

УДК 621.315.592



Гайдар Г.П.

Гайдар Г.П.¹, Баранский П.И.²

¹Институт ядерных исследований НАН Украины,
просп. Науки, 47, Киев, 03680, Украина;

²Институт физики полупроводников
им. В.Е. Лашкарева НАН Украины,
просп. Науки, 45, Киев, 03028, Украина



Баранский П.И.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ АНИЗОТРОПИИ ТЕРМОЭДС В НЕДЕФОРМИРОВАННЫХ И УПРУГО ДЕФОРМИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ *n-Si* И *n-Ge*

*В рамках теории анизотропного рассеяния детально проанализированы механизмы возникновения анизотропии термоЭДС в многодолинных недеформированных и направленно деформированных полупроводниках (*n-Si* и *n-Ge*) при наличии градиента температуры. Определен тензор термоЭДС в условиях $\nabla T \neq 0$ на основе использования обобщенного закона Ома.*

Ключевые слова: германий, кремний, теория анизотропного рассеяния, анизотропия термоЭДС, тензор термоЭДС.

*In the framework of the theory of anisotropic scattering the mechanisms of appearance of the anisotropy of thermal electromotive force in multi-valley undeformed and directionally deformed semiconductors (*n-Si* and *n-Ge*) in the presence of a temperature gradient were analyzed in detail. Based on the use of the generalized Ohm's law the thermal EMF tensor was defined in terms $\nabla T \neq 0$.*

Key words: germanium, silicon, theory of anisotropic scattering, anisotropy of thermal electromotive force, thermal EMF tensor.

Введение

Электрофизические свойства полупроводников существенным образом зависят не только от анизотропии закона дисперсии и механизмов рассеяния носителей тока на фононах и примесных центрах, фононов на фононах и др. (то есть, от анизотропии на микроуровне), но и от наведенной (например, с помощью направленной упругой деформации) анизотропии всего кристалла [1-3]. Более глубокому пониманию механизмов возникновения анизотропии термоЭДС, особенностей энергетического спектра носителей заряда способствуют исследования термоэлектрических свойств одноосно упруго деформированных полупроводников, являющиеся важными не только с точки зрения фундаментальной, но также и прикладной науки [4]. Практическое значение таких исследований связано с возможностью создавать (или повышать) с помощью направленного деформирования полупроводников

анизотропию термоЭДС, которая используется в анизотропных термоэлементах, вихревых и гальванотермомагнитных преобразователях энергии [5]. Ведь именно от эффективности термоэлектрических преобразователей энергии, которые принято называть модулями, зависят, в первую очередь, возможности практического применения термоэлектричества [6].

Существенным недостатком термоэлектрически-анизотропных материалов, которые используются в промышленности, является их высокая термоэлектрическая добротность. Поскольку одним из методов увеличения последней является повышение анизотропии термоЭДС, то создание, путем деформации, большой анизотропии термоЭДС обеспечит возможность конструирования искусственных высокочувствительных анизотропных приборов с более высоким коэффициентом полезного действия.

Цель данной работы – установление особенностей анизотропии термоЭДС в недеформированных и упруго деформированных монокристаллах n -Si и n -Ge, а также определение тензора термоЭДС при наличии градиента температуры.

Анизотропное рассеяние электронов в многодолинных полупроводниках Ge и Si n -типа

Соответствующее представление об анизотропном рассеянии электронов в кристалле возникает при решении кинетического уравнения Больцмана-Лоренца для носителей заряда в твердых телах. Это уравнение для стационарных условий можно записать в виде [7]:

$$\hat{D}n_{\vec{k}} + \sum_{\vec{k}'} W_{\vec{k}\vec{k}'} (n_{\vec{k}'} - n_{\vec{k}}) = 0, \quad (1)$$

где $n_{\vec{k}}$ – равновесная функция распределения электронов; $\hat{D}n_{\vec{k}} = \frac{1}{kT} \frac{dn_{\vec{k}}^0}{dx_{\vec{k}}} (\nu_{\vec{k}}, \nabla\bar{\mu} + x_{\vec{k}} \nabla kT)$ – так называемый полевой член; $\nabla\bar{\mu} = \nabla\mu - e_0 E = \nabla(\mu + e_0\psi)$; ψ – потенциал электрического поля; e_0 – заряд электрона; $n_{\vec{k}}'$ – неравновесная добавка к функции распределения; $W_{\vec{k}\vec{k}'}$ – вероятность рассеяния электронов из состояния с квазиимпульсом \vec{k} в состояние с квазиимпульсом \vec{k}' .

В дальнейшем будем рассматривать исключительно упругое рассеяние, при котором можно считать, что квазиимпульсы \vec{k} и \vec{k}' находятся на одной и той же изоэнергетической поверхности. В этом случае вероятность рассеяния является функцией нескольких величин:

$$W_{\vec{k}\vec{k}'} = W(\varepsilon; \vartheta, \varphi, \vartheta', \varphi') \quad (2)$$

где ϑ, φ – сферические углы, характеризующие направление квазиимпульса до рассеяния; а ϑ', φ' – после рассеяния. При этом ε входит в (2) как параметр, поскольку энергия электрона при рассеянии не меняется. Поэтому в дальнейшем в запись функции W величину ε вводить не будем.

Предположим вначале, что вероятность рассеяния зависит только от угла рассеяния θ :

$$W_{\vec{k}\vec{k}'} = W(\cos\theta), \quad (3)$$

причем

$$\cos \theta = \cos \vartheta \cos \vartheta' + \sin \vartheta \sin \vartheta' \cos(\varphi - \varphi'). \quad (4)$$

Это означает, что вероятность рассеяния не зависит от того, как ориентирован внутри кристалла угол, образованный импульсами \vec{k} и \vec{k}' (рис. 1). Такое рассеяние принято называть изотропным. Следует отметить, что иногда под изотропным рассеянием понимают случай, когда $W_{\vec{k}\vec{k}'}$ вообще не зависит от θ . Однако этот случай в действительности является лишь отдельной разновидностью изотропного рассеяния.

Под анизотропным рассеянием следует понимать случай, когда $W_{\vec{k}\vec{k}'}$ зависит от углов ϑ , φ , ϑ' , φ' любым, отличающимся от зависимости (3), образом. В дальнейшем будем также предполагать, что изоэнергетическая поверхность является квадратичной (сфера, эллипсоид). Сюда же относится и случай кейновской непараболичности. Тогда компоненты скорости носителя $v_x \sim \sin \vartheta \cos \varphi$; $v_y \sim \sin \vartheta \sin \varphi$; $v_z \sim \cos \vartheta$ линейно зависят от сферических гармоник первого порядка. Решение кинетического уравнения для изотропного рассеяния имеет иной характер, чем для случая анизотропного рассеяния.

При изотропном рассеянии $W(\cos \theta)$ можно разложить в ряд по полиномам Лежандра:

$$W(\cos \theta) = \sum_l W_l P_l(\cos \theta). \quad (5)$$

А потом, пользуясь известной теоремой о сложении сферических функций

$$P_l(\cos \theta) = \sum_m Y_{lm}(\vartheta, \varphi) Y_{lm}^*(\vartheta', \varphi'), \quad (6)$$

выражение (5) можно представить в виде

$$W(\cos \theta) = \sum_{lm} W_l Y_{lm}(\vartheta, \varphi) Y_{lm}^*(\vartheta', \varphi'). \quad (7)$$

Решение кинетического уравнения в этом случае необходимо искать в виде ряда по сферическим гармоникам:

$$n_{\vec{k}}' = \sum_{lm} X_{lm}(\varepsilon) Y_{lm}(\vartheta, \varphi), \quad (8)$$

причем определению будут подлежать функции $X_{lm}(\varepsilon)$. Можно убедиться, что подстановка выражения (8) в уравнение (1) приводит к соотношению для X_{lm} в виде:

$$L_l X_{lm}(\varepsilon) = D_m \delta_{l1}, \quad (9)$$

где L_l определенным образом находится через коэффициенты W_l . Отсюда следует, что все $X_{lm}(\varepsilon)$, за исключением $X_{1m}(\varepsilon)$, равны нулю, и таким образом получается известное решение кинетического уравнения при изотропном рассеянии.

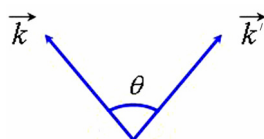


Рис. 1. Угол, образованный квазиимпульсами \vec{k} и \vec{k}' .

В случае же анизотропного рассеяния разложение $W_{\bar{k}\bar{k}}$ по сферическим гармоникам имеет вид

$$W_{\bar{k}\bar{k}} = \sum_{l m m'} W_{l l'}^{m m'} Y_{l m}(\vartheta, \varphi) Y_{l m'}^*(\vartheta', \varphi'). \quad (10)$$

Итак, фундаментальное отличие анизотропного рассеяния от изотропного заключается в том, что в случае анизотропного рассеяния коэффициенты разложения $W_{l l'}^{m m'}$, во-первых, зависят от m и, во-вторых, являются недиагональными как по l , так и по m . Это приводит к тому, что при анизотропном рассеянии для неизвестных функций $X_{l m}(\varepsilon)$ получаем не автономное уравнение, а систему связанных уравнений

$$\sum_{l m'} L_{l l'}^{m m'} X_{l m'}(\varepsilon) = D_m \delta_{l 1}. \quad (11)$$

И для нахождения кинетических коэффициентов нужно знать не всю функцию распределения, которая задается рядом (8), а лишь, так называемую, укороченную функцию

$$\bar{n}_{\bar{k}}' = \sum_m X_{1 m}(\varepsilon) Y_{1 m}(\vartheta, \varphi), \quad (12)$$

поскольку, в связи с выше указанным, для носителей заряда с квадратичной изоэнергетической поверхностью скорости носителей заряда пропорциональны сферическим гармоникам первого порядка.

В математическом плане построение теории анизотропного рассеяния сводится именно к разработке методов определения $X_{1 m}(\varepsilon)$ из системы (11) [8, 9], а отличие анизотропного рассеяния от изотропного в содержательном смысле сводится к тому, что в случае анизотропного рассеяния, релаксационные свойства системы носителей определяются не одним коэффициентом L_1 , а определенными комбинациями всей совокупности коэффициентов разложения $L_{l l'}^{m m'}$. Именно поэтому вместо времени релаксации необходимо вводить тензор времени релаксации. При этом, конечно, меняются температурные и концентрационные зависимости кинетических коэффициентов, их зависимости от напряженности магнитного поля и других факторов внешнего влияния.

Анизотропия рассеяния может быть обусловлена в многодолинных полупроводниках разными причинами, а именно: анизотропией рассеивающего потенциала (пьезоэлектрические полупроводники, рассеяние на ионах в кристаллах с анизотропией диэлектрической постоянной), анизотропией фононного спектра, анизотропией энергетического спектра носителей. В последнем случае рассеяние носителей заряда описывается рядом параметров, например, не постоянной деформационного потенциала (как в случае изотропного рассеяния), а тензором постоянных деформационного потенциала, не значением эффективной массы, а компонентами тензора эффективной массы и др. Теория анизотропного рассеяния позволяет находить зависимость экспериментально измеряемых величин от упомянутых параметров, чего нельзя достичь с помощью теории изотропного рассеяния.

Определение тензора термоЭДС

Открытое в 1823 г. явление Зеебека (или термоэлектрический эффект) состоит в возникновении в проводнике, при наличии перепада температуры, электрического поля, которое в этом случае называется термоэлектрическим.

Обобщенный закон Ома, который связывает между собой векторы плотности тока \vec{j} и напряженности электрического поля $\vec{\varepsilon}$ при наличии градиента температуры $grad T \equiv \nabla T$, для анизотропных сред можно записать в виде [9]:

$$\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{\varepsilon} - \hat{\sigma} \hat{\alpha} \nabla T, \quad (13)$$

где $\hat{\sigma}$ и $\hat{\alpha}$ – тензоры второго ранга электропроводности и термоЭДС, соответственно. Если ввести обозначение

$$\hat{b} = \hat{\sigma} \hat{\alpha}, \quad (14)$$

это выражение (13) можно записать следующим образом:

$$\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{\varepsilon} - \hat{b} \nabla T, \quad (15)$$

или в компонентах

$$j_i = \sigma_{ik} \varepsilon_k - b_{il} \nabla_l T, \quad (16)$$

где

$$b_{il} = \sigma_{im} \alpha_{ml}. \quad (17)$$

Напряженность термоэлектрического поля находят из условия отсутствия электрического тока. Если в (13) положить $\vec{j} = 0$, то получим следующее выражение для напряженности термоэлектрического поля:

$$\vec{\varepsilon} = \hat{\alpha} \nabla T, \quad (18)$$

или в компонентах

$$\varepsilon_i = \alpha_{ik} \nabla_k T. \quad (19)$$

Формула (18), которая дает линейную зависимость напряженности термоэлектрического поля от градиента температуры, представляет собой первый член разложения $\vec{\varepsilon}$ по ∇T и определяет термоэлектрический эффект в рамках линейной по ∇T теории, правомерной при незначительных градиентах температуры, когда можно пренебречь членами разложения с высшими степенями.

На основе (14), тензор коэффициентов термоЭДС определяется следующим образом:

$$\hat{\alpha} = \hat{\sigma}^{-1} \hat{b}. \quad (20)$$

С другой стороны, на основе кинетической теории, плотность тока можно представить как

$$\vec{j} = e \int_0^{\infty} \psi_1(E) \vec{v} g(E_k) dE_k, \quad (21)$$

где e – заряд электрона, \vec{v} – групповая скорость носителей, $g(E_k)$ – плотность состояний, E – полная энергия носителей, E_k – кинетическая энергия носителей, ψ_1 – добавка к равновесной функции распределения при наличии возмущающих полей, то есть:

$$\psi = \psi_0 + \psi_1. \quad (22)$$

Из кинетического уравнения Больцмана

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{\text{поле}} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{\text{соуд}} \quad (23)$$

для стационарных условий и в приближении времени релаксации для ψ_1 (в соответствии с [10]) получим

$$\psi_1 = -\tau \frac{\partial \psi_0}{\partial E} \left[\frac{\mu - E}{T} \nabla T - \nabla(\mu + eV) \vec{v} \right], \quad (24)$$

где τ – время релаксации, μ – химический потенциал, T – абсолютная температура, V – электрический потенциал. В формуле (23) $\left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{\text{поле}}$ – полевой член, который определяет скорость изменения функции распределения ψ в результате непрерывного движения электронов в обычном (геометрическом) пространстве и в пространстве скоростей, $\left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{\text{соуд}}$ – член столкновений, который определяет скорость изменения ψ в результате столкновения (рассеяния) электронов.

Подставив (24) в (21) и сравнив полученное выражение с формулой (15), записанной для изотропного случая, когда b и σ – скалярные величины, найдем их (b и σ) и на основании (20), в изотропном случае для коэффициента термоЭДС получим отношение:

$$\alpha = \frac{k_0}{e} \left[\frac{\int_0^{\infty} \tau(E_k) \frac{\partial \psi_0}{\partial E} E \vec{v}^2 g(E_k) dE_k}{k_0 T \int_0^{\infty} \tau(E_k) \frac{\partial \psi_0}{\partial E} \vec{v}^2 g(E_k) dE_k} - \mu^* \right], \quad (25)$$

или

$$\alpha = \frac{k_0}{e} \left[\frac{\iiint_{-\infty}^{\infty} \tau \frac{\partial \psi_0}{\partial E} E \vec{v}^2 d^3 \vec{k}}{k_0 T \iiint_{-\infty}^{\infty} \tau \frac{\partial \psi_0}{\partial E} \vec{v}^2 d^3 \vec{k}} - \mu^* \right], \quad (26)$$

где k_0 – постоянная Больцмана, $\mu^* = \frac{\mu}{k_0 T}$ – приведенный химический потенциал. В (26)

интегралы берутся по пространству квазиимпульсов.

В общем случае несферических поверхностей постоянной энергии носителей заряда время релаксации – тензор второго ранга. Записав (15) и (21) в главных осях тензора обратной эффективной массы, для компонент тензора термоЭДС электронов, которые принадлежат одному минимуму, получим следующее выражение:

$$\alpha_{ii} = \frac{k_0}{e} \left[\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int \tau_{ii} \frac{\partial \Psi_0}{\partial E} E v_i^2 d^3 \vec{k}}{k_0 T \int_{-\infty}^{\infty} \int \tau_{ii} \frac{\partial \Psi_0}{\partial E} v_i^2 d^3 \vec{k}} - \mu^* \right]. \quad (27)$$

Механизмы возникновения анизотропии термоЭДС

Анизотропия электропроводности, теплопроводности и ряда других физических свойств характерна (в той или иной мере) для всех некубических кристаллов. Однако анизотропия термоЭДС – явление довольно редкое, поскольку для ее проявления должен выполняться ряд специфических условий. Для анизотропии электропроводности, например, достаточно иметь или анизотропный спектр энергии, или анизотропный закон рассеяния, или то и другое вместе.

Иначе складывается ситуация с анизотропией термоЭДС. Согласно теории анизотропного рассеяния, развитой на основе метода решения кинетического уравнения [8], влияние анизотропии рассеяния на кинетические коэффициенты для таких наиболее распространенных механизмов рассеяния, как рассеяние на акустических и оптических фононах, на ионизированных и нейтральных примесях (диполях), учитывается тензором времени релаксации, который имеет следующий вид:

$$\tau_{ii} = \lambda_{ii} E_k^r. \quad (28)$$

При этом тензорный характер времени релаксации описывается коэффициентами λ_{ii} , которые не зависят от энергии, но являются функциями анизотропии эффективной массы. Показатель степени r зависит от типа рассеяния носителей заряда в кристалле. При рассеянии на акустических колебаниях решетки и на оптических при температурах выше температуры Дебая

(θ) $r = -\frac{1}{2}$, при рассеянии на оптических колебаниях при $T < \theta$ $r = 0$, при рассеянии на ионизированных примесях $r = \frac{3}{2}$.

Если подставить (28) в (27), то коэффициент λ_{ii} сократится и для α_{ii} получим скалярное выражение. Таким образом, если есть один тип носителей заряда и один механизм рассеяния, то термоЭДС будет изотропной, какой бы сильной не была анизотропия эффективной массы носителей заряда. Этот результат был использован авторами [11] при рассмотрении многодолинной модели. Он приемлем, как для изотропного закона дисперсии $E(\vec{k})$, так и для анизотропного параболического и непараболического эллипсоидального (Кейновская модель).

Вероятно, именно с этим связано и то обстоятельство, что анизотропия термоЭДС встречается значительно реже, чем анизотропия электропроводности.

Если $E(k_i)$ характеризуется разной зависимостью вдоль разных направлений (непараболический и неэллипсоидальный закон дисперсии), то в этом случае (даже при одном типе носителей и одном механизме рассеяния) может существовать анизотропия термоЭДС, что было отмечено еще в работе [12].

Следует заметить, что при рассеянии на ионах примесей время релаксации в виде (28) является некоторым приближением. Согласно [8], коэффициенты λ_{ii}^u зависят от энергии, причем эта зависимость различная для разных направлений в кристалле. При подстановке (28) в (27) $\lambda_{ii}^u(E)$ в этом случае не сократятся, и вследствие того, что они разные для разных направлений, α_{ii} для различных i будут отличаться между собой. То есть, в этом случае будет наблюдаться анизотропия термоЭДС. Этот механизм возникновения анизотропии термоЭДС характерен для сильно легированных полупроводников.

В случае одного типа носителей и двух механизмов рассеяния, которые описываются временами релаксации $\tau_{ii}^{(1)} = \lambda_{ii}^{(1)} E^{r_1}$ и $\tau_{ii}^{(2)} = \lambda_{ii}^{(2)} E^{r_2}$, поскольку слагаются обратные времена релаксации, получим

$$\tau_{ii} = \frac{\lambda_{ii}^{(1)} \lambda_{ii}^{(2)} E^{r_1+r_2}}{\lambda_{ii}^{(1)} E^{r_1} + \lambda_{ii}^{(2)} E^{r_2}}. \quad (29)$$

Подстановка (29) в (27) приводит к выражению

$$\alpha_{ii} = \frac{\int \frac{E^{r_1+r_2}}{\lambda_{ii}^{(1)} E^{r_1} + \lambda_{ii}^{(2)} E^{r_2}} \frac{\partial \Psi_0}{\partial E} v_i^2 (E - \mu) d^3 \vec{k}}{eT \int \frac{E^{r_1+r_2}}{\lambda_{ii}^{(1)} E^{r_1} + \lambda_{ii}^{(2)} E^{r_2}} \frac{\partial \Psi_0}{\partial E} v_i^2 d^3 \vec{k}}. \quad (30)$$

В этом случае тензор термоЭДС не сводится к скаляру и термоЭДС будет анизотропной. Итак, одной из причин возникновения анизотропии термоЭДС может быть наличие двух (или нескольких) механизмов анизотропного рассеяния. Однако анизотропия термоЭДС, обусловленная совокупным действием нескольких механизмов рассеяния, небольшая и при рассеянии на фононах и ионах, ионах и диполях, фононах, ионах и диполях составляет $0.1 \div 25.0$ мкВ/град.

Второй причиной анизотропии термоЭДС может быть наличие двух (или большего числа) типов носителей заряда при одном механизме рассеяния, если хотя бы одна группа носителей характеризуется анизотропной электропроводностью и коэффициенты их парциальных термоЭДС разные. Это обусловлено тем, что термоЭДС, в отличие от электропроводности, не является величиной аддитивной. Действительно, обозначим через $j_i^{(1)}$ и $j_i^{(2)}$ плотности тока носителей типа "1" и "2" и запишем для них обобщенный закон Ома (16):

$$\left. \begin{aligned} j_i^{(1)} &= \sigma_{ii}^{(1)} \varepsilon_i - b_{ii}^{(1)} \frac{\partial T}{\partial x_i}, \\ j_i^{(2)} &= \sigma_{ii}^{(2)} \varepsilon_i - b_{ii}^{(2)} \frac{\partial T}{\partial x_i}. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Суммарная плотность тока равна:

$$j_i = j_i^{(1)} + j_i^{(2)} = \left(\sigma_{ii}^{(1)} + \sigma_{ii}^{(2)} \right) \varepsilon_i - \left(b_{ii}^{(1)} + b_{ii}^{(2)} \right) \frac{\partial T}{\partial x_i} = \sigma_{ii} \varepsilon_i - b_{ii} \frac{\partial T}{\partial x_i}. \quad (32)$$

Из условия $j_i = 0$ для термоэлектрического поля получим выражение

$$\varepsilon_i = \frac{b_{ii}}{\sigma_{ii}} \frac{\partial T}{\partial x_i} = \frac{b_{ii}^{(1)} + b_{ii}^{(2)}}{\sigma_{ii}^{(1)} + \sigma_{ii}^{(2)}} \frac{\partial T}{\partial x_i}. \quad (33)$$

Откуда для тензора термоЭДС будем иметь соотношение:

$$\alpha_{ii} = \frac{b_{ii}^{(1)} + b_{ii}^{(2)}}{\sigma_{ii}^{(1)} + \sigma_{ii}^{(2)}}. \quad (34)$$

Подставив b_{ii} на основании (17) и учитывая, что термоЭДС одной группы носителей заряда при одном механизме рассеяния изотропная, получим окончательно:

$$\alpha_{ii} = \frac{\alpha^{(1)} \sigma_{ii}^{(1)} + \alpha^{(2)} \sigma_{ii}^{(2)}}{\sigma_{ii}^{(1)} + \sigma_{ii}^{(2)}}, \quad (35)$$

а различие двух компонент тензора термоЭДС $\hat{\alpha}$ при этом выражается формулой

$$\Delta\alpha = \alpha_{11} - \alpha_{22} = \frac{\left(\sigma_{11}^{(1)} \sigma_{22}^{(1)} - \sigma_{11}^{(2)} \sigma_{22}^{(2)} \right) \left(\alpha^{(1)} - \alpha^{(2)} \right)}{\left(\sigma_{11}^{(1)} + \sigma_{11}^{(2)} \right) \left(\sigma_{22}^{(1)} + \sigma_{22}^{(2)} \right)}. \quad (36)$$

Выражение (36) наводит на мысль, что даже при изотропных парциальных коэффициентах термоЭДС, термоЭДС всего полупроводника может быть анизотропной, если электропроводность каждого вида носителей, или хотя бы одного из них, носит анизотропный характер. При этом, конечно, парциальные термоЭДС должны быть разными. Вероятно, этот механизм анизотропии термоЭДС реализуется в полупроводниках орторомбической сингонии *CdSb* и *ZnSb* и в чистом *Bi* в области смешанной проводимости. Величина $\Delta\alpha$ в этом случае может достигать ~ 300 мкВ/град.

Анизотропия термоЭДС, обусловленная наличием нескольких групп носителей заряда с различными термоэлектрическими свойствами и анизотропными электропроводностями, может искусственно создаваться путем направленного деформирования многодолинных полупроводников типа *n-Ge* и *n-Si*. Ведь действительно, направленное упругое деформирование таких кристаллов (за исключением направлений $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [100]$ в случае *n-Ge* и $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [111]$ – в *n-Si*) будет приводить к снятию эквивалентности минимумов энергии [13] и

межминимумному перераспределению электронов. Поскольку кинетические свойства электронов, которые принадлежат разным долинам (минимумам энергии), теперь различные вследствие их разной заселенности, а электропроводность каждой из этих групп сильно анизотропна, то согласно (35), термоЭДС всего кристалла станет анизотропной. Появления особенно большой анизотропии можно ожидать в области смешанной проводимости, поскольку одноосное деформирование *Ge* и *Si* приводит к снятию вырождения зон легких и тяжелых дырок в точке $\vec{k} = 0$ пространства квазиимпульсов и к появлению значительной анизотропии электропроводности дырок. Таким образом, одноосная упругая деформация может предопределять появление анизотропии термоЭДС даже в материалах, которые в недеформированном состоянии в термоэлектрическом отношении являются полностью изотропными.

Существует еще один механизм возникновения анизотропии термоЭДС, связанный с проявлением эффекта увлечения электронов фононами. При анизотропном характере энергетического спектра носителей заряда фононная термоЭДС – анизотропна. При этом анизотропия термоЭДС может иметь место даже при одном типе (разновидности) носителей и одном механизме рассеяния, в отличие от диффузной термоЭДС, проанализированной выше.

Выводы

1. Рассмотрены пути использования теории анизотропного рассеяния для анализа кинетических явлений при наличии и в отсутствие градиента температуры на исследуемых кристаллах *n-Ge* и *n-Si*.

2. На основе использования обобщенного закона Ома обосновано определение тензора термоЭДС при нахождении кристалла в условиях $\nabla T \neq 0$.

3. Детально проанализированы наиболее важные механизмы возникновения анизотропии термоЭДС и обращено внимание на особенности этой анизотропии в многодолинных полупроводниках (*n-Ge* и *n-Si*) при их направленном (одноосном) упругом деформировании.

Литература

1. Гайдар Г.П. Механізми формування анізотропії термоелектричних і термомагнітних явищ у багатодолинних напівпровідниках / Г.П. Гайдар // Фізика і хімія твердого тіла. – 2013. – Т. 14, № 1. – С. 7 – 20.
2. Гайдар Г.П. Кинетика электронных процессов в Si и Ge в полях внешних воздействий / Г.П. Гайдар. – Монография. – Saarbrücken, Deutschland: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2015. – 268 с.
3. Баранский П.И. Термоэлектрические и термомагнитные явления в многодолинных полупроводниках / П.И. Баранский, И.С. Буда, В.В. Савяк. – К.: Наук. думка, 1992. – 269 с.
4. Gaidar G. Optimization of the thermoelectric figure of merit in the transmutation-doped and ordinary *n-Si* crystals / G. Gaidar, P. Baranskii // Phys. Status Solidi A. – 2015. – Vol. 212, No. 10. – P. 2146–2153.
5. Анатычук Л.И. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник /

- Л.И. Анатычук. – К.: Наук. думка, 1979. – 767 с.
6. Анатычук Л.И. Термоэлектричество. Т. IV. Функционально-градиентные термоэлектрические материалы / Л.И. Анатычук, Л.Н. Вихор. – Киев-Черновцы: Институт термоэлектричества. – 2012. – 180 с.
 7. Электрические и гальваноманнитные явления в анизотропных полупроводниках / П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский, В.В. Коломоец. – К.: Наук. думка, 1977. – 270 с.
 8. Самойлович А.Г. Теория анизотропного рассеяния / А.Г. Самойлович, И.С. Буда, И.В. Даховский // ФТП. – 1973. – Т. 7, № 4. – С. 859. – ДЭ 750 от 2 декабря 1972.
 9. Баранский П.И. Теория термоэлектрических и термомагнитных явлений в анизотропных полупроводниках / П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский. – К.: Наук. думка, 1987. – 272 с.
 10. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников / А.И. Ансельм. – М.: Наука, 1978. – 616 с.
 11. Samoilovich A.G. On the Theory of Anisotropic Thermoelectric power in Semiconductors / A.G. Samoilovich, M.V. Nitsovich, V.M. Nitsovich // Phys. Status Solidi B. – 1966. – Vol. 16, № 2. – P. 459 – 465.
 12. Анизотропия кинетических коэффициентов в дисилициде хрома / В.И. Кайданов, В.А. Целищев, А.П. Усов, Л.Д. Дудкин, В.К. Воронов, Н.Н. Трусова. – ФТП. – 1970. – Т. 4, № 7. – С. 1338 – 1345.
 13. Проблеми діагностики реальних напівпровідникових кристалів / П.І. Баранський, О.Є. Беляєв, Г.П. Гайдар, В.П. Кладько, А.В. Кучук. – К.: Наук. думка, 2014. – 462 с.

Поступила в редакцию 10.01.2016.