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

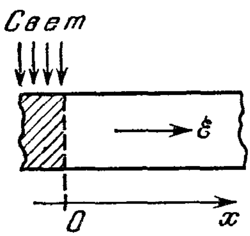

Рис. 7.18. К вычислению длины диффузии.

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

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

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

Положим, что $\mathscr{E} > 0$ и, соответственно, $\lambda > 0$. Это соответствует такому направлению поля, которое затягивает в образец *неосновные* носители. Тогда $k_1 > 0$, $k_2 < 0$ и граничные условия дают $a = 0$, $b = (\delta p)_0$. Следовательно, δp убывает с увеличением x по экспоненциальному закону:

$$\delta p = (\delta p)_0 \exp\left(-\frac{x}{l}\right), \tag{9.3}$$

где $l = l(\mathscr{E})$ есть длина, на которой δp уменьшается в e раз. Она равна

$$\frac{1}{l} = -k_2 = \frac{1}{\lambda}\left(\sqrt{1+\frac{\lambda^2}{L^2}} - 1\right). \tag{9.4}$$

Если электрическое поле очень слабое ($\lambda^2/L^2 \gg 1$), то формула (9.4) дает

$$l = L = \sqrt{D\tau}. \tag{9.5}$$

Здесь L, по определению, есть *длина диффузии* неравновесных носителей (ср. § 7).

В противоположном случае достаточно сильного поля ($\lambda^2/L^2 \ll 1$) можно положить $\sqrt{1+\lambda^2/L^2} \simeq 1 + \lambda^2/2L^2$ и из формулы (9.4) получается

$$l(\mathscr{E}) \simeq \frac{2L^2}{\lambda} = \mu\mathscr{E}\tau. \tag{9.6}$$

В сильных электрических полях длина затягивания равна расстоянию, которое проходит пакет инжектированных носителей за среднее время их жизни *(длина дрейфа)*.

Рассмотрим теперь случай $\mathscr{E} < 0$ ($\lambda < 0$), т. е. такого направления поля, которое соответствовало бы затягиванию *основных* носителей. Тогда $k_1 < 0$, $k_2 > 0$ и граничные условия дают $b = 0$, $a = (\delta p)_0$. И в этом случае δp экспоненциально уменьшается с увеличением x, но длина затягивания оказывается равной

$$\frac{1}{l} = -k_1 = \frac{1}{|\lambda|}\left(1 + \sqrt{1+\lambda^2/L^2}\right). \tag{9.7}$$

Отсюда видно, что $l < L$, т. е. электрическое поле *препятствует* распространению избыточных носителей. В сильных электрических полях

$$l \simeq \frac{2}{|\lambda|} = \frac{D}{\mu\mathscr{E}} \tag{9.8}$$

и при $\mathscr{E} \to \infty$, $l \to 0$.

Полученные результаты показывают, что вследствие амбиполярности процессов диффузии и дрейфа пакет инжектированных носителей движется во внешнем электрическом поле так, как двигались бы *неосновные* носители, и объясняют типичные опыты, рассмотренные в § 7 *).

Отметим, что граничную концентрацию $(\delta p)_0$, значение которой здесь для нас было несущественно, мы считали заданной. Эта концентрация зависит от интенсивности генерации g в освещенной области и от напряженности электрического поля. Ее значение можно найти, рассматривая решение уравнения непрерывности в освещенной области (при $g \neq 0$) и сшивая его с рассмотренным решением для неосвещенной области ($g = 0$), на чем, однако, мы не будем останавливаться.

В предыдущих рассуждениях мы пренебрегали зарядами, связанными на ловушках, и соответственно считали $\delta p = \delta n$ и $\tau_p = \tau_n$. Однако все приведенные рассуждения могут быть обобщены и для более сложного случая $\delta p \neq \delta n$ (см., например, [3]). При этом основные принципиальные выводы не изменяются.

В § 5 мы говорили, что введение квазиуровней Ферми нуждается в специальном экспериментальном обосновании. Исследования диффузии и дрейфа неравновесных электронов и дырок дают такую возможность. Действительно, в § VI.2 мы видели, что соотношение Эйнштейна

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e},$$

связывающее коэффициент диффузии D и подвижность μ, справедливо только в том случае, когда рассматриваемые частицы подчиняются распределению Больцмана. С другой стороны, если возможно введение квазиуровней Ферми, то и для неравновесных носителей заряда в невырожденных полупроводниках, согласно формуле (5.1а), тоже должно быть справедливо распределение Больцмана, а следовательно, и для них должно выполняться соотношение Эйнштейна.

Отношение D/μ для неравновесных носителей заряда можно найти из опыта, измеряя длину диффузии $L = \sqrt{D\tau}$ и длину дрейфа $l(\mathscr{E}) = \mu \mathscr{E} \tau$:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{L^2 \mathscr{E}}{l(\mathscr{E})}.$$

При этом, согласно § 8, в примесных полупроводниках D и μ соответствуют неосновным носителям. Поэтому можно проверить экспериментально, выполняется ли для неравновесных носителей заряда соотношение Эйнштейна, а значит, и распределение Больцмана. Такие измерения производились для германия многочислен-

*) Особенности диффузии и дрейфа квазинейтральных пакетов неравновесных носителей заряда, лежащие в основе действия многих полупроводниковых приборов, были открыты независимо друг от друга В. Е. Лашкаревым в СССР (при исследовании фотопроводимости в закиси меди) и Дж. Бардином и В. Браттейном в США (в явлениях инжекции в германии) в конце 40-х годов.

ными авторами. Они показали, что формула Эйнштейна хорошо выполняется и для неравновесных носителей, что является экспериментальным подтверждением возможности введения квазиуровней Ферми.

§ 10. $n^+ - n$- и $p^+ - p$-переходы

При инжекции в p—n-переходах концентрация неравновесных носителей на границе $(\delta p)_0 > 0$ и полупроводник обогащается электронами и дырками. Однако нарушение равновесных концентраций носителей при наличии тока через контакт может быть и таким, что $(\delta p)_0 < 0$.

Рассмотрим контакт двух полупроводников одинакового типа проводимости, но различающихся по степени легирования примесями. Такие контакты получили название n^+—n- и, соответственно,

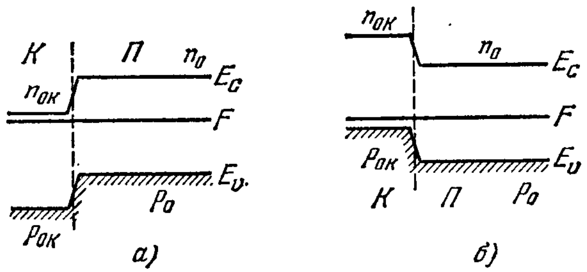

Рис. 7.19. Контакты $n^+ - n$ (а) и $p^+ - p$ (б).

p^+—p-контактов. Их энергетическая диаграмма в отсутствие тока показана на рис. 7.19. Такие переходы иногда образуются и при изготовлении контакта полупроводника с металлами за счет диффузии металла (например, при сплавлении), термической обработки и т. п. Будем условно называть одну из областей «контактным электродом», а другую — «полупроводником» и будем говорить, для определенности, о переходе n^+—n. Участие неосновных носителей (дырок) в образовании тока различно в обеих областях. Его можно охарактеризовать коэффициентами ξ (в полупроводнике) и ξ_k (в контактном электроде):

$$\xi = \frac{j_p}{j} = \frac{\mu_p p_0}{\mu_0 p_0 + \mu_n n_0}, \qquad \xi_k = \frac{j_{pk}}{j} = \frac{\mu_p p_{0k}}{\mu_p p_{0k} + \mu_n n_{0k}}. \tag{10.1}$$

Решающую роль для знака $(\delta p)_0$ играет разность между «коэффициентом инжекции» ξ_k и коэффициентом ξ. Если $\xi_k > \xi$, то $(\delta p)_0 > 0$. Если при этом внешнее напряжение положительно (минус на полупроводнике), то обогащенная область будет затягиваться в глубь полупроводника. При наложении прямоугольного импульса напряжения эта область будет перемещаться со скоростью $\mu \mathcal{E}$. Через