

А.І. КУРЧАК,¹ Г.М. МОРОЗОВСЬКА,² М.В. СТРИХА¹¹ Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
(Просп. Науки, 41, Київ 03028; e-mail: maksym_strikha@hotmail.com)² Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки, 46, Київ 03028)**КОНКУРЕНТНІ МЕХАНІЗМИ ГІСТЕРЕЗИСУ
ОПОРУ В ГРАФЕНОВОМУ КАНАЛІ**

УДК 539

Побудовано модель для конкурентних механізмів гістерезису залежності опору графенового каналу на підкладці різної природи від напруги на затворі: прямого (зумовленого наявністю на поверхні й інтерфейсі адсорбатів з дипольним моментом) і оберненого (зумовленого захопленням носіїв з шару графену на локалізовані стани на інтерфейсі графен-підкладка). Обговорено можливість дискримінації цих каналів шляхом варіації швидкості зміни напруги на затворі. Відзначено добру відповідність передбачень теорії з наявними в літературі експериментальними даними.

Ключові слова: графен, механізми гістерезису, адсорбати, поверхневі диполі.

1. Вступ

До дивовижних властивостей вперше отримано в 2004 р. графену [1] належить симетрія зонного спектра відносно точки Дірака й викликана цим симетрія залежності провідності (опору) від напруги на затворі [2] відносно нульової напруги (якій відповідає рівень Фермі, що проходить через точку Дірака). Однак у реальних графенових структурах така ідеальна симетричність вольт-амперних характеристик графенового каналу відносно нульової напруги на затворі спостерігається порівняно рідко. Як правило, має місце зміщення напруги, що відповідає точці електронейтральності, вбік від нуля, що зумовлено певним "хімічним" легуванням графенових зразків під час їхнього виготовлення. Водночас для графенових каналів на підкладках різної природи на експерименті неодноразово спостерігався гістерезис у залежності опору (провідності) від напруги на затворі.

Увага до явищ гістерезису опору каналу одно- і багатошарового графену суттєво посилилася разом з початком інтенсивного вивчення графену на підкладці сегнетоелектрика (див. огляд [3] і посилання в ньому). Наявність гістерезису залежно поляризації сегнетоелектрика від величини прикладеного поля дозволяє створювати чітко розрізнені стани з різним опором графенового "каналу" (ста-

ни "0" і "1" для логічних елементів). Вперше такий логічний елемент було створено на основі графену на підкладці рідкокристалічного сегнетоелектрика полівініліден флюорид трифлуороетилен (PVDF-TrFE) [4]. Надалі технологія таких елементів була вдосконалена [5, 6]. Проте їх недоліком, з погляду практичного застосування, є необхідність значних перемикаючих напруг на затворі (декілька десятків вольт), що є наслідком великої величини коерцитивного поля, необхідного для зміни напрямку поляризації сегнетоелектрика PVDF-TrFE.

Вдалою альтернативою з цієї точки зору виявилося використання підкладки сегнетоелектричної кераміки $Pb(Zr_xTi_{1-x})O_3$ (PZT). Така підкладка високотехнологічна й має дуже високу діелектричну проникність (до 3850 [7] поблизу морфотропної межі фаз при $x = 0,52$). До теперішнього часу на основі одно- і багатошарового графену на підкладці PZT вже було створено достатньо надійні системи з двома стійкими станами [8–10], які можуть бути покладені в основу роботи елементів сегнетоелектричної енергонезалежної пам'яті нового покоління. Також була показана можливість створення на основі одно- і багатошарового графену на сегнетоелектричній підкладці ефективного модулятора випромінювання близького і середнього ІК-діапазона для оптичних з'єднань на чипах [11].

В [12] була запропонована модель, що враховує захоплення носіїв станами на інтерфейсі графен-сегнетоелектрик і екранування їх зарядом електричного поля в підкладці (з відповідним змен-

© А.І. КУРЧАК, Г.М. МОРОЗОВСЬКА,
М.В. СТРИХА, 2013

ISSN 0372-400X. Укр. фіз. журн. 2013. Т. 58, № 5

шенням концентрації вільних носіїв у графені). Така проста модель дозволила якісно правильно описати поведінку опору графенового каналу із зміною напруги на затворі, що спостерігалася в експерименті [8]. В роботі [13] була додатково врахована скінченна енергетична ширина зони домішкових станів, що дозволило пояснити збільшення, а потім насичення “вікна пам’яті” із збільшенням перемикаючої напруги на затворі.

Проте явища гістерезису в графеновому каналі спостерігалися не лише для систем на підкладці сегнетоелектрика, а й для звичайних найпоширеніших на сьогодні підкладок SiO_2 [14–18]. Слід також відзначити, що в графені на кварці часто спостерігається p -легування при нульовій нарузі на затворі. Інтерпретація цих результатів у різних роботах істотно різниться.

Справді, в ідеальному “легованому затвором” графені точка електронейтральності (коли рівень Фермі проходить через точку Дірака зонного спектра) відповідає нульовій нарузі на затворі V_g (див., наприклад, [19]). Однак зазвичай більшість польових транзисторів на графені виявляють p -легування (точка електронейтральності лежить в області додатних V_g) і водночас – гістерезис залежності опору каналу від зміни V_g . Причому фізична причина цих двох явищ може різнитися: p -легування може бути зумовлене як адсорбатами на вільній поверхні графену і/або інтерфейсі графен–кварц [14, 15], так і електрохімічними процесами за участю графену [16, 17]. Водночас можуть спостерігатися два різні типи гістерезису – прямий, або ж обернений [15] (у термінології [18] – негативний і позитивний). Прямий напрямок відповідає зміщенню точки електронейтральності в бік негативних V_g при зміні напруги на затворі послідовно в бік позитивних, а потім – негативних V_g . Оберненому напрямкові відповідає зміщення точки електронейтральності в бік позитивних V_g . У роботі [15] прямий гістерезис було пов’язано з поляризаційними ефектами за участю адсорбатів на поверхні графену, а обернений – із захопленням носіїв з графену на пастки в інтерфейсі, з подальшим екрануванням цим зв’язаним зарядом поля в підкладці. Зазначмо, що цей другий механізм цілком аналогічний тому, кількісну модель якого ми побудували в роботах [12, 13].

Так, у вологому повітрі на поверхні графену існує шар адсорбованих молекул води при кімна-

тній температурі [14, 15], або ж льоду – при низьких температурах [15], наділених дипольним моментом. Що ж до пасток, то в цій ролі можуть виступати інтерфейсні стани [15]. Досі експериментально вивчалася залежність гістерезису від режиму отримання графену, нагрівання системи, відпалу, швидкості перемикавання напруги на затворі, заміни води на важку воду тощо [18]. Однак кількісної моделі, що дозволила б описувати перехід від одного типу гістерезису до іншого, досі не побудовано.

У цій роботі надалі ми побудуємо таку модель з урахуванням наявності як адсорбованого шару диполів на вільній поверхні графену, так і захоплення носіїв з графену і порівняємо її передбачення з наявними в літературі експериментальними даними.

2. Теоретична модель

Надалі ми вважаємо, що на вільній поверхні графену наявний шар адсорбованих молекул (наприклад, електроліту, води чи льоду), диполі яких в силу фізико-хімічних причин [15] орієнтовані негативними зарядами до шару графену (рис. 1, *a*). Це означає, що за нульової напруги на затворі у графені існує 2D концентрація дірок, що пов’язана з поляризацією адсорбованого шару молекул простим співвідношенням:

$$n_{po} = P_o/e. \quad (1)$$

Надалі ми вважаємо, що до певного значення додатних напруг на затворі, яким відповідає певне критичне електричне поле над поверхнею графену (рис. 1 *a*, *b*, його значення визначається ще й геометрією задачі, оскільки реально графеновий канал закриває не всю поверхню підкладки, й силові лінії електричного поля огинають його з боків, закінчуючись на зарядах на вільній поверхні графену), ця поляризація залишається сталою. Зауважмо, що цьому припущенню відповідає нелінійна динаміка диполів, зв’язаних з поверхнею графену (для звичайних вільних орієнтаційних диполів, описуваних законами Ланжевена, ефект не відбувається). Тоді концентрація вільних носіїв у графені описуватиметься як:

$$n = \kappa V_g / 4\pi e d - n_{po}, \quad (2)$$

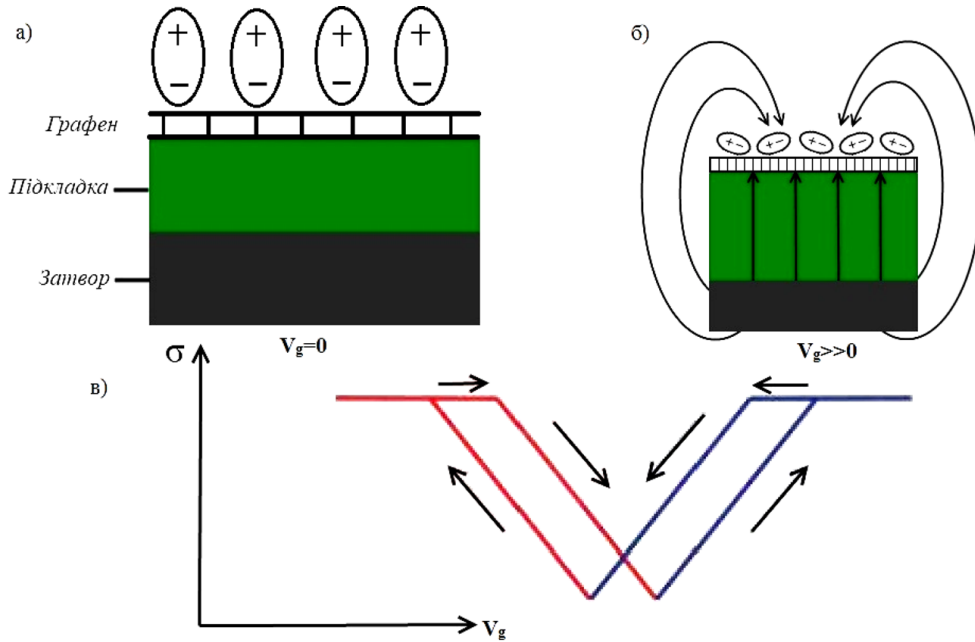


Рис. 1. “Прямий” гістерезис у графені: *a* – диполі в шарі адсорбату орієнтовані так, що створюють “легування” каналу графену дірками при нульовій V_g ; *b* – при досягненні критичного значення електричного поля поляризація в шарі адсорбату руйнується; *c* – залежність концентрації і провідності від напруги на затворі утворює замкнуту петлю гістерезису

де d – товщина підкладки, κ – її діелектрична проникність. При цьому точка електронейтральності ($n = 0$) відповідає позитивній напрузі, що дорівнює:

$$V_{NN} = 4\pi e d n_{po} / \kappa = 4\pi d P_o / \kappa. \quad (3)$$

При напругах, вищих від критичної, поляризація руйнується (рис. 1, *b*, для простоти вважаємо, що ця поляризація взагалі дорівнює нулеві), і концентрація описується звичайною формулою, що відповідає формулі плоского конденсатора:

$$n = \kappa V_g / 4\pi e d. \quad (4)$$

При швидкому зменшенні напруги на затворі (коли поляризація не встигає спонтанно відновитися), концентрація досягне точки електронейтральності при нульовій V_g . За подальшого збільшення негативних напруг на затворі поляризація P_o ґратті-решт відновиться і петля прямого гістерезису замкнеться (рис. 1, *c*).

Зауважмо, що можливо побудувати велику кількість моделей критичного поля у дипольному шарі. Використаємо найпростішу статичну модель, для якої відносна концентрація диполів δ

в цьому шарі нелінійно залежить від прикладеної напруги V [20, 21]:

$$V(\delta) = V_S - (RT/F) (\ln(\delta/(1-\delta)) - J(\delta - 0,5)), \quad (5)$$

J в (5) має сенс безрозмірної обмінної константи, яка тотожно дорівнює нулеві для лінійного “ідеального” випадку. Відносна концентрація лежить у межах $0 < \delta < 1$, реальна концентрація пов’язана з нею співвідношенням $N = N_0 \delta$, R – універсальна газова стала, F – константа Фарадея, V_S – деяке рівноважне значення, що відповідає стаціонарному стану диполів (для простоти від цього стану можна вести відлік). У динамічному випадку залежність $V(\delta)$ перетворюється на релаксаційне рівняння [21]:

$$-\frac{1}{\tau} \frac{\partial \delta}{\partial t} + \ln\left(\frac{\delta}{1-\delta}\right) - J\left(\delta - \frac{1}{2}\right) = \theta, \quad (6a)$$

де τ – характерний час релаксації диполів, і введено безрозмірну напругу $\theta = (V - V_S) F / RT$. З рис. 2 видно, що чітко виражена бістабільна поведінка спостерігається при позитивних $J > J_{cr}$,

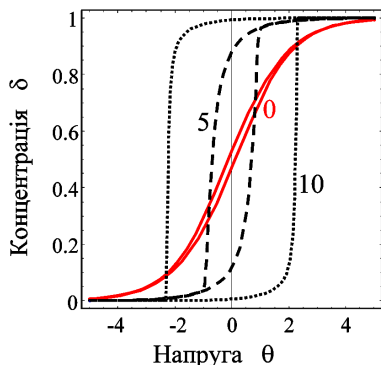


Рис. 2. Залежність відносної концентрації диполів, яка пропорційна їх поляризації, від прикладеної напруги. Цифри біля кривих відповідають значенням $J = 0, 5, 10$. Частота зміни прикладеної напруги $\omega = 0,1/\tau$

де $J_{cr} = 4$. Цей факт має елементарне пояснення, оскільки

$$\ln\left(\frac{\delta}{1-\delta}\right) \approx 4\left(\delta - \frac{1}{2}\right) + \frac{16}{3}\left(\delta - \frac{1}{2}\right)^3 + \frac{64}{5}\left(\delta - \frac{1}{2}\right)^5$$

й рівняння (6а) поблизу точки переходу $\delta^* = \delta - \frac{1}{2}$ набуває вигляду

$$-\frac{1}{\tau} \frac{\partial \delta^*}{\partial t} - (J - 4) \delta^* + \frac{16}{3} \delta^{*3} = \theta. \quad (6b)$$

Таким чином, зроблене нами припущення може відповідати ситуації формули (5) з достатньо великим значенням обмінної сталої J , коли петля гістерезису на рис. 2 характеризується достатньо великим коерцитивним полем: $E_C = (J - 4)^{3/2}/6$.

Однак у силу того, що орієнтації диполя, зображеної на рис. 1, а, відповідає енергія стаціонарного стану диполів, нижча на ΔE , аніж на рис. 1, б, з моменту падіння електричного поля нижче від критичного значення E_C відбуватиметься спонтанне відновлення поляризації диполів $P(t) \propto eaN_0\delta^*(t)$ (a – довжина елементарного диполя) за формулою:

$$P(t) = P_o[1 - \exp(-t/\tau)]. \quad (7)$$

У (5) ми для простоти вважаємо, що релаксація характеризується єдиними часом τ (що є природним наближенням для простого дипольного шару, але в реальних системах, взагалі кажучи, має місце рідко [22]). Однак у рамках такого простого наближення відстань між точками електронейтральності за шкалою напруг на петлі гістерезису

(рис. 1, б) визначатиметься вже співвідношенням:

$$\begin{aligned} |V_{NN}^1 - V_{NN}^2| &= 4\pi d[P_o - P(t)]/\kappa = \\ &= 4\pi dP_o \exp(-t/\tau)/\kappa. \end{aligned} \quad (8)$$

Таким чином, якщо час перемикання системи стає одного порядку з часом релаксації τ , то гістерезис зменшується і в кінцевому підсумку зникає. Для геометрії, зображеної на рис.1, під κ у формулі (8) в квазістатичному випадку необхідно розуміти $(\epsilon_S + \epsilon_l)/2$, де ϵ_S і ϵ_l – діелектричні проникності підкладки й середовища над графеном.

Для опису явища оберненого гістерезису використаємо підхід, розвинутий в [12, 13]. Надалі ми розглядатимемо моноатомний шар легованого напругою на затворі графену, де залежність енергії Фермі від концентрації вільних носіїв n задається відомим співвідношенням (див., наприклад, [19]):

$$E_F = \hbar v_F(\pi n)^{1/2}, \quad (9)$$

де $v_F = 10^8$ см/с.

Припустимо, що на інтерфейсі графен-підкладка існують локалізовані стани з енергією E_T і 2D концентрацією n_T . При збільшенні V_g в діапазоні, для якого $E_F < E_T$, концентрація носіїв у графені визначається виразом (4). Проте, при $E_F = E_T$ електрони з графену починають заповнювати інтерфейсні стани, і, як було показано в [13], в діапазоні напруг:

$$\frac{4\pi ed}{\kappa} \frac{E_T^2}{\pi \hbar^2 v_F^2} \leq V_g < \frac{4\pi ed}{\kappa} \frac{E_T^2}{\pi \hbar^2 v_F^2} + \frac{4\pi ed n_T}{\kappa} \quad (10)$$

триває заповнення таких станів. Негативний заряд, зв'язаний на заповнених інтерфейсних станах, екранує поле в підкладці. Тому в межах діапазону напруг (10) концентрація вільних носіїв у графені залишається сталою:

$$n = \frac{E_T}{\sqrt{\pi} \hbar v_F}, \quad (11)$$

а при вищих напругах, коли всі інтерфейсні стани вже заповнені електронами, має місце очевидне співвідношення:

$$n(V_g) = \kappa V_g / 4\pi ed - n_T. \quad (12)$$

Подальшим припущенням у [12, 13] було те, що час життя електронів на інтерфейсних станах значно перевершує час перемикання системи. Тому

співвідношення (12) справедливе і за подальшого зменшення напруги на затворі – бо носії, захоплені на стани, на них і залишаються, хоча рівень Фермі в графені вже знаходиться нижче за ці стани за енергетичною шкалою.

Таким чином, залежність концентрації n від напруги V_g матиме вигляд, зображений на рис. 3 (стрілки указують збільшення або зменшення напруги). При зменшенні напруги після перемикавання значення n досягає точки електронейтральності (точки Дірака) при позитивній напрузі V_{NP} , що визначається концентрацією інтерфейсних станів n_T :

$$V_{NP} = 4\pi e d n_T / \kappa. \quad (13)$$

Відзначмо, що ліворуч від точок Дірака n на рис. 3 відповідають концентраціям дірок. При якомусь великому негативному V_g (величина якого залежить від моделі локалізованих станів) захоплені електрони в решті-решт прорекомбінують з дірками в шарі графену. На жаль, дані про мікроскопічну природу потенціалу рівня, які дозволили б побудувати більш точну модель такого процесу, відсутні. Тому в [13] було використано припущення про те, що залежність концентрації вільних носіїв n від напруги на затворі матиме вигляд, симетричний щодо крапки $V_{NP}/2$: при якомусь значенні негативної напруги почнеться спустошення рівня, а при значенні, більшому на величину порядку V_{NP} , воно завершиться. Тоді залежність концентрації від напруги знову набуде вигляду (4). Таким чином, петля гістерезису в залежності концентрації від напруги на затворі замкнеться.

Зрозуміло, що, якщо діапазон зміни напруги на затворі малий (тобто виконується умова $E_F < E_T$), то ніякого гістерезису не спостерігається. Особливий інтерес становить випадок, коли напруга перемикавання V_{sweep} лежить в інтервалі (10), тобто коли заповнення рівня ще не було завершено. При цьому крива антигістерезису “розширяється”, а точки електронейтральності віддаляються одна від одної за шкалою напруг із збільшенням V_{sweep} . Відстань між ними тепер визначається співвідношенням

$$V_{DP}(V_{sweep}) = 4\pi e d n_T(V_{sweep}) / \kappa. \quad (14)$$

Тут $n_T(V_{sweep})$ – концентрація інтерфейсних станів, які виявилися заповненими електронами до моменту перемикавання.

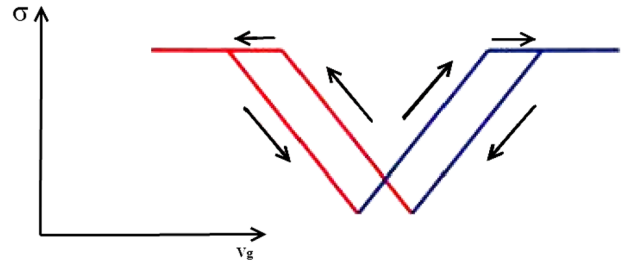


Рис. 3. “Обернений” гістерезис провідності у графені. Напрямок обходу петлі гістерезису протилежний до зображеного на рис. 1, в

Гістерезису в залежності концентрації від напруги на затворі повинен відповідати гістерезис в аналогічній залежності повного питомого опору (нагадаємо: в 2D структурі він має розмірність Ом). Справді, повний питомий опір шару графену визначається співвідношенням

$$\rho(V_g) \approx 1/\sigma(V_g) + 1/\sigma_{intr}(T) + 1/\sigma_{min}. \quad (15)$$

Перший доданок в (15) відповідає провідності легованого графену:

$$\sigma(V_g) = e n \mu. \quad (16)$$

У (16) концентрація n визначається однією з залежностей від V_g , отриманих вище, а μ – рухливість носіїв. Другий доданок в (15) описує провідність власного графену, і його потрібно враховувати, коли рівень Фермі знаходиться поблизу точки електронейтральності. Нагадаємо, що концентрація носіїв у власному графені залежить від температури T як:

$$n_{intr}(T) = \frac{2(kT)^2}{\pi(\hbar v_F)^2}, \quad (17)$$

де k – стала Больцмана. Згідно з (17), кімнатній температурі відповідає концентрація $n_{intr} \approx 1,1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Тому для підкладки з товщиною порядку 300 нм і з діелектричною проникністю порядку 400 цей доданок необхідно враховувати в області поблизу точки електронейтральності шириною порядку $\pm 0,1$ В. У цій області за шкалою напруг на затворі така провідність однакового порядку з описуваною виразом (16). Нарешті, $\sigma_{min} \approx 4e^2/\hbar$ відповідає мінімальній провідності поблизу точки Дірака, яка має квантову природу (див., наприклад, [19]).

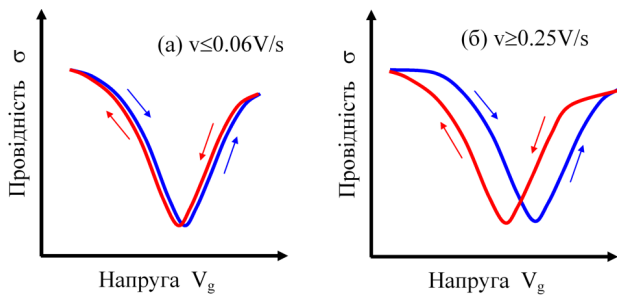


Рис. 4. Залежність провідності графенового каналу від напруги на верхньому електролітичному затворі V_g залежно від швидкості v зміни такої напруги (схематичне зображення за даними [15])

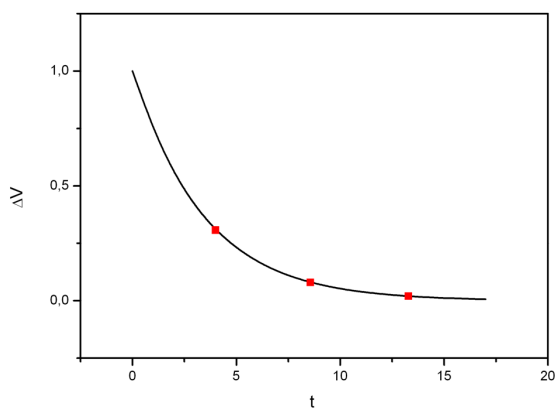


Рис. 5. Залежність “вікна пам’яті” (у вольтах) від часу, протягом якого система повертається від точки перемикання до точки електронейтральності (у секундах): експериментальні дані [15] (точки) і апроксимація за формулою (8) (суцільна лінія)

Зазначимо, що при одночасній дії обох механізмів (прямого і оберненого гістерезису) в силу (8) слід очікувати, що при великих швидкостях перемикання системи домінуватиме механізм прямого гістерезису (поляризація не встигає відновитися і точки електронейтральності на рис. 1, v рознесені далеко одна від одної). Натомість при малих швидкостях перемикання системи поляризація відновлюється, точки електронейтральності наближаються одна до одної і в кінцевому підсумкові зливаються, і на цьому тлі може домінувати явище оберненого гістерезису, зумовлене захопленням носіїв на інтерфейсних стани.

3. Порівняння з експериментом

У роботі [15] досліджувався гістерезис у одно- і багат шаровому графені, отриманому методом хі-

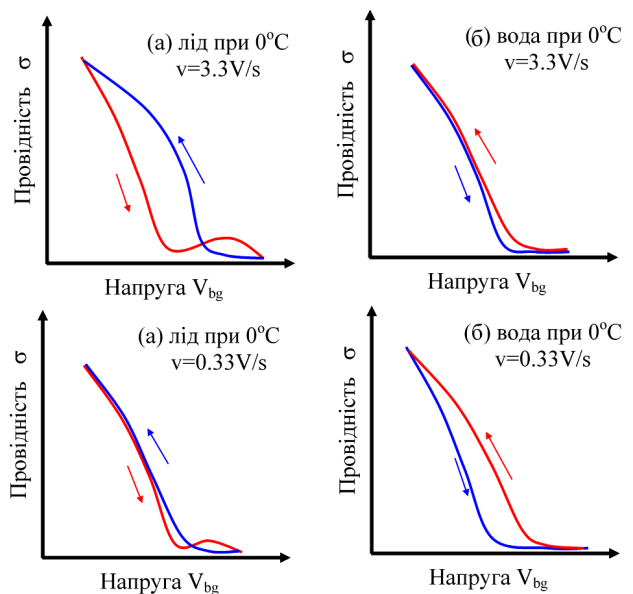


Рис. 6. Залежність провідності графенового каналу від напруги на затворі залежно від швидкості зміни v такої напруги V_{bg} при високих температурах (адсорбат–вода) і при температурах нижче точки замерзання (адсорбат–лід). Схематичне зображення на основі експерименту [15]

мічного осаджування з парової фази на підкладку SiO_2 . Напруга на затворі при цьому змінювалася в діапазоні від -80 до $+80$ В, причому швидкість її зміни варіювалася в широких межах. На рис. 4 схематично зображено залежність провідності графенового каналу від напруги на електролітичному затворі (електролітом є водний розчин KCl) залежно від швидкості зміни такої напруги.

Як видно з кривих, наведених на рис. 4, зі зменшенням швидкості зміни напруги відстань між точками електронейтральності зменшується, аж поки дві точки практично не зливаються в одну при швидкості $0,0625$ В/с. При ще менших швидкостях починає очевидно домінувати “обернений” механізм гістерезису. Це перебуває в цілковитій відповідності з передбаченнями попереднього розділу нашої роботи.

На рис. 5 точками зображена залежність “вікна пам’яті” (відстані між точками електронейтральності) $\Delta V = |V_{NN}^1 - V_{NN}^2|$ від часу, протягом якого система повертається від точки перемикання до точки електронейтральності, реконструйована з експериментальних даних роботи [15]. На цьому ж рисунку зображено апроксимацію експери-

ментальних даних за формулою (8), де $\tau = 3,4$ с, а передекспонента наближено дорівнює 1 В (взагалі кажучи, передекспонента для цього випадку має вигляд складніший, аніж це впливає з формули для плоского конденсатора (4); однак її точного вигляду ми навести не можемо без вичерпної інформації про геометрію задачі). Як видно з рис. 5, зменшення “вікна пам’яті” зі збільшенням часу, протягом якого може відбуватися релаксація диполів на поверхні, добре описується експоненціальною залежністю (8). Важливо відзначити, що час τ , який входить у цю залежність, через сильний зв’язок негативних полюсів диполів з поверхнею графену (див., наприклад, [23]) на багато порядків перевищує часи, характерні для релаксації поляризації, зумовленої вільними диполями, описуваними формулою типу ланжевнівської.

Водночас час релаксації концентрації носіїв, захоплених на інтерфейсні стани, значно більший (години для кімнатної температури, десятки днів – для азотної [8]), і тому для масштабів часу, які розглядаються в експерименті [15], таку концентрацію можна вважати залежною лише від зміни напруги на затворі.

Досліджувалася також залежність провідності графенового каналу від напруги на стандартному нижньому затворі S_1 залежно від швидкості зміни такої напруги при високих температурах (коли шар адсорбату утворюють молекули води) і при температурах нижче точки замерзання (коли цей шар утворюють молекули льоду). Хімічна природа цих молекул однакова, їхня проте рухливість різна – суттєво вища в рідині й нижча в кристалі.

Ця відмінність пояснює різницю в отриманих залежностях: для льоду при високих швидкостях зміни напруги має місце прямий гістерезис, а при низьких – він переходить у обернений. Натомість у воді, де час спонтанного відновлення поляризації через високу рухливість диполів дуже малий, має місце обернений гістерезис при всіх швидкостях зміни напруги, які застосовувалися в експерименті (рис. 6).

4. Висновки

Як видно з наведеного в попередньому розділі порівняння експериментальних кривих і теорії, запропонована нами модель не тільки описує явище

гістерезису в залежності питомого опору (чи провідності) каналу графену на підкладці різної природи від напруги на затворі, а і може дати кількісні уявлення про параметри інтерфейсних станів й поляризацію адсорбату, пов’язаного з вільною поверхнею графену. Модель передбачає можливість дискримінації двох видів гістерезису – прямого (зумовленого переполяризацією зв’язаних з поверхнею графену диполів; в експериментальних умовах такими диполями найчастіше є молекули води) й оберненого (зумовленого захопленням вільних носіїв на інтерфейсні стани) – шляхом варіювання швидкості зміни напруги на затворі. Це зумовлено ієрархією часів спонтанної релаксації, які описують два названі процеси (секунди – для релаксації поляризації, зумовленої наявністю адсорбованих диполів, години й дні – для релаксації концентрації носіїв, захоплених на інтерфейсні стани).

Застосовані нами наближення є загальнозживаними для фізики графену й фізики поляризованих середовищ. Водночас дальшого обґрунтування потребує введення параметра τ для спонтанної релаксації поляризації, оскільки застосоване нами наближення є спрощеним. Уточнення запропонованої моделі можливе на основі глибшого розуміння фізико-хімічної природи зв’язку адсорбованих диполів на поверхні графену, з одного боку, й моделі утворення локалізованих станів на межі графен-діелектрична підкладка, з другого боку. Дальше експериментальне дослідження явищ гістерезису в залежності провідності графенового каналу від напруги на затворі може дати цінний матеріал для кращого розуміння параметрів цієї фізико-хімічної структури.

Робота була виконана за підтримки Державного фонду фундаментальних досліджень України, НАН України й УНТЦ. Автори вдячні В.Г. Литовченку за постійну увагу до роботи.

1. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov *et al.*, Science **306**, 666 (2004).
2. A.K. Geim, Science **324**, 1530 (2009).
3. M.V. Strikha. Sensor Electr. Microsyst. Technol. **3**, N 9, 5 (2012).
4. Y. Zheng, G.-X. Ni, Z.-T. Toh *et al.*, Appl. Phys. Lett. **94**, 163505 (2009).

5. Y. Zheng, G.-X. Ni, Z.-T. Toh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 166602 (2010).
6. S. Raghavan, I. Stolichnov, N. Setter *et al.*, Appl. Phys. Lett. **100**, 023507 (2012).
7. J. Rouquette, J. Haines, V. Bornand *et al.*, Phys. Rev. B **70**, 014108 (2004).
8. X. Hong, J. Hoffman, A. Posadas *et al.*, Appl. Phys. Lett. **97**, 033114 (2010).
9. Y. Zheng, G.-X. Ni, S. Bae *et al.*, Europhys. Lett. **93**, 17002 (2011).
10. E.B. Song, B. Lian, S.M. Kim *et al.*, Appl. Phys. Lett. **99**, 042109 (2011).
11. M.V. Strikha, Ukr. J. Phys. Opt. **12**, 162 (2011).
12. М.В. Стриха, Письма ЖЭТФ **95**, 216 (2012).
13. А.И. Курчак, М.В. Стриха, ЖЭТФ **143**, 129 (2013).
14. N. Lafkioti, B. Krauss, T. Lohmann *et al.*, Nano Lett. **10**, 1149 (2010).
15. H. Wang, Y. Wu, C. Cong *et al.*, ACS Nano **4**, 7221 (2010).
16. S.S. Sabri, P.L. Levesque, C.M. Aguirre *et al.*, Appl. Phys. Lett. **95**, 242104 (2009).
17. P.L. Levesque, S.S. Sabri, C.M. Aguirre *et al.*, Nano Lett. **11**, 132 (2011).
18. A. Veligura, in *Zernike Institute PhD thesis series 2012-24* (2012), p. 53.
19. S. Das Sarma, Sh. Adam, E.H. Hwang, and E. Rossi, Rev. Mod. Phys. **83**, 407 (2011).
20. Ju. Li, X. Xiao, F. Yang, M.W. Verbrugge, and Y.-T. Cheng, J. Phys. Chem. C **116**, 1472 (2012).
21. S.V. Kalinin and A.N. Morozovska, *submitted to J. Electroceram.*
22. S.H. Glarum, J. Chem. Phys. **33**, 1371 (1960).
23. A. Veligura, P.J. Zomer, I.J. Vera-Marun *et al.*, J. Appl. Phys. **110**, 113708 (2011).

Одержано 19.12.12

А.И. Курчак, А.Н. Морозовская, М.В. Стриха

КОНКУРЕНТНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ГИСТЕРЕЗИСА СОПРОТИВЛЕНИЯ В ГРАФЕНОВОМ КАНАЛЕ

Резюме

Построена модель для конкурентных механизмов гистерезиса зависимости сопротивления графенового канала на подложке различной природы: прямого (обусловленного наличием на поверхности и интерфейсе адсорбатов с дипольным моментом) и обратного (обусловленного захватом носителей из слоя графена на локализованные состояния на интерфейсе графен–подложка). Обсуждена возможность дискриминации этих каналов путем вариации скорости изменения напряжения на затворе. Отмечено хорошее соответствие прогнозов теории с имеющимися в литературе экспериментальными данными.

A.I. Kurchak, A.N. Morozovska, M.V. Strikha

RIVAL MECHANISMS OF HYSTERESIS IN THE RESISTIVITY OF GRAPHENE CHANNEL

Summary

A model for rival mechanisms of hysteresis that appears in the dependence of the resistivity of graphene channels created on substrates of various nature on the gate voltage has been developed. Two types of hysteresis were distinguished: direct (associated with the presence of adsorbates with dipole moments on the surface and the interface) and inverse (associated with the capture of charge carriers from the graphene layer by the localized states at the interface graphene–substrate). A capability of discerning between those channels by varying the rate of gate voltage sweep was discussed. A good agreement is obtained between our theoretical predictions and the experimental data available in the literature.