

системы носителей заряда. При наличии флуктуаций плотности заряда и электронной температуры появляются еще электронные потоки диффузионного и термоэлектрического происхождения, способствующие рассасыванию флуктуации. По этой причине флуктуация начинает расти, лишь если дрейфовая компонента флуктуации плотности тока (8.1) не только антипараллельна  $\delta\mathcal{E}$ , но и достаточно велика по абсолютной величине: абсолютная величина отрицательной дифференциальной проводимости должна превосходить некоторое критическое значение  $\sigma'_d$ . Для вычисления  $\sigma'_d$  надо исследовать поведение флуктуаций напряженности поля, плотности заряда и т. д. Результат зависит от конкретных особенностей рассматриваемой системы (соответствующие расчеты можно найти в книге [4]).

Коль скоро условие

$$|\sigma_d| > \sigma'_d \quad (8.2)$$

выполняется, газ носителей заряда оказывается неустойчивым относительно развития малых флуктуаций плотности заряда и напряженности поля. Об этом говорят как о флуктуационной неустойчивости системы. В результате распределение плотности заряда, напряженности электрического поля и электронной температуры в технологически однородном образце становится пространственно неоднородным. Иначе говоря, при достаточно большом отклонении от термодинамического равновесия, когда  $|\sigma_d|$  достигает значения  $\sigma'_d$ , газ носителей заряда переходит в некоторое новое состояние, в равновесных условиях не наблюдаемое.

## § 9. Электрические домены и токовые шнуры

Исследуем распределение напряженности поля и других физических величин в пространственно неоднородном состоянии, возникающем в результате флуктуационной неустойчивости. С этой целью надо выяснить, какие именно отклонения от постоянных средних значений  $j$ ,  $n$ ,  $\mathcal{E}$  и  $T_e$  «опасны», т. е. не затухают, а нарастают со временем.

Удобно воспользоваться уравнением баланса энергии (7.3'), записав его в виде

$$\Gamma \equiv (j, \mathcal{E}) - P = 0. \quad (9.1)$$

Величина  $\Gamma$  представляет собой отнесенную к единице объема и единице времени разность между энергией, получаемой электронами от поля, и энергией, отдаваемой ими решетке. В результате флуктуаций электронной температуры, плотности заряда и т. д. значение  $\Gamma$  может стать отличным от нуля. При этом существуют две возможности:

а) Знаки  $\delta\Gamma$  и  $\delta T_e$  противоположны. При этом случайное уменьшение (увеличение) электронной температуры компенсируется отно-

сительным ростом (падением) притока энергии от внешнего поля. Такие флуктуации затухают со временем — они безопасны.

б) Знаки  $\delta\Gamma$  и  $\delta T_e$  одинаковы. При этом баланс энергии, поступающей в электронный газ, таков, что приводит к дальнейшему росту флуктуации. Такие флуктуации опасны. Коль скоро они имеют место, предположение о сохранении пространственной однородности системы электронов оказывается неправильным.

Примем направление тока за ось  $X$ . Пусть электронная температура испытывает флуктуацию  $\delta T_e(x)$ , постоянную (при данном  $x$ ) по всему сечению образца; связанная с ней флуктуация напряженности поля есть  $\delta \mathcal{E}_x(x)$ . Флуктуацию  $x$ -компоненты плотности тока будем

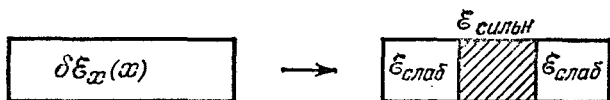


Рис. 16.13. Флуктуации электронной температуры и напряженности поля в образце с характеристикой  $N$ -типа приводят к образованию электрического домена. Справа на рисунке заштрихован домен сильного поля.

считать равной нулю:  $\delta j_x = 0$  (рис. 16.13). Возможны и флуктуации другого типа, но для наших целей достаточно рассмотреть только такие: задача состоит в том, чтобы найти опасные флуктуации. В рассматриваемом случае левую часть (9.1) удобно переписать в виде

$$\Gamma = \frac{j^2}{\sigma} - P. \quad (9.1')$$

Флуктуация ее около равновесного состояния, в котором  $\Gamma = 0$ , есть

$$\delta\Gamma = -\gamma_1 \delta T_e, \quad (9.2)$$

где

$$\gamma_1 = \frac{P}{\sigma} \frac{d\sigma}{dT_e} + \frac{dP}{dT_e}. \quad (9.3)$$

При  $\gamma_1 > 0$  реализуется случай а), а при  $\gamma_1 < 0$  — случай б). Сравнивая выражения (9.3) и (7.5), видим, что  $\gamma_1$  меняет знак вместе с дифференциальной проводимостью, которая при этом проходит через нуль. Таким образом, в случае характеристики  $N$ -типа опасны флуктуации плотности заряда и компоненты напряженности поля в направлении тока\*). Раз возникнув, такие флуктуации будут нарастать, пока нелинейные эффекты не ограничат дальнейшее их развитие. Распределение поля и плотности заряда станет уже

\*) Более подробное исследование показывает, что флуктуации другого типа в этом случае безопасны. Доказательство этого и дальнейших утверждений, имеющих в этом параграфе, выходит за рамки этой книги (см. [4]).

пространственно неоднородным: образец разобьется на области сильного и слабого поля, расположенные так, как показано на рис. 16.13. Область повышенной напряженности электрического поля называют доменом сильного поля или просто электрическим доменом. Распределение напряженности поля внутри самого домена может быть различным в зависимости от природы образца. С другой стороны, в областях слабого поля напряженность его практически постоянна и электронный газ почти не нагреет.

Могло бы возникнуть и несколько доменов сильного поля. Исследование показывает, однако, что такое распределение поля неустойчиво: флуктуации приводят к «слипанию» доменов в один.

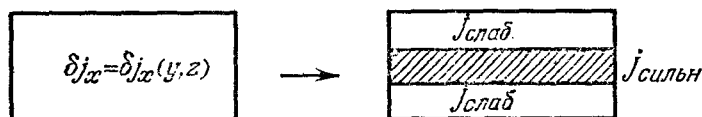


Рис. 16.14. Флуктуации электронной температуры и плотности тока в образце с характеристикой S-типа приводят к образованию токовых шнуров. Справа на рисунке заштрихован шнур сильного тока.

Пусть теперь электронная температура испытывает однородную вдоль оси  $X$  флуктуацию  $\delta T_e(y, z)$ , сопровождаемую флуктуацией  $x$ -компоненты плотности тока  $\delta j_x(y, z)$ . Флуктуацию  $\delta \mathcal{E}_x$  будем считать равной нулю (рис. 16.14). Выражение (9.1) удобно переписать в виде

$$\Gamma = \sigma \mathcal{E}_x^2 - P. \quad (9.1')$$

Флуктуация величины  $\Gamma$  равна

$$\delta \Gamma = -\gamma_2 \delta T_e, \quad (9.4)$$

где

$$\gamma_2 = \frac{dP}{dT_e} - \frac{P}{\sigma} \frac{d\sigma}{dT_e}. \quad (9.5)$$

Как и в предыдущем примере, рассматриваемая флуктуация безопасна при  $\gamma_2 > 0$  и опасна при  $\gamma_2 < 0$ . Сравнивая выражения (9.5) и (7.5), видим, что  $\gamma_2$  меняет знак вместе с дифференциальной проводимостью и последняя в этом случае проходит через бесконечность. Таким образом, при характеристике S-типа опасны флуктуации электронной температуры и  $x$ -компоненты плотности тока в направлении, перпендикулярном направлению тока. В результате развития этих флуктуаций образец разбивается на области слабого и сильного тока, расположенные так, как показано на рис. 16.14. Область сильного тока могла бы представлять собой как плоский слой, ориентированный параллельно оси  $X$ , так и токовый шнур

цилиндрической формы. Исследование показывает, однако, что устойчивой может быть только последняя конфигурация. Облгсть, заштрихованная на рис. 16.14, изображает сечение шнура плоскостью чертежа.

### § 10. Движущиеся и статические домены

В технологически однородном образце тепловые флуктуации могут привести к образованию домена в любой точке. В силу однородности образца следует ожидать, что, раз возникнув, домен сможет перемещаться по образцу, пока не исчезнет на одном из электродов.

Движение доменов наблюдалось в ряде материалов: в  $n$ -GaAs, в  $n$ -Ge, легированном золотом или медью, в полуизолирующем арсениде галлия, в сульфиде кадмия  $n$ -типа, в  $p$ -GaSb и др. Это явление можно обнаружить, измеряя распределение потенциала в образце: напряжение между двумя точками, между которыми находится домен, должно быть повышено по сравнению с тем, что наблюдается в остальной части образца.

Скорость домена оказывается различной — в зависимости от механизма, ответственного за возникновение отрицательной дифференциальной проводимости однородного образца.

Здесь выделяются два предельных случая, о которых говорят, соответственно, как о дрейфовой и рекомбинационной нелинейности. В первом основную роль играет зависимость подвижности от поля — например, в силу механизма Ридли—Уоткинса—Хилсума. При этом захват и генерация носителей заряда не играют существенной роли; при достаточно большой скорости движения домена они вообще не успевают происходить. Скорость домена в этом случае есть дрейфовая скорость основных носителей заряда в слабом поле (соответствующем незаштрихованным областям на рис. 16.13). Она действительно оказывается большой в указанном только что смысле.

При рекомбинационной нелинейности основную роль играют процессы захвата и генерации носителей заряда. В зависимости от напряженности поля соотношение между концентрациями свободных и связанных носителей оказывается различным, и перемещение домена связано с перераспределением электронов между зоной и уровнями захвата. Этот процесс ограничивает скорость домена, которая оказывается значительно меньше дрейфовой. Так, в  $n$ -Ge, легированном золотом, скорость домена при водородных температурах может составлять от  $10^{-5}$  см/с до  $10^{-2}$  см/с.

Движение доменов сопровождается колебаниями тока в цепи нагрузки. Действительно, пока домен движется вдоль технологически однородного образца, сила тока не изменяется; но, дойдя до соответствующего электрода, домен исчезает, что ведет к временному повышению силы тока. При последующем возникновении домена на другом электроде сила тока в цепи вновь падает (рис. 16.15).