

ЯВЛЕНИЕ ПЕРЕХОДА ОТ ЗАКОНА ЭФРОСА—ШКЛОВСКОГО К ЗАКОНУ МОТТА В ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ С ПЕРЕМЕННОЙ ДЛИНОЙ ПРЫЖКА

И. С. Шлимак

Институт передовой технологии и Отделение физики Университета Бар-Илан,
Рамат-Ган, 52900, Израиль
(Получена 9 июля 1993 г. Принята к печати 9 июля 1993 г.)

В ряде публикаций сообщалось о наблюдении явления перехода от закона Эфроса—Шкловского к закону Мотта в прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (*VRH*-проводимость). На опыте это проявлялось в отклонении температурной зависимости сопротивления $R(T)$ от прямой линии в координатах $\ln R = f(T^{-1/4})$ с повышением температуры, причем в некоторых работах эти отклонения происходили в сторону меньших сопротивлений. В настоящей работе показано, что такая трактовка ошибочна — отклонения должны происходить в сторону больших сопротивлений. При этом из анализа температурной зависимости сопротивления в слабых и сильных магнитных полях можно определить спектр плотности локализованных электронных состояний в окрестности уровня Ферми.

Как известно [1], сопротивление андерсоновского изолятора при низких температурах описывается моттовским законом для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (*VRH*-проводимость)

$$R = R_0 \exp [(T_0/T)^p], \quad (1)$$

где T_0 и показатель p зависят от плотности локализованных состояний (*DOS*) $g(E)$ в окрестности уровня Ферми E_F . Поскольку с понижением температуры ширина энергетической полосы E , в которой расположены состояния, участвующие в прыжковом переносе, непрерывно уменьшается, величина $p < 1$. Для постоянной или слабо меняющейся плотности состояний

$$g(E) = g(E_F) \quad (2)$$

и *VRH*-проводимость описывается законом Мотта

$$p = 1/4; \quad T_0 \equiv T_{1/4} = C_1 [g(E_F) a^3]^{-1}, \quad (3)$$

где a — радиус локализации электронной волновой функции, $C_1 = 21$.

Если принять во внимание кулоновское взаимодействие между локализованными носителями, то на уровне Ферми появляется параболическая «мягкая» щель [2^{-4}]:

$$g(E_F) = 0; \quad g(E) = g_0 (E - E_F)^2 \equiv g_0 e^2. \quad (4)$$

В этом случае проводимость описывается законом Эфроса—Шкловского (ЭШ)

$$p = 1/2; \quad T_0 \equiv T_{1/2} = C_2 (e^2/\kappa a), \quad (5)$$

где κ — диэлектрическая постоянная, e — заряд электрона, $C_2 = 2.8$ и

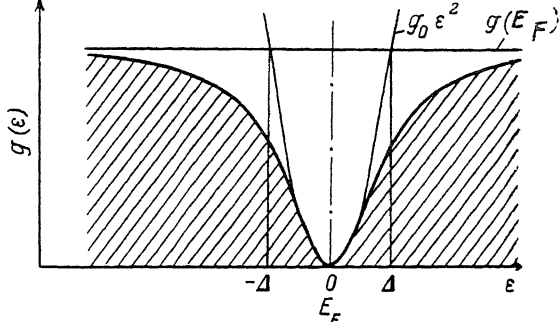


Рис. 1. Вид спектра плотности локализованных состояний вблизи уровня Ферми в случае наличия кулоновской щели.

$$g_0 = \frac{3}{\pi} (e^2/\kappa)^{-3}. \quad (6)$$

В литературе имеется довольно много сообщений о наблюдении *VRH*-проводимости в обоих режимах: $p = 1/2$ и $1/4$ (см., например, [5]). В последнее время появились публикации о наблюдении перехода от закона ЭШ к закону Мотта с повышением температуры на одном и том же образце [6–10]. Наличие такого перехода обусловлено тем, что кулоновское взаимодействие может изменить *DOS* только вблизи уровня Ферми. Далеко от этого уровня ($|E - E_F| \equiv \epsilon \gg E_F$) *DOS* возвращается к своему первоначальному значению, которое примерно равно $g(E_F)$ (рис. 1). Таким образом, полуширина кулоновской щели Δ может быть определена из равенства $g_0 \Delta^2 = g(E_F)$ или

$$\Delta = [g(E_F)/g_0]^{1/2}. \quad (7)$$

При низких температурах ($T \ll \Delta$) должен наблюдаться закон ЭШ ($p = 1/2$). В противоположном пределе ($T \gg \Delta$) $p = 1/4$ и проводимость описывается законом Мотта.

В эксперименте это выглядит следующим образом: в области очень низких температур, когда выполняется закон ЭШ, температурная зависимость сопротивления $R(T)$, построенная в масштабе $\ln R = f(T^{-1/2})$, представляет собой прямую линию, наклон которой равен $\sqrt{T_{1/2}}$. С повышением температуры наблюдаются отклонения от этой кривой, которые трактуются как переход к закону Мотта с $p = 1/4$. Здесь необходимо отметить, что в работах [7, 8] наблюдались отклонения в сторону меньших сопротивлений. В качестве примера на рис. 2 приведена экспериментальная зависимость из работы [8]. В то же время из рис. 1 следует, что по мере расширения с температурой полосы E вокруг уровня Ферми, в которой находятся энергетические уровни состояний, участвующих в прыжковой проводимости, эффективная плотность этих состояний N растет вначале очень быстро, как E^3 , а затем, при «выходе» из кулоновской щели, гораздо медленнее, как первая степень E . Действительно,

$$N = 2 \int_0^E g(\epsilon) d\epsilon. \quad (8)$$

Подставляя (4) или (2) в (8), получим соответственно $N = (2/3)g_0 E^3$ или $N = 2g(E_F)E$. Замедление роста концентрации состояний, участвующих в прыжковой проводимости, должно привести к замедлению роста прыжковой проводимости с температурой, т. е. к отклонению от прямолинейной зависимости в масштабе $\ln R = f(T^{-1/2})$ в сторону больших сопротивлений. Именно такие отклонения

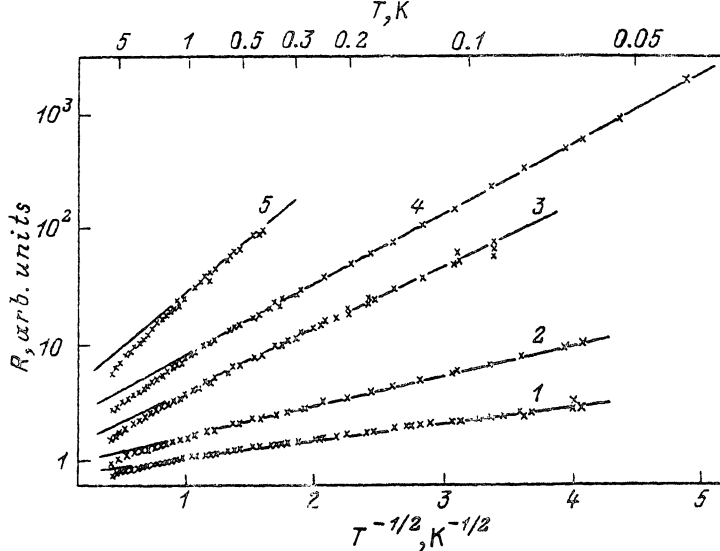


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления пяти образцов n -CdSe в масштабе $\ln R = f(T^{1/2})$ (данные работы [8]).

наблюдались в работе [10] при исследовании образцов n -Ge(As) (рис. 3). В работах [10, 11] было также показано, что явление перехода от закона ЭШ к закону Мотта наблюдается не только с повышением температуры, но и с приложением к образцу сильного магнитного поля. На рис. 4 показаны зависимости, измеренные на одном из образцов n -Ge(As) в разных магнитных полях [11]. В первом приближении можно считать, что прямолинейная зависимость $\ln R = f(T^{-1/2})$ сохраняется даже в сильных полях, причем параметр $T_0 = T_{1/2}$ в (1) растет, а предэкспоненциальный множитель R_0 остается неизменным. На самом деле подробный анализ, проведенный в [10, 11], показывает, что закон ЭШ правильно описывает экспериментальные зависимости только при самых низких температурах. Весь температурный интервал может быть описан в рамках модели, учитывающей явление перехода от закона ЭШ к закону Мотта, т. е. учитывающей реальный спектр плотности локализованных состояний.

Для проведения анализа необходимо задаться формой этого спектра. Выражение для $g(\epsilon)$ должно иметь два предельных случая в зависимости от соотношения энергии и ширины кулоновской щели Δ : для случая $\epsilon \ll \Delta$ $g(\epsilon) \propto \epsilon^2$, а при выполнении противоположного неравенства, $\epsilon \gg \Delta$, $g(\epsilon) = g(\epsilon_F)$. Следуя работе [11], запишем выражение для $g(\epsilon)$ в виде

$$g(\epsilon) = \frac{g_0 \epsilon^2}{1 - (\epsilon/\Delta)^2}, \quad (9)$$

где Δ определена из (7). Подставляя (9) в (8), получим общее выражение для эффективной плотности локализованных состояний, принимающих участие в прыжковой проводимости как функции E — энергетической полосы вокруг уровня Ферми [11]

$$N(E) = 2g_0\Delta^3 \{(E/\Delta) - \arctg(E/\Delta)\}, \quad (10)$$

что дает в двух предельных случаях:

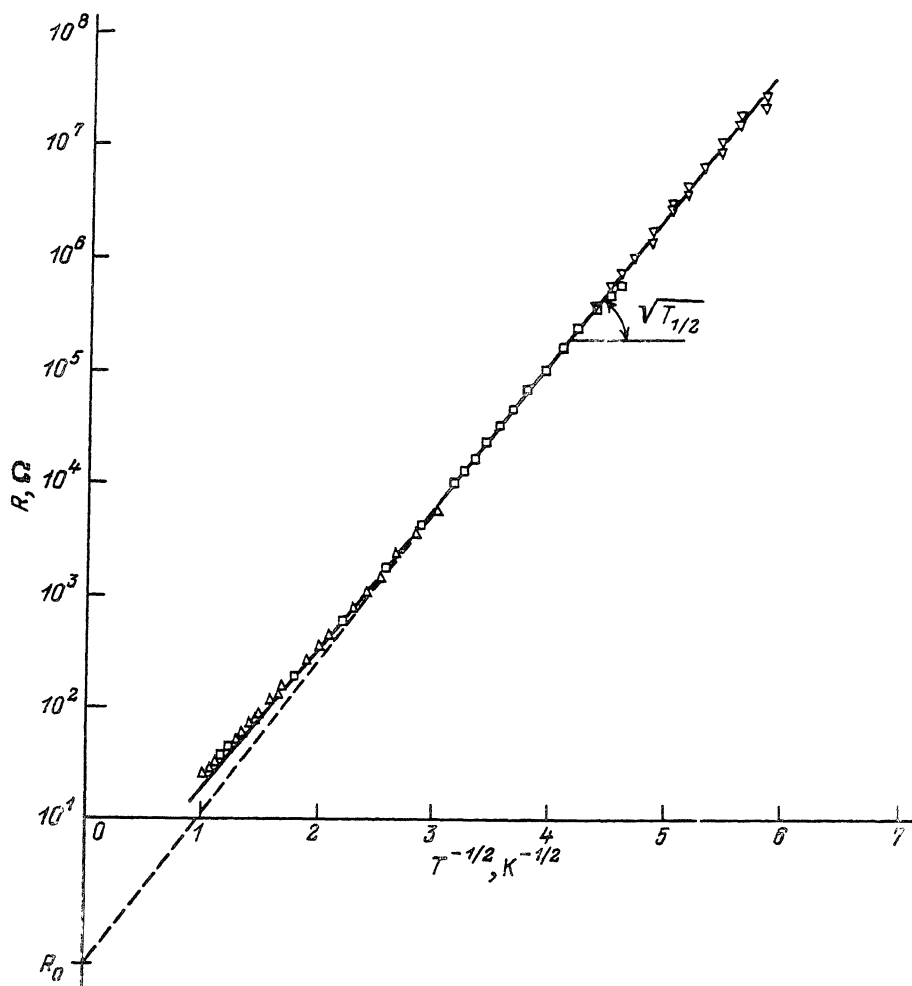


Рис. 3. Температурная зависимость сопротивления образца $n\text{-Ge(As)}$ с $n = 3.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ масштабе $\ln R = f(T^{-1/2})$ (данные работы [10]).

$$N = (2/3) g_0 E^3, \quad E \ll \Delta; \quad (11)$$

$$N = 2g_0 \Delta^3 [(E/\Delta) - (\pi/2)], \quad E \gg \Delta. \quad (12)$$

Нетрудно видеть, что (11) и (12) совпадают с ранее полученными выражениями для $N(E)$ в двух предельных случаях с той лишь разницей, что линейная зависимость (12) теперь содержит постоянный отрицательный член, связанный с наличием кулоновской «ямы» около уровня Ферми. Выражение (10) описывает таким образом плавный переход от кубической к линейной зависимости $N(E)$ или, другими словами, явление перехода от закона ЭШ к закону Мотта.

Из (9) следует, что для определения спектра плотности состояний необходимо знать два параметра — g_0 и Δ . Параметр g_0 в свою очередь определяется величиной диэлектрической постоянной κ , которая из-за близости к переходу металл—диэлектрик существенно отличается от значения $\kappa = 16$ для слабо легированного

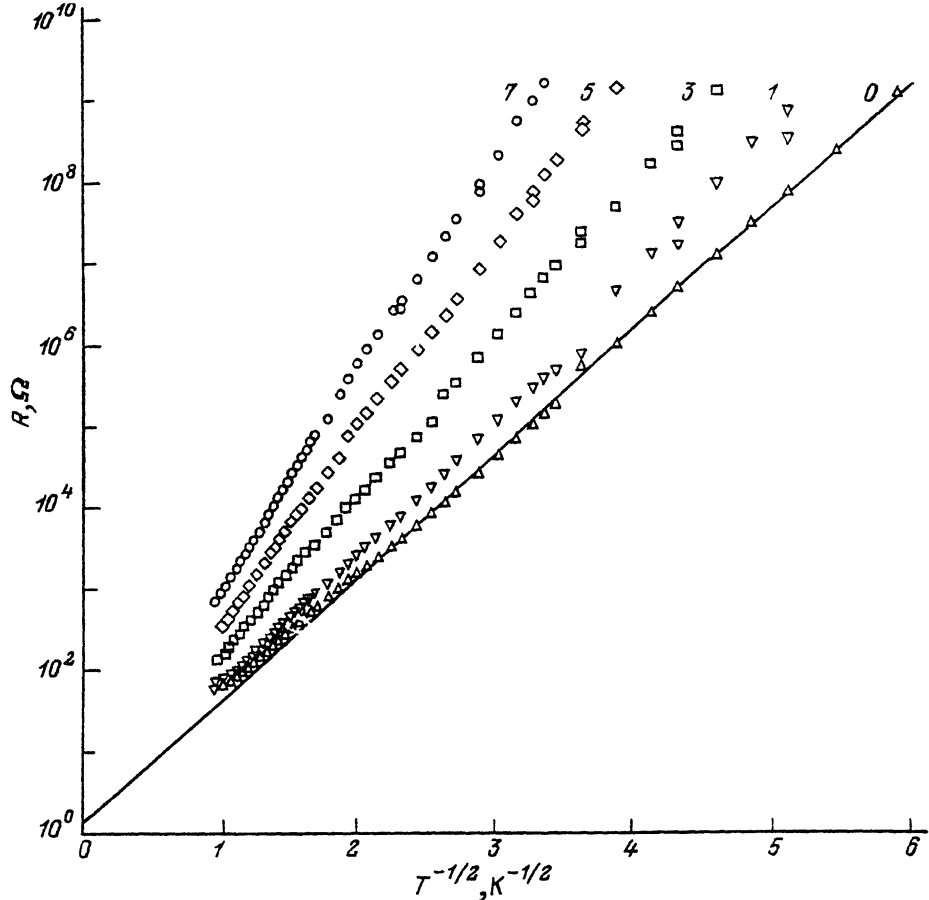


Рис. 4. Температурные зависимости сопротивления одного из образцов *n*-Ge(As) в различных магнитных полях [11]. Числа у кривых обозначают величину магнитного поля в Т.

германия. Рецепт определения величины κ изложен в работах [12, 13]. Он основан на измерении прыжкового магнитосопротивления в слабых магнитных полях, что позволяет найти значение радиуса локализации a

$$\ln \left[\frac{R(H)}{R(0)} \right] = t \frac{a^4}{\lambda^4} \left(\frac{T_{1/2}}{T} \right)^{3/2}. \quad (13)$$

Здесь $\lambda = (c\hbar/eH)^{1/2}$ — магнитная длина, H — магнитное поле, t — численный коэффициент. Тогда, зная из наклона прямолинейной зависимости $\ln R = f(T^{-1/2})$ параметр $T_{1/2}$, мы можем, пользуясь (5), вычислить κ . Например, для образца *n*-Ge(As), температурные зависимости сопоставления в котором показаны на рис. 4, получены следующие значения: $a = 21.9$ нм, $\kappa = 176$, $g_0 = 1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ К}^{-3}$ [11].

Другой параметр, который необходимо определить, — это полуширина кулоновской щели Δ . Рецепт ее вычисления изложен в работе [11]. Он состоит в том, что экспериментальная кривая $R(T)$ перестраивается в масштабе $N(E)$, а затем сравнивается с теоретической кривой (10), в которой величина Δ используется как единственный подгоночный параметр. На рис. 5, взятом из [11],

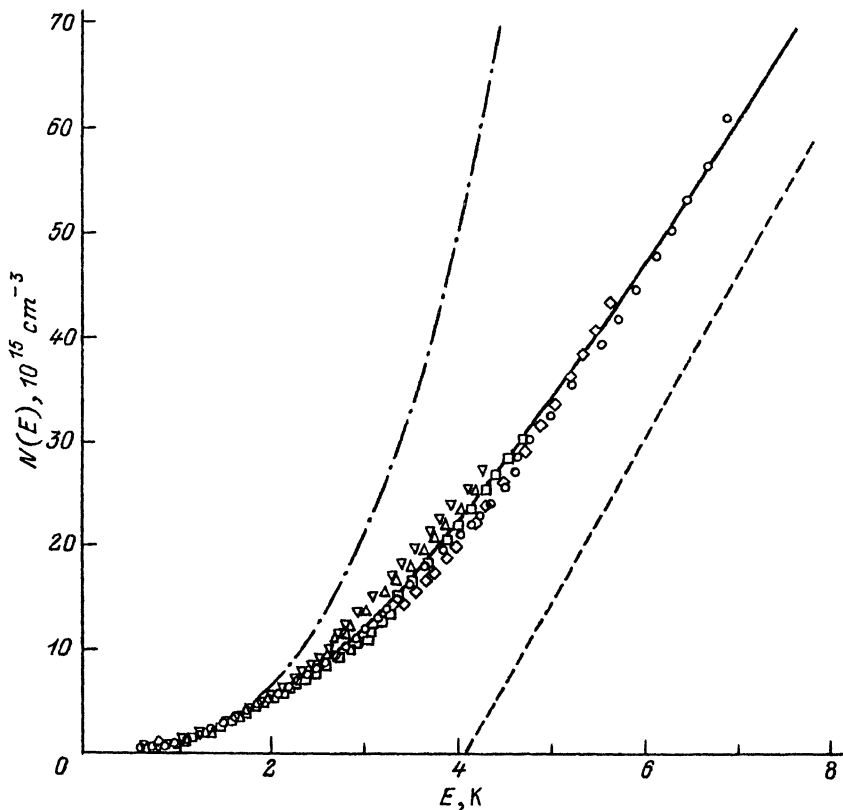


Рис. 5. Зависимость эффективной концентрации локализованных состояний $N(E)$, принимающих участие в прыжковой проводимости, от ширины энергетической полосы E , в которой эти состояния расположены. Штрих-пунктирная кривая — зависимость (11), сплошная — общая зависимость (12), штриховая прямая — зависимость (13). Значки соответствуют тем же магнитным полям (в Т), что и на рис. 4. Используются экспериментальные данные (рис. 4) [11].

показан результат такого анализа для того же образца, что и на рис. 4. Штрихпунктирная кривая представляет собой кубическую зависимость (11) с предварительно определенным по изложенному выше рецепту значением g_0 , сплошная кривая — общая зависимость (10) с подгоночным параметром Δ (в данном случае $\Delta = 2.6$ К), штриховая прямая — асимптотическая зависимость (12) с обоими определенными параметрами. Из рисунка можно также видеть, что на единую кривую удается «положить» экспериментальные данные, полученные как в отсутствие магнитного поля, так и в любых магнитных полях в диапазоне измерения. Необходимо только учитывать, что в сильном магнитном поле форма электронной волновой функции изменяется от сферической к двойному параболоиду. Это приводит к появлению поправочных коэффициентов при построении экспериментальной зависимости $N(E)$ [14, 15]. Как видно из рис. 5, с увеличением магнитного поля экспериментальные точки сдвигаются дальше от кубического участка, соответствующего закону ЭШ, т. е. находятся уже в переходной области. В то же время из рис. 4 видно, что температурные зависимости сопротивления даже в сильном поле продолжают удовлетворительно описываться законом $p = 1/2$, т. е. прямой линией в масштабе $\ln R = f(T^{-1/2})$. Это кажущееся соответствие обусловлено ограниченностью измеряемого температурного интервала и может быть источником ошибочной интерпретации.

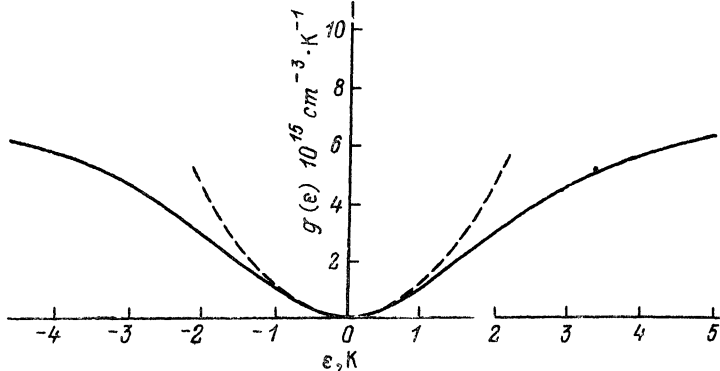


Рис. 6. Спектр плотности состояний вблизи уровня Ферми для того же образца $n\text{-Ge(As)}$, что и на рис. 4, 5 Штриховая кривая обозначает «чистую» кулоновскую щель.

Таким образом, для исследованного образца $\Delta = 2.6$ К. На основании (7), пользуясь ранее определенным значением для g_0 , получаем оценку для величины плотности состояний на уровне Ферми в отсутствие кулоновской щели: $g(E_F) = 8.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ К}^{-1}$. Знание параметров g_0 и Δ позволяет также построить всю кривую спектра плотности состояний $g(\epsilon)$. Этот спектр показан на рис. 6.

Возникает вопрос об однозначности полученного спектра DOS, поскольку все значения его параметров вычислены в рамках заданных моделей. Например, значения Δ и, следовательно, $g(E_F)$ получены на основе использования выражения (9) для DOS. Можно предположить, что если задать другую функцию для описания DOS, то наилучшее согласие экспериментальной и расчетной кривых достигалось бы при другом значении Δ , что в свою очередь привело бы к другому значению $g(E_F)$. Одним из аргументов в пользу правильности выбранной модели является то обстоятельство, что выражение (9) является простейшей плавной функцией, имеющей два заданных предельных выражения, и хорошее согласие рассчитанной на основе этой функции кривой $N(E)$ с экспериментом является достаточным основанием для того, чтобы не выбирать в качестве пробной функции более сложные выражения. Другим аргументом является независимая оценка полученных значений Δ и $g(E_F)$. Оценку величины $g(E_F)$ можно провести следующим образом: предположим, что энергетические уровни всех примесных состояний N равномерно расположены случайным образом в примесной полосе шириной W , тогда $g(E_F) = N/W$. Концентрация примеси мышьяка в исследованном образце германия была $N = 3.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что близко к критической точке перехода металл—изолятор для Ge(As) . Вблизи этого перехода W составляет величину порядка энергии связи электрона на примесном центре, т. е. $W \approx \epsilon_1$, где ϵ_1 — энергия активации проводимости, связанной с возбуждением электронов в зону проводимости. Согласно [16], вблизи перехода металл—диэлектрик величина ϵ_1 в Ge составляет 5 мэВ, т. е. 38.6 К, отсюда $g(E_F) = 8.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ К}^{-1}$, что хорошо согласуется со значением, полученным на основе выражения (9).

Таким образом, измерения прыжковой проводимости и магнитосопротивления позволяют определить спектр плотности состояний в окрестности уровня Ферми в случае андерсоновского изолятора. По аналогии с методом туннельной спектроскопии, используемым для той же цели в случае образцов с металлической проводимостью, изложенный выше метод можно назвать методом прыжковой спектроскопии. Ключевым моментом в этом методе является идентификация низкотемпературного участка зависимости сопротивления $R(T)$ с законом ЭШ (5), поскольку в переходной области параметр p в (1) остается близким к

значению $1/2$. В уже упомянутых работах [6-9], где наблюдались отклонения от закона $\ln R = f(T^{-1/2})$ в сторону меньших сопротивлений, в этом, возможно, и состоит причина ошибки: низкотемпературные участки зависимостей $R(T)$ соответствовали переходной области, а истинный закон ЭШ должен наблюдаться при более низких температурах.

В заключение выражаю искреннюю благодарность моим соавторам по работам, составившим основу данного краткого обзора: Б. Шкловскому, М. Каве, М. Ли, П. Фозуни и А. Н. Ионову.

Настоящую работу посвящаю памяти моего Учителя — профессора Соломона Марковича Рывкина.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] N. F. Mott. *J. Non-Cryst. Sol.*, **1**, 1 (1968).
- [2] M. Pollak. *Discuss. Faraday. Soc.*, **50**, 13 (1970); M. L. Klotek, M. Pollak. *J. Non-Cryst. Sol.*, **8**, 10 (1972).
- [3] A. L. Efros, B. I. Shklovskii. *J. Phys. C*, **8**, L49 (1975).
- [4] Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. М. (1979).
- [5] Hopping Transport in Solids. Eds. M. Pollak, B. I. Shklovskii. Elsevier (1991).
- [6] А. Глухов, Н. Фогель, А. Шабло. *ФТТ*, **28**, 583 (1986).
- [7] Н. В. Агринская, А. Н. Алешин. *ФТТ*, **31**, 277 (1989).
- [8] Y. Zhang, P. Dai, M. Levy, M. P. Sarachik. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2687 (1990).
- [9] R. Rosenbaum. *Phys. Rev. B*, **44**, 3599 (1991).
- [10] I. Shlimak, M. Kaveh, M. Yosefin, M. Lea, P. Fozoony. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3076 (1992).
- [11] I. S. Shlimak, M. J. Lea, P. Fozoony, P. Stefanyi, A. N. Ionov. *Phys. Rev. B* (to be published).
- [12] И. С. Шлимак, А. Н. Ионов, Б. И. Шкловский. *ФТП*, **17**, 503 (1983).
- [13] A. Ionov, I. Shlimak, M. Matyeev. *Sol. St. Commun.*, **47**, 763 (1983).
- [14] W. Schoepe. *Z. Phys. B; Condensed Matter.*, **71**, 455 (1988).
- [15] А. Иоселевич. *ФТП*, **15**, 2373 (1981).
- [16] E. A. Davis, W. D. Compton. *Phys. Rev. A*, **140**, 2183 (1965).

Редактор Л. В. Шаронова