

ЭФФЕКТ ХОЛЛА И ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.Я. Ник

На основе представлений "теории протекания" качественно исследуются особенности эффекта Холла в неоднородных полупроводниках. Проведенное рассмотрение позволяет объяснить аномальную температурную зависимость холловской подвижности, часто наблюдалась в эксперименте.

При экспериментальном исследовании гальваномагнитных свойств полупроводников в ряде случаев наблюдается аномальная температурная зависимость холловской подвижности μ_H , заключающаяся в резком падении последней при уменьшении температуры T . При этом в области $T \lesssim 100 + 200^{\circ}\text{K}$ $\mu_H \sim T^a$, где показатель a различен в разных экспериментах и может лежать в пределах от 2 до 10. Указанные аномалии $\mu_H(T)$ наблюдаются либо в компенсированных полупроводниках с определенными типами примесей [1 - 4], либо в образцах, подвергнутых облучению [5 - 7] и во всех цитированных работах связываются с наличием неоднородностей в образцах.

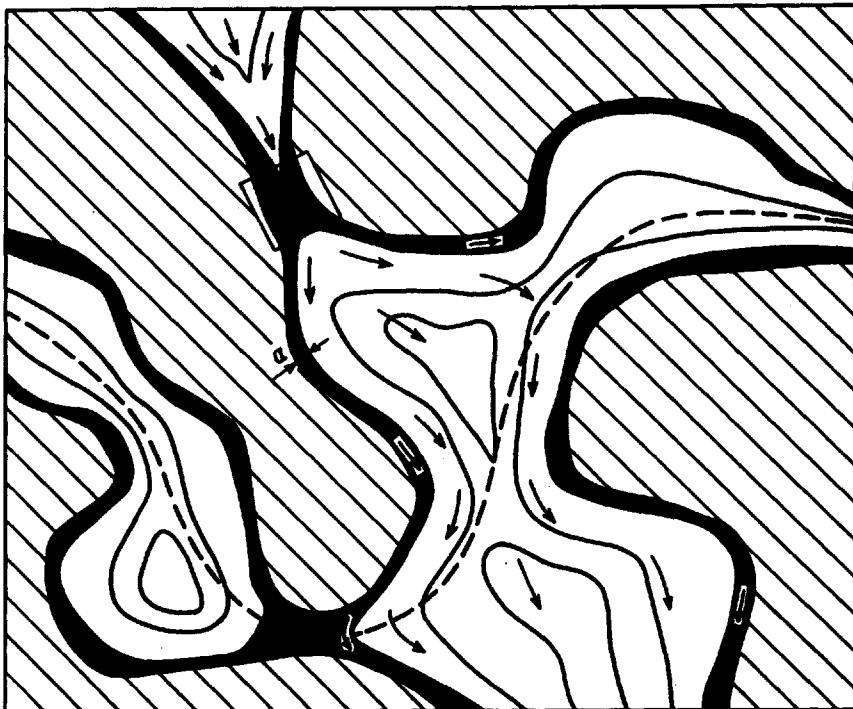
Такое утверждение является, однако, бездоказательным, поскольку расчеты для простейших моделей неоднородностей (см., например, [8 - 10]) не приводят к аномальному ходу $\mu_H(T)$, а для более общего случая физической картины явления пока не существует.

Данная работа является попыткой качественно представить такую картину и объяснить температурный ход μ_H в образце со случаем потенциальным рельефом $V(r)$. Будем характеризовать этот рельеф "энергией протекания" ϵ_{Π} [11] и полагать, что уровень химического потенциала ζ находится ниже ϵ_{Π} , причем $\epsilon_{\Pi} - \zeta > T$ (это возможно при большой амплитуде $V(r)$ или сильной компенсации). Условно разобъем полупроводник на три фазы: 1 - пространственная сетка областей с потенциальной энергией электронов, лежащей в поясе шириной $\sim T$ вблизи ϵ_{Π} ; 2 - отдельные несвязанные области с меньшей энергией; 3 - области с большей энергией (рисунок). При прохождении тока через образец сопротивление последнего определяется седловыми точками $V(r)$ с энергией $\sim \epsilon_{\Pi}$, где весь ток i течет по участку фазы 1 с линейными размерами $\sim \sqrt{(T/V_0)L}$ (V_0 и L - характерные амплитуда и период потенциала $V(r)$). Сопротивление такого участка (он выделен квадратом на рисунке) и, следовательно, всего образца.

$$R_0 \sim \frac{1}{e n_0 \mu L} \sqrt{V_0/T} \exp\left(\frac{\epsilon_{\Pi} - \zeta}{T}\right) \quad (1)$$

(n_0 - средняя концентрация носителей, μ - подвижность в отсутствие потенциального рельефа). Во всех остальных местах ток распределен между фазами 1 и 2. Можно показать, что при этом доля тока, теку-

щего по фазе 1 $\Delta = l_1/l$, мала степенным образом по отношению к a/L , где $a \sim (L/V_0)T$ – характерная ширина областей фазы 1 вдали от седловых точек.



Энергетический рельеф неоднородного полупроводника. Фаза 1 зачернена, фаза 3 – заштрихована, в фазе 2 изображены изоэнергетические поверхности. Стрелки указывают направление тока

Если наложить на систему слабое магнитное поле H , то распределение плотности тока $j(r)$ в первом приближении не изменится и ЭДС Холла в образце можно вычислить по формуле

$$U_H = (\mu/c) \int \rho(r) [j(r)H] dI, \quad (2)$$

где $\rho(r)$ – локальное значение удельного сопротивления. Путь интегрирования соединяет противоположные грани образца, с которых снимается U_H , и в силу потенциальности электрического поля может быть выбран произвольно. Проведем его по пути протекания в холловском направлении (пунктир на рисунке). Он будет пересекать токонесущие участки как фазы 1, так и фазы 2 вдали от всех седловых точек, которые определяют сопротивление образца (вероятность пересечения двух путей протекания в седловой точке крайне мала). Поскольку отношение плотностей токов в фазах является степенной, а отношение сопротивлений (концентраций) – экспоненциальной функцией температуры, то при $\epsilon_{\Pi} - \zeta >> T$ основной вклад в интеграл (2) дадут участки фазы 1.

Таким образом, в неоднородных полупроводниках холловская ЭДС создается практически полностью той малой частью тока $I \Delta(T)$, которая обтекает участки фазы 2 по фазе 1. С учетом этого получаем из (2)

$$U_H \sim \frac{I H \Delta(T)}{e c n_0 L} \exp\left(\frac{\epsilon_{\Pi} - \zeta}{T}\right), \quad (3)$$

откуда холловская подвижность

$$\mu_H \sim \mu \Delta(T) \sqrt{T/V_0}. \quad (4)$$

Так как $\Delta < 1$ и $T < V_0$, то наличие потенциального рельефа снижает холловскую подвижность. Кроме того μ_H приобретает резкую температурную зависимость именно такого характера, как наблюдается в экспериментах, ибо величина Δ убывает при уменьшении a (которое, в свою очередь, пропорционально T).

Точный вид зависимости $\Delta(T)$ определяется формой областей фазы 2. Если полагать их сферами, то соответствующее уравнение Лапласа, определяющее распределение токов, решается точно и дает $\Delta \sim (T/V_0)^2$. При этом, если в отсутствие неоднородностей носители рассеивались ионизованными примесями, то $\mu_H \sim T^4$. Для более реалистичной, невыпуклой формы областей зависимость $\mu_H(T)$ по-видимому, будет еще резче. В частности, для областей фазы 2 в форме креста грубые оценки приводят к зависимости, близкой к $\Delta \sim T^3$.

Автор благодарен Б.И.Шкловскому и А.Л.Эфросу за дискуссию.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 апреля 1974 г.

Литература

- [1] W.Tyler, R.Newman, H.Woodbury. Phys. Rev., **98**, 461, 1955.
- [2] А.Я.Вуль, Л.В.Голубев, Ю.В.Шмарцев. ФТП, **5**, 1208, 1971.
- [3] Ш.М.Гасанли, О.В.Емельяненко, Д.Н.Наследов, Г.Н.Талалакин. ФТП, **6**, 2053, 1972.
- [4] М.А.Кривов, С.В.Малынов, В.Г.Мелев. ФТП, **8**, 430, 1974.
- [5] J.W.Cleland, J.H.Crawford, J.C.Pigg. Phys. Rev., **98**, 1742, 1955.
- [6] L.W.Aukerman, P.W.Davis, R.D.Graft, T.S.Shilliday. J. Appl. Phys., **34**, 3590, 1963.
- [7] Р.Ф.Коноплева, В.Л.Литвинов, Н.А.Ухин. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. М., Атомиздат, 1971, стр. 88.
- [8] М.Ш.Джандиери, А.А.Церцвадзе. ФТП, **5**, 1445, 1971.
- [9] H.J.de Wit. J. Appl. Phys., **43**, 908, 1972.
- [10] M.H.Cohen, J.Jortner. Phys. Rev. Lett., **30**, 696, 1973.
- [11] Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. ЖЭТФ, **60**, 867, 1971.