

## КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ РЕШЕТКИ В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ, ДРЕЙФУЮЩЕЙ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

© В.Л.Борблик, З.С.Грибников

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,  
252650 Киев, Украина  
(Получена 12 мая 1995 г. Принята к печати 18 мая 1995 г.)

Рассмотрен биполярный дрейф под действием переменного во времени электрического поля слабо-несобственной электронно-дырочной плазмы в полупроводнике со слабой затравочной решеткой отношения подвижностей электронов и дырок. Переменный характер поля позволяет снизить роль контактных явлений и выноса носителей из активной зоны решетки. Дрейф в переменном поле (как и в постоянном) создает высококонтрастные плазменные концентрационные решетки, причем величина пропускаемого тока эффективно управляет параметрами такой решетки и соотношением ее стационарной и осциллирующей компонент. С ростом тока осциллирующая составляющая плазменной решетки затухает и решетка стремится к стационарному асимптотическому пределу.

1. Ранее было показано [1], что однородная или почти однородная по концентрации электронно-дырочная плазма в результате ее биполярного дрейфа в достаточно сильном электрическом поле может стать существенно неоднородной и даже превратиться в высококонтрастную плазменную решетку. Условием такой метаморфозы (кроме наличия тянущего электрического поля) является исходная сравнительно слабая неоднородность параметров биполярного дрейфа такой плазмы, а именно неоднородность отношения подвижностей электронов и дырок  $b = \mu_n/\mu_p$  или разности их концентраций  $N = n - p$ , где  $n$  и  $p$  — концентрации электронов и дырок соответственно, причем  $n, p \geq N$ .

Вторая из указанных возможностей была изучена теоретически и экспериментально в работе [2]. Здесь мы остановимся на неоднородности параметра  $b$ , которая может быть как предусмотрена технологически (т.е. создана либо путем периодического легирования полупроводника какой-либо нейтральной примесью или компенсирющими друг друга заряженными примесями, либо выращиванием слабой варизонной структуры), так и индуцирована внешним воздействием — периодическим изменением температуры, магнитного поля [3] или периодической оптической засветкой, разогревающей носители [4–6].

Оптический вариант особенно интересен, поскольку связан с созданием динамических дифракционных и голографических решеток и управлением их параметрами [7].

Недостатком использования дрейфа в постоянном электрическом поле является неизбежное присутствие контактных явлений и явлений выноса носителей тока из активной зоны. В самом деле, в случае генерации плазмы светом в некоторой ограниченной области ее дрейф в заданном поле (или с заданным током) приведет к сносу генерированной плазмы и к аккумуляции носителей около контакта. Одновременно со стороны другого контакта следует ожидать, в зависимости от его свойств, инжекционных или эксклюзионных эффектов. Поэтому актуальна замена в проблеме дрейфового получения плазменных решеток постоянного электрического поля на переменное, причем частота этого поля должна быть выбрана такой, чтобы длина дрейфа за полупериод поля была бы несущественна по сравнению с размерами плазменной решетки (т. е. побочные явления охватывали бы малую периферийную часть решетки).

Ввиду указанной актуальности здесь рассмотрен дрейф биполярной плазмы с пространственно модулированным параметром  $b(x)$  в переменном электрическом поле. В связи с постановкой данной задачи отметим, что в работах [8,9] экспериментально исследовалось влияние СВЧ электрического поля на эффективность самодифракции света на динамических голографических плазменных решетках и был обнаружен существенный рост этой эффективности при направлении электрического поля именно вдоль вектора решетки. Эффект не получил должного объяснения.

2. Распределение концентрации квазинейтральной электронно-дырочной плазмы,  $p \simeq n$ , определяется уравнением непрерывности

$$\frac{\partial j_p}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{p}{\tau} + G, \quad (1)$$

где  $G$  — скорость генерации этой плазмы,  $\tau$  — время ее жизни,  $j_p$  — поток дырок. Последний дается выражением

$$j_p \simeq \gamma_p j - \gamma_p(1 - \gamma_p)j \frac{N}{p} - D \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2)$$

где  $j$  — плотность тока (в единицах потока),  $\gamma_p(x) = [1 + b(x)]^{-1}$  и далее предполагается заданной функцией,  $D = 2D_p D_n / (D_p + D_n)$  — коэффициент амбиполярной диффузии, предполагаемый далее константой. Выражение (2) справедливо для высоких уровней инжекции  $p \gg N$ , о которых уже говорилось выше.

Асимптотическое решение уравнения (1), отвечающее предельно высоким значениям  $j$ , получается в результате пренебрежения в нем правой частью и одновременно диффузионным потоком в (2). Тогда из (1) и (2) следует

$$\gamma_p - \gamma_p(1 - \gamma_p) \frac{N}{p} = \gamma(t), \quad (3)$$

где  $\gamma(t)$  не зависит от  $x$ . Отсюда имеем

$$p = N \frac{\gamma_p(1 - \gamma_p)}{\gamma_p - \gamma(t)}, \quad (4)$$

где неизвестная функция  $\gamma(t)$  находится из уравнения первого приближения

$$-\frac{d\langle p \rangle}{dt} - \frac{\langle p \rangle}{\tau} + G = 0, \quad (5)$$

в котором  $\langle p \rangle$  обозначает пространственное усреднение концентрации  $p(x, t)$ . Если исключить некий возможный переходный процесс, описываемый уравнением (5) и длящийся в течение промежутка  $\delta t \sim \tau$ , то имеем

$$\langle p \rangle = G\tau. \quad (5a)$$

Предположим, что

$$\gamma_p(x) = \gamma_p^{(0)} + \gamma_p^{(1)} \cos kx, \quad (6)$$

причем  $\gamma_p^{(1)} \ll \gamma_p^{(0)}$ . Тогда из (5a) следует

$$\gamma_p^{(0)} - \gamma = \sqrt{\left(\gamma_p^{(1)}\right)^2 + \left[\frac{N\gamma_p^{(0)}(1 - \gamma_p^{(0)})}{G\tau}\right]^2}, \quad (7)$$

так что

$$p(x) \simeq G\tau \frac{\Gamma}{\sqrt{1 + \Gamma^2 + \cos kx}}, \quad (8)$$

где

$$\Gamma = \frac{N\gamma_p^{(0)}(1 - \gamma_p^{(0)})}{G\tau\gamma_p^{(1)}}. \quad (9)$$

Отметим, что в формуле (8) нет никакой временной зависимости — факт постоянства или непостоянства тока в рассматриваемом асимптотическом пределе полностью выпал из результата, что неудивительно, так как это асимптотическое решение вообще не зависит ни от величины, ни от направления тока. Эта независимость и является основным поводом для ожидания высококонтрастных плазменных решеток в переменных полях.

Важную роль в (8) играет величина параметра  $\Gamma$ . Будем различать низкоконтрастный случай  $\Gamma \gg 1$  и высококонтрастный случай  $\Gamma \ll 1$ .

В случае низкой контрастности из (8) следует

$$p(x) \simeq G\tau \left(1 - \frac{\cos kx}{\Gamma}\right), \quad (10)$$

т.е. плазменная решетка слабо проявляется на среднем фоне. Отметим, однако, что ее контрастность и в этом случае существенно выше

контрастности исходной решетки  $\gamma_p(x)$ . Выбрав в качестве меры контраста исходной решетки отношение  $\gamma_p^{(1)}/\gamma_p^{(0)}$ , получим аналогичное отношение для решетки (10) в виде

$$\Gamma^{-1} = \frac{\gamma_p^{(1)}}{\gamma_p^{(0)}} \left[ \frac{G\tau}{N(1 - \gamma_p^{(0)})} \right], \quad (11)$$

где второй сомножитель в правой части велик по исходному предположению.

При  $\Gamma \ll 1$  концентрационная решетка существенно нелинейна по отношению к исходной и приобретает характер пичков концентрации около точек  $x_\alpha$ , в которых  $\cos kx_\alpha = -1$ . Вводя расстояние  $\delta x = x - x_\alpha$  до ближайшей такой точки, имеем в ее окрестности

$$p(x) \simeq \frac{2G\tau}{\Gamma [1 + (k\delta x/\Gamma)^2]}, \quad (12)$$

причем  $p(x_\alpha) \simeq 2G\tau/\Gamma \gg G\tau$ . В пичках (12) содержится практически вся концентрация плазмы, так что ее распределение в обедненном пространстве между пичками представляет лишь академический интерес.

3. Асимптотическое решение (4) реализуется при весьма высоких плотностях тока  $j$  — тем больших, чем выше даваемая им предельная контрастность (т.е. чем меньше параметр  $\Gamma$ ). Переход к асимптотическому решению с ростом  $j$  был наглядно показан в работе [6] для случая постоянного тока. В качестве промежуточной асимптотики при таком переходе фигурирует диффузионная плазменная решетка, которая может быть получена из уравнения (1), если в правой части выражения (2) исключить слагаемое, пропорциональное  $N$ . При этом уравнение (1) линеаризуется и может быть решено точно.

При  $j = \text{const}$  и выполнении закона (6) для  $\gamma_p(x)$  имеем

$$p(x) = G\tau + \frac{jk\gamma_p^{(1)}}{D(k^2 + \beta^2)} \sin kx, \quad (13)$$

где  $\beta^2 = (D\tau)^{-1}$  — квадрат обратной диффузионной длины. Из формулы (13) следует, что существует предельное значение плотности тока  $j$ , равное  $D(k^2 + \beta^2)/C\tau k\gamma_p^{(1)}$ . Превышение этой плотности в рамках чисто диффузионного и чисто квазинейтрального подходов невозможно. Учет в (2) дрейфовой компоненты, пропорциональной  $N$ , снимает это ограничение [6]. Отметим, что диффузионная решетка (13) сдвинута относительно затравочной решетки (6) на четверть пространственно-го периода.

В случае переменного тока  $j(t) = J \cos \omega t$  вместо (13) получаем

$$p(x, t) = G\tau + \frac{Jk\gamma_p^{(1)} \sin kx}{D[(k^2 + \beta^2)^2 + (\omega/D)^2]} \left[ (k^2 + \beta^2) \cos \omega t + \frac{\omega}{D} \sin \omega t \right]. \quad (14)$$

Из (14) видно, что в диффузионном пределе возникает только нестационарная решетка концентрации, сдвинутая во времени относительно тока  $j(t)$ . Как и в случае постоянного тока, эта решетка сдвинута

на четверть пространственного периода по сравнению с затравочной решеткой  $\gamma_p(x)$ . Здесь также имеется токовый предел  $J_l$ , ограничивающий применимость чисто диффузионного квазинейтрального подхода:

$$J < J_l = \frac{D [(k^2 + \beta^2)^2 + (\omega/D)^2]^{1/2}}{G\tau k \gamma_p^{(1)}}. \quad (15)$$

Далее мы убедимся, что ограничение амплитуды тока значением  $J_l$  существенно только в случае высокого контраста,  $\Gamma \ll 1$ . При  $\Gamma \gg 1$  влияние дрейфового члена в правой части (2) начнет сказываться задолго до достижения значения  $J_l$ . Увеличение частоты  $\omega$  повышает  $J_l$ . Влияние частоты становится существенным при выполнении очевидного условия

$$\omega/D \geq k^2 + \beta^2. \quad (16)$$

4. Выше мы убедились, что в стационарном случае предельный контраст плазменной решетки при  $\Gamma \gg 1$  был невелик даже при больших токах. Можно ожидать, что подобная особенность сохранится и в нестационарном случае, т. е. при  $\Gamma \gg 1$  линейаризация уравнения (1) возможна при любых амплитудах тока  $J$ . Представляя  $p(x, t)$  в виде

$$p(x, t) = G\tau + p_1(x, t) \quad (17)$$

и полагая  $p_1(x, t) \ll G\tau$ , имеем  $1/p(x, t) = 1/G\tau - p_1(x, t)/(G\tau)^2$ , что позволяет получить слабоконтрастное решение уравнения (1), учитывающее в отличие от (14) несобственный характер полупроводника,

$$p(x, t) = G\tau \left[ 1 - \frac{\cos kx}{\Gamma} \frac{\lambda^2 k^2}{\lambda^2 k^2 + (k^2 + \beta^2)^2 + (\omega/D)^2} \right] + G\tau \frac{\sqrt{2}}{\Gamma} \lambda k \sin kx \frac{(k^2 + \beta^2) \cos \omega t + (\omega/D) \sin \omega t}{\lambda^2 k^2 + (k^2 + \beta^2)^2 + (\omega/D)^2}, \quad (18)$$

где

$$\lambda^2 = \frac{J^2}{2} \left[ \frac{N \gamma_p^{(0)} (1 - \gamma_p^{(0)})}{D (G\tau)^2} \right]^2.$$

Легко убедиться, что при

$$\lambda^2 k^2 \ll (k^2 + \beta^2)^2 + (\omega/D)^2 \quad (19)$$

решение (18) переходит в (14); при выполнении сильного неравенства, обратного (19), решение (18) переходит в (10) и распределение становится стационарным. Контраст стационарной решетки, равный

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{\lambda^2 k^2}{\lambda^2 k^2 + (k^2 + \beta^2)^2 + (\omega/D)^2},$$

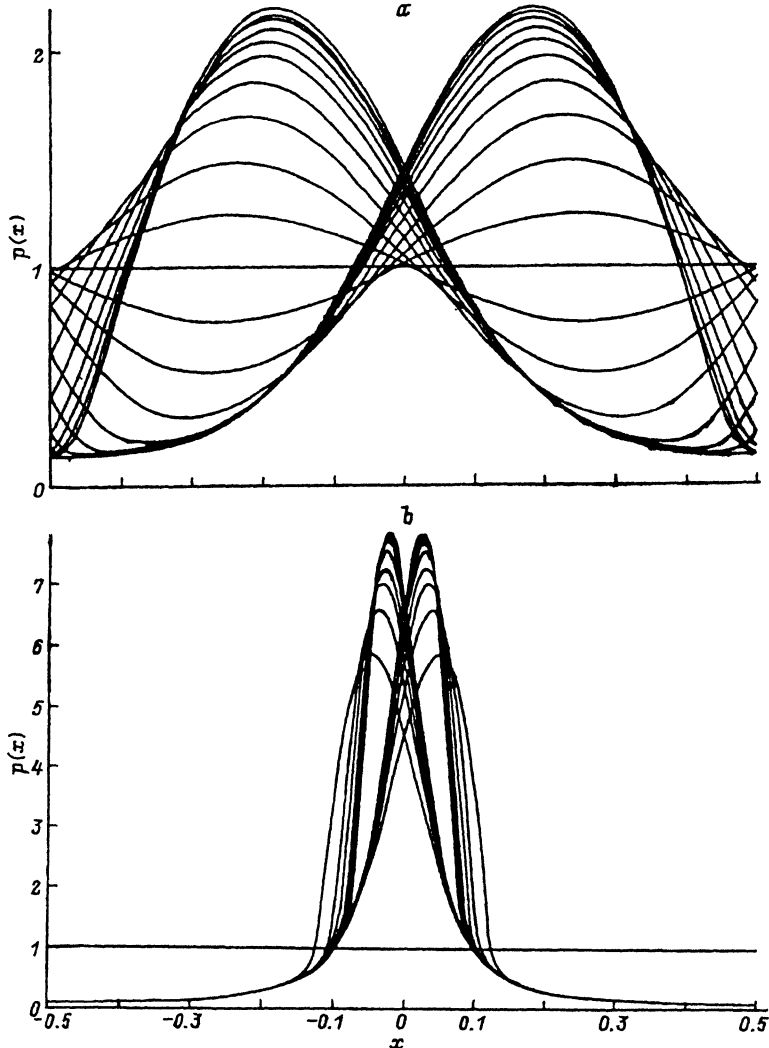


Рис. 1. Распределения концентрации на одном пространственном периоде плазменной решетки через равные промежутки времени при изменении тока от исходного до той же величины противоположного направления.  $\Lambda$ : а — 20, б —  $10^4$ .

достигает своего предельного значения  $1/\Gamma$  только с выполнением сильного неравенства, противоположного (19). Контраст осциллирующей во времени решетки, равный

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{\sqrt{2}\lambda k \sqrt{(k^2 + \beta^2)^2 + (\omega/D)^2}}{\lambda^2 k^2 + (k^2 + \beta^2)^2 + (\omega/D)^2},$$

при выполнении (19) существенно превосходит контраст стационарной решетки. При  $\lambda^2 k^2 = (k^2 + \beta^2)^2 + (\omega/D)^2$  он достигает максимального значения  $1/\sqrt{2}\Gamma$  и с дальнейшим ростом  $k\lambda$  снижается.

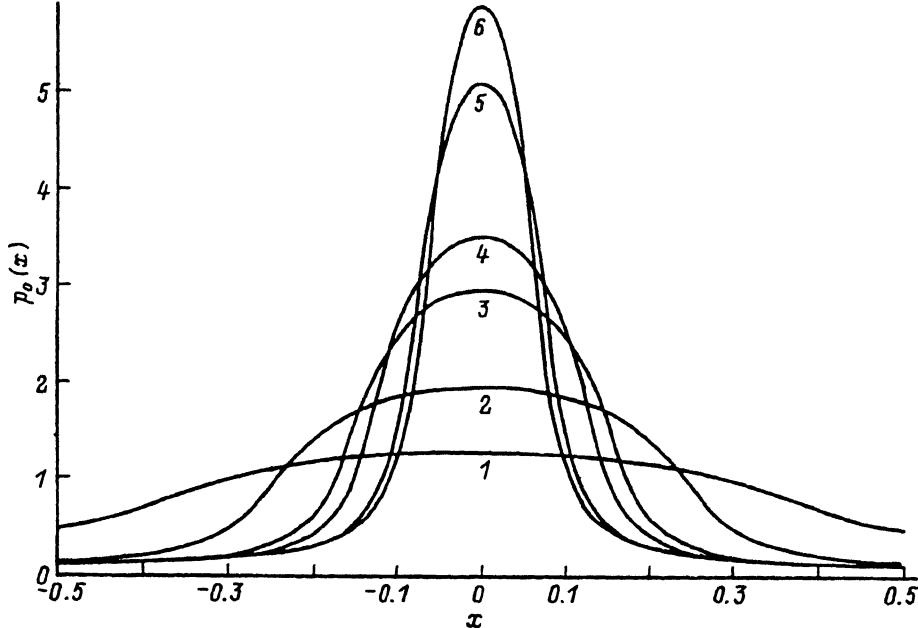


Рис. 2. Стационарные составляющие распределений концентрации при разных значениях амплитуды переменного тока  $\Lambda$ : 1 — 20, 2 — 100, 3 — 500, 4 —  $10^3$ , 5 —  $5 \cdot 10^3$ , 6 —  $10^4$ .

5. В случае высокого контраста,  $\Gamma \ll 1$ , решение (18) сохраняет свою силу только при достаточно малых амплитудах тока, определяемых условиями

$$\begin{aligned} \lambda k \ll \Gamma(k^2 + \beta^2), & \quad k^2 + \beta^2 > \frac{\omega}{D}, \\ \lambda k \ll \Gamma \frac{\omega}{D}, & \quad k^2 + \beta^2 < \frac{\omega}{D}. \end{aligned} \quad (20)$$

Переход с дальнейшим ростом тока от решения (18) к пиковому распределению (12) требует иного подхода. Сравнительно простым такой подход оказывается в квазистационарном случае, когда частота  $\omega$  переменного тока настолько низка, что в уравнении (1) можно пренебречь временной производной, сохранив время как параметр в плотности тока:  $j(t) = J \cos(\omega t)$ . При этом каждому значению  $t$  отвечает свое квазистационарное распределение  $p(x, t)$ , находимое точно таким же образом, как и в работе [6]. Имея полный набор таких распределений за период изменения  $j$  от  $-J$  до  $J$ , мы получаем возможность вычислить значение стационарной составляющей распределений  $p_0(x) = \bar{p}(x, t)$ , а также значение любой временной гармоники  $p(x, t)$ .

На рис. 1 показаны семейства распределений  $p(x)$  (здесь и на всех последующих рисунках  $p$  — в единицах  $G\tau$ ,  $x$  — в единицах  $2\pi/k$ ) для разных значений  $t$  в течение одного периода и двух значений амплитуды безразмерного тока

$$\Lambda = \frac{2\pi}{k} \frac{2\sqrt{2}}{\Gamma} \lambda = \frac{2\pi}{k} \frac{J\gamma_p^{(1)}}{\gamma_p^{(0)}(1 - \gamma_p^{(0)})(D_p + D_n)G\tau}, \quad (21)$$

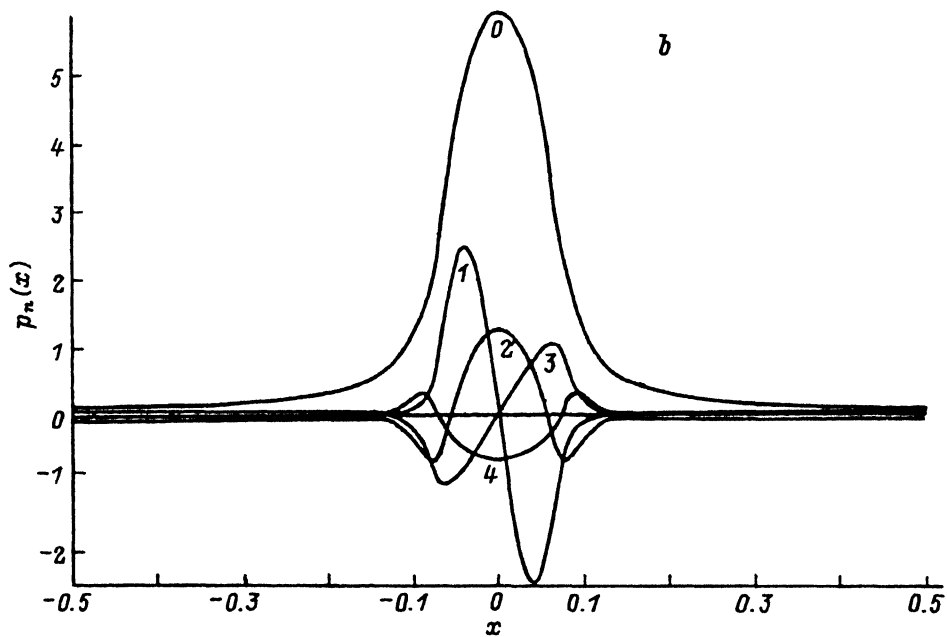
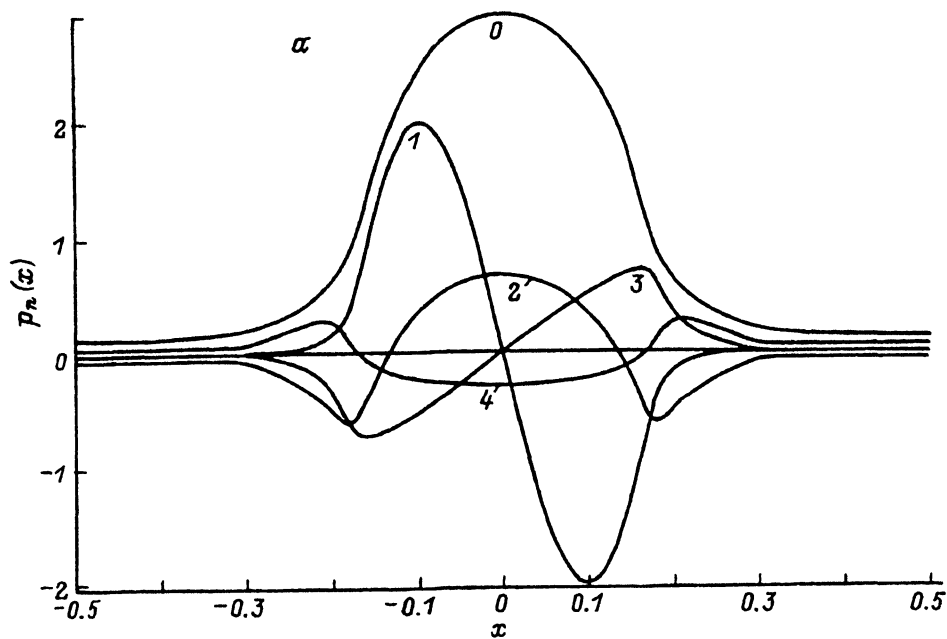


Рис. 3. Пространственные профили постоянной составляющей и первых четырех временных гармоник распределения концентрации на одном пространственном периоде плазменной решетки. Цифры у кривых — номера гармоник.  $\Lambda$ :  $a$  — 500,  $b$  —  $10^4$ .



равных 20 и  $10^4$  (при  $\Gamma = 0.1$ ). В случае меньшего из этих двух значений  $\Lambda$  (рис. 1,а) распределение еще близко к диффузионному, так что отклонение стационарной составляющей концентрационного распределения от среднего (фонового) значения  $Gt$  невелико по сравнению с доминирующей первой гармоникой. В случае второго (большого) значения  $\Lambda$  (рис. 1,б) распределение существенно отличается от диффузионного. Эффективная пространственная амплитуда колебаний сформировавшегося пика мала по сравнению с пространственным периодом затравочной решетки  $2\pi/k$ .

На рис. 2 для нескольких значений  $\Lambda$  от 20 до  $10^4$  приведены профили стационарных составляющих концентрации  $p_0(x)$ . Из сравнения рис. 2 с рис. 1,б видно, что при  $\Lambda = 10^4$  максимальное значение  $p_0(0)$  близко к максимальному амплитудному значению  $p(x, t)$  в пичке, что свидетельствует о приближении решения к стационарному асимптотическому распределению (12).

Это усматривается также из рис. 3,б, где для  $\Lambda = 10^4$  представлены для сравнения профили постоянной составляющей и первых четырех временных гармоник. Аналогичное сравнение профилей гармоник для существенно меньшего значения  $\Lambda = 500$  приведено на рис. 3,а. Из рис. 3 видно также, что все четные временные гармоники являются четными функциями  $x$  относительно точек  $x_\alpha$  (где  $\cos kx_\alpha = -1$ ), а все нечетные временные гармоники нечетны относительно этих точек. Это правило легко получается и из непосредственного анализа уравнения (1).

6. Итак, мы показали, что переменный электрический ток, пропускаемый через слабо-несобственную биполярную плазму с малыми затравочными пространственными осцилляциями параметра  $b(x) = \mu_n(x)/\mu_p(x)$ , приводит к созданию плазменной концентрационной решетки с тем же периодом, но с существенно более высоким контрастом. Ранее этот результат был представлен для случая постоянного тока. Обобщение этого вывода на случай переменных токов может резко расширить диапазон применений указанного эффекта.

В случае переменного тока мы имеем дело с осциллирующей во времени плазменной решеткой, имеющей стационарную решеточную составляющую. С ростом амплитуды тока амплитуда осцилляций решетки уменьшается, а ее контраст растет. В асимптотическом пределе высоких плотностей тока мы получаем только стационарную решетку.

Затравочные решетки могут быть получены как технологически, так и путем воздействия сильным излучением. В последнем случае мы имеем дело с управляемыми с помощью переменного электрического поля динамическими дифракционными решетками. Технологические затравочные решетки могут быть использованы в качестве брэгговских отражателей в полупроводниковых лазерных структурах с высокой плотностью тока сквозь решетку.

Авторы признательны Е.В. Моздор за помощь с программным обеспечением и выражают благодарность Фонду фундаментальных исследований ГКНТ Украины за поддержку данного исследования (проект 2.3/345).

- [1] З.С. Грибников. ФТП, 9, 1710 (1975).
- [2] З.С. Грибников, С.И. Козловский, В.А. Романов. ФТП, 12, 1794 (1978).
- [3] В.Н. Добровольский, С.П. Павлюк, А.В. Романов. ФТП, 21, 748 (1987).
- [4] Т.З. Грибникова, З.С. Грибников. УФЖ, 27, 1350, (1982).
- [5] З.С. Грибников. ФТП, 16, 1843 (1982).
- [6] З.С. Грибников, Р.Н. Литовский, Е.В. Моздор. ФТП, 17, 1438 (1983).
- [7] В.Л. Винецкий, Н.В. Кухтарев, С.Г. Одулов, М.С. Соскин. УФН, 129, 113 (1979).
- [8] Ю. Вайткус, Л. Субачюс, К. Ярашюнас. Тез. докл. VII Всес. симп. «Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках» (Паланга, 1989) ч. II, с. 279.
- [9] Ю. Вайткус, С. Стариков, Л. Субачюс, К. Ярашюнас. Лит. физ. сб., 30, 336 (1990).

Редактор Л.В. Шаронова

## Concentration lattices in electron-hole plasma during its drift in an alternating electric field

*V.L. Borblik, Z.S. Gribnikov*

Institute of Physics Semiconductors, Ukrainian Academy of Sciences, 252650 Kiev, the Ukraine

---