

ПЬЕЗОПРОТИВЛЕНИЕ ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОГО КРЕМНИЯ P-ТИПА.

Оразгулыев Б., Бигожа О.

Мақалада р – түрлі кремнийдің құма және көлденең пьезокедергісін зерттеу кезінде алынған тәжірибелік нәтижелер баяндалады.

Көлденең пьезокедергінің монотонды емес сипаты тоқты тасымалдаушылардың «жеңіл» кемтіктер аймағынан «ауыр» кемтіктер аймағына ауысуы және валенттік аймақтың туындауын болдырмайтын бір осьті деформация кезінде энергетикалық спектрдің қайта құрылуы салдарынан ауыр кемтіктер аймағындағы кемтіктердің эффектифтік массасы мәнінің азаюына байланысты тетіктерден болатындығы көрсетіледі.

The experimental result gat by silicon P type is led in this article by studying longitudinal and transverse pyezo resistance.

It s shown that immonotonous character of transverse resistance is determined by comparative contribution to pyezo resistance mechanism migration of current carrier from the zone of «light» holes into «heavy» holes and the mechanism connected with discreasing meaning of effective mass of holes in the zone of heavy holes in consequence of reconstruction of power spectrum with monoaxes deformation taking off degenerasy of valency zone.

Наложение сильной одноосной упругой деформации сжатия к кристаллу кремния р-типа приводит снятию вырождения в точке $k=0$ валентной зоны. При этом носители заряда переселяются из зоны легких дырок ($j = \pm \frac{3}{2}$) в зону тяжелых дырок ($j = \pm \frac{1}{2}$), а также происходит перестройка зонного спектра дырок, и в обеих зонах изоэнергетические поверхности принимают вид эллипсоида вращения с осью вращения совпадающей с осью деформации, и эффективными массами дырок $m_{\perp} > m_{\parallel}$ для нижней из расщепившихся зон ($j = \pm \frac{1}{2}$) и $m_{\perp} > m_{\parallel}$ для верхней отщепленной деформацией валентной зоны ($j = \pm \frac{3}{2}$) и изменяется анизотропия рассеяния дырок (Рисунок1) [1,2].

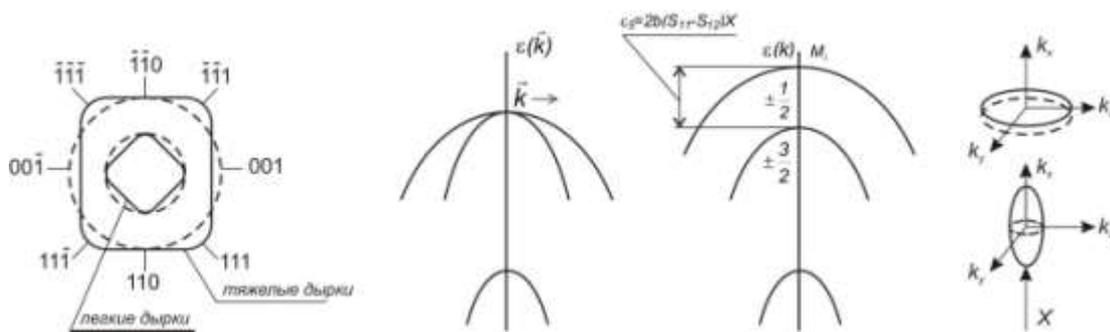


Рис. 1 – Зонная структура валентной зоны

Благодаря этому исследованию только лишь продольного пьезосопротивления не позволяет определить анизотропию подвижности дырок без изменения поперечного пьезосопротивления.

При достаточной деформации практически реализуется одноэллипсоидальная модель, так как все носители заряда сосредотачиваются в зоне $\left(j = \pm \frac{1}{2}\right)$ следовательно, можно определить параметр анизотропии подвижности следующим образом [3]:

$$\kappa = \frac{\rho_{\parallel}}{\rho_{\perp}} = \frac{m_{\parallel} \langle \tau_{\perp} \rangle}{m_{\perp} \langle \tau_{\parallel} \rangle}, \quad (1)$$

где $m_{\parallel, \perp} \langle \tau_{\parallel, \perp} \rangle$ - компоненты эффективной массы и тензора времени релаксации, усредненные по энергии, вдоль и поперек оси вращения эллипсоида, с которой совмещена ось деформирующего усилия.

Эффективные массы в таких эллипсоидах можно определить по формуле[3]:

$$m_{\parallel} = \left[A + B + 4B \frac{d}{\Delta} (s_1 - s_{12}) X \right]^{-1}, \quad m_{\perp} = \left[A - \frac{B}{2} - 2B \frac{b}{\Delta} (s_{11} - s_{112}) X \right]^{-1} \quad X \parallel [001]$$

$$m_{\parallel} = \left(A + \frac{D}{\sqrt{3}} + \frac{2}{3} D \frac{d}{\Delta} s_{44} X \right)^{-1}, \quad m_{\perp} = \left(A \frac{D}{\sqrt{3}} - \frac{D}{3} \frac{d}{\Delta} s_{44} X \right)^{-1} \quad X \parallel [111] \quad (2)$$

Здесь A, B, D - зонные параметры b и d - константы потенциала деформации,

S_{11}, S_{12} и S_{44} - упругие модули,

Δ - величина спин-орбитального расщепления [4]

В случае смешанного рассеяния, формулу (1) можно записать в виде:

$$\kappa = \frac{m_{11}}{m_1} \frac{\Phi_{0a}}{\Phi_{1a}} \frac{J_1}{J_2} \quad (3)$$

Вид функций Φ_{0a} , Φ_{1a} и интегралов J_1 , J_2 представлены в работе [5].

При больших механических напряжениях величина относительного смещения по энергии легких и тяжелых дырок определяемые отношениями:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 &= \frac{a}{\sqrt{3}} s_{44} X && X \parallel [111] \\ \varepsilon'_0 &= 2b(s_{11} - s_{12}) X && X \parallel [001] \end{aligned} \quad (4)$$

могут стать больше величины спин-орбитального расщепления Δ и могут привести к неполному насыщению пьезосопротивления.

Изоэнергетические поверхности валентных зон, расщепленных одноосной упругой деформации представляют собой эллипсоиды вращения, а при $X \parallel [110]$ - трехосные эллипсоиды с осью вращения, совпадающей с осью деформации.

На рис.2 приведены зависимости изменения сопротивления от давления для образца кремния р – типа с $\rho_{300K} = 40 \text{ ом} \cdot \text{см}$, легированного бором.

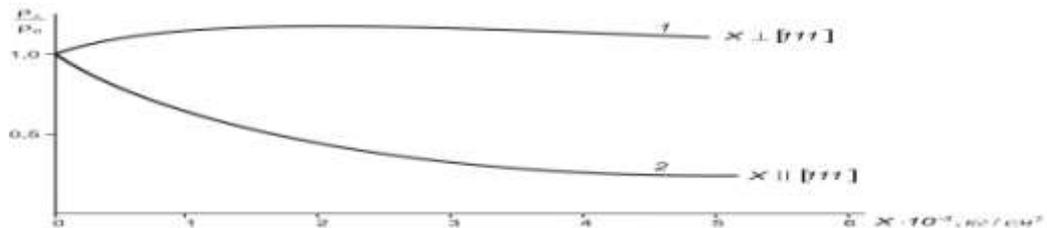


Рис. 2 – Зависимость изменения сопротивления кремния р – типа от одноосного давления. $X \perp [111]$ (кривая 1) и $X \parallel [111]$ (кривая 2), $T = 77,4^\circ\text{K}$, $\rho_{300\text{K}} = 40\text{ом}\cdot\text{см}$.

Из кривых отчетливо видно, что при больших деформациях, когда все носители сосредотачиваются в верхней из расщепившихся зон ($j = \pm \frac{1}{2}$) сопротивление при 77,4 К насыщается. При этом подвижность дырок растет почти в три раза при $X \parallel J \parallel [111]$ и незначительно уменьшается при $J \perp X \parallel [111]$.

Из кривых 1 и 2 определено отношение $\kappa_r = \frac{\langle \tau_{\parallel} \rangle}{\langle \tau_{\perp} \rangle} = 0.71$, которое указывает на то, что преобладающим механизмом рассеяния являются акустические колебания решетки.

На рис.3 представлены экспериментальные результаты, полученные изучением пьезосопротивления на более высокоомных ($\rho_{300\text{K}} = 300\text{ом}\cdot\text{см}$) кристаллах кремния р – типа. Кривые 1 и 1' представляют собой изменения продольного и поперечного сопротивления для ориентации $X \parallel [111]$ соответственно, а кривые 2 и 2' – аналогичные данные для ориентации $X \parallel [001]$. Характерные особенности представленных зависимостей могут быть объяснены на основе теории [3], предсказывающей перестройки энергетического спектра носителей заряда валентной зоны, переселения носителей тока из зоны легких дырок в зону тяжелых дырок и изменения анизотропии рассеяния при сильной одноосной деформации. При этом наиболее существенный вклад в пьезосопротивление кремния р – типа вносит перестройка энергетического спектра валентной зоны, сопровождающаяся преобразованием изоэнергетических поверхностей в виде деформированных сфер (в недеформированных кристаллах) в эллипсоиды вращения.

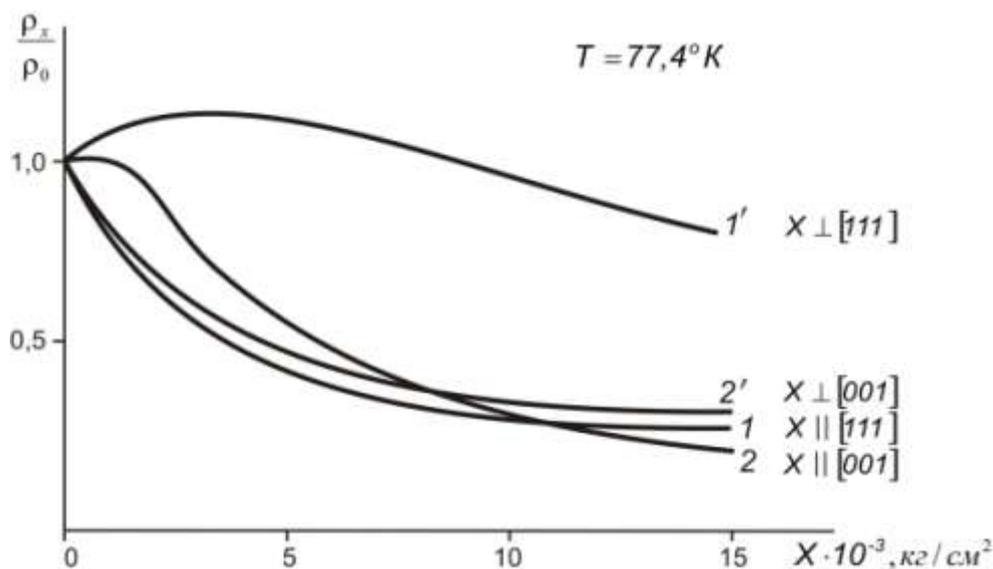


Рис. 3 – Зависимости $\frac{\rho_x}{\rho_0} = f(x)$ для образцов p – Si с удельными сопротивлениями, равными при комнатной температуре $\rho_{300\text{K}} = 300 \text{ ом} \cdot \text{см}$

Значения параметра анизотропии $\kappa = \frac{\rho_{\parallel}}{\rho_{\perp}}$, определенные по формуле (1) на основании экспериментальных данных по рис.3, представлены в таблице для $T=77,4 \text{ К}$.

Таблица Значения параметра анизотропии

Направление усилия	$\kappa = \frac{\rho_{\parallel}}{\rho_{\perp}}$	$\kappa_{ r } = \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}}$	$\kappa_r = \frac{\langle \tau_{\parallel} \rangle}{\langle \tau_{\perp} \rangle}$
001	1,7	0,76	1,3
111	4,6	0,36	1,6

Из таблицы видно, что параметр анизотропии рассеяния κ_r заметно различается для различных ориентаций оси деформации в кристалле с одинаковой концентрацией и ионизированных примесей, так и для кристаллов с разной концентрацией примеси, но при одной и той же ориентации оси деформации.

Отметим, что при наложении одноосной упругой деформации сжатия наряду с переселением легких дырок в зону тяжелых дырок (в результате

чего эффективная масса легких дырок увеличивается) происходит перестройка зонного спектра, приводящая к тому, что с увеличением деформации, тяжелые дырки становятся легче, подвижность их увеличивается, а величина пьезосопротивления естественно уменьшается.

Из рисунка видно также, что кривые пьезосопротивления при достигнутых напряжениях выходят на насыщение не полностью.

Это связано соизмеримостью величин спин-орбитального расщепления и расщепления, создаваемого деформацией.

Величина расщепления валентной зоны при одноосной упругой деформации определялось из соотношения (4) и при механических напряжениях ($X > 10^4$ кГ/см²) она превышает величину спин-орбитального расщепления ($\Delta = 0,04$ эВ).

Установлено, что анизотропия рассеяния дырок в сильнодеформированных кристаллах определяется как ориентацией оси деформации относительно кристаллографических направлений, так и концентрацией ионизированной примеси.

Показано, что немонотонный характер поперечного пьезосопротивления кремния р – типа определяется сравнимым вкладом в пьезосопротивление механизма переселения носителей тока из зоны «легких» дырок в зону «тяжелых» дырок и механизма, связанного с уменьшением значений эффективных масс дырок в зоне тяжелых дырок вследствие перестройки энергетического спектра при одноосной деформации, снимающей вырождение валентных зон.

Получено хорошее согласие экспериментальных результатов по пьезосопротивлению с расчетными.

Литература:

1. Hensel J. C., Feher G. Cyclotron Resonance in Uniaxially Stressed Silicon: Valence Band Inverse Mass Parameters and Deformation Potentials. Phys. Rev., 1963, v.129, №3, p.1041-1062.
2. Hensel J. C., Hasegamwa H., Nakayama M. Cyclotron Resonance in Uniaxially Stressed Silicon II. Nature of the Covalent Band Phys. Rev., 1963, v.138, №1A, p.A225-A238.
3. Бир Г. Л., Пикус Г. Е. – Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., «Наука», 1972г., 584с.
4. Баранский П. И., Ключков В. П., Потыкевич И. Г. – кн. Полупроводниковая электроника. Справочник. Киев-1975г. Изд. «Наукова Думка» 705с
5. Баранский П. И., Буда И. С., Даховский И. В., Коломоец В. В., - кн. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках. Киев, «Наукова Думка», 1977г.