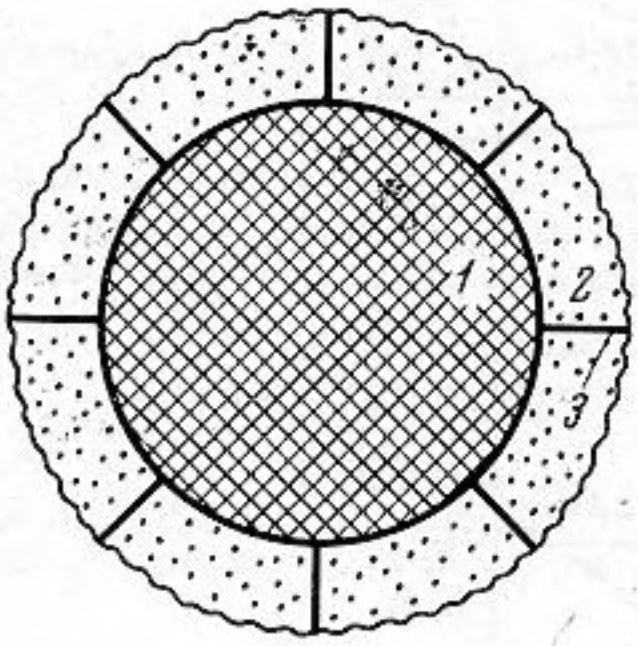
лическая сфера радиусом $a_1 = 3{,}8$ *см* с отсеками, обеспечивающими за каждым отверстием объем v. При выбранных нами значениях X_1 и R_1 мы получили при $d = 0{,}5$ *см* значение $\Sigma = 9$ *см*^{2} и $v = 9{,}2$ *см*^{3}. Если активные потери были бы обусловлены внутренним трением воздуха в отверстиях, то расчет дает для R_1 значение 0,15, что меньше необходимой величины, определяемой из условия (4). Поэтому в отверстия вклеивался слой марли, что позволило получить для R_1 требуемую величину $R_1 = 0{,}6$—$0{,}7$.

Результаты измерения коэффициента звукопоглощения показаны на фиг. 2 (кривая *1*). Поглощение максимально на частоте в области 1100—1300 *гц*. На основании теоретического расчета частота максимума должна лежать около 1100 *гц*. Поскольку способ измерения справедлив для малого поглощения, т. е. тогда, когда частоты мод при внесении сферы в камеру изменяются незначительно, при больших поглощениях нельзя говорить о количественных результатах. Можно только сказать, что поглощение на данной частоте велико, т. к. соответствующая мода на этой частоте не возбуждается. Поэтому на кривой поглощения имеется разрыв, показывающий отсутствие экспериментальных значений.



Фиг. 3

Теоретические расчеты и экспериментальная проверка полученных результатов были выполнены и для нескольких сфер из микролита и поролона. Конструктивно сферы выполнялись аналогично описанной выше, но объемы ячеек заполнялись пористым материалом и перфорированное покрытие отсутствовало (см. фиг. 3, где *1* — жесткое ядро, *2* — слой пористого материала, *3* — жесткие перегородки). При расчете в качестве импеданса поверхности принимался импеданс слоя материала на жестком основании. На фиг. 2, *2* показана теоретическая зависимость коэффициента звукопоглощения для сферы с внешним радиусом $a = 4$ *см* и толщиной покрывающего ядро слоя микролита $l = 2$ *см*. Точки соответствуют экспериментально определенным значениям коэффициента звукопоглощения. Как видно из фиг. 2, *2*, получено хорошее совпадение расчетных и опытных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Olson. Functional sound absorber: RCA Rev., 1946, 12, 503—521.
2. R. Cook, P. Chrzanowski. Absorption by sound absorbent spheres. J. Acoust. Soc. America, 1946, 2, 21, 167—170.
3. Ф. Морс и Г. Фешбах. Методы теоретической физики, М., ИЛ, 1960.
4. К. А. Велижанина. Экспериментальное исследование звукопоглотителей. Ж. техн. физ., 1951, 21, 9, 1087—1099.
5. Л. А. Борисов, К. А. Велижанина. Способ исследования одиночных объемных поглотителей методом малой камеры. Акуст. ж., 1967, 13, 2, 287—289.

Кафедра акустики
Московского государственного
университета

Поступило в редакцию
18 апреля 1966 г.

УДК 534—16:548.0

ПРЯМОЕ УСИЛЕНИЕ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛЕ CdS НА ЧАСТОТЕ 30 *Мгц*

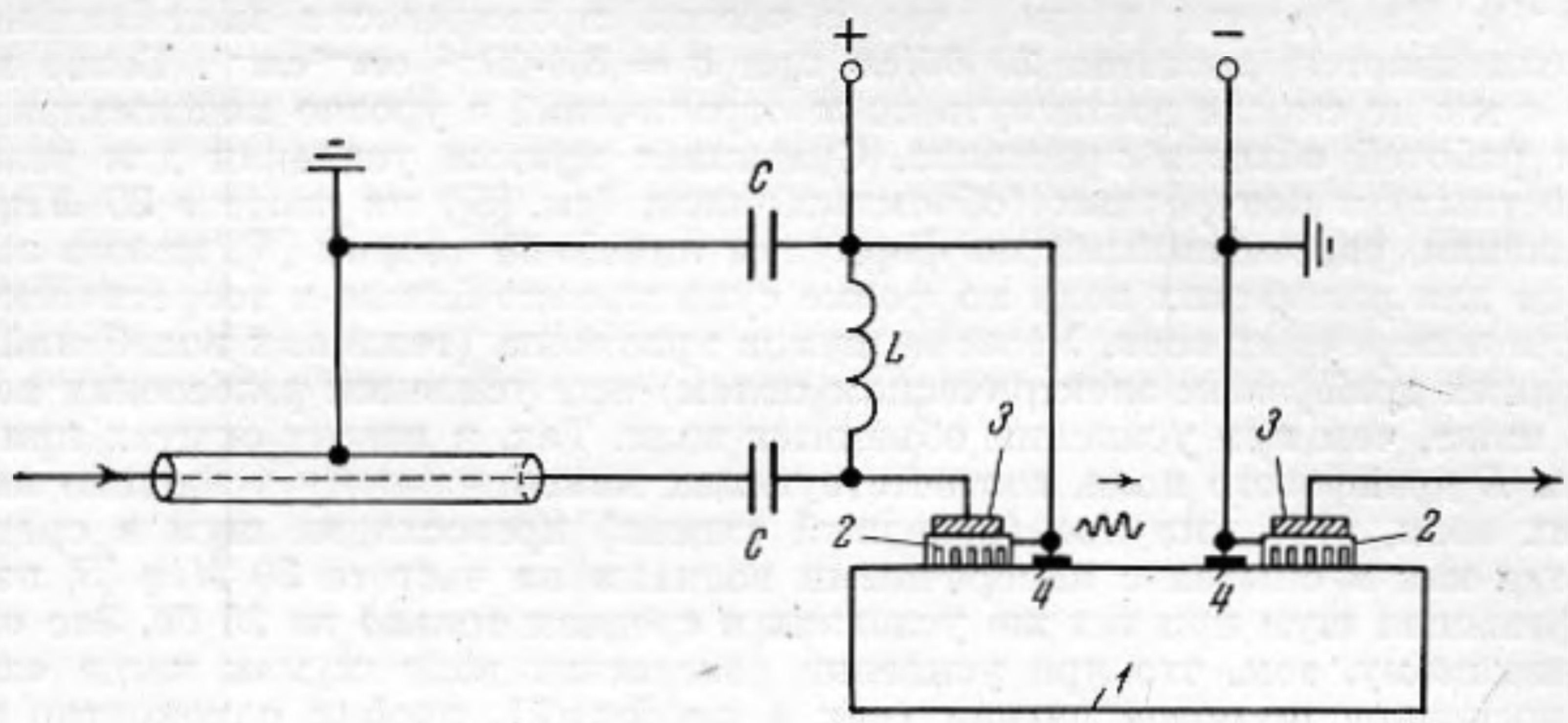
В. И. Васькова, И. А. Викторов

Авторы работы [1] получили усиление рэлеевских волн в кристалле CdS на сравнительно низкой частоте (8 *Мгц*), используя для возбуждения и приема волн систему алюминиевых гребенчатых электродов, образованных на поверхности кристалла путем вакуумного напыления и последующего фототравления; одновременно те же электроды служили и для создания в кристалле дрейфового электрического поля. В настоящей заметке описываются методика и результаты опытов по исследованию этого эффекта в кристалле CdS на частоте 30 *Мгц*.

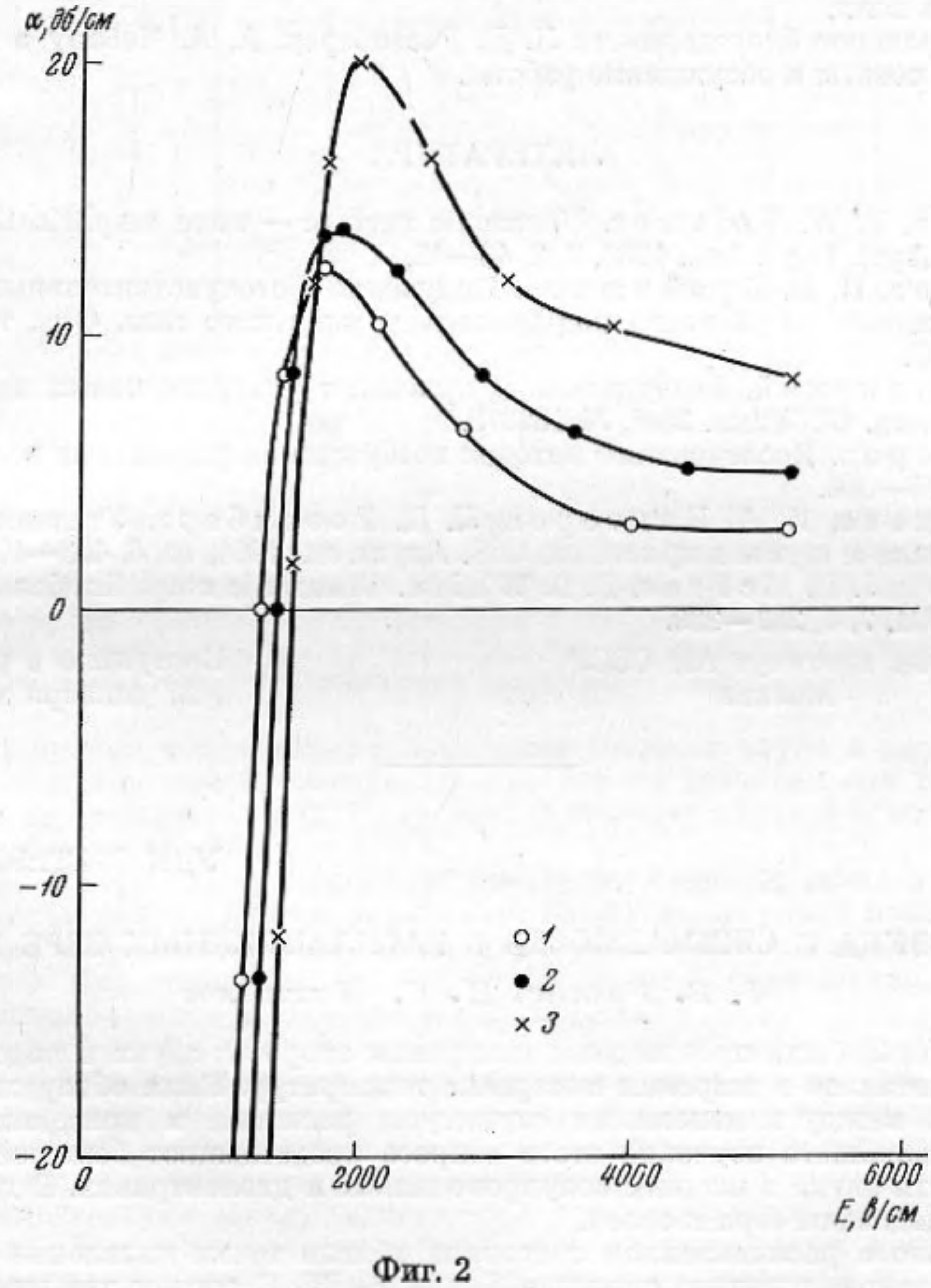
Кристалл *1* * (см. фиг. 1, на которой изображена схема опыта) имел форму прямоугольного параллелепипеда с размерами $11{,}5 \times 11{,}5 \times 52{,}0$ *мм*: рэлеевские волны распространялись вдоль грани $11{,}5 \times 52$ *мм*, перпендикулярной гексагональной оси z кристалла. Поверхность этой грани была шлифованной. Для возбуждения и приема

* Изготовленный во Всесоюзном научно-исследовательском институте монокристаллов методом, описанным в работе [2].

рэлеевских волн использовался метод пластинки гребенчатого профиля [3, 4]. Такие пластинки *2* размером $5 \times 5 \times 1{,}6$ *мм* были сделаны из дюраля и имели пространственный период 57,5 *мк*, равный длине рэлеевской волны в CdS на частоте 30 *Мгц*. На пластинках гребенчатого профиля располагались полуволновые кварцевые пла-



Фиг. 1



Фиг. 2

стинки X-среза *3*, рассчитанные на частоту 30 *Мгц*. Для создания дрейфового поля на поверхность кристалла были нанесены путем вакуумного напыления индиевые электроды *4*, находящиеся на расстоянии 7 *мм* друг от друга. Развязка импульсов дрейфового поля и импульсов с частотой заполнения 30 *Мгц*, подаваемых на излучающую кварцевую пластинку (слева), осуществлялась индуктивностью L и емкостями C. С приемной кварцевой пластинки (справа) сигнал подавался на усилитель с полосой пропускания 27—33 *Мгц* и далее на осциллограф ИО-4. Кристалл освещался ртутной лампой

ДРШ-500. Форма электродов *4* и условия освещения были подобраны так, чтобы локализовать дрейфовое электрическое поле в тонком поверхностном слое кристалла.

На фиг. 2 приведены зависимости коэффициента усиления α *дб/см* рэлеевских волн от напряженности E, *в/см* дрейфового поля, снятые при трех значениях удельной проводимости σ кристалла: *1* — $6{,}7 \cdot 10^{-5}$; *2* — $7{,}5 \cdot 10^{-5}$; *3* — $8{,}8 \cdot 10^{-5}$ ($ом^{-1}$ $см^{-1}$). Из фигуры видно, что с ростом проводимости максимальное усиление увеличивается, достигая 20 *дб/см* при $\sigma = 8{,}8 \cdot 10^{-5}$ $ом^{-1}см^{-1}$. Более высоких значений σ мы не смогли достигнуть из-за ограничений в уровне максимальной освещенности рабочей области кристалла. Сравнивая кривые усиления для рэлеевских (поверхностных) и поперечных (объемных) волн (см. [5]) на частоте 30 *Мгц* с кривыми усиления, рассчитанными по формулам линейной теории [6], можно заметить, что кривые для рэлеевских волн по форме существенно ближе к теоретическим, чем кривые для поперечных волн. Уровень шумов кристалла (тепловых колебаний решетки, усиленных дрейфовым электрическим полем) при усилении рэлеевских волн значительно ниже, чем при усилении объемных волн. Так, в наших опытах при напряженностях E дрейфового поля, соответствующих максимальному усилению импульса рэлеевских волн, этот импульс (полезный сигнал) превосходил шум в среднем на 45 *дб*, тогда как в опытах с поперечными волнами на частоте 30 *Мгц* [5] полезный сигнал превышал шум при тех же условиях в среднем только на 25 *дб*. Это объясняется, по-видимому, тем, что при усилении рэлеевских волн шумам негде «накапливаться», поскольку шумовой сигнал (как и полезный), пройдя однократно путь от излучателя до приемника, практически полностью поглощается приемной пластинкой гребенчатого профиля и частью кристалла, расположенной за ней, а не отражается обратно с коэффициентом — 0,7 (по амплитуде), как это происходит при усилении поперечных волн.

Авторы выражают благодарность Л. Д. Розенбергу, А. А. Чабану и В. Ф. Казанцеву за ценные советы и обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. White, F. W. Voltmer. Ultrasonic surface — wave amplification in cadmium sulfide. Appl. Phys. Let., 1966, 8, 2, 40—42.
2. Л. А. Сысоев, Н. И. Крайнюков. Получение фоточувствительных кристаллов сульфида кадмия из расплава под давлением инертного газа. Физ. тв. тела, 1962, 4, 3, 807—809.
3. А. Г. Соколинский. Возбудитель и приемник ультразвуковых поверхностных волн. Авт. свид. СССР, кл. 21а², № 162373.
4. И. А. Викторов. Исследование методов возбуждения рэлеевских волн. Акуст. ж., 1961, 7, 3, 295—306.
5. В. И. Васькова, И. А. Викторов, Л. Д. Розенберг. Усиление ультразвукового сигнала и шумы в кристалле CdS. Акуст. ж., 1964, 10, 4, 403—406.
6. A. R. Hutson, J. H. McFree, D. L. White. Ultrasonic amplification in CdS. Phys. Rev. Let., 1961, **7**, 6, 237—239.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
27 декабря 1966 г.

УДК 534.22:546.22+54—143

СКОРОСТЬ ЗВУКА И СЖИМАЕМОСТЬ В РАСПЛАВЛЕННЫХ СЕРЕ И СЕЛЕНЕ

М. Б. Гитис, И. Г. Михайлов

В работах [1, 2] были произведены измерения скорости звука в ряде жидких металлов и полуметаллов в широком интервале температур. Была обнаружена отчетливая корреляция между изменениями структуры расплава и поведением скорости звука. Для дальнейшего изучения этого вопроса представляют большой интерес измерения скорости звука в жидких полупроводниках и диэлектриках. В данной работе нами были исследованы сера и селен.

Известно, что в расплавленном состоянии вблизи точки плавления в сере обнаруживается полимолекулярное строение S_2, S_6, S_8 [3]. С ростом температуры многомолекулярные образования разрушаются. При температуре 160° наблюдается максимум вязкости [3, 4], что связывается с разрушением кольцевой структуры и образованием длинных цепочек. Дальнейшее повышение температуры вызывает разрушение длинных цепей, вследствие чего вязкость падает. Измерения электропроводности [5] также указывают на наличие перестройки структуры.

Скорость звука нами измерялась импульсным электрическим интерферометром на частоте 5 *Мгц* [6]. Точность измерения скорости $\sim 0{,}2\%$. Измерения в расплавленной химически чистой сере производились в интервале температур от точки плавления (112,8%) до 450°. Как и в работах [1,2], измерения производились в атмосфере