ЛИТЕРАТУРА

1. R. H. Chambers, J. Schultz. Dislocation relaxation spectra of coldworked bodycentered cubic transition metals. Phys. Rev. Lett., 1961, 6, 6, 273—275.
2. R. H. Chambers, J. Schultz. Dislocation relaxation spectra in plastically deformed refractory B.C.C. metals. Acta Met., 1962, 10, 4, 466—483.
3. P. G. Bordoni, M. Nuovo, L. Verdini. Dislocation relaxation in some B.C.C. metals. 4th Internat. Congr. Acoustics, Copenhagen. 1962. Congr. Report, 1, s. a., NJ 53, 4.
4. E. de Lamotte, C. Wert. Internal friction peaks caused by deformation in Ta and Nb, J. Phys. Soc. Japan, 1964, 19, 9, 1560—1564.
5. A. Seeger. On the theory of the low temperature internal friction peak observed in metals. Phil. Mag., 1956, 1, 7, 651—662.

Институт металлофизики
АН УССР
Киев

Поступило в редакцию
29 марта 1967 г.

УДК 534.28.2:548

МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В МОНОКРИСТАЛЛАХ CdS И CdSe *

Л. Ф. Протопопова, А. М. Федорченко

Изучению поверхностных волн (волн Рэлея) в последнее время уделяется значительное внимание [1, 2, 3]. Это связано с тем, что с помощью поверхностных волн удалось получить усиление СВЧ сигнала [4]. Изучение механических характеристик поверхностных волн дает также возможность судить об упругих свойствах монокристаллов. Кроме того, что особенно важно, взаимодействие поверхностных волн с носителями тока в полупроводниках позволяет изучать электронные свойства поверхности.

В данной работе были вычислены механические характеристики поверхностных волн в полупроводниковых монокристаллах с симметрией C_{6v} (CdS, CdSe).

Распространение упругих волн описывается системой уравнений

$$\rho\ddot{U}_i = \frac{\partial P_{ij}}{\partial x_j}, \qquad \operatorname{div}\mathbf{D} = 0, \qquad \operatorname{rot}\mathbf{E} = 0, \tag{1}$$

где

$$P_{ij} = \lambda_{ijkl}U_{kl} + \gamma_{ijs}E_s, \tag{2}$$

$$D_i = \varepsilon_{ij}E_j - 4\pi\gamma_{ijk}U_{jk}. \tag{3}$$

Строго говоря, система уравнений справедлива только при условии $\frac{V^2\gamma^2}{c^2\lambda} < 1$, где V — фазовая скорость упругих волн, c — скорость света, γ — пьезомодуль, λ — модуль упругости.

Распространение упругих волн при достаточно высоких частотах, когда можно пренебречь теплопереносом, является процессом адиабатическим. Поэтому в уравнение (2) должны входить адиабатические модули. Для расчетов использовались упругие константы, взятые из различных экспериментов: 1) при $E = \text{const}$ (см. таблицу, первая колонка), 2) при $\mathbf{D} = \text{const}$ [6] (вторая колонка таблицы). В обоих этих случаях результаты оказались близкими. Результаты в третьей колонке получены при использовании упругих постоянных из справочника [7].

Таким образом, нам необходимо решить систему уравнений

$$\rho\ddot{U}_i = \lambda_{ijkl}^{(E,D)}\frac{\partial U_{kl}}{\partial x_j} \tag{4}$$

---

* Работа была доложена на Совещании по новым направлениям исследований в области поглощения, генерации и усиления ультразвуковых и гиперзвуковых волн в твердых телах в Ленинграде (4—6 июля 1966 г.). Некоторое время спустя появилась работа [5], в которой были вычислены характеристики поверхностных волн для тех же направлений в CdS, однако, в расчетах мы использовали более поздние экспериментальные данные для упругих постоянных.

	1	2	3	4	5
	CdS^E	CdS^D	CdS	$CdSe^E$	$CdSe^D$
$v \cdot 10^{-5}$ *см/сек*	1,71	1,74	1,64	1,46	1,47
$\alpha_1 \cdot 10^5$ *сек/см*	0,85	0,85	0,69	1,10	1,10
$\alpha_2 \cdot 10^5$ *сек/см*	0,10	0,09	0,15	0,10	0,10
$\beta_1 \cdot e^{i\frac{\pi}{2}}$	1,97	2,07	1,46	2,26	2,32
$\beta_2 \cdot e^{i\frac{\pi}{2}}$	0,14	0,13	0,23	0,11	0,10
σ	—3,76	—4,01	—2,52	—4,55	—4,70
$v \cdot 10^{-5}$ *см/сек*	1,71	1,74	1,64	1,46	1,47
$\alpha_1 \cdot 10^5$ *сек/см*	0,83	0,83	0,70	1,01	1,01
$\alpha_2 \cdot 10^5$ *сек/см*	0,10	0,09	0,15	0,10	0,10
$\beta_1 \cdot e^{i\frac{\pi}{2}}$	1,99	2,11	1,45	2,34	2,41
$\beta_2 \cdot e^{i\frac{\pi}{2}}$	0,14	0,14	0,23	0,12	0,12
σ	—3,72	—3,94	—2,53	—4,37	—4,51
$v \cdot 10^{-5}$ *см/сек*	1,73	1,73	1,71	1,48	1,48
$\alpha^1 \cdot 10^5$ *сек/см*	0,53	0,53	0,53	0,61	0,61
$\alpha_2 \cdot 10^5$ *сек/см*	0,20	0,20	0,20	0,23	0,23
$\beta_2 \cdot e^{i\frac{\pi}{2}}$	1,09	1,08	1,10	1,10	1,10
$\beta_2 \cdot e^{i\frac{\pi}{2}}$	0,34	0,34	0,34	0,34	0,34
σ	—1,79	—1,78	—1,79	—1,79	—1,79

(где значок E соответствует случаю $\mathbf{E} = \text{const}$, значок $\mathbf{D}$ соответствует случаю $\mathbf{D} = \text{const}$) при следующих граничных условиях:

$$P_{ij} n_j = 0 \tag{5}$$

на свободной поверхности монокристалла ($\mathbf{n}$ — внешняя нормаль к поверхности). Пьезоэффект мы не будем учитывать, так как его влияние на эффективный тензор упругости мало.

Решение системы (4) мы будем искать в виде суперпозиции двух волн, затухающих по различному закону в глубь монокристалла

$$\mathbf{U} = A\left[(\mathbf{l}_1 + \beta_1 \mathbf{l}_2) e^{-\alpha_1 \omega x} + \sigma(\mathbf{l}_1 + \beta_2 \mathbf{l}_2) e^{-\alpha_2 \omega x}\right] e^{-i\omega(t - z/v)}, \tag{6}$$

где $\mathbf{l}_1$ — единичный орт, перпендикулярный поверхности монокристалла, $\mathbf{l}_2$ — единичный орт вдоль направления распространения поверхностной волны, A — амплитуда поверхностной волны, ω — частота, v — фазовая скорость, $\beta_1 = A_{z1} / A_{x1}$; $\beta_2 = A_{z2} / A_{x2}$ — отношения проекций смещения на направление распространения к проекциям на направление затухания волны; σ характеризует удельный вес слабо затухающей волны. Таким образом поверхностную волну в монокристалле характеризуют восемь параметров, два из которых (A и ω) задаются источником возбуждения поверхностных волн, а остальные шесть (v, α_1, α_2, β_1, β_2, σ) зависят от механических свойств монокристалла. В таблице приведены вычисленные значения шести параметров для трех направлений распространения упругой волны.

В работе [4] измерялась скорость поверхностной волны в монокристалле CdS в случаях, соответствующих 1 и 2 в нашей таблице. Полученное значение $v = (1{,}73 \pm 0{,}05) \cdot 10^5$ *см/сек* в пределах ошибки измерений хорошо совпадает с нашим результатом.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Stoneley. The propagation of surface elastic waves in a cubic crystal. Proc. Roy. Soc., 1955, **232A**, 1191, 447—458.
2. И. А. Викторов. О взаимодействии ультразвуковых рэлеевских волн с электронами проводимости в кристалле CdS. Акуст. ж., 1966, **12**, 3, 251.
3. Ю. В. Гуляев, В. И. Пустовойт. Усиление поверхностных волн в полупроводниках. Ж. эксп. и теор. физ., 1964, **47**, 6, 2251—2253.
4. R. M. White, F. W. Voltmere. Ultrasonic surface-wave amplification in cadmium sulfide. Appl. Phys. Lett., 1966, **8**, 2.
5. K. A. Ingebrigtsen, A. Tonning. Numerical data for acoustic surface waves in — quartz. Appl. Phys. Lett., 1966, **9**, 1, 16—18.

6. D. Berlincourt, H. Jaffe, L. R. Shiozawa. Electroelastic properties of the sulfides, selenides and tellurides of zinc and cadmium. Phys. Rev., 1963, 129, 3, 1009—1017.
7. Е. М. Воронкова, Б. Н. Гречушников, Г. И. Дистлер, И. П. Петров. Сульфид кадмия. Сб. «Оптические материалы для инфракрасной техники», М., «Наука», 1965, 246—248.

Киевский государственный университет

Поступило в редакцию 26 октября 1966 г.

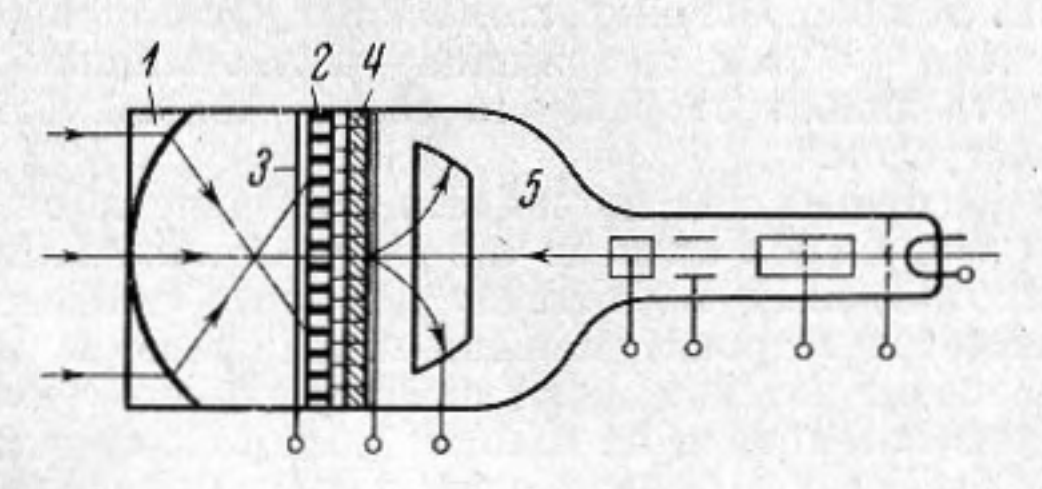
УДК 534.620.179.16

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭЛЕКТРОКИНЕТИЧЕСКОЙ МИШЕНИ ДЛЯ ПРИЕМА УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

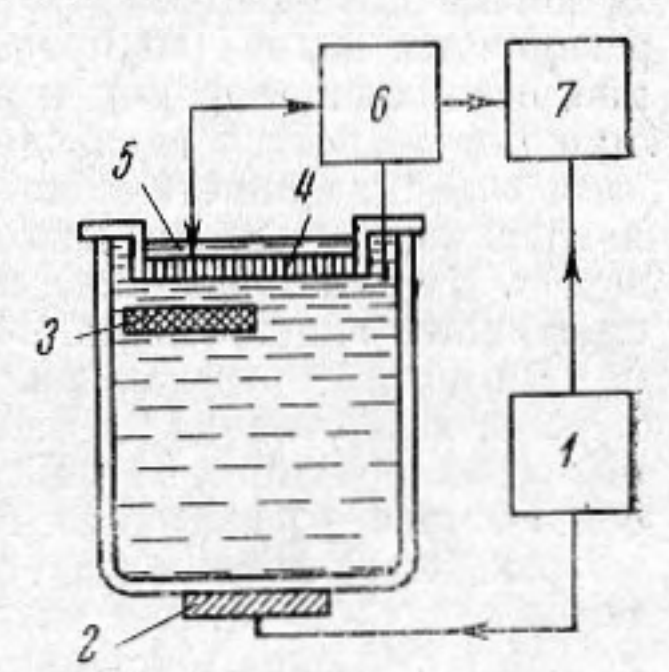
В. Г. Прохоров

Во всех преобразователях ультразвуковых изображений основной частью является звукочувствительная поверхность — мишень, на которую проектируется изображение. Электроакустические характеристики мишени в значительной мере определяют чувствительность приборов звуковидения и качество получаемого при этом изображения [1—3].

Наряду с известными в настоящее время мишенями в виде пьезоэлектрических пластин и мозаик, термохимических и фотодиффузионных слоев, поверхности раздела жидкость — воздух, экрана Польмана для приема и преобразования ультразвукового изображения может быть использована также электрокинетическая мишень. Электронно-акустический преобразователь (ЭАП) с такой мишенью может быть



Фиг. 1



Фиг. 2

реализован, например, по схеме, изображенной на фиг. 1 [4], где электрокинетическая мишень *2* представляет собой жесткую тонкую пластину (диафрагму) с цилиндрическими капиллярами или порами. С одной стороны вблизи мишени расположен общий электрод — звукопрозрачная мелкоструктурная сетка *3*; с противоположной стороны каждый капилляр или группа соседних капилляров (в зависимости от размеров элемента изображения) имеют отдельные электроды. Все эти электроды пропущены через диэлектрический экран *4* электроннолучевой трубки *5*, обеспечивая таким образом связь коммутирующего электронного луча с электродами капилляров *. Пространство между объективом *1* и трубкой *5* и соответственно капилляры мишени заполняются полярной жидкостью, например, дистиллированной водой.

При проектировании формируемого объективом ультразвукового изображения на электрокинетическую мишень на ее отдельные элементы (капилляры) будут воздействовать различные величины амплитуд ультразвукового давления. При этом в капиллярах происходит смещение зарядов диффузной части двойного электрического слоя и на концах каждого капилляра возникает разность потенциалов. Величина этой разности потенциалов пропорциональна амплитуде ультразвукового давления, воспринимаемого данным капилляром, и изменяется во времени с частотой ультразвука. Распределение электрического потенциала по всей поверхности мишени будет соответствовать распределению давления (интенсивности) в поперечном сечении пучка, несущего ультразвуковое изображение. Таким образом, благодаря электрокинетическому эффекту происходит преобразование ультразвукового изображения в элект-

---

* В остальном конструкция трубки аналогична описанным в работах [3, 5].