

## ОСЦИЛЛИСТОРНЫЙ ЭФФЕКТ В Ge В УСЛОВИЯХ ПОПЕРЕЧНОГО ГРАДИЕНТА ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

Каплан Б. И., Малютенко В. К., Щедрин А. И.

Теоретически изучено влияние поперечного градиента концентрации носителей заряда на возбуждение винтовой неустойчивости электронно-дырочной плазмы в полупроводнике. Обнаружено, что порог возбуждения неустойчивости имеет минимум при определенной величине этого градиента. Экспериментальные исследования, проведенные на пластинках собственного  $n$ -Ge с однородным и неоднородным распределением электрического поля в условиях освещения боковой грани сильнопоглощаемым излучением, показали, что в зависимости от степени освещенности и начального градиента концентрации носителей заряда в образцах могут наблюдаться как увеличение, так и уменьшение винтовых осцилляций потенциала.

1. Влияние асимметричной подсветки полупроводника сильнопоглощаемым излучением на развитие винтовой неустойчивости электронно-дырочной плазмы (осциллисторный эффект) изучалось экспериментально и теоретически в работах [1-4]. С одной стороны, открыв осциллисторный эффект, авторы сразу отметили, что интенсивное освещение кристалла подавляет осцилляции тока [1]. В дальнейшем было теоретически показано, что внешнее излучение приводит к срыву винтовой неустойчивости (ВН), возникшей вследствие непараллельности электрического  $E$  и магнитного  $H$  полей [2]. С другой стороны, указывалось на положительную роль освещения боковой грани кристалла для возбуждения осциллистора, обусловленную образованием поперечного магнитному полю градиента плотности плазмы за счет генерации носителей заряда на освещаемой грани и диффузии их в глубь образца [3]. В [4] экспериментально получен рост амплитуды осцилляций с увеличением интенсивности внешнего излучения. Таким образом, в экспериментах [1, 4] наблюдались противоположного типа зависимости порога возбуждения ВН от уровня освещенности одной из граней образца.

В настоящей работе показано, что это кажущееся противоречие может быть связано с величиной поперечного градиента плотности плазмы  $\kappa = d \ln n / dx$ , вызванного сильнопоглощаемым излучением, а именно, как будет показано далее, порог возбуждения ВН имеет минимум при определенном  $\kappa$ . Поэтому в зависимости от степени освещенности и начального градиента концентрации носителей тока могут наблюдаться как уменьшение, так и увеличение амплитуды винтовых осцилляций потенциала и плотности.

2. В предыдущей нашей работе [5] исследовалась ВН в полупроводниковых пластинах при наличии поперечного градиента концентрации электронов и дырок вида  $n = p = \exp(-\kappa x)$ , было получено дисперсионное соотношение для винтовых волн

$$i\omega = ik_x \mu_a E - k^2 D_a - k_y k_x \frac{\mu_M^2 E H}{c} \frac{k^2 - ik_x x}{k^4 + k_x^2 x^2}. \quad (1)$$

Здесь  $k_x, y, z$  — волновые векторы вдоль соответствующих координат,

$$D_a = \frac{\mu_e n D_h + \mu_h p D_e}{\mu_e n + \mu_h p}, \quad \mu_a = \frac{\mu_e \mu_h (n - p)}{\mu_e n + \mu_h p}$$

— соответственно амбиполярные коэффициент диффузии и подвижность,  $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ ,  $\mu_M^2 = \bar{n}_0 \bar{p}_0 \mu_e \mu_h (\mu_e + \mu_h)^2 / (\mu_e \bar{n}_0 + \mu_h \bar{p}_0)^2$ .

Из (1) легко получить выражение для порогового электрического поля  $E_n$ :

$$E_{\pi} = \frac{cD_a}{\mu_e^2 H_{\pi}} \frac{k^i + k_x^2 x^2}{k_y k_x x}. \quad (2)$$

Амплитуда колебаний вблизи порога  $A \sim (E - E_{\pi})$  [5, 6].

На рис. 1 представлены зависимости  $E_{\pi}$  и  $A$  от величины  $x$  для  $k_x, y, z \sim \sim 1/L_{x, y, z}$  ( $L_{x, y, z}$  — размеры образца) при параметрах приведенного далее эксперимента.

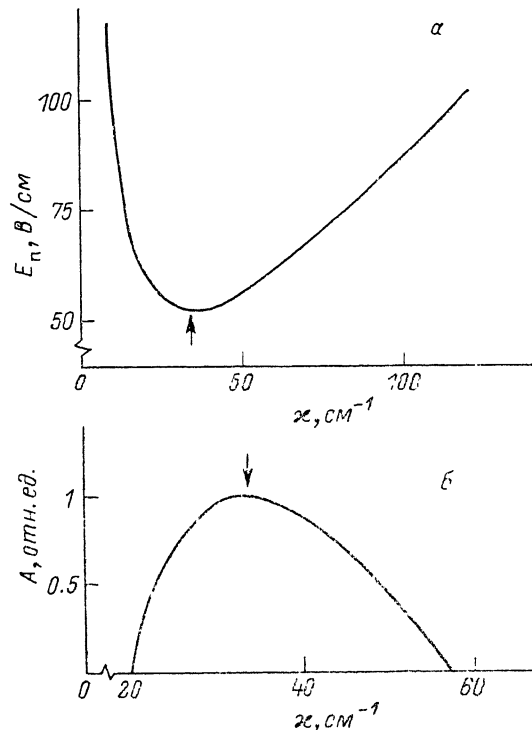


Рис. 1. Расчетные зависимости порогового электрического поля (а) и амплитуды осцилляций (б) от величины градиента плотности плазмы  $x$  при  $k_x=33.3$ ,  $k_y=1.66$ ,  $k_z=0.66 \text{ см}^{-1}$ ,  $H_{\pi}=3,2 \text{ кВ}$ ,  $D_a=60 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\mu_e=1.2 \cdot 10^6 \text{ ед. CGSE}$ ,  $\mu_h=\mu_e/2$ ,  $\bar{n}_0=\bar{j}_0$ .

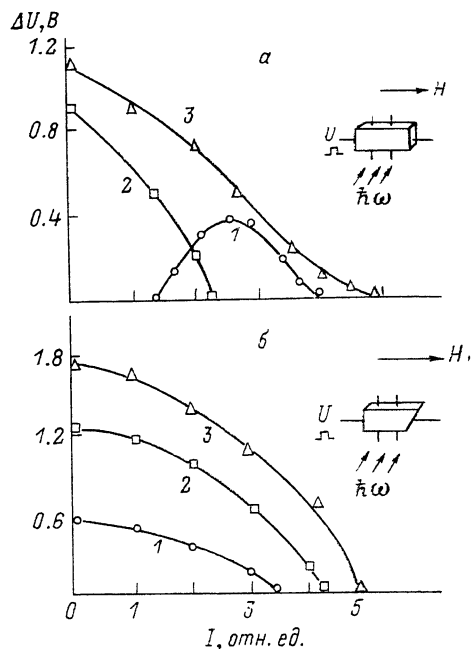


Рис. 2. Зависимость амплитуды осцилляций потенциала на боковых зонах  $\Delta U$  от интенсивности  $I$  внешнего освещения для пластинок  $n$ -Ge с однородным (а) и неодородным (б) распределением электрического поля.

а)  $E=60 \text{ В/см}$ ;  $H$ , кВ: 1 — 3,2, 2 — 5, 3 — 6; б)  $U=50 \text{ В}$ ;  $H$ , кВ: 1 — 3, 2 — 4, 3 — 5. На вставках — форма образцов.

Видно, что существует оптимальное значение  $x_{\text{опт}}$ , которому соответствует минимальный порог возбуждения ВН (на рис. 1 отмечен стрелками). Такой ход кривой  $E(x)$  обусловлен следующими причинами. При малых  $x$  ( $x < x_{\text{опт}}$ ) в выражении (2) доминирует линейная зависимость от  $x$ . Это вызвано тем, что с ростом градиента концентрации улучшаются условия разделения зарядов, растет поперечное электрическое поле на винтовых возмущениях плотности плазмы и усиливается поток носителей заряда, накачивающий неустойчивость. Порог возбуждения ВН при этом снижается. Для больших  $x$  ( $x > x_{\text{опт}}$ ) определяющую роль в (2) играет квадратичный член  $k_x^2 x^2$ , учитывающий влияние боковой диффузии. С усилением градиента концентрации возрастает боковая диффузия, размывающая винтовые возмущения плотности плазмы и подавляющая тем самым неустойчивость. Здесь величина  $E_{\pi}$  с ростом  $x$  увеличивается. Амплитуда осцилляций имеет соответственно максимум при  $x=x_{\text{опт}}=k^2/|k_x|$  (рис. 1, б).

3. Для проверки выводов теории были проведены следующие эксперименты. На неориентированных кристаллах  $n$ -Ge ( $N_D - N_A = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) с омическими контактами исследовалась ВН в условиях равномерного освещения боковой грани образца сильнопоглощаемым излучением при комнатной температуре,

Использовались образцы двух типов, различающиеся формируемым распределением электрического поля  $E$ , которое задавалось их формой. Прямоугольные пластинки с однородным  $E$  имели размеры  $0.75 \times 0.25 \times 0.025$  см, а трапециевидные образцы с градиентом  $E$  [6] имели толщину 0.025 см, ширину 0.3 см, минимальное и максимальное расстояния между контактами были соответственно 0.4 и 0.7 см. Прямоугольные образцы травились в кипящей  $H_2O_2$  и имели минимальную скорость поверхностной рекомбинации на широких гранях  $s_1 = s_2 \approx 10^2$  см/с, а трапециевидные образцы обрабатывались путем травления и шлифовки и имели  $s_1 \neq 10^2$ ,  $s_2 \approx 10^4$  см/с. Во избежание джоулева нагрева использовались импульсное освещение и питание образцов. Исследуемый сигнал снимался с зондов, расположенных на узких гранях образцов.

На рис. 2 представлены результаты экспериментального исследования зависимости амплитуды осцилляций потенциала  $\Delta U$  на зондах от интенсивности освещения  $I$  боковой грани образцов.

Освещение прямоугольных образцов в предпороговом режиме  $(EH) \ll (EH)_n$  приводит к возбуждению ВН начиная с некоторой величины  $I$  (рис. 2, а, кривая 1). В этом случае освещение инициирует винтовую волну за счет создания поперечного градиента плотности плазмы вследствие генерации носителей заряда на освещаемой грани и их диффузии в глубь образца. Дальнейшее увеличение  $I$  вызывает рост градиента концентрации, при этом амплитуда осцилляций вначале возрастает, а затем, пройдя через максимум, затухает. Такой ход кривой хорошо согласуется с расчетной зависимостью (рис. 1, б). При превышении пороговых  $E$  и  $H$  внешнее освещение только подавляет неустойчивость, причем чем выше значение  $(EH)$ , тем большая  $I$  требуется для подавления ВН (рис. 1, а, кривые 2 и 3), так как с ростом инкремента неустойчивости  $\text{Im } \omega \sim \sim (EH)$  необходимо усиление боковой диффузии, подавляющей винтовую волну.

Исследования, проведенные на трапециевидных образцах, также подтвердили выводы теории. Так, в кристаллах с неоднородным распределением  $E$  подсветкой не удалось возбудить ВН в предпороговом режиме во всем диапазоне используемых  $E$ ,  $H$ . Внешнее освещение может лишь подавить осцилляции, возникшие при превышении пороговых  $(EH)_n$  (рис. 2, б). Такое поведение характеристик обусловлено тем, что в трапециевидных образцах в предпороговом режиме уже реализован достаточно сильный градиент концентрации плазмы, возникающий в результате действия магнитоконцентрационного эффекта [6]. Величина этого градиента, согласно оценкам работы [7], составляет  $\kappa \approx 40$  см $^{-1}$ , что превышает  $\kappa_{\text{отт}}$ . Таким образом, боковая подсветка лишь усиливает  $\kappa$ , повышая  $E_n$ , и не позволяет возбудить неустойчивость в градиентном  $E$  внешним освещением. Так же как и в случае однородного  $E$  при  $(EH) > (EH)_n$  для трапециевидного образца с ростом  $(EH)$  требуются большие интенсивности света, подавляющие неустойчивость [8].

Таким образом, представленные результаты свидетельствуют о существовании оптимальной величины градиента плотности плазмы для возбуждения объемных винтовых волн в полупроводнике, отклонение от которой как в сторону уменьшения, так и в сторону увеличения приводит к повышению пороговых условий ВН.

#### Список литературы

- [1] Иванов Ю. Л., Рывкин С. М. // ЖТФ. 1958. Т. 28. В. 4. С. 774—775.
- [2] Гуревич Л. Э., Иоффе И. В. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 10. С. 2964—2970.
- [3] Гуревич Л. Э., Иоффе И. В. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 10. С. 2641—2646.
- [4] Викулин И. М., Люзе Л. Л., Преснов В. А. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 9. С. 1281—1284. Успенский Б. А., Викулин И. М. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 10. С. 1436—1440.
- [5] Владимиров В. В., Каплан Б. И., Коллюх А. Г., Малютенко В. К., Щедрин А. И. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 11. С. 1995—1998.
- [6] Каплан Б. И., Коллюх А. Г., Малютенко В. К. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 2. С. 355—357.
- [7] Владимиров В. В., Каплан Б. И., Коллюх А. Г., Малютенко В. К. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 8. С. 1449—1454.
- [8] Holter Q., Johnson R. R. // Phys. Rev. 1969. V. 183. N 2. P. 503—515. Караваев Г. Ф., Успенский Б. А., Чуприков Н. Л. // Изв. вузов СССР. Физика. 1979. № 12. С. 59—64.