Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 710 – 713 *20 июня 1971 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ МНОГОЗНАЧНОГО РАВНОВЕСНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. А. Кочелап, В. И. Пипа, В. Н. Писковой, В. Н. Соколов

В настоящей работе в модели деформационного потенциала рассматривается влияние на равновесное распределение электронов по эквивалентным долинам однородной деформации решетки, обусловленной свободными носителями. Если концентрация последних превосходит некоторую критическую, эта деформация, увеличивающая упругую энергию решетки, приводит к общему понижению термодинамического потенциала, связанному с уменьшением энергии носителей в части долин. В результате равновесное распределение становится многозначным [1], т. е. существуют несколько устойчивых, обеспечивающих минимум термодинамического потенциала, распределений электронов по долинам, которым соответствуют различные значения тензора деформации. При этом состояние, в котором все долины заселены одинаково, оказывается неустойчивым, а устойчивы такие состояния, которые характеризуются преимущественным заселением одной или нескольких долин.

Плотность термодинамического потенциала невырожденного однородного монополярного полупроводника, в случае полной ионизации доноров, при произвольной фиксированной деформации имеет вид

$$F = \frac{1}{2}\lambda_{ijk\ell} u_{ij} u_{k\ell} + \sum_{r=1}^{\nu} b_{ij}^{(r)} u_{ij} n_r - T\sum_{r=1}^{\nu}(n_r - n_r \ln\frac{n_r}{n_{or}}), \quad (1)$$

---

[1] Возможность многозначного междудолинного перераспределения в иной ситуации (многозначный эффект Сасаки) была предсказана в [1].

где $\lambda_{ijk\ell}$, u_{ij} и $b_{ij}^{(r)}$ – компоненты тензоров модулей упругости, деформации и постоянных деформационного потенциала; n_r – концентрация носителей r-й долины, n_{or} – концентрация в отсутствии деформации, ν – число долин. Условие равновесия – минимум F по u_{ij} и n_r, совместно с уравнением электронейтральности, приводит к следующей системе уравнений для

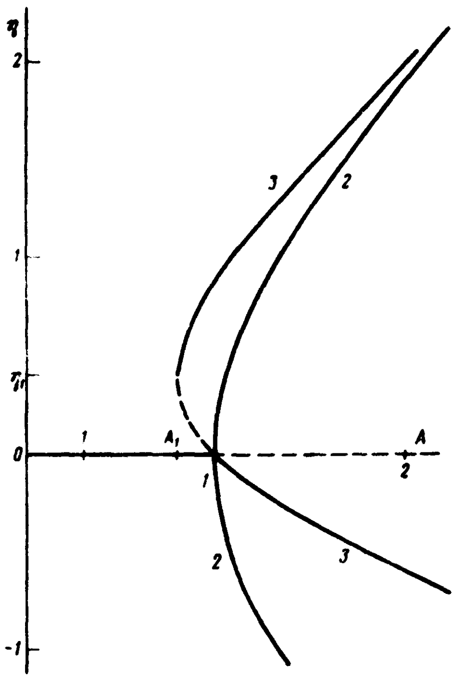
$$\lambda_{ijk\ell} u_{k\ell} = NT \frac{\partial}{\partial u_{ij}} \ln \sum_{r=1}^{\nu} \exp\left(- \frac{b_{mn}^{(r)} u_{mn}}{T}\right), \qquad (2)$$

где N – полная концентрация носителей.

Рассмотрим многодолинный кубический кристалл типа n-Ge и n-Si, для которого тензор деформационного потенциала определяется выражением

$$b_{ij}^{(r)} = b_1 \delta_{ij} + b_2 e_i^{(r)} e_j^{(r)}, \qquad (3)$$

где $e^{(r)}$ – единичный вектор, направленный в долину r. Примем для n-Ge следующую нумерацию долин (координатные оси xyz направлены вдоль кристаллографических осей четвертого порядка): 1 – [111], 2 – [$\bar{1}$11], 3 – [$\bar{1}\bar{1}$1], 4 – [1$\bar{1}$1]. Из системы (2) отделяются уравнения для диагональных компонент u_{ik} и последние не зависят от распределения электронов по долинам: $u_o = u_{xx} = u_{yy} = u_{zz} = -\dfrac{N(b_1 + \frac{1}{3}b_2)}{\lambda_2 + 2\lambda_2}$ ($\lambda_1 = \lambda_{xxxx}$, $\lambda_2 = \lambda_{xxyy}$, $\lambda_3 = \lambda_{xyxy}$). Уравнения для недиагональных компонент тензора деформации помимо тривиального решения $u_{xy} = u_{zy} = u_{zx} = 0$, соответствующего состоянию полупроводника с одинаковым заселением долин, имеют два типа решений: а) в трехкратно вырожденных решениях первого типа отлична от нуля одна недиагональная компонента, например $u_{xy} \lessgtr 0$, $u_{yz} = u_{zx} = 0$; $n_1 = n_3 \gtrless n_2 = n_4$. Обозначим $u_{xy} = (3T/2b_2)\eta$, $A = Nb_2^2/9\lambda_3 T$. Зависимость η от параметра A представлена на рисунке (кривые *1*, *2*). При $A < 1$ единственным (устойчивым) решением является тривиальное решение $\eta = 0$, $n_1 = n_2 = n_3 = n_4$. При $A > 1$ существуют три решения: тривиальное, которое становится теперь неустойчивым, и два устойчивых решения (кривая *2*); решению $\eta > 0$ соответствует неравномерное распределение $n_1 = n_3 < n_2 = n_4$, а для $\eta < 0$ – $n_1 = n_3 > n_2 = n_4$. б) В четырехкратно вырожденных решениях второго типа все недиагональные компоненты тензора деформации не равны нулю и могут отличаться только знаками. Зависимость η от A для решения $u_{xy} = u_{zy} = - u_{zx}$ представлена на рисунке кривыми *1*, *3*. Здесь имеются две критические точки – (0,1) и (η_1, A_1). До точки A_1 существует только тривиальное решение. При $A = A_1 < 1$ скачком возникает еще одно устойчивое решение, соответствующее распределению $n_4 > n_1 = n_2 = n_3$ (участок $\eta > \eta_1 > 0$ на кривой *3*). При $A > 1$ тривиальное решение неустойчиво, а решение, соответствующее на ветви 3 участку $\eta < 0$, $n_4 < n_1 = n_2 = n_3$, становится устойчивым. Исследование термодинамического потенциала показывает, что при $A > A_1 = 0{,}8$ нижайший минимум реализуется для распределения, соответствующего понижению одной из долин и повышению остальных трех – участок $\eta > \eta_1$ на кривой 3. При $b_2 = 20$ эв, $\lambda_3 = 0{,}5\cdot 10^{12}$ дн/см^2 и $T = 100$°K критическое значение $A = A_1$ достигается при $N = 4{,}8\cdot 10^{19}$ см$^{-3}$.



Устойчивые решения изображены сплошными линиями, а неустойчивые – штриховыми

В n-Si концентрации электронов в долинах, лежащих на осях x, y, z, обозначим n_1, n_2, n_3 соответственно. Из (2) и (3) следует, что все компоненты u_{ij} при $i \neq j$ равны нулю. Для диагональных компонент помимо тривиального решения существуют трехкратно вырожденные решения, соответствующие одинаковому заполнению любых двух пар долин за счет обеднения или обогащения оставшейся третьей пары. Рассмотрим для определенности решение $u_{xx} = u_{zz}$, $u_{xx} - u_{yy} \gtrless 0$, $n_2 \gtrless n_1 = n_3$. Если обозначить $u_{xx} - u_{yy} = (T/b_2)\eta$, $A = Nb_2^2/3T(\lambda_1 - \lambda_2)$, то, как следует из (2), $u_{xx} = u_{zz} = -u_0 + (T/3b_2)\eta$, а качественный вид зависимости η от A такой же, как на рисунке (кривые 1,3). В данном случае участок ветви 3, для которого $\eta > \eta_1$, соответствует распределению $n_2 > n_1 = n_3$, а устойчивая часть ветви 3 с $\eta < 0$ – $n_2 < n_1 = n_3$. Устойчивым неравномерным распределениям электронов по долинам соответствуют деформации одноосного сдвига.

Рассмотренный эффект имеет место и при вырождении электронного газа; в случае сильного вырождения в критическом параметре A следует T заменить на $\frac{2}{3}\epsilon_F$.

Авторы благодарны С.И.Пекару и З.С.Грибникову за полезное обсуждение.

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
3 мая 1971г.

Литература

[1] З.С.Грибников, В.А.Кочелап, В.В.Митин. ЖЭТФ, 59, 1828, 1970.