

ЕФЕКТИ РОЗВЕДЕНОГО МАГНІТНОГО НАПІВПРОВІДНИКА В КАРБІДІ КРЕМНІЮ З ІМПЛАНТОВАНИМИ ІОНАМИ Mn I Fe

А.В. КОМАРОВ,¹ А.В. ЛОСЬ,² С.М. РЯБЧЕНКО,¹ С.М. РОМАНЕНКО²

¹Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки, 46, Київ 03028)

²ISS Ltd., Semiconductors and Circuits Lab
(Вул. Боженко, 15, Київ 03680)

УДК 539.2, 538.935
©2011

Спектри пропускання і фарадеївського обертання площини поляризації світла, виміряні при температурі 2 К, порівняно для монокристалів 4H-SiC, імплантованих іонами Mn і 6H-SiC, імплантованих іонами Fe і контрольних зразків тих же монокристалів, що не піддавалися імплантації. Імплантацію проводили при енергії пучка 190 кеВ і з повними дозами опромінення $3,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ і $5,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Вона приводить до створення поверхневих шарів з товщиною близько 0,2 мкм, легованих цими іонами, із середньою концентрацією іонів Mn або Fe близько 10^{21} см^{-3} . Пропускання світла через імплантовані кристали змінилося незначно у порівнянні з контрольними, що, однак, відповідало відносно великому коефіцієнту ослаблення світла в шарі з введеними іонами. Це інтерпретовано як результат розсіювання світла на неоднорідностях, створених потоком високоенергетичних іонів у цьому шарі. Присутність поверхневого шару, що містить магнітні іони, привело до значних змін у фарадеївському обертанні площини поляризації світла. Величини констант Верде для цього шару виявилися приблизно на три порядки більшими за модулем і протилежного знака в порівнянні з їх значеннями для контрольних зразків. Магнітопольові залежності фарадеївського обертання від шару з іонами Mn виявилися функціями поля, що насичуються. Це вказує на пропорційність фарадеївського обертання намагніченості парамагнітної підсистеми іонів Mn. У випадку шару, імплантованого іонами Fe, вони є лінійними за полем, подібно до того, як це спостерігається в $A^{II}FeB^{IV}$ напівмагнітних напівпровідниках. Зроблено припущення, що іони Fe у SiC, так як і у $A^{II}FeB^{IV}$, знаходяться у синглетному стані і набувають намагніченості у зовнішньому полі через механізм, подібний ван-флексівській намагніченості. Встановлено, що шари SiC із введеними іонами Mn або Fe демонструють магнітооптичні властивості, типові для розведених магнітних (напівмагнітних) напівпровідників. Разом з тим у вивчених (SiC,Mn)C і (SiC,Fe)C зразках не спостерігалось феромагнітного упорядкування.

Індуковане взаємодією носіїв струму з домішковими магнітними іонами ФМ упорядкування в розведених магнітних (напівмагнітних) напівпровідниках (DMS) було передбачено в роботі [1]. У роботі [2] було спрогнозовано можливість досягнення T_C вище кімнатної температури у певних широко-щілинних DMS з досить високою концентрацією вільних дірок. Цей прогноз викликав велику кількість експериментів, націлених на демонстрацію DMS-матеріалів з високою T_C . Багато авторів повідомляли про спостереження в таких об'єктах феромагнетизму при температурі, вищій за кімнатну. Але пізніше це, найчастіше, виявлялося наслідком присутності в досліджуваних зразках неконтрольованих преципітатів чи включень інших фаз сполук перехідного металу (ПМ) у твердих розчинах, якими є зразки DMS [3]. У багатьох матеріалах феромагнітне впорядкування спостерігалось за відсутності у зразках відповідної концентрації носіїв струму або, навіть, за відсутності іонів перехідних металів. Це викликало появу теоретичних робіт, де ФМ впорядкування у цих зразках пояснювали іншими причинами, ніж обмінна взаємодія носіїв струму з домішковими магнітними іонами. Хоч і на цьому шляху знайти матеріали, які поєднують добрі напівпровідникові властивості з ФМ впорядкуванням при температурах, потрібних для роботи пристроїв практичної спінтроники, поки не вдалося (див. аналіз стану питання, наприклад, у [3]). Однак пошук нових матеріалів (напівпровідникових матриць і розчинених у них іонів ПМ), які можуть підходити для синтезування DMS з високими температурами ФМ упорядкування залишається актуальним.

1. Вступ

Пошук нових феромагнітних (ФМ) напівпровідникових матеріалів з температурами Кюрі, T_C , вищими за кімнатну є важливою проблемою сучасної спінтрони-

Відносно мало уваги було поки що приділено дослідженням магнітних властивостей кристалів із широкою забороненою зоною SiC, легованих домішками ПМ. Ранні експериментальні дослідження свідчили про ФМ відгук у SiC, легованому Ni, Mn і Fe, зі значеннями T_C від досить низьких температур до близь-

ких кімнатній [4–6] у різних зразках. Автори відносили ФМ відгук або до прояву “справжнього DMS” із ФМ упорядкуванням, або до формування вторинних фаз. Пізніше [7] повідомлялося про феромагнітний стан SiC, легований Cr з $T_C \sim 70$ K для концентрації Cr $\sim 0,02$ ваг. %, тоді як для концентрації Cr 7–10 ат. % в аморфному SiC [8] повідомлялося про ФМ упорядкування з температурою, вищою за кімнатну. У дослідженнях 6H–SiC, імплантованих іонами Fe [5], було зроблено висновок про те, що феромагнетизм зразків, що спостерігався у магнітостатичних вимірюваннях та в ефекті Мессбауера, зумовлений суперпарамагнітними включеннями Fe_3Si або малою кількістю включень наночастинок заліза у матрицю SiC. Дослідження імплантованих Mn гетероепітаксійних структур 3C–SiC/SiC [9], інкорпорованих вуглецем плівок SiMn, вирощених на 4H–SiC підкладках [10], більш пізніше детальне повідомлення тими ж авторами про структурні, магнітні, і магніто-оптичні властивості легованих Mn SiC плівок, підготовлених на 3C–SiC підкладках [11], так само як дослідження низьколегованих Mn 6H–SiC [12] і полікристалічного 3C–SiC [13], усі вказують, що Mn може бути підходящим вибором домішки для досягнення високотемпературного ФМ упорядкування в SiC DMS. Подібний же висновок було зроблено у низці теоретичних досліджень SiC, легованих іонами ПМ [14, 15]. Зокрема *ab initio*, розрахунок для SiC, легованого декількома відсотками Mn, проведений у [15], прогнозує, що в цьому класі матеріалів може бути досягнуто T_C 400–500 K і вище.

Дослідження DMS протягом багатьох років показують, що одні тільки магнітостатичні дослідження (виміри кривих намагнічування) не дозволяють однозначно судити про природу досліджуваного магнітного матеріалу, що, на жаль, ще часто зустрічається в дослідженнях подібних матеріалів. На нашу думку, дотепер немає надійних даних, що доводять “справжню DMS природу” ФМ проявів, що спостерігаються у легованих ПМ зразках SiC. Одним із найбільш надійних способів установити чи дійсно магнітні властивості досліджуваного напівпровідника, легованого іонами перехідних металів визначаються властивостями твердого розчину (тобто DMS), чи відбивають присутність у синтезованих зразках різних фаз чи включень, є їхні магнітооптичні дослідження. Як відомо з [16–20], основні ефекти поведінки DMS, включаючи ФМ упорядкування [1, 2], пов’язані з обмінною взаємодією між вільними носіями струму і локалізованими спінами іонів ПМ, введених у напівпровідник. Ця взаємодія приводить до “гігантського” спінового роз-

щеплення зонних станів носіїв і, у свою чергу, до різкого збільшення магнітооптичного відгуку DMS, що широко вивчено для матеріалів із широкою забороненою зоною (див. [16–19] і більш пізні роботи). У магнітооптичних ефектів, викликаних гігантським спіновим розщепленням, повинна бути характерна спектральна залежність, пов’язана з електронною структурою DMS, котрий вивчається. Ця залежність дозволяє відрізнити їх від магнітооптичних явищ, викликаних сторонніми включеннями чи кристалічними фазами.

Метою даного дослідження є одержання нових даних щодо магнітних, оптичних і магнітооптичних властивостей SiC, імплантованого іонами Mn і Fe, і перевірка, чи виявляють такі матеріали типові властивості для DMS, і, можливо, ФМ упорядкування. Слід зазначити, що на відміну від прямозонних DMS [16–19] SiC (і, як і варто очікувати, DMS, створені на його основі) мають непрямоzonну електронну структуру. Дослідження непрямоzonних DMS і їх магнітооптичних властивостей мало представлені у літературі, що становить додатковий інтерес для задач даної роботи.

2. Зразки й експериментальні методи

Зразки, використовувані в даній роботі, було підготовлено з використанням монокристалічних SiC підкладок, зроблених у Cree Inc. Підкладка 4H–SiC кристала, що імплантувався іонами Mn, мала товщину $d_0 = 415$ мкм і провідність p -типу з концентрацією вільних носіїв струму $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$. Підкладка p -провідного 6H–SiC кристала, що імплантувався іонами Fe, мала товщину практично таку ж саму $d_0 = 417$ мкм та концентрацію вільних носіїв струму $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$. Легування іонами Mn або Fe досягалося імплантуванням іонів з енергією пучка 190 кеВ, яке проводилося при температурі 350°C, щоб уникнути аморфізації. Застосовували сумарні дози опромінення $3,8 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$ і $5,5 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$. Профіль введення домішки, обчислений з використанням коду профілю Core Systems Inc. [21] для графіка імплантації іонами Mn з дозою $3,8 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$, показано на рис. 1. Імплантатія приводила до створення легованого відповідними іонами шару на поверхні зразка. Для випадку, наведеного на рис. 1, пікова концентрація Mn у шарі досягала $5 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$, що відповідає вмісту цих іонів приблизно в 5 ат. %. У випадку сумарної дози опромінення $5,5 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$ профіль розподілу іонів по глибині був подібний до наведеного, з піковою концентрацією у 1,45 раза вищою. Подібні ж профілі розподілу

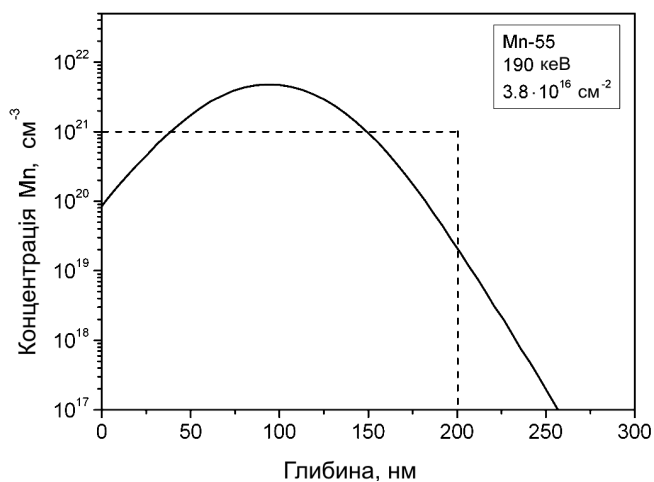


Рис. 1. Розрахункова концентрація Mn для енергії пучка іонів 190 кеВ і повної дози $3,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Вертикальні і горизонтальні пунктирні лінії показують ефективний шар входження Mn із глибиною $d_2 = 200 \text{ нм}$ і середньою концентрацією Mn 10^{21} см^{-3} , уявлення про який використовується далі в роботі під час обговорення результатів

іонів були і для випадку імплантації іонами Fe, з практично такими ж піковими і усередненими концентраціями. Імплантований відповідними перехідними іонами зразок, так само як і зразок без імплантування, що був відділений від тієї ж підкладки перед опроміненням пучком іонів і слугував за контрольний, були далі піддані відпалу при $1650 \text{ }^\circ\text{C}$ протягом 30 хвилин. Зворотну сторону зразків полірували, щоб зробити їх прозорими.

Як видно, концентрація іонів ПМ у імплантованому шарі неоднорідна. Однак для простоти подальшого аналізу ми припускали, що у імплантованого зразка було дві частини: шар, легований іонами (Mn або Fe) з постійною ефективною концентрацією домішки і деякою ефективною товщиною (ми позначимо її d_1), і основна частина, без цих іонів, яка за усіма властивостями подібна до контрольного зразка, але має дещо меншу товщину, $d_2 = d_0 - d_1$. Було зроблено мікрофотографію просвічуючої електронної мікроскопії (ПЕМ) поперечного зрізу поверхневого шару, імплантованого іонами Mn зразка (фотографію наведено у [22], де публікували перші результати досліджень (Si,Mn)C). З неї було встановлено, що введення іонів Mn у цей шар супроводжується утворенням частинок з розмірами до 40–80 нм у SiC матриці. Частинки спостерігаються на глибині до 200–250 нм, а їх максимальна густина припадає на 80–90 нм нижче поверхні зразка, яка відповідає області найвищої концентрації Mn. Цими частинками можуть бути чи

преципітати Mn, чи наногранули вторинних фаз. Подібна ж ситуація виникає і при легуванні іонами Fe шляхом імплантації.

Як показано у дослідженнях [23, 24], підґратка Si у SiC більш сприятлива для заміщення парамагнітними іонами у порівнянні з підґраткою C. Тому припускаємо, що після введення іонів, супроводжуваного відпалом, атоми Mn або Fe, що не входять у преципітати чи вторинні фази, заміщають іони Si, і позначаємо твердий розчин, що виходить, як (Si,Mn)C або (Si,Fe)C.

З точки зору прояву властивостей DMS товщина поверхневого шару, де концентрація іонів ПМ має значення не нижче 0,1 ат % і обмінна взаємодія між локалізованими магнітними моментами цих іонів через носії струму ще ефективна, здається розумною для вибору ефективної товщини шару легovanого іонами ПМ. Величина $d_1 = 200 \text{ нм}$, визначена на основі цих міркувань і відзначена на рис. 1, використовується далі у обговоренні й обчисленнях.

Виміри намагніченості імплантованих іонами ПМ зразків, проведені при кімнатній температурі на вібраційному магнітометрі LDJ-9500, показали лише незначний парамагнітний відгук. Оцінка можливого ФМ внеску, що міг би мати місце, якби імплантований цими іонами шар був феромагнітним при 300 K, показує, що він міг би спостерігатися тільки на рівні межі чутливості приладу. Це є наслідком того, що, хоча концентрація іонів ПМ в імплантованому шарі досить велика, його товщина і, як наслідок, об'єм дуже маленькі. Варто відзначити, що ми не маємо інформації щодо зарядового стану іонів ПМ, якого вони набувають у SiC при імплантації. Тому ми не можемо напевно твердити, які спіни (магнітні моменти) іонів при цьому реалізуються. Але незалежно від цього можна стверджувати, що ці іони мають відмінні від нуля локалізовані магнітні моменти.

У роботі проведено виміри на трьох зразках. На зразку з шаром (Si,Mn)C, створеним іонним опроміненням із сумарною дозою $3,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, і на зразках з шаром (Si,Fe)C, створених опроміненням з сумарними дозами $3,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ і $5,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

Для оптичних і магнітооптичних вимірів зразок розміщували у гелійовому кріостаті, що містив надпровідний соленоїд з магнітним полем, H , до 30 кЕ направленим вдовж шляху проходження світла. Виміри проводилися при температурі $T = 2 \text{ K}$. Кріостат розміщували між поляризаторами P_1 і P_2 , площини поляризації яких могли регулюватися. Виміри на зразку з шаром (Si,Mn)C проводили на спектрофотометрі StellarNet EPP2000C, придатному для роботи

у діапазоні енергій фотонів 1–7 еВ з розрізненням 0,75 нм, що відповідає розрізненню 2,7–7,6 меВ у діапазоні 2–3,5 еВ, використаному нами. Виміри на зразках з шаром (Si,Fe)C у інтервалі 2,98–3,22 еВ проводили на ґратковому спектрофотометрі ДФС-12 з розрізненням ≈ 1 меВ у діапазоні вимірювань.

Підкладки SiC звичайно вирізають так, що гексагональна вісь *C* дещо нахилена щодо нормалі до їх поверхні. Кут з віссю, який роблять, залежить, зокрема, від політипу SiC. У випадку наших 4Н зразків він дорівнював $7^\circ 56'$, а для 6Н – $3^\circ 31'$. Для поляризаційних вимірів важливо, щоб світло поширювалося уздовж оптичної осі кристала. Тому вісь *C* зразка повинна орієнтуватися уздовж напрямку променя світла. Виміри проводили при взаємній орієнтації магнітного поля, хвильового вектора світла, **K**, та оптичної осі зразка $\mathbf{H} \parallel \mathbf{K} \parallel \mathbf{C}$.

Спектри оптичної густини зразків, $D(E)$, визначалися звичайним шляхом:

$$D(E) = \log_{10} [I_0(E) / I_t(E)], \quad (1)$$

де $I_0(E)$ і $I_t(E)$ – інтенсивності світла з енергією фотонів E , що падає і що пройшло крізь зразок відповідно. Виміри $D(E)$ виконувалися в нульовому магнітному полі. Під час вимірів $D(E)$ поляризатори P_1 і P_2 або встановлювали так, щоб їх площини поляризації збігалися, або прибирали зовсім. При цьому у межах точності вимірів не було знайдено різниці між величинами $D(E)$, вимірюваними в поляризованому чи неполяризованому світлі. Для вимірів $I_0(E)$ зразок видаляли.

Спектральні залежності кута фарадеївського обертання (ФО) площини поляризації світла, $Q(E, H)$, отримували шляхом вимірів інтенсивності світла, що пройшло через зразок, і поляризатори, схрещені під кутом φ_0 між їх площинами поляризації, при введенні магнітного поля. Для вимірів на зразку, імплантованому іонами Mn, використано кут φ_0 , що дорівнював 85° , а для вимірів на зразках, імплантованих іонами Fe, кут 45° . Стандартний вираз для $Q(E, H)$ у цьому випадку має вигляд

$$Q(E, H) = \arccos \sqrt{I(E, H) \cos^2(\varphi_0) / I(E, 0)} - \varphi_0, \quad (2)$$

де $I(E, H)$ – залежна від E і H інтенсивність світла, що пройшло крізь поляризатори P_1 , P_2 і зразок. Виміри $I(E, 0)$ проводили при тій самій установці зразка, поляризаторів і інших елементів установки при виведеному магнітному полі. Вираз (2) дійсний за умов, що а) зразок не деполаризує світло, яке проходить крізь нього; б) $Q(E, H) < (90^\circ - \varphi_0)$; і в) оптична

густина зразка практично не залежить від прикладеного магнітного поля. Було перевірено, що для зразків, оптична вісь “*C*” яких точно виставлена уздовж напрямку поширення світла, деполаризація як для $H = 0$, так і для $H \neq 0$, приводила до змін інтенсивності світла після зразка і поляризаторів (як при $\varphi_0 = 85^\circ$, так і при $\varphi_0 = 45^\circ$), значно менших, ніж зміна інтенсивності завдяки ФО площини поляризації світла в магнітному полі відмінному від нуля, починаючи з одиниць кЕ. У той же самий час точне виставлення оптичної осі зразка уздовж напрямку падіння світла було важливим для безпомилкових вимірів. Для використовуваних магнітних полів оптична густина зразків не залежала від H у межах точності вимірів, тоді як абсолютні величини $Q(E, H)$ виявилися меншими за $90^\circ - \varphi_0$ при обох використаних значеннях φ_0 . Таким чином, вищезгадані умови застосування рівняння (2) виконувалися. Беручи до уваги можливі помилки при виставленні оптичної осі зразка, деполаризації світла через оптичні елементи установки і відношення сигналу до шуму, що наявне при вимірах, ми оцінюємо межі похибки визначення кута ФО при вимірюваннях на StellarNet EPP2000C, δQ , у межах $\pm 0,1^\circ$ для $D(E) < 1$. Для меншої відносної інтенсивності світла, що пропущене зразком, помилка зростає, і, відповідно до наших оцінок, δQ досягає $\pm 0,5^\circ$ для $D(E) \approx 3$. При вимірюваннях на ДФС-12 ця похибка сягала $\pm 0,5^\circ$ для $D(E) < 1$.

Різниця в оптичних і магнітооптичних властивостях імплантованого і контрольного зразків інтерпретувалася нами як наслідок модифікації поверхневого шару 6Н– чи 4Н–SiC введенням іонів ПМ, що давало можливість визначити оптичну густину цього шару і кут ФО у ньому через різницю характеристик імплантованого і контрольного зразків.

Для обговорення впливу легування іонами ПМ на оптичні і магнітооптичні властивості SiC будемо використовувати стандартні характеристики кристала, такі як “десятковий коефіцієнт поглинання”, $k_d(E)$, і, константа Верде матеріалу, $V(E)$:

$$k_d(E) = D(E)/d, \quad (3)$$

$$V(E) = Q(E, H)/(H d), \quad (4)$$

де d – оптичний шлях, що проходить світло в кристалі (товщина останнього). Як $k_d(E)$, так і $V(E)$ залежать від температури. Десятковий коефіцієнт поглинання і константу Верде контрольного зразка будемо позначати k_0 і V_0 . У прийнятій моделі розглядаємо імплантований іонами ПМ зразок як такий, що складається з двох однорідних шарів, d_1 і d_2 завтовшки для

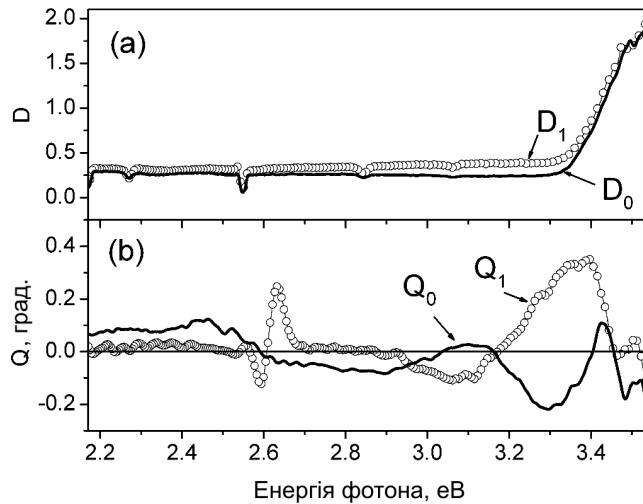


Рис. 2. Спектральні залежності оптичної густини (а) і кута фарадєївського обертання (б) в імплантованому іонами Mn 4H-SiC (D_1 і Q_1) і контрольному, 4H-SiC (D_0 і Q_0) зразках. Виміри проведено при $T = 2$ К в магнітному полі $H = 0$ для $D_0(E)$ і $D_1(E)$, і $H = 25$ кЕ для $Q_0(E)$ і $Q_1(E)$

імплантованого і залишеного неімплантованим шарів відповідно. Останній будемо описувати тими ж параметрами, що і для контрольного зразка, тобто k_0 і V_0 . Десятковий коефіцієнт поглинання і константу Верде шару, імплантованого іонами ПМ, позначатимемо k_1 і V_1 . Тоді, $D_1(E)$ і $Q_1(E, H)$ будуть сумами внесків цих двох шарів і можуть бути описані:

$$D_1(E) = d_1 k_1(E) + d_2 k_0(E), \quad (5)$$

$$Q_1(E, H) = H [d_1 V_1(E) + d_2 V_0(E)]. \quad (6)$$

Поєднуючи (5) і (6) з виразами (3) і (4), написаними для контрольного зразка, можна витягти $k_1(E)$ і $V_1(E)$ з даних для $D_0(E)$, $D_1(E)$ і $Q_0(E)$, $Q_1(E)$:

$$k_1(E) = \frac{1}{d_1} \left[D_1(E) - D_0(E) \frac{d_2}{d_1 + d_2} \right], \quad (7)$$

$$V_1(E) = \frac{1}{d_1 H} \left[Q_1(E) - Q_0(E) \frac{d_2}{d_1 + d_2} \right]. \quad (8)$$

3. Результати оптичних і магнітооптичних вимірів

3.1. Кристали SiC, імплантовані іонами Mn

Спектральні залежності оптичної густини для контрольного й імплантованого іонами Mn 4H-SiC зразків ($D_0(E)$ і $D_1(E)$ відповідно) показані на рис. 2, а.

Як можна бачити, оптичні густини відрізняються для цих двох зразків дуже незначно у всьому використаному діапазоні енергій фотонів світла. Початок краю поглинання в контрольному зразку при енергіях 3,29–3,3 еВ узгоджується з даними вимірів ширини непрямої забороненої зони в 4H-SiC при гелійових температурах [25, 26]. Нагадаємо, що в діапазоні енергії вище 3,3 еВ в 4H-SiC виникає поглинання через непрямі оптичні переходи між максимумом валентної зони в точці Γ і найнижчим мінімумом групи провідності у точці M зони Бріллюена 4H-SiC [27]. Спектр при більш низьких енергіях сформований прямими переходами між станами домішок і дефектів у забороненій зоні, включаючи мілкі донори й акцептори, і станами у дозволених зонах [28, 29].

На кривих для $D_1(E)$ і $D_0(E)$ присутні відносно вузькі особливості біля енергій 3,06; 2,84; 2,55 і 2,27 еВ. Ми знайшли, що вони пов'язані з властивостями використаної установки і тому повинні бути вилучені з розгляду.

Спектри ΦO , $Q_1(E)$ і $Q_0(E)$ для імплантованого і контрольного зразків, виміряні в магнітному полі $H = 25$ кЕ, показано на рис. 2, б. Як видно, вони порівнянні для цих двох зразків у величинах абсолютних значень кутів повороту площини поляризації світла, хоча істотно відрізняються за формою спектральної залежності і за знаком обертання у різних частинах вивченого спектрального діапазону. Зокрема, можна помітити появу дисперсійно-подібної особливості $Q_1(E)$ у відносно вузькому діапазоні енергії від 2,5 до 2,7 еВ з центром при $2,61 \pm 0,01$ еВ. Ця особливість подібна такій, що могла б виникнути як наслідок присутності оптичного переходу при цій енергії з півшириною лінії приблизно 0,1 еВ, однак походження останнього поки що не ясне. Оскільки ця особливість присутня у спектрі зразка, імплантованого іонами Mn, і відсутня в контрольному, вона, імовірно, відноситься до переходів, зв'язаних із іонами Mn (наприклад, один з $3d-3d$ переходів), Mn-вмісними дефектами чи дефектами, викликаними імплантацією. Авторам не відомі повідомлення про оптичні переходи в легованому Mn SiC при цій енергії фотонів.

Аналізуючи $Q_1(E)$ і $Q_0(E)$, можна відзначити, що ці залежності немонотонні. Водночас у масштабі рис. 2, а немає ніяких помітних особливостей у $D_1(E)$ і $D_0(E)$ спектрах ані поблизу енергії 2,61 еВ (згадаємо особливість $Q_1(E)$), ані в інших областях енергії фотонів, де спектр ΦO площини поляризації світла має немонотонну поведінку чи перетинає нуль. Підсумовуючи, відзначимо, що введення іонів Mn привело до помітної зміни магнітооптичної активності 4H-

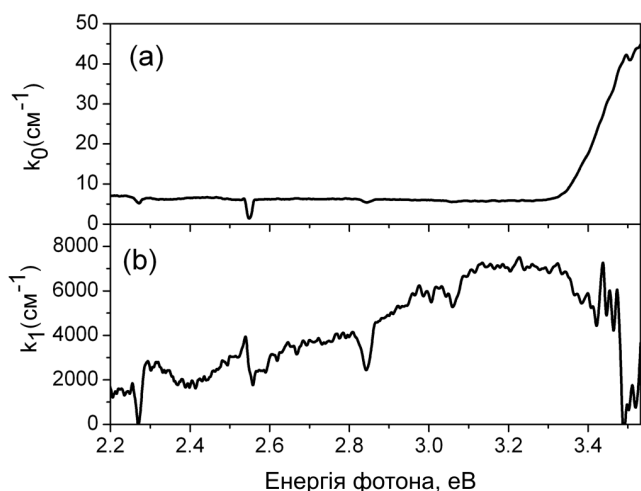


Рис. 3. Спектральні залежності десяткового коефіцієнта поглинання світла для контрольного зразка (а), і для імплантованого іонами Mn поверхневого шару (b), обчислені за даними рис. 2,а з використанням рівнянь (3) і (7)

SiC, тоді як зміна оптичних властивостей, хоча і присутня, але є набагато меншою. Ці зміни оптичних і магнітооптичних властивостей слід вважати наслідком модифікації поверхневого шару 4H-SiC через імплантацію іонів Mn, незважаючи на те, що товщина останнього ($d_1 = 0,2$ мкм), дуже мала в порівнянні з товщиною зразка, ($d_0 = 415$ мкм).

На рис. 3 наведено спектри десяткових коефіцієнтів поглинання $k_0(E)$ і $k_1(E)$ для контрольного зразка і для імплантованого іонами Mn поверхневого шару, обчислені з використанням $D_0(E)$ і $D_1(E)$ (рис. 2,а) і рівнянь (3) і (7). Крива для $k_0(E)$, рис. 3,а, так само як і крива $D_0(E)$ на рис. 2,а, не показує особливостей у діапазоні енергії від 2,2 до 3,3 еВ крім вузьких каспів, що пов'язані з вимірювальною установкою, і які, як вже вказувалося, повинні бути виключені з розгляду. Вузькі спади в $k_1(E)$ (рис. 3,б) при енергіях поблизу 2,27; 2,55; 2,84 і 3,06 еВ також пов'язані з експериментальною установкою і не повинні братися до уваги.

На відміну від $k_0(E)$, крива $k_1(E)$ містить широкую асиметричну особливість з максимумом у $3,2 \pm 0,1$ еВ. Їй відповідає досить великий коефіцієнт загасання світла. Передбачувана відносна помилка обчислення $k_1(E)$ становить $\delta k_1/k_1 \approx \delta D/|D_1 - D_0|$, де δD – помилка вимірювання оптичної густини. Величина $\delta k_1/k_1$ може бути досить великою в області краю поглинання, де D_1 і D_0 близькі (див. рис. 2). У той самий час, величина знайденого з розрахунку максимуму $k_1(E)$ в діапазоні $3,2 \pm 0,1$ еВ помітно вища за

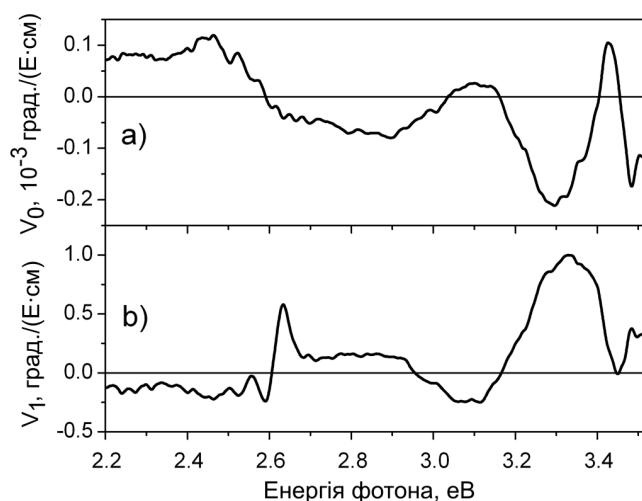


Рис. 4. Спектри сталої Верде для контрольного зразка (а) і імплантованого іонами Mn шару (b), обчислені з даних, наведених на рис. 2 з використанням рівнянь (4) і (8)

оцінку можливої похибки. Аномальна інтенсивність максимуму і його велика ширина викликають сумнів, що загасання світла у шарі, описане $k_1(E)$, викликане оптичними переходами, що з'являються в цьому діапазоні енергії в результаті введення іонів Mn. Здається більш імовірним, що дане загасання пов'язане з розсіюванням світла на неоднорідностях, створених у поверхневому шарі опроміненням іонами Mn і не цілком усуненими при відпалі, чи кластерами Mn або включеннями вторинних фаз. Оцінка показує, що інтенсивне розсіювання у даній області енергій може бути зумовлене неоднорідностями з розмірами 50–90 нм, наявність яких, як наслідку інтенсивної імплантації й утворення кластерів, як обговорювалося раніше, цілком ймовірна. Як уже згадувалося, не спостерігалося помітної деполяризації світла, що проходило через зразок, імплантований іонами Mn. Це не обов'язково суперечить ідеї розсіювання світла в імплантованому шарі, оскільки абсолютна величина загасання світла в настільки тонкому шарі є маленькою, незважаючи на великі значення коефіцієнта загасання k_1 , які ми відносимо до процесу розсіювання. Однак, однозначне визначення природи великого коефіцієнта загасання світла в легованому Mn шарі, що спостерігається, вимагає додаткового дослідження.

На рис. 4 подано спектри сталої Верде для контрольного зразка, V_0 і імплантованого іонами Mn шару, V_1 , обчислені зі спектрів $Q_0(E, H)$ і $Q_1(E, H)$ (рис. 2,б) з використанням рівнянь (4) і (8). Форма спектральної залежності $V_0(E)$ – константи Верде в області, що прилягає до початку крайового поглина-

ння, залежить від структури магнітопольового розщеплення наявних у цій області смуг поглинання на $\sigma^{(+)}$ - і $\sigma^{(-)}$ – циркулярно-поляризовані компоненти, а також від внеску в область прозорості від непрямих зона-зонних переходів. Всі особливості характеру спектральної залежності константи Верде від перерахованих факторів визначаються параметрами зеєманівської взаємодії фотозбуджених носіїв струму найнижчої зони провідності і верхньої валентної зони контрольного кристала 4Н-SiC із зовнішнім магнітним полем Н і зеєманівського розщеплення домішкових смуг поглинання у відповідній спектральній області. Не заглиблюючись далі в інтерпретацію особливостей спектральної залежності константи Верде, звернемо увагу на форму графіка $V_0(E)$, наведеного на рис. 4,а. В області енергій від 2,2 до 3,3 еВ ця крива немонотонна і грубо може бути подана у вигляді суми трьох дуже широких дисперсійних контурів зі зміною знака ФО у кожному. Це можна було б інтерпретувати як прояв дисперсії константи Верде в області трьох широких смуг поглинання з максимумами при енергіях, що відповідають точкам зміни знака $V_0(E)$. На жаль, у нас немає достатніх даних, щоб зв'язати таке уявлення зі спектром дефектно-домішкового поглинання 4Н-SiC в області, що передує крайовому поглинанню. Однак можна думати, що знайдена структура спектральної залежності $V_0(E)$ зв'язана саме з прямими переходами такого роду.

Що стосується внеску в $V_0(E)$ в області прозорості від непрямих зона-зонних переходів то, як видно з рис. 2, 3, не спостерігається помітної дисперсії константи Верде, обернено пропорційної спектральній розстройці між початком непрямого крайового поглинання і енергією квантів світла Е. Такий внесок мав би бути присутнім, якби край поглинання формувався прямими переходами. Згідно з [30–32] спектральна залежність внеску міжзонних переходів в ефект Фарадея в області прозорості у непрямозонних напівпровідниках містить дві складові. Перша з них пов'язана з непрямыми фононно-індукованими зона-зонними переходами, а друга з гіпотетичними прямими переходами від максимуму валентної зони до стану зони провідності з тим же хвильовим вектором. Спектральна залежність першої має тенденцію до скінченної величини на краю непрямого поглинання, тоді як для другої вона обернено пропорційна деякому ступеню різниці енергій падаючого фотона і гіпотетичного прямого переходу. Тому для 4Н-SiC, де енергія згаданого “прямого переходу” становить 5–6 еВ [27] і є набагато вищою, ніж край непрямих пере-

ходів, не можна очікувати сильної спектральної залежності кожного з цих внесків у ФО у дослідженому нами спектральному інтервалі.

Найбільш помітною особливістю спектральної залежності $V_1(E)$, показаної на рис. 4,б, є відносно вузький дисперсійний контур поблизу 2,6 еВ. Інша частина залежності нагадує за формою $V_0(E)$ (рис. 4,а) з тією відмінністю, що V_1 і V_0 мають протилежні знаки. Але головна різниця між цими залежностями полягає в тому, що абсолютні значення V_1 перевищують такі для V_0 більше, ніж на два порядки. Настільки сильне збільшення магнітооптичної активності в імплантованому іонами Mn поверхневому шарі кристала SiC може пояснюватися тим, що в ньому на фотозбуджені носії (вільні чи такі, що входять до складу різних центрів) діє не тільки прикладене магнітне поле, але і обмінні поля взаємодії носіїв з локалізованими спінами іонів Mn, імплантованих у шар. Пов'язане з цим гігантське посилення магнітооптичних ефектів добре відоме у фізиці DMS (див., наприклад [16–20, 33]). У DMS ефективно обмінне поле пропорційне намагніченості підсистеми локалізованих магнітних моментів у прикладеному магнітному полі при заданій температурі. Обмінні поля, що діють на електрони провідності і валентної зони, виявляються набагато сильнішими за зовнішнє магнітне поле. Електрони в різних центрах, що беруть участь у переходах біля краю поглинання, можуть, звичайно, мати різні обмінні поля залежно від радіуса стану носіїв у цих центрах. На графіках для констант Верде, рис. 4, смуги, що відповідають різним можливим центрам, не розрізнені. Тому навряд чи доцільно на даному етапі намагатися детальніше обговорювати можливі моделі центрів, відомих для 4Н-SiC і можливу різницю посилення магнітооптичних ефектів при оптичних переходах у них в умовах введення у кристал магнітних іонів.

Для оцінювання посилення магнітооптичних ефектів у шарі, що містить іони Mn, у порівнянні з вільним від них кристалом, можна розглянути і порівняти ділянки кривих $V_1(E)$ і $V_0(E)$ в інтервалі енергій 2,9–3,4 еВ. Криві на цих ділянках схожі на широкі дисперсійні контури, характерні для спектральних залежностей константи Верде в околі оптичних переходів. Припустимо, що ці особливості відповідають подібним переходам і в шарі, легovanому Mn, і в контрольному зразку. Тоді відношення розмахів цих дисперсійних кривих ($|\Delta V_1|/|\Delta V_0|$) може дати оцінку збільшення абсолютної величини ефективного магнітного поля у порівнянні із зовнішнім. Така оцінка для особливості в області 2,9–3,4 еВ дає $|\Delta V_1|/|\Delta V_0| \approx 5 \cdot 10^3$. Подібна ж оцінка для особли-

вості поблизу 2,4–2,8 eV (але крім вузького дисперсійного контуру V_1 , що присутній між 2,55 і 2,67 eV), веде до $|\Delta V_1|/|\Delta V_0| \approx 1,02 \cdot 10^3$. Ці відношення за величиною однотипні з тими, що спостерігаються в $A^{II}MnV^{VI}$ DMS (див. [2, 16–20] і інші роботи, присвячені цим DMS). Приблизне “обернення знаків” $V_1(E)$ і $V_0(E)$ указує на те, що в ефекті “гігантського підсилення” магнітооптичного ефекту Фарадея в шарі 4H-SiC з імплантованими іонами Mn домінує антиферомагнітна обмінна взаємодія одного з носіїв (в основному або збудженому стані) з іонами Mn. Слід також зазначити, що спектр $V_1(E)$, так само як $V_0(E)$, не показує помітного внеску, обернено пропорційного розстройці енергії квантів від краю поглинання, що є наслідком непрямозонної природи цього поглинання як у контрольному зразку 4H-SiC, так і в DMS на його основі, утвореного при імплантації іонів Mn.

Ефективне внутрішнє магнітне поле в DMS, що діє на вільні носії струму, пропорційне намагнічуванню підсистеми локалізованих моментів магнітних іонів. У випадку парамагнітного стану цієї підсистеми залежність її намагнічування від зовнішнього поля повинна навіть за низьких температур насичуватися в досить великих магнітних полях. Тоді, ФО також буде насичуватися чи навіть зменшуватися зі збільшенням зовнішнього поля після виходу на насичення, якщо ефективне (обмінне) і прикладене поля матимуть протилежні знаки. Іншими словами, “стала Верде” буде залежати від зовнішнього поля. Водночас ФО у кристалі без магнітних іонів повинне зберегти лінійну залежність від поля, що прикладається. При цьому “стала Верде” дійсно буде сталою. Якщо шар DMS ФМ – впорядкований, його внесок у ФО повинен виявлятися і у відсутності зовнішнього магнітного поля або у ФО відмінному від нуля, або в помітній деполаризації світла, що проходить, залежно від того, чи є шар одно-, чи багатодомений. Обидва з цих ефектів залежатимуть від орієнтації спонтанної намагніченості у ФМ-упорядкованому шарі або від його доменної структури і повинні насичуватися в невеликих магнітних полях, що насичують намагніченість ФМ-стану цього шару. Ці міркування можна використовувати для того, щоб перевірити, чи відбувається “гігантське” збільшення $V_1(E)$ у порівнянні з $V_0(E)$ через обмінну взаємодію носіїв струму і магнітних іонів у DMS, створеному імплантацією іонів Mn, а також щоб перевірити, чи стан цього шару парамагнітний чи феромагнітний.

На рис. 5 наведено залежності кута ФО від магнітного поля в контрольному зразку, $Q_0(E, H)$, і внеску в кут обертання від шару, що містить іони Mn,

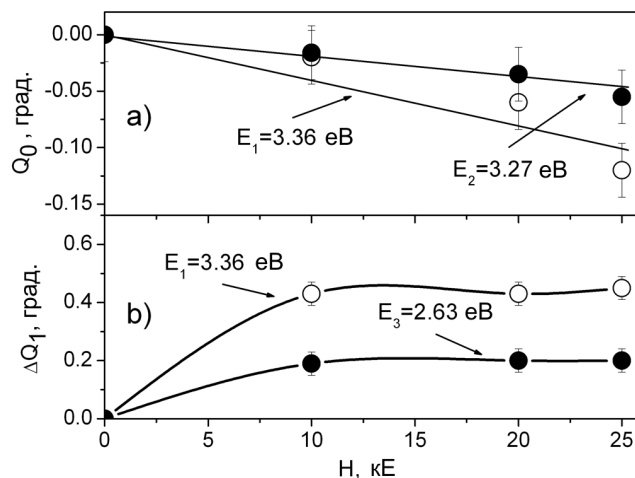


Рис. 5. Залежності кута ФО від магнітного поля для двох енергій квантів падаючого світла: *a* – для контрольного зразка 4H-SiC; *b* – для поверхневого шару з іонами Mn (обчислено з використанням (9))

$\Delta Q_1(E, H)$, в імплантованому зразку для двох енергій фотонів. Величина $\Delta Q_1(E, H)$ обчислена зі значень $Q_1(E, H)$ і $Q_0(E, H)$ з використанням співвідношення

$$\Delta Q_1(E, H) = Q_1(E, H) - Q_0(E, H) d_2/d_0. \quad (9)$$

Величини Q_0 і ΔQ_1 , показані на рис. 5, порівняні за величиною, хоча V_1 набагато більше, ніж V_0 (див. рис. 4). Це є наслідком малої товщини шару, що містить іони Mn. Відносна помилка у визначенні ΔQ_1 , дорівнює $\delta \Delta Q_1 / \Delta Q_1 \approx \delta [Q_1 - Q_0] / [Q_1 - Q_0] \approx 2\delta Q_{0,1} / Q_{0,1}$, тобто практично така ж, як помилка визначення кута ФО.

З рис. 5, *a* видно, що $Q_0(E, H)$ лінійна за магнітним полем і стала Верде, V_0 , незалежна від H . Магнітопольові залежності $\Delta Q_1(E, H)$ насичуються в досить великих полях при обох енергіях фотонів. Таким чином, ФО у шарі, що містить іони Mn, пропорційне намагніченості парамагнітної системи. Це варто розглядати як істотний аргумент на користь нашої гіпотези про причини “гігантського” збільшення фарадеївського обертання в шарі з введеними іонами Mn. Слід зазначити, що одна з кривих на рис. 5, *b* наведена для енергії фотонів 2,63 eV, що відповідає максимуму відносно вузької особливості дисперсійного типу в $V_1(E)$ (у діапазоні енергії між 2,55 і 2,68 eV), у якій немає аналога у відповідній залежності для контрольного зразка. Ця крива також насичується. Це додатково підтверджує припущення, що ця особливість пов’язана з центрами, створеними в шарі іонами Mn.

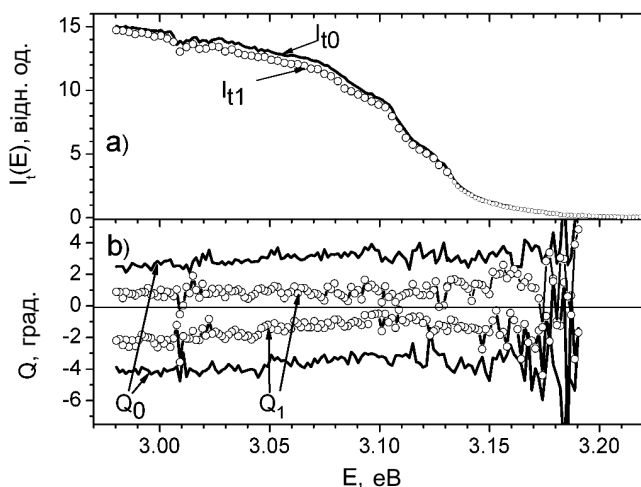


Рис. 6. Криві пропускання світла через контрольний, I_{t0} – суцільна крива, і імплантований іонами Fe з дозою $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, I_{t1} – незаповнені кружечки, зразки (a); кути повертання площини поляризації світла у полі “+” і “-” 20 кЕ для контрольного, Q_0 – суцільні криві, і імплантованого іонами Fe, Q_1 – незаповнені кружечки, зразків (b). Криві з кутами повороту $Q > 0$ і $Q < 0$ для кожного із зразків відповідають протилежним напрямкам прикладеного поля

Виміри також показали, що за відсутності прикладеного магнітного поля у всьому спектральному діапазоні вимірів поворот площини поляризації світла, що проходить, чи його значна деполаризація відсутні, у той час як поле насичення для ФО є досить великим. Таким чином, ми можемо зробити висновок, що шар, створений імплантацією іонів Mn, демонструє значний внесок у ФО, що спостерігається, і що цей шар має властивості DMS, але не є феромагнітним навіть при $T = 2 \text{ K}$.

3.2. Кристали SiC, імплантовані іонами Fe

Кристали 6H-SiC, імплантовані іонами Fe, досліджувалися у більш вузькому спектральному інтервалі. При цьому, основні якісні результати виявилися схожими на отримані на зразку 4H-SiC, імплантованому іонами Mn. Тому ми наведемо їх, відзначивши виявлені відмінності, не описуючи аналіз результатів так детально, як для попереднього зразка. На рис. 6, a показано криві пропускання світла крізь імплантований іонами Fe і контрольний 6H-SiC зразок, який був частиною тієї ж самої підкладки, лише не імплантований, а на рис. 6, b кути ФО у площини поляризації світла, що проходить крізь зразок. Кути виміряні для двох протилежних напрямків поля відносно напрямку світла, що проходить.

Спектри пропускання світла для контрольного і імплантованого Fe зразків спадають в околі краю непрямих переходів і пропускання світла у імплантованому зразку незначно менше, ніж у контрольному, приблизно на стільки ж, як і у випадку зразка, імплантованого іонами Mn. Можна помітити, що затухання із зростанням енергії фотонів відбувається дещо раніше, ніж у випадку 4H-SiC зразків. Це відповідає тому, що в у 6H-SiC непряма заборонена зона вужча, ніж у 4H-SiC. За різними літературними даними вона становить при гелійових температурах 3,02–3,10 еВ, див., наприклад, [34]. Криві I_{t0} і I_{t1} на рис. 6, a різко спадають при $E = 3, 12 \text{ eV}$, що принципово погоджується з цими даними.

Криві ФО для контрольного і імплантованого зразків демонструють ту ж тенденцію, що і у випадку зразка імплантованого іонами Mn. Шар, що імплантований іонами Fe, дає внесок у сумарний кут обертання порівняний за величиною і зворотний за знаком ФО у контрольному зразку. Враховуючи те, що товщина цього шару приблизно у $d_1/d_0 \approx 800$ менша за товщину контрольного зразка, дійдемо висновку, що ФО у цьому шарі приблизно так само підсилене, як і у випадку шару (Si,Mn)C, а ефективно поле, що зумовлює це підсилення, має знак зворотний зовнішньому. Звертає на себе увагу те, що як на контрольному, так і на легovanому Fe зразках 6H-SiC абсолютні значення кутів ФО виявилися помітно більшими, ніж на зразках 4H-SiC, використаних для імплантації іонів Mn. Причина цієї різниці поки залишається нез'ясованою і потребує більш докладних досліджень.

Магніто-польові залежності ФО на зразках, імплантованих іонами Fe, виявилися якісно відмінними від аналогічних для випадку імплантації іонами Mn. На рис. 7 вони показані для 6H-SiC зразка, імплантованого іонами Fe при сумарній дозі $3,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Криві зафіксовано при $T = 2 \text{ K}$ для енергії квантів світла 3,122 еВ.

Як видно, різниця кутів обертання площини поляризації $Q_0(H)$ і $Q_1(H)$ для контрольного та імплантованого зразків, відповідно, не насичується, на відміну від того, що спостерігалось у випадку імплантації іонами Mn. Чи суперечить це уявленням про ефективно поле носій-іонної обмінної взаємодії, котре пропорційне намагніченості підсистеми парамагнітних іонів у DMS? З досліджень $A^{II}Fe^{VI}$ DMS (див., наприклад, [35] і інші роботи з цього питання) відомо, що іони Fe^{2+} у тетраедричному полі кристала мають синглетний основний стан [36], і їх намагніченість визначається ван-флеківським внеском завдяки підмішуванню більш високоенергетичних станів. Як наслідок,

намагніченість парамагнітної спінової системи Fe^{2+} у тетраедричному полі $\text{A}^{\text{II}}\text{FeB}^{\text{VI}}$ є лінійною за полем при низьких температурах і майже температурно незалежною. Ми не маємо певних даних про зарядовий стан іонів Fe у 6H-SiC . Але, якщо значна кількість цих іонів перебуває у стані Fe^{2+} , то ситуація у DMS (Si,Fe)C може бути подібною до $\text{A}^{\text{II}}\text{FeB}^{\text{VI}}$. Отже, на нашу думку, ця різниця магнітопольових залежностей ΦO у 6H-(Si,Fe)C і 4H-(Si,Mn)C зумовлена не різницею політипів, а різницею основних енергетичних станів іонів Fe і Mn у SiC.

У той самий час спостережується лінійність по магнітному полю різниці ΦO у контрольному зразку та у тому, що містить шар 6H-SiC , легований іонами Fe, що свідчить про відсутність ФМ упорядкування у цьому шарі при температурі вимірювань 2 К.

Таким чином, хоча дослідження зразків 6H-SiC , імплантованих іонами Fe, залишають низку питань для подальших досліджень, можна зробити головний висновок. По-перше, утворений імплантацією шар $(\text{Si,Fe})\text{C}$ демонструє характерні властивості DMS, так само, як і шар $(\text{Si,Mn})\text{C}$, а по-друге, при використанні концентрацій Fe у цьому шарі він залишається парамагнітним навіть при $T = 2$ К.

4. Висновки

Проведено дослідження магнітних, оптичних і магнітооптичних властивостей монокристалів 4H-SiC з іонами Mn, та 6H-SiC з іонами Fe, введеними іонною імплантацією в тонкий шар ($d_1 \approx 0,20$ мкм) на їх поверхнях. Пікова концентрація означених магнітних іонів у цьому шарі була приблизно 5 ат.% чи $5 \cdot 10^{21}$ см^3 , тоді як середня ефективна концентрація оцінена в 1 ат.% чи 10^{21} см^3 . Дані електронної мікроскопії для імплантованих шарів показали, що частина введених іонів, імовірно, сформувала кластери або включення вторинних фаз у поверхневій області, де концентрація введених іонів є максимальною. Установлено, що як для шару 4H-SiC із імплантованими іонами Mn, так і для шару 6H-SiC з іонами Fe фарадеївське обертання площини поляризації світла, нормоване на товщину шару, різко зростає у порівнянні з контрольним, неімплантованим кристалом. "Гігантське" підсилення магнітооптичних ефектів подібне до того, що спостерігається, відоме у фізиці розведених магнітних (напівмагнітних) напівпровідників. Оцінка величини підсилення ефекту Фарадея, що спостерігається в згаданих шарах SiC, у порівнянні з цим же ефектом у контрольних зразках, котрі не містять магнітних

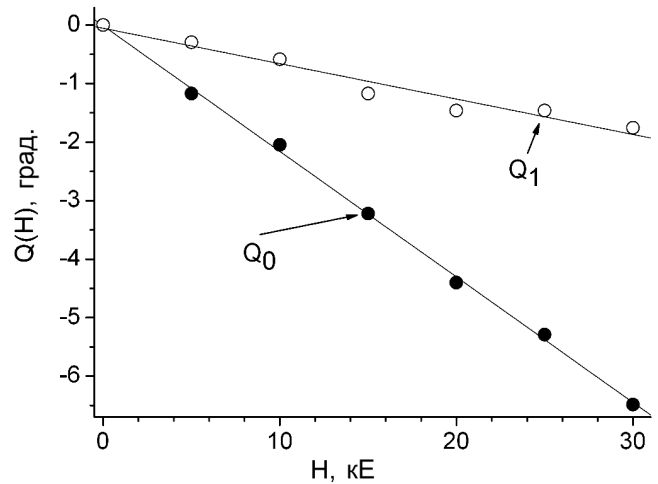


Рис. 7. Магніто-польова залежність кутів ΦO для контрольного, $Q_0(E, H)$ і імплантованого іонами Fe при сумарній дозі $3,8 \cdot 10^{16}$ см^{-2} , $Q_1(E, H)$, зразків, відповідно, знята при $T = 2$ К для $E = 3,122$ еВ

іонів, дає величину $\sim 10^3$ для відношення констант Верде, що порівняне з величинами підсилення ефекту Фарадея, що повідомлялися для $\text{A}^{\text{I}}\text{MnB}^{\text{VI}}$ DMS. Це дає підставу вважати, що імплантація іонів перехідних металів формує у відповідних шарах SiC стан розведеного магнітного напівпровідника. Знайдено, що магнітопольова залежність фарадеївського обертання в шарі з іонами Mn насичується при $T = 2$ К у відносно великих полях, що свідчить про пропорційність фарадеївського обертання в цьому шарі намагніченості парамагнітної підсистеми локалізованих магнітних моментів іонів Mn. Водночас різниця між фарадеївським обертанням у тому ж полі для контрольного зразка і зразка, що містить шар $(\text{Si,Fe})\text{C}$, є лінійною по полю, подібно до $\text{A}^{\text{II}}_{1-x}\text{Fe}_x\text{B}^{\text{IV}}$, де іони Fe^{2+} у тетраедричному полі оточення мають синглетний основний стан і набувають лінійної за полем та температурно-незалежної у певному інтервалі низьких температур ван-флеківської намагніченості у магнітному полі. Зроблено припущення, що іони заліза у сформованому у нашому випадку $(\text{Si,Fe})\text{C}$ також знаходяться переважно у Fe^{2+} стані.

Спектральна залежність фарадеївського обертання як в імплантованому іонами Mn шарі 4H-SiC , так і в імплантованому іонами Fe шарі 6H-SiC не містить внеску обернено пропорційного розстройці енергії фотонів у точці виміру від краю поглинання, що мусило б бути у прямозонному DMS. Це вказує на те, що DMS, створені у SiC імплантацією іонів Mn, та Fe, за-

лишаються непрямозонними напівпровідниками, так само як і вихідний SiC.

Хоча мікроскопічну структуру імплантованих іонами шарів не було докладно проаналізовано, можна зробити висновок, що принаймні для ефективної концентрації відповідних іонів 10^{21} см^{-3} (яка була ймовірно зменшена утворенням преципітатів і/чи формуванням вторинних фаз), феромагнітне упорядкування як у (Si,Mn)C, так і в (Si,Fe)C DMS не реалізується. Відзначимо, що в межах того, що нам відомо, дане дослідження є першим, що присвячене дослідженню ефектів обмінної взаємодії між вільними носіями заряду і підсистемою локалізованих магнітних моментів у SiC DMS. Подальші дослідження необхідні для з'ясування природи магнетизму в цьому складному класі матеріалів.

Дослідження частково підтримане проектами ВС-138/19 цільової програми ВС-138 і ВС-157/19 програми ВС-157 Національної академії наук України.

1. E.A. Pashitskii and S.M. Ryabchenko, *Sov. Phys. Solid State* **21**, 322 (1979).
2. T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura, *Phys. Rev. B* **63**, 195205 (2001).
3. A. Bonanni and T. Dietl, *Chem. Soc. Rev.* **39**, 528 (2010).
4. N. Theodoropoulou, A.F. Hebard, S.N.G. Chu, M.E. Overberg, C.R. Abernathy, S.J. Pearton, R.G. Wilson, J.M. Zavada, and Y.D. Park, *J. Vac. Sci. Technol. A* **20**, 579 (2002).
5. M. Syväjärvi, V. Stanciu, M. Izadifard, W.M. Chen, I.A. Buyanova, P. Svedlindh, and R. Yakimova, *Mater. Sci. Forum* **457-460**, 747 (2004).
6. F. Stromberg, W. Keune, X. Chen, S. Bedanta, H. Reuther, and A. Mücklich, *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 9881 (2006).
7. Zhao Huang and Qianwang Chen, *J. Magn. Magn. Mater.* **313**, 111 (2007).
8. C.G. Jin, X.M. Wu, L.J. Zhuge, Z.D. Sha, and B. Hong, *J. Phys. D* **41**, 035005 (2008).
9. K. Bouziane, M. Mamor, M. Elzain, Ph. Djemia, and S.M. Chérif, *Phys. Rev. B* **78**, 195305 (2008).
10. W. Wang, F. Takano, H. Akinaga, and H. Ofuchi, *Phys. Rev. B* **75**, 165323 (2007).
11. W. Wang, F. Takano, H. Ofuchi, and H. Akinaga, *New J. Phys.* **10**, 055006 (2008).
12. B. Song, H. Bao, H. Li, M. Lei, J. Jian, J. Han, X. Zhang, S. Meng, W. Wang, and X. Chen, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 102508 (2009).
13. S. Ma, Y. Sun, B. Zhao, P. Tong, X. Zhu, and W. Song, *Physica B* **394**, (2007).
14. M.S. Miao and W.R.L. Lambrecht, *Phys. Rev. B* **74**, 235218 (2006).
15. A. Los and V. Los, *J. Phys: Condens. Matter*, **22**, 245801 (2010).
16. A.V. Komarov, S.M. Ryabchenko, I.I. Zheru, R.D. Ivanchuk, and O.V. Terletskij, *Sov. Phys. JETP* **46**, 318 (1977).
17. A.V. Komarov, S.M. Ryabchenko, and N.I. Vitrikhovskii, *JETP Lett.* **27**, 413 (1978).
18. J.A. Gaj, R.R. Galazka, and M. Nawrocki, *Solid State Commun.* **25**, 193 (1978).
19. J.A. Gaj, P. Buszewski, M.Z. Cieplak, G. Fishman, R.R. Galazka, J. Ginter, and M. Nawrocki, in *Proceeding of the 14-th International Conference on Physics of Semiconductors, Edinburg, 1978*, edited by B.L.H. Wilson (Institute of Physics, Bristol, 1978), p. 1113.
20. *Diluted Magnetic Semiconductors, Vol. 25: Semiconductors and Semimetals*, edited by J.K. Furdyna and J. Kossut (Academic Press, New York, 1988).
21. Core Systems, Inc., 1050, Kifer Road, Sunnyvale, CA 94086, USA.
22. A.V. Komarov, A.V. Los, S.M. Ryabchenko, and S.M. Romanenko, *J. Appl. Phys.* **109**, 083936 (2011).
23. V.A. Gubanov, C. Boekema, and C.Y. Fong, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 216 (2001).
24. M.S. Miao, W.R.L. Lambrecht, *Phys. Rev. B* **68**, 125204 (2003).
25. W.J. Choyke, *Mater. Res. Bull.* **4**, 141 (1969).
26. L. Patrick, W.J. Choyke, and D.R. Hamilton, *Phys. Rev.* **137A**, 1515 (1965).
27. C. Persson and U. Lindefelt, *J. Appl. Phys.* **82**, 5496 (1997).
28. J.A. Freitas, jr., in *Properties of Silicon Carbide*, edited by G.L. Harris, EMIS Datareviews Series N 13, 29 (1995).
29. G. Pensl and W.J. Choyke, *Physica B* **185**, 264 (1993).
30. I.M. Boswarva, R.E. Howard and A.B. Lidiard, *Proc. Phys. Soc. London Sect. A* **269**, 125 (1962).
31. F.F. Sizov and Yu.I. Ukhanov, *Magneto-optical Faraday and Voigt Effects in Application to Semiconductors* (Naukova Dumka, Kyiv, 1979) (in Russian).
32. Yu.I. Ukhanov, *Sov. Phys. Usp.* **16**, 236 (1973).

33. M. Poggio, R.C. Myers, N.P. Stern, A.C. Gossard, and D.D. Awschalom, *Phys. Rev. B* **72**, 235313 (2005).
34. W.J. Choyke and L. Patrik, *Phys. Rev.* **127**, 1868 (1962).
35. A.V. Komarov, S.M. Ryabchenko, and O.V. Terletskii, *Phys. Status Solidi B* **102**, 603 (1980).
36. W. Low and M. Weger, *Phys. Rev.* **118**, 1119 (1960).

Одержано 29.07.11

ЭФФЕКТЫ РАЗБАВЛЕННОГО МАГНІТНОГО ПОЛУПРОВІДНИКА В КАРБІДЕ КРЕМНІЯ С ІМПЛАНТИРОВАННИМИ ІОНАМИ Mn И Fe

A.V. Komarov, A.V. Los', S.M. Ryabchenko, S.M. Romanenko

Резюме

Спектры пропускания и фарадеевского вращения плоскости поляризации света, измеренные при температуре 2 К, сопоставлены для монокристаллов 4H-SiC, имплантированных ионами Mn и 6H-SiC, имплантированных ионами Fe и для контрольных образцов тех же монокристаллов, не подвергавшихся имплантации. Имплантация проводилась при энергии пучка 190 кэВ с полными дозами облучения $3,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и $5,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Она приводит к созданию поверхностных слоев толщиной около 0,2 мкм, легированных соответствующими ионами, со средней концентрацией ионов Mn или Fe около 10^{21} см^{-3} . Пропускание света через имплантированные кристаллы изменилось незначительно по сравнению с контрольными, что, однако, отвечало относительно большому коэффициенту ослабления света в слое с введенными ионами. Это интерпретировано как результат рассеяния света на неоднородностях, созданных потоком высокоэнергетических ионов в этом слое. Присутствие поверхностного слоя, содержащего магнитные ионы, привело к значительным изменениям в фарадеевском вращении плоскости поляризации света. Величины констант Верде для этого слоя оказались примерно на три порядка большими по модулю и противоположного знака по сравнению с их значениями для контрольных образцов. Магнитопольевые зависимости фарадеевского вращения в слое с ионами Mn, оказались насыщающимися функциями поля, что указывает на пропорциональность фарадеевского вращения величине намагниченности парамагнитной подсистемы ионов Mn. В случае слоя, имплантированного ионами Fe, эти зависимости оказались линейными по полю, подобно тому, как это наблюдается в $A^{II}FeB^{IV}$ полумагнитных полупроводниках. Сделано предположение, что ионы Fe в SiC, также как и в $A^{II}FeB^{IV}$, находятся в синглетном состоянии и приобретают намагниченность во внешнем поле по механизму, подобному ван-Флекковскому. Установлено, что слои SiC с введенными ионами Mn или Fe демонстрируют магнитооптические свойства, типичные для ра-

збавленных магнитных (полумагнитных) полупроводников. В то же время, в изученных (Si,Mn)C и (Si,Fe)C образцах не наблюдалось ферромагнитного упорядочения.

DILUTED MAGNETIC SEMICONDUCTOR EFFECTS IN Mn- AND Fe-IMPLANTED SILICON CARBIDE

A.V. Komarov¹, A.V. Los², S.M. Ryabchenko¹, S.M. Romanenko²

¹Institute of Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine (46, Nauka Ave., Kyiv 03028, Ukraine),

²ISS Ltd., Semiconductors and Circuits Lab (15, Bozhenko Str., Kyiv 03680, Ukraine)

Summary

Light transmission and Faraday rotation spectra measured at a temperature of 2 K for 4H-SiC and 6H-SiC single crystals of silicon carbide implanted with Mn and Fe ions, respectively, and for control specimens of the same single crystals not subjected to the implantation have been compared. A 190-keV beam is used to implant ions at the total exposure doses of 3.8×10^{16} and $5.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. As a result, layers of about 0.2 μm in thickness doped with Mn or Fe ions to the average ionic concentration of about 10^{21} cm^{-3} emerged. Although the light transmission through implanted crystals is only slightly changed in comparison with that for the reference specimen, it corresponds to rather a high value of the light extinction coefficient in the implanted layer. Such a phenomenon is interpreted as a result of the light scattering by optical inhomogeneities created by high-energy ions in the surface layer. The presence of magnetic ions in the near-surface layer gives rise to noticeable changes in the Faraday rotation spectra of specimens. The estimated values of the Verdet constant for those layers turn out of the opposite sign and about three orders of magnitude larger than that for the undoped specimens. The dependences of the Faraday rotation contribution on the magnetic field for the Mn-implanted layer are found to get saturated, which evidences a proportionality between the Faraday rotation and the magnetization of the paramagnetic subsystem of Mn ions. In the case of a Fe-implanted layer, those dependences turn out linear, similar to what is observed for $A^{II}FeB^{IV}$ semimagnetic semiconductors. An assumption is made that Fe ions are in the singlet ground state in SiC and $A^{II}FeB^{IV}$ and become magnetized in an external field owing to a mechanism similar to the van Vleck one. The SiC layers with implanted Mn or Fe ions are found to reveal magneto-optical properties typical of diluted magnetic (semimagnetic) semiconductors. At the same time, no ferromagnetic ordering is observed in the studied (Si,Mn)C and (Si,Fe)C specimens.