

Выбор  $C_0 = 1/4$  обеспечивает получение из (10) при  $q^2 \rightarrow 0$  правильных абсолютных значений электрических зарядов барионов (в единицах  $e$ ). Тогда магнитные моменты барионов (в единицах  $\frac{e}{2m}$ ,  $m$  — средняя масса октета) определяются как

$$\mu^B = F_2^B(0) = \frac{1}{2} c_1^B + c_2^B \frac{m_B}{\mu_p}. \quad (12)$$

При  $\mu_{\phi}^2 = \cos^2 \theta \cdot \mu_{\omega}^2 + \sin^2 \theta \cdot \mu_{\omega}^2$  ( $\theta$  — угол  $\phi$ -смешивания) формула (12) дает значения магнитных моментов, которые незначительно отличаются от соответствующих значений, полученных в работе [1].

Предложенный формализм позволяет рассчитать также магнитные моменты других адронов и отношения констант связи.

Автор выражает благодарность профессору Д. Д. Иваненко и Д. Ф. Курдгелайдзе за постоянное внимание к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Басьюни А., Курдгелайдзе Д. «Ядерная физика», 8, вып. 1, 68, 1968.
2. Басьюни А., Курдгелайдзе Д. «Ядерная физика», 9, вып. 2, 1969.

Поступила в редакцию  
3/12 1970 г.

Кафедра  
теоретической физики

УДК 621.375.8

А. К. ШЕВЧЕНКО

### ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РУБИНА В КПУ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Выполненные недавно измерения времени спин-решеточной релаксации в рубине в больших магнитных полях [1] позволяют оценить возможность использования рубина как активного материала КПУ субмиллиметрового диапазона с оптической накачкой. Соответствующий критерий для трехуровневой схемы сформулирован в работе [2]. Так как у рубина общее число уровней энергии, прямо или косвенно участвующих в оптической накачке, равно по крайней мере 5, интересно выяснить, как влияет на интенсивность оптической накачки наличие еще одного уровня. Поэтому кратко изложим расчет оптической накачки в четырехуровневой системе и сравним результаты с полученными ранее в [2].

Пусть уровни расположены, как показано на рис. 1. Накачка вызывает переходы между уровнями 1 и 4 с вероятностью в единицу времени  $W$ ; переход  $1 \leftrightarrow 2$  является сигнальным, а уровень 3 — промежуточным. Кинетические уравнения для стационарного режима имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{n}_2 &= n_1 w_{12} + n_2 (-w_{21} - w_{23}) + n_3 w_{23} + n_4 \frac{\alpha_2}{\tau} = 0, \\ \dot{n}_3 &= n_1 w_{13} + n_2 w_{23} + n_3 (-w_{31} - w_{32}) + n_4 \frac{\alpha_3}{\tau} = 0, \\ \dot{n}_4 &= n_1 W + n_4 \left( -W - \frac{1}{\tau} \right) = 0, \\ n_1 + n_2 + n_3 + n_4 &= 1. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $W_{ij}$  — вероятность релаксационного перехода с уровня  $i$  на уровень  $j$ ,  $\tau$  — время жизни частиц на уровне 4,  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  — коэффициенты, описывающие распределение по уровням 2 и 3 частиц, релаксирующих с уровня 4. Опустив выкладки и выражения для  $n_1 \dots n_4$ , приведем условие, выполнение которого позволяет инвертировать заселенности уровней 1 и 2 при бесконечно большой накачке:

$$w_{12} (w_{31} + w_{32}) + w_{32} \left( w_{13} + \frac{\alpha_3}{\tau} \right) + (w_{31} + w_{32}) \frac{\alpha_2}{\tau} > w_{21} (w_{31} + w_{32}) + w_{23} w_{32} \quad (2)$$

или, если учесть, что  $\omega_{21} = \omega_{12}\delta$ , где  $\delta = \exp(\epsilon_{21}/kT)$ :

$$\omega_{12}(\delta - 1) < \frac{\omega_{32}(\omega_{13} + \alpha_3/\tau) - \omega_{23}\omega_{31}}{\omega_{31} + \omega_{32}} + \frac{\alpha_2}{\tau}. \quad (3)$$

Первый член в правой части неравенства (3) может быть как положительным, так и отрицательным — в зависимости от того, преимущественно на какой уровень идет релаксация с уровня 3.

Как следует из работы [1], в сильном магнитном поле оба нижних подуровня основного состояния рубина ( ${}^4A_2(-3/2)$  и  ${}^4A_2(-1/2)$ ) связаны в отношении релаксации с двумя вышележащими подуровнями  ${}^4A_2(1/2)$  и  ${}^4A_2(3/2)$  почти одинаково. Это позволяет в неравенстве (3) положить  $W_{23} = W_{13}$ ,  $W_{32} = W_{21}$ , после чего оно принимает вид

$$\omega_{12}(\delta - 1) < \frac{1}{\tau} \left( \frac{\alpha_3}{2} + \alpha_2 \right). \quad (4)$$

Учитывая, что время спин-решеточной релаксации  $T_1 = [W_{12}(\delta + 1)]^{-1}$ , перепишем (4) как условие для  $T_1$ :

$$\frac{T_1(\delta + 1)}{\delta - 1} > \frac{\tau}{\alpha_3/2 + \alpha_2}. \quad (5)$$

Условие инвертируемости в трехуровневой системе (формула (10) работы [2]) в наших обозначениях имеет вид

$$\frac{T_1(\delta + 1)}{\delta - 1} > \frac{\tau}{\alpha_2}. \quad (6)$$

Сравнивая выражения (5) и (6), мы можем заключить, что в случае рубина учет промежуточных уровней не вносит изменений по сравнению с трехуровневой аппроксимацией.

В таблице приведены значения величин, входящих в неравенство (6), для рубина при условиях: температура 4,2°K, ориентация  $H \parallel OZ$ , переход  ${}^4A_2(-3/2) \leftrightarrow {}^2A_2(-1/2)$ . Значения  $T_1$  взяты из работы [1], значение  $\tau = 4,3$  мсек из работы [3];  $\alpha = 0,5$ .

|                                       |      |      |
|---------------------------------------|------|------|
| $H, \text{ кэв}$                      | 34   | 42   |
| $\delta$                              | 3,32 | 4,30 |
| $T_1, \text{ мсек}$                   | 5,6  | 3,7  |
| $T_1 = \frac{\delta + 1}{\delta - 1}$ | 10,4 | 6    |
| $\frac{\tau}{\alpha_2}$               | 8,6  |      |

Как видим, инверсию заселенностей можно получить в полях, не превышающих  $\sim 37$  кэ, что соответствует предельной частоте сигнала, равной 115 Гц.

Известно, что при низких температурах спин-решеточная релаксация в рубине имеет однофононный механизм, который согласно теории [4] дает температурную зависимость вероятности релаксационного перехода вида

$$\omega_{12} \approx \frac{1}{\delta - 1}. \quad (7)$$

<sup>1</sup> Строго говоря, спин-решеточная релаксация в рубине может сопровождаться перегревом резонирующих фононов [1], который, замедляя релаксацию, тем не менее затрудняет получение инверсной заселенности из-за возможности развития фононной лавины. С перегревом фононов можно бороться, подбирая температуру, концентрацию, геометрию образца, поэтому мы не будем его учитывать.

Подстановка выражения (7) в (4) показывает, что предельная частота не зависит от температуры.

Таким образом, трехуровневая схема с внешней оптической накачкой не позволяет использовать рубин в КПУ субмиллиметрового диапазона. Более перспективным в этом отношении является принцип внутренней накачки, предложенный Сабо [5]. Согласно ему, заселенности подуровней основного состояния инвертируются благодаря лазерной генерации, происходящей в том же образце активного материала, причем

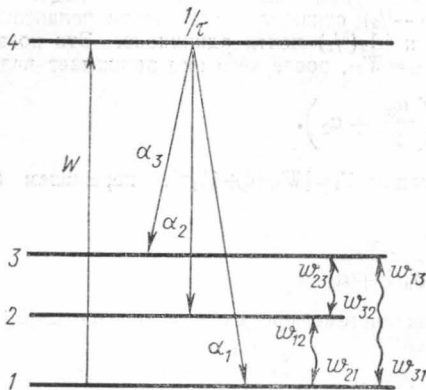


Рис. 1. Четырехуровневая схема оптической накачки КПУ

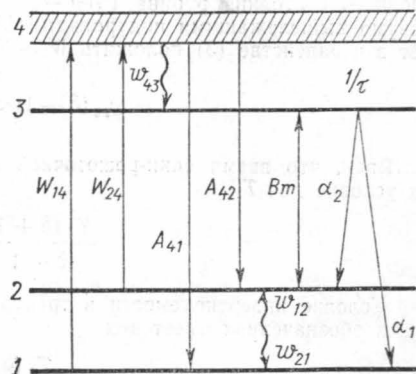


Рис. 2. Схема внутренней оптической накачки КПУ

нижний уровень лазерного перехода  $2 \leftrightarrow 3$  является верхним уровнем перехода сигнала  $1 \leftrightarrow 2$  в КПУ (рис. 2). В работе [6] проанализированы кинетические уравнения для такой схемы накачки в предположении  $(h\nu_{12}/kT) \ll 1$ , что не позволяет пользоваться результатами анализа при рассмотрении КПУ субмиллиметрового диапазона. Выведем условие инвертируемости, свободное от этого ограничения. Исходные кинетические уравнения для разностей заселенностей  $n_{21}$  и  $n_{32}$  и числа фотонов в резонаторе  $m$  имеют вид

$$\dot{n}_{21} = n_{21} \left[ -W - \frac{2}{3} \omega_{12} (\delta + 2) - \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{3\tau} \right] + n_{32} \left[ \frac{2}{3} \omega_{12} (\delta - 1) + Bm - \frac{2(\alpha_1 - \alpha_2)}{3\tau} \right] - \frac{2}{3} \omega_{12} (\delta - 1) - \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{3\tau}, \quad (8)$$

$$\dot{n}_{32} = n_{21} \left[ \frac{1}{3} \omega_{12} (\delta + 2) - \frac{\alpha_1 + 2\alpha_2}{3\tau} \right] + n_{32} \left[ -W - Bm - \frac{1}{3} \omega_{12} (\delta - 1) - \frac{2(\alpha_1 + 2\alpha_2)}{3\tau} \right] + W + \frac{1}{3} \omega_{12} (\delta - 1) - \frac{\alpha_1 + 2\alpha_2}{3\tau},$$

$$\dot{m} = Bmn_{32} - \frac{m}{T_c}.$$

Здесь  $T_c$  — время релаксации поля лазера в резонаторе,  $Bm$  — вероятность переходов, индуцированных полем лазера;  $W$  — вероятность переходов с уровней 1 и 2 в полосу поглощения под действием накачки лазера (при накачке в широкой полосе можно считать, что  $W_{14} = W_{24} = W$ ) с учетом, что  $w_{43} \gg W$ ,  $A_{42}$ ,  $A_{41}$ ,  $1/\tau$ . Остальные обозначения те же, что и в системе (1).

Решение системы (8) для стационарного случая дает

$$n_{21}^{(0)} = \frac{\left[ W - \omega_{12} (\delta - 1) - \frac{\alpha_1}{\tau} \frac{BT_c + 2}{BT_c - 1} \right] (BT_c - 1)}{\left[ 2W + \frac{\alpha_1}{\tau} + \omega_{12} (\delta + 2) \right] BT_c}, \quad (9)$$

$$n_{32}^{(0)} = (BT_c)^{-1}. \quad (10)$$

Так как всегда  $n_{32} < 1$ , величина  $(BT_c - 1) > 0$ , и условие инвертируемости имеет вид

$$W > \omega_{12} (\delta - 1) + \frac{\alpha_1}{\tau} \frac{BT_c + 2}{BT_c - 1}. \quad (11)$$

Из условия (11) следует, что в схеме с внутренней накачкой инверсию заселенностей можно получить при любой скорости релаксации между уровнями 1 и 2 — нужно только обеспечить достаточную мощность накачки лазера. Так же как и в предыдущем случае, условие (11) не зависит от температуры (в пределах пригодности однофононного механизма релаксации). В выражении (9) от температуры зависит только знаменатель, причем так, что инверсия увеличивается при понижении температуры.

В качестве примера рассчитаем условие инверсии на частоте  $\nu_{12} = 300$  Гц, задавшись релаксационными параметрами рубина:  $\omega_{12}(\delta - 1) = 1670$  (см. формулу (2) работы [1]),  $\tau = 4,3 \cdot 10^{-3}$  сек,  $\alpha_1 = 0,5$  и  $n_{32}^{(0)} = (BT_c)^{-1} = 0,1$ . Подставив эти значения в (11), получаем  $W > 1800$  сек $^{-1}$ . Положив в системе (8)  $m = 0$ ,  $n_{32} = 0,1$ , найдем, что пороговое значение  $W^{пор}$ , соответствующее началу лазерной генерации при  $4,2^\circ\text{K}$  ( $\delta = 28$ ), равно  $290$  сек $^{-1}$ . Таким образом, режим КПУ на частоте  $300$  Гц с внутренней оптической накачкой требует более чем шестикратного превышения пороговой мощности накачки лазера.

Согласно работе [7], накачивая рубиновый лазер излучением непрерывного ионного лазера на аргоне, можно добиться 35-кратного превышения пороговой мощности накачки. Проверка с помощью кинетических уравнений показала, что пороговые мощности накачки лазера, работающего в системе внутренней накачки, и лазера, работающего по 3-уровневой схеме, практически равны. Отсюда следует, что в КПУ с внутренней накачкой также можно получить 35-кратное превышение пороговой мощности. Это обстоятельство позволяет положительно оценить возможность использования рубина в схеме с внутренней накачкой для КПУ субмиллиметрового диапазона.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шевченко А. К. «Физика твердого тела», 12, № 12, 1970.
2. Зверев Г. М., Прохоров А. М., Шевченко А. К. «Радиотехника и электроника», 10, 788, 1965.
3. Varsanyi F., Wood D. A., Schawlow A. L. Phys. Rev. Lett., 3, 544, 1959.
4. Donoho P. L. Phys. Rev., 133A, 1080, 1964.
5. Szabo A. Proc. Symp. on Optical Masers, N. Y., Polytechnic Press, 627, 1963.
6. Коваленко Е. С., Тихомиров А. А. «Изв. вузов», физика, № 1, 125, 1969.
7. Birnbaum M., Wendzikowski P. H., Fincher C. L. Appl. Phys. Lett., 16, 436, 1970.

Поступила в редакцию  
7.10 1970 г.

НИИЯФ

Н. П. КАЧАЛОВ, В. Е. ЛЯМОВ, И. Ю. СОЛОДОВ

### НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Рассмотрим распространение упругой поверхностной волны Рэлея в изотропном твердом теле, на поверхность которого параллельно фронту волны нанесен тонкий металлический электрод (рис. 1, а). При включении внешнего магнитного поля индукции в концах проводника появляется разность потенциалов

$$E = [\bar{v} \cdot \bar{B}] b, \quad (1)$$

где  $\bar{v}$  — акустическая скорость частиц на поверхности образца,  $b$  — длина проводника вдоль фронта волны. Используя такой электродинамический приемник поверхностных волн, можно определить значение акустической скорости и деформации в волне на поверхности образца [1].

Известно [2], что поверхностная волна, распространяющаяся вдоль оси  $X$  в изотропном твердом теле, имеет два отличные от нуля компонента смещения частиц на поверхности образца ( $z = 0$ ):