

К ВОПРОСУ ОБ АНИЗОТРОПИИ ПРОВОДИМОСТИ В СЛОИСТОМ InSe

Н.А. АБДУЛЛАЕВ, Т.Г. КЕРИМОВА, Т.Р. БАБАЕВ

*Институт Физики АН Азербайджана,
370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33*

Исследовались зависимости $\rho_{\parallel} / \rho_{\perp} \sim f(d)$ и $\sigma_{\parallel} / \sigma_{\perp} \sim f(\omega)$ в слоистом InSe. Полученные результаты подтвердили правомерность модели "реального кристалла", согласно которой при движении носителей вдоль слоев проводимость осуществляется по протяженным (делокализованным) состояниям, а при движении поперек слоев - по локализованным состояниям.

Вопрос анизотропии в слоистых полупроводниках A^3B^6 является спорным.

Предположение о том, что анизотропия проводимости $\sigma_{\parallel} / \sigma_{\perp}$ (σ_{\parallel} и σ_{\perp} - проводимости вдоль и перпендикулярно слоям, соответственно) достигающая величин 10^2 - 10^5 обусловлена анизотропией эффективных масс опровергнута экспериментальными исследованиями [1] и теоретическими расчетами [2]. Однозначно установлено, что нет значительной анизотропии в эффективных массах при движении носителей в плоскости и перпендикулярно слоям $\sigma_{\parallel} / \sigma_{\perp} = 0,14/0,18$ [1], а электронные состояния, формирующие край фундаментального поглощения в полупроводниках A^3B^6 практически трехмерны [2,3].

Авторами [4] впервые было сделано предположение, что носители заряда при движении поперек слоев преодолевают потенциальные барьеры, обусловленные наличием характерных для слоистых кристаллов плоских дефектов, дефектов стыковки слоев. Наличие значительного количества дефектов подобного рода вполне вероятно из-за слабости межслоевых связей и возможности сдвигов слоев относительно друг-друга. Последнее подтверждено данными рентгеноструктурного анализа [5] и электронно-скопических исследований [6]. Эти же исследования выявили, что характерный размер таких дефектов порядка нескольких микрон, что позволяет носителям заряда просачиваться через "нормальные" области кристалла. Последнее приводит к отсутствию анизотропии. Позже нами [7] для объяснения анизотропии проводимости в слоистом InSe была выдвинута модель реального слоистого кристалла, содержащего в объеме области разупорядочения, распространяющиеся на всю плоскость слоя кристалла. При движении поперек слоев носителей заряда неизбежно приходится преодолевать эти области разупорядочения путем "трехмерных" в отличии от "одномерных" [4] прыжков по локализованным состояниям. В то же время движение носителей заряда вдоль слоев осуществляется по протяженным состояниям. Именно это обстоятельство обуславливает значительную анизотропию проводимости в слоистых монокристаллах A^3B^6 .

Авторами [8] для объяснения анизотропии проводимости p-GaSe предложена модель, согласно которой проводимость кристалла в объеме и вблизи поверхности различна вследствие того, что вблизи поверхности в запрещенной зоне появляются локальные уровни энергии и подвижность носителей заряда ухудшается вследствие появления нового механизма рассеяния. Поэтому "поверхностная" проводимость кристалла много меньше объемной. При движении носителей заряда вдоль слоев основную роль играет объемная проводимость, а при

движении носителей поперек слоев - "поверхностная". Именно это обстоятельство по мнению [8] объясняет значительную анизотропию проводимости в p-GaSe. Согласно [8] отношение $\rho_{\perp} / \rho_{\parallel} \sim d^{-2}$, где d - толщина исследуемого кристалла. Таким образом, с уменьшением толщины образца анизотропия сопротивления должна увеличиваться.

С другой стороны известно, что частотная зависимость проводимости обусловленная переносом тока носителями, возбужденными в делокализованные состояния описывается формулой Друде $\sigma(\omega) = (0) / (1 + \omega^2 \tau^2)$, т. к. $\tau \approx 10^{-12}$ с, $\omega < 10^6$ Гц, то $\omega^2 \tau^2 \ll 1$ и $\sigma(\omega) = const$. Однако проводимость обусловленная прыжковым механизмом носителей с энергиями вблизи уровня Ферми описывается зависимостью [9], $\sigma(\omega) = c \cdot \omega [ln(\gamma_{фон}) / \omega]^4$ где $\gamma_{фон} = 1 / \tau$. В области частот $\omega < 10^6$ Гц $[ln(\gamma_{фон}) / \omega]^4 \sim \omega^{-0,2}$, т. е. $\sigma(\omega) \sim 0,8$.

Таким образом, проводимость по протяженным (делокализованным) и локализованным состояниям описывается различной частотной зависимостью. По нашему мнению исследования зависимости анизотропии проводимости от толщины и частоты могли пролить свет на правомерность той или иной теории.

Для проверки вышеприведенных предположений нами были проведены исследования зависимости анизотропии сопротивления монокристаллов от толщины и частоты.

Экспериментальные результаты и обсуждения.

Для проведения измерений образцы монокристаллов InSe готовились в виде прямоугольных пластин площадью 10×8 мм². Толщина образцов варьировалась в пределах от 4 мм до 100 мм. Удельные сопротивления определялись четырехзондовым методом [10]. По два индиевых контакта наносились с каждой стороны пластин строгой прямоугольной геометрии. Омичность контактов и их симметричность относительно полярности при изменении напряжения постоянно контролировалась. Измерения проводились как при постоянном, так и при переменном токе по селективной методике. Характерные размеры образца (толщина кристалла), размеры и расстояния между контактами, а также диаметр контактов определялись оптическим микроскопом.

На рис.1 представлена зависимость анизотропии $\rho_{\perp} / \rho_{\parallel}$ от толщины. Видно, что наблюдается слабое увеличение анизотропии сопротивления с уменьшением толщины. Однако, выполнение закономерности $\rho_{\perp} / \rho_{\parallel} \sim d^{-2}$ не наблюдается. Кроме того, можно предположить допол-

нительные доводы против модели [8]. Во-первых, в исследованных кристаллах не выполняется одно из основных предположений [8] о независимости анизотропии сопротивления от температуры. Во всех исследованных нами образцах анизотропия сопротивления росла с понижением температуры и при изменении температуры от 300 до 4,2К анизотропия сопротивления возрастала на 1-2 порядка. Во-вторых, вследствие слоистости, скалывание образцов приводит к образованию "зеркальной" поверхности, нанося минимальный ущерб поверхностной структуре кристалла. Последнее подтверждено в [11]. Таким образом, полученные результаты зависимости анизотропии проводимости от толщины в InSe позволили констатировать о наличии дополнительных фактов в пользу выдвинутой нами модели реального кристалла [7].

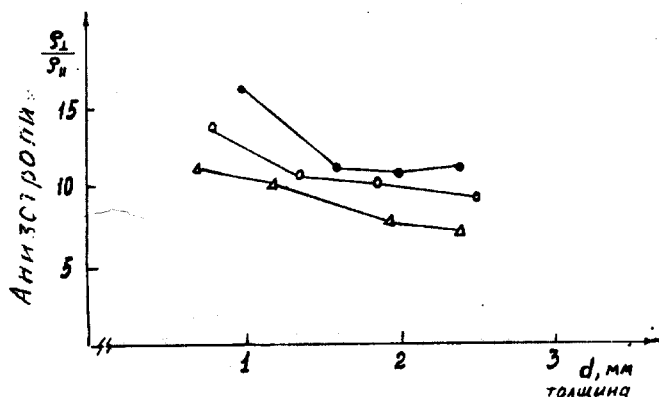


Рис.1. Зависимость анизотропии удельного сопротивления от толщины в InSe.

Другим подтверждением модели [7] могут служить результаты исследования частотной зависимости анизотропии сопротивления. Как отмечено выше проводимость по протяженным (делокализованным) и локализованным состояниям описывается различной частотной зависимостью.

На рис.2 представлена частотная зависимость проводимости монокристаллов InSe в направлениях вдоль $\sigma_{||}$ и перпендикулярно σ_{\perp} слоям при температурах 300 и 77К. Аппаратурные возможности не позволили нам проводить исследования на частотах свыше 10^6 Гц. Результаты экспериментальных исследований частотной

зависимости удельных сопротивлений в InSe свидетельствуют о том, что проводимость вдоль слоев $\sigma_{||}$ с повышением частоты несколько уменьшается, а проводимость перпендикулярно слоям σ_{\perp} с повышением частоты увеличивается по закону $\sigma_{\perp} \sim \omega^{0,8 \pm 0,1}$, причем частотная область выполнения закона меняется от образца к образцу. С понижением температуры область выполнения зависимости $\sigma \sim \omega^{0,8}$ сдвигается в область более высоких частот.

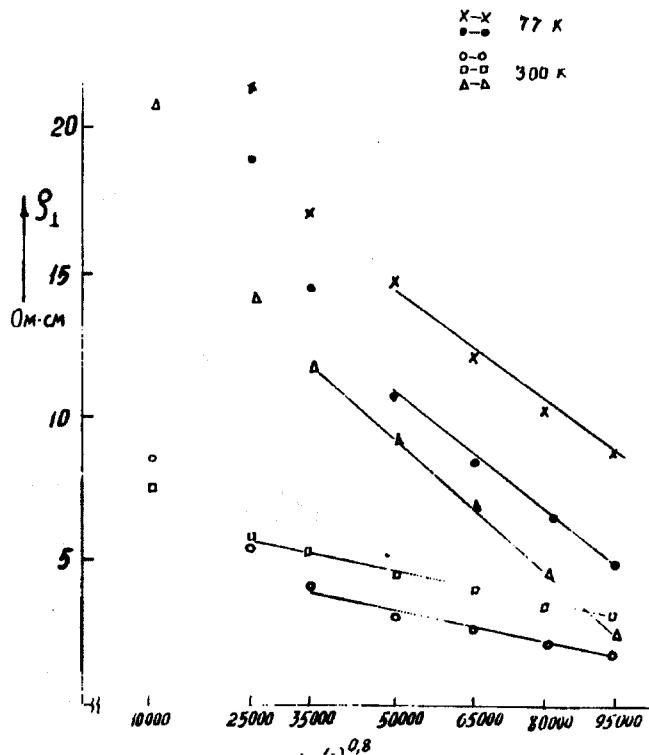


Рис.2. Зависимость анизотропии проводимости ρ_{\perp} от толщины в InSe.

Таким образом, проведенные исследования позволяют констатировать, что вышеприведенные результаты подтверждают правомерность предложенной нами модели "реального кристалла" согласно которой при движении носителей вдоль слоев проводимость осуществляется по протяженным состояниям, а при движении поперек слоев перенос носителей осуществляется по локализованным состояниям.

[1] E.Kress Rogers, J.R. Nicolas. Sol. Stat. Comman., 1982, v.44, p.379.
 [2] M. Schluter. Nuovo Cimento, 1973, B13, p.313.
 [3] Г.Л. Беленький, В.Б. Стоначинский. УФН, 1983, 140, с.233.
 [4] К. Maschke, H. Overhof. Phys. Rev. B., 1977, v.15, p.2058.
 [5] Ph.Houdy, J.L. Maurice, I.M. Bessan et. all., Phys. Stat. Sol (a), 1988, 105, p.101.
 [6] A. Rizzo, C. Blasi, M. Catalano, P. Cavalicre. J. Appl. Phys., 1987, 61, p. 5267.

[7] Г.Л. Беленький, Н.А. Абдуллаев, В.Н. Зверев, В.Я. Штейнрайбер. Письма в ЖЭТФ, 1988, т.47, в.10, с.498.
 [8] V. Augelli, C. Manfreddi, R. Muzzi, A. Rizzo, Vasanelli. Nuovo Cimento, 1978, 47B, n.1, p.101.
 [9] H.Momm, У.Туд. УФН, 1963, т. 79, с.691. N.F.Mott. Y. Non Crystal Solids, 1968,11.
 [10] P. Schnalel. Zeitschrift Angew. Phys.1967, v.22, с.136.
 [11] А. Казымзаде. Диссертация на соискание ученой степени д.ф.м.н. "Электронные свойства слоистых соединений типа A^3B^5 и гетероконтакты на их основе. Баку, 1983.

N.A. Abdullayev, T.G. Kərimova, T.R. Babayev

LAYLI InSe-də KEÇİRİCİLİYİN ANİZOTROPİYASI

InSe laylı birləşməsində $\rho_{\parallel}/\rho_{\perp} \sim f(d)$ və $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp} \sim f(\omega)$ asılılıqları tədqiq edilmişdir. Alınmış nəticələr "real kristal" modelinin doğruluğunu təsdiq etdi. Bu modelə görə yükdaşıyıcılar laylar boyunca hərəkət edərkən keçiricilik delokalizasiya halları üzrə, layların eni boyunca hərəkətdə isə lokalizasiya halları üzrə həyata keçirilir.

N.A. Abdullayev, T.G. Kerimova, T.R. Babayev

ON ANIZOTROPY OF CONDUCTIVITY IN LAYERED InSe

The dependence $\rho_{\parallel}/\rho_{\perp} \sim f(d)$ and $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp} \sim f(\omega)$ and in layered InGe were investigated. The obtained results confirmed the reality of the real crystal method, in accordance with which with the motion of carriers along the layers conductivity have been fulfilled in delocalization states, and with the motion acrossing the layers - in localized states.