



<http://dx.doi.org/10.35596/1729-7648-2024-22-4-22-29>

Оригинальная статья  
Original paper

УДК 621.382.323; 538.9

## ВЗАИМОВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТРАНЗИСТОРНОЙ СТРУКТУРЫ С ДВУМЕРНЫМ КАНАЛОМ В УСЛОВИЯХ ЗАРЯДОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

В. А. ЗАЙЦЕВ, Д. А. ПОДРЯБИНКИН, В. В. МЕЛЬНИКОВА, А. Л. ДАНИЛЮК

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
(г. Минск, Республика Беларусь)*

*Поступила в редакцию 27.10.2023*

© Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 2024  
Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, 2024

**Аннотация.** Разработана модель и получены закономерности взаимовлияния электрофизических параметров транзисторной структуры с двумерным каналом, обусловленные самоорганизацией зарядовых и емкостных свойств в условиях зарядовой неустойчивости. В качестве материала двумерного канала рассматриваются дихалькогениды переходных металлов. Исследовано влияние на электрофизические параметры транзисторной структуры с двумерным полупроводниковым каналом ширины запрещенной зоны материала канала, толщины подзатворного диэлектрика, емкости интерфейсных состояний. Показано, что в условиях неустойчивости, вызываемой ростом емкости интерфейсных состояний, зависимости электрохимического потенциала, концентрации электронов и квантовой емкости от потенциала полевого электрода имеют скачкообразный вид. Полученные результаты объясняются тем, что в условиях неустойчивости рост емкости интерфейсных состояний ведет к рассогласованию условия электронейтральности и статистики Ферми – Дирака при определенных величинах потенциала затвора из-за ограниченного характера плотности состояний двумерного канала, что ведет к проявлению зарядового дисбаланса. Данный эффект аналогичен переходу металл-полупроводник и может быть отнесен к бистабильным критическим явлениям. Разработанная модель и полученные результаты могут быть использованы в системах автоматизированного проектирования элементной базы микро- и нанoeлектроники.

**Ключевые слова:** транзисторная структура, двумерный канал, электрохимический потенциал, квантовая емкость, зарядовая неустойчивость, интерфейс, переход металл/полупроводник, бистабильность.

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

**Благодарность.** Исследования выполнены при финансовой поддержке и в рамках решения задач заданий 3.2 и 3.15 Государственной программы научных исследований «Фотоника и электроника для инноваций», 2021–2025 гг.

**Для цитирования.** Взаимовлияние электрофизических параметров транзисторной структуры с двумерным каналом в условиях зарядовой неустойчивости / В. А. Зайцев [и др.] // Доклады БГУИР. 2024. Т. 22, № 4. С. 22–29. <http://dx.doi.org/10.35596/1729-7648-2024-22-4-22-29>.

## TRANSISTOR STRUCTURE WITH A TWO-DIMENSIONAL CHANNEL ELECTROPHYSICAL PARAMETERS INTERRELATION UNDER CONDITIONS OF INSTABILITY

ULADZIMIR A. ZAITSAU, DENIS A. PODRYABINKIN, VIOLETTA V. MELNIKOVA,  
ALEXANDER L. DANILYUK

*Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Minsk, Republic of Belarus)*

*Submitted 27.10.2023*

**Abstract.** A model has been developed and patterns of mutual influence of the electrophysical parameters of a transistor structure with a two-dimensional channel, due to the self-organization of charge and capacitive properties under conditions of charge instability, have been obtained. Transition metal dichalcogenides are considered as a material for a two-dimensional channel. The influence on the electrical parameters of a transistor structure with a two-dimensional semiconductor channel of the band gap of the channel material, the thickness of the gate dielectric, and the capacitance of interface states is considered. It is shown that under conditions of instability caused by an increase in the capacitance of interface states, the dependence of the electrochemical potential, electron concentration and quantum capacitance on the potential of the field electrode has an abrupt form. The results obtained are explained by the fact that, under conditions of instability, an increase in the capacitance of interface states leads to a mismatch between the electrical neutrality condition and the Fermi-Dirac statistics at certain values of the gate potential due to the limited nature of the density of states of the two-dimensional channel, which leads to the manifestation of a charge imbalance. The resulting effect is similar to the metal-semiconductor transition and can be attributed to bistable critical phenomena. The developed model and the results obtained can be used in computer-aided design systems for the element base of micro- and nanoelectronics.

**Keywords:** transistor structure, two-dimensional channel, electrochemical potential, quantum capacitance, charge instability, interface, metal-semiconductor transition, bistability.

**Conflict of interests.** The authors declare no conflict of interests.

**Gratitude.** The research was carried out with financial support and as part of solving the tasks of assignment 3.2 and 3.15 of the State Scientific Research Program “Photonics and Electronics for Innovation”, 2021–2025.

**For citation.** Zaitsau U. A., Podryabinkin D. A., Melnikova V. V., Danilyuk A. L. (2024) Transistor Structure with a Two-Dimensional Channel Electrophysical Parameters Interrelation Under Conditions of Instability. *Doklady BGUIR*. 22 (4), 22–29. <http://dx.doi.org/10.35596/1729-7648-2024-22-4-22-29> (in Russian).

### Введение

Создание нового поколения элементной базы приборов и устройств обработки и передачи информации является одним из ключевых направлений развития микро- и нанoeлектроники. Помимо решения технологических проблем, создание и внедрение новой энергоэффективной элементной базы микро- и нанoeлектроники также требует непрерывного совершенствования моделей и алгоритмов для проектирования и функционирования современных устройств обработки информации.

Кроме увеличения быстродействия и степени интеграции, одной из ключевых проблем является повышение энергоэффективности элементов обработки информации. Для таких приборов, как транзисторы, это связывается с применением двумерных материалов в качестве проводящих каналов [1–3]. Транзисторы с двумерными каналами лишены некоторых недостатков, присущих традиционным МДП-транзисторам. Отсутствие обедненной области, например, способствует снижению влияния паразитных параметров. В то же время транзисторам с двумерными каналами присущи свои особенности. К последним, например, относится важная роль квантовой емкости, существенно зависящей от вида плотности состояний в двумерном канале [4]. Перспективными материалами для двумерных каналов транзисторных структур нового поколения считаются дихалькогениды переходных металлов (ДПМ), таких как молибден и вольфрам. Эти ДПМ обладают прямозонной энергетической структурой, и их применение позволяет получить требуемые электрические параметры транзисторов с двумерными каналами [5, 6]. Можно считать, что в настоящее время многие технологические проблемы получения двумерных ДПМ решены [7]. Однако

остаётся ещё нерешённым ряд проблем, связанных с режимами их функционирования в транзисторных структурах, в которых они выполняют роль проводящих каналов. В таких структурах влияние различного рода факторов на электрофизические параметры и электрические характеристики будет существенно иным по сравнению с традиционными МДП-транзисторами. В частности, это влияние будет отличаться более высокой чувствительностью к свойствам материалов и интерфейсов [8, 9].

Режимы функционирования полевого транзистора с двумерным каналом в значительной мере определяются такими электрофизическими параметрами, как электрохимический потенциал  $\chi$ , заряд канала  $Q$ , квантовая ёмкость канала  $C_Q$ , ёмкости канала  $C_{CH}$  и затвора  $C_G$ , ёмкость интерфейсных состояний  $C_{it}$ . Эти параметры влияют друг на друга и, в конечном счёте, определяют электрические выходные характеристики транзистора [10–12]. Одно из последствий указанных выше особенностей транзисторной структуры с двумерным каналом – это возникновение зарядовых неустойчивостей и гистерезисных явлений [13].

Таким образом, актуальным является исследование взаимовлияния электрофизических параметров транзисторных структур с двумерными каналами с учётом возможности возникновения зарядовых неустойчивостей. Цель исследований – моделирование взаимовлияния между электрохимическим потенциалом, концентрацией носителей заряда, зарядом канала, квантовой ёмкостью, ёмкостями канала и затвора, потенциалом полевого электрода, ёмкостью подзатворного диэлектрика, ёмкостью состояний на интерфейсах транзисторной структуры с двумерным каналом в условиях зарядовой неустойчивости.

### Модель взаимовлияния электрофизических параметров

Рассмотрим транзисторную структуру, содержащую канал из двумерного кристалла, в качестве которого используется ДПМ, а также полевой электрод, отделённый от канала подзатворным диэлектриком. В качестве материала двумерного полупроводникового канала могут применяться такие ДПМ, как  $\text{MoS}_2$ ,  $\text{MoSe}_2$ ,  $\text{WS}_2$ ,  $\text{WSe}_2$ ,  $\text{ZrSe}_2$ ,  $\text{HfSe}_2$ ,  $\text{PtTe}_2$  [5, 6, 8]. Концентрация электронов в двумерном канале на единицу площади, с одной стороны, определяется величиной его электрохимического потенциала, связанного с ней посредством статистики Ферми – Дирака [10, 11]:

$$n_e(\chi) = \int_{E_c}^{\infty} D(E) f(E - \chi) dE, \quad (1)$$

где  $f$  – функция Ферми – Дирака;  $\chi$  – электрохимический потенциал;  $E_c$  – энергия минимума зоны проводимости;  $D(E)$  – плотность состояний [12]

$$D(E) = \frac{4\pi m_e}{h^2} \sum_n H(E - E_n); \quad (2)$$

$H$  – функция Хэвисайда;  $m_e$  – эффективная масса электронов;  $E_n$  – энергия  $n^{\text{th}}$ -подзоны (основной вклад в концентрацию носителей заряда вносит основное состояние с  $n = 0$ );  $h$  – постоянная Планка.

Для концентрации дырок  $n_h$  записывается аналогичное выражение, как для  $n_e$ .

С другой стороны, исходя из условия электронейтральности, основное уравнение электростатики для двумерного канала определяется взаимосвязью между концентрацией носителей заряда и электрохимическим потенциалом посредством потенциала полевого электрода с учётом ёмкостей подзатворного диэлектрика и интерфейсных состояний [10, 11]

$$\chi \left( 1 + \frac{C_{it}}{C_{ox}} \right) + \frac{q^2 n_S(\chi)}{C_{ox}} = qU_G, \quad (3)$$

где  $n_S = n_e - n_h$ ;  $q$  – элементарный заряд;  $U_G$  – потенциал полевого электрода.

Уравнения (1)–(3) самосогласованным образом определяют зависимости концентрации носителей заряда и электрохимического потенциала от потенциала полевого электрода  $U_G$ , ёмкости подзатворного диэлектрика и ёмкости интерфейсных состояний. В конечном итоге, они определяют самосогласованную взаимосвязь всех электрофизических параметров транзисторной

структуры с двумерным каналом. Квантовая емкость канала, в свою очередь, определяется плотностью состояний и электрохимическим потенциалом в следующем виде [4]:

$$C_Q = \int_{-\infty}^{+\infty} D(E) \left( -\frac{df(E-\chi)}{dE} \right) dE. \quad (4)$$

Кроме квантовой емкости  $C_Q$ , важными параметрами являются емкости затвора  $C_G$  и канала  $C_{CH}$ , которые также взаимосвязаны с концентрацией носителей заряда и квантовой емкостью. Они необходимы для построения эквивалентных (электрических) схем транзисторов с двумерным полупроводниковым каналом. В области низких частот емкости затвора и канала записываются следующим образом [10, 11]:

$$C_G = \frac{C_Q + C_{it}}{1 + (C_Q + C_{it}) / C_{ox}}; \quad (5)$$

$$C_{CH} = \frac{C_Q}{1 + (C_Q + C_{it}) / C_{ox}}, \quad (6)$$

где  $C_{ox}$ ,  $C_{it}$  – емкости подзатворного диэлектрика и интерфейсных состояний соответственно.

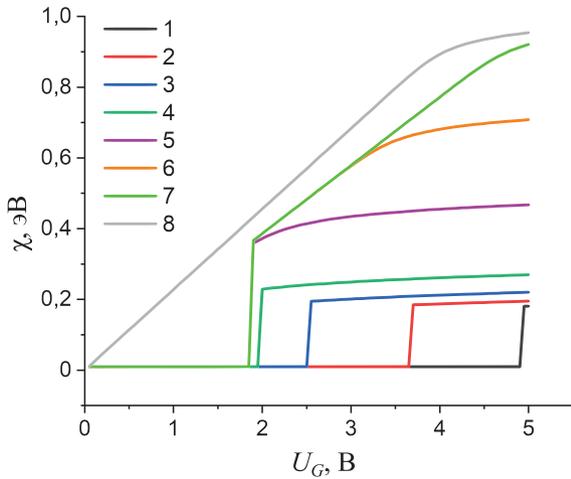
Совместное решение уравнений (1)–(6) позволяет проследить взаимовлияние электрофизических параметров транзисторной структуры с двумерным каналом, выявить специфические особенности такого взаимовлияния в условиях зарядовой неустойчивости.

### Результаты расчетов и их обсуждение

Для проведения расчетов использовались следующие величины параметров транзисторной структуры с двумерным каналом: температура  $T = 300$  К, ширина запрещенной зоны материала двумерного канала  $E_g = 0,22-1,04$  эВ, удельная емкость подзатворного диэлектрика  $C_{ox} = (9,43-9,57) \cdot 10^{-4}$  Ф/м<sup>2</sup>, удельная емкость интерфейса  $C_{it} = (3-4) \cdot 10^{-3}$  Ф/м<sup>2</sup>, потенциал полевого электрода  $U_G = 0-5$  В, эффективная масса электронов  $(0,45-0,56)m_0$  ( $m_0$  – масса свободного электрона). Относительная диэлектрическая проницаемость подзатворного диэлектрика принималась равной  $\epsilon = 4$ , а его толщина варьировалась в пределах  $d = 37-42$  нм. Для случая  $U_G > 0$ ,  $n_e \gg n_h$ ,  $n_e = n_S$  проводились расчеты электрохимического потенциала канала  $\chi$ , концентрации электронов  $n_e$ , квантовой емкости  $C_Q$ , емкостей затвора  $C_G$  и канала  $C_{CH}$  при варьировании ширины запрещенной зоны  $E_g$ , емкостей подзатворного диэлектрика  $C_{ox}$  и интерфейсных состояний  $C_{it}$ .

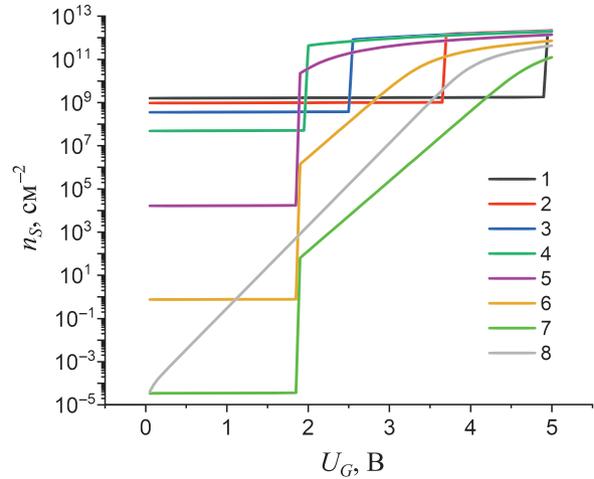
С целью моделирования взаимовлияния электрофизических параметров в условиях зарядовой неустойчивости проводились расчеты путем решения самосогласованной системы уравнений (1), (3). Полученные результаты показали, что с увеличением потенциала полевого электрода и при варьировании ширины запрещенной зоны электрохимический потенциал монотонно растет и выходит на насыщение в отсутствие неустойчивости (рис. 1, кривая 8), а при наличии неустойчивости изменяется скачкообразно (рис. 1, кривые 1–7). Переход к неустойчивости и возникновение скачков на  $\chi(U_G)$  происходят при росте емкости  $C_{it}$  с  $3 \cdot 10^{-3}$  до  $3,7 \cdot 10^{-3}$  Ф/м<sup>2</sup>. При этом с ростом ширины запрещенной зоны и постоянных величинах емкости подзатворного диэлектрика  $C_{ox}$  и интерфейса  $C_{it}$  пороговое значение потенциала  $U_{Gt}$ , при котором происходит резкое изменение  $\chi(U_G)$ , уменьшается с 5,0 до 1,9 В. Однако изменение  $U_{Gt}$  наблюдается только при росте  $E_g/kT$  с 8,45 до 12,00, а при  $E_g/kT \geq 12,00$  значение  $U_{Gt}$  практически не меняется и составляет 1,9–2,0 В ( $k$  – постоянная Больцмана). На зависимостях электрохимического потенциала от  $U_G$  при варьировании толщины подзатворного диэлектрика в диапазоне 37–42 нм при постоянной величине ширины запрещенной зоны, равной  $10kT$ , также наблюдается скачкообразный характер, причем увеличение толщины  $d$  ведет к росту порогового значения потенциала затвора  $U_{Gt}$  с 0,5 до 4,5 В.

Зависимости концентрации электронов  $n_S$  от  $U_G$  (рис. 2) аналогичны зависимостям  $\chi(U_G)$ , т. е. также имеют скачкообразный характер, отражающий наличие зарядовой неустойчивости. Величины пороговых потенциалов  $U_{Gt}$  аналогично зависят от ширины запрещенной зоны, но при этом более резко выражены полки при  $U_G < U_{Gt}$ : наблюдается существенное снижение концентрации при росте  $E_g/kT$  до 40. При  $U_G > U_{Gt}$  зависимости  $n_S(U_G)$  растянуты по оси ординат: концентрация выхода в область монотонности снижается с  $10^{12}$  до  $10^2$  см<sup>-2</sup>.



**Рис. 1.** Зависимость электрохимического потенциала от потенциала полевого электрода при различной ширине запрещенной зоны  $E_g/kT$ : 8,45 (кривая 1); 9,0 (2); 10,0 (3); 12,0 (4); 20,0 (5); 30,0 (6); 40,0 (7); 40,0,  $C_{it} = 0,003 \text{ Ф/м}^2$  (8)

**Fig. 1.** Electrochemical potential on the field electrode potential dependence at different band gaps  $E_g/kT$ : 8.45 (curve 1); 9.0 (2); 10.0 (3); 12.0 (4); 20.0 (5); 30.0 (6); 40.0 (7); 40.0,  $C_{it} = 0.003 \text{ F/m}^2$  (8)

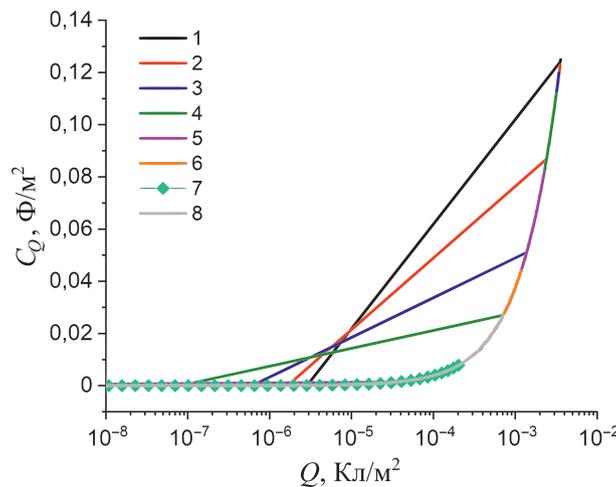


**Рис. 2.** Зависимость концентрации электронов от потенциала полевого электрода при различной ширине запрещенной зоны  $E_g/kT$ : 8,45 (кривая 1); 9,0 (2); 10,0 (3); 12,0 (4); 20,0 (5); 30,0 (6); 40,0 (7); 40,0,  $C_{it} = 0,003 \text{ Ф/м}^2$  (8)

**Fig. 2.** Electron concentration on field electrode potential dependence at different band gaps  $E_g/kT$ : 8.45 (curve 1); 9.0 (2); 10.0 (3); 12.0 (4); 20.0 (5); 30.0 (6); 40.0 (7); 40.0,  $C_{it} = 0.003 \text{ F/m}^2$  (8)

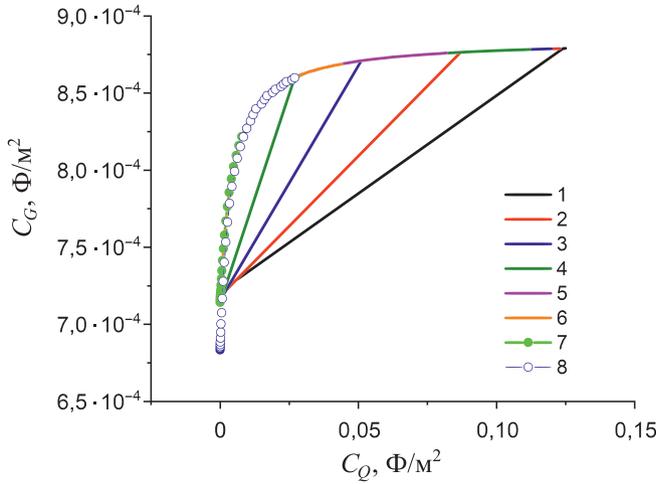
Полученные графики  $\chi(U_G)$  были использованы для расчета квантовой емкости в зависимости от потенциала затвора  $U_G$  и заряда канала  $Q$ :  $C_Q(U_G)$  и  $C_Q(Q)$ . Графики  $C_Q(U_G)$  аналогичны  $\chi(U_G)$ , а  $C_Q(Q)$  (рис. 3) характеризуются наличием изломов при определенных значениях заряда канала  $Q$ . Точки изломов отражают начало более резкого подъема значений квантовой емкости. Изломы коррелируют со скачками зависимостей  $\chi(U_G)$ . При этом в области  $E_g/kT = 8,45\text{--}12,00$  наблюдаются изломы на  $C_Q(Q)$ , а при  $E_g/kT \geq 20$  зависимости  $C_Q(Q)$  вырождаются в плавные кривые, которые стягиваются в одну линию при варьировании  $E_g/kT$  (рис. 3). Величина заряда канала  $Q$  в точках изломов уменьшается с ростом  $E_g/kT$ .

Исходя из полученных зависимостей  $C_Q(Q)$ , также было установлено взаимовлияние квантовой емкости, емкостей канала и затвора. На рис. 4 приведены зависимости емкости затвора от квантовой емкости в условиях неустойчивости.



**Рис. 3.** Зависимость квантовой емкости от заряда канала при различной ширине запрещенной зоны  $E_g/kT$ : 8,45 (кривая 1); 9,0 (2); 10,0 (3); 12,0 (4); 20,0 (5); 30,0 (6); 40,0 (7); 40,0,  $C_{it} = 0,003 \text{ Ф/м}^2$  (8)

**Fig. 3.** Quantum capacitance on channel charge dependence at different band gaps  $E_g/kT$ : 8.45 (curve 1); 9.0 (2); 10.0 (3); 12.0 (4); 20.0 (5); 30.0 (6); 40.0 (7); 40.0,  $C_{it} = 0.003 \text{ F/m}^2$  (8)



**Рис. 4.** Зависимость емкости затвора от квантовой емкости при различной ширине запрещенной зоны  $E_g/kT$ :

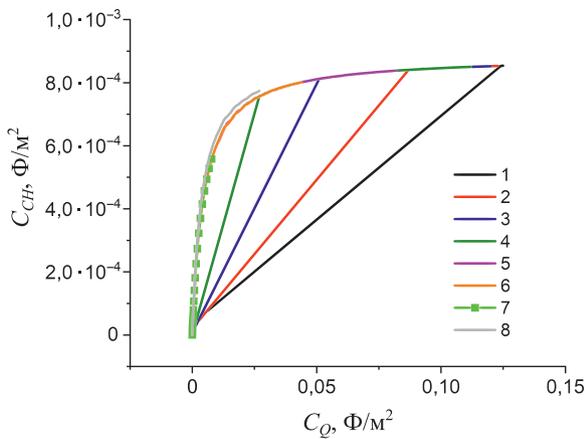
8,45 (кривая 1); 9,0 (2); 10,0 (3); 12,0 (4); 20,0 (5); 30,0 (6); 40,0 (7); 40,0,  $C_{it} = 0,003 \text{ Ф/м}^2$  (8)

**Fig. 4.** Gate capacitance on quantum capacitance dependence at different band gaps  $E_g/kT$ :

8.45 (curve 1); 9.0 (2); 10.0 (3); 12.0 (4); 20.0 (5); 30.0 (6); 40.0 (7); 40.0,  $C_{it} = 0.003 \text{ F/m}^2$  (8)

Как можно видеть, наблюдается излом при выходе на насыщение емкости  $C_G$ . Точка излома, соответствующая определенной величине  $C_Q$ , перемещается с ростом ширины запрещенной зоны, снижаясь с  $0,125 \text{ Ф/м}^2$  до  $0,025 \text{ Ф/м}^2$  с ростом  $E_g/kT$  с 8,45 до 12,0. При  $E_g/kT \geq 20$  изломы исчезают, и зависимости  $C_G(C_Q)$  вырождаются в одну кривую для всех значений  $E_g/kT$ . При  $C_Q \rightarrow 0$  значение емкости  $C_G$  снижается только до значений не менее  $(6,7-7,1) \cdot 10^{-4} \text{ Ф/м}^2$ . Аналогичные зависимости получены для емкости канала  $C_{CH}(C_Q)$  (рис. 5). Отличие состоит в том, что при  $C_Q \rightarrow 0$  емкость канала снижается до нуля. Это говорит о наличии взаимовлияния между указанными емкостями и при наличии зарядовой неустойчивости транзисторной структуры.

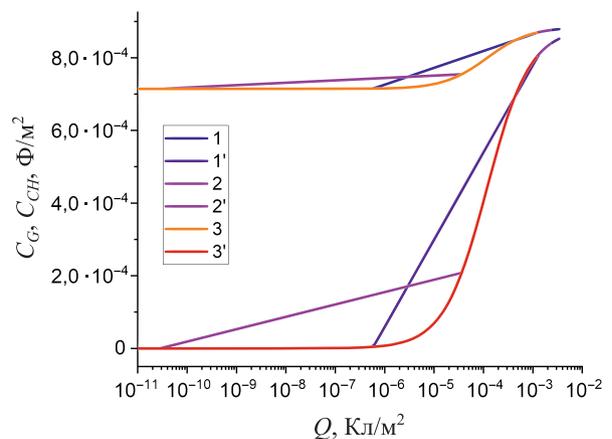
Также были получены результаты расчетов зависимостей емкостей затвора  $C_G(Q)$  и канала  $C_{CH}(Q)$  (рис. 6) от заряда канала  $Q$  при варьировании  $E_g/kT$  в области значений 10–30. Как можно видеть из рис. 6, неустойчивости проявляются за счет наличия изломов на кривых, причем только в области  $E_g/kT = 10-20$ , а при  $E_g/kT = 30$  наблюдается более плавный ход зависимостей  $C_G(Q)$  и  $C_{CH}(Q)$ .



**Рис. 5.** Зависимость емкости канала от квантовой емкости при различной ширине запрещенной зоны  $E_g/kT$ : 8,45 (кривая 1); 9,0 (2); 10,0 (3); 12,0 (4); 20,0 (5); 30,0 (6); 40,0 (7); 40,0,  $C_{it} = 0,003 \text{ Ф/м}^2$  (8)

**Fig. 5.** Channel capacitance on quantum capacitance dependence at different band gaps  $E_g/kT$ :

8.45 (curve 1); 9.0 (2); 10.0 (3); 12.0 (4); 20.0 (5); 30.0 (6); 40.0 (7); 40.0,  $C_{it} = 0.003 \text{ F/m}^2$  (8)



**Рис. 6.** Зависимость емкостей затвора  $C_G$  (кривые 1, 2, 3) и канала  $C_{CH}$  (кривые 1', 2', 3') от заряда канала при ширине запрещенной зоны  $E_g/kT$ :

10 – кривые 1, 1'; 20 – кривые 2, 2'; 30 – кривые 3, 3'

**Fig. 6.** Dependence of gate capacitances  $C_G$  (curves 1, 2, 3) and channel  $C_{CH}$  (curves 1', 2', 3') on the channel charge at band gap  $E_g/kT$ :

10 – curves 1, 1'; 20 – curves 2, 2'; 30 – curves 3, 3'

Из полученных результатов следует, что скачкообразное изменение электрохимического потенциала и концентрации электронов происходит при определенной критической величине потенциала полевого электрода  $U_{Gt}$ . При  $U_G < U_{Gt}$  и  $U_G > U_{Gt}$  зависимости  $\chi(U_G)$  и  $n_s(U_G)$  носят монотонный характер без наличия особенностей. Таким образом, рост потенциала полевого элект-

рода при  $U_G > U_{Gc}$  способствует преодолению неустойчивости, и наблюдается монотонный рост параметров  $\chi(U_G)$  и  $n_S(U_G)$ , но уже при существенно иных значениях. Преодоление неустойчивости означает переход в другую область соотношений параметров, обеспечивающих самосогласование при  $U_G > U_{Gc}$ . Возникновение неустойчивости может быть связано с тем, что существенное увеличение соотношения емкостей  $C_{it}/C_{ox}$  приводит к появлению сингулярности в решении уравнений (1) и (3) в некоторой критической точке, определяемой величиной потенциала полевого электрода  $U_{Gc}$ . Физически это связано с тем, что рост емкости интерфейса ведет к рассогласованию условия электронейтральности и статистики Ферми – Дирака при определенном значении потенциала  $U_G$  по причине ограниченной плотности состояний  $D(E)$ , из-за чего и возникает зарядовый дисбаланс. Этот эффект можно отнести к классу явлений, соответствующих переходам металл-полупроводник.

В данном случае существенно меняется концентрация носителей заряда (электронов), а также их электрохимический потенциал. Такие переходы относятся к критическим явлениям – фазовым переходам первого рода. Проявление неустойчивости может означать то, что взаимосвязи и взаимовлияние электрофизических параметров транзисторной структуры характеризуются наличием бистабильных состояний. Переходы между этими состояниями происходят при критических величинах некоторых параметров транзисторной структуры с двумерным каналом. Другими словами, можно предполагать о существовании критических точек, в которых нарушается зарядовый баланс, и взаимосвязи электрофизических параметров претерпевают качественные изменения. Полученные результаты можно соотнести с имеющимися экспериментальными данными, показывающими наличие неустойчивости и гистерезисных явлений в двумерных  $\text{MoS}_2$ -транзисторах. Эти явления связываются в основном с ловушечными состояниями в самом слое  $\text{MoS}_2$  и интерфейсными состояниями на границах раздела [13–15]. Однако причины неустойчивости в  $\text{MoS}_2$ -транзисторах в настоящее время считаются еще плохо изученными [16]. В рассматриваемом случае неустойчивость обуславливается только интерфейсными состояниями, емкость которых растет с увеличением их плотности. Последнее обусловлено увеличением концентрации ловушечных состояний на интерфейсах.

## Заключение

1. Проведено моделирование взаимовлияния электрофизических параметров транзисторной структуры с двумерным каналом в условиях неустойчивости. Установлено, что зависимости электрохимического потенциала, концентрации электронов и квантовой емкости от потенциала полевого электрода в условиях неустойчивости носят скачкообразный характер, порог которого зависит от ширины запрещенной зоны, емкости интерфейсных состояний и толщины подзатворного диэлектрика. Зависимости квантовой емкости, емкостей затвора и канала от заряда канала характеризуются наличием изломов, положение которых определяется шириной запрещенной зоны материала канала.

2. Установленное взаимовлияние в условиях неустойчивости объясняется тем, что рост емкости интерфейса ведет к рассогласованию условия электронейтральности и статистики Ферми – Дирака при определенном значении потенциала затвора. Причиной является ограниченный характер плотности состояний двумерного канала, обуславливающий возникновение зарядового дисбаланса. Полученный эффект относится к критическим явлениям, аналогичным переходам металл-полупроводник, а исследованная транзисторная структура в условиях неустойчивости характеризуется наличием бистабильности.

3. Полученные результаты создают основу для моделирования режимов функционирования транзисторов с двумерными каналами, в которых, помимо учета наличия взаимовлияния электрофизических параметров, также необходимо обращать внимание на возникновение неустойчивостей, вызванных нарушением зарядового баланса, что ведет к перестройке связей между этими параметрами. Использование результатов при моделировании электрических характеристик транзисторных структур с каналами из двумерных полупроводников позволяет выявить особенности токопереноса в них и повысить эффективность функционирования таких приборов, способствует созданию моделей, пригодных для использования в системах автоматизированного проектирования.

## Список литературы / References

1. Liu Y., Duan X., Shin H.-J., Park S., Huang Yu, Duan X. (2021) Promises and Prospects of Two-Dimensional Transistor. *Nature*. 591, 43–53.
2. Knobloch T., Selberherr S., Grasser T. (2022) Challenges for Nanoscale CMOS Logic Based on Two-Dimensional Materials. *Nanomaterials*. 12 (20).
3. Chhowalla M., Jena D., Zhang H. (2016) Two-Dimensional Semiconductors for Transistors. *Nat. Rev. Mater.* 1.
4. Luryi S. (1988) Quantum Capacitance Devices. *Applied Physics Letters*. 52, 501–503.
5. Ferry D. K. (2017) Electron Transport in Some Transition Metal Di-Chalcogenides: MoS<sub>2</sub> and WS<sub>2</sub>. *Semicond. Sci. Technol.* 32.
6. Das S., Sebastian A., Pop E. (2021) Transistors Based on Two-Dimensional Materials for Future Integrated Circuits. *Nat Electron.* 4, 786–799.
7. Patel K. A., Grady R. W., Smithe K. K. H., Pop E., Sordan R. (2020) Ultra-Scaled MoS<sub>2</sub> Transistors and Circuits Fabricated Without Nanolithography. *2D Mater.* 7.
8. Manzeli S., Ovchinnikov D., Pasquier D., Yazyev O., Kis A. (2017) 2D Transition Metal Dichalcogenides. *Nat. Rev. Mater.* 2.
9. Iannaccone G., Bonaccorso F., Colombo L., Fiori G. (2018) Quantum Engineering of Transistors Based on 2D Materials Heterostructures. *Nat. Nanotechnol.* 13, 183–191.
10. Makovskaya T. I., Danilyuka A. L., Krivosheeva A. V., Shaposhnikova V. L., Borisenkoa V. E. (2020) Charge Properties of the MOS Transistor Structure with the Channel Made from a Two-Dimensional Crystal. *Russian Microelectronics*. 49 (7), 507–515.
11. Zebrev G. I. (2011) Graphene Field Effect Transistors: Diffusion–Drift Theory. *Physics and Applications of Graphene-Theory. InTech*. 476–498. DOI: 10.5772/14211.
12. Jiménez D. (2012) Drift-Diffusion Model for Single Layer Transition Metal Dichalcogenide Field-Effect Transistors. *Applied Physics Letters*. 101 (24).
13. Kaushik N., Mackenzie D. M. A., Thakar K., Goyal N., Mukherjee B., Boggild P., et al. (2017) Reversible Hysteresis Inversion in MoS<sub>2</sub> Field Effect Transistors. *Npj 2D Mater. Appl.* 1.
14. Lin Y.-C., Dumcenco D. O., Huang Y. S., Suenaga K. (2014) Atomic Mechanism Of The Semiconducting-to-Metallic Phase Transition in Single-Layered MoS<sub>2</sub>. *Nat. Nanotechnol.* 9, 391–396.
15. Late D. J., Bin Liu, Matte H. S. S. R., Dravid V. P., Rao C. N. R. (2012) Hysteresis in Single-Layer MoS<sub>2</sub> Field Effect Transistors. *ACS Nano*. 6, 5635–5641.
16. Jiawei Shu, Gongtao Wu, Yao Guo, Bo Liu, Xianlong Wei, Qing Chen (2016) The Intrinsic Origin of Hysteresis in MoS<sub>2</sub> Field Effect Transistors. *Nanoscale*. 8, 3049–3056.

## Вклад авторов / Authors' contribution

Авторы внесли равный вклад в написание статьи / The authors contributed equally to the writing of the article.

### Сведения об авторах

**Зайцев В. А.**, асп. каф. микро- и нанoeлектроники, Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (БГУИР)

**Подрябинкин Д. А.**, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. Центра нанoeлектроники и новых материалов, БГУИР

**Мельникова В. В.**, асп. каф. микро- и нанoeлектроники, БГУИР

**Данилюк А. Л.**, канд. физ.-мат. наук, доц., доц. каф. микро- и нанoeлектроники, БГУИР

### Адрес для корреспонденции

220013, Республика Беларусь,  
г. Минск, ул. П. Бровки, 6  
Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники  
Тел.: +375 17 293-22-24  
E-mail: t-rex-1995@mail.ru  
Зайцев Владимир Александрович

### Information about the authors

**Zaitsau U. A.**, Postgraduate at the Department of Micro- and Nanoelectronics, Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (BSUIR)

**Podryabinkin D. A.**, Cand. of Sci., Senior Researcher at the Center for Nanoelectronics and New Materials, BSUIR

**Melnikova V. V.**, Postgraduate at the Department of Micro- and Nanoelectronics, BSUIR

**Danilyuk A. L.**, Cand. of Sci., Associate Professor, Associate Professor at the Department of Micro- and Nanoelectronics, BSUIR

### Address for correspondence

220013, Republic of Belarus,  
Minsk, P. Brovki St., 6  
Belarusian State University  
of Informatics and Radioelectronics  
Tel.: +375 17 293-22-24  
E-mail: t-rex-1995@mail.ru  
Zaitsau Uladzimir Alexandrovich