

Структура, намагніченість і низкотемпературний імпедансний отклик полікристаллів InSe, інтеркалірованих нікелем

И.М. Стахира, Н.К. Товстюк, В.Л. Фоменко

*Львовский национальный университет им. Ивана Франка, факультет электроники,
ул. Драгоманова, 50, г. Львов, 79005, Украина
E-mail: tolstyuk@electronics.wups.lviv.ua; Ntovstyuk@gmail.com*

И.И. Григорчак, А.К. Борысюк

*Национальный университет «Львовская политехника», Институт прикладной математики и фундамен-
тальных наук, ул. Устияновича, 5, г. Львов, 79013, Украина*

Б.А. Середюк

Институт сухопутных войск им. гетьмана П. Сагайдачного, ул. Гвардейская, 32, г. Львов, 79012, Украина

Статья поступила в редакцию 5 апреля 2011 г.

Разработана твердофазная механохимическая технология получения поликристаллов InSe, интеркалированных Ni до 1,25 ат. %. Рентгеноструктурный и рентгенофазный анализы полученных образцов Ni_xInSe подтвердили их гомогенность и показали немонокотную зависимость изменения параметра решетки InSe вдоль оси, перпендикулярной плоскости слоев, от концентрации внедренного Ni. Анализ низкотемпературного (77 К) импедансного отклика в частотном интервале 10^{-3} – 10^6 Гц обнаружил хорошую корреляцию характера изменений расстояния между слоями и зонной проводимости с ростом концентрации гостевого никеля и их несовпадение с Ni-концентрационной зависимостью удельной намагнитченности, которая, в частности, претерпевает аномальное увеличение при $x \sim 1$. Причина такого поведения объяснена в рамках построенной теоретической модели, которая одновременно вскрыла механизм увеличения вклада в проводимость концентрации свободных электронов — гибрилизацию электронных орбиталей гостевого никеля и слоев матрицы.

Розроблено твердофазну механохімічну технологію отримання полікристалів InSe, інтеркальованих Ni до 1,25 ат.%. Рентгеноструктурний і рентгенофазний аналізи отриманих зразків Ni_xInSe підтвердили їх гомогенність і показали немонокотну залежність зміни параметра ґратки InSe уздовж осі, перпендикулярної до площини шарів, від концентрації впровадженого Ni. Аналіз низькотемпературного (77 К) відгуку імпедансу в частотному інтервалі 10^{-3} – 10^6 Гц виявив хорошу кореляцію характеру змін відстані між шарами і зонної провідності з ростом концентрації гостевого нікелю та їх неспівпадання з Ni-концентраційною залежністю питомої намагніченості, яка, зокрема, зазнає аномальне збільшення при $x \sim 1$. Причину такої поведінки пояснено в рамках побудованої теоретичної моделі, яка одночасно розкрила механізм збільшення вклада в провідність концентрації вільних електронів — гібридизацію електронних орбіталей гостевого нікелю і шарів матриці.

PACS: 61.43.Dg Аморфные полупроводники, металлы и сплавы;

84.37.+q Измерения электрических величин (включая напряжение, ток, сопротивление, емкость, индуктивность, импеданс и проводимость и т.д.);

75.50.Pp Магнитные полупроводники.

Ключевые слова: структура, намагнитченість, імпеданс, щільність состояний.

Введение

Интерес к системам внедрения сегодня выше, чем когда-либо, и не только в связи с еще неполным их пониманием. В последнее время интенсивно изучается интеркаляция материалов-«хозяев» сложного молекулярного строения (не менее чем четыре атомные плоскости в пакете) в целом и их полупроводниковых фаз магнитоактивными компонентами в частности. Это в первую очередь связано с тем, что структуры с поочередными полупроводниковыми и магнитоактивными нанопрослойками чрезвычайно важны для спинтроники [1], поскольку дают принципиальную возможность оптически или электрически управлять их магнитными свойствами.

В более общем контексте, интеркаляция как процесс «конструирования» требуемых видов систем «хозяин–гость», кроме простого расширения круга новых соединений, может приводить к обогащению исходных кристаллов уникальными свойствами, предопределяющими новые сферы их практического применения. В области нанотехнологий определенные интеркаляционные процессы могут сыграть роль мощного антикоагуляционного инструментария, поскольку в интеркалятах пакеты ионно-ковалентных атомных слоев чередуются со слоями гостевого компонента, блокируя агрегацию последних в направлении кристаллографической оси *c*. Поэтому фактически интерес к наноструктурам с поочередными полупроводниковыми и магнитоактивными нанослоями значительно шире — например, это и спиновые конденсаторы, и магнитоэлектреты. Благодаря незначительной фазовой и групповой скорости, легкости возбуждения и приема, низким потерям при распространении спиновые волны, реализуемые в таких системах, могут найти применение в уникальных устройствах анализа и обработки сигналов. В более дальней перспективе находится квантовая когерентная спинтроника.

Таким образом, цель исследований полупроводниковых наноструктур с магнитоактивными прослойками — обнаружить интересные явления и эффекты, а также накопить знания, необходимые для более полного их понимания и возможности эффективного практического использования.

Методика эксперимента

Интеркалирование поликристаллического InSe проводили термически-экспозиционным методом [2], в течение которого содержание (*x*) термодиффундированного никеля в ван-дер-ваальсовы щели селенида индия контролированно варьировали от 0,25 до 1,25 ат. %. Для этого в порошок синтезированного монокристалла InSe, перетертого до зернистости ~15 мкм, добавляли порошок никель чистотой 99,99% и зернистостью ~5 мкм. Полученную смесь прессовали в таблетки и

отжигали в вакуумированных кварцевых ампулах при температуре 500 °С на протяжении 100 ч. Температура отжига выбрана ниже температуры синтеза селенида индия для того, чтобы избежать реакций замещения. Для полной гомогенизации таблетированный материал повторно перетирали, прессовали и отжигали еще на протяжении 70 ч.

Рентгеноструктурный анализ полученных интеркалятов Ni_{*x*}InSe проводился на рентгеновском дифрактометре ДРОН-4-07 (Cu K_α-излучение, шаг 0,05°, диапазон углов 8–135°). Структурные характеристики рассчитаны по программе «Crysfire» с уточнением параметров по методу наименьших квадратов.

Импедансные измерения выполнены в диапазоне частот 10⁻²–10⁵ Гц с помощью измерительного комплекса «AUTOLAB» фирмы «ECO CHEMIE» (Голландия), укомплектованного компьютерными программами FRA-2 и GPES. Амплитуда синусоидального напряжения, подаваемого на объект, не превышала 5 мВ. Частотные зависимости комплексного импеданса *Z* анализировались графоаналитическим методом в среде программного пакета ZView 2.3 (Scribner Associates). Ошибки аппроксимации не превышали 4%.

Результаты и их обсуждение

На рентгенодифрактограммах селенида индия после интеркалирования никелем наблюдаются интенсивные дифракционные отражения от плоскостей (002), (004), (006), (008), (0010), (0012), (0014), которые принадлежат InSe. Кроме этого, расчет дифрактограмм обнаруживает появление ряда добавочных дифракционных линий. Сопоставление добавочного спектра с эталонами рентгенограмм фонда JCPDS (выпуски 1–22) не позволяет отнести добавочные линии ни к одной из систем фаз In–Se–Ni, содержащихся в фонде. Отсутствие дифракционных максимумов, соответствующих металлическому никелю, отображает приоритетное влияние одного из основных структурообразующих факторов — деформационных полей, обусловленных, в частности, несогласованностью постоянной решетки матрицы и слоя интеркалянта. Это способствует образованию дискретных nanoостровков гостевого компонента, их репродукции с образованием фрактальных сеток и т.д.

На рис. 1 приведена зависимость параметра решетки *c* от концентрации гостевого никеля. Как видно, она является немонотонной: в интервале 0 < *x* ≤ 0,75 ат. % и при *x* = 1,25 ат. % расстояние между слоями уменьшается по сравнению с исходной матрицей; при *x* = 1,0 ат. % этот параметр увеличивается. Уменьшение параметра *c* с ростом степени интеркаляции 3*d*-металлами наблюдалось и для дихалькогенидов титана [3–5]. В цитированных источниках этот эффект объясняется образованием ковалентных квазимолекул Me(3*d*)–Ti–Me(3*d*), что приводит к локализации носителей тока в форме

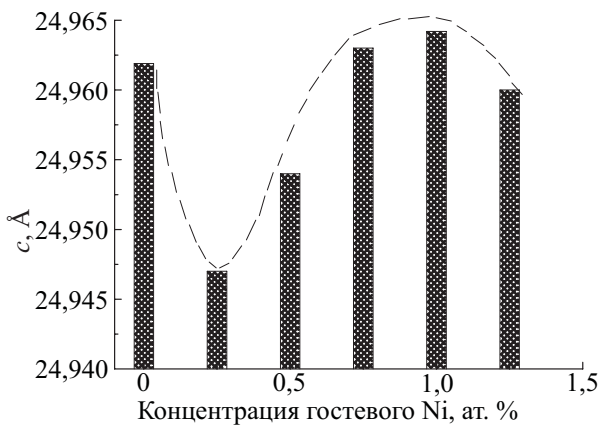


Рис. 1. Зависимость значения постоянной решетки c (перпендикулярно слоям) Ni_xInSe от концентрации внедренного никеля. Точность определения параметра $0,0006 \text{ \AA}$.

поляронов малого радиуса [3]. Отличительной особенностью результатов, приведенных на рис. 1, является нелинейный рост c , который, в частности, при $x = 1,0$ ат. % соответствует расширению кристаллической решетки исходного кристалла. Другими словами, для интеркалята $Ni_{1,0}InSe$ наблюдаем распад ковалентных квазимолекул. Причина этого может быть связана с изменением положения уровня Ферми, что приводит к дегибридизации Ni–In–In–Ni-орбиталей и, как следствие, заполнению электронами уровней атома-интеркалята и рост его отталкивающего действия на

слои. Очевидно, что «стягивающий» и «расталкивающий» кристаллическую решетку эффекты являются конкурентными, и именно они в целом определяют характер зависимости $c(x)$. В этом ракурсе последующее изменение расстояния между слоями при $x = 1,25$ ат. %, вероятнее всего, обусловлено перераспределением энергетической топологии уровней в окрестности уровня Ферми и переформатированием системы квазимолекулярных связей.

Такие процессы непременно будут изменять кинетику токопрохождения, для выяснения особенностей которой (с точки зрения поликристалличности образцов) была применена низкотемпературная ($T = 77 \text{ K}$) импедансная спектроскопия. Именно она дает возможность разделить вклад междузеренных границ в общее сопротивление и получить, таким образом, информацию о свойствах объема частичек исследуемого объекта.

На рис. 2 построены диаграммы Найквиста — зависимости мнимой части комплексного импеданса от его реальной составляющей для различных значений концентрации гостевого никеля. В целом они имеют синтетический дугообразный характер. При этом для $x = 0,25$ и $1,25$ ат. % дуги незамкнутые как в высокочастотной (левой), так и низкочастотной (правой) областях годографа, расширенное сканирование которых не обеспечивали технические возможности измерительного комплекса. Это дает повод в качестве импедансной модели выбрать электрическую схему, показанную на рис. 3. Здесь элемент постоянной фазы CPE отображает распределенность («деформированность»)

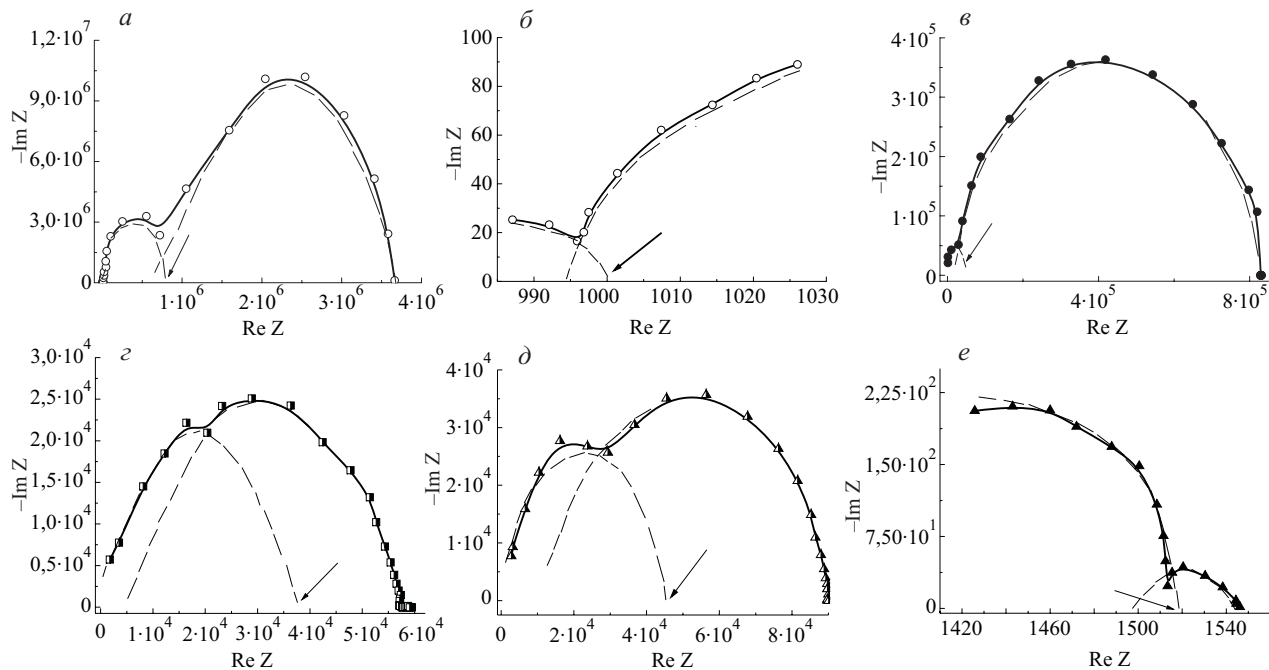


Рис. 2. Диаграммы Найквиста для Ni_xInSe с $x = 0$ (а); $0,25$ (б); $0,5$ (в); $0,75$ (г); $1,0$ (д); $1,25$ (е) ат. %.

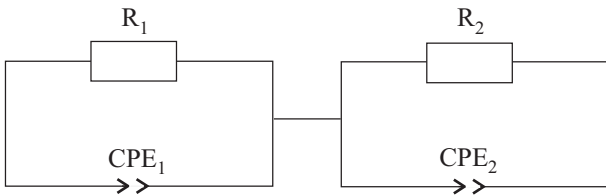


Рис. 3. Эквивалентная электрическая схема для диаграмм Найквиста, приведенных на рис. 2.

емкости ($n \sim 0,9$). Его импеданс в комплексной плоскости определяется как

$$Z_{CPE} = A^{-1}(j\omega)^{-n},$$

где A — фактор пропорциональности; n — степенной показатель, обозначающий фазовое отклонение. При этом первая (высокочастотная) параллельная R_1CPE_1 -цепь моделирует процесс переноса заряда через энергетический рельеф объема зерна, а вторая (низкочастотная) R_2CPE_2 -цепь в соответствии с моделью Войта [6] отображает перенос заряда через межзеренные барьеры. Параллельность первой цепи указывает на то, что в процессе переноса заряда, кроме зонных носителей, участвуют и перескоки заряда по локализованным состояниям в окрестности энергии Ферми или процессы возбуждения носителей в хвосты плотности состояний либо в полосы делокализованных состояний.

Разложение диаграмм Найквиста на две указанные выше составляющие дает возможность найти частоты и соответствующие им значения действительной составляющей импеданса (R), соответствующие вкладу в общую электропроводность зонных носителей объема зерна. На рис. 2 они обозначены стрелками.

Зависимость R от концентрации внедренного никеля приведена на рис. 4, на котором видна хорошая корреляция ее характера с характером изменения парамет-

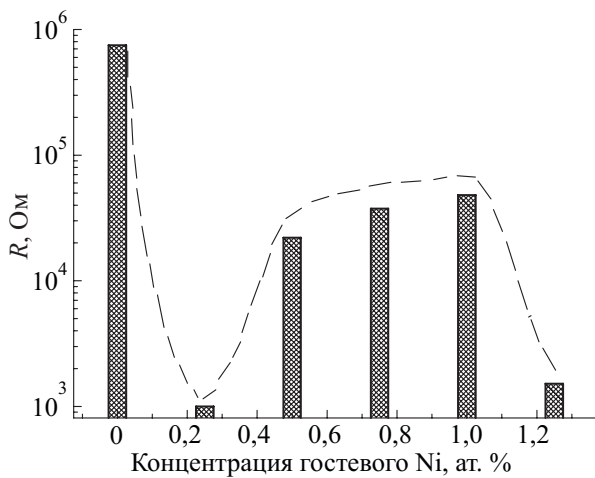


Рис. 4. Зависимость действительной составляющей импеданса Ni_xInSe от концентрации внедренного никеля. Точность статистической обработки 0,001%.

ра решетки $c(x)$. Наблюдаемое соответствие поведения $R(x)$ и $c(x)$ может свидетельствовать о вероятном определяющем вкладе подвижности в поведение функции $R(x)$. В то же время сильное падение сопротивления после внедрения никеля логично было бы связать с ростом концентрации свободных носителей.

Результаты исследования удельной намагниченности (a_s) синтезированных интеркалятов показаны на рис. 5. Видно, что $a_s(x)$ также немонотонно зависит от концентрации внедренного Ni, однако она неадекватна немонотонностям $c(x)$ и $R(x)$. При этом отсутствие ферромагнитного отклика в удельной намагниченности является непрямым подтверждением отсутствия свободного никеля в интеркалированном слоистом кристалле и свидетельствует о блокировании процесса образования ферромагнитных доменов в нангстреморазмерных направлениях областей Ван-дер-Ваальса, как это следует из теоремы Вольфарта–Стонара [7,8].

Неординарным, как видим, является эффект сильного возрастания намагниченности при $x = 1,0$ ат. %, которому соответствует расширение кристаллической решетки в направлении кристаллографической оси c . Сопутствующий распад квазимолекул Ni–In–In–Ni также может свидетельствовать о нанокластеризации гостевого никеля и его способности к когерентному перемагничиванию. Иными словами, в данном случае можно допустить формирование суперпарамагнитного состояния. Однако, как и раньше, остается непонятной природа поведения $a_s(x)$ и существенного уменьшения $R(x)$. Чтобы объяснить это, проведем теоретический анализ.

Используем модель, предложенную одним из авторов в работе [9] для расчета плотности электронных состояний слоистого кристалла, интеркалированного гостевым компонентом, основное энергетическое состояние которого находится в запрещенной зоне ($\epsilon_0 = -0,2$ эВ). В гамильтониане в [9] учтем электрон-

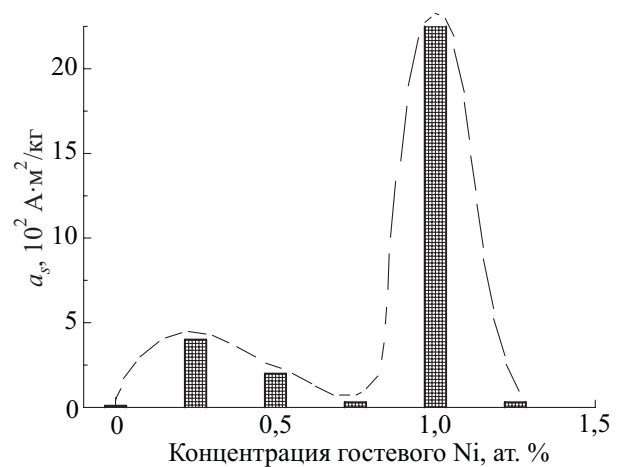


Рис. 5. Зависимость удельной намагниченности Ni_xInSe от концентрации внедренного никеля.

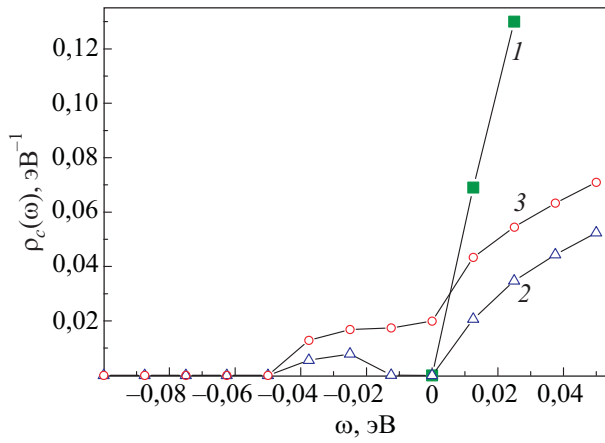


Рис. 6. Плотность электронных состояний $\rho_c(\omega)$ для неинтеркалированного слоистого кристалла (1), интеркалированного с $V_0 = 0,05$ эВ (2) и $V(\mathbf{k})$ (3).

ное перемешивание интеркалянт–матрица, которое в приближении ближайших соседей в трехмерном случае имеет вид

$$V(\mathbf{k}) = \alpha_h(k_x^2 + k_y^2) + t_h[1 - \cos k_z] + V_0. \quad (1)$$

На рис. 6 представлены численные расчеты плотности электронных состояний $\rho(\omega)$ интеркалированного слоистого кристалла для $p = 0,1$ (в модели виртуального кристалла $p = N_0/N = \text{const}$ — вероятность, с которой интеркалянт попадает в каждую элементарную

ячейку [9]). Как видно на рис. 6, наличие интеркалянта приводит к появлению хвоста плотности состояний в запрещенной зоне, который с ростом концентрации интеркалянта сдвигается вниз по шкале энергий к середине запрещенной зоны. В этом случае при $\omega = 0$ плотность электронных состояний $\rho_c(\omega) = 0$ (рис. 6, кривая 2). В случае же учета электронного перемешивания интеркалянт–матрица (1) плотность электронных состояний при $\omega = 0$ становится отличной от нуля (рис. 6, кривая 3), превышая плотность состояний в окрестности дна зоны проводимости для неинтеркалированной матрицы.

Таким образом, именно гибридизация электронных орбиталей гостевого компонента и слоев матрицы способствует увеличению концентрации носителей заряда (кроме увеличения подвижности) и, как следствие, уменьшению сопротивления по сравнению с чистым образцом, наблюдаемом в эксперименте (рис. 4).

Рассчитаем средний магнитный момент $3d$ -интеркалянта, например Ni, в слоистой матрице. Используем для этого модель, предложенную в работах [10,11], учитывающую, в частности, что интеркалянт попадает только в ван-дер-ваальсову щель, а также гибридизацию электронной подсистемы интеркалянта и ближайших к ван-дер-ваальсовой щели слоев (V_0), в которой оказался интеркалянт. В этом случае гамильтониан электронной подсистемы интеркалированного $3d$ -элементом слоистого кристалла имеет вид

$$H = \sum_{\chi k, \sigma} \varepsilon(\chi, k) c_{\chi k \sigma}^+ c_{\chi k \sigma} + \varepsilon_0 (a_{0\uparrow}^+ a_{0\uparrow} + a_{0\downarrow}^+ a_{0\downarrow}) + U a_{0\uparrow}^+ a_{0\uparrow} a_{0\downarrow}^+ a_{0\downarrow} + V_0 \sum_{\chi k \sigma} \left[a_{0\sigma}^+ c_{\chi k \sigma} e^{i\chi n_0} e^{ikl} (1 + e^{ik}) + c_{\chi k \sigma}^+ a_{0\sigma} e^{-i\chi n_0} e^{-ikl} (1 + e^{-ik}) \right] - (t - \gamma) \sum_{k_1, k_2, \sigma} (c_{\chi_1 k_1 \sigma}^+ c_{\chi_2 k_2 \sigma} e^{-ik_1 l} e^{ik_2(l+1)} + \text{h.c.}). \quad (2)$$

Здесь σ — спин зонного электрона, U описывает кулоновское взаимодействие электронов с противоположными спинами на одном узле, $t - \gamma$ — изменение электронного перемешивания между узлами ближайших к интеркалянту слоев по всей ван-дер-ваальсовой щели с t на γ . В уравнении (2) особенности строения слоистого кристалла учитываем, как и в [10], согласно закону дисперсии свободных носителей [12]

$$\varepsilon(\chi, k) = \alpha \chi^2 + t(1 - \cos k), \quad (3)$$

где $\chi = (k_x, k_y)$, $k_z \equiv k$, $\alpha = 1/2m_{x,y}^*$ ($m_{x,y}^*$ — эффективная масса электрона в плоскости слоя), t — величина электронного перемешивания между ближайшими слоями вдоль нормали к ним. Такой закон дисперсии учитывает эффекты слоистости структуры через соотношение между ширинами разрешенных зон в различ-

ных направлениях, т.е. в случае $t \ll \alpha$ эти эффекты должны максимально проявляться.

Плотность электронных состояний интеркалянта в слоистом кристалле рассчитывается, как и в [10], где ε_0 нужно заменить на $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_0 + U \langle a_{0\downarrow}^+ a_{0\downarrow} \rangle = \varepsilon_0 + U \bar{n}_{\downarrow}$:

$$\rho_{i\uparrow}(\omega) = - \frac{\frac{1}{\pi} \cdot 2V_0^2 \sum_{\chi} \text{Im} A_{12}}{[\omega - \tilde{\varepsilon} - 2V_0^2 \sum_{\chi} \text{Re} A_{12}]^2 + [2V_0^2 \sum_{\chi} \text{Im} A_{12}]^2}, \quad (4)$$

$$A_{12} = \frac{V_0^2}{(\omega - \tilde{\varepsilon}) [1 + (t - \gamma) S_0]},$$

$$S_0 = \sum_k \frac{1 + e^{ik}}{\omega - \varepsilon(\chi, k)} = \sum_k \frac{1 + e^{-ik}}{\omega - \varepsilon(\chi, k)}.$$

В слоистом кристалле $\rho_{i\downarrow}(\omega, \bar{n}_\uparrow)$ отличается от $\rho_{i\downarrow}(\omega, \bar{n}_\uparrow)$ в модели Андерсона, даже в случае $t - \gamma = 0$, за счет непараболического закона дисперсии (3), входящего в S_0, S_1, S_2 . Пики плотности электронных состояний имеют определенную асимметрию, которая исчезает с ростом t , их полуширина $\Delta \sim f(V_0, t - \gamma)$ и при $V_0 = 0,05$ эВ, $t - \gamma = -0,02$ эВ полуширина Δ составляет 0,03–0,05 эВ. Положение пиков сдвинуто вправо по шкале энергий на $\sim 0,1$ эВ относительно ε_0 ($\tilde{\varepsilon}_0 - \varepsilon_0 \approx 0,1$ эВ), что хорошо согласуется с предыдущими расчетами [10].

Средние числа заполнения электронами 3d-металла-интеркалянта со спином вверх \bar{n}_\uparrow и вниз \bar{n}_\downarrow получаются из уравнений

$$\bar{n}_{i\uparrow} = \int_0^{\varepsilon_F} \rho_{i\uparrow}(\omega, \bar{n}_\downarrow) f(\omega) d\omega, \quad \bar{n}_{i\downarrow} = \int_0^{\varepsilon_F} \rho_{i\downarrow}(\omega, \bar{n}_\uparrow) f(\omega) d\omega. \quad (5)$$

Численные расчеты системы уравнений (5) проводились в случае $\bar{n}_\uparrow + \bar{n}_\downarrow = 1$ при $U \geq 2(\varepsilon_F - \tilde{\varepsilon}_0)$, где $\tilde{\varepsilon}_0$ — положение рассчитанных пиков, для $kT = 0,01$ эВ, $\varepsilon_F = 0,06$ эВ. Установлено, что при $U/\Delta = 4$ система уравнений (5) дает три решения, одно из которых $\bar{n}_\uparrow = \bar{n}_\downarrow$, а два другие обеспечивают значение $M = \bar{n}_\downarrow - \bar{n}_\uparrow \neq 0$. Расчеты также показали, что существуют значения t , для которых $\bar{n}_\uparrow = \bar{n}_\downarrow$, т.е. отсутствует средний магнитный момент $M = \bar{n}_\uparrow - \bar{n}_\downarrow = 0$. В нашей модели параметр t отвечает за электронное перемешивание в направлении кристаллографической оси c , поэтому с уменьшением расстояния между атомами соседних слоев, на которых локализованы электроны, уменьшается постоянная решетки в этом направлении и увеличивается значение t . Экспериментально обнаруженное немонотонное изменение вели-

чины постоянной решетки вдоль кристаллографической оси c с ростом концентрации интеркалянта (рис. 1), на языке электронного перемешивания, описывается изменением параметра t .

Зависимость среднего магнитного момента M от t при $U = 0,098$ эВ, $\varepsilon_0 = -0,02$ эВ, $kT = 0,01$ эВ, $\varepsilon_F = 0,06$ эВ, $t \leq 0,1$ эВ, $t - \gamma = -0,02$ эВ показана на рис. 7.

Как видно на рис. 7, существует область таких значений t , для которых средний магнитный момент M не монотонно изменяет свое значение. Сравнение теоретических результатов с экспериментальными показывает, что предложенная теоретическая модель может качественно объяснить немонотонное изменение намагниченности от концентрации интеркалянта.

Заключение

1. Полученные механохимическим методом интеркаляты Ni_xInSe ($0 < x \leq 1,25$ ат. %) являются гомогенными фазами, в которых кристаллографический параметр c (перпендикулярный к плоскостям слоев) не монотонно изменяется с ростом x .

2. Характер функциональной зависимости $c(x)$ соответствует характеру изменения сопротивления зонным носителям $R(x)$ и неадекватен Ni-концентрационной зависимости удельной намагниченности.

3. Аномальное увеличение намагниченности Ni_xInSe при $x = 1,0$ ат. % свидетельствует о возможной нанокластеризации никеля и формировании суперпарамагнитного состояния.

4. Существенное увеличение проводимости селенида индия после внедрения никеля можно связать с увеличением как подвижности носителей тока, так и их концентрации. При этом механизм первого вклада состоит в возрастании перекрытия волновых функций соседних слоев, а второго — в гибридизации электронных орбиталей гостевого никеля и слоев матрицы.

5. Модифицированная к слоистому кристаллу модель Андерсона, учитывающая как непараболический закон дисперсии свободных носителей (закон Фиваза–Шмидта), так и локальное изменение электронного перемешивания между ближайшими к гостевой компоненте слоями, качественно удовлетворительно объясняет полученную немонотонную зависимость намагниченности.

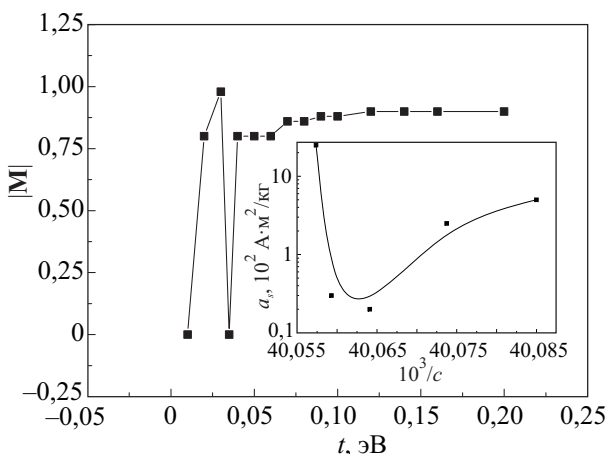


Рис. 7. Рассчитанная зависимость абсолютного значения среднего магнитного момента M от t при $U = 0,098$ эВ, $\varepsilon_0 = -0,02$ эВ, $kT = 0,01$ эВ, $\varepsilon_F = 0,06$ эВ. На вставке: экспериментальная зависимость намагниченности от $10^3/c$, пропорциональной t .

1. Б.П. Захарченя, В.Л. Корнев, *УФН* **175**, 629 (2005).
2. Я.М. Бужук, Л.С. Демків, Й.М. Стахира, Н.К. Товстюк, В.Л. Фоменко, *Нові технології* **28**, №2, 68 (2010).
3. А.Н. Титов, А.В. Долгошеин, *ФТТ* **42**, 425 (2000).
4. А.Н. Титов, Ю.М. Ярмошенко, М. Neumann, В.Г. Плещев, С.Г. Титова, *ФТТ* **46**, 1628 (2004).
5. А.Н. Титов, А.В. Долгошеин, И.К. Бдикин, С.Г. Титова, *ФТТ* **42**, 1567 (2000).
6. З.Б. Стойнов, Б.Б. Графов, Б. Савова-Стойнова, В.В. Елкин, *Электрохимический импеданс*, Наука, Москва (1991).

7. E.C. Stoner, *Proc. Roy. Soc.* **A165**, 922 (1938).
8. E.P. Wahlfarth, *Proc. Roy. Soc.* **A303**, 1472 (1968).
9. N.K. Tovstyuk, *Fiz. Nizk. Temp.*, **30**, 672 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 505 (2004)].
10. Б.А. Лукіянец, Н.К. Товстюк, *УФЖ* **46**, 100 (2001).
11. B.A. Lukiyanets and N.K. Tovstyuk, *Mol. Phys. Rep.* **23**, 162 (1999).
12. R.F. Fivaz, *J. Phys. Chem. Solids* **28**, 839 (1967).

Structure, magnetization and low-temperature impedance response of InSe polycrystals intercalated by nickel

Y.M. Stakhira, N.K. Tovstyuk, V.L. Fomenko, I.I. Gri-gorchak, A.K. Borysyuk, and B.A. Seredyuk

A solid-phase mechanochemical technology of producing of InSe polycrystals intercalated by Ni up to 1.25 at. % has been elaborated. The x-ray and phase analysis of the Ni_xInSe samples produced confirms their homogeneity and demonstrates a nonmonotonic Ni-content dependence of lattice constant along the

axis normal to the layers. The analysis of the low-temperature (77 K) impedance response in the frequency region 10^{-3} – 10^6 Hz shows a good correlation between the charges in layer distance and band conductivity with increasing Ni concentration. However the Ni concentration dependence of specific magnetization does not coincide with them because it demonstrates an irregular increase at $x \sim 1$. The reason of such behavior is explained by the proposed theoretical model, which at the same moment showed the mechanism of increasing the role of free carriers concentration to conductivity by the hybridization of electron orbitals of guest nickel and lattice.

PACS: 61.43.Dq Amorphous semiconductors, metals, and alloys;

84.37.+q Measurements in electric variables (including voltage, current, resistance, capacitance, inductance, impedance, and admittance, etc.);

75.50.Pp Magnetic semiconductors.

Keywords: structure, magnetization, impedance, density of states.