

Фотоемкостной эффект в монополярном металл–диэлектрик–полупроводник конденсаторе при низких температурах

© Н.А. Пенин

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 117924 Москва, Россия

(Получена 13 октября 1999 г. Принята к печати 16 ноября 1999 г.)

Теоретически исследован фотоемкостной эффект в монополярном МДП конденсаторе при оптической ионизации примесных атомов в полупроводниковом электроде при низких температурах. Выведены аналитические выражения для характеристик емкость–напряжение и фотоемкость–напряжение для МДП конденсатора с электродом из полупроводника *p*-типа. Показано, что зависимость фотоемкостной чувствительности от напряжения смещения имеет вид относительно узкого пика, величина и положение которого на оси напряжений зависит от концентрации донорной примеси. Представлены емкостные и фотоемкостные характеристики для МДП конденсатора с электродом из кремния, легированного индием.

Введение

Фотоемкостный эффект (ФЕЭ) в металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) конденсаторах наблюдался в ряде работ [1–8] при фотовозбуждении в собственной полосе поглощения полупроводника и при достаточно высоких температурах, при которых легирующие примесные атомы практически полностью ионизированы. При этих условиях изменение емкости МДП конденсатора возникает в основном вследствие изменения концентрации носителей заряда обоих знаков, т.е. в биполярном режиме.

При фотовозбуждении в примесной полосе поглощения ФЕЭ в МДП конденсаторе может возникать при низкой температуре в результате изменения концентраций ионизированных атомов примеси и свободных носителей заряда одного знака, т.е. в монополярном режиме.

В настоящей работе теоретически исследован ФЕЭ в монополярном МДП конденсаторе при низких температурах, при которых легирующие примесные атомы находятся в основном в неионизированном состоянии, и при напряжениях смещения на барьере порядка потенциала ионизации примесных атомов, т.е. вблизи режима плоских зон. Рассмотрена зависимость емкости и фотоемкостной чувствительности МДП конденсатора от величины и знака напряжения смещения концентрации компенсирующей примеси и температуры.

Вычисление емкости МДП конденсатора

Рассмотрим одномерную модель МДП конденсатора, у которого одним из электродов является примесный полупроводник с монополярной проводимостью (рис. 1). Напряжение, приложенное к структуре, индуцирует в полупроводнике заряд $Q(\varphi_0)$ приходящийся на единицу площади конденсатора. При этом поверхность полупроводника приобретает потенциал φ_0 . Предполагается, что на границе диэлектрика с полупроводником поверхностные заряды отсутствуют. Индуцированный в полупровод-

нике заряд связан с потенциалом φ_0 соотношением

$$Q^2(\varphi_0) = \frac{\varepsilon}{2\pi} \int_{\varphi_0}^0 \rho(\varphi) d\varphi, \quad (1)$$

где $\rho(\varphi)$ — плотность пространственного заряда [9].

По определению, дифференциальная стационарная барьерная емкость в полупроводнике

$$C_b = -\frac{dQ(\varphi_0)}{d\varphi_0}. \quad (2)$$

Дифференцируя уравнение (1) и подставляя в (2), получим общее определение барьерной емкости

$$C_b = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\rho(\varphi_0)}{Q(\varphi_0)}. \quad (3)$$

Воспользуемся соотношением (1)–(3) для вычисления барьерной емкости в полупроводнике *p*-типа, легированного акцепторной примесью с энергией ионизации E_i и частично компенсированного донорной примесью с мелким энергетическим уровнем. Будем полагать, что

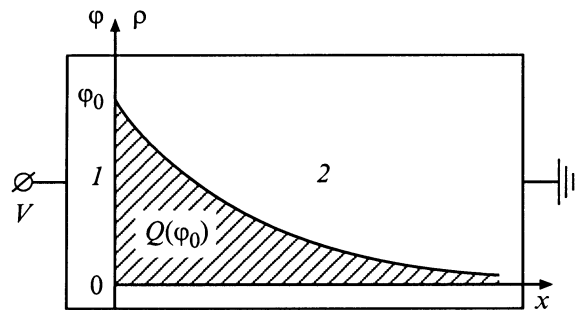


Рис. 1. Схема МДП конденсатора. V — напряжение смещения, φ_0 — потенциал поверхности полупроводника, $Q(\varphi_0)$ — индуцированный заряд в полупроводнике. 1 — диэлектрик, 2 — полупроводник.

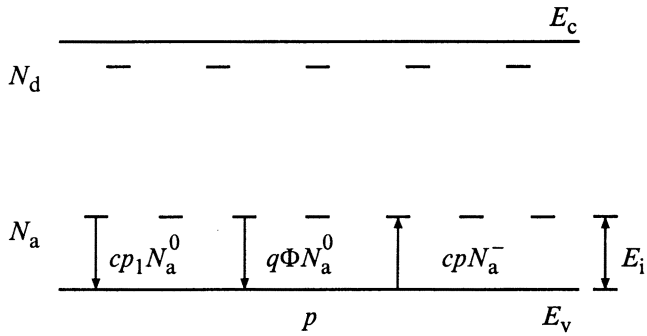


Рис. 2. Схема энергетических уровней и дырочных переходов.

концентрация неосновных носителей заряда — электронов пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией дырок. Пусть \$N_a\$ и \$N_d\$ — концентрация акцепторов и доноров соответственно. Примем далее, что примеси распределены в среднем равномерно.

Схема энергетических уровней и дырочных переходов изображена на рис. 2. Здесь \$c\$ — коэффициент захвата дырки ионом индия, \$q\$ — сечение фотоионизации атома индия, \$\phi\$ — плотность потока фотонов, \$p_1 = (N_v/g) \exp(-E_i/kT)\$ — шокли-ридовская концентрация, \$g\$ — фактор вырождения акцепторной примеси.

В отсутствие электрического поля концентрации дырок \$p\$, ионизированных акцепторов \$N_a^-\$ и нейтральных атомов \$N_a^0\$ в стационарном режиме при заданной температуре и интенсивности излучения определяются системой уравнений:

$$\begin{aligned} cp_1N_a^0 + q\phi N_a^0 &= cpN_a^-, \\ p + N_d &= N_a^-, \\ N_a^0 + N_a^- &= N_a \end{aligned} \quad (4)$$

и выражаются формулами

$$p = \frac{1}{2} \left((N_d + p_1^*)^2 + 4(N_a - N_d)p_1^* \right)^{1/2} - (N_d + p_1^*), \quad (5)$$

$$N_a^- = N_a p_1^* / (p_1^* + p), \quad N_a^0 = N_a p / (p_1^* + p), \quad (6)$$

где \$p_1^* = p_1 + q\phi/c\$.

При наличии электрического поля в полупроводнике возникает пространственный заряд плотностью

$$\rho(\varphi) = e [p(\varphi) + N_d - N_a^-(\varphi)]. \quad (7)$$

Примем, что концентрация дырок \$p\$ в точке с потенциалом \$\varphi\$ определяется соотношением Больцмана

$$p(\varphi) = p_0 \exp(-\alpha\varphi), \quad (8)$$

где \$p_0\$ — концентрация дырок при \$\varphi = 0\$, \$\alpha = e/kT\$. Тогда плотность пространственного заряда

$$\rho(\varphi_0) = e \left[p_0 \exp(-\alpha\varphi_0) + N_d - N_a \frac{p_1^*}{p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi_0)} \right]. \quad (9)$$

Подставляя \$\rho(\varphi_0)\$ в уравнение (1) и интегрируя, получим для индуцированного заряда выражение

$$\begin{aligned} Q^2(\varphi_0) &= \frac{\varepsilon kT}{2\pi} \left[N_a \ln \frac{p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi_0)}{p_1^* + p_0} \right. \\ &\quad \left. + (N_a + N_d)\alpha\varphi_0 + p_0 \exp(-\alpha\varphi_0) - p_0 \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Далее, подставляя \$\rho(\varphi_0)\$ и \$Q(\varphi_0)\$ в (3), получим аналитическое выражение для барьерной емкости \$C_b(\varphi_0)\$ и ее зависимости от потенциала \$\varphi_0\$, температуры \$T\$ и интенсивности фотовозбуждения \$\phi\$.

Однако емкость конденсатора \$C_c\$ образована последовательным соединением емкости диэлектрического слоя \$C_d\$ и барьерной емкости \$C_b\$, так что

$$C_c = \frac{C_d C_b}{C_d + C_b}. \quad (11)$$

При этом напряжение, приложенное к конденсатору, является суммой напряжений на диэлектрическом слое \$U_d\$ и напряжения на барьере \$\varphi_0\$:

$$V = U_d + \varphi_0, \quad (12)$$

где \$U_d = Q(\varphi_0)/C_d\$. Выражения (11) и (12) составляют параметрическое представление зависимости емкости \$C_c\$ от напряжения смещения \$V\$ с параметром \$\varphi_0\$. Здесь предполагается, что \$C_d\$ не зависит от \$U_d\$, температуры и излучения.

Фотоемкостной эффект

Определим фотоемкостной эффект как отношение изменения емкости конденсатора \$dC_c\$ к изменению интенсивности излучения \$dI\$, вызывающего ионизацию примесных атомов

$$S_c = \frac{dC_c}{dI} = \frac{dC_c}{d\phi} \cdot \frac{d\phi}{dI} = \frac{1}{h\nu} \cdot \frac{dC_c}{d\phi}, \quad (13)$$

где \$I = h\nu\phi\$ — интенсивность излучения. Учитывая (11), для фотоемкостной чувствительности при постоянном напряжении получим

$$S_c = \frac{1}{h\nu} \frac{C_d^2}{(C_d + C_b)^2} \frac{dC_b}{d\phi}, \quad (14)$$

где

$$\frac{dC_b}{d\phi} = \frac{\varepsilon}{4\pi Q} \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\phi} - \frac{1}{Q} \frac{dQ}{d\phi} \right). \quad (15)$$

Более детальные формулы, упрощающие вычисления, приведены в Приложении.

Численные расчеты емкостных и фотоемкостных характеристик были выполнены для МДП конденсатора с электродом из кремния, легированного индием и частично компенсированного донорной примесью с мелким энергетическим уровнем. Для вычислений были

приняты следующие параметры. Емкость диэлектрического слоя $C_d = 100 \text{ нФ/см}^2$, что соответствует толщине слоя SiO_2 примерно 35 нм. Концентрация индия в кремнии $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Энергия ионизации атома индия в кремнии $E_1 = 160 \text{ мэВ}$. Коэффициент захвата дырки ионом индия $c = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$, сечение фотоионизации атома индия в кремнии излучением с $\lambda = 4 \text{ мкм}$ $q = 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Фактор вырождения акцепторного уровня индия $g = 6$.

Далее варьировались: концентрация компенсирующей примеси N_d , температура T и интенсивность излучения I .

Обсуждение

C – V -характеристики в отсутствие фотовозбуждения. Семейство C – V -характеристик, вычисленных для $T = 70 \text{ К}$ и разных значений концентрации компенсирующей примеси N_d в качестве параметра, представлены на рис. 3. Здесь можно отметить несколько особенностей.

а. Наличие максимума C_c , величина которого почти не зависит от N_d . При уменьшении N_d положение максимума на оси напряжений смещается в сторону положительных (обедняющих) напряжений. В частности, при $N_d = N_a/2$ максимум располагается при $V = \varphi_0 = 0$. При дальнейшем уменьшении N_d максимум C_c смещается в область положительных напряжений. В этом случае с увеличением положительного напряжения вначале емкость увеличивается, достигает максимума и только затем уменьшается. При $\varphi_0 > \varphi_{\text{max}}$ C – V -характеристика становится аналогичной C – V -характеристике барьера Шоттки при обратных напряжениях.

При заданной температуре максимальная величина емкости $C_{c \text{ max}}$ слабо зависит от концентрации компенсирующей примеси. Поэтому величину $C_{c \text{ max}}$ можно оценить по величине $C_{c \text{ max}}$ при $N_d = N_a/2$. Так как в этом случае максимум емкости располагается при $V = \varphi_0 = 0$,

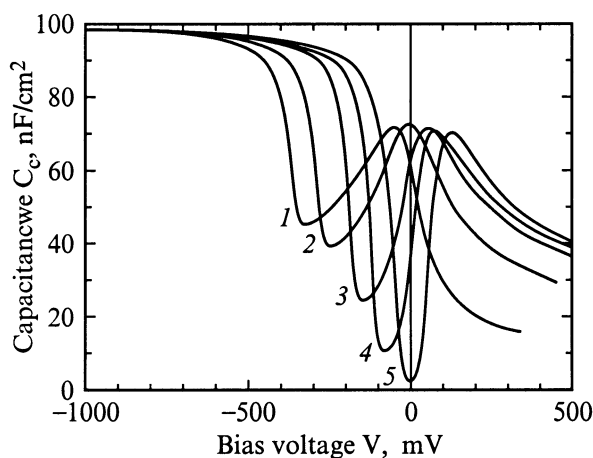


Рис. 3. C – V -характеристики МДП конденсатора для $N_d = 9 \cdot 10^{15}$ (1), $5 \cdot 10^{15}$ (2), $1 \cdot 10^{15}$ (3), $1 \cdot 10^{14}$ (4), $0,0$ (5) см^{-3} . $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. $T = 70 \text{ К}$.

барьерная емкость C_b определяется дебаевской длиной экранирования L_{db} . При низкой температуре, при которой $p_1 \ll N_d$ длина экранирования

$$L_{db}^2 = \frac{\varepsilon k T}{4\pi e^2 N_d (N_a - N_d)}. \quad (16)$$

Поэтому при $N_d = N_a/2$ получим $L_{db}^2 = \varepsilon k T / \pi e^2 N_a$ и соответственно

$$C_{b \text{ max}} = \frac{\varepsilon}{4\pi L_{db}} = \frac{1}{4} \left(\frac{\varepsilon e^2 N_a}{\pi k T} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

Подставляя $C_{c \text{ max}}$ при $V = 0$ и C_d в (11), получим величину $C_{b \text{ max}}$. Из этого следует, что по известным величинам $C_{c \text{ max}}$ и C_d может быть оценена концентрация основной легирующей примеси независимо от концентрации N_d .

б. Наличие относительно широкого минимума C_c при отрицательном (обогащающем) напряжении смещения. Значение C_c в минимуме и положение минимума емкости на оси напряжений зависит от концентрации N_d . С уменьшением N_d минимум C_c углубляется и смещается в сторону положительных значений напряжения. В частности, при $N_d = 0$ минимум располагается точно при $V = \varphi_0 = 0$. При $N_d > 0$ с увеличением отрицательного напряжения сначала емкость уменьшается, достигает минимума и затем резко увеличивается, так что емкость конденсатора становится ограниченной емкостью диэлектрического слоя.

В области напряжений, где емкость достигает минимума, плотность пространственного заряда определяется в основном концентрацией компенсирующей примеси.

C – V -характеристики при фотовозбуждении. На рис. 4 и 5 изображены семейства C – V -характеристик при фотовозбуждении излучением разной интенсивности, вычисленные для двух наиболее характерных значений концентрации компенсирующей примеси $N_d = 0$ и $N_d = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T = 60 \text{ К}$.

На рис. 4 можно видеть, что при $N_d = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ с увеличением интенсивности излучения I левая ветвь C – V -характеристики смещается в сторону положительных напряжений, так что излучение заданной интенсивности вызывает увеличение емкости в относительно узком интервале напряжений смещения. В то же время в правой ветви C – V -характеристики, т.е. при положительном напряжении смещения, влияние излучения на емкость отсутствует, так как при заданной концентрации N_d в этой области напряжений $N_a^0 \ll N_a$.

На рис. 5, где изображено аналогичное семейство C – V -характеристик для $N_d = 0$, видно, что излучение вызывает изменение скорости C_c во всем рассмотренном интервале изменения напряжения. При $V < V_{\text{max}}$ и соответственно при $\varphi_0 < \varphi_{\text{max}}$ увеличение интенсивности фотовозбуждения вызывает увеличение емкости C_c , тогда как при $V > V_{\text{max}}$ и $\varphi_0 > \varphi_{\text{max}}$ увеличение I вызывает уменьшение емкости. Это обусловлено тем, что при

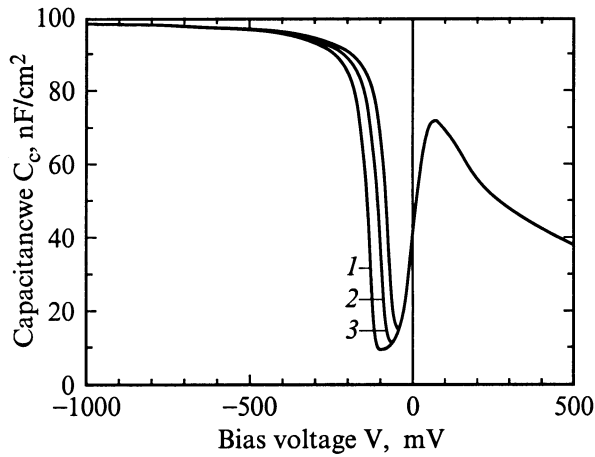


Рис. 4. $C-V$ -характеристики для $N_d = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $I = 0$ (1), $1 \cdot 10^{-2}$ (2), $1 \cdot 10^{-1}$ (3) Вт/см². $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. $T = 60 \text{ К}$.

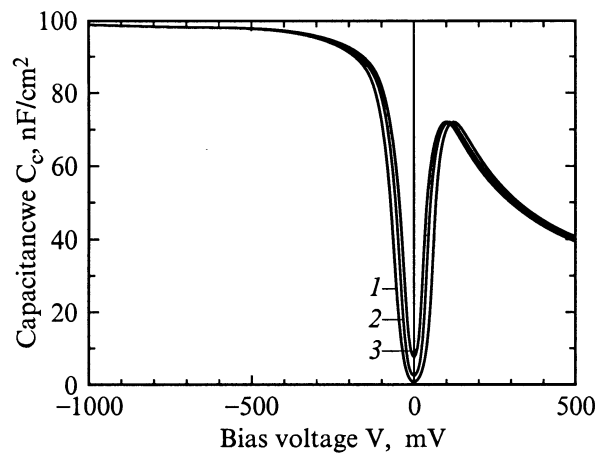


Рис. 5. $C-V$ -характеристики для $N_d = 0$ и $I = 0$ (1), $1 \cdot 10^{-3}$ (2), $1 \cdot 10^{-1}$ (3) Вт/см². $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. $T = 60 \text{ К}$.

положительном напряжении, при котором $\varphi_0 > \varphi_{\text{max}}$, примесные атомы N_a в барьере практически полностью ионизированы. Поэтому излучение вызовет ионизацию нейтральных атомов N_a^0 за пределами барьерного слоя, что и приводит к расширению барьера и уменьшению емкости конденсатора.

Фотоемкостная чувствительность. Зависимость фотоемкостной чувствительности S_c от напряжения смещения, вычисленные для разных значений N_d и температуры $T = 70 \text{ К}$, показаны на рис. 6. Здесь можно выдти, что фотоемкостная чувствительность проявляется в виде относительно острого пика, положение которого на оси напряжений зависит от концентрации компенсирующей примеси. Максимальная величина S_c проявляется в области значений $N_d = (1 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{14}) \text{ см}^{-3}$. При дальнейшем уменьшении N_d максимум S_c при отрицательных напряжениях уменьшается и появляется максимум

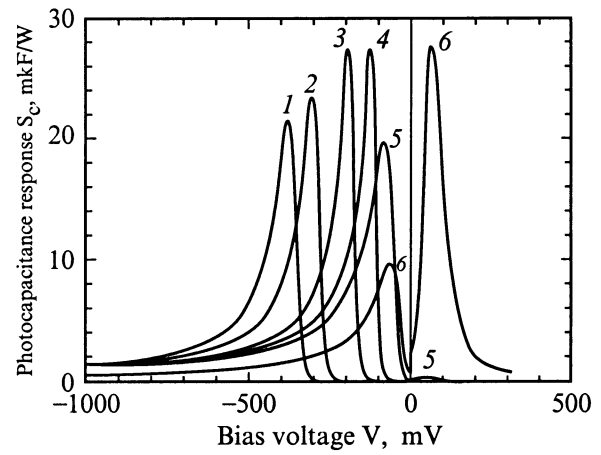


Рис. 6. S_c-V -характеристики МДП конденсатора для $N_d = 9 \cdot 10^{15}$ (1), $5 \cdot 10^{15}$ (2), $1 \cdot 10^{15}$ (3), $1 \cdot 10^{14}$ (4), $1 \cdot 10^{12}$ (5), 0 (6) см⁻³. $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. $T = 60 \text{ К}$.

S_c при относительно небольшом положительном напряжении. При этом в случае $N_d = 0$ величина S_c при положительном напряжении практически равна максимальной величине S_c при отрицательных напряжениях. Кривые зависимости S_c от напряжения смещения имеют резко несимметричный вид. Медленное понижение левой ветви кривой обусловлено влиянием падения части напряжения на диэлектрическом слое.

Заключение

Выведены аналитические выражения для емкости и фотоемкостной чувствительности монополярного МДП конденсатора с электродом из полупроводника, легированного акцепторной примесью с глубоким энергетическим уровнем. Показано, что $C-V$ -характеристики монополярного МДП конденсатора при низких температурах, при которых примесные атомы в полупроводниковом электроде слабо ионизированы, приобретают немонотонный характер. Так при низкой степени компенсации донорной примесью $K \ll 1$ возникает максимум емкости при обедняющих напряжениях смещения. Тогда как при высокой степени компенсации $1 - K \ll 1$ возникает минимум емкости при обогащающих напряжениях. Показано, что фотоемкостная чувствительность монополярного конденсатора при низких температурах проявляется в виде относительно острого пика, величина и положение которого на оси напряжений смещения зависят от концентрации компенсирующей примеси. Приведены емкостные и фотоемкостные характеристики для МДП конденсатора с электродом из кремния, легированного индием.

Монополярный МДП конденсатор с электродом из кремния, легированного индием, может быть использован как фотодетектор модулированного инфракрасного излучения, чувствительный в ограниченной области

изменения напряжения смещения ("селективность" по напряжению смещения).

Работа выполнена при поддержке Российских научно-технических программ "Физика твердотельных наноструктур" (проект № 97-1050) и "Перспективные технологии и устройства микро- и нанoeлектроники", а также РФФИ (№ 99-02-16675).

Приложение

Вычисление фотоемкостной чувствительности МДП конденсатора. С целью упрощения вычислений S_c преобразуем формулу (15). Для этого введем обозначения

$$F_1 = p_0 \exp(-\alpha\varphi) + N_d - N_a \frac{p_1^*}{p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)},$$

$$F_2 = N_a \ln \frac{p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)}{p_1^* + p_0} + (N_a - N_d)\alpha\varphi + p_0[\exp(-\alpha\varphi) - 1].$$

Тогда

$$\rho(\varphi) = eF_1, \quad Q^2(\varphi) = \frac{\varepsilon kT}{2\pi} F_2.$$

В этих обозначениях

$$C_b = e \left(\frac{\varepsilon}{8\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{F_1}{\sqrt{F_2}},$$

$$\frac{dC_b}{d\phi} = \frac{C_b}{2} \left(2 \frac{1}{F_1} \frac{dF_1}{d\phi} - \frac{1}{F_1} \frac{dF_2}{d\phi} \right),$$

где

$$\frac{dF_1}{d\phi} = \frac{q}{c} \exp(-\alpha\varphi) \left[S_p - N_a \frac{p_0 - p_1^* S_p}{[p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)]^2} \right],$$

$$\frac{dF_2}{d\phi} = \frac{q}{c} [\exp(-\alpha\varphi) - 1] \times \left[S_p - N_a \frac{p_0 - p_1^* S_p}{[p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)](p_1^* + p_0)} \right],$$

$$S_p = \frac{N_a - N_d - p_0}{2p_0 + N_d + p_1^*}.$$

Список литературы

- [1] R.F. Pierret, S.T. Sah. Sol. St. Electr., **13**, 269, 289 (1970).
- [2] A.V. Sachenko, V.A. Zuev, V.G. Litovchenko, P. Peikov. Phys. St. Sol. (a), **21**, 345 (1974).
- [3] Н.Ф. Ковтонюк. ФТП, **9**, 2386 (1975).
- [4] В.Г. Литовченко, А.П. Горбань. *Основы физики микроэлектронных систем металл-диэлектрик-полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1978) гл. 6. с. 167.
- [5] A. Sher, Y.H. Tsuo, John A. Moriatry, W.E. Miller, R.K. Grouch. J. Appl. Phys., **51**, 2137 (1980).
- [6] А.А. Лебедев, Н.А. Соболев, В. Экке. ФТП, **15**, 1438 (1981).

- [7] В.А. Зуев, В.Г. Попов. *Фотоэлектрические МДП приборы* (М., Радио и связь, 1983) гл. 4, с. 89.
- [8] Н.Ф. Ковтонюк, Е.Н. Сальников. *Фоточувствительные МДП приборы для преобразования изображений* (М., Радио и связь, 1990) гл. 1, с. 8.
- [9] Н.А. Пенин. ФТП, **17**, 431 (1983).

Редактор В.В. Чалдышев

Photocapacitance effect in monopolar metal-insulator-semiconductor capacitor at low temperatures

N.A. Penin

P.N. Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
117924 Moscow, Russia

Abstract The photocapacitance effect in a monopolar MIS capacitor arising due to optical ionization of impurity atoms at low temperatures has been studied theoretically. Analytic expressions were derived for capacitance-voltage and photocapacitance-voltage characteristics of a MIS capacitor with a p -type semiconductor electrode. It is shown that the photocapacitance response dependence on the bias voltage has a relatively narrow peak. The peak amplitude and its position on the bias voltage axis depends on the donor impurity concentration. Calculated capacitance and photocapacitance characteristics are presented for a MIS capacitor with an indium doped silicon electrode.