

от дрейфовой скорости. Поэтому в анизотропной системе ускорение электрона в различные моменты времени определяется различными эффективными массами. Отличие от изотропной системы здесь оказывается принципиальным.

§ 7. Одновременное действие нескольких механизмов рассеяния

В реальных условиях опыта могут одновременно играть роль несколько механизмов рассеяния. Поэтому возникает вопрос о вычислении подвижности и других кинетических коэффициентов при одновременном действии нескольких таких механизмов.

Будем считать известными вероятности перехода для каждого механизма рассеяния в отдельности. Обозначим их через $\mathcal{P}_i(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$, где индекс i нумерует различные механизмы. Допустим, далее, что процессы рассеяния, связанные с различными механизмами, представляют собой независимые события. Тогда, интересующая нас полная вероятность рассеяния дается суммой

$$\mathcal{P}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \sum_i \mathcal{P}_i(\mathbf{p}, \mathbf{p}'). \quad (7.1)$$

Это соотношение справедливо независимо от того, можно ли ввести соответствующее время релаксации для того или иного механизма рассеяния; оно не зависит также от каких-либо предположений относительно изотропии системы. Если можно ввести времена релаксации $\tau_i(E)$, то из равенства (7.1) вытекает правило сложения обратных времен релаксации:

$$\frac{1}{\tau(E)} = \sum_i \frac{1}{\tau_i(E)}. \quad (7.2)$$

Действительно, согласно формуле (XIII.6.12) обратное время релаксации τ_i^{-1} линейно выражается через вероятность соответствующего перехода.

Иногда вместо формулы (7.2) пользуются соответствующим соотношением для обратных подвижностей:

$$\frac{1}{\mu} = \sum_i \frac{1}{\mu_i}. \quad (7.2')$$

Здесь μ — наблюдаемая на опыте подвижность дрейфа, а μ_i — подвижность, которая наблюдалась бы, если бы имел место только i -й механизм рассеяния. Следует, однако, иметь в виду, что равенство (7.2') эквивалентно (7.2) только в очень специальном случае, когда все времена τ_i не зависят от энергии. Как правило, времена релаксации от энергии зависят и соотношение (7.2'), строго говоря, не выполняется. В зависимости от конкретных условий опыта ошибка при его использовании может достигать 40—50%.

Как видно из формулы (7.2) (и очевидно заранее), главную роль играет тот механизм рассеяния, которому соответствует наименьшее время релаксации (и, следовательно, наименьшее значение подвижности). При изменении температуры относительная роль различных механизмов может меняться. Так, в германии при комнатной температуре и концентрации примеси, не большей примерно 10^{16} см $^{-3}$, главную роль играет рассеяние носителей заряда акустическими фононами. К нему добавляется рассеяние неполярными оптическими фононами. Легко видеть, что последнее приводит к усилению температурной зависимости подвижности. В самом деле, соответствующая вероятность рассеяния обратно пропорциональна числу фононов

$$n = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (7.3)$$

Как уже отмечалось, для оптических фононов в германии при комнатной температуре аппроксимация (4.14) еще неприменима. По этой причине температурная зависимость подвижности, связанной с рассеянием только на оптических фононах, оказывается более резкой, нежели выражаемая формулой (6.2). Видимо, по этой причине наблюдаемые на опыте подвижности электронов и дырок в этой области температур выражаются эмпирическими формулами

$$\mu_n \sim T^{-1.65}, \quad \mu_p \sim T^{-2.5}.$$

Различие показателей степени для электронов и дырок может быть обусловлено разными значениями соответствующих акустических и оптических потенциалов деформации. Аналогично обстоит дело и в кремнии.

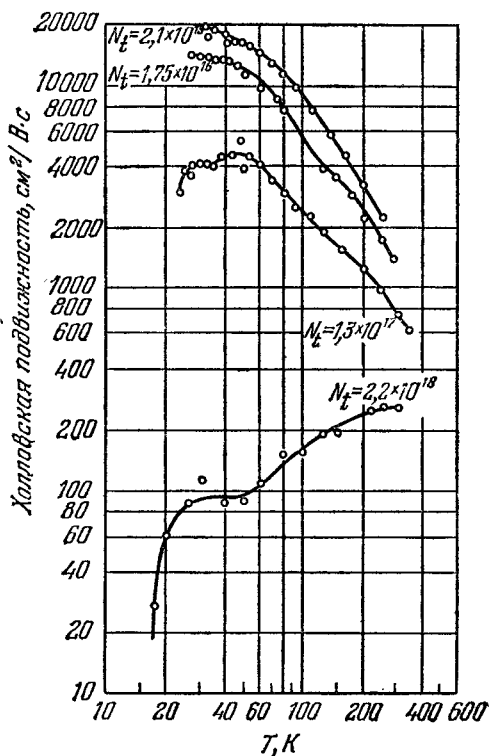


Рис. 14.1. Температурная зависимость холловской подвижности электронов в кремнии, легированном мышьяком. Справа и слева от максимума доминирует, соответственно, рассеяние на акустических фононах и на заряженной примеси.

При понижении температуры подвижность носителей заряда увеличивается, пока не начнет превалировать рассеяние на заряженной примеси (в германии при $N_t \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ это происходит в области азотных температур). Далее подвижность начинает уже уменьшаться вместе с температурой, подчиняясь закону (6.3'), пока не начнет заметно изменяться концентрация заряженной примеси. Коль скоро роль последней играют мелкие доноры или акцепторы, зависимость $N_t(T)$ в германии и кремнии становится заметной при температурах, близких к водородной (гл. V). При дальнейшем понижении температуры в отсутствие компенсации концентрация

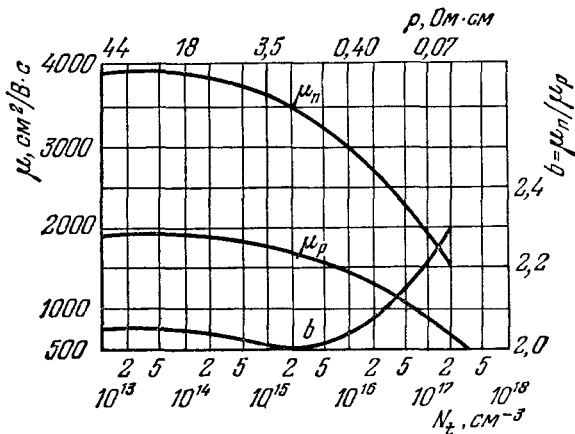


Рис. 14.2. Зависимость подвижностей электронов и дырок в p -германии от концентрации примеси ($T = 300^\circ \text{K}$).

заряженной примеси начинает уменьшаться, а нейтральной — повышаться, в результате чего наиболее существенным может стать рассеяние на нейтральных атомах примеси.

Таким образом, зависимость подвижности от температуры должна изображаться кривой с максимумом, положение которого само зависит от концентрации примеси. На рис. 14.1 представлена температурная зависимость холловской подвижности μ_H электронов в кремнии, легированном мышьяком *) (отличие холловской подвижности от дрейфовой, определяемой формулами (6.1) — (6.3'), здесь несущественно: в условиях, когда доминирует лишь один механизм рассеяния, μ_H отличается от μ только постоянным множителем). При очень большой концентрации заряженной примеси (нижняя кривая) рассеяние на ней доминирует даже при комнатной температуре и максимум может и не наблюдаться.

*) По данным работы *F. T. Morin, I. P. Maita, Phys. Rev. 96, 28 (1954)*.

На рис. 14.2 изображена зависимость подвижности электронов в германии от концентрации заряженной примеси *). Как и следовало ожидать на основании формул (6.2), (6.3') и (7.2), при достаточно малых значениях N_i подвижность практически не зависит от концентрации примеси, а при повышении N_i начинает уменьшаться.

В соединениях типа $A^{III}B^V$ (в достаточно чистых образцах) при комнатных температурах превалирует, по-видимому, рассеяние носителей заряда поляризационными колебаниями решетки.

Помимо рассмотренных выше механизмов рассеяния при определенных условиях может проявиться также рассеяние носителей заряда на других дефектах решетки: дислокациях, границах зерен (в поликристаллических образцах), а также просто на поверхности образца. Последний эффект бывает заметен в образцах, размеры которых (хотя бы в одном направлении) достаточно малы (пленки, проволоки).

Особую роль играет рассеяние носителей заряда друг на друге. Очевидно, в отсутствие перебросов в процессах такого типа полный импульс системы электронов не изменяется; поэтому, в отсутствие каких-либо иных механизмов рассеяния, сопротивление, связанное с одними лишь электрон-электронными столкновениями, без процессов переброса, было бы равно нулю (а подвижность — бесконечна). Тем не менее эти столкновения влияют на подвижность, ибо приводят к перераспределению энергии и квазимульса между электронами. Последнее обстоятельство существенно потому, что времена релаксации, связанные, например, с рассеянием на фононах или на ионизированной примеси, зависят от энергии носителей заряда. Таким образом, взаимодействие последних друг с другом, меняя функцию распределения по энергиям, может увеличить или уменьшить интенсивность рассеяния. Так, согласно формуле (5.19') на заряженной примеси сильнее всего рассеиваются сравнительно медленные электроны. При этом взаимодействие электронов друг с другом, увеличивая процент медленных электронов, приводит к уменьшению подвижности [4].

*) По данным работы *M. Prince*, *Phys. Rev.* **92**, 681 (1953) (русск. пер. в ПСФ, вып. 2, ИЛ, 1955, стр. 40).