

Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 318 – 320

20 сентября 1970 г.

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЯДЕР УЛЬТРАЗВУКОМ

*Л.А.Буишвили, Н.П.Гиоргадзе*

Как хорошо известно, в диамагнетиках релаксация ядерного спина обусловлена диполь-дипольным взаимодействием ядер с парамагнитными примесями. При этом основной вклад в релаксацию вносит приводящая к перевороту только ядерного спина часть диполь-дипольного взаимодействия [1].

$$H_{IS} = \frac{1}{2} \sum_{In} (v_{In}^{+z} I_i^- + v_{In}^{-z} I_i^+) S_n^z, \quad (1)$$

где  $I$  и  $S$  – ядерный и электронный спины, соответственно.

Если концентрация парамагнитных примесей достаточно мала и диполь-дипольным взаимодействием между примесями можно пренебречь, изменение электронного спина будет определяться его взаимодействием с решеткой. Для простоты это взаимодействие можно представить в виде [2],

$$H_{LS} = \sum_n L_n S_n, \quad (2)$$

причем в условиях, когда определяющим является однофоновый механизм релаксации, решеточный оператор  $L_n$  линеен по операторам рождения и уничтожения фононов.

Взаимодействия (1) и (2) во втором порядке теории возмущения приводят к так называемым *flip - flip*- и *flip - flop*-переходам, сопровождающимся испусканием, либо поглощением фононов частоты  $\omega_S \pm \omega_I$  [3]. Если скорость релаксации фононов с термостатом,  $1/T_0$  велика по сравнению со скоростью спектральной диффузии в частотном интервале  $2\omega_I$  около частоты  $\omega_S$  фонового спектра, т. е. если  $T_0 \ll (2\omega_I)^2/\Gamma$ , где  $\Gamma$  - коэффициент спектральной диффузии, фононов частоты  $\omega_S \pm \omega_I$  в процессе релаксации можно рассматривать как подсистему, характеризуемую обратными температурами  $f^\pm$ .

Вводя, кроме того в рассмотрение зеемановские подсистемы электронов и ядер с обратными температурами  $f_S$  и  $f_I$ , соответственно, и следуя методу неравновесного статистического оператора [4], во втором приближении теории возмущения для эволюции ядерной зеемановской температуры получим:

$$\begin{aligned} \frac{df_I}{dt} = & - \frac{1}{T^+} \left( f_I - \frac{\omega_S + \omega_I}{\omega_I} f^+ + \frac{\omega_S}{\omega_I} f_S \right) - \\ & - \frac{1}{T^-} \left( f_I + \frac{\omega_S - \omega_I}{\omega_I} f^- - \frac{\omega_S}{\omega_I} f_S \right), \quad (3) \end{aligned}$$

где кинетические коэффициенты  $T^\pm$  определяются соотношением:

$$\frac{1}{T^\pm} = \frac{\pi}{8\omega_S^2} \sum_n |v_{In}^\pm|^2 L^{+-}(\omega_S \pm \omega_I), \quad (4)$$

причем  $L^{+-}(\omega)$  здесь - образ коррелятора  $\langle L_n^+ L_n^-(t) \rangle$ .  
При однофоновой релаксации

$$L^{+-}(\omega_S \pm \omega_I) \sim \frac{(\omega_S \pm \omega_I)^2}{f^\pm}.$$

Ограничиваясь, кроме того, старшими по параметру  $\omega_I/\omega_S \ll 1$ , членами, для стационарного значения  $f_I$  из (3) получим:

$$f_I^{(ст)} = \frac{f^+ f^-}{f^+ + f^-} + \frac{\omega_S}{\omega_I} f_S \frac{f^+ - f^-}{f^+ + f^-}. \quad (4)$$

Пусть теперь сильным ультразвуковым возбуждением достаточно малой (меньше  $\omega_1$ ) ширины,  $\phi$  онов частоты  $\omega_S - \omega_1$  выводятся из равновесия с решеткой ( $\rho^- \ll \rho_0$ ). При этом  $\phi$  онов частоты  $\omega_S + \omega_1$ , а также зеемановская подсистема электронов, сильно связанная с  $\phi$  онами частоты  $\omega_S$ , останутся в равновесии с термостатом ( $\rho^+ \approx \rho_S \approx \rho_0$ ). Тогда из (4) для  $\rho_1^{(CT)}$  найдем:

$$\rho_1^{(CT)} = \frac{\omega_S}{\omega_1} \rho_0. \quad (5)$$

Поскольку  $\omega_S / \omega_1 \sim 10^3$ , это означает сильное увеличение поляризации ядер. При возбуждении же  $\phi$  онов частоты  $\omega_S + \omega_1$  поляризация ядер, определяемая соотношением (5), меняет знак, оставаясь по величине неизменной.

Эффект может проявиться в увеличении сигнала ЯМР.

Двухфононные процессы релаксации электронного спина, а также релаксация ядер через электронный диполь-дипольный резервуар препятствуют поляризации ядер. Тем не менее при достаточно большой интенсивности ультразвукового сигнала можно достичь заметного эффекта.

Наконец заметим, что в условиях, когда спектральная диффузия в  $\phi$  оновом спектре существенна, или когда частотная ширина ультразвукового сигнала сравнима с  $\omega_1$ , поляризация ядер может не иметь места, поскольку ультразвуковое возбуждение вызовет одновременный разогрев  $\phi$  онов обеих частот и зеемановского резервуара.

Научно-исследовательский институт  
физики полупроводников

Поступила в редакцию  
12 июня 1970 г.  
После переработки  
13 июля 1970 г.

#### Литература

- [1] А.Абрагам. Спинный магнетизм М., ИИЛ, 1963.
- [2] К.В. Stevens. Rep. Progr. Phys., 30, 189, 1967.
- [3] Л.Л. Гуишвили, М.Д. Звиаддзе, Г.Ф. Хуцишвили. ЖЭТФ, 54, 876, 1968.
- [4] Д.И. Зубарев. ДАН СССР, 140, 92, 1961.