывающую сечение поверхности рассеяния плоскостью эксперимента:

$$q^2 \sin(\phi + 2\beta) + 2(2\pi r)q \cos(\theta_B + \beta) - (2\pi r)^2 \sin(2\theta_B - \phi) = \epsilon \omega(\vec{q}) \sin \phi. \quad (2)$$

Рассмотрим случай следующих двух законов дисперсии:

$$\omega(\vec{q}) = a q^2 + a_0, \quad (3)$$

$$\omega(\vec{q}) = c q. \quad (4)$$

Первое уравнение типично для спиновых волн в ферромагнетиках, второе — для магнонов в антиферромагнетиках и фононов (или магнето-вибрационных колебаний) в области малых q . В обоих случаях предполагаем изотропность закона дисперсии.

Комбинируя (3) и (2), после некоторых преобразований получаем:

$$q = \frac{-2\pi r \cos(\theta_B + \beta) - \epsilon \sqrt{(2\pi r)^2 \cos^2(\theta_B + \beta) + [\sin(\phi + 2\beta) - \epsilon a \sin \phi] [\epsilon a_0 \sin \phi + (2\pi r)^2 \sin(2\theta_B - \phi)]}}{\sin(\phi + 2\beta) - \epsilon a \sin \phi}$$

Если $a \sin \phi \gg 1$, то выражение (5) можно записать в виде

$$(\vec{q} - \vec{q}_0)^2 = R^2, \quad (5a)$$

где

$$\vec{q}_0 = \frac{2\pi\tau}{\epsilon a \sin \phi} (\cos \theta_B, -\sin \theta_B). \quad (5b)$$

и

$$R^2 = \frac{(2\pi\tau)^2 [1 - \epsilon a \sin \phi \sin(2\theta_B - \phi)] - a a_0 \sin^2 \phi}{a^2 \sin^2 \phi}. \quad (5c)$$

Это означает, что в большинстве случаев поверхность рассеяния можно в хорошем приближении описать сферой с центром в конце вектора \vec{q}_0 и радиусом R . В работе [1] выражения, аналогичные (5), были приведены в иной системе координат, и это мешало обнаружить близость формы поверхности рассеяния к сферичной.

В случае линейного закона дисперсии (4) выражение для q имеет следующий вид:

$$q = \frac{\epsilon c \sin \phi - 4\pi \cos(\theta_B + \beta) - \epsilon \sqrt{[4\pi \cos(\theta_B + \beta) - \epsilon c \sin \phi]^2 + 4(2\pi)^2 \sin(2\theta_B - \phi) \sin(2\beta + \phi)}}{2 \sin(\phi + 2\beta)}. \quad (6)$$

Из него следует, что для относительно больших $|\phi - 2\theta_B|$ поверхность рассеяния может быть незамкнутой, как показано на рис. 2 и 3, где представлены поверхности рассеяния для магнонов и фононов при одном θ_B , но разных $\phi - 2\theta_B$. Можно также показать, что для $\phi < 2\theta_B$ рассеяние происходит с рождением элементарного возбуждения, а для $\phi > 2\theta_B$ - с уничтожением.

В случае, когда рассеяние происходит одновременно с участием и магнов и фононов, очень важно разделить эти два типа рассеяния. Конечно, это разделение можно произвести с помощью магнитного поля^{12/}. Однако есть и другие методы. Можно воспользоваться тем фактом, что при больших $|\phi - 2\theta_B|$ поверхность рассеяния для фононов становится незамкнутой. Как показывают вычисления, в случае рождения фононов фононная поверхность рассеяния размыкается раньше (т.е. для меньших $|\phi - 2\theta_B|$), нежели в случае уничтожения. На рис. 4 представлена зависимость величины $2\theta_B - \phi$, при которой фононная поверхность рассеяния в случае рождения размыкается, от θ_B . Кривые, представленные на рис. 4, вычислены при нескольких значениях скорости звука (скорость звука пропорциональна величине "с" в уравнении (4)). Для каждого из этих значений поверхность рассеяния разомкнута выше соответствующей кривой и замкнута - ниже ее. Вычисления проведены для трех скоростей звука: 4000, 5000 и 6000 м/сек. Видно, что поверхность размыкается тем раньше, чем меньше скорость звука и θ_B . Подобная ситуация имеет место для конвенциональной дифракционной техники^{13/}. Когда фононная поверхность рассеяния замкнута, разделить рассеяние на магнонах и фононах можно по характеру изменения ширины пика при изменении $(\phi - 2\theta_B)$ и θ_B . Ширина пика для фононов растет быстрее, чем для магнов. Это показано на рис. 5.

Нужно также отметить, что интенсивность фононного рассеяния сильно зависит от взаимной ориентации вектора рассеяния и вектора поляризации фонона. Углы между векторами рассеяния и векторами поляризации фононов, концы волновых векторов которых лежат на поверхности рассеяния, меняются от 0 до 2π . Нетрудно заметить, что для некоторых относительно больших областей поверхности рассеяния эти углы близки к $\pi/2$ или $3\pi/2$. В случае только одной фононной ветви интенсивность нейтронов, рассеянных на фононах из этих областей поверхности рассеяния, ничтожно мала (она пропорциональна квадрату косинуса угла между вектором рассеяния и вектором поляризации фонона).

Можно также показать, что время пролета нейтронов, рассеянных только на продольных фонах из этих областей поверхности рассеяния, соответствует середине максимума интенсивности, наблюдаемого в зависимости от времени пролета.

Это обстоятельство должно привести к широкому и глубокому провалу в пике фононного рассеяния.

II. Эксперимент

С целью проверки некоторых из приведенных рассуждений проделаны измерения рассеяния нейтронов на спиновых волнах в сплаве $\text{Co-Fe}_{0,08}$.

Измерения проведены на реакторе ИБР-30 в Дубне со спектрометром ВКСН-300^{4/}.

Перед образцом не было коллиматоров, эффективная поверхность замедлителя со стороны образца составляла 855 см^2 . Расстояния замедлитель-образец и образец-счетчик равнялись 12,99 м и 2,08 м соответственно. Между образцом и счетчиком был помещен 25-минутный соллеровский коллиматор.

Для сплава Co-Fe очень велики сечения некогерентного рассеяния и захвата, что сильно затрудняет измерения с анализом энергии рассеянных нейтронов^{5/}. Поэтому лучше всего изучать его дифракционными методами, поскольку они обладают большей светосилой по сравнению с методом трехосевого спектрометра.

Наш образец имел форму параллелепипеда с размерами $30 \times 30 \times 3 \text{ мм}$ в направлении осей $\langle 100 \rangle$.

Из-за плохого качества монокристалла в измерениях при малых величинах $|\phi - 2\theta|$ на неупругое рассеяние накладывалось упругое брэгговское рассеяние от малых мозаичных блоков,

На рис. 6 представлены результаты, полученные для углов $2\theta_B = 33,95^\circ$, $\phi - 2\theta_B = 8,1^\circ$ и $\phi - 2\theta_B = -8,62^\circ$. Прямая, обозначенная T_B , показывает положение брэгговского пика на временной шкале. В обоих случаях время измерений было около 20 часов.

Для положительных отклонений $\phi - 2\theta_B$ имеет место рассеяние с уничтожением магнонов, а для $\phi - 2\theta_B = -8,62^\circ$ рассеяние происходит с рождением магнонов. То, что наблюдаемые пики соответствуют рассеянию на магнонах, а не на фонах, можно обосновать с помощью следующих рассуждений.

Согласно Э. Фрикее /6/ скорости звука в сплаве $Co-Fe$ для продольной и поперечных ветвей равны соответственно 6000, 3800 и 2400 м/сек. Нетрудно показать, что только первая из них в условиях нашего эксперимента может дать замкнутую поверхность рассеяния. Эта поверхность оказывается замкнутой только для рассеяния с уничтожением фонона. Почти одинаковые интенсивности, полученные для двух противоположных отклонений ($\phi - 2\theta_B$), приводят к выводу о том, что рассеянием на фонах можно пренебречь. Это подтверждают и другие эксперименты /6/.

Кроме того, вид фононного пика должен быть совсем другим, чем у наблюдаемого, из-за наличия поляризационного множителя в сечении рассеяния на фонах, о чем уже говорилось в конце предыдущей части.

Пик, полученный после вычитания фона, представлен на рис. 7. Стрелками на рисунке отмечены рассчитанные положения краев магнонного и фононного пиков (внутренние и внешние стрелки соответственно).

Как следует из рис. 7, экспериментальная ширина пика согласуется в пределах ошибки эксперимента с результатами вычислений, проведенных на основании работы /6/.

Границы пика определяются с некоторой ошибкой, связанной частично с сильно изменяющимся фоном под пиком (см. рис. 6). Этот фон отражает максвелловское распределение нейтронов в первичном пучке, измененное некогерентным рассеянием и поглощением. При использовании стационарной техники такого большого изменения фона нет. В измерениях с ϕ постоянным, k_0 переменным отражающая способность монохроматора растет для больших длин волн нейтронов, и поэтому спектр нейтронов, падающих на образец, имеет более равномерное распределение по длинам волн. В конвенциональном дифракционном методе (k_0 - постоянное, ϕ - переменное) падающий пучок монохроматичен, поэтому проблемы изменения фона вообще не возникает.

Из всего сказанного выше следует, что наш метод можно применять главным образом для исследований магнонов в материалах с малым сечением некогерентного рассеяния, однако даже когда это сечение велико, наш метод все же позволяет извлечь из эксперимента параметры, входящие в выражения (3) или (4) дисперсии магнонов.

Кроме того, в случае исследования изменения параметров, входящих в (3) или (4), под влиянием внешних полей (например, высокого давления или магнитного поля) он обладает рядом преимуществ из-за постоянной геометрии рассеяния. Этот метод может оказаться очень удобным в экспериментах с импульсными полями.

Авторы выражают свою благодарность др-у К. Микке за интересные дискуссии и ценные советы, А. Чайковскому и К. Добжиньской за помощь в проведении эксперимента.

Л и т е р а т у р а

1. Л. Добжиньски. Препринт ОИЯИ, ЕЗ-5612, Дубна, 1971;
Будет опубликовано в Nucl. Instr. Meth., 91 (1971).

2. Ю.А. Изюмов, Г.П. Озеров. Магнитная нейтронография. Изд. "Наука", Москва, 1966.
3. O. Steinsvoll, Memo No.6, Institute for Atomenergi, Kjeller, 1966.
4. E. Maliszewski et al. Proc.Symp.Neutron Inel.Scatt., Copenhagen, 1968, vol. 2, p.313.
5. R.N. Sinclair and B.N. Brockhouse. Phys.Rev., 120, 1638 (1960).
6. E. Frikkee. Physica, 32, 2149 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

21 июля 1971 года.

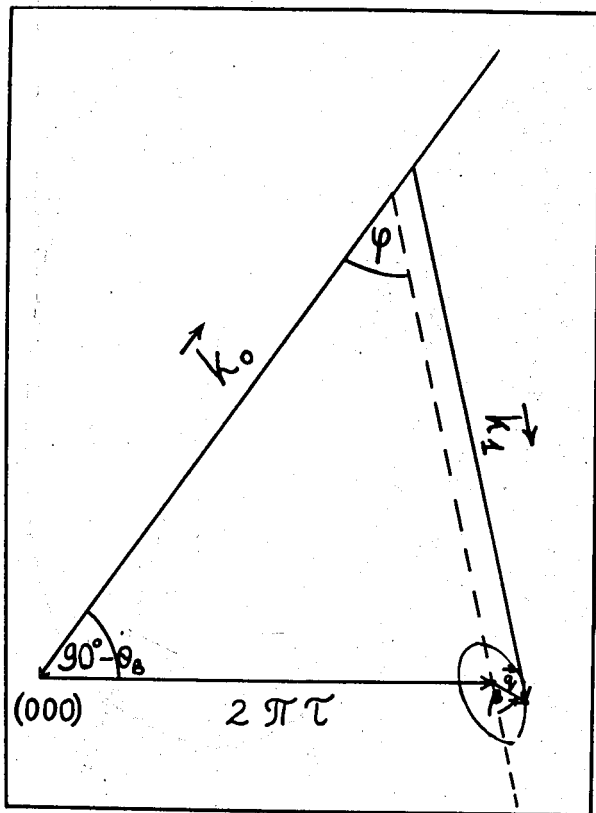


Рис. 1. Геометрия рассеяния. Поверхность рассеяния представлена схематически.

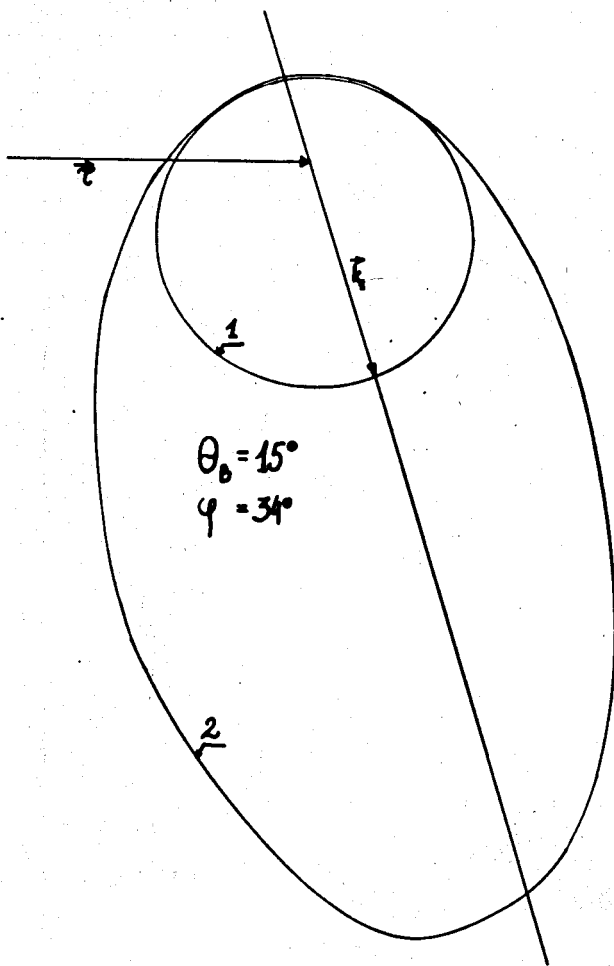


Рис. 2. Поверхности рассеяния для магнов (1) и фононов (2), рассчитанные для $\theta_B = 15^\circ$ и $\phi = 34^\circ$. Параметры закона дисперсии магнов $\alpha = 133$, $\alpha_0 = 0,25$. Скорость звука 5000 м/сек.

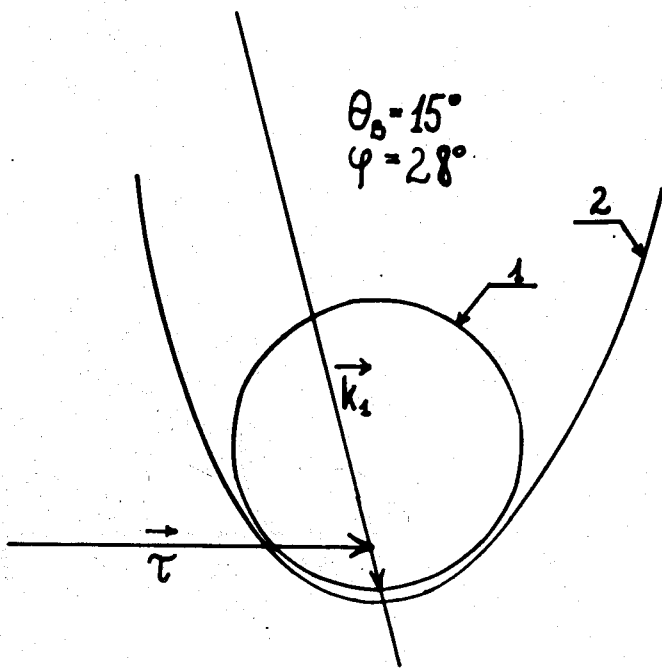


Рис. 3. Поверхности рассеяния для магнонов (1) и фононов (2), рассчитанные для $\theta_B = 15^\circ$ и $\phi = 28^\circ$. Остальные параметры такие же, как и на рис.2. Фононная поверхность разомкнута.

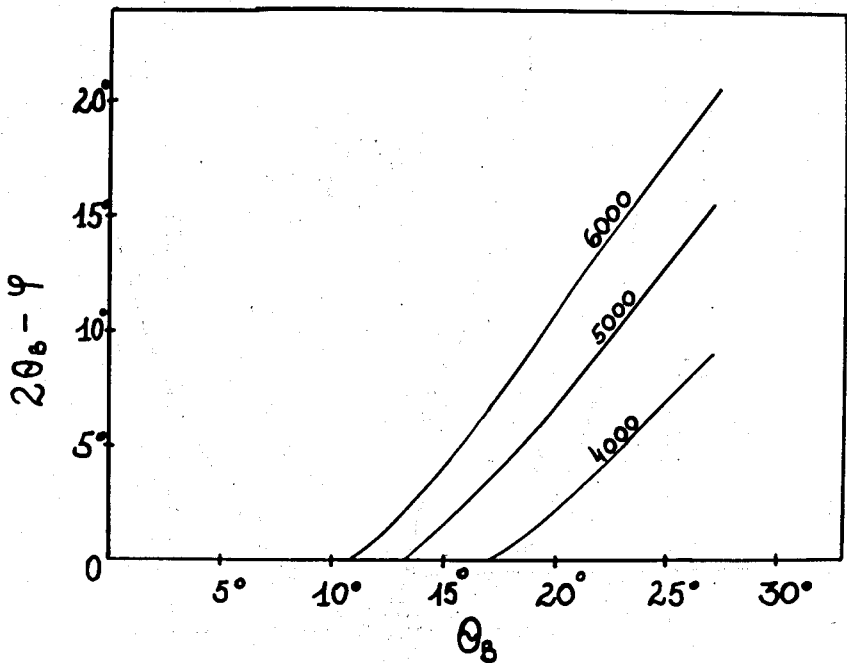


Рис. 4. Критические кривые $2\theta_B - \phi = f(\theta_B, c)$, характеризующие те значения $2\theta_B - \phi$, при которых поверхность рассеяния с рождением фононов размыкается.

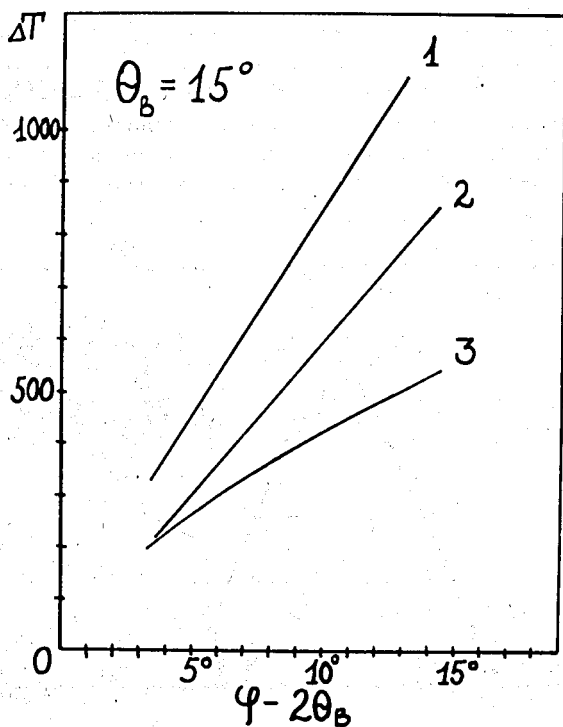


Рис. 5. Зависимости ширины пиков ΔT (в микросекундах) от $\varphi - 2\theta_B$ для фононов (линии 1 и 2; скорости звука 5000 и 6000 м/сек соответственно) и для магнонов (линия 3; $\alpha = 133$, $\alpha_0 = 0,25$).

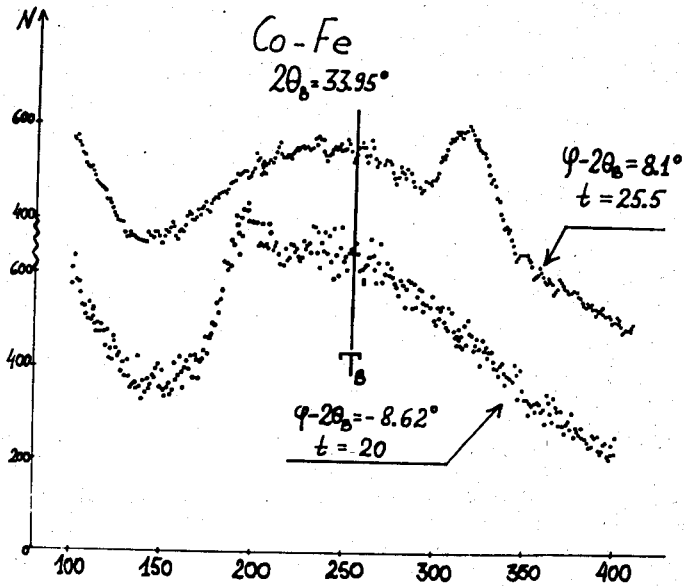


Рис. 6. Интенсивность нейтронов, рассеянных сплавом Co-Fe , в зависимости от времени пролета. На оси абсцисс показан номер канала анализатора по времени пролета. Ширина канала - 16 мксек. Время измерения обозначено через t .

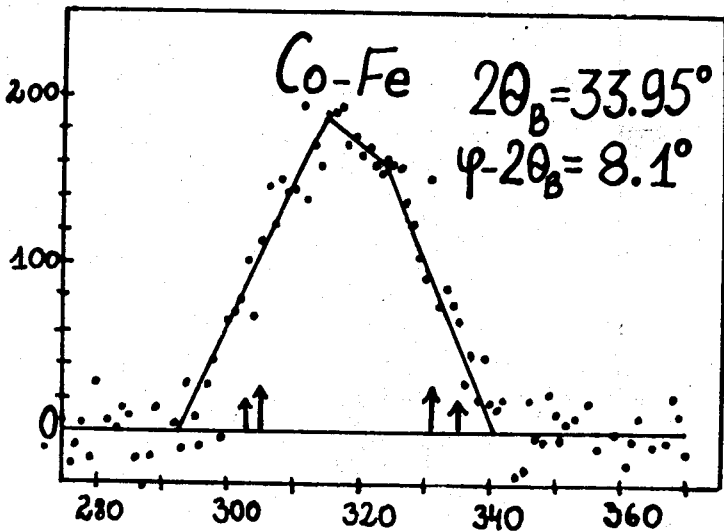


Рис. 7. Магнитный пик после вычитания фона (см. рис. 6). Внутренние и внешние стрелки показывают ожидаемые положения краев магнитного и фононного пиков (по Фрикеев^{6/}) соответственно.