

02;05;11;12

Эффект двукратного рассеяния и его использование для диагностики твердых растворов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$

© П.Ю. Бабенко, В.М. Микушкин, А.П. Шергин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: babenko@npd.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 21 апреля 2005 г.)

Методом спектроскопии медленных рассеянных ионов исследован эффект двукратного рассеяния ионов Ar^+ от поверхности мишеней C, Al, Si, Ti, Ge и In. Предложена основанная на исследованном эффекте методика количественной оценки кластерной фазы атомов германия в твердом растворе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с малым содержанием германия $x \sim 5\text{--}10\%$.

Введение

Диагностика элементной неоднородности и, в частности, кластеров является актуальной задачей проблемы получения однородных твердых растворов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ для быстродействующей электроники [1]. Поскольку атомы в кластерах или в областях, обогащенных одним из элементов соединения, должны отличаться химическим состоянием от атомов в однородном твердом растворе, представляется естественным использовать обычный для такой диагностики метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии для химического анализа (РФЭС). Однако в случае кластеров Ge в твердом растворе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ метод РФЭС совершенно неприменим из-за совпадения энергий связи основных уровней Ge в массивном германии [2] (или в достаточно больших кластерах) и в атомах Ge твердого раствора [3], что обусловлено очень близким электронным строением германия и кремния. Хотя качественные оценки элементной неоднородности можно сделать методами просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии, а также по спектрам плазменных колебаний электронной системы кластеров [4], необходимо признать, что в настоящее время не существует прямых способов определения доли атомов Ge твердого раствора SiGe, объединенных в германиевые кластеры.

В настоящей работе выполнено исследование, направленное на разработку диагностики элементной неоднородности твердых растворов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, а именно определения количества атомов Ge в кластерной фазе. Метод основан на спектроскопии медленных рассеянных ионов и эффекте двукратного ионного рассеяния. Его идея заключается в выделении вклада двукратного рассеяния ионов на атомах Ge. Такое рассеяние возможно при наличии кластеров Ge или областей, сильно обогащенных атомами Ge, и невозможно в однородном твердом растворе с малым содержанием германия. Краткое описание метода было опубликовано в трудах XVI международной конференции по взаимодействию ионов с поверхностью [5].

Как известно, эффект двукратного рассеяния был первым ориентационным эффектом, обнаруженным в 1965 г.

при изучении рассеяния ионов аргона средних энергий на кристалле меди [6]. Энергетические распределения ионов, рассеянных кристаллами, имеют форму двух более или менее резких пиков. Пик с меньшей энергией связан с „квазиоднократным“ рассеянием налетающей частицы на одном из атомов мишени. Такое объяснение возникновения пика доказывается тем, что экспериментальная зависимость положения пика на энергетической шкале от угла рассеяния согласуется с расчетной зависимостью, полученной в предположении однократного упругого рассеяния ионов свободными атомами мишени. Согласие эксперимента и расчета заключается в том, что ход обеих кривых совпадает, а абсолютные значения отличаются на величину неупругих потерь энергии в реальном эксперименте. Термин „квазиоднократный“ связан с тем, что при рассеянии налетающей частицы поверхностью мишени во взаимодействии участвует несколько атомов твердого тела, но только рассеяние на одном из них вносит наибольший вклад в результирующий угол рассеяния. В литературе, как правило, используют термины однократно рассеянный ион или пик, отвечающий однократному рассеянию и т.д.

При определенных условиях в высокоэнергетической части спектра ионов, рассеянных кристаллом, присутствует пик, энергия которого близка к расчетной энергии ионов, рассеянных в данном направлении в результате двух последовательных столкновений иона с атомами мишени. Эффекту двукратного рассеяния посвящен ряд работ, например статьи [7,8], глава в монографии [9]. Применение эффекта двукратного рассеяния для определения межатомного расстояния в приповерхностном слое твердых тел обсуждается в статье [10]. В большинстве экспериментальных работ для определения энергии рассеянных частиц используется времяпролетная методика и регистрируются как нейтральные, так и заряженные частицы. Недостаток времяпролетных методик с позиции применения их для диагностики поверхности связан с большими габаритами установок, требуемыми для измерения времен пролета рассеянной частицы от мишени до соответствующего детектора и с необходимостью работы с импульсными пучками ионов. Гораздо проще анализировать частицы по энергии с по-

мощью электростатических анализаторов. Недостатком этой методики является невозможность детектировать нейтральные частицы, которые составляют основную долю в потоке рассеянных частиц, за исключением случаев рассеяния ионов щелочных металлов. Тем не менее мы решили использовать схему электростатического анализа, позволяющего существенно упростить конструкцию диагностической установки, работать с пучком бомбардирующих ионов в непрерывном режиме и накапливать большую статистику, необходимую для надежного выделения эффекта. Для выбора оптимальных условий реализации развиваемой диагностики необходимо было выполнить исследование закономерностей поведения пиков одно- и двукратно рассеянных ионов в зависимости от таких кинематических параметров, как угол рассеяния бомбардирующего иона и соотношение масс снаряда и мишени. С этой целью мы исследовали эффект двукратного рассеяния для мишеней из C, Al, Si, Ti, Ge и In — элементов, являющихся компонентами большинства современных полупроводниковых соединений.

Методика эксперимента

В эксперименте измерялись энергетические распределения ионов, рассеянных при бомбардировке исследуемой поверхности пучком ионов Ar^+ с энергией 5 keV. Измерения выполнены на высоковакуумной установке, описанной в [11]. Ионы, рассеянные на фиксированном угле θ (по отношению к направлению первичного пучка), анализируются по энергии и заряду электростатическим анализатором Юза–Рожанского с разрешением $9 \cdot 10^{-3}$. Анализатор ионов может вращаться в горизонтальной плоскости в пределах углов $\theta = 0-30^\circ$, угловое разрешение коллиматора рассеянных ионов $20'$. Исследовался случай зеркального рассеяния, когда угол падения ионов на мишень равен половине угла рассеяния. Остаточное давление в аналитической камере 10^{-9} Торр.

Результаты и обсуждение

Первая часть работы посвящена исследованию эффекта двукратного рассеяния в случае работы с положительно заряженными рассеянными ионами, а вторая — применению этого эффекта для анализа поверхности твердых тел. Для исследования вклада двукратного рассеяния в полный поток рассеянных частиц целесообразно использовать отношение интенсивностей пиков в энергетических спектрах I_D/I_S , отвечающих двукратному и однократному рассеянию, в зависимости от экспериментальных параметров. В монографии [9] описаны экспериментальные работы, в которых исследуются зависимости I_D/I_S от следующих параметров: первоначальной энергии бомбардирующих ионов E_0 , угла рассеяния θ , угла скольжения и азимутального угла, температуры мишени, атомного номера налетающего иона и зарядового состояния рассеянных ионов.

Если при проведении эксперимента используется времяпролетная методика для анализа энергии частиц, экспериментальное отношение I_D/I_S можно непосредственно сравнить с расчетом (или компьютерным моделированием), так как эта методика позволяет регистрировать обе, заряженную и нейтральную, компоненты рассеянных частиц. Если в эксперименте анализируются только заряженные рассеянные частицы, отношение I_D^+/I_S^+ для ионной фракции связано с величиной I_D/I_S для всех рассеянных частиц соотношением $I_D/I_S = (p_S^+/p_D^+) \cdot (I_D^+/I_S^+)$, где p_S^+ и p_D^+ — доли заряженных частиц в потоках рассеянных на заданный угол частиц, испытавших соответственно одно или два столкновения с атомами поверхности. Известно, что зарядовое состояние рассеянной частицы формируется на отлетной части ее траектории на значительном удалении от поверхности, когда частица взаимодействует не с отдельными атомами мишени, а с поверхностью как целое. В этом случае вероятность рассеянной частицы оказаться в том или ином зарядовом состоянии определяется такими характеристиками как работа выхода поверхности, потенциал ионизации и перпендикулярная составляющая скорости отлетающей частицы [12]. Очевидно, что при таком подходе p_S^+ и p_D^+ равны для одного и того же угла вылета рассеянных ионов, испытавших однократное или двукратное рассеяние, поскольку различие их скоростей пренебрежимо мало.

Однако, как отмечают авторы статьи [13], в случае рассеяния Ar^+ keV-энергий на поликристаллической мишени из Au и при угле рассеяния $\theta = 90^\circ$ величина I_D^+/I_S^+ оказывается меньше I_D/I_S . На подобное поведение указывается в статье [4] для Ar^+ , зеркально рассеянного на кристалле Cu (угол рассеяния $\theta = 30^\circ$). Все вышесказанное означает, что сравнение расчетной величины I_D/I_S и экспериментального отношения I_D^+/I_S^+ для заряженной фракции рассеянных частиц не всегда корректно.

Для расчета отношения I_D/I_S в работе [15] предложена формула

$$I_D/I_S = \frac{\sigma(\theta_1, E_0) \cdot \sigma(\theta_2, E_1)}{\sigma(\theta, E_0) \cdot d^2}, \quad (1)$$

где $\sigma(\theta, E)$ — дифференциальное сечение рассеяния на угол θ иона с энергией E ; E_0 — первоначальная энергия иона; E_1 — энергия иона после рассеяния на первом атоме; θ_1, θ_2 — углы рассеяния на первом и на втором атомах соответственно; d — расстояние между первым и вторым атомами.

В настоящей работе мы исследовали энергетические спектры рассеянных ионов аргона и ионов отдачи. Спектры для образцов C, Al и Si, измеренные для угла наблюдения $\theta = 12^\circ$, представлены на рис. 1. Спектры приведены без учета поправки на изменение ширины энергетического окна анализатора при изменении энергии ионов. В спектрах можно выделить пики, отвечающие однократному S и двукратному D рассеянию ионов аргона на атомах мишени, а также пик ионов

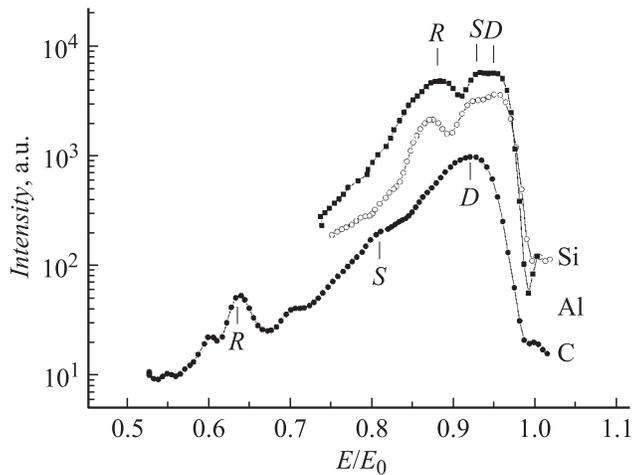


Рис. 1. Энергетические спектры рассеянных ионов и ионов отдачи при бомбардировке мишеней из C, Al и Si ионами Ag^+ с энергией 5 keV для угла наблюдения $\theta = 12^\circ$.

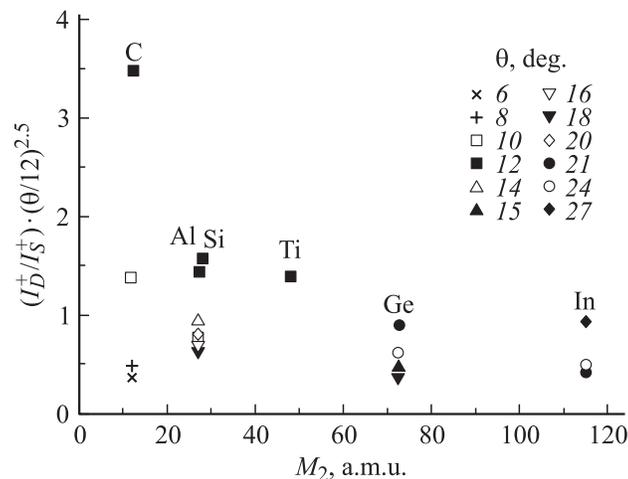


Рис. 2. Отношение интенсивностей пиков двукратно и однократно рассеянных ионов Ag^+ в зависимости от массы атома мишени. Энергия бомбардирующих ионов $E_0 = 5$ keV.

отдачи R (положение этих пиков отмечено на рисунке для углеродной и кремниевой мишени).

Рис. 2 иллюстрирует, как масса атомов мишени влияет на величину отношения I_D^+/I_S^+ . Энергетические спектры измерялись для разных углов рассеяния $\theta = 6-27^\circ$. Чтобы проследить зависимость величины I_D^+/I_S^+ , измеренной при разных углах, от массы атомов мишени, удобно привести значения к одному углу наблюдения, пользуясь соотношением $I_D/I_S \sim 1/\theta^{2.5}$ [15], справедливым в так называемом малоугловом приближении. На рис. 2 представлена зависимость $(I_D^+/I_S^+) \cdot (\theta/12)^{2.5}$ от атомной массы мишени для образцов C, Al, Si, Ti, Ge и In (все данные на рисунке приведены к углу $\theta = 12^\circ$). Видно, что для исследованных мишеней значения $(I_D^+/I_S^+) \cdot (\theta/12)^{2.5}$ лежат в диапазоне 0.4–4. Результаты, полученные нами, согласуются с данными работы [10], в которой измерено отношение I_D^+/I_S^+ при рассеянии ионов Ag^+ с $E_0 = 5$ keV

на кристалле Cu. Величина $(I_D^+/I_S^+) \cdot (\theta/12)^{2.5}$, определенная из экспериментальных данных [10], составляет 0.6–6 (большой диапазон значений I_D^+/I_S^+ в этом случае обусловлен сильной зависимостью от ориентации мишени).

На рис. 3 представлены экспериментальные отношения I_D^+/I_S^+ и I_D/I_S , рассчитанные по формуле (1), в зависимости от угла наблюдения для Al, Ge и In. Из рис. 3 видно, что ход измеренной нами зависимости I_D^+/I_S^+ от угла рассеяния хорошо согласуется с оценкой $I_D/I_S \sim 1/\theta^{2.5}$ (пунктир) [15]. При расчете расстояние между атомами в материале мишени взято нами из таблицы для постоянных решеток кристаллов соответствующих элементов [16]. Согласия абсолютных величин экспериментального отношения I_D^+/I_S^+ и отношения I_D/I_S , рассчитанного по формуле (1), можно добиться лишь при значительном (2–3-кратном) увеличении табличных значений d . Таким образом, формула (1) и ее малоугловая асимптотика ($I_D/I_S \sim 1/\theta^{2.5}$) хорошо описывают угловую зависимость, но плохо абсолютные значения I_D/I_S .

Зависимость I_D^+/I_S^+ от энергии для In (угол наблюдения $\theta = 27^\circ$) приведена на рис. 4. Отношение I_D^+/I_S^+ в диапазоне энергий E_0 2–5 keV составляет величину 0.08–0.13. На этом же рисунке приведены данные из статьи [10], полученные для разной ориентации кристалла Cu (налетающая частица Ag^+ , энергия $E_0 = 5-10$ keV, угол наблюдения $\theta = 30^\circ$). Из рисунка видно, что отношения I_D^+/I_S^+ для меди монотонно растут с увеличением энергии от 5 до 10 keV и лежат в диапазоне 0.06–2.6. Видно также, что наши результаты согласуются с данными [10].

Изложенные выше результаты исследования эффекта двукратного ионного рассеяния для C, Al, Si, Ti, Ge и In показывают, что для заряженной фракции рассеянных частиц эффект хорошо проявляется. Поведение

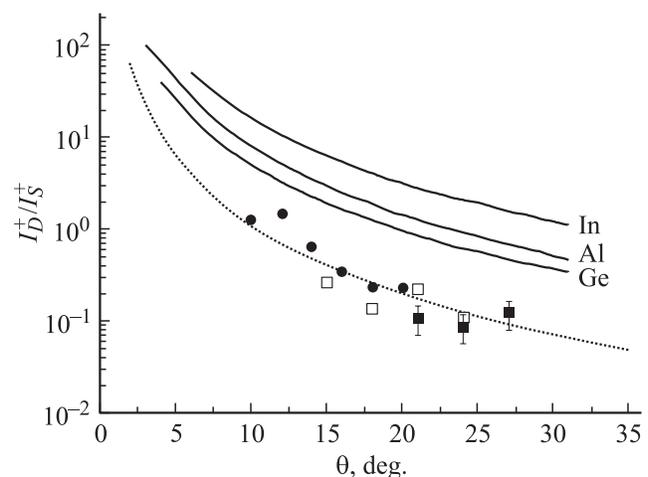


Рис. 3. Зависимость величины экспериментального отношения I_D^+/I_S^+ (значки) и расчета I_D/I_S (сплошные линии) от угла рассеяния для Al (темные кружки), Ge и In (светлые и темные квадратики соответственно). Пунктир — зависимость $I_D/I_S \sim 1/\theta^{2.5}$.

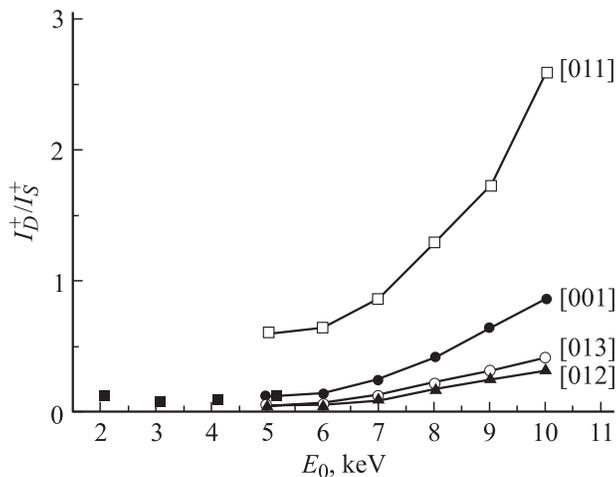


Рис. 4. Величина экспериментального отношения I_D^+/I_S^+ в зависимости от энергии бомбардирующих ионов Ar^+ . Экспериментальные данные настоящей работы для In и угла наблюдения $\theta = 27^\circ$ (темные квадратики). Данные из статьи [10] для кристалла Si при различной ориентации мишени (линии со значками).

отношения I_D^+/I_S^+ в зависимости от экспериментальных параметров согласуется с экспериментальными данными других авторов и описывается теми же закономерностями, что и отношение I_D/I_S для полного потока частиц. Таким образом, анализ заряженной компоненты информативен и может быть использован для диагностических целей.

Перейдем теперь к задаче использования эффекта двукратного рассеяния для диагностики твердых растворов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Возможность определения доли атомов германия в кластерах, образующихся в твердых растворах SiGe, основана на различии энергий рассеянных ионов, испытавших два последовательных столкновения с двумя одинаковыми атомами (Ge + Ge) или же с двумя разными (Ge + Si). Как следствие, спектры рассеянных ионов Ar^+ для образцов с кластерами германия будут отличаться от спектров образцов однородных растворов: в спектре образца, содержащего кластеры, появится вклад двукратного рассеяния на атомах германия (Ge + Ge), дополнительный к обычному пику двойного рассеяния (Ge + Si). Для оценки доли атомов Ge в кластерах предлагается использовать сравнение величин отношения интенсивностей пиков двукратного (Ge + Ge) и однократного рассеяния ионов Ar^+ на атомах Ge с подобным отношением для чистого германия.

Нами измерены энергетические распределения рассеянных ионов Ar^+ с начальной энергией $E_0 = 5 \text{ keV}$ для образцов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с $x \sim 5-10, 25, 50$ и 60% . Образцы с малым содержанием германия ($x \sim 5-10\%$) изготовлены в Институте роста кристаллов (Institute of Crystal Growth, Berlin) образцы с $x \sim 25, 50$ и 60% изготовлены в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН. Углы наблюдения, для которых производились измерения, 21 и 24° , так как при этих углах на энергетическом

спектре наилучшим образом проявляется пик двукратного рассеяния (заметно отстоит от пика однократного рассеяния, имеет значительную амплитуду).

На рис. 5 приведены энергетические спектры рассеянных ионов и ионов отдачи для образцов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с $x \sim 5, 25$ и 50% для энергии первичных ионов $E_0 = 5 \text{ keV}$ и угла рассеяния $\theta = 24^\circ$. В спектрах отчетливо проявляется пик, обусловленный однократным рассеянием ионов Ar^+ на атомах германия $S(\text{Ge})$. Также можно выделить пики, связанные с однократным $S(\text{Si})$ рассеянием ионов Ar^+ на атомах кремния и пик ионов отдачи $R(\text{Si})$. Одним из критериев достоверности настоящих измерений является соотношение интенсивностей регистрируемых ионов. Так, соотношение интенсивностей ионов Ar^+ , испытавших однократное рассеяние на атомах Ge и Si при исследовании $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, должно быть прямо пропорционально отношению концентраций соответствующих компонентов, дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega$ рассеяния на заданный угол и ширин ΔE энергетического окна анализатора для измеряемых пиков. Естественно считать, что в этом случае вероятность образования однократно заряженных ионов p^+ , определяемая процессами электронного обмена в системе отлетающий ион Ar –поверхность, одна и та же вне зависимости от того, на каком атоме, Ge или Si, произошло рассеяние. При соотношении дифференциальных сечений, рассчитанных для угла наблюдения 24° в предположении ЦБЛ потенциала взаимодействия [17], расчетное отношение интенсивностей ионов Ar^+ рассеянных соответственно на Ge и Si должно составлять величину 0.1, 0.6 и 1.9 для образцов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с $x \sim 5, 25$ и 50% соответственно. Точность определения экспериментального отношения интенсивностей связана в первую очередь с невысокой точностью выделения пика ионов Ar^+ , рассеянных на Si (этот пик перекрывается с более интенсивным пиком ионов отдачи Si^+). Экспери-

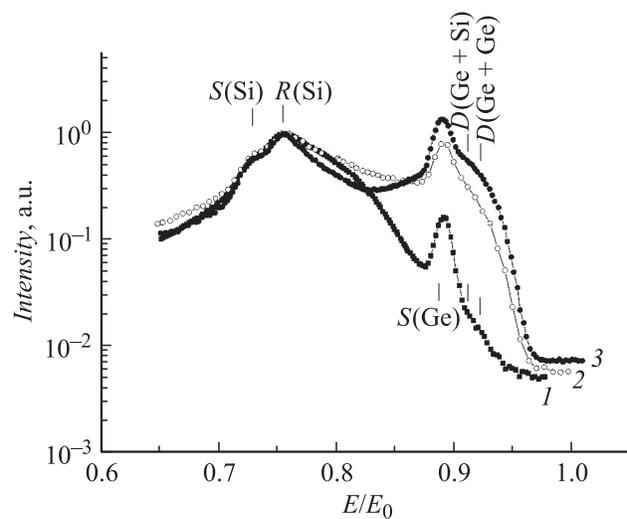


Рис. 5. Энергетические спектры рассеянных ионов Ar^+ и ионов отдачи для образцов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с $x \sim 5$ (1), 25 (2) и 50% (3) для энергии бомбардирующих ионов $E_0 = 5 \text{ keV}$ и угла рассеяния $\theta = 24^\circ$.

ментальные отношения для образцов с $x \sim 5, 25$ и 50% равны соответственно 0.19 ± 0.06 , 1.4 ± 0.5 и 2.9 ± 1.0 . Согласно расчету и эксперимента представляется вполне удовлетворительным.

Для образцов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ справа от пика однократного рассеяния $S(\text{Ge})$ в спектрах наблюдается структура, которая связана с ионами Ag^+ , испытывшими как минимум два последовательных столкновения. Причиной появления при заданном угле наблюдения ионов Ag^+ с энергией, превышающей энергию однократного рассеяния на атомах германия могут быть два процесса: столкновения атома Ag с атомом Ge и атомом Si (соответствующая структура на рис. 5 обозначена $D(\text{Ge} + \text{Si})$) и интересующие нас столкновения с двумя атомами Ge (на рис. 5 $D(\text{Ge} + \text{Ge})$). Причем энергия рассеянных ионов в первом случае должна быть меньше, чем во втором. Для угла наблюдения 24° (образец с $x \sim 5\%$) пик двукратного рассеяния на атомах Ge и Si отстоит от пика однократного рассеяния на атоме Ge на величину $\Delta E/E_0$, равную 0.02 . Для образца из чистого Ge пик однократно рассеянных ионов Ag^+ отстоит от пика двукратного рассеяния на величину $\Delta E/E_0 = 0.03$. Таким образом, пик двукратного рассеяния $D(\text{Ge} + \text{Ge})$ отстоит от пика $D(\text{Ge} + \text{Si})$ на величину $\Delta E/E_0 = 0.01$. Эта величина небольшая, но достаточная для того, чтобы сделать вывод об отсутствии вклада кластерной фракции в образцах с $x \sim 5-10\%$.

Таким образом, можно констатировать, что качество предоставленных для исследования образцов с малым содержанием германия хорошее, преобладающая часть атомов германия находится в узлах твердого раствора, а часть — в виде междоузельных атомов или небольших кластеров (очевидно, что рассеяние ионов Ag^+ на небольших кластерах даст лишь малый вклад в пик двукратного рассеяния на атомах германия, поскольку мала вероятность того, что ион, испытавший первое соударение с атомом Ge , „обнаружит“ среди ближайшего окружения атом Ge для второго соударения). На оценку доли кластерной фракции в случае ее обнаружения мог бы повлиять эффект преимущественного распыления одного из компонентов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Как известно, коэффициент распыления для чистого Ge примерно в два раза превышает коэффициент для чистого Si при облучении их ионами Ag^+ с энергией 5 keV . Однако, как свидетельствуют об этом экспериментальные данные, приведенные в [18], при бомбардировке соединения GeSi ионами инертных газов состав поверхности остается неизменным.

Для оценки применимости метода к тонким пленкам в настоящем эксперименте использовались мишени $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ толщиной $\sim 100 \text{ nm}$, выращенные на кремнии методом молекулярно-пучковой эпитаксии в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН. На рис. 6 представлены энергетические спектры, полученные при бомбардировке одного из таких образцов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x \sim 60\%$) ионами Ag^+ с энергией $E_0 = 5 \text{ keV}$ в зависимости от времени травления. В высокоэнергетической части спектров хорошо виден пик однократного

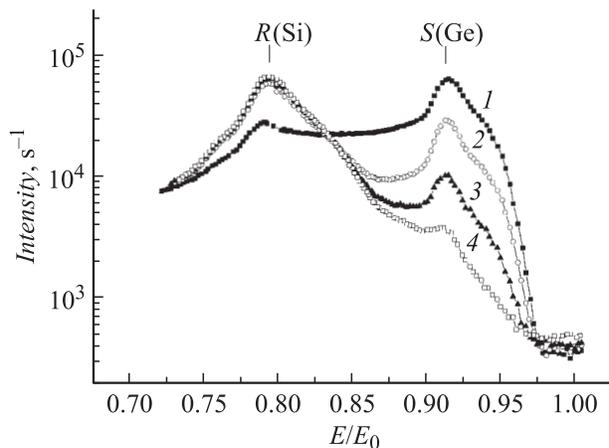


Рис. 6. Энергетические спектры рассеянных ионов Ag^+ и ионов отдачи Si^+ при бомбардировке мишени $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ионами Ag^+ с энергией 5 keV в зависимости от времени травления. Угол наблюдения $\theta = 21^\circ$. Времена травления: 1 — 0, 2 — 10, 3 — 15, 4 — 30 min.

рассеяния ионов Ag^+ на атомах Ge , в центральной части — пик ионов отдачи Si^+ . Интенсивность пика однократного рассеяния на атомах Ge с течением времени уменьшается и примерно через $\sim 30 \text{ min}$ пик почти пропадает. Это означает, что при используемой энергии налетающих ионов Ag^+ $E_0 = 5 \text{ keV}$ и плотности тока $j \sim 10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ пучок ионов Ag^+ стравливает слой $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ и достигает кремниевой подложки. Из рис. 6 видно, что наша методика обеспечивает достаточную интенсивность рассеянных ионов ($\sim 10^3 \text{ s}^{-1}$), хорошее соотношение сигнал/фон ($\sim 10^2$) в интересующей нас области энергий и время, достаточное для проведения анализа. Все вышесказанное означает, что предложенный метод применим для оценки концентрации кластерной фракции атомов Ge в тонких пленках $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

Так как в образцах с $x \sim 5-10\%$ кластеры не были обнаружены, для отработки процедуры количественной оценки содержания кластеров в веществе были проведены исследования мишеней с большим ($x \sim 25, 50$ и 60%) содержанием Ge . Идея состоит в том, что если мишень содержит много Ge , мы увидим в энергетическом спектре пик от столкновений $(\text{Ge} + \text{Ge})$, обусловленный не кластерами, а тем, что в таком твердом растворе (даже если он однороден) атомы Ge расположены достаточно близко друг к другу. Появление в спектре особенности, связанной со столкновениями $(\text{Ge} + \text{Ge})$, позволяет промоделировать ситуацию наличия кластеров в мишени.

На рис. 7 приведены интересующие нас участки энергетических спектров для образцов с $x \sim 5$ (a) и 60% (b). Угол наблюдения $\theta = 21^\circ$. Процедура оценки кластерной составляющей основана на представлении о том, что спектр в данной области энергий есть сумма следующих составляющих: пик однократного рассеяния ионов Ag^+ на атомах Ge , пик двукратного рассеяния на атомах Ge и Si , пик двукратного рассеяния на атомах Ge , „подложка“ от рассеяния ионов Ag^+ на чистом Si и фон,

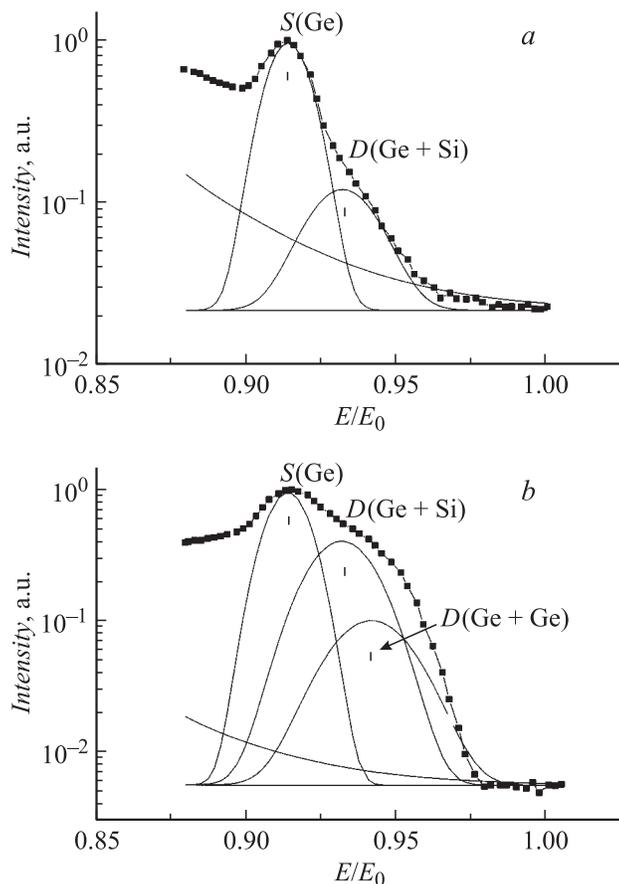


Рис. 7. Спектры рассеянных ионов Ar^+ при бомбардировке мишени $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с различным содержанием Ge: *a* — $x \sim 5\%$, *b* — $x \sim 60\%$. Угол наблюдения 21° . Значки — эксперимент, сплошные линии — модельные энергетические распределения различных составляющих.

связанный в основном с рассеянием первичного пучка на конструктивных элементах аналитической камеры. Пики однократного и двукратного рассеяния описываются гауссианами, подложка — это участок экспериментального спектра, описанный аналитической кривой, фон — некоторый постоянный уровень. Так как в образце с $x \sim 5\%$ кластеры отсутствуют, спектр для этой мишени есть сумма четырех составляющих (рис. 7, *a*): фон, подложка, пик однократного рассеяния $S(\text{Ge})$ и пик двукратного рассеяния $D(\text{Ge} + \text{Si})$. При моделировании спектров для образцов с более высоким процентным содержанием Ge подгоночными параметрами являются только амплитуды гауссианов, описывающих процессы $D(\text{Ge} + \text{Ge})$ и $D(\text{Ge} + \text{Si})$, при условии нормировки их амплитуды на пик $S(\text{Ge})$. При описании спектра для образца с $x \sim 60\%$ невозможно промоделировать экспериментальную кривую без учета процесса двукратного рассеяния на атомах Ge — $D(\text{Ge} + \text{Ge})$. Сравнительная относительная интенсивность пиков однократного и двукратного рассеяния ионов Ar^+ на атомах Ge в твердом растворе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с аналогичной величиной для мишени из чистого Ge, мы можем оценить концентрацию „кла-

стерной фракции“. В образце с $x \sim 60\%$ эта величина составляет ~ 0.9 . В данном случае „кластерная фракция“ взята в кавычки, так как пик $D(\text{Ge} + \text{Ge})$ связан с уменьшением расстояния между соседними атомами Ge и, следовательно, с увеличением вероятности двукратного рассеяния в твердом растворе с высоким содержанием Ge, даже если он однороден.

Выводы

В работе изучено соотношение интенсивностей двукратно и однократно рассеянных ионов Ar^+ для мишеней из C, Al, Si, Ti, Ge и In. Отношение интенсивностей измерено в зависимости от атомной массы мишени $M_2 = 12-115$ аму, энергии налетающих частиц $E_0 = 2-5$ keV и угла наблюдения $\theta = 6-27^\circ$. Полученные данные указывают на то, что эффект двукратного рассеяния проявляется при работе с ионной компонентой рассеянных частиц, составляющей лишь малую долю в полном потоке рассеянных частиц, и подчиняется закономерностям, справедливым для нейтральных частиц.

Предложено использовать эффект двукратного ионного рассеяния для анализа кластерной фракции атомов Ge в твердом растворе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Показано, что метод спектроскопии медленных рассеянных ионов применим для диагностики элементных неоднородностей твердых растворов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с малым содержанием германия как в случае массивных образцов, так и тонких (~ 100 nm) пленок. Разработана процедура количественной оценки доли кластеров Ge в образцах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

Авторы выражают благодарность Д.В. Денисову (ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН) и Н.В. Абросимову (Institute of Crystal Growth, Berlin) за предоставленные образцы.

Настоящее исследование выполнено при поддержке программы президиума РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“ (№ 6.3).

Список литературы

- [1] Kissinger G., Grimmeiss H.G. // Phys. St. Sol. (a). 1994. Vol. 145. N 1. P. K5-K9.
- [2] Briggs D., Seach M.P. Practical Surface Analysis by Auger and X-ray Photoelectron Spectroscopy. New York: John Wiley & Sons, 1983. 533 p.
- [3] Ogryzlo E.A., Zheng L., Heinrich B. et al. // Thin Solid Films. 1998. Vol. 321. N 1-2. P. 196-200.
- [4] Gordeev Yu.S., Mikoushkin V.M., Brysgalov V.V. et al. // Proc. 10th Intern. Symposium „Nanostructures: Physics and Technology“. St. Petersburg, 2002. P. 168-171.
- [5] Шергин А.П., Бабенко П.Ю., Мукушкин В.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. № 3. С. 380-384.
- [6] Mashkova E.S., Molchanov V.A., Parilis E.S. et al. // Phys. Lett. 1965. Vol. 18. N 1. P. 7-8.
- [7] Suurmeijer E.P. Th. M., Boers A.L. // Surf. Sci. 1974. Vol. 43. N . P. 309-352.
- [8] Boers A.L. // Surf. Sci. 1977. Vol. 63. N 1. P. 475-500.

- [9] *Машкова Е.С., Молчанов В.А.* Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел. М.: Атомиздат, 1980. 256 с.
- [10] *Algra A.J., Luitjens S.B., Borggereeve H.* et al. // *Rad. Eff.* 1982. Vol. 62. N 1. P. 7–17.
- [11] *Шергин А.П., Шайкин А.В.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2002. Т. 66. № 4. С. 467–471.
- [12] *Arnau A., Echenique P.M., Aumayr F.* et al. // *Surf. Sci. Rep.* 1997. Vol. 27. N 4–6. P. 113–239.
- [13] *Buck T.M., Chen Y.S., Wheatley G.H.* et al. // *Surf. Sci.* 1975. Vol. 47. N 1. P. 244–255.
- [14] *Luitjens S.B., Algra A.J., Suurmeijer E.P. Th. M.* et al. // *Surf. Sci.* 1980. Vol. 99. N 3. P. 652–670.
- [15] *Машкова Е.С., Молчанов В.А.* // *ФТТ.* 1966. Т. 8. Вып. 5. С. 1517–1521.
- [16] *Киттель Ч.* Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 792 с.
- [17] *Экштайн В.* Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела. М.: Мир, 1995. 321 с.
- [18] *Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бернша.* Пер. с англ. Вып. II. М.: Мир, 1986. 107 с.