

ОБ АНИЗОТРОПИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ СПИНТИЛЛЯЦИЙ В СМЕШАННЫХ
КРИСТАЛЛАХ НАФТАЛИНА И ОКТАДЕЙТЕРОНАФТАЛИНА С
АНТРАНИЛОВОЙ КИСЛОТОЙ

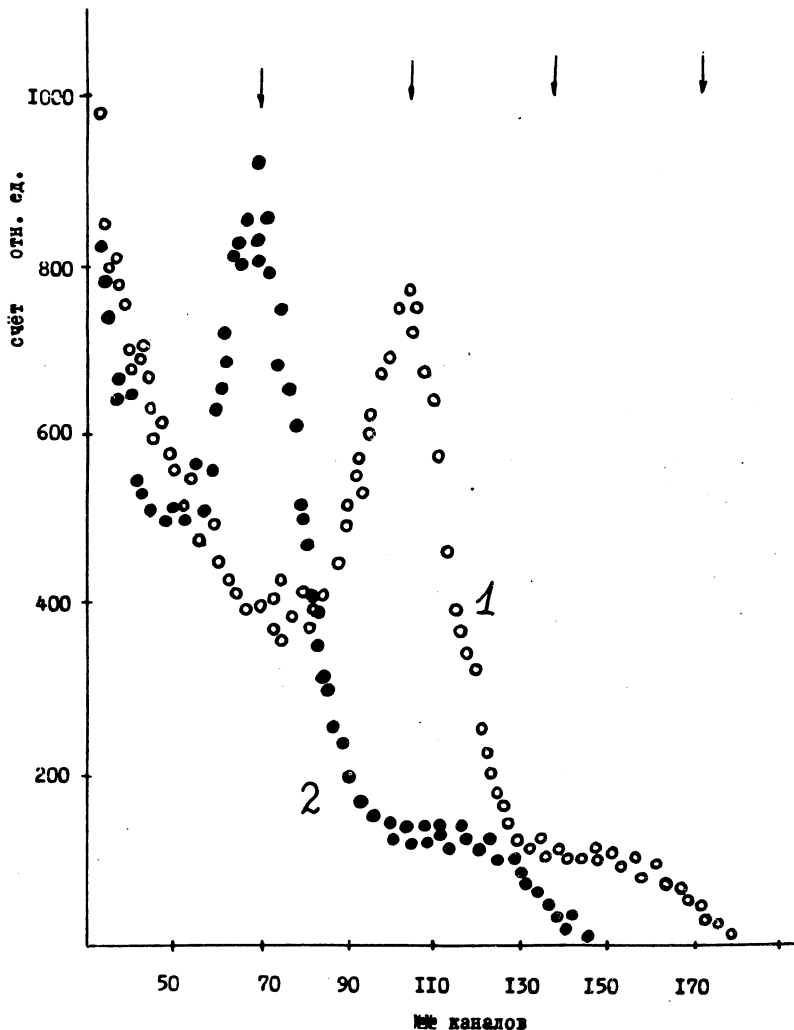
Г. С. Беликова, Б. А. Бенацкий

В спинтилляционной спектрометрии ядерных излучений хорошо известен эффект зависимости светового выхода от направления движения тяжелых частиц в органических кристаллах. Подробное исследование этого эффекта во многих спинтилляторах проведено В. В. Нефедовым /1/, а его значительное усиление в дейтерированном нафталине впервые было отмечено Н. Д. Тифяковым.

В нашей работе экспериментально исследованы кристаллы нафталина $C_{10}H_8$ и октадейтэронафталина $C_{10}D_8$ с антралиловой кислотой (АК) и предлагается интерпретация наблюдаемого явления.

Кристаллы $C_{10}H_8$ и $C_{10}D_8$ представляют собой совокупность молекулярных слоев, ориентированных параллельно плоскости спайности кристалла. Молекулы АК, люминесценция которых определяет, в основном, спинтилляционные характеристики, входят в их состав в качестве примеси. Кристаллографические оси "а" и "б" лежат в плоскости спайности, а ось "с" наклонена к ней под некоторым углом.

Кристаллы $C_{10}D_8$ были предложены и употреблялись для целей спектрометрии быстрых нейтронов /2,3/. В этом случае, в отличие от других спинтилляторов, амплитудный спектр световых импульсов от быстрых моноэнергетических нейтронов имеет пик, соответствующий рассеянным вперед дейтонам отдачи (см. рис. 1). Его положение связано с энергией нейтронов. Кроме того, если в кристалле имеется примесь молекул $C_{10}H_8$, в том же спектре наблюдается "ступенька" протонов отдачи. Измерение амплитудных спектров спинтилляций при различных направлениях падающего на спинтилятор пучка



Р и с. I. Амплитудные спектры сцинтилляций от нейтронов с энергией 14 Мэв в кристалле октадегидронафталина, содержащего 81,7 ат.% дейтерия и 12,3% водорода. 1 - поток нейтронов направлен по нормали к плоскости спайности ($\theta = 0^\circ$); 2 - параллельно плоскости спайности ($\theta = 90^\circ$).

нейтронов с энергией 14 Мэв позволило получить зависимость светового выхода от направления движения протонов и дейтронов в кристалле. При использовании этого метода, во-первых, имеется возможность сравнить опциллиационные характеристики кристаллов $C_{10}H_8$ и $C_{10}D_8$ для одного сорта частиц (протоны). Во-вторых, можно одновременно наблюдать эффект анизотропии для дейтронов и протонов в одном кристалле. В-третьих, исключается или, по меньшей мере, существенно снижается влияние поверхностных эффектов, так как при размерах кристаллов от одного до нескольких сантиметров имеется достаточно равномерное распределение опциллиаций по объему кристалла. Исследованы три кристалла $C_{10}D_8$ и семь кристаллов $C_{10}H_8$.

выращенные на ориентированных затравках по методу Стокбаргера. Во всех случаях световой выход является функцией угла θ между направлением движения частицы и нормалью к плоскости спайности (ось "с"). При движении параллельно плоскости спайности световой выход имеет резкий минимум (см. рис.1,2). Точность определения плоскости спайности в нашем случае порядка 5° - 7° . Необходимо оговорить, что наблюдаемый эффект анизотропии сильно зависит от временных характеристик электронной аппаратуры, так как они определяют время собирания света $/I/$. В нашем случае амплитуда импульса определялась светом, собираемым на фотокатоде ФЭУ за $\Delta t \sim 2 \times 10^{-7}$ сек.

В предположении экситонного механизма передачи энергии, потеринной частицей в кристалле, молекулам активатора световой выход dS/dt определяется формулой Биркса /4/

$$\frac{dS}{dt} = \frac{A \frac{dE}{dt}}{1 + kB \frac{dE}{dt}} \quad (I)$$

Здесь dE/dt - потеря энергии частицей на единице длины пути, $A dE/dt$ - энергия, переданная возбужденным молекулам решетки, $B dE/dt$ - количество поврежденных молекул, способных захватить экситоны без трансформации энергии в энергию фотона. $k = w/W$ - отношение вероятностей захвата экситона, где w - вероятность захвата поврежденной молекулой, $W = w_a n_a$ - вероятность захвата молекулами активатора, n_a - число молекул активатора.

Так как в области энергий $E > 1$ Мэв пробег тяжелых частиц хорошо аппроксимируется соотношением $r = r_0 E^{1,8}$, зависимость

з от E (см. (I)) можно представить в виде

$$\frac{dB}{d\tau} = \frac{\Lambda \frac{dE}{d\tau}}{1 + G/E}, \quad (2)$$

где

$$G = \frac{kB}{1,8r_0} = \frac{WB}{1,8w_a n_a r_0}. \quad (3)$$

Отсюда в первом приближении по G/E следует

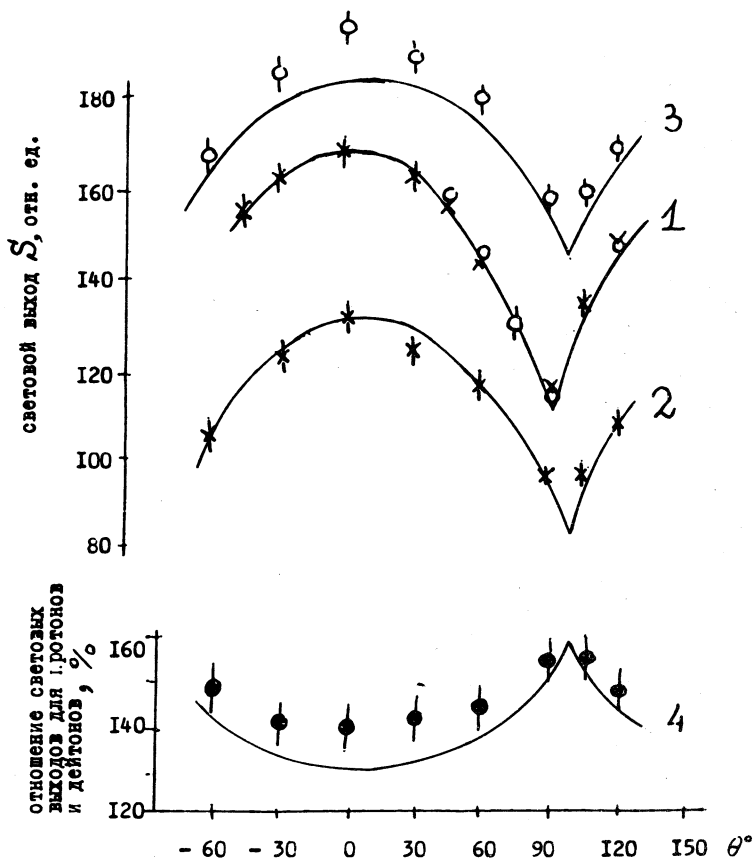
$$S = \Lambda \left\{ E - G \ln \frac{E+G}{G} - 0,1G [\ln^2(E+G) - \ln^2 G] \right\}. \quad (4)$$

Полученная формула справедлива при $E > 1$ Мэв и $E > G$. Проверкой ее применимости может служить описание зависимости светового выхода от энергии частиц. Сравнение с экспериментальными данными показало, что для $E > 3$ Мэв расчет по формуле (4) с точностью до нескольких процентов описывает как зависимость S от E, так и соотношение световых выходов для протонов и дейтронов.

В основу предлагаемой интерпретации зависимости возбуждения сцинтилляций от направления движения частиц положены две предположения. Так как возбуждение молекул в значительной мере связано с дельта-электронами, с взаимодействием на больших расстояниях, предполагается, что параметр Λ в формуле (2) не зависит от направления движения частиц. Весь эффект анизотропии мы связываем с влиянием гашения, т.е. с зависимостью параметра G от направления движения частиц. Можно, не делая каких-либо дополнительных предположений, разложить этот параметр в ряд по степеням θ или $\cos\theta$ и, наложив ограничения, связанные с четностью функции, рассматривать коэффициенты разложения как новые параметры. Однако, характер экспериментальной зависимости таков, что не представляется возможным ограничиться небольшим числом членов разложения (см. рис. 2). Поэтому мы попытались найти зависимость G от θ на основании модельного подхода. Эта зависимость имеет вид

$$G = \frac{b}{|\cos\theta| + a} \quad (5)$$

и соответствует предположению, что вероятность захвата экситонов гасящими центрами увеличивается с увеличением пути частицы в слое молекул.



Р и с. 2. Зависимость светового выхода от направления движения дейтронов (1 и 2) и протонов (3) в кристаллах октадекагидрофталаина с антрахиноновой кислотой. (θ – угол между нормалью к плоскости спайности и направлением трека частицы.)

Действительно, σ зависит от отношения V/n_a , где V определяет количество образованных центров гашения, n_a - количество молекул активатора (см. (3)). Пусть на пути dg образовано n_g экситонов в N слоях и n_T гасящих центров. Предположим также, что экситон может мигрировать только вдоль слоя (это предположение связано с наличием сильных связей между молекулами вдоль плоскости спайности в этих кристаллах). Тогда вероятность захвата в одном слое пропорциональна $(n_g/N)(n_T/N)$, а в N слоях $\sim n_g n_T/N$, т.е. обратно пропорциональна числу слоев, пересеченных частицей на данном участке трека. Феноменологически это можно учесть зависимостью V от θ типа

$$V \sim \frac{1}{|\cos\theta|}. \quad (6)$$

Она была бы, по-видимому, справедлива в случае идеального кристалла и абсолютно прямого трека. На самом деле, даже двигаясь вдоль плоскости спайности, частица хотя бы из-за многократного рассеяния должна пересекать порядка $\sim 10^5$ слоев. Последнее можно учесть, введя дополнительный параметр a

$$V \sim \frac{1}{|\cos\theta| + a} \quad (7)$$

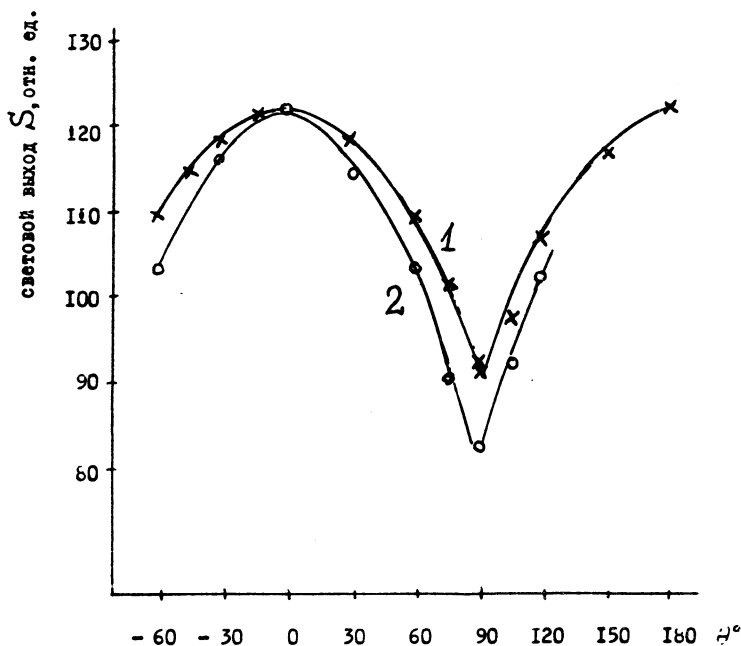
В дальнейшем мы будем считать, что для протонов и дейтронов примерно одинаковых энергий многократное рассеяние одинаково.

Проверкой справедливости предлагаемой интерпретации может служить, во-первых, попытка описания на основании полученных формул формы кривой анизотропии светового выхода η , во-вторых, сопоставление данных для протонов и дейтронов.

На рис. 2 представлены три кривые. Кривая I описывает зависимость $S(\theta)$ для дейтронов в одном из кристаллов $C_{10}D_8$. Параметры a и b , определенные из сопоставления экспериментальных точек для этой кривой с расчетом, позволили описать форму всех экспериментальных кривых, как для протонов, так и для дейтронов для всех исследованных опцилляторов (некоторые кривые приведены на рис. 2 и 3).

Написанные соотношения позволяют сопоставить наблюдаемый эффект анизотропии в случае возбуждения опцилляций разными частицами. С точки зрения предлагаемой интерпретации различие состоит в разных плотностях ионизации и многократном рассеянии.

Для протонов и дейтонов это различие определяется отношением параметров τ_0^p/τ_0^d в (3) и равно 1,74. Это позволяет на основании данных по дейтонам (кривая 2 на рис. 2) рассчитать анизотро-



Р и с. 3. Зависимость светового выхода от направления движения протонов в кристаллах нафталина с различной концентрацией антралиновой кислоты.

пию для протонов (кривая 3 на рис. 2). На том же рисунке приводятся данные расчета и эксперимента для отношения световых выходов в случае движения протонов и дейтонов под разными θ (кривая 4).

Таким образом, на основании формул (3) - (5) можно удовлетворительно описать наши экспериментальные данные, что говорит в пользу предлагаемой интерпретации.

Согласно (3), эффект анизотропии должен, по-видимому, зависеть от концентрации активатора n_a . При уменьшении n_a увели-

чивается влияние "гасящего" параметра G , что, в свою очередь, должно приводить к уменьшению светового выхода, большому отклонению от линейного закона зависимости $S = S(N)$, и одновременно к усилению эффекта анизотропии. Такое усиление желательное для некоторых приложений.

Для всех исследованных нами спинтилляторов, выращенных из расплава с "оптимальной" концентрацией активатора, отношение светового выхода в максимуме $S(0^\circ)$ к световому выходу в минимуме $S(90^\circ)$ равно $S(0^\circ)/S(90^\circ) = 1,24 \pm 0,02$ в случае протонов и $S(0^\circ)/S(90^\circ) = 1,32 \pm 0,02$ в случае дейтронов. Так называемая "оптимальная" концентрация соответствует такому содержанию примеси в кристалле, когда вследствие концентрационного тушения, увеличения числа дислокаций и т.д. дальнейшее увеличение световых выходов становится более невозможным. Поэтому оценить количественно ожидаемое усиление анизотропии при обеднении примесью активатора трудно. Тем не менее, при уменьшении концентрации активатора в 7 раз величина анизотропии для протонов в пределах точности измерений заметно не изменилась, но при уменьшении в 70 раз возросла до $1,32 \pm 0,02$, т.е. достигла значения, характерного для дейтронов в кристаллах октадекагидроантрацена. Этот результат качественно подтвердил предсказание, сделанное на основе развитых представлений, и определял возможный путь усиления эффекта анизотропии в исследуемых спинтилляторах.

В заключение авторы благодарят за участие в работе студента МИФИ В. Н. Заряцкого, а также за полезные обсуждения и помощь В. В. Нефедова, Н. Д. Тифякова, И. В. Штранка и А. А. Руденко.

Поступила в редакцию
28 ноября 1972 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. В. Нефедов. Доклад на VIII Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии. Рига, 1968 г.
2. Г. С. Беликова, Л. М. Белнев, Б. А. Бенецкий. Кристаллография, II, 439 (1966); *Isotopenpraxis*, Heft 4, 133 (1967).
3. Б. А. Бенецкий, Е. М. Бурмлов, И. М. Франк. Я. Ф., 8, 920 (1968).
4. Дж. Беркс. Спинтилляционные счетчики. Москва, изд. ИЛ, 1961 г.