

К ВОПРОСУ О ПОЛЕВОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЗАРЯДА В ПРИБОРАХ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

А. А. КАРАГЕЗОВ

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 28 апреля 1990 г.)

Рассмотрен процесс генерации заряда вследствие ударной ионизации атомов в приборах с зарядовой связью. Приведены расчетные зависимости энергии активации заряда от температуры при различных значениях параметров прибора.

Одним из основных параметров приборов с зарядовой связью (ПЗС) является время хранения сигнальной информации. Его максимальная величина ограничена временем темновой релаксации, в течение которого происходит накопление стационарного заряда инверсионного слоя (темновой заряд) за счет различных генерационных процессов в приповерхностной области полупроводника.

Процессы накопления темнового заряда вследствие термогенерации в области границы раздела диэлектрик-полупроводник, а также в обедненном слое (ОС) МОП-элемента ПЗС достаточно подробно проанализированы в литературе (см., например, [1]). Однако исследования показывают, что наряду с термогенерацией в ПЗС при определенных условиях возможно накопление дополнительного заряда вследствие полевой генерации из-за явления ударной ионизации основных или примесных атомов структуры [2]. Причиной этого может служить наличие разного рода дефектов в отдельных областях полупроводниковой подложки [2—4], образование встроенного электрического поля из-за неравномерного распределения легирующей примеси [2, 5] и др. Во всех этих случаях в подложке МОП-элементов ПЗС имеются локальные области с повышенной величиной электрического поля, приводящие к нарушению однородности распределения поверхностного потенциала по площади электрода МОП-элемента. В результате, в этих областях при определенных условиях облегчается развитие полевой генерации носителей заряда.

Проведем анализ процессов ударной ионизации в локальной области генерации (ЛОГ) МОП-элемента ПЗС. С учетом выражения для средней величины поверхностного потенциала, полученного в [5] при условии полевой генерации, и в соответствии с известными соотношениями для поля в обедненном слое МОП-элемента [6], для распределения потенциала, создаваемого ЛОГ в области ОС, можно получить следующее выражение

$$\varphi_d(x) = \frac{1}{t} V(t-\tau) + \frac{\tau}{t} \frac{q N_A}{2 \varepsilon_{sl} \varepsilon_0} (x-\omega)^2 + \frac{d q N_A}{\varepsilon_{ox} \varepsilon_0} (x-\omega), \quad (1)$$

где V — напряжение на затворе, N_A — концентрация примеси, ω — ширина ОС, d — толщина слоя окисла, ϵ_{sl} , ϵ_{ox} — диэлектрические постоянные полупроводника и окисла соответственно, t — время накопления, τ — постоянная времени растекания заряда на сопротивлении ЛОГ.

Для поля, создаваемого ЛОГ в приповерхностной области получим

$$E(x=0) = -\frac{d\varphi_n}{dx} = \frac{\tau}{t} \frac{q N_A}{\epsilon_{sl} \epsilon_0} \omega - \frac{dq N_A}{\epsilon_{ox} \epsilon_0}. \quad (2)$$

Используя данное выражение можно проанализировать зависимость этого поля от значений концентрации легирующей примеси, времени накопления и ширины ОС. Для ширины ОС, с учетом анализа в [7], получим

$$\omega = \left[\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_{sl}}{q N_A} \left[V + \frac{Q_i}{C_D} - \frac{q N_A \epsilon_0 \epsilon_{sl}}{C_D^2} + \left(\frac{q N_A \epsilon_0 \epsilon_{sl}}{C_D^2} - 2 q \epsilon_0 \epsilon_{sl} \left(V + \frac{Q_i}{C_D} \right)^{1/2} / C_D \right) \right]^{1/2} \right], \quad (3)$$

где C_D — удельная емкость слоя окисла, Q_i — поверхностная плотность заряда инверсионного слоя

$$Q_i = -(4 \epsilon_{sl} \epsilon_0 N_A \Phi)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\Phi = \frac{k T}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}.$$

Под действием поля (2) носитель, находящийся в приповерхностной области, приобретает энергию на длине свободного пробега. Энергию активации темнового заряда в результате ударной ионизации можно оценить как

$$\mathcal{E}_A = \alpha q E l, \quad (5)$$

где l — длина свободного пробега, α — функция отношения масс соударяющихся частиц. Рассматривая происходящие процессы в диапазоне температур, соответствующем фононному рассеянию носителей, для длины свободного пробега можно записать

$$l = \frac{3}{4} \mu \left(\frac{2 \pi m_n^* k T}{q^2} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где μ — подвижность, m_n^* — эффективная масса электронов.

С целью дальнейшего анализа температурной зависимости рассматриваемого процесса ударной ионизации, а также учитывая высокие значения соответствующих этому процессу полей, в (6) необходимо учесть зависимость подвижности от температуры [7] и от поля, что позволяет для кремниевых ПЭС записать выражение (6) в виде

$$l = \frac{3 \cdot 10^3}{T^3} \left(\frac{2 \pi m_n^* k T}{q^2} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Для (5) окончательно получим

$$\partial A = \alpha q E \frac{3 \cdot 10^3}{\gamma T^3} \left(\frac{2 \pi m_n^* k T}{q^2} \right)^{1/2} \quad (8)$$

где γ — коэффициент, учитывающий зависимость подвижности от поля.

Расчеты энергии активации темнового заряда проводились нами согласно выражению (8) с учетом типичных значений параметров кремниевых ПЗС типа А1042 для различных значений N_A , ω , t и T . Расчет ширины обедненного слоя показал, что в диапазоне используемых напряжений ($V = 10-20$ В) зависимость $\omega(V)$ является слабой. Зависимость $Q_i(T)$ в (4) в диапазоне температур (150—300) К также слабая, и поэтому поле (2) можно считать независимым от температуры. При расчете величины поля (2) кроме N_A варьировалось время накопления t . Зависимость $E(t)$ при $N_A = \text{const}$ приведена на рис. 1. Как следует из этой

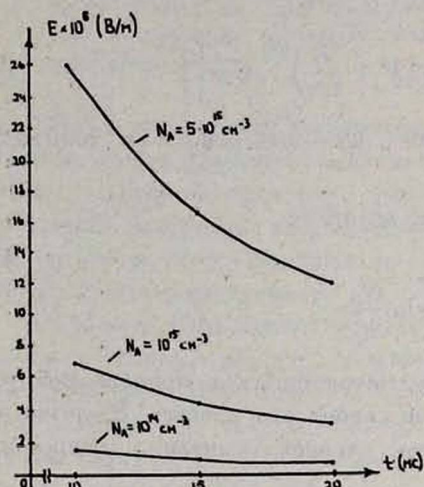


Рис. 1. Зависимость напряженности электрического поля ЛОГ от времени накопления при различных значениях концентрации примеси.

зависимости, величина поля, создаваемого ЛОГ, уменьшается с увеличением времени накопления. Это можно объяснить следующим. Носители, генерируемые в области ЛОГ, растекаются под всю площадь электрода до тех пор, пока средний поверхностный потенциал не сравняется с потенциалом в области ЛОГ. Чем больше время накопления, тем меньше данная разность потенциалов и, следовательно, поле ЛОГ. Причем, при больших полях генерация идет интенсивнее, в результате чего выравнивание потенциалов достигается быстрее. Об этом свидетельствует большой наклон на рис. 1 при больших полях.

На рисунках 2(а,б,в) приведены полученные согласно выражению (9) расчетные зависимости энергии активации темнового заряда от температуры при различных значениях концентрации легирующей примеси и времени накопления.

Общей характерной чертой для приведенных зависимостей является возрастание энергии активации при охлаждении структуры. Это объясняется увеличением длины свободного пробега с понижением температуры, в результате чего возрастает энергия, приобретаемая носителем в поле. При $N_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ энергия активации незначительна даже при низких температурах. В наиболее типичном, для рассматриваемых ПЗС случае —

$N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, в области низких температур при $t = 10$ мс возможна ионизация глубоких примесных центров. При высоких температурах возбуждаются относительно мелкие уровни, однако это может осуществиться и без полевой генерации. При $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ почти во всем диапазоне температур возникает возможность генерации зона-зона, причем с уменьшением времени накопления процесс может перерасти в лавину.

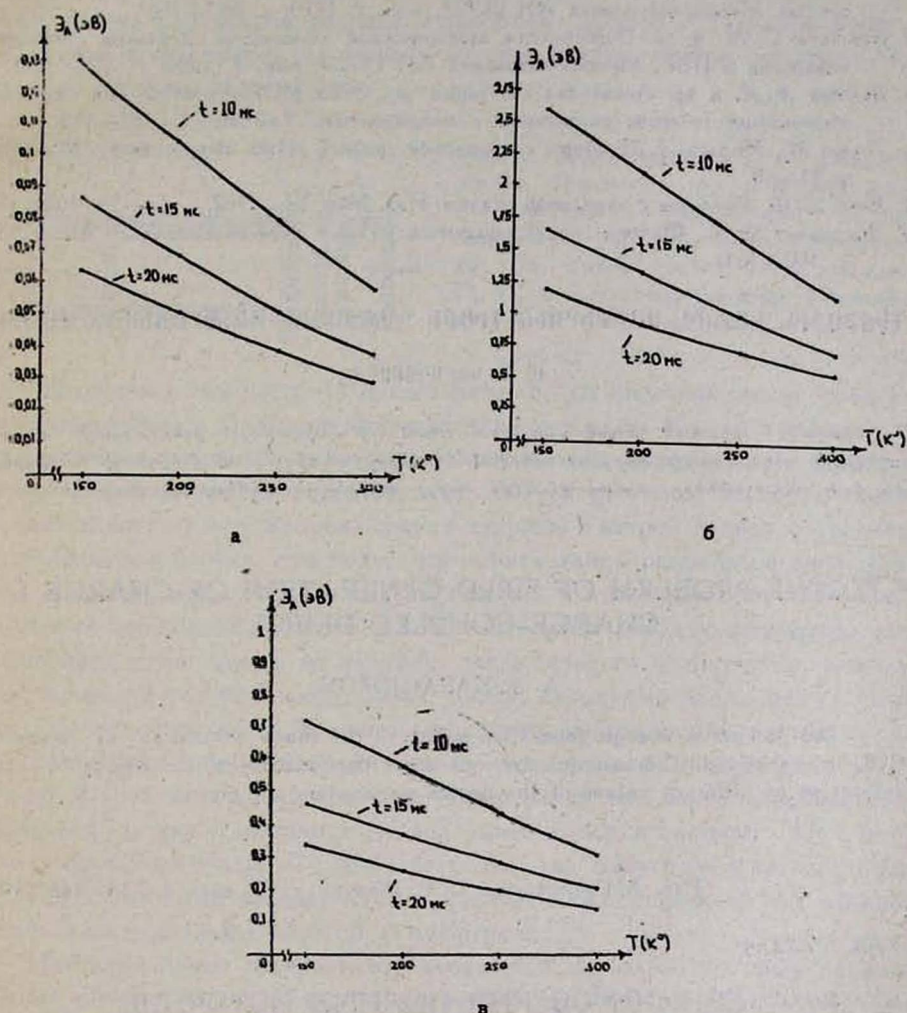


Рис. 2. Зависимость энергии активации заряда от температуры и времени накопления для различных значений концентрации: а) — $N_A = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, б) — $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, в) — $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что в ПЗС, при определенных условиях, может накапливаться дополнительный темновой заряд из-за возникающих процессов полевой генерации. Этот факт необходимо учитывать при анализе характеристик ПЗС и эксплуатации прибора в тех или иных режимах работы.

Автор выражает искреннюю благодарность чл.-корреспонденту АН АрмССР В. М. Арутюняну за постановку задачи и ценные замечания при обсуждении результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Носов Ю. Р., Шилин В. А. Основы физики приборов с зарядовой связью. Изд. Наука, М., 1986, с. 42—55.
2. Арутюнян В. М. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. АН АрмССР, Ереван, 1977, с. 30—48.
3. Герцель В. А. и др. Особенности электрического пробоя в приборах с зарядовой связью. Микроэлектроника АН СССР, вып. 5, 1979, с. 463—466.
4. Крючков С. М. и др. Особенности электрической активности дефектов упаковки внедрения в ПЗС. Микроэлектроника АН СССР, вып. 2, 1980, с. 150—154.
5. Вьюков Л. А. и др. Локальная генерация в ОПЗ МОП-структур как причина уменьшения времени релаксации с напряжением. Там же, с. 107—113.
6. Ховуз М., Морган Д. Приборы с зарядовой связью. Изд. Энергоиздат, М., 1981, с. 11—18.
7. Барб Д. Ф. Приборы с зарядовой связью. Изд. Мир, М., 1982, с. 54—58, 102—104.
8. Шалимова К. В. Физика полупроводников. Изд. Энергоатомиздат, М., 1985, с. 160—161.

ԼԻՅՔԱՅԻՆ ԿԱՊՈՎ ՍԱՐՔԵՐՈՒՄ ԼԻՅՔԻ ԴԱՇՏԱՅԻՆ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՅԻ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ա. ԿԱՐԱԳՅՈՋՈՎ

Դիտված է լիցքային կապով սարքերում ատոմների հարվածային իոնիզացիայի հետևանքով լիցքի գեներացիայի պրոցեսը: Բերված են լիցքի ակտիվացման էներգիայի հաշվարկային կախվածությունները շերտառիմանից, սարքի տարրեր պարամետրերի դեպքում:

TO THE PROBLEM OF FIELD GENERATION OF CHARGE IN CHARGE COUPLED DEVICES

A. A. KARAGJOZOV

The process of charge generation owing to the shock ionization of atoms in CCD is considered. The calculated temperature dependences of the energy of charge activation at different values of the device parameters are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 238—242 (1990)

УДК 537.523.4

ПЕННИНГОВСКИЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК ПЕРЕМЕННОЙ ДЛИНЫ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

Р. П. БАБЕРЦЯН, Э. С. БАДАЛЯН, В. Х. ГАРИБЯН,
Ж. Б. ХАЧАТРЯН, А. К. ЧОБАНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 марта 1990 г.)

Исследовался пеннинговский ионный источник переменной длины с катодом плоско-острийного типа. Для ячейки с диаметром 30 мм получена плотность ионного тока пучка 1,0 А/см² при его полной величине свыше 100 мА.