

PACS numbers: 66.30.Dn, 66.30.Ny, 72.10.Fk, 72.15.Qm, 73.40.-c, 73.50.Bk, 73.61.At

Осцилляционный гальваномагнитный эффект в многослойной пленке в условиях взаимной диффузии металлов

Л. В. Дехтярук

*Харьковской государственной технической университет
строительства и архитектуры,
ул. Сумская, 40,
61002 Харьков, Украина*

Теоретически проанализирован осцилляционный гальваномагнитный эффект в многослойной пленке в условиях взаимной диффузии металлов при произвольном соотношении между толщинами слоев и длиной свободного пробега электронов в них. Показано, что изменение проводящих свойств проводника в результате диффузионного отжига позволяет исследовать процесс объемной диффузии.

Теоретично проаналізовано осциляційний гальваномагнетний ефект у багатослойній плівці в умовах взаємної дифузії металів при довільному співвідношенні між товщинами шарів і довжиною вільного пробігу електронів у них. Показано, що зміна провідних властивостей провідника в результаті дифузійного відпалу дозволяє дослідити процес об'ємної дифузії.

Taking into account metal interdiffusion, we analyse theoretically the oscillation galvanomagnetic effect in multilayered films at arbitrary ratios between the layer thicknesses and the electron mean-free path. As shown, the changes in electronic conduction characteristics of multilayers upon diffusion annealing open the way to investigate the process of bulk diffusion in metals.

Ключевые слова: многослойная пленка, объемная диффузия, осцилляционный гальваномагнитный эффект, коэффициент объемной диффузии, квазиклассическое приближение.

(Получено 31 августа 2010 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое использование многослойных нанокристаллических пленочных систем в качестве элементной базы микроэлектроники и

связанная с этим проблема временной стабильности их кинетических характеристик определяют постоянный интерес к изучению процесса взаимной диффузии в таких системах. Одним из путей изучения диффузионных процессов в металлах есть исследование временной эволюции транспортных коэффициентов в результате диффузионного отжига в условиях размерного эффекта. Так, в частности, по экспериментальному определению смещения линий радиочастотного размерного эффекта в сторону большего магнитного поля были определены коэффициенты объемной диффузии для различных металлических пар [1, 2]. В дальнейшем влияние диффундирующих примесей на статические, гальваномангнитные и высокочастотные эффекты было проанализировано в работах [3-6], в которых предполагалось, что толщина одного из слоев пренебрежимо мала, и он играет роль диффузанта.

В настоящей работе теоретически проанализирован осцилляционный гальваномангнитный эффект в многослойной пленке в условиях эффекта Зондгаймера [7] при наличии взаимной диффузии металлов. Показано, что изменения проводимости (магнитосопротивления) многослойного образца в результате диффузионного отжига позволяет изучить процесс объемной диффузии.

2. ОБЩАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ПРОВОДИМОСТИ МНОГОСЛОЙНОЙ ПЛЕНКИ В УСЛОВИЯХ ВЗАИМНОЙ ДИФФУЗИИ МЕТАЛЛОВ

Рассмотрим многослойную пленку (МП), состоящую из чередующихся слоев металла разной толщины ($d_1 \neq d_2$). Будем считать, что нормаль к границам раздела (ГР) слоев, вдоль которой направлено магнитное поле, параллельна оси X , а внешнее электрическое поле $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$ приложено вдоль межслоевой границы. Так как ниже мы пренебрегаем незначительными краевыми эффектами, то элементом периодичности многослойной пленки есть двойной слой (бислой) толщиной $d = d_1 + d_2$ и, соответственно, расчет проводимости МП в условиях взаимной диффузии металлов сводится к расчету проводимости в двухслойной пленке с периодическими граничными условиями.

Для того чтобы вычислить величину плотности тока

$$\mathbf{J} = \frac{2e}{d \hbar^3} \sum_{j=1}^2 \int_0^{d_j} dx \int d^3 p \mathbf{v}_j f_j(|x|, \mathbf{p}), \quad (1)$$

необходимо решить линеаризованное по слабому электрическому полю \mathbf{E} кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения электронов $f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ в каждом слое элемента периодичности МП

$$f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = f_0(\varepsilon_j) - \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_j} \Psi_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}), \quad j = 1, 2, \quad (2)$$

которое в τ -приближении для интеграла столкновений имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \Psi_j}{\partial t} + \mathbf{v}_j \frac{\partial \Psi_j}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\Psi_j}{\tau_j(x)} = e \mathbf{v}_j \mathbf{E}. \quad (3)$$

В формулах (1)–(3): e , \mathbf{r} и \mathbf{p} — заряд, координата и квазиимпульс носителя заряда; \mathbf{v}_j и ε_j — его скорость и энергия, $f_0(\varepsilon_j)$ — фермиевская функция распределения электронов; t — время движения носителя заряда вдоль траектории в магнитном поле; \hbar — постоянная Планка.

Характерную частоту объемных столкновений $\tau_j^{-1}(x)$ в уравнении (3) можно записать следующим образом [3–6]:

$$\frac{1}{\tau_j(x)} = \frac{1}{\tau_{0j}} \left(1 + i \frac{\beta_j}{k_j} \right) + \frac{1}{\tau_{1j}(x)}, \quad (4)$$

где $\tau_{0j}^{-1} = \text{const}$ и не зависит от координаты x , а определяется рассеянием электронов на остаточных примесях в объеме слоев МП до диффузионного отжига, $\beta_j = d_j / r_j$, r_j — ларморовский радиус, i — мнимая единица, $\tau_{1j}^{-1}(x) = v_F \sigma_{eff j} n_{0j} C_j(x, t_D)$ [1, 2] и описывает рассеяние носителей заряда на продиффундировавших в объем слоев металла атомах диффузанта; v_F — фермиевская скорость электронов; $\sigma_{eff j}$ — эффективное сечение рассеяния носителей заряда на атомах примеси; n_{0j} — концентрация атомом в «чистом» j -слое многослойного образца.

Если толщина слоев многослойной пленки d_j является полубесконечной для атомов примеси ($d_j \gg (D_j t_D)^{1/2}$), коэффициент объемной диффузии постоянен ($D_j = \text{const}$), нет скачка концентрации на ГР слоев металла и существует предел растворимости, то распределение атомов примеси $C_j(x, t_D)$ в каждом слое МП равно [8]:

$$C_1(x, t_D) = C_0 \left\{ \gamma - (1 - \gamma) \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{D_1 t_D}} \right\}, \quad x < 0, \quad (5)$$

$$C_2(x, t_D) = C_0 \gamma \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{D_2 t_D}}, \quad x > 0, \quad (6)$$

где $\gamma = (1 + \sqrt{D_{2,1}})^{-1}$, $D_{2,1} = D_2 / D_1$, D_j — коэффициент объемной диффузии в j -ом слое элемента периодичности МП.

Общим решением кинетического уравнения (3) является функция

$$\Psi_j(x, \mathbf{p}) = F_j \exp \left\{ -\frac{1}{v_{xj}} \int_{x_s}^x \frac{dx'}{\tau_j(x')} \right\} + \frac{1}{v_{xj}} \int_{x_s}^x dx' e^{\mathbf{v}_j \mathbf{E}} \exp \left\{ -\frac{1}{v_{xj}} \int_{x'}^x \frac{dx''}{\tau_j(x'')} \right\}, \quad (7)$$

где x_s — координата точки рассеяния электрона на интерфейсах элемента периодичности многослойной пленки ($x_s = -d_1, 0, d_2$), а произвольные функции F_i , входящие в общее решение кинетического уравнения (7), описывают характер взаимодействия носителей заряда с границами раздела слоев образца и могут быть найдены с помощью граничных условий [9, 10]:

$$\Psi_j^{s_n}(s_j d_j, \mathbf{p}) = P_{jn} \Psi_j^{s_j}(s_j d_j, \mathbf{p}') + Q_{nj} \tilde{\Psi}_n^{s_n}(s_j d_j, \mathbf{p}''), \quad (8)$$

$$\Psi_j^{s_n}(0, \mathbf{p}) = P_{jn} \Psi_j^{s_j}(0, \mathbf{p}') + Q_{nj} \Psi_n^{s_n}(0, \mathbf{p}''), \quad j \neq n = 1, 2. \quad (9)$$

Здесь $P_{jn} = \text{const}$ — вероятность зеркального отражения носителя заряда на границе раздела между j -м и n -м слоями металла, $Q_{nj} = \text{const}$ — вероятность прохождения электрона из n -го слоя в j -й слой без рассеяния так, что должны выполняться неравенства $P_{jn} + Q_{nj} \leq 1$. Квазиимпульсы \mathbf{p} , \mathbf{p}' и \mathbf{p}'' связаны условиями сохранения энергии и тангенциальной по отношению к межслойной границам МП составляющей скорости v_{xj} электронов, $s_j = \text{sign} v_{xj}$ и указывает знак, нормальной по отношению к ГР слоев составляющей скорости электронов. Знак тильды во втором слагаемом правой части формулы (8) означает, что данная функция описывает распределение носителей заряда в соседних слоях металла, по отношению к элементу периодичности МП, для которого записываются граничные условия. Также будем полагать, что поверхность Ферми в каждом слое МП представляет собой сферу радиусом p_0 . По этой причине в граничных условиях (8) и (9) не выписывались слагаемые, связанные с перенормировкой химического потенциала отраженных и прошедших через ГР электронов [9, 10].

Подставляя функции $\Psi_j(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ в форме (7) в граничные условия (8) и (9) получим систему линейных алгебраических уравнений относительно F_j^\pm . Зная функцию распределения электронов $\Psi_j(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ в каждом слое МП можно записать компоненты тензора электропроводности $\sigma_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = y, z$), связывающего полный электрический ток (1) в многослойном проводнике с электрическим полем E_β [11, 12]:

$$\sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \text{Re} \left\{ \frac{1}{d} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j} \Phi_j \right\}, \quad (10)$$

$$\sigma_{yz} = -\sigma_{zy} = \text{Im} \left\{ \frac{1}{d} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j} \Phi_j \right\}, \quad (11)$$

где σ_{0j} — коэффициент удельной проводимости безграничного образца в отсутствие магнитного поля, время релаксации в котором τ_{0j} , а размерные функции Φ_i могут быть записаны в следующем виде:

$$\Phi_j(t_D) = \frac{1}{2} k_j^2 \left\langle \frac{G_j(t_D)}{z^2 (1 - E_j)} \right\rangle, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} G_j(t_D) &= 2I_j + \frac{1}{\Delta(t_D)} \times \\ &\times \left\{ (1 - P_{nj}^2 W_n^2(0) - Q_{jn} Q_{nj} W_j(0) W_n(0)) (P_{jn} (I_{dj}^2 + I_{0j}^2) + \right. \\ &\quad \left. + Q_{nj} (I_{dj} I_{dn} + I_{0j} I_{0n})) + \right. \\ &\quad \left. + W_j(0) (P_{jn} + P_{nj} (Q_{jn} Q_{nj} - P_{jn} P_{nj})) W_n^2(0) (2P_{jn} I_{dj} I_{0j} + \right. \\ &\quad \left. + Q_{nj} (I_{dj} I_{0n} + I_{dn} I_{0j})) + \right. \\ &\quad \left. + Q_{nj} W_n(0) (1 - (Q_{jn} Q_{nj} - P_{jn} P_{nj})) W_j(0) W_n(0) (2Q_{jn} I_{dj} I_{0j} + \right. \\ &\quad \left. + P_{nj} (I_{dj} I_{0n} + I_{dn} I_{0j})) + \right. \\ &\quad \left. + Q_{nj} W_n(0) (P_{jn} W_j(0) + P_{nj} W_n(0)) (P_{nj} (I_{0j} I_{0n} + I_{dj} I_{dn}) + Q_{jn} (I_{dj}^2 + I_{0j}^2)) \right\}, \\ \Delta(t_D) &= 1 - P_{jn}^2 W_j^2(0) - P_{nj}^2 W_n^2(0) - 2Q_{jn} Q_{nj} W_j(0) W_n(0) + \\ &\quad + (Q_{jn} Q_{nj} - P_{jn} P_{nj})^2 W_j^2(0) W_n^2(0), \\ J_j &= \int_0^1 dx \int_x^1 dx' \exp\left(-\frac{1}{z} (k_j + i\beta_j)(x' - x)\right) W_j^{-1}(|x'|), \quad (14) \\ J_{dj} &= \int_0^1 dx W_j(x) \exp\left(-\frac{1}{z} (k_j + i\beta_j)(1 - x)\right), \quad (15) \\ J_{0j} &= \int_0^1 dx W_j(0) W_j^{-1}(|x|) \exp\left(-\frac{1}{z} (k_j + i\beta_j)x\right), \quad (16) \\ d_{j,n} &= \frac{d_j}{d_n}, \quad E_j = \exp\left\{-\frac{1}{z} (k_j + i\beta_j)\right\}, \quad k_j = \frac{d_j}{l_{0j}}, \quad (17) \\ \langle \dots \rangle &= \frac{3}{2k_j} \int_0^1 dz (z - z^3) (1 - E_j) \left\{ \dots \right\}. \quad (18) \end{aligned}$$

Вероятность того, что электрон пройдет отрезок пути $[x, 1]$ без

рассеяния в объеме j -го слоя МП имеет следующий вид [13]:

$$\begin{aligned}
 W_1(x) &= \exp \left\{ -\frac{k_1}{z} A_1 C_0 \left[\gamma(1-x) - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. -(1-\gamma) \left(\operatorname{erf} \frac{1}{\sqrt{t_{11}}} - x \operatorname{erf} \frac{x}{\sqrt{t_{11}}} + \sqrt{\frac{t_{11}}{\pi}} \left(\exp \left(-\frac{1}{t_{11}} \right) - \exp \left(-\frac{x^2}{t_{11}} \right) \right) \right) \right] \right\}, \\
 W_{12}(x) &= \\
 &= \exp \left\{ -\frac{k_2 A_2 C_0}{z} \gamma \left[\operatorname{erfc} \frac{1}{\sqrt{t_{12}}} - x \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{t_{12}}} - \sqrt{\frac{t_{12}}{\pi}} \left(\exp \left(-\frac{1}{t_{12}} \right) - \exp \left(-\frac{x^2}{t_{12}} \right) \right) \right] \right\}, \\
 A_j &= l_{0j} \sigma_{effj} n_{0j}, \quad t_{1j} = \frac{4D_j}{d_j^2} t_D. \tag{19}
 \end{aligned}$$

Формулы (10)–(19) полностью решают поставленную задачу, определяя зависимость проводимости МП от времени диффузионного отжига в условиях эффекта Зондгаймера [7]. Интегралы, входящие в вышеуказанные соотношения, не могут быть выражены через элементарные функции, и дальнейший анализ изменения проводимости МП с увеличением времени диффузионного отжига возможен только на основе численного расчета.

Ниже мы проанализируем наиболее интересный с точки зрения эксперимента случай, а именно, зависимость сопротивления многослойного образца от времени диффузионного отжига при различных значениях параметров характеризующих образец. Однако прежде чем перейти непосредственно к численному анализу, проведем анализ временного изменения проводимости МП с помощью метода средней концентрации [14].

3. АНАЛИЗ ВРЕМЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ МНОГОСЛОЙНОЙ ПЛЕНКИ МЕТОДОМ СРЕДНЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Анализ изменения проводимости многослойной пленки в процессе диффузионного отжига можно провести с использованием более простого метода, а именно метода средней концентрации [14], в котором предполагается, что атомы примесей равномерно распределены в объеме слоев МП:

$$\bar{C}_j(t_D) = \frac{1}{d_j} \int_0^{d_j} dx C_j(x, t_D), \tag{20}$$

где выражения для $C_j(x, t_D)$ определены формулами (5) и (6). Выполнив интегрирование по координате для средней по толщине концентрации атомов диффузантов, получим следующие выражения:

$$\begin{aligned}\bar{C}_1 &= C_0 \left\{ \gamma - (1 - \gamma) \left[\operatorname{erf} \left(\frac{1}{t_{l1}} \right) - \left(\frac{t_{l1}}{\pi} \right)^{1/2} \left(1 - \exp \left(-\frac{1}{t_{l1}} \right) \right) \right] \right\}, \\ \bar{C}_2 &= C_0 \gamma \left\{ \operatorname{erfc} \frac{d_{2,1}}{(t_{l1} D_{2,1})^{1/2}} + d_{1,2} \left(\frac{t_{l1} D_{2,1}}{\pi} \right)^{1/2} \left(1 - \exp \left(-\frac{d_{2,1}^2}{t_{l1} D_{2,1}} \right) \right) \right\},\end{aligned}$$

где t_{l1} определено формулой (19).

Это упрощение позволяет выполнить интегрирование по координате в формуле (10) и показать, что проводимость многослойного образца равна:

$$\bar{\sigma}(t_D) = \frac{1}{d} \sum_{j=1}^2 d_j \sigma_{0j} \bar{\Phi}_j(t_D), \quad (21)$$

$$\bar{\Phi}_j = \frac{\bar{k}_j}{k_j + i\beta_j} \left\{ 1 - \frac{\bar{k}_j}{k_j + i\beta_j} \langle \bar{G}_j \rangle \right\}, \quad (22)$$

$$\begin{aligned}\bar{G}_j &= 1 - \frac{1}{\Delta} \left\{ (1 + P_{jn} \bar{E}_j)(1 + P_{nj} \bar{E}_n) - Q_{jn} Q_{nj} \bar{E}_j \bar{E}_n \right\} \left\{ \bar{C}_j (1 - P_{nj} \bar{E}_n) + \right. \\ &\quad \left. + Q_{nj} d_{n,j} \frac{\bar{k}_j + i\beta_j}{k_n + i\beta_n} \bar{E}_n \bar{C}_n \right\}, \\ \bar{C}_j &= P_{jn} (1 - \bar{E}_j) + Q_{nj} d_{n,j} \frac{\bar{k}_j + i\beta_j}{k_n + i\beta_n} (1 - \bar{E}_n), \\ \bar{\Delta} &= 1 - P_{jn}^2 \bar{E}_j^2 - P_{nj}^2 \bar{E}_n^2 - 2 Q_{jn} Q_{nj} \bar{E}_j \bar{E}_n + (Q_{jn} Q_{nj} - P_{jn} P_{nj})^2 \bar{E}_j^2 \bar{E}_n^2, \\ \bar{E}_j &= \exp \left\{ -\frac{\bar{k}_j}{z} - i \frac{\beta_j}{z} \right\}, \quad \bar{k}_j = \frac{d_j}{\bar{l}_j}, \quad \bar{l}_j = \frac{l_{0j}}{1 + A_j \bar{C}_j}.\end{aligned} \quad (23)$$

В формуле (22) угловые скобки определены выражением (18), в котором следует выполнить следующие замены: $E_j \rightarrow \bar{E}_j$, $k_j \rightarrow \bar{k}_j$.

Если магнитное поле сильное ($\beta_j \gg 1$), то интегралы в формуле (22) могут быть вычислены методом стационарной фазы [15] и для осциллирующей части размерной функции можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}_{jos} = & \frac{3\bar{k}_j}{\beta_j^4} (1 - P_{jn}) (1 - P_{jn} - Q_{nj}) e^{-\bar{k}_j} \cos \beta_j - \\ & - Q_{nj} d_{j,n}^2 (1 - P_{nj} - Q_{jn}) e^{-\bar{k}_n} \cos \beta_n + \\ & + Q_{nj} \left((1 - P_{jn}) (1 - P_{nj} - 2Q_{jn}) + Q_{jn} Q_{nj} \right) \frac{e^{-(\bar{k}_j + \bar{k}_n)}}{(1 + d_{n,j})^2} \cos(\beta_j + \beta_n) \equiv \frac{3\bar{k}_j}{\beta_j^4} \bar{\Phi}_{jos}^*. \end{aligned} \quad (24)$$

Отсюда следует, что основной вклад в осцилляционную часть размерной функции $\bar{\Phi}_{jos}$ вносят окрестности точки, где переменная интегрирования x равна единице, что соответствует опорной точке поверхности Ферми [16,17].

Монотонная часть размерной функции в сильном магнитном поле равна

$$\bar{\Phi}_{jmon} = \frac{\bar{k}_j^{-2}}{\beta_j^2} \left\{ 1 + \frac{3}{8\bar{k}_j} (1 - P_{jn} - Q_{nj}) \right\}, \quad (25)$$

и, соответственно, отношение осциллирующей части размерной функции $\bar{\Phi}_j$ (24) к ее монотонной части (25) имеет следующий вид:

$$\frac{\bar{\Phi}_{jos}}{\bar{\Phi}_{jmon}} = \frac{3/2}{\frac{d_j}{l_j} + \frac{3}{8}(1 - P_{jn} - Q_{nj})} \left(\frac{r}{d_j} \right)^2 \bar{\Phi}_{jos}^*, \quad (26)$$

где $\bar{\Phi}_{jos}^*$ определено выражением (24).

Дальнейший анализ зависимости удельного сопротивления (проводимости) возможен только с использованием численного анализа.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для проведения численного расчета, удельное сопротивление многослойного образца удобно записать в следующем виде:

$$\frac{\rho}{\rho_{01}} = \text{Re} \left\{ \frac{1 + d_{2,1}}{\Phi_1 \{1 + d_{2,1} (\sigma_{02} \Phi_2 / \sigma_{01} \Phi_1)\}} \right\}, \quad (27)$$

где размерные функции Φ_j определены выражением (12), если анализ изменения сопротивления многослойного образца вследствие взаимной диффузии металлов проводится в рамках точной модели. Если же вышеуказанный анализ изменения сопротивления МП про-

водится в рамках метода средней концентрации, то размерные функции Φ_j определены формулой (22). В формуле (27) независимыми являются параметрами $P_{jn}, Q_{jn}, d_{1,2}, D_{2,1}, A_j, k_2, \beta_j$, а остальные величины могут быть выражены через вышеуказанные параметры следующим образом: $t_{i1} = \frac{t_{i2}}{D_{2,1}d_{1,2}^2}$, $k_2 = d_{2,1}l_{1,2}k_1$, $\beta_2 = d_{2,1}\beta_1$ и т.д.

Кривые, приведенные на рис. 1, были получены численным расчетом по формуле (27) в рамках точной модели (рис. 1, а-в) с использованием метода средней концентрации (рис. 1, г) и показывают увеличение сопротивления многослойного образца с увеличением времени диффузионного отжига. Однако, как видно из рис. 1, а, это увеличение незначительное, если выполняется неравенство $t_i < 0,01$. Кроме этого в этом интервале времени отжига магнитосопротивление практически не зависит от численного значения величины A_i (рис. 1, б), что позволяет исследовать процесс диффузии при отсутствии точных значений величин A_i , значения которых определяются индивидуальными характеристиками слоев многослойного проводника.

Рисунки 1, в-г, получены в рамках точной модели (рис. 1, в) с использованием метода средней концентрации (рис. 1, г) и показывают осцилляционное изменение магнитосопротивления МП с изменением величины магнитного поля при разных временах диффузионного отжига. Видно, что с увеличением времени диффузионного отжига амплитуда осцилляций и их период увеличиваются (рис. 1, в), так как после отжига носители заряда рассеиваются не на интерфейсах многослойного образца, а на атомах примеси. Если же примеси равномерно распределены в слоях многослойного проводника, то это приводит к изменению только амплитуды осцилляций сопротивления.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, взаимная диффузия металлов оказывает существенное влияние на осцилляционный гальваномагнитный эффект в многослойных нанокристаллических пленках. При небольших временах диффузионного отжига t_D , когда эффективная глубина проникновения атомов примеси в объем образца $\sqrt{D_j t_D} \ll d_j$ толщины монокристаллических слоев МП, изменение магнитосопротивления незначительное, а его величина практически не зависит от величины A_j , значения которой определяются индивидуальными характеристиками слоев многослойного проводника. С изменением магнитного поля сопротивление МП становится осциллирующей функцией

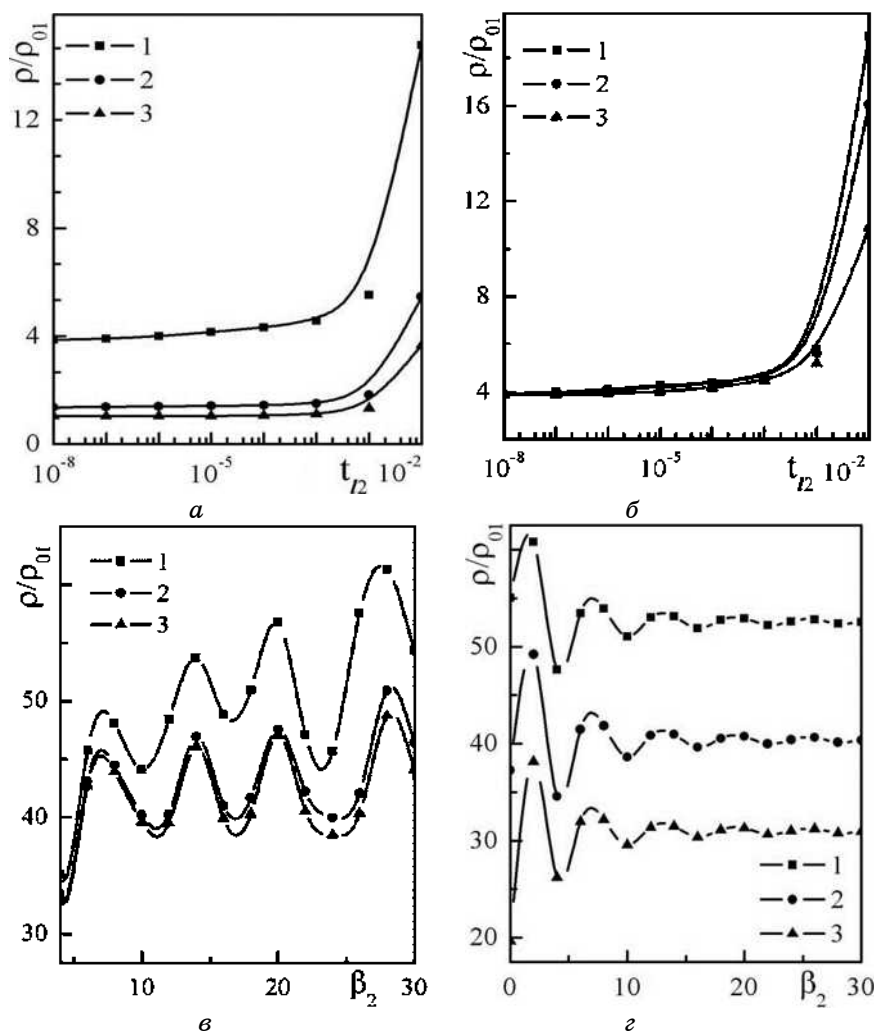


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления ρ/ρ_{01} многослойной пленки от времени диффузионного отжига t_{11} (а, б) и величины магнитного поля β_2 (в, г) при значениях параметров ($P_{12} = P_{21} = Q_{12} = Q_{21} = 0,1$; $d_{2,1} = l_{2,1} = D_{2,1} = 1$): а — $A_j = 1500, \beta_2 = 0,1$, 1 — $k_1 = 0,1$, 2 — $k_1 = 1$, 3 — $k_1 = 10$; б — $k_1 = 0,1$, $\beta_2 = 0,1$, 1 — $A_j = 3500$, 2 — $A_j = 2000$, 3 — $A_j = 500$; в — $k_1 = 0,01$, $A_j = 1500$, 1 — $t_{11} = 10^{-2}$, 2 — $t_{11} = 10^{-3}$, 3 — $t_{11} = 10^{-4}$; г — $k_1 = 0,01$, $A_j = 1500$, 1 — $t_{11} = 10^{-2}$, 2 — $t_{11} = 10^{-3}$, 3 — $t_{11} = 10^{-4}$.

амплитуды, период которой увеличивается с увеличением отжига, т.к. в этом случае электроны рассеиваются не на интерфейсах проводника, а на атомах примеси.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Гуденко, И. П. Крылов, *Письма в ЖЭТФ*, **28**, вып. 4: 243 (1978).
2. С. В. Гуденко, И. П. Крылов, *ЖЭТФ*, **86**, вып. 6: 2304 (1984).
3. Ю. А. Колесниченко, *ФНТ*, **11**, № 11: 1165 (1985).
4. Ю. А. Колесниченко, *ФНТ*, **12**, № 6: 632 (1986).
5. A. M. Chornois, L. V. Dekhtyaruk, T. P. Govorun, and A. O. Stepanenko, *Металлофиз. новейшие технол.*, **29**, № 2: 249 (2007).
6. Л. В. Дехтярук, I. Ю. Проценко, *Журнал фізичних досліджень*, **9**, № 4: 453 (2007).
7. E. H. Sondheimer, *Phys. Rev.*, **80**, No. 3: 401 (1950).
8. А. И. Райченко, *Математическая теория диффузии в приложениях* (Киев: Наукова думка: 1981).
9. М. И. Каганов, В. Б. Фикс, *ЖЭТФ*, **73**, вып. 2 (8): 753 (1977).
10. В. В. Устинов, *ФММ*, **49**, вып. 1: 31 (1980).
11. Л. В. Дехтярук, *ФХТТ*, **9**, № 4: 749 (2006).
12. L. V. Dekhtyaruk, *Central Europ. J. Phys.*, **5**, No. 1: 91 (2004).
13. Л. В. Дехтярук, И. М. Пазуха, С. И. Проценко, И. В. Чешко, *ФТТ*, **48**, вып. 10: 1729 (2006).
14. *Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции* (Ред. Дж. Поут, К. Ту, Дж. Мейер) (Москва: Мир: 1982).
15. А. Найфе, *Введение в методы возмущения* (Москва: Мир: 1984).
16. О. В. Кириченко, Ю. А. Колесниченко, *ФНТ*, **8**, № 3: 276 (1982).
17. O. A. Panchenko, P. P. Lutsishin, and S. V. Sologub, *Progr. Surface Sci.*, **69**, No. 7–8: 193 (2002).