

Вклад от изменения подвижности носителей тока в пьезорезистивный эффект в SmS

© Л.Н. Васильев, В.В. Каминский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 24 марта 1999 г.)

Исследована величина вклада от изменения подвижности носителей тока под давлением в величину пьезорезистивного эффекта в материалах на основе моносulfида самария. Исходя из расчетов и экспериментальных данных сделан вывод, что величина коэффициента пьезосопротивления всестороннего сжатия не может превышать $7 \cdot 10^{-3} \text{ МПа}^{-1}$ при $T = 300 \text{ К}$.

Пьезорезистивный эффект в моносulfиде самария носит концентрационный характер и изменение подвижности носителей тока (u) под давлением мало [1]. Однако в [2] было отмечено, что величина вклада изменения подвижности в величину пьезорезистивного эффекта в SmS и некоторых твердых растворах на его основе повышается при понижении концентрации носителей тока (n) в образцах. SmS обладает максимальным по величине пьезорезистивным эффектом среди известных материалов, поэтому представляется интересным проанализировать возможность еще большего повышения его величины за счет составляющей коэффициента пьезосопротивления, связанной с изменением подвижности.

Считая электропроводность равной $\sigma = enu$, коэффициент пьезосопротивления всестороннего сжатия можно представить в виде:

$$\pi = -\frac{d \ln \sigma}{dP} = -\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial P} - \frac{1}{u} \frac{\partial u}{\partial P} = \pi_n + \pi_u, \quad (1)$$

где π_n и π_u — концентрационная и связанная с изменением подвижности составляющие коэффициента пьезосопротивления соответственно. Выражение для подвижности носителей тока в однозонной модели для случая произвольного вырождения в приближении времени релаксации имеет вид [3]

$$u = \frac{e}{m^*} \langle \tau \rangle = \frac{N_c}{n} \int_0^\infty \tau \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) x^{3/2} dx, \quad (2)$$

где τ — эффективное время релаксации для одновременного действия двух действующих в SmS механизмов рассеяния носителей тока [4]: на акустических фоновых и на заряженных дефектах

$$\tau^{-1} = \tau_A^{-1} + \tau_I^{-1}. \quad (3)$$

Соответствующие времена релаксации имеют вид [3]

$$\tau_A = a_A (k_0 T)^{-3/2} x^{-1/2}, \quad (4)$$

$$\tau_I = a_I (k_0 T)^{3/2} x^{3/2}, \quad (5)$$

где $a_A = \frac{9\pi}{4\sqrt{2}} \frac{\bar{M} v_0 \hbar^4}{\Omega_0 C^2 m^{*3/2}}$, $a_I = \frac{\sqrt{2} m^* \varepsilon_0^2}{\pi e^4 n_l \Phi(\eta)}$, v_0 — продольная скорость звука ($\sim 10^3 \text{ м/с}$), $\bar{M} = 2M_{\text{Sm}} M_S / (M_{\text{Sm}} + M_S)$ — средняя масса атомов, характеризующая акустические колебания ($M_{\text{Sm}} = 150.4$, $M_S = 32.06$, $\bar{M} \equiv 53 \text{ а.у.}$),

m^* — эффективная масса электронов проводимости в SmS ($0.78 m_0$), ε_0 — статическая диэлектрическая постоянная ($\varepsilon_0 = 18$ для SmS [5]), C — постоянная, имеющая размерность энергии и характеризующая интенсивность взаимодействия электрона с колебаниями решетки ($C \approx \hbar^2 / (2ma^2) \approx 5 \text{ эВ}$), n_l — концентрация заряженных дефектов, Ω_0 — объем элементарной ячейки, $\Phi(\eta) = \ln(1 + \eta) - \frac{\eta}{1+\eta}$ — медленно меняющаяся функция аргумента $\eta = 8m^* \varepsilon / (\hbar^2 q^2)$. Здесь $1/q = r_0 = \left[4\sqrt{2} e^2 m^{*3/2} (k_0 T)^{1/2} / (\varepsilon_0 \hbar^3) F_{1/2}'(\mu) \right]$ — радиус локализации решения уравнения Пуассона $\nabla^2 \varphi = \frac{4\pi e}{\varepsilon_0} (n - n')$ для потенциала электрического поля, создаваемого точечным положительным зарядом иона $+e$, помещенным в начале координат, и отрицательным зарядом избытка электронов $-e(n' - n)$. Это решение обладает сферической симметрией, удовлетворяет условию $\lim_{r \rightarrow 0} \varphi = \frac{e}{\varepsilon_0 r}$ и имеет вид $\varphi = \frac{e}{\varepsilon_0 r} e^{-qr}$. С уменьшением r_0 возрастает степень экранирования потенциала рассеяния. При $T = \text{const}$ r_0 уменьшается при увеличении n .

Подставляя (3)–(5) в (2), получим

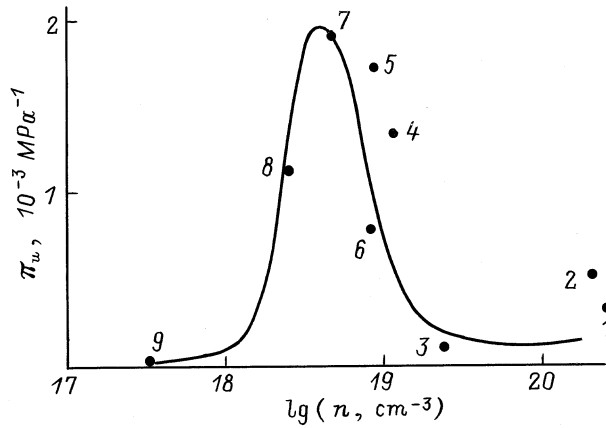
$$u = \frac{3\sqrt{\pi} u_A}{4F_{3/2}} I_\lambda, \quad (6)$$

где $I_\lambda = \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) \frac{x^3}{x^2 + \lambda} dx$. $\lambda = 6u_A / u_I$ — величина, характеризующая отношение интенсивностей рассеяния носителей тока на акустических фоновых и на заряженных дефектах: $\tau_A = (3\sqrt{\pi}/4) (m^*/e) u_A x^{-1/2}$, $\tau_I = (\sqrt{\pi}/8) (m^*/e) u_I x^{3/2}$.

Используя (6), а также интегралы Ферми ($F_n(\mu) = \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) x^n dx$, $f_0(x, \mu) = [1 + \exp(x - \mu)]^{-1}$) и их свойства, выражение для вклада в константу пьезосопротивления от изменения подвижности можно привести к виду

$$\pi_u = -\frac{d \ln(u)}{dP} = -\frac{\partial \ln(u)}{\partial \mu} \frac{\partial \mu}{\partial P} = \left(-\frac{\partial I_\lambda}{\partial \mu} + \frac{3}{2} \frac{F_{1/2}}{F_{3/2}} \right) \frac{\partial \mu}{\partial P}. \quad (7)$$

По формуле (7) при $T = 300 \text{ К}$ численным методом была рассчитана зависимость π_u от n (рисунок). При этом не



Зависимость вклада, определяемого изменением подвижности, в коэффициент пьезосопротивления всестороннего сжатия от концентрации носителей тока в образцах SmS и твердых растворов на его основе: 1 — SmS–GdS, $n = 2.56 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$; 2 — SmS–GdS, $n = 2.32 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$; 3 — SmS, $n = 2.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; 4 — SmS, $n = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; 5 — SmS, $n = 0.95 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; 6 — SmS–EuS, $n = 8.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; 7 — SmS–SmTe, $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; 8 — SmS–EuS, $n = 2.75 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; 9 — SmS–SmSe, $n = 3.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

было сделано никаких упрощений для облегчения расчета. Величина $\partial\mu/\partial P$, как и в [1], определялась из соотношения, полученного дифференцированием уравнения электронейтральности по давлению. Число заряженных дефектов было принято равным числу донорных примесей с глубиной залегания 0.0035 eV, которые полностью ионизованы при $T = 300 \text{ K}$, $n_i \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [1]. Экспериментальные точки 1–8 на рисунке были получены из зависимостей электросопротивления и коэффициента Холла от всестороннего давления [2] с помощью соотношения $\pi_u = \pi - \pi_n$. Наблюдается удовлетворительное соответствие с расчетной кривой. При понижении n расчетная кривая предсказывает уменьшение вклада в коэффициент пьезосопротивления, определяемого изменением подвижности. Для подтверждения справедливости этого нами были получены результаты, аналогичные [2], для образца твердого раствора на основе SmS с более низкой концентрацией носителей тока: SmS_{0.75}Se_{0.25} с $n = 3.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (точка 9 на рисунке). Хорошее совпадение точки 9, а также точки 8, ранее выпадавшей из общей концепции [2], с расчетной кривой подтверждает правильность расчета.

Из рисунка видно, что величина вклада определяемого изменением подвижности, существенна в интервале $n = 10^{18} - 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Кроме того, при $n < 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ тенденция поведения π_u обратна описанной в [2]: чем меньше концентрация носителей тока в образце, тем меньше относительное изменение их подвижности под давлением. Это связано с преобладанием при разных концентрациях одного из двух конкурирующих механизмов рассеяния: на акустических фонах при $n > 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ и на заряженных дефектах при $n < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. В указанном интервале концентраций под действием давления происходит не только увеличение концентрации

электронов проводимости, но и увеличение их подвижности за счет повышения степени заэкранированности заряженных дефектов. При $n > 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ этот процесс заканчивается — дефекты заэкранированы электронами проводимости.

Исходя из проведенного анализа, можно оценить максимальную величину коэффициента пьезосопротивления всестороннего сжатия, которой можно достигнуть в материалах на основе SmS. Поскольку в материалах, в которых вклад, определяемый изменением подвижности, практически не наблюдается, $\pi \approx \pi_n \leq 5 \cdot 10^{-3} \text{ MPa}^{-1}$ (например, в SmS_{0.75}Se_{0.25} $\pi = 5.0 \cdot 10^{-3} \text{ MPa}^{-1}$), а максимум кривой $\pi_u(n)$ не превышает $2 \cdot 10^{-3} \text{ MPa}^{-1}$, следует ожидать, что величина π в соединениях на основе SmS при $T = 300 \text{ K}$ не может превысить $7 \cdot 10^{-3} \text{ MPa}^{-1}$.

Список литературы

- [1] Л.Н. Васильев, В.В. Каминский. ФТТ **36**, 4, 1172 (1994).
- [2] В.В. Каминский, Н.Н. Степанов, Л.Н. Васильев, Ю.Н. Харченко, И.А. Смирнов. ФТТ **27**, 1, 77 (1985).
- [3] А.И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. Наука, М. (1978) 615 с.
- [4] А.В. Голубков, Е.В. Гончаров, В.А. Капустин, М.В. Романова, И.А. Смирнов. ФТТ **22**, 12, 3561 (1980).
- [5] V. Zelezny, J. Petzelt, V.V. Kaminski, M.V. Romanova, A.V. Golubkov. Sol. State Commun. **72**, 1, 43 (1989).