

ВОЗБУЖДЕНИЕ СТОЯЧИХ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В V_i ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ МЕТОДОМ

В.Ф.Гантмахер, В.Т.Долгополов

В настоящем сообщении излагаются результаты предварительных экспериментов, в которых наблюдалось возбуждение звука в V_i при падении на его поверхность электромагнитной волны.

Образцы V_i представляли собой монокристаллы, имевшие форму дисков (диаметр 18 мм, толщина d около 1 мм). Они помещались внутри катушки индуктивности и вместе с ней охлаждались до гелиевых температур. При этом длина свободного пробега электронов в образцах достигала 0,5 мм. Катушка с образцом являлась индуктивностью колебательного контура радиочастотного генератора, расположенного на верхней крышке джара. Кроме катушки и постоянной емкости, в контур был включен за-

пертый полупроводниковый диод. Зависимость барьерной емкости его р-п-перехода от величины запирающего напряжения позволяла плавно изменять частоту генерации f , а также модулировать ее по синусоидальному закону с частотой модуляции $\phi = 19$ иц. Колебания генератора после детектирования подавались на узкополосный усилитель с синхронным детектором, настроенным на удвоенную частоту модуляции 2ϕ . В резуль-

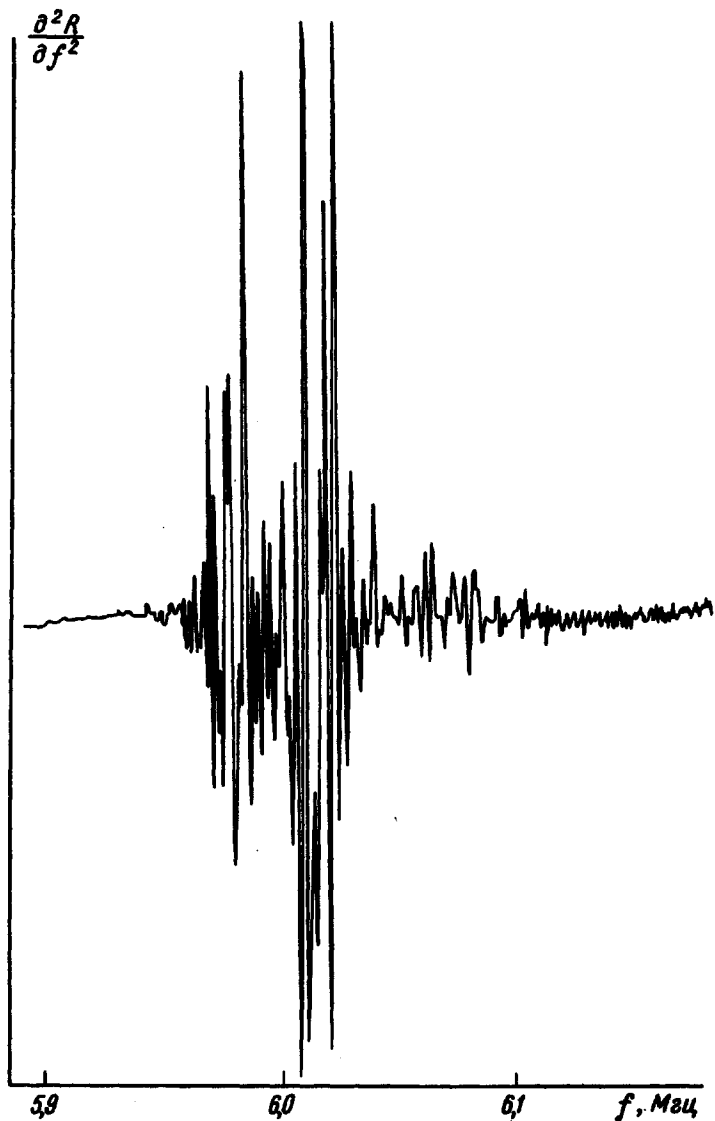


Рис.1. Изменения поверхностного импеданса при возбуждении стоячих звуковых волн. $d = 1,18$ мм, $T = 2^\circ\text{К}$

тате сигнал на выходе оказывался пропорциональным величине $\partial^2 R / \partial f^2$ (R — действительная часть поверхностного импеданса образца Вi). Зависимости $\partial^2 R / \partial f^2$ от f изучались в интервале частот 1–10 Мгц. Скин-глубина в Вi на этих частотах была порядка 10^3 см.

При наличии постоянного магнитного поля порядка 10–100 э, параллельного оси катушки, на кривых $\partial^2 R/\partial f^2$ наблюдались группы пиков, расположенные эквидистантно и разделенные частотными интервалами, на порядок большими, чем ширина каждой отдельной группы. От величины и направления магнитного поля зависела только амплитуда пиков, а их положение оставалось неизменным. На рис. 1 приведен пример записи одной из групп линий, а на рис. 2 схематически изображено расположение таких групп на шкале частот для того же образца.



Рис.2

Воспользовавшись значениями скорости звука в V_i при низких температурах [1], нетрудно было показать, что положение пиков определяется условием возникновения в образце стоячих звуковых волн. Пунктиром на рис.2 отмечены собственные частоты образца, рассчитанные по формуле $\nu = mS/2d$ (S – скорость звука, распространяющегося вдоль оси S_z , продольного (S_l) или поперечного (S_{sh}); $m = 1, 3, 5 \dots$). Аналогичная картина наблюдалась и на образцах другой толщины. Уменьшение толщины образца на 1,5% путем травления привело к соответствующему сдвигу линий на шкале частот. Заштрихованным столбиком на рис.2 показано положение группы 7_l до травления. Тонкая структура линий, по-видимому, обусловлена наличием множества мод, связанных с боковыми поверхностями пластинки. Эти отдельные резонансы можно разрешить. Ширина отдельной линии определяется добротностью акустического резонатора. Специальные эксперименты показали, что эта добротность порядка 10^4 при свободно лежащем образце.

Интенсивность линий растет с увеличением магнитного поля. При $H \sim 150$ э звуковые колебания становились настолько интенсивными, что пластинка V_i захватывала частоту генератора, подобно тому, как это происходит в генераторах, стабилизированных кварцем.

Можно было бы предположить, что возникновение звуковых колебаний обуславливается периодической силой давления $F = 1/c [jH]$ действующей на поверхность металла (j – скин-ток, H – постоянное магнитное поле), и специфически низким затуханием звука. Подобное явление уже наблюдалось [2]. Это предположение, однако, трудно согласовать со следующими экспериментальными фактами.

1. Возбуждение звука происходит только при низких температурах, причем уменьшение температуры с 4,2 до 2°K приводит к увеличению ин-

тенсивности эффекта примерно в 5 раз. Такая зависимость, очевидно, не может быть объяснена изменениями затухания звука с температурой [3].

2. Нам не удалось в аналогичном эксперименте возбудить звуковые колебания в пластинке In ($d = 0,3 \text{ мм}$), находившейся как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии, хотя в последнем случае электронное затухание звука вообще отсутствует.

Это дает основание подозревать, что наблюдавшееся возбуждение звука в Bi обусловлено каким-то специфическим механизмом. Механизм возбуждения звука при пропускании через Bi постоянного тока известен [4]. Возможно, что подобный же механизм — излучение звука вследствие большой дрейфовой скорости электронов — существует и при аномальном скин-эффекте. Оценки показывают, что средняя плотность скин-тока в наших экспериментах достигала 1000 а/см^2 , что приводит к средней дрейфовой скорости $\bar{v} = i/ne$ порядка 10^5 см/сек . Для выяснения механизма возбуждения звука необходимы дальнейшие эксперименты.

Авторы благодарны акад. П.Л.Капице за предоставленную возможность выполнить эти эксперименты в ИФП АН СССР и Ю.В.Шарвину за внимание к работе.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
10 октября 1966 г.

Литература

- [1] Y.Eckstein, A.W.Lawson, D.H.Reneker, J.Appl.Phys., 31, 1534, 1960.
- [2] С.И.Аксенов, БА.Викин, К.В.Владимирский. ЖЭТФ, 28, 762, 1955.
- [3] D.H.Reneker. Phys.Rev., 115, 303, 1959.
- [4] L.Esaki. Phys.Rev.Lett., 8, 4, 1962.

СВЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ЛАЗЕРНОМ ПУЧКЕ

А.А.Чабан

Мощный лазерный пучек через механизм электрострикции приводит к сильной деформации кристалла. Вследствие этого появляется постоянное во времени электрическое поле. В пьезоэлектриках оно обусловле-

но пьезоэлектрическим эффектом и по величине может быть сравнимо с амплитудой электрического поля светового пучка. В этом случае можно ожидать пробойных явлений и разрушения кристалла. В непьезоэлектрическом кристалле в самофокусирующемся лазерном пучке [1] также появляется постоянное во времени электрическое поле из-за неоднородности деформации по сечению пучка [2]. Его напряженность может составлять $\sim 10^3$ в.см⁻¹.

Рассмотрим вначале пьезоэлектрический кристалл, равномерно освещенный линейно поляризованным лазерным пучком. Вследствие электрострикции появится деформация:

$$u_{ij} = \frac{1}{2} R_{ijkl} E_k E_l, \quad (1)$$

где E_i — амплитуда электрического поля световой волны, R_{ijkl} — тензор электрострикции. Пьезоэлектрические свойства приведут к поляризации кристалла:

$$P_m = e_{mij} u_{ij} = \frac{1}{2} e_{mij} R_{ijkl} E_k E_l, \quad (2)$$

где P_m — дипольный момент единицы объема, e_{mij} — пьезоэлектрический тензор. Если для грубой оценки рассмотреть бесконечный слой вещества с границами, нормальными к x -оси, то электрическое поле, обусловленное поляризацией:

$$E_x^0 = -4\pi P_x.$$

Полагая $e_{ijk} \sim 10^5$ CGSE, $R_{ijkl} \sim 10^{-12}$ CGSE, легко проследить, что

$$E_x^0 \sim 10^{-6} W, \quad (3)$$

где E_x^0 выражено в единицах в.см⁻¹, а W — плотность потока световой волны в единицах вт.см⁻². Таким образом, при $W \sim 10^8$ вт.см⁻² на слое шириной в 1 см будет зафиксирована разность потенциалов ~ 100 в. (Учет конечности кристалла не изменит, разумеется, порядка величины.) Исследование наведенной светом разности потенциалов в пьезоэлектрических кристаллах позволит экспериментально выяснить вопрос о том, каковы в действительности деформации, создаваемые световым полем. Не исключено, что они могут отличаться от тех, которые получаются для статических значений величины R_{ijkl} (за обсуждение этого вопроса автор благодарен Г.А.Аскарьяну).

Особо большой величины напряженность постоянного электрического поля E^0 может достигать при фокусировке лазерного пучка или при его самофокусировке в пьезоэлектрическом кристалле. В обоих этих случаях интенсивность света будет сильно изменяться по сечению, т.е. будет

сильно изменяться по сечению и постоянное электрическое поле, которое определяется условием: $\text{div } E^{\circ} = -4\pi \text{div } P$. В первом приближении имеем для абсолютных величин: $E^{\circ} \sim 4\pi P$. (Отметим, что в случае узкого самофокусированного пучка, распространяющегося вдоль оси z , $u_{zz} \approx 0$ из простых геометрических соображений. Однако для грубой оценки порядков величин эффекты этого типа не существенны.) Тогда постоянное во времени электрическое поле вновь можно оценивать по формуле (3), только оценка будет относиться уже к абсолютной величине E° . При $W = 10^{12} \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$, что соответствует амплитуде электрического поля в световом пучке $E \approx 10^7 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1}$, постоянное поле $E^{\circ} \sim 10^6 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1}$. Таким образом, в пьезоэлектрическом кристалле при большой мощности светового пучка можно ожидать электрического пробоя под действием E° и вследствие этого разрушения кристалла. Нам кажется, что этот механизм ионизации будет в определенных условиях существеннее, чем многофотонная ионизация под действием света. В самом деле, если принять длину свободного пробега электрона в зоне проводимости $\sim 10^{-5} \text{ см}$ (для "горячих" электронов она может быть, вообще говоря, значительно больше), то электрон между двумя столкновениями получает энергию ~ 10 электрон-вольт, т.е. может возникнуть ударная ионизация. Под действием же переменного электрического поля световой волны электрон в зоне проводимости, как легко проследить, получит энергию $e_0^2 E^2 / 2m\omega^2 \sim 10^{-1}$ электрон-вольт, где e_0 — заряд электрона, m — его масса, ω — частота света. Таким образом, ударная ионизация и возникновение электронной лавины возможны лишь под действием постоянного поля. Если ударная ионизация достигается, то постоянное поле играет, по-видимому, определяющую роль (конечно, электроны, появляющиеся при многофотонной ионизации могут быть существенны при возникновении электронной лавины).

Поскольку свободные электроны, появляющиеся при ионизации атомов, будут ослаблять поле E° , то за время действия светового импульса разрушения кристалла даже при столь большой интенсивности пучка, на первый взгляд, может не наступить. Однако для эффективной компенсации E° концентрация электронов должна составлять $n \sim P / e_0 d$, где d — диаметр пучка или фокального пятна. При $d \sim 10^{-2} \text{ см}$, $W \sim 10^{12} \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$ получаем $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При таких концентрациях электронов проводимости, если их подвижность не слишком велика, свет может целиком поглотиться на расстоянии менее 1 см [3]. Тогда простые оценки показывают, что нагревание за время действия светового импульса составит тысячи градусов. Это приведет к разрушению кристалла в рассматриваемой области.

Нам известно две работы, где исследовалось прохождение лазерного пучка через пьезоэлектрики [4, 5]. В работе [4] роль постоянного электрического поля, исходя из приведенных выше оценок, должна быть весьма велика, и учет его, возможно, позволит понять некоторые интересные особенности вынужденного рассеяния, обнаруженные в [4]. (В [4] $E \approx 2 \cdot 10^7 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1}$ даже без учета самофокусировки; эта величина и использована в вышеприведенных оценках).

При фокусировке или самофокусировке световых пучков постоянное во времени электрическое поле будет появляться и в кристаллах с центром симметрии за счет неоднородности деформации по сечению пучка или фокального пятна. Согласно [2], дипольный момент единицы объема в пьезоэлектрическом кристалле при деформации, описываемой вектором смещения u_j , выражается в виде:

$$P_i = \gamma_{ijkl} \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_k \partial x_e} . \quad (4)$$

При этом:

$$\gamma_{ijkl} \sim \frac{e_o}{a} , \quad (5)$$

где a — период решетки. Тогда постоянное во времени электрическое поле, обусловленное неоднородностью деформации под действием лазерного пучка, можно оценить по аналогии с предыдущим:

$$E^o \sim 10^{-8} \frac{W}{k} , \quad (6)$$

где E^o записано в единицах $v \cdot cm^{-1}$, W в единицах $вт \cdot cm^{-2}$, $k = d/\lambda$, λ — длина световой волны в веществе. Например, при $W \sim 10^{12} \text{ вт} \cdot cm^{-2}$, $k \sim 10$, имеем $E^o \sim 10^3 \text{ в} \cdot cm^{-1}$. Теперь ясно, что в очень узких самофокусированных пучках в пьезоэлектрическом кристалле напряженность постоянного во времени электрического поля может оказывать весьма существенное влияние на свойства среды.

Акустический институт
Москва

Поступило в редакцию
18 октября 1966 г.

Литература

- [1] Г.А.Аскарьян, ЖЭТФ, 42, 1567, 1962. В.И.Таланов. Изв.вузов, сер.радиофизика, 7, 564, 1964. R.Y.Chiao, E.Garmire, C.H.Townes. Phys. Rev. Lett., 13, 479, 1964.
- [2] Ш.М.Коган. ФТТ, 5, 2829, 1963.
- [3] Т.Мосс, Оптические свойства полупроводников, М., 1961.
- [4] С.В.Кривохижа, Д.И.Маш, В.В.Морозов, В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский. Письма ЖЭТФ, 3, 378, 1966.
- [5] М.С.Бродин, В.Н.Ватулев, С.В.Закревский. Письма ЖЭТФ, 2, 317, 1965.