

ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАЗВУКА ПРИ ПОМОЩИ ЯДЕРНОЙ СПИН-СИСТЕМЫ

В.А.Голенищев-Кутузов, У.Х.Копсиллем, В.Р.Нагибаров

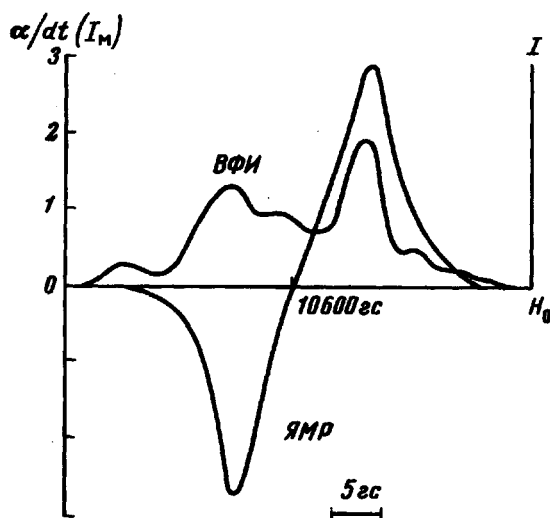
Когерентное спонтанное электромагнитное излучение системы $N \gg 1$ частиц впервые было теоретически рассмотрено и экспериментально наблюдено Блохом [1]. К настоящему времени такие когерентные сигналы наблюдаются на ядерных и электронных спин-системах [1, 2], а также на электрических дипольных моментах [3, 4].

Возможность генерации ультразвука при помощи спин-системы была теоретически показана в работах [5]. В данной работе сообщается о наблюдении этого явления на спин-системе ядер In^{115} в InSb . Согласно [5], находящаяся в суперпозиционном состоянии спин-система должна генерировать когерентные фононы, что было использовано для индикации этого состояния. Насколько нам известно, это первое сообщение о наблюдении генерации ультразвука при помощи когерентных спонтанных переходов спин-систем.

Когерентная спонтанная генерация фононов спин-системой наблюдалась в стационарном режиме (сигнал вынужденной фононной индукции ВФИ). Как и в опытах по обычной блоховской индукции, спин-система переводилась в когерентное состояние при помощи переменного магнитного поля напряженности H_0 . Однако, в отличие от обычных экспериментов по блоховской индукции, в данной работе наблюдалась генерация фононов спин-системой.

Образец InSb помещался в постоянное магнитное поле $H_0 = 10600 \text{ эс}$, в котором ядра In^{115} образуют эквидистантный спектр с частотой расщепления $\nu_0 = 10^7 \text{ эц}$.

Генерируемый в образце звук с помощью кварцевого преобразователя превращался в электромагнитный сигнал, который фиксировался чувствительным приемником. Коэффициент преобразования по мощности $\alpha = 2 \cdot 10^{-1}$. Образец объемом $V = 2 \text{ см}^3$, длиной 2 см и площадью плоскопараллельных торцов $S = 1 \text{ см}^2$ представлял из себя звуковой резонатор добротности $Q = 5 \cdot 10^3$ на частоте $\nu_0/2$. Поскольку размеры образца значительно превосходили длину волны звука частоты ν_0 , но были значительно меньше длины волны электромагнитного возбуждающего генератора, то, наряду с сигналом ВФИ на частоте ν_0 , в нем эффективно должен был генерироваться сигнал двухквантовой ВФИ на частоте $\nu_0/2$. Это обстоятельство было использовано нами для надежного разделения возбуждающих и приемных цепей (фиксировался звук $\nu_0/2$). Спектрограмма сигнала ВФИ приведена на рисунке.



Спектрограммы сигнала вынужденной фоновой индукции I и соответствующего ему сигнала ЯМР I_M в произвольных единицах

Согласно [5], интенсивность сигнала ВФИ вычисляется по формуле:

$$I = I_0 9^{-1} [S(S+1)]^2 N^2 \sin^2 \theta \text{th}^2 (\hbar \omega_0 / 2kT), \quad (1)$$

$\omega_0 = 2\pi\nu_0$, $S = 9/2$ – спин-ядра In^{115} , I_0 – интенсивность спонтанного излучения изолированной частицы в единицу телесного угла,

$$\Delta\omega = \omega_0 - \omega, \quad \omega_1 = \gamma H_1,$$

$$\sin \theta = |\omega_1| T_2^2 \Delta\omega [1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + \omega_1^2 T_1 T_2]^{-1/2}, \quad (2)$$

$\gamma = 933,1 \text{ рад/с}$, T_1, T_2 – соответственно времена продольной и поперечной релаксации In^{115} . В остальном обозначения общеприняты.

Характерной особенностью (2) является то, что $\sin\theta$ имеет два максимума, при $\Delta\omega = \pm T_2^{-1} [1 + \omega_1^2 T_1 T_2]^{1/2}$, которое при $\omega_1^2 T_1 T_2 \gg 1$ дает:

$$\Delta\omega = \pm \omega_1 (T_1 T_2^{-1})^{1/2}, \quad (\sin\theta)_{\max} = 1/2 (T_2 T_1^{-1})^{1/2}. \quad (3)$$

На экспериментальной кривой максимумы наблюдаются при

$$\Delta\omega = \pm \pi 25 \cdot 10^3 \text{ тг.}$$

Замечательной особенностью такого поведения $\sin\theta$ является возможность сведения определения важных кинетических параметров квантовых систем T_1 и T_2 к спектроскопическим методам. Для In^{115} в InSb $T_2 = 10^{-4}$ сек [6]. Кривая 1 была снята при $T = 4,2^\circ\text{K}$. Вычисления по (3) дает для T_1 значение $T_1 \sim 1$ сек.

Как показал анализ, спонтанный двухквантовый распад изолированной частицы с рождением фононов $\nu_0/2$ вызывается совместным действием спин-фононного и ангармонического взаимодействий, описываемых соответственно гамильтонианами $\mathcal{H}_{\text{сф}}$ и $\mathcal{H}_{\text{анг}}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{сф}} &= \sum_{\alpha\beta\nu} G_{\alpha\beta\nu} S_\alpha S_\beta \xi_\nu; \quad \alpha, \beta = x, y, z; \\ \mathcal{H}_{\text{анг}} &= \sum_{\nu w u} F_{\nu w u} \xi_\nu \xi_w \xi_u; \quad \nu, w, u = k_1, k_2, \dots \end{aligned} \quad (4)$$

где $G_{\alpha\beta\nu}$ и $F_{\nu w u}$ — соответственно тензоры спин-фононного и ангармонического взаимодействий, (α, β) и (ν, w, u) — соответственно индексы для координат и волновых векторов [4].

Из (4) во втором порядке теории возмущений получим:

$$I_0 = 9\hbar\omega_0^3 \omega_D^4 \Delta\omega_0 Q^2 G_1^2 G_2^2 [2^2 (2\pi)^7 \nu^{14} q^4 V^2]^{-1}, \quad (5)$$

где G_1 и G_2 — усредненные значения $G_{\alpha\beta\nu\xi}$ и $G_{\alpha\beta\nu}$, $G_1 = 2\pi \cdot 10^{-18}$ эрг, $G_2 = R \cdot 2\alpha^3 N / 31(2\sqrt{2})^3$ [7], $R \sim 10^{13}$ эрг/см³, $\alpha = 6,45 \text{ \AA}$, ω_D — частота Дебая InSb , $\Delta\omega_0 = 5\pi \cdot 10^4$ рад/сек — ширина линии поглощения In^{115} , $\nu = 4,25 \cdot 10^5$ см/сек — скорость звука, $q = 5,8$ т/см³ — плотность образца. Вычисления по (5) и (1) с учетом коэффициента α дают $I \sim 10^{-15}$ см в максимуме, что совпадает с экспериментальным значением этой величины. Отметим также, что в описанном явлении впервые были зафиксированы когерентные спонтанные двухквантовые переходы квантовой системы. При $T_1 \rightarrow T_2$ и при использовании примесей с сильным спин-фононным взаимодействием (например, параэлектрики) явление ВФИ может быть использовано для эффективной генерации звука.

В данном эксперименте образец InSb действовал как фононный квантовый генератор [8] (ФКГ) на когерентных спонтанных переходах

кристаллической решетки, причем подкачка заселенностей "осуществлялась автоматически" за счет ядерной спин-решеточной релаксации, а интенсивность излучения задавалась амплитудой приложенного переменного магнитного поля. В отличие от обычного ФКГ [8] данный генератор работает при любой спиновой температуре $\omega > T_S \geq 0$, что связано с использованием нулевых колебаний в процессе генерации. Данный пример указывает на перспективность использования нулевых колебаний в квантовой и ядерной электронике. Очевидно, что осуществленный нами принцип генерации фононов может быть использован для возбуждения других квазичастиц при помощи разнообразных нулевых колебаний и в любом диапазоне частот.

Казанский
физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
28 апреля 1968 г.
После переработки
12 августа 1968 г.

Литература

- [1] F. Bloch. Phys. Rev., 70, 460, 1946.
- [2] E. L. Hahn. Phys. Rev., 80, 580, 1950.
- [3] У.Х.Копвиллем, В.Р.Нагибаров. ФММ, 15, 313, 1963.
- [4] I. D. Abella, N. A. Kurnit, S. R. Hartman. Phys. Rev., 141, 391, 1966.
- [5] У.Х.Копвиллем, В.Р.Нагибаров. ЖЭТФ, 52, 936, 1967; ФТТ, 9, 1287, 1967; ФТТ, 10, 748, 1968.
- [6] R. L. Miener. Phys. Rev., 125, 1537, 1962.
- [7] P. H. Mahon, R. J. Mahler, W. H. Tantilla, S. C. Miller. Lattice Dynamics. Proceedings of the International Conference held at Copenhagen, Denmark, August 5-9, 1963, p.681.
- [8] У.Х.Копвиллем, В.Д.Корепанов. ЖЭТФ, 41, 211, 1961.