Письма в ЖЭТФ, том 105, вып. 2, с. 120 – 120

Поправка к статье “О возможности динамической самополяризации ядерных спинов в квантовой точке”

В. А. Абалмасов[1)]

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 19 декабря 2016 г.

Для самополяризации ядерных спинов в квантовой точке в работе [1] предлагается использовать механизм релаксации электронного спина через сверхтонкое взаимодействие, в котором флуктуации электрического поля выступают в качестве теплового резервуара. Однако флуктуации электрического поля в квантовой точке ошибочно связаны с напряжением на полной емкости расматриваемой электрической цепи, а не на емкости конденсатора $C_{\rm qd}$, создающего квантовую точку. Таким образом, правильно в качестве полного сопротивления цепи $Z(\omega)$ на частоте ω использовать выражение:

$$Z(\omega)^{-1} = \left(R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C_{\rm v}}\right)^{-1} + i\omega C. \qquad (1)$$

где теперь $C = C_0 + C_{\rm qd}$ – сумма дополнительной емкости и емкости квантовой точки и, как ранее, R, L и $C_{\rm v}$ – активное сопротивление, индуктивность и емкость варикапа соответственно.

Действительная часть полного сопротивления при этом равна

$$R(\omega) = \frac{R}{(1 + C/C_{\rm v} - \omega^2 LC)^2 + (RC\omega)^2}, \qquad (2)$$

В пределе $C \gg C_{\rm v}$ при заданном значении энергии релаксации $\hbar\omega = A\langle I_z\rangle$, соответствующей энергии зеемановского расщепления в эффективном магнитном поле ядер, наличие резонанса, как и ранее, определяется условием $\omega^2 = 1/\sqrt{LC_{\rm v}}$. Однако уравнение динамики для среднего значения ядерного спина $\langle I_z\rangle$ выглядит теперь несколько иначе:

$$\frac{d\langle I_z\rangle}{dt} = -\frac{\gamma_0}{\langle I_z\rangle}\coth\frac{A\langle I_z\rangle}{2T}\left(\langle I_z\rangle - \frac{1}{2}\tanh\frac{A\langle I_z\rangle}{2T}\right) - \frac{\nu_0\langle I_z\rangle}{1 + (A\langle I_z\rangle/\hbar\Gamma)^2}, \qquad (3)$$

где

$$\gamma_0 = \frac{\pi}{3N^2}\frac{(A/\hbar)}{\Omega_0^2}\frac{1}{RR_QC^2}, \quad \nu_0 = \frac{4}{3N^2}\frac{(A/\hbar)^2}{\Gamma}. \qquad (4)$$

Основное отличие заключается в отрицательном показателе степенной зависимости правой части уравнения от $\langle I_z\rangle$, что приводит к гораздо более резкому нарастанию $\langle I_z\rangle$ в начальные моменты времени, если скорость поляризации преобладает над скоростью деполяризации.

Предполагая, в качестве примера, те же значения параметров квантовой точки и электрического контура, что и в работе [1] (т.е. $A \approx 0.1$ мэВ, $\hbar\Omega_0 \sim 1$ мэВ, $\Gamma \sim 10^8$ с$^{-1}$, $N \sim 10^6$, $L \sim 1$ мГн и, следовательно, $C_{\rm v} \approx 1/(L\omega^2) \sim 10^{-1} \div 10^{-7}$ пФ), но меньшее сопротивление $R \sim 10^{-2}$ Ом и емкость $C \sim 1$ пФ, получим значения параметров $\gamma_0 \sim 10^{-2}$ с$^{-1}$ и $\nu_0 = 10^2$ с$^{-1}$. На рис. 1 изображена соответствующая этим параметрам зависимость $\langle I_z\rangle$ от времени (решение уравнения (3)) при начальном значении $\langle I_z\rangle_{t=0} = 10^{-3}$, соответствующем типичной флуктуации порядка $1/\sqrt{N}$ среднего спина ядер.

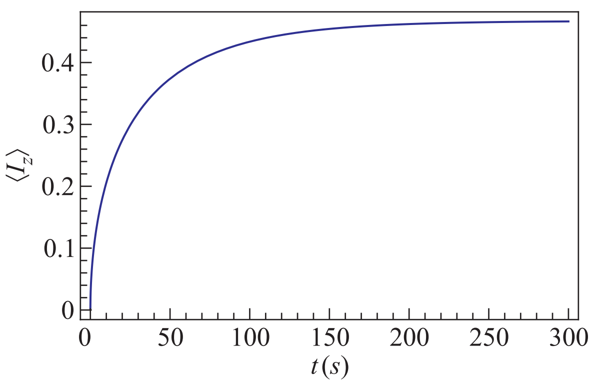

Рис. 1. Зависимость от времени поляризации ядер, $\langle I_z\rangle$, согласно уравнению (3) при значении параметров $\gamma_0 = 10^{-2}$ с$^{-1}$, $\nu_0 = 10^2$ с$^{-1}$, температуре $T = T_c/2$ и начальной поляризации $\langle I_z\rangle_{t=0} = 10^{-3}$

1. В. А. Абалмасов, Письма в ЖЭТФ **98**, 303 (2013).

1) e-mail: abalmassov@iae.nsk.su