

Частотная дисперсия диэлектрических коэффициентов слоистых монокристаллов TlGaS_2

© С.Н. Мустафаева

Институт физики Национальной академии наук Азербайджана,
1143 Баку, Азербайджан

E-mail: itpcht@itpcht.ab.az

(Поступила в Редакцию 30 июня 2003 г.)

В слоистых монокристаллах TlGaS_2 исследованы частотные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$, диэлектрической проницаемости ϵ и ас-проводимости σ_{ac} поперек слоев в диапазоне частот $f = 5 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^7$ Hz. Обнаружена значительная дисперсия $\text{tg } \delta$ в области частот $10^6 - 3 \cdot 10^7$ Hz. Диэлектрическая проницаемость образцов из TlGaS_2 в изученной области частот изменялась от 26 до 30. В частотной области $5 \cdot 10^4 - 10^6$ Hz наблюдается $f^{0.8}$ -закон для ас-проводимости, а при $f > 10^6$ Hz $\sigma_{\text{ac}} \sim f^2$. Установлено, что поперек слоев монокристаллов TlGaS_2 в переменных электрических полях частотой $5 \cdot 10^4 - 10^6$ Hz имеет место перескоковый механизм переноса заряда по локализованным в окрестности уровня Ферми состояниям. Оценены плотности состояний вблизи уровня Ферми $N_F = 2.1 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot 10^{-3}$, среднее время прыжка $\tau = 2 \mu\text{s}$ носителя заряда из одного локализованного состояния в другое и средняя длина прыжка $R = 103 \text{ \AA}$.

Монокристаллы TlGaS_2 являются типичными представителями слоистых полупроводников и привлекают большое внимание исследователей благодаря своим интересным физическим свойствам. К таким свойствам относится сильная анизотропия электронных характеристик, обусловленная спецификой их кристаллической структуры. Для слоистых кристаллов характерно наличие структурных дефектов, таких как вакансии и дислокации. Существование таких дефектов приводит к высокой плотности состояний, локализованных вблизи уровня Ферми. Локализованные в запрещенной зоне состояния ответственны за большинство электронных процессов, протекающих в полупроводниках. По этим локализованным состояниям осуществляется перенос заряда как на постоянном, так и на переменном токе. В [1] экспериментально установлено, что при температурах $T \leq 200 \text{ K}$ в слоистых монокристаллах TlGaS_2 как вдоль, так и поперек их естественных слоев в постоянном электрическом поле имеет место прыжковая dc-проводимость с переменной длиной прыжка по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям. Оценена плотность состояний N_F в окрестности уровня Ферми. Значения N_F , вычисленные на основе экспериментальных результатов измерения dc-проводимости монокристаллов TlGaS_2 вдоль и поперек слоев, составляли $2.5 \cdot 10^{18}$ и $2.0 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ соответственно, т.е. плотность состояний довольно высока. С этой точки зрения монокристаллы TlGaS_2 являются интересными объектами для исследования их в переменных электрических полях. В литературе имеются сообщения о частотно-зависимой проводимости в монокристаллах TlGaS_2 [2,3]. В [2] для N_F получено значение $9.0 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$, которое превышает величину N_F , найденную нами [1] на основании измерений σ_{ac} поперек слоев TlGaS_2 . В [4] приведены результаты измерения диэлектрической проницаемости монокристалла TlGaS_2

на частоте 10^5 Hz. Совсем недавно появилось сообщение о дисперсии диэлектрической проницаемости и электропроводности кристаллов TlGaS_2 , измеренных на частотах 10^2 , 10^3 , 10^4 и 10^6 Hz [5]. Если в [2] в области частот $10^5 - 10^7$ Hz ас-проводимость TlGaS_2 описывалась степенным законом ($f^{0.8}$), то в [5] зависимость $\sigma_{\text{ac}}(f)$ в диапазоне частот $10^2 - 10^6$ Hz была довольно слабой. Ввиду всех этих несоответствий нами были предприняты эксперименты по изучению частотно-зависимых диэлектрических параметров слоистых монокристаллов TlGaS_2 и установлению механизмов переноса заряда на переменном токе.

Изучаемые слоистые монокристаллы TlGaS_2 имели достаточно высокое электрическое сопротивление ρ при комнатной температуре. Вдоль естественных слоев значение ρ составляло $2 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$, а поперек слоев $\rho = 7 \cdot 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$.

1. Методика эксперимента

Измерения диэлектрических коэффициентов монокристаллов TlGaS_2 выполнены на фиксированных частотах диапазона $5 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^7$ Hz резонансным методом с помощью куметра TESLA BM560. Образцы из TlGaS_2 были изготовлены в виде плоских конденсаторов, плоскость которых перпендикулярна С-оси кристалла. Толщина монокристаллических пластинок TlGaS_2 была равна $0.05 - 0.06 \text{ cm}$, а площадь обкладок составляла $0.5 - 0.7 \text{ cm}^2$. В процессе электрических измерений образцы помещались в специально сконструированную экранированную ячейку. Переменное электрическое поле прикладывалось поперек естественных слоев монокристаллов TlGaS_2 . Амплитуда приложенного поля соответствовала омической области вольт-амперной характеристики образцов из TlGaS_2 . Все измерения проводились при $T = 300 \text{ K}$. Точность определения резонансных

значений емкости и добротности ($Q = 1/\operatorname{tg} \delta$) измерительного контура ограничена ошибками, связанными со степенью разрешения отсчетов по приборам. Градуировка конденсатора имела точность ± 0.1 pF. Воспроизводимость положения резонанса составляла по емкости ± 0.2 pF, по добротности ± 1.0 – 1.5 деления шкалы.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены экспериментальные результаты изучения частотной зависимости тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ в монокристаллическом образце TlGaS_2 (кривая 1). Кривая зависимости $\operatorname{tg} \delta(f)$ имела две ветви: монотонно спадающую (в частотной области $5 \cdot 10^4$ – 10^6 Hz) и возрастающую при $f > 10^6$ Hz. Значительная дисперсия $\operatorname{tg} \delta$ наблюдалась при $f > 10^7$ Hz. При комнатной температуре, когда монокристаллы TlGaS_2 имеют заметную электропроводность в переменных электрических полях (ас-проводимость), основным видом диэлектрических потерь становятся потери на электропроводность.

В частотном диапазоне $5 \cdot 10^4$ – $3 \cdot 10^7$ Hz измерены также величины электрической емкости образцов из TlGaS_2 , которые составляли 21–24 pF. Максимальную емкость образцы TlGaS_2 имели на частоте $\sim 3 \cdot 10^7$ Hz. По значениям емкости образцов TlGaS_2 при различных частотах рассчитаны значения диэлектрической проницаемости ϵ , которая изменялась от 26 до 30 (кривая 2 на рис. 1), т. е. сколько-нибудь существенной дисперсии ϵ не наблюдалось во всем изученном диапазоне частот.

В [2] было показано, что диэлектрическая проницаемость в образцах TlGaS_2 не зависит от частоты в интервале 10^4 – 10^7 Hz: $\epsilon = 22 \pm 2$. В [4] для диэлектрической проницаемости TlGaS_2 на частоте 10^5 Hz получено значение $\epsilon = 25$. В [5] значение диэлектрической проницаемости в TlGaS_2 изменялось в пределах $\epsilon \approx 20$ – 38 в области частот 10^2 – 10^6 Hz, причем дисперсия ϵ имела

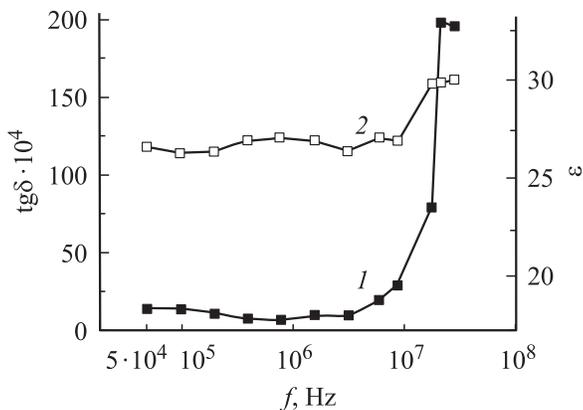


Рис. 1. Частотные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь (1) и диэлектрической проницаемости (2) для монокристаллического образца TlGaS_2 при $T = 300$ К.

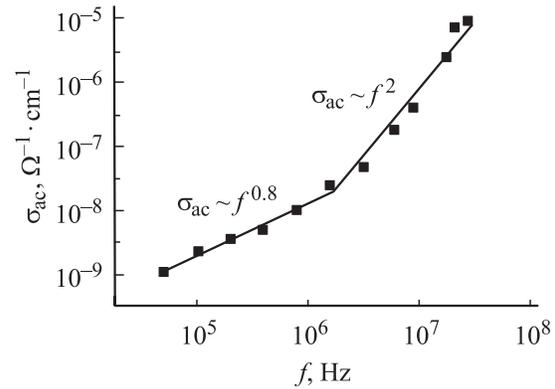


Рис. 2. Зависимость ас-проводимости монокристалла TlGaS_2 от частоты при $T = 300$ К.

место в области 10^2 – 10^4 Hz, а при $f > 10^4$ Hz ϵ практически не зависела от частоты.

На рис. 2 приведены экспериментальные результаты изучения частотно-зависимой ас-проводимости монокристалла TlGaS_2 при $T = 300$ К. В частотной области $5 \cdot 10^4$ – 10^6 Hz σ_{ac} изменяется по закону $f^{0.8}$, а при $f = 10^6$ – $3 \cdot 10^7$ Hz — по квадратичному закону: $\sigma_{ac} \sim f^2$. Полученная зависимость $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ свидетельствует о перескоковом механизме переноса заряда по состояниям, локализованным в окрестности уровня Ферми [6]. Эта проводимость по величине значительно больше, чем перескоковая проводимость в TlGaS_2 на постоянном токе [1]. Указанному механизму переноса заряда соответствует выражение, полученное в [7],

$$\sigma_{ac}(f) = (\pi^3/96)e^2kTN_F^2a^5f[\ln(v_{ph}/f)]^4, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, N_F — плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми, $a = 1/\alpha$ — радиус локализации, α — постоянная спада волновой функции локализованного носителя заряда $\Psi \sim e^{-\alpha r}$, v_{ph} — фононная частота. С помощью выражения (1) можно вычислить плотность состояний на уровне Ферми по экспериментально найденным значениям проводимости $\sigma_{ac}(f)$. При $T = 300$ К, $v_{ph} = 10^{12}$ Hz и $f = 10^6$ Hz из формулы (1) можно получить следующее соотношение:

$$N_F^2 = 2.1 \cdot 10^{50} \sigma_{ac}(f) a^{-5}, \quad (2)$$

где радиус локализации a выражается в ангстремах; σ_{ac} — в $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, а N_F — в $\text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$. Вычисленное по формуле (2) значение N_F в TlGaS_2 составило $2.1 \cdot 10^{18} \text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$. Радиус локализации a взят равным 14 \AA по аналогии с монокристаллом GaS [8] — двойным аналогом TlGaS_2 . Полученное для N_F значение хорошо согласуется с величиной $N_F = 2 \cdot 10^{18} \text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$, найденной из экспериментов по изучению проводимости поперек слоев TlGaS_2 на постоянном токе [1].

Теория перескоковой проводимости в переменных электрических полях позволяет по формуле [6]

$$\tau^{-1} = v_{ph} \exp(-2R\alpha) \quad (3)$$

определить среднее время прыжка τ носителя заряда из одного локализованного состояния в другое. В (3) R — средняя длина прыжка. Из экспериментальной зависимости $\sigma_{ac}(f)$ для τ^{-1} получено значение $5 \cdot 10^5$ Hz (τ^{-1} находится как средняя частота, при которой для σ_{ac} наблюдается $f^{0.8}$ -закон). Это соответствует среднему времени прыжка $\tau = 2 \mu s$. Средняя длина прыжка вычислена по формуле

$$R = (1/2\alpha) \ln(v_{ph}/f) \quad (4)$$

и составила $R = 103 \text{ \AA}$, что примерно в 7 раз превышает среднее расстояние между центрами локализации носителей заряда. Из измерений dc-проводимости $TiGaS_2$ для R было получено значение в среднем, равное 108 \AA [1].

В отличие от результатов работы [2], где во всей изученной области частот $10^5 - 10^7$ Hz имеет место $f^{0.8}$ -закон для σ_{ac} , в наших экспериментах, как указывалось выше, при $f > 10^6$ Hz наблюдалась квадратичная область $\sigma_{ac} \sim f^2$ (рис. 2). Как было показано в [6], проводимость, пропорциональная f^2 , обусловлена оптическими переходами в полупроводниках и вносит преобладающий вклад при высоких частотах. Квадратичный закон $\sigma_{ac} \sim f^2$ наблюдался нами ранее и в монокристаллах $TlInS_2$ [9] при $f > 10^6$ Hz.

Таким образом, результаты изучения dc- [1] и ac-проводимости поперек слоев $TiGaS_2$ хорошо согласуются. Обе проводимости (при $T \leq 200$ K и $f \leq 10^6$ Hz соответственно) обусловлены перескоками носителей заряда по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям ($N_F = 2.0 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$). Средняя длина прыжков составляла 108 и 103 \AA для σ_{dc} и σ_{ac} соответственно. Найденные для диэлектрической проницаемости $TiGaS_2$ значения согласуются с результатами работ [2,4,5], а обнаруженные в $TiGaS_2$ частотные зависимости $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ при $f = 5 \cdot 10^4 - 10^6$ Hz и $\sigma_{ac} \sim f^2$ при $f > 10^6$ Hz аналогичны полученным для изоструктурного соединения $TlInS_2$ [9].

Список литературы

- [1] С.Н. Мустафаева, В.А. Алиев, М.М. Асадов. ФТТ **40**, 4, 612 (1998).
- [2] А.М. Дарвиш, А.Э. Бахышов, В.И. Тагиров. ФТП **11**, 4, 780 (1977).
- [3] А.Э. Бахышов, Р.С. Самедов, Сафуат Булес, В.И. Тагиров. ФТП **16**, 1, 161 (1982).
- [4] Р.А. Алиев, К.Р. Аллахвердиев, А.И. Баранов, Н.Р. Иванов, Р.М. Сардарлы. ФТТ **26**, 5, 1271 (1984).
- [5] А.У. Шелег, К.В. Иодковская, Н.Ф. Курилович. ФТТ **45**, 1, 68 (2003).

- [6] Н. Мотт, Э. Девис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Мир, М. (1974). 472 с.
- [7] M. Pollak. Phil. Mag. **23**, 519 (1971).
- [8] V. Augelli, C. Manfredotti, R. Murri, R. Piccolo, L. Vasaneli. Nuovo Cimento B **38**, 2, 327 (1977).
- [9] С.Н. Мустафаева, М.М. Асадов, В.А. Рамазанзаде. ФТТ **38**, 1, 14 (1996).