

МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ БИНАРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ. ИНДУЦИРОВАННАЯ ОБЛУЧЕНИЕМ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

В.В. Михайловский, В.И. Сугаков, О.Н. Шевцова, П.Г. Литовченко, А.Я. Карпенко, Г.А. Вихлий

Институт ядерных исследований НАН Украины, г. Киев, Украина

Изучается роль антиструктурных дефектов, создаваемых облучением, в модификации физических свойств бинарных полупроводников под облучением. Накопление антиструктурных дефектов, связанных с неправильным замещением атомов кристалла, может привести к появлению принципиально новых свойств кристаллов. Из анализа кинетического уравнения, учитывающего различные типы взаимодействующих точечных дефектов (вакансий, междоузельных атомов и антиструктурных дефектов), показано, что концентрация антиструктурных дефектов может быть велика и при их плотности, больше некоторой пороговой, возникает их неоднородное распределение. Предположено, что в облученном InAs накопление антиструктурных дефектов (т.е. атомов In) приводит к появлению сверхпроводящих областей. Приведены данные экспериментов по наблюдению сверхпроводимости в InAs при облучении α -частицами с энергией 80 МэВ. Предложенная теоретическая модель правильно описывает зависимость электрофизических свойств кристалла от магнитного поля и температуры.

1. МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ БИНАРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ

Кристаллы под облучением являются открытыми системами, далекими от состояния термодинамического равновесия. Как известно, в таких системах могут наблюдаться разнообразные структуры, возникающие именно благодаря неравновесности. Такие структуры были названы Пригожиным диссипативными (см., например, [1]). Примерами проявления эффектов самоорганизации в кристаллах под облучением являются образование периодических структур дислокаций, периодическое расположение пор, второфазных вкраплений, пузырьков газа, стенок дефектов [2].

Одним из типов точечных дефектов в бинарных кристаллах являются антиструктурные дефекты, которые возникают при неправильном замещении атомов, т.е. на месте атома А становится атом В и наоборот. В данной работе изучается расслоение компонентов двухкомпонентных веществ, вызванное накоплением большого количества антиструктурных дефектов под облучением. Если один из компонентов вещества – металл (как, например, в полупроводнике InAs), то локально повышенная концентрация металла при понижении температуры может привести к возникновению эффекта сверхпроводимости в таких материалах после облучения.

Проанализируем превращения точечных дефектов, которые происходят в упорядоченных двухкомпонентных соединениях. В таких системах можно выделить две подрешетки атомов разного типа. В полностью упорядоченном случае атомы каждого типа занимают узлы своей подрешетки. Помимо вакансий и междоузельных атомов в таких системах

присутствуют антиструктурные дефекты: атомы, которые находятся в узлах решетки другого типа. Мигрируя по кристаллу, междоузельные атомы (как самые мобильные) могут встретить вакансию и прорекомбинировать, заняв свободный узел кристаллической решетки (рис. 1).

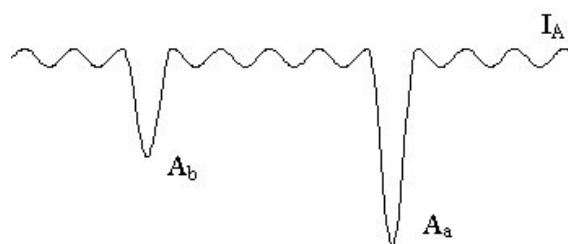


Рис. 1. Схематический профиль энергии атома при его диффузии по междоузельным положениям и возможностью рекомбинации с вакансией в своей и чужой подрешетках

При этом междоузельное положение настолько энергетически невыгодно, что междоузельный атом прорекомбинирует с первой же вакансией, на которую наткнется, образуя антиструктурный дефект. И если это будет вакансия в "чужой" подрешетке, образуется антиструктурный дефект. По сравнению с вакансиями и междоузельными атомами антиструктурные дефекты менее подвижны, поэтому их может накопиться в кристалле большее количество. При выключении облучения в системе происходит релаксация, атомы располагаются в правильных положениях, но время релаксации может быть велико. Для количественного описания всех этих процессов запишем уравнения скоростей реакций. Более детальный их вывод для такой системы можно найти, например, в работе [3].

$$\frac{dI_A}{dt} = K_{ai}^A A_a - K_{ia}^A I_A V_a + K_{bi}^A A_b - K_{ib}^A I_A V_b + K_{ib}^{BA} I_B A_b - K_{ia}^{AB} I_A B_a + K_{ia}^{BA} I_B A_a - K_{ib}^{AB} I_A B_b - \alpha I_A (I_A - nI_A) + K_0 [A_a + A_b] + D_{ii}^A \left[\Delta I_A(\mathbf{r}) + I_A(\mathbf{r}) \frac{\Delta E_{IA}}{kT} \right], \quad (1)$$

$$\frac{dV_a}{dt} = K_{ai}^A A_a - K_{ia}^A I_A V_a + K_{ai}^B B_a - K_{ia}^B I_B V_a + K_{ab}^B B_a V_b - K_{ba}^A A_b V_a + K_{ab}^A A_a V_b - K_{ba}^B B_b V_a - \alpha V_a (V_a - nV_a) + K_0 (A_a + B_a) + D_{aa}^A \left[A_a \Delta V_a - V_a \Delta A_a + A_a V_a \Delta \frac{E_{Va}}{k_B T} \right] + D_{aa}^B \left[B_a \Delta V_a - V_a \Delta B_a + B_a V_a \left(\Delta \frac{E_{Va}}{k_B T} - \Delta \frac{E_{Ba}}{k_B T} \right) \right], \quad (2)$$

$$\frac{dA_b}{dt} = K_{ib}^A I_A V_b - K_{bi}^A A_b + K_{ib}^{AB} I_A B_b - K_{ib}^{BA} I_B A_b + K_{ab}^A A_a V_b - K_{ba}^A A_b V_a + \frac{\alpha I_A}{2} B_a (I_A - nI_A) - \frac{\alpha I_B}{2} A_a (I_B - nI_B) + \frac{\alpha V_a}{2} (V_a - nV_a) + K_0 A_b + K_1 (1 - 2A_b) - D_{bb}^A \left[A_b \Delta V_b - V_b \Delta A_b + A_b V_b \left(\Delta \frac{E_{Vb}}{k_B T} - \Delta \frac{E_{Ab}}{k_B T} \right) \right]. \quad (3)$$

Здесь I_A , V_a и A_b – концентрации межузельных атомов, вакансий и антиструктурных дефектов атомов типа А соответственно; коэффициентами D и K обозначены коэффициенты диффузии и скоростей реакций (при этом верхний индекс обозначает тип атома, а два нижних – типы подрешёток, в которых он перемещается); E_{IA} , E_{Va} и E_{Ab} – энергии соответствующих типов дефектов; коэффициенты α описывают скорость ухода дефектов на поверхность и другие ненасыщенные стоки; коэффициент K_0 задаёт скорость создания дефектов облучением. В системе присутствует ещё 3 уравнения для скорости изменения дефектов второго типа (I_B , V_b и B_a), а также "закон сохранения": $A_a + V_a + A_b = 1$. Коэффициенты скоростей реакций K могут быть выражены через коэффициенты диффузии и энергии точечных дефектов.

Система уравнений нелинейная и очень громоздкая. Кроме того, система содержит множество связанных между собой коэффициентов, теоретический расчёт которых для реальных систем требует множества модельных приближений, а экспериментальное определение также весьма затруднительно вследствие большого числа типов дефектов и процессов, протекающих в твёрдом теле. Однако порядки значений коэффициентов известны, а громозд-

кую систему уравнений можно решить численными методами (довольно быстро по сравнению, например, с более точным методом Монте-Карло).

Для описания возникновения структур дефектов мы сначала найдём стационарное однородное решение, а затем проверим его устойчивость относительно малых неоднородных флуктуаций. Зависимость стационарных концентраций дефектов от температуры (рис. 2) носит типичный характер: при больших температурах концентрация дефектов определяется, в основном, равновесным распределением $V_a \sim \exp(-E_{Va}/k_B T)$ и при росте температуры растёт; при малых температурах концентрация дефектов существенно превышает равновесные значения, определяется балансом между скоростью создания дефектов и скоростью их оттока, в этом случае стационарная концентрация дефектов с ростом температуры падает, так как с ростом температуры увеличивается скорость диффузии, а следовательно, скорость ухода дефектов на поверхность и скорость их рекомбинации.

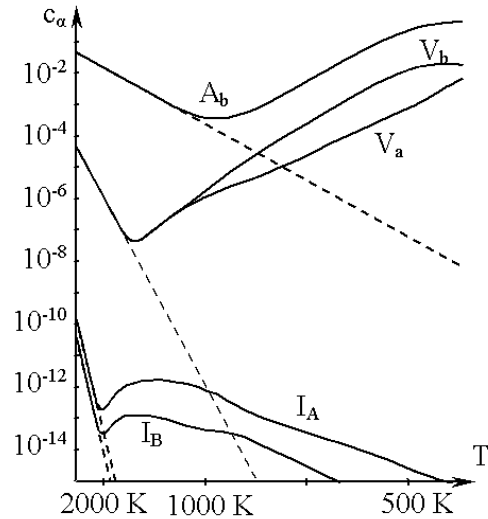


Рис. 2. Температурные зависимости стационарных концентраций дефектов различных типов

Также из графиков видно, что стационарные значения концентрации антиструктурных дефектов на несколько порядков превышают значения концентраций вакансий и межузельных атомов.

Система уравнений (1-3) учитывает диффузию точечных дефектов разных типов с учетом их взаимодействия в приближении самосогласованного поля. В данной работе мы учитываем взаимодействие упругих полей, возникающих вокруг дефектов. Потенциал такого взаимодействия описывается формулой:

$$U_{\alpha-\beta}(\mathbf{r}) = \frac{3 \Delta V_\alpha \Delta V_\beta}{8\pi r^3} \left(\frac{K}{C_{11}} \right)^2 (-C_\alpha) \times [3 - 5 (\cos^4 \theta_x + \cos^4 \theta_y + \cos^4 \theta_z)], \quad (4)$$

где $C_\alpha = C_{11} - C_{12} - 2C_{44}$; C_{11} и K – упругие постоянные кристалла; ΔV_α – параметр, характеризующий изменение объёма, вызванное введением дефекта; θ_i – угол между радиус-вектором, соединяющим

дефекты, и осью кристалла. Такое взаимодействие является дальнедействующим и сильно анизотропным.

Для проверки устойчивости однородного решения относительно малых неоднородных флуктуаций в уравнения скорости реакции мы подставляем концентрации дефектов в следующем виде:

$$I_A(t) = I_A^0 + \delta I_A \exp(-ikr + \lambda t), \quad (5)$$

где I_A^0 – стационарное значение; δI_A – амплитуда возмущения, считающаяся малой. Если действительные значения всех λ для всех значений k отрицательные, то однородное стационарное решение является устойчивым. Если же среди них имеются положительные величины, то однородное решение неустойчиво, так как амплитуда возмущений с таким вектором k будет экспоненциально возрастать со временем. Характерные значения $\lambda(k)$ показаны на рис. 3.

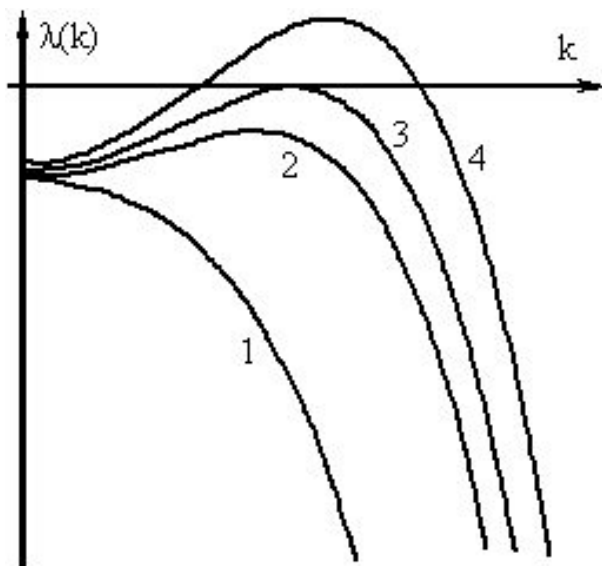


Рис. 3. Типичные зависимости $\lambda(k)$ при разных концентрациях антиструктурных дефектов

На рис. 4 приведена область устойчивости/неустойчивости однородного стационарного решения в координатах температура–интенсивность облучения. Видно, что однородное решение является неустойчивым именно в той области, где концентрации дефектов значительно превышают равновесные значения.

Задавая различные значения ΔV_a , можно определить, что эта неустойчивость обязана существованием притяжению между распирающим решётку антиструктурным дефектом и межузельными атомами (область неустойчивости сильнее всего реагирует именно на эти параметры, при этом практически нет никакой реакции на параметры ΔV_{Va} и ΔV_{Vb}). Период получающейся структуры сильнее всего зависит от времени жизни межузельных атомов, задаваемых параметрами α_l – помимо коэффициентов диффузии межузельных атомов они отражают толщину образ-

ца и плотность дислокаций. В зависимости от параметров период получающихся структур составляет $10^3 \dots 10^5$ нм. Следует отметить, что в отличие от спиноподобного распада система всегда остаётся устойчивой для возмущений с малыми значениями k . Исходя из всего этого можно построить следующую качественную картину возникновения неустойчивости однородного распределения дефектов в бинарных кристаллах под облучением.

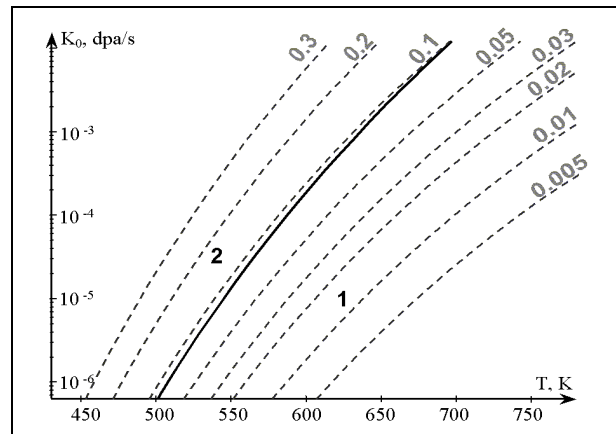


Рис. 4. Области устойчивости (1) и неустойчивости (2) однородного стационарного распределения дефектов. Штриховыми линиями показаны изолинии концентрации антиструктурных дефектов

Рассмотрим однородное распределение. Пусть вследствие флуктуации в некой области кристалла концентрация антиструктурных дефектов, распирающих решётку, увеличилась. Процесс диффузии будет стремиться сгладить эту неоднородность и вернуть концентрацию к однородному значению. Однако из-за взаимодействия между дефектами мобильные межузельные атомы будут притягиваться в эту область. В результате в ней будет происходить больше процессов рекомбинации, а следовательно, будет увеличиваться и концентрация антиструктурных дефектов.

Из профиля концентраций антиструктурных дефектов в возмущении, относительно которого система является неустойчивой, видно, что должно происходить расслоение компонентов бинарного кристалла. В некоторой области должна наблюдаться повышенная концентрация одного компонента, в некоторой – другого. Однако анализ устойчивости однородного решения, проведенный в данной работе, не позволяет оценить значения концентрации антиструктурных дефектов в образованной структуре. Также следует отметить, что в случае кубической симметрии кристалла однородное решение становится неустойчивым сразу для нескольких возмущений со взаимно перпендикулярными векторами k . Запороговые решения подобных уравнений в более простых системах показывают, что в таких случаях возможны не только расслоения системы по плоскостям, но и более сложные трёхмерные структуры, например, возникновение периодически располо-

женных шариков с повышенной концентрацией одного из компонентов.

Для поиска критериев возникновения таких решений необходимо строго находить неоднородное решение громоздкой системы уравнений скоростей реакций, что будет выполнено в последующих работах.

2. СОЗДАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ОБЛАСТЕЙ В БИНАРНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ InAs, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ЯДЕРНЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ

В большинстве бинарных полупроводниковых соединений одним из компонентов являются атомы металла. Поэтому при накоплении антиструктурных дефектов в некоторых областях кристалла появляется высокая концентрация атомов металлов и, в принципе, возможно возникновение сверхпроводимости в этих областях. Известно, что нарушение стехиометрического состава в твердых растворах многокомпонентных систем вследствие различных технологических процессов может приводить к появлению сверхпроводимости. Особенности электропроводности и магнитных свойств наблюдались в InAs, PbTe, PbJ₂, GaAs, где возможны выпадения фаз, обогащенных металлами (Pb в PbTe и PbJ₂, Ga в GaAs) [-].

Для интерпретации особенностей, наблюдаемых на эксперименте, рассчитано магнитосопротивление в случае, когда в кристалле в результате облучения создаются области с накоплением атомов металла и возникают сверхпроводящие области [1, 2]. Кристалл со сверхпроводящими областями будет рассматриваться нами как кристалл со сверхпроводящими включениями. Появление зависимости сопротивления от магнитного поля (магнитосопротивления) обусловлено подавлением сверхпроводимости включений с ростом магнитного поля. Для кристалла, содержащего множество сверхпроводящих включений, рассчитана температурная зависимость проводимости, а также зависимость проводимости от магнитного поля.

Будем предполагать, что включения имеют сферическую форму. В предыдущем рассмотрении неустойчивости системы мы показали, что образуется периодическое расслоение. Неидеальность кристалла приводит к нарушению периодичности. Однако в любом случае расстояния между отдельными включениями таковы, что эффектами близости можно пренебречь, и мы будем рассчитывать критические параметры для отдельного сферического включения.

Важным параметром для описания свойств включений и их влияния на проводимость в магнитном поле является величина критического поля. Поэтому первым этапом при расчете магнитосопротивления является построение метода расчета критического магнитного поля для сверхпроводящего включения I рода. Следующий этап представляет собой расчет проводимости кристалла, содержащего сверхпроводящие включения, и использование по-

лученных формул для расчета магнитосопротивления облученного образца арсенида индия.

3. КРИТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ НАНОРАЗМЕРНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СФЕРИЧЕСКОГО ВКЛЮЧЕНИЯ

Для определения критического поля сверхпроводящего включения найдем решение уравнения Гинзбурга-Ландау:

$$\left(-i\nabla - \frac{\mathbf{A}}{\sqrt{2\kappa}} \right)^2 \psi - \alpha \psi + \kappa |\psi|^2 \psi = 0, \quad (6)$$

где ψ – сверхпроводящий параметр порядка, κ – параметр Гинзбурга-Ландау; $\alpha = 1 - T/T_{c0}$; T_{c0} – критическая температура объемного сверхпроводника. Рассмотрим свойства системы вблизи точки фазового перехода ($\psi \rightarrow 0$), т.е. отклонение магнитного поля от внешнего, обусловленное циркуляцией тока вокруг включения, является малым (порядок величины $|\psi|^2$). Таким образом, векторный потенциал полного магнитного поля выбирается в виде $\mathbf{A} = [\mathbf{H} \times \mathbf{r}]/2$, \mathbf{H} – внешнее магнитное поле.

Уравнение (6) должно быть дополненным граничными условиями Де-Жена для параметра порядка на поверхности включения [1]:

$$\frac{\partial \psi}{\partial \rho} = 0, \text{ при } \rho = R. \quad (7)$$

Общее решение данного уравнения было представлено в виде разложения по ортогональным сферическим функциям [1]. Величина критического поля сверхпроводящего включения определяется как величина, ниже которой нормальная фаза является неустойчивой по отношению к появлению сверхпроводящего зародыша. Результирующая зависимость $H_c(R)$ приведена на рис. 5.

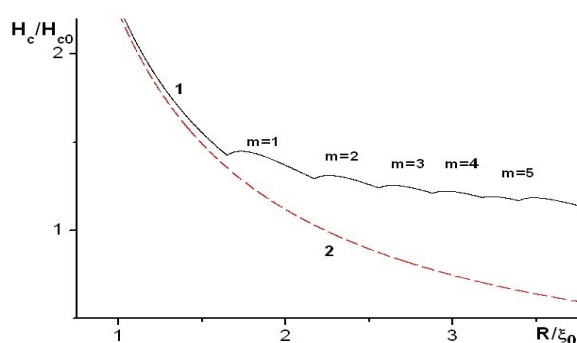


Рис. 5. Критическое поле сферического включения как функция радиуса. Штриховая кривая (2) описывает решение уравнения Гинзбурга. Значения m под кривой 1 обозначают число квантов потока, захваченных включением ($\kappa = 0.5$). H и R приведены в

единицах критического поля H_{c0} и длины когерентности ξ_0 соответственно

Зависимость H_c при малых R совпадает с результатом Гинзбурга [1], а с ростом R мы можем наблюдать захват квантов магнитного потока. При увеличении радиуса включения R амплитуда осцилляций уменьшается, и они оказываются слабо различимыми.

4. ПРОВОДИМОСТЬ КРИСТАЛЛОВ, СОДЕРЖАЩИХ НАНОРАЗМЕРНЫЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ВКЛЮЧЕНИЯ

В работе показано, что даже незначительное количество сверхпроводящих включений в материале может существенно повлиять на электрофизические и магнитные свойства кристаллов при низких температурах. Рассчитаем сопротивление кристалла, содержащего включения сферической формы, которые могут находиться в сверхпроводящей фазе.

Допустим, что существует некий разброс радиусов включений по размерам. Для расчета проводимости системы со сверхпроводящими включениями воспользуемся методом эффективной среды. Будем считать, что общий объем, занимаемый включениями, меньше объема, необходимого для появления протекания, и сверхпроводящий ток через весь образец отсутствует. Поэтому при расчете проводимости можно предполагать, что в зависимости от температуры и магнитного поля сферическое включение может быть в двух состояниях: сверхпроводящем, с проводимостью, равной бесконечности, или нормальном, с сопротивлением, соответствующим материалу включения при рассматриваемой температуре. Согласно формуле для проводимости в многокомпонентных системах [2]

$$\frac{\sigma_1 - \sigma}{\sigma_1 + 2\sigma} P_s + \frac{\sigma_2 - \sigma}{\sigma_2 + 2\sigma} P_n + \frac{\sigma_3 - \sigma}{\sigma_3 + 2\sigma} P_3 = 0, \quad (8)$$

где в данной задаче $\sigma_1 = \infty$ – проводимость включения в сверхпроводящем состоянии; σ_2 – проводимость включения в несверхпроводящем состоянии; σ_3 – проводимость матрицы; $\sigma_2 > \sigma_3$; P_s и P_n – относительный объем включений в сверхпроводящем и несверхпроводящем состояниях соответственно; $W(R)$ – вероятность того, что в системе в единичном интервале радиуса R находится включение:

$$P_s = P \frac{\int_0^{R_c(T,H)} R^3 W(R) dR}{\int_0^{\infty} R^3 W(R) dR}, \quad (9)$$

$$P_n = P - P_s, \quad P_3 = 1 - P,$$

где P – часть включений в образце. Количественные расчеты выполнены для случая нормального

распределения включений по радиусу $W(R)$ с дисперсией s и центром R_0 :

$$W(R) = \exp\left[-\frac{(R - R_0)^2}{2s^2}\right] / \int W(R) dR. \quad (10)$$

Результаты расчетов температурной зависимости проводимости при различных магнитных полях для включений с разным значением дисперсии приведены на рис. 6.

Характерной чертой температурной зависимости проводимости является резкий скачок в точке фазового перехода (см. рис. 6). При $H=0$ этот скачок очень резкий (кр. 1), поскольку в представленной модели критическая температура в отсутствие магнитного поля не зависит от радиуса, и температура фазового перехода является одинаковой для всех включений. Проводимость системы определяется объемом сверхпроводящих включений и проводимостью матрицы. При включении магнитного поля критическая температура сверхпроводящих включений зависит от радиуса, т.е. при данной температуре T ($T < T_c$) включения с $R \leq R_c(T, H)$ находятся в сверхпроводящем состоянии. Форма $\sigma(H)$ определяется такими параметрами: частью включений P , проводимостью включений в нормальной фазе, радиусом R_0 и дисперсией включений s . Общим результатом, обусловленным наличием включений, является появление зависимости прыжка проводимости $\sigma(H)$ при низких температурах. Анализ температурной зависимости проводимости при различных магнитных полях для включений с разной дисперсией показывает (см. рис. 6), что с ростом магнитного поля температурная область с увеличенной проводимостью уменьшается. При увеличении дисперсии (s)-ступенька становится более плавной.

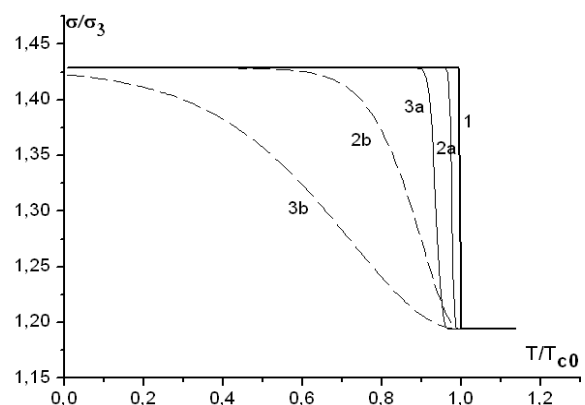


Рис. 6. Зависимость проводимости от температуры: $P=0,1$; $\sigma_2/\sigma_3 = 5$, $\kappa = 0,23$; $R_0 = 0,1$; $a - s=0,01$; $b - s=0,1$; 1 – $H=0$; 2 – $H=1,5$; 3 – $H=2,5$

На рис. 7 приведена зависимость проводимости от магнитного поля. Видно, что при низких полях наблюдается высокая проводимость, которая падает с ростом магнитного поля. В рассмотренном случае магнитосопротивление обусловлено подавлением сверхпроводимости магнитным полем: сначала во включениях больших размеров, а с ростом магнитного поля также и во включениях малых размеров. Область магнитных полей, при которых магнитопроводимость убывает, уменьшается с ростом радиуса включений, а величина области убывания определяется дисперсией (см. рис. 6, 7).

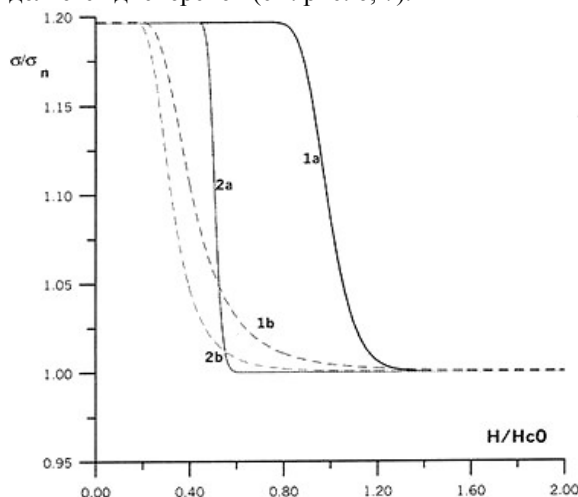


Рис. 7. Зависимость проводимости от магнитного поля при различных значениях радиусов сверхпроводящих включений и дисперсии:

$$a - s=0,01; b - s=0,1. R_0 = 0, 1(1); 0,2(2);$$

$$P = 0,1; \sigma_2/\sigma_3 = 5, \kappa = 0,23. T=0,99T_c$$

Таким образом, наличие сверхпроводящих включений существенно изменяет электрофизические свойства кристалла. Проводимость при низких температурах возрастает. Также при низких температурах наблюдается сильная зависимость проводимости от магнитного поля. Диапазон магнитных полей, при которых проводимость высокая, возрастает при уменьшении размеров включений. Зависимость обусловлена фазовыми переходами включений из сверхпроводящего состояния в нормальное с ростом магнитного поля. Все перечисленные эффекты сильно зависят от радиуса включений и его дисперсии.

5. ИНДУЦИРОВАННОЕ ЯДЕРНЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ СОЗДАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ОБЛАСТЕЙ В БИНАРНОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ InAs

Теория магнитосопротивления, представленная выше (см. также [1]), была использована для объяснения особенностей магнитосопротивления арсенида индия, облученного α -частицами с энергией 80 МэВ при температуре 200 °С на циклотроне У-240 Института ядерных исследований [2]. Образцы были настолько тонкими, что облучение образца можно

было считать однородным. В облученных образцах были обнаружены особенности сопротивления в зависимости от магнитного поля, температуры, тока, который протекает через образец при $T < 5K$. Особенности состоят в скачкообразном увеличении сопротивления на 10...20% при определенном значении магнитного поля, температуры, а также тока, который протекает через образец. Зависимость сопротивления от магнитного поля при разных значениях температур приведена на рис. 8.

Для интерпретации экспериментальных данных была использована вышеизложенная теория магнитосопротивления кристаллов, содержащих сверхпроводящие включения [1, 29]. Обнаруженные особенности можно объяснить фазовым переходом из сверхпроводящего состояния в нормальное при условии, что облучение InAs α -частицами приводит к возникновению сверхпроводящей фазы в объеме образца. Сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей сопротивления от магнитного поля показывает, что кривые имеют качественно одинаковое поведение:

1. Наблюдается скачок сопротивления при определенных значениях магнитного поля.
2. Наблюдается сдвиг кривых при высоких магнитных полях при увеличении температуры.
3. При низких значениях температуры скачок наблюдается в более широком диапазоне магнитных полей (т.е. кривые становятся более пологими).

Подгоночные параметры ($r_0, s, P, \sigma_2/\sigma_3$) подбирались при сравнении теории и эксперимента с использованием кривой $\Delta R/R_0(H)$ при одной температуре ($T = 4.22K$). Расчеты при других температурах находились без привлечения дополнительных параметров и дают хорошее согласие с экспериментом. Для определенного набора подгоночных параметров экспериментальные и теоретические зависимости сопротивления от магнитного поля приведены на рис. 8 (сплошные кривые соответствуют теоретическим расчетам, а штрихпунктирными линиями обозначены экспериментальные кривые).

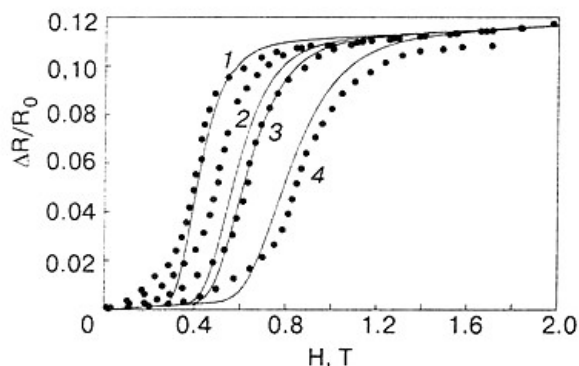


Рис. 8. Сопротивление облученного образца InAs в зависимости от магнитного поля при разных температурах: 1 – $T=4.22 K$; 2 – $T=3.49 K$; 3 – $T=3.23 K$; 4 – $T=2.02 K$

Сплошные линии соответствуют теоретическим результатам, точечные линии изображают результаты измерений. Подгоночные параметры:

$$r_0 = 0.52; \quad s = 0.2; \quad P = 0.07; \quad \sigma_2 / \sigma_3 = 5$$

Микроскопическая модель возникающей сверхпроводимости не рассматривалась. Появление проводимости в определенных областях может быть связано с избытком атомов металла или с сильными упругими напряжениями в кристалле с узкой запрещенной зоной *InAs*. В обоих случаях причиной появления проводимости является накопление антиструктурных дефектов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. При облучении многокомпонентных систем образуется большая концентрация антиструктурных дефектов, что может привести к расслоению системы на области с разным составом атомов.
2. На основе полученных результатов дано объяснение особенностей в электрофизических свойствах кристалла *InAs*, облученного α -частицами, как проявление образования сверхпроводящих включений в областях, где имеется избыток атомов металла.
3. Выполненные расчеты магнитосопротивления правильно описывают эксперимент. Из сопоставления теории и эксперимента извлечены некоторые параметры сверхпроводящих областей: разброс радиусов, доля объема, занимаемая сверхпроводящими областями.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Nicolis and I. Prigozhin. *Self-organization in Non-equilibrium Systems*. New York: Wiley, 1997, 207 p.
2. V.I. Sugakov. *Lecturers in Synergetics*. Singapore: World Scientific, 1998, 207 p.
3. W. Jager, H. Trinkaus. Defect ordering in metals under irradiation // *Journal of Nuclear Materials*. 1993, v. 205, p. 394–410.
4. C. Abromeit. Microstructural self-organization in irradiated systems // *International Journal of Modern Physics B*. 1989, v. 3, N 9, p. 1301–1342.
5. J.H. Evans. Observation of regular void array in high purity molybdenum irradiated with 2 MeV nitrogen ions // *Nature*. 1971, 229, № 5284, p. 403–404.
6. L.J. Chen, A.J. Ardell. Void ordering in nitrogen-ion irradiated nickel-aluminum solid solution // *Journal of Nuclear Materials*. 1978, v. 75, N 1, p. 177–185.
7. B.A. Loomis, S.B. Gerber. Ordered void arrays in ion irradiated Ta // *Journal of Nuclear Materials*. 1978, v. 71, N 2, p. 377–378.
8. В.И. Щербак. Радиационные повреждения в облученном нейтронами ванадии // *ВАНТ. Серия* «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение». 1979, №3, с. 27–29.
9. В.С. Хмелевская, В.Г. Малышкин. Диссипативные структуры в металлических материалах после облучения и других видов воздействия // *Материаловедение*. 1998, №2, с. 25–32.
10. F.A. Garner, J.M. McCarthy, K.C. Russell, J.J. Hoyt. Spinodal-like decomposition of Fe-35Ni and Fe-Cr-35Ni alloys during irradiation or thermal aging // *Journal of Nuclear Materials*. 1993, v. 205, p. 411–425.
11. P.B. Johnson, P.W. Gilberd. Ordered gas-bubble precursors to nanoporous layer formation in helium-implanted metals // *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. Section B*. 1997, v. 127, p. 734–737.
12. W. Jager, P. Ehrhart and W. Schilling. Microstructural evolution in metals during helium and proton irradiations // *Radiation Effects and Defects in Solids*. 1990, v. 113, p. 201–211.
13. В.В. Михайловский, К.С. Рассел, В.И. Сугаков. Образование сверхрешеток плотности дефектов в бинарных соединениях при ядерном облучении // *ФТТ*. 2000, т. 42, № 3, с. 471–477.
14. М.Г. Мильвидский, В.Б. Освенский. *Структурные дефекты в монокристаллических полупроводниках structure defects in the monocrystals of semiconductors*, М.: «Металлургия», 1984.
15. К.С. Russel. *Progress in Material Science*. 1984, N 28, p. 229–434.
16. Т.Т. Дедекаев, В.А. Мошников, Д.Б. Чеснокова, Д.А. Яськов. Исследование включений металлического характера в твердых растворах теллурида свинца-теллурида олова, выращенных из расплава // *Письма в ЖЭТФ*. 1980, т. 6, №1, с. 1030–1033.
17. С.Д. Дарчук, Т. Дитл, Л.А. Коровина, С. Колесник, М. Савитский, Ф.Ф. Сизов. Фазовые состояния и магнитная структура сверхпроводящих включений свинца в узкощелевой полупроводниковой матрице // *Физика и техника полупроводников*. 1998, т. 32, №7, с. 786–789.
18. S. Takaoka, T. Sugita, K. Murase. Superconductivity of (Pb,Sn,Ge)Te Semiconductor Film with a Little Pb Inclusion // *JJAP, Supplement*. 1987, v. 26, p. 1345–1346.
19. J.M. Baranowski, Z. Liliental-Weber, W.-F. Yau, E.R. Weber. Evidence for Superconductivity in Low-Temperature Grown GaAs // *Phys. Rev. Lett*. 1991, v. 66, #23, p. 3079–3082.
20. Е.А. Шаповал. О граничных условиях к уравнениям Гинзбурга-Ландау на поверхности раздела двух сверхпроводников с разными температурами перехода // *Письма в ЖЭТФ*. 2001, v. 74, N 4, p. 224–228.
21. П.де Жен. *Сверхпроводимость металлов и сплавов*. М.: «Мир», 1968, с. 228–249.
22. О.Н. Shevtsova. Critical field of a type-I spherical superconducting inclusion // *Superconductor Science and Technology*. 2005, v. 18, p. 726–729.

23. В.Л. Гинзбург. О разрушении и возникновении сверхпроводимости в магнитном поле //ЖЭТФ. 1958, v. 34, N1, p. 113–125.
24. Scott Kirpatrick. Percolation and Conduction //Rev. Mod. Phys. 1973, v. 45, #4, p. 574–588.
25. В.Е. Springett. Effective-Medium Theory for the ac Behavior of a Random System //Phys.Rev.Lett. 1973, v. 31, #24, p. 1463–1465.
26. V.I. Sugakov, O.N. Shevtsova. Conductivity and magnetoresistance of crystals with superconducting nanoscale inclusions //Superconductor Science and Technology. 2000, v. 13, p. 1409–1414.
27. V.I. Sugakov, O.N. Shevtsova. Electrophysical properties of crystals containing small superconducting inclusions //Low Temperature Physics. 2001, v. 27, #2, p. 88–92.
28. G.A. Vikhlii, A.Ya. Karpenko, P.G. Litovchenko. Nuclear irradiation induced anomalous conductivity of indium arsenide //Ukrainian Physical Journal. 1998, v. 43, N1, p. 103–106.
29. A.Ya. Karpenko, P.G. Litovchenko, O.N. Shevtsova, V.I. Sugakov, G.A. Vikhlii. Nuclear irradiation-induced superconductivity in the binary semiconductor InAs //Low Temperature Physics. 2003, v. 29, #7, p. 551–555.

МОДИФІКАЦІЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ БІНАРНИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ ПІД ДІЄЮ ОПРОМІНЕННЯМ. НАДПРОВІДНІСТЬ, ІНДУКОВАНА ОПРОМІНЕННЯМ

В.В. Михайловський, В.Й. Сугаков, О.М. Шевцова, П.Г. Литовченко, О.Я. Карпенко, Г.О. Вихлій

Досліджується роль антиструктурних дефектів, створених опроміненням, в модифікації фізичних властивостей бінарних напівпровідників під дією опромінення. Накоплення антиструктурних дефектів, обумовлених неправильним заміщенням атомів кристалу, може привести до появи принципово нових властивостей кристалів. Із аналізу кінетичного рівняння, враховуючого різні типи взаємодіючих точечних дефектів (вакансій, міжвузельних атомів та антиструктурних дефектів), показано, що концентрація антиструктурних дефектів може бути великою і якщо їх густина вища, ніж деяка порогова, то виникає їх неоднорідний розподіл. Приведені експериментальні дані стосовно спостереження надпровідності в InAs при опроміненні α -частинками з енергією 80 MeV. Зроблено припущення, що в опроміненому InAs накоплення антиструктурних дефектів (тобто атомів In) приводить до появи надпровідних областей. Запропонована теоретична модель правильно описує залежність електрофізичних властивостей кристалу від магнітного поля та температури.

MODIFICATION OF BINARY SEMICONDUCTOR PROPERTIES UNDER IRRADIATION NUCLEAR IRRADIATION INDUCED SUPERCONDUCTIVITY

V.V. Mikhailovskii, V.I. Sugakov, O.N. Shevtsova, P.G. Litovchenko, A.Ya. Karpenko, G.A. Vikhlii

Role of antisite defects generated irradiation in modification of physical properties of binary semiconductors under irradiation is studied. Antisite defects accumulation caused by improper substitution of crystal atoms can lead to appearance of principal new properties of a crystal. Analysis of the kinetic equation taking into account different types of interacting point defects (vacancies, interstitial atoms, and antisite defects) has revealed that the antisite defects concentration can be high and if antisite defects density is higher than some threshold density non-homogeneous distribution is appeared. There have been presented experimental data displaying on superconductivity onset in InAs under irradiation by α -particles with energy of 80 MeV. It is supposed that antisite defects accumulation (i.e. atoms of In) in irradiated InAs leads to superconducting areas origin. Proposed theoretical model describes correctly dependence of physical properties of a crystal on a magnetic field and temperature.