

10070

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ42Г2
Б-803

5249/2-76

31.-772
P13 - 10070

А.Бомбик, В.В.Нитц, А.А.Яковлев

О МЕТОДАХ ИССЛЕДОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ
В СВЕРХСИЛЬНЫХ ПОЛЯХ
НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ

1976

P13 - 10070

А.Бомбик, В.В.Нитц, А.А.Яковлев

О МЕТОДАХ ИССЛЕДОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ
В СВЕРХСИЛЬНЫХ ПОЛЯХ
НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Бомбик А., Нитц В.В., Яковлев А.А.

P13 - 10070

О методах исследования кристаллов в сверхсильных полях на импульсном реакторе

Рассмотрена возможность исследования кристаллов в сверхсильных полях с применением мощных импульсных нейтронных источников. Произведены оценки интенсивности и временного разрешения применительно к импульсному реактору ИБР-2.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Bombik A., Nitts V.V., Yakovlev A.A.

P13 - 10070

On Methods of Investigation of Crystals in Extremely High Magnetic Fields with the Pulse Reactor

The possibility of investigation of crystals in extremely high magnetic fields with the application of high-flux pulsed neutron sources is discussed. Estimated calculations of the intensity and time resolution referring to the pulse reactor IBR-2 are presented.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

ВВЕДЕНИЕ

Техника получения импульсного магнитного поля до нескольких мегаэрстед довольно хорошо развита и известна. Этому вопросу был посвящен ряд международных конференций /1-6/ и несколько монографий /7,8/. Однако число исследований по физике конденсированных сред с применением такого поля едва превышает количество конференций. Основные причины этого следующие: 1) малая длительность импульса поля (не более 10 мкс); 2) малость рабочего объема (сотые или, в лучшем случае, десятые доли кубического сантиметра); 3) устройства для генерации поля рассматриваемого диапазона — одноразового действия, т.е. магнит и, возможно, помещенный в него образец во время импульса поля разрушаются.

Экспериментов по рассеянию нейтронов на образце, помещенном в сверхсильное поле, вообще не известно. Помимо перечисленных выше причин и практической недоступности достаточно мощных импульсных источников тепловых нейтронов, это объясняется также непригодностью известных до сих пор методов. Используемый на ИБР-30 нейтронографический метод /9/ для работы с импульсным полем в несколько сот килоэрстед имеет временное разрешение около 100 мкс.

В связи со строительством более мощного импульсного реактора ИБР-2 в этой работе рассмотрена возможность его использования для исследования магнитоупорядоченных веществ в сверхсильном магнитном поле. Описанные здесь методы предусматривают дифракцию

нейтронов на монокристаллическом образце, что является наиболее "светосильным" способом использования нейтронов в физике твердого тела. При этом, кроме традиционной геометрии рассеяния нейтронов, особое внимание уделяется геометрии пропускания через монокристалл, когда производится измерение временного спектра с "провалом", обусловленным магнитной дифракцией нейтронов на кристаллографической плоскости. Рассмотрение геометрии пропускания связано с тем, что при создании сверхсильного магнитного поля практически невозможно вывести рассеянный пучок нейтронов под углом, существенно отличающимся от нуля или 180° относительно первичного пучка.

Будет показано, что на реакторе ИБР-2 возможно проведение разовых экспериментов с импульсным полем, т.е. за один импульс поля может быть получена с достаточно хорошей статистической точностью и временным разрешением около одной микросекунды информация об отражающей способности одной плоскости в поле от нулевого до максимального значения.

II. ОПИСАНИЕ МЕТОДОВ

1. Определенным образом ориентированный образец, подвергаемый действию импульса поля, помещается в "белый" пучок нейтронов импульсного реактора. Детектор, связанный с многоканальным временным анализатором, устанавливается на достаточно малом расстоянии от образца, чтобы регистрация нейтронов производилась во временной последовательности, совпадающей с последовательностью их рассеяния. Для этого необходимо, чтобы энергетический диапазон нейтронов, падающих на образец в каждый момент времени и, следовательно, передающих информацию о мгновенном состоянии образца, был достаточно малым. Если угловой развор видимой поверхности источника нейтронов обеспечивает возможность дифракции нейтронов из всего энергетического диапазона "мгновенной" монокromaticности первичного пучка, то в случае пренебрежения размерами образца

и детектора временное разрешение равно^{/10/}:

$$\Delta t_1 = \tau_0 L_2 / L_1 \quad (1)$$

(τ_0 - длительность вспышки мощности реактора, L_1 - расстояние от источника нейтронов до образца, L_2 - расстояние от образца до детектора).

Для иллюстрации на рис. 1 показан временной спектр прошедших через образец нейтронов с "провалом", обусловленным дифракцией на кристаллографической плоскости образца, а также изменение формы "провала", связанное с действием импульса магнитного поля. Анализ нейтронов многоканальным временным анализатором с шириной канала $\tau_a < \Delta t_1$ позволяет получить полную временную зависимость и, следовательно, зависимость от величины магнитного поля отражения от одной кристаллографической плоскости.

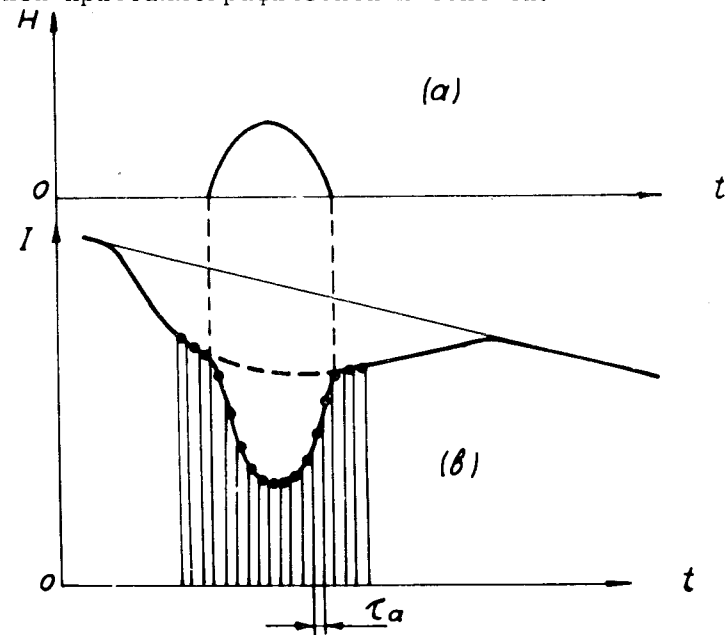


Рис. 1. Иллюстрация метода. а) временная зависимость импульса поля, б) спектр нейтронов, прошедших через монокристалл при отсутствии магнитного поля (пунктирная линия) и при действии импульса поля (точки). τ_a - ширина канала анализатора.

2. Для использования в дальнейших расчетах введем обозначения: $\Delta\lambda_1 = c\tau_0/L_1$ - степень мгновенной монохроматичности падающего пучка ($c = 0,396 \text{ \AA}\cdot\text{см/мкс}$), $\Delta\lambda_2 = \lambda_0\eta / \text{tg } \theta_0$ - диапазон длин волн нейтронов, рассеиваемых образцом при фиксированном угле падения θ_0 (λ_0 - среднее значение длины волны нейтронов, удовлетворяющих условию $\lambda_0 = 2d \sin \theta_0$, η - мозаичность монокристалла), $\Delta\lambda_3 = \lambda_0 a / \text{tg } \theta_0$ - диапазон длин волн нейтронов, связанный с угловой расходимостью a пучка падающих нейтронов.

В случае "прямой" геометрии на пропускание через образец (см. рис. 2) для уменьшения фона нейтронов, испущенных боковыми краями замедлителя и не удовлетворяющих условию Брэгга в нужный момент времени, целесообразно ограничить ширину видимой части замедлителя до величины l_3 , определяемой условием $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_3$.

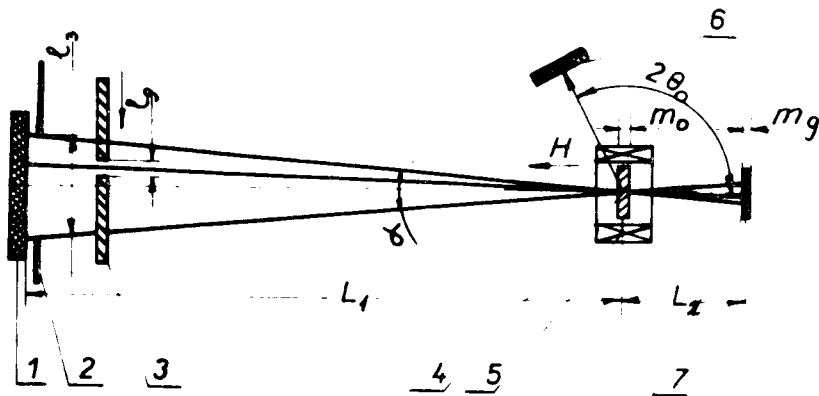


Рис. 2. "Прямая" геометрия измерения дифракции нейтронов с импульсным магнитным полем. 1 - замедлитель, 2 - диафрагма, ограничивающая ширину видимой части замедлителя, 3 - подвижная диафрагма, 4 - монокристаллический образец, 5 - магнит, 6 - детектор для регистрации рассеянного пучка нейтронов, 7 - детектор для регистрации спектра пропускания.

Пусть $i(\lambda_0) \Delta\lambda$ - число нейтронов в диапазоне от λ_0 до $\lambda_0 + \Delta\lambda$, испускаемых с 1 см^2 замедлителя за 1 с в единичный телесный угол. Тогда, аппроксимируя временную форму вспышки мощности реактора прямоугольной функцией шириной τ_0 и учитывая, что диапазон $\Delta\lambda$ нейтронов, падающих в каждый момент времени на образец, равен $\Delta\lambda_1$, получаем число нейтронов, падающих на образец за 1 мкс:

$$I_{01} = \frac{c^2 i(\lambda_0) h_3 \tau_0 \cdot \text{tg } \theta_0 \cdot s_0}{n \cdot \lambda_0 \cdot L_1^3} \quad (2)$$

(h_3 - высота замедлителя, n - число вспышек мощности реактора в 1 с, s_0 - площадь образца).

Вероятность рассеяния нейтронов и, следовательно, глубину "провала" в спектре пропускания можно характеризовать произведением двух коэффициентов. Первый из них - k - это вероятность того, что падающий нейтрон удовлетворяет условию Брэгга, т.е. находится в диапазоне $\Delta\lambda_2$; следовательно,

$$k = \begin{cases} \frac{\lambda_0 \cdot \eta \cdot L_1}{c \tau_0 \text{tg } \theta_0}, & \text{если } \Delta\lambda_2 < \Delta\lambda_1 \\ 1, & \text{если } \Delta\lambda_2 > \Delta\lambda_1. \end{cases} \quad (3)$$

Второй - ϵ - вероятность для нейтрона, удовлетворяющего условию Брэгга, попасть в рассеянный пучок. Величина ϵ - это характеристика рассеивающей способности образца, определяемая соотношением между толщиной образца и мозаичностью, структурным фактором, величиной магнитных моментов и зависящая от величины внешнего поля. В случае насыщения отражения величина ϵ равна 1 (при пренебрежении поглощением, а также некогерентным и неупругим рассеянием нейтронов). Чтобы интенсивность рассеяния нейтронов достаточно сильно зависела от величины внешнего поля, целесообразно выбирать ϵ существенно отличным от 1, например, 0,3-0,6, что практически нетрудно обеспечить подбором толщины образца.

Исходя из вышеизложенного, можем написать выражение для относительной статистической ошибки измере-

ний рассеяния нейтронов в геометрии пропускания (при ширине канала 1 мкс, за один цикл магнитного поля):

$$\delta I_1 = \frac{(1 + \sqrt{1 - k \epsilon})}{k \epsilon \sqrt{I_{01}}} \quad (4)$$

Рассмотрим пример: $h_3 = 40$ см, $\tau_0 = 150$ мкс, $\lambda_0 = 3 \text{ \AA}$, $d = 5 \text{ \AA}$, $s_0 = 0,25 \text{ см}^2$, $n = 5 \text{ 1/с}$, $L_1 = 10^3$ см, $\eta = 10'$, $\epsilon = 0,5$. Учитывая, что для водяного замедлителя с толщиной 40 мм при мощности реактора 4 МВт $I(3 \text{ \AA}) \approx 3 \cdot 10^{14}$ н/см²с, получаем $k = 0,46$, $l_3 = 6,3$ см, $\delta I_1 = 0,66\%$. При этом, если расстояние от образца до детектора $L_2 = 5$ см, временное разрешение $\Delta t_1 = 0,75$ мкс.

В случае регистрации рассеянного пучка

$$\delta I_1 = \frac{1}{\sqrt{k \epsilon I_{01}}}, \quad (5)$$

что составляет для рассматриваемого примера 0,25%.

В связи с тем, что на ИБР-2 предусматривается использование искривленных нейтронных волноводов полного внутреннего отражения, произведем оценку возможной точности измерений и временного разрешения для такого случая (рис. 3). Радиус искривления ρ нейтронного волновода определяем необходимым отклонением конца нейтронного волновода от направления прямого пучка быстрых нейтронов, исходя из соотношения $l_H = L_1^2 / 2\rho$.

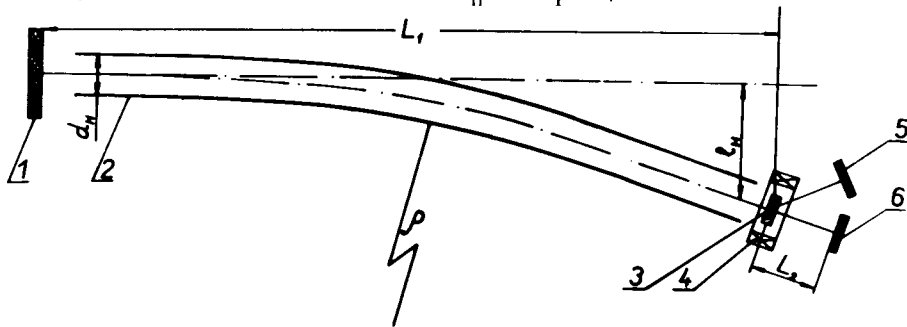


Рис. 3. Геометрия с использованием искривленного нейтронного волновода полного внутреннего отражения. 1 - замедлитель, 2 - нейтронный волновод, 3 - образец, 4 - магнит, 5 - детектор для регистрации рассеянных нейтронов, 6 - детектор для регистрации спектра пропускания.

Если ширина сечения нейтронного волновода d_H и высота сечения h_H меньше, чем соответственно ширина и высота поверхности замедлителя, то число нейтронов с длинами волн в диапазоне от λ_0 до $\lambda_0 + \Delta\lambda$, попадающих на выход нейтронного волновода в 1 с, равно $I_{01}/\Delta\lambda$:

$$I_H(\lambda_0) \Delta\lambda = i(\lambda_0) h_H \gamma_c^4 \rho \frac{4}{3} f(\lambda_0) \Delta\lambda, \quad (6)$$

$$f(\lambda_0) = \begin{cases} 1, & \text{если } \lambda_0 \leq \lambda^* \\ [1 - (1 - \frac{\lambda^{*2}}{\lambda^2})^{3/2}], & \text{если } \lambda_0 > \lambda^* \end{cases}$$

Здесь $\gamma_c = a \lambda_0$ - критический угол полного внутреннего отражения нейтронов с длиной волны λ_0 , $\lambda^* = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2d_H}{\rho}}$ - некоторая граничная длина волны нейтронов, характеризующая нейтронный волновод.

По аналогии с (2) получаем для числа нейтронов, падающих за 1 мкс на образец с площадью s_0 :

$$I_{01} = \frac{8}{3} i(\lambda_0) \frac{s \cdot a^2 \cdot \lambda_0^4 \cdot s_0 f(\lambda_0)}{n \cdot L_1 \cdot \lambda^{*2} d_H}. \quad (7)$$

Нейтроны каждой длины волны падают на образец в угловом диапазоне $2\gamma_c$. Следовательно, $\Delta\lambda_3 = 2\gamma_c \lambda_0 / \text{tg } \theta_0$. Очевидно, при малом расстоянии L_1 , когда $\Delta\lambda_1 > \Delta\lambda_3$, коэффициент k определяется отношением $\Delta\lambda_2 / \Delta\lambda_1$. С другой стороны, при большом расстоянии L_1 , когда $\Delta\lambda_1 < \Delta\lambda_3$, коэффициент k определяется отношением мозаичности к угловому раствору падающих на образец нейтронов. Таким образом, если $\eta < 2\gamma_c$:

$$k = \begin{cases} \frac{\lambda_0 \cdot \eta \cdot L_1}{c \cdot \text{tg } \theta_0 \cdot \tau_0} & \text{при } L_1 < L^* \\ \frac{\lambda_0 \cdot \eta^2 \cdot L_1}{2c \cdot \text{tg } \theta_0 \cdot \tau_0 \cdot \gamma_c} & \text{при } L^* < L_1 < L^{**} \\ \frac{\eta}{2\gamma_c} & \text{при } L^{**} < L_1 \end{cases} \quad (8)$$

Если $\eta > 2\gamma_c$:

$$k = \begin{cases} \frac{\lambda_0 \cdot \eta \cdot L_1}{c \cdot \operatorname{tg} \theta_0 \cdot r_0} & \text{при } L_1 < L^{**} \\ 1 & \text{при } L_1 \geq L^{**}. \end{cases} \quad (9)$$

В выражениях (8) и (9): $L^* = \frac{c \cdot \operatorname{tg} \theta_0 \cdot r_0}{2 \lambda_0 \cdot \gamma c}$, $L^{**} = \frac{c \cdot \operatorname{tg} \theta_0 \cdot r_0}{\lambda_0 \eta}$.

Для рассмотренного выше примера из соотношений (4), (7) и (8) получаем в случае использования нейтроновода, у которого $d_H = 1$ см, $L = 3 \cdot 10^3$ см, $\lambda^* = 2 \text{ \AA}$: $L^* = 0,625 \cdot 10^3$ см, $L^{**} = 2,15 \cdot 10^3$ см, $k = 0,29$, $\delta I_1 = 1,7\%$, $\Delta t_1 = 0,25$ мкс.

Учет конечных размеров образца p_0 и детектора p_d в направлении регистрируемого пучка приводит к выражению для неопределенности времени пролета нейтронов от момента рассеяния до момента регистрации:

$$\Delta t_2 = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{p_0^2 + p_d^2}. \quad (10)$$

Очевидно, результирующее время разрешения (без учета ошибки синхронизации поля и анализатора):

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_1^2 + \Delta t_2^2}. \quad (11)$$

Например, при $\lambda_0 = 3 \text{ \AA}$, $p_0 = 0,2$ см, $p_d = 0,1$ см (сцинтилляционный счетчик): $\Delta t_1 = 1,7$ мкс.

Для увеличения коэффициента k и, следовательно, для повышения точности измерения в случае прямой геометрии может оказаться полезным применение подвижной диафрагмы вблизи поверхности замедлителя. Диафрагма представляет собой вертикальную щель шириной ℓ_d , пересекающую пучок в направлении, соответствующем уменьшению угла рассеяния прошедших через щель нейтронов. Скорость движения задается такой, что нейтроны различных длин волн, пропущенные через щель в различные моменты времени, попадают на образец одновременно, т.е.

$$v_d = \frac{\operatorname{tg} \theta_0 \cdot c}{\lambda_0}. \quad (12)$$

При этом в спектре пропускания через образец уменьшается "подложка" нейтронов, не удовлетворяющих условию Брэгга, без изменения величины "эффекта".

Если ширина щели выбрана, исходя из выражения:

$$\ell_d = \eta L_3 \quad (13)$$

(L_3 - расстояние между щелью и образцом), коэффициент k равен единице, а относительная статистическая ошибка измерения

$$\delta I_1 = \frac{(1 + \sqrt{1 - \epsilon})}{\epsilon} \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \theta_0 \cdot r_0 \cdot c}{\lambda_0 \cdot \eta \cdot L_1 \cdot I_{01}}}. \quad (14)$$

Для рассмотренного выше примера при использовании монокристалла с мозаичностью $\eta = 5'$ без подвижной диафрагмы имеем $\delta I_1 = 1,5\%$. Применение диафрагмы с шириной щели 1,4 см и скоростью $4,2 \cdot 10^4$ см/с, выбранными в соответствии с (12) и (13), обеспечивает значение $\delta I_1 = 0,4\%$.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из проведенного рассмотрения следует, что при равных экспериментах, т.е. с одиночным импульсом поля, предпочтительна "прямая" геометрия, обеспечивающая лучшую точность измерений. Однако, если не требуется высокая точность или возможна достаточно хорошая повторяемость условий при многократных импульсах поля, более удобна геометрия с использованием искривленного нейтроновода, так как это позволяет избежать облучения образца с магнитом, а также детектора быстрыми нейтронами и гамма-квантами.

Описанная методика может быть использована не только для изучения поведения магнитных веществ в магнитном поле, сравнимом по величине с полем обменного взаимодействия (до нескольких мегаэрстед), но и при нейтронодифракционном исследовании кристаллов, подвергаемых действию предельнодостижимых импульсных давлений и электрических полей, если длительность воздействия на образец составляет несколько микросекунд.

Авторы благодарны В.М.Назарову за полезные обсуждения многих вопросов, связанных с данной работой.

1. High Magnetic Fields, Proc.Intern.Conf., Cambridge, Mass., Nov.1961, New York, 1962.
2. Megagauss Magnetic Fields Generation by Explosives and Related Experiments. Proc. Intern.Conf., Frascati, Sept.1965, Euratom, Brussels, 1966.
3. Les Champs Magnetiques Intenses, Leur Production et Leurs Applications, Actes du Colloq.Intern., d'Grenoble, Sept.1966, Paris, C.N.R.S.1967.
4. High Magnetic Fields and Their Applications, Proc.Inter.Conf., Nottingham, Sept.1969, London 1969.
5. Physics of High Energy Density and Magnetic Fields. Proc.Intern.Summer School, Varenna, Italy, 1969, New York, 1971.
6. High Magnetic Fields and Their Applications. Proc.Intern.Conf.USA, New York, 1972.
7. Г.Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля, М., Мир, 1972.
8. П.Н.Дашук и др. Техника больших импульсных токов и магнитных полей. М., Атомиздат, 1970.
9. П.С.Анцупов и др. Физика твердого тела, 13, №1, 56, 1971.
10. В.В.Нитц. Сообщение ОИЯИ, 3-5372, Дубна, 1970.
11. Г.Майер-Лейбниц, Т.Спрингер. Сб. Оптимизация нейтронных пучков. М., Атомиздат, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 августа 1976 года.