Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 1 — 1973

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.373.5

С. А. БИДИХОВ, П. С. ЛАНДА

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ГЕНЕРАТОРА МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Известно, что в пьезополупроводниковом кристалле при скорости дрейфа электронов, превышающей скорость звука, могут возбудиться близкие к монохроматическим колебания ультразвука и электрического поля, соответствующие акустическим модам резонатора. Плоскопараллельный кристалл с отполированными стенками является активным резонатором с высокой добротностью [1, 2].

Исходное уравнение задачи об определении порога генерации в линейном приближении для гармонического решения имеет следующий вид [3]:

$$\left[\left(\frac{i\omega}{V}+\frac{\theta}{V}+\frac{d}{dx}-D\frac{d^2}{dx^2}\right)\left(\frac{\omega^2}{a^2}+\frac{d^2}{dx^2}\right)-\frac{\theta}{V}r\frac{d^2}{dx^2}\right]u=0. \qquad (1)$$

Точное решение уравнения (1) в принципе не сложно, но практически приводит к громоздкой системе трансцендентных уравнений. Обычно при решении задачи о пороге

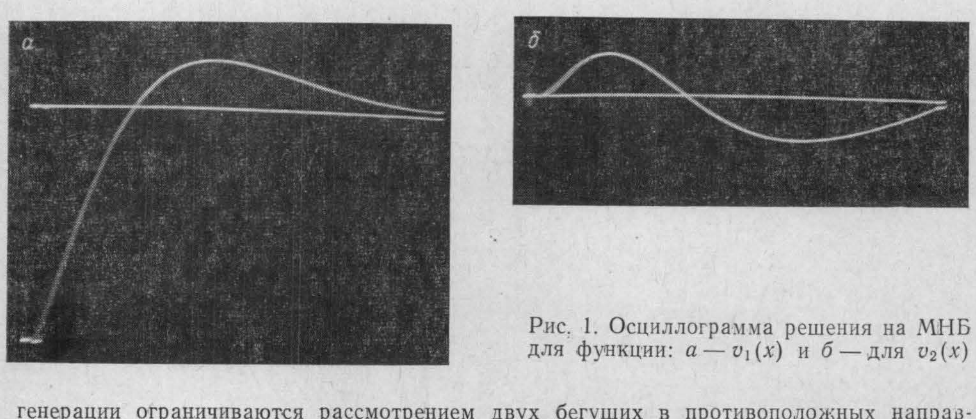

Рис. 1. Осциллограмма решения на МНБ для функции: a — $v_1(x)$ и $б$ — для $v_2(x)$

генерации ограничиваются рассмотрением двух бегущих в противоположных направлениях акустических волн [2], пренебрегая так называемыми волнами «электронной плотности». Однако расчет показывает, что их нужно учитывать. Несмотря на то что эти волны быстро затухают по координате, на их образование тратится часть энергии упругих волн. Вследствие этого коэффициенты отражения упругих волн получаются отличными от единицы даже для идеального резонатора.

Для достаточно длинного генератора решение системы уравнений не должно сильно зависеть от граничных условий. Поэтому полную систему уравнений можно решать методом Галеркина, задавая формы колебаний, удовлетворяющие граничным условиям с точностью до малого параметра. Такое решение приведено в работах [3, 4]. При этом эффективно учитываются энергетические потери на образование волн электронной плотности. Эти потери можно характеризовать коэффициентами отражения от границ кристалла, которые легко вычислить. С учетом этих коэффициентов отражения условия возбуждения, полученные в [4], полностью совпадают с результатами работы [2].

Если же рассматривать условия возбуждения для кристалла, длина которого сравнима с длиной звуковой волны, то в этом случае будет весьма значительным влияние условий на границах кристалла и волн «электронной плотности».

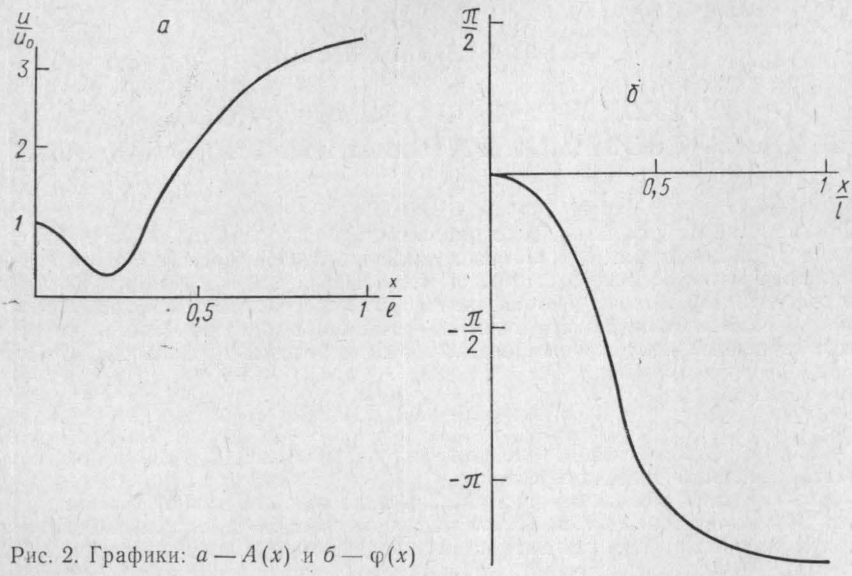

Рис. 2. Графики: $а$ — $A(x)$ и $б$ — $\varphi(x)$

Поэтому представляется интересным получить точный вид функции $u(x)$ для этого случая хотя бы на границе возбуждения.

Уравнение (1) с граничными условиями, соответствующими механически ненагруженному кристаллу с идеально проводящими невесомыми металлическими контактами [3, 5], исследовалось методом аналогового моделирования для случая короткого резонатора и больших проводимостей.

Представив $u(x) = u_1(x) + iu_2(x)$ методом, аналогичным изложенному в работе [6], были получены формы для функции $v(x) = u(x)e^{-\alpha x}$, где $\alpha = 5 \cdot 10^4$ *см*$^{-1}$. Введение функции $v(x)$ облегчает решение задачи на машине. Фотографии $\mathrm{Re}\, v(x)$ и $Im\, v(x)$ приведены на рис. 1 в зависимости от «машинного времени» τ, соответствующего координате x кристалла.

Начало отсчета соответствует точке $x=0$, а конец — точке $x=L$. На рис. 2 приведены графики амплитуды и фазы $u(x)$, представленной в виде $u(x) = Ae^{i\varphi}$. Расчет критических значений $\omega_{кр}$ и $V_{кр}$ и пересчет начальных условий производился на цифровой машине: $L = 10^{-4}$ *см*, $\Theta = 10^{10}$ *сек*$^{-1}$, $D = 6{,}3$ *см*$^2 \cdot$*сек*$^{-1}$. При этом было получено $\omega_{кр} = 1{,}575 \cdot 10^{10}$ *гц*, $V_{кр} = 1{,}20$ *а*.

По формулам, приведенным в [2, 4], с учетом коэффициентов отражения получается $\omega_{кр} = 1{,}51 \cdot 10^{10}$ *гц*, $V_{кр} = 2{,}21$ *а*. Такое расхождение в значениях критической скорости дрейфа подтверждает необходимость точного решения задачи для коротких резонаторов и высоких проводимостей образца.

Развитый метод решения задачи на аналоговой машине позволяет исследовать уравнение для генерации при произвольных граничных условиях.

Для резонатора с неидеально отражающими границами потери на концах кристалла можно учесть эквивалентным пересчетом проводимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Maines J. D. Solid State Comm., 5, 271, 1967.
2. Гуревич Б. Л., Лайхтман Б. Д. «Физика твердого тела», 7, 3218, 1965.
3. Бидихов С. А., Ланда П. С. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 12, № 2, 1971.

4. Ланда П. С., Бидихов С. А. Генерация ультразвука в пьезополупроводниках (в печати).
5. Kaliski S. Proceedings of vibrational problems, 9, 1, 1968.
6. Пономарев Ю. В., Ланда П. С. «Изв. ОНТИ», № 2, 1963.

Поступила в редакцию 31.3 1971 г.
После переработки 6.12 1971 г.

Кафедра
общей физики для мехмата

УДК

В. А. КВЛИВИДЗЕ, П. А. СВОТИН

ПЕРЕХОДЫ $2s \to 2p$ В АТОМЕ ВОДОРОДА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С АТОМАМИ ИНЕРТНОГО ГАЗА

Проблема переходов в процессе столкновения из метастабильного состояния атома водорода $2s \to 2p$ давно привлекает внимание к себе в связи с изучением скорости распада метастабильного состояния [1, 2]. Партнером по столкновению обычно рассматривалась заряженная частица, при этом сечение принимало весьма большие значения. Взаимодействие с нейтральными частицами в основном состоянии считаем малым, а сечение порядка газокинетического размера атома [2]. Покажем, что в реакциях

$$H(2s) + X \to H(2p) + X,$$

где X — атом инертного газа в основном состоянии, сечение может на два порядка превышать газокинетический поперечник.

Поскольку кинетическая энергия частиц, даже при комнатной температуре, значительно превышает тонкое расщепление Δ уровня H с $n=2$, а прицельные расстояния ρ, при которых Δ порядка энергии взаимодействия, столь велики, что вкладом их в сечение можно пренебречь, то уровень будем считать вырожденным. Взаимодействие в системе рассматривается, как столкновение бесструктурной частицы с атомом H, в котором учтен только один четырехкратно вырожденный уровень, т. е. состояния с водородными волновыми функциями $\psi_{n,l,m}$ с $n=2$, $l=0{,}1$ и $m=0, \pm 1$.

В принятой модели $s \to p$ переходы осуществляются только при учете обменного взаимодействия $V_{\text{обм}} = 2\pi L' \mid \psi_{n,l,m}(R) \mid^2$, где R — межъядерное расстояние, много большее размеров атомов ($V_{\text{обм}}$ см., например, [1]).

Будем использовать метод прицельного параметра с прямолинейной траекторией. Система единиц — атомная.

В области скоростей $0{,}02\, L' < v \lesssim 0{,}5\, L'$ удобно раскладывать волновую функцию системы по функциям, связанным с вращающейся системой координат с осью квантования z, направленной по оси квазимолекулы (ось x перпендикулярна плоскости столкновений).

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}} \Big[C_1 (\psi_{2,0,0} - \psi_{2,1,0}) + C_2 (\psi_{2,0,0} + \psi_{2,1,0}) + + C_3 (\psi_{2,1,1} + \psi_{2,1-1}) + C_4 (\psi_{2,1,1} - \psi_{2,1,-1}) \Big] \exp\left(-i \int^{t} \frac{L'}{16} R^2 e^{-R}\, dt' \right). \quad (1)$$

Если из всех матричных элементов по обменному взаимодействию учесть только соответствующие высшей степени разложения по степеням R (а это справедливо, так как переходы осуществляются при больших R), то уравнения для амплитуд перехода C_i будут иметь вид

$$i\,\frac{dC_1}{dt} = \frac{L'}{16} R^2 e^{-R} C_1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\rho v}{R^2} C_3,$$

$$i\,\frac{dC_2}{dt} - \frac{L'}{16} R^2 e^{-R} C_2 + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\rho v}{R^2} C_3,$$