

после длительного облучения (более недели) уровень  $E_2$  также отсутствовал в спектре DLTS. Поэтому высокая концентрация лития может маскировать наблюдение некоторых уровней РД.

Что касается результатов, полученных для образцов Т Si, то многие авторы наблюдали образование уровня  $E_c - 0.17$  эВ, который является А-центром [2, 4, 15], а также ускоренный его отжиг в результате нейтрализации литием при существенно меньших температурах, чем обычно ( $\geq 320$  °С). При этом чем выше концентрация лития, тем меньшая температура требуется для отжига А-центра. Например, при концентрации лития  $4 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, по данным ЭПР [7], отжиг А-центра происходит при  $\sim 50$  °С. Сравнительно высокая температура отжига А-центра, отмеченная в данной работе (100—170 °С), обусловлена низкой концентрацией лития.

Таким образом, применяя метод DLTS, можно наблюдать эффекты взаимодействия РД с литием при такой низкой его концентрации, при которой чувствительность и разрешающая способность большинства используемых методов недостаточны. Отметим также, что применение указанного метода позволило, по-видимому, впервые наблюдать процесс взаимодействия лития с известным углеродным комплексом ( $C_I - C_S$ ).

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Wysocki J. J. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1966. V. 13. P. 168—173.
- [2] Вавилов В. С., Смирнова И. В., Чапнин В. А. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 5. С. 1128—1131.
- [3] Вавилов В. С., Ухин Н. А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М., 1969. 312 с.
- [4] Brucker G. J. // Phys. Rev. 1969. V. 183. N 3. P. 712—724.
- [5] Stannard J. E. // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 15. N 3. P. 93—95.
- [6] Carter J. R. // J. Phys. Chem. Sol. 1970. V. 31. P. 2405—2416.
- [7] Naber J. A., Horiye H., Passenheim B. C. // Rad. Eff. 1971. V. 8. P. 239—244.
- [8] Goldstein B. // Rad. Eff. 1971. V. 8. P. 229—237.
- [9] Chen C. S., Corelli J. C. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 6. P. 2483—2489.
- [10] Canham L., Davies G., Lightowers E. C., Blackmore G. W. // Physica. 1983. V. 117/118B. P. 119—121.
- [11] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [12] Заставной А. В., Король В. М. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 3. С. 1284—1287.
- [13] Литвинко А. Г., Макаренко Л. Ф., Мушин Л. П., Ткачев В. Д. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 4. С. 776—780.
- [14] Васильев А. В., Смагулова С. А., Шаймеев С. С. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. P. 162—164.
- [15] Pell E. M. // Sol. St. Phys. Electron. Telecom. N. Y., 1960. V. 1. P. 261—276.
- [16] Lightowers E. C., Canham L. T., Davies G., Thewalt M. L. W., Watkins S. P. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 8. P. 4517—4523.
- [17] Berman P. A. // Conf. Rec. Eight IEEE Photovoltaic Specialists Conf. N. Y., 1970. P. 229—239.

Научно-исследовательский институт физики РГУ  
Ростов-на-Дону

Получено 30.06.1988  
Принято к печати 19.09.1988

ФТП, том 23, вып. 2, 1989

### ИМПЕДАНС ФОТОПРОВОДНИКА ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Алимпиев В. Н., Гуральник И. Р.

1. В последнее время в голографии и лазерной интерферометрии растущий интерес вызывают оптические сигналы в виде бегущих волн интенсивности освещения [1, 2]. Следует ожидать, что на характер фотоотклика кристалла, возбуждаемого такого рода световым полем, существенное влияние будет оказы-

вать его внутреннюю иерархичность, связанная с возбуждением волн пространственного заряда (ВПЗ) [3-5]. Как было показано в [6], при освещении полупроводника бегущей решеткой интенсивности имеет место параметрическое взаимодействие волн, а также возможны флуктуационная неустойчивость и усиление ВПЗ. Однако в [6] не было проведено исследования системы на электрическую устойчивость.

В данной работе впервые рассчитан импеданс фоточувствительного образца при возбуждении его бегущей волной интенсивности с учетом параметрического взаимодействия ВПЗ. Показана возможность использования данного явления для усиления электрических сигналов.

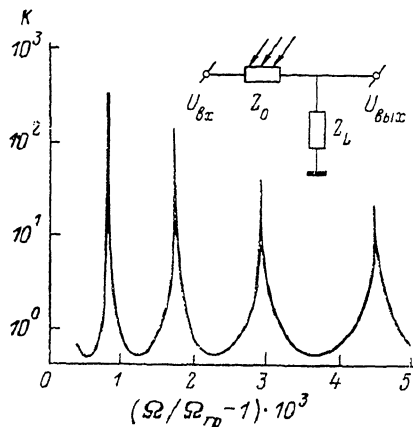
2. Рассмотрим простейшую схему включения активного элемента (см. вставку на рисунке). Предположим, что на вход помимо постоянного смещения, создающего в образце однородное поле  $E_0$ , подан слабый переменный сигнал, пропорциональный  $\exp(-i\omega_0 t)$ . Фотопроводник возбуждается бегущей слабоконтрастной решеткой интенсивности, так что темп оптической генерации в нем

$$g(x, t) = g_0 [1 + 2\varepsilon \cos(\alpha x - \Omega t)], \quad (1)$$

где  $g_0$  — темп фоновой генерации,  $2\varepsilon$  — контраст решетки ( $\varepsilon \ll 1$ ),  $\alpha$  и  $\Omega$  — пространственная и временная частоты соответственно.

Зависимость коэффициента усиления  $K$  от частоты оптического сигнала  $\Omega$ .

$\Omega_{гр}$  — наименьшая частота, при которой еще возможен синхронизм [6]. Используются численные значения:  $\tau = 10^{-6}$  с,  $\tau_m = 10^{-8}$  с,  $\alpha = 10^3$  см $^{-1}$ ,  $d = 1$  см,  $v_0 = 10^5$  см/с,  $\varepsilon = 0.04$ ,  $h = 10$ ,  $R_f/R_0 = 187$ .



Как показано в [6], бегущая решетка интенсивности возбуждает в образце вынужденную ВПЗ (волну накачки), которая приводит к параметрической связи собственных волн с частотами  $\omega_0$ ,  $\omega_-$  и волновыми числами  $k_0$ ,  $k_-$ , удовлетворяющими условиям синхронизма  $\omega_- = \omega_0 - \Omega$ ,  $k_- = k_0 - \alpha$ . Там же получена система уравнений для собственных ВПЗ, которую запишем в виде

$$-\frac{1}{e} \delta j(t) = n_0 \delta v + v_0 \delta n + n_0 \tau_m \frac{\partial \delta v}{\partial t} + V \delta n + N \delta v, \quad (2)$$

$$n_0 \tau_m \frac{\partial^2 \delta v}{\partial x \partial t} = \frac{\partial \delta n}{\partial t} + \frac{\delta n}{\tau}. \quad (3)$$

Здесь  $\delta j(t)$  — плотность полного тока,  $\delta v$ ,  $\delta n$  — соответственно дрейфовая скорость и концентрация свободных электронов в собственной ВПЗ, а  $V$ ,  $N$  — в вынужденной ВПЗ. Остальные величины относятся к объему невозмущенного ( $\varepsilon = 0$ ) фотопроводника ( $n_0 = g_0 \tau$  и  $v_0 = \mu E_0$  — соответственно концентрация свободных электронов и их дрейфовая скорость,  $\tau$  и  $\tau_m = \alpha / 4\pi e \mu n_0$  — времена жизни и максвелловской релаксации) либо общеприняты.

В уравнениях (2), (3)  $V$  и  $N$  равны

$$V = V_0 e^{i(\alpha x - \Omega t)} + \text{к. с.}, \quad N = N_0 e^{i(\alpha x - \Omega t)} + \text{к. с.}, \quad (4)$$

где

$$V_0 = -\frac{v_0}{n_0 (1 - i\Omega \tau_m)} N_0, \quad N_0 = \frac{\varepsilon n_0 (1 - i\Omega \tau_m)}{(1 - i\Omega \tau) (1 - i\Omega \tau_m) + \Omega \alpha v_0 \tau \tau_m}.$$

В (4) сохранены лишь члены, пропорциональные  $\exp(i\alpha x - i\Omega t)$ , поскольку, как и в [6], в качестве волны накачки рассматривается вынужденная ВПЗ. При этом мы пренебрегаем как волнами, возбуждаемыми нестационарной засветкой (1) на контакте, так и омической (однородной) компонентой дрейфовой скорости электронов, поскольку они не удовлетворяют указанным условиям

синхронизма и, следовательно, слабо влияют на параметрическое взаимодействие собственных волн.

В соответствии с предложенным в [4] подходом уравнения (2), (3) решаются для объема образца, а граничные условия к ним задаются на границе приконтактной области пространственного заряда и объема [4]:

$$\frac{\delta n(0)}{n_0} = h \frac{\delta E(0)}{E_0}, \quad (5)$$

где  $h = -E_0/E_j$ ,  $E_j$  — характерное контактное поле. Граничное условие (5) отражает возможность возбуждения собственных ВПЗ на контакте вследствие нестационарной инжекции.

Заметим, что уравнения (2), (3) получены в [6] применительно к известной двухцентрковой модели широкозонного монополярного фотопроводника типа  $A^{IV}B^{VI}$ . Однако основные ее черты (монополярность, фоточувствительность, определяющее влияние глубоких центров) справедливы и для других материалов: компенсированного Ge, фоторефрактивных кристаллов и др.

3. В соответствии с общей теорией параметрического взаимодействия [2] ищем решение (2), (3) в виде

$$\begin{aligned} \delta n &= \bar{A}_0(x) e^{i(k_0 x - \omega_0 t)} + \bar{A}_1(x) e^{i(k_- x - \omega_- t)} + \text{к. с.}, \\ \delta v &= \bar{B}_0(x) e^{i(k_0 x - \omega_0 t)} + \bar{B}_1(x) e^{i(k_- x - \omega_- t)} + \text{к. с.}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $k_0 = k(\omega_0)$ ,  $k_- = k(\omega_-)$ , причем

$$k(\omega) \equiv \frac{(1 - i\omega\tau)(1 - i\omega\tau_m)}{i\omega\tau_m v_0}. \quad (7)$$

Последнее означает, что рассматриваемые синхронные волны принадлежат спектру собственных ВПЗ однородного полупроводника, который описывается дисперсионным соотношением (7) (см., например, [4]). Как показывает анализ, учет в (6) членов, содержащих  $\exp[i(k_0 + \alpha)x - i(\omega_0 + \Omega)t]$ , не приводит к новым результатам.

Подставляя (6) в (2), (3), для амплитуд получим систему линейных дифференциальных уравнений, содержащих неоднородные члены типа  $(-1/e)\delta j_0 \times \exp(-ik_0 x)$ , где  $\delta j_0$  — амплитуда гармоник полного тока частоты  $\omega_0$ . Эти слагаемые обусловлены омическими компонентами флуктуации поля в собственных ВПЗ. Переходя с помощью линейного преобразования к новым амплитудам  $A_0, A_1, B_0, B_1$ , удовлетворяющим однородной системе уравнений, для амплитуд  $B_0$  и  $B_1$  получим типичные в теории связанных волн уравнения

$$\begin{aligned} \frac{dB_0(x)}{dx} &= \frac{1 - i\omega_0\tau}{i\omega_0 v_0 \tau_m} \left[ \frac{N_0}{n_0} - \frac{V_0}{v_0} (1 - i\omega_- \tau_m) \right] B_1(x), \\ \frac{dB_1(x)}{dx} &= \frac{1 - i\omega_- \tau}{i\omega_- v_0 \tau_m} \left[ \frac{N_0^*}{n_0} - \frac{V_0^*}{v_0} (1 - i\omega_0 \tau_m) \right] B_0(x). \end{aligned} \quad (8)$$

При выводе (8) мы пренебрегли слагаемыми второго порядка малости по  $\epsilon$ .

Характеристическое соотношение системы уравнений (8) можно записать в виде

$$(\beta v_0)^2 = \left[ ik_0 V_0^* + \left(1 - \frac{1}{i\omega_0 \tau}\right) \frac{N_0^*}{n_0 \tau_m} \right] \left[ ik_- V_0 + \left(1 + \frac{1}{i\omega_- \tau}\right) \frac{N_0}{n_0 \tau_m} \right]. \quad (9)$$

Тогда условие нарастания амплитуд  $\text{Re } \beta > |\text{Im } k_0|$  совпадет, как и следовало ожидать, с критерием неустойчивости ВПЗ, полученным в [6] на основе анализа дисперсионного соотношения. Тем самым для определения области параметров, в которой имеет место неустойчивость, можно воспользоваться результатами [6].

С помощью уравнений (5), (7)—(9) была рассчитана вариация напряжения на образце, обусловленная возбуждением собственных ВПЗ. Ее компонента, осциллирующая с частотой  $\omega_0$ , при малых  $\epsilon$  оказывается пропорциональной

соответствующей компоненте вариации полного тока. Коэффициент пропорциональности, имеющий смысл импеданса образца на частоте  $\omega_0$ , равен

$$Z_0 = \frac{R_0}{1 - i\omega_0\tau_m} \left( 1 - \frac{h}{h+1 - i\omega_0\tau_m} \frac{e^{ik_0d} \operatorname{ch} \beta d - 1}{ik_0d} \right), \quad (10)$$

где  $R_0 = d \cdot \sigma_0 S$  — омическое сопротивление фотопроводника,  $d$  — его длина,  $S$  — площадь поперечного сечения фотопроводника.

4. Соотношение (10) имеет наглядный физический смысл. В том случае, когда можно пренебречь влиянием волны накачки,  $\beta d$  мало по сравнению с единицей и  $Z_0$  совпадает с выражением для импеданса однородного образца при возбуждении ВПЗ [4]. При этом  $\operatorname{Re} Z_0$  положительна и слабо осциллирует вследствие геометрических резонансов ВПЗ на длине образца. Если же выполняются условия параметрической неустойчивости [6], то в (10)  $(\operatorname{ch} \beta d) \exp(ik_0d) \gg 1$ . Это означает, что выделяющаяся в результате распада волны накачки энергия не только компенсирует диссипацию ВПЗ, но и приводит к ее пространственной «раскачке». При этом резко возрастают осцилляции (например, частотные)  $\operatorname{Re} Z_0$  и становится возможным отрицательное динамическое сопротивление.

В этих условиях коэффициент усиления  $K$  сигнала  $\omega_0$ , равный  $K = R_L (R_L + Z_0)^{-1}$ , при согласованной активной нагрузке  $R_L$  может значительно превышать единицу (см. рисунок). При этом имеет место высокая селективность усиления, которая в конечном счете является следствием малости длины ВПЗ по сравнению с длиной образца.

Заметим, что на появление отрицательного динамического сопротивления вследствие роста амплитуды ВПЗ из-за разогрева носителей внешним электрическим полем указывалось в [8]. Частотные зависимости действительной и мнимой частей адмиттанса имели резкие «всплески» при геометрических резонансах ВПЗ на длине образца.

Рассматриваемая нами ситуация качественно отличается от ситуации, описанной в [8], по физической причине, лежащей в основе отрицательного динамического сопротивления, и поэтому обладает рядом особенностей. Так, в отличие от [8] амплитуда волн вдоль образца не остается постоянной (в пренебрежении затуханием), а нарастает. При разогревной неустойчивости с ростом числа волн, укладываемых в образце, влияние ВПЗ падает. Для параметрической неустойчивости, напротив, при  $d | \operatorname{Re} k_0 | \gg 1$  резонансы усиливаются. Наконец, в этом случае не требуется выполнения условия «коротких» образцов [4, 8]  $d | \operatorname{Im} k_0 | \ll 1$ , поскольку затухание ВПЗ несущественно.

В заключение отметим, что экспериментально возбуждение вынужденных ВПЗ (4) фактически наблюдалось при записи «бегущих» голограмм. В [2], например, сообщается о резком увеличении эффективности записи голограммы при определенном значении скорости перемещения решетки, которое в наших обозначениях равно

$$v_{\text{реш}} = (a^2 \tau_m \nu_0)^{-1}. \quad (11)$$

Однако, как следует из (4), это соотношение есть не что иное, как условие синхронности бегущей решетки и низкочастотной моды ВПЗ волны пространственной перезарядки ловушек. Действительно, условие совпадения пространственного периода решетки с длиной этой волны имеет вид  $\alpha^{-1} = \Omega \tau_m \nu_0$  и, поскольку  $v_{\text{реш}} = \Omega/a$ , эквивалентно (11).

Авторы выражают признательность Р. А. Сурису за полезное обсуждение работы и ценные замечания.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Huignard J. P., Marrakchi A. // Opt. Commun. 1981. V. 39. N 4. P. 249—254.
- [2] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л., 1983. 270 с.
- [3] Алимшев В. Н., Гуральник И. Р. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 9. С. 1561—1564.
- [4] Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 9. С. 1717—1728.
- [5] Гуральник И. Р. // Распространение и преобразование сигналов в направляющих системах. Куйбышев, 1986. С. 58—65.

- [6] Алимшиев В. Н., Гуральник И. Р. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 5. С. 811—814.  
 [7] Белецкий Н. Н., Булгаков А. А., Ханкина С. И., Яковенко В. М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев, 1984. 192 с.  
 [8] Панкратов А. А., Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 10. С. 1923—1928.

Куйбышевский государственный университет

Получено 28.01.1988  
 Принято к печати 21.09.1988

ФТП, том 23, вып. 2, 1989

## О ФОТОСТИМУЛИРОВАННОМ ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Железняк А. Т., Шмелев Г. М.

Известно [1], что в изотропных полупроводниках с простым изотропным спектром продольное магнитосопротивление (ПМС) в неквантующем магнитном ( $H$ ) и слабом электрическом ( $E$ ) полях отсутствует. (Речь идет о ситуации, в которой  $H \parallel E$ ). В сильных электрическом и магнитном полях [ $\omega_H \tau \gg \gg 1$ , здесь  $\omega_H = |e| H / mc$  — циклотронная частота,  $\tau$  (с) — время релаксации импульса] при рассеянии электронов на ионизованных примесях ПМС существует, эффект обусловлен зависимостью сечения рассеяния от магнитного поля [2, 3]. Известно также, что в сильном линейно поляризованном (ЛП) ВЧ электрическом поле ПМС становится отличным от нуля и в слабых тянущих полях (см. [4] и приведенный там список литературы). Такой «фотостимулированный» (ФС) эффект связан с явлением анизотропной фотопроводимости, заключающемся в том, что фототок ( $j$ ) в изначально изотропной среде в присутствии ЛП подсветки не параллелен вектору  $E$  и содержит слагаемые  $\sim (FE) F$  ( $F$  — амплитуда электрического поля волны). При этом ФС ПМС ( $\Delta \rho / \rho$ ) в слабых магнитных полях пропорционально  $H$ , квадрату интенсивности волны и  $\sin^2 2\varphi$  ( $\varphi$  — угол между  $F$  и  $H$ ) [5].

Между тем, в [5] учитывается только влияние подсветки на вероятность рассеяния. Однако, как будет видно из дальнейшего, учет разогрева электронного газа может существенно изменить выводы [5]. Дело в том, что влияние магнитного поля на разогрев приводит к возникновению ФС ПМС, линейного по интенсивности подсветки, причем для ЛП ВЧ поля оно пропорционально  $\sin^2 \varphi$  и в слабых магнитных полях  $\sim H^2$ . Кроме того, в циркулярно поляризованном (ЦП) ВЧ поле в слабых магнитных полях ПМС становится линейным по  $H$ . Это обстоятельство также связано с разогревом электронного газа, в условиях которого магнитное поле влияет на скорость релаксационных процессов. В поле ЦП подсветки электрон приобретает индуцированный магнитный момент  $M \sim i[FF^*]$ ; здесь  $F(t) = Fe^{-i\omega t} + F^*e^{i\omega t}$ ,  $F = F_1 + iF_2$ ,  $F_1 \perp F_2$ , стало быть, энергия электрона в магнитном поле различна в случаях  $H \uparrow \uparrow M$  и  $H \uparrow \downarrow M$ , поэтому  $\tau(H) \neq \tau(-H)$  и, следовательно,  $j(H) \neq j(-H)$ .

В связи с данной постановкой задачи отметим работу [6], в которой исследован циркулярный эффект увлечения в продольном магнитном поле, меняющий знак при изменении направления  $H$ .

В качестве причины появления ПМС мы рассматриваем влияние магнитного поля на разогрев изотропной невырожденной электронной плазмы сильным ВЧ электрическим полем ( $\omega \tau \gg 1$ ,  $\hbar \omega \ll T_0$ , температура решетки  $T_0$  задается в энергетических единицах) при внутризонных переходах.

Кинетическое уравнение для функции распределения электронов  $f(p, t)$  имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (eE + eF(t) - \omega_H [p\hbar], \frac{\partial f}{\partial p}) = \text{St} \{f\}, \quad (e < 0), \quad (1)$$