

ну спектра генерации, без изменения уровня накачки. Для дальнейшего сужения полосы генерации могут применяться обычные способы сужения с интерферометром Фабри—Перо. Другой способ заключается в применении дополнительных кристаллических пластин. В этом случае для получения более узкой полосы генерации нужно использовать несколько кристаллических пластинок, определенным образом ориентированных относительно друг друга.

Такая система кристаллических пластинок аналогична фильтрам Шолка и Лио [4], которые широко используются для астрофизических исследований. Применение кристаллических пластинок может оказаться полезным для стабилизации частоты других типов лазеров, например, лазера на неодимовом стекле.

В заключение выражаю благодарность В. Н. Генкину за просмотр рукописи и ценные советы и А. Д. Тертышнику за помощь в проведении эксперимента.

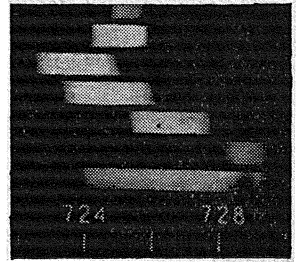


Рис 3.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Степанов, А. Н. Рубинов, УФН, **95**, № 1, 45 (1968).
2. В. Н. Soffer, В. В. McFarland, Appl. Phys. Lett., **10**, № 10, 266 (1967).
3. В. Л. Броуде, О. Н. Погорелый, М. С. Соскин, ДАН СССР, **163**, 1342 (1965).
4. J. W. Evans, JOSA, **48**, № 3, 142 (1968).

Научно-исследовательский радиофизический институт  
при Горьковском университете

Поступила в редакцию  
11 июля 1969 г.

УДК 539.143.43

### О СИЛЬНОМ НАСЫЩЕНИИ ЯМР В ДИАМАГНЕТИКАХ С ПАРАМАГНИТНОЙ ПРИМЕСЬЮ

*Н. С. Бендиашвили, Л. Л. Буишвили, М. Д. Звиададзе*

Теория насыщения ЯМР в сильных переменных полях была создана Редфильдом [1] на основе представления о существовании единой спиновой температуры во вращающейся системе координат. При вычислении стационарного значения этой температуры определяющим является тот факт, что секулярные (т. е. коммутирующие с зеемановской энергией спинов) члены спин-решеточного взаимодействия, не дающие вклада в релаксацию в обычной системе координат, обуславливают релаксацию во вращающейся системе координат из-за изменения направления эффективного поля. Обычно принималось [1, 2], что благодаря секулярным членам спиновая температура релаксирует к стационарному значению, равному нулю. Однако это допущение некорректно, поскольку стационарная температура, соответствующая этим членам, совпадает с температурой решетки.

Как показано в работе [3], при сильном насыщении ЯМР в диамагнетиках с магнитной примесью, когда релаксация ядер обусловлена диполь-дипольным ( $d-d$ ) взаимодействием ядер с электронными спинами магнитных ионов, это обстоятельство существенно изменяет стационарное значение обратной спиновой температуры  $\beta_{ст}$ , которое оказывается равным

$$\beta_{ст} = \beta_L \frac{\omega_I \Delta + 2\alpha \Omega_1^2/3}{\Delta^2 + (1/2)(1 + 4\alpha/3)\Omega_1^2}, \quad \alpha = \frac{1 + \omega_I^2 \tau_I^2}{1 + \Omega_I^2 \tau_I^2}. \quad (1)$$

Здесь  $1/\beta_L$  — температура решетки,  $\Delta = \omega_I - \omega$ ,  $\Omega_I^2 = (\omega_I - \omega)^2 + \omega_I^2$ ,  $\omega_I = \gamma H_0$ ,  $\Omega_1 = \gamma H_1$ ,  $\hbar = 1$ ,  $\omega$  и  $H_1$  — частота и амплитуда переменного поля соответственно,  $\tau_I$  — время спин-решеточной релаксации парамагнитного иона,  $\gamma_I$  — гиромагнитное отношение для ядер,  $H_0$  — постоянное магнитное поле, параллельное оси  $z$ .

В случае  $\alpha \gg 1$  выражение (1) существенно отличается от результатов работы [2], совпадая с ним только при  $\alpha \approx 1$ . В такой ситуации, как будет показано ниже, изменятся также сигналы поглощения и дисперсии.

Из баланса энергии в стационарном состоянии легко получить следующее выражение для мнимой части комплексной восприимчивости:

$$\chi''(\omega) = \frac{M_0 - M_z}{2 \omega H_I^2 T_1} H_0, \quad (2)$$

где  $T_1$  — время спин-решеточной релаксации ядер в обычной системе координат, а продольная намагниченность  $M_z$  и ее равновесное значение  $M_0$  определяются формулами

$$M_0 = C \omega_I \beta_L = \chi_0 H_0, \quad M_z = C (\omega_I - \omega) \beta_{ст}, \quad (3)$$

где  $C$  — постоянная Кюри,  $\chi_0$  — статическая восприимчивость ядерной подсистемы. Подставляя (3) и (1) в (2), получим

$$\chi''(\omega) = \chi_0 \frac{\omega_I}{4 \omega T_1} \frac{\omega_I + 4 \alpha \omega / 3}{\Delta^2 + (1/2)(1 + 4\alpha/3) \Omega_1^2} \quad (4)$$

Выражение (4) при точном резонансе ( $\omega = \omega_I$ ) совпадает с результатом Редфильда, а в случае, когда имеется расстройка (т. е.  $\omega \neq \omega_I$ ), существенно отличается от него. Рассмотрим два предельных случая.

1)  $\omega_I^2 \tau_I^2 \gg 1$ ,  $\Omega_1^2 \tau_I^2 \gg 1$ , тогда  $\alpha \approx \omega_I^2 / \Omega_1^2 \gg 1$ . С учетом  $\omega_I^2 \gg \Delta^2$  (4) принимает вид

$$\chi_1'(\omega) \approx \chi_0 \frac{\pi}{3 \sqrt{2} T_1} \left( \frac{\omega_I}{\Omega_1} \right)^{3/2} f(\Delta), \quad (5)$$

где

$$f(\Delta) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{(\Omega_1 \omega_I)^{3/2}}{\Delta^4 + \Omega_1^2 \omega_I^2} \quad (6)$$

— нормированная форма линии с полушириной на полувысоте, равной  $\delta_1 = \sqrt{\Omega_1 \omega_I}$ . Выражение (5) существенно отличается от результата теории Редфильда [1], которая приводит к лоренцевой форме с полушириной  $\delta_R = \Omega_1 \ll \delta_1$ .

2)  $\omega_I^2 \tau_I^2 \gg 1$ ,  $\Omega_1^2 \tau_I^2 \ll 1$ , тогда  $\alpha \approx \omega_I^2 \tau_I^2 \gg 1$  и

$$\chi_2''(\omega) = \frac{\chi_0}{3 T_1} \frac{\omega_I^3 \tau_I^2}{\Delta^2 + (2/3) \omega_I^2 \tau_I^2 \Omega_1^2}. \quad (7)$$

В этом случае линия поглощения имеет обычную лоренцеву форму с полушириной  $\delta_2 = \sqrt{2/3} \omega_I \tau_I \Omega_1 \gg \delta_R$ .

Аналогично [1] легко получить следующее выражение для дисперсии.

$$\chi'(\omega) = \frac{1}{2} \chi_0 \frac{\omega_I \Delta + 2 \alpha \Omega_1^2 / 3}{\Delta^2 + (1/2)(1 + 4\alpha/3) \Omega_1^2}. \quad (8)$$

В то время как в теории Редфильда дисперсия при резонансе обращается в нуль, здесь получается  $\chi'(\omega_I) \neq 0$ . Измеряемый на опыте сигнал дисперсии пропорционален величине

$$\left. \frac{\partial \chi'}{\partial \Delta} \right|_{\Delta=0} = \chi_0 \frac{\omega_I}{1 + 4 \alpha_0 / 3} \left\{ \frac{4 \alpha_0 / 3}{1 + 4 \alpha_0 / 3} \frac{\tau_I^2}{1 + \omega_I^2 \tau_I^2} + \frac{1}{\Omega_1^2} \right\}, \quad (9)$$

где  $\alpha_0 = \alpha |_{\omega=\omega_I}$ . Легко показать, что в случае (1)

$$\left. \frac{\partial \chi'}{\partial \Delta} \right|_{\Delta=0} = \frac{3}{4 \omega_I} \chi_0. \quad (10)$$

Таким образом сигнал дисперсии не зависит от  $\Omega_1$ , тогда как теории Блоха [4] и Ред-

фильда [1] предсказывают  $\left. \frac{\partial \chi'}{\partial \Delta} \right|_{\Delta=0} \sim \frac{1}{\Omega_1^2}$  при больших  $\Omega_1$ . Аналогичное поведение сигнала дисперсии наблюдалось в экспериментах Редфильда [1], правда, в случае металлов

В другом предельном случае (9) принимает вид

$$\left. \frac{\partial \chi'}{\partial \Delta} \right|_{\Delta=0} = \frac{3}{4\omega_l} \chi_0 \frac{1}{\Omega_1^2 \tau_l^2}, \quad (11)$$

т. е. получается обычная зависимость от  $\Omega_1^2$ , причем величина (11) примерно в  $(\omega_l \tau_l)^2$  раз превосходит значение Редфильда

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. G. Redfield, Phys. Rev., **98**, 1787 (1955).
2. I. Solomon, T. Ezgatty, Phys. Rev., **127**, 78 (1962).
3. Н. С. Бендиашвили, Л. Л. Буишвили, М. Д. Звиададзе, ФТТ, **11**, 726 (1969).
4. Bloch, Phys. Rev., **70**, 460 (1946) (перевод в сб. Проблемы современной физики, вып. 8, ИЛ., (1958)).

Тбилисский государственный университет

Поступила в редакцию 22 сентября 1969 г.

УДК 538.56

### СОБСТВЕННЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ЩЕЛИ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ЛИНИИ

Х. Л. Гарб, П. Ш. Фридберг

Пусть в одномодовый волновод с узкой ( $p = d/L \ll 1$ , но  $|\ln p| \sim 1$ ,  $L$  — характерный размер в задаче) симметричной продольной щелью (рис. 1) падает из  $v = -\infty$   $H_{10}$ -волна единичной амплитуды.

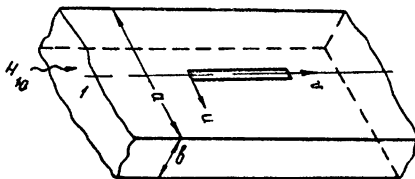


Рис. 1.

Компоненты  $E_u$ ,  $E_v$  возникшего апертурного электрического поля удовлетворяют системе интегральных уравнений

$$\int_{-d/2}^{d/2} du' \int_0^l dv' \eta_{uu}(u, v; u', v') E_u(u', v') + \int_{-d/2}^{d/2} du' \int_0^l dv' \eta_{uv}(u, v; u', v') E_v(u', v') = H_v(u, v), \quad (1)$$

$$\int_{-d/2}^{d/2} du' \int_0^l dv' \eta_{vu}(u, v; u', v') E_u(u', v') + \int_{-d/2}^{d/2} du' \int_0^l dv' \eta_{vv}(u, v; u', v') E_v(u', v') = -H_u(u, v),$$

тензорное ядро  $\eta$  которой состоит из суммы входных адмитансов [1] волновода и пространства вне его через узкую щель, а правая часть есть компоненты магнитного поля  $H_{10}$ -волны при металлизированной щели.

Узость щели позволяет представить компоненты апертурного поля в виде