1966 г. Декабрь Том 90, вып. 4

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.385.26

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫЙ ДИОД И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ТЕХНИКЕ СВЧ

А. С. Тагер

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Характерной особенностью развития современной радиотехники является быстрое продвижение полупроводниковых приборов в область сверхвысоких частот. Прогресс в этом направлении был достигнут в результате значительного усовершенствования технологии изготовления высокочастотных транзисторов, разработки туннельных диодов и диодов с переменной емкостью (варакторов). Хотя все эти приборы появились совсем недавно, они уже широко применяются в диапазоне СВЧ в качестве элементов высокочувствительных приемных устройств и умножительных цепочек. Однако до последнего времени не удавалось создать эффективного автогенератора сантиметровых волн, который мог бы служить твердотельным эквивалентом одного из основных электровакуумных приборов СВЧ — отражательного клистрона.

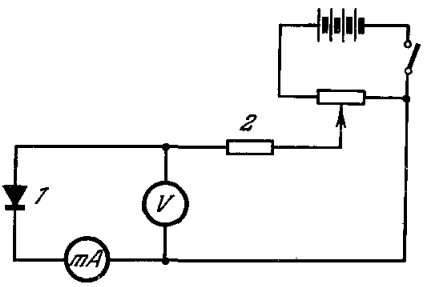


Рис. 1. Схема включения ЛПД в цепь постоянного тока

1 — диод, *2* — балластное сопротивление.

Этот пробел в значительной мере восполняет новый полупроводниковый СВЧ прибор — лавинно-пролетный диод (ЛПД), являющийся основой целого класса СВЧ устройств: генераторов, усилителей и преобразователей частоты.

Лавинно-пролетный диод был впервые создан в СССР в 1959 г. на основе обнаруженного нами эффекта генерации когерентных колебаний при лавинном пробое германиевых диффузионных диодов СВЧ [1-4].

Диод помещался в высокочастотный резонатор и включался в цепь постоянного тока, как показано на рис. 1. Генерация СВЧ колебаний наблюдалась при отрицательных напряжениях, на 0,5 ÷ 1,5 *в* превышающих пробивное напряжение, равное 20 ÷ 30 *в*, когда через диод проходил постоянный ток от 0,5 до 10 ÷ 15 *ма*. Мощность колебаний в непрерывном режиме составляла для различных диодов от десятков микроватт до нескольких милливатт. Спектр колебаний в зависимости от тока, текущего через диод, и настройки резонатора изменялся от близкого к шумовому до почти монохроматического. Длина волны колебаний лежала в пределах от 0,8 до 10 *см* и зависела от размеров резонатора и значений реактивных параметров диодов. Перестраивая резонатор,

можно было плавно изменять частоту и мощность колебаний. В недовозбужденном режиме вблизи порога генерации наблюдалось регенеративное усиление СВЧ колебаний, коэффициент усиления составлял 15 ÷ 20 *дб*. Диоды, на которых были получены генерация и усиление СВЧ колебаний, как правило, не давали заметной паразитной генерации на более низких частотах, хотя не принималось специальных мер для ее подавления.

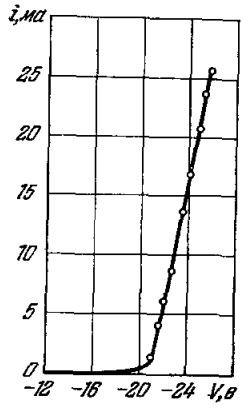


Рис. 2. Обратная ветвь вольтамперной характеристики ЛПД.

В дальнейшем выяснилось, что генерация СВЧ колебаний в режиме электрического пробоя может наблюдаться и на диодах других типов — кремниевых, сплавных германиевых и т. д. В последнее время это явление было обнаружено и американскими исследователями на переключательных и параметрических диодах из кремния и арсенида галлия [5,6].

Уже первые эксперименты показали, что основным признаком генерирующих диодов является вид обратной ветви их вольтамперной характеристики, а именно, резко выраженное пробивное напряжение $V_{пр}$ и линейное возрастание тока при отрицательных напряжениях, бóльших (по абсолютной величине) $V_{пр}$ (рис. 2). Наклон вольтамперной характеристики на рабочем участке был всюду положителен с дифференциальным сопротивлением $R_g = 50 \div 300$ *ом*. Участки с отрицательным наклоном, соответствующие отрицательному «статическому» сопротивлению диода, в рабочем режиме, как правило, не наблюдались.

Для феноменологической трактовки этого эффекта можно приписать диоду динамическое отрицательное сопротивление, полагая, что активная составляющая полного сопротивления диода отрицательна в более или менее узком диапазоне частот, где наблюдается генерация, а на остальных частотах это сопротивление положительно. Рассмотрим качественно механизм возникновения динамического отрицательного сопротивления в диодах.

§ 2. ДИОДЫ С ДИНАМИЧЕСКИМ ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ. ПРИНЦИП РАБОТЫ ЛАВИННО-ПРОЛЕТНОГО ДИОДА

Диоды с динамическим отрицательным сопротивлением известны в вакуумной электронике уже более 30 лет [7-9]. Ф. Ллевеллин экспериментально показал возможность создания на основе такого диода генератора СВЧ [10, 11]. Схема подобного генератора состоит из диодного промежутка, ограниченного двумя электродами — катодом и анодом, к которым приложены постоянная разность потенциалов V_0 и переменная разность потенциалов $\tilde{V}$, и внешнего колебательного контура. Из термоэмиссионного катода в диодный промежуток поступает немодулированный поток электронов. Под действием переменного поля скорость электронов изменяется, и первоначально однородный электронный поток группируется. При этом средняя (за период) энергия взаимодействия электронов с переменным полем оказывается отличной от нуля и зависящей от угла пролета электронов в диоде. В определенных интервалах угла пролета $2\pi n < \xi < (2n + 1)\pi$ $(n = 1, 2, \ldots)$ эта энергия отрицательна, в соответствующих диапазонах частот диоду можно приписать отрицательное активное сопротивление (или отрицательную активную проводимость) *). Однако

*) Здесь и в дальнейшем, говоря о сопротивлении, мы имеем в виду последовательную эквивалентную схему диода, а говоря о проводимости — параллельную эквивалентную схему.

вследствие малой эффективности такого способа группировки абсолютная величина активного сопротивления диода оказывается много меньшей величины его реактивного (емкостного) сопротивления, так что для создания автогенератора в СВЧ диапазоне необходимо подключать к диоду внешний контур с высокой добротностью и снимать с катода очень большие плотности тока. Поэтому реализация таких генераторов встретила

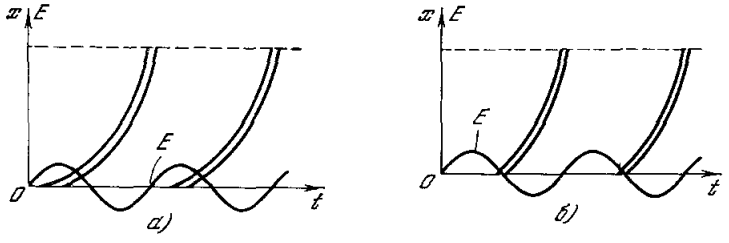


Рис. 3. Пространственно-временна́я диаграмма движения электронов в диоде с «полевой эмиссией».
а) без запаздывания эмиссии, *б*) с запаздыванием эмиссии.

значительные трудности и, несмотря на большое число теоретических работ, они не нашли практического применения.

Между тем существует принципиально простой способ резкого повышения эффективности диодных генераторов. Он заключается в замене модуляции электронов по скорости модуляцией по току на входе в диодный промежуток. Допустим, что вместо термоэмиссионного катода в диоде используется какой-либо тип автоэмиссионного катода с достаточно резкой зависимостью тока эмиссии от напряженности электрического поля. В этом случае выходящий из катода ток будет модулирован по плотности с частотой приложенного напряжения. Активное сопротивление такого диода может принимать отрицательные значения и при отсутствии дополнительной группировки электронов в диодном промежутке. Это хорошо видно на пространственно-временной диаграмме движения электронов в диоде с «полевой эмиссией» *), изображенной на рис. 3, *а*. Сгустки электронов, вырванные из катода в моменты максимума высокочастотного поля, движутся сначала в ускоряющем, а затем в тормозящем поле, и если угол пролета между катодом и анодом превышает π, активное сопротивление диода отрицательно и достигает максимальной величины при $\xi \simeq \frac{3}{2}\pi$ (рис. 4, *а*).

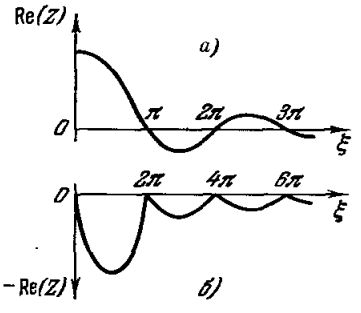


Рис. 4. Активное сопротивление диода с полевой эмиссией.
а) без запаздывания эмиссии, *б*) с запаздыванием эмиссии.

Дополнительная группировка электронов за счет модуляции по скорости в диодном промежутке играет при этом второстепенную роль. Как условия возбуждения, так и КПД такого генератора могут быть значительно лучшими, чем у диодных генераторов со скоростной модуляцией электронов.

*) Термин «полевая эмиссия» удобно применять в тех случаях, когда эмиссия катода существенно зависит от напряженности электрического поля у его поверхности. В частности, это может быть автоэмиссия, эффект Шоттки в вакуумных диодах, эффект Зинера или ударная ионизация в полупроводниковых диодах и др.

Рис. 3, *а* относится к случаю, когда ток эмиссии мгновенно следует за напряженностью электрического поля. Допустим теперь, что по каким-либо причинам ток эмиссии отстает во времени от напряженности электрического поля. Если время запаздывания эмиссии γT находится в определенном соотношении с периодом колебаний T, то эффективность диодного генератора может быть еще выше. Пусть, например $\gamma = \frac{1}{4} + n$ ($n = 0, 1, 2, \ldots$). Как видно из рис. 3, *б*, в этом случае электроны, выходящие из катода, сразу попадают в тормозящее высокочастотное поле. Зависимость активного сопротивления такого диода от угла пролета электронов без учета электронного пространственного заряда схематически изображена на рис. 4, *б*. Активное сопротивление диода отрицательно при всех углах пролета, за исключением точек $\xi = 2\pi n$, и максимально по абсолютной величине при $\xi \simeq (2n + 1)\pi$ ($n = 0, 1, 2, \ldots$). В идеальном случае КПД такого генератора может достигать весьма больших значений.

В предыдущих рассуждениях мы исходили из чисто кинематической модели, пренебрегая действием объемного заряда электронов в диодном промежутке. Между тем электронный объемный заряд, снижая напряженность электрического поля у катода, создает в диоде с полевой эмиссией своеобразный механизм внутренней отрицательной обратной связи.

Отставание тока эмиссии от поля эквивалентно введению в отрицательную связь запаздывания. Обладая определенными дисперсионными свойствами, такая обратная связь на одних частотах облегчает условия возбуждения автоколебаний в системе, снижая требования к добротности внешнего резонансного контура, а на других, напротив, ухудшает эти условия вплоть до полного подавления автоколебаний. Более того, при некоторых условиях эта связь может оказаться достаточной, чтобы в диоде возникли автоколебания, вообще не нуждающиеся во внешнем добротном резонансном контуре. В этом случае диодный промежуток работает как автоколебательная система, создавая во внешней активной нагрузке импульсы тока с частотой, определяемой временем запаздывания и скоростью «срабатывания» отрицательной обратной связи.

Изложенные соображения носят общий характер и полностью применимы не только к вакуумным, но и к диодам других типов — диэлектрическим, полупроводниковым и т. п., с учетом, разумеется, специфики движения носителей заряда в твердых телах. В частности, эти соображения имеют непосредственное отношение к механизму работы лавинно-пролетных диодов.

В то время как полупроводниковые диоды, статическая вольтамперная характеристика которых имеет «падающие» участки, известны уже *более 40 лет (первым таким диодом был кристадин О. Лосева* [12]) *и с тех* пор исследовались различные варианты таких приборов, идея создания полупроводниковых аналогов вакуумных диодов с динамическим отрицательным сопротивлением возникла сравнительно недавно.

В общем виде эта идея сформулирована в работе Шокли [13], предложившего также некоторые варианты $p - n - p$-диодов, в которых отрицательное динамическое сопротивление возникает вследствие пролетных эффектов, сопровождающих диффузию и дрейф неосновных носителей в тонком слое n-полупроводника под действием электрического поля.

Из последующих работ в этом направлении наиболее интересной является теоретическая работа Рида [14]. Последний предложил вариант *полупроводникового диода с динамическим отрицательным сопротивлением* в диапазоне сверхвысоких частот, основанный на использовании эффекта

ударной ионизации в обратно смещенном n — p-переходе для получения потока носителей заряда, взаимодействующих с высокочастотным полем в некотором пролетном пространстве. По Риду пролетным пространством должен служить истощенный слой i-полупроводника, следующий за n — p-переходом, так что диод должен иметь n^+ — p — i — p^+-структуру и работать в условиях сквозного пробоя i-слоя.

Практическое осуществление такой модели (диода Рида) встретило значительные технологические трудности, что явилось причиной значительного отставания экспериментальных работ в этом направлении [15, 16]. Тем не менее основная идея Рида о сочетании пролетных эффектов с ударной ионизацией является правильной и применимой к значительно более широкому классу диодных структур, в том числе к лавинно-пролетным p — n-диодам (ЛПД).

В отличие от диода Рида, который можно назвать p — i — n ЛПД, в p — n ЛПД пролетным пространством служит часть запорного слоя обычного p — n-перехода, причем вопрос о характере распределения атомов примеси в направлении, нормальном к плоскости p — n-перехода, не является принципиальным. Отрицательное динамическое сопротивление может быть получено в диодах со ступенчатым и плавным p — n-переходами или в диодах с p — n-переходом другого типа. Существенным является лишь объемный характер пробоя. В этом смысле возникновение в режиме ударной ионизации отрицательного динамического сопротивления есть свойство любого идеального p — n-перехода.

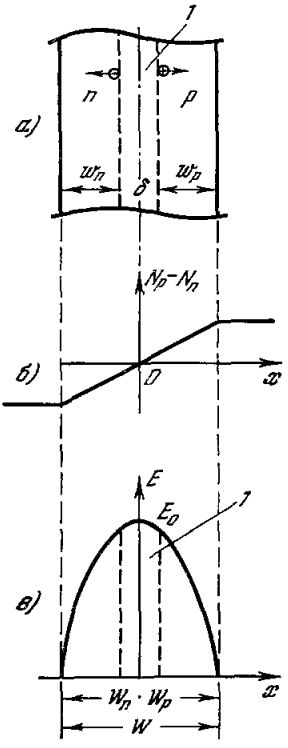


Рис. 5. Схема плавного симметричного p — n-перехода ЛПД.

а) запорный слой, б) распределение ионов примеси, в) изменение электрического поля; 1 — слой умножения.

Схематически механизм работы p — n ЛПД можно представить следующим образом. Рассмотрим обратно смещенный плоский p — n-переход (рис. 5). При возрастании обратного смещения V напряженность электрического поля E в запорном слое увеличивается и при $V = V_{пр}$ достигает величины $E_{пр} \simeq 10^5$ *в/см*, при которой начинается интенсивная ударная ионизация атомов кристалла подвижными носителями заряда, приводящая к лавинному умножению числа носителей и рождению новых электронно-дырочных пар.

Так как вероятность ударной ионизации является резко возрастающей функцией напряженности электрического поля, то область, где происходит рождение носителей тока, ограничена более или менее узким слоем, в котором поле максимально, так называемым слоем умножения. Образованные в слое умножения дырки и электроны под действием сильного электрического поля дрейфуют через p и n пролетные участки запорного слоя (рис. 5) с практически постоянными скоростями v_p и v_n*).

Таким образом, обратно смещенный p — n-переход при напряжении, близком к пробивному, представляет собой диодный промежуток,

*) При $E > 10^3$ *в/см* скорости носителей тока, ограниченные рассеянием на оптических фононах, слабо растут с полем; приближенно можно принять: в Ge $v_p \simeq v_n \simeq 6 \cdot 10^6$ *см/сек*, в Si $v_p \simeq v_n \simeq (0{,}8 \div 1)\ 10^7$ *см/сек*.

в котором роль катода играет слой умножения, а роль пролетного пространства—остальная часть запорного слоя. Эмиссия такого катода носит ярко выраженный «полевой» характер — ток, выходящий из слоя умножения, возрастает или убывает в зависимости от напряженности электрического поля в этом слое. Лавинная природа тока эмиссии обусловливает его инерционность — для развития лавины требуется определенное время, так что мгновенное значение электрического поля определяет не саму величину лавинного тока, а лишь скорость его изменения во времени. Поэтому изменение тока не следует мгновенно за изменением электрического поля, а отстает от него по фазе на величину, близкую к $\pi/2$.

Такой p — n-переход близок по свойствам к оптимальному варианту полевого диода, в котором ток эмиссии отстает от поля на четверть периода, как показано на пространственно-временной диаграмме рис. 4, *б*. Поэтому основные выводы, сделанные выше, о свойствах полевого диода с запаздывающей эмиссией применимы и к лавинно-пролетному диоду. Это касается, в частности, соображений о запаздывающем действии объемного заряда подвижных носителей на лавинный ток, значительно облегчающем условия самовозбуждения генератора на ЛПД.

Вместе с тем ЛПД имеет и специфические особенности, связанные с лавинной природой тока, из которых принципиальной является одна. Сдвиг по фазе между полем и током в слое умножения вследствие конечной ширины последнего превышает $\pi/2$, и слой умножения сам по себе уже обладает отрицательным сопротивлением. В большинстве практически реализуемых диодных структур этот эффект является второстепенным, однако в специальных режимах его роль может стать существенной.

Наряду с лавинно-пролетным могут, очевидно, существовать и другие полупроводниковые диоды с динамическим отрицательным сопротивлением. Так, например, этим свойством должен, в принципе, обладать обратно смещенный p—n-переход, в котором пробой связан не с ударной ионизацией, а с эффектом Зинера (туннельным эффектом). Однако практическая безынерционность туннельного эффекта на частотах, меньших 10^{12} *гц*, делает этот диод значительно менее пригодным для генерации СВЧ колебаний, чем ЛПД.

Теоретическому анализу диода Рида посвящены работы [14, 19]. В этих работах рассмотрена простейшая модель диода, состоящего из узкого p — n-перехода со ступенчатым распределением примеси и протяженного i-слоя. Предполагается, что вся ударная ионизация сосредоточена в плоскости p — n-перехода, в слое пренебрежимо малой произвольно задаваемой толщины δ, которая входит в окончательные соотношения как один из основных независимых параметров.

В [19] анализ ограничен рассмотрением высокочастотных свойств диода в линейном приближении, в [14] дается также оценка нелинейных свойств диода, рассматриваются некоторые факторы, ограничивающие КПД и выходную мощность генератора с диодом Рида. Более общий подход, учитывающий реальное распределение интенсивности ударной ионизации в диоде с произвольным распределением примеси, развит в применении к p — n ЛПД в работе автора[3] и неопубликованных работах А. Л. Захарова, где рассмотрены как линейная, так и нелинейная теории ЛПД, а также в недавно опубликованной работе Т. Мисава [20]. Модель Рида охватывается этим рассмотрением как частный случай. Поэтому в дальнейшем изложении мы будет следовать указанным работам.

§ 3. СТАТИЧЕСКАЯ ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ЛПД В РЕЖИМЕ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ

В статическом режиме при $|V| > V_{пр}$ ток через диод ограничивается пространственным зарядом основных носителей тока электронов и дырок, проходящих соответственно через n- и p-области запорного слоя в $p-n$ ЛПД или через i-область в $p-i-n$ ЛПД. Распределение электрического поля в этих областях определяется уравнением Пуассона

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\varepsilon}\left(N_n - N_p + \frac{\mathcal{J}_p}{ev_p} - \frac{\mathcal{J}_n}{ev_n}\right), \tag{3,1}$$

где N_p, N_n — концентрации акцепторов и доноров соответственно, e — абсолютное значение заряда электрона, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника, $\mathcal{J}_p = epv_p$, $\mathcal{J}_n = env_n$ — плотности тока дырок и электронов (диффузией пренебрегаем), p, n, $v_{p,n}$ — их концентрации и скорости, в дальнейшем положим $v_p = v_n = v$.

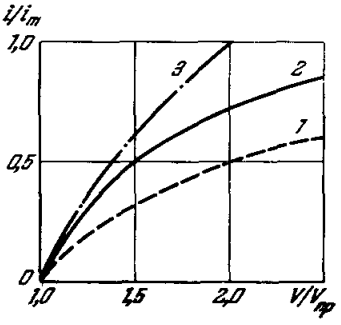


Рис. 6. Статические вольтамперные характеристики ЛПД.
1 — локализованный слой умножения, 2 — резкий $p-n$-переход, 3 — плавный $p-n$-переход.

Для уяснения основных зависимостей рассмотрим сначала упрощенную модель $p-n$-перехода, в которой источник носителей тока локализован в бесконечно узком слое в плоскости контакта полупроводников с различным типом проводимости. Допустим, что эмиссию носителей тока из этого слоя при напряженности электрического поля в нем E_0, равной пробивному значению $E_0 = E_{пр}$, можно считать неограниченной. В этом случае протекающий через $p-n$-переход ток с плотностью $\mathcal{J}$ переносится в p-области только дырками, а в n-области — только электронами, так что $\mathcal{J}_p = \mathcal{J}_n = \mathcal{J}$, и интегрирование уравнения (3,1) по x и площади $p-n$-перехода дает сразу вольтамперную характеристику и дифференциальное сопротивление R_0 $p-n$-перехода.

Так, например, для резкого $p-n$-перехода со ступенчатым распределением примеси ($N_n - N_p$ - const) сразу находим

$$V = \frac{1}{2} E_{пр} \sum_{j=p,\,n} \frac{W_j}{1 - \frac{i}{(i_m)_j}}, \tag{3,2}$$

$$R_0 = \frac{1}{2v} \sum_{j=p,\,n} \frac{W_j}{C_j} \frac{1}{1 - \frac{i}{(i_m)_j}}, \tag{3,3}$$

где $i = \mathcal{J}S$ — полный ток диода, $i_m = \mathcal{J}_m S$, $(\mathcal{J}_m)_j = eN_j v$ — предельная плотность тока, при которой объемный заряд носителей нейтрализует объемный заряд примеси, $C_j = \frac{\varepsilon S}{W_j}$ — емкость j-го участка запорного слоя ширины W_j; значения всех величин берутся при $V = V_{пр}$.

Форма вольтамперной характеристики диода $i(V)$, определяемая выражением (3,2), показана на рис. 6 пунктирной линией. При $i/i_m \ll 1$ зависимость $i(V)$ близка к линейной с постоянным дифференциальным сопротивлением

$$R_0 = \frac{1}{2} \sum_{j=p,\,n} \frac{W_j}{vC_j}. \tag{3,4}$$

При $i \to i_m$ запорный слой быстро расширяется с ростом тока, и сопротивление R_0 резко возрастает. Однако при обычных концентрациях примеси значения предельной плотности тока $\mathcal{J}_m$ весьма велики, например при $N = 10^{16}$ *см*$^{-3}$ $\mathcal{J}_m \simeq 10^4$ *а/см*^{2}, поэтому для большей части вольтамперной характеристики дифференциальное сопротивление $p - n$-перехода близко к (3,4) и не зависит от тока.

Сопротивление (3,4) имеет простой физический смысл: если при $V > V_{\text{пр}}$ источник подвижных носителей обладает неограниченной эмиссией, то приращение разности потенциалов $\Delta V = V - V_{\text{пр}}$ компенсируется полем объемного заряда подвижных носителей, равномерно распределенных по всей ширине W $p - n$-перехода, $\Delta V = \frac{\mathcal{J}W^2}{2\varepsilon v}$, что соответствует (3,4).

Реальные лавинно-пролетные диоды отличаются от рассмотренной простой модели, во-первых, «размазанностью» источника подвижных носителей по объему запорного слоя и, во-вторых, зависимостью скорости рождения новых носителей от напряженности электрического поля. Для расчета вольтамперной характеристики в этом случае следует к уравнению Пуассона добавить уравнения непрерывности

$$\begin{aligned} -\frac{d\mathcal{J}_n}{dx} &= \alpha\mathcal{J}_n + \beta\mathcal{J}_p, \\ \frac{d\mathcal{J}_p}{dx} &= \beta\mathcal{J}_p + \alpha\mathcal{J}_n \end{aligned} \tag{3,5}$$

и условие пробоя. В (3,5) α и β — коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок, равные числу пар, рожденных этими носителями на единице длины. В германии и кремнии коэффициенты α и β связаны приближенным соотношением $\beta = k\alpha$ ($k \simeq 2$ для германия и $k \simeq 1/10$ для кремния), и условие пробоя имеет простой вид [21]

$$\int_{-W_n}^{W_p} \bar{\alpha}\, dx = 1 - \frac{i_s}{i}, \tag{3,6}$$

где $\bar{\alpha} = \frac{k-1}{\ln k}\alpha$, i_s — ток неосновных носителей (ток насыщения).

Вольтамперная характеристика резкого $p - n$-перехода в области $i \gg i_s$, полученная в результате совместного решения уравнений (3,1), (3,5), (3,6) в предположении степенной зависимости коэффициентов α и β от поля $\beta \sim \alpha \sim \bar{\alpha} \sim E^n$ ($n = 5{,}5$), показана на рис. 6 сплошной линией. Качественно она близка к характеристике, вычисленной элементарным путем. Аналогичный вид имеет вольтамперная характеристика плавного $p - n$-перехода с линейным распределением примеси (рис. 6). При $i/i_m \ll 1$ распределение электрического поля в $p - n$-переходе не изменяется с током, и вольтамперная характеристика в обоих случаях линейна *). Однако дифференциальное сопротивление $p - n$-перехода на этом участке отличается от (3,4) множителем $\rho < 1$, зависящим (при заданном виде функции $\bar{\alpha}(E)$) от распределения примеси в $p - n$-переходе. Для резкого $p - n$-перехода с линейным распределением поля в запорном слое этот множитель равен $\rho_1 \simeq 0{,}62$, для плавного $p - n$-перехода с параболическим изменением поля $\rho = \rho_2 \simeq 0{,}43$. Таким образом, чем более плавно

*) Для плавного $p - n$-перехода с линейным градиентом примеси M *см*$^{-4}$ предельный ток можно определить выражением $\mathcal{J}_m = eMvW$.

изменяется поле вблизи максимального значения, т. е. чем шире участок, в котором вероятность ударной ионизации отлична от нуля, тем меньше множитель ρ. Этого и следовало ожидать, поскольку на упомянутом участке ток переносится как электронами, так и дырками, объемные заряды которых частично компенсируют друг друга. Чем равномернее распределено умножение по ширине p — n-перехода, тем меньше при заданном токе объемный заряд подвижных носителей и, следовательно, тем меньше дифференциальное сопротивление p — n-перехода.

Указанная простая связь между строгим расчетом дифференциального сопротивления и элементарным соотношением (3,4) позволяет ввести понятие «эквивалентный слой умножения» *), определив его как участок, в котором генерируется полный ток лавины i_0, а пространственный заряд равен нулю. Ширину эквивалентного слоя умножения δ можно найти из соотношения

$$2R_0 = \rho \sum_{j=p,\,n} \frac{W_j^2}{\varepsilon v S} = \sum_{j=p,\,n} \frac{(W_j - \delta_j)^2}{\varepsilon v S}, \tag{3,7}$$

откуда

$$\frac{\delta_j}{W_j} = \frac{\delta}{W} = 1 - \sqrt{\rho} \quad (\delta = \delta_p + \delta_n,\ W = W_p + W_n).$$

Для резкого и плавного p — n-переходов в германии или кремнии имеем соответственно $\frac{\delta}{W} = 0{,}21$, $\frac{\delta}{W} = 0{,}35$, т. е. слой умножения составляет заметную часть всего запорного слоя.

Если пробой охватывает всю площадь p — n-перехода S, то согласно (3,4), (3,7) произведение R_0C не зависит от S и (при $i \ll i_m$) от распределения тока по этой площади и является однозначной функцией пробивного напряжения $V_{\text{пр}}$. Для плавного симметричного ($W_p = W_n$) p — n-перехода в германии, например,[1] $R_0C = 0{,}43\,\frac{W}{4v} \simeq 6 \cdot 10^{-14}\,V_{\text{пр}}$.

§ 4. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛПД. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

При строгом анализе высокочастотных процессов в ЛПД следует исходить из нестационарного кинетического уравнения для электронов и дырок, решая его совместно с уравнением электромагнитного поля в кристалле. Однако в такой общей постановке эта задача вряд ли вообще разрешима. Поэтому приходится с самого начала вводить в анализ ряд более или менее принципиальных допущений.

Рассмотрение ограничивается областью не слишком высоких частот, когда можно пренебречь временем максвелловской релаксации и временем свободного пробега носителей по сравнению с периодом колебаний и считать процесс умножения квазистационарным, полагая вероятность ионизации однозначной функцией напряженности электрического поля, не зависящей явно от координат и времени. p — n-переход предполагается плоским, с размерами, много меньшими длины волны колебаний в кристалле. Как правило, эти допущения выполняются вплоть до частот порядка 10^{11} *гц*, соответствующих коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн.

---

*) Впервые это понятие ввел А. Л. Захаров на основании анализа высокочастотных свойств слоя умножения.

При этих условиях кинетические уравнения для электронов и дырок сводятся к уравнениям непрерывности

$$e\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial \mathcal{J}_p}{\partial x} + \alpha \mathcal{J}_n + \beta \mathcal{J}_p,$$
$$e\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial \mathcal{J}_n}{\partial x} + \alpha \mathcal{J}_n + \beta \mathcal{J}_p, \tag{4,1}$$

которые следует решать совместно с уравнением Пуассона (3,1) и уравнением для полного тока

$$\varepsilon \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} + \mathcal{J}_e(x, t) = \mathcal{J}(t), \tag{4,2}$$

где $\mathcal{J}(t)$ — плотность полного тока, в плоском диоде не зависящая от координаты x, $\mathcal{J}_e = \mathcal{J}_p + \mathcal{J}_n$ — плотность тока проводимости. Поскольку $\alpha = \alpha(E)$, $\beta = \beta(E)$, то система уравнений (3,1), (4,1), (4,2) нелинейна и не может быть решена аналитически. Более того, аналитического решения в общем случае не удается найти даже после линеаризации этих уравнений относительно малых изменений всех величин во времени. Поэтому необходимо дальнейшее упрощение задачи.

Допустим, например, что угол пролета носителей тока в слое умножения достаточно мал $\left(\frac{\omega\delta}{2v} < 1\right)$, так что можно пренебречь изменением тока и поля в этом слое за время $\tau_\delta = \frac{\delta}{2v}$. Кроме того, для упрощения выкладок положим $\alpha = \beta = \bar{\alpha}$.

В этом случае процессы в слое умножения можно рассматривать в квазистатическом приближении, используя понятие эквивалентного слоя умножения в том виде, как оно было введено выше. При этом запорный слой $p - n$-перехода разделяется на три области: слой умножения, в котором сосредоточено все умножение, и две области дрейфа носителей (пролетные участки), в которых умножение отсутствует. В эквивалентном слое умножения концентрации электронов и дырок одинаковы и суммарная плотность пространственного заряда подвижных носителей равна нулю. Из границ этого слоя в области дрейфа выходит полный ток умножения $i_e(t, \delta_{n,p}) = i_0(t)$, причем в p-полупроводнике этот ток целиком переносится дырками, а в n-полупроводнике — электронами. Такое распределение носителей реализуется очевидно, если генерация электронно-дырочных пар происходит на границах эквивалентного слоя умножения. Поэтому ширина этого слоя δ есть не что иное, как средняя длина пробега между ионизирующими столкновениями, а величина $\tau_\delta^{-1} = \frac{v}{\delta}$ есть вероятность ионизации.

Использование такой простой модели значительно облегчает расчет, результаты которого оказываются одинаково применимы как для $p - n$, так и для $p - i - n$ ЛПД при не слишком высоких частотах.

Два уравнения непрерывности (4,1), (4,2) заменяются одним уравнением для тока i_0, выходящего из эквивалентного слоя умножения. Это уравнение можно составить, интегрируя (4,1) по x с учетом условий на границе $p - n$-перехода [14, 19]

$$i_p\Big|_{-W_n} = i_{ps},\ i_n\Big|_{-W_n} = i - i_{ps},\ i_p\Big|^{W_p} = i - i_{ns},\ i_n\Big|^{W_p} = i_{ns},$$

где i_{ps}, i_{ns} — соответственно дырочная и электронная составляющие тока насыщения.

В результате получим

$$\tau_\delta \frac{di_0}{dt} = 2i_0 [\Psi(E_0) - 1] + 2i_s, \tag{4,3}$$

где

$$\Psi(E_0) = \int_{-W_n}^{W_p} \bar{\alpha}(E)\, dx \tag{4,4}$$

— интегральное умножение в запорном слое. В рассматриваемом квазистатическом приближении $\Psi(E_0)$ можно вычислить, используя зависимость $E(x)$, полученную для p — n-перехода в отсутствие тока; при этом $\Psi(E_0) = (E_0/E_{\text{пр}})^{n+l}$, где $l = 1$ для резкого и $l = 1/2$ для плавного p — n-переходов [14].

Как показывает более детальный анализ *), амплитудные соотношения между током и полем определяются уравнением (4,3) с погрешностью, меньшей чем $\left(\frac{\omega\tau_\delta}{2}\right)^2$, а фазовые соотношения — с погрешностью, порядка $\omega\tau_\delta$. Последняя погрешность более существенна, но ее можно учесть, введя в уравнение (4,3) временнóй сдвиг τ_γ между E_0 и i:

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{di_0(t)}{dt} = i_0(t) \{\Psi[E_0(t + \tau_\gamma)] - 1\} + i_s. \tag{4,5}$$

Параметр τ_γ зависит от амплитуды колебаний и распределения примеси в p — n-переходе. Существенно, что при обычных распределениях примеси этот параметр отрицателен и тем больше по величине, чем равномернее распределено умножение по запорному слою. Так, например, $\tau_\gamma = -0{,}0007\tau$ для резкого и $\tau_\gamma = -0{,}055\tau$ — для плавного p — n-переходов $\left(\tau = \frac{W - \delta}{2v}\right)$.

Приближение малых амплитуд

При заданной зависимости $\Psi(E_0)$ система уравнений (3,1), (4,2) и (4,5) определяет, в принципе, связь между приложенным к диоду напряжением V и протекающим через него током i.

В явном виде эту связь легко найти при малых амплитудах высокочастотного сигнала, когда указанные уравнения можно линеаризовать относительно малых переменных составляющих тока $\tilde{i}(t)$, поля $\tilde{E}_0(t)$ и напряжения $\tilde{V}(t)$, полагая их пропорциональными $\exp(j\omega t)$.

В результате получим

$$\tilde{i}_0(t) = \frac{S}{j\omega L_\delta} \tilde{E}_0(t') + ja\tilde{i}_0(t), \tag{4,6}$$

$$\tilde{i}(t) - \tilde{i}_0(t) = j\omega\varepsilon S \tilde{E}_0(t), \tag{4,7}$$

$$\frac{S}{L_\delta} \tilde{E}_0(t') = \Omega^2 \left[CV(t) + \frac{1}{2} \sum_{j=p,n} \frac{v}{W_j} \int_{t'-\tau_j}^{t'} i_0(u)(u + \tau_j - t')\, du\right], \tag{4,8}$$

где $a = \frac{2}{\omega\tau_\delta} \frac{i_s}{i^0}$, $i^0 = S\mathcal{J}^0$ — постоянная составляющая тока диода,

$$t' = t + \tau_\gamma, \quad 2\tau = \tau_p + \tau_n, \quad \tau_{p,n} = \frac{W_{p,n} - \delta_{p,n}}{v} = \frac{w_{p,n}}{v},$$

$$L_\delta = \frac{\tau_\delta}{2\mathcal{J}^0 \left(\frac{\partial\Psi}{\partial E}\right)_{E_{\text{пр}}}}, \quad \Omega = (L_\delta\varepsilon)^{-\frac{1}{2}} = \left[\frac{2\mathcal{J}^0 \left(\frac{\partial\Psi}{\partial E}\right)_{E_{\text{пр}}}}{\tau_\delta\varepsilon}\right]^{\frac{1}{2}}$$

*) Этот анализ проведен А. Л. Захаровым [42].

— удельная индуктивность и собственная характеристическая частота слоя умножения, характеризующие (вместе с τ_γ) инерцию и колебательные свойства процесса развития лавины.

Основным следствием уравнения (4,5) является отставание тока $i_0(t)$, выходящего из слоя умножения, от поля в этом слое $E_0(t)$. В линейном приближении согласно (4,6) связь между этими величинами близка к индуктивной, так что для гармонических сигналов сдвиг фаз между $i_0(t)$ и $E_0(t)$ равен примерно $\pi/2$. Это позволяет отнести ЛПД к полевым диодам с запаздывающей эмиссией, которые, как указывалось в § 2, являются наиболее эффективными из активных диодных элементов.

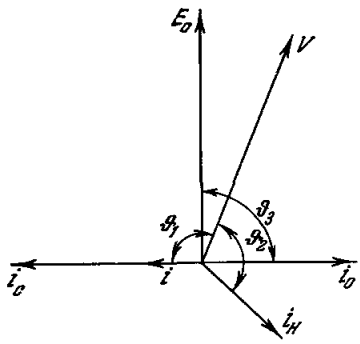


Рис. 7. Векторная диаграмма токов и напряжения в $p-n$-переходе ЛПД.

Высокочастотные свойства ЛПД зависят от величины характеристической частоты Ω, которая определяет скорость изменения поля E_0 и тока i_0 в слое умножения. В частности, активное сопротивление диода при малом сигнале может быть отрицательным лишь на достаточно высоких частотах $\omega > \Omega$. В этом можно убедиться, рассмотрев фазовые соотношения между токами и напряжением в $p-n$-переходе. Пренебрежем вначале малыми величинами $\omega\tau_\gamma \ll 1$ и $a \ll 1$. Тогда из (4,6) следует, что ток проводимости $\tilde{i}_0 = \frac{S}{j\omega L_\delta}\tilde{E}_0$ и ток смещения $\tilde{i}_c = j\omega\varepsilon S\tilde{E}_0$ противоположны по фазе, а их величины относятся как $\frac{\Omega^2}{\omega^2} = \beta^2$. При этом ток проводимости отстает, а ток смещения опережает по фазе поле $\tilde{E}_0(t)$ на $\pi/2$. С другой стороны, уравнение (4,8) показывает, что под действием объемного заряда носителей в пролетных участках (второе слагаемое в правой части (4,8)) приложенное к $p-n$-переходу напряжение $\tilde{V}(t)$ всегда отстает по фазе от поля в слое умножения $\tilde{E}_0(t)$. Следовательно, сдвиг фаз между $\tilde{V}(t)$ и $\tilde{i}_0(t)$ всегда меньше $\pi/2$, а между $\tilde{V}(t)$ и $\tilde{i}_c(t)$ — больше $\pi/2$ (см. векторную диаграмму рис. 7). Активное сопротивление $p-n$-перехода отрицательно при условии, что сдвиг фаз ϑ_1 между $\tilde{V}(t)$ и полным током $\tilde{i}(t)$ больше $\pi/2$. Поскольку фаза тока $\tilde{i}(t)$ совпадает с фазой большей из величин $\tilde{i}_0(t)$ или $\tilde{i}_c(t)$, то это условие выполняется при $|\tilde{i}_c| > |\tilde{i}_0|$, т. е. при

$$\beta^2 < 1. \tag{4,9}$$

К тем же выводам можно прийти, определяя фазовый сдвиг ϑ_2 между напряжением $\tilde{V}(t)$ и током $\tilde{i}_H(t)$, наведенным во внешней цепи подвижными носителями (рис. 7). Требование $\vartheta_2 > \frac{\pi}{2}$ также приведет к условию (4,9). В общем случае $\tau_\gamma \neq 0$ и $a \neq 0$ ток $\tilde{i}_0(t)$ отстает по фазе от поля $E_0(t)$ не на $\pi/2$, а на угол

$$\vartheta_3 = \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\sigma, \quad \sigma = \omega\tau_\gamma + a.$$

При этом сдвиг фаз между $\tilde{V}(t)$ и $\tilde{E}_0(t)$ также зависит от σ и условие (4,9) заменяется на $\beta^2 < 1 - \sigma U(\xi_p, \xi_n)$, где $U(\xi_p, \xi_n)$ — некоторая функция пролетных углов $\xi_{p,n} = \omega\tau_{p,n}$. Обычно, однако, $\sigma \ll 1$ и это условие мало отличается от (4,9).

Наряду с характеристической частотой часто оказывается удобным использовать другой параметр — характеристический ток i_x, определяемый на частоте ω условием $\Omega(i^0) = \Omega(i_x) = \omega$. Тогда $\beta^2 = i^0/i_x$.

Полное сопротивление $p-n$-перехода ЛПД в линейном режиме $Z = \frac{\tilde{1}}{\tilde{i}}$ находим, исключая из уравнений (4,6)—(4,8) $\tilde{i}_0$ и $\tilde{E}_0$:

$$Z(\omega) = R(\omega) + jX(\omega),$$

$$\omega CR = \omega C(R_\delta + R_\xi) = \frac{\sigma\beta^2}{(1-\beta^2)^2+\sigma^2} - \frac{\beta^2}{(1-\beta^2)^2+\sigma^2}\sum_{j=p,\,n}\frac{C}{C'_j}[(1-\beta^2)\chi(\xi_j) + \sigma\mu(\xi_j)],$$

$$\omega CX = \omega C(X_\delta + X_\xi) = -\frac{1-\beta^2}{(1-\beta^2)^2+\sigma^2} + \frac{\beta^2}{(1-\beta^2)^2+\sigma^2}\sum_{j=p,\,n}\frac{C}{C'_j}[(1-\beta^2)\mu(\xi_j) - \sigma\cdot\chi(\xi_j)], \qquad (4,10)$$

где $C'_j = \frac{S\varepsilon}{w_j}$ — емкость j-го пролетного участка,

$$\chi(\xi) = \frac{1-\cos\xi}{\xi}, \qquad \mu(\xi) = 1 - \frac{\sin\xi}{\xi}.$$

Выражениям (4,10) соответствует эквивалентная схема ЛПД, изображенная на рис. 8.

На этой схеме контур LCR_δ учитывает «холодную» емкость $p-n$-перехода $C = \frac{S\varepsilon}{W}$ и параметры слоя умножения $L = L_\delta W$ и $R_\delta = \sigma\omega L$; сопротивления R_ξ, X_ξ относятся к пролетным участкам, а сопротивление R_s характеризует потери в базе диода.

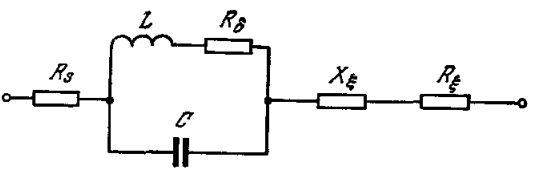


Рис. 8. Эквивалентная схема ЛПД.

Схематически зависимость активного R и реактивного X сопротивлений $p-n$-перехода ЛПД от частоты представлена на рис. 9. Зависимости R и X от тока диода для симметричного $p-n$-перехода, рассчитанные по формулам (4,10) для нескольких значений частоты в рабочем интервале $\omega\tau < 2\pi$, приведены на рис. 10.

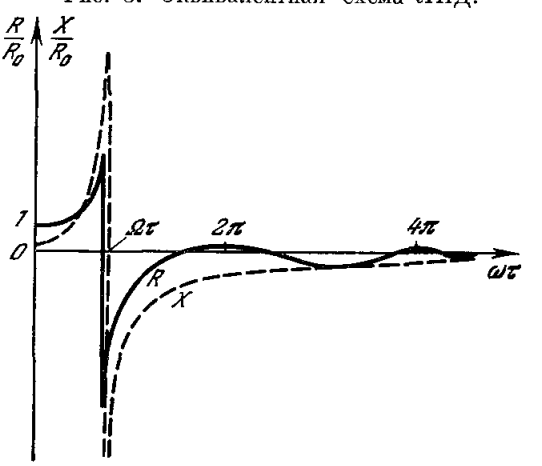


Рис. 9. Схематическая зависимость активного и реактивного сопротивлений ЛПД от частоты.

Согласно (4,10) при малых амплитудах высокочастотного сигнала полное сопротивление $p-n$-перехода ЛПД на частоте ω определяется в основном значением углов пролета носителей тока в пролетных участках запорного слоя $\xi_{p,\,n}$ $p-n$-перехода и параметра $\beta^2 = \frac{\Omega^2}{\omega^2} = \frac{i^0}{i_x}$. Реактивное сопротивление $p-n$-перехода, индуктивное на низких частотах, изменяет знак и становится емкостным при $\beta^2 \simeq 1$, приближаясь к $-(\omega C)^{-1}$ при $\beta^2 \to 0$.

Активное сопротивление $p-n$-перехода на низких частотах *) совпадает с его дифференциальным сопротивлением R_0 и остается положительным вплоть до частоты, несколько меньшей характеристической частоты ($\beta^2 \leqslant 1-\sigma$), где оно меняет знак и достигает максимального

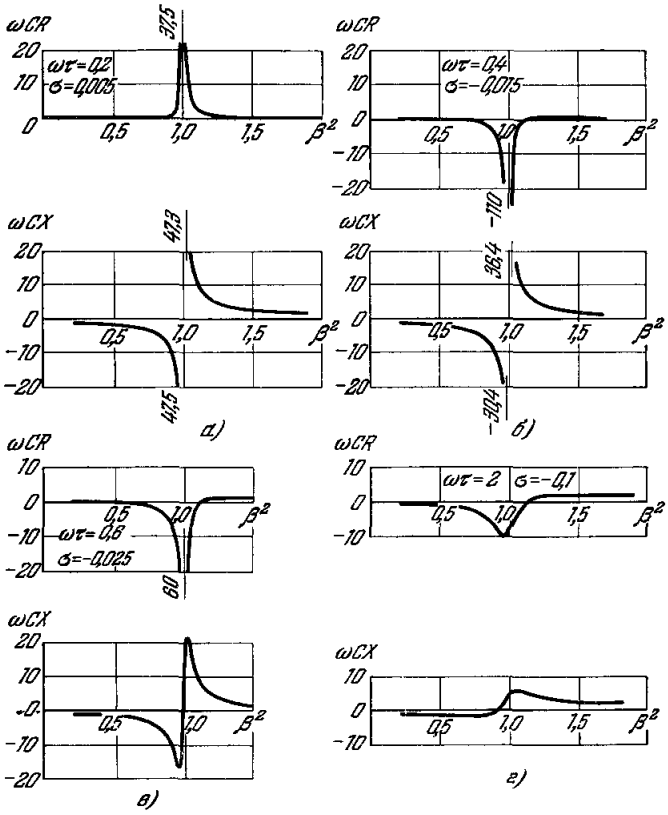


Рис. 10. Зависимость активного и реактивного сопротивлений симметричного $p-n$-перехода ЛПД от тока диода при различных значениях угла пролета.

отрицательного значения. При дальнейшем увеличении частоты сопротивление $p-n$-перехода остается отрицательным, но его величина быстро уменьшается ($\sim$ как ω^{-3}), принимая минимальные значения при $\xi_{p,n} \simeq 2\pi n$.

Таким образом, активное сопротивление диода $R_g = R + R_s$ отрицательно в некоторой области значений частоты и тока, определяемой условием $\beta^2_{\text{мин}} < \beta^2 < 1$, где $\beta^2_{\text{мин}}$ зависит от сопротивления потерь R_s. Для не слишком высоких частот ($\omega\tau < 2\pi$) область отрицательных значений R показана на рис. 11 (заштрихована), пунктирная кривая соответствует характеристическому току $i_x(\omega)$. Нижняя граница $\omega_{\text{мин}}$ диапазона частот, где $R < 0$, определяется значением параметра σ, т. е. (при $\omega\tau \ll 1$) значением тока насыщения i_s: $\omega_{\text{мин}}\tau \simeq 2\,(\Omega_s\tau)^{1/2}$, $\Omega_s = \Omega\,(i_s)$. Кривые $r = \dfrac{R_s}{R_0} = \text{const}$ на этом рисунке задают пусковой ток i_n диода, ниже

*) Под низкими здесь понимаются частоты, лежащие ниже диапазона СВЧ, но превышающие $0{,}5 \div 1$ *Мгц*. На более низких частотах дифференциальное сопротивление ЛПД отлично от (3,7) из-за тепловой инерционности диода (см. § 7).

которого $R_g > 0$. Неоднородность $p-n$-перехода, приводящая к неравномерному развитию пробоя по его площади, сужает область, где $R_g < 0$, как показано на рис. 11 штрихпунктирными линиями.

Внутри указанной области модуль отрицательного сопротивления диода резко возрастает при увеличении тока и приближении его к характеристическому ($\beta^2 \to 1$) (рис. 10). Этот эффект, обусловленный запаздывающим действием объемного заряда подвижных носителей на поле в слое умножения, обеспечивает не только большие значения отрицательного активного сопротивления диода, но и низкие значения его отрицательной добротности $Q = \frac{\omega \frac{\partial X}{\partial \omega}}{R}$, модуль которой в некотором интервале частот или токов вблизи $\beta^2 \simeq 1$ может быть порядка единицы [3, 20]. Это значительно облегчает возбуждение автоколебаний в генераторе на ЛПД и снижает требования к добротности диода ($Q_s = (\omega CR_s)^{-1}$) и внешнего резонатора. Более того, если $\sigma < 0$, то $R < 0$ при $X = 0$ (см. рис. 10, 11). Это указывает на возможность самовозбуждения в ЛПД собственных автоколебаний, слабо связанных с внешним контуром, частота которых при $|\sigma| \ll 1$ близка к характеристической.

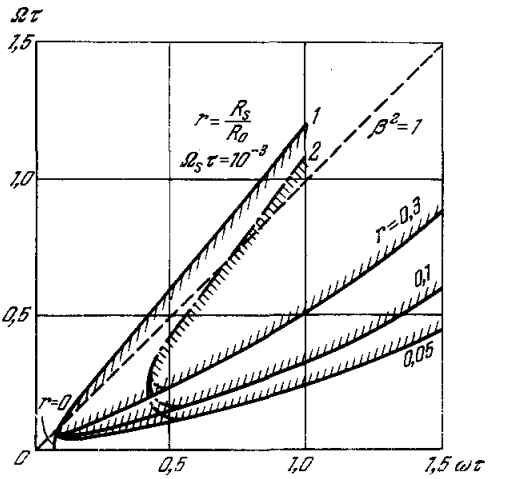


Рис. 11. Область отрицательных значений активного сопротивления ЛПД ограничена кривыми: 1 — без учета неоднородности пробоя, 2 — с учетом неоднородности пробоя.

Хотя в обычных $p-n$ ЛПД последний эффект ввиду малости τ_γ и σ не играет существенной роли, он имеет принципиальное значение, так как отражает неустойчивость самого процесса ударной ионизации. Как следует из предыдущего (см. рис. 7), эта неустойчивость связана с тем, что при $\sigma < 0$ фазовый сдвиг ϑ_3 между полем и током проводимости в слое умножения превышает $\pi/2$.

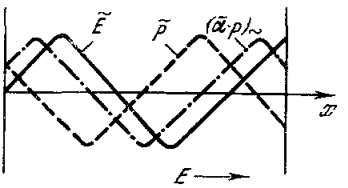


Рис. 12. К анализу неустойчивости в слое умножения.

Для пояснения рассмотрим широкий слой умножения (рис. 12) и оценим сдвиг фаз между переменным полем $E(t)$ и генерируемым этим полем потоком носителей, для определенности — дырок $\tilde{p}(t)$. Скорость генерации дырок, пропорциональная произведению $\bar{\alpha}(E)\cdot p$, зависит от величины поля E и концентрации дырок p. Так как изменение концентрации $\tilde{p}(t)$ отстает по фазе от изменения поля $\tilde{E}(t)$, то скорость генерации также будет отставать по фазе от поля. Но сдвиг фаз между $\tilde{p}(t)$ и $\frac{d\tilde{p}(t)}{dt}$ равен $\pi/2$. Поэтому сдвиг фаз между $\tilde{p}(t)$ и $\tilde{E}(t)$, а следовательно, и между $\tilde{i}_p(t)$ и $\tilde{E}(t)$, больше $\pi/2$. Аналогичный результат получается и для электронного тока $i_n(t)$ и тока проводимости $i_e(t) = i_n(t) + i_p(t)$. Следствием этого является высокочастотная неустойчивость процесса ударной ионизации, проявляющаяся, с одной стороны, в экспоненциальном нараста-

нии во времени малых возмущений электрического поля и концентрации носителей в слое умножения, а с другой — в отрицательности его активного сопротивления R_δ.

Следует подчеркнуть, что эти выводы справедливы и для широкого слоя умножения, для которого не выполняется принятое ранее условие $\frac{1}{2}\omega\tau_\delta < 1$. Аналитический результат в этом случае удалось получить лишь для одной весьма идеализированной модели — для слоя с равномерным распределением умножения ($\bar{\alpha}$= const). Однако численные расчеты, выполненные в линейном приближении для более реалистичных моделей, подтвердили правильность основных аналитических зависимостей [20].

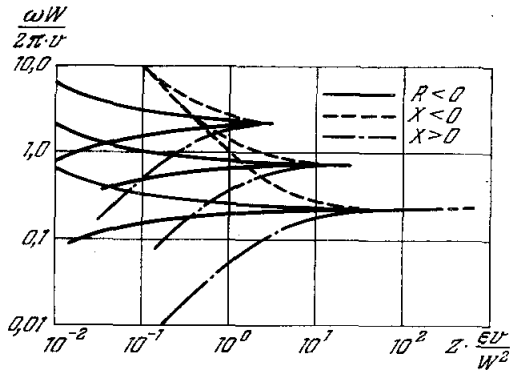


Рис. 13. Активное и реактивное сопротивления слоя умножения при однородной ионизации ($\bar{\alpha}$ = const).

Полное сопротивление такого слоя умножения, вычисленное без учета тока насыщения для упомянутой идеализированной модели, показано на рис. 13. Параметром на кривых служит плотность постоянного тока, отнесенная к $1{,}4 \cdot 10^3$ *а/см*^{2}. Как показывает этот рисунок, активное сопротивление слоя умножения отрицательно и при углах $\omega\tau \geqslant 2\pi$. Однако требуемые для этого плотности тока весьма велики.

Характеристики ЛПД при больших амплитудах высокочастотного сигнала

Строгий анализ исходной системы нестационарных уравнений ЛПД (3,1), (4,1)—(4,2) при произвольных значениях переменных величин даже численными методами приводит к чрезвычайно громоздким расчетам. Однако основные особенности нелинейных характеристик ЛПД можно установить полуаналитическим путем, вводя последовательно ряд дополнительных упрощений. Пренебрежем модуляцией ширины p— n-перехода и параметров слоя умножения под действием переменного напряжения и будем считать либо это напряжение, либо переменный ток во внешней цепи гармоническими функциями времени. Последние допущения справедливы, в частности, когда диод включен в достаточно добротный резонатор и на рабочей частоте выполняется условие $\beta^2 \ll 1$ (практически достаточно $\beta^2 < 0{,}5$). При этих допущениях основные особенности высокочастотных характеристик ЛПД при больших амплитудах колебаний определяются двумя нелинейными эффектами: нелинейной зависимостью лавинного тока и создаваемого им пространственного заряда от интегрального умножения $\Psi(E_0)$ и нелинейностью функции $\Psi(E_0)$, которые можно назвать соответственно нелинейностью по току и нелинейностью по умножению. Поясним роль каждого из указанных нелинейных механизмов на простейших моделях.

а) Нелинейность по току

Пренебрежем нелинейностью по умножению, разложив функцию $\Psi(E_0)$ в уравнении лавины (4,5) в ряд по степеням $\tilde{E}_0/E_{\text{пр}}$ и отбросив слагаемые, пропорциональные второй и более высоким степеням этого отношения. Исключая $\tilde{E}_0$ из полученного уравнения и уравнения (4,2)

и полагая $i_s = \tau_\gamma = 0$, придем к уравнению

$$\frac{d^2 \ln i_0(t)}{dt^2} = \frac{\Omega^2 [i(t) - i_0(t)]}{i^0}. \qquad (4,11)$$

Допустим далее, что ток $i(t)$ во внешней цепи меняется гармонически: $i(t) = i^0 + i_1 \cos \omega t$, и пренебрежем в правой части (4,11) током проводимости $i_0(t)$ по сравнению с полным током $i(t)$, что эквивалентно условию $\beta^2 \ll 1$ и $i_1 \simeq (i_c)_1 = \omega C V_1$, где V_1 — амплитуда первой гармоники напряжения $V(t)$. Решение полученного уравнения при начальных условиях $t = 0$, $i_0 = i_{00}$, $\frac{di_0}{dt} = 0$ имеет простой вид:

$$i_0(\omega t) = i_{00} \exp[z(1 - \cos \omega t)], \qquad (4,12)$$

где $z = \beta^2 \frac{i_1}{i^0} = \frac{i_1}{i_x} \simeq \frac{\omega C V_1}{i_x}$.

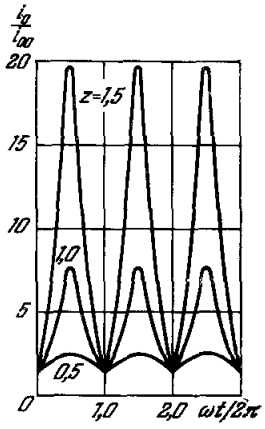


Рис. 14. Зависимость лавинного тока от времени и амплитуды гармонического внешнего сигнала.

Согласно (4,12) и рис. 14 лавинный ток $i_0(t)$ становится резко несинусоидальной функцией времени уже при сравнительно небольших значениях параметра z ($z > 0,5$), соответствующих малым значениям амплитуды переменного сигнала: $\frac{i_1}{i_{пр}} \simeq 0,1\ \omega\tau_\delta$.

Амплитуда m-й гармоники тока $i_0(t)$ относится к постоянной составляющей тока i^0 как $2\frac{I_m(z)}{I_0(z)}$ ($I_m(z)$ — модифицированная функция Бесселя) и при увеличении z быстро возрастает, приближаясь к 2. Это соответствует обращению $i_0(t)$ в δ-функцию, сдвинутую на π относительно максимума полного тока $i(t)$ и на $\pi/2$ относительно максимума поля $E_0(t)$.

Определяя из (4,4) и (4,12) отношение первой гармоники напряжения к переменному току $\tilde{i}(t)$, находим приближенные выражения для полного сопротивления $p - n$-перехода:

$$\begin{aligned} \omega C R &= -\beta^2 \Phi(z) \sum_{j=p,n} \frac{C}{C_j} \chi(\xi_j), \\ \omega C X &= -\left[1 + \beta^2 \Phi(z) \sum_{j=p,n} \frac{C}{C_j} \lambda(\xi_j)\right], \end{aligned} \qquad (4,13)$$

где

$$\Phi(z) = \frac{2}{z} f(z); \quad f(z) = \frac{I_1(z)}{I_0(z)}; \quad \lambda(\xi) = \frac{\sin \xi}{\xi}; \quad \xi = \frac{\tau_\delta}{2\tau}.$$

Эти выражения отличаются от упрощенных формул линейной теории (4,10), взятых при $\sigma = 0$, $\beta^2 \ll 1$, лишь заменой β^2 на множитель $\beta^2\Phi(z)$, пропорциональный отношению первой гармоники тока проводимости $2f(z)\, i^0$ к току смещения $z \cdot i_x$. При малых амплитудах колебаний ($z \ll 1$) первая гармоника тока проводимости растет линейно с z $\left(f(z) \simeq \frac{z}{2}\right)$, но с увеличением амплитуды быстро достигает максимальной величины ($f(z) \to 1$), так что произведение $\beta^2\Phi(z)$, а следовательно, и модуль отрицательного активного сопротивления $p - n$-перехода $|R(z)|$ уменьшаются обратно пропорционально z. При этом реактивное сопротивление $p - n$-перехода приближается к $-\frac{1}{\omega C}$.

Аналогичные результаты получаются и в том случае, когда гармонически изменяется не ток во внешней цепи, а напряжение $V(t)$. Формулы для R и X в этом случае с точностью до членов высшего порядка относительно β^2 совпадают с (4,13).

б) Нелинейность по умножению.

Как указывалось выше, функцию $\Psi(E_0)$ можно приближенно записать в виде $\Psi(E_0) \simeq (E_0/E_{пр})^{n+l} \simeq (E_0/E_{пр})^6$. Используя в уравнении лавины (4,7) это выражение для $\Psi(E_0)$ вместо линейной аппроксимации, пренебрегая пространственным зарядом носителей тока (условие $\beta^2 \ll 1$) и считая напряжение на диоде гармонической функцией времени $V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t$, придем к уравнению

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{d \ln i_0}{dt} = \left(\frac{V_0}{V_{пр}}\right)^6 (1 + \alpha \sin \omega t)^6 - 1, \tag{4,14}$$

где $\alpha = V_1/V_0$. Интегрирование (4.14) дает формулу, связывающую постоянное смещение на диоде с амплитудой переменного напряжения $\frac{V_0}{V_{пр}} = A(\alpha)$, и выражение для тока $i_0(t)$:

$$\ln \frac{i_0(t)}{i_{00}} = \frac{2}{\omega\tau_\delta} A(\alpha) + \sum_{k=1}^{6} B_k(\alpha) \cos k\omega t. \tag{4,15}$$

В последнем выражении высшие коэффициенты $B_k(\alpha)$ даже при максимальном значении $\alpha = 1$ составляют менее 0,3 от $B_1(\alpha)$, поэтому при качественном анализе ими можно пренебречь. При этом отличие (4,15) от (4.12) сводится лишь к замене z на $z' = \nu(\alpha) z$, так что выражения (4,13) для полного сопротивления $p - n$-перехода остаются в силе. Функция $\nu(\alpha)$, а также изменение постоянного смещения на диоде показаны на рис. 15. Минимальное значение V_0 равно максимальной амплитуде колебаний $V_{1\,макс}$, соответствующей $\alpha = 1$, и составляет $V_{0\,мин} = V_{1\,макс} \simeq 0{,}64 V_{пр}$. Значения $\nu(\alpha)$ лежат в пределах $0{,}5 \div 1$.

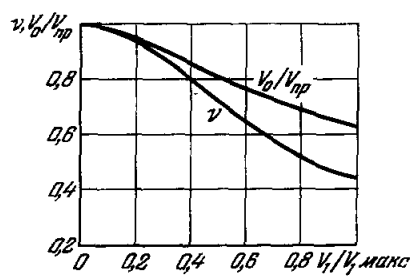


Рис. 15. Изменение постоянного смещения V_0 и коэффициента ν в зависимости от амплитуды переменного напряжения.

Таким образом, нелинейность по умножению ведет в основном лишь к уменьшению с ростом амплитуды колебаний постоянной составляющей напряжения смещения; влияние этой нелинейности на зависимость от амплитуды полного сопротивления $p - n$-перехода незначительно.

Более длительный анализ уравнений (3,1), (4,1), (4,3), учитывающий пространственный заряд носителей тока (β^2 не много меньше 1) и другие опущенные выше факторы, приводит к следующим выражениям для полного сопротивления симметричного ($\tau_p = \tau_n = \tau$) $p - n$-перехода:

$$\begin{aligned} \omega CR &= -\frac{C}{C'} \frac{y}{k} \Phi(y) [\chi(\xi) \cos \varphi - \lambda(\xi) \sin \varphi], \\ -\omega CX &= 1 + \frac{C}{C'} \frac{y}{k} \Phi(y) [\lambda(\xi) \cos \varphi + \chi(\xi) \sin \varphi]. \end{aligned} \tag{4,16}$$

Здесь y и φ — соответственно амплитуда и фаза первой гармоники функции $\ln \frac{i_0}{i^0} = y_0 - y \cos(\xi + \varphi)$, связанные с амплитудой внешнего

гармонического сигнала z' соотношениями:

$$y^2\left[M^2(y)+N^2(y)\right]=z'^2;\quad \operatorname{tg}\varphi=-\frac{N(y)}{M(y)};$$
$$N(y)=\beta\Phi(y)\left[a'I_0^2(y)-\gamma\eta\frac{\sin\gamma\xi}{\gamma\xi}\right];\qquad (4,17)$$
$$M(y)=1-\beta^2\Phi(y)\cos\gamma\xi;\quad \gamma=\frac{\tau_\gamma}{\tau};\ k=\frac{i_{01}}{i_0};$$
$$\eta=\Omega\tau;\ a'=\frac{a}{\beta}=\frac{2}{\Omega\tau_0}\frac{i_s}{i_0}.$$

В отличие от упрощенных выражений (4,13) формулы (4,16) учитывают влияние амплитуды сигнала не только на относительную амплитуду первой гармоники тока (множитель $\Phi(y)$), но и на сдвиг фаз $(\pi-\varphi)$ этой гармоники относительно полного тока $i(t)$.

Обусловленное действием переменной составляющей пространственного заряда носителей тока ($\beta^2\neq 0$) и тока насыщения ($a\neq 0$) возрастание этого сдвига фаз при увеличении амплитуды колебаний от малосигнального значения $\pi-\operatorname{arctg}\frac{\sigma}{1-\beta^2}\simeq\pi$ до $\pi-\operatorname{arctg}\frac{\chi(\xi)}{\lambda(\xi)}$ снижает модуль отрицательного активного сопротивления до нуля. Критическое значение амплитуды колебаний, при котором $R(z)$ меняет знак, уменьшается с ростом параметров $\beta^2<1$ и a, как показано на рис. 16.

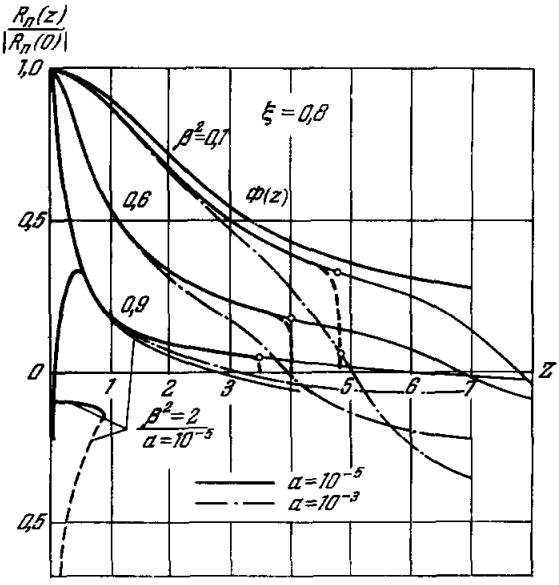


Рис. 16. Изменение активного сопротивления $p-n$-перехода ЛПД при увеличении амплитуды высокочастотного сигнала.

Таким образом, ток насыщения, задающий величину параметра a, является одним из основных факторов, ограничивающих максимальную амплитуду колебаний, особенно существенным при малых значениях угла пролета $\xi<1$, когда основную роль играет нелинейность по току. При $\xi\geqslant 1$ и $\frac{i_s}{i_0}\leqslant 10^{-3}$ эта амплитуда ограничивается условием $V_{1\,\text{макс}}\leqslant V_{0\,\text{мин}}\simeq 0{,}6V_{\text{пр}}$ *) (пунктирные кривые на рис. 16). При $\beta^2>1$, как видно из рис. 16, функция $R(z)$ при возрастании z может переходить из области $R(z)>0$ в область $R(z)<0$. Такой переход связан с уменьшением с ростом z отношения тока проводимости к току смещения и происходит при $\beta^2\Phi(z)\simeq 1$. Это указывает на возможность жесткого возбуждения колебаний в ЛПД на частоте ω при токах, превышающих характеристический ток для этой частоты.

Выше мы пренебрегали нелинейным эффектом, связанным с модуляцией ширины $p-n$-перехода переменным напряжением. Эта модуляция

*) При $V_1>V_0$ через диод будет проходить ток в прямом направлении.

отсутствует в $p-i-n$ ЛПД, в которых пробивное напряжение существенно превышает напряжение сквозного пробоя [14], но может играть заметную роль в $p-n$ ЛПД. В последних модуляция ширины $p-n$-перехода приводит к увеличению его средней емкости, которое для плавного $p-n$-перехода может достигать 16%, а также может вызывать дополнительные параметрические эффекты [3, 16].

Кроме того, эта модуляция, изменяя углы пролета ξ, оказывает влияние и на активное сопротивление $p-n$-перехода. Приближенно этот эффект можно учесть, несколько занизив максимальное значение амплитуды колебаний: $V_{1\,\text{макс}} \approx 0{,}5V_{\text{пр}} < 0{,}64V_{\text{пр}}$.

§ 5. ВЫХОДНАЯ МОЩНОСТЬ И КПД ГЕНЕРАТОРА НА ЛПД

Используя результаты нелинейного анализа ЛПД, нетрудно получить соотношения, определяющие основные параметры генератора на ЛПД (ГЛПД) — частоту, мощность и КПД автоколебаний. В диапазоне СВЧ такой генератор состоит из лавинно-пролетного диода и полого резонатора, связанного с полезной нагрузкой. При токе, существенно меньшем характеристического ($\beta^2 < 0{,}5$), и не слишком низкой добротности резонатора колебания в таком генераторе близки к гармоническим, и их анализ можно проводить известным методом медленно меняющихся амплитуд [22]. В частности, стационарные значения частоты и амплитуды автоколебаний определяются системой уравнений

$$X(\omega, z) + X_p(\omega) = 0, \tag{5,1}$$

$$R(\omega, z) + R_p(\omega) = 0, \tag{5,2}$$

где X_p, R_p — пересчитанные к $p-n$-переходу реактивная и активная составляющие сопротивления контурной системы генератора. Последняя, кроме резонатора и нагрузки, включает сопротивление потерь кристалла R_s и реактивные параметры корпуса диода.

Так как при $\beta^2 \ll 1$ реактивное сопротивление $p-n$-перехода мало отличается от сопротивления его холодной емкости C, то частота автоколебаний ω_0 приближенно определяется равенством

$$X_p(\omega_0) \simeq (\omega_0 C)^{-1} \tag{5,3}$$

и сравнительно слабо зависит от рабочего тока и амплитуды колебаний. Поэтому для вычисления последней, а следовательно, и выходной мощности генератора можно использовать уравнения (4,16) и (5,2), положив в них $\omega = \omega_0$.

Полная мощность колебаний, отдаваемая симметричным $p-n$-переходом во внешнюю цепь P_e, и электронный КПД генератора η_e являются функцией амплитуды колебаний $z = i_{01}/i_x$:

$$P_e = \eta_e = i^0 V_0 = -\frac{(i^0)^2 R(z)\cdot z^2}{2\beta^4}. \tag{5,4}$$

При некотором оптимальном значении $z = z_m$ эта мощность достигает максимального значения P_{em}.

При малых углах пролета значения z_m определяются величиной тока насыщения, ограничивающего максимальную амплитуду переменного тока диода (ограничение по току). При $\xi \geqslant 2$ определяющим является ограничение амплитуды переменного напряжения (условие $V_1 < 0{,}5V_{\text{пр}}$). Для оценки значений P_{em}, η_{em} пренебрежем при $z \leqslant z_m$ током насыщения, положив в формулах (4,16) $\sigma = 0$ и $\psi = \pi$; тогда $R(z) \simeq -(\omega C)^{-1} \times f(y)\cdot\chi(\xi)$ и

$$P_e \simeq \frac{i^0 i_1}{\omega C'}\cdot f(y)\cdot\chi(\xi). \tag{5,5}$$

При больших амплитудах колебаний (z, $y \gg 1$) можно пренебречь также отношением тока проводимости к полному току (полагая $\beta^2\Phi(y) \ll 1$) и считать лавинный ток δ-функцией времени. При этом в (5,5) можно положить $i_1 \simeq \omega C V_1$, $f(y) \simeq 1$, что дает

$$\eta_e \simeq \frac{V_1}{V_0}\frac{C'}{C}\cdot\chi(\xi). \tag{5,6}$$

Функция $\chi(\xi)$ проходит через максимум $\chi = \chi_m \simeq 0{,}73$ при $\xi = \xi_m \simeq \simeq 2{,}3$. Поэтому максимальное значение η_{em}, соответствующее предельной амплитуде колебаний $V_{1m} = V_0$, составляет

$$\eta_{em} \simeq 0{,}73\frac{C}{C'}. \tag{5,7}$$

Однако на практике условие $V_1 = V_0$ реализовать трудно из-за модуляции ширины $p-n$-перехода. Задаваясь более правдоподобным значением $\frac{V_{1m}}{V_0} \simeq 0.7$, что в $p-n$ ЛПД соответствует $V_{1m} = 0{,}5\ V_{\text{пр}}$, находим:

$$\eta_{em} \simeq 0{,}5\frac{C}{C'} \simeq 0{,}5\left(1-\frac{\delta}{W}\right). \tag{5,8}$$

Согласно (5,8) максимальный электронный КПД генератора на ЛПД возрастает при уменьшении относительной ширины слоя умножения

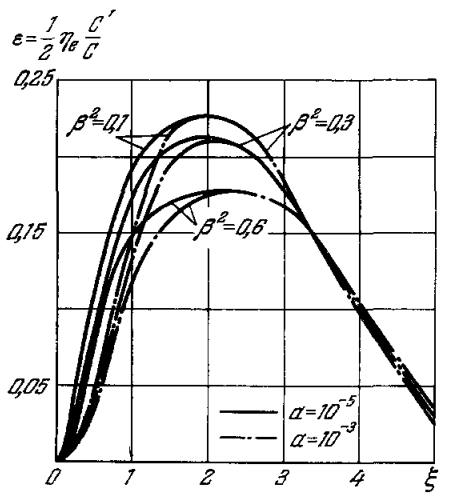


Рис. 17а. Максимальный электронный КПД генератора на ЛПД.

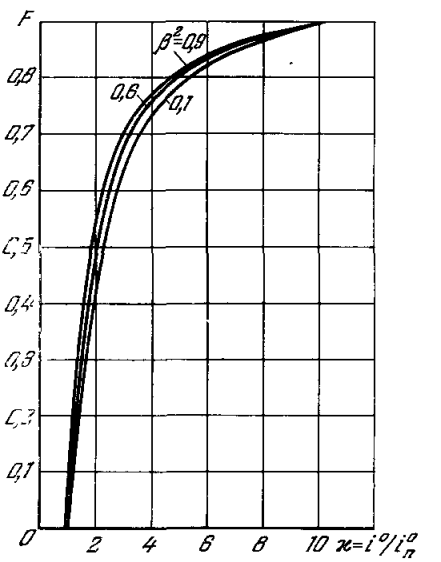


Рис. 17б. Функция $F(\varkappa)$.

и может достигать 50%. Для ЛПД со ступенчатым и плавным $p-n$-переходами имеем соответственно $\frac{C}{C'} \simeq \frac{4}{5}$, $\eta_{em} \simeq 40\%$, $\frac{C}{C'} \simeq \frac{2}{3}$; $\eta_{em} \simeq 33\%$.

Формулу (5,6) легко получить и непосредственно, определяя энергию взаимодействия с высокочастотным электрическим полем δ-образного электронного пакета, выходящего из слоя умножения в момент времени, когда ВЧ электрическое поле в пролетном участке проходит через нуль и из ускоряющего становится тормозящим.

Результаты более строгого расчета η_{em}, выполненного по формулам (4,16), (5,4) при условии $V_1 = 0{,}7\ V_0$ с учетом действительной зависимости $i_0(t)$ и сдвигов фаз, обусловленных параметрами a и β^2, приведены на рис. 17а.

Функция $\eta_e(\xi)$ имеет пологий максимум вблизи $\xi \simeq 2$, величина которого слабо зависит от a, но падает с увеличением β^2 от $0{,}45\ \frac{C}{C'}$ при $\beta^2 = 0{,}1$ до $0{,}36\ \frac{C}{C'}$ при $\beta^2 = 0{,}6$ (ср. с (5,8)).

Полезная мощность $P_н$, рассеиваемая в активной нагрузке $R_н$, всегда меньше P_e из-за потерь в резонаторе и диоде. Максимальное значение этой мощности $P_н = P_{нm}$, соответствующее оптимальной нагрузке $R_н = R_{нm}$ при отсутствии потерь в резонаторе и $V_1 < 0.5\ V_{пр}$, определяется приближенным выражением

$$P_{нm} = \frac{(i^0)^2}{2\omega C}\left[\frac{C}{C'}\chi(\xi)\right]^2 Q_s \cdot F(\varkappa), \tag{5,9}$$

где $Q_s = (\omega C R_s)^{-1}$ — добротность диода, $\varkappa = i^0/i_{пуск}$ — отношение рабочего тока i^0 к пусковому току генератора при минимальной нагрузке $i_{пуск}$, $F(\varkappa)$ — функция, изображенная на рис. 17б; при $\varkappa \geqslant 3$ и $\xi = 2{,}3$ $F(\varkappa) \simeq 1$, $\chi^2 \simeq \chi_m^2 \simeq 0{,}52$, а

$$P_{нm}(2{,}3) = P_{нmm} \simeq 0{,}25\,\frac{(i^0)^2}{\omega C}\left(\frac{C}{C'}\right)^2 Q_s. \tag{5,10}$$

Согласно (5,9) и (5,10) полный КПД генератора $\eta_{нm} = \frac{P_{нm}}{i^0 V_0}$ пропорционален току, добротности диода, обратно пропорционален его емкости и достигает максимального значения при $\xi \simeq 2{,}3$.

§ 6. ФЛУКТУАЦИЯ ТОКА И ШУМОВЫЕ СВОЙСТВА ЛПД И ГЛПД

Характерной особенностью лавинно-пролетных диодов является повышенный уровень шума на высоких ($>10^4$ *гц*) частотах. Даже в германиевых диффузионных ЛПД с однородным пробоем этот уровень на $25 \div 30$ *дб* превышает дробовой шум вакуумного диода с тем же током. В кремниевых ЛПД, где пробой сопровождается микроплазменными явлениями, это превышение может достигать $60 \div 70$ *дб*[16]. Детальные исследования показали, что по крайней мере в германиевых ЛПД избыточный шум обусловлен не побочными эффектами, а является прямым следствием статистических особенностей лавинного процесса ударной ионизации [3, 23, 24].

Общее происхождение всех частиц лавины, вызванной прохождением через слой умножения электрона или дырки, и корреляция между последовательными процессами ионизации приводят к тому, что распределение вероятности $P(M)$ числа частиц M в лавине отличается от распределения Пуассона и при равенстве коэффициентов ионизации электронов и дырок равняется:

$$P(M) = D_M \Psi^{M-1} e^{-M\Psi}, \tag{6,1}$$

где $\Psi = \int\limits_{-W_n}^{W_p} \bar{\alpha}\, dx$ — интегральное умножение, D_M — численные коэффициенты. При этом средний квадрат и дисперсия числа частиц в лавине связаны со средним значением (коэффициентом умножения) $\overline{M}$ соотношениями:

$$\overline{M^2} = (\overline{M})^3,\quad \overline{\Delta M^2} = \overline{M^2} - (\overline{M})^2 = (\overline{M})^2(\overline{M} - 1), \tag{6,2}$$

т. е. намного превышают соответствующие величины для независимых событий, равные, как известно, $\overline{M^2} = (\overline{M})^2 + \overline{M}$, $\overline{\Delta M^2} = \overline{M}$.

Флуктуации лавинного тока i_0 складываются из флуктуаций потока первичных носителей — тока насыщения i_s и флуктуаций коэффициента умножения M. Поскольку лавина развивается не мгновенно, а за время порядка $\tau_\delta \ln M$, последние зависят не только от $\overline{\Delta M^2}$, но также от частоты и демпфирующего действия пространственного заряда носителей в пролетных участках. Расчет, учитывающий влияние указанных факторов, дает следующее приближенное выражение для спектральной плотности флуктуаций лавинного тока $S_0^i(\omega)$ в $p-n$-переходе, замкнутом накоротко по высокой частоте:

$$S_0^i(\omega) = S_s(\omega)\,\overline{M}^2 B(\omega, \beta^2, \xi), \tag{6,3}$$

где $B(\omega, \beta^2, \xi) = \left\{\left(\frac{\omega}{\omega_M}\right)^2 [1-\beta^2\cdot\mu(\xi)]^2 + \left[1+\beta^2\cdot\chi(\xi)\frac{\omega}{\omega_M}\right]\right\}^{-1}$. $S_s(\omega)$ — спектральная плотность флуктуации тока насыщения, $(\omega_M)^{-1} = \frac{1}{2} M\tau_\delta$ — характерное время, связанное со временем развития лавины. При типичных для германиевых ЛПД значениях $M \simeq 10^2 \div 10^4$, $\delta \simeq 10^{-4} \div 10^{-5}$ *см*, $v \simeq 6\cdot 10^6$ *см/сек* имеем

$$\frac{\omega_M}{2\pi} \simeq 10^6 \div 10^8 \text{ гц}.$$

Считая флуктуации тока i_s дробовыми и учитывая (6,2), получим

$$S_0^i(\omega) \simeq 2ei^0(\overline{M})^2 B\left(\frac{\omega}{\omega_M}, \beta^2, \xi\right). \tag{6,4}$$

На частотах ниже ω_M $B(\omega, \beta^2, \xi) \simeq 1$, и S_0^i в $(\overline{M})^2$ раз превышает плотность дробовых флуктуаций, не демпфируется пространственным зарядом и при заданном токе диода i^0 резко (как i_s^{-2}) зависит от температуры.

На частотах, больших ω_M, приближенно

$$B(\omega, \beta^2, \xi) \simeq \left(\frac{\omega_M}{\omega}\right)^2 [1-\beta^2\mu^2(\xi) - \beta^4\cdot\chi^2(\xi)]^{-1}. \tag{6,5}$$

В этом случае функция $S_0^i(i^0)$ проходит через максимум, равный

$$S_{0m} \simeq 2ei^0 \frac{\tau}{\tau_\delta}\chi^{-1}(\xi) \tag{6,6}$$

при токе, определяемом условием:

$$\beta_m^2 \simeq (\mu^2+\chi^2)^{-\frac{1}{2}} \simeq \begin{cases} \frac{2}{\xi} & \text{при } \xi \ll \pi, \\ 1 & \text{при } \xi \gg \pi. \end{cases}$$

Согласно (6,6) величина $S_0^i > 2ei^0$ не зависит от тока насыщения (а следовательно, и от температуры) и при $\xi \ll \pi$ изменяется обратно пропорционально частоте.

На низких частотах ($<10^4$ *гц*) к дробовому шуму добавляются генерационно-рекомбинационный и фликкер-шумы. Эти шумы в ЛПД имеют в основном тот же характер, что и в диодах других типов (см., например, [25]).

Если диод замкнут на сопротивление $Z_p(\omega) \neq 0$, флуктуации тока сопровождаются флуктуациями напряжения на $p-n$-переходе $S^V(\omega)$. Так как обычно, во избежание теплового пробоя, ЛПД питается от источника постоянного тока, то на низких частотах $Z_p(0) \gg Z(0)$. При этом флуктуации тока оказываются подавленными, а флуктуации напряжения достигают максимальной величины

$$S^V(0) \simeq S^i(0)\cdot Z^2(0) \simeq S^i(0)\cdot R_0^2, \tag{6,7}$$

где R_0 — дифференциальное сопротивление p — n-перехода. Флуктуации $S^i(\omega)$ и $S^V(\omega)$ являются основной причиной шума генераторов и усилителей на ЛПД.

Расчетное значение коэффициента шума усилителя на ЛПД сантиметрового диапазона составляет около 25 ÷ 30 *дб*. Расчетное значение отношения мощности сигнала к мощности амплитудного шума генератора на ЛПД на частотах, лежащих в пределах полосы пропускания контура генератора, равно 145 ÷ 155 *дб/гц*.

§ 7. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЛПД

Экспериментальные исследования электрических характеристик и проверка выводов теории ЛПД были выполнены на диффузионных германиевых p — n ЛПД с симметричным p — n-переходом и пробивными

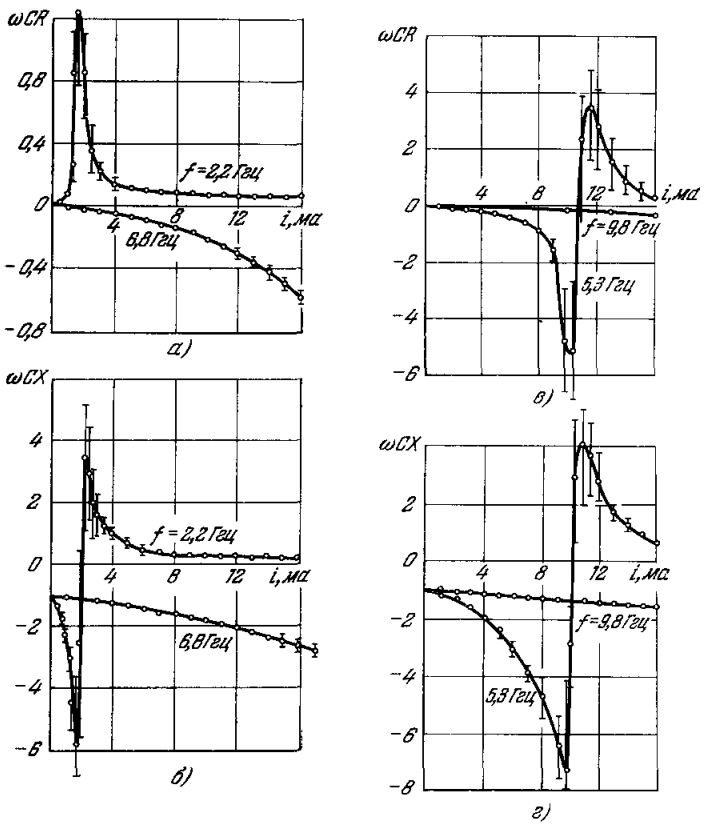


Рис. 18. Экспериментальные зависимости активного и реактивного сопротивлений p — n-перехода ЛПД от тока диода.

напряжениями 10 ÷ 40 *в* В. Л. Ароновым и А. И. Мельниковым в 1960—1962 гг. В частности, было измерено полное сопротивление ЛПД в рабочих режимах в широком диапазоне частот: от самых низких до СВЧ.

На низких частотах (< 1 *Мгц*) было обнаружено, что полное сопротивление диода, равное его дифференциальному сопротивлению R_g, в два-три раза больше величины R_0, определяемой формулой (3,7), и падает с возрастанием частоты. Этот эффект, как оказалось, связан с разогре-

вом p — n-перехода проходящим током, сопровождающимся увеличением пробивного напряжения $V_{пр}$. На высоких частотах, когда период изменения тока значительно меньше времени тепловой релаксации, температура p — n-перехода не успевает измениться за период колебаний и его дифференциальное сопротивление совпадает с R_0. Если же период колебаний велик по сравнению со временем тепловой релаксации, то температура

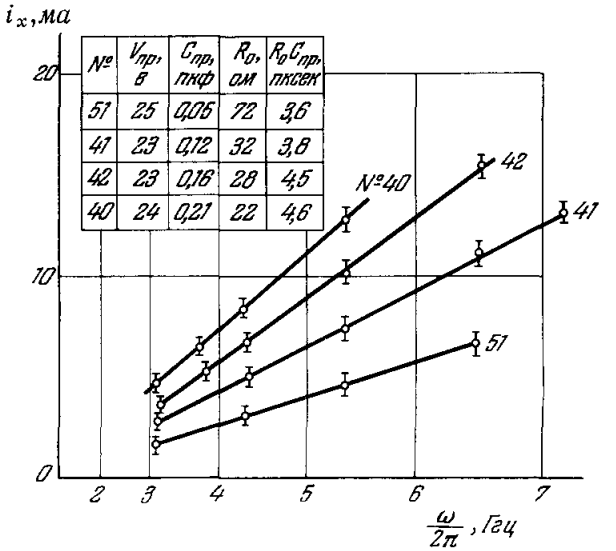


Рис. 19. Изменение характеристического тока ЛПД при изменении частоты.

p — n-перехода T определяется мгновенным значением тока диода $i(t)$. Дифференциальное сопротивление, измеряемое в статическом режиме или на очень низких частотах (< 1 *Мгц*), равно не $R_0 + R_s$, а

$$R_{ст} = R_0 + \frac{dV_{пр}}{di} + R_s. \qquad (7,1)$$

Учитывая, что $V_{пр}(T) = V_{пр}(T_0)[1 + d(T - T_0)]$, причем для германиевых диодов $d \simeq 10^{-3}$ град$^{-1}$, и полагая $T - T_0 = R_т i^0 V_{пр}$, находим

$$R_{ст} = R_0 + R_s + d^2 V_{пр}^2 R_г. \qquad (7,2)$$

Измеряя $R_{ст}$, R_0 и зависимость $R_g(\omega)$, можно найти важный параметр ЛПД — его тепловое сопротивление $R_т$, а также время тепловой релаксации, определяющие предельно допустимую величину тока диода в непрерывном и импульсном режимах.

Значения произведения $(R_0C)_{эксп}$, полученные из измерений на частотах порядка 1 *Мгц*, близки к расчетной величине $\tau/2$, но всегда несколько больше ее: для хороших диодов, как правило, $(R_0C)_{эксп} \simeq (1,2 : 1,5)\,\tau/2$. Это расхождение объясняется, по-видимому, тем, что пробой охватывает лишь часть площади p — n-перехода: $S_1 < S$, причем $\frac{S_1}{S} \simeq \frac{\tau}{2}(R_0C)^{-1}_{эксп}$.

При значениях плотности тока, превышающих 10^4 *а/см*^{2}, для ЛПД с $V_{пр} \simeq 30$ *в*, как правило, наблюдается соответствующее теории (см. формулу (3.3)) монотонное возрастание R_0 с током.

Типичные зависимости полного сопротивления p — n-перехода ЛПД при малом сигнале от тока диода и частоты в диапазоне СВЧ показаны на рис. 18. Сравнение рис. 18 с рис. 10 показывает хорошее качественное

соответствие экспериментальных и теоретических кривых. С количественной стороны это соответствие характеризуется рис. 19, на котором приведены рассчитанные и экспериментальные значения характеристического тока в зависимости от квадрата частоты. В пределах погрешности измерений, указанной вертикальными штрихами, экспериментальная зависимость соответствует расчетной $i_x(\omega) \sim \omega^2$. Однако абсолютные значения характеристического тока оказываются больше расчетных. Это расхождение выходит за пределы погрешности измерений, причина его остается неясной.

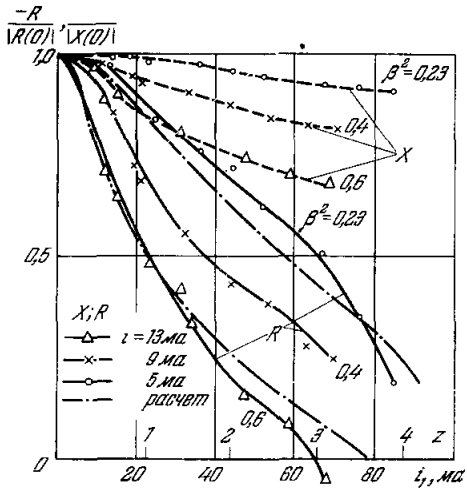


Рис. 20. Экспериментальная зависимость полного сопротивления $p-n$-перехода ЛПД от амплитуды высокочастотного сигнала. Сравнение с расчетом.

Зависимость активного и реактивного сопротивлений ЛПД от амплитуды СВЧ сигнала i_1 иллюстрируется рис. 20. Здесь также наблюдается удовлетворительное соответствие экспериментальных данных с теоретическими.

Экспериментальные исследования флуктуаций тока и шумов ЛПД на высоких частотах подтвердили основные выводы теории. Типичные кривые, описывающие изменение спектральной плотности флуктуаций тока ЛПД от частоты, тока диода и окружающей температуры, изображены на рис. 21. В согласии с теорией функция $S_0^i(i^0)$ проходит через максимум $S_m(\omega)$ при

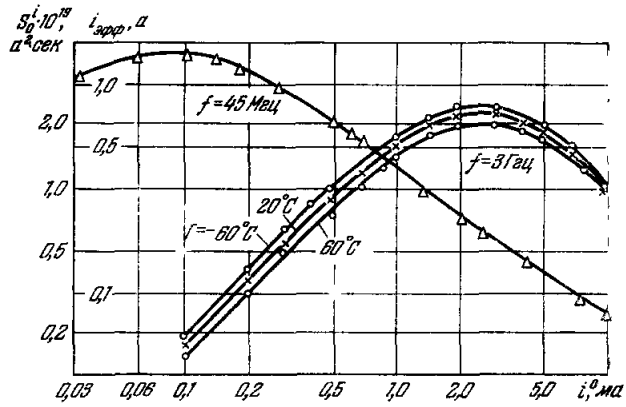


Рис. 21. Спектральная плотность флюктуаций тока ЛПД $\left(i_{эфф} = \frac{S_0^i}{2e}\right)$.

значении тока диода i_m^0, возрастающем с частотой. Значение $S_m(\omega)$ на 2—4 порядка превышает обычный уровень дробовых флуктуаций $2ei^0$, уменьшаясь с увеличением частоты.

Спектральная плотность флуктуаций на высоких частотах $\frac{\omega}{2\pi} > 10$ *Мгц* практически не зависит от величины тока насыщения и коэффициента умножения. Об этом свидетельствует, во-первых, малое различие

величины $S^2(\omega)$ для различных диодов, токи насыщения которых отличаются на 1—2 порядка, и, во-вторых, слабая зависимость $S^2(\omega)$ от окружающей температуры: относительное изменение $S^2(\omega)$ с температурой на этих частотах не превышает 0,02 *дб град*

Вполне удовлетворительные результаты дает также сравнение экспериментальных и теоретических значений основных параметров генераторов на ЛПД. Иллюстрацией может служить рис. 22, на котором приведены полученные И. М. Маргиросовым расчетные и экспериментальные значения выходной мощности одноконтурного генератора для большого числа ЛПД. При расчете использовалась формула (5.9), в которую подставлялись экспериментальные значения отношения рабочего тока к пусковому. Все эти данные позволяют сделать заключение о правильности исходных представлений о механизме работы $p-n$ ЛПД и основанных на них теоретических выводах.

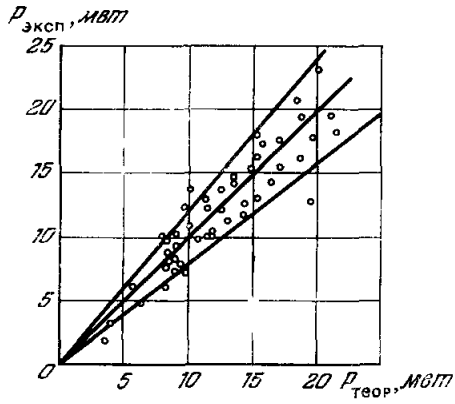


Рис. 22. Сравнение экспериментальных и расчетных значений мощности генератора на ЛПД.

В последнее время опубликованы сообщения об экспериментальных исследованиях диода Рида и ЛПД на основе Si и GaAs, выполненных в США[15, 16, 26]. Диод Рида был рассчитан на частоту 180 *Мгц*. Измеренные значения оказались в удовлетворительном соответствии с расчетом[15]. В[26] были численно рассчитаны и измерены линейные параметры эквивалентной схемы $p-n$-перехода нескольких эпитаксиальных кремниевых $p-n$ ЛПД с учетом реальной структуры этих диодов. Экспериментальные данные качественно согласуются с расчетными, количественное расхождение между ними не превышает 50%.

§ 8. АКТИВНЫЕ УСТРОЙСТВА НА ЛПД

Наряду с теоретическими и экспериментальными исследованиями механизма работы ЛПД, в 1962—1964 гг. в СССР был выполнен комплекс технологических и конструкторских работ по созданию лавинно-пролетных диодов и активных СВЧ устройств на них, предназначенных для использования в малогабаритной и экономичной СВЧ аппаратуре[3, 4 *)].

Наилучшие результаты были достигнуты на германиевых диодах. В результате усовершенствования диффузионной технологии[27] были разработаны ЛПД с пробивными напряжениями $V_{пр}$ от 10 до 60 *в*, емкостью $C_{j\,пр} \simeq 0{,}05 - 0{,}5$ *пкф*, постоянной времени $R_sC \simeq 0{,}5 - 1$ *пксек* и тепловым сопротивлением 50—100 *град/вт*. Эти диоды были использованы для создания генераторов когерентных колебаний (ГЛПД) различных типов, кварцованных умножительных цепочек и регенеративных усилителей сантиметрового и миллиметрового диапазонов, а также малогабаритных источников СВЧ шума.

---

*) Технология изготовления ЛПД разработана группой сотрудников под руководством А. В. Красилова и В. М. Вальд-Перлова, активные устройства на ЛПД разработаны под руководством автора инженерами А. И. Мельниковым, А. В. Скиданом, А. Д. Ходневичем, А. М. Цебиевым и др.

Генераторы когерентных колебаний сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн

Малогабаритные генераторы сантиметрового диапазона (3—15 *Ггц*), обеспечивают в непрерывном режиме при токе питания 10—20 *ма* и напряжении 20—70 *в* выходную мощность от 5 до 50 *мвт* при КПД 3 ÷ 7%.

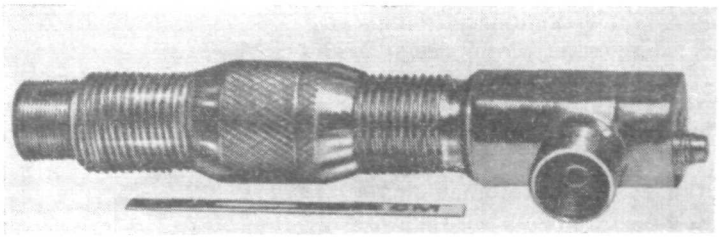


Рис. 23. ГЛПД с большим диапазоном механической перестройки частоты.

Частота колебаний генератора определяется реактивными параметрами диода и внешнего контура. ЛПД с данным значением $V_{пр}$ может эффективно работать в интервале частот около октавы. С увеличением $V_{пр}$ этот интервал сдвигается (вследствие увеличения угла пролета) в сторону длинных волн. Указанный интервал может быть перекрыт одним генератором с контуром коаксиального типа (рис. 23) [28]. Пример диапазонной характеристики такого генератора показан на рис. 24.

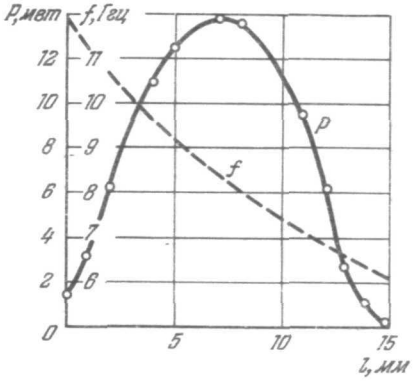


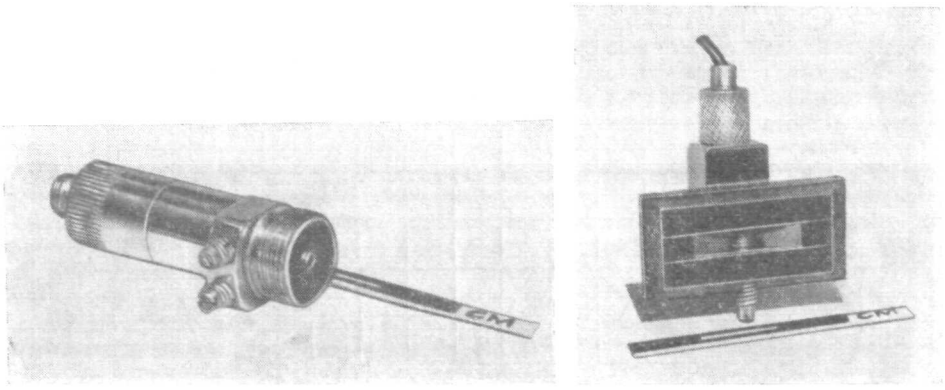
Рис. 24. Изменение выходной мощности и частоты ГЛПД при перемещении коаксиального плунжера.

Генераторы с небольшим диапазоном перестройки частоты могут быть выполнены в миниатюрном оформлении с использованием собственного резонансного контура ЛПД, образованного емкостью p — n-перехода и индуктивностью корпуса диода [29]. Фотографии таких генераторов с коаксиальным и волноводным выводами энергии даны на рис. 25.

Максимальная мощность колебаний ограничивается допустимой температурой p — n-перехода и предельной рассеиваемой мощностью. Используя квазинепрерывный режим питания или охлаждая диод до температуры —50 ÷ —100° С, можно увеличить выходную мощность в два и более раз. Существенное увеличение мощности ГЛПД достигается также путем включения нескольких диодов в один резонансный контур. Располагая, например, диоды симметрично по окружности вблизи боковой стенки цилиндрического резонатора, можно обеспечить эффективное сложение мощностей четырех, шести и более диодов с соответствующим повышением выходной мощности генератора до 100 *мвт* и более в непрерывном режиме [30].

Электрическая перестройка частоты генераторов на ЛПД осуществляется либо — в небольших пределах — путем изменения тока диода, либо с помощью дополнительного варакторного диода. В последнем

случае интервал электрической перестройки частоты генераторов сантиметрового диапазона волн может достигать $3 \div 5\%$. Один из вариантов



а) *б*)

Рис. 25. Малогабаритные ГЛПД.
а коаксиальный, *б*) волноводный.

генератора этого типа показан на рис. 26; его диапазонная характеристика дана на рис. 27.

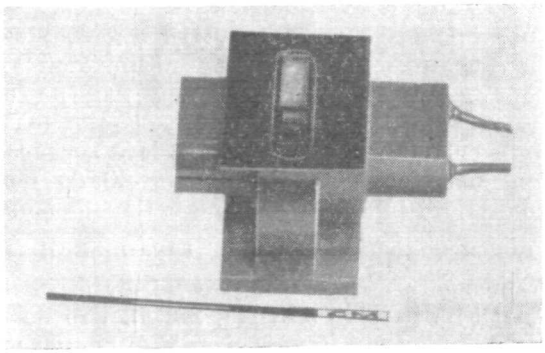


Рис. 26. ГЛПД с электрической перестройкой частоты.

Высокое содержание гармоник в спектре лавинного тока позволяет использовать ЛПД сантиметрового диапазона волн для создания генераторов миллиметрового диапазона [3]. Резонатор такого генератора целесообразно делать двух- или трехконтурным с тем, чтобы один из контуров, не связанный с полезной нагрузкой, был настроен на основную частоту в коротковолновой части сантиметрового диапазона ($10 \div 15$ *Ггц*), а остальные — на высшие гармоники этой частоты. Снижение пробивного напряжения до 10—12 *в* позволяет создать генераторы, у которых основная частота колебаний лежит в миллиметровом диапазоне волн. Генераторы этого типа имеют в верхней части миллиметрового диапазона выходную мощность (в непрерывном режиме) порядка нескольких милливатт. Спектр колебаний разработанных генераторов подобен спектру отражательного клистрона, хотя на частотах, значительно удаленных от

центра спектральной линии (на 0,1 и более мегагерц), где основным источником шума являются дробовые флюктуации лавинного тока, спектральная

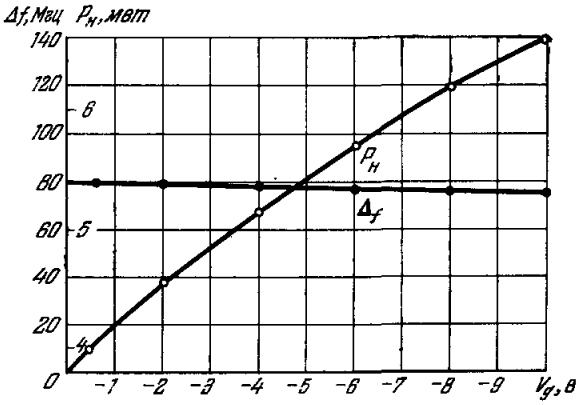


Рис. 27. Изменение выходной мощности и частоты ГЛПД в зависимости от напряжения на варакторе.

плотность флуктуаций амплитуды и частоты ГЛПД на 15—20 *дб* выше, чем у лучших отражательных клистронов.

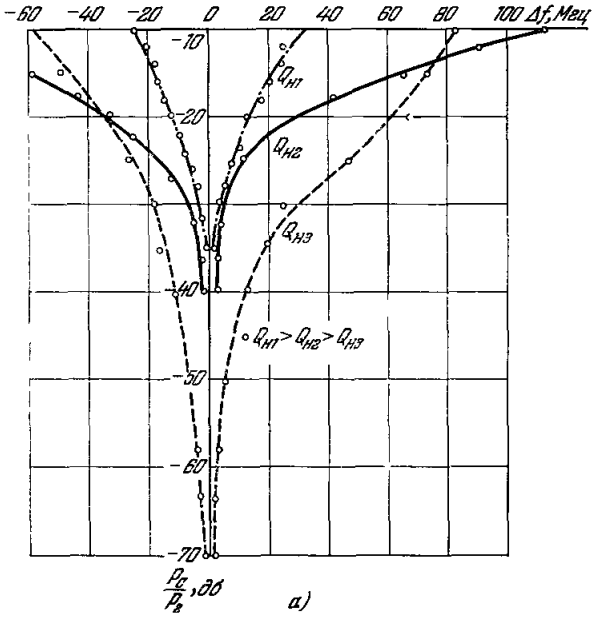
Синхронизация ГЛПД внешним сигналом и кварцованные умножительные цепочки

Низкая отрицательная добротность ЛПД и неизохронность автоколебательных систем с этими диодами делает возможной эффективную синхронизацию генераторов внешним сигналом как на основной частоте автоколебаний, так и на ее гармониках и субгармониках [3].

Синхронизация ГЛПД на основной частоте достигается при мощности синхронизирующего сигнала P_c, на 40—60 *дб* меньшей мощности свободных автоколебаний (рис. 28, *а*). При синхронизации на гармониках автоколебаний при небольших номерах гармоник $n = \frac{\omega_c}{\omega_0} \simeq 3 \div 4$ мощность синхронизирующего сигнала также может быть меньше мощности автоколебаний ГЛПД на $10 \div 15$ *дб* (рис. 28, *б*). Это позволяет использовать ГЛПД для деления частоты колебаний миллиметрового диапазона.

Синхронизацию ГЛПД низкочастотным сигналом (на субгармониках автоколебаний) можно осуществить, либо подводя низкочастотный сигнал непосредственно к ЛПД, либо используя один дополнительный умножительный каскад на варакторе или другом умножительном диоде. В обоих случаях для эффективной синхронизации ГЛПД сантиметрового диапазона сигналом метрового диапазона (на 30—60 субгармониках) необходимая мощность последнего не превышает $200 \div 300$ *мвт*. На этом принципе могут быть созданы малогабаритные кварцованные умножительные цепочки с выходом на ГЛПД сантиметрового диапазона с долговременной относительной стабильностью частоты $10^{-7} \div 10^{-8}$ и низким уровнем фазовых флуктуаций. Такие источники стабильного СВЧ сигнала выгодно отличаются от известных умножительных цепочек на варакторах значительно меньшим числом промежуточных каскадов, низкой стоимостью, большей экономичностью и надежностью. Простота и эффективность внешней синхронизации генераторов на ЛПД и их малые габариты делают возможным создание на основе этих приборов многоэлементных активных передающих и приемных антенных решеток. В передающих решетках использование

большого числа синхронизированных внешним сигналом когерентных ГЛПД-излучателей позволяет формировать луч излучения и осуществлять



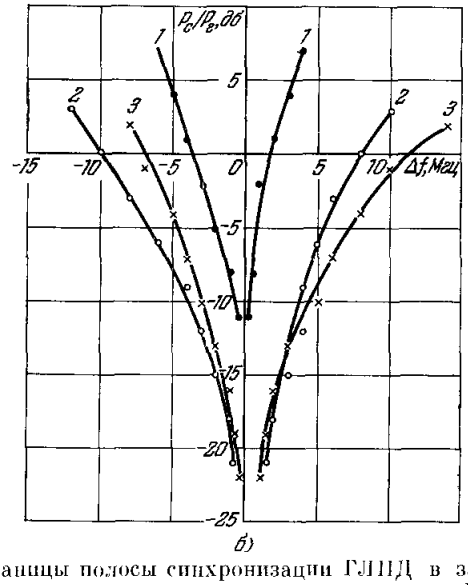


Рис. 28. Границы полосы синхронизации ГЛПД в зависимости от отношения мощности синхронизирующего сигнала P_c к мощности свободных автоколебаний $P_г$ при различных значениях нагруженной добротности генератора $Q_н$ (кривые *1*, *2*, *3*).

а) на основной частоте ($\omega_c = \omega_0$), *б*) на третьей гармонике ($\omega_c = 3\omega_0$).

электрическое сканирование этого луча в пространстве путем изменения разности фаз колебаний отдельных генераторов. В приемных решетках синхронизированные ГЛПД могут применяться в качестве когерентных гетеродинов.

Регенеративные усилители на ЛПД

Наряду с генераторами на ЛПД могут быть созданы регенеративные усилители. При напряжении 25 ÷ 30 *в* и токе 2 ÷ 5 *ма* одноконтурный усилитель 3-*см* диапазона волн обеспечивает в непрерывном режиме устойчивое усиление $G = 20 - 30$ *дб* при полосе до 50 *Мгц* (рис. 29, *а*). Использование двухконтурных резонансных систем позволяет расширить полосу

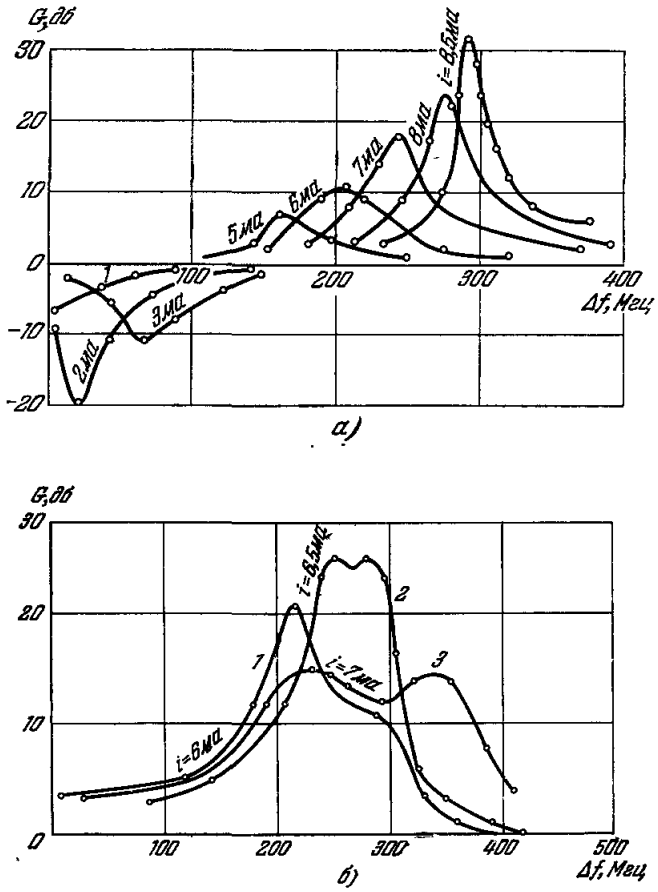


Рис. 29. Изменение с частотой коэффициента усиления G усилителя на ЛПД.

а) для одноконтурного усилителя, *б*) для двухконтурного усилителя.

усилителя до 100 ÷ 150 *Мгц* (рис. 29, *б*). Амплитудная характеристика усилителя остается линейной при мощности входного сигнала $P_{вх}$ меньше 10^{-6} *вт* (рис. 30). Регенеративные усилители на ЛПД отличаются малыми габаритами и простотой конструкции, однако возможности их применения ограничиваются большим значением коэффициента шума, порядка 25 ÷ 30 *дб*, обусловленным высоким уровнем дробовых флуктуаций лавинного тока.

Наряду с обычным регенеративным усилителем на отрицательном сопротивлении специфические особенности ЛПД позволяют осуществить усиление, которое можно назвать автопараметрическим. Автоколебания в генераторах на ЛПД сопровождаются модуляцией емкости *p* — *n*-пере-

хода, которая при соответствующей настройке СВЧ контура может вызвать параметрическую регенерацию на частотах, отличных от частоты автоколебаний. Выполненный на этом принципе автопараметрический усилитель обеспечивал на частоте 5 *Ггц* усиление свыше 20 *дб* при частоте автоколебаний около 10 *Ггц* [31].

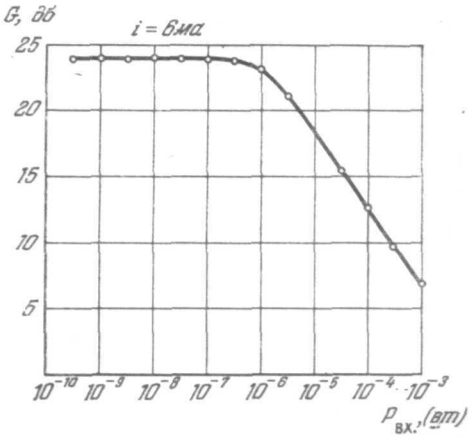


Рис. 30. Амплитудная характеристика усилителя на ЛПД.

Генераторы шума [4]

Согласно формуле (6,6) на частотах $\omega > \omega_M$ высокая спектральная плотность флуктуаций лавинного тока не зависит от величины тока насыщения (коэффициента умножения M) и определяется только значением частоты и тока диода. Это указывает на возможность использования полупроводниковых диодов типа ЛПД, в которых лавинный пробой развивается равномерно по площади $p-n$-перехода, в качестве источников стабильного белого шума высокой интенсивности.

Разработанные измерительные генераторы шума этого типа (ГШЛПД) перекрывают дециметровый и сантиметровый диапазоны волн. Фотография одного из вариантов ГШЛПД дециметрового диапазона показана на рис. 31. При мощности питания $10 \div 100$ *мвт* (напряжение

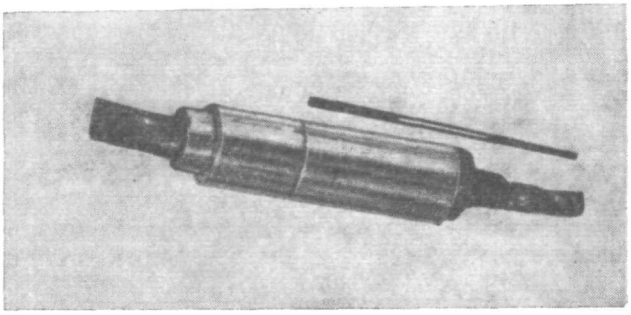


Рис. 31. Генератор шума на ЛПД.

$10 \div 15$ *в*, ток $0{,}5 \div 10$ *ма*) эффективная температура шума этих генераторов лежит в пределах от $10^5 \div 10^6$ °К в коротковолновой части сантиметрового диапазона до $10^7 \div 10^8$ °К в дециметровом диапазоне и может плавно регулироваться изменением тока диода. Генераторы характеризуются достаточно высокой для измерительных целей температурной и долговременной стабильностью уровня шума и допускают модуляцию микросекундными импульсами. Это свойство ГШЛПД, а также их малые габариты, низкая мощность питания и высокий уровень шума определяют значительные преимущества этих приборов перед известными ранее измерительными генераторами шума на газоразрядных лампах и вакуумных диодах.

Из приведенного краткого описания некоторых отечественных СВЧ устройств на ЛПД видно, что уже сейчас этот новый прибор представляет не только физический, но и значительный практический интерес. СВЧ генераторы на ЛПД по габариту, весу, экономичности питания и стоимости имеют серьезные преимущества как перед соответствующими электровакуумными приборами — отражательными клистронами, так и перед умножительными цепочками на варакторах. В настоящее время они с успехом применяются для создания малогабаритной и экономичной радиоаппаратуры СВЧ разнообразного назначения, целиком состоящей из твердотельных элементов. Примером такой аппаратуры может служить созданная в СССР под руководством С. А. Перегонова портативная связная радиостанция сантиметрового диапазона, в которой основным СВЧ прибором, выполняющим функции как передающего генератора, так и гетеродина, служит ГЛПД, подобный изображенному на рис. 26.

За рубежом, судя по опубликованным к началу 1966 г. данным [5, 6, 16, 20, 32–38], разработка ЛПД и СВЧ устройств на этих диодах ведется в США и Японии *). Хотя в 1965 г. эти работы еще не вышли из стадии первоначальных лабораторных исследований, они дали ряд новых интересных результатов. В США в качестве ЛПД используются диоды на основе кремния и арсенида галлия с одним диффузионным p — n-переходом, образованным либо в однородно легированном материале, либо в высокоомной эпитаксиальной пленке. Недостаточный теплоотвод и неоднородность p — n-перехода затрудняют работу диода в непрерывном режиме, поэтому большая часть исследований выполняется в импульсном режиме. На кремниевых планарных диодах с пробивным напряжением 120 *в*, установленных в коаксиальном резонаторе, получена генерация в диапазоне 0,9 ÷ 4 *Ггц* при выходной мощности в непрерывном режиме около 1 *мвт* с КПД 0,15%. В импульсном режиме те же диоды в волноводном контуре генерировали колебания в диапазоне 10 ÷ 15 *Ггц* с выходной мощностью до 100 *мвт* [32]. Кремниевые диффузионные меза-диоды с пробивным напряжением 7—55 *в* в волноводных контурах соответствующего сечения генерировали (в импульсном режиме) колебания в диапазоне от 10 до 85 *Ггц* при токе от 0,15 до 1,5 *а*. Частота генерации возрастала примерно обратно пропорционально напряжению пробоя. Выходная мощность достигала 350 *мвт* на частоте 50 *Ггц* и 1—2 *мвт* на частоте 85 *Ггц*[33].

Максимальная выходная мощность, полученная на кремниевых диодах в непрерывном режиме, составляет для простого диффузионного диода около 13 *мвт* на частоте 10,5 *Ггц* при КПД 0,5% и для эпитаксиального диффузного диода со структурой $p^+ - n - i - n^+$, близкой к предложенной Ридом [14], около 19 *мвт* на частоте 5 *Ггц* при КПД 1,4% [16].

Параметрические эпитаксиальные диоды из арсенида галлия с пробивным напряжением 20 ÷ 70 *в* в режиме лавинного умножения генерировали колебания в диапазоне 8 ÷ 30 *Ггц*. В импульсном режиме при плотности тока $10^3 \div 10^4$ *а/см*^{2} была получена выходная мощность 40 *мвт* на частоте 27 *Ггц* при КПД 2%, в непрерывном режиме максимальная выходная мощность достигала 22,5 *мвт* на частоте 13 *Ггц* при КПД 4,25% [6, 34, 35].

Хотя основной механизм наблюдаемой генерации носит, по-видимому, лавинно-пролетный характер и не связан непосредственно с доменной неустойчивостью в объеме (эффектом Ганна [39]), последняя может иметь место в запорном слое p —n-перехода, где напряженность электрического поля достаточно велика. Поэтому не исключено, что сочетание лавинной и доменной неустойчивости может повысить эффективность ЛПД из GaAs[35].

*) Исследовательская работа в этом направлении начата и в ФРГ [40, 41].

Детальных исследований спектра колебаний в перечисленных работах не проводилось, измеренная спектроанализатором ширина линии основного колебания близка к обычной для автогенераторов СВЧ величине 10 ÷ 50 *кгц*. В ряде случаев отмечались параметрическое возбуждение низкочастотных колебаний и генерация высших гармоник [16, 34]. Эти эффекты, по-видимому, объясняют широкий диапазон частот генерации, наблюдавшихся различными авторами.

При токах ниже порога генерации ряд авторов наблюдали регенеративное усиление колебаний, поданных на вход резонатора с ЛПД через циркулятор. На кремниевых диодах достигнуто усиление 20 *дб* на частоте 11 *Ггц* при полосе 20 *Мгц* и коэффициенте шума 50—60 *дб* [16, 36].

В Японии получена генерация СВЧ колебаний германиевым диффузионным диодом в импульсном режиме. Наблюдались колебания в широком диапазоне частот, вплоть до 90 *Ггц* [3, *]).

Сравнивая результаты, полученные на лавинно-пролетных диодах из германия, кремния и арсенида галлия, можно отметить следующее. Основным достоинством германиевых ЛПД являются однородность p — n-перехода, обеспечивающая равномерное развитие пробоя по его площади, и высокая теплопроводность германия, облегчающая снижение теплового сопротивления диода. Недостаток этих диодов — малая ширина запрещенной зоны в Ge (0,7 *эв*) и связанные с этим низкие значения предельной температуры p — n-перехода (100 ÷ 120° С) и повышенный ток насыщения.

В кремнии и арсениде галлия ширина запрещенной зоны примерно вдвое больше, чем в германии (1,21 *эв* в Si и 1,32 *эв* в GaAs), бо́льшие значения имеют и максимальные скорости дрейфа носителей. Однако вытекающие отсюда преимущества Si и GaAs не удается пока реализовать в ЛПД из-за неоднородности пробоя p — n-переходов в этих материалах. Дефекты решетки и микровключения, вызывающие локальный пробой (микроплазмы), резко снижают допустимый уровень рассеиваемой мощности, ухудшая надежность и другие характеристики приборов. В результате основные параметры германиевых ЛПД в настоящее время оказываются лучшими.

Дальнейший прогресс в технике ЛПД будет, по-видимому, в значительной степени связан с успехами в технологии изготовления однородных p — n-переходов в Si, GaAs, Ge и других полупроводниковых материалах.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Тагер, А. И. Мельников, Г. П. Кобельков, А. М. Цебиев, Авторское свидетельство № 185965, приоритет 27.X 1959.
2. А. С. Тагер, А. И. Мельников, Г. П. Кобельков, А. И. Цебиев, Диплом на открытие № 24, приоритет 27.X 1959.
3. А. С. Тагер, Генерация и усиление колебаний СВЧ с помощью диодов с динамическим отрицательным сопротивлением, Докторская диссертация, М., 1962.
4. В. М. Вальд-Перлов, А. В. Краснов, А. С. Тагер, Радиотехника и электроника 11 № 11, 2008 (1966).
5. R. L. Johnston, B. C. De Loach, B. G. Cohen, Bell Syst. Techn. J. Briefs **44**, 369 (1965).
6. F. A. Brand, V. I. Higgins, I. I. Baranowski, M. A. Druesne, Proc. IEEE **53**, 1276 (1965).
7. W. E. Benham, Phil. Mag. **5**, 641 (1931), **11**, 457 (1933).
8. I. Müller, Hochfrequenz und Elektroakustik **41**, 156 (1933).
9. Г. А. Гринберг, ЖЭТФ **6**, 126 (1936).
10. F. B. Llewellyn, A. E. Bowen, Bell Syst. Techn. J. **18**, 280 (1939).

*) В ФРГ исследовались p — i — n-диоды с пробивным напряжением свыше 100 *в*. Наблюдалась одновременная генерация колебаний на нескольких частотах от 1,5 до 5 *Ггц* с суммарной мощностью в импульсе около 4,3 *вт* [40].

11. Ф. Б. Л л е в е л л и н, Генерация электронов, М., Гостехиздат, 1946.
12. О. Л о с е в, Телеграфия и телефония без проводов **14**, 374; **15**, 564 (1922).
13. W. S c h o c k l e y, Bell Syst. Techn. J. **33**, 799 (1954).
14. W. T. R e a d, Bell Syst. Techn. J. **37**, 401 (1958).
15. C. A. L e e, R. L. B a t d o r f, W. W i e g m a n n, G. K a m i n s k y, Appl. Phys. Letts, **6**, 89 (1965).
16. B. C. D e L o a c h, R. L. J o n s t o n, IEEE Trans. **ED-13**, 181 (1966).
17. J. G u n n, J. of Electronics **2**, 87 (1956).
18. A. C. P r i o r, J. Phys. Chem. Sol. **12**, 175 (1960).
19. Г. Е. П и к у с, Основы теории полупроводниковых приборов, М., Изд-во «Наука», 1965.
20. T. M i s a w a, IEEE Trans. **ED-13**, 137, 143 (1966).
21. А. П. Ш о т о в, ЖТФ **26**, 1634 (1956); **28**, 437 (1958).
22. А. А. А н д р о н о в, А. А. В и т т, С. Э. Х а й к и н, Теория колебаний, М., Физматгиз, 1959.
23. А. С. Т а г е р, ФТТ **6**, 2418 (1964).
24. R. I. M c I n t y r e, IEEE Trans. **ED-13**, 164 (1966).
25. А. В а н д е р З и л, Флуктуационные явления в полупроводниках, М., ИЛ, 1961.
26. T. G. J o s e n h a u s, T. M i s a w a, IEEE Trans. **ED-13**, 206 (1966).
27. В. М. В а л ь д - П е р л о в, В. В. В е й ц, В. В. В о л ц и т, Авторское свидетельство № 882974, приоритет 6.VIII 1964.
28. А. С. Т а г е р, А. Д. Х о д н е в и ч, Авторское свидетельство по заявке № 955164, приоритет 10.XII 1963.
29. А. С. Т а г е р, А. Д. Х о д н е в и ч, Авторское свидетельство по заявке № 712102, приоритет 25.VII 1961 г.
30. А. С. Т а г е р, А. Д. Х о д н е в и ч, Заявка № 963808, приоритет 25.III 1965.
31. Д. И. Г о в о р о в а, С. А. П е р е г о н о в, А. С. Т а г е р, Авторское свидетельство по заявке № 950520, приоритет 3.IV 1963.
32. M. I. G r a c e, H. T. M i n d e n, Proc. IEEE **53**, 1646 (1965).
33. C. A. B u r r u s, Proc. IEEE **53**, 1256 (1965).
34. V. I. H i g g i n s, F. A. B r a n d, I. I. B a r a n o w s k i, IEEE Trans. **ED-13**, 210 (1966).
35. I. C. I r v i n, IEEE Trans. **ED-13**, 208 (1966).
36. L. S. N a p o l y, R. I. I k o v a, Proc. IEEE **53**, 1397 (1965).
37. Electronics **4**, 25, 1966.
38. W. J. M a t t h e i, Microwave J. **9**, № 3, 34 (1966).
39. Д ж. Г а н н, УФН **89**, 147 (1966).
40. H. N. T o u s s a i n t, M. K r e m s, Proc. IEEE **53**, 2113 (1965).
41. B. H o e f f i n g e r, IEEE Trans. **ED-13**, 151 (1966).
42. А. Л. З а х а р о в, Труды совещания по ударной ионизации и туннельному эффекту в полупроводниках, Баку, ИФ АН АзССР, 1962.