

четом можно показать, что при выполнении условий (8)–(9) тензор C_{mni} , вычисленный по тензору вида (4)–(5), имеет следующий алгебраически специальный вид:

$$C_{mni} = a (C_m h_{in} + C_n h_{mi} + C_i h_{mn}) + b C_m C_n C_i,$$

где $C_m = C_{mni} a^{in}$, $h_{mn} = a_{mn} - l_m l_n$, a и b — скалярные функции; $l_m = \partial F / \partial y^m$.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Asanov G. S. *Finsler Geometry, Relativity and Gauge Theories*. Dordrecht, 1985. [2] Asanov G. S. // *Fortschr. Phys.* 1991. 39. P. 185; 1992. 40. P. 667.

Поступила в редакцию
10.11.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 3

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.877

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ОБЪЕМНОЙ И ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ НА ИНЕРЦИОННОСТЬ ФОТОУПРАВЛЕНИЯ МИКРОВОЛНАМИ

Л. А. Борисов, Ван Шань^{*)}, В. В. Гладун, Ю. А. Пирогов,
Д. А. Тищенко, Э. Е. Фомина
(кафедра радиофизики)

Показано, что с уменьшением толщины продольной полупроводниковой вставки в прямоугольном волноводе эффективное время жизни фотовозбужденных светом свободных носителей уменьшается за счет преобладания поверхностной рекомбинации над объемной в тонких пластинках. В толстых образцах, наоборот, преобладают более длительные объемные процессы рекомбинации, обеспечивающие больший коэффициент фотомодуляции микроволновой энергии, но при большей инерционности отклика.

В последнее время уделяется большое внимание фотоуправляемым микроволновым устройствам типа аттенуаторов, фазовращателей и модуляторов на полупроводниковых вставках в волноводах [1]. По сравнению с традиционными PIN-диодными элементами они обладают значительными преимуществами: имеют линейные характеристики управления, устойчивы к перегрузкам, весьма широкополосны, не имеют отражений во всех фазах переключения микроволнового сигнала и особенно эффективны в миллиметровом диапазоне, где предпочтение отдается всегда распределенным электродинамическим элементам. Лишь два обстоятельства препятствовали их широкому распространению: необходимость учета дифракционных явлений при анализе их электродинамических характеристик и большая инерционность отклика на фотовоздействие ($\sim 10^{-3}$ с), определяемая объемным временем жизни фотоносителей. Первая проблема была успешно решена как в наших работах [2, 3], так и другими авторами [4]. Вторая же проблема, также обсуждавшаяся в ряде последних публикаций [5, 6], не находила пока реального разрешения. В данном сообщении изучается связь процессов диффузии и рекомбинации фотоносителей с временем отклика полупроводникового модулятора микроволн на световое воздействие.

При освещении полупроводника увеличивается за счет внутреннего фотоэффекта его проводимость [7] $\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$, где e — заряд электрона, n и p — концентрации электронов и дырок, μ_n и μ_p — их подвижности. В стационарном состоянии значение σ определяется как процессами генерации и рекомбинации фотоносителей на поверхности и в объеме, так и диффузией их из области фотовозбуждения внутрь образца. Скорость изменения концентрации электронов составляет

$$\frac{dn}{dt} = G_n - R_n - \frac{1}{l} \operatorname{div} \mathbf{J}_n, \quad (1)$$

^{*)} Китай.

где $J_n = en\mu_n E + eD_n \nabla n$ — плотность тока электронов; G_n, R_n — скорости генерации и рекомбинации электронов; E — напряженность электрического поля в данном малом объеме; D_n — коэффициент диффузии электронов; I — интенсивность световой накачки. Аналогичная зависимость может быть записана и для дырок.

Для получения большой глубины модуляции при малой интенсивности I необходимо, чтобы энергия квантов света была больше ширины запрещенной зоны полупроводника E_g (при комнатной температуре для Si это соответствует длинам волн, меньшим 1,14 мкм). При таком освещении ($h\nu > E_g$) справедливо [8]

$$G_n = G_p = G = \frac{I\eta}{h\nu} (1 - \mathcal{R}) \exp \{-\alpha x\}, \quad (2)$$

где η — квантовая эффективность; $\mathcal{R}$ — коэффициент отражения света от поверхности полупроводника; α — коэффициент поглощения света; x — расстояние от освещаемой поверхности до рассматриваемой точки внутри полупроводника. Таким образом, при $d > 1/\alpha$ фотосенсибили диффундируют внутрь образца на глубину, соответствующую диффузионной длине $L_d = \sqrt{D\tau_{vol}}$, где τ_{vol} — объемное время жизни; в качестве коэффициента диффузии при фотовозбуждении собственного полупроводника необходимо брать коэффициент амбиполярной диффузии, который в случае $n = p$ составляет $D = 2D_n D_p / (D_n + D_p)$, т. е. для Si ($D = 20$ см²/с, $\tau_{vol} = 10^{-8}$ с) получаем $L_d = 0,14$ см.

Для нахождения из (1) распределения концентрации неравновесных носителей по объему полупроводника необходимо задать граничные условия, определяемые условиями рекомбинации на поверхности. Когда концентрации электронов и дырок на поверхности полупроводника равны и много больше «темновой» концентрации ($n_s = p_s \gg n_0, p_0$), для рекомбинации на поверхности справедливо $R_s = S n_s$, где S — скорость поверхностной рекомбинации.

Если образец в виде пластины имеет достаточно большую толщину, а коэффициент поглощения света велик ($L_d \gg \alpha^{-1}$), то для освещаемой поверхности $G_s = (I\eta/h\nu)(1 - R)$, в то время как на противоположной поверхности $G_s = 0$. В этом случае распределение концентрации электронов $n(x)$ в зависимости от расстояния x до освещаемой поверхности имеет вид $n(x) = n(0) \exp\{x/L_d\}$, где $n(0) = L/D = G/(1 + L_d/D)$. Усредненная по толщине образца концентрация электронов $\bar{n}$ равна $\bar{n} = G_s \tau_{eff}$, где $\tau_{eff} = \tau_{vol}/(1 + SL_d/D)$. Полагая для шлифованной поверхности $S = 10^4 - 10^5$ см/с, получим для Si $\tau_{eff} = 10^{-8} - 10^{-6}$ с.

Схема установки для измерения времени жизни фотовозбужденных носителей показана на рис. 1. Элементы 1—3, 7—10 представляют собой панорамный измеритель отражения и ослабления микроволн с генератором качающейся частоты в диа-

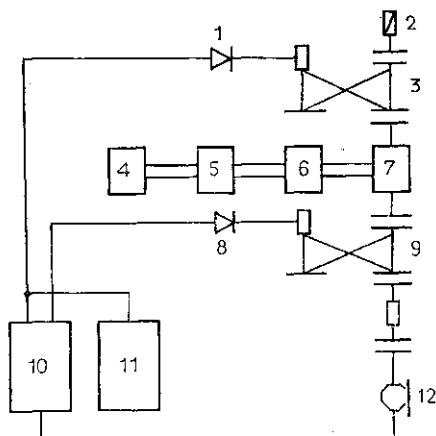


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для изучения динамики фотоуправления микроволнами: 1, 8 — детекторные головки; 2 — согласованная нагрузка; 3, 9 — аттенюаторы; 4 — модулирующий НЧ-генератор; 5 — схема управления; 6 — светодиоды; 7 — исследуемый фотоуправляемый элемент; 10 — панорамный измеритель отражений с генератором качающейся частоты; 11 — измерительный осциллограф; 12 — ферритовая развязка

пазоне 26—38 ГГц (10). Два калиброванных ответвителя (3, 9) с детекторными головками (1, 8) и согласованная нагрузка (2) являются необходимыми звеньями микроволновой цепи, обеспечивающей работу измерителя отражений.

Элемент (7) представляет собой отрезок волновода с площадью сечения $1,2 \times 3,4$ мм², где располагается кремниевая пластинка. Для связи микроволновой цепи с управляющей цепью (6), состоящей из четырех светодиодов АЛ-115 А ($\lambda = 0,94$ мкм, $P_p = 10$ мВт), в волноводной секции (7) имеются отверстия для световодов, на которые от генератора прямоугольных импульсов (4) подаются стабилизированные по току импульсы. В результате внутреннего фотоэффекта проводимость образца изменяется.

После окончания импульса тока величина проводимости возвращается к своему прежнему значению со скоростью, определяемой временем жизни возбужденных носителей. Происходящее при этом изменение затухания электромагнитной волны в волноводе регистрируется с помощью детекторной головки (I) и осциллографа (II). Наблюдая процесс спада проводимости образца, можно определить время жизни возбужденных носителей.

На рис. 2 приведена полученная экспериментально зависимость времени жизни фотоносителей от толщины освещаемого образца. Ход зависимости можно объяснить

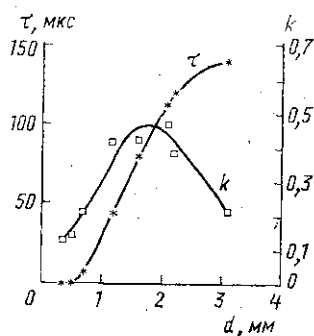


Рис. 2. Экспериментальные зависимости эффективности времени жизни фотозвужденных носителей τ_{eff} и коэффициента фотомодуляции микроволн k от толщины образца d

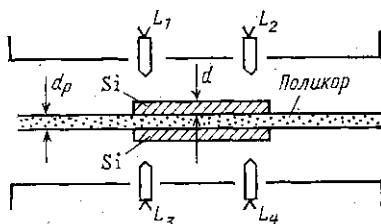


Рис. 3. Размещение элементов фотомодулятора (вид со стороны широкой стенки волновода), L_{1-4} — светодиоды

следующим образом. Когда толщина полупроводника мала ($d < 2a^{-1} = 0,2$ мм), главную роль в рекомбинации неравновесных носителей играют поверхностные явления, за счет которых время жизни медленно уменьшается с толщиной. Если же толщина образца достаточно велика ($d > 2L_d = 2,8$ мм), основным является процесс объемной рекомбинации: эффективное время жизни примерно равно объемному и не зависит от толщины. Между этими областями лежит область, где эти два процесса конкурируют между собой и вносят сравнимый вклад в процесс рекомбинации фотозвужденных носителей. Поэтому в данной области значений эффективное время жизни линейно зависит от толщины образца. Нелинейные участки кривой $\tau_{eff}(d)$ определяются либо упомянутой конкуренцией объемных и поверхностных механизмов рекомбинации (в области больших значений $d \gtrsim 2$ мм), либо зависимостью скоростей рекомбинации (и объемной и поверхностной) от возрастающей с уменьшением d концентрации фотоносителей [7, 8] (при малых $d \approx 400$ мкм).

Нелинейный ход представленной на рис. 2 зависимости коэффициента фотомодуляции микроволн k от размера полупроводниковой вставки (нарастание с толщиной образца при малых ее значениях, насыщение в максимуме и спад при больших толщинах) определяется соответственно возрастанием эффективного времени жизни фотоносителей за счет объемных эффектов с увеличением толщины образца и уменьшением электродинамической связи фотозвужденных зарядов с микроволнами. Последний эффект можно скомпенсировать согласованием и поднять коэффициент модуляции до значений, близких к единице, за счет сужения, конечно, полос оптимизированных по d_p темновые потери не превышали 0,8–1,0 дБ.

При малой толщине кремниевого образца τ_{eff} мало, но мал также и коэффициент фотомодуляции. Для его увеличения следует поднять мощность световой накачки, что и было сделано с помощью светодиодов АЛ-119 ($\lambda = 0,95$ мкм, $P_p = 40$ мВт). При использовании системы, представленной на рис. 3 — тонкий кремниевый образец ($d = 0,1$ мм), наклеенный на подложку из поликора, толщиной $d_p = 1,0$ мм, $\epsilon_p = 9,8$ — было получено $\tau_{eff} = 2$ мкс и коэффициент модуляции 8 дБ. Не оптимизированные по d_p темновые потери не превышали 0,8–1,0 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Пирогов Ю. А. // Прикладная физическая оптика: Сб. науч. трудов. № 223. М. (МЭИ), 1989. С. 67. [2] Виноградов С. В., Гладун В. В., Колесников В. С., Пирогов Ю. А. // Тез. докл. 10-й Всесоюз. конф. по электронике СВЧ.

Минск, 1983. Т. 2. С. 303. [3] Груздев В. В., Моденов В. П., Пирогов Ю. А., Фомина Э. Е. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. 33, № 5. С. 79. [4] Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Рудь Л. А. Резонансное рассеяние волн. Т. 2. Волноводные неоднородности. Киев, 1986. [5] Мериакри В. В., Мурмушев Б. А., Ушаткин Е. Ф. // ЖТФ. 1981. 51, № 9. С. 2395. [6] Кошелев О. Г., Плескачева Т. Б. // Изв. вузов, Радиоэлектроника. 1990. 33, № 10. С. 53. [7] Смит Р. Полупроводники. М., 1982. [8] Аут И., Генцов Д., Герман К. Фотозлектрические явления. М., 1980.

Поступила в редакцию
20.10.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 3

УДК 621.385.6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЕКЦИОНИРОВАННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО СВЧ-УМНОЖИТЕЛЯ ЧАСТОТЫ ЧЕРЕНКОВСКОГО ТИПА

А. Ф. Александров, С. Ю. Галузо, В. И. Канавец, А. М. Кузнецов
(кафедра физической электроники)

Проведено экспериментальное исследование двухсекционного умножителя частоты черенковского типа с коэффициентом умножителя по частоте $n=3$. В качестве первой секции такого умножителя использовался черенковский генератор типа ЛОВ, в качестве второй — ЛБВ. Показана принципиальная возможность создания таких приборов в релятивистской области энергии электронов при использовании сильноточных электронных потоков.

Необходимость дальнейшего повышения уровня энергии мощных импульсов СВЧ-излучения в СВЧ-устройствах на сильноточных релятивистских электронных пучках требует перехода к сверхразмерным электродинамическим системам (диаметр

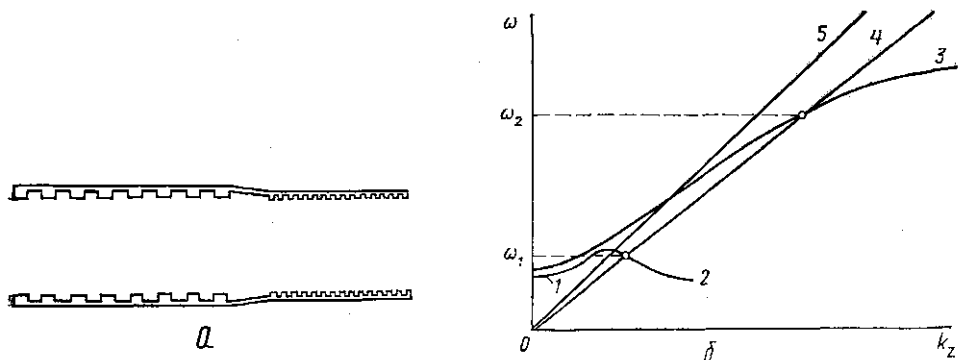


Рис. 1. Схема эксперимента: электродинамическая система умножителя частоты (а) и ее дисперсионные характеристики для моды E_{01} (б): кривые дисперсии 0-й (1) и (—) 1-й (2) пространственных гармоник замедляющей системы для первой секции умножителя частоты и 0-й пространственной гармоники замедляющей системы для второй секции (3); линия электронного потока $\omega = k_z v_e$ (4) и линия $\omega = k_z c$ (5)

волновода $D \gg \lambda$, рис. 1, а) [1—3]. Однако в таких устройствах возникает ряд трудностей, связанных с обеспечением одночастотного режима работы [3]. Одним из возможных путей решения этой проблемы [4] может быть использование предварительной модуляции электронного потока на относительно низкой частоте в первой секции устройства, поперечные размеры которой порядка λ , с последующим выделением и усилением сигнала высших гармоник тока пучка в выходной пространственно развинутой секции с теми же поперечными размерами, но на существенно более короткой длине волны. Движение по этому пути приводит к созданию СВЧ-умножителя частоты.