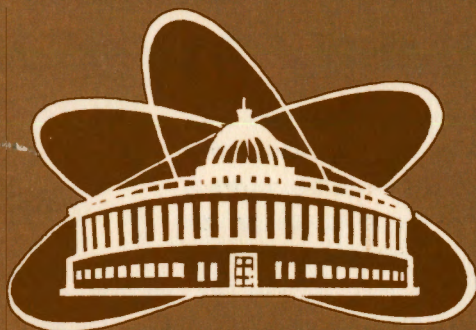




ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

N 6 [26] -87

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

JINR
RAPID COMMUNICATIONS

Объединенный институт ядерных исследований
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 6 [26]-87

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
COLLECTION

Дубна 1987



О Г Л А В Л Е Н И Е C O N T E N T S

А.И.Иванов, Ц.Вылов, В.М.Горожанкин, Н.А.Лебедев, В.Н.Покровский, И.А.Простаков, И.Ф.Учеваткин Измерение массы электрона с помощью узкой компоненты пика аннигирационного излучения A.I.Ivaniv, Ts.Vylov, V.M.Gorozhankin, N.A.Lebedev, V.N.Pokrovsky, I.A.Prostakov, I.F.Uchevatkin Measurement of Electron Mass by Means of Narrow Component of Annihilation Radiation Peak	4
Н.П.Базылева, С.Н.Базылев, Л.Г.Ефимов, И.Ф.Колпаков, А.С.Никифоров, А.Е.Сеннер, В.М.Слепнев, В.А.Смирнов Применение шины VME и персонального компьютера Правец-16 в подсистеме управления циклом сверхпроводящего синхротрона N.P.Basyleva, S.N.Basylev, L.G.Efimov, I.F.Kolpakov, A.S.Nikiforov, A.E.Senner, V.M.Slepnyov, V.A.Smirnov Application of VME Bus and a "Pravetz-16" PC in a Subsystem of the Superconducting Synchrotron Cycle Control	12
Fam Le Kien Coherent-Trapping States of Three-Level Two-Mode Systems with Multiphoton Transitions Фам Ле Киен Состояния когерентного пленения населенностей уровней в многофотонных трехуровневых двухмодовых системах	17
Е.К.Башкиров, Фам Ле Киен, А.С.Шумовский Спонтанное излучение двух двухуровневых атомов с многофотонными переходами Е.К.Bashkirov, Fam Le Kien, A.S.Shumovsky Spontaneous Radiation of Two-Level Atoms with Multiphoton Transitions	22
Е.К.Башкиров, А.С.Шумовский Кинетика сверхизлучения в трехуровневом системе с учетом двухфотонных переходов Е.К.Bashkirov, A.S.Shumovsky Kinetics of the Superradiation in the Three-Level System Allowing for the Two-Photon Transitions.	28

ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ ЭЛЕКТРОНА С ПОМОЩЬЮ УЗКОЙ КОМПОНЕНТЫ ПИКА АННИГИЛЯЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.И.Иванов¹, Ц.Вылов, В.М.Горожанкин, Н.А.Лебедев,
В.Н.Покровский, И.А.Простаков², И.Ф.Учеваткин¹

С помощью Ge(Li)-детектора при фазовом переходе вода — лед надежно выделена узкая компонента аннигиляционного излучения, соответствующая аннигиляции термализованного пара-позитрония. В отличие от подхода, общепринятого в исследованиях доплеровского уширения аннигиляционной линии, источник ^{22}Na был растворен в объеме аннигилятора, а пик узкой компоненты получался как разность аннигиляционных спектров льда и воды. В шкале энергетических нормалей гамма-квантов $E_{\gamma 411.8} (^{198}\text{Hg}) = 411,8044(11)$ кэВ измерена энергия узкой компоненты и определено значение массы покоя электрона $m_0 c^2 = 511,003 \pm 0,005$ кэВ. Погрешность полученного значения, в основном, обусловлена систематической ошибкой, связанной с неточностью используемых реперов. Измерение времени жизни позитронов в чистом льду и во льду с растворенным источником обнаружило в последнем случае заметное нарастание интенсивности "короткой" и "длинной" компонент соответственно с 20% до 26% и с 1,5% до 9%.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Measurement of Electron Mass by Means of Narrow Component of Annihilation Radiation Peak

A.I.Ivanov et al.

Under "ice-water" phase transition the narrow component of annihilation radiation has been reliably separated with Ge(Li)-detector. This component corresponds to the thermalized para-positronium annihilation. In contrast to common approach used in investigations of Doppler extension of annihilation line, the ^{22}Na source was dissolved in annihilation volume. A narrow component peak was obtained as a difference of an ice and water annihilation spectra. The energy of narrow

¹Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И.Менделеева, Ленинград

²Московский инженерно-физический институт

component peak has been measured within the energy of gamma-standards which have primary scale $E_{\gamma 411.8(^{198}\text{Hg})} = 411.8044 \pm \pm 0.005 \text{ keV}$. Electron rest mass has been determined as $m_0 c^2 = 511.003 \pm 0.005 \text{ keV}$. The error of obtained value mainly corresponds to uncertainties of the used reference marks. The positron lifetime measurement in clear ice and in ice with dissolved source has shown that the intensities of "short" and "long" components increase in the last case from 20 % upto 26 % and from 1.5 % upto 9 % , respectively.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, энергия квантов, испускаемых при аннигиляции покоящегося парaposитрония, целиком определяется фундаментальными константами и составляет

$$E_{\gamma \pm} = m_e c^2 - m_e v^4 / 8 \hbar^2 = m_e c^2 (1 - \alpha^2 / 8) . \quad (1)$$

Поскольку поправочный член крайне мал, можно с достаточной степенью точности записать

$$E_{\gamma \pm} = m_e c^2 - 3,4 \text{ эВ} . \quad (2)$$

Использовать соотношения (1) или (2), вообще говоря, возможно в двух направлениях: либо для установления естественной нормы энергии γ -квантов, если считать фундаментальные константы известными, либо же для определения массы электрона $m_e c^2$ путем измерения положения аннигиляционного пика в некоторой хорошо установленной энергетической шкале (см., например, ^{1, 2/})

Однако при обычных условиях в силу сложности механизма взаимодействия позитронов с веществом пик аннигиляции уширяется и приобретает сложную форму, состоящую из нескольких компонент. Наиболее наглядный путь преодоления этих затруднений состоит, по-видимому, в выделении так называемой узкой компоненты аннигиляционного пика в системе вода — лед ^{3, 4/}. Как показали детальные исследования ^{5/} угловых корреляций в этой системе при различных температурах, в общем случае угловое распределение состоит из трех компонент.

а) Широкая (энергетическая ширина на половине высоты достигает 2,5 кэВ) компонента присутствует как в воде, так и во льду с интенсивностью $\sim 90\%$, слабо зависящей от температуры.

б) Промежуточная компонента с шириной около 0,9 кэВ также видна в воде и во льду, но ее интенсивность убывает с уменьшением температуры после перехода воды в лед.

в) Узкая компонента с пренебрежимо малой собственной шириной появляется за счет убывания промежуточной компоненты, а ее характеристики при температуре ниже -25°C отвечают аннигиляции термализованного позитрония; при -117°C , например, средняя энергия позитрония составляет 0,021 эВ.

Заметим, что результаты фитирования полного аннигиляционного пика в системе вода — лед, полученные в работе^{/6/}, могут рассматриваться как непротиворечащие этому описанию.

Таким образом, разность аннигиляционных спектров льда и воды должна обнаружить узкую компоненту на небольшом отрицательном фоне, обусловленном изменением интенсивности промежуточной компоненты, причем ее ширина равна собственному разрешению спектрометра, а энергия задается соотношением (1).

По указанной схеме был поставлен один эксперимент^{/7/}. Фактически в нем при помощи бета-спектрометра находилась малая разность энергий фотоэлектронов, вырванных узкой компонентой из К-оболочки урана, и излучением $\gamma 411,8$ ^{198}Hg из L_3 -подоболочки урана. При современных значениях энергий связи электронов в атоме урана, а также в принятой ныне шкале энергий, в которой^{/8/}

$$E(\gamma 411,8 \text{ } ^{198}\text{Hg}) = 411,8044(11) \text{ кэВ}, \quad (3)$$

результат^{/7/} можно выразить следующим образом: энергия узкой компоненты

$$E_{\gamma \pm} = 511,010(7) \text{ кэВ}, \quad (4)$$

в то время как ожидаемое значение составляет

$$E_{\gamma \pm} = 511,0000(14) \text{ кэВ}. \quad (5)$$

За истекшие 20 лет не появлялось сообщений о наблюдении узкой компоненты в "разностной" постановке опыта, что, как очевидно, свидетельствует о трудности задачи. В этой связи мы попытались осуществить подобный эксперимент и измерить энергию узкой компоненты аннигиляционного пика в шкале (3) с помощью спектрометра с полупроводниковым детектором.

Отметим, прежде всего, что подобный спектрометр несколько уступает по разрешению прибору^{/7/}, но допускает многоканальную регистрацию, а это обстоятельство может оказывать существенное влияние при изучении эффектов, в которых определяющую роль играет форма линии. Далее, в области энергий около 500 кэВ с помощью современной спектроскопической техники возможно достичь точности измерений энергии квантов, сопоставимой с погрешностями энергетических нормалей, т.е. порядка нескольких эВ.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Как говорилось выше, мы избрали "разностную" схему постановки опыта. В качестве аннигилятора использовалась дважды дистиллированная вода с удельной электропроводностью $\sim 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^{-1}$, помещенная в цилиндрический контейнер из нержавеющей стали диаметром 20 мм и высотой 30 мм. Для быстрого замораживания к контейнеру подводился жидкий азот. Температура аннигилятора могла меняться от $+20^\circ \text{C}$ до -160°C и контролировалась термопарой.

Источником позитронов являлся нуклид ^{22}Na в форме NaCl с активностью около 0,2 мКи. Первоначально мы использовали квазиточечный источник, полученный выпариванием и находившийся между двумя тонкими тефлоновыми пленками. Такой источник помещался в центре контейнера, как бы между двумя полуцилиндрами воды или льда. При таком общепринятом подходе нам не удалось надежно выделить узкую компоненту аннигиляционного излучения в разностном спектре низкотемпературного льда и воды. Гораздо более эффективным оказалось прямое растворение ^{22}Na в воде аннигилятора.

Спектры γ -квантов изучались с помощью Ge(Li) -детектора объемом $200 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$, энергетическое разрешение которого в области 511 кэВ (^{106}Ru) составляло 0,95 кэВ. Для более детального анализа формы аннигиляционной линии исследуемый диапазон энергий 476-570 кэВ был растянут на 1200 каналов. Энергетическая градуировка спектрометра (парабола) проводилась с помощью нуклидов.

$$^7\text{Be}, \quad E_\gamma = 477,6064(26) \text{ кэВ} \quad /9/$$

$$^{106}\text{Ru}, \quad E_\gamma = 511,8605(31) \text{ кэВ} \quad /10/$$

$$^{207}\text{Bi}, \quad E_\gamma = 567,703(3) \text{ кэВ} \quad /11/$$

Во избежание систематических ошибок из-за различных телесных углов, обусловленных конечными размерами аннигилятора, калибровочные источники равномерно распределялись на его боковой поверхности. Хорошее качество детектора позволяло вполне удовлетворительно описывать форму линии в виде одиночного гауссиана. Возможная при этом систематическая погрешность калибровки невелика и практически постоянна в рассматриваемом узком диапазоне энергий.

Аннигиляционный спектр воды при 20°C вместе с "боковыми" реперами ^7Be и ^{207}Bi снимался в течение 10 ч, так что в аннигиляционном пике накапливалось около $3 \cdot 10^6$ импульсов (см. рис. 1а). Затем проводилось быстрое замораживание до

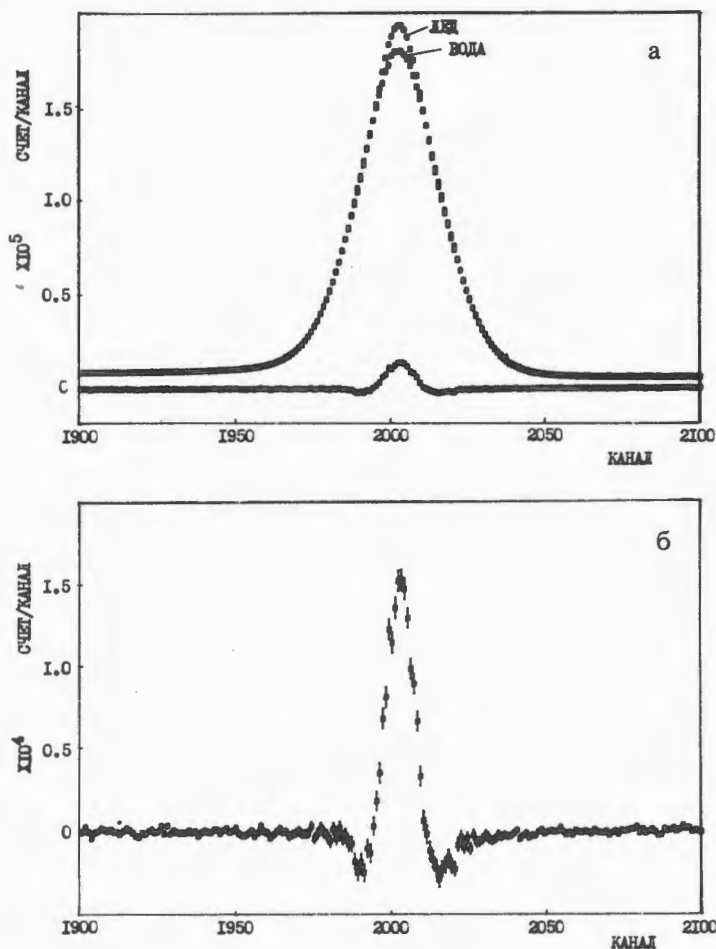


Рис. 1

-160°C , и вновь снимался спектр в течение того же живого времени. Далее проводилось оттаивание аннигилятора и цикл повторялся.

Долговременная нестабильность аппаратуры приводила к тому, что положение пиков в последовательно снятых спектрах вода — лед несколько смещалось. Однако это смещение не превышало 1 канала и, что особенно важно, расстояние между реперами (цена канала) сохранялось неизменным. Поэтому для построения разностного спектра лед — вода было достаточно сдвинуть (естественно, с учетом нелинейности) спектр воды. Подобный сдвиг осуществлялся по экспериментальным точкам, без каких бы то ни было предположений о форме линии, с помощью 5-точечной интерполяционной формулы Лагранжа. Один из полученных нами раз-

ностных спектров изображен на рис. 16. Отчетливо видна узкая компонента аннигиляционного пика на отрицательном симметричном фоне. Заметим, что неучет нелинейности при совмещении спектров приводит к заметному искажению симметрии отрицательной части. Отметим также, что при правильно выполненной процедуре сдвига полученные разности в области реперных линий не носят систематического характера.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для обработки полученного разностного спектра узкая компонента представлялась в виде гауссиана, а отрицательная часть — в виде параболы. Энергетическая ширина гауссиана на полувысоте составила $\sim 0,9$ кэВ, что совпадает с собственным разрешением спектрометра. Ширина же параболической компоненты на полувысоте составила $1,3$ кэВ, а по основанию — около $2,6$ кэВ. Подобные характеристики, с учетом собственного разрешения спектрометра, не противоречат предположению о том, что эти компоненты обусловлены аннигиляцией термолизованного позитрония и позитрония со средней энергией $1,3$ эВ соответственно.

Энергия узкой компоненты определялась с помощью градуировки, задававшейся положениями "боковых" реперов, которые снимались одновременно с аннигиляционным спектром льда. Поправка на нелинейность, найденная по измерениям с тремя реперами, вводилась после объединения оценок энергии; эта процедура была близка к описанной ранее /12/.

Суммарный результат восьми измерений узкой компоненты может быть представлен в виде

$$E_{\gamma \pm} = 510,999(5) \text{ кэВ.} \quad (6)$$

Точность этого результата определяется в основном систематической ошибкой, обусловленной погрешностями в измерениях энергии реперов.

Как видно, полученное значение $E_{\gamma \pm}$, вообще говоря, не противоречащее значению (4), ближе к ожидаемому значению (5). Иными словами, на основании (6) можем записать

$$m_e c^2 = 511,003(5) \text{ кэВ,} \quad (7)$$

в то время как принятое в /2/ значение составляет

$$m_e c^2 = 511,0034(14) \text{ кэВ.} \quad (8)$$

Попытка описать весь аннигиляционный пик одним гауссианом приводит к таким оценкам энергии этого пика:

$$E(\gamma^{\pm} \text{ вода}) = 510,982(5) \text{ кэВ},$$

$$E(\gamma^{\pm} \text{ лед, } -160^{\circ} \text{ C}) = 510,985(5) \text{ кэВ},$$

которые значительно отличаются от энергии узкой компоненты (6). Подобным подходом нецелесообразно пользоваться в метрологических целях, поскольку получаемые при этом оценки могут заметно зависеть от условий аннигиляции позитронов.

4. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Дополнительным источником информации, в принципе, могущей пролить свет на механизм взаимодействия, являются измерения времени жизни позитронов в веществе. Хорошее согласие с измеренными спектрами достигается обычно (см., например, ^{13/}) их разложением на три компоненты. Так, для воды при $+20^{\circ} \text{C}$ были найдены компоненты с временем жизни 0,22(2); 0,46(2); 1,86(2) нс и интенсивностями около 25, 48 и 27% соответственно, тогда как для льда при -160°C времена жизни составляли около 0,12; 0,6 и 1 нс, интенсивность промежуточной компоненты возросла примерно до 78%, а длинной — упала до 1,5%. Казалось бы, заманчиво связать эти компоненты с аннигиляцией паразитрония, свободных позитронов и ортопозитрония, однако такая простая интерпретация наталкивается на ряд трудностей, связанных со значением времен жизни и их относительных интенсивностей (подробнее см. ^{13/}).

На установке для временных измерений с разрешением 0,260 нс и ценой канала 0,0256 нс мы изучили спектры позитронов в воде (при 20°C) и во льду (при -160°C) с растворенным источником. Фитирование с тремя компонентами при помощи программы POSITRONFIT ^{14/} дало следующие результаты. Для воды: $\tau_1 = 0,30(1) \text{ нс}$, $I_1 = 54(4)\%$; $\tau_2 = 0,66(8) \text{ нс}$, $I_2 = 24(3)\%$; $\tau_3 = 2,11(9) \text{ нс}$, $I_3 = 22(1,4)\%$, тогда как для льда $\tau_1 = 0,18(1) \text{ нс}$, $I_1 = 26(2)\%$; $\tau_2 = 0,55(2) \text{ нс}$, $I_2 = 65(2)\%$; $\tau_3 = 1,12(14) \text{ нс}$, $I_3 = 9(4)\%$. Отметим, что значение χ^2 в обоих случаях составляло около 460 при 422 степенях свободы.

Сравнение полученных результатов между собой и с литературными данными не позволяет, к сожалению, сделать однозначных выводов о механизмах появления узкой компоненты во льду или улучшения условий ее наблюдения при растворении источника.

Наиболее существенным изменением при переходе от чистого льда ко льду с примесями является увеличение интенсивностей

"длинной" и "короткой" компонент: I_3 — с 1,5% до 9% и I_1 — с 20% до 26%.

Увеличение I_3 отмечалось также в работе /14/, где оно было приписано захвату ортопозитрония в ловушки, образованные примесями. Заметим, что, согласно результатам работы /15/, наличие микропримесей во льду приводит к незначительному уширению узкой компоненты, однако авторы отмечают, что им не удалось получить ясных доказательств изменения числа образующихся парапозитрониев под действием микропримесей.

Увеличение I_1 может быть связано с улучшением условий термализации парапозитрония в растворенном источнике, что должно привести к увеличению интенсивности узкой компоненты. Впрочем, более детальное рассмотрение этих вопросов выходит далеко за рамки настоящей работы.

В заключение авторы выражают благодарность проф. К.Я.Грому за постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джелепов Б.С., Шестопалова С.А. Ядерно-спектрометрические нормалы. М., Атомиздат, 1980.
2. Квантовая метрология и фундаментальные константы. М., Мир, 1981.
3. Colombino P. et al. — *Nuovo Cim.*, 1958, v.8, p.508.
4. De Zafra R.L. et al. — *Phys.Rev.*, 1958, v.112, p.19.
5. Colombino P. et al. — *Nuovo Cim.*, 1965, v.38, p.707.
6. Fransson K. et al. — *Nucl.Instr.Meth.*, 1976, v.138, p.479.
7. Murray G. et al. — *Nucl.Phys.*, 1963, v.45, p.77.
8. Kessler E.G. et al. — *Phys.Rev.Lett.*, 1978, v.140, p.171.
9. Kumahoru H. et al. — *Nucl.Instr.Meth.*, 1983, v.206, p.489.
10. Shizuma K. et al. — *Nucl.Instr.Meth.*, 1976, v.137, p.599.
11. Горожанкин В.М. и др. Сообщение ОИЯИ, Р6-85-268, Дубна, 1985.
12. Вылов Ц. и др. — ЭЧАЯ, 1978, т.8, с.1350.
13. Eldrup H. et al. — *J.Chem.Phys.*, 1972, v.57, p.495.
14. Kirkegaard K., Eldrup M. — *Comp.Phys.Com.*, 1974, v.7, p.401.
15. Milosevic-Kvajic M. et al. — *J.Chem.Phys.*, 1972, v.56, p.2567.

ПРИМЕНЕНИЕ ШИНЫ VME И ПЕРСОНАЛЬНОГО КОМПЬЮТЕРА ПРАВЕЦ-16 В ПОДСИСТЕМЕ УПРАВЛЕНИЯ ЦИКЛОМ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СИНХРОТРОНА

Н.П.Базылева, С.Н.Базылев, Л.Г.Ефимов, И.Ф.Колпаков, А.С.Никифоров, А.Е.Сеннер, В.М.Слепнев, В.А.Смирнов

Дается краткое описание первого в ОИЯИ опыта использования шины VME (стандарт МЭК.821), являющейся единственным международным стандартным средством организации многопроцессорных систем высокой производительности с 32-разрядным каналом передачи данных. Внедрение шины VME в автоматизированную подсистему управления циклом сверхпроводящего синхротрона СПИН, ранее работавшей в однопроцессорном варианте на основе микро-ЭВМ MERA-60, создало возможность организации распределенной вычислительной мощности с эффективным разделением задач подсистемы. На первом этапе реализации многопроцессорного варианта подсистемы в ее состав была включена персональная ЭВМ Правец-16. Связь микро-ЭВМ MERA-60 и ПЭВМ выполнена через разработанные в ЛВЭ интерфейсные модули и буферное запоминающее устройство в стандарте VME. В такой конфигурации микро-ЭВМ MERA-60 освобождается от функций диалогового задания параметров цикла синхротрона и расчета таблиц цифровых кодов управления источниками питания магнитных элементов синхротрона, которые берет на себя ПЭВМ Правец-16. Это позволило резко сократить (примерно в 300 раз) время, затрачиваемое на изменение режима работы подсистемы. Полученный опыт применения шины VME будет использован для дальнейшего расширения на многопроцессорной основе круга задач, решаемых в системе автоматизации синхротрона СПИН.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Application of VME Bus and a "Pravetz-16" PC in a Subsystem of the Superconducting Synchrotron Cycle Control
Basyleva N.P. et al.

The first application at JINR of the standard means for the construction of modern multiprocessor high-productive systems (VME bus) is considered. The embedding of the VME bus in a basic automation subsystem of the SPIN superconducting synchrotron allowed one to organize the common work of a MERA-60 microcomputer, which controls the accelerator cycle, and a "Pravetz-16" PC, which provides a dialogue with the operator and controlling data calculation. Necessary set

of VME modules as well as the corresponding microcomputer and PC software are designed. The achieved effect is to decrease the dead time required for changing the cycle parameters approximately by a factor of 300 in comparison with a uniprocessor version of the subsystem. The obtained experience of application and the VME possibilities will be used in the future for extending on the multiprocessor basis the range of superconducting synchrotron automation tasks to be solved in the SPIN synchrotron automation system.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время единственным международным стандартным средством организации мультимикропроцессорных систем с 32-разрядным каналом передачи данных и высокой производительностью, достигающей производительности суперкомпьютеров, является шина VME (стандарт МЭК.821, IEEE P1014). Шина VME широко используется в ведущих физических лабораториях мира как аппаратурная основа для создания систем сбора и обработки экспериментальных данных современных спектрометров элементарных частиц (типа UA1 в ЦЕРНе ^{/1/}), а также систем управления новыми и создаваемыми ускорителями (например, LEP/SPS ^{/2/}).

В работе дается описание первого в ОИЯИ опыта применения аппаратуры в стандарте VME для развития системы автоматизации модельного сверхпроводящего ускорителя.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В течение ряда лет в комплексе средств автоматизации сверхпроводящего синхротрона СПИН используется подсистема управления циклом ускорителя на основе микро-ЭВМ MERA-60 ^{/3/}. Основными задачами подсистемы являются управление источниками питания магнитов и линз кольца синхротрона, контроль работоспособности источников питания всех магнитных элементов ускорителя по результатам измерения сигналов с их датчиков, а также синхронизация узлов ускорителя.

Были созданы 2 версии аппаратно-программных средств подсистемы, обеспечившие проведение исследований на синхротроне, соответственно в теплом ^{/4/} и криогенном режимах его эксплуатации.

Несмотря на успешную работу указанных средств в проведенных сеансах запуска ускорителя СПИН в применявшемся од-

нопроцессорном варианте подсистемы отсутствовала возможность оперативных изменений параметров цикла в реальном времени. Это приводило к приостановке генерации циклов ускорителя на время диалога с оператором и последующего расчета таблиц цифровых кодов управления источниками питания, причем длительность такого "мертвого времени" подсистемы T_M зависела от скорости работы оператора и значений задаваемых им параметров. Данную проблему не решало использование в микро-ЭВМ MERA-60 двухзадачного монитора операционной системы реального времени РАФОС (RT11-FB), т.к. при этом не обеспечивалось требуемое быстродействие подсистемы ввиду относительной сложности расчета таблиц кодов и недостаточной производительности процессора.

Эффективное совмещение во времени всех функций подсистемы могло быть достигнуто только на многопроцессорной основе с разделением задач. С этой целью нами была использована шина VME.

3. СТРУКТУРНАЯ СХЕМА И ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Структурная схема модернизированного процессорного узла подсистемы управления циклом СПИН приведена на рисунке.



Организация распределенной вычислительной мощности подсистемы управления циклом сверхпроводящего синхротрона на основе шины VME.

Микро-ЭВМ MERA-60 освобождается от функций диалогового задания параметров и расчета таблиц, которые возлагаются на персональный компьютер ПРАВЕЦ-16, устанавливаемый на пульте подсистемы. Связь двух микро-ЭВМ осуществляется через буферную память VME. В эту память из персонального компьютера передаются расчетные данные. В паузе между циклами ускорителя данные считываются из буфера VME по шине управляющей микро-ЭВМ MERA-60 в соответствующую область ее оперативной памяти, чем обеспечивается возобновление цикла уже с новыми амплитудно-временными параметрами работы источников питания магнитных элементов синхротрона.

В подсистеме используются следующие модули VME, разработанные в ЛВЭ:

- С.01 — вспомогательный модуль с терминатором, арбитражом и генератором синхросигналов шины;
- И.02 — адаптер шины Q-bus (системного канала микро-ЭВМ "Электроника-60");
- П.01 — процессорный модуль на основе микропроцессора INTEL-8085 с памятью динамического ОЗУ емкостью 32К байт и ППЗУ емкостью 16К байт, оснащенный четырьмя каналами последовательного ввода-вывода данных по протоколу RS232C (V.24);
- 3.01 — двухпортовая память динамического ОЗУ емкостью 512К байт, с циклом 500 нс и доступом в память с шины и с разъема на лицевой панели.

Программное обеспечение персонального компьютера выполнено в виде двух подпрограмм диалога и расчета таблиц, работающих по ранее отлаженным в микро-ЭВМ MERA-60 алгоритмам. Программа написана на ФОРТРАНе, работает под управлением монитора дисковой операционной системы ДОС-16 и занимает 64К байт в оперативной памяти.

Программное обеспечение микро-ЭВМ MERA-60 является незначительным расширением программного обеспечения однопроцессорных вариантов подсистемы и дает возможность работы как в однопроцессорном, так и в рассмотренном режимах.

Основным эффектом описанной модернизации процессорного узла подсистемы является резкое сокращение величины T_M . Так, если раньше ввод новых параметров и расчет таблиц вызывал остановку работы ускорителя и пропуск циклов, то сейчас перестройка режима работы подсистемы вызывает лишь допустимое удлинение паузы между циклами. Величина T_M сокращается в среднем в 300 раз.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение стандартной многопроцессорной шины для организации совместной работы микро-ЭВМ позволяет в дальнейшем легко наращивать вычислительную мощность подсистемы включением в ее состав дополнительных процессорных модулей, например, для обработки результатов производимых в подсистеме измерений.

Кроме того, накопленный опыт будет необходим при последующем использовании шины VME для организации работы персонального компьютера на центральном пульте системы автоматизации сверхпроводящего синхротрона с включением ресурсов ЭВМ СМ-4, спецпроцессоров подготовки и вывода графических объектов /6/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gittolin S. In.: *Proc. 1986 CERN School of Computing. Geneva, 1987, p.124.*
2. Altaber J. et al. In.: *Proc. I Conf. on VME bus in Physics. Geneva, 1986, p.216.*
3. Ефимов Л.Г. и др. ОИЯИ, 10-83-592, Дубна, 1983.
4. Ефимов Л.Г. и др. В кн.: *Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, ОИЯИ, Дубна, 1987, с.96.*
5. Базылева Н.П. и др. В кн.: *Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, ОИЯИ, Дубна, 1987, с.92.*

Рукопись поступила 3 декабря 1987 года.

COHERENT-TRAPPING STATES OF THREE-LEVEL TWO-MODE SYSTEMS WITH MULTIPHOTON TRANSITIONS

Fam Le Kien

The coherent-trapping states of three-level two-mode systems with multiphoton transitions have been found. All three types of atomic transition configurations have been considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Состояния когерентного пленения населенностей уровней
в многофотонных трехуровневых
двухмодовых системах

Фам Ле Киен

Найдены состояния когерентного пленения населенностей уровней в многофотонных трехуровневых двухмодовых системах. Исследованы все типы конфигураций переходов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

In recent years, the study of coherent population trapping has received a great deal of interest ^{/1-14/}. This phenomenon consists in impossibility to excite an atom to a given level in spite of the existence of both a radiation field and allowed transitions from other levels initially occupied. Coherent population trapping is explained to occur due to the destructive interference between two or more transition channels. A pure two-level system cannot exhibit trapping. Coherent population trapping in a three-level atomic system has been noted under the two-photon resonance condition and has been well studied semiclassically for a lambda-type atomic system with one-photon transitions ^{/1-7/}. It has been shown that one of the levels involved can even be a member of a continuum, and coherent trapping remains possible ^{/8-10/}. The conditions under which coherent population trapping in two-photon ionization occurs have been obtained ^{/11-12/}. The possibility of coherent trapping with the quantized cavity field has been examined for all the possible types of single-photon-transition three-level atoms ^{/13-14/} by using the dressed state formalism.

In this paper we present a treatment of coherent population trapping with the quantized cavity field. We find the so-called coherent trapping states of a multiphoton-transition three-level two-mode sys-

tem using a procedure different from the Yoo-Eberly treatment for the single-photon-transition case ^{/14/} and the treatment for the multiphoton lambda-configuration system ^{/15/}.

Our system in its most general form consists of a three-level atom and a quantized electromagnetic field of two excited cavity modes. We treat this system as closed, i.e., no coupling of the atom with the radiation field modes of free space. The atom and the excited cavity modes couple to each other by an effective interaction with allowed multiphoton transitions of atomic levels $1 \leftrightarrow 3$ and $2 \leftrightarrow 3$ but not of $1 \leftrightarrow 2$. The rotating wave approximation is used.

There are three distinct atomic level configurations in which level 3 is intermediate, upper or lower. We call these configurations cascade-, lambda-,* and V-types, respectively, and treat them formally in the same manner.

The system is described by the Hamiltonian

$$H = H_A + H_F + H_{AF}, \quad (1)$$

where the free atomic part H_A and the free field part H_F are

$$H_A = \sum_{j=1}^3 \hbar \Omega_j R_{jj} \quad (2)$$

and

$$H_F = \sum_{\alpha=1}^2 \hbar \omega_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha}. \quad (3)$$

The operator R_{jj} describes the population of atomic level j , $a_{\alpha}^{\dagger}$ and a_{α} are the creation and annihilation operators of a photon in mode α , Ω_j is the j th atomic level frequency, while ω_{α} is the frequency of mode α . The interaction part H_{AF} of the Hamiltonian H is given, depending on the three possible types of the atomic level configurations, by

$$H_{AF} = \hbar g_1 a_1^{m_1} R_{31} + \hbar g_2 a_2^{m_2} R_{23} + \text{h.c.} \quad (\text{cascade type}), \quad (4.1)$$

$$H_{AF} = \hbar g_1 a_1^{m_1} R_{31} + \hbar g_2 a_2^{m_2} R_{32} + \text{h.c.} \quad (\text{lambda type}), \quad (4.2)$$

$$H_{AF} = \hbar g_1 a_1^{m_1} R_{13} + \hbar g_2 a_2^{m_2} R_{23} + \text{h.c.} \quad (\text{V-type}), \quad (4.3)$$

where h.c. is hermitian conjugate, g_1 and g_2 are coupling constants, m_1 and m_2 are the photon multiples of the atomic transitions, and R_{ij} describes the atomic transition from level j to level i ($i \neq j$). The operators R_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) are defined by

$$R_{ij} = |i\rangle_A \langle j|_A. \quad (5)$$

They obey the relation

$$R_{ij} |k\rangle_A = \delta_{kj} |i\rangle_A. \quad (6)$$

Here $|i\rangle_A$ ($i = 1, 2, 3$) is the state vector of atomic level i . We impose the two-mode multiphoton resonance condition, where the sum (cascade type) or difference (lambda and V-types) of two mode-frequency multiples is exactly on resonance with the atomic frequency difference between levels 1 and 2

$$\Omega_2 - \Omega_1 = m_1 \omega_1 + m_2 \omega_2 \quad (\text{cascade type}), \quad (7.1)$$

$$\Omega_2 - \Omega_1 = m_1 \omega_1 - m_2 \omega_2 \quad (\text{lambda type}), \quad (7.2)$$

$$\Omega_2 - \Omega_1 = m_2 \omega_2 - m_1 \omega_1 \quad (\text{V-type}) \quad (7.3)$$

Now we call a state of the system, $|\phi\rangle$, a coherent-trapping state if $|\phi\rangle$ satisfies the following conditions^{/14/}:

$$i) |\phi\rangle = |\phi_A\rangle \otimes |\phi_{F_1}\rangle \otimes |\phi_{F_2}\rangle, \quad (8)$$

and

$$ii) |\phi(t)\rangle = \exp(-iHt/\hbar) |\phi\rangle = \exp(-iH_A t/\hbar) |\phi_A\rangle \otimes \exp(-iH_F t/\hbar) |\phi_F\rangle, \quad (9)$$

where $|\phi_A\rangle$ is an atomic state made by a proper linear superposition of levels 1 and 2, and $|\phi_F\rangle \equiv |\phi_{F_1}, \phi_{F_2}\rangle$ is a field state different from the states consisting of only the number states $|n_1, n_2\rangle$ with $n_1 < m_1$ or $n_2 < m_2$. Taking into account the resonance condition described by eqs. (7.1)-(7.3) we can easily show that the coherent-trapping condition (ii) is equivalent to

$$H_{AF} |\phi\rangle = 0. \quad (10)$$

Because level 3 is not involved with $|\phi\rangle$ we can write $|\phi\rangle$ as

$$|\phi_A\rangle = u_1|1\rangle_A - u_2|2\rangle_A, \quad |u_1|^2 + |u_2|^2 = 1. \quad (11)$$

Using eqs. (4.1)-(4.3), (8) and (11) we get from eq. (10)

$$g_1 u_1 a_1^{m_1} |\phi_F\rangle = g_2 u_2 a_2^{+m_2} |\phi_F\rangle \quad (\text{cascade type}), \quad (12.1)$$

$$g_1 u_1 a_1^{m_1} |\phi_F\rangle = g_2 u_2 a_2^{m_2} |\phi_F\rangle \quad (\text{lambda type}), \quad (12.2)$$

$$g_1 u_1 a_1^{+m_1} |\phi_F\rangle = g_2 u_2 a_2^{+m_2} |\phi_F\rangle \quad (\text{V-type}). \quad (12.3)$$

Equations (12.1)-(12.3) determine $|\phi_F\rangle \equiv |\phi_{F1}, \phi_{F2}\rangle$, the values of u_1 and u_2 and thus $|\phi_A\rangle$ for all the three types of atomic configurations. It is easy to solve these equations. As a result we obtain for the lambda-type system the field coherent-trapping states

$$|\phi_F\rangle = |z_1\rangle_{\text{coh}} \otimes |z_2\rangle_{\text{coh}}. \quad (13)$$

Here $|z_1\rangle_{\text{coh}}$ and $|z_2\rangle_{\text{coh}}$ are Glauber coherent states of modes 1 and 2, respectively. The amplitudes u_1 and u_2 of the corresponding atomic coherent-trapping states should be

$$u_1 = \frac{g_2 z_2^{m_2}}{\sqrt{|g_1 z_1^{m_1}|^2 + |g_2 z_2^{m_2}|^2}}, \quad u_2 = \frac{g_1 z_1^{m_1}}{\sqrt{|g_1 z_1^{m_1}|^2 + |g_2 z_2^{m_2}|^2}}. \quad (14)$$

For the cascade- and V-type systems we find no coherent-trapping state.

Thus, in this paper we have investigated the coherent trapping effect in the multiphoton three-level two-mode systems. All three types of atomic transitions have been considered. It has been shown that coherent-trapping states exist only for the lambda-type system. Our results have been straight-forwardly obtained from the interaction Hamiltonian without using the dressed state formalism.

REFERENCES

1. Alzetta G., Gozzini A., Moi L., Orriols G. - *Nuovo Cim.*, 1976, B36, p.5.
2. Orriols G. - *Nuovo Cim.*, 1979, B53, p.1.
3. Gray H.R., Whitley R.M., Stroud C.R. Jr. - *Opt. Lett.*, 1978, 3, p.218.
4. Radmore P.M., Knight P.L. - *J. Phys.*, 1982, B15, p.561.
5. Dalton B.J., Knight P.L. - *Opt. Commun.*, 1982, 42, p.411.

6. Swain S. — *J. Phys.*, 1982, B15, p.3405.
7. Minogin V.G., Rozdestvensky Yu.V. — *Sov. JETP*, 1985, 88, p.1950.
8. Rzazewski K., Eberly J.H. — *Phys. Rev. Lett.*, 1981, 47, p.408.
9. Rzazewski K., Eberly J.H. — *Phys. Rev.*, 1983, A27, p.2026.
10. Knight P.L., Lauder M.A., Radmore P.M., Dalton B.J. — *Acta Physica Austriaca*, 1984, 56, p.103.
11. Radmore P.M., Knight P.L. — *Phys. Lett.*, 1984, A102, p.180.
12. Deng Z. — *Phys. Lett.*, 1984, A105, p.43.
13. Yoo H.I. *Coherence and Quantum Optics 5: proc. 5 Rochester Conf.*, June 13-15, 1983, New York; London, 1984.
14. Yoo H.I., Eberly J.H. — *Phys. Rep.*, 1985, 118, p.239.
15. Aliskenderov E.I., Fam Le Kien, Shumovsky A.S. — *Phys. Lett.*, 1987, A120, p.401.

Received on October 19, 1987.

СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДВУХ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ С МНОГОФОТОННЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

Е.К.Башкиров¹, Фам Ле Киен², А.С.Шумовский

Получено точное решение для системы двух двухуровневых атомов с многофотонными переходами в идеальном резонаторе в случае одноатомного начального возбуждения. Исследована интенсивность излучений и статистика фотонов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Spontaneous Radiation of Two Two-Level Atoms with Multiphoton Transitions

E.K.Bashkirov, Fam Le Kien, A.S.Shumovsky

An exact solution for a system of two atoms with multiphoton transitions in an ideal cavity is obtained. The intensity of emission and photon statistics is examined.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

В последнее время появился ряд экспериментальных работ по наблюдению спонтанного излучения ридберговских атомов в резонаторе^{/1-4/}, что позволяет проверять предсказания простых точно решаемых моделей, включающих взаимодействие одной моды поля излучения с несколькими атомами. Точные решения для коллективного спонтанного излучения ансамбля N -атомов, помещенных внутри идеального резонатора и возбуждаемых в состояние, в котором только один атом возбужден, получена в^{/5/}. В работах^{/6-12/} исследованы свойства точно решаемых моделей двух двухуровневых атомов с однофотонными переходами в резонаторе без потерь. Точное решение для модели двух двухуровневых атомов с многофотонными переходами в идеальном резонаторе получено в^{/12/}. Показано, что в указанной модели возможны такие интересные явления, как самоиндуцированные осцилляции Раби, пленение излучения, ограниченное сверхизлучение, субизлучение и антигруппировка фотонов. В работе^{/12/} рассматри-

¹ Куйбышевский государственный университет

² Московский государственный университет

вался случай, когда в начальный момент времени оба атома находились в возбужденном состоянии. Представляет интерес получить и исследовать точные решения для модели двух двухуровневых атомов с многофотонными переходами в резонаторе в случае одноатомного начального возбуждения.

Гамильтониан системы двух двухуровневых атомов, взаимодействующих с одномодовым полем излучения в идеальном резонаторе, посредством m -фотонных переходов, в приближении вращающейся волны имеет вид

$$H = H_A + H_F + H_{AF}, \quad (1)$$

$$H_A = \sum_{f=1}^2 \hbar \omega_0 R_f^z, \quad H_F = \hbar \omega a^+ a,$$

$$H_{AF} = \sum_{f=1}^2 \hbar g (R_f^+ a^m + R_f^- a^+)^m,$$

где R_f^z и $R_f^{\pm}$ — операторы инверсии населенностей и переходов f -атома, ω_0 — частота одноатомного перехода, a^+ (a) — операторы рождения (уничтожения) фотона с частотой ω , g — константа связи. Предполагается наличие точного резонанса $\omega_0 = m\omega$.

Пусть в начальный момент времени система приготовлена в одноатомно-возбужденном состоянии

$$|\Psi(0)\rangle = a_1(0) |+, -; 0\rangle + a_2(0) |-, +; 0\rangle.$$

Тогда волновая функция системы в представлении взаимодействия имеет вид

$$|\Psi(t)\rangle = a_1(t) |+, -; 0\rangle + a_2(t) |-, +; 0\rangle + \beta(t) |-, -; m\rangle, \quad (2)$$

где

$$a_1(t) = a_1(0) \cos^2(\sqrt{mI/2}gt) - a_2(0) \sin^2(\sqrt{mI/2}gt),$$

$$a_2(t) = a_2(0) \cos^2(\sqrt{mI/2}gt) - a_1(0) \sin^2(\sqrt{mI/2}gt),$$

$$\beta(t) = -\frac{i}{\sqrt{2}}(a_1(0) + a_2(0)) \sin(\sqrt{2mI}gt).$$

Отсюда находим для среднего числа фотонов выражение

$$\langle N(t) \rangle = \frac{m}{2} |a_1(0) + a_2(0)|^2 \sin^2(\sqrt{2mI}gt). \quad (3)$$

Используя (3), находим максимальное значение

$$\langle N \rangle_{\max} = \frac{m}{2} |a_1(0) + a_2(0)|^2,$$

которое достигается в моменты времени

$$t_{m'} = \frac{\pi}{2\sqrt{2m|g|}} m', \quad m' = 0, 1, 2, \dots$$

Таким образом, длительность излучения имеет вид

$$t_R = \frac{\pi}{2\sqrt{2m|g|}}. \quad (4)$$

Соответственно, для скорости излучения из (3) получаем

$$I(t) = \frac{dN(t)}{dt} = gm\sqrt{m|g|/2} |a_1(0) + a_2(0)|^2 \sin(2\sqrt{2m|g|}gt), \quad (5)$$

откуда для максимального значения скорости излучения $I_{\max}$ и времени задержки t_D имеем

$$I_{\max} = mg\sqrt{m|g|/2} |a_1(0) + a_2(0)|^2, \quad (6)$$

$$t_D = \frac{1}{4\sqrt{2m|g|}} = \frac{t_R}{2}. \quad (7)$$

Для сравнения приведем соответствующие результаты для волновой функции, числа фотонов, интенсивности, характерного времени излучения и времени задержки в одноатомном случае:

$$|\Psi(t)\rangle^{(1)} = \cos(\sqrt{m|g|}gt) |+\rangle; 0\rangle - i \sin(\sqrt{m|g|}gt) |-\rangle; m\rangle,$$

$$\langle N(t) \rangle^{(1)} = m \sin^2(\sqrt{m|g|}gt), \quad (8)$$

$$I^{(1)}(t) = m\sqrt{m|g|}g \sin(2\sqrt{m|g|}gt),$$

$$t_R^{(1)} = \frac{\pi}{2\sqrt{m|g|}g},$$

$$t_D^{(1)} = \frac{\pi}{4\sqrt{m|g|}g}.$$

Введем также степень пленения излучения

$$R = 1 - \frac{\langle N \rangle_{\max}}{m}. \quad (9)$$

Сравнивая (8) с соотношениями (4) и (7), получаем

$$t_R/t_R^{(1)} = t_D/t_D^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}} < 1,$$

что свидетельствует о коллективном характере излучения рассматриваемой системы двух атомов.

Используя (2), легко вычислить функцию когерентности второго порядка

$$g^{(2)}(t) = \frac{\langle N^2(t) \rangle - \langle N(t) \rangle^2}{\langle N(t) \rangle^2} = \frac{2(1 - 1/m)}{|\alpha_1(0) + \alpha_2(0)|^2 \sin^2(\sqrt{2m} |g| t)}.$$

Рассмотрим подробнее различные возможности выбора начального состояния атомной системы.

$$1. \alpha_1(0) = 1, \alpha_2(0) = 0.$$

Это — ситуация, когда первоначально один атом находится в возбужденном, а второй — в девозбужденном состоянии. Для такого случая с использованием формул (6) - (9) получаем

$$R = \frac{1}{2}, \quad I_{\max}/I_{\max}^{(1)} = \frac{\sqrt{2}}{2};$$

мы видим, что в системе имеют место явления пленения излучения (система атомов не излучает всю запасенную энергию и, соответственно, $R > 0$) и субизлучения ($I_{\max}/I_{\max}^{(1)} < 1$). Оба эти эффекта являются результатами интерференции и обмена фотонами между атомами. Отметим, что для случая, когда оба атома в начальный момент времени возбуждены, коллективное излучение может носить как характер ограниченного сверхизлучения (в случае $m = 1$), так и субизлучения (в случае $m \geq 2$)^{12/}.

В рассматриваемом случае для функции когерентности второго порядка $g^{(2)}(t)$ имеем

$$g^{(2)}(t) = 0 \quad \text{для } m = 1,$$

$$g^{(2)}(t) \geq 1 \quad \text{для } m \geq 2, t \neq \frac{\pi}{\sqrt{2m}|g|}k \quad (k = 0, 1, \dots).$$

Это значит, что спонтанное излучение имеет субпуассоновскую статистику (антигруппировка фотонов) в случае однофотонного перехода, а в других многофотонных случаях — суперпуассоновскую статистику (группировка фотонов) для почти всех времен кроме моментов времени, когда поле находится в состоянии вакуума.

$$2. \alpha_1(0) = \alpha_2(0) = 1/\sqrt{2}.$$

Это — ситуация, когда система первоначально приготовлена в симметричном одноатомно-возбужденном состоянии. В этом

случае $R = 0$, т.е. в системе отсутствует пленение излучения, а $I_{\max}/I_{\max}^{(1)} = \sqrt{2}$. Таким образом, в системе имеет место ограниченное сверхизлучение ($1 < I_{\max}/I_{\max}^{(1)} < 2$).

Заметим, что для времен $gt \ll 1$ имеем

$$I(t)/I^{(1)}(t) \approx 2,$$

что указывает на сверхизлучательное поведение процесса на коротких временах. Функция когерентности второго порядка в рассматриваемом случае имеет вид

$$g^{(2)}(t) = \frac{1 - 1/m}{\sin(\sqrt{2m!}gt)}.$$

Таким образом, статистика фотонов является субпуассоновской на определенных интервалах времени, при которых

$$\sin^2(\sqrt{2m!}gt) > 1 - 1/m.$$

$$3. \alpha_1(0) = -\alpha_2(0) = 1/\sqrt{2}.$$

Это — ситуация, когда система приготовлена в антисимметричном одноатомно-возбужденном состоянии. В этом случае имеем

$$\langle N(t) \rangle = 0, \quad I(t) = 0, \quad R = 1,$$

что указывает на абсолютное пленение излучения.

В настоящей работе мы дали строгое рассмотрение коллективного спонтанного излучения двух двухуровневых атомов с многофотонными переходами в идеальном резонаторе для случая одноатомного начального возбуждения системы. Исследована динамика и статистика фотонов спонтанного излучения. Показано, что кооперативность атомов приводит к укорочению характерных времен излучения. Исследована возможность таких интересных эффектов, как субизлучение, ограниченное сверхизлучение, генерация субпуассоновской статистики и пленение излучения. Интересной представляется возможность абсолютного пленения излучения в случае антисимметричного начального одноатомного возбуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Goy P., Raimond I.M., Gross M., Haroche S. *Phys.Rev.Lett.*, 1983, 50, 1903.
2. Raimond I.M., Goy P., Gross M., Fabre C., Haroche S. *Phys.Rev.Lett.*, 1982, 49, 117, 1924.
3. Kaluzny Y., Goy P., Raimond I.M., Haroche S. *Phys.Rev.Lett.*, 1983, 51, 1175.

4. Meschede D., Walther H., Mueller G. *Phys.Rev.Lett.*, 1985, 54, 551.
5. Cummings F.W., Dorri A.G. *Phys.Rev.*, 1983, A28, 2282.
6. Papadopoulos G.S. *J.Phys.*, 1980, A13, 1423.
7. Van C.L. *Act.Phys.Pol.*, 1985, A68, 647.
8. Deng Z. *Opt.Comm.*, 1985, 54, 222.
9. Walls L.F. *J.Phys.*, 1971, A4, 813.
10. Barnett S.M., Knight P.L. *Optica Acta*, 1984, 31, 435, 1203.
11. Agarwal G.S. *J.Opt.Soc.Am.*, 1985, B2, 480.
12. Shumovsky A.S., Fam Le Kien, Aliskenderov E.A. *J.Physique (Paris)*, 1987, 48, 195.

Рукопись поступила 26 ноября 1987 года.

КИНЕТИКА СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ С УЧЕТОМ ДВУХФОТОННЫХ ПЕРЕХОДОВ

Е.К.Башкиров*, А.С.Шумовский

Исследован процесс спонтанного коллективного излучения в трехуровневой макроскопической системе с общим верхним уровнем, взаимодействующей с квантовым электромагнитным полем. Рассмотрение проведено с учетом процессов двухфотонного обмена между тремя атомами в системе.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Kinetics of the Superradiation in the Three-Level System Allowing for the Two-Photon Transitions

E.K.Bashkirov, A.S.Shumovsky

The process of spontaneous collective radiation in the tree-level macroscopic system with the common upper level interacting with the quantum electromagnetic field is examined. The consideration is carried out allowing for the two-photon exchange processes between the three atoms in the system.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Недавние экспериментальные работы по генерации сверхизлучения в трехуровневых системах^{/1,2/} с общим верхним уровнем показали ряд особенностей когерентного излучения по сравнению с двухуровневым случаем, в частности, возможность конкуренции импульсов разных частот. Для теоретического описания таких процессов были использованы как полуфеноменологические^{/3,4/}, так и квантовомеханические уравнения, получаемые методом бозонных переменных^{/5,6/}. Однако во всех использованных подходах к проблеме описания сверхизлучения в трехуровневых системах не учитывался вклад двухфотонных процессов. Представляет интерес построить квантовомеханическую теорию сверхизлучения в трехуровневых системах с общим верхним уровнем с учетом процессов двухфотонного обмена между тремя атомами.

*Куйбышевский государственный университет.

Рассмотрим систему трехуровневых излучателей, взаимодействующих между собой через электромагнитное поле излучения. Ограничимся рассмотрением случая, когда дипольные моменты переходов между верхним и двумя нижними уровнями отличны от нуля, а переход между нижними уровнями запрещен (система с общим верхним уровнем). Гамильтониан такой системы имеет вид

$$H = H_M + H_F + H_{MF},$$

$$H_M = \sum_{a=1}^3 \sum_{f=1}^N \epsilon_a R_{aa}^{(f)}, \quad H_F = \sum_k \hbar \omega_k a_k^+ a_k, \quad (1)$$

$$H_{MF} = \sum_{f,k} \sum_{a=1}^2 \hbar g_{a3}^{(k)} \{ e^{i\vec{k}\vec{x}_f} R_{3a}^{(f)} a_k + e^{-i\vec{k}\vec{x}_f} R_{a3}^{(f)} a_k^+ \}.$$

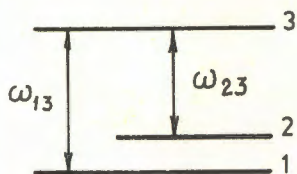


Рис. 1.

Здесь ϵ_a — энергия уровня a ($a = \overline{1,3}$) (см. рис. 1); $R_{aa}^{(f)}$ и $R_{a\beta}^{(f)}$ — операторы населенности и переходов в f -атоме, a_k^+ (a_k) — оператор рождения (уничтожения) фотона с частотой ω_k , импульсом $\vec{k}$ и поляризацией $\vec{e}_\lambda$ ($\lambda = \overline{1,2}$), $g_{a3}^{(k)}$ — константа связи для перехода $a-3$.

$$g_{a3}^{(k)} = \sqrt{\frac{2\pi\rho N}{\hbar \omega_k}} \omega_{a3} \vec{d}_{a3} \vec{e}_\lambda,$$

где ρ — плотность излучателей, $\vec{d}_{a3}$ и ω_{a3} — соответственно дипольный момент и частота для перехода $a-3$.

Следуя работе ^{6/}, для процесса спонтанного излучения трехуровневой системы в приближении Борна-Маркова получаем иерархию кинетических уравнений вида

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \langle \mathcal{O}_t \rangle + (i\hbar)^{-1} \langle [H_M, \mathcal{O}_t] \rangle = \\ & = \sum_{a=1}^2 \frac{\Gamma_{a3}}{2} \sum_{ff'} \sum_{\vec{k}_{a3}} C_{ff'}^{a3} \langle [R_{3a}^{(f)}(t), \mathcal{O}_t] R_{a3}^{(f')}(t) \rangle + \\ & + \sum_{a=1}^2 \frac{\Gamma_{a3}}{2} \sum_{ff'} \sum_{\vec{k}_{a3}} C_{ff'}^{a3} \langle R_{3a}^{(f)}(t) [\mathcal{O}_t, R_{a3}^{(f')}(t)] \rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $k_{a3} = \omega_{a3}/c$, $\Gamma_{a3} = 4/3 \omega_{a3}^3 d_{a3}^2 / \hbar c^3$ — представляет собой вероятность спонтанного распада изолированного атома на переходе $a-3$,

$$C_{ff'}^{a3} = \sum_{\vec{k}_{a3}} e^{i\vec{k}_{a3}(\vec{x}_f - \vec{x}_{f'})} = \frac{\sin k_{a3} |\vec{x}_f - \vec{x}_{f'}|}{k_{a3} |\vec{x}_f - \vec{x}_{f'}|}$$

— матрица взаимодействия, определяемая геометрией образца ⁷, а $\hat{O}$ — произвольный оператор атомной подсистемы; усреднение проводится по начальному распределению.

Выбирая в качестве $\hat{O}$ коллективный оператор населенности нижних уровней $R_{aa} = \sum_f R_{aa}^{(f)}$, получаем из (2) уравнение вида

$$\dot{X}_a = \frac{1}{r_{a3}} X_3 + \frac{1}{r_{a3}} S_{a3}, \quad (3)$$

где

$$X_a = \langle R_{aa} \rangle, \quad S_{a3} = \sum_{f=f'} C_{ff'}^{a3} \langle R_{3a}^{(f)} R_{a3}^{(f')} \rangle,$$

а $r_{a3} = \Gamma_{a3}^{-1}$ — время спонтанного распада. Для двухчастичных корреляторов S_{a3} из иерархии (2) с учетом расщепления типа

$$\langle R_{aa}^{(f)} R_{3\beta}^{(f')} R_{\beta3}^{(f'')} \rangle \approx \langle R_{aa}^{(f)} \rangle \langle R_{3\beta}^{(f')} R_{\beta3}^{(f'')} \rangle \quad (4)$$

и приближенного суммирования матриц взаимодействия ⁸

$$\sum_{f'} C_{ff'}^{a3} C_{f'f''}^{a3} = \mu_{a3} C_{ff''}^{a3} \quad (5)$$

(где геометрический фактор μ_{a3} для образца иглообразной формы в случае больших и малых чисел Френеля имеет вид ⁷

$$\mu_{a3}^{-1} = \begin{cases} \frac{A\omega_{a3}^2}{N\pi c} & F_\Phi \gg 1, \\ \frac{L\omega_{a3}}{N\pi c} & F_\Phi \ll 1, \end{cases}$$

$F_\Phi = A\omega_{a3}/2\pi L$ — число Френеля, A — площадь поперечного сечения образца и L — его длина) получаем следующее уравнение:

$$S_{a3} = \frac{1}{r_{Ra3}} (X_3 - X_a)(S_{a3} + X_3) - \frac{1}{r_{\beta3}} S_{a3} - \frac{1}{2r_{\beta3}} \mathcal{F}, \quad (6)$$

($\alpha \neq \beta$, $\alpha, \beta = 1, 2$).

Здесь

$$\tau_{Ra3} = \tau_{a3} / \mu_{a3} ,$$

$$\mathcal{F} = \sum_{l, l', l''} \{ C_{ll'}^{13} C_{ll''}^{23} \langle R_{12}^{(l)} R_{31}^{(l')} R_{23}^{(l'')} \rangle + \\ (l \neq l' \neq l'') + C_{ll'}^{13} C_{l''l'}^{23} \langle R_{21}^{(l')} R_{13}^{(l)} R_{32}^{(l'')} \rangle \} .$$

Заметим, что уравнения (3), (4) без учета $\mathcal{F}$ -члена получены нами в работе /6/.

Трехчастичный коррелятор $\mathcal{F}$ связан с процессом двухфотонного обмена между тремя различными атомами в образце.

Для трехчастичного коррелятора с учетом указанных приближений (4), (5) получаем из (2) следующее уравнение:

$$\dot{\mathcal{F}} = \frac{1}{2\tau_{R13}} (N - 2X_1 - X_2) (\mathcal{F} + S_{13}) + \frac{1}{2\tau_{R23}} (N - 2X_2 - X_1) (\mathcal{F} + S_{23}) + \\ + \frac{1}{\tau_{R13}} S_{13} (S_{23} + X_1 - X_2) + \frac{1}{\tau_{R23}} S_{23} (S_{13} + (N - X_1 - X_2)) . \quad (7)$$

При выводе (7) мы учли также очевидное соотношение

$$X_1 + X_2 + X_3 = N .$$

Нелинейные уравнения (3), (6), (7) образуют замкнутую систему, позволяющую описать кинетику сверхизлучения трех-уровневых излучателей. Решения этих уравнений, в частности, могут быть использованы для определения интенсивностей когерентных импульсов, соответствующих двум разрешенным переходам

$$I_1 = \hbar \omega_{13} \frac{d}{dt} \sum_{k_{13}} \langle a_{k_{13}}^+ a_{k_{13}} \rangle = \frac{1}{\tau_{13}} (N - X_1 - X_2) + \frac{1}{\tau_{13}} S_{13} , \\ I_2 = \hbar \omega_{23} \frac{d}{dt} \sum_{k_{23}} \langle a_{k_{23}}^+ a_{k_{23}} \rangle = \frac{1}{\tau_{23}} (N - X_1 - X_2) + \frac{1}{\tau_{23}} S_{23} . \quad (8)$$

Выясним влияние $\mathcal{F}$ -члена, связанного с двухфотонными обментами трех атомов, на интенсивность спонтанного коллективного излучения. Численные расчеты показывают, что роль $\mathcal{F}$ -члена оказывается существенной для систем с малым значением геометри-

ческого фактора μ . Такая ситуация может быть реализована, например, в слабоусиливающих средах [7]. На рис. 2 показаны временные зависимости интенсивностей $I_1(t)$ и $I_2(t)$, полученные путем численного интегрирования уравнений (3), (6) - (8) для образца с $r = 1,1$, $\mu_{13} = 50$, $\mu_{23} = 48$. Для сравнения на том же рисунке показаны временные зависимости интенсивностей $I_1^*(t)$ и $I_2^*(t)$, вычисленные без учета $\mathcal{F}$ -члена в уравнениях (3), (6), (8). Заметим, что учет двухфотонных переходов приводит к замедлению процессов коллективного излучения и, соответственно, к уширению сверхизлучательных импульсов.

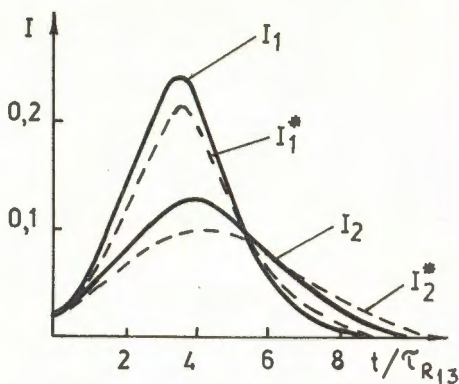


Рис. 2.

Таким образом, в настоящей работе получена иерархия марковских кинетических уравнений для системы трехуровневых излучателей, взаимодействующих с квантовым электромагнитным полем. На основе иерархии исследован процесс спонтанного коллективного излучения. Показано, что в случае слабоусиливающих сред существенным является учет в кинетических уравнениях трехчастичных корреляторов, связанных с процессами двухфотонного обмена между тремя атомами в образце.

ЛИТЕРАТУРА

1. Florian R., Schwan L.O., Schmid L. — *Solid State. Comm.*, 1982, 42, p.55.
2. Florian R., Schwan L.O., Schmid L. — *Phys. Rev.*, 1984, A29, p.2709.
3. Haake F., Reibold L. — *Phys. Lett.*, 1982, A92, p.29.
4. Schwendimann P. — *Optica Acta*, 1984, 31, p.107.
5. Андреев А.В., Енаки Н.А., Ильинский Ю.А. — *ТМФ*, 1985, 64, с.465.
6. Боголюбов Н.Н. (мл.), Башкиров Е.К., Фам Ле Куен, Шумовский А.С. Сообщение ОИЯИ Р17-84-665, Дубна, 1984.
7. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. — *УФН*, 1980, 141, с.653.
8. Арутюнян Р.В., Енаки Н.А., Ильинский Ю.А. — *Изв. вузов, Радиофизика*, 1984, 27, с.28.

Рукопись поступила 26 ноября 1987 года.