

Сделанное в самом начале предположение о малости коэффициента трения существенно упростило вывод этого соотношения, так как можно было не следить за выполнением условия затухания флуктуаций

$$|\Delta(k - k_m) + (k - k_m)| < |k - k_m|.$$

Необходимо подчеркнуть, что в ряду стационарных амплитуд условие (11) может не выполняться для некоторых из них, что и объясняет пропуски в ряду устойчивых амплитуд, наблюдаемые экспериментально.

Условие устойчивости колебаний осциллятора (11) не изменится, если мы искусственно положим $\psi \equiv \psi_m$. Это наблюдение позволяет нам утверждать, что колебания осциллятора для случая нечетной функции $Q(q)$ включают в себя ряд стационарных амплитуд k_m , появление которых связано не с аргументными колебаниями, как это имело место в работе [1] для случая четной функции $Q(q)$, поскольку фазовые соотношения в рассмотренном случае не являются определяющими.

Устойчивость колебаний осциллятора в пределах одной зоны позволяет через изучение динамики амплитуды каждого единичного колебания рассмотреть стохастизацию движения под действием шумового сигнала.

Авторы приносят свою благодарность В. В. Добросельскому и Л. П. Хохрину за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Некоторые вопросы возбуждения незатухающих колебаний, вып. 2. Владимир, 1874. 134 с.
- [2] *Вайнштейн Л. А., Вакман Д. Е.* Разделение частот в теории колебаний и волн. М.: Наука, 1983. 320 с.
- [3] *Ахиезер Н. И.* Элементы теории эллиптических функций. М.: Наука, 1970. 304 с.
- [4] *Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И.* Интегралы и ряды. М.: Наука, 1981. 798 с.
- [5] *Ефимов А. В.* Математический анализ (специальные разделы), т. 1, М.: Высшая школа, 1980. 280 с.

Отраслевая научно-исследовательская
лаборатория дистанционной диагностики
ИОФ—ГЕОХИ АН СССР при НГПИ
Наманган

Поступило в Редакцию

3 ноября 1987 г.

В окончательной редакции

15 марта 1988 г.

ЭФФЕКТ БЫСТРОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ОБРАТНОГО НАПРЯЖЕНИЯ НА СИММЕТРИЧНОЙ r^+r/nn^+ -СТРУКТУРЕ

*В. И. Брылевский, И. В. Грехов, В. М. Ефанов, А. Ф. Кардо-Сьюсов, И. Г. Чашников,
Д. И. Шеметило*

В [1] был обнаружен эффект быстрого восстановления обратного напряжения на высоковольтных r^+n/n^+ -структурах при переключении короткого импульса прямого тока (порядка нескольких сот пикосекунд) на обратный. Исследования нестационарных полевых процессов инжекции и рассасывания плазмы в несимметричных r^+p -переходах с коэффициентом инжекции $\gamma \approx 1$ [2] показали следующее: при малой длительности (τ^+) прямого тока размер «диффузионной», сильно обогащенной подвижными носителями заряда области у r^+n -перехода мал и имеет характерный размер $L_p \approx \sqrt{D_p \tau^+}$, где D_p — коэффициент диффузии дырок. При протекании обратного тока неравновесные носители заряда выносятся из n -базы практически полностью за время, в течение которого падение напряжения на области объемного заряда (ООЗ) у r^+n -перехода мало по сравнению с падением напряжения на всей структуре.

После удаления неравновесных электронов и дырок напряжение на r^+n -переходе восстанавливается в процессе выноса из n -базы равновесных электронов, а скорость роста напряжения на ней определяется скоростью расширения ООЗ, т. е. скоростью движения электронов в поле, созданном обратным током, и может достигать величины более 10^{12} В/с. В этом и состоит эффект быстрого восстановления обратного напряжения на несимметричной r^+n -струк-

туре. Увеличение длительности прямого тока ведет к увеличению размера «диффузионной» области. При этом уже на этапе выноса неравновесных носителей заряда падение напряжения на ООЗ достигает большой величины, и восстановление полного напряжения на структуре происходит в условиях выноса неосновных носителей заряда. Этот процесс, рассмотренный в [2], является значительно более медленным, чем восстановление обратного напряжения в условиях выноса основных носителей заряда.

Цель настоящей работы показать, что для симметричных p^+pnn^+ -структур эффект быстрого восстановления обратного напряжения сохраняется и при больших длительностях импульсов прямого тока. Сравнительно медленное возрастание напряжения на такой структуре в процессе выноса неравновесных носителей заряда исключается компенсацией объемного заряда у $p-n$ -перехода встречными потоками электронов и дырок.

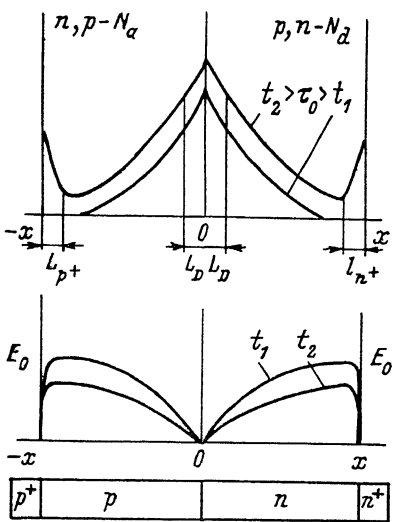


Рис. 1. Распределение электронов, дырок и полей на этапе прямого тока.

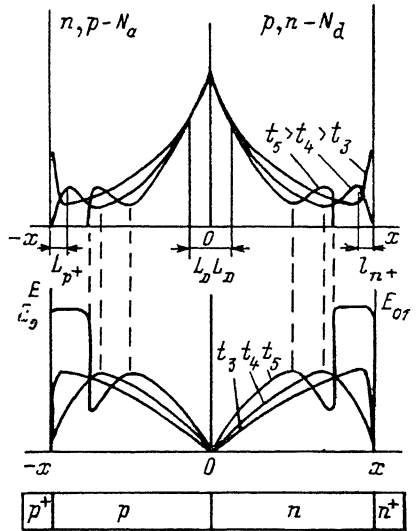


Рис. 2. Распределение электронов, дырок и полей на этапе обратного тока.

Рассмотрим симметричную p^+pnn^+ -структуру (рис. 1), в которой уровни легирования n - и p -областей равны, т. е. $N_d=N_a$. Для простоты примем подвижности μ и коэффициенты диффузии D электронов и дырок равными. Принимаем также, что реализуется режим генератора тока для прямого и обратного токов с амплитудами, не превышающими значения $j_s=qN_d v_s$, где v_s — насыщенная скорость дрейфа электронов и дырок. Так как длительность рассматриваемых процессов меньше времени жизни неравновесных подвижных носителей заряда, то рекомбинацией пренебрегаем. В дальнейшем анализе физических процессов будем использовать нестационарную полевую модель двойной инжекции, рассмотренную в работе [2].

Пусть вначале через диод пропускается импульс прямого тока длительностью τ^+ и плотности j^+ . Согласно [2], в базе диода, а в нашем случае в n - и p -областях, возникает электрическое поле $E_0=j^+/qN_d\mu$ и начинается распространение концентрационных волн неосновных носителей: дырок в n -области и электронов в p -области (рис. 1). В модулированных частях n - и p -областей, т. е. там, где появились неосновные носители, поле $E(x, t)=E_0\sqrt{|x|/t}$, где x — текущая координата, t — время. Через пролетное время $\tau_0=W/\mu E_0$ у обоих контактов станут образовываться диффузионные области с характерным размером $L_{n+}=L_{p+}=\sqrt{D(t-\tau_0)}$ (рис. 1). Все эти процессы аналогичны процессам в n -базе несимметричного p^+nn^+ -диода, за исключением того, что в симметричной p^+pnn^+ -структуре существуют две подобные базы (n - и p -области).

Как отмечалось в [2], полевая область, в которой $E(x, t)=E_0\sqrt{|x|/t}$, а $n(x, t)\sim\sqrt{t/|x|}$ вблизи p^+n -перехода всегда переходит в область с характерным размером $L_p=\sqrt{Dt}$, где существен диффузионный перенос и нарушаются указанные выше соотношения. Точно так же это будет происходить и в симметричной структуре, но с обеих сторон pn -перехода (рис. 1).

Разница с несимметричным p^+n -переходом состоит также и в том, что для симметричного pn -перехода коэффициент инжекции в рамках принятых нами приближений будет равен $\gamma = 1/2$, а не 1, как для p^+n -перехода. Это означает, что при одинаковой плотности и длительности импульса прямого тока в n -базе p^+p-nn^+ -структуры накопится вдвое меньший заряд, чем заряд в n -базе p^+nn^+ -диода. В принципе это должно отразиться на распределении электронно-дырочной плазмы, т. е. на функциях $n(x, t)$ и $E(r, t)$. Однако, учитывая, что распределение плазмы в полевых областях не очень чувствительно к граничной концентрации [4] и что большая часть инжектированных носителей накапливается в приконтактных диффузионных областях L_p [2], приведенные выше соотношения для поля и концентрации будут справедливы там, где преобладает полевой перенос электронов и дырок. Наиболее сильно уменьшение коэффициента инжекции должно сказаться на значении концентрации на границе $p-n$ -перехода, причем она будет меньше по сравнению с концентрацией p^+n -перехода. Из решения стационарной задачи для симметричного pn -перехода с рекомбинационными контактами известно, что концентрация плазмы на границе $p-n$ -перехода $P_m \sim (j^+)^{1/2}$ и может значительно превысить концентрацию примеси $P_m \gg N_d$ [5]. Следует ожидать, что при соответствующих плотностях тока условие $P_m \gg N_d$ должно выполняться и в переходном процессе.

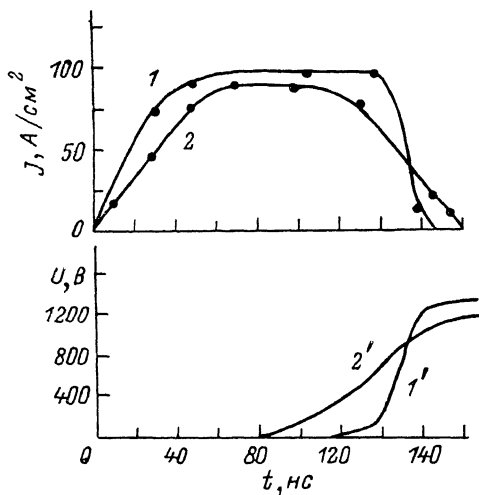


Рис. 4. Обратный ток и напряжение при рассасывании накопленного прямым током заряда на p^+pnn^+ -структуре (1, 1') и на p^+nn^+ -структуре (кривые 2, 2').

с точки зрения изменения заряда Q неравновесных электронов и дырок в диффузионных областях L_p . Вначале остановимся на случае несимметричного p^+n -перехода с $\gamma = 1$. После переключения прямого тока на обратный заряд Q в области L_p начнет уменьшаться. Это очевидно, если рассмотрим баланс токов через границы области: у p^+ -контакта ток является чисто дырочным $j_p(0) = j^-$, а у границы с полевой областью при $|x| = L_p$ соотношение электронного и дырочного токов определяется отношением подвижностей электронов и дырок $b = \mu_n/\mu_p$ (в нашем случае $b = 1$) и их концентрациями $j_p(L_p) = q\mu_p E \cdot p$, $j_n(L_p) = q\mu_n E (p + N_d)$. Учитывая, что потоки электронов и дырок направлены в разные стороны, получаем изменение заряда каждого знака в рамках квазинейтральности $\Delta Q = j_n(L_p) \Delta t$. Уменьшение концентрации плазмы в диффузионной области в конце концов приведет к возникновению ООЗ у p^+n -перехода, которая будет в дальнейшем расширяться.

В симметричном $p-n$ -переходе с $\gamma = 0.5$ динамика изменения заряда Q в диффузионных областях будет иной. На границе с полевой областью соотношение электронного и дырочного токов аналогично рассмотренному выше. На самом же $p-n$ -переходе в силу принятой симметрии электронный и дырочный токи равны. Пренебрегая концентрациями легирующих примесей в p - и n -слоях (высокий уровень инжекции), получаем $\Delta Q = 0$. Это означает, что в рамках принятых приближений заряды, накопленные в диффузионных областях, начнут рассасываться только после рассасывания зарядов в полевых областях.

Реально в кремнии $b \approx 3$ и в симметричном $p-n$ -переходе $\gamma \neq 0.5$. Однако, несмотря на это, здесь следует ожидать более медленное рассасывание диффузионных областей и, как следствие, более позднее возникновение ООЗ. Внешне это должно проявиться в более длительной фазе высокой обратной проводимости по сравнению с p^+nn^+ -диодом.

Рассмотрим далее процесс рассасывания накопленной плазмы при протекании обратного тока. После переключения тока с прямого на обратный в p^+pnn^+ -структуре, так же как и в p^+nn^+ -диоде [2], начнутся перераспределения полей и концентраций в полевых областях n - и p -баз и рассасывание зарядов в диффузионных приконтактных областях L_{n^+} , L_{p^+} (рис. 2). После истощения зарядов в приконтактных диффузионных областях L_{n^+} , L_{p^+} здесь возникнут концентрационные разрывы, которые будут двигаться в сторону $p-n$ -перехода, оставляя за собой области, свободные от неравновесных носителей заряда, поле в которых $E_0 = j^-/qN_d\mu$, где j^- — плотность обратного тока.

Рассмотрим процессы, происходящие у $p-n$ -перехода при прохождении обратного тока, с точки зрения изменения заряда Q неравновесных электронов и дырок в диффузионных областях L_p . Вначале остановимся на случае несимметричного p^+n -перехода с $\gamma = 1$. После переключения прямого тока на обратный заряд Q в области L_p начнет уменьшаться. Это очевидно, если рассмотрим баланс токов через границы области: у p^+ -контакта ток является чисто дырочным $j_p(0) = j^-$, а у границы с полевой областью при $|x| = L_p$ соотношение электронного и дырочного токов определяется отношением подвижностей электронов и дырок $b = \mu_n/\mu_p$ (в нашем случае $b = 1$) и их концентрациями $j_p(L_p) = q\mu_p E \cdot p$, $j_n(L_p) = q\mu_n E (p + N_d)$. Учитывая, что потоки электронов и дырок направлены в разные стороны, получаем изменение заряда каждого знака в рамках квазинейтральности $\Delta Q = j_n(L_p) \Delta t$. Уменьшение концентрации плазмы в диффузионной области в конце концов приведет к возникновению ООЗ у p^+n -перехода, которая будет в дальнейшем расширяться.

Рассмотрим процессы, происходящие у $p-n$ -перехода при прохождении обратного тока,

Полученные выводы экспериментально проверялись на «квазисимметричном» p^+pnn^+ -диоде с глубиной залегания $p-n$ -перехода примерно 100 мк, полученного диффузией алюминия с поверхностной концентрацией $N_s = 10^{17}$ см $^{-3}$. Исходный кремний имел уровень легирования $N_d = 3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$.

Для сравнения также исследовался диод с резким p^+n -переходом, имевшим толщину базы, равную суммарной толщине p - и n -областей p^+pnn^+ -структуры.

В экспериментах через диоды в начале пропускался импульс прямого тока длительностью 1 мкс и амплитудой 0.5 А, который затем сменялся импульсом обратной полярности. На рис. 3 показаны ток и напряжение на приборах при протекании обратного тока. Как следует из рис. 3, напряжение на p^+pnn^+ -структуре начинает возрастать позже и со скоростью почти на порядок большей, чем на p^+nn^+ -диоде.

Таким образом, эксперимент подтверждает ранее сделанные выводы об особенностях восстановления обратного напряжения на симметричных $p-n$ -переходах.

Литература

- [1] Грехов И. В., Ефанов В. М., Кардо-Сысоев А. Ф., Шендерей С. В. Письма ЖТФ, 1983, т. 9, № 7, с. 435—439.
- [2] Ефанов В. М., Кардо-Сысоев А. Ф., Смирнова И. А. ФТП, 1987, т. 21, № 4, с. 620—625.
- [3] Venda H., Spreke E. Proc. IEEE, 1967, v. 55, N 8, p. 1331—1354.
- [4] Ламлерт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах / Под ред. С. М. Рывкина. М.: Мир, 1973. 416 с.
- [5] Васильева А. Б., Кардо-Сысоев А. Ф., Стельмах В. Г. ФТП, т. 10, № 7, 1976, с. 1321—1325.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
3 ноября 1987 г.

ИЗМЕНЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ РАЗЛИЧИЯ КУЛЬБАКА В ПРОЦЕССЕ САМООРГАНИЗАЦИИ. I-ТЕОРЕМА

Р. Г. Заринов

В работе [1] рассматривается изменение энтропии Больцмана—Гиббса для последовательных стационарных состояний, которые характерны при переходе через порог генерации в области развитой генерации. В результате формулируется важная S -теорема, утверждающая уменьшение перенормированной (соответствующей одинаковым значениям средней энергии) энтропии. Поскольку энтропия определяет количественную меру статистической неопределенности в микросостояниях системы, то уменьшение ее указывает на увеличение степени упорядоченности. В дальнейшем S -теорема подтверждается для различных самоорганизующих систем и в [2] доказывается для общего случая.

В работе [3] предложен неравновесно-информационный подход к исследованию переходов системы между различными состояниями. Исходной величиной является информация различия Кульбака [4], которая характеризует точность различия между состояниями и определяет количественную меру статистической упорядоченности в микросостояниях системы. При этом раскрывается взаимосвязь H -функции Больцмана с минимальной информацией различия. Представляется необходимым применение указанного подхода [3] к рассмотрению процесса самоорганизации [2]. Это позволяет утверждать в общем случае о возрастании информации различия (I -теорема). В случае одновременного изменения управляющих параметров приводится система уравнений для нахождения параметров, по которым происходит процесс самоорганизации.

1. Информация различия Кульбака и теорема Гиббса

Рассмотрим переход между произвольным состоянием замкнутой системы, описываемом функцией распределения $f(X)$, и состоянием с каноническим распределением Гиббса [5]