

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.

В случае не слишком больших мощностей света, когда $\rho \ll \frac{\hbar\omega V}{\gamma_u \tau^2}$, пренебрегая первым членом в (2), получаем для

$$\Delta n = \frac{\rho_{\max} \tau}{\hbar\omega V}. \quad (3)$$

Оценим эту величину, полагая $\rho_{\max} = 10^{-2}$ вт, $\tau = 10^{-9}$ сек, $\hbar\omega = 1,5$ эв, $V = l d h = 10^{-3} \cdot 10^{-2} \cdot 0,3 \text{ см}^3 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3$. Имеем $\Delta n \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, поглощение света резко повышает концентрацию свободных носителей в кристалле, так что возможно экранирование поля в случае использования кристалла в качестве прослойки конденсатора. Дебаевская длина экранирования

$$\lambda = \left(\frac{\epsilon k T}{8\pi e^2 n} \right)^{1/2} = \left(\frac{\epsilon k T}{8\pi e^2} \right)^{1/2} \left(\frac{\hbar\omega V}{\rho_{\max} \tau} \right)^{1/2} \quad (4)$$

при выбранных выше параметрах и температуре $T = 300^\circ \text{K}$ получается примерно 10^{-4} см. Однако соответствующим выбором параметров или уменьшением мощности источника света можно увеличить величину λ . При заданном значении λ эти величины могут быть легко вычислены из (4), например, для допустимой мощности имеем

$$\rho_{\max} = \frac{\hbar\omega V}{\tau} \left(\frac{\epsilon k T}{8\pi e^2} \right) \lambda^{-2}. \quad (5)$$

Другой возможный вариант заключается в создании на поверхности кристалла омических контактов и использовании токового режима. При подвижности электронов в $\mu = 6000 \text{ см}^2 \text{ в}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ и напряженности электрического поля $E \sim 10^4 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1}$, т. е. напряжении 10 в, в образце будет протекать ток

$$i = en\mu E h = e\mu E \frac{\rho_{\max} \tau}{\hbar\omega d} \quad (6)$$

и при тех же остальных параметрах, что и выше, равный примерно 0,3 а. При этом в кристалле будет рассеиваться мощность $\rho_{\text{эл}}$, потребляемая от источника управляющего напряжения

$$\rho_{\text{эл}} = e\mu E^2 \rho_{\max} \tau \frac{1}{\hbar\omega}, \quad (7)$$

равная ≈ 3 вт.

Считая, что кристалл одной гранью соединен с хладопроводом, температуру которого можно считать фиксированной, определим, до какой температуры нагреется кристалл. Изменение температуры ΔT определится по формуле

$$\Delta T = \frac{\rho d}{\lambda_T l h},$$

где $\rho = \rho_{\text{эл}} + \rho_{\text{макс}}$, а $\lambda_T = 0,125 \text{ кал} \cdot \text{см}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ — коэффициент теплопроводности для арсенида галлия. Подставляя в (8) выражение для $\rho_{\text{эл}}$ (7), получаем

$$\Delta T = \left(\rho_{\max} + e\mu E^2 \rho_{\max} \tau \frac{1}{\hbar\omega} \right) \frac{d}{\lambda_T l h} \quad (9)$$

при выбранных ранее параметрах $\Delta T \approx 10^\circ \text{K}$. Такой нагрев приведет к уменьшению ширины запрещенной зоны на величину порядка 10^{-3} эв. Эта величина на порядок меньше сдвига края полосы поглощения в поле $10^4 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1}$, так что такой нагрев можно считать вполне допустимым. Кроме соответствующего выбора параметров кристалла и уменьшения мощности источника света для уменьшения нагрева кристалла можно использовать импульсную модуляцию, при этом в знаменателе формулы (9) следует ввести скважность импульсов Q .

Таким образом, проведенные оценки показывают, что несмотря на поглощение света модулятор, основанный на эффекте Франца — Келдыша, допускает мощность источника света порядка десятка милливольт.

При расчете конкретных режимов работы модуляторов и интерпретации данных при использовании сравнительно больших мощностей источника света следует учитывать неоднородность поля, вызванную экранированием электрического поля свободными носителями.