

ГУ в R_d аддитивен только при $N_t \ll N$, так как толщина ОПЗ w , от которой R_d зависит нелинейно, определяется заполнением всех типов ГУ.

Выше мы неявно предполагали, что величины n_1 и γ постоянны во всей ОПЗ, причем для n_1 использовали равновесное значение. В действительности в сильном поле p - n -перехода вблизи пробоя скорость термогенерации усиливается вследствие эффекта Пуля—Френкеля или термостимулированного туннелирования. Главным следствием этого является зависимость эффективной энергии ионизации ГУ ϵ_i от поля, а значит, и от координаты. Поэтому перезарядка ГУ даже одного типа будет происходить в разных точках ОПЗ при разных температурах. К тому же приведут полевая зависимость γ (если $\gamma \geq 1$)¹ и неравномерность температуры ОПЗ в высоковольтных приборах. Поэтому ширина пиков в зависимости $R_d(T)$ должна быть больше, чем это следует из формулы (8), согласно которой $T_{1/2} \approx T_m(1 \pm 0.1)$. Это обстоятельство затрудняет использование описанного явления для идентификации ГУ. Однако исследование зависимости $R_d(T)$ может быть незаменимым для оценки параметров ГУ в местах локализации пробоя при пониженных напряжениях (т. е. в низковольтных микроплазмах типа описанных в [3, 7]), когда полное количество ГУ в приборе слишком мало, чтобы можно было использовать емкостную спектроскопию.

Л и т е р а т у р а

- [1] Коршунов Ф. П., Марченко И. Г. Особенности изменения температурной зависимости дифференциального сопротивления в области лавинного пробоя облученных кремниевых p - n -переходов. — ФТП, 1983, т. 17, в. 12, с. 2201—2203.
- [2] Коршунов Ф. П., Марченко И. Г., Лостовский С. Б. Влияние радиационных дефектов на лавинный пробой и свойства микроплазм кремниевых p - n -переходов. — В кн.: Тез. докл. X Всес. конф. по физике полупроводников. Минск, 1985, ч. 3, с. 38—39.
- [3] Акимов П. В., Грехов И. В., Сережкин Ю. Н. Температурная зависимость напряжения лавинного пробоя диодов, изготовленных из кремния с высоким содержанием растворенного кислорода. — ФТП, 1975, т. 9, в. 4, с. 764—767.
- [4] Кузьмин В. А., Крюкова Н. Н., Кюрегян А. С. Об ударной ионизации глубоких уровней в полупроводниках. — ФТП, 1974, т. 8, в. 5, с. 945—949.
- [5] Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды. М., 1968. 480 с.
- [6] Кузьмин В. А., Кюрегян А. С. Теория вольтамперной характеристики $p^+ - i - n^+$ -структуры из компенсированного полупроводника в режиме лавинного пробоя. — Радиотехн. и электрон., 1975, т. 20, в. 7, с. 1449—1456.
- [7] Богородский О. В., Воронцова Т. П., Жгутова О. С. и др. Исследование механизмов снижения напряжения пробоя кремниевых высоковольтных многослойных структур. — ЖТФ, 1985, т. 55, в. 7, с. 1419—1425.
- [8] Rosier L. L., Sah S. T. — Sol. St. Electron., 1971, v. 14, N 1, p. 41.

Всесоюзный электротехнический
институт им. В. И. Ленина
Москва

Получено 21.05.1986
Принято к печати 29.10.1986

ФТП, том 21, вып. 5, 1987

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ УЛЬТРАЗВУКА В $Cd_{0.3}Hg_{0.7}Te$

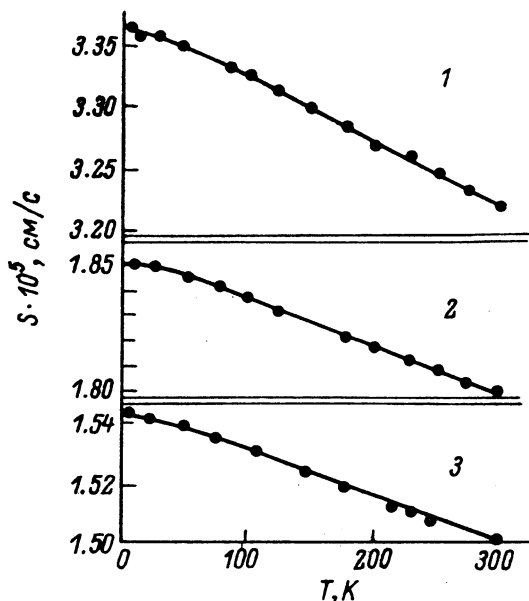
Васильев А. Н., Курбанов К. Р., Никифоров В. Н.,
Попова Е. А., Средин В. Г.

Модули упругости твердого раствора $Cd_xHg_{1-x}Te$ вплоть до настоящего времени экспериментально не определены. В этой связи в настоящей работе в интервале 4—300 К измерены температурные зависимости скоростей поперечного и продольного ультразвука в ориентированных образцах $Cd_{0.3}Hg_{0.7}Te$. Измерения проводились на монокристаллических образцах, имевших форму

¹ Согласно единственной известной нам работе [8], посвященной измерению $c_{11}(E)$, зависимость $\gamma(E)$ насыщается в полях $E \geq 2 \cdot 10^4$ В/см при значении $\gamma \ll 1$.

плоскопараллельных пластин с толщиной ~ 1 мм. Монокристаллы были получены методом вертикальной направленной кристаллизации из стехиометрических составов шихты. Нормали к плоскостям исследованных образцов с точностью до 1° совпадали с кристаллографическими осями [111] и [210].

Возбуждение и регистрация ультразвука осуществлялись методом прямого преобразования электромагнитных и акустических волн в проводниках в постоянном магнитном поле [1]. Для возбуждения в образцах ультразвука на обе поверхности пластин напылялись алюминиевые пленки толщиной 1 мкм. Так как эффективность прямого преобразования очень низка, то регистрация возбуждаемого ультразвука возможна только на частотах установления стоячих упругих волн на толщине пластины. Резонансные частоты определя-



Температурные зависимости скоростей поперечного S^t и продольного S^l ультразвука в монокристаллах $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$.

q — волновой вектор, p — поляризация. 1 — S^l , 2, 3 — S^t . 1, 3 — $q \parallel [111]$, 2 — $q \parallel [210]$, $p \parallel [001]$.

ются выражением $f = nS/2d$, где $n=1, 3, \dots$, d — толщина пластины, S — скорость звука. Измерения с точностью 10^{-5} проводились мостовым методом [2] в «теплом поле» сверхпроводящего соленоида ($H=70$ кЭ) на частотах первых ($n=1$) акустических резонансов. Смещение резонансной частоты с изменением температуры определяется изменением скорости звука, а также температурной зависимостью коэффициента линейного расширения вещества [3]. Акустические измерения проводились в области слабых деформаций ($\sim 10^{-7}$), что позволяет не учитывать амплитудную зависимость скорости ультразвука [4].

Температурные зависимости скоростей продольного и поперечного ультразвука в исследованных монокристаллах представлены на рисунке. Скорость поперечного ультразвука, распространяющегося вдоль [210] и поляризованного по [001], определяет в кубических кристаллах один из трех независимых модулей упругости c_{44} . Два других модуля c_{11} и c_{12} определяются из измерений скоростей поперечного и продольного ультразвука, распространяющегося вдоль [111].

Рассчитанные с учетом температурного изменения плотности $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$ [3] модули упругости и фактор анизотропии $B = 2c_{44}/(c_{11} - c_{12})$ этого материала, а также в «приближении изотропной среды» (модуль сдвига $G = c_{44}$, параметр Ламэ $\lambda = c_{11} - 2c_{44}$) коэффициент Пуассона $\nu = \lambda/2(G + \lambda)$, модуль Юнга $E = G(3\lambda - 2G)/G + \lambda$ и модуль всестороннего сжатия $K = \lambda + 2G/3$ при некоторых температурах приведены в таблице.

Результаты проведенных измерений указывают, в частности, на то, что при 300 К модуль упругости c_{12} $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$ совпадает с c_{12} бинарных соединений HgTe и CdTe , а c_{11} и c_{44} твердого раствора на 15 % превышают соответствующие

Модули упругости c_{ij} (10^{10} , Н/м²), фактор анизотропии B , коэффициент Пуассона ν , модуль Юнга E и модуль всестороннего сжатия K (10^{10} , Н/м²) $\text{Cd}_{0,3}\text{Hg}_{0,7}\text{Te}$ в интервале температур 4 ÷ 300 К

T , К	c_{11}	c_{12}	c_{44}	B	ν	E	K
4	6.79	4.02	2.53	1.83	0.203	6.07	3.42
20	6.78	4.02	2.53	1.83	0.202	6.08	3.41
77	6.70	3.98	2.51	1.83	0.200	6.03	3.35
100	6.65	3.94	2.50	1.84	0.199	5.99	3.32
150	6.54	3.86	2.47	1.84	0.196	5.91	3.25
200	6.41	3.78	2.44	1.85	0.193	5.82	3.16
250	6.31	3.70	2.42	1.86	0.189	5.75	3.08
273	6.25	3.66	2.41	1.86	0.186	5.72	3.04
300	6.19	3.62	2.40	1.87	0.183	5.68	2.99

модули упругости теллуридов ртути и кадмия [5]. Наблюдающееся при этом существенное уменьшение фактора анизотропии B в $\text{Cd}_{0,3}\text{Hg}_{0,7}\text{Te}$ по отношению к CdTe ($B=2.43$) и HgTe ($B=2.47$) демонстрирует изотропизацию упругих свойств в твердом растворе и связано, по-видимому, с разупорядочением решетки $\text{Cd}_{0,3}\text{Hg}_{0,7}\text{Te}$.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. П. Гайдукову за интерес к работе и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Васильев А. Н., Гайдуков Ю. П. Электромагнитное возбуждение звука в металлах. — УФН, 1983, т. 143, в. 3, с. 431—467.
- [2] Васильев А. Н., Гайдуков Ю. П., Никифоров В. Н. Низкотемпературная аномалия скорости звука в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$. — Письма ЖЭТФ, 1985, т. 41, в. 11, с. 466—468.
- [3] Collins J. — J. Phys. C, 1980, v. 13, N 4, p. 1649—1653.
- [4] Олих Я. М., Сальков Е. А., Курбанов К. Р. Влияние ультразвука на акустические характеристики кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. — ФТП, 1985, т. 19, в. 4, с. 762—765.
- [5] Шугилов В. А. Основы физики ультразвука. Л., 1980. 280 с.

Получено 24.07.1986
Принято к печати 29.10.1986

ФТП, том 21, вып. 5, 1987

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ В ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОМ ТЕЛЛУРИДЕ СВИНЦА

Беспалова Н. С., Вейс А. Н., Дашевский З. М.

Как известно, ионная имплантация позволяет эффективно легировать соединения $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$, в частности теллурид свинца. Вследствие образования большого количества собственных дефектов ионно-имплантированный PbTe обладает проводимостью n -типа, а концентрация свободных носителей в нем при дозах облучения $N_0 > 10^{13}$ см⁻² стабилизируется на уровне $4 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $T=0$ К [1]. Пиннинг энергии Ферми в ионно-имплантированных кристаллах находит объяснение в рамках модели, предполагающей образование резонансного уровня, связанного с вакансиями халькогена ($V_{\text{хг}}$), расположенного на фоне разрешенного спектра зоны проводимости. Энергия электрона на уровне $V_{\text{хг}}$, по данным исследования коэффициента Холла [1, 2], составляет $0.055-1.7 \times 10^{-4} T$ эВ (пленки PbTe на подложках NaCl).

Информация о положении пустых уровней, связанных с $V_{\text{хг}}$, может быть получена на основании исследования коэффициента поглощения $\alpha(\hbar\omega)$. При этом, основываясь на результатах теоретического анализа [3, 4] и эксперимен-