

КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
Кафедра физики твердого тела

Э.К.САДЫКОВ

**ЯВЛЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ:
НАРУШЕНИЕ ЗАКОНА ОМА, ЭФФЕКТ ГАННА**

Справочный материал

Казань – 2015

УДК 537.311.33

ББК 22.379

*Принято на заседании кафедры физики твердого тела
Протокол № 17 от 19 мая 2015 г.*

Рецензент:

ведущий инженер кафедры радиоэлектроники
и измерительных технологий, к. ф.-м. н.

Н.Г.Ивойлов

Садыков Э.К.

Явления неустойчивости в полупроводниках: нарушение закона Ома, эффект Ганна: Справочный материал / Садыков Э.К. – Казань: Казан. ун-т, 2015. – 14 с.

Настоящее пособие представляет собой *справочный материал* для методического обеспечения учебной дисциплины «Прикладные аспекты физики». Основная задача данной дисциплины сводится к последовательному анализу физических эффектов, явлений, закономерностей, составляющих основу широкого круга приложений физики: *функциональных приборов, методов исследования вещества, технологий новых материалов* и т.д. Форма учебных занятий – семинары, на которых проводится презентация студенческих докладов. Справочный материал включает описание физических процессов, составляющих основу конкретного приложения (прибора, метода исследования, технологии), и дает ссылку на первоисточники. Именно таким справочным методическим пособием является приведенное ниже описание физических основ эффекта Ганна. В нем дано представление о явлениях неустойчивости в полупроводниках, о параметрах внешних воздействий на образец, необходимых для реализации таких неустойчивостей (условий функционирования генераторов Ганна).

© Садыков Э.К. 2015

© Казанский университет, 2015

1. Эффект Ганна, экспериментальные факты

Согласно закону Ома, наложение на проводник (полупроводник) постоянного электрического поля приводит к возникновению в нем постоянного тока. Однако в 1963 году Ганн экспериментально обнаружил пульсации тока в цепи, содержащей образец $n-GaAs$ при достаточно больших значениях напряженности постоянного поля на нем [1] (см. Рис.1). Это явление получило название *эффект Ганна*. Пульсации в цепи постоянного тока были обнаружены также в системе $n-Ge: Au$, которая помимо донорной примеси содержит атомы золота, создающие глубокие примесные уровни [2].

1) В первом случае эффект наблюдался при $E > E_{кр} \approx 3 кВ/см$, частота пульсаций равнялась $\nu = 5 \cdot 10^8 \div 5 \cdot 10^9 Гц$ при длине образца $n-GaAs$ $L = 0,1 мм$.

2) Частота пульсаций в германии в полях $E > E_{кр} \approx 10 В/см$ равнялась $\nu = 1 кГц$ при длине образца $L = 1 см$, и температуре $T = 15 \div 35 К$, если концентрации доноров N_d и атомов золота N удовлетворяли соотношению $2N < N_d < 3N$.

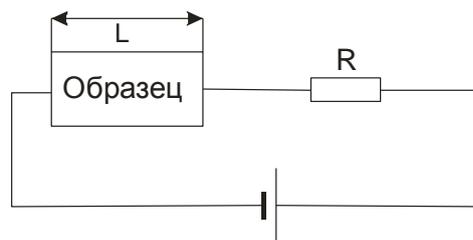


Рис. 1. Принципиальная схема включения образца в цепь

На первый взгляд, в описанных экспериментах наблюдалось нарушение хорошо известного нам закона Ома. Однако ниже мы убедимся, что более плодотворной является трактовка этих же результатов как следствие неустойчивости состояния образца с постоянным значением тока в указанных условиях эксперимента. Тем самым мы приходим к важному выводу – реализация того или иного

закона имеет место, если только состояние физической системы (предписываемое данным законом) *устойчиво* по отношению к флуктуациям.

2. Отрицательная дифференциальная проводимость

Оба эксперимента можно объяснить, если допустить зависимость подвижности и концентрации носителей в образце от напряженности поля E и появление на *вольтамперной характеристике* (ВАХ) участка с *отрицательной дифференциальной проводимостью* (ОДП). Итак, закон Ома запишем как

$$j = en E \mu E$$

и введем *дифференциальную проводимость* σ_d :

$$\sigma_d = \frac{dj}{dE} = en\mu \left(1 + \frac{d \ln n}{d \ln E} + \frac{d \ln \mu}{d \ln E} \right). \quad (1)$$

Как видно из этого выражения, σ_d становится отрицательной, если концентрация (или подвижность) достаточно быстро уменьшается с ростом E . Как правило, ОДП наблюдается на определенном участке ВАХ: выделяются ВАХ N - типа или S - типа (см. Рис. 2). В обоих случаях мы имеем участок с отрицательной дифференциальной проводимостью – так называемый, «падающий» участок. Как мы увидим далее, если система находится на падающем участке ВАХ, в образце может возникнуть

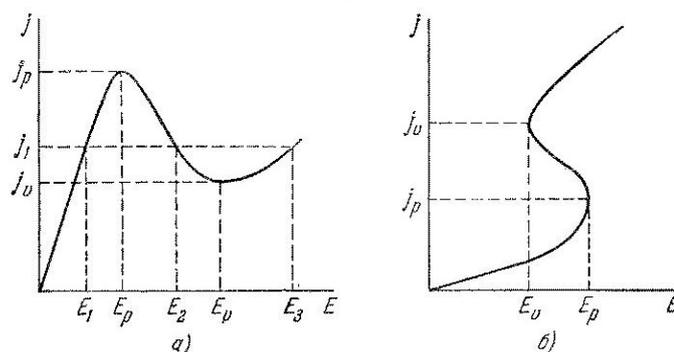


Рис. 2. Вольтамперные характеристики: а) N-типа, б) S-типа

неустойчивость. В частности, в случае ВАХ N - типа неустойчивость выражается в том, что в цепи формируется пульсирующий (переменный) ток. Иными словами, в рассмотренном примере *неустойчивым* оказывается состояние образца с постоянным

значением тока, ожидаемое согласно закону Ома. Неустойчивость принято связывать с причиной (с конкретным механизмом) возникновения ОДП. Например, причиной ОДП является отрицательный знак третьего слагаемого в правой части (1), возникающую неустойчивость называют *дрейфовой* неустойчивостью. Если же ОДП связана со вторым слагаемым в (1), - неустойчивость - *концентрационная*. Ниже приводится более детальный анализ различных механизмов, ведущих к ОДП, и возможных реализаций неустойчивости.

3. Дрейфовая неустойчивость; механизм Ридли – Уоткинса - Хилсума

Обнаруженный Ганном эффект пульсаций тока в $n-GaAs$ объясняется явлением разогрева электронного газа в сильных полях и специфической формой закона дисперсии для зоны проводимости этой системы. Причина разогрева электронного газа в полупроводниках в том, что электроны обмениваются энергией с решеткой крайне неэффективно, поскольку они рассеиваются в основном упруго. Как следствие, энергия, приобретаемая электроном в сильном внешнем поле за время свободного пробега, не передается решетке при столкновениях. Среднему значению энергии электрона $\langle W \rangle$, которое устанавливается в результате его движения в сильном электрическом поле, можно сопоставить *электронную температуру* T_e , которая на несколько порядков может превысить решеточную температуру T :

$$\langle W \rangle = \frac{3}{2} kT_e, T_e \gg T . \quad (2)$$

Теперь обратим внимание на специфический вид закона дисперсии электронов проводимости для $GaAs$ (см. Рис. 3). Здесь имеется центральный абсолютный минимум с эффективной массой m_1 и шесть боковых минимумов, которые характеризуются намного большей эффективной массой, $m_2 \approx 15m_1 \gg m_1$. При комнатных температурах (и малых полях) заселен только центральный минимум и подвижность

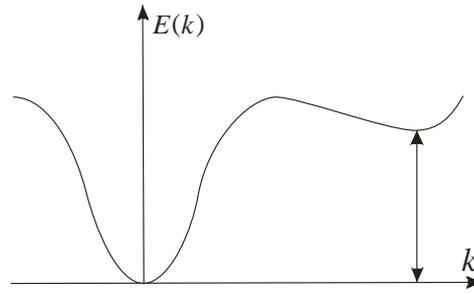


Рис. 3. Закон дисперсии для электронов в n-Ga As, отвечающий направлениям $\langle 100 \rangle$ в зоне Бриллюэна

электронов в зоне определяется известным выражением $\mu = \mu_1 = e\langle \tau \rangle / m_1$. Но по мере роста поля происходит повышение электронной температуры и электроны заселяют боковые минимумы, где их подвижность намного меньше, поскольку велика их эффективная масса. В общем случае средняя подвижность в расчете на один электрон определяется соотношением $\langle \mu \rangle = n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2 / n_1 + n_2$, где n_1, n_2 - концентрации электронов в центральном и боковых минимумах, и $n_1 + n_2 = n$ (предполагается, что суммарная концентрация электронов в зоне постоянная). Из приведенного соотношения легко получается значение $\langle \mu \rangle \approx \mu_1$ для слабых полей (см. Рис. 4), поскольку в этом случае T_e невелико и $n_2 \approx 0$. С ростом T_e все большее число электронов заселяют боковые минимумы и в пределе высоких T_e концентрация электронов

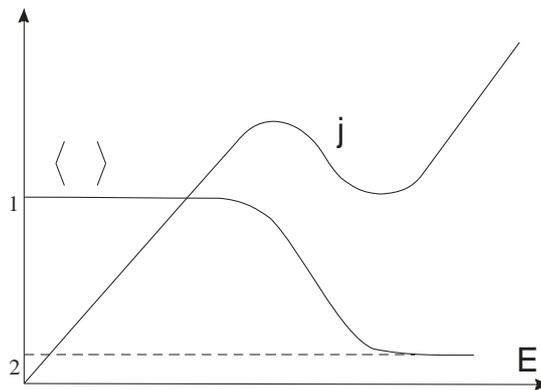


Рис. 4. Примерная зависимость эффективной подвижности носителей ($\langle \mu \rangle$) и плотности тока (j) от значения напряженности поля для закона дисперсии с двумя типами минимумов

в боковых минимумах $n_2 \approx n$, а в центральном минимуме $n_1 \approx 0$, что приводит к значению средней подвижности $\langle \mu \rangle \approx \mu_2 \ll \mu_1$. Такая (достаточно сильная) зависимость $\langle \mu \rangle$ от поля приводит к зависимости плотности тока, описываемой ВАХ N - типа. Рассмотренный механизм возникновения N -образной ВАХ был впервые предложен Ридли, Уоткинсом и Хилсумом в 1964 г. Он известен как механизм дрейфовой неустойчивости, обусловленный междолинными переходами.

4. Концентрационная неустойчивость

Теперь мы рассмотрим другой механизм возникновения N -образной ВАХ, который реализуется в $n-Ge: Au$. Атомы золота с концентрацией N образуют глубокие примесные уровни в запрещенной зоне. Кроме этого в образце имеются доноры с концентрацией N_d , которые образуют мелкие примесные уровни. При соотношении $2N < N_d < 3N$ ионы золота находятся в зарядовых состояниях Au^{--} и Au^{---} , электроны на эти ионы захвачены с примесного уровня доноров (см. Рис. 5). Относительная концентрация ионов золота определяется динамическим равновесием двух процессов. 1) Электрон с Au^{---} состояния может быть возбужден в зону проводимости, в результате этого Au^{---} переходит в состояние Au^{--} , а в зоне проводимости появляется один электрон. 2) Электрон из зоны проводимости может быть захвачен на примесный ион Au^{--} , переводя его

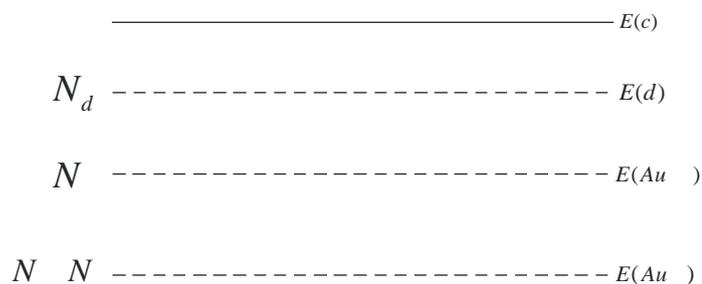


Рис. 5. Энергетическая схема $n-Ge$, легированного золотом и мелкими примесями

в состояние Au^{---} . При этом число электронов в зоне проводимости уменьшается на единицу. С учетом двух конкурирующих процессов можно записать кинетическое уравнение для концентрации электронов в зоне n :

$$\frac{dn}{dt} = g_T N^{---} - C E n * N^{--}$$

где g_T - коэффициент термической генерации, $C E$ - сечение захвата электрона на примесный уровень, N^{---}, N^{--} - концентрации двух зарядовых состояний атомов золота. При заданном значении напряженности поля E устанавливается стационарное значение n . Однако при разогреве электронного газа в сильных полях, благодаря росту средней энергии электронов динамическое равновесие смещается. Причина в следующем. Скорость возбуждения электронов практически не зависит от энергии электронов в зоне, в то же время скорость захвата электронов отрицательными ионами золота резко возрастает, поскольку электроны с большей энергией намного легче преодолевают кулоновский барьер иона Au^{--} . В целом рост электрического поля приводит к резкому уменьшению концентрации электронов в зоне проводимости. Следовательно, второе слагаемое правой части выражения (1) становится отрицательным и может реализоваться режим ОДП. Этот механизм ОДП ведет к механизму *концентрационной неустойчивости*. Он и объясняет эффект пульсаций тока в германии, упомянутый выше.

5. Перегревная неустойчивость

Выше мы рассмотрели два механизма возникновения ОДП, связанные с разогревом электронного газа. В первом случае *дрейфовая* скорость уменьшалась с ростом поля при постоянной концентрации носителей. Во втором случае ОДП возникала как результат резкого уменьшения концентрации свободных носителей с увеличением поля. Выделяется и третий механизм, связанный с разогревом электронного газа. Здесь причина возникновения ОДП обусловлена различной зависимостью от температуры процессов передачи энергии и импульса решетке.

В этом случае для каждого значения внешнего поля E устанавливается соответствующая электронная температура $T(E)$, как следствие баланса мощности (мощность, переданная электронам от поля, - джоулева мощность должна равняться мощности, передаваемой электронами решетке):

$$en\mu T E^2 = nP T \quad , \quad (3)$$

где введена $P T$ - мощность, передаваемая одним электроном решетке. Нам необходимо убедиться, что условие (3) может привести к ОДП на определенном участке ВАХ. Для этого сначала продифференцируем (3) по E и получим уравнение для $T(E)$:

$$2en\mu T E + E^2 e \frac{dn\mu T}{dT} \frac{dT}{dE} = \frac{d nP T}{dT} \frac{dT}{dE} ,$$

$$\frac{dT}{dE} = \frac{2en\mu T E}{\left(\frac{dnP T}{dT} - \frac{nP T}{n\mu T} \frac{dn\mu T}{dT} \right)} . \quad (4)$$

Теперь определим дифференциальную проводимость, используя $j = en\mu T E$ и выражение dT/dE из (4):

$$\sigma_d = en\mu T + eE \frac{dn\mu T}{dT} \frac{dT}{dE} =$$

$$= \frac{en\mu T \left(\frac{dnP T}{dT} - \frac{P T}{\mu T} \cdot \frac{dn\mu T}{dT} \right) + 2e^2 E^2 n\mu T \frac{dn\mu T}{dT}}{\left(\frac{dnP T}{dT} - \frac{P T}{\mu T} \cdot \frac{dn\mu T}{dT} \right)} =$$

$$= en\mu T \frac{\left(\frac{dnP T}{dT} + \frac{P T}{\mu T} \frac{dn\mu T}{dT} \right)}{\left(\frac{dnP T}{dT} - \frac{P T}{\mu T} \frac{dn\mu T}{dT} \right)} = \frac{e}{n\mu T} \cdot \frac{\frac{d}{dT} n^2 P T \mu T}{\frac{d}{dT} P T / \mu T} . \quad (5)$$

Вид знаменателя в (5) подсказывает нам, что здесь можно ожидать S-образную ВАХ. Действительно, знаменатель формулы (5) представляет разность между изменением мощности, отдаваемой электроном решетке, и изменением джоулевой мощности в заданном поле при малом изменении электронной температуры. Видно, что эта разность при определенных условиях может изменить знак, проходя через нуль. Очевидно, что вызванному этим изменению знака

дифференциальной проводимости предшествует обращение ее в бесконечность. Т.е. здесь может реализоваться ВАХ S - типа, изображенная на рис. 2 (см. точки $j_p - E_p$ и $j_v - E_v$ на рис. 2б). Неустойчивость, которая может реализоваться на падающем участке S - образной ВАХ, называют *перегревной неустойчивостью* (см. ниже). Следует отметить, что реализация S - образной ВАХ во многом связана со свойствами конкретных полупроводников, с механизмами различной зависимости от температуры функций μT и $P T$ (см. (5)).

6. Домены сильного поля

Рассмотрим подробнее механизм дрейфовой неустойчивости. Если образец длиной L находится в поле $E_{ext} \sim E_2$ (Рис. 2а), т.е. на падающем участке N - образной ВАХ, развивается так называемая *флуктуационная доменная неустойчивость*. Для однородного образца с n - типа проводимостью следует ожидать постоянную по его длине электронную концентрацию n_0 (Рис. 6а). Небольшие флуктуации электронной концентрации будут затухать, если система находится на нормальном участке ВАХ. Если же имеет место ОДП, флуктуации будут разрастаться. Рассмотрим участок с малой флуктуацией (превышением) концентрации электронов и справа от него - участок с пониженной электронной концентрацией (Рис. 6а). Поле E_{dip} внутри такого флуктуационного *дипольного слоя (ДС)* превышает поле вне ДС, E_{ext} (см. Рис.2б), на величину, пропорциональную объемным зарядам на ДС. Как следствие, внутри ДС установится ток j' , меньший по сравнению с током j вне ДС (падающий участок ВАХ (см. Рис.2в)). Это приводит к разрастанию ДС; отрицательный объемный заряд и положительный объемный заряд будут увеличиваться в результате наплыва электронов слева от ДС, и их убегания, справа от ДС. Рост флуктуации ведет к дальнейшему увеличению поля E_{dip} , далее, - к еще большему уменьшению плотности тока j' в ДС и, снова, к росту объемных зарядов. Кажущийся

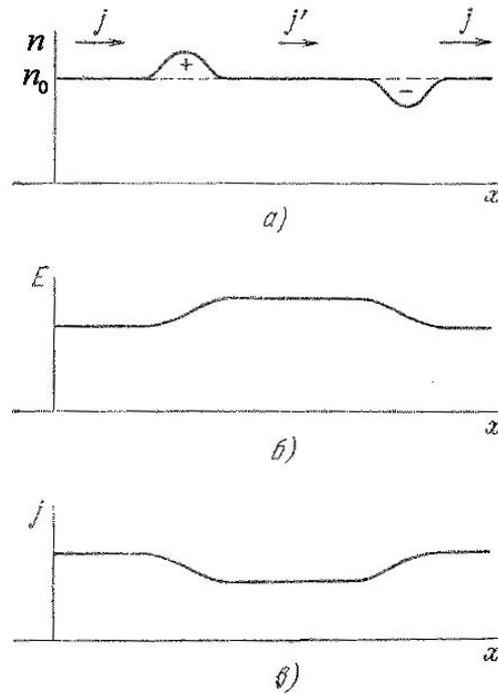


Рис. 6. Развитие малых флуктуаций напряженности поля и плотности заряда в однородном образце с ОДП

неограниченным рост флуктуации прекращается, когда поле вне ДС E_{ext} , уменьшаясь, переходит на нормальный участок ВАХ. В результате описанного разрастания флуктуации ДС формируется в стабильный *домен сильного поля*. Этот термин подчеркивает, что установившееся значение поля в домене E_{dip}^0 может намного (на два порядка) превышать поле вне домена E_{ext}^* при выполнении условия $E_{ext}^* L - d + E_{dip}^0 d = U$, где U - падение напряжения на образце, d протяженность (толщина) ДС. После того как домен сильного поля сформировался дрейфовые скорости электронов внутри домена и вне домена одинаковые и процесс дальнейшего разделения заряда прекращается. Сформировавшийся домен движется к аноду с общей дрейфовой скоростью $v_{др}$, соответствующей установившемуся значению поля вне домена E_{ext}^* . Когда домен доходит до анода происходит скачок тока в цепи, поскольку в анод уходит участок с повышенной концентрацией электронов.

Флуктуационный ДС, развитие которого в условиях ОДП мы выше проследили, может в принципе образоваться в любой точке образца. Но наиболее вероятно возникновение флуктуаций в

приконтактных областях, вблизи катода и анода. Флуктуации, зародившиеся вблизи анода, быстро уходят в анод, не успев сформироваться в домены сильного поля. Что касается флуктуаций вблизи катода, они быстро разрастаются в домены сильного поля и двигаются к аноду. Пока в образце движется один домен, нет условий для образования второго домена, поскольку поле вне домена находится на нормальном участке ВАХ (с положительным значением дифференциальной проводимости). Но когда область сильного поля уходит в анод, система возвращается в исходное состояние, и значение поля в образце оказывается на падающем участке ВАХ, т.е. снова возникают условия для разрастания флуктуаций. Таким образом, процесс образования и прохождения домена сильного поля через образец периодически повторяется, приводя каждый раз к скачку тока в цепи. Время, необходимое для прохождения образца сформировавшимся доменом, представляет собой период скачков тока в цепи: $T = L/v_{dp}$, где v_{dp} - дрейфовая скорость сформировавшегося домена.

Частота пульсаций тока в цепи равна $f = v_{dp}/L$, она достигает значений $10^8 - 10^9$ Гц. Именно такие пульсации тока наблюдал Ганн в своих экспериментах, упомянутых в самом начале этого описания. Таким образом, если значение напряженности поля в образце приходится на область ОДП N – образной ВАХ, состояние цепи с постоянным значением тока во времени является неустойчивым. Система предпочитает находиться в состоянии с неравномерным распределением концентрации электронов и напряженности поля по образцу. Описанное явление известно как *электрическая доменная неустойчивость*, оно представляет собой механизм эффекта Ганна и принцип действия *генераторов Ганна*.

Другого типа неустойчивость имеет место для систем, находящихся на падающем участке S-образной ВАХ. В этом случае неустойчивым является режим тока с постоянным значением плотности тока вдоль поперечного сечения образца. Система предпочитает такое состояние, когда вдоль сечения образца имеются области с повышенным значением плотности тока. Данное явление известно как *шнурование тока* [3].

Заключительные замечания

Рассмотренное выше явление неустойчивости в полупроводниках (впервые экспериментально установленное Ганном) имеет концептуальное и прикладное значение. Интересно, прежде всего, сопоставить принцип работы генератора Ганна с работой классического радиотехнического генератора, основным элементом которого является колебательный контур. Полезен также анализ роли флуктуаций в физической системе как необходимого элемента для возникновения регулярных процессов в приборах: на примере генератора Ганна, оптического квантового генератора, а также ряда известных эффектов самоорганизации. Достойны обсуждения и ряд преимуществ генераторов Ганна, благодаря которым они нашли применение в качестве инструментария промышленных технологий.

Цитируемая литература:

1. **Gunn, J.B.** Microwave oscillations of current in III – V Semiconductors [Text] / J.B. Gunn // Solid State Commun. 1963. V. 1. P. 88-91.
2. **Курова, И.А.** Об электрической неустойчивости в германии [Текст] / И.А. Курова, С.Г.Калашников // ФТТ 1963. 5. С. 3224–3230.
3. **Бонч-Бруевич, В.Л.** Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках [Текст] / В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, А.Г. Миронов // Москва, НАУКА. 1972. С.414.

Оглавление

1	Эффект Ганна, экспериментальные факты	3
2	Отрицательная дифференциальная проводимость	4
3	Дрейфовая неустойчивость: механизм Ридли-Уоткинса-Хилсума	5
4	Концентрационная неустойчивость	7
5	Перегревная неустойчивость	8
6	Домены сильного поля	10
7	Заключительные замечания	13
	Цитируемая литература	13
	Оглавление	14

Учебное издание

Садыков Эдгар Камилович

**ЯВЛЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ:
НАРУШЕНИЕ ЗАКОНА ОМА, ЭФФЕКТ ГАННА**