z-компоненты ($\mathbf{H} \parallel z$) намагниченности магнитопримесной подсистемы $\langle S_z \rangle$ определяется выражением

$$\langle S_z \rangle = -S_0 B_{5/2} (5g\mu_Б H/2k(T+T_0)).$$

Здесь $B_{5/2}(a)$ — функция Бриллюэна, $g=2$, $\mu_Б$ — магнетон Бора, S_0 — величина насыщения намагниченности, $(T+T_0)$ — эффективная температура. Значения параметров S_0 и T_0 оценивались по магнитополевой зависимости расщепления $\Delta E(H)$ и из температурной зависимости фарадеевского вращения $\theta(T)$ соответственно. Значения параметров S_0, T_0 вместе в оцененной величиной $N_0(J_e+J_h)$ согласуются с соответствующей оценкой при исследовании межзонного эффекта Фарадея для состава $x=0.03$ [1] (см. таблицу).

Параметры, характеризующие обменное взаимодействие в магнитосмешанных кристаллах $Pb_{1-x}Mn_xI_2$

x	$\Delta E_{экс}$, мэВ ($H=30$ кЭ, $T=5$ К)	S_0	T_0, К	$N_0(J_e+J_h)$, эВ
0.05	3.0 ± 0.5	0.7	1.0	-0.05 ± 0.02
0.08	3.5 ± 0.5	0.5	1.5	-0.06 ± 0.02

Совокупность полученных для кристаллов $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ экспериментальных данных — наличие спинового расщепления экситонной линии, характерная магнитополевая зависимость величины расщепления, форма дисперсионной кривой фарадеевского вращения, магнитополевая и температурная зависимости эффекта Фарадея — свидетельствуют о том, что для них весьма существенны эффекты s, $p-d$ обменного взаимодействия. Открытым пока остается вопрос о том, какое именно своеобразие в проявлении s, $p-d$ обменного взаимодействия привносит слоистая структура исследуемых твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xI_2$.

Литература

[1] *Абрамишвили В. Г., Комаров А. В., Рябченко С. М.* и др. ФТТ, 1987, т. 29, № 4, с. 1129—1134.
[2] *Бродин М. С., Блонский И. В., Каратаев В. Н.* и др. ФТТ, 1987, т. 29, № 6, с. 1723—1729.
[3] *Савчук А. И., Деркач Б. Е., Ватаманюк П. П., Ляхович А. Н.* Тез. докл. Всес. конф. «Тройные полупроводники и их применение». Кишинев, 1987, т. 2, с. 137.
[4] *Савчук А. И., Деркач Б. Е., Ляхович А. Н.* ФТП, 1987, т. 21, № 9, с. 1721—1723.
[5] *Савчук А. И., Деркач Б. Е., Ватаманюк П. П.* ФТП, 1988, т. 22, № 3, с. 512—514.

Черновицкий государственный университет Черновцы

Поступило в Редакцию 30 марта 1988 г.
В окончательной редакции 25 мая 1988 г.

УДК 539.73

Физика твердого тела, том 30, в. 10, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 10, 1988

КОЭФФИЦИЕНТ ДИФФУЗИИ ВИНТОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ МЕХАНИЗМОМ ДВОЙНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СКОЛЬЖЕНИЯ

Г. А. Малыгин

Винтовые дислокации, перемещаясь в своей основной плоскости скольжения, могут из нее выходить в параллельную плоскость механизмом двойного поперечного скольжения (ДПС). Экспериментальным свидетельством существования ДПС являются микроступеньки на линиях скольжения и связанная с ними характерная волнистость линий. Как сейчас установлено (см., например, [1]), двойное поперечное скольжение — один из основных механизмов размножения дислокаций в пластически деформируемом кристалле, в значительной мере определяющий эволюцию его дислокационной структуры. Поэтому изучение характеристик ДПС, в том числе и пространственно-кинетических, представляет существенный интерес.

Целью настоящей работы является теоретический расчет коэффициента диффузии винтовых дислокаций механизмом двойного поперечного скольжения. Ранее этот вопрос кратко обсуждался в [2]. Мы рассмотрим его более подробно и сделаем количественные оценки применительно к разным экспериментальным ситуациям.

Результаты [1] показывают, что двойное поперечное скольжение развивается как случайный процесс, инициируемый препятствиями для перемещения дислокаций в плоскости скольжения, в результате чего движение винтовых отрезков дислокаций конечных размеров в поперечном к этой плоскости направлении y имеет характер случайных блужданий. При наличии градиента плотности дислокаций $\partial\rho/\partial y$ величина соответствующего ему диффузионного потока $j_y=-D\partial\rho/\partial y$ определяется коэффициентом диффузии $D=1/2\,(h^2/t_s)\,W(h)$, где h — высота выброса винтового сегмента в плоскости поперечного скольжения; $t_s=\lambda_s/v$, λ_s — время пробега и расстояние между препятствиями в основной плоскости; v — скорость дислокаций; $W=e^{-ph/b}$ — вероятность выброса сегмента на величину h [3]; p — параметр, характеризующий способность возвращения отрезка в плоскость скольжения, параллельную основной плоскости; b — вектор Бюргерса. Коэффициент 1/2 учитывает равновероятность выброса сегмента вверх и вниз относительно плоскости скольжения. Принимая во внимание сказанное, находим, что $D\,(h)=\lambda_D\,(h)\,v$, где $\lambda_D\,(h)=1/2\cdot(h^2/\lambda_s)\,e^{-ph/b}$ — диффузионная длина. Ее парциальное значение в интервале выбросов h_1 и h_2 равно

$$\lambda_D\,(h_1,\ h_2)=\frac{1}{2\lambda_s}\,\frac{\int\limits_{h_1}^{h_2} h^2e^{-ph/b}dh}{\int\limits_0^{\infty} e^{-ph/b}dh},\quad h_2>h_1. \tag{1}$$

В зависимости от величины h_1 и h_2 двойное поперечное скольжение может сопровождаться или не сопровождаться размножением винтовых дислокаций. Если

$$0<h_2\leqslant h_0=\mu b/8\pi\,(1-\nu)\,(\tau-\tau_c), \tag{2}$$

где μ — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона, τ и τ_c — приложенное напряжение и напряжение трения, то плечи образующегося при ДПС краевого диполя не могут разойтись и размножения винтовых дислокаций не происходит. Полагая в (1) $h_1=0$, $h_2=h_0$, находим, что соответствующая этому случаю парциальная диффузионная длина равна

$$\lambda_D\,(0,\ h_0)=\frac{h_0^2}{\lambda_s}\left(\frac{b}{ph_0}\right)^2\left[1-\left(1+\frac{ph_0}{b}+\frac{1}{2}\left(\frac{ph_0}{b}\right)^2\right)e^{-ph_0/b}\right]. \tag{3}$$

При $h_1>h_0$ краевой диполь не образуется, что приводит к генерированию в параллельной плоскости скольжения одной или нескольких дислокационных петель. Соответственно имеем

$$\lambda_D\,(h_0,\ \infty)=\frac{h_0^2}{\lambda_s}\left(\frac{b}{ph_0}\right)^2\left[1+\frac{ph_0}{b}+\frac{1}{2}\left(\frac{ph_0}{b}\right)^2\right]e^{-ph_0/b}. \tag{4}$$

Наконец, при $h_1=0$, $h_2=\infty$ получаем полную диффузионную длину

$$\lambda_D=\lambda_D\,(0,\ \infty)=\frac{h_0^2}{\lambda_s}\left(\frac{b}{ph_0}\right)^2. \tag{5}$$

В опытах [1] найдено, что в примесных ЩГК кристаллах величина ph_0/b не зависит от чистоты кристалла и состояния примесей и равна приблизительно единице.[1] Подставляя это значение в (3)—(5), находим, что

$$\lambda_D(0, h_0) \approx 0.1h_0^2/\lambda_s, \quad \lambda_D(h_0, \infty) \approx 0.9h_0^2/\lambda_s, \quad \lambda_D = h_0^2/\lambda_s. \tag{6}$$

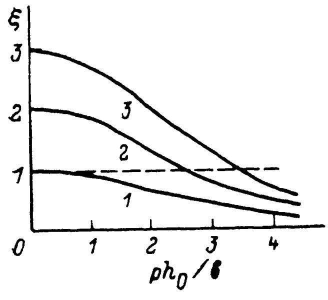
Следовательно, основной вклад в λ_D вносят выбросы с $h > h_0$, хотя вероятность их меньше, чем выбросов с $h < h_0$. Поскольку эти выбросы сопровождаются размножением винтовых дислокаций, полный дислокационный поток в результате ДПС равен

$$j_y = [m\lambda_D(h_0, \infty) - \lambda_D(0, \infty)]\, v \frac{\partial\rho}{\partial y} = (\xi - 1)\lambda_D v \frac{\partial\rho}{\partial y}, \tag{7}$$

где

$$\xi = m\frac{\lambda_D(h_0, \infty)}{\lambda_D(0, \infty)} = m\left[1 + \frac{ph_0}{b} + \frac{1}{2}\left(\frac{ph_0}{b}\right)^2\right] e^{-ph_0/b} \tag{8}$$

— коэффициент размножения дислокационного потока; m — число петель, генерируемых при одном акте ДПС. Зависимость ξ от m и ph_0/b приведена на рисунке, из которого видно, что при не слишком больших значениях $ph_0/b \approx 1 \div 2$ и $m \geqslant 2$ величина ξ может быть больше единицы. Эффективный коэффициент диффузии $D = (1 - \xi)\lambda_D v$ становится при этом отрицательным, а диффузионный поток меняет знак и превращается в размножающийся дислокационный поток.



Зависимость коэффициента размножения дислокационного потока ξ от величины ph_0/b и числа генерируемых при одном акте ДПС дислокационных петель. m=1 (*1*), 2 (*2*), 3 (*3*).

Сделаем количественные оценки характерных длин диффузии $\lambda_D^* = h_0^2/\lambda_s$ для двух случаев: 1) когда препятствиями являются примеси и примесные выделения, 2) препятствиями служат дислокации леса с плотностью ρ_f.

В [1] эмпирически установлено, что в примесных ЩГК кристаллах пробег дислокаций между актами ДПС обратно пропорционален критическому напряжению сдвига $\lambda_s/b \approx 50\ \mu/\tau_c$. Полагая в (2) $\tau - \tau_c = 0.5\tau_c$, находим, что $\lambda_D^*/b \approx 2 \cdot 10^{-4}\ \mu/\tau_c$. Поскольку $\tau_c \sim c^{1/2}$, где c — концентрация препятствий на плоскости скольжения, величина λ_D^* тем меньше, чем больше плотность препятствий. Для типичных значений $\tau_c/\mu \approx 10^{-4} \div 10^{-3}$ получаем $\lambda_D^* = (0.2 \div 2)\ b$. Малая величина λ_D^* по сравнению с высотой критического диполя $h_0 \approx (10^2 \div 10^3)\ b$ связана с большими пробегами дислокаций между актами ДПС 10—100 мкм.

В случае дислокаций леса $\lambda_s \approx 10^2\ \rho_f^{-1/2}$ [1]. Полагая в (2) $\tau - \tau_c = \alpha\mu b\rho^{1/2}$, где $\alpha \approx 0.5$ — константа междислокационного взаимодействия, находим, что $\lambda_D^* \approx 1.0^{-4}\ \rho_f^{-1/2}$. При $\rho_f = 10^8 \div 10^{10}$ см$^{-2}$ получаем оценку λ_D^*, на порядок меньшую, чем в предыдущем случае.

Таким образом, результаты расчета показывают, что коэффициент диффузии винтовых дислокаций является структурно чувствительным параметром. Его величина тем больше, чем больше расстояние между препятствиями, инициирующими двойное поперечное скольжение. В зависимости от величины параметра ξ, пропорционального числу дислокационных петель, генерируемых при одном акте ДПС, эффективный коэффициент диффузии может менять знак.

---

[1] В настоящей работе выражение Видерзиха $W_1(h)$ для вероятности ДПС используется в виде $W = W_1^{1/2}$, поэтому величина ph_0/b в нашем случае вдвое меньше, чем в [1].

Литература

[1] *Смирнов Б. И.* Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л.: Наука, 1981. 235 с.
[2] *Владимиров В. И., Кусов А. А.* ФТТ, 1976, т. 18, № 6, с. 1523—1528.
[3] *Wiedersich H.* J. Appl. Phys., 1962, vol. 33, N 3, p. 854—858.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
17 декабря 1987 г.
В окончательной редакции
26 мая 1988 г.

УДК 535.37

Физика твердого тела, том 30, в. 10, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 10, 1988

СИСТЕМАТИКА ЛИНИЙ ДИСЛОКАЦИОННОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КРЕМНИИ

А. Н. Изотов, Э. А. Штейнман

В 1976 г. в пластически деформированных образцах кремния обнаружен характерный спектр дислокационной фотолюминесценции (ДФЛ) [1] в области 0.8—1.0 эВ. Наиболее стабильно в спектре ДФЛ воспроизводятся четыре линии, обозначенные в [1] Д1—Д4 с энергиями соответственно 0.807, 0.870, 0.935, 1.0 эВ. В дальнейшем было обнаружено, что распределение интенсивности в спектре ДФЛ в значительной мере зависит от условий деформации: температуры деформации, скорости охлаждения после деформации, наличия и величины деформирующего напряжения в процессе охлаждения [2].

Электронно-микроскопическое исследование структуры образцов, подвергнутых разным режимам деформации, обнаружило существенное влияние режима деформации на структуру дислокаций. В частности, понижение температуры деформации приводит к выпрямлению сегментов дислокаций, расположенных вдоль эквивалентных направлений $\langle 110 \rangle$ в плоскости скольжения [3]. Исследование микроструктуры ядра дислокаций показало, что практически все дислокации в кремнии имеют расщепленную конфигурацию, причем величина расщепления также зависит от режима деформации [4, 5].

Наиболее эффективное воздействие на структуру дислокаций оказывает режим так называемой двухстадийной деформации [3], заключающийся в предварительном введении дислокаций при повышенных температурах и последующей деформации при низких температурах и высоких напряжениях. Такая процедура мало меняет электрические свойства дислокаций, однако приводит к разительным изменениям в спектрах ДФЛ. Особенно заметные превращения испытывает линия Д4, которая как бы расщепляется на две компоненты: длинноволновую и коротковолновую, положение которых зависит от величины напряжения во второй стадии деформации [6]. Линия Д3 испытывает аналогичные Д4 изменения, однако ее интенсивность резко падает, что затрудняет ее исследование. Линии Д1 и Д2 не испытывают сколько-нибудь заметного сдвига или расщепления, однако в некоторых образцах после второй стадии деформации их интенсивность заметно падает [6].

Важно отметить, что длинноволновая компонента Д4, обозначенная нами Дх, в своем смещении в зависимости от нагрузки проходит ряд дискретных положений [6]. Спектроскопическое исследование этой линии с большим разрешением показало, что она представляет суперпозицию узких линий [7]. Таким образом, изменение положения линии означает постепенную последовательную перекачку интенсивности из одних компонент в другие.