

# О возможности точной экспериментальной проверки замедления хода движущихся часов с помощью когерентного возбуждения релятивистских ядер в кристалле

В. В. Окороков<sup>1)</sup>

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 декабря 2000 г.

После переработки 25 сентября 2001 г.

Предложен новый подход к экспериментальным исследованиям лоренцевского замедления времени – экспериментальные исследования когерентного возбуждения релятивистских ядер в кристалле представляют в настоящее время возможность прецизионной ( $10^{-4} \div 10^{-5}$ ) проверки эффекта замедления времени при скорости часов, соответствующей лоренц-фактору  $\gamma \sim 100\text{--}200$  и более.

PACS: 24.30.Gd

Ядро (или атом), пролетающее через пространственно-периодическое поле кристалла, испытывает периодическое во времени возмущение, частота которого зависит от скорости ядра:

$$\nu = v/a$$

(где  $a$  – расстояние между атомами кристалла,  $v$  – скорость ядра). Так как электрическое поле кристалла не является чисто синусоидальным, то спектр электромагнитного возмущения, испытываемого пролетающим ядром, помимо основной частоты  $\nu$ , содержит большое число гармоник:

$$kv/a$$

( $k = 1, 2, 3, \dots$ ). Если частота одной из этих гармоник совпадает с частотой перехода пролетающего ядра в возбужденное состояние, вероятность возбуждения пролетающего ядра резко возрастает:

$$\nu_{\text{exc}} = \Delta E/\hbar = kv/a \quad (1)$$

( $\Delta E = E_{\text{exc}} - E_{\text{gr}}$  – энергия возбуждения ядра). Такая трансформация пространственно-периодического поля кристалла (вообще говоря, не обязательно кристалла!) в периодическое во времени электромагнитное возмущение, испытываемого пролетающим через кристалл ядром, и одновременное использование этого периодического возмущения для возбуждения внутренних степеней свободы пролетающего ядра было названо в свое время когерентным возбуждением<sup>2)</sup> [1, 2]. Такое возбуждение практически аналогично возбуждению ядра периодическим полем монокроматической электромагнитной волны, частота

которой совпадает с частотой перехода между уровнями ядра. И хотя за последние годы исследования по когерентному возбуждению (КВ) получили широкое развитие в экспериментальном [3–10] и теоретическом [11–22] планах, автор считает, что направление этих работ явно увело в сторону, совершенно не отвечающую полному использованию потенциальных научных возможностей КВ в фундаментальных исследованиях. Например, получение экспериментальных доказательств существования КВ релятивистских ядер в кристалле (в теоретическом плане никто не высказывал сомнения в этом) фактически будет означать *открытие ядерной реакции нового типа*, протекающей не при одиночных столкновениях двух частиц, а за счет коллективного взаимодействия пролетающего через кристалл ядра с атомами кристалла. Эта реакция должна протекать со значительно большей вероятностью (в  $10^4 \div 10^5$  раз), чем обычное кулоновское возбуждение ядер, пролетающих через изотропную мишень [2], а также иметь характерную резонансную зависимость от энергии ядра (полуширина резонанса  $\Delta E/E$  может быть доведена до  $10^{-5}$ ), что обуславливает многочисленные и перспективные возможности использования этого явления в фундаментальных исследованиях по специальной и общей теории относительности, а также в ядерной физике релятивистских энергий.

На одну из таких интересных и нереализованных пока возможностей использования КВ в фундаментальных исследованиях указано в недавно опубликованной статье автора [21].

Цель настоящей заметки – изложить несколько подробнее некоторые дополнительные аргументы в пользу того, что эксперимент по КВ ядерных уровней

<sup>1)</sup> e-mail: okorokov@vxitep.itep.ru

<sup>2)</sup> Следует отметить, что с подачи работы [5] получил распространение термин “резонансное когерентное возбуждение”, который автору представляется менее удачным.

(который пока еще никем не проделан) дает возможность провести довольно прецизионную проверку замедления хода движущихся часов в релятивистском,

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \approx 150 - 200,$$

и ультрарелятивистском случаях. Именно КВ ядер может дать наиболее красивые и интересные результаты.

При релятивистских энергиях пролетающего через кристалл ядра формулу (1) следует записать следующим образом:

$$\frac{\Delta E}{h} = k \frac{1}{a\sqrt{1-v^2/c^2}} = k \frac{v}{a} \gamma, \quad (2)$$

где

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

– лоренц-фактор пролетающей через кристалл частицы.

Появление множителя  $\gamma$  связано с релятивистским сокращением размеров атомов кристалла и расстояний между ними в системе координат, связанных с пролетающим ядром. В системе координат кристалла появление множителя  $\gamma$  связано с релятивистским увеличением в  $\gamma$  раз интервалов времени в системе координат ядра (то есть с уменьшением в  $\gamma$  раз частоты перехода между уровнями пролетающего ядра).

Тем самым экспериментальная проверка соотношения (2) дает информацию об изменении хода времени в системе координат, двигающейся с релятивистской скоростью, которая неизбежно необходима для КВ уровней ядер.

В таком эксперименте ядро, пролетающее через кристалл и обладающее уровнем  $h\nu_{\text{exc}} = E_{\text{exc}} - E_{\text{gr}}$ , является движущимися часами, ход времени которых сверяется с помощью ряда последовательных взаимодействий ядра с электрическим полем атомов, расположенных в узлах пространственно-периодической структуры, которой является кристалл.

Вероятность когерентного кулоновского возбуждения имеет заметную величину в очень узких, хорошо отделенных друг от друга интервалах скоростей (энергий) ядра [2]. Положение этих интервалов определяется энергией возбуждения ядра и может быть легко вычислено.

Энергию ядра, необходимую для выполнения условия совпадения одной из гармоник частоты соударения пролетающего ядра об атомы кристалла

с частотой перехода между уровнями пролетающего ядра (то есть выполнение условия кинематики КВ), можно получить из уравнения (2):

$$E_{\text{kin}} = M_{\text{nuc}} c^2 \cdot \left( \sqrt{\left( \frac{\Delta E \cdot a}{h \cdot c \cdot k} \right)^2 + 1} - 1 \right), \quad (3)$$

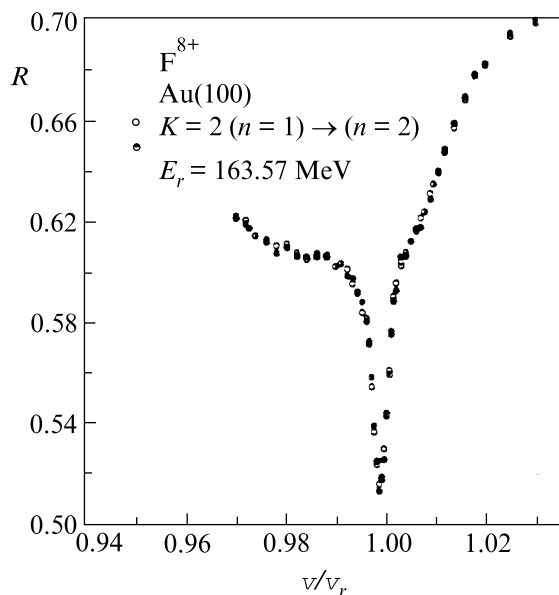
где  $M_{\text{nuc}} \cdot c^2$  – масса ядра в мегаэлектронвольтах. Качественное отличие расчетного значения энергии  $E_{\text{kin}}$  от экспериментального значения, которое может и должно наблюдаться в ядерном КВ, решает проблему точной экспериментальной проверки замедления хода времени движущихся часов при значениях лоренц-фактора пучка ядер, используемых в эксперименте (например,  $\gamma \sim 150-200$  в ЦЕРН'е [23]). Точность проверки соотношения (2) при различных значениях лоренц-фактора  $\gamma$  определяется только величиной энергетического разброса в пучке ядер, выведенных из ускорителя. Последняя величина может быть, по-видимому, в настоящее время доведена рядом специальных мер до значения  $\sim 10^{-5}$  и менее.

Напомним, что собственная разрешающая способность КВ релятивистских ядер в кристалле может быть легко получена меньшей этой величины простым увеличением числа слоев в кристалле [1, 2].

Давно достигнутая величина лоренц-фактора в выведенных пучках ядер  $S_{32}$  и  $O_{16}$  на ускорителе в ЦЕРН'е, превышает 200 [23]. В принципе, казалось бы, из экспериментов по КВ атомных уровней (см., например, [5, 6]) можно извлечь зависимость хода “атомных часов” от лоренц-фактора пучка атомов. К сожалению, игра чисел в уравнениях (2) и (3) такова, что для КВ атомных уровней с энергией 100–1000 эВ, необходимые для эксперимента скорости атомных пучков соответствуют слабoreлятивистскому случаю  $\gamma \sim 1$  и, как следствие, – малоинтересному слабому изменению хода “атомных часов”.

Но, что важнее и принципиально неустранимо, – это то, что в экспериментах по КВ атомных уровней систематически наблюдается сдвиг резонанса относительно расчетного значения в сторону меньших энергий на доли процента (см. рисунок из [20]). Этот сдвиг происходит под влиянием постоянной составляющей электрического поля кристалла, которое сдвигает электронные уровни [22] в пролетающем через среду атоме (штарк-эффект) и, как следствие, препятствует прецизионной проверке соотношения (3).

Таким образом, точная проверка релятивистского изменения хода времени (особенно при больших значениях лоренц-фактора!) возможна, на наш взгляд, только в экспериментах по КВ релятивистских ядер в кристалле (штарк-эффект у ядерных уровней отсут-



Доля  $R$  ионов  $F^{8+}$ , пролетевших через кристалл золота, толщиной  $1600 \text{ \AA}$  в направлении  $[100]$ . Ось абсцисс – скорость ионов  $F^{8+}$ , в долях скорости, соответствующей резонансному возбуждению невозмущенного перехода  $1s - 1p$ . Резонансная энергия  $E_r = 163.57 \text{ MeV}$

ствует!). Такой эксперимент пока еще никем не выполнен, несмотря на то, что он прост [23, 24], не требует создания циклических установок, столь характерных для некоторых экспериментов в физике высоких энергий.

Наконец отметим, что в свете положительных результатов, полученных при исследованиях КВ атомов [3–10], совершенно исключено отсутствие аналогичного явления КВ уровней релятивистских ядер, пролетающих через кристалл.

1. В. В. Окорочков, Письма в ЖЭТФ **2**, 111 (1965).
2. В. В. Окорочков, ЯФ **2**, 1009 (1965); Sov. J. Nucl. Phys. **2**, 719 (1965).
3. В. В. Окорочков, Д. Л. Толченков, И. С. Хижняков и др., Письма в ЖЭТФ, **16**, 588 (1972) [JETP Lett. **16**, 415 (1972)]; Phys. Lett. **A43**, 485 (1973).

4. M. J. Gaillard, J. C. Poizat, J. Remillieux, and M. L. Gaillard, Phys. Lett. **A45**, 306 (1973).
5. S. Datz, C. M. Moak, O. H. Chawford et al., Phys. Lett. **40**, 843 (1978).
6. C. M. Moak, S. Datz, O. H. Chawford et al., Phys. Lett. **A19**, 843 (1979).
7. F. Fujimoto, Nucl. Instr. and Meth. **B40/41**, 165 (1989).
8. Y. Iwata, K. Komaki, Y. Yamazaki et al., Nucl. Instr. and Meth. **48**, 163 (1990).
9. I. U. Andersen, G. C. Ball, I. Chevallier et al., Nucl. Instr. and Meth. **B119**, 292 (1996).
10. S. Datz, P. F. Dittner, H. F. Krause et al., Nucl. Instr. and Meth. **B100**, 272 (1995).
11. Н. П. Калашников, С. Г. Панкратов, ФТТ **16**, 843 (1974).
12. I. Kondo, J. Phys. Soc. Jpn. **36**, 1406 (1974).
13. S. Shindo and Y. H. Ohtsuki, Phys. Rev. **B14**, 3929 (1976).
14. Y. Yamashita and Y. H. Ohtsuki, Phys. Rev. **B22**, 1183 (1980).
15. Ю. Л. Пивоваров, А. А. Широков, С. А. Воробьев, ДАН СССР **272**, 86 (1983); Sov. Phys. Doct. **28**, 753 (1983).
16. Ю. Л. Пивоваров, А. А. Широков, ЯФ **44**, 882 (1986) [Sov. J. Nucl. Phys. **44**, 569 (1986)].
17. А. Ю. Дубин, ЯФ **52**, 1243 (1990).
18. R. Fusina and J. C. Kimball, Nucl. Instr. and Meth. **B27**, 368 (1987).
19. Yu. L. Pivovarov, Nucl. Instr. and Meth. **B145**, 96 (1998).
20. P. D. Miller, H. F. Krause, I. A. Biggerstaff et al., Nucl. Instr. and Meth. **B13**, 56 (1986).
21. В. В. Окорочков, Письма в ЖЭТФ **62**, 895 (1995) [JETP Lett. **62**, 25 (1995)], Nucl. Instr. and Meth. **B145**, 96 (1998).
22. O. H. Crawford and R. H. Ritchie, Phys. Rev. **A20**, 1848 (1979).
23. V. V. Okorokov, S. V. Proshin, Preprint ITEP-13 (1980).
24. V. V. Okorokov, Y. L. Pivovarov, A. A. Shirokov, and S. A. Vorobiev, Preprint ITEP-49 (1990).