

**РАДИОЧАСТОТНАЯ КВАНТОВАЯ ГЕНЕРАЦИЯ
В СПЕКТРЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СПИН-СПИНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ТВЕРДОГО ТЕЛА**

Э.В.Авагян, В.А.Ацаракин, В.В. Демидов

Впервые осуществлена квантовая генерация в ВЧ диапазоне за счет индуцированного излучения энергии электронного спин-спинового резервуара твердого парамагнетика, находящегося в нулевом магнитном поле.

Существующие квантовые усилители и генераторы радиодиапазона (мазеры)¹ работают за счет индуцированного излучения системы дискретных энергетических уровней, разделенных интервалом $\Delta E = \hbar\Omega$, где Ω – частота усиливаемого сигнала или генерации. Считается, в частности, что работа мазера по обычной трехуровневой схеме (рис. 1, а) возможна лишь при условии $\Omega \gg \omega_L = \gamma H_L$ (здесь H_L – среднеквадратичное локальное поле, γ – гиромагнитное отношение), исключающем одновременное насыщение переходов 1 – 3 и 1 – 2 полем накачки. Это условие ограничивает допустимую концентрацию активных парамагнитных центров на уровне $\sim 3 \cdot 10^{-4}$, когда Ω лежит в СВЧ диапазоне.

С другой стороны, известно, что в твердых телах насыщение линии ЭПР с некоторой расположкой $\Delta = \omega - \omega_0$ относительно ее центра ω_0 приводит к резкому изменению температуры T_{SS} электронного спин-спинового резервуара (ЭССР), причем при $\Delta > 0$ во всем сплошном спектре ЭССР с шириной $\sim \omega_L$ возникает инверсия населенностей ($T_{SS} < 0$)^{2, 3}, см. рис. 1, б. Однако использовать эту инверсию для получения квантовой генерации на частотах $\Omega \sim \omega_L$ обычно невозможно, так как в магнитных полях $H_0 \gg H_L$ индуцированные переходы внутри спектра ЭССР запрещены правилами отбора для секулярной части $\hat{\mathcal{H}}_d^0$.

магнитных диполь-дипольных взаимодействий. Эту трудность можно обойти, используя парамагнитные ионы с эффективным спином $S > 1/2$ при $H_0 = 0$. Так, например, энергетический спектр иона с $S = 3/2$ в нулевом магнитном поле состоит из двух вырожденных крамерсовых дублетов $\pm 1/2$ и $\pm 3/2$, разделенных "начальным" штарковским расщеплением $\hbar\omega_0$ в кристаллическом поле. Гамильтониан $\hat{\mathcal{H}}_d^0$ включает теперь члены, допускающие изменение магнитного квантового числа на ± 1 , так что индуцированные ВЧ полем переходы в спектре ЭССП разрешены (рис. 1, б).

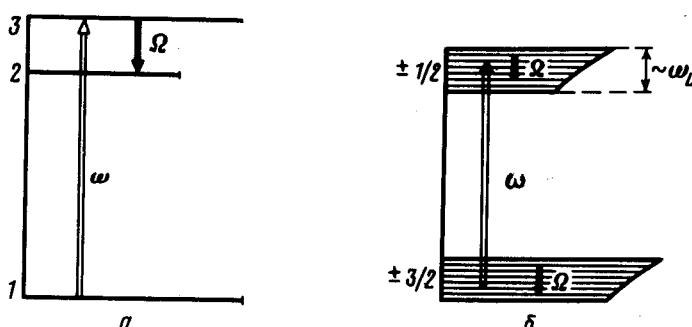


Рис. 1. Энергетические диаграммы получения инверсии населенности в трехуровневой системе (а) и в квазинепрерывном спектре ЭССП (б). Длина горизонтальных отрезков пропорциональна населенности соответствующих уровней

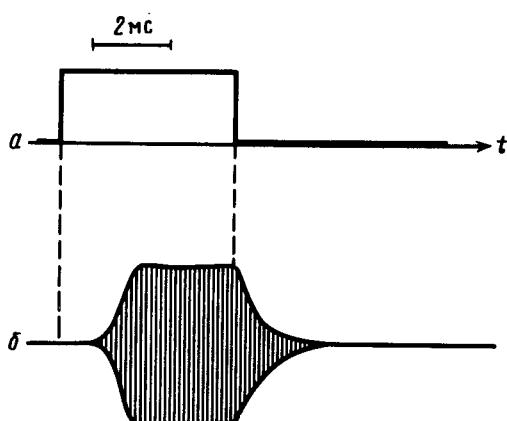


Рис. 2. Квантовая генерация на уровнях ЭССП в рутиле: а – импульс СВЧ накачки, б – сигнал генерации на частоте 18,5 МГц

Эффект квантовой генерации, обусловленный индуцированным излучением в спектре ЭССП, наблюдался нами на кристаллах рутила TiO_2 , содержащих $n = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ парамагнитных ионов Cr^{3+} ($S = 3/2$), при $H_0 = 0$ и температуре $T_0 = 1,7 \text{ K}$. Образец объемом $V_0 = 0,4 \text{ см}^{-3}$ помещался в катушку индуктивности высокодобротного радиочастотного контура, настроенного на частоту $\Omega/2\pi \sim 10^7 \text{ Гц}$, и облучался СВЧ полем накачки с частотой $\omega = \omega_0 + \Delta$, где $\omega_0/2\pi = 42,8 \text{ ГГц}$ – начальное расщепление уровней Cr^{3+} в рутиле⁴. Расстройка $\Delta \approx 400 - 600 \text{ МГц}$ обеспечивала максимальную стационарную инверсию в спектре ЭССП, $E = T_0/T_{SS} \approx -40^4$ при мощности накачки около 0,1 Вт. Генерация возникала лишь в случае, когда добротность ВЧ контура Q превышала некоторое критическое значение Q_c . Оно составляло около 750 на оптимальной частоте $\Omega/2\pi = 18,5 \text{ МГц}$ и несколько возрастало на краях исследованного диапазона 8 – 30 МГц. Экспериментальная осциллограмма показана на рис. 2. Видны задержка начала генерации, обусловленная временем нарастания инверсии до критического значения, затем выход на стационарный режим и, наконец, затухание колебаний после выключения импульса накачки. Максимальная мощность генерации была около 0,2 мВт.

Для теоретического описания эффекта мы использовали уравнения Провоторова², дополнив их членами, учитывающими взаимодействие ЭССП с ВЧ полем $h \exp(i\Omega t)$, а также уравнением для энергии этого поля $\epsilon_\Omega = h^2 V_0 / 8\pi\eta$ (η – коэффициент заполнения кон-

тура веществом):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} \beta_S = -2W_\omega (\beta_S + \beta_{SS} \Delta/\omega_0) - \tau_{SL}^{-1} (\beta_S - \beta_0) \\ \frac{d}{dt} \beta_{SS} = -2W_\omega \left(\frac{\Delta^2}{\omega_L^2} \right) (\beta_S \omega_0 / \Delta + \beta_{SS}) - \tau_{SSL}^{-1} (\beta_{SS} - \beta_0) - 2W_\Omega \left(\frac{\Omega^2}{\omega_L^2} \right) \beta_{SS}, \\ \frac{d}{dt} \epsilon_\Omega = -(\hbar^2/2k) W_\Omega n V_0 \Omega^2 \beta_{SS} - \tau_\Omega^{-1} \epsilon_\Omega \end{array} \right. , \quad (1)$$

где $\beta_S^{-1} = T_S$, $\beta_{SS}^{-1} = T_{SS}$ и $\beta_0^{-1} = T_0$ – температуры штарковской подсистемы, ЭССР и решетки; W_ω , W_Ω – вероятности индуцированных переходов на частотах ω и Ω ; τ_{SL} , τ_{SSL} – времена спин-решеточной релаксации штарковской подсистемы и ЭССР; $\tau_\Omega = Q/\Omega$ – время затухания колебаний в ВЧ контуре. Слабое спонтанное излучение с температурой T_0 не учитывается. Сходные уравнения были получены ранее⁵ при анализе мазерного эффекта на крыле линии ЭПР при не строго резонансной накачке⁶.

Вероятность индуцированного перехода в спектре ЭССР равна

$$W_\Omega = \frac{\pi}{2} \hbar^{-2} |\mu_\Omega|^2 G(\Omega) h^2, \quad (2)$$

где μ_Ω – матричный элемент и $G(\Omega)$ – фактор формы, определяемые гамильтонианом H_d^0 при $H_0 = 0$. Вычисление этих параметров затруднительно, поэтому исследование системы (1) удобнее проводить, введя $\chi''(\Omega)$ – минимую часть магнитной восприимчивости на частоте Ω . Эта величина связана с поглощением высокочастотной энергии в веществе:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \epsilon_\Omega \right)_{\text{ЭССР}} = -\frac{1}{2} \Omega \chi''(\Omega) V_0 h^2 \quad (3)$$

и, кроме того, пропорциональна β_{SS}^{-4} . Ограничеваясь случаем сильного насыщения на частоте накачки ($W_\omega \tau_{SL} \gg 1$; $-\beta_S \rightarrow \Delta \beta_{SS} / \omega_0$)³ и пользуясь (3), получаем:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} \beta_{SS} = -(\tau_{SL}^*)^{-1} (\beta_{SS} - \beta_{SS}^*) - \frac{2k}{\hbar^2} \frac{\Omega}{(\Delta^2 + \omega_L^2)n} \chi''(\Omega) h^2 \\ \frac{d}{dt} (h^2) = -4\pi\Omega\eta\chi''(\Omega)h^2 - \tau_\Omega^{-1} h^2 \end{array} \right. \quad (4)$$

где $\beta_{SS}^\infty = E^\infty \beta_0 = -\omega_0 \Delta \beta_0 / (\Delta^2 + a \omega_L^2)$ – стационарное значение β_{SS} при сильном СВЧ насыщении, но без учета влияния поля генерации; $\tau_{SL}^* = \tau_{SL} (\Delta^2 + \omega_L^2) / (\Delta^2 + a \omega_L^2)$; $a = \tau_{SL} / \tau_{SSL}$.

В стационарном режиме ($d/dt = 0$) система (4) имеет два решения: тривиальное ($h_{ct} = 0$; $\beta_{SS}^{ct} = \beta_{SS}^\infty$) и соответствующее генерации на частоте Ω :

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{ct}^2 = -\frac{\hbar^2 \beta_0 (\Delta^2 + a \omega_L^2) n}{2k \tau_{SL} \Omega} \left(\frac{1}{\chi_0''(\Omega)} + 4\pi\eta Q E^\infty \right) \\ \beta_{SS}^{ct} = -\beta_0 / 4\pi\eta\chi_0''(\Omega)Q \end{array} \right. , \quad (5)$$

где $\chi_0''(\Omega)$ – равновесное значение $\chi''(\Omega)$ при температуре T_0 . Очевидно, что решение (5)

существует лишь при $E^\infty < 0$, с пороговым условием

$$Q_c^{-1} < Q_c^{-1} = 4\pi\eta |E^\infty| \chi_0''(\Omega), \quad (6)$$

обычным для парамагнитных мазеров¹. Ограничение амплитуды генерации в стационарном режиме обусловлено частичным насыщением ЭССП полем генерации: как видно из (5), (6), $|\beta_{SS}^{ct}| < |\beta_{SS}^\infty|$.

Предполагая, что $[\chi_0''(\Omega)]_{max} \approx \chi_0/2$, где χ_0 — статическая восприимчивость, получаем из (6) для нашего образца $Q_c \sim 10^2$, что заметно ниже экспериментального значения. Расхождение вызвано, видимо, неполным СВЧ насыщением и грубостью оценки $\chi_0''(\Omega)$.

Стационарная ВЧ мощность, рассеиваемая в контуре, равна

$$P = \epsilon_\Omega / \tau_\Omega = \frac{\hbar^2 n V_0 \omega_0 \Delta}{4kT_0 \tau_{SL}} \left(1 - \frac{Q_c}{Q}\right). \quad (7)$$

Ее максимальное значение, вычисленное из (7), при оптимальной расстройке $\Delta = \omega_L \sqrt{a^3}$, $Q \gg Q_c$ и с параметрами вещества $\tau_{SL} = 8$ мс; $\omega_L/2\pi = 200$ МГц; $a = 8^4$ составляет $3 \cdot 10^{-4}$ Вт, что неплохо согласуется с опытом.

Таким образом, впервые реализовано прямое превращение коллективной энергии спин-спиновых взаимодействий твердого парамагнетика в когерентные электромагнитные колебания. В отличие от других квантовых генераторов ВЧ диапазона^{7, 8}, здесь возможна непрерывная перестройка частоты Ω по всему сплошному спектру ЭССП, простирающемуся практически от 0 до $10^8 - 10^9$ Гц.

Литература

1. Троуп Г. Квантовые усилители и генераторы. М.: ИЛ, 1961.
2. Провоторов Б.Н. ЖЭТФ, 1961, 41, 1582.
3. Ацаркин В.А., Родак М.И. УФН, 1972, 107, 3.
4. Авагян Э.В., Ацаркин В.А., Васнева Г.А. ЖЭТФ, 1983, 85, 1790.
5. Аминов Н.М., Кочелаев Б.И. Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, 224.
6. Валишев Р.М., Кочелаев Б.И., Хасанов А.Х. ФТТ, 1974, 16, 3726.
7. Bösiger P., Brun E., Meier D. Phys. Rev., 1978, A18, 671.
8. Бучаченко А.Л., Бердинский В.Л. Вестник АН СССР, 1981, № 1, 91.