

1. Сейсян Р. П. Спектроскопия диамагнитных экситонов, Изд. Наука, М., 1984.
2. Hopfield J. J. Thomas D. J. Phys. Rev., 132, 563, (1963).
3. Киселев В. А. ФТТ, 21, 1069 (1979); ФТТ, 20, 2173 (1978); Письма в ЖЭТФ, 29, 369 (1979).
4. Stahl A. Phys. Stat. Sol. (b) 106, 575 (1981).
5. Никогосян Г. С. ФТП, 21, 958 (1987).

ՄՈՏՏԻ ԷՔՍԻՏՈՆՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵՍԱՑԻՆ ՇԵՐՏԸ ՈՒՓԵՂ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, ԱԼ. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Գ. Ս. ՆԻԿՈԴՈՍՅԱՆ

Կառուցված է մակերևութային էքսիտոնային վիճակների տեսությունը, որը հաշվի է առնում լուսաէքսիտոնային փոխազդեցությունը և էլեկտրոն-խոռոչ զույգի կապոնային պոտենցիալը: Ստացված են ալիքային ֆունկցիայի, էքսիտոնի հիմնական վիճակի էներգիայի և էքսիտոնային բևեռայնության անալիտիկ արտահայտությունները, կախված մակերևութից ունեցած հեռավորությունից, որոնք ցուցադրում են «մեռյալ» զոտոն առկայությունը և նրա կախվածությունը մագնիսական դաշտից:

THE SURFACE LAYER OF MOTT EXCITONS IN A STRONG MAGNETIC FIELD

A. G. ALEKSANYAN, AL. G. ALEKSANYAN, G. S. NIKOGOSYAN

A theory of excitonic state near the surface is constructed, which allows for both the light-exciton interaction and the Coulomb potential of an electron-hole pair. Analytical expressions for the wave functions, ground-state energy of an exciton and the exciton polarization are obtained as functions of the distance to crystal surface. These expressions demonstrate the presence of "dead" band and its dependence on the magnetic field.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 139—145 (1990)

УДК 546.61

АНИЗОТРОПИЯ ТЕРМОЭДС В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ p -GaAs

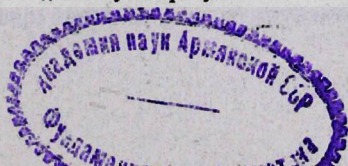
И. Ф. СВИРИДОВ

Одесский институт народного хозяйства

(Поступила в редакцию 16 марта 1989 г.)

В работе приведены экспериментальные и расчетные данные анизотропной термоэдс в деформированных образцах арсенида галлия p -типа проводимости с концентрацией дырок 10^{17} — 10^{19} см⁻³ в области температур от 90 до 500 К. Показано, что анизотропия термоэдс в деформированных образцах p -GaAs зависит от степени легирования исходных кристаллов и от их ориентации. При температуре около 110 К в деформированных образцах p -GaAs наблюдается максимум зависимости $\Delta\alpha = f(T)$ в направлении $\langle 111 \rangle$ и минимальное значение — в направлении $\langle 100 \rangle$.

Изучение анизотропной термоэдс в деформированных образцах p -GaAs при различных температурах и ориентациях позволяет внести некоторую ясность в вопрос не только об эффективных массах дырок, но и в оценку вкладов различных механизмов рассеяния в кинетические коэффициенты. Настоящая статья и посвящена данному вопросу.



Объектом исследования были образцы p -GaAs. Кристаллы арсенида галлия, из которых вырезались образцы для измерений, были выращены методом Чохральского и разрезались на пластинки размерами $1,86 \times 1,74 \times 8,70$ мм³. Кристаллографическое направление образцов было $\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 100 \rangle$. Интервал температуры составлял 90—500 К. Деформирующее усилие равно $9 \cdot 10^9$ дин/см². Концентрация образцов p -GaAs определялась из измерений эффекта Холла и электропроводности при комнатной температуре и варьировалась в пределах $4,5 \cdot 10^{17}$ — $1,7 \cdot 10^{19}$ см⁻³, а подвижность носителей заряда составляла 200—65 см²/В·с. Приведенный химический потенциал для наших образцов с концентрацией $p = 10^{19}$ см⁻³ был равен $\mu^* = \mu/k_0 T \geq 2$, а для $P = 10^{17}$ см⁻³ — 1,5.

Из двух способов наложения механической нагрузки было выбрано растяжение образца вдоль соответствующих осей, так как сжатие обладает одним существенным недостатком. При деформации резко меняется тепловой контакт между образцом и частью установки, задающей градиент температуры. Величина сигнала самого эффекта, за счет деформации кристалла, не заметна на фоне сигнала от изменения теплового контакта. Измерение анизотропии термоэдс осуществлялось на установке, описанной ранее в работе [1].

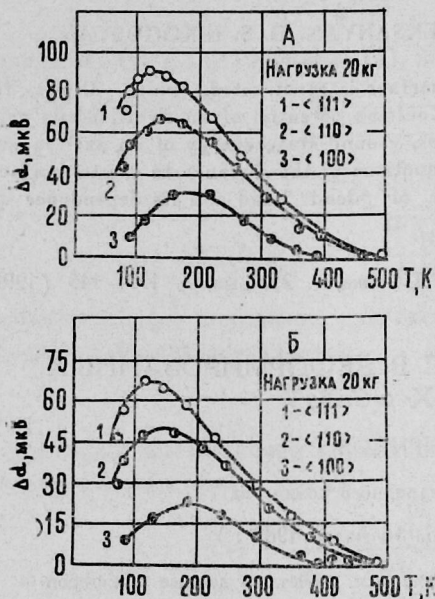


Рис. 1. Температурная зависимость анизотропии термоэдс в деформированных образцах p -GaAs: А—образец с концентрацией дырок $4,5 \cdot 10^{17}$ см⁻³, Б—образец с концентрацией дырок $1,7 \cdot 10^{19}$ см⁻³, точки—экспериментальные данные, сплошные линии—теоретические, найденные по формуле (2).

Результаты измерений анизотропии термоэдс для двух серий деформированных образцов (серия А — $p = 10^{17}$ см⁻³ и серия Б — $p = 10^{19}$ см⁻³) арсенида галлия p -типа проводимости приведены на рис. 1 (см. точки). Из этого рисунка видно присутствие максимума анизотропии термоэдс на всех экспериментальных кривых для двух серий образцов. Максимум анизотропии термоэдс зависит от кристаллографического направления, температуры, концентрации свободных дырок и нагрузки. Величина максимума $\Delta\alpha = f(T)$ уменьшается при уменьшении деформации кристалла вдоль указанных выше кристаллографических направлений. Наибольшего

значения максимум анизотропии термоэдс достигает вдоль направления $\langle 111 \rangle$, а минимальное значение принимает в направлении $\langle 100 \rangle$ для всех исследуемых образцов. Максимум анизотропии термоэдс в направлении $\langle 111 \rangle$ проявляется для всех кристаллов при $T \approx 110$ К. В направлениях $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ максимум анизотропии термоэдс смещается в область более высоких температур.

Присутствие максимума на всех кривых, по-видимому, можно объяснить присутствием смешанного механизма рассеяния в указанной области температур. Известно, что анизотропия термоэдс отсутствует при одном механизме рассеяния. В этом случае максимум $\Delta\alpha = f(T)$ должен лежать в области тех температур, где наиболее ярко проявляется смешанный механизм рассеяния. Согласно работе [2] таким смешанным механизмом рассеяния, при $T = 110$ К, может быть одновременное действие акустических фононов и ионизированных примесей

$$\frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}} = \frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}^{\phi}} + \frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}^i}, \quad (1)$$

где $\frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}^{\phi}}$ — время релаксации при рассеянии дырок на акустических фононах, $\frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}^i}$ — компоненты тензора времени релаксации носителей тока на ионах примеси.

Самойлович А. Г. с сотрудниками в работе [3] показали, что спектр акустических колебаний является изотропным, поэтому анизотропией времени релаксации, при рассеянии дырок на акустических фононах, можно пренебречь, и выражение (1) примет вид

$$\frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}} = \frac{1}{\tau^{\phi}} + \frac{1}{\tau_{\parallel, \perp}^i}.$$

где

$$\tau^{\phi} = \frac{\pi C'_{11} h^4}{k_0 T C'_{11} (2 m_{\perp}^2 m_i)^{1/2}}, \quad \tau_{\parallel, \perp}^i = \frac{\tau_0}{F_{\parallel, \perp}},$$

$$\tau_0 = \frac{8 \beta^3 m_{\perp} \gamma^2 E^{3/2}}{3 \pi N e^4 (2 m_{\parallel})^{1/2}}; \quad \beta^2 = \frac{m_{\parallel} - m_{\perp}}{m_{\perp}}, \quad \gamma^2 = \frac{h^2}{8 m_i R_0^2 e},$$

k_0 — постоянная Больцмана, R_0 — радиус экранировки, N — концентрация ионов, E — энергия дырки. Все остальные обозначения и методику расчета рассматриваемого вопроса можно найти в работе [2].

Точный анализ зависимости анизотропии термоэдс от температуры выполнить трудно, в силу сложной концентрационной и температурной зависимости ряда параметров легких и тяжелых дырок. Однако, несмотря на указанные трудности, с целью проверки правильности такого предположения, мы провели расчет зависимости анизотропии термоэдс от температуры и кристаллографического направления для двух серий деформированных образцов с $p = 4,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $p = 1,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При расчете учитывали, что изоэнергетические поверхности в деформированном образ-

це можно аппроксимировать эллипсоидами вращения с осью симметрии, совпадающей с направлением приложения нагрузки.

Используя конечное выражение [4], произведен расчет величин анизотропии термоэдс для легких и тяжелых дырок в деформированных образцах *p-GaAs*. При расчете полагали, что максимум должен наблюдаться при смешанном механизме рассеяния, когда дырки рассеиваются на акустических фононах и ионах примеси

$$\Delta z = \frac{k_0}{e} \left[\frac{(C_{\parallel}^T D_{\perp}^T - C_{\perp}^T) \sigma^T G_{\parallel}^T}{D_{\parallel}^T D_{\perp}^T} - \frac{(C_{\parallel}^L D_{\perp}^L - C_{\perp}^L) \sigma^L}{D_{\parallel}^L D_{\perp}^L} \right] \frac{1}{\sigma^T + \sigma^L}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона. τ^T, τ^L — электропроводность тяжелых и легких дырок.

$$C_{\perp, \parallel}^{T, L} = \frac{16,9}{42 + (a_{\perp, \parallel}^{T, L})^2} + \frac{7,1}{30 + (a_{\perp, \parallel}^{T, L})^2};$$

$$D_{\perp, \parallel}^{T, L} = \frac{1,66}{30 + (a_{\perp, \parallel}^{T, L})^2} - \frac{4,34}{20 + (a_{\perp, \parallel}^{T, L})^2}.$$

Для расчета параметра $(a_{\perp, \parallel}^{T, L})^2$ использовались усредненные значения упругой константы C'_{11} , согласно работе [2] усреднение упругой постоянной равно

$$C'_{11} = \frac{1}{3} [2 C_{44} + C_{11} + 2(C_{11} + C_{44})] \sqrt{1 + \frac{3}{5} \frac{C^* (C_{11} + C_{12})}{C_{11} - C_{44}}},$$

где $C^* = -C_{11} + 2 C_{44} + C_{12}$ — параметр, характеризующий анизотропию образца.

На рис. 1 показана температурная зависимость термоэдс в деформированных образцах *p-GaAs* для двух серий при различной ориентации кристаллов (точки и приведены рассчитанные зависимости $[\Delta\alpha = f(T)] P$ (сплошные линии), построенные с помощью формулы (2) для этих же образцов.

Из рис. 1 видно, что теоретические кривые $[\Delta\alpha = f(T)] P$ построенные с помощью формулы (2), качественно повторяют температурный ход кривых анизотропной термоэдс, полученных экспериментально.

Как показал расчет, кривые имеют максимум в области температур наибольшей эффективности смешанного механизма рассеяния. Причем, эффект максимален при растяжении образца в направлении $\langle 111 \rangle$ и минимален вдоль $\langle 100 \rangle$.

Во-первых, такое поведение $[\Delta\alpha = f(T)] P$, по-видимому, можно объяснить анизотропией эффективных масс $m_{\perp}^*/m_{\parallel}^*$, которая максимальна в направлении $\langle 111 \rangle$ и минимальна — в $\langle 100 \rangle$.

Во-вторых, известно, что при деформации кристалла изменяется ширина запрещенной зоны и, следовательно, концентрация носителей заряда.

Итак мы видим два эффекта, которые могут влиять на температурный ход $[\Delta\alpha = f(T)] P$. Поэтому необходимо оценить каждый из соответствующих вкладов в анизотропию термоэдс.

С этой целью мы провели исследование зависимости концентрации

дырок от температуры при различной деформации и ориентации для двух серий образцов ($A - p = 4,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $B - p = 1,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), которые приведены на рис. 2; точки — экспериментальные зависимости $[p = f(T)] P$ и сплошные линии — теоретические зависимости, найденные по формуле (2).



Рис. 2. Зависимость концентрации дырок в деформированных образцах $p\text{-GaAs}$: сплошные линии — теоретические, найденные по формуле (2), точки — экспериментальные данные, образцы те же, что и на рис. 1.

Как видно из этого рисунка, расчетные и экспериментальные кривые согласуются с точностью до 5% для образцов серии А, а в образцах серии В еще меньше.

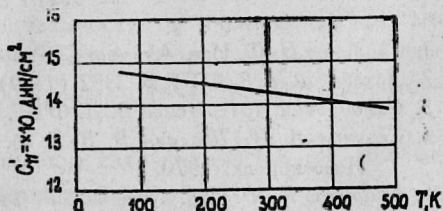
При расчетах считали, что $m_p^* = 0,5 m_0$, $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и не зависит от температуры.

Проведенный анализ позволяет установить, что при деформации кристалла $p\text{-GaAs}$ концентрация носителей заряда во всех исследуемых образцах не зависит от температуры и, следовательно, соответствующий вклад в термоэдс мал.

Теперь рассмотрим вклад второго эффекта в анизотропию термоэдс. Для того, чтобы объяснить температурную зависимость в деформированных образцах, необходимо предположить либо весьма сильный рост m_p^* , либо падение величины упругой константы (C'_{11}) с температурой. Обе эти зависимости показаны на рис. 3, 4.

На рис. 3 изображена температурная зависимость величины C'_{11} . Как видно из рис. 3, величина C'_{11} изменяется с температурой незначительно, а поэтому и вклад в термоэдс незначительный.

Рис. 3. Температурная зависимость упругой постоянной (C'_{11}) для образцов $p\text{-GaAs}$.



На рис. 4 сравниваются относительные изменения эффективной массы плотности состояния $[m_p^* = f(T)] P$, найденные из экспериментальных данных (точки) с теоретическими зависимостями (сплошные линии), найденными по формуле (2). Приближенное значение $[m_p^*(T)] P$, найденное по (2), меньше точного на 9%.

Вычисления производились усреднением по методу наименьших квадратов на ЭВМ ЕС 1035 с точностью до 10^{-7} .

Полученные нами экспериментальные зависимости анизотропии термоэдс, которые показаны на рис. 1, по-видимому, качественно можно объяснить только лишь анизотропией эффективных масс, так как эффект вклада концентрации дырок при деформации кристалла *p-GaAs* в анизотропию термоэдс мал.

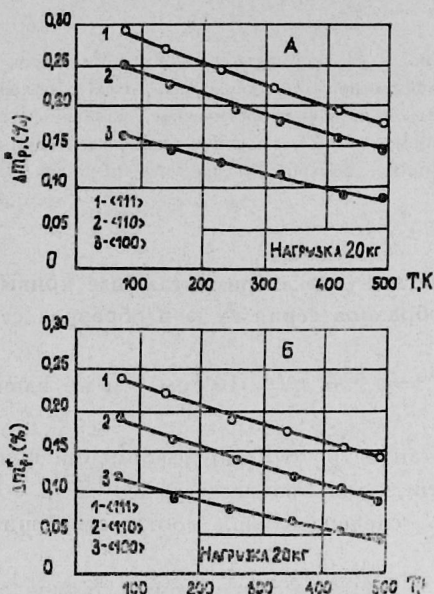


Рис. 4. Относительное изменение эффективной массы дырок в деформированных образцах *p-GaAs* от температуры: сплошные линии — теоретические зависимости, найденные по формуле (2), точки — экспериментальные данные, концентрация кристаллов и ориентация их та же, что и на рис. 1.

Смещение максимума [$\Delta\alpha = f(T)$] *P* влево с ростом деформации, по-видимому, можно объяснить за счет увеличения анизотропии эффективных масс, что соответствует тому факту, что примесное рассеяние падает.

Некоторые неоднозначности выводов относительно [$\Delta\alpha = f(T)$] *P*, полученных из сравнения теории с экспериментом, требуют дополнительных исследований образцов *p-GaAs* при более высоких деформациях и температурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Свиридов И. Ф. Изв. АН АрмССР, Физика, 15, 49 (1980).
2. Даховский И. В. ФТТ, 5, 2332 (1969).
3. Самойлович А. Г., Искра В. Д. ФТТ, 2, 2827 (1960).
4. Семенов А. И., Шадрин В. В. В сб. «Физика и техника полупроводников», НЭТИ, Новосибирск, 1970.
5. Свиридов И. Ф. Изв. вузов СССР, Физика, 2, 105 (1975).

ԹԵՐՄԱԷԼԵԿՏՐՈՒՇԱՐԺ ՈՒԺԻ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊԻԱՆ *p-GaAs*-ի
ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՍ ԵՄՈՒՇՆԵՐՈՒՄ

Ի. Ֆ. ՍՎԻՐԻԴՈՎ

Աշխատանքում բերված են փորձնական և հաշվարկված տվյալները *p*-տիպի հաղորդականությամբ և անջգծերի $10^{17} - 10^{19}$ սմ $^{-3}$ կոնցենտրացիայով դեֆորմացված հալիումի արսենիդի նմուշներում թերմաէլեկտրաշարժ անիզոտրոպիայի վերաբերյալ ջերմաստիճանների 90—500 К տիրույթում:

ANISOTROPY OF THERMOELECTROMOTIVE FORCE IN DEFORMED SAMPLES OF p-GaAs

I. F. SVIRIDOV

Experimental and calculated data on the anisotropy of thermoelectromotive force in deformed samples of p-GaAs with the concentration of carriers equal to 10^{17} , 10^{19} cm^{-3} in the temperature range from 90 to 500 K are given. The anisotropy of thermoelectromotive force in the deformed samples of p-GaAs was found to be dependent on the doping concentration of crystals and on their orientation. At the temperature near 110 K the dependence in deformed p-GaAs samples has a maximum in the direction $\langle 111 \rangle$ and a minimum in the direction $\langle 100 \rangle$.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 145—148 (1990)

УДК 621.3.049

О ВЛИЯНИИ РАЗБРОСА ВЕЛИЧИНЫ ВНУТРЕННЕГО КВАНТОВОГО ВЫХОДА НА НЕОДНОРОДНОСТЬ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПРИБОРОВ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

В. М. АРУТЮНЯН, А. А. КАРАГЕЗОВ, С. Х. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 21 ноября 1989 г.)

Рассмотрено влияние неравномерности легирования полупроводниковой подложки на разброс величины внутреннего квантового выхода ячеек фотоприемных приборов с зарядовой связью. Приводятся расчетные и экспериментальные результаты, полученные для приборов типа А1042.

В фотоприемных приборах с зарядовой связью (ФПЗС) на стадии преобразования светового потока в заряд имеет место некоторое искажение информации из-за неоднородности фоточувствительности прибора [1]. Средняя величина разброса фоточувствительности по ячейкам ФПЗС может составлять (3—10)% [2—3]. Рассмотрим некоторые конкретные факторы, приводящие к указанной неоднородности, с точки зрения процессов, протекающих в приборе.

Процесс накопления заряда в обедненном слое ячейки ФПЗС при одномомерном приближении описывается выражением

$$\frac{dn}{dt} = -j_n(x_{oc}) + \int_0^{x_{oc}} (g_{\phi} + g_T - g_p) dx, \quad (1)$$

где x_{oc} — ширина обедненного слоя, g_{ϕ} , g_T , g_p — скорость фотогенерации, скорость термогенерации и суммарная скорость рекомбинации соответственно. $j_n(x_{oc})$ — плотность тока электронов (для подложки p-типа) на границе обедненного слоя, диффундирующих из нейтрального