

Фотоемкостный эффект в монополярном МДП конденсаторе с полупроводниковым электродом, легированным двумя акцепторными примесями, при низких температурах

© Н.А. Пенин

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

(Получена 13 декабря 2000 г. Принята к печати 5 февраля 2001 г.)

Теоретически исследован фотоемкостный эффект при низких температурах в монополярном ДП конденсаторе с полупроводниковым электродом, легированным двумя акцепторными примесями с разной энергией ионизации E_{ia} (глубокий акцептор) и E_{ib} (мелкий). Показано, что фотоемкостная чувствительность конденсатора возникает в виде пика в относительно узком интервале напряжения смещения. Максимум фотоемкостной чувствительности при постоянном напряжении зависит от температуры T как $\exp(E_{ia}/kT)$. Неограниченное увеличение фотоемкостной чувствительности является результатом возникновения сингулярности в зависимости концентрации акцепторных ионов от напряжения смещения при понижении температуры. Представлены емкостные и фотоемкостные характеристики для конденсатора с электродом из кремния, легированного индием и бором.

1. Введение

Фотоемкостный эффект в монополярном МДП (металл–диэлектрик–полупроводник) конденсаторе с полупроводниковым электродом, легированным акцепторной примесью с глубоким уровнем и донорной примесью с мелким уровнем, (МДПд конденсатор) рассмотрен в [1].

В настоящей работе рассмотрены емкостные и фотоемкостные характеристики монополярного МДП конденсатора с полупроводниковым электродом, легированным двумя акцепторными примесями с разными энергиями ионизации (МДПа конденсатор). Вычисления выполнены для МДПа конденсатора с электродом из кремния, легированного индием и бором.

2. Определение емкости и фотоемкостной чувствительности

2.1. Емкость МДП конденсатора

Рассмотрим одномерный конденсатор, у которого одним из электродов является примесный полупроводник с монополярной проводимостью. Напряжение V , приложенное к конденсатору, индуцирует в полупроводнике пространственный заряд на единицу площади электрода $Q(\varphi_0)$. При этом поверхность полупроводника приобретает потенциал φ_0 , который представляет собой высоту индуцированного в полупроводнике барьера.

Дифференциальная электрохимическая (термодинамическая) емкость индуцированного барьера определяется выражением

$$C_b = \frac{\varepsilon \rho(\varphi_0)}{4\pi Q(\varphi_0)}, \quad (1)$$

где $\rho(\varphi_0)$ — плотность пространственного заряда в полупроводнике вблизи границы с диэлектриком [1]. Здесь предполагается, что на границе с диэлектриком поверхностные заряды отсутствуют.

Емкость МДП конденсатора C_c равна емкости последовательного соединения емкостей барьера C_b и диэлектрического слоя C_d :

$$C_c = \frac{C_b C_d}{C_b + C_d}. \quad (2)$$

Напряжение V , приложенное к конденсатору, равно сумме напряжения на диэлектрическом слое U_d и высоты барьера φ_0 :

$$V = U_d + \varphi_0. \quad (3)$$

Вследствие равенства абсолютных величин зарядов на электродах имеем

$$U_d = \frac{Q(\varphi_0)}{C_d}.$$

Здесь предполагается, что C_d не зависит от напряжения U_d и интенсивности излучения I .

2.2. Фотоемкостный эффект

Фотоемкостная чувствительность (photocapacitance response) S_c МДП конденсатора определяется как отношение изменения емкости dC_c к изменению интенсивности излучения dI , вызывающего ионизацию нейтральных атомов примесей в полупроводниковом электроде:

$$S_c = \frac{dC_c}{dI} = \frac{1}{h\nu} \frac{C_d^2}{(C_d + C_b)^2} S_b, \quad (4)$$

где

$$S_b = \frac{dC_b}{d\phi} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\rho}{Q} \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\phi} - \frac{1}{Q} \frac{dQ}{d\phi} \right) \quad (5)$$

— барьерная фотоемкостная чувствительность, $I = h\nu\phi$ — интенсивность излучения, ϕ — плотность потока фотонов, $h\nu$ — энергия фотонов.

Более детальные формулы, облегчающие вычисления C_b , C_c , S_b и S_c , приведены в *Приложении*.

3. Емкостные и фотоемкостные характеристики МДПа конденсатора

Рассмотрим одномерную модель МДПа конденсатора, с электродом из полупроводника, легированного двумя акцепторными примесями с энергиями ионизации E_{ia} и E_{ib} . Пусть соответствующие концентрации примесей есть N_a и N_b . Предполагается, что примеси распределены в среднем равномерно.

В отсутствие электрического поля концентрация дырок p при температуре T и фотовозбуждении излучением интенсивностью I может быть найдена, согласно статистике, из уравнения

$$p^3 + (p_1^* + p_2^*)p^2 + (p_1^*p_2^* - N_a p_1^* - N_b p_2^*)p - (N_a + N_b)p_1^*p_2^* = 0, \quad (6)$$

где

$$p_1^* = p_1 + \frac{q_1}{c_1} \phi, \quad p_2^* = p_2 + \frac{q_2}{c_2} \phi,$$

$$p_1 = (N_v/g_1) \exp(E_{ia}/kT), \quad p_2 = (N_v/g_2) \exp(E_{ib}/kT),$$

q_1, q_2 — сечения фотоионизации нейтральных атомов примесей излучением с энергией квантов $h\nu$; c_1, c_2 — коэффициенты захвата неравновесных дырок ионами примесных атомов; предполагается, что c_1 и c_2 не зависят от температуры.

При наличии электрического поля в полупроводнике в точке с потенциалом φ возникает пространственный заряд плотностью

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

В случае больцмановского распределения $p(\varphi) = p_0 \exp(-\alpha\varphi)$, где $\alpha = e/kT$, p_0 — равновесная концентрация дырок при $\varphi = 0$. Тогда

$$\rho(\varphi) = e \left[p_0 \exp(-\alpha\varphi) - \frac{N_a p_1^*}{p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)} - \frac{N_b p_2^*}{p_2^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)} \right]. \quad (8)$$

Плотность пространственного заряда $\rho(\varphi_0)$ в полупроводнике вблизи границы с диэлектриком связана с индуцированным в полупроводнике зарядом $Q(\varphi_0)$ выражением

$$Q^2(\varphi_0) = \frac{\varepsilon}{2\pi} \int_{\varphi_0}^0 \rho(\varphi) d\varphi, \quad (9)$$

где φ_0 — потенциал поверхности полупроводника [1,2]. Подставляя в это выражение $\rho(\varphi)$ и интегрируя,

получим

$$Q^2(\varphi_0) = \frac{\varepsilon kT}{2\pi} \left[N_a \ln \frac{p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi_0)}{p_1^* + p_0} + N_b \ln \frac{p_2^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi_0)}{p_2^* + p_0} + (N_a + N_b)\alpha\varphi_0 + p_0 \exp(-\alpha\varphi_0) - p_0 \right]. \quad (10)$$

Рассмотрим конденсатор с электродом из кремния, легированного индием и бором. При вычислении C_c-V - и S_c-V -характеристик примем следующие параметры: емкость диэлектрического слоя $C_d = 100$ нФ/см², что соответствует толщине слоя SiO₂ ~ 35 нм; концентрация индия $N_a = 1 \cdot 10^{16}$ см⁻³; энергии ионизации атомов индия и бора в кремнии $E_{ia} = 160$ мэВ и $E_{ib} = 45$ мэВ; коэффициенты захвата дырки ионами индия и бора $c_1 = c_2 = c = 5 \cdot 10^{-6}$ см³/с. Сечение фотоионизации атома индия в кремнии излучением с длиной волны $\lambda = 4$ мкм $q_1 = 2.5 \cdot 10^{-16}$ см². Из-за значительного различия между энергией кванта излучения ($h\nu = 0.31$ эВ) и энергией ионизации атома бора (0.045 эВ) сечение фотоионизации атома бора принято равным нулю ($q_2 = 0$) и, следовательно, фотоионизация атомов бора отсутствует. В этом случае во всех формулах $p_2^* = p_2$.

Для анализа емкостных и фотоемкостных характеристик при вычислениях варьировались концентрации бора N_b , температура T и интенсивность излучения I .

4. Обсуждение

4.1. $C-V$ -характеристики в отсутствие излучения

Семейство $C-V$ -характеристик, вычисленных для $T = 70$ К и различных значений концентрации бора, представлено на рис. 1. Рассмотрим несколько особенностей $C-V$ -характеристик. Так, в отсутствие бора на $C-V$ -характеристике (кривая a) проявляется минимум емкости при $V = \varphi_0 = 0$. В этом случае барьерная емкость $C_b = \varepsilon/4\pi L_{db}$, где L_{db} — дебаевская длина экранирования. Для примесного монополярного полупроводника с одной примесью [3]

$$L_{db}^2 = \frac{\varepsilon kT}{4\pi e^2 p_0} \left[1 + \frac{N_a p_1}{(p_1 + p_0)^2} \right]^{-1}. \quad (11)$$

С увеличением напряжения смещения длина экранирования перестает быть дебаевской и при произвольном φ [2] определяется формулой

$$L_{sc}(\varphi) = Q(\varphi)/\rho(\varphi). \quad (12)$$

При увеличении отрицательного напряжения смещения L_{sc} уменьшается вследствие увеличения концентрации дырок p . При увеличении положительного напря-

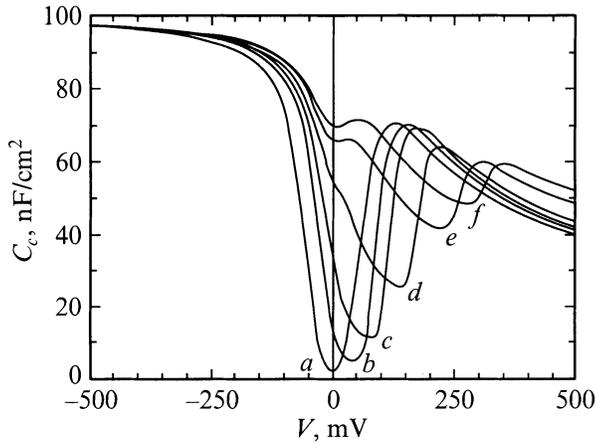


Рис. 1. C - V -характеристики при $N_b = 0.0$ (a), $1 \cdot 10^{13}$ (b), $1 \cdot 10^{14}$ (c), $1 \cdot 10^{15}$ (d), $5 \cdot 10^{15}$ (e), $9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (f); $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 70 \text{ К}$, $I = 0$.

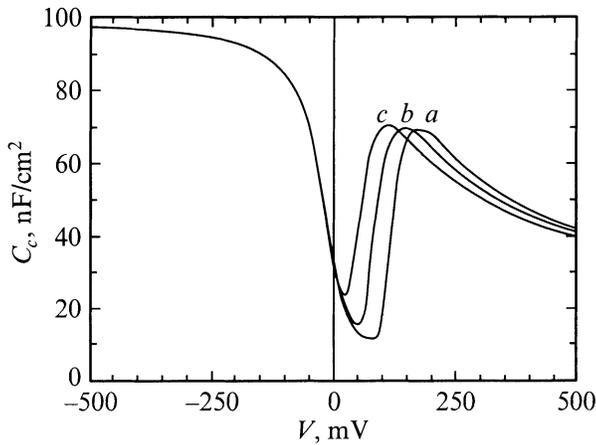


Рис. 2. C - V -характеристики при $I = 0.0$ (a), 0.1 (b), 10.0 Вт/см^2 (c); $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_b = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T = 70 \text{ К}$.

жения L_{sc} уменьшается из-за увеличения концентрации ионов N_a^- . Это приводит к увеличению емкости с увеличением напряжения смещения любого знака. Вследствие различия зависимостей p и N_a^- от напряжения смещения возникает асимметрия положительной и отрицательной ветвей C - V -характеристик. С увеличением положительного напряжения емкость увеличивается и достигает максимума вблизи напряжения, при котором $N_a^- \approx 0.7N_a$. При дальнейшем увеличении положительного напряжения возникает C - V -зависимость, характерная для барьера Шоттки при обратных (запирающих) напряжениях смещения.

При увеличении отрицательного напряжения вследствие экспоненциального увеличения концентрации дырок происходит резкое увеличение барьерной емкости, так что емкость конденсатора оказывается ограниченной емкостью диэлектрического слоя.

С увеличением концентрации бора минимум и максимум емкости, связанные с примесью индия, перемещаются в сторону более высоких положительных напряжений (кривые $b \rightarrow f$). При малых концентрациях бора на C - V -характеристике проявляется только один максимум. Однако при более высоких концентрациях бора на C - V -характеристике возникает второй максимум, обусловленный примесью бора.

4.2. C - V -характеристики при наличии излучения

При положительном напряжении смещения излучение, вызывающее ионизацию нейтральных атомов индия, приводит к перемещению максимума емкости в сторону меньших напряжений (рис. 2, кривые $a \rightarrow c$). Это вызвано тем, что излучение увеличивает концентрацию ионов индия и, как следствие, уменьшает ширину барьера и соответственно увеличивает емкость конденсатора. В результате C - V -характеристика при наличии фотовозбуждения пересекает C - V -характеристику в отсутствие излучения при некотором напряжении V_{cr} . Таким образом, излучение заданной интенсивности вызывает при $V < V_{cr}$ увеличение емкости, а при $V > V_{cr}$ ее уменьшение (отрицательный фотоемкостный эффект). В то же время при отрицательном напряжении фотоемкостный эффект отсутствует вследствие увеличения концентрации дырок и сопутствующего уменьшения времени жизни неравновесных дырок. При $\varphi_0 < 0$ и $|\alpha\varphi_0| \gg 1$ время жизни неравновесных дырок $\tau \approx 1/cp_0 \exp(-\alpha\varphi_0)$ и, например, при $\varphi_0 = -100 \text{ мВ}$, $T = 70 \text{ К}$, $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ имеем $\tau < 1 \cdot 10^{-10} \text{ с}$.

4.3. Температурная зависимость C - V -характеристик

На рис. 3 и 4 изображены семейства C - V -характеристик для двух значений концентрации бора $N_b = 0$ и $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в отсутствие фотовозбуждения. Рассмотрим C - V -характеристики в отсутствие примеси бора (рис. 3). При высокой температуре C - V -характеристика имеет монотонную зависимость (кривая g). С понижением температуры на C - V -характеристике возникает минимум емкости при $V = \varphi_0 = 0$. Это уменьшение емкости обусловлено увеличением дебаевской длины экранирования. В примесном полупроводнике в отсутствие компенсирующей или антикомпенсирующей примеси при низкой температуре, при которой $p_1 \ll N_a$, концентрация дырок $p = \sqrt{N_a p_1}$. Подставляя p в (11), получим для длины дебаевского экранирования выражение

$$L_{db}^2 = \frac{\varepsilon k T}{8\pi e^2} \frac{1}{\sqrt{N_a p_1}}. \quad (13)$$

Отсюда следует, что при $T \rightarrow 0$ $L_{db} \rightarrow \infty$, и, следовательно, $C_c \rightarrow C_d \rightarrow 0$. С увеличением напряжения любого знака C - V -характеристика при низкой температуре пересекает C - V -характеристику при более высокой

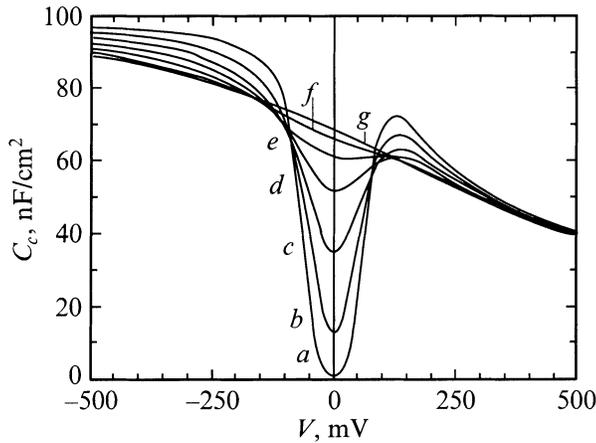


Рис. 3. $C-V$ -характеристики при $T = 60$ (a), 100 (b), 140 (c), 180 (d), 220 (e), 260 (f), 300 К (g); $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_b = 0.0$, $I = 0$.

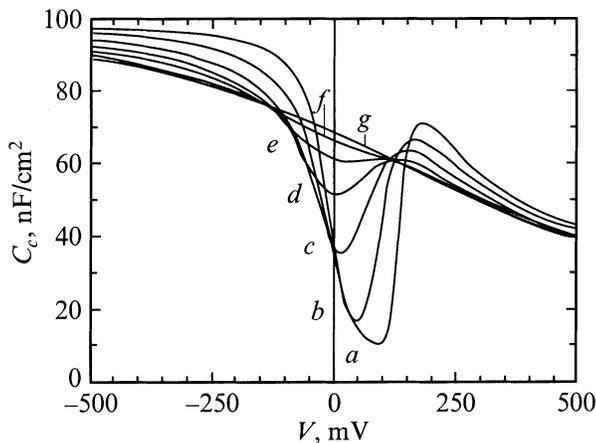


Рис. 4. $C-V$ -характеристики при $T = 60$ (a), 100 (b), 140 (c), 180 (d), 220 (e), 260 (f), 300 К (g); $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_b = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $I = 0$

температуре. При напряжениях, превышающих напряжения в точках пересечения характеристик, понижение температуры вызывает не уменьшение, а увеличение емкости. При отрицательных напряжениях, при которых $p(\varphi_0) \gg N_a^-(\varphi_0)$, экранирование осуществляется в основном дырками. В этом случае длина экранирования

$$L_{sc}^2(\varphi_0) = \frac{\epsilon kT}{2\pi e^2 p_0 \exp(-\alpha\varphi_0)}.$$

Отсюда следует, что при постоянном отрицательном φ_0 уменьшение температуры вызывает уменьшение L_{sc} и, следовательно, увеличение барьерной емкости. При положительных напряжениях, когда $p(\varphi_0) \ll N_a^-(\varphi_0)$, экранирование осуществляется ионами N_a^- . Однако вблизи максимума емкости $N_a^- \approx N_a$ и слабо зависит от температуры. Поэтому в этой области напряжений $L_{sc}^2 \propto T$, что и приводит к увеличению барьерной емкости с понижением температуры.

С увеличением концентрации бора минимум и максимум емкости перемещаются в сторону более высоких положительных напряжений (рис. 4), что вызвано соответствующим увеличением концентрации дырок и уменьшением концентрации ионов индия. Понижение температуры здесь также вызывает уменьшение емкости в минимуме и ее увеличение в максимуме. Кроме пересечения характеристик уменьшение температуры приводит к увеличению крутизны $C-V$ -характеристик (dC_c/dV) (см., например, кривые $e \rightarrow a$ на рис. 4 при положительных напряжениях). Увеличение производной $C-V$ -характеристик при положительных напряжениях смещения является следствием возникновения особенности на зависимости $dN_a^-/d\varphi_0$ от напряжения смещения при $T \rightarrow 0$. Зависимость N_a^- от потенциала φ_0 выражается формулой $N_a^- = N_a p_1 / [p_1 + p_0 \exp(-\alpha\varphi_0)]$. В этом случае максимум производной $dN_a^-/d\varphi$ возникает при $\varphi_s = (kT/e) \lg(p_0/p_1)$, где φ_s — напряжение на барьере, при котором уровень Ферми вблизи границы с диэлектриком совпадает с уровнем примеси E_a . При напряжении φ_s максимум производной равен

$$\frac{dN_a^-}{d\varphi_0} = \frac{e}{kT} \frac{N_a}{4} \tag{14}$$

и, следовательно, неограниченно возрастает при $T \rightarrow 0$.

4.4. Фотоемкостный эффект

Зависимости фотоемкостной чувствительности S_c от напряжения смещения, вычисленные для разных значений концентрации бора и температуры 70 К, показаны на рис. 5. При всех значениях N_b фотоемкостный эффект проявляется в виде пика фотоемкостной чувствительности в относительно узком интервале изменения напряжения смещения (селективность по напряжению смещения). При заданной концентрации N_a величина S_c в максимуме и положение максимума на оси напряжения смещения зависят от концентрации бора. Наиболь-

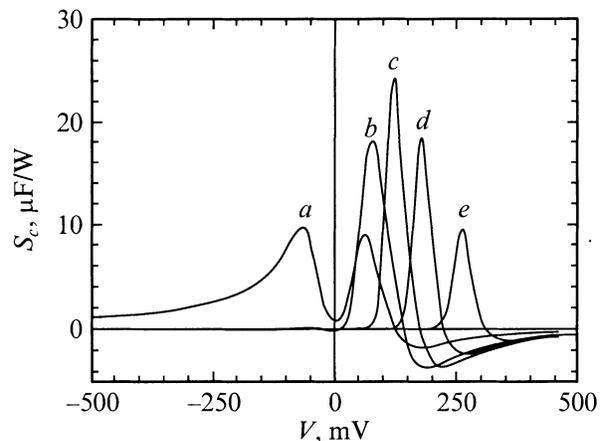


Рис. 5. S_c-V -характеристики МДПа конденсатора при $N_b = 0.0$ (a), $1 \cdot 10^{12}$ (b), $1 \cdot 10^{14}$ (c), $1 \cdot 10^{15}$ (d), $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (e); $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 70 \text{ К}$, $I = 0$.

шая величина S_c наблюдается при концентрации бора $N_b \approx 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. С повышением положительного напряжения S_c возрастает и достигает максимума (например, для кривой c при смещении $V \approx 120 \text{ мВ}$). При дальнейшем увеличении напряжения S_c уменьшается, проходит через нулевое значение и меняет знак (отрицательный фотоемкостный эффект). Изменение знака S_c происходит при напряжении смещения, соответствующем максимуму емкости в отсутствие постоянной составляющей излучения, тогда как максимум S_c возникает при напряжении смещения, соответствующем наибольшей крутизне изменения емкости. Максимальная крутизна изменения емкости соответствует напряжению смещения φ_s , при котором имеет место равенство $p_1 = p_0 \exp(-\alpha\varphi_s)$. Это означает, что максимальное изменение емкости происходит при пересечении примесного уровня уровнем Ферми при изменении напряжения смещения. При этом смещении значение барьерной фотоемкостной чувствительности равно

$$S_b \approx \frac{q}{c p_1} = \frac{q}{c N_v} \exp\left(\frac{E_{ia}}{kT}\right). \quad (15)$$

Таким образом, неограниченное увеличение S_b и, следовательно, S_c с понижением температуры связано с особенностью изменения концентрации N_a^- при изменении напряжением смещения с понижением температуры (14).

4.5. Влияние постоянной составляющей на фотоемкостную чувствительность

С увеличением постоянной составляющей излучения происходит уменьшение крутизны $C-V$ -характеристики (рис. 2) и, как следствие, уменьшение S_c . Так, например, при концентрации бора $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и температуре 70 К уменьшение S_c в 2 раза происходит при интенсивности излучения $\sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2$.

4.6. Сравнение фотоемкостных характеристик МДПд и МДПа конденсаторов

На рис. 6 представлены S_c-V -характеристики МДПд конденсатора с электродом, легированным индием и донорной примесью с мелким энергетическим уровнем, при $T = 70 \text{ К}$. Из сравнения рис. 5 и 6 следует, что введение акцепторной примеси с мелким уровнем вместо донорной существенно меняет зависимость S_c от напряжения смещения. В случае МДПд конденсатора наибольшее значение S_c расположено в области отрицательных напряжений, тогда как у МДПа конденсатора наибольшее значение лежит в области положительных напряжений. В МДПа конденсаторе при любых концентрациях бора имеет место изменение знака фотоемкостной чувствительности. В МДПд конденсаторе S_c меняет знак только в отсутствие или при малой концентрации донорной примеси. В [1] на рис. 6 приведены зависимости

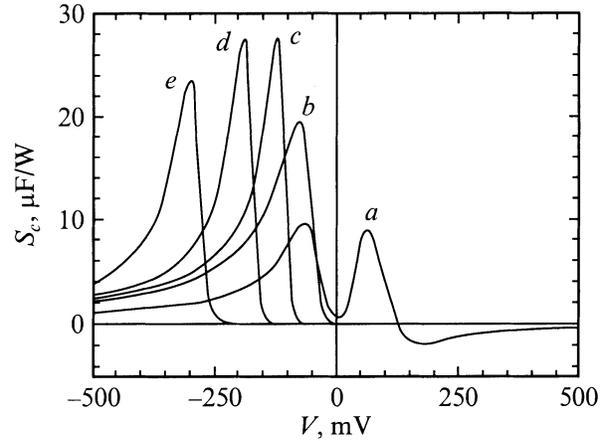


Рис. 6. S_c-V -характеристики МДПд конденсатора при концентрации доноров $N_d = 0.0$ (a), $1 \cdot 10^{12}$ (b), $1 \cdot 10^{14}$ (c), $1 \cdot 10^{15}$ (d), $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (e); $N_a = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 70 \text{ К}$, $I = 0$.

модуля S_c от напряжения смещения, поэтому на этом рисунке изменение знака S_c отсутствует.

Другое существенное различие МДПа и МДПд конденсаторов состоит в том, что в МДПа конденсаторе концентрация дырок в нейтральной области полупроводникового электрода существенно выше, чем в МДПд конденсаторе. Это уменьшает влияние последовательного сопротивления нейтральной области на частотные характеристики МДПа конденсатора. Так, при $N_b = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ равновесная концентрация дырок при 70 К составляет $\sim 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что соответствует времени диэлектрической релаксации $\tau_m \approx 1 \cdot 10^{-9} \text{ с}$.

5. Заключение

Проанализированы емкостные и фотоемкостные характеристики монополярного МДПа конденсатора с электродом из полупроводника, легированного двумя акцепторными примесями с разными энергиями ионизации. Показано, что фотоемкостная чувствительность конденсатора проявляется в относительно узкой области изменения положительного (обедняющего) напряжения смещения (селективность по напряжению). При заданной концентрации акцепторной примеси с глубоким уровнем величина максимума фотоемкостной чувствительности и положение максимума на оси напряжения смещения зависят от концентрации акцепторной примеси с мелким уровнем. С увеличением положительного напряжения происходит изменение знака фотоемкостной чувствительности и возникновение меньшего по величине отрицательного максимума.

С понижением температуры максимум фотоемкостной чувствительности возрастает как $\exp(E_{ia}/kT)$. Неограниченное увеличение фотоемкостной чувствительности является следствием возникновения особенности в зависимости концентрации ионов основной акцепторной

примеси от напряжения смещения при понижении температуры. Другими словами, это является следствием возникновения сингулярности в зависимости длины экранирования в примесном полупроводнике от напряжения смещения при понижении температуры.

Приведены ёмкостные и фотоёмкостные характеристики для конденсатора с электродом из кремния, легированного индием и бором. Монополярный МДП конденсатор с электродом из кремния, легированного индием и бором или другими подобными примесями, может быть использован как фотопараметрический детектор модулированного инфракрасного излучения, чувствительный в ограниченной области напряжения смещения (селективность по напряжению смещения).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 00-02-17542) и Министерства науки России в рамках программ "Физика твердотельных наноструктур" (№ 97-1050 и № 2000-2Ф) и "Перспективные технологии и устройства микро- и наноэлектроники" (№ 02.04.1.1.16.Э.1).

Приложение

Вычисление C_b и S_b . С целью упрощения вычислений C_b и S_b преобразуем формулы (1) и (5). Для этого введем обозначения

$$F_1 = p_0 \exp(-\alpha\varphi) - \frac{N_a p_1^*}{p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)} - \frac{N_b p_2}{p_2 + p_0 \exp(-\alpha\varphi)},$$

$$F_2 = N_a \ln \frac{p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)}{p_1^* + p_0} + N_b \ln \frac{p_2 + p_0 \exp(-\alpha\varphi)}{p_2 + p_0} + (N_a + N_b) + p_0 \exp(-\alpha\varphi) - p_0.$$

В этих обозначениях

$$\rho = eF_1 \quad \text{и} \quad Q^2 = \frac{\varepsilon kT}{2\pi} F_2,$$

$$C_b = e \sqrt{\frac{\varepsilon}{8\pi kT}} \frac{F_1}{\sqrt{F_2}},$$

$$S_b = \frac{C_b}{2} \left(2 \frac{1}{F_1} \frac{dF_1}{d\varphi} - \frac{1}{F_2} \frac{dF_2}{d\varphi} \right),$$

где

$$\frac{dF_1}{d\varphi} = \frac{q}{c} \exp(-\alpha\varphi) \left\{ N_a \frac{S p_1^* - p_0}{p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)^2} + S \left[1 + \frac{N_b p_2}{p_2 + p_0 \exp(-\alpha\varphi)^2} \right] \right\},$$

$$\frac{dF_2}{d\varphi} = \frac{q}{c} \left\{ N_a \frac{S p_1^* - p_0}{[p_1^* + p_0 \exp(-\alpha\varphi)](p_1^* + p_0)} + S \left[1 + \frac{N_b p_2}{[p_2 + p_0 \exp(-\alpha\varphi)](p_2 + p_0)} \right] \right\},$$

$$S = \frac{(N_a - p_0)(p_2 + p_0) + N_b p_2}{3p^2 + 2(p_1^* + p_2)p_0 + p_1^* p_2 - N_a p_1^* - N_b p_2}.$$

Список литературы

- [1] Н.А. Пенин. ФТП, **34**, 562 (2000).
- [2] Н.А. Пенин. ФТП, **17**, 431 (1983).
- [3] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963) с. 318.

Редактор Л.В. Шаронова

Photocapacitance effect at low temperatures in a monopolar MIS capacitor with semiconductor electrode doped with two acceptor impurities

N.A. Penin

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

Abstract The photocapacitance effect in a monopolar MIS capacitor with a p -type semiconductor electrode at low temperatures has been studied theoretically. The capacitor with the semiconductor electrode doped with two different acceptor impurities was considered (E_{ia}, E_{ib} — ionization energies of the deep and shallow acceptors, respectively). It is shown that the photocapacitance response arises as a peak in a relatively narrow interval of the bias voltage. The photocapacitance response maximum at constant bias voltage depends on temperature T as $\exp(E_{ia}/kT)$. As temperature decreases an unlimited increase of the photocapacitance response occurs due to a singularity that the acceptor ion concentration dependence on bias voltage incorporates. Calculated capacitance and photocapacitance characteristics of MIS capacitor with indium and boron doped electrode are presented.