

УДК 621.382

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ НОСИТЕЛЕЙ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

А. М. Белянцев, М. Н. Дроздов

Изучаются нелинейные высокочастотные явления в пленках из скомпенсированного полупроводника с неоднородным профилем подвижности в скрещенных электрическом и магнитном полях. Показано, что перераспределение носителей тока под действием высокочастотной силы Лоренца приводит к изменению полной проводимости пленки и проявляется в эффектах детектирования и генерации высших гармоник. Для частного закона изменения подвижности по толщине пленки получены зависимости амплитуд гармоник и постоянной составляющей тока от величины постоянного магнитного поля и напряженности высокочастотного электрического поля.

1. При помещении полупроводниковой пленки в скрещенные электрическое и магнитное поля, параллельные ее поверхности, на носители тока — электроны и дырки — действует сила Лоренца, отклоняющая их к одной из поверхностей. Если параметры пленки, такие, как время релаксации импульса и подвижность, неоднородны по толщине, пространственное перераспределение носителей приведет к изменению полной проводимости пленки, к ее зависимости от величины электрического и магнитного полей. Инерционность процессов перераспределения определяется диффузионным временем или временем максвелловской релаксации, в тонких полупроводниковых слоях эти характерные времена могут быть порядка 10^{-11} с.

Свойства неоднородных пленок изучались в работах [1–8] в целях создания на их основе высокочастотных магниторезистивных элементов, невзаимных гальваномагнитных устройств, ограничителей тока; рассматривались и возможные механизмы возникновения неустойчивости электромагнитных колебаний [9–12]. Наряду с этим в работах [5–7] теоретически и экспериментально исследовались статические нелинейные свойства таких пленок. Было показано, что в широком диапазоне электрических и магнитных полей вольт-амперные характеристики пленок оказываются сильно нелинейными.

В настоящей работе будут рассмотрены нелинейные гальваномагнитные свойства неоднородных пленок в области высоких частот, такие, как детектирование и генерация высших гармоник.

2. Перераспределение носителей в скрещенных $E = E_x x_0$ и $B = B_y y_0$ полях будет выражено наиболее сильно в скомпенсированных полупроводниковых пленках $N_d = N_a = N_0$. Мы будем предполагать выполненными следующие соотношения между характерными длинами:

$$L_r \gg d \gg L_\mu \gg \min\{r_H, l_0\}, r_D, \quad (1)$$

где L_r — рекомбинационная длина, d — толщина пленки ($0 < z < d$), L_μ — характерная длина неоднородности подвижности электронов

и дырок $\mu_{e,h}(z)$: $L_\mu = (d \ln \mu / dz)^{-1}$, r_H — гирорадиус, l_0 — длина свободного пробега, r_D — радиус дебаевской экранировки. Кроме того, характерное время изменения электрического поля* $T = 2\pi/\omega$ будет полагаться больше времени максвелловской релаксации и времени релаксации импульса τ . При этих условиях перераспределение носителей представляет собой процесс амбиполярной диффузии и может быть описано в рамках уравнений гидродинамики с сохранением полного числа частиц [13, 14].

Исключая квазихолловское поле $E_z(z, t)$ из уравнений гидродинамики, для концентрации носителей $n = p$ и их поперечной скорости $v_{ze} = v_{zh} = v_z$ получим

$$\frac{2KT}{en} \frac{\partial n}{\partial z} + \left[\left(\frac{1}{\mu_e} + \frac{1}{\mu_h} \right) + (\mu_e + \mu_h) B_y^2 \right] v_z = (\mu_e + \mu_h) E_x B_y; \quad (2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n v_z) = 0, \quad (3)$$

где KT — тепловая энергия движения носителей. Уравнение (2) описывает динамический баланс поперечных потоков — первый член в левой части отвечает диффузии носителей, второй характеризует пролетное движение со скоростью v_z , возникающее вследствие запаздывания диффузии относительно дрейфа при $\omega \neq 0$, член в правой части отвечает дрейфу в скрещенных E_x и B_y полях. Уравнения (2), (3) должны быть дополнены граничными условиями для поперечной скорости v_z :

$$v_z(0) = v_z(d) = 0. \quad (4)$$

Условие сохранения полного числа носителей в пленке $\int_0^d n dz = dN_0$ автоматически следует из уравнения (3) и граничных условий (4).

3. Строгое решение диффузионно-дрейфовых уравнений (2), (3) существенно усложняется неоднородностью частоты столкновений и коэффициента диффузии, поэтому для произвольной частоты ω оно может быть получено лишь численно. Однако в области частот, где перераспределение носителей квазистационарно, эффекты запаздывания не оказывают влияния и второй член в уравнении (2) можно не учитывать.

Для оценки предельной частоты области квазистатики ω^* используем результаты работ по исследованию кинетики установления распределения носителей в однородных полупроводниковых слоях при скачкообразном включении электрического поля [15–18]. В случае слабых перераспределений, когда характерный масштаб неоднородности $n(z)$ $L_n = r_{He} v_T / v_e \gg d$ ($v_T = (KT/m)^{1/2}$ — тепловая скорость, $v_e = (\mu_e + \mu_h) E_x / 2$), диффузионное время равно

$$\tau_{D1} = d^2 / D_H; \quad (5)$$

$$D_H = (2KT/m_h) v_e (v_e v_h + \omega_H^e \omega_H^h)^{-1}. \quad (6)$$

Здесь D_H — коэффициент биполярной диффузии [13], ω_H^e, ω_H^h — циклотронные частоты электронов и дырок. Выражение (6) записано для случая $\mu_e \gg \mu_h$, наиболее часто реализующегося в полупроводниках.

* В данной работе рассматривается случай, когда влиянием собственного магнитного поля волны по сравнению с приложенным постоянным полем B_y можно пренебречь, а электрическое поле имеет вид $E_x = E_0 \sin \omega t$.

В слабых магнитных полях $\omega_H^e \omega_H^h \ll v_e v_h$ коэффициент диффузии определяется менее подвижными носителями — дырками: $D_H = 2KT/m_h v_h$. В случае замагниченной электронно-дырочной плазмы $\omega_H^e \omega_H^h \gg v_e v_h$ ситуация изменяется, $D_H = 2KT v_e / m_e (\omega_H^e)^2$, и определяется электронами, на которых замагничивание сказывается сильнее.

Усиление перераспределения приводит к уменьшению характерного масштаба L_n ($L_n \ll d$) и ускорению диффузионных процессов [19]. Диффузионное время при этом также уменьшается:

$$\tau_{D2} = \tau_{D1} (L_n/d) \ll \tau_{D1}. \quad (7)$$

Когда частота электромагнитного поля ω значительно меньше $\min\{\tau_D^{-1}[E(t)]\}$, диффузия в любой момент времени «успевает следить» за изменением высокочастотной силы Лоренца, и протекание тока носит квазистационарный характер. Отметим, что в отличие от случая монополярного полупроводника, где стационарный ток при $\omega_H > v$ обусловлен движением носителей в скрещенных холловском E_z и приложенном магнитном B_y полях, в рассматриваемом случае скомпенсированных полупроводников механизм протекания тока связан с токами намагничивания [13, 19], вызванными неоднородностью распределения «ларморовских кружков». Квазихолловское поле E_z в данном случае обеспечивает лишь биполярный характер поперечных диффузионных процессов. Плотность тока j_x при этом может быть записана в виде

$$j_x = -(ev_{Te}^2 / \omega_H^e) dn_0 / dz. \quad (8)$$

Неоднородность профиля подвижности и коэффициента диффузии несколько изменяет величину характерного диффузионного времени, однако не затрагивает качественную сторону рассмотренных явлений. Оценка диффузионного времени τ_D , определенная выражениями (5), (7), показывает, что в тонких $d \sim 10 \div 1$ мкм пленках предельная частота $\omega^* = \tau_D^{-1}$ лежит в диапазоне $10^9 - 10^{11}$ Гц.

4. При выполнении условия $\omega < \omega^*$ в уравнении (2), как отмечалось выше, можно отбросить член, описывающий поперечный пролет со скоростью v_z . Тогда для распределения концентрации $n(z, t)$ и полного тока $I(t)$ в пленке в случае произвольного профиля $\mu_{e, h}(z)$ получим

$$n(\xi, t) = N_0 \exp[-\alpha(t)F(\xi)] \left\{ \int_0^1 \exp[-\alpha(t)F(\xi)] d\xi \right\}^{-1}; \quad (9)$$

$$I(t) = e\mu_0 N_0 d E_x(t) F(1) \times \\ \times \{1 - \exp[-\beta(t)]\} \left\{ \beta(t) \int_0^1 \exp[-\alpha(t)F(\xi)] d\xi \right\}^{-1}. \quad (10)$$

Здесь введены обозначения: $\xi = z/d$ — безразмерная координата, $\mu(\xi) = [\mu_e(\xi) + \mu_h(\xi)]/2 = \mu_0 f(\xi)$, функция $F(\xi) = \int_0^\xi f d\xi$, $\alpha(t) = d\omega_H^e \mu_0 E_x(t) v_{Te}^{-2}$, $\beta(t) = \alpha F(1)$. Если подвижность однородна, ток I не зависит от магнитного поля, а его временная зависимость совпадает с $E_x(t)$. Неоднородность подвижности приводит к изменению проводимости пленки в соответствии с $\alpha(t)$, поэтому в токе появляются постоянная составляющая и высшие гармоники. Рассмотрим, например, профиль подвижности $f(\xi) = 1/(1 - \delta\xi)$, где величина δ ($\delta < 1$) характеризует степень неоднородности. В этом случае выражение (10) может быть представлено в виде

$$\frac{I(t)}{I^*} = \frac{1 + \alpha_0 \sin \omega t}{\alpha_0} \frac{1 - (1 - \delta)^{\alpha_0 \sin \omega t}}{1 - (1 - \delta)^{1 + \alpha_0 \sin \omega t}}, \quad (11)$$

где $I^* = eN_0\mu_0 E_0$, $\alpha_0 = \omega_H^e d E_0 \mu_0 / \delta v_T^2$. На рис. 1 показана численно полученная из (11) зависимость коэффициентов a_k разложения тока $I(t)/I^*$ в ряд Фурье,

$$\frac{I(t)}{I^*} = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos(k\omega t + \varphi_k), \quad (12)$$

от величины α_0 при постоянной амплитуде электрического поля E_0 , т. е. от B_0 . Как видим, нелинейный характер высокочастотной проводимости может быть выражен очень сильно — при $\alpha_0 \gtrsim 1-2$ постоянная составляющая и амплитуды высших гармоник оказываются порядка половины амплитуды основной гармоники, т. е. происходит существенное обогащение частотного спектра. Наибольшую величину (для $k \neq 1$) имеет нулевая гармоника, что свидетельствует о том, что в такой структуре имеется сильное детектирование высокочастотного сигнала. Обращает на себя внимание следующий факт. На рис. 2 показана зависимость постоянной составляющей тока $a_0/2$ от амплитуды высокочастотного поля при заданном магнитном поле (при этом ток I нормирован на величину $I^* = ev_T^2 N_0 / \omega_H^e$). Выше характерного поля нелинейности E_0^* , соответствующего $\alpha_0 \sim 2$, кривая зависимости $a_0(E_0)$ оказывается линейной в очень широком диапазоне изменения амплитуды высокочастотного поля, что, как известно, является очень ценным свойством при создании измерителей мощности высокочастотных колебаний.

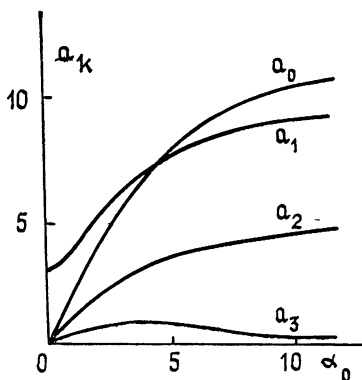


Рис.1 .

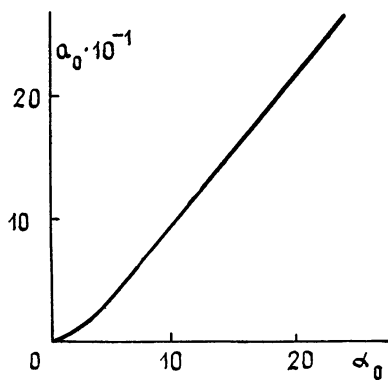


Рис.2 .

Определенный интерес для различных приложений может иметь задачи генерации высших гармоник в таких структурах. При этом, изменяя профиль подвижности, можно в широких пределах менять соотношения коэффициентов a_k и их зависимость от электрического и магнитных полей, добываясь требуемых свойств. Заметим, что поскольку рассматриваемый эффект является объемным, то в отличие от широко используемых диодных детекторов такие структуры могут выдерживать более высокие напряжения. В сочетании с уже отмеченными свойствами малой инерционности $\tau_D \sim 10^{-9} \div 10^{-11}$ с и линейности зависимости $a_0(E_0)$ это делает весьма перспективным использование неоднородных полупроводниковых структур для детектирования высокочастотного электромагнитного поля при больших уровнях мощности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Матуленис А. Ю., Пожела Ю. К., Царенков Б. В., Юцене В. Ю., Яковлев Ю. П. — ФТП, 1973, 7, вып. 3, с. 591.
2. Матуленис А., Пожела Ю., Юцене В., Царенков Б., Яковлев Ю. Авт. свидетельство № 460813. — Бюл. ОИПОТЗ, 1978, № 24, с. 224.
3. Матуленис А., Пожела Ю., Юцене В. — Лит. физ. сборник, 1976, 16, № 5, с. 703.
4. Belyantsev A. M., Kozlov V. A., Valov V. A. — Phys. stat. sol. (a), 1975, 28, № 1, p. 279.
5. Белянцев А. М., Валов В. А., Козлов В. А. — ЖЭТФ, 1976, 70, № 2, с. 569.
6. Белянцев А. М., Валов В. А., Козлов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 4, с. 623.
7. Белянцев А. М., Козлов В. А., Мазов Л. С., Федоренко Е. Ф. — ФТИ, 1983, 17, вып. 4, с. 655.
8. Belyantsev A. M., Drozdov M. N. — Phys. stat. sol. (a), 1983, 76, № 2, p. 721.
9. Ferry D. K., Heinrich H. — Solid. St. Electron., 1968, 11, № 5, p. 561.
10. Корнюшин Ю. В. — ФТП, 1981, 15, вып. 12, с. 2419.
11. Белянцев А. М., Юлпатов В. К. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 9, с. 1371.
12. Belyantsev A. M., Drozdov M. N. — Phys. stat. sol. (a), 1983, 77, № 2, p. 437.
13. Владимирова В. В., Волков А. Ф., Мейлихов Е. З. Плазма полупроводников. — М: Атомиздат, 1979.
14. Кравченко А. Ф., Митин В. В., Скок Э. М. Явления переноса в полупроводниковых пленках. — Новосибирск: Наука, 1979.
15. Rashba E. I., Romanov V. A., Boiko I. I., Zhadko I. P. — Phys. stat. sol., 1966, 16, № 1, p. 43.
16. Romanov V. A., Zhadko I. P., Boiko I. I. — Phys. stat. sol., 1966, 17, № 1, p. 389.
17. Левитас И. С., Пожела Ю. К., Сашук А. П. — ФТП, 1972, 6, вып. 1, с. 205.
18. Акоюян А. А., Гуга К. Ю., Добровольский С. З., Кроткус А. — ФТИ, 1984, 18, вып. 1, с. 54.
19. Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы. — М.: Мир, 1975.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
26 апреля 1984 г.

CARRIER REDISTRIBUTION AND HIGH-FREQUENCY NONLINEAR PHENOMENA IN INHOMOGENEOUS SEMICONDUCTOR FILMS

A. M. Belyantsev, M. N. Drozdov

High-frequency nonlinear phenomena are studied in compensated semiconductor films with inhomogeneous mobility profile placed in crossed electric and magnetic fields. It is shown that the charge carrier redistribution alters the films conductance under the action of a-c Lorentz force and results in the detection of a-c field and in the generation of higher harmonics. The dependence of the harmonics amplitude and d-c component on the value of d-c magnetic field and on the intensity of a-c electric field are obtained for the particular law of mobility profile.