§ 8. Амбиполярная диффузия и амбиполярный дрейф

Особенности движения инжектированного пакета носителей легко понять, если учесть, что электроны и дырки суть заряженные частицы и что при их перераспределении возникает электрическое поле, которое в свою очередь воздействует на их движение. Поэтому диффузия избыточных носителей будет характеризоваться некоторым общим, *амбиполярным коэффициентом диффузии*. Так, если поверхность полупроводника освещать сильно поглощаемым светом, то в тонком приповерхностном слое возникнет повышенная концентрация электронов и дырок, которые будут диффундировать вглубь образца (рис. 7.15). Если, например, $D_n > D_p$, то электроны будут опережать дырки и поэтому в полупроводнике появятся заряды и возникнет электрическое поле (*поле амбиполярной диффузии*), которое будет тормозить электроны и ускорять дырки. При $D_n < D_p$ направление этого поля будет противоположным. В установившемся состоянии в каждой точке полупроводника будет такое поле, при котором потоки дырок и электронов равны друг другу. Совершенно аналогично, вследствие неравенства подвижностей электронов и дырок μ_n и μ_p во внешнем электрическом поле пакет инжектированных носителей приобретает некоторую общую, *амбиполярную дрейфовую скорость*.

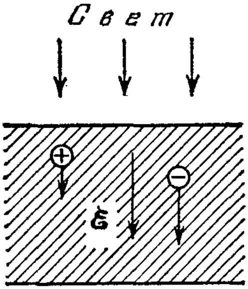

Рис. 7.15. Амбиполярная диффузия.

Величину коэффициента амбиполярной диффузии можно найти непосредственно из уравнений (3.1) и (3.2). Складывая почленно эти уравнения, имеем

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_p + \mathbf{j}_n = \sigma\boldsymbol{\mathcal{E}} + eD_n \nabla n - eD_p \nabla p.$$

Отсюда полная напряженность поля

$$\boldsymbol{\mathcal{E}} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{e}{\sigma}(D_p \nabla p - D_n \nabla n). \tag{8.1}$$

Первое слагаемое в этом выражении есть поле, которое существует в данном полупроводнике при токе $\mathbf{j}$ в отсутствие избыточных носителей. Второе слагаемое есть поле амбиполярной диффузии

$$\boldsymbol{\mathcal{E}}_a = \frac{e}{\sigma}(D_p \nabla p - D_n \nabla n). \tag{8.2}$$

В дальнейшем мы будем предполагать, что связанными зарядами на ловушках можно пренебречь и считать $\delta p = \delta n$, $\nabla p = \nabla n$. Тогда, подставляя выражение (8.1) для $\boldsymbol{\mathcal{E}}$ в формулы для плотностей токов

(3.1), (3.2), мы получаем

$$\mathbf{j}_p = \frac{\sigma_p}{\sigma}\mathbf{j} - eD\nabla p, \quad \mathbf{j}_n = \frac{\sigma_n}{\sigma}\mathbf{j} + eD\nabla n, \tag{8.3}$$

где через D обозначено

$$D = \frac{\sigma_p D_n + \sigma_n D_p}{\sigma}. \tag{8.4}$$

Вторые слагаемые в формулах (8.3), пропорциональные $\nabla p = \nabla n$, дают токи диффузии дырок и электронов, которые, как и следовало ожидать, равны друг другу. Они определяются одним и тем же коэффициентом амбиполярной диффузии D. Полагая в формуле (8.4) $\sigma = \sigma_p + \sigma_n = ep\mu_p + en\mu_n$ и используя еще соотношение Эйнштейна $\mu_p = (e/kT)D_p$, $\mu_n = (e/kT)D_n$, получаем

$$D = \frac{p+n}{\dfrac{p}{D_n} + \dfrac{n}{D_p}}. \tag{8.4a}$$

При малой концентрации избыточных носителей в этой формуле можно положить $n \simeq n_0$, $p \simeq p_0$.

Полученные результаты показывают, что в материале n-типа ($n \gg p$) $D \simeq D_p$. Для материала p-типа ($p \gg n$) $D \simeq D_n$. Следовательно, в обоих случаях D совпадает с коэффициентом диффузии *неосновных* носителей. Для собственного полупроводника ($n = p = n_i$) мы имеем промежуточное значение $D = 2D_pD_n/(D_p + D_n)$. Общий характер зависимости D от концентрации электронов показан на рис. 7.16.

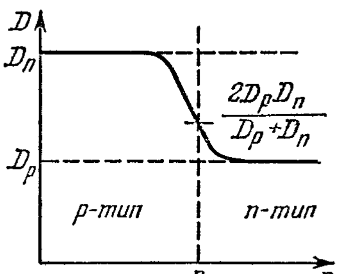

Рис. 7.16. Зависимость коэффициента амбиполярной диффузии от концентрации электронов.

Рассмотрим теперь движение пакета избыточных носителей во внешнем электрическом поле. Для этого мы используем не только выражения (3.1), (3.2) для плотностей токов, но еще и уравнения непрерывности (3.3). Как и выше, будем считать, что полупроводник однороден, $\delta p = \delta n$, и, соответственно, времена жизни электронов и дырок одинаковы: $\tau_p = \tau_n = \tau$ (ср. § 3).

Остановимся сначала на очень наглядном случае, когда поля настолько сильны, что влиянием диффузии и рекомбинации можно пренебречь по сравнению с влиянием дрейфа. Кроме того, положим, что все величины зависят от одной координаты x. Тогда уравнения

(3.1) — (3.3) принимают простой вид:

$$\mathbf{j}_p = \sigma_p(x,\ t)\,\mathcal{E}(x,\ t), \qquad \mathbf{j}_n = \sigma_n(x,\ t)\,\mathcal{E}(x,\ t), \tag{8.5}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{e}\operatorname{div}\mathbf{j}_p = -\frac{1}{e}\sigma_p\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} - \frac{1}{e}\mathcal{E}\frac{\partial \sigma_p}{\partial x}, \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{e}\operatorname{div}\mathbf{j}_n = \frac{1}{e}\sigma_n\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + \frac{1}{e}\mathcal{E}\frac{\partial \sigma_n}{\partial x}, \end{aligned} \tag{8.6}$$

$$\sigma_p = ep\mu_p, \qquad \sigma_n = en\mu_n, \qquad \sigma = \sigma_n + \sigma_p. \tag{8.7}$$

Мы положили внешнюю генерацию $g_p = g_n = 0$, так как она несущественна для последующих рассуждений. Умножая первое уравнение (8.6) на σ_n, второе уравнение на σ_p и складывая оба уравнения, исключим $\partial\mathcal{E}/\partial x$. Тогда, учитывая еще, что $\partial p/\partial t = \partial n/\partial t$, получим

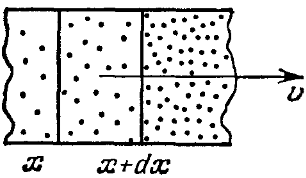

Рис. 7.17. К вопросу об амбиполярной скорости дрейфа.

$$-\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\mu_p\mu_n(n-p)}{\mu_p p + \mu_n n}\,\mathcal{E}\,\frac{\partial p}{\partial x}. \tag{8.8}$$

Легко видеть, что множитель при $\partial p/\partial x$ есть скорость, с которой перемещается пакет неравновесных электронов и дырок в электрическом поле (амбиполярная скорость дрейфа). Действительно, рассмотрим газ частиц с концентрацией $p(x)$, движущихся с одинаковой скоростью v вдоль оси X (рис. 7.17). Тогда уменьшение числа частиц за единицу времени в бесконечно тонком слое между плоскостями x и $x + dx$ (рассчитанное на единичное сечение) есть

$$-dx\frac{\partial p}{\partial t} = vp(x+dx) - vp(x) = v\frac{\partial p}{\partial x}dx,$$

или

$$-\frac{\partial p}{\partial t} = v\frac{\partial p}{\partial x}.$$

Сравнивая это соотношение с формулой (8.8), мы видим, что амбиполярная скорость дрейфа пакета избыточных носителей равна

$$v = \frac{\mu_p\mu_n(n-p)}{\mu_p p + \mu_n n}\,\mathcal{E}. \tag{8.9}$$

Она пропорциональна $\mathcal{E}$, а следовательно, можно ввести *амбиполярную подвижность пакета* μ, которая есть

$$\mu = \frac{v}{\mathcal{E}} = \frac{n-p}{\dfrac{p}{\mu_n} + \dfrac{n}{\mu_p}}. \tag{8.10}$$

При малых нарушениях равновесия в этой формуле можно заменить p и n их равновесными значениями p_0 и n_0.

Полученные результаты объясняют опытные факты по влиянию электрического поля на движение пакета инжектированных носителей. Из формулы (8.10) видно, что если только $n \neq p$, то $\mu \neq 0$, а значит, поле сообщает пакету определенную скорость, несмотря на то что эта область в целом электрически нейтральна. В материале n-типа $n \gg p$ и формула (8.10) дает $\mu \simeq \mu_p$. В этом случае $\mu > 0$ и пакет движется в направлении поля, т. е. в том же направлении, что и неосновные носители — положительные дырки. В материале p-типа мы имеем $p \gg n$ и поэтому $\mu \simeq -\mu_n < 0$. Это обозначает, что пакет перемещается против поля, т. е. тоже как неосновные носители, которыми здесь являются отрицательные электроны. В материале с собственной проводимостью $n = p$, и формула (8.10) дает $\mu = 0$, а следовательно, пакет не управляется полем вовсе.

В более общем случае, когда диффузией и рекомбинацией пренебречь нельзя, амбиполярная скорость дрейфа вычисляется аналогично. Подставляя выражения (3.1) и (3.2) для $\mathbf{j}_p$ и $\mathbf{j}_n$ в уравнения непрерывности (3.3), мы имеем

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - \frac{1}{e}\,\mathbf{\mathcal{E}} \cdot \nabla\sigma_p - \frac{1}{e}\,\sigma_p \operatorname{div} \mathbf{\mathcal{E}} + D_p \operatorname{div}(\nabla p) - \frac{\delta p}{\tau},$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g + \frac{1}{e}\,\mathbf{\mathcal{E}} \cdot \nabla\sigma_n + \frac{1}{e}\,\sigma_n \operatorname{div} \mathbf{\mathcal{E}} + D_n \operatorname{div}(\nabla n) - \frac{\delta n}{\tau}.$$

Исключая, как и выше, из этих уравнений члены с div $\mathbf{\mathcal{E}}$, мы найдем

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - \frac{1}{e\sigma}(\sigma_n \cdot \nabla\sigma_p - \sigma_p \cdot \nabla\sigma_n)\,\mathbf{\mathcal{E}} + \frac{\sigma_n D_p + \sigma_p D_n}{\sigma} \operatorname{div}(\nabla p) - \frac{\delta p}{\tau}. \tag{8.11}$$

Подставляя для σ_n, σ_p и σ их значения (8.7), имеем

$$\frac{1}{e\sigma}(\sigma_n \nabla\sigma_p - \sigma_p \nabla\sigma_n) = \frac{n-p}{\dfrac{p}{\mu_n} + \dfrac{n}{\mu_p}} \nabla p.$$

Далее, учитывая формулу (8.4), третье слагаемое в правой части (8.11) можно записать в виде

$$D \operatorname{div}(\nabla p) = \operatorname{div}(D \cdot \nabla p) - \nabla D \cdot \nabla p.$$

После этого мы получаем

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - \mathbf{v} \cdot \nabla p + \operatorname{div}(D \cdot \nabla p) - \frac{\delta p}{\tau}, \tag{8.12}$$

где

$$\mathbf{v} = \frac{n-p}{\dfrac{p}{\mu_n} + \dfrac{n}{\mu_p}}\,\mathbf{\mathcal{E}} + \nabla D. \tag{8.13}$$

Очевидно, что второе слагаемое в правой части (8.12) есть быстрота изменения концентрации во времени, обусловленная движением пакета. В этом можно убедиться, рассуждая, как и выше, но рассматривая вместо бесконечно тонкого слоя бесконечно малый параллелепипед с ребрами, параллельными осям координат. Скорость дрейфа пакета **v** выражается формулой (8.13), которая есть обобщение формулы (8.9). Третье слагаемое в правой части (8.12) дает изменение концентрации вследствие диффузии, а последнее — вследствие рекомбинации. Уравнение (8.12) есть уравнение непрерывности в *амбиполярной форме*, которое в ряде случаев удобнее уравнений (3.3). В частности, так как мы уже учли амбиполярное электрическое поле введением амбиполярного коэффициента диффузии D, то под $\mathcal{E}$ в формуле (8.13) нужно понимать только поле, создаваемое внешними источниками.

§ 9. Длины диффузии и дрейфа

Применим теперь уравнение непрерывности (8.12) к исследованию пространственного распределения избыточных носителей.

Рассмотрим нитевидный образец полупроводника, для определенности — n-типа, в одной из частей которого (при $x < 0$, рис. 7.18) генерируются электроны и дырки (например, светом), и найдем стационарное распределение концентрации избыточных носителей в области $x > 0$, где генерации нет. Избыточные концентрации будем считать малыми и, соответственно, D, μ и $\mathcal{E}$ не зависящими от координаты. Тогда, полагая в уравнении (8.12) $v = \mu\mathcal{E}$ и $\partial p/\partial t = 0$, получаем для определения δp уравнение

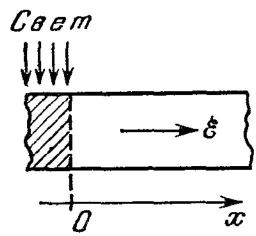

Рис. 7.18. К вычислению длины диффузии.

$$(\delta p)'' - \frac{2}{\lambda}(\delta p)' - \frac{\delta p}{L^2} = 0, \qquad (9.1)$$

где штрих обозначает дифференцирование по x, а через λ и L обозначены некоторые характерные длины:

$$\lambda = \frac{2D}{\mu\mathcal{E}}, \qquad L = \sqrt{D\tau}. \qquad (9.2)$$

Граничные условия задачи имеют вид:

$$x = 0: \quad \delta p = (\delta p)_0; \qquad x \to \infty: \quad \delta p \to 0.$$

Решение уравнения (9.1) есть

$$\delta p = a \exp k_1 x + b \exp k_2 x,$$

где

$$k_{1,2} = \frac{1}{\lambda} \pm \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{L^2}} = \frac{1}{\lambda}\left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{L^2}}\right).$$