

Лекция 17

Тема: Основы функциональной электроники (Продолжение).

- 1) Устройства на основе эффекта Ганна.
- 2) Образование домена в структуре Ганна.

УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ГАННА

В 1963 году американский ученый Д. Ганн обнаружил, что кристалл арсенида галлия с электронной электропроводностью под действием сильного электрического поля способен генерировать СВЧ-колебания. Это явление получило название эффекта Ганна, а созданные на его основе приборы – диодов Ганна. Строго говоря, эти приборы не являются диодами, поскольку в них отсутствует выпрямляющий электронно-дырочный переход. В зарубежной литературе чаще используется сокращенное название *TED* (Transferred Electron Devices). Приборы на основе эффекта Ганна правильнее отнести к приборам функциональной электроники, так как в них преобразование энергии постоянного тока в энергию СВЧ-колебаний происходит за счет сложных физических процессов в кристалле арсенида галлия. Чтобы понять эти процессы, необходимо внести некоторые уточнения в зонную модель полупроводника, которой мы до сих пор пользовались для объяснения процессов в полупроводниковых диодах и транзисторах. Известно, что энергия свободного электрона равна

$$E = \frac{m_0 V^2}{2} = \frac{(m_0 V)^2}{2m_0} = \frac{P^2}{2m_0}, \quad (74)$$

где $P = m_0 V$ – импульс электрона. Согласно формуле Луи де Бройля,

$$P = \frac{h}{\lambda} = \frac{\hbar}{\lambda/2\pi} \quad (75)$$

где λ – длина электронной волны;

$k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор электрона, по направлению совпадающий с направлением распространения электронной волны.

Следовательно, энергию свободного электрона можно выразить через волновой вектор k :

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_0} k^2 . \quad (76)$$

Отсюда следует, что зависимость энергии свободного электрона от его волнового вектора имеет квадратичный характер.

В твердом теле на электрон действует периодическое потенциальное поле кристаллической решетки. Чтобы описать сложные законы движения электрона в кристалле с помощью соотношений классической механики, влияние внутренних сил на электрон учитывают, заменив массу свободного электрона m_0 эффективной массой m^* . Импульс $P = m^*V$ называется квазиимпульсом электрона. Тогда диаграмму энергетических зон полупроводника в k -пространстве можно представить так, как это показано на рис. 138, *a*.

При упрощенном рассмотрении энергетической диаграммы вместо истинных кривых, ограничивающих валентную зону и зону проводимости, проводят две параллельные прямые: одну – касательную к дну зоны проводимости, вторую – касательную к вершине валентной зоны. Первую прямую принимают за нижнюю границу зоны проводимости E_c , вторую – за верхнюю границу валентной зоны E_v . Расстояние между ними равно ширине запрещенной зоны ΔE_g .

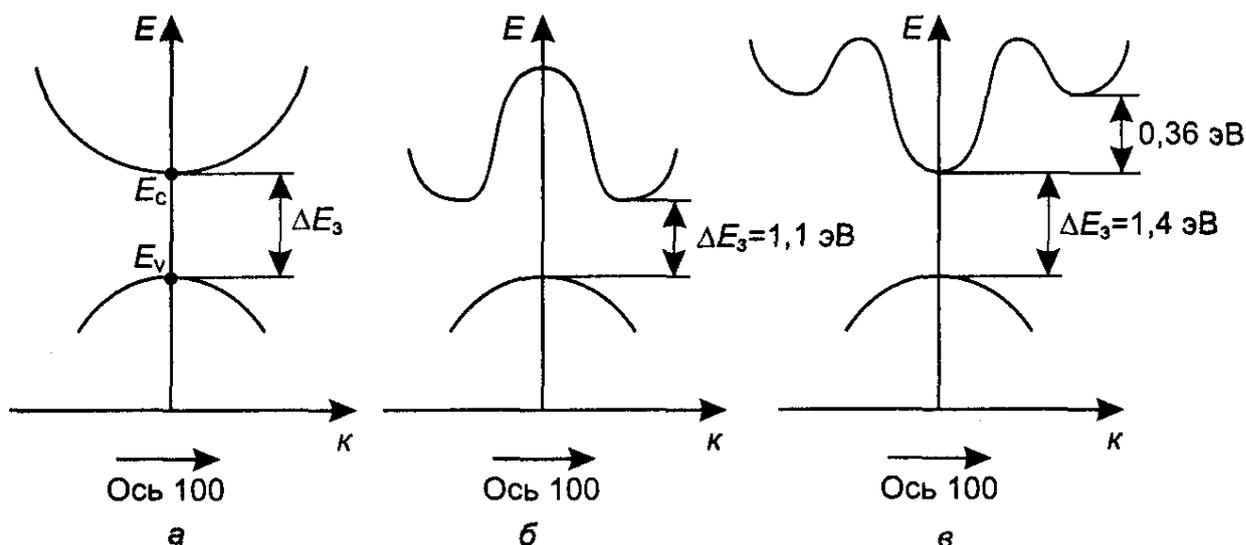


Рис. 138

Зона проводимости полупроводника может быть образована из нескольких перекрывающихся между собой разрешенных энергетических зон. В этом случае энергетическая диаграмма зоны проводимости в k -пространстве может иметь минимум, смещенный относительно точки $k = 0$ (рис. 138, б), что имеет место в кремнии. В кристалле арсенида галлия имеются два минимума (рис. 138, в) в кристаллографическом направлении (100), которые называются энергетическими долинами. Полупроводник в этом случае называется двухдолинным. Минимальная энергия электронов, имеющая место при $k = 0$, соответствует нижней границе зоны проводимости. Верхняя долина отделена от нижней долины энергетическим зазором $\Delta E = 0,36$ эВ.

Эффективные массы электронов, находящихся в нижней и верхней долинах, различаются по значению. В нижней долине $m_1^* = 0,072m_0$, в верхней – $m_1^* = 1,2m_0$. Подвижность электронов равна

$$\mu = q\tau_c/m^*, \quad (77)$$

где τ_c – среднее время между столкновениями с решеткой. Подвижность электронов различна для нижней и верхней долин: $\mu_1 = 8 \cdot 10^3$ см/В·с,

$\mu_2 = 10^2$ см/В·с. Следовательно, скорость дрейфа «легких» электронов нижней долины, пропорциональная напряженности внешнего поля E , почти на два порядка больше скорости дрейфа «тяжелых» электронов верхней долины.

При комнатной температуре практически все электроны проводимости находятся в нижней долине. При увеличении температуры все большее число электронов приобретает энергию, достаточную для перехода в верхнюю долину. В результате нижняя долина опустошается, а верхняя – заполняется. Этот процесс называется междолинным переходом.

Увеличение энергии электронов можно осуществить не только повышением температуры кристалла, но и с помощью внешнего электрического поля, изменяя напряженность которого, можно управлять междолинным переходом электронов. Величина напряженности поля, при которой начинается интенсивный междолинный переход, называется пороговой и обозначается E_p . Для арсенида галлия она равна примерно 3,2 кВ/см.

Найдем плотность дрейфового тока, протекающего через идеальный кристалл n -типа, в котором обеспечена абсолютная однородность электрического поля, создаваемого в нем приложенным к контактам внешним напряжением. Учтем, что ток создается как «легкими», так и «тяжелыми» электронами, суммарная концентрация которых, равная $n_0 = n_1 + n_2$, не зависит от напряженности поля, так как определяется только концентрацией доноров. Следовательно, плотность тока равна

$$j = q(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E. \quad (78)$$

Умножив и разделив правую часть на n_0 , получим

$$j = qn_0\mu_{cp}E. \quad (79)$$

Здесь $\mu_{\text{ср}} = \frac{n_1\mu_1 + n_2\mu_2}{n_0}$ – усредненная по двум долинам подвижность.

Учитывая, что дрейфовая скорость электронов равна $V_{\text{др}} = \mu_{\text{ср}}E$, получим

$$j = qn_0V_{\text{др}} \quad (80)$$

То есть плотность дрейфового тока пропорциональна скорости дрейфа $V_{\text{др}}$.

В слабых полях $n_1 \cong n_0$, $n_2 = 0$, $\mu_{\text{ср}} = \mu_1$, $j = qn_1\mu_1E$. По мере роста E , начиная с некоторой величины E_1 электроны переходят из нижней долины в верхнюю, поэтому n_1 уменьшается, n_2 увеличивается (рис. 139, а), $\mu_{\text{ср}}$ уменьшается (рис. 139, б), а рост $V_{\text{др}}$ замедляется (рис. 139, б).

Начиная с величины $E_{\text{п}}$ интенсивность междолинных переходов возрастает настолько, что и.ср резко уменьшается, вследствие чего уменьшается $V_{\text{др}}$. При $E = E_2$ междолинные переходы завершаются, нижняя долина оказывается почти полностью опустошенной ($n_1 = 0$), а верхняя – заполненной ($n_2 = n_0$). При этих условиях

$$j = qn_2\mu_2E. \quad (81)$$

Если $E_2 = 8$ кВ/см, то наступает насыщение дрейфовой скорости, поэтому при $E > E_2$ скорость остается постоянной.

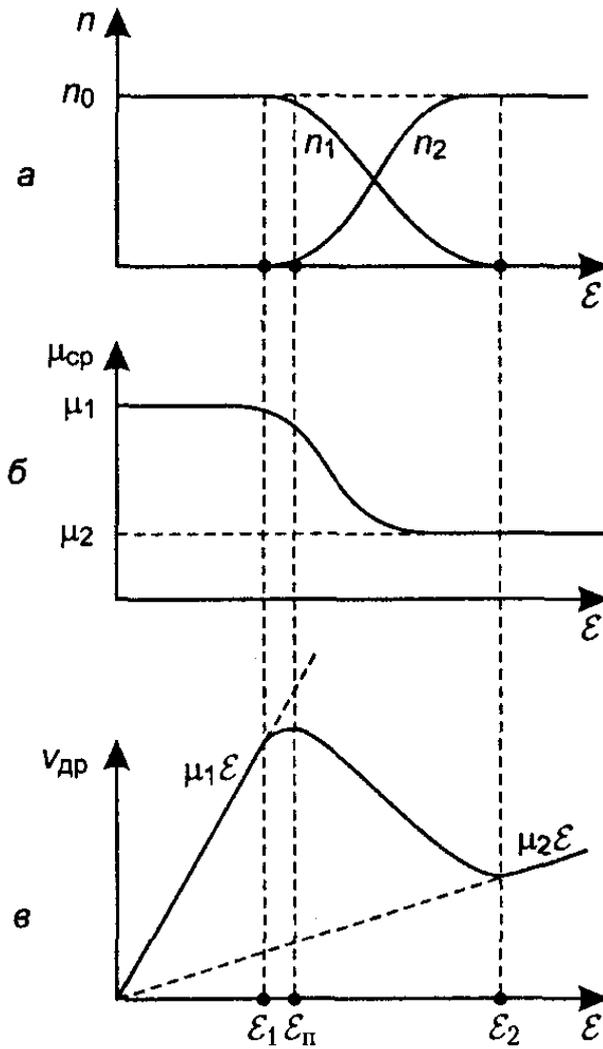


Рис. 139

Принимая во внимание, что плотность тока пропорциональна $V_{др}$, величина тока связана с плотностью тока соотношением $I = jS$, где S – площадь поперечного сечения кристалла, а напряженность поля $E = u/L$, где u – напряжение, приложенное к кристаллу, L – длина кристалла, можно записать уравнение вольт-амперной характеристики кристалла:

$$i = qn_0S\mu_{ср}u/L. \quad (82)$$

Из этого уравнения следует, что зависимость тока от напряжения аналогична зависимости дрейфовой скорости от напряженности поля, то есть она содержит участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис. 140). Существование отрицательного дифференциального сопротивления обусловлено уменьшением дрейфовой скорости при увеличении напряженности поля. При напряжении и, соответствующем критической напряженности поля, равной примерно 8 кВ/см, дрейфовая скорость становится постоянной и рост тока прекращается. Наличие отрицательного дифференциального сопротивления может компенсировать потери в присоединенной к кристаллу пассивной цепи, что позволяет использовать его для генерации и усиления электрических колебаний. Это обстоятельство нашло применение в СВЧ-устройствах, работающих на частотах, измеряемых единицами и десятками гигагерц. Рассмотрим принцип генерирования СВЧ-колебаний, основанный на использовании эффекта Ганна.

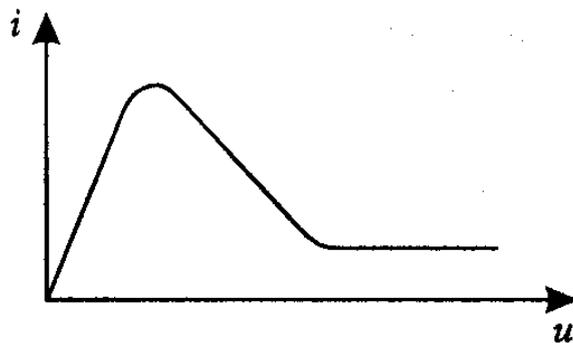


Рис. 140

В кристалле арсенида галлия имеются неоднородности, обусловленные неравномерностью распределения легирующей примеси и дефектами кристаллической структуры, в результате чего в нем возникают локальные напряженности поля, превышающие среднюю напряженность. Как правило, эти неоднородности существуют вблизи торцов кристалла, на которые напылены внешние металлические электроды катода и анода (рис. 141, *a*). Основную роль играют неоднородности у катодного вывода. Пусть в момент включения внешнего напряжения в кристалле возникает

электрическое поле со средней напряженностью поля E_0 , которая несколько меньше пороговой напряженности $E_{п.}$. Из-за наличия неоднородностей напряженность поля в околоскатодной области оказывается выше пороговой (рис. 141, б). Вследствие этого левее сечения x_1 появляются «тяжелые» электроны, движущиеся со скоростью V_1 а правее x_1 находятся «легкие» электроны, движущиеся со скоростью V_2 . По мере продвижения «тяжелых» и «легких» электронов к аноду формируется зарядовый пакет, называемый доменом. Он состоит из двух слоев (рис. 141, в): слой со стороны катода из-за избытка «тяжелых» электронов имеет отрицательный заряд, слой со стороны анода из-за недостатка «легких» электронов имеет положительный заряд. Наличие этих зарядов ведет к образованию электрического поля домена, направленного в ту же сторону, что и внешнее поле (рис. 141, г). По мере формирования домена поле в нем растет, а за пределами домена—уменьшается. Поэтому скорость движения «тяжелых» электронов внутри домена возрастает, а скорость движения «легких» электронов за пределами домена уменьшается. В некоторый момент времени t_1 скорости движения «легких» и «тяжелых» электронов становятся одинаковыми, и формирование домена завершается. Сформированный домен продолжает двигаться к аноду со скоростью $V_{др} = \mu_1 E_1 = \mu_2 E_2$. Достигнув анода, домен рассасывается, в структуре устанавливается исходное распределение напряженности поля (рис. 141, б) и начинается формирование нового домена. Зная закономерности изменения скоростей «тяжелых» и «легких» электронов, нетрудно объяснить характер изменения тока во внешней цепи. В момент включения t_0 в кристалле все электроны являются «легкими», и плотность тока через кристалл имеет максимальное значение:

$$i_{\max} = qn_0\mu_1 E_0 \quad (83)$$

По мере формирования домена возрастает напряженность поля внутри домена и уменьшается вне его пределов, при этом снижается дрейфовая скорость и, соответственно, ток. После образования домена (момент t_1) в кристалле установится минимальный ток

$$i_{\min} = qn_0\mu_1 E_1 \quad (84)$$

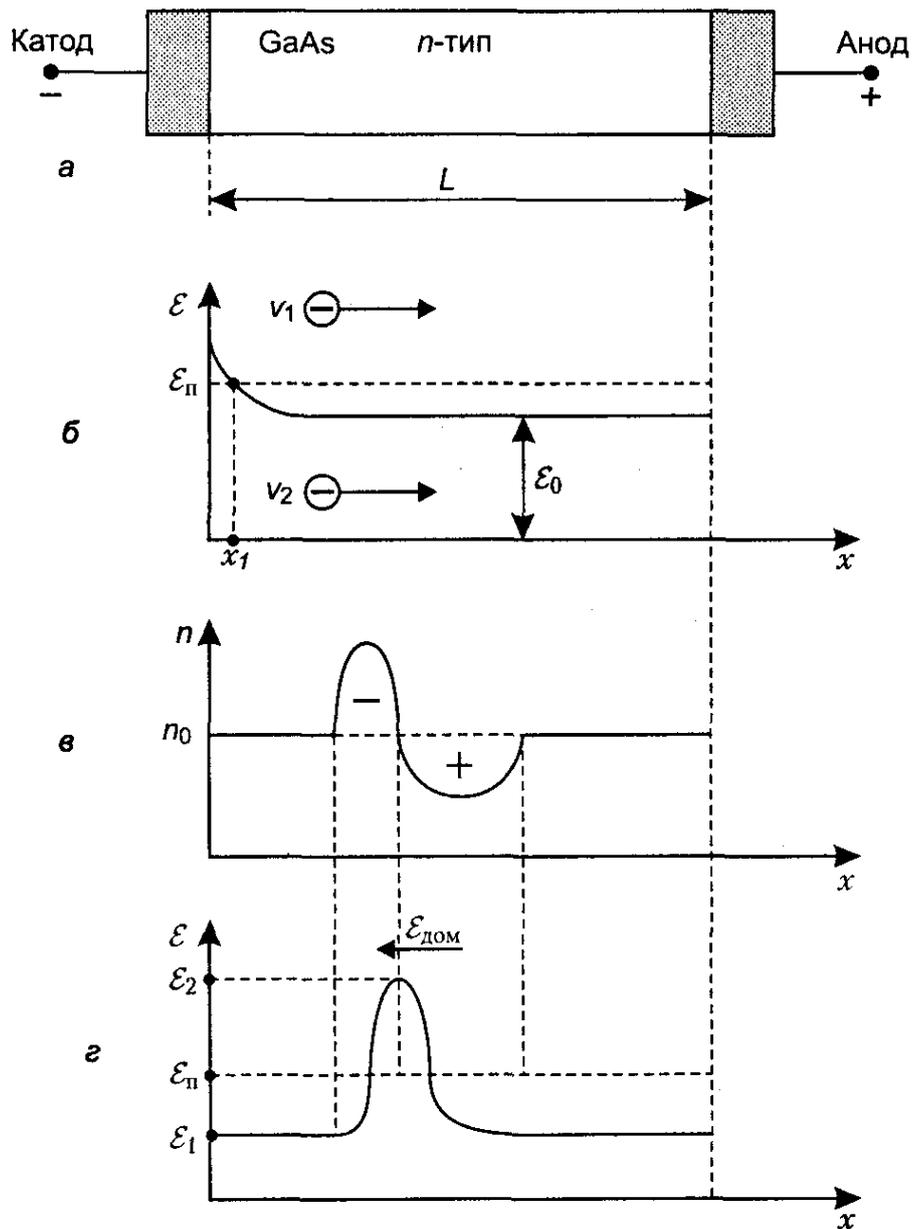


Рис. 141

В момент t_2 домен достигает анода и рассасывается в интервале $\tau_p = t_3 - t_2$, при этом ток возрастает. Изменение тока во времени иллюстрирует рис. 142. Частота следования импульсов определяется дрейфовой скоростью домена $V_{\text{др}}$ и длиной кристалла L :

$$f = V_{\text{др}}/L. \quad (85)$$

При $L = 10$ мкм и $V_{др} = 10^7$ см/с частота колебаний составляет 10 ГГц.

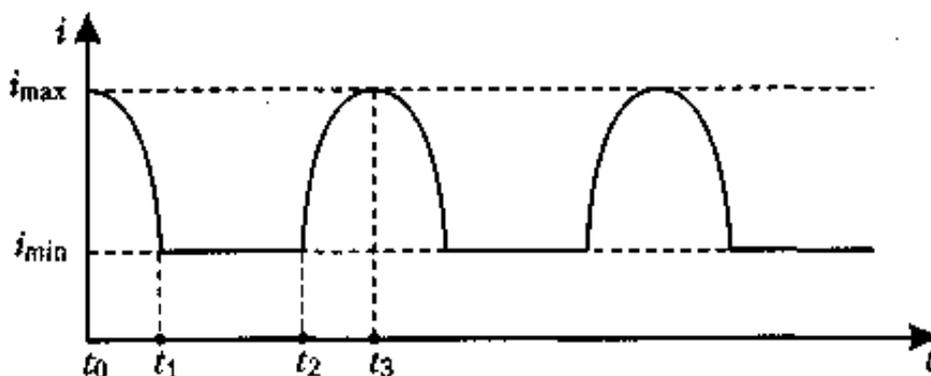


Рис. 142

На основе эффекта Ганна выполняют также СВЧ-усилители, рабочая точка которых находится на падающем участке вольт-амперной характеристики. Усиление мощности такого усилителя на частоте 25-30 ГГц достигает 60-70. На основе эффекта Ганна могут также выполняться элементы логических схем, быстродействие которых достигает 10^{-10} - 10^{-11} с. Кроме того, на основе эффекта Ганна выполняют импульсные усилители, работающие в триггерном режиме. На основе эффекта Ганна могут быть созданы элементы памяти, аналого-цифровые преобразователи и ряд других устройств.