

**К. А. Лукин, П. П. Максимов**

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины*

*12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

E-mail: [lukin.konstantin@gmail.com](mailto:lukin.konstantin@gmail.com)

## ЭФФЕКТ ДВОЙНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ СЛОЯ УМНОЖЕНИЯ В ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНЫХ ДИОДАХ И ГЕНЕРАЦИЯ ДВУХЧАСТОТНЫХ АВТОКОЛЕБАНИЙ

Актуальной задачей полупроводниковой электроники является создание мощных источников электромагнитных колебаний микроволнового и терагерцевого диапазонов. В работе рассматривается задача разработки лавинно-генераторных диодов, синхронно генерирующих два автоколебания микроволнового и терагерцевого диапазонов. Суммирование двух колебаний с близкими или с разными частотами позволяет управлять энергетическими и спектральными характеристиками выходного сигнала. Исследованы физические процессы, протекающие в лавинно-генераторных диодах на основе резких Si и GaAs  $p-n$ -переходов при высоком постоянном напряжении обратного смещения. Обнаружен эффект двойного расщепления слоя умножения. Показано, что в предложенных авторами лавинно-генераторных диодах синхронно возбуждаются и поддерживаются регулярные и хаотические автоколебания электронной и дырочной компонент выходной мощности соответственно в  $p$ - и  $n$ -областях  $p-n$ -перехода. Ил. 7. Табл. 2. Библиогр.: 20 назв.

**Ключевые слова:** лавинно-генераторный диод, двойное расщепление слоя умножения, спектр выходной мощности, электронный коэффициент полезного действия, режим с захваченной плазмой.

В настоящее время мощные диодные генераторы микроволнового и терагерцевого (ТГц) диапазонов являются полупроводниковыми приборами, существенно влияющие на формирование характеристик современной радиоэлектронной аппаратуры различного функционального назначения [1–4]. Полупроводниковый источник СВЧ-мощности является единой конструкцией, включающей активный полупроводниковый прибор и электродинамическую систему, с которой соединен активный элемент [3].

Широкое применение в качестве активных элементов генераторов СВЧ-мощности нашли лавинно-пролетные диоды (ЛПД) на основе Ge, Si и GaAs  $p-n$ -переходов. Согласно нелинейной теории ЛПД [1–4], в таких диодах при постоянном напряжении обратного смещения колебания не возбуждаются. Генерация колебаний в ЛПД возможна только при наличии переменного напряжения на  $p-n$ -переходе. Для этого диод помещают в колебательный контур СВЧ, который и обеспечивает переменное напряжение на диоде в виде  $U(t) = U_0 + U_1 \sin(\omega t)$ . Однако общепринятая нелинейная теория [1–4] ограничивается рассмотрением физических процессов, протекающих в ЛПД при плотности заряда подвижных носителей, значительно меньшей плотности заряда примесных атомов. Это дает возможность пренебречь влиянием заряда подвижных носителей на напряженность электрического поля, что существенно упрощает анализ автоколебательных режимов. Однако это также не позволяет изучать физические процессы, которые происходят в обратносмещенных  $p-n$ -переходах при высоком напряжении на диоде.

Существуют различные подходы к теоретическому анализу разрабатываемых диодных генераторов [3]. В работах [5–16] для теоретическо-

го анализа обратносмещенных резких Ge, Si и GaAs  $p-n$ -переходов применен подход, при котором рассматривается полная система уравнений, описывающая физические процессы в диоде. Такой подход позволяет определить динамические процессы в обратносмещенных резких  $p-n$ -переходах и при высоком напряжении обратного смещения. Показано, что при заряде подвижных носителей, сравнимом по величине с зарядом примесных атомов, на статической вольт-амперной характеристике (ВАХ) наблюдается участок с динамической токовой неустойчивостью. Наличие такого участка является одним из основных условий, при котором в обратносмещенных резких  $p-n$ -переходах с постоянным напряжением обратного смещения возможно возбуждение автоколебаний [5–15]. Генерирующие обратносмещенные резкие  $p-n$ -переходы с постоянным напряжением были названы нами лавинно-генераторными диодами (ЛГД) [16].

Несмотря на то, что ЛПД и ЛГД основаны на обратносмещенных резких  $p-n$ -переходах, функциональные возможности этих диодов существенно различаются:

- ЛПД не является генератором, он генерирует только при помещении его в колебательный контур. Частота и амплитуда колебаний генератора на основе ЛПД определяются параметрами диода и колебательного контура;

- ЛГД является автоколебательной системой, частота и амплитуда колебаний определяются параметрами диода.

Целью работы является теоретический анализ динамических процессов в ЛГД на основе резких Si и GaAs  $p-n$ -переходов, изучение эффекта двойного расщепления слоя умножения и исследование генерации регулярных и хаотических колебаний в широком диапазоне изменения кон-

центрации акцепторов  $N_a$ , доноров  $N_d$  и напряжения обратного смещения  $U$  [10].

Теоретический анализ основан на решении уравнений в частных производных диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ) [1], которая адекватно описывает динамику процессов в ЛГД при высоком постоянном напряжении обратного смещения на резких  $p$ - $n$ -переходах. Решения уравнений ДДМ проводилось численными методами с использованием модифицированного метода встречных прогонок [11], метода расчета полупроводниковых структур с резкими  $p$ - $n$ -переходами [12], разностного метода расчета лавинных  $p$ - $n$ -переходов в режиме автогенерации [13] и схемы бегущего счета [17]. Достоверность результатов решения уравнений ДДМ ЛГД подтверждена тестовыми задачами и сравнением с известными результатами [14].

**1. Эффект двойного расщепления слоя умножения Si ЛГД.** В работе [2] приведены результаты исследования расщепления зоны лавинного пробоя в униполярном ЛПД с переменным напряжением обратного смещения. В данной работе рассматривается эффект двойного расщепления слоя умножения в биполярном Si ЛГД с однородным распределением акцепторной  $N_a$  и донорной  $N_d$  примесей. В таких  $p$ - $n$ -переходах напряженность электрического поля изменяется по линейному закону, принимая максимальное значение на границе раздела  $p$ - и  $n$ -областей.

На рис. 1 приведены графики зависимости распределения напряженности электрического поля  $E(x)$ , электронной  $J_n(x)$  (в  $n$ -области) и дырочной  $J_p(x)$  (в  $p$ -области) компонент плотности лавинного тока  $J(x)$  в обедненной области Si  $p$ - $n$ -перехода в 8-ми моментах времени одного периода колебаний ЛГД с параметрами  $U/U_{av} = 1,75$ ;  $N_a = 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_d = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  ( $U/U_{av}$  – безразмерное напряжение;  $U_{av}$  – напряжение ударной ионизации).

Область  $p$ - $n$ -перехода, в которой происходит ударная ионизация атомов подвижными носителями, называется слоем умножения. В кремниевых  $p$ - $n$ -переходах ударная ионизация происходит при напряженности электрического поля  $E_{av} = (2...5) \cdot 10^5 \text{ В/см}$  [1]. На рис. 1 показано, что в обеих  $p$ - и  $n$ -областях  $p$ - $n$ -перехода на переднем фронте движущихся сгустков электронов и дырок напряженность электрического поля максимальна, а на заднем фронте – минимальна. Этот результат согласуется с теоремой Гаусса, в соответствии с которой перед движущимся электронным слоем поле увеличивается, а за ним уменьшается по сравнению с полем, которое было до появления электронов [3–4]. Такое распределение напряженности электрического поля, а именно формирование дополнительных максимумов в  $p$ - и  $n$ -областях, превышающих уровень  $E_{av}$ , вызыва-

ет эффект двойного расщепления слоя умножения, то есть появление помимо основного слоя умножения двух дополнительных. Кроме того, такое распределение электрического поля обуславливает и снижение скорости носителей заряда в областях с минимальной напряженностью, не превышающей уровень  $E_{cr}$  (рис. 1).

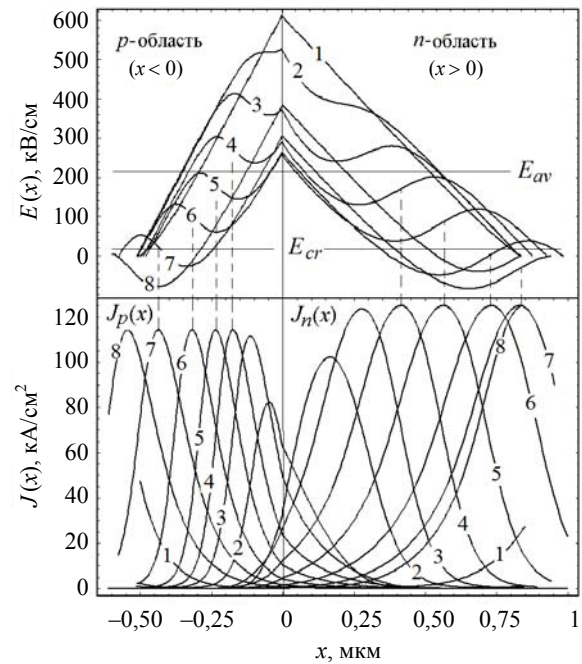


Рис. 1. Зависимость напряженности электрического поля  $E(x)$ , электронной  $J_n(x)$  и дырочной  $J_p(x)$  компонент плотности лавинного тока  $J(x)$  в обедненной области Si  $p$ - $n$ -перехода в 8-ми моментах времени одного периода колебаний ЛГД

Сгустки носителей заряда смещаются в сторону контактов, оставляя за собой большое количество электронов и дырок. В областях, заполненных этими носителями, напряженность электрического поля существенно понижается. Это состояние принято называть компенсированной полупроводниковой плазмой, а режим работы диода – режимом с захваченной плазмой (*TRAPATT*-режим [2]).

Критическое значение поля  $E_{cr}$ , при котором для электронов наступает насыщение скорости, равно 20 кВ/см, а для дырок – 50 кВ/см [1]. Согласно графикам 6–8 на рис. 1, напряженность электрического поля может быть значительно ниже  $E_{cr}$  для электронов и дырок, и даже отрицательна. Поэтому ЛГД в режиме *TRAPATT* имеет пониженную частоту за счет увеличения времени пролета носителей на участках областей  $p$ - $n$ -перехода с низкой напряженностью электрического поля.

Таким образом, известный режим *TRAPATT* диода Рида реализуется в ЛПД при высокой напряженности электрического поля.

**2. Синхронные двухчастотные автоколебания лавинного тока Si ЛПД.** На рис. 2 приведен спектр автоколебаний электронной  $J_n(f)$  (рис. 2, а) и дырочной  $J_p(f)$  (рис. 2, б) компонент плотности лавинного тока  $J(f)$  Si  $p$ - $n$ -перехода, полученный методом дискретного преобразования Фурье временной функции  $J(t)$  ( $U/U_{av}=2,3$ ;  $N_a=1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_d=2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ).

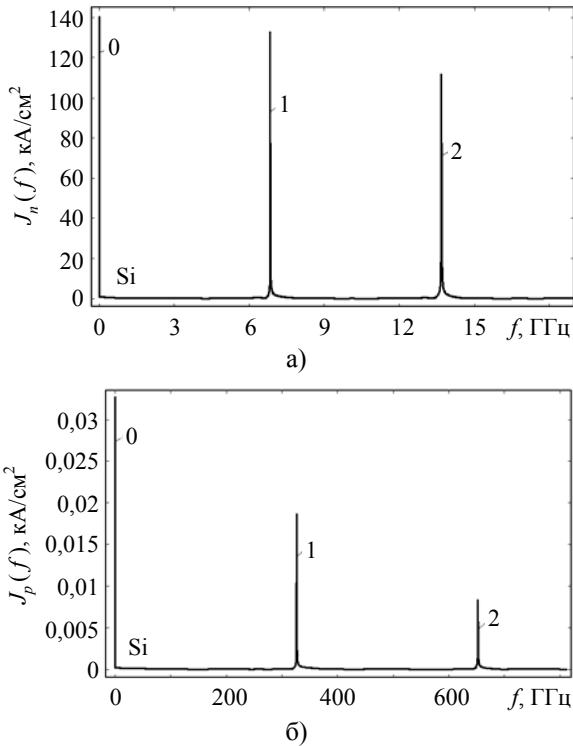


Рис. 2. Дискретный фурье-спектр спектр синхронных автоколебаний электронной  $J_n(f)$  (а) и дырочной  $J_p(f)$  (б) компонент плотности лавинного тока  $J(f)$  Si ЛПД

Основная частота автоколебаний электронной компоненты плотности лавинного тока (спектральная линия 1, рис. 2, а) равна  $f_1 = 6,8$  ГГц. Частота высших гармоник равна соответственно  $nf_1$  ( $n = 2 \dots 7$ ). Амплитуда 1-й гармоники равна  $J_1(f_1) = 133 \text{ кА/см}^2$ , 2-й —  $J_2(f_2) = 112 \text{ кА/см}^2$ . Плотность постоянного тока (спектральная линия 0) равна  $J_n(0) = 140 \text{ кА/см}^2$ .

Основная частота автоколебаний дырочной компоненты плотности лавинного тока (спектральная линия 1, рис. 2, б) равна  $f_1 = 326$  ГГц. Частота 2-й гармоники равна  $2f_1$ . Амплитуда 1-й гармоники равна  $J_1(f_1) = 18 \text{ А/см}^2$ , 2-й —  $J_2(f_2) = 8 \text{ А/см}^2$ . Плотность постоянного тока (спектральная линия 0) равна  $J_p(0) = 19,8 \text{ кА/см}^2$ . Плотность полного пускового тока равна сумме  $J(0) = J_n(0) + J_p(0) = 159,8 \text{ кА/см}^2$ .

Таким образом, в Si  $p$ - $n$ -переходе на частотах 6,8 и 326 ГГц синхронно возбуждаются два автоколебания электронной и дырочной компо-

нент плотности лавинного тока соответственно в  $n$ - и  $p$ -областях. Лавинно-генераторный диод на основе резких Si  $p$ - $n$ -переходов является источником электромагнитных колебаний, в котором преобразование энергии источника питания, возбуждение и поддержание колебаний наблюдаются в обеих  $p$ - и  $n$ -областях  $p$ - $n$ -переходов.

Как известно [1–4], в ЛПД преобразование энергии источника питания происходит в базовой области  $p$ - $n$ -перехода, а возбуждение и поддержание колебаний обеспечиваются пассивными цепями генератора.

**3. Регулярные колебания Si ЛГД.** Исследуем потребляемую и выходную мощности и электронный КПД Si ЛГД, ударная ионизация в котором обусловлена током тепловой генерации [1].

На рис. 3 приведен спектр автоколебаний электронной  $P_n(f)$  (сплошные линии) и дырочной  $P_p(f)$  (пунктирные линии) компонент выходной мощности  $P(f)$  ЛГД на основе резкого Si  $p$ - $n$ -перехода ( $U/U_{av}=1,18$ ;  $N_a=3,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_d=2,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Число временных отсчетов в обеих областях равно  $N=145\,000$ . В  $n$ -области частота дискретизации  $f_d=81$  ТГц, шаг частоты дискретизации (разрешающая способность определения частоты с помощью дискретного преобразования Фурье)  $f_{sd}=559$  МГц, шаг интегрирования  $\tau_n=12,3$  фс. В  $p$ -области  $f_d=52,8$  ТГц,  $f_{sd}=1\,634$  МГц,  $\tau_p=18,9$  фс. Различие в величинах частоты дискретизации и шага частоты дискретизации обусловлено различием дрейфовых скоростей электронов и дырок и размерами  $p$ - и  $n$ -областей резкого  $p$ - $n$ -перехода.

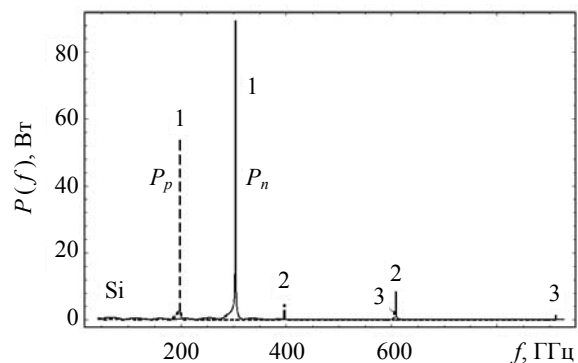


Рис. 3. Дискретный фурье-спектр спектр синхронных автоколебаний электронной  $P_n(f)$  и дырочной  $P_p(f)$  компонент выходной мощности  $P(f)$  Si ЛГД

В  $n$ -области основная частота автоколебаний электронной компоненты плотности выходной мощности равна  $f_1=304$  ГГц. Частоты высших гармоник равны соответственно  $nf_1$  ( $n=2 \dots 4$ ). Выходная мощность гармоник (при площади  $p$ - $n$ -переходов  $S=2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$  [18]) равна  $P_1(f_1) = 89,6 \text{ Вт}$ ,  $P_2(f_2) = 8,8 \text{ Вт}$ ,  $P_3(f_3) = 1,4 \text{ Вт}$  [1].

Электронный КПД гармоник равен  $\eta_{e1} = 19\%$ ,  $\eta_{e2} = 1,8\%$ ,  $\eta_{e3} = 0,3\%$ .

В  $p$ -области Si  $p$ - $n$ -перехода основная частота автоколебаний дырочной компоненты плотности выходной мощности равна  $f_1 = 198$  ГГц. Частота 2-й гармоники – 396 ГГц. Выходная мощность 1-й гармоники равна  $P_1(f_1) = 53,9$  Вт, 2-й гармоники –  $P_2(f_2) = 5,5$  Вт. Электронный КПД гармоник равен  $\eta_{e1} = 11,4\%$ ,  $\eta_{e2} = 1,1\%$ . Спектр дырочной компоненты  $P_p(f_p)$  определяется спектром электронной компоненты  $P_n(f_n)$  соотношением  $f_p = f_n \tau_n / \tau_p$ .

Таким образом, приведенные энергетические и спектральные характеристики Si ЛГД существенно превышают характеристики Si ЛПД в ИМРАТТ-режиме [1–3].

**4. Регулярные колебания GaAs ЛГД.** Рассмотрим спектральные и энергетические характеристики GaAs ЛГД, параметры которого равны  $U/U_{av} = 1,15$ ;  $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_d = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . На рис. 4 приведен спектр выходной мощности  $P(f)$  в  $p$ - и  $n$ -областях резкого GaAs  $p$ - $n$ -перехода, на котором сплошные линии 1–3 описывают основную и высшие гармоники электронной компоненты мощности  $P_n$ , а пунктирные линии 1–3 определяют основную и высшие гармоники дырочной компоненты мощности  $P_p$ . Шаг интегрирования уравнений ДДМ в  $p$ -области равен  $\tau = 32$  фс, а в  $n$ -области –  $\tau = 8$  фс. Число временных отсчетов в обеих областях равно  $N = 145\,000$ . Для  $p$ -области частота дискретизации и шаг частоты дискретизации равны соответственно  $f_d = 31$  ТГц и  $f_{sd} = 214$  МГц, а для  $n$ -области –  $f_d = 124$  ТГц и  $f_{sd} = 858$  МГц.

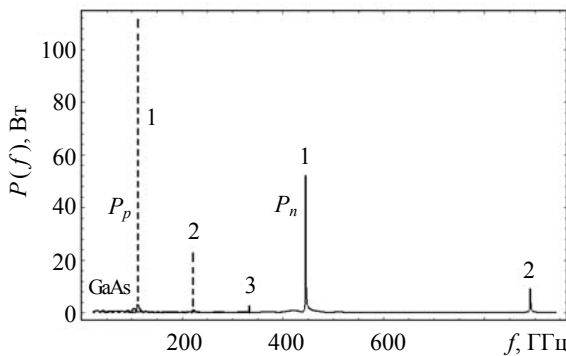


Рис. 4. Дискретный фурье-спектр автоколебаний электронной  $P_n(f)$  и дырочной  $P_p(f)$  компонент выходной мощности  $P(f)$  GaAs ЛГД

В  $n$ -области частота автоколебаний  $P_n$  лежит в ТГц-диапазоне. Первая гармоника имеет частоту 445 ГГц, вторая – 890 ГГц. Амплитуда этих гармоник равна соответственно 52,6 и 9,2 Вт, а электронный КПД – 9,5 и 1,7 %.

В  $p$ -области частота автоколебаний лежит в микроволновом диапазоне. Первая гармо-

ника (пунктирная кривая 1 на рис. 4) имеет частоту 111 ГГц. Частоты высших гармоник равны  $nf_1$  ( $n = 2, 3$ ). Дырочная компонента выходной мощности трех гармоник равна соответственно 112,0; 22,8 и 3,2 Вт, а электронный КПД этих гармоник – 20,0; 4,0 и 0,6 %.

Таким образом, в высоколегированных резких Si и GaAs ЛГД синхронно генерируются регулярные двухчастотные автоколебания в микроволновом и ТГц-диапазонах.

**5. Зависимость выходной мощности от частоты.** Рассмотрим зависимость спектральных характеристик выходного сигнала ЛГД на основе Si и GaAs  $p$ - $n$ -переходов от концентрации примесей и напряжения обратного смещения. Параметры шести вариантов ЛГД приведены в табл. 1 и 2 ( $N_a$  – концентрация акцепторов;  $N_d$  – концентрация доноров;  $U_{pn}$  – напряжение возбуждения автоколебаний в  $p$ - $n$ -переходе;  $U_p$  и  $U_n$  – соответственно в  $p$ - и  $n$ -областях).

Таблица 1

Параметры Si ЛГД

Вариант ЛГД	$N_a \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-3}$	$N_d \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-3}$	$-U_{pn}, \text{ В}$	$-U_p, \text{ В}$	$-U_n, \text{ В}$
1	4,2	1,8	18,4	4,25	14,2
2	3,8	2,2	16,3	4,4	11,9
3	3,4	2,6	15,8	4,8	11,0
4	2,8	3,2	16,2	5,6	10,6
5	2,4	3,6	16,8	6,3	10,5
6	2,0	4,0	18,3	7,3	11,0

Таблица 2

Параметры GaAs ЛГД

Вариант ЛГД	$N_a \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-3}$	$N_d \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-3}$	$-U_{pn}, \text{ В}$	$-U_p, \text{ В}$	$-U_n, \text{ В}$
1	2,0	4,0	21,8	8,7	13,1
2	2,4	3,6	20,8	7,8	13,0
3	2,8	3,2	20,5	7,17	13,4
4	3,2	2,8	20,4	6,5	13,9
5	3,6	2,4	21,7	6,2	15,5
6	4,0	2,0	24,0	6,0	18,0

На рис. 5 приведены зависимости от частоты основной гармоники электронной  $P_n(f_n)$  и дырочной  $P_p(f_p)$  компонент выходной мощности  $P(f)$  Si ЛГД, концентрация доноров которых изменялась в диапазоне  $(1,8 \dots 4,0) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а акцепторов –  $(4,2 \dots 2,0) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Видно, что электронная и дырочная компоненты выходной мощности обратно пропорциональны частоте. Такая зависимость выходной мощности от частоты характерна для Si ЛПД [1–3].

На рис. 6 приведены зависимости от частоты основной гармоники электронной  $P_n(f)$  и дырочной  $P_p(f)$  компонент выходной мощности  $P(f)$  для шести вариантов ЛГД на основе резких GaAs  $p$ - $n$ -переходов. В микроволновом диапазоне выходная мощность  $P(f) = P_p(f_p) + P_n(f_n)$

измеряется десятками ватт. Видно, что выходная мощность GaAs ЛГД, как и в случае Si ЛГД, обратно пропорциональна частоте.

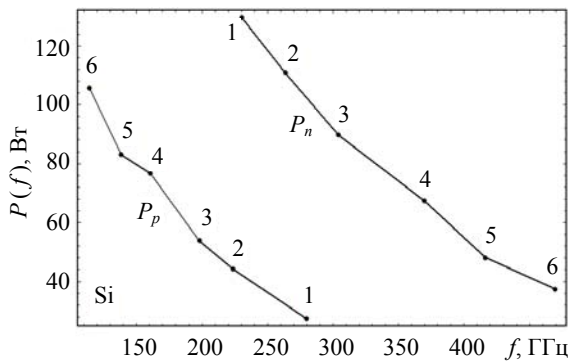


Рис. 5. Дискретный фурье-спектр колебаний электронной  $P_n(f)$  и дырочной  $P_p(f)$  компонент выходной мощности  $P(f)$  Si ЛГД с различными профилями легирования  $p$ - $n$ -переходов

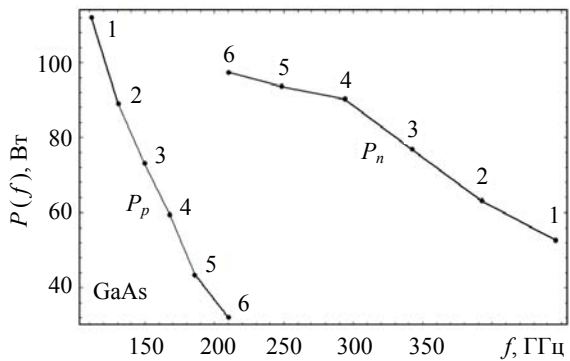


Рис. 6. Дискретный фурье-спектр колебаний электронной  $P_n(f)$  и дырочной  $P_p(f)$  компонент выходной мощности  $P(f)$  GaAs ЛГД с различными профилями легирования  $p$ - $n$ -переходов

Высокие уровни мощности Si и GaAs ЛГД обусловлены высоким напряжением на диоде и большим лавинным током и наблюдаются экспериментально в ЛПД в аномальном режиме и в режиме с захваченной плазмой [2].

Таким образом, выходная мощность и частота Si и GaAs ЛГД определяются концентрацией примесей и напряжением обратного смещения. С увеличением потребляемой мощности увеличивается вероятность перегрева ЛГД. В работе [18] показано, что граничная температура кремниевого ЛПД 8-миллиметрового диапазона равна 350 °С, выше которой он интенсивно деградирует. Долговременная работа мощных ЛГД обеспечивается в импульсном режиме, параметры которого определяются исходя из граничной температуры.

**6. Хаотические колебания Si ЛГД.** В настоящее время успешно развивается шумовая радиолокация, для которой актуальной задачей является разработка генераторов непрерывных и импульсных хаотических сигналов [19, 20]. Источником хаотических сигналов с заданными

параметрами могут быть ЛГД на основе резких  $p$ - $n$ -переходов. В ЛГД входной сигнал модулирует напряжение на слое умножения  $p$ - $n$ -перехода, управляя тем самым генерацией электронно-дырочных пар и формируя выходной сигнал с требуемыми характеристиками [6].

Входной хаотический сигнал с заданной несущей частотой получен из хаотического сигнала со сплошным спектром с помощью нормального распределения Гаусса

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right], \text{ где } \sigma=1 - \text{коэффициент}$$

масштаба,  $\mu=18,5$  – коэффициент сдвига (задает частоту входного сигнала).

На рис. 7 представлен спектр хаотического входного сигнала и спектр хаотических автоколебаний электронной  $P_n(f)$  и дырочной  $P_p(f)$  компонент выходной мощности  $P(f)$  ЛГД на основе резкого Si  $p$ - $n$ -перехода с концентрацией примесей  $N_a=10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $N_d=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и напряжением обратного смещения  $U/U_{av}=0,93$ . В  $p$ -области частота дискретизации  $f_d=17,6 \text{ ГГц}$ , шаг частоты дискретизации  $f_{sd}=121 \text{ МГц}$ , шаг интегрирования  $\tau_p=56,7 \text{ фс}$ . В  $n$ -области эти величины имеют следующие значения:  $f_d=83,9 \text{ ТГц}$ ,  $f_{sd}=578 \text{ МГц}$ ,  $\tau_n=11,9 \text{ фс}$ .

На рис. 7, а приведен дискретный фурье-спектр входного сигнала и спектр электронной компоненты выходной мощности Si ЛГД. Спектральная зона 1 – спектр входного хаотического сигнала, основная гармоника которого имеет частоту 18,5 ГГц и амплитуду 23 Вт. Спектральные зоны 2, 3 – спектры первой и второй гармоник автоколебаний ЛГД. Видно, что электронная  $P_n(f)$  компонента мощности в спектральной зоне 2 имеет ряд пиковых значений  $P_n(f)$ , частотный интервал между которыми определяется частотой основной гармоники входного сигнала. Максимальное значение электронной компоненты выходной мощности равно 16,74 Вт на частоте 374,5 ГГц.

На рис. 7, б приведен дискретный фурье-спектр входного сигнала и спектр дырочной компоненты выходной мощности Si ЛГД. Видно, что спектр входного сигнала и спектр автоколебаний  $P_p(f)$  смещен в низкочастотную область относительно спектра  $P_n(f)$  в соответствии с выражением  $f_p=f_n \tau_n/\tau_p$  [3]. Коэффициент смещения равен  $k=\tau_n/\tau_p=0,21$ . Смещение спектра обусловлено различным временем дрейфа дырок в  $p$ -области и электронов в  $n$ -области. Основная гармоника входного сигнала имеет частоту 3,9 ГГц и амплитуду 32 Вт (спектральная линия 1). Спектральные зоны 2 и 3 имеют ряд пиковых значений  $P_p(f)$ , частотный интервал между которыми определяется частотой входного сигнала. Максимальное

значение  $P_p(f)$  достигается на частоте 78,6 ГГц и равно 61,4 Вт.

Таким образом, в режиме хаотических колебаний Si ЛГД спектр выходной мощности автоколебаний содержит основную и высшие гармоники в виде спектральных зон со сплошными спектрами.

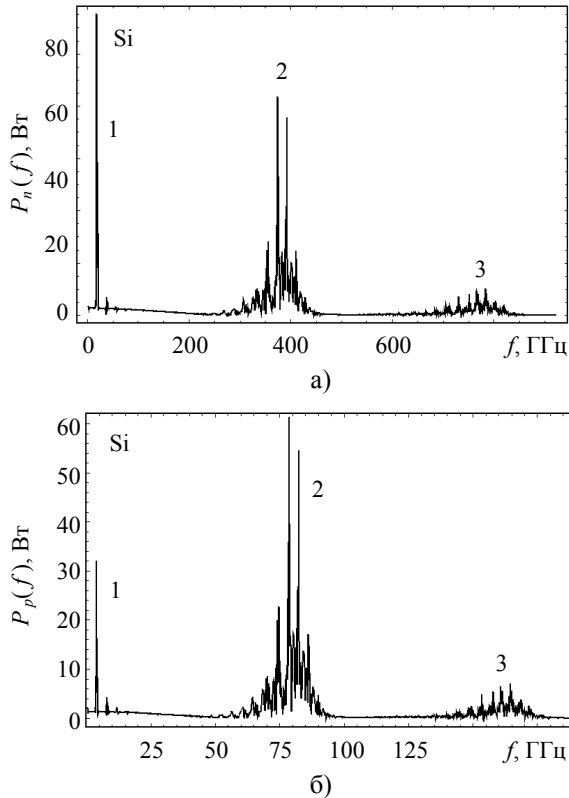


Рис. 7. Дискретный фурье-спектр хаотических колебаний электронной  $P_n(f)$  (а) и дырочной  $P_p(f)$  (б) компонент выходной мощности Si ЛГД

**Выводы.** Исследованы динамические процессы, протекающие в ЛГД на основе обратносмещенных резких  $p-n$ -переходов в широком диапазоне значений концентрации примесных атомов и напряжения обратного смещения на диодах. Установлено, что в Si ЛГД при высоком напряжении обратного смещения  $U/U_{av} = 1,75$  наблюдается эффект двойного расщепления слоя умножения в обеих  $p$ - и  $n$ -областях  $p-n$ -перехода, при котором реализуется известный режим с захваченной плазмой (*TRAPATT*-режим).

Показано, что ЛГД имеет режим синхронных двухчастотных автоколебаний. Спектр выходной мощности  $P(f)$  ЛГД состоит из спектров электронной  $P_n(f)$  и дырочной  $P_p(f)$  компонент, сформированных соответственно в  $p$ - и  $n$ -областях  $p-n$ -перехода. Спектр автоколебаний  $P_p(f)$  смещен в низкочастотную область относительно спектра  $P_n(f)$  в соответствии с выраже-

нием  $f_p = f_n \tau_n / \tau_p$ . ЛГД являются мощными источниками электромагнитных колебаний.

Таким образом, биполярные ЛГД на основе обратносмещенных резких Si и GaAs  $p-n$ -переходов являются мощными диодными генераторами, характеристики которых определяются концентрацией примесных атомов и напряжением обратного смещения.

Результаты исследований являются теоретической основой для разработки и создания мощных диодных генераторов микроволнового и ТГц-диапазонов.

### Библиографический список

1. Тагер А. С. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ / А. С. Тагер, В. М. Вальд-Перлов. – М.: Сов. радио, 1968. – 480 с.
2. Кэррол Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах / Дж. Кэррол; пер. с англ. под ред. Б. Л. Гельмонта. – М.: Мир, 1972. – 384 с.
3. Касаткин Л. В. Полупроводниковые устройства диапазона миллиметровых волн / Л. В. Касаткин, В. Е. Чайка. – Севастополь: Вебер. – 2006. – 319 с.
4. Федоров Н. Д. Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы / Н. Д. Федоров. – М.: Атомиздат, 1979. – Гл. 10. – С. 127, 135, 137, 138.
5. Internal Amplification of Current Pulses inside a Reverse Biased  $pn-i-pn$ -structure / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita, P. P. Maksymov // Int. J. Modeling and Simulation. – 2003. – 23, N 2. – P. 77–84.
6. Lukin K. A. Self-oscillations in reverse biased  $p-n$ -junction with current injection / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, P. P. Maksymov // Appl. Phys. Lett. – 2003. – 83, N 20. – P. 4643–4645.
7. Лукин К. А. Режим автоколебаний в резких  $p-n$ -переходах с постоянным обратным смещением / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2008. – 13, № 2. – С. 232–238.
8. Lukin K. A. Current Oscillations in Avalanche Particle Detectors with  $pn-i-pn$ -Structure / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1996. – 43, N 3. – P. 473–478.
9. Lukin K. A. Chaotic instability of currents in a reverse based multilayered structure / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita // Appl. Phys. Lett. – 1997. – 71, N 17. – P. 2484–2486.
10. Лукин К. А. Статические электрические поля в обратносмещенных  $pn-i-pn$ -структурах / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2002. – 7, № 2. – С. 317–322.
11. Лукин К. А. Модифицированный метод встречных прогонок / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 1999. – 4, № 1. – С. 83–86.
12. Лукин К. А. Метод расчета полупроводниковых структур с резкими  $p-n$ -переходами / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Там же. – С. 87–92.
13. Лукин К. А. Метод расчета лавинных  $p-n$ -переходов в режиме автогенерации / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2005. – 10, № 1. – С. 109–115.
14. Максимов П. П. Алгоритм решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели полупроводниковых структур с лавинными  $p-n$ -переходами / П. П. Максимов // Радио-

- физика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2008. – 13, № 3. – С. 523–528.
15. Лукин К. А. Терагерцовые автоколебания в инжекционном  $p$ – $n$ -переходе с постоянным обратным смещением / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Изв. вузов. Радиоэлектрон. – 2010. – 53, № 8. – С. 16–21.
  16. Лукин К. А. Когерентное сложение мощности в лавинно-генераторных диодах / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон. – 2012. – 3(17), № 4 – С. 70–75.
  17. Самарский А. А. Разностные методы решения задач газовой динамики / А. А. Самарский, Ю. П. Попов. – М.: Наука, 1980. – 352 с.
  18. Мощные кремневые импульсные лавинно-пролетные диоды 8-мм диапазона / В. В. Басанец, Н. С. Болтовец, А. В. Зоренко и др. // Техника и приборы СВЧ. – 2009. – № 1. – С. 27–30.
  19. Лукин К. А. Шумовая радарная технология / К. А. Лукин // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2008. – 13, спец. вып. – С. 344–358.
  20. Мясин Е. А. Генерация хаотических колебаний в автогенераторе на лавинно-пролетном диоде / Е. А. Мясин // Письма в журн. техн. физики. – 2012. – 38, вып. 2. – С. 87–94.

*Рукопись поступила 07.04.2016.*

К. А. Lukin, P. P. Maksymov

#### DOUBLE SPLITTING OF MULTIPLICATION LAYER IN AVALANCHE GENERATING DIODES AND GENERATION OF TWO-FREQUENCY SELF-OSCILLATIONS

Design of sources of powerful electromagnetic oscillations in microwave and THz frequency bands is a challenge for radio-electronic engineers. Design of avalanche-generating diodes that generate two phase locked oscillations in microwave and THz ranges is considered in the paper. Summation of two generating oscillations with either close or different frequencies allows mana-

ging power and spectral characteristics of the output signal. The physical processes occurring in the avalanche-generating diodes on the basis of abrupt Si and GaAs  $p$ – $n$ -junctions at the constant reverse biased voltage are investigated. The effect of the double splitting of the multiplication layer has been revealed. In the suggested avalanche-generating diodes, regular and chaotic self-oscillations of electrons and holes components of the output power are excited in  $p$ - and  $n$ -regions of the  $p$ – $n$ -junction, respectively.

**Key words:** avalanche-generating diode, double splitting of multiplication layer, Power spectral density, electronic efficiency, TRAPATT-regime.

К. О. Лукін, П. П. Максимов

#### ЭФФЕКТ ПОДВІЙНОГО РОЗЩЕПЛЕННЯ ШАРУ МНОЖЕННЯ У ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНИХ ДІОДАХ І ГЕНЕРАЦІЯ ДВОЧАСТОТНИХ АВТОКОЛИВАНЬ

Актуальним завданням напівпровідникової електроніки є створення потужних джерел електромагнітних коливань мікрохвильового і терагерцового діапазонів. У роботі розглянуто завдання розробки лавинно-генераторних діодів, які синхронно генерують два автоколивання мікрохвильового і терагерцового діапазонів. Підсумовування двох коливань з близькими або з різними частотами дозволяє керувати енергетичними і спектральними характеристиками вихідного сигналу. Досліджено фізичні процеси, що відбуваються в лавинно-генераторних діодах на основі різких Si і GaAs  $p$ – $n$ -переходів при високій постійній напрузі зворотного зміщення. Виявлено ефект подвійного розщеплення шару множення. Показано, що в запропонованих раніше авторами лавинно-генераторних діодах синхронно збуджуються і підтримуються регулярні і хаотичні автоколивання електронної і діркової компонент вихідної потужності відповідно в  $p$ - і  $n$ -областях  $p$ – $n$ -переходу.

**Ключові слова:** лавинно-генераторний діод, подвійне розщеплення шару множення, спектр вихідної потужності, електронний коефіцієнт корисної дії, режим із захопленою плазмою.