

УДК 535.32 : 535.34.546.289

© 1990

СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЕ СВОЙСТВА (10^{11} — 10^{12} Гц) НИЗКООМНЫХ ФОСФИДА ИНДИЯ И АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

А. А. Волков, Б. П. Горшунов, В. П. Калинушкин,
Г. В. Козлов, О. И. Сиротинский

В диапазоне субмиллиметровых волн (на частотах $\nu = 6\text{--}33$ см⁻¹) в интервале температур 5—600 К измерены спектры динамической проводимости и диэлектрической проницаемости низкоомных образцов фосфида индия и арсенида галлия. Установлено, что при температурах $T > 80\text{--}100$ К спектры $\epsilon'(\nu)$ и $\sigma(\nu)$ InP и GaAs определяются динамикой свободных носителей и могут быть описаны в рамках механизма проводимости Друде. Обнаружено, что при понижении температуры дисперсия друдевского типа в этих соединениях плавным образом трансформируется в релаксационную. Предложена интерпретация природы низкотемпературной релаксации.

Полупроводники входят в число наиболее интересных объектов субмиллиметровой (СБММ) спектроскопии, поскольку именно на этот диапазон длин волн (частоты $\nu = 10^{11}\text{--}10^{12}$ Гц) приходятся характерные частоты рассеяния носителей тока на дефектах, примесях, фононах. Изучение СБММ спектров $\epsilon'(\nu)$ и $\sigma(\nu)$, а также их температурных зависимостей позволяет определять микроскопические параметры, характеризующие конденсат носителей тока. Вместе с тем соответствующие экспериментальные данные по СБММ свойствам полупроводников в настоящее время в литературе практически отсутствуют. Данная работа является частью реализуемой нами программы [1] исследования субмиллиметровых спектров полупроводниковых материалов.

1. Методика эксперимента

В качестве объектов исследования были взяты образцы *n*-типа легированных фосфида индия и арсенида галлия. Кристаллы были выращены методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава под давлением аргона. Концентрация и подвижность электронов при комнатной температуре $(1\text{--}3) \cdot 10^{16}$ см⁻³ и $\mu \sim (3\text{--}3.5) \cdot 10^3$ см²/В·с. Плотность дислокаций $\sim 5 \cdot 10^4$ см⁻². Концентрация носителей тока в GaAs $\sim 10^{15}$ см⁻³, плотность дислокаций $\sim 5 \cdot 10^4$ см⁻².

На спектрометре «Эпсилон» [2] измерялись СБММ спектры динамической проводимости σ и диэлектрической проницаемости ϵ' в диапазоне частот $\nu = 6\text{--}33$ см⁻¹ в интервале температур 5—600 К. Методика измерений подробно описана в [2] и основана на измерении СБММ спектров коэффициента пропускания и фазового сдвига прошедшей через плоскопараллельный образец волны с последующим расчетом на их основе спектров $\epsilon'(\nu)$ и $\sigma(\nu)$. Толщины образцов составляли около 100 мкм.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены СБММ спектры диэлектрической проницаемости ϵ' и динамической проводимости σ фосфида индия (а) и арсенида галлия (б), измеренные при $T = 5$ (1), 293 (2), 100 (3) и 623 К (4). Как видно,

и ϵ' , и σ подвержены серьезным изменениям в зависимости от частоты и температуры. Для обоих материалов в спектрах $\epsilon'(\nu)$ и $\sigma(\nu)$ видны признаки двух различных механизмов дисперсии. При температурах $T > > 80 \div 100$ К с ростом частоты наблюдаются увеличение диэлектрической проницаемости и падение проводимости. Это признак механизма проводимости на свободных носителях, описываемого в простейшем случае драведской моделью невзаимодействующих носителей [8]. При самых низких, гелиевых, температурах знак дисперсии в спектрах $\epsilon'(\nu)$ и $\sigma(\nu)$ изменяется на противоположный: диэлектрическая проницаемость с увеличением частоты уменьшается, а динамическая проводимость возрастает, что свидетельствует о появлении иного, релаксационного, механизма дисперсии. В промежуточной области температур (50 К) наблюдается сосуществование обоих механизмов (см. вставку к рис. 1, а).

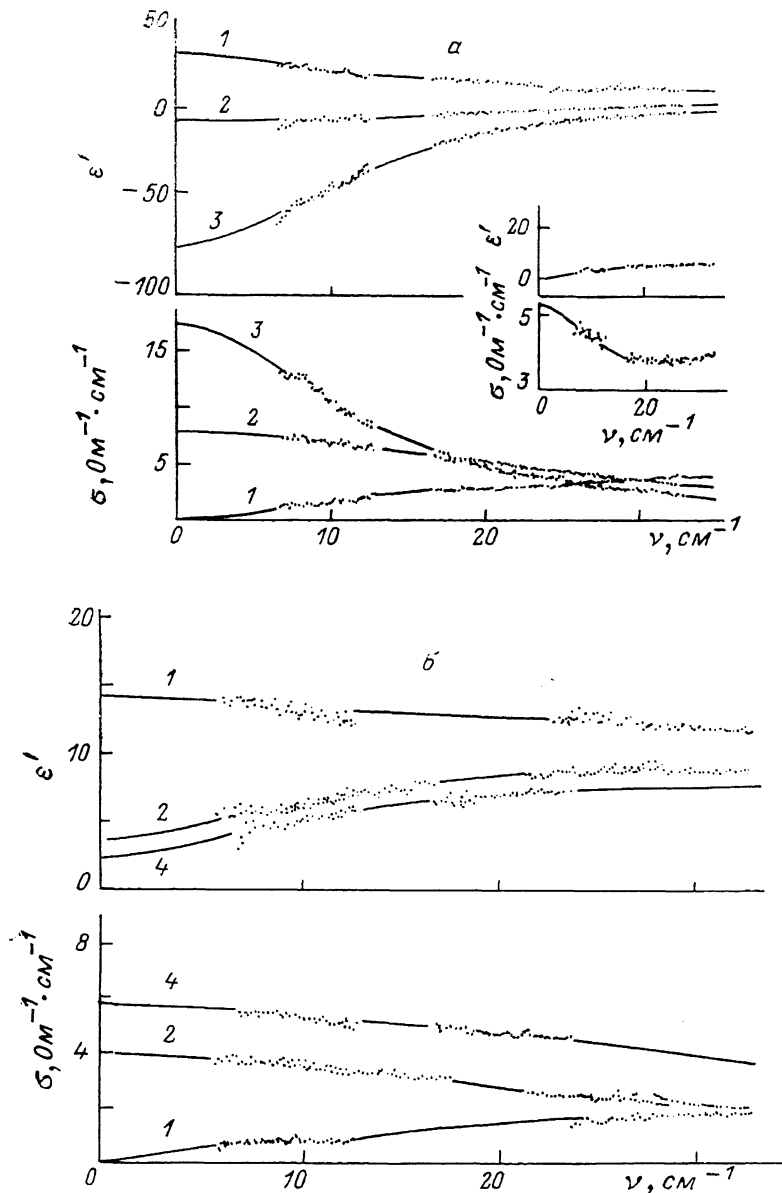


Рис. 1.

мости на свободных носителях, описываемого в простейшем случае драведской моделью невзаимодействующих носителей [8]. При самых низких, гелиевых, температурах знак дисперсии в спектрах $\epsilon'(\nu)$ и $\sigma(\nu)$ изменяется на противоположный: диэлектрическая проницаемость с увеличением частоты уменьшается, а динамическая проводимость возрастает, что свидетельствует о появлении иного, релаксационного, механизма дисперсии. В промежуточной области температур (50 К) наблюдается сосуществование обоих механизмов (см. вставку к рис. 1, а).

На рис. 2 показаны температурные зависимости диэлектрической проницаемости и проводимости InP (а) и GaAs (б) для двух частот: 10 (I) и

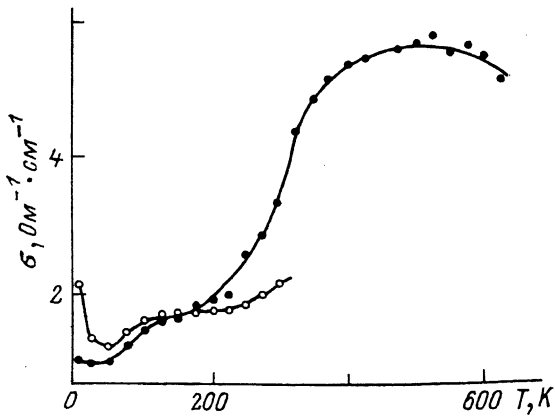
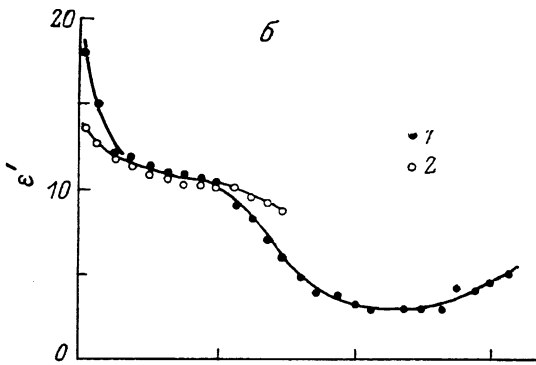
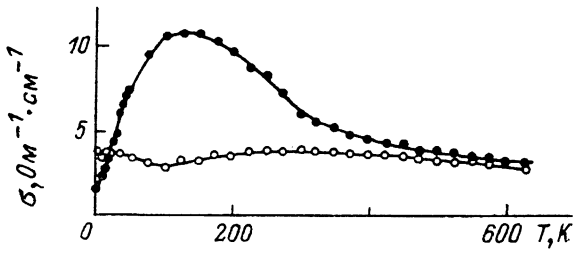
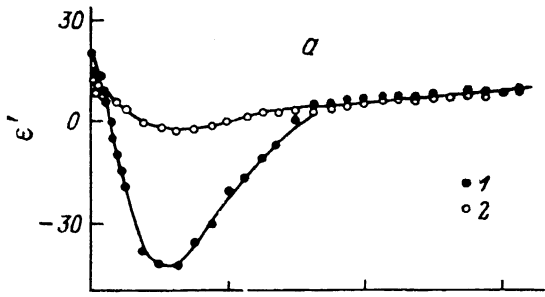


Рис. 2.

30 см⁻¹ (2). В случае InP динамическая проводимость σ на частоте 10 см⁻¹ с понижением температуры вначале возрастает, достигая максимума в районе $T=120$ К, а затем уменьшается, что согласуется с температурным ходом статической проводимости [4]. В отличие от σ (10 см⁻¹) проводимость InP на частоте 30 см⁻¹ незначительно изменяется во всем температурном интервале $T=5\div 600$ К, причем на месте максимума в районе 100 К на зависимостях проводимости статической σ и на частоте 10 см⁻¹ в данном случае наблюдается минимум. На зависимостях $\epsilon'(T)$ для InP на обеих частотах 10 и 30 см⁻¹ наблюдается минимум около 100–120 К.

В случае GaAs с уменьшением температуры, начиная с 600 К, СВММ проводимость вначале возрастает, а СВММ диэлектрическая проницаемость уменьшается, достигая соответственно максимума и минимума при 450–500 К. При дальнейшем уменьшении температуры как σ (СВММ), так и ϵ' (СВММ) ведут себя монотонно, соответственно уменьшаясь и увеличиваясь. Вместе с тем наблюдается резкое увеличение σ (30 см⁻¹) при $T < 50$ К.

В области высоких температур, где наблюдаются признаки проводимости на свободных носителях, СВММ спектры $\epsilon'(\nu)$ и $\sigma(\nu)$ фосфида индия и арсенида галлия могут быть описаны с помощью формул модели проводимости Друде [3].

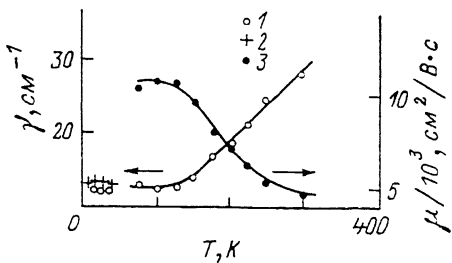


Рис. 3.

$$\sigma(\nu) = \sigma_0 / (1 + \nu^2 / \gamma_{Dr}^2), \quad \epsilon'(\nu) = \epsilon_\infty - 2\sigma(\nu) / \gamma_{Dr}, \quad (1), (2)$$

где $\sigma_0 = ne^2 / (2\pi m^* \gamma_{Dr})$ — статическая проводимость; $\gamma_{Dr} = e / (2\pi \mu m^*)$ — друдевская частота соударения носителей заряда с примесями, фононами; m^* — эффективная масса; e — заряд; μ — подвижность; n — концентрация носителей, ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость без учета вклада свободных носителей.

Наиболее существенным результатом настоящей работы нам представляется наблюдение в обоих полупроводниках плавной трансформации друдевского характера дисперсии СВММ спектров $\epsilon'(\nu)$ и $\sigma(\nu)$ в дебаевский.

Низкотемпературные релаксационные зависимости в СВММ спектрах ϵ' и σ могут быть описаны известными релаксационными формулами Дебая (см., например, [5])

$$\begin{aligned} \sigma(\nu) &= \nu^2 \Delta \epsilon / [2\gamma_{Db} (1 + \nu^2 / \gamma_{Db}^2)], \\ \epsilon'(\nu) &= \epsilon_\infty + \Delta \epsilon / (1 + \nu^2 / \gamma_{Db}^2), \end{aligned} \quad (3), (4)$$

где $\Delta \epsilon$ — диэлектрический вклад релаксатора, γ_{Db} — частота дебаевской релаксации.

Результаты обработки СВММ спектров по методу наименьших квадратов с помощью формул (1)–(4) показаны сплошными линиями на рис. 1, а, б. Определенные с помощью такой обработки на рис. 3 показаны температурные зависимости частот релаксации ν_{Dr} (1) и ν_{Db} (2), а также подвижности μ (2) для случая InP. В случае арсенида галлия достаточно точное определение температурного хода параметров моделей затруднено, поскольку друдевская и дебаевская частоты релаксации лежат вблизи верхнего предела нашего рабочего диапазона частот ($\gamma_{Dr} = 34$ см⁻¹ при 293 К, $\gamma_{Db} = 25$ см⁻¹ при 5 К).

В случае фосфида индия при понижении температуры от комнатной наблюдаются уменьшение друдевской частоты релаксации и рост подвижности (рис. 3). Это свидетельствует в пользу фононного механизма рассеяния свободных носителей. Обработка спектров показала, что концентрация носителей при этом остается практически постоянной $n \approx (1.1 \pm 0.5) \times$

$\times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (для $T \geq 100 \text{ К}$). Таким образом, рост низкочастотной (статической) проводимости в этой области температур целиком связан с ростом подвижности. Как видно из рис. 1, а, горб на температурной зависимости проводимости при $T \approx 100 \div 120 \text{ К}$ (и соответствующий минимум на зависимости $\epsilon'(T)$) наблюдается лишь на частотах, меньших $\nu \approx 25 \div 30 \text{ см}^{-1}$ (и в статике). При $\nu \geq 30 \text{ см}^{-1}$ (900 ГГц) фононный механизм рассеяния носителей, являющийся причиной наличия горба, полностью выключается. При $T \leq 120 \text{ К}$ друдевская частота релаксации перестает зависеть от температуры (рис. 3), что свидетельствует о смене механизма рассеяния носителей. Отметим, что столь сильные изменения в проводимости происходят как раз в области частот ($10\text{--}30 \text{ см}^{-1}$, $300\text{--}900 \text{ ГГц}$) возможного практического использования данных материалов.

На рис. 3 в области низких температур показана температурная зависимость частоты дебаевской релаксации, которая, как видно, меняется мало и имеет величину $\gamma_{\text{Дб}} \approx 12.5 \text{ см}^{-1}$, практически совпадающую с низкотемпературным значением частоты релаксации модели Друде. Отсюда можно сделать вывод о единой природе центров рассеяния, на которых рассеиваются свободные носители при $80 \text{ К} \leq T \leq 120 \text{ К}$ и которые являющиеся причиной релаксационного частотного хода зависимостей $\epsilon'(\nu)$ и $\sigma(\nu)$ при $T \leq 50 \text{ К}$. В работах [6-9] методом исследования рассеяния света в InP и GaAs было установлено, что в этих материалах существуют области с повышенной концентрацией носителей, своеобразные потенциальные ямы. Мы полагаем, что именно наличие этих ям является причиной обнаруженного нами в СБММ спектрах при низких температурах релаксационного отклика носителей тока. При высоких температурах $T \geq 150 \text{ К}$ за счет температурной активации основная доля носителей находится вне ям и не чувствует их. Преобладающим здесь является фононный механизм рассеяния движущихся вне ям электронов. С понижением температуры частота соударения с фононами уменьшается и сравнивается с частотой соударения с краями ям в районе $T \approx 120 \text{ К}$ (рис. 3). При $T \leq 120 \text{ К}$ фононный механизм рассеяния выключается и преобладающим становится механизм рассеяния на потенциальных барьерах, образующих ямы. В концец, при самых низких температурах, там, где в СБММ спектрах отсутствуют признаки друдевской дисперсии, СБММ электродинамический отклик полностью определяется носителями, сконцентрированными в потенциальных ямах. Релаксационного типа особенность, наблюдаемая при этом в СБММ спектрах, может быть достаточно наглядно объяснена на языке классических представлений. При достаточно больших частотах расстояние, на которое диффундирует отдельный носитель за полупериод внешнего электромагнитного поля, меньше расстояния между отдельными потенциальными барьерами, образующими потенциальную яму. В результате носители в таком поле проявляют себя как свободные и проводимость достигает того максимального значения, которое было бы в отсутствие барьеров. Однако если частота излучения становится меньше определенной частоты $\nu_0 = v/l$ (v — скорость носителя, l — расстояние между барьерами), проводимость в основном будет определяться теми носителями, которые преодолевают барьеры, и будет иметь поэтому меньшую величину. Выравнивание этих двух величин проводимости происходит в районе частоты $\nu_0 = \gamma_{\text{Дб}}$. Зная частоты $\gamma_{\text{Дб}}$ для InP и GaAs и скорость носителей, можно определить расстояния между барьерами, т. е. размеры потенциальных ям. Принимая скорость электронов, равную их тепловой скорости $v = \sqrt{3KT/m^*} = 1.3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, получаем оценки для l : $\approx 0.3 \text{ мкм}$ для InP и $\approx 0.1 \text{ мкм}$ для GaAs.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Горшунов Б. П., Калинушкин В. П., Козлов Г. В., Сиротинский О. И. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 8. С. 104—106.
- [2] Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В., Лебедев С. П., Мальцев В. И. // Электронная техника, сер. 1. 1984. № 11. С. 38—41.
- [3] Соколов А. В. Оптические свойства металлов. М., 1961.

- [4] Емельяненко О. В., Лагунова Т. С., Наследов Д. Н., Талалакин Г. Н. // ФТТ. 1965. Т. 7. № 5. С. 1315—1323.
- [5] Туров Е. А. Материальные уравнения электродинамики. М., 1983.
- [6] Kalinushkin V. P., Murin D. I., Omeljanovsky E. M., Polyakov A. J., Prohorov A. M., Rahnstein V. I. // Semicond. Sci. Technol. 1987. V. 2. P. 379—381.
- [7] Ogawa T., Nango N. // Rev. Sci. Instruments. 1986. V. 57. N 6. P. 1135—1139.
- [8] Георбигани А. Н., Калинушкин В. П., Мурин Д. И., Мурина Т. М., Прохоров А. М., Радауцан С. И., Тигвиану И. М., Юрьев В. А. // ФТП. 1987. Т. 21. № 12. С. 2125—2129.
- [9] Chin A. K., Caruso R., Young M. S., von Neida R. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 5. P. 521—523.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
1 ноября 1989 г.