

Углублению представлений о влиянии упругих пластинок на формирование создаваемого поршнем поля способствует также анализ частотной зависимости величины  $X'$ , представленной на фиг. 2, б. Как видно из этой фигуры, величина  $X'$  стремится к нулю при  $f \rightarrow 0$ , что подтверждает высказанное выше утверждение об отсутствии влияния пластинок на излучение поршня на частотах существенно ниже  $f_1$ . С увеличением частоты величина  $X'$  растет до значения порядка 0,5, после чего начинает падать и пересекает ось абсцисс при значениях частоты, соответствующей первой собственной частоте пластинок в воде  $f_1^*$ . Здесь хорошо видно, как в зависимости от  $l/\lambda_1$  изменяется значение  $f_1^*$ .

Следует отметить еще одну особенность, присущую величине  $X'$ : на частотах  $0 < f < f_1^*$  величина  $X'$  носит упругий характер; непосредственно после резонанса на частотах  $f > f_1^*$  величина  $X'$  имеет характер массы.

Проведенный выше анализ был дан для случая, когда пластинки выполнены из титанового сплава, а величина  $l=2b$ . Следует сказать, что характер частотных зависимостей величин  $R'$  и  $X'$  для пластинок из других материалов и при других значениях  $l/2b$  качественно аналогичен приведенному на фиг. 2. Количественную же оценку можно получить из обобщенных результатов, приведенных на фиг. 3. Как следует из этих данных, диапазон частот, в котором эффективность излучения поршня мала, существенным образом зависит как от свойств материала пластинок, так и от размеров волновода и пластинок. При этом увеличение произведения  $E\rho_1$ , а также длины пластинок и ширины волновода приводит к уменьшению величины  $\Delta$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Лапин. Способ создания звукоизоляции для звука низкой частоты, распространяющегося в волноводе. Акуст. ж., 1970, 16, 2, 281–285.

Поступила  
12 августа 1975 г.

УДК 539.12

## КВАНТОВЫЙ ДЕТЕКТОР АКУСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ

В. А. Голенищев-Кутузов, С. А. Мигачев, Н. А. Шамуков

С помощью известных методов [1–2] возможно измерять относительные деформации, производимые волнами деформации в твердых телах, с амплитудой не менее  $10^{-7}$ . Для повышения чувствительности наиболее целесообразно использовать ранее предложенный метод акустического насыщения линий ядерного магнитного резонанса, но в условиях динамической поляризации ядер.

Как известно, интенсивность сигнала ядерного магнитного резонанса  $A_0$  при малом ненасыщенном уровне акустического поля в образце прямо пропорциональна равновесной разности заселенностей спиновых уровней  $n_0$ . Увеличение акустической мощности приводит к уменьшению разности заселенностей до  $n$ . Отношение заселенностей и пропорциональную ему интенсивность сигнала ядерного магнитного резонанса  $A$  можно связать с вероятностью переходов под действием акустического поля:

$$A/A_0 = n/n_0 = (1 + W_a T_1)^{-1},$$

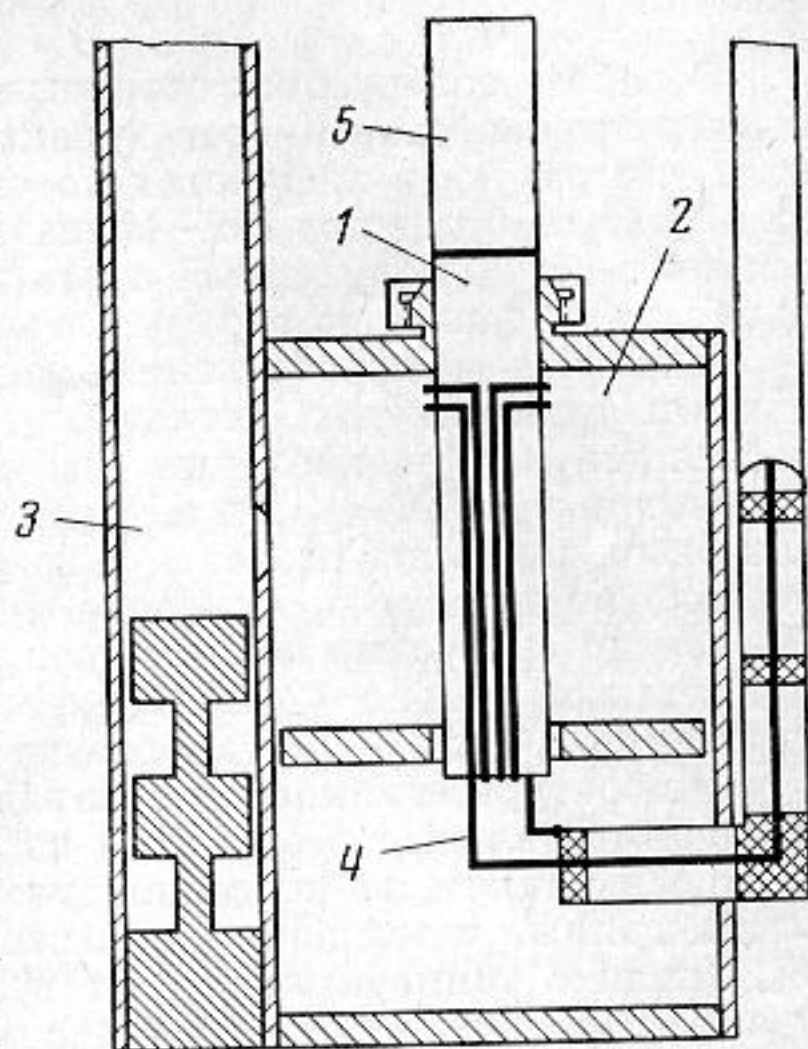
где  $W_a = B(I) G_{ij}^2 \epsilon_j^2$ ; коэффициент  $B(I)$  зависит от магнитных и электрических характеристик ядра и может быть легко рассчитан в каждом конкретном случае [3]. Значения спин-решеточной релаксации  $T_1$  и коэффициента спин-фононной связи  $G_{ij}$  вычисляются из независимых экспериментов по ядерному магнитному резонансу. Таким образом, значение  $\epsilon_j$  экспериментально определяется по отношению  $A/A_0$  при известных параметрах  $B(I)$ ,  $T_1$ ,  $G_{ij}$ . Предел чувствительности этого метода определяется минимально измеряемой разностью интенсивностей насыщенного и ненасыщенного сигналов ядерного магнитного резонанса, которая при этом не должна быть меньше уровня шумов спектрометра  $A_{ш}$  или  $A - A_0/A_0$ . Для ранее исследованных ядер  $\epsilon_j(\text{min})$  составляет  $10^{-6}$  при  $T = 4,2^\circ \text{K}$  в диапазоне частот 1–20 МГц [4].

Для повышения чувствительности этого метода мы предложили использовать эффект динамической поляризации атомных ядер, с помощью которого можно в больших пределах изменять заселенности спиновых уровней [5]. Ограничимся рассмотрением одной из разновидностей динамической поляризации, так называемым солид-эффектом, который возникает при наличии в образце двух систем спинов, взаимодействующих между собой, например в случае диамагнетика с парамагнитной примесью. Если системы электронных и ядерных спинов имеют резонансные частоты  $\omega_l$  и  $\omega_s$ , то приложенное к образцу поле с частотой  $\omega = \omega_l \pm \omega_s$  приводит к одновременной переориентации ядерного и электронного спинов. В идеальных условиях разность

заселенностей ядерных уровней возрастает в  $P = \omega_i / \omega_0$  раз. Во столько же раз должна увеличиться и чувствительность квантового детектора вследствие увеличения отношения  $(A - A_0) / A_{ш}$ , что справедливо при условии сохранения уровня шумов прибора до и во время поляризации. Как показывают расчеты [6] и наши данные, уровень шумов, порождаемых полем накачки, значительно ниже уровня шумов спектрометра ядерного магнитного резонанса.

Рабочее вещество для квантового детектора должно обладать сильной спин-фонной связью, достаточно интенсивным сигналом ядерного магнитного резонанса и малым основным затуханием звука. Одним из подходящих объектов для создания квантовых детекторов является рубин ( $Al_2O_3 : Cr^{3+}$ ). В этом случае возможно перекрытие ядерных спиновых переходов  $Al^{27}$  в диапазоне 1–20 МГц вследствие изменения ориентации кристалла во внешнем магнитном поле ( $H_0$ ) и интенсивности  $H_0$  от 1 до 10 кгс. Ранее уже было достигнуто увеличение  $n/n_0$  для  $Al^{27}$  в 500 раз при электромагнитной накачке электронных переходов  $Cr^{3+}$  при 1,8° К [6], что подтверждает перспективность использования рубина.

В проведенных нами экспериментах динамическая поляризация ядер  $Al^{27}$  в рубине с концентрацией  $Cr^{3+} \sim 0,01\%$  создавалась микроволновым насыщающим полем при  $\lambda \sim 8,2$  мм на различных спиновых переходах ионов  $Cr^{3+}$ . Изменение разности заселенностей спиновых уровней  $Al^{27}$  измерялось по интенсивности сигнала ядерного магнитного резонанса. Конструкция измерительной ячейки, создающая взаимную ортогональность  $H_0$ ,  $H_M$  и радиочастотного поля ядерного магнитного резонанса, представлена на фигуре. При мощности электромагнитной накачки  $\sim 5$  Вт и  $T \sim 4,2^\circ$  К удалось получить увеличение разности заселенностей ядер на два порядка по сравнению с равновесной. Отношение сигнал — шум для интенсивности сигнала ядерного магнитного резонанса также возросло на два порядка. Затем в образце с помощью пьезопреобразователя создались акустические колебания на переходах ядерных спинов  $Al^{27}$ . При  $(A - A_0) / A_{ш} \sim 5$  нам удалось измерять амплитуды относительных деформаций  $\approx 7 \cdot 10^{-9}$  при частоте 10 МГц. Поскольку  $P \sim \hbar \omega / kT$ , то представляется целесообразным понижение температуры и повышение частоты накачки. При  $T \sim 10^{-1} - 10^{-2}$  °К и  $\omega \sim 10^{11} - 10^{12}$  гц этот метод может быть использован для создания сверхчувствительных датчиков акустических деформаций.



Конструкция измерительной ячейки: 1 — рабочее тело (рубин), 2 — резонатор накачки типа  $H_{013}$ , 3 — волновод, 4 — контур спектрометра ядерного магнитного резонанса, 5 — пьезопреобразователь

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Алерс, Р. А. Флеури. Strain Amplitude of Mc/sec ultrasonic wavds in solids. J. Acoust. Soc. America, 1964, 36, 5, 1297–1304.
2. И. Г. Михайлов, В. А. Шутюлов. Об абсолютных измерениях ультразвуковых полей в твердых телах. Акуст. ж., 1964, 10, 1, 98–103.
3. Д. Болеф. Взаимодействие акустических волн с ядерными спинами. Физическая акустика. Под ред. У. Мэсона, 4А, М., «Мир», 1969.
4. В. А. Голенищев-Кутузов. Акустический ЯМР в кристаллах. Автореф. докт. дис., МГУ, 1972.
5. К. Джеффрис. Динамическая ориентация ядер. М., «Мир», 1965.
6. Н. Н. Niebuhr, Е. Е. Hundt, Е. Brun. Dynamical nuclear polarisation in ruby. Helv. Phys. Acta, 1970, 43, 7, 777–783.

Физико-технический институт  
Казанский филиал  
Академии наук СССР

Поступила  
16 февраля 1976 г.