

Автор выражает благодарность проф. Ф. А. Королеву и А. И. Одинцову за полезное обсуждение результатов работы, а также П. К. Сенаторову за помощь, оказанную при работе на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Королев Ф. А., Короленко П. В., Одинцов А. И., Феофилактова Т. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 12, № 4, 429, 1971.
2. Rigrod W. W. J. Appl. Phys., 34, 2602, 1963.
3. Глоге Д. «Квазиоптика». Доклады на Международном симпозиуме, 1966, стр. 280.
4. Привалов В. Е. «Оптика и спектроскопия», 28, 524, 1970.
5. Когельник Х. «Квазиоптика». Доклады на Международном симпозиуме, 1966, стр. 210.
6. Одинцов А. И., Лебедев В. В., Шафрановская И. В. ЖТФ, 39, 879, 1969.
7. Fox A. G., Li T. IEEE J. of Quantum Electronics, QE-2, 10, 774, 1966.

Поступила в редакцию
25.2 1971 г.

Кафедра
оптики

УДК 621.38.2029.6

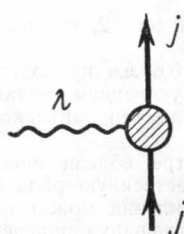
Ф. А. ЖИВОПИСЦЕВ, М. ЮНУС АКБАРИ, В. А. ЭЛЬТЕКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ 3_1^- НА СТРУКТУРУ ОДНОЧАСТИЧНОГО СПЕКТРА В ЯДРЕ Pb^{209}

За последние годы появились работы [1, 2], в которых исследовалось влияние низколежащих коллективных состояний отрицательной четности на структуру дипольного резонанса в дважды магических ядрах. Из результатов, полученных в этих работах, следует, что связь состояний типа частица—дырка с низкими коллективными состояниями отрицательной четности играет существенную роль в формировании gross-структуры дипольного резонанса. Поэтому исследование влияния низколежащего состояния 3_1^- на одночастичный спектр в магических ядрах представляет большой интерес. В ряде работ [3—5] подобные исследования проведены на основе коллективной теории.

В настоящей работе исследуется влияние состояния 3_1^- на одночастичную структуру на основе микроскопической теории взаимодействия состояний типа одна частица с состоянием типа две частицы — одна дырка [2, 6].

Пусть



$$= (-1)^{j'+1/2} \left(\frac{2\lambda+1}{2j+1} \right)^{1/2} \sum_{j_1 j_2} \{ (-1)^{j_2+1/2} X_{j_1 j_2} + (-1)^{j_1+1/2} Y_{j_2 j_1} \} \langle \bar{J}_1 J_2 \lambda | V | \bar{J} J \lambda \rangle,$$

где $X_{j_1 j_2}$ и $Y_{j_2 j_1}$ — волновые функции коллективного состояния λ в приближении хаотических фаз; матричные элементы $\langle \bar{J}_1 J_2 \lambda | V | \bar{J} J \lambda \rangle$ рассчитывались по обычным формулам оболочечной модели [6]. Параметры δ -образного взаимодействия подбирались таким образом, чтобы приближение хаотических фаз давало правильную энергию 3_1^- .

Конкретное рассмотрение проведено для квазистационарных уравнений отрицательной четности ядра Pb^{209} [7] (см. табл. 1). Исследуется эффект зацепления квазистационарных уровней Pb^{209} за состояние более сложной природы типа $2p1h$, возможные конфигурации которых выписаны в табл. 1. Полученные результаты приведены в табл. 2.

Таблица 1

Одночастичные состояния отрицательной четности в Rb^{209} и состояния типа $(2p1h)^-$

Типы состояния	Энергия Мэв	Типы состояния	Энергия Мэв
$ j\rangle$ $4p_{3/2}$	8,4	$ j\rangle$ $2h_{11/2}$	6,5
$ 3^- \times j\rangle$ $\left\{ \begin{array}{l} 3^- 3d_{3/2} \\ 3^- 2g_{7/2} \\ 3^- 3d_{5/2} \\ 3^- 2g_{9/2} \end{array} \right.$	5,6	$ 3^- \times j\rangle$ $\left\{ \begin{array}{l} 3^- 2g_{7/2} \\ 3^- 2g_{9/2} \\ 3^- 1i_{11/2} \\ 3^- 3d_{3/2} \end{array} \right.$	5,1
	5,1		2,6
	4,3		3,4
	2,6		4,2
$ j\rangle$ $1g_{13/2}$	9,8	$ j\rangle$ $3f_{7/2}$	7,7
$ 3^- \times j\rangle$ $\left\{ \begin{array}{l} 3^- 2g_{7/2} \\ 3^- 2g_{9/2} \\ 3^- 1i_{11/2} \end{array} \right.$	5,1	$ 3^- \times j\rangle$ $\left\{ \begin{array}{l} 3^- 3d_{3/2} \\ 3^- 3d_{5/2} \\ 3^- 2g_{9/2} \\ 3^- 2g_{7/2} \\ 3^- 1i_{11/2} \end{array} \right.$	5,6
	2,6		4,3
	3,4		2,6
$ j\rangle$ $4p_{1/2}$	9,1	$ j\rangle$ $2h_{9/2}$	9,6
$ 3^- \times j\rangle$ $\left\{ \begin{array}{l} 3^- 3d_{5/2} \\ 3^- 2g_{7/2} \end{array} \right.$	4,3	$ 3^- \times j\rangle$ $3^- 3d_{3/2}$	5,6
	5,1		

 $E(\bar{3})=2,6 \text{ Мэв}$

Таблица 2

I	$ J\rangle$	E, М, эв	Степень одночастичности уровня					
			$ j\rangle$	$ 3^- \times j\rangle$				
				$3^- 3d_{3/2}$	$3^- 2g_{7/2}$	$3^- 3d_{5/2}$	$3^- 2g_{9/2}$	$3^- 1i_{11/2}$
3/2	$4p_{3/2}$	8,588	0,962	—	—	—	—	—
		5,584	—	0,004	—	—	—	—
		5,060	—	—	0,011	—	—	—
		4,292	—	—	—	0,002	—	—
		2,478	—	—	—	—	0,020	—
1/2	$4p_{1/2}$	9,700	0,953	—	—	—	—	—
		4,902	—	—	0,044	—	—	—
		4,281	—	—	—	0,005	—	—
		7,800	0,968	—	—	—	—	—
		5,578	—	0,009	—	—	—	—
7/2	$3f_{7/2}$	5,091	—	—	0,004	—	—	—
		4,285	—	—	—	0,013	—	—
		2,575	—	—	—	—	0,005	—
		3,398	—	—	—	—	—	0,0007
		9,933	0,980	—	—	—	—	—
13/2	$1j_{13/2}$	5,084	—	—	0,002	—	—	—
		2,600	—	—	—	0,00005	—	—
		3,277	—	—	—	—	—	0,018
		6,700	0,935	—	—	—	—	—
		5,070	—	—	0,016	—	—	—
11/2	$1h_{11/2}$	4,258	—	—	—	0,017	—	—
		2,468	—	—	—	—	0,032	—
		3,400	—	—	—	—	—	0,00005
		9,600	0,988	—	—	—	—	—
		5,600	—	0,012	—	—	—	—

Основной вывод нашей работы сводится к следующему: связь с коллективным возбуждением $3\bar{1}$ в ядре Pb^{209} для рассматриваемых одночастичных состояний отрицательной четности приводит к расщеплению чистого одночастичного уровня на 1—3%.

Таким образом, связь с низколежащим коллективным состоянием $3\bar{1}$ практически слабо сказывается на структуре одночастичного спектра отрицательной четности в ядре Pb^{209} . Но в тех ядрах, в которых состояния типа $|3-xj\rangle$ лежат в непосредственной близости к чистому одночастичному уровню $|j\rangle$, одночастичный спектр может существенно измениться.

ЛИТЕРАТУРА

1. Живописцев Ф. А., Московкин В. М., Н. Эль-Нагар, Шитикова К. В., Юдин Н. П. Сообщение на Международном симпозиуме по структуре атомного ядра. Дубна, 1968.
2. Живописцев Ф. А., Московкин В. М., Н. Эль-Нагар, Юдин Н. П. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 4, 94, 1969.
3. Ellegaard C., Vedelsby P. Phys. Lett., **26**, 155, 1968.
4. Anerbach N., Stein N. Phys. Lett., **27B**, 122, 1968.
5. Anerbach N., Stein N. Phys. Lett., **28B**, 268, 1969.
6. Живописцев Ф. А., Московкин В. М., Юдин Н. П. «Изв. АН СССР, сер. физич.», **30**, 306, 1966.
7. Коротких В. Л., Московкин В. М., Юдин Н. П. «Изв. АН СССР», сер. физич., **30**, 319, 1966.

Поступила в редакцию
10.3 1971 г.

НИИЯФ

УДК 621.317.32.015

А. Я. ГОЙХМАН, В. Н. КАЛИНИН

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭФФЕКТА ФРАНЦА—КЕЛДЫША ДЛЯ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА И РЕГИСТРАЦИИ СВЕРХКОРОТКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Характерной особенностью подобного затвора или модулятора является поглощение света кристаллом. В связи с этим возникает необходимость оценки эффектов, связанных с поглощением. В первую очередь следует рассмотреть вопрос о генерации в кристалле свободных носителей. Зависимость концентрации избыточных электронов Δn в зоне проводимости от времени описывается следующим выражением:

$$\frac{\partial (\Delta n)}{\partial t} = \frac{p(t)}{\hbar\omega V} \xi \eta(t) - \frac{\Delta n}{\tau} - \gamma_n (\Delta n)^2, \quad (1)$$

где $p(t)$ — мощность источника света, $\xi \cdot \eta(t)$ — доля мощности, поглощаемая кристаллом, ξ — постоянная, учитывающая, например, френелевское отражение, $\eta(t)$ — учитывает изменение поглощения под действием управляющего напряжения, $\hbar\omega$ — энергия фотона, V — объем кристалла, τ — время жизни избыточных носителей при малом уровне возбуждения, γ_n — коэффициент излучательной рекомбинации¹.

Уравнение (1) написано в предположении, что происходит и прямая рекомбинация электронов и дырок и линейная рекомбинация носителей через примесные уровни.

Предполагая наиболее неблагоприятный случай (когда время жизни электронов τ больше характерного времени для управляющего напряжения, например $\tau > T_{\text{имп}}$, где $T_{\text{имп}}$ — длительность управляющего импульса в случае импульсной модуляции; $\tau > \frac{1}{f}$ — в случае модуляции переменным электрическим полем частоты f , а $p(t) = p_{\text{max}} = \text{const}$, $\xi \eta(t) = 1$), находим стационарную концентрацию неравновесных носителей:

$$(\Delta n)^2 + \frac{\Delta n}{\gamma_n \tau} - \frac{p_{\text{max}}}{\hbar\omega V \gamma_n} = 0. \quad (2)$$

¹ См. С. М. Рыбкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., Физматгиз, 1963.