Влияние электронного облучения на перенос заряда в 2D моносульфиде галлия

***С. М. Асадов[a], **С. Н. Мустафаева[b]**

[a]Институт катализа и неорганической химии им. М.Ф. Нагиева НАНА,
*г. Баку, AZ-1143, Азербайджанская Республика, *e-mail: salim7777@gmail.com*
[b]Институт физики НАНА,
*г. Баку, AZ-1143, Азербайджанская Республика, **e-mail: solmust@gmail.com*

Установлены закономерности влияния электронного облучения с энергией 4 МэВ и дозой 2×10^{12}–10^{13} см$^{-2}$ на диэлектрические свойства и ас-проводимость на переменном токе 2D слоистого монокристалла GaS в диапазоне частот 5×10^{4}–$3{,}5\times10^{7}$ Гц. Показано, что электронное облучение монокристалла GaS приводит к увеличению действительной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости, уменьшению ее мнимой составляющей, тангенса угла диэлектрических потерь и ас-проводимости поперек слоев. Как до, так и после электронного облучения проводимость изменялась по закону, характерному для прыжкового механизма переноса заряда по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям. Показано, что при температурах 140–238 К в слоистых монокристаллах GaS поперек их естественных слоев в постоянном электрическом поле также имеет место прыжковая проводимость (dc-проводимость) с переменной длиной прыжка по локализованным в окрестности уровня Ферми состояниям. Изучено влияние электронного облучения на электропроводность монокристаллов GaS и параметры локализованных в их запрещенной зоне состояний. С учетом опытных данных, полученных на переменном и постоянном токе, в необлученных и электронно-облученных кристаллах GaS оценены плотность состояний вблизи уровня Ферми и их энергетический разброс, средние расстояния прыжков в области активационной прыжковой проводимости, а также энергия активации прыжков.

Ключевые слова: электронное облучение, 2D кристалл, перенос заряда, переменный и постоянный ток.

УДК 621.315.59+53.043
DOI: 10.5281/zenodo.1168364

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы быстро расширяется различное использование полупроводниковых низкоразмерных материалов, в частности 2D халькогенидов, в микро- и наноэлектронике, фотонике и спинотронике [1–7]. Слоистые кристаллы на основе соединений $A^{III}B^{VI}$, как известно, обладают анизотропными свойствами, которые обусловлены наличием двух видов связей между атомами в кристалле. Каждый слой, например сульфида галлия (GaS), содержит четыре атомные плоскости S-Ga-Ga-S, расположенные перпендикулярно оси С кристалла. Внутри слоев связь имеет ионно-ковалентный характер, соседние слои связаны слабыми силами типа Ван-дер-Ваальса [8, 9].

Актуальной задачей является изучение закономерностей воздействия рентгеновских, гамма-лучей, а также потока заряженных частиц высоких энергий на физические свойства полупроводников $A^{III}B^{VI}$. В этом плане 2D халькогениды галлия пока еще мало изучены.

Согласно сообщениям в литературе, 2D материалы, в частности бинарные сульфиды, показали хорошие потенциальные приложения в полевых транзисторах, в цифровых устройствах электроники, нано- и оптоэлектронике [10–14]. Например, полевой транзистор на основе MoS_2 с подвижностью 200 см$^2\cdot$В$^{-1}\cdot$с$^{-1}$ имеет высокий коэффициент включения/выключения тока 10^8 [15].

Проведено очень мало исследований, чтобы понять электротранспортные свойства 2D бинарных сульфидов. К тому же в таких материалах электронные транспортные свойства и их механизмы еще недостаточно изучены.

Мы считаем, что наша работа по исследованию электрических транспортных свойств 2D материалов на основе бинарных халькогенидов может иметь различные потенциальные перспективы применения в оптоэлектронных устройствах. В этой статье мы рассматриваем электрические транспортные механизмы в электронно-облученных монокристаллах GaS.

На основе измерений проводимости по запрещенной зоне кристалла может быть получена ценная информация о локализованных состояниях. Слоистые монокристаллы сульфида галлия обладают довольно высоким удельным сопротивлением и широкой запрещенной зоной ($E_g \approx 2{,}5$ эВ) при 300 К. Результаты исследования электрических, фотоэлектрических и оптических

свойств 2D кристаллов GaS и GaSe приведены нами в [16–24].

Цель настоящей работы – изучение влияния электронного (e^-) облучения на электрические свойства монокристаллов GaS, выяснение механизма переноса заряда в них на переменном (ac) и постоянном (dc) токе и определение параметров локализованных в запрещенной зоне состояний.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Исследованные нами монокристаллы GaS выращены методом Бриджмена [9] и обладали *p*-типом проводимости. Монокристаллы GaS имели гексагональную структуру; параметры решетки составляли a = 3,58; c = 15,47 Å.

Для измерений электрических и диэлектрических параметров на переменном токе из монокристаллов GaS скалывались пластинки толщиной ~ 500 мкм, на которые наносились обкладки из серебряной пасты. Площадь обкладок составляла ~ 0,2 см^2. Изготовленные из GaS конденсаторы помещались в экранированную измерительную ячейку. Частотные зависимости диэлектрической проницаемости (ε′), тангенса угла диэлектрических потерь (tgδ) и ac-проводимости (σ_{ac}) в интервале частот $f = 5\times10^4$–$3{,}5\times10^7$ Гц получены с помощью измерителя добротности ВМ-560 при комнатной температуре. Точность определения резонансных значений емкости и добротности (Q = 1/tgδ) измерительного контура была ограничена погрешностями, связанными со степенью разрешения отсчетов по приборам. Градуировка конденсатора имела точность ± 0,1 пкФ. Воспроизводимость положения резонанса составляла по емкости ± 0,2 пкФ, а по добротности ± 1,0–1,5 деления шкалы. При этом наибольшие отклонения от средних значений составляли 3–4% для ε и 7% для tgδ [25].

Для измерений электрических параметров на постоянном токе из монокристаллов GaS скалывались пластинки толщиной ~ 300 мкм, на которые наносились контакты из серебряной пасты. Образцы были изготовлены в сэндвич-структуре так, что постоянное электрическое поле прикладывалось вдоль кристаллографической оси C кристаллов, то есть поперек их естественных слоев. Амплитуда приложенного к образцам постоянного электрического поля соответствовала омической области вольт-амперной характеристики. Электрические измерения проведены в температурном диапазоне 116–294 K. В процессе измерений образцы устанавливались в криостате с системой стабилизации температуры (точность стабилизации 0,02 K) [26].

Источником e^--облучения служил электронный линейный ускоритель ЭЛУ-4. Образцы из монокристалла GaS облучались потоком электронов с энергией 4 МэВ. Доза e^--облучения (D) изменялась в пределах от 2×10^{12} до 10^{13} см$^{-2}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Сначала рассмотрим результаты исследования переноса заряда на переменном токе (σ_{ac}). На рис. 1 приведены частотные зависимости действительной составляющей (ε′) диэлектрической проницаемости образца GaS до и после e^--облучения. Наблюдаемое в экспериментах монотонное уменьшение диэлектрической проницаемости монокристалла GaS с ростом частоты свидетельствует о релаксационной дисперсии как до, так и после e^--облучения. При частотах $f > 10^7$ Гц величина не зависела от частоты. В диапазоне частот 5×10^4–10^7 Гц в результате электронного облучения диэлектрическая проницаемость GaS возрастает, а при $f > 10^7$ Гц e^--облучение не вызывает изменения величины ε′. По мере увеличения дозы e^--облучения в GaS наблюдалась ощутимая диэлектрическая дисперсия.

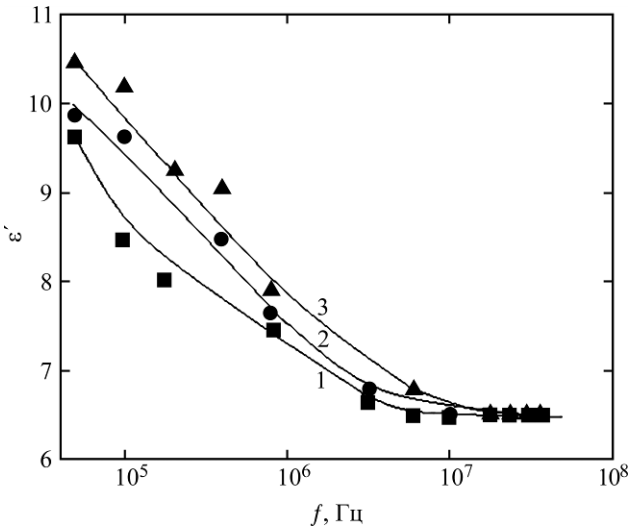

Рис. 1. Частотная дисперсия диэлектрической проницаемости монокристалла GaS до (кривая *1*) и после e^--облучения дозами 2×10^{12} (кривая *2*) и 10^{13} см$^{-2}$ (кривая *3*).

В отличие от ε′ мнимая составляющая (ε″) комплексной диэлектрической проницаемости монокристалла GaS уменьшалась после e^--облучения (рис. 2). Соответственно с увеличением дозы e^--облучения дисперсия ε″ также уменьшалась.

На рис. 3 приведены зависимости ε′ и ε″ монокристалла GaS от дозы e^--облучения (D) при $f = 10^5$ Гц. Влияние e^--облучения на величину ε″ при высоких частотах ($f > 10^7$ Гц) сказывалось слабо.

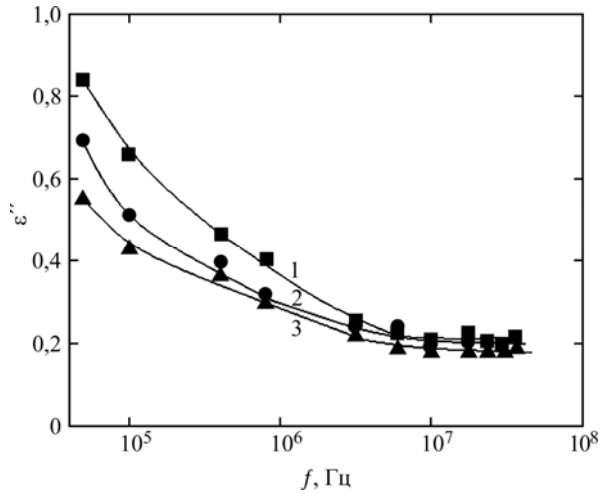

Рис. 2. Частотные зависимости мнимой составляющей комплексной диэлектрической проницаемости монокристалла GaS до (кривая *1*) и после e^--облучения дозами Ф, см$^{-2}$: 2×10^{12} (кривая *2*); 10^{13} (кривая *3*).

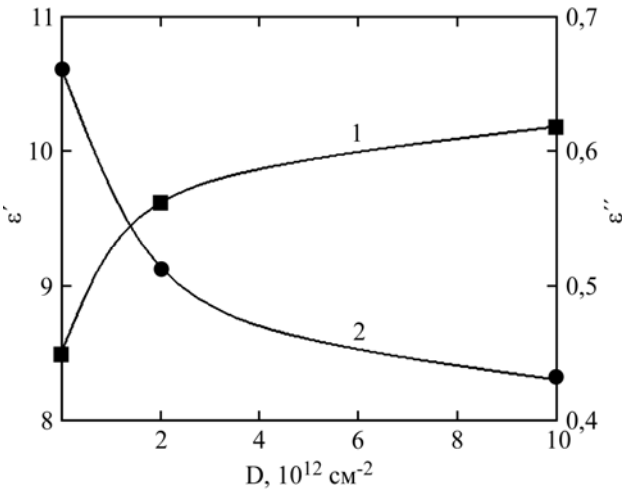

Рис. 3. Дозовые зависимости действительной (*1*) и мнимой (*2*) составляющих комплексной диэлектрической проницаемости монокристалла GaS при частоте переменного электрического поля $f = 10^5$ Гц.

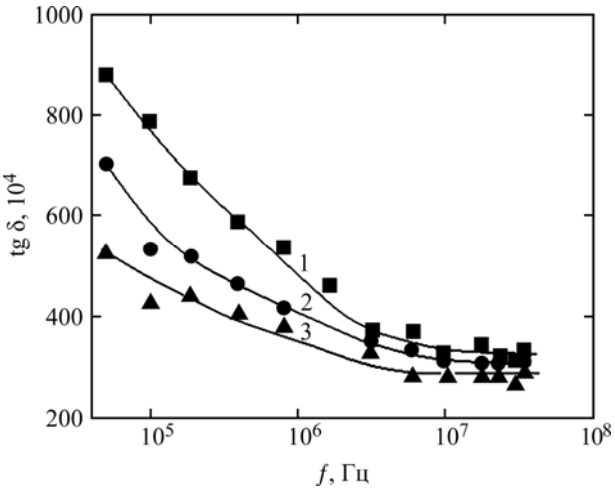

Рис. 4. Частотные зависимости tgδ в монокристалле GaS до (кривая *1*) и после e^--облучения дозами 2×10^{12} (кривая *2*) и 10^{13} см$^{-2}$ (кривая *3*).

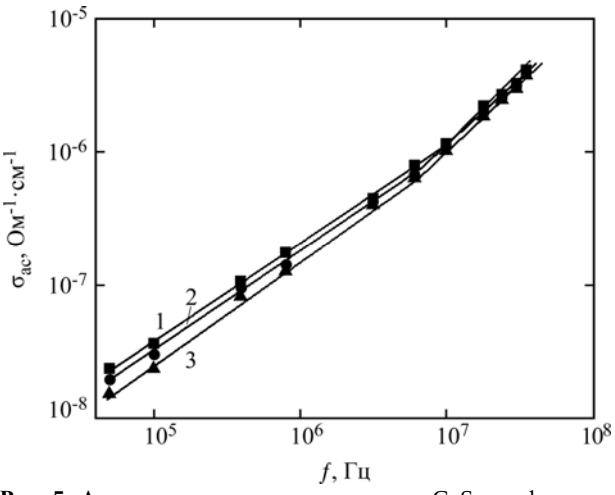

Рис. 5. Ас-проводимость монокристалла GaS как функция частоты: до облучения (кривая *1*) и после e^--облучения дозами 2×10^{12} (кривая *2*) и 10^{13} см$^{-2}$ (кривая *3*) .

После электронного облучения тангенс угла диэлектрических потерь в GaS уменьшался во всем изученном диапазоне частот (рис. 4). Существенное уменьшение tgδ за счет e^--облучения наблюдалось при $f = 5\times10^4$ Гц, а при $f > 10^7$ Гц изменение tgδ было менее ощутимым. Характер частотной зависимости tgδ в монокристалле GaS до и после e^--облучения свидетельствовал о потерях сквозной проводимости.

На рис. 5 представлены частотные зависимости ас-проводимости поперек слоев монокристалла GaS до (кривая *1*) и после e^--облучения различными дозами (кривые *2* и *3*). Как видно на рис. 5, в результате e^--облучения σ_{ac} монокристалла GaS уменьшается. Уменьшение электропроводности облученных полупроводников можно связать с компенсацией первоначально существовавших электрически активных примесных центров более глубокими энергетическими уровнями радиационных дефектов [27]. В полупроводниках с глубокими энергетическими уровнями радиационных дефектов компенсация проводимости бывает резко выражена. В монокристалле GaS, возможно, также проявляется это явление.

В области частот $f = 5\times10^4$–10^7 Гц ас-проводимость монокристалла GaS как до, так и после e^--облучения изменяется по закону $\sigma_{ac} \propto f^n$, где $n = 0{,}8$, а при $f > 10^7$ Гц наблюдается линейная зависимость σ_{ac} от f. Установленная нами зависимость $\sigma_{ac} \propto f^{0,8}$ свидетельствует о том, что проводимость монокристалла GaS в диапазоне частот $f = 5\times10^4$–10^7 Гц обусловлена прыжками носителей заряда между локализованными в запрещенной зоне состояниями. Эти состояния могут быть локализованы как вблизи краев разрешенных зон, так и вблизи уровня Ферми. В обоих случаях перескоки носителей заряда по этим локализованным состояниям приводят к $f^{0,8}$ – закону для ас-проводимости согласно теории [28].

Однако по теории частотная зависимость прыжковой проводимости вблизи краев зон материала переходит в асимптотический предел $f^{0,8}$ при более высоких частотах, чем прыжковая проводимость вблизи уровня Ферми. То есть в экспериментальных условиях прыжковая проводимость вблизи уровня Ферми в материале всегда доминирует над проводимостью по состояниям вблизи краев зон. Поэтому полученный нами $f^{0,8}$ – закон свидетельствует о прыжковом механизме переноса заряда по состояниям, лежащим в окрестности уровня Ферми монокристалла GaS. Нами установлено, что указанному механизму переноса заряда соответствует выражение [29]:

$$\sigma_{ac}(f) = \frac{\pi^3}{96} e^2 kTN_F^2 a_l^5 f \left[\ln\left(\frac{\nu_{ph}}{f}\right)\right]^4, \qquad (1)$$

где e – заряд электрона; k – постоянная Больцмана; N_F – плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми; a_l – радиус локализации; ν_{ph} – фононная частота.

По экспериментально найденным значениям σ_{ac} (f) с помощью формулы (1) вычислили плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми монокристалла GaS. Значения N_F для GaS до и после e^--облучения приведены в табл. 1. При вычислениях N_F для радиуса локализации монокристалла GaS взято значение a_l = 14 Å [30]. Значение ν для GaS – порядка 10^{12} Гц. Из табл. 1 видно, что N_F в GaS по мере роста дозы e^--облучения уменьшалась.

Таблица 1. Параметры локализованных состояний в монокристалле GaS, полученные путем электрических измерений на переменном токе до и после электронного облучения с энергией 4 МэВ при 300 К

Доза e^--облучения D, см$^{-2}$	N_F, эВ$^{-1}$·см$^{-3}$	ΔE, эВ
0	$8{,}8\times10^{18}$	0,082
2×10^{12}	$8{,}4\times10^{18}$	0,086
10^{13}	$7{,}9\times10^{18}$	0,092

Диапазон частот, в котором в GaS имеет место прыжковая проводимость, оставался неизменным для кривых *1–3* на рис. 5 и составлял 5×10^4–10^7 Гц. Этот экспериментальный факт свидетельствует о том, что среднее расстояние (R) и время прыжков (τ) не претерпевают изменений в результате e^--облучения образца GaS.

Согласно теории прыжковой проводимости на переменном токе среднее расстояние прыжков определяется по формуле:

$$R = \left(\frac{1}{2\alpha}\right)\ln\left(\frac{\nu_{ph}}{f}\right), \qquad (2)$$

где α – постоянная спада волновой функции локализованного носителя заряда $\psi \sim e^{-\alpha r}$, $\alpha = 1/a_l$; $1/f = \tau$ – время прыжков.

Вычисленное по формуле (2) значение R для монокристалла GaS составляло 87 Å. То есть значение R примерно в 6 раз превышает среднее расстояние между центрами локализации носителей заряда в GaS. Среднее время прыжков в GaS составило $\tau = 2\times10^{-7}$ с.

По формуле [28]

$$\Delta E = \frac{3}{2\pi R^3 \cdot N_F} \qquad (3)$$

оценили энергетический разброс локализованных вблизи уровня Ферми состояний (ΔE) в GaS до и после e^--облучения (табл. 1). Табличные данные показывают, что по мере накопления дозы e^--облучения в образце энергетическая полоса локализованных вблизи уровня Ферми состояний расширяется.

Облучение кристалла не только вызывает возникновение радиационных дефектов, но и стимулирует отжиг и миграцию имеющихся в кристалле дефектов [27]. В GaS это приводит, по-видимому, к энергетическому перераспределению локальных состояний в окрестности уровня Ферми, в частности, их размытию.

Концентрация глубоких ловушек в GaS, ответственных за ас-проводимость, определенная по формуле

$$N_t = N_F \cdot \Delta E, \qquad (4)$$

была равна $7{,}2\times10^{17}$ см$^{-3}$.

Таким образом, облучение монокристалла GaS потоком электронов с энергией 4 МэВ и дозами 2×10^{12} и 10^{13} см$^{-2}$ приводит к появлению радиационных дефектов, которые, возможно, компенсируют изначальные дефекты структуры монокристалла. В результате этого диэлектрическая проницаемость монокристалла GaS по мере накопления дозы e^--облучения растет, а значения ε'', tgδ и величина проводимости на переменном токе уменьшаются. Из вышеуказанного следует, что за счет e^--облучения монокристалла GaS можно управлять его диэлектрическими коэффициентами, а также величиной проводимости на переменном токе. А это значит, что монокристаллы GaS являются также перспективным материалом для полупроводниковых детекторов элементарных частиц.

А теперь рассмотрим результаты изучения переноса заряда на постоянном токе (σ_{dc}). На рис. 6 приведены температурные зависимости проводимости на постоянном токе (σ_{dc}) монокристалла GaS как до электронного облучения (кривая *1*), так и после облучения дозами 2×10^{12}

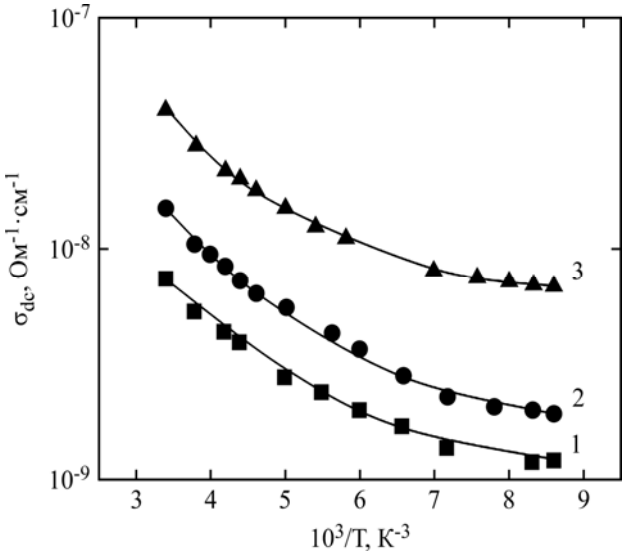

Рис. 6. Температурные зависимости dc-проводимости монокристалла GaS до (кривая *1*) и после e^--облучения дозами 2×10^{12} (кривая *2*) и 10^{13} см$^{-2}$ (кривая *3*) в координатах Аррениуса.

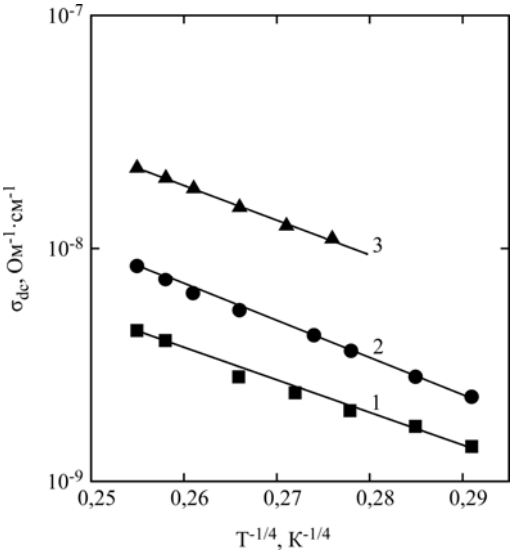

Рис. 7. Температурные зависимости dc-проводимости монокристалла GaS до (кривая *1*) и после e^--облучения дозами 2×10^{12} (кривая *2*) и 10^{13} см$^{-2}$ (кривая *3*) в координатах Мотта.

Таблица 2. Параметры локализованных состояний в монокристалле GaS, полученные путем электрических измерений низкотемпературной проводимости на постоянном токе до и после электронного облучения с энергией 4 МэВ

Доза e^--облучения D, см$^{-2}$	T_0, К	N_F, эВ$^{-1}$·см$^{-3}$	R_a, Å	R/a_l	ΔE, эВ	ΔW, эВ
0	$1{,}1\times10^6$	$6{,}2\times10^{19}$	46	3,3	0,08	0,07
2×10^{12}	$1{,}8\times10^6$	$3{,}8\times10^{19}$	52	3,7	0,09	0,08
10^{13}	$2{,}1\times10^6$	$3{,}3\times10^{19}$	53	3,8	0,10	0,09

(кривая *2*) и 10^{13} см$^{-2}$ (кривая *3*). В отличие от ac-проводимости под действием электронного облучения происходит увеличение dc-проводимости во всей исследованной области температур. Как видно на рис. 2, зависимости $\sigma_{dc}(10^3/T)$ во всех трех случаях (кривые *1–3*) характеризовались вначале монотонным спадом, а затем при низких температурах становились температурно-независимыми.

Указанные выше экспериментальные факты свидетельствуют о том, что в монокристаллах GaS на постоянном токе также имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по состояниям, лежащим в узкой полосе энергий ΔE вблизи уровня Ферми. При таком типе проводимости зависимость $\sigma_{dc} = f(T^{-1/4})$, согласно теории, представляет собой прямую с наклоном T_0 [28]:

$$\sigma_{dc} \sim \exp[-(T_0/T)^{1/4}], \qquad (5)$$

$$T_0 = 16/(N_F \cdot k a_l^3). \qquad (6)$$

На рис. 7 представлены зависимости $\sigma_{dc} = f(T^{-1/4})$ для монокристалла GaS. Как видно на этом рисунке, температурные зависимости dc-проводимости, построенные в координатах Мотта, в области температур 140–238 К ложатся на прямые линии. Экспериментально найденные значения наклонов этих прямых (T_0) до и после электронного облучения приведены в табл. 2. При температурах T = 116–140 К, как было указано выше, температурная зависимость dc-проводимости GaS как до, так и после электронного облучения сходила на нет, что свидетельствует о наличии в изученных монокристаллах безактивационной прыжковой проводимости.

По формуле (6) оценена плотность состояний вблизи уровня Ферми в монокристалле GaS. Полученные для N_F значения также приведены в табл. 2, откуда следует, что после e^--облучения монокристалла GaS плотность локализованных вблизи уровня Ферми состояний уменьшается. Это можно связать с тем, что при дозах e^--облучения в пределах от 2×10^{12} до 10^{13} см$^{-2}$ в монокристалле GaS, по-видимому, происходит отжиг дефектов. Уменьшение значения N_F в GaS после e^--облучения дозами 2×10^{12}–10^{13} см$^{-2}$ согласуется с вышеуказанными экспериментальными значениями проводимости на переменном токе.

По формуле [28]

$$R(T) = (3/8) \cdot a_l T_0^{1/4} \cdot T^{-1/4} \qquad (7)$$

определяли расстояние прыжков носителей заряда на постоянном токе. Полученные для R_a средние значения в интервале температур

140–238 К до и после e^--облучения монокристалла GaS (табл. 2) показывают, что по мере накопления дозы облучения расстояние прыжков увеличивается. Определен энергетический разброс ловушечных состояний вблизи уровня Ферми в монокристалле GaS. Полученные для ΔE значения приведены в табл. 2. Табличные данные показывают, что по мере накопления дозы e^--облучения (D) в образце GaS энергетическая полоса локализованных вблизи уровня Ферми состояний расширяется.

По формуле [31]

$$\Delta W(T) = \frac{(kT)^{3/4}}{\left(N_F \cdot a_l^3\right)^{1/4}} \qquad (8)$$

оценена энергия активации прыжков в монокристалле GaS. Вычисленные при 200 К значения ΔW приведены в последнем столбце табл. 2. Значения ΔW были несколько меньше значений ΔE. По мере накопления дозы электронного облучения в монокристалле GaS энергия активации прыжков увеличивалась.

Таким образом, облучение монокристалла GaS потоком электронов с энергией 4 МэВ и дозами 2×10^{12} и 10^{13} см$^{-2}$ приводит к появлению радиационных дефектов, которые компенсируют изначальные дефекты структуры монокристалла. В результате этого dc-проводимость монокристалла GaS на постоянном токе растет по мере накопления дозы облучения, а параметры локализованных в запрещенной зоне состояний соответствующим образом изменяются.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлены закономерности влияния электронного (e^-) облучения на диэлектрические свойства и ac-проводимость слоистого монокристалла GaS в диапазоне частот 5×10^4–$3{,}5\times10^7$ Гц. Электронное облучение с энергией 4 МэВ монокристалла GaS дозами 2×10^{12} и 10^{13} см$^{-2}$ приводит к увеличению действительной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости, уменьшению ее мнимой составляющей, тангенса угла диэлектрических потерь и ac-проводимости поперек слоев. При дозах облучения 2×10^{12}–10^{13} см$^{-2}$ в GaS имеют место потери сквозной проводимости. В области частот $f = 5\times10^4$–10^7 Гц ac-проводимость монокристалла GaS как до, так и после e^--облучения изменялась по закону $\sigma_{ac} \infty f^n$ (где n = 0,7–0,8), характерному для прыжкового механизма переноса заряда по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям.

Установлено, что при температурах 140–238 К в слоистых монокристаллах GaS поперек их естественных слоев в постоянном электрическом поле имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по локализованным в окрестности уровня Ферми состояниям. При T < 140 К в монокристаллах GaS установлено наличие безактивационной прыжковой проводимости.

Исходя из данных исследования dc- и ac-проводимости монокристаллов GaS вычислены плотность состояний вблизи уровня Ферми и их энергетический разброс, средние расстояния прыжков в области активационной прыжковой проводимости, энергия активации прыжков. Изучено также влияние электронного облучения на dc- и ac-проводимости монокристаллов GaS и параметры локализованных в их запрещенной зоне состояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ahluwalia G.K. Editor. *Applications of Chalcogenides: S, Se, and Te*. Springer International Publishing Switzerland, 2017. 463 p.
2. Wang Z.M. Editor. *MoS2. Materials, Physics, and Devices*. Springer International Publishing Switzerland, 2014. 296 p.
3. Wolf E.L. *Applications of Graphene*. Springer Cham Heidelberg New York Dordrecht London, 2014. 87 p.
4. Zheng Q., Kim J.-K. *Graphene for Transparent Conductors. Synthesis, Properties, and Applications*. Springer Science+Business Media New York. 2015. 231 p.
5. Unlu H., Horing N.J.M. Editors. *Low Dimensional Semiconductor Structures. Characterization, Modeling and Applications*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013. 174 p.
6. Kolobov A.V., Tominaga J. *Two-Dimensional Transition-Metal Dichalcogenides*. Springer International Publishing Switzerland, 2016. 545 p.
7. Andrei E.Y. Editor. *Physics and Chemistry of Materials with Low-Dimensional Structures*. Kluwer Academic Publishers, 1997. 398 p.
8. Terhell I.C.I. *Prog Cryst Growth Charact Mater*. 1983, **7**, 55–110.
9. Fernelius N.C. *Prog Cryst. Growth Charact Mater*. 1994, **28**, 275–353.
10. Bao W., Cai X., Kim D., Sridhara K. et al. *Appl Phys Lett*. 2013, **102**, 042104.
11. Azhagurajan M., Kajita T., Itoh T., Kim Y.G. et al. *J Am Chem Soc*. 2016, **138**, 3355–3361.
12. Ren X., Qi X., Shen Y., Xiao S. et al. *J Phys D*. 2016, **49**, 15304.
13. Huang Z., Han W., Tang H., Ren L. et al. *2D Mater*. 2015, **2**, 035011.
14. Luo S., Qi X., Ren L., Hao G. et al. *J Appl Phys*. 2014, **116**, 164304.
15. Radisavljevic B., Radenovic A., Brivio J., Giacometti V. et al. *Nat Nanotechnol*. 2011, **6**, 147–150.

16. Mustafaeva S.N., Asadov M.M. *Solid State Communications*. 1983, **45**, 491–494.

17. Mustafaeva S.N., Asadov M.M. *Materials Chemistry and Physics*. 1986, **15**, 185–189.

18. Мустафаева С.Н., Асадов М.М. *Неорганические материалы*. 1987, **23**(10), 1745–1747.

19. Мустафаева С.Н., Асадов М.М. *Неорганические материалы*. 1988, **24**(6), 917–920.

20. Асадов М.М., Мустафаева С.Н. *Неорганические материалы*. 1988, **24**(9), 1573–1574.

21. Мустафаева С.Н., Асадов М.М. *Неорганические материалы*. 1988, **24**(3), 499–501.

22. Мустафаева С.Н., Асадов М.М. *Неорганические материалы*. 1989, **25**(2), 212–217.

23. Мустафаева С.Н., Асадов М.М. *Неорганические материалы*. 1993, **29**(8), 1152–1153.

24. Мустафаева С.Н. *Неорганические материалы*. 1994, **30**(5), 619–621.

25. Мустафаева С.Н. *Физика твердого тела*. 2004, **46**(6), 979–981.

26. Мустафаева С.Н. *Все материалы. Энциклопедический справочник*. 2016, (10), 74–79.

27. Вавилов В.С., Кекелидзе Н.П., Смирнов Л.С. *Действие излучений на полупроводники*. М.: Наука, 1988. 191 с.

28. Мотт Н., Дэвис Э. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. М.: Мир, 1974. 472 с.

29. Pollak M. *Philos Mag.* 1971, **23**, 519–542.

30. Augelli V., Manfredotti C., Murri R., Piccolo R., Vasanelli L.L. *Nuovo Cimento*. 1977. B. **38**(2), 327–333.

31. Shklovskii B.I., Efros A.L. *Electronic Properties of Doped Semiconductors*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1984. 388 p.

Поступила 14.09.17
После доработки 25.10.17

Summary

The features of the effect of electron irradiation with an energy of 4 MeV and a dose of 2×10^{12} –10^{13} e/cm^2 on the dielectric properties and ac-conductivity in alternating current of a 2 D layered GaS single crystal in a frequency range of 5×10^4 – $3{,}5\times10^7$ Hz are established. It is shown that electron irradiation of a GaS single crystal leads to an increase in the real component of the complex dielectric constant, a decrease in its imaginary component, the dielectric loss tangent and ac-conductivity across the layers. Both before and after electron irradiation, the conductivity varied according to a law characteristic of the hopping mechanism of charge transport over states localized near the Fermi level. It is shown that, at 140–238 K, in the layered GaS single crystals, across their natural layers in constant electric field, there is also a hopping conductivity (dc-conductivity) with a variable jump length along the states localized near the Fermi level. The effect of electron irradiation on the electrical conductivity of GaS single crystals and the parameters of the states localized in their forbidden gap have been studied. Taking into account the experimental data obtained in alternating and direct currents, the density of states near the Fermi level and their energy spread, average hopping distances in the area of activation hopping conductivity, as well as the activation energy of jumps, are estimated in both pure and electron irradiated GaS crystals.

Keywords: electron irradiation, 2D GaS crystal, charge transport, alternating and direct current.