от точки перехода, в частности, в условиях передемпфирования мягкой моды.

Положение x_0 максимумов изочастотных зависимостей на шкале температур ($x_0 = T_c - T_0$) в зависимости от частоты Ω

x_0, K	9 ± 1	17 ± 1	38 ± 2	44 ± 2	54 ± 3	65 ± 3	79 ± 3	93 ± 4
Ω, см$^{-1}$	3.0 ± 1	6.0 ± 1	8.5 ± 1	11.0 ± 1	13.5 ± 1	16.0 ± 1	18.5 ± 1	21.0 ± 1

В таблице приведены экспериментальные значения x_0, которые использовались для расчета частоты мягкой моды Ω_0 и частоты релаксации Ω_R. Величина затухания Γ полагалась не зависящей от температуры, значение этой величины составляло: $\Gamma=24$ см$^{-1}$.

На рис. 2 представлена полученная зависимость частоты мягкой моды от температуры. Установлено хорошее согласие значений частоты мягкой моды, определенных по спектрам КР, с одной стороны, и по изочастотным зависимостям, с другой. В области температур, где мягкая мода становится передемпфированной в спектрах КР, значения частоты мягкой моды, определенные по изочастотным зависимостям, хорошо согласуются с данными, полученными в [11] методом субмиллиметровой спектроскопии.

Таким образом, в данной работе на основе изочастотного метода показано, что температурная эволюция низкочастотного колебательного спектра германата свинца удовлетворительным образом описывается путем введения одной эффективной мягкой моды, квадрат частоты которой линейно уменьшается при приближении к точке Кюри.

Литература

[1] *Hossea T. J., Lockwood D. J., Taylor W.* J. Phys., 1979, vol. C12, N 12, p. 387—404.
[2] *Ryan J F., Hisano K.* J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1973, vol. 6, N 3, p. 566—574.
[3] *Coombs G. J., Cowley R. A.* J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1973, vol. 6, N 121, p. 143.
[4] *Lockwood D. J., Arthyr J. W., Taylor W., Hossea T. J.* J. Sol. St. Commun., 1976, vol. 20, N 7, p. 703—707.
[5] *Lyons K. B., Fleury P. A.* Phys. Rev., 1978, vol. 17, N 6, p. 2403—2419.
[6] *Горелик В. С., Иванова С. В.* Краткие сообщения по физике, 1981, № 11, с. 18.
[7] *Горелик В. С., Умаров Б. С., Умаров М.* Препринт № 65 ФИАН СССР, 1982. 31 с.
[8] *Горелик В. С.* Изв. АН СССР, сер. физич., 1985, т. 49, № 2, с. 282—286.
[9] *Гинзбург В. Л., Леванюк А. П., Собянин А. А.* УФН 1980, т. 130, № 4, с. 615—673.
[10] *Гинзбург В. Л.* УФН, 1962, т. 17, № 4, с. 621—638.
[11] *Kozlov G. V., Lebedev S. P., Minaev A. A., Volkov A. A., Monia V. G., Siniakov E. V.* Ferroelectrics, 1978, vol. 21, N 1, p. 373—375.

Днепропетровский государственный университет
Днепропетровск

Поступило в Редакцию
13 марта 1987 г.
В окончательной редакции
10 июня 1987 г.

УДК 631.315.592

Физика твердого тела, том 30, в. 1, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 1, 1988

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ОДНОМЕРНЫХ МЕТАЛЛАХ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

А. С. Кюрегян

До сих пор поведение электронов в одномерных системах изучалось главным образом при очень низких температурах и в слабых электрических полях, когда даже слабая неупорядоченность приводит к локализации электронов со всеми вытекающими отсюда последствиями. Однако существует по крайней мере один практически очень важный [1] объект — дислокации в полупроводниках, свойства которого необходимо знать в первую очередь при высоких температурах и в сильных полях, когда электроны делокализованы [2, 3], и поэтому для их описания можно пользоваться функцией распределения по импульсам, определяемой классическим кинетическим уравнением. В настоящем сообщении мы изложим результат решения одномерного кинетического уравнения для вырожденного электронного газа в сильном однородном и постоянном электрическом поле E.

Будем считать, что в рассматриваемом диапазоне энергий ε существует только одна ветвь закона дисперсии $\varepsilon(p)$, где p — квазиимпульс, и учтем два механизма рассеяния электронов: упругое рассеяние с частотой τ_i^{-1} и неупругое рассеяние на бездисперсных фононах с энергией $\hbar\omega$ и вероятностью перехода τ_ω^{-1}, не зависящей от передаваемого импульса. Электрон-электронным рассеянием пренебрегаем, так как в первом порядке теории возмущений оно запрещено законами сохранения энергии и импульса. При сделанных предположениях кинетическое уравнение вдали от экстремумов зоны можно представить в виде

$$\left.\begin{aligned} qEl_\omega \frac{df^a_\varepsilon}{d\varepsilon} &= -2f^s_\varepsilon\left(1 - \frac{f^s_{\varepsilon+\hbar\omega}e^{\beta} + f^s_{\varepsilon-\hbar\omega}e^{-\beta}}{2f^s_\varepsilon \operatorname{ch}\beta} + \frac{f^s_{\varepsilon+\hbar\omega} - f^s_{\varepsilon-\hbar\omega}}{2}\operatorname{th}\beta\right), \\ qEl_\omega \frac{df^s_\varepsilon}{d\varepsilon} &= -2f^a_\varepsilon\left(1 + \frac{l_\omega}{l_i} + \frac{f^s_{\varepsilon+\hbar\omega} - f^s_{\varepsilon-\hbar\omega}}{2}\operatorname{th}\beta\right), \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

где $f^s_\varepsilon = f(p) + f(-p)$, $f^a_\varepsilon = f(p) - f(-p)$ — симметричная и антисимметричная части функции распределения $f(p)$, $l_\omega = v\tau_\omega$, $l_i = v\tau_i$, $v = d\varepsilon/dp$ — скорость электрона, $\beta = \hbar\omega/2T$ Предположим вначале, что l_ω и l_i постоянны и будем искать решение в квазифермиевском виде

$$f^s_\omega = 2\left[\exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{T_e}\right) + 1\right]^{-1}, \tag{2}$$

где ε_0 — уровень Ферми. Подставляя (2) в (1), нетрудно получить трансцендентное уравнение, определяющее неизвестную величину $\beta_e = \hbar\omega/2T_e$

$$\beta_e^2 = \left(\frac{\hbar\omega}{qEl}\right)^2 \frac{\operatorname{sh}\beta_e \operatorname{sh}(\beta - \beta_e)}{\operatorname{ch}\beta}, \tag{3}$$

где $l = \sqrt{l_p l_\varepsilon}$ — длина диффузии за время между неупругим рассеянием, $l_0 = l_\omega l_i/(l_\omega + l_i)$ — длина релаксации импульса, а $l_\varepsilon = l_\omega/2$ — длина релаксации энергии. Уравнение (3) нетрудно решить в трех предельных случаях. В предельно слабых полях, когда $(qEl)^2 \ll 4T^2 \operatorname{th}\beta$,

$$\beta_e = \beta_e\left[1 - \frac{(qEl)^2}{2T\hbar\omega}\operatorname{cth}\beta\right] \simeq \beta, \tag{4}$$

и мы получаем равновесную фермиевскую функцию распределения с $T_e = T$. В очень сильных полях, когда $(qEl)^2 \gg 2(\hbar\omega)^2 \operatorname{th}\beta$,

$$\beta_e = \left(\frac{\hbar\omega}{qEl}\right)^2 \operatorname{th}\beta, \tag{5}$$

откуда эффективная электронная «температура» $T_e = \frac{(qEl)^2}{2\hbar\omega}\operatorname{cth}\beta$. При низких температурах, когда $\beta \gg 1$, существует диапазон полей, определяемый неравенствами $\hbar\omega > qEl\sqrt{2} > 2T$, в котором

$$\beta_e = \frac{\hbar\omega}{\sqrt{2}\,qEl}\left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{qEl}\right)\right] \simeq \frac{\hbar\omega}{\sqrt{2}\,qEl}, \tag{6}$$

а электронная «температура» $T_e \simeq qEl/\sqrt{2}$.

Характер разогрева электронов определяется степенью асимметрии функции распределения, т. е. величиной отношения $\left|\frac{f^a}{f^s}\right|$, равного

$$\left|\frac{f^a}{f^s}\right|=\frac{qEl}{2T_e}\sqrt{\frac{l_p}{l_\varepsilon}}.$$

Как видно из (5), в пределе сильных полей $|f^a/f^s| \ll 1$, т. е. $f(p)$ почти симметрична и разогрев происходит путем диффузии по энергии. В умеренных полях ($\hbar\omega > qEl$) $|f^a/f^s| \simeq \sqrt{l_p/l_\omega}$, поэтому механизм набора энергии остается диффузионным, если преобладает упругое рассеяние ($l_i \ll l_\omega$). Однако при $l_\omega \ll l_i$ $|f^a/f^s| \simeq 1$ $f(p)$ становится резко асимметричной, а разогрев электронов — баллистическим: большую энергию набирают только электроны, не испытавшие ни одного столкновения.

Используя (2) и второе из уравнений (1), нетрудно вычислить проводимость системы

$$\sigma=\frac{q^2}{2\pi\hbar}\frac{l_\omega}{2}\int_{-\infty}^{\infty}\left(1+\frac{\operatorname{sh}2\beta_e\operatorname{th}\beta}{\operatorname{ch}2x+\operatorname{ch}2\beta_e}\right)^{-1}\frac{dx}{\operatorname{ch}^2 x}. \qquad (7)$$

В слабых полях и при низких температурах, когда $\beta_e \gg 1$, из (7) следует $\sigma=\frac{q^2}{2\pi\hbar}l_i$, а при высоких температурах или в сильных полях, когда $\beta_e \ll 1$ или $\beta \ll 1$, $\sigma=\frac{q^2}{2\pi\hbar}l_p$. Таким образом, в обоих предельных случаях вольт-амперная характеристика должна быть линейной.

Полученные результаты нетрудно обобщить на более реалистичный случай непостоянных длин свободного пробега. Функцию распределения опять можно представить в виде (2), заменив показатель экспоненты на интеграл $\int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{T_e(\varepsilon)}$. Уравнение для $\beta_e(\varepsilon)$ отличается теперь от (3) только добавлением в правую часть дополнительного слагаемого

$$\frac{\hbar\omega}{2l_p}\frac{d(\beta_e l_p)}{d\varepsilon}\operatorname{cth}\left(\int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon}\beta_e\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega}\right),$$

которым, однако, можно пренебречь при $\varepsilon-\varepsilon_0 \gtrsim \hbar\omega$ в умеренных полях, если выполнено неравенство $\frac{qEl}{4}\frac{d\ln\frac{l_0}{l_i}}{d\varepsilon} \ll 1$. В сильных полях для этого достаточно предположить постоянство фононной длины свободного пробега, которая действительно может очень слабо зависеть от ε. Таким образом, учет непостоянства длин свободного пробега не дает ничего качественно нового.

В заключение отметим, что асимптотика функции распределения в области больших энергий, описываемая формулами (5), (6), равно как и механизм набора энергии электронами, полностью совпадают с полученными ранее для трехмерной зоны проводимости полупроводников [4, 5]. Размерность пространства лишь незначительно изменяет численные коэффициенты в показателе экспоненты функции распределения, но не влияет на характер разогрева электронного газа электрическим полем.

Автор благодарен В. Я. Кравченко и Т. Т. Мнацаканову за обсуждение настоящей работы.

Литература

[1] *Рейви К.* Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии. М.: Мир, 1984. 472 с.
[2] *Пригодин В. Н., Самухин А. Н.* ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 1, с. 301—314.
[3] *Гоголин А. А., Мельников В. И., Рашба Э. И.* ЖЭТФ, 1975, т. 69, № 1, с. 327—349.
[4] *Келдыш Л. В.* ЖЭТФ, 1965, т. 48, № 6, с. 1693—1707.
[5] *Грибников З. С.* ФТП, 1981, т. 15, № 7, с. 1372—1379.

Всесоюзный электротехнический
институт им. В. И. Ленина
Москва

Поступило в Редакцию
15 июня 1987 г.