ФТП, том 22, вып. 2, 1988

ТЕНЗОР НЕРНСТА—ЭТТИНГСГАУЗЕНА В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ

Буда И. С., Баранский П. И.

Известно, что эффект увлечения электронов длинноволновыми фононами вносит при определенных условиях решающий вклад в величину термомагнитных коэффициентов, измерение которых позволяет получать конкретную информацию относительно механизма фонон-фононного взаимодействия в многодолинных полупроводниках и определять некоторые параметры, относящиеся к фононной подсистеме [1–3]. Поскольку в обычных условиях электроны увлекаются длинноволновыми фононами как продольной, так и поперечной поляризаций, то по измеренным термомагнитным коэффициентам могут быть определены фононные параметры, включающие в себя одновременно характеристики фононов обеих поляризаций [1, 4].

Возникает вопрос, нельзя ли создать условия, при которых электроны увлекались бы фононами лишь одной какой-либо поляризации, что позволило бы соответствующий вклад в изучаемое явление, обеспечиваемый фононами этой поляризации, выделить в чистом виде. Ответ на этот вопрос и составляет основное содержание данного сообщения.

Не четные по магнитному полю термомагнитные явления в анизотропных средах описывают компоненты термомагнитного тензора $\hat{\alpha}^{-}(\mathbf{H})$, который в слабом магнитном поле может быть записан в виде [5, 6]

$$\hat{\alpha}^{-}(\mathbf{H}) = -\hat{S}\mathbf{H} - \hat{e}(\hat{Q}\mathbf{H}). \tag{1}$$

Здесь $\hat{S}$ — симметричный по первым двум индексам тензор третьего ранга, описывающий коммутационные эффекты в некубических (или в одноосно деформированных кубических) полупроводниках, $\hat{Q}$ — несимметричный тензор второго ранга (тензор Нернста—Эттингсгаузена), $\hat{e}$ — тензор Леви—Чивита.

Важнейшие свойства электронной составляющей тензоров $\hat{S}$ и $\hat{Q}$ подробно обсуждены в работах [7–9]. Используя изложенные там методы, можно показать, что фононная часть тензора $\hat{Q}$ имеет вид

$$\hat{Q}^{(j)}(X) = \alpha_{\perp}^{(j)} \frac{R_{\perp}}{\rho_0} \frac{2K+1}{K+2} \frac{1}{2K^2} \frac{1}{\Lambda} \Big\{ (\xi_1^{(j)} - \xi_2^{(j)}) \Big[(K+K_j)\hat{I} + $$
$$+ (K-K_j)\hat{C} + \frac{(K+K_j)(K-1)^2}{K} (\hat{I}\,\mathrm{Sp}\,\hat{F} - \hat{F}) + \frac{(K-K_j)(K-1)^2}{K} \times $$
$$\times (\hat{C}\,\mathrm{Sp}\,\hat{F} - \hat{I}\det\hat{C}) \Big] - 2\xi_2^{(j)}(K_j-1)(K-1)\Big(\hat{F} - \frac{K-1}{K_1}\hat{I}\det\hat{C}\Big)\Big\}, \tag{2}$$

где $\alpha_{\perp}^{(j)}$ — «поперечная» компонента тензора термоэдс увлечения электронов, принадлежащих одной долине, фононами поляризации j; K_j — параметр анизотропии термоэдс увлечения фононами поляризации j [2];

$$\xi_1^{(j)} = \frac{\Gamma(5/2 - q - m_j)}{\Gamma(5/2 - q)}, \quad \xi_2^{(j)} = \frac{\Gamma(5/2 - 2q - m_j)}{\Gamma(5/2 - 2q)}, \tag{3}$$

q — показатель степенной зависимости тензора подвижности от энергии электрона в соотношении

$$\hat{\mu}(\mathscr{E}) = \hat{\mu}(T)\left(\frac{\mathscr{E}}{kT}\right)^{-q}, \tag{4}$$

m_j — число в показателе степенной зависимости времени релаксации длинноволновых фононов от частоты,

$$\tau_{\mathbf{f}j} \sim \left(\frac{\hbar\omega_{\mathbf{f}j}}{kT}\right)^{-(2m_j+1)} \tag{5}$$

В отличие от электронной части [см. формулу (25) работы [7]] тензор фононной составляющей $\hat{Q}^{(j)}(X)$, согласно формуле (2), полностью симметричен. С учетом данных работы [3], определяющих $m_j=0.5-n_j=0$ для поперечных фононов, разность $(\xi_1^{(j)}-\xi_2^{(j)})$ вместе с многочленом, содержащимся в квадратных скобках выражения (2), обращаются в нуль, а следовательно, значение $\hat{Q}$ в выражении (2) определяется вторым членом, записанным в фигурной скобке. Причем значение этого слагаемого всецело определяется анизотропией подвижности [множитель $(K-1)$] и анизотропией электрон-фононного увлечения [множитель (K_j-1)]. Из этого следует, что в изотропных полупроводниках вклад поперечных фононов в $\hat{Q}$ полностью отсутствует и значение этого тензора в рассматриваемом случае всецело определяется лишь фононами продольной поляризации, что находится в полном соответствии с известными опытными данными. Именно так обстоит дело при произвольных углах деформации γ и произвольных значениях механических напряжений X, за исключением специально подобранных расположений оси деформации по отношению к главным осям изоэнергетических эллипсоидов. Рассмотрим некоторые из них.

а) В условиях однодолинной модели, что соответствует ориентациям механического напряжения $\mathbf{X} \| [111]$ в n-Ge и $\mathbf{X} \| [001]$ в n-Si, при достаточно больших значениях напряжения сжатия X вклад поперечных фононов в тензор $\hat{Q}$ устремляется к нулю, и величина эффекта Нернста—Эттингсгаузена всецело определяется фононами продольной поляризации. При слабых и промежуточных значениях X тензор $\hat{Q}^{(j)}$ в рассматриваемых условиях диагонален, причем в обоих полупроводниках $Q_{11}^{(j)} \neq Q_{22}^{(j)} = Q_{33}^{(j)}$.

б) В случае двухдолинной модели по две компоненты (Q_{11}^{Φ}, Q_{22}^{Φ} в n-Ge и $Q_{11}^{\Phi} = Q_{33}^{\Phi}$ в n-Si), как и в случае однодолинной модели, определяются лишь фононами продольной поляризации, тогда как по одной компоненте (Q_{33}^{Φ} в n-Ge и Q_{22}^{Φ} в n-Si) определяются вкладом как продольных, так и поперечных фононов. При этом компоненты, связанные с проявлением фононов обеих поляризаций в n-Ge и n-Si, полностью определяются совместным проявлением анизотропии подвижности ($K \neq 1$) и анизотропии термоэдс увлечения ($K_j \neq 1$).

В отсутствие деформации (т. е. при $X=0$), когда реализуется многодолинная модель в Ge и Si n-типа, тензор Нернста—Эттингсгаузена из-за кубической симметрии кристалла вырождается в скаляр, имеющий смысл коэффициента поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена ($Q_{\perp}^{\Phi}$). В этом случае, по нашим оценкам, вклад поперечных и продольных фононов в эффект Нернста—Эттингсгаузена сравним.

Литература

[1] Баранский П. И., Буда И. С., Коломоец В. В., Сусь Б. А., Черныш В. В. Пьезотермомагнитный аналог эффекта Грабнера в n-Ge. — ФТП, 1975, т. 10, в. 1, с. 172—174.

[2] Баранский П. И., Буда И. С., Коломоец В. В., Самойлович А. Г., Сусь Б. А., Черныш В. В. Фонон-фононная релаксация при эффектах увлечения в n-германии. — ФТП, 1975, т. 9, в. 9, с. 1680—1684.

[3] Баранский П. И., Савяк В. В., Щербина Л. А. Исследование фундаментальных параметров, определяющих фонон-фононную релаксацию в n-кремнии. — ФТП, 1980, т. 14, в. 2, с. 393—396.

[4] Баранский П. И., Буда И. С., Коломоец В. В., Самойлович А. Г., Сусь Б. А. Исследование анизотропии эффекта увлечения электронов фононами в n-германии. — ФТП, 1974, т. 8, в. 11, с. 2159—2163.

[5] Baranskii P. I., Buda I. S., Dakhovskii I. V., Samoilovich A. G. — Phys. St. Sol. (b), 1975, v. 67, p. 291—299.

[6] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. М., 1975. 680 с.

[7] Буда И. С., Баранский П. И. Тензор Нернста—Эттингсгаузена в одноосно деформированных полупроводниках кубической системы. — ФТП, 1985, т. 19, в. 3, с. 497—501.

[8] Буда И. С., Баранский П. И., Боренко В. С. Тензор Нернста—Эттингсгаузена в одноосно деформированных n-Si и n-Ge. II. — ФТП, 1985, т. 19, в. 10, с. 1774—1779.

[9] Буда И. С., Баранский П. И., Боренко В. С. Коммутационный эффект в одноосно деформированных n-Si и n-Ge. III. — ФТП, 1986, т. 20, в. 2, с. 221—226.

Черновицкий государственный университет

Получено 21.10.1986
Принято к печати 2.09.1987