

УДК 621.391.822.4

ДИФФУЗИЯ ПРИМЕСЕЙ И ФЛИККЕРНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. Б. Орлов, А. В. Якимов

Рассмотрены флуктуации подвижности носителей тока как следствие диффузии загрязняющих примесей и дефектов в объеме полупроводника. Показано, что этот же механизм может приводить к фликкерным флуктуациям концентрации носителей тока. На основе проведенного анализа возможна интерпретация эмпирического соотношения Хоухе—Клайнпеннинга—Фандамме и некоторых других известных экспериментальных данных.

В настоящее время дискутируется вопрос о существовании фликкерных флуктуаций подвижности носителей тока в примесных полупроводниках [1]. Флуктуации подвижности выдвигаются на роль альтернативного источника фликкерных шумов в электронных приборах, в противовес флуктуациям концентрации носителей. Вопрос о том, что флуктуирует (концентрация или подвижность), анализировался с помощью специальных экспериментов, не позволивших, однако, дать однозначный ответ.

Целью настоящей работы является обобщение модели фликкерных флуктуаций [2] для исследования возможности возникновения в полупроводниках флуктуаций как концентрации, так и подвижности носителей электрического тока.

1. В работе [2] в качестве первичной причины возникновения фликкерных флуктуаций параметров в радиоэлектронных приборах рассматриваются флуктуации числа примесных атомов в их рабочей области (РО). Это число изменяется из-за диффузии примесей (и дефектов) с границы РО прибора и их редиффузии.

На достаточно низких частотах, $f \ll t_0^{-1}$, в случае флуктуаций типа $1/f$, спектр абсолютных флуктуаций полного числа примесных атомов в РО равен

$$\langle \Delta N_i^2 \rangle_f = N_n / 2f. \quad (1)$$

Здесь t_0 — время элементарного диффузионного скачка, определяющее верхнюю частоту перегиба спектра (1), N_n — число атомов примеси на границе РО.

Соотношение (1) справедливо до тех пор, пока деградационное изменение средних значений параметров прибора, вызванное диффузионным накоплением примесей, можно считать достаточно малым, а изменение мощности источника примесей — незначительным.

Атомы примеси, попавшие в РО прибора, могут проявляться двояким образом. С одной стороны, они могут изменять число носителей тока. Этот эффект рассматривался в [2]. С другой стороны, эти атомы являются дополнительными центрами рассеяния и воздействуют на величину полной подвижности носителей μ .

2. Определим подвижность носителей в РО прибора. Ограничимся рассмотрением однородно легированных однокомпонентных полупроводников в слабых электрических полях. В качестве основных компонент полной подвижности учтем следующие:

$$\mu_L = \mu_{L0}(T_0/T)^{3/2} \quad (2)$$

— решеточную;

$$\mu_I = (A_I/n_I)(T/T_0)^{3/2} \lg(1 + Bn_I^{-2/3}(T/T_0)^2) \quad (3)$$

— обусловленную рассеянием на ионизованных примесях, концентрация которых обозначена через n_I ;

$$\mu_N = A_N/n_N \quad (4)$$

— вызванную рассеянием на нейтральных примесях, имеющих концентрацию n_N .

Здесь T — абсолютная температура, $T_0 = 300$ К. Для кремния n -типа имеем: $\mu_{L0} = 1900 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $A_I = 3,4 \cdot 10^{20} (\text{см} \cdot \text{В} \cdot \text{с})^{-1}$, $B = 7,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^2$, $A_N = 1,4 \cdot 10^{21} (\text{см} \cdot \text{В} \cdot \text{с})^{-1}$, см. подробнее [3].

Анализ совместного действия рассматриваемых механизмов рассеяния является весьма сложным и требует отдельного расчета для каждого возможного значения энергии носителя, а затем усреднения по всем энергиям [3]. Приближенный результат можно получить, используя правило Маттиссена.

$$\mu^{-1} = \mu_L^{-1} + \mu_I^{-1} + \mu_N^{-1}. \quad (5)$$

Как показал численный анализ, максимальная погрешность этого соотношения, по сравнению с более строгими аппроксимациями [3], имеет место при равном вкладе различных механизмов рассеяния и не превышает 40%. В случае преобладающего воздействия одного из механизмов точность правила (5) повышается.

3. Введем в рассмотрение абсолютные флуктуации числа ионизованных $\Delta N_I(t)$ и нейтральных $\Delta N_N(t)$ атомов в РО прибора, $\Delta N_I + \Delta N_N = \Delta N_t$. Считаем флуктуации концентрации примесных атомов пространственно однородными, так как диффузия этих атомов внутри РО не изменяет общего числа рассеивающих центров. Если электрический ток также однородно распределен по сечению РО, то относительные флуктуации полной подвижности могут быть выражены в следующем виде:

$$\delta\mu(t) = -\kappa_I \delta n_I(t) - \kappa_N \delta n_N(t). \quad (6)$$

Здесь $\delta n_{I,N}(t)$ — относительные флуктуации концентрации ионизованных и нейтральных примесей, $\kappa_{I,N}$ — модуляционные чувствительности подвижности к этим флуктуациям. Причем

$$\delta n_I = \frac{\Delta N_I}{N_I} = \xi(T) \delta n_t, \quad \delta n_N = \frac{\Delta N_N}{N_N} = \xi(T) \eta(T) \delta n_t, \quad (7)$$

где $N_{I,N}$ — число атомов ионизованных и нейтральных примесей в РО прибора, их сумма равна полному числу атомов примесей, $N_I + N_N = N_t$, $\delta n_t = \Delta N_t/N_t$ — относительные флуктуации полной концентрации примесных атомов. Коэффициенты ξ и η характеризуют степень ионизации атомов основной и диффундирующей извне примесей, энергии ионизации которых обозначим через ΔE_0 и ΔE_{II} ,

$$\xi(T) = \exp((\Delta E_0 - \Delta E_{II})/(2k_B T)),$$

$$\eta(T) = [\exp(\Delta E_n / (2 k_B T)) - 1] [\exp(\Delta E_o / (2 k_B T)) - 1]^{-1}. \quad (8)$$

Здесь k_B — постоянная Больцмана.

Для определения модуляционных чувствительностей $\kappa_{I, N}$ воспользуемся правилом (5). Пренебрегая относительно слабой зависимостью величины логарифма от n_I в соотношении (3), получим

$$\kappa_I = \mu / \mu_I, \quad \kappa_N = \mu / \mu_N. \quad (9)$$

Таким образом, удельный вклад флуктуаций концентрации ионизованной, либо нейтральной, примеси во флуктуации подвижности тем выше, чем больше вклад рассеяния на соответствующей примеси, т. е. чем ближе величина полной подвижности μ к μ_I , либо к μ_N .

4. Рассмотрим проявление флуктуаций подвижности носителей через модуляцию проводимости РО, зависящей также от концентрации носителей тока. Для относительных флуктуаций проводимости имеем

$$\delta g(t) = \delta n_c(t) + \delta \mu(t). \quad (10)$$

При этом относительные флуктуации концентрации носителей тока δn_c и их подвижности $\delta \mu$ коррелированы, так как вызваны общим источником — флуктуациями концентрации примесных атомов. Однако изменения числа носителей тока обусловлены только вариациями числа ионизованных атомов примеси,

$$\delta n_c = K \delta n_I. \quad (11)$$

Коэффициент K характеризует знак заряда ионов диффундирующей извне примеси. Если он совпадает со знаком основной легирующей примеси, то $K=1$. Если диффундирует компенсирующая примесь, то $K=-1$. При диффузии практически неионизируемых примесей удобно считать $K=0$.

Учитывая (6), (7), (9) и (11), получим для спектра относительных флуктуаций проводимости (10) следующее соотношение:

$$\langle \delta g^2 \rangle_f = M^2(N, T) \langle \Delta N_I^2 \rangle_f. \quad (12)$$

Здесь

$$M(N, T) = (K - \mu / \mu_I - \eta \mu / \mu_N) \xi / N_t \quad (13)$$

— коэффициент преобразования абсолютных флуктуаций числа примесных атомов, обладающих спектром (1), в относительные флуктуации проводимости образца. Этот коэффициент определяет зависимость спектра (12) от температуры образца и от концентрации основных примесей в его РО.

В спектре (1) явную зависимость от температуры имеет только верхняя частота перегиба, определяемая временем t_0 (см., например, [2, 4]). Если примеси диффундируют из сильно легированных областей прибора, либо из-под слоя защитной пленки, покрывающей поверхность РО, то величина N_p , следовательно, и спектр (1) не изменяются при вариациях температуры.

Отметим, что, согласно (13), одни и те же загрязняющие примеси приводят в общем случае к различному воздействию на проводимость образцов p -типа и n -типа.

Соотношения (12) и (13) можно рассматривать как конечные в настоящем анализе. Поэтому перейдем к исследованию отдельных частных случаев.

5. а) Предположим, что в образец диффундирует примесь основного типа, т. е. $K=1$. Считаем также, что $\Delta E_o = \Delta E_n$. Кроме случая

диффузии внешней примеси с указанными свойствами такая ситуация может иметь место, если на поверхности или внутри РО есть связывающие границы для диффундирующих атомов основной примеси. В последнем случае величина N_{π} для соотношения (1) равна числу атомов основной примеси, приходящемуся на полную поверхность такой границы (см. подробнее гл. 4 в [4]).

При сделанных предположениях для коэффициентов (8) имеем $\xi = \eta = 1$; относительные флуктуации концентраций ионизованных и нейтральных примесей, согласно (7), совпадают с относительными флуктуациями полной концентрации примесей, $\delta n_I(t) = \delta n_N(t) = \delta n_t(t)$. В результате для коэффициента преобразования (13) имеем

$$M = (\mu/\mu_L)N_t^{-1}.$$

Отсюда для спектра (12) относительных флуктуаций проводимости РО, с учетом (1), получим следующее выражение:

$$\langle \delta g^2 \rangle_f = (\mu/\mu_L)^2 (1/N_t^2) (N_{\pi}/2f). \quad (14)$$

Зависимость этого спектра от температуры T определяется соответствующей зависимостью сомножителя $(\mu/\mu_L)^2$ (см. (2) — (5)) и имеет монотонно нарастающий характер. Изменение концентрации легирующих примесей в РО, при $N_{\pi} = \text{const}$, проявляется через вариации сомножителя $(\mu/N_t)^2$, монотонно убывающего при росте N_t .

Результат (14) совпадает с эмпирическим соотношением Хоухе—Клайнпеннина—Фандамме [1],

$$\langle \delta g^2 \rangle_f = (\mu/\mu_L)^2 (\alpha_0/2Ncf), \quad \alpha_0 = \text{const}, \quad (15)$$

при условии практически полной ионизации основной легирующей примеси, т. е. если полное число носителей N_c в РО слабо зависит от температуры. Подобная ситуация, по-видимому, имела место в [5], где измерения проводились на кремниевых образцах в диапазоне температур $T = 80 \div 380$ К.

Таким образом, эмпирическое соотношение (15), в рамках изложенной модели, описывает лишь частный случай, соответствующий диффузии в образец (редиффузии) ионов примеси, однотипных с основной легирующей примесью.

Еще раз подчеркнем, что зависимость спектра (15), имеющая вид $(\mu/\mu_L)^2$ и выдвигаемая авторами [1] на роль универсального закона, является монотонно нарастающей функцией температуры. Однако существуют эксперименты, например, [6, 7]*, где выявлено убывание того же спектра при росте T . Как показано ниже, такая зависимость может быть объяснена эффектом от диффузии нейтральных примесей.

б) При диффузии нейтральных примесей (типичным примером которых является водород) флуктуациям подвержена только подвижность, а количество носителей тока в РО остается постоянным, $\delta n_c(t) = 0$.

Выражение для спектра относительных флуктуаций проводимости имеет вид (14), где решеточную компоненту подвижности μ_L следует заменить на компоненту μ_N , обусловленную рассеянием на нейтральной примеси.

Концентрационная зависимость спектра дополняется, по сравнению с описанной выше, монотонно нарастающей зависимостью μ_N^{-2} . Вид температурной зависимости, определяемой отношением $(\mu/\mu_N)^2$, существенно изменяется, по сравнению с (14) и (15), и становится убы-

* В [7] имеются в виду данные измерений при слабых полях, см. с. 193, в частности, рис. 5 работы.

вающим. Это убывание может усиливаться за счет ионизации основной примеси, т. е. за счет убывания n_N .

Таким образом, можно предположить, что в экспериментах [6,7] флуктуации проводимости образцов обусловлены диффузией нейтральных примесей.

в) Рассмотрим влияние диффузии компенсирующих примесей, $K = -1$, считая для простоты, что $\Delta E_0 = \Delta E_n$. В этом случае для коэффициента (13) имеем $MN_t = (\mu/\mu_L) - 2 \doteq -2$, что приводит к следующему приближенному выражению для спектра относительных флуктуаций проводимости:

$$\langle \delta g^2 \rangle_f \doteq 4 N_n / (2 N_t^2 f).$$

Величина этого спектра слабо убывает при росте температуры и приблизительно обратно пропорциональна, при $N_n = \text{const}$, квадрату концентрации основной примеси.

г) Исследуем, наконец, вклад диффузии «мелких» примесей, считая $\Delta E_n = 0$. Эти примеси не влияют на концентрацию нейтралов, $\delta n_N = 0$, поскольку проявляются только в ионизованном виде, $\delta n_I = \xi \delta n_t$, модулируя одновременно концентрацию и подвижность носителей тока. Спектр относительных флуктуаций проводимости РО в этом случае равен

$$\langle \delta g^2 \rangle_f = (K - \mu/\mu_I)^2 \xi^2 N_n / (2 N_t^2 f).$$

Температурная и концентрационная зависимости этого спектра могут существенно различаться при диффузии основных, $K=1$, и компенсирующих, $K=-1$, внешних примесей.

Выше мы показали, что диффузия загрязняющих примесей в полупроводниковые образцы может приводить к появлению фликкерных флуктуаций как концентрации, так и подвижности носителей тока. При диффузии нейтральной примеси флуктуации испытывает только подвижность носителей.

Эмпирическое соотношение Хоухе—Клайнпеннинна—Фандамме [1] (см. также (15)) соответствует частному случаю, когда диффундирующая примесь имеет тот же тип, что и основная, либо когда основная примесь редиффундирует на связывающие границы.

Убывание мощности фликкерных флуктуаций проводимости образцов при увеличении температуры, противоречащее эмпирическому соотношению (15), но наблюдающееся в экспериментах, может являться следствием загрязнения образца нейтральными, либо компенсирующими примесями.

Образцы p -типа, как обнаружено в [5,8], обладают меньшими флуктуациями проводимости, чем образцы n -типа. Такая ситуация возможна, если в обоих случаях флуктуации вызваны диффузией акцепторных примесей.

Авторы благодарны А. Н. Малахову и М. Е. Герценштейну за полезное обсуждение настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. J. — Rep. Prog. Phys., 1981, 44, № 5, p. 479.
2. Якимов А. В. — Изв вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 2, с 238
3. Зеегер К. Физика полупроводников. / Пер с англ. — М: Мир, 1977.
4. Болтакс Б. И. Диффузия в полупроводниках — М: Физматгиз, 1961.
5. Jones V. K. — J. Phys. D: Appl. Phys., 1981, 14, № 3, p. 471.

6. Алекперов С. А., Каджар Ч. О., Салаев Э. Ю. — ФТП, 1979, 13, № 7, с 1414.
7. Bosman G., Zijlstra R. J. J., Van Rheenен A. — Physica, 1982, 112B, p 188.
8. Palenskis V., Shoblitskas Z. — Sol. Stat. Commun, 1982, 43, № 10, p. 761.

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
25 октября 1983 г.,
после доработки
3 апреля 1984 г.

IMPURITY DIFFUSION AND $1/f$ NOISE IN THE MOBILITY OF CURRENT CARRIERS IN SEMICONDUCTORS

V. B. Orlov, A. V. Yakimov

Fluctuations in the mobility of current carriers are considered as a result of the dirtying impurities diffusion into a semiconductor volume. The same mechanism may also be a cause of the $1/f$ noise in the density of current carriers. The analysis made allows one to interpret the empirical relation by Hooge—Kleinpenning—Vandamme and other experimental data known.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXIV, № 2, 1984 г.

(Окончание)

Мартыненко С. И., Черногор Л. Ф. Дополнительные возможности метода частичных отражений, использующего установки повышенной мощности.

Показано, что по измерениям характеристик частично отраженных сигналов для различных значений мощности передатчика можно получить величину возмущения температуры электронов, а также ряд других параметров нижней ионосферы. Эксперимент подтверждает теоретические расчеты.

Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. О тонкой структуре излучения альвеновского мазера.

Построена теоретическая модель генерации сложных динамических режимов геомагнитных пульсаций диапазона $Pc 1$

Артемьева Г. М., Григорьева В. П., Иванов В. Н., Писарева В. В., Тарасов А. Ф., Фекличева И. Ф., Шавшина В. И. Наблюдения естественных шумов вблизи верхнегибридного резонанса в магнитосфере Земли с помощью ИСЗ «Прогноз-5».

С помощью измерения уровня естественных шумов вблизи верхнегибридного резонанса на ИСЗ «Прогноз-5» в диапазоне частот 50—1000 kHz получены данные об электронной концентрации в плазмосфере Земли, форма плазмопаузы в экваториальной плоскости и распределение интенсивности шумов в полярной диаграмме инвариантная широта — местное геомагнитное время для периода наблюдений с ноября 1976 г по июнь 1977 г.