

**П И С Ь М А**  
**В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ**  
**И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ  
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 62, ВЫПУСК 12  
 25 ДЕКАБРЯ, 1995

*Журнал поддерживается в 1995 году Российским фондом фундаментальных исследований по проекту № 95-02-91030.*

Письма в ЖЭТФ, том 62, вып.12, стр.895 - 899

© 1995г. 25 декабря

**ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ КОГЕРЕНТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ В ДВУХ**  
**КРИСТАЛЛАХ**

*В.В.Окороков*

*Институт теоретической и экспериментальной физики  
 117259 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 сентября 1995 г.

После переработки 1 ноября 1995 г.

В статье представлена одна из возможностей использования когерентного возбуждения частиц, пролетающих через кристалл, в фундаментальных исследованиях – предложена новая модификация эксперимента по когерентному возбуждению, использующая два пространственно разделенных кристалла. Такой метод повышает чувствительность эксперимента к изменению энергии частиц, возбужденных в кристаллах, и одновременно уменьшает влияние тормозных потерь.

Эффект когерентного возбуждения ядер и атомов, пролетающих через кристалл, был предсказан автором в работах [1,2]. Физика этого явления заключается в резком возрастании вероятности возбуждения дискретного уровня ядра (или атома) при его пролете через периодическое поле кристалла с такой скоростью, при которой частота соударения пролетающей частицы с атомами кристалла  $\nu_{\text{соуд}} = V/a_0$  равна или в целое число раз меньше частоты, необходимой для возбуждения уровня частицы  $\nu_{\text{возб}} = E/h$ :

$$\nu_{\text{соуд}} = \frac{V}{a_0} = \frac{1}{m} \nu_{\text{возб}} = \frac{1}{m} \frac{\Delta E}{h},$$

где  $V$  – скорость пролетающего ядра (атома),  $a_0$  – расстояние между атомами в кристалле,  $\Delta E$  – энергия уровня ядра (атома),  $m = 1, 2, 3, \dots$

Первые экспериментальные результаты, свидетельствующие о существовании когерентного возбуждения атомов  $\text{He}^+$ , пролетающих через монокристаллическую пленку серебра, были получены в [3].

Несмотря на то, что за последние десятилетия исследования по когерентному возбуждению получили довольно широкое развитие в экспериментальном [4–8] и теоретическом [9–14] плане, автор считает, что направление этих работ явно отклоняется в сторону, совершенно не отвечающую полному использованию возможностей когерентного возбуждения в фундаментальных исследованиях. Целесообразно хотя бы частично перечислить некоторые из таких возможностей.

Экспериментальные исследования когерентного возбуждения атомов, пролетающих через кристалл, проливают свет на такие физические явления, как время формирования возбужденного состояния атомов внутри кристалла, энергетический сдвиг уровней электронов в атомах, движущихся внутри кристалла, длина когерентного взаимодействия иона с периодическим полем кристалла и др. Эти вопросы, по-видимому, пока недоступны для исследования какими-либо другими методами в настоящее время. Однако фундаментальные перспективы использования явления когерентного возбуждения принадлежат не только атомной физике, что уже, на наш взгляд, бесспорно показано в работах, исследовавших это явление на атомах, например, [4–6], но и ядерной физике релятивистских и ультрарелятивистских энергий.

а) Получение экспериментальных результатов, подтверждающих существование когерентного возбуждения ядерных уровней, будет фактически означать открытие ядерной реакции нового типа, протекающей не при одиночных столкновениях двух ядер, а за счет коллективного взаимодействия пролетающих через кристалл ядер с атомами кристалла. Эта реакция должна протекать со значительно большей вероятностью по сравнению с обычным кулоновским возбуждением ядер, пролетающих через изотропную мишень, и будет иметь специфическую резонансную зависимость от энергии ядра (полуширина резонанса  $\Delta E/E$  может быть сделана  $\sim 10^{-5}$ ), что обуславливает многочисленные и перспективные возможности использования эффекта в физике релятивистских и ультрарелятивистских энергий.

б) Побочным следствием эксперимента по когерентному возбуждению ядерных уровней будет точная ( $\sim 10^{-5}$ ) проверка эффекта замедления времени при относительной скорости систем координат, соответствующих лоренц-фактору  $\gamma \sim 100 - 150$ .

в) В этом же эксперименте могут быть проверены выводы общей теории относительности, касающиеся изменения хода времени в системах координат,двигающихся с ускорением. Такая возможность связана с тем, что ядро, пролетающее через кристалл, за счет ионизационных потерь подвергается колоссальным ускорениям  $\sim 10^{20}$  см/с<sup>2</sup>. Такое ускорение, согласно принципу эквивалентности, изменяет ход времени в системе координат,двигающейся вместе с ядром, и тем самым сдвигает энергетические уровни ядра.

г) Возможен эксперимент по когерентной генерации  $\Sigma^+$ -гиперонов ультрарелятивистскими протонами в кристалле – то есть наблюдение реакции, обратной двухчастичному распаду  $\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$  [15].

В настоящей статье обращено внимание на одну из многих возможностей использования когерентного возбуждения в фундаментальных исследованиях.

Для реализации главных преимуществ когерентного возбуждения частиц, пролетающих через кристалл: а) высокой разрешающей способности ( $\Delta E/E \sim 1/n$ ) и б) увеличение вероятности возбуждения ( $W \sim n^2$ ), казалось бы, выгодно использовать толстые кристаллы (число слоев  $n \sim 10^5 \div 10^6$ ). Однако

принципиально неустранимые тормозные потери быстрых частиц в веществе лимитируют использование толстых кристаллов.

Влияние тормозных потерь на процесс возбуждения быстрых частиц в кристалле подробно проанализировано в [16]. Это влияние ограничивает так называемую "длину когерентности" – то есть толщину кристалла, в пределах которого вклады одиночных взаимодействий пролетающих частиц с атомами кристалла суммируются когерентно. Набег фазы из-за торможения быстрых частиц в веществе (ионизационные потери) приводит к слабой частотной модуляции периодического во времени взаимодействия пролетающей частицы с атомами кристалла. Это, в свою очередь, приводит к ограничению роста амплитуды гармоник фурье-спектра, пропорционального числу слоев в кристалле [1]. В итоге вероятность возбуждения растет пропорционально квадрату числа  $n$  слоев в кристалле вплоть до некоторого значения  $n_{эфф}$ , оцененное в работе [16]:

$$n_{эфф} = \sqrt{E/\Delta E},$$

где  $E$  – кинетическая энергия частицы,  $\Delta E$  – потери энергии на расстоянии между атомами  $a_0$ . Это ограничение слабо проявляется в экспериментах по когерентному возбуждению атомных уровней при пролете ионов через тонкие монокристаллические пленки [3–6], но должно учитываться в экспериментах по когерентному возбуждению ядерных уровней, когда для увеличения вероятности возбуждения необходимо брать толстые ( $\sim 1 - 5$  мм) кристаллы, когда торможение сказывается.

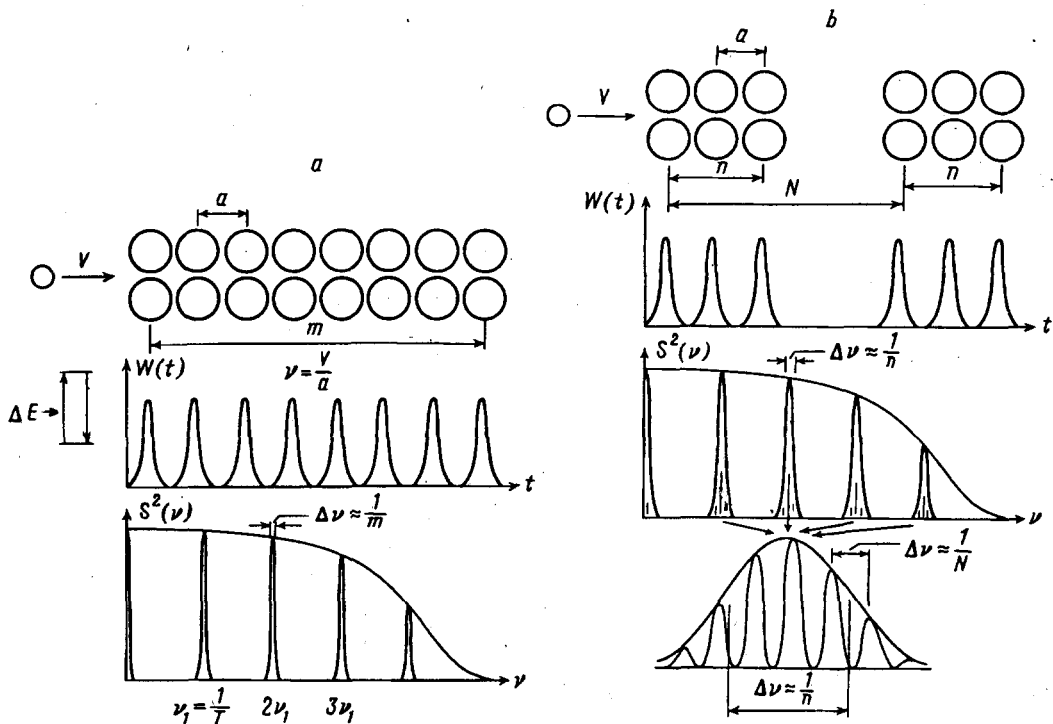
В некоторых экспериментах, возможно, будет необходима не высокая разрешающая способность, а высокая чувствительность к измерению изменений энергии пучка. При этом неизбежно необходима такая модификация эксперимента, в которой влияние тормозных потерь было бы сведено к минимуму, который связан с увеличением собственного разброса энергии пучка пролетающих через кристалл частиц, то есть с различием пучка при влете и вылете из кристалла. Модификация постановки эксперимента, обладающего этими специфическими свойствами, которая в будущем, по-видимому, может расширить возможности использования этого эффекта в фундаментальных исследованиях, описана ниже.

Рассмотрим, как изменяется физика явления когерентного возбуждения при последовательном пролете атома через два кристалла, каждый из которых содержит  $n$  слоев. Расстояние между передними плоскостями этих кристаллов равно целому числу  $N$  межатомных расстояний (см. рисунок б). Зависимость энергии возбуждения  $W(t)$  между пролетающим атомом и атомами кристалла в этом случае имеет вид двух периодических последовательностей одиночных всплесков каждый из которых обусловлен взаимодействием пролетающего атома с атомами кристалла. Качественный характер когерентного возбуждения атома, пролетевшего через два кристалла, легко понять, анализируя фурье-спектр возмущения, испытываемого атомом при последовательном взаимодействии с двумя кристаллами:

$$S_2^2(\omega) = S_0^2(\omega) \frac{\sin^2(\omega n T/2)}{\sin^2(\omega T/2)} \cdot 2 \cos^2 \frac{\omega N T}{2},$$

где  $S_0^2(\omega)$  – спектр одиночного взаимодействия. Для сравнения на рисунке а приведена картина взаимодействия, пролетающего через один кристалл,

содержащий  $m$  слоев [1]. Отличие заключается в множителе  $\cos^2(\omega NT/2)$ , появляющегося из-за интерференции двух спектров, генерируемых каждым из кристаллов. В этом случае каждая из гармоник, выделяемая кристаллами (ширина которых  $\Delta\nu_1 \sim 1/n$  теперь обусловлена малым  $n$ ), "изрезана" осциллирующим множителем  $\cos^2(\omega NT/2)$ , полуволна которого много меньше ширины гармоник:  $\Delta\nu_2 \sim 1/N$ .



Условие когерентного кулоновского возбуждения  $\nu_{\text{пер}} = \Delta E/h = kv/a = k\nu_1$ , где  $k = 1, 2, 3, \dots$ ; а)  $S_{\Sigma}^2(\omega) = S_0^2(\omega) \frac{\sin^2(\omega mT/2)}{\sin^2(\omega T/2)}$ , б)  $S_{\Sigma}^2(\omega) = S_0^2(\omega) \frac{\sin^2(\omega nT/2)}{\sin^2(\omega T/2)} 2 \cos^2 \frac{\omega nT}{2}$

Если теперь плавно изменять скорость атома, пролетающего через кристаллы, вероятность возбуждения пролетающего атома повторяет форму фурье-спектра, приведенного на рисунке б, так как вероятность перехода пролетающего атома в возбужденное состояние определяется компонентой Фурье этого спектра на частоте возбуждения  $\nu_{\text{возб}} = \Delta E/h$ .

Легко видеть, что ионизационные потери в двух тонких кристаллах, предварительно выделяющих гармоники на частотах  $\nu_1 \sim 1/T$ ,  $\nu_2 \sim 2/T$ ,  $\nu_3 \sim 3/T$  и т.д., определяются толщиной этих тонких кристаллов  $n$ , а чувствительность к изменению энергии падающего пучка определяется шириной полуволны осциллирующего множителя, пропорционального  $\Delta\nu_2 \sim 1/N$ , которое может быть на 2 - 3 порядка меньше ( $N \sim 10^2 \div 10^3 n$ ). Тем самым влияние ионизационных потерь относительно одного кристалла, обладающего такой же чувствительностью к изменению энергии пучка, снижена на 2 - 3 порядка.

Изложенный двухкристалльный метод когерентного возбуждения до некоторой степени напоминает широко известный метод отдельных осциллирующих полей Рамзая в физике молекулярных пучков [17]. В этом методе переходы в молекулах индуцируются ВЧ полями, расположенными в пространственно-разделенных постоянных магнитных полях, через которые последовательно пролетают исследуемые молекулы.

Ясно, что интерференционное возбуждение уровня пролетающей частицы в двух кристаллах будет реализовано только тогда, когда время жизни уровня  $\tau_{уров}$  много больше времени пролета возбуждаемой частицы (аналогичное условие характерно и для упомянутого метода Рамзая) между кристаллами:  $\tau_{уров} \gg T = a_0 N/V$ . Это условие в большинстве случаев сравнительно легко выполнить.

Для проведения эксперимента по предлагаемому интерференционному когерентному возбуждению на двух кристаллах необходимо выполнение, по крайней мере, двух условий:

а) разброс энергии пучка исследуемых частиц и его стабильность  $\Delta E/E$  должны быть меньше, чем  $1/N$ ;

б) отклонение от параллельности плоскостей двух монокристаллических пленок, перпендикулярных оси пучка, на площади, равной размеру пучка, должно быть меньше  $a$  – межатомного расстояния в кристалле.

И если первое условие  $\Delta E/E \sim 10^{-5} - 10^{-6}$  еще может быть выполнено в некоторых специальных случаях, то выполнение второго условия связано, по-видимому, с большими экспериментальными трудностями и ставит осуществление двухкристалльного возбуждения на предел возможностей современной экспериментальной техники.

- 
1. В.В.Окороков, ЯФ 2, 1009 (1965) [Sov. J. Nucl. Phys. 2, 719 (1965)].
  2. В.В.Окороков, Письма в ЖЭТФ 2, 111 (1965).
  3. В.В.Окороков, Д.Л.Толченков, И.С.Хижняков и др., Письма в ЖЭТФ 16, 588 (1972) [JETP Lett. 16, 415 (1972)]; Phys. Lett. A 43, 485 (1973).
  4. M.J.Gaillard, J.C.Poizat, J.Remillieux, and M.L.Gaillard, Phys. Lett. A 45, 306 (1973).
  5. S.Datz, C.M.Moak, O.H.Crawford et al., Phys. Rev. Lett. 40, 843 (1978).
  6. C.M.Moak, S.Datz, O.H.Crawford et al., Phys. Rev. A 19, 843 (1979).
  7. F.Fujimoto, Nucl. Instr. and Meth. B 40/41, 165 (1989).
  8. Y.Iwata, K.Komaki, Y.Yamazaki et al., Nucl. Instr. and Meth. 48, 163 (1990).
  9. Н.П.Калашников, С.Г.Панкратов, Физика твердого тела 16, 843 (1974).
  10. J.Kondo, J. Phys. Soc. Jpn. 38, 1406 (1974).
  11. S.Shindo and Y.H.Ohtsuki, Phys. Rev. B 14, 3929 (1976).
  12. Y.Yamashita and Y.H.Ohtsuki, Phys. Rev. B 22, 1183 (1980).
  13. Ю.Л.Пивоваров, А.А.Широков, С.А.Воробьев, ДАН СССР 272, 86 (1983); Sov. Phys. Dokl. 28, 753 (1983).
  14. Ю.Л.Пивоваров, А.А.Широков, ЯФ 44, 882 (1986); [Sov. J. Nucl. Phys. 44, 569 (1986)].
  15. А.Ю.Дубин, ЯФ 52, 1243 (1990).
  16. И.Л.Ильина, В.В.Окороков, С.В.Прошин, Ю.Н.Челбуков, ЯФ 25, 802 (1977).
  17. Н.Рамзей, Молекулярные пучки, М: ИИЛ, 1960, стр. 109.