

О ВОЗМОЖНОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ "ФОТОННОЙ ЛАВИНЫ" ПРИ НАСЫЩЕНИИ КРЫЛА ЛИНИИ ЭПР

Н. М. Аминов, Б. И. Кочелав

Экспериментальные исследования [1, 2] показали, что импульсное насыщение парамагнитных кристаллов на частоте, несколько отличной от частоты спинового перехода, приводит к лавинообразному увеличению числа фононов. Максимальная температура "горячих фононов" достигала при этом 8000°К. В настоящей статье будет показано, что при насыщении крыла линии ЭПР возможно возникновение "фотонной лавины", и будут найдены оптимальные условия, при которых этот эффект может быть обнаружен.

Теория эффекта "фононной лавины" была развита в [2]. В этой работе получена и исследована система кинетических уравнений, описывающая обмен энергией между зеэмановской, диполь-дипольной и фононной подсистемами и термостатом. Всегда считалось (см., например, [3, 4]), что некогерентное излучение фотонов спин-системой не нарушает равновесия поля излучения с термостатом (стенками резонатора). Однако, когда скорость обмена энергией между спинами и фотонами превышает скорость обмена энергией между фотонами и термостатом (стенками резонатора), "узким местом" в потоке энергии между спинами и термостатом является канал фотоны – термостат. Если выделить фотоны в отдельную подсистему, то кинетическое уравнение для чисел заполнения фотонов будет иметь вид, подобный уравнению для фотонов, полученному в работе [2]. Запишем систему кинетических уравнений, которая описывает поведение спин-системы и фотонов сразу после прекращения действия насыщающего им-

пульса. Кинетическое уравнение для среднего числа фотонов n получим, предполагая, что в отсутствие спин-фотонного взаимодействия n экспоненциально стремится к своему равновесному значению n_0 с постоянной времени τ_{ph} . Для фотонов, находящихся в резонаторе, собственная частота которого ω отлична от частоты насыщающего импульса, зависимость плотности энергии от частоты описывается лоренцевой функцией, полуширина на половине высоты которой равна $\omega/4\pi Q$, где Q – добротность резонатора. Время жизни фотонов, частота которых достаточно близка к ω , может быть записано следующим образом: $\tau_{ph} = \omega/4\pi Q$. Считая, что фотоны находятся в равновесии с термостатом, получим следующую систему кинетических уравнений:

$$\begin{cases}
 -\frac{dx}{dt} = \frac{1}{\tau_{sph}} \left[(z+1) \left(x + \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} y \right) - 1 \right] + \frac{x-1}{\tau_{sl}} , \\
 -\frac{dy}{dt} = \frac{1}{\tau_{sph}} \frac{(\omega - \omega_0)\omega_0}{\omega_\ell^2} \left[(z+1) \left(x + \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} y \right) - 1 \right] + \frac{\Delta^2 y}{\omega_\ell^2 \tau_{sl}} , \\
 -\frac{dz}{dt} = \frac{\sigma_{phot}}{\tau_{ph}} \left[(z+1) \left(x + \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} y \right) - 1 \right] + \frac{z}{\tau_{ph}} .
 \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $x = T/T_s$, $y = T/T_{ss}$, $z = (n - n_0)/n_0$; T_s , T_{ss} и T – температуры зеемановской, диполь-дипольной подсистем и термостата, соответственно, ω_0 – частота спинового перехода, ω_ℓ^2 – средний квадрат локального поля. Вероятность перехода спина с индуцированным излучением фотона частоты ω , когда поле излучения находится в тепловом равновесии со стенками резонатора, равняется

$$\tau_{sph}^{-1} = \frac{2\pi^2}{\hbar V} (g\beta)^2 \omega f(\omega - \omega_0) \frac{kT}{\hbar \omega_0} , \quad (2)$$

где g – g – фактор, $f(\omega - \omega_0)$ – нормированная функция формы ненасыщенной линии ЭПР, V – объем резонатора. Параметр σ_{phot} , который представляет собой отношение скорости обмена энергией между спинами и фотонами к скорости обмена энергией между фотонами и термостатом, будем называть фактором фотонного "узкого горла"

$$\sigma_{phot} = \frac{\pi N Q}{3} S(S+1) \frac{(g\beta)^2 \omega f(\omega - \omega_0)}{kT} , \quad (3)$$

где S – эффективный спин парамагнитного иона, N – число парамагнитных ионов в единице объема. Для кристалла с $N = 10^{21}$, $S = 1/2$, $g = 2$, шириной линии ЭПР Δ , равной $3 \cdot 10^8$ иц и при $\omega_0/2\pi = 10^{10}$ иц, $T = 1,5^\circ\text{K}$, $Q = 10^3$ получим следующую оценку: $\sigma_{phot} \sim 10^2$.

Таким образом, в поведении фотонной подсистемы должны наблюдаться особенности, которые были обнаружены в поведении фононной подсистемы ("фононная лавина"). Если $\sigma_{phot}/\sigma_{ph} \gg 1$, где σ_{ph} — фактор фононного "узкого горла", то эффект "фотонной лавины" преобладает над излучением фононов. Отношение факторов фотонного и фононного "узкого горла" можно представить в следующем виде:

$$\sigma_{phot}/\sigma_{ph} = \frac{2\pi Q}{h\nu^2\ell} (g\beta)^2 \omega^2 \frac{kT}{\hbar\omega_0} \tau_s \ell, \quad (4)$$

где $\tau_s \ell$ — время спин-решеточной релаксации, ν — скорость звука в кристалле, ℓ — линейный размер кристалла. Для приведенного выше примера $\sigma_{phot}/\sigma_{ph} \sim 1,2 \cdot 10^3 \cdot \tau_s \ell$ ($\nu = 10^5$ см/сек, $\ell = 1$ см).

Из полученных оценок вытекает, что наблюдение эффекта "фотонной лавины" в принципе возможно. Этот эффект следует искать в кристаллах с достаточно длинными временами спин-решеточной релаксации ($\tau_s \ell > 10^{-2}$) и при высоких концентрациях парамагнитных ионов ($N > 10^{20}$).

Авторы благодарны С.А.Альтшулеру, Р.М.Валишеву и А.Х.Хасанову за обсуждение этой работы.

Казанский
государственный университет
им. В.И.Ульянова-Ленина

Поступила в редакцию
12 января 1972 г.

Литература

- [1] С.А.Альтшулер, Р.М.Валишев, Б.И.Кочелаев, А.Х.Хасанов. Письма в ЖЭТФ, 13, 535, 1971.
- [2] С.А.Альтшулер, Р.М.Валишев, Б.И.Кочелаев, А.Х.Хасанов. ЖЭТФ, 62, 639, 1972.
- [3] М.И.Родак. ФТТ, 6, 521, 1964.
- [4] В.А.Ацаркин. ЖЭТФ, 58, 1884, 1970.