

Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 621

Колебания и волны в плазме полупроводников с винтовой неустойчивостью

И. Н. Антонов, А. В. Пивоваров

Саратовский государственный технический университет, г. Саратов, Россия

В. Д. Зотов

Институт проблем управления им. В. А. Трапезникова РАН, Москва, Россия

Проведен анализ физических процессов в длинных полупроводниках в скрещенных электрических и магнитных полях. Показано, что при определенных углах пролета за счет запаздывания носителей наведенный в резонаторе ток может создавать отрицательную шунтирующую проводимость.

Винтовая неустойчивость

Неустойчивость в плазме полупроводника, открытую Ю. Л. Ивановым и С. М. Рывкиным в 1958 г. [1], называют винтовой неустойчивостью, ее проявления связаны с колебаниями тока при его пропускании через образец *n*-Ge с размерами $1,5 \times 1,5 \times 8$ мм. Полупроводник располагается в сильном (продольном) магнитном поле $\approx 10^4$ Э. Амплитуда колебаний тока составляет $2/3$ постоянной составляющей тока, частота колебаний 10^4 — 10^7 Гц.

М. Гликман [2] объяснил явление колебания тока на основе винтовой неустойчивости Кадомцова—Недоспасова в возмущенной плазме. Механизм винтовой неустойчивости заключается в том, что в плазме полупроводника, помещенной в постоянное электрическое $\vec{E}_0 \parallel \vec{H}_0$, возникает винтовое возмущение плотности

$$n = n_0(x, y) \exp(i(\omega t - kz + \varphi)),$$

где z и φ — цилиндрические координаты.

Плазменный цилиндр с током в продольном магнитном поле стремится свернуться в винтовую линию.

Наблюдаемая форма колебаний близка к синусоидальной. В работе [3] Zarrabee и Steele образцы с соответствующими колебаниями назвали осцилляторами.

Гуревич и Иоффе [4] теоретически исследовали винтовую неустойчивость в плазме полупроводника при непараллельных \vec{E}_0 и \vec{H}_0 , здесь гради-

ент плотности плазмы определяется, задаваясь за счет градиентов концентрации примесей и освещения образца.

Другой вид неустойчивости можно наблюдать в длинных образцах полупроводников при размещении его в магнитном поле \vec{B}_0 , нормальном к полю \vec{E}_0 [5].

Полупроводниковая *p-n*-структура включается через нагрузочное сопротивление R в цепь постоянного источника, плюс к *p*-области структуры (рис. 1).

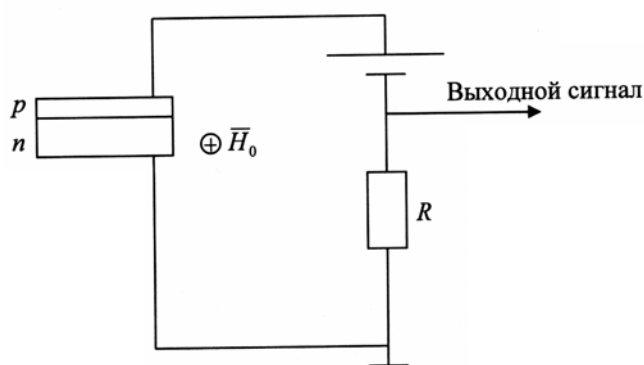


Рис. 1. Схема включения

При напряженностях магнитного поля выше 30—50 мТ структура генерирует последовательность импульсов, частота которых f пропорциональна напряженности магнитного поля. Генерация происходит при нормальных условиях и не требует пониженной температуры для ее поддержания.

**Отрицательная проводимость
и запаздывание носителей дрейфового тока
в полупроводниковых структурах
при $\bar{H}_0 = 0, \bar{E}_0 \neq 0$**

Пусть к полупроводниковой p - n -структуре приложено постоянное электрическое поле \bar{E}_0 и переменное поле \bar{E} в виде

$$\bar{E} = \bar{E}_1 e^{j\omega t},$$

если разместить p - n -структуры в резонаторе. Влиянием объемного заряда на распределение переменного потенциала вдоль структуры пренебрежем. Дрейфовая скорость носителей равна $v_0 = \mu E_0$ и полагается неизменной.

Уравнение движения для переменной скорости v_1 с учетом торможения будет иметь вид

$$m^* \frac{dv_1}{dt} = eE - \frac{m^*}{\tau^*} v_1, \quad (1)$$

где m^* — эффективная масса носителя;
 τ^* — время релаксации носителей.

Внешнее магнитное поле $\bar{H}_0 = 0$, в правой части уравнения (1) величина $\frac{m^*}{\tau^*} v_1$ определяет торможение за счет столкновения и равна потере импульса в единицу времени. Время релаксации τ^* будем считать постоянным.

Для одномерного случая при движении носителей в направлении \bar{E}_0 уравнение (1) имеет решение

$$v_1 = -j \frac{eE_1}{m^* \omega d} e^{-\frac{t}{\tau^*}} \left[e^{j\omega dt} - e^{j\omega(d-1)t_0} \right], \quad (2)$$

где $d = 1 + \frac{1}{j\omega\tau^*}$.

Решение получено при начальных условиях

$$v_1|_{t=t_0} = 0, \quad x|_{t=t_0} = 0,$$

где x — текущая координата вдоль полупроводника с носителями;
 t — текущее время;
 t_0 — начальное время.

Определим невозмущенный угол пролета $\varphi_0 = \frac{\omega x}{v_0}$, для этого проинтегрируем уравнение (1)

$$\int_0^x dx = \int_{t_0}^t (v_0 + v_1) dt,$$

получим

$$x(t, t_0) = v_0(t - t_0) - \frac{eE_1}{m^* \omega^2 d} \times \left[e^{j\omega t} - e^{j\omega t_0} + j\omega\tau^* e^{j\omega dt_0} \left(e^{-\frac{t}{\tau^*}} - e^{-\frac{t_0}{\tau^*}} \right) \right],$$

тогда

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{eE_1}{m^* v_0 \omega d} \times \left[e^{j\varphi_0} - 1 + j\omega\tau^* \left(e^{-\frac{\varphi_0}{\omega\tau^*}} - 1 \right) \right] e^{j\omega t_0}.$$

Чтобы определить дрейфовый ток I на любом участке l нашей полупроводниковой среды, воспользуемся законом сохранения заряда $I_0 dt_0 = Idt$, это позволит определить I

$$I = I_0 \left\{ 1 + j \frac{eE_1}{m^* v_0 \omega d} \left[e^{j\varphi_0} - 1 + j\omega\tau^* \left(e^{-\frac{\varphi_0}{\omega\tau^*}} - 1 \right) \right] e^{j\omega t_0} \right\}^{-1}.$$

Отсюда переменная составляющая дрейфового тока будет

$$I_1 = -j \frac{I_0 eE_1}{m^* v_0 \omega d} \left[e^{j\varphi_0} - 1 - j\omega\tau^* \left(e^{-\frac{\varphi_0}{\omega\tau^*}} - 1 \right) \right] e^{j(\omega t - \varphi_0)}.$$

В резонаторе, создающем переменное поле, наводится, таким образом, ток

$$I_2 = \frac{1}{l} \int_0^l I_1 dx.$$

Активная и реактивная составляющие компоненты тока окончательно будут иметь вид при

$$\varphi_0 = \frac{\omega l}{v_0}, \quad x = l$$

$$I_2 = \frac{I_0 eE_1}{m^* \omega^2 l} \times \left\{ \left[2 - e^{-\frac{l}{v_0 \tau^*}} \left(2 \cos \frac{\omega l}{v_0} - \omega\tau^* \sin \frac{\omega l}{v_0} \right) - \omega\tau^* \sin \frac{\omega l}{v_0} \right] + j \left[e^{-\frac{l}{v_0 \tau^*}} \left(2 \sin \frac{\omega l}{v_0} - \omega\tau^* \cos \frac{\omega l}{v_0} \right) - \frac{\omega l}{v_0} - \omega\tau^* \cos \frac{\omega l}{v_0} \right] \right\} e^{j\omega t}. \quad (2)$$

Шунтирующую проводимость, создаваемую током, можно получить в виде активной и реактивной составляющих из выражения для тока (2) в рассматриваемом образце полупроводниковой структуры длиной l

$$U = lE_1 e^{j\omega t}.$$

Величина активной составляющей будет равна

$$g = \frac{eI_0}{l^2 \omega^2 m^*} \left[2 - e^{-\frac{l}{v_0 \tau^*}} \left(2 \cos \frac{\omega l}{v_0} - \omega \tau^* \sin \frac{\omega l}{v_0} \right) - \omega \tau^* \sin \frac{\omega l}{v_0} \right]$$

и, соответственно, реактивной —

$$b = \frac{eI_0}{l^2 \omega^2 m^*} \left[e^{-\frac{l}{v_0 \tau^*}} \left(2 \sin \frac{\omega l}{v_0} + \omega \tau^* \cos \frac{\omega l}{v_0} \right) - \frac{\omega l}{v_0} - \omega \tau^* \cos \frac{\omega l}{v_0} \right].$$

Активная проводимость может принимать отрицательное значение при $x=L$ для $\varphi_0 = \frac{\omega l}{v_0}$ в интервале $2\pi < \varphi_0 < 3\pi$.

Очевидно, что в дрейфовом токе могут наблюдаться колебательные явления для относительно длинных образцов.

Дрейфовая скорость носителей в скрещенных полях $\vec{H}_0 \neq 0$, $\vec{E}_0 \neq 0$

Расположим длинный полупроводник в скрещенных электрических и магнитных полях так, как это изображено на рис. 2.

Уравнение движения носителей запишется в следующем виде:

$$m^* \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{H}_0] + e \vec{E}_0 - \frac{m^*}{\tau^*} \vec{v}, \quad (3)$$

где $\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}_1$.

С начала своего движения при $t=0$ носители испытывают влияние силы Лоренца $\vec{F}_l = \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{H}_0]$, которая формирует траекторию движения, близкую к циклоиде, если $v_1 \ll v_0$. Как показал анализ движения носителей, изложенный выше, в переменном поле \vec{E}_1 наличие v_1 формирует условие

для возникновения отрицательной проводимости в образце и, следовательно, возможность генерации высокочастотных колебаний в резонаторе.

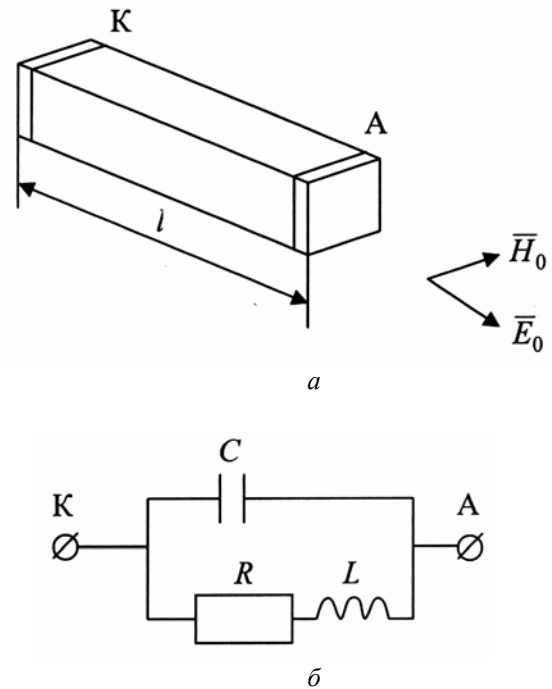


Рис. 2. Полупроводник в скрещенных полях \vec{E}_0 и \vec{H}_0 :
а — расположение полупроводника в поле \vec{E}_0 и \vec{H}_0 ;
б — эквивалентная схема C, L — динамическая емкость и индуктивность; R — сопротивление потерь

Таким образом, анализ уравнения (3) с учетом v_1 позволяет объяснить влияние поля \vec{H}_0 на автогенерацию в резонаторе и теоретически обосновать экспериментальные результаты, изложенные в работе [5].

Мы записали полное уравнение для динамики носителей в скрещенных полях, что позволяет для каждого конкретного случая провести анализ динамических и статических характеристик устройств, работающих на основе длинных полупроводниковых p - n -структур.

Полупроводники с винтовой неустойчивостью преобразуют постоянное напряжение, приложенное к p - n -переходу, в переменный ток, причем процессы в самом полупроводнике способны порождать отрицательную активную проводимость, что в СВЧ-резонаторе при взаимодействии с переменным полем приводит к автогенерации колебаний при соответствующих, как показано, фазовых соотношениях. Следует отметить наличие магнитной зависимости динамических и статических характеристик полупроводниковых структур в скрещенных полях и, соответственно, в создаваемых на их основе приборах.

Заключение

Рассмотрено движение носителей дрейфового тока в поле сверхвысокой частоты без учета объемного заряда. Показано, что при определенных углах пролета в резонаторе ток может создавать отрицательную шунтирующую проводимость. Записаны уравнения, формирующие винтовую неустойчивость в длинных полупроводниках с p - n -переходом, расположенных в скрещенных полях и, как показано экспериментально, обладающие способностью генерировать импульсы тока.

Литература

1. Иванов Ю. Л., Рывкин С. М. Возникновение колебаний тока в образцах германия, помещенных в электрическое и продольное магнитное поля// ЖТФ. 1958. № 28. С. 774.
2. Glicksman M. Instabilities of a cylindrical electron-hole plasma in a magnetic field// Phys. Rev. 1961. № 124. С. 1655.
3. Zarrabee R. D., Steele M. C. The oscillistor — new type of semiconductor oscillator// J. Appl. Phys. 1960. № 31. С. 1519.
4. Гуревич Л. Э., Иоффе И. В. Теория неустойчивости тока в полупроводниках и полуметаллах// ФТТ. 1963. № 5. С. 2674.
5. Зотов В. Д. и др. Полупроводниковая структура и способ управления проводимостью полупроводниковой структуры: А.с. 1739402, 1989.

Статья поступила в редакцию 25 мая 2006 г.

Oscillations and waves in semiconductor plasma with the spiral instability

I. N. Antonov, A. V. Pivovarov
Saratov State Technical University, Saratov, Russia

V. D. Zotov
Trapeznikov Institute for Problems of Control, Moscow, Russia

Account is taken of physical processes in long semiconductors into crossed electric and magnetic fields.

УДК 537.52:621.384

Структура амбиполярного потока газоразрядной плазмы

В. С. Кулешов, Д. Н. Новичков, А. С. Чихачев
ГУП "Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина", Москва, Россия

Выведено нелинейное уравнение для электрического поля в низкотемпературной столкновительной плазме при наличии потоков заряженных частиц — электронов и тяжелых положительно заряженных ионов. Анализируются частные решения уравнения при различных значениях физических параметров. Показана существенная роль малого параметра $\frac{V_{Ti}}{V_{Te}}$ — отношения тепловых скоростей ионов и электронов — для решения нелинейного уравнения. Учет этого параметра приводит к наличию разрывных решений для поля при непрерывном изменении плотности заряженных частиц.

Обычное описание потоков заряженных частиц в низкотемпературной столкновительной плазме с большим количеством нейтральных частиц основано на равенстве потоков тяжелых положительно заряженных ионов и электронов и на приближенном равенстве плотностей заряженных компонентов плазмы [1—3].

При таком подходе не решается уравнение Пуассона для электрического поля \bar{E} и вследствие

этого отсутствует полная информация о его величине и характере зависимости от координат.

Отметим, что в ряде работ [3, 4] указывается, что более полное изучение процессов в низкотемпературной трехкомпонентной плазме требует решения уравнения Пуассона.

В настоящей работе изучается структура одномерного стационарного амбиполярного потока с учетом влияния разности плотностей заряженных частиц на поле.