

A и B ; равное 0.036 эВ [12], волновая функция примеси построена из волновых функций зон A и B и переход из зоны проводимости на уровень акцептора разрешен в двух поляризациях. Эквидистантная структура полосы 450 нм обусловлена повторением головной полосы 4441 \AA с LO (Γ)-фононом. Величина фонона $(122 \div 2) \text{ см}^{-1}$ в пределах ошибки согласуется со значением, приведенным выше. Полуширина каждой полосы при учете теплового распределения свободных электронов по скоростям должна быть равной $\sim 1.8 kT$ или 5 см^{-1} при 4.2 К , что заметно меньше наблюдаемой ширины. Несоответствие может быть обусловлено сильным взаимодействием центра с акустическими фононами и, возможно, с оптическим фононом с энергией 17 см^{-1} [7]. При 77 К увеличение теплового движения доводит полуширину каждой полосы до 100 см^{-1} . Одновременно возрастает взаимодействие центра с фононом. В результате полоса 450 нм при 77 К полностью лишена структуры. Иодирование порошков увеличивает интенсивность полосы 450 нм . Поскольку междоузельнаястройка ионов иода вследствие их больших размеров маловероятна, можно предположить, что акцептором являются вакансии серебра.

В работе [13] сообщалось, что растирание порошка AgJ , состоящего из смеси вюрцитной (β) и сфалеритной (γ) модификаций, увеличивает долю γ -фазы. При растирании монокристаллов $\beta\text{-AgJ}$ в порошок спектр люминесценции изменился коренным образом. Возросла интенсивность сплошного фона и исчезли линии, наблюдаемые в β -модификации. Появилось несколько более длинноволновых линий, самая интенсивная из которых 4279 \AA . Эти линии вместе с линиями β -модификации наблюдаются на порошках, состоящих из смеси β и γ -модификаций. Отсутствие этих линий в монокристаллах $\beta\text{-AgJ}$ свидетельствует о принадлежности их к $\gamma\text{-AgJ}$, т. е. при растирании монокристалла получается модификация сфалерита.

В спектрах люминесценции $\beta\text{-AgJ}$ мы не обнаружили закономерностей описанных в работе [14].

Литература

- [1] В. А. Архангельская, П. П. Феофилов. ДАН СССР, 108, 803, 1956; Опт. и спектр., 2, 107, 1957.
- [2] К. Ф. Лидер, Б. В. Новиков. Вестн. ЛГУ, сер. физ., 10, 45, 1963.
- [3] G. Perny, S. Nikitine. Compt. Rend., 244, 878, 1957; G. Perny. J. Chem. Phys., 55, 650, 1958; 57, 17, 1960.
- [4] S. K. Suri, H. K. Henisch. Phys. Stat. Sol., 44, 627, 1971.
- [5] E. S. Halberstadt. Nature, 216, 574, 1967.
- [6] И. В. Недзвецкая. Опт. и спектр., 36, 145, 1974.
- [7] D. L. Bottger, C. Damsgard. J. Chem. Phys., 57, 1215, 1972.
- [8] A. Handi, J. Clauder, P. Strimer. Appl. Opt., 7, 1159, 1968.
- [9] D. F. Nelson, J. D. Cuthbert, P. J. Dean, D. G. Thomas. Phys. Rev. Lett., 17, 1262, 1966.
- [10] K. Colbow. Phys. Rev., 141, 742, 1966.
- [11] П. В. Мейкляр. Физические процессы при образовании скрытого фотографического изображения. Изд. «Наука», М. 1972.
- [12] J. Bohandy, J. C. Murphy, K. Moorjani, P. E. Gale. Phys. Stat. Sol., 49, K91, 1972.
- [13] R. Bloch, H. Müller. Zs. Phys. Chem., A152, 245, 1930.
- [14] Б. У. Барщевский, М. В. Фок, Г. М. Сафронов, О. А. Садовская. ДАН СССР, 213, 614, 1973.

Поступило в Редакцию 21 декабря 1974 г.

УДК 621.373 : 535

ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ В ЗОНЕ ЗАХВАТА КОЛЬЦЕВОГО ГЕНЕРАТОРА ПРИ МОДУЛЯЦИИ РАЗНОСТИ ЧАСТОТ РЕЗОНАТОРА (БЫСТРОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ)

В. Ф. Судаков

1. Кольцевой оптический квантовый генератор с периодически изменяющейся разностью частот резонатора («подставкой») изучался в ряде работ [1-3], в которых основное внимание уделялось расчету суммарного набега фазы сигнала биений за период модуляции. В настоящей работе ставится другая задача: исследовать закон изменения разностной фазы $\varphi(t)$ для t , принадлежащих интервалу $T = (0, \Delta t)$, в течение которого частота «подставки», изменяющаяся по закону $F(t) = \Omega_0 - At$, находится в пределах статической зоны захвата (СЗЗ) шириной $2\Omega_0$. При этом предполагается, что скорость перестройки A достаточно велика (в указанном ниже смысле). Ответ на

поставленный вопрос позволяет более ясно представить роль «захвата» как явления, определяющего инерционные свойства канала преобразования $F(t) \rightarrow \varphi(t)$.

2. В качестве математической модели генератора с переменной «подставкой» используем известное уравнение (см., например, [1]), где оговорены также допущения при выводе)

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\Omega_0 \sin \varphi + F(t), \quad (1)$$

которое будет решаться на интервале T с начальным условием $\varphi_0 = \varphi(0)$; φ_0 может принимать любые значения на полуинтервале $[-\pi, \pi]$.

Определяя время пребывания в СЗЗ из условия $F(\Delta t) = -\Omega_0$, получим

$$\Delta t = \frac{2\Omega_0}{A}. \quad (2)$$

Исследуя процесс установления состояния равновесия в автономной системе 1) (т. е. при $A=0$) нетрудно убедиться, что аналогом «постоянной времени» является величина $\tau = \Omega_0^{-1}$. Физически очевидно, что скорость прохождения СЗЗ можно характеризовать безразмерным параметром $\lambda = (\Delta t/\tau)^{-1}$, причем

$$\lambda = \frac{A}{2\Omega_0^2}. \quad (3)$$

Предположение о большой скорости прохождения СЗЗ формулируется как условие $\lambda \gg 1$. При этом естественно воспользоваться асимптотическим (по $\lambda \rightarrow \infty$) методом решения (1). К сожалению, непосредственно в этом уравнении выделить большой параметр затруднительно. Поэтому используем обходной путь, заменив (1) путем его дифференцирования автономным уравнением второго порядка

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -\Omega_0 \cos \varphi \frac{d\varphi}{dt} - A \quad (4)$$

с начальными условиями

$$\varphi(0) = \varphi_0, \quad \frac{d\varphi}{dt}(0) = -\Omega_0 \sin \varphi_0 + \Omega_0, \quad (5)$$

второе из которых получено с помощью (1).

Исходное уравнение (1) позволяет получить равномерную на T оценку $|d\varphi/dt| \leq 2\Omega_0$, из которой следует, что второе слагаемое в правой части (4) в λ раз превосходит первое. Поэтому естественно искать $\varphi(t)$ в виде: $\varphi(t) = \bar{\varphi}(t) + \psi(t)$, где $\bar{\varphi}(t)$ удовлетворяет укороченному уравнению

$$\frac{d^2\bar{\varphi}}{dt^2} = -A \quad (6)$$

и начальным условиям (5).

Решение этой задачи Коши не представляет труда

$$\bar{\varphi}(t) = -\frac{A}{2} t^2 + \Omega_0 (1 - \sin \varphi_0) t + \varphi_0. \quad (7)$$

Покажем, что $\bar{\varphi}(t)$ является хорошим приближением к решению уравнения (1). Для этого необходимо оценить $\psi(t)$, которая, в свою очередь, удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\psi}{dt} = -\Omega_0 \sin \varphi - \frac{d\bar{\varphi}}{dt} + \Omega_0 - At \quad (8)$$

и начальному условию $\psi(0) = 0$. Используя (7), получим оценку

$$|\bar{\varphi}(t) - \varphi_0| \leq \frac{1}{2} \frac{\Omega_0^2}{A} (1 - \sin \varphi_0)^2. \quad (9)$$

В силу (3) и условия $\lambda \gg 1$ из (9) следует возможность линеаризации

$$\sin \varphi \approx \sin \varphi_0 + (\bar{\varphi} - \varphi_0 + \psi) \cos \varphi_0. \quad (10)$$

Продифференцировав (7), подставим $d\bar{\varphi}/dt$ и (10) в уравнение (8). В окончательном виде получим линеаризованное уравнение

$$\frac{d\psi}{dt} = -\Omega_0 \cos \varphi_0 \psi - \Omega_0 \cos \varphi_0 (\bar{\varphi} - \varphi_0). \quad (11)$$

Его решение с нулевым начальным условием может быть записано в интегральной форме

$$\psi(t) = -h_0 e^{-h_0 t} \int_0^t e^{h_0 t'} [\bar{\varphi}(t') - \varphi_0] dt',$$

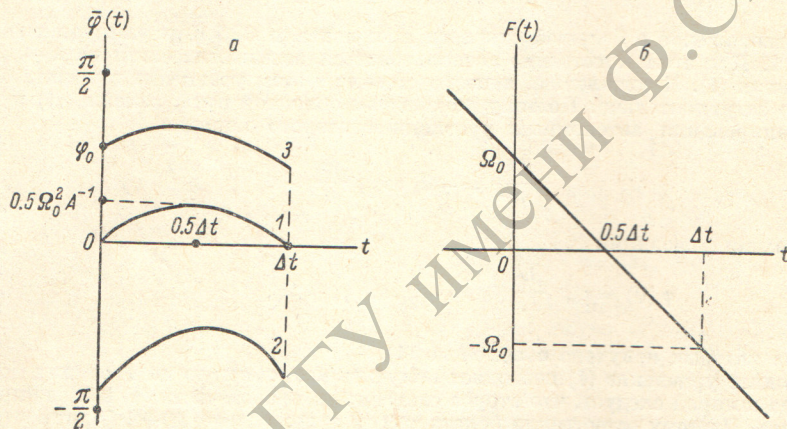
где $h_0 = \Omega_0 \cos \varphi_0$. Используем это выражение для равномерной на T оценки $\psi(t)$

$$|\psi(t)| \leq |h_0| \max |\bar{\varphi}(t) - \varphi_0| e^{-h_0 t} \left| \int_0^t e^{h_0 t'} dt' \right| < |h_0| \Delta t \max_{t \in T} |\bar{\varphi}(t) - \varphi_0|. \quad (12)$$

Отсюда следует, если воспользоваться выражением (2) для Δt , формулой для h_0 и оценкой (9), что

$$|\psi(t)| \leq \left(\frac{\Omega_0^2}{A} \right)^2 = \frac{1}{4} \lambda^{-2}. \quad (12')$$

Сравнение этой оценки с (9) показывает, что $\psi(t)$ имеет порядок малости 0 (λ^{-1}) по сравнению с $\bar{\varphi}(t)$, т. е. асимптотически $\varphi(t) \approx \bar{\varphi}(t)$ при $\lambda \rightarrow \infty$.



Зависимости $\varphi(t)$ (а) и $F(t)$ (б) в едином масштабе времени.

1 — $\varphi_0 = 0$, 2 — $\varphi_0 < 0$, 3 — $\varphi_0 > 0$.

3. Таким образом, показано, что если скорость перестройки A и ширина СЗЗ удовлетворяют условию $\lambda = A/2\Omega_0^2 \gg 1$ (быстрое прохождение), то разностная фаза $\varphi(t)$ изменяется по закону, близкому к (7). В частном случае $\varphi_0 = 0$ так изменяется фаза, описываемая уравнением (1) без учета нелинейности. Если же $\varphi_0 \neq 0$, то роль нелинейности фазового уравнения в зависимости (7) становится существенной. Для иллюстрации на рисунке приведены законы изменения $\bar{\varphi}(t)$ для различных значений начальной фазы φ_0 при «входе» в СЗЗ. Если $\varphi_0 > 0$ (< 0), эта функция достигает внутреннего экстремума в момент t_m , более ранний (поздний) по отношению к моменту $t = 0.5 \Delta t$. Другими словами, нелинейность фазового уравнения при быстром прохождении области ее влияния, т. е. статической зоны захвата, не приводит к переходу фазы в состояние динамического равновесия,¹ но все-таки определяет различный характер изменения $\bar{\varphi}(t)$ при различных начальных условиях. Чисто условно мы привязывали $t=0$ к моменту входа $F(t)$ в СЗЗ. Наиболее типична ситуация, когда до этого момента система находилась в режиме биений. Поэтому начальная фаза φ_0 фактически есть случайная величина, равномерно распределенная в интервале $(-\pi, \pi)$. Физически наблюдаемый результат можно получить, усреднив (7) по φ_0 с плотностью $1/2\pi$: $\langle \bar{\varphi}(t) \rangle = -(A/2) t^2 + \Omega_0 t$. График этой функции совпадает с кривой 1 на рисунке. Таким образом, в среднем нелинейность не сказывается (с точностью до 0 (λ^{-2})) на характере изменения фазы даже при прохождении СЗЗ и тем более — в зоне биений. Если модуляция «подставки» осуществляется по закону $F(t) = \Omega + \Omega_1 \cos \nu_1 t$ и допустима линеаризация этой функции в пределах СЗЗ, то весь приведенный выше анализ остается в силе, причем $A = \Omega_1 \nu_1 \sqrt{1 - (\Omega/\Omega_1)^2}$ при $\Omega < \Omega_1$.

¹ Под состоянием динамического (квазистатического) равновесия понимается решение уравнения $-\Omega_0 \sin \varphi + F(t) = 0$, получаемого из (1) с помощью формальной подстановки $d\varphi/dt = 0$.

- [1] С. Г. Зейгер, Ю. Л. Климонтович, П. С. Ланда, Е. Г. Ларионовцев, Э. Е. Фрадкин. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. Изд. «Наука», М., 1974.
 [2] В. Н. Курятов, П. С. Ланда, Е. Г. Ларионовцев. Изв. вузов, радиофизика, 11, 1839, 1968.
 [3] П. С. Ланда, Е. Ф. Слилько. Вестн. МГУ, № 4, 400, 1970.

Поступило в Редакцию 21 января 1975 г.

УДК 621.373 : 535

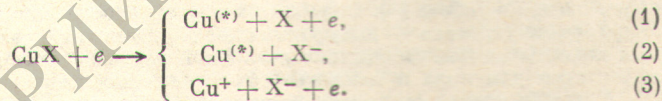
О НЕКОТОРЫХ ПРОЦЕССАХ В ЛАЗЕРАХ НА ДИССОЦИАЦИИ ГАЛОГЕНИДОВ

А. М. Шухтин и Г. А. Федотов

1. Диссоциация молекул галогенидов меди в газовом разряде является эффективным способом получения паров с высокой концентрацией свободных атомов меди [1]. С помощью этого способа, который можно рассматривать как одну из модификаций импульсного введения паров в рабочий объем, созданы лазеры на переходах с резонансного уровня на метастабильный в CuI при использовании в качестве рабочих веществ хлорида [2], иодида [3] и бромиды [4] меди. При разряде в парах иодида таллия [5] и хлорида марганца [6] воспроизведены генерации на атомарных переходах T1 и M1.

Интерес к лазерам на диссоциации галогенидов меди (ЛДГМ) обусловлен их преимуществами по сравнению с лазерами, в которых применяется обычный термический способ получения паров меди. К этим преимуществам относятся, во-первых, существенный выигрыш в рабочей температуре лазера (400–600° С вместо 1500° С), а во-вторых, более высокая плотность энергии излучения (в [3] получено рекордное значение 38 мкДж/см³ за одну вспышку).

2. Необходимым условием эффективности ЛДГМ является высокая степень диссоциации молекул CuX (где X=Cl, Br, J) в разряде, что действительно наблюдалось в [1]. В связи с этим возникает вопрос о механизме диссоциации молекул галогенидов меди в газоразрядной плазме. В предположении, что диссоциация молекул CuX происходит при столкновении с электроном, учтем следующие возможные каналы диссоциации



X⁻ означает атомарный отрицательный ион галогена, а Cu^(*) — основное или возбужденное (метастабильное или резонансное) состояния атома меди. Процесс CuX + e → Cu⁺ + X + 2e, а также реакции с образованием X* и X⁺ рассматривать не будем, так как они имеют высокие энергетические пороги, превышающие 10 эВ.

Эффективность данного канала диссоциации определяется величиной сечения соответствующего элементарного процесса и количеством электронов, участвующих в этом процессе, что в свою очередь зависит от характера потенциальных кривых CuX и CuX⁻. Кривые потенциальной энергии молекулы CuX и отрицательного иона CuX⁻ схематически изображены на рисунке. Энергии диссоциации молекул CuX составляют 3.9, 3.4, 3.0 эВ для CuCl, CuBr и CuJ соответственно, а энергии сроства атомов X к электрону — 3.6, 3.4 и 3.1 эВ для Cl⁻, Br⁻, J⁻ соответственно [7].

Величина сечения реакции (2) зависит от вероятности перехода молекулы на отгалкивательный терм 2 и от вероятности оставаться на этом терме в течение времени, необходимого для разлета ядер на расстояние, превышающее критическое межъядерное расстояние r_к. В пользу того, что сечение реакции (2) может быть сравнимым по величине с сечением реакции (1), свидетельствуют два обстоятельства. а. Молекула CuX должна хорошо захватывать электроны с образованием CuX⁻, так как галогены являются наиболее ярко выраженными электроотрицательными элементами. б. Область межъядерных расстояний, при которых возможен переход из неустойчивого состояния обратно в устойчивое, имеет для процесса (2) меньшие размеры, чем для (1).

Важную роль в конкуренции каналов (1) и (2) могут играть энергетические соотношения. Так большие энергии сроства атомов X к электрону и их близость к энергии диссоциации молекул CuX приводят к тому, что энергетический порог реакции (2) лежит существенно ниже (на 3–4 эВ), чем у реакции (1), и находится в области малых энергий электронов. При этом необходимо учитывать ширину терма CuX⁻ и