

УДК 539.143.43

ВЛИЯНИЕ ФОНОННОГО УЗКОГО ГОРЛА НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ ЯДЕР В СЛУЧАЕ НЕОДНОРОДНО УШИРЕННОЙ ЛИНИИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА (ИЗОЛИРОВАННЫЕ ПАКЕТЫ)

Л. Г. Мидодашвили, А. И. Тугуши

При динамической поляризации (ДП) ядерной системы в определенных условиях температура ядерной спиновой системы принимает значение температуры диполь-дипольного резервуара (ДДР) электронной спин-системы [1]. Эксперименты по ДП ядер проводят при низких температурах, когда электронная релаксация, в основном, обусловлена однофононными процессами, и поэтому эффект фононного узкого горла (ФУГ) является весьма вероятным [2].

Цель настоящей статьи — исследовать влияние ФУГ на ДДР при стационарном насыщении неоднородно уширенной линии магнитного резонанса в условиях, когда спектральная диффузия незначительна, а переменное внешнее поле насыщает один спиновый пакет, не оказывая существенного влияния на остальные спиновые пакеты. В обсуждаемой модели линия магнитного резонанса состоит из узких изолированных спиновых пакетов с частотами ω_m , которые различаются между собой из-за разброса значений электронного g -фактора или за счет сверхтонкого взаимодействия с соседними ядрами [3].

Уравнения, описывающие временную эволюцию обратных температур различных подсистем — однородно уширенных спиновых пакетов, общего для всей спин-системы ДДР и фононных пакетов, получаются из уравнений (13) работы [4], если в них произвести несложные преобразования:

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_m}{dt} &= -2W(\omega_m - \Omega) \left(\beta_m - \frac{\omega_m - \Omega}{\omega_m} \beta_d \right) - \frac{\beta_0}{\beta_p^m} \frac{\beta_m - \beta_p^m}{T_{sp}^m}, \\ \frac{d\beta_d}{dt} &= 2 \sum_m W(\omega_m - \Omega) \frac{c_m}{c_d} \frac{\omega_m - \Omega}{\omega_m} \left(\beta_m - \frac{\omega_m - \Omega}{\omega_m} \beta_d \right) - \\ &\quad - \sum_m \frac{\beta_0}{\beta_p^m} \left[\frac{\beta_d - \beta_p^m}{T_{dp}^m} - \frac{\beta_d - \beta_m}{T_{ds}^m} \right], \\ \frac{d\beta_p^m}{dt} &= -\frac{\beta_p^m}{\beta_0} \left(\frac{\beta_p^m - \beta_m}{T_{ps}^m} + \frac{\beta_p^m - \beta_0}{T_0} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

где β_d , β_0 , β_m и β_p^m — обратные температуры ДДР, термостата, спинового и фононного пакетов с центральной частотой ω_m соответственно (мы считаем, что ширины этих пакетов одинакового порядка), $W(\omega_m - \Omega)$ — вероятность переориентации спина под действием внешнего переменного магнитного поля с частотой Ω , T_0 — время релаксации фононного пакета к термостату;

$$\frac{1}{T_{sp}^m} = \pi L^{+-}(\omega_m), \quad \frac{1}{T_{ps}^m} = \frac{c_m}{c_p} \pi L^{+-}(\omega_m), \quad (2)$$

$$\frac{1}{T_{dp}^m} = 6 \frac{c_m}{c_d} \pi L^{+-}(\omega_m) \frac{\omega_d^2}{\omega_m^2}, \quad \frac{1}{T_{ds}^m} = 4 \frac{c_m}{c_d} \pi L^{+-}(\omega_m) \frac{\omega_d^2}{\omega_m^2}.$$

Здесь c_d , c_m и c_p^m — теплоемкости ДДР, спинового и фононного пакетов соответственно. (Выражения для $W(\omega_m - \Omega)$, $L^{+-}(\omega_m)$, c_d , c_m , c_p^m и ω_d^2 см. в [4].)

Пусть переменное внешнее поле насыщает спиновый пакет с центральной частотой ω_n . Тогда в уравнениях (1) надо положить $W(\omega_m - \Omega) = 0$, если $m \neq n$. Очевидно, что при условии $2W(\omega_n - \Omega)T_{sp}^n \gg 1$ будем иметь $\beta_n = (\omega_n - \Omega)\beta_d/\omega_n$ и, используя (2), получим решение системы (1) для стационарного значения β_d :

$$\beta_d = \beta_0 \frac{\omega_n(\omega_n - \Omega)}{(\omega_n - \Omega)^2 + 2\omega_d^2 (\Delta^*/\Delta) (1 + \Delta\sigma/\Delta^*)},$$

где $\sigma = T_0/T_{ps}^n$ — коэффициент ФУГ, а Δ и Δ^* — однородная и неоднородная ширины соответственно ($\Delta^* \gg \Delta$).

Как видно из полученного выражения, в случае $\sigma\Delta/\Delta^* < 1$ β_d уменьшается за счет неоднородности линии магнитного резонанса, а в случае $\sigma\Delta/\Delta^* > 1$ неоднородное уширение несущественно и уменьшение β_d вызвано ФУГ.

Легко заметить, что в случае слабого отклонения β_p^n от β_0 стационарное решение для β_d принимает вид

$$\beta_d = \beta_0 \frac{\omega_n(\omega_n - \Omega)}{(\omega_n - \Omega)^2 + 2\omega_d^2 (\Delta^*/\Delta) (1 + \sigma)},$$

и, следовательно, при слабом насыщении уменьшение β_d вызвано как ФУГ, так и неоднородным уширением линии магнитного резонанса.

В случае непрерывного распределения спиновых пакетов из-за математической сложности задачи теоретическому исследованию поддаются только такие состояния системы, когда фоновые пакеты близки к равновесию. При этом, если $s\sigma\Delta^2/\Delta^{*2} \ll 1$ (s — фактор насыщения), то наличие ФУГ практически не меняет величину β_d , которая дается выражением (27) из работы [5]. При условии $s\sigma\Delta^2/\Delta^{*2} \gg 1$ получаем результат работы [2], как и следовало ожидать.

ЛИТЕРАТУРА

1. Буишвили Л. Л. — ЖЭТФ, 1965, 49, вып. 6(12), с. 1868.
2. Ацаркин В. А. Динамическая поляризация ядер в твердых диэлектриках. — М.: Мир, 1980, с. 133.
3. Абрагам А., Гольдман М. Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок. — М.: Мир, 1984, т. 2, с. 115.
4. Buishvili L. L., Giorgadze N. P., Ugulava A. I. — Physica, 1974, 71, p. 161.
5. Буишвили Л. Л., Звиададзе М. Д., Хуцишвили Г. Р. — ЖЭТФ, 1969, 56, вып. 1, с. 290.

Тбилисский государственный
университет

Поступила в редакцию
5 марта 1986 г.