

прецессии объемов среды при течении в поле с продольным градиентом. В импульсных методах таким параметром является сдвиг фазы сигналов спинного эха.

Амплитудные и нутационные расходомеры не обеспечивают точность из-за релаксационных погрешностей, расходомерам с движением резонансной зоны присущи большие случайные погрешности, устройства на аппаратурном эффекте не обладают помехоустойчивостью и имеют значительные релаксационные погрешности. Поэтому для применения в качестве элементов систем управления производственными процессами в химической технологии перспективны точные расходомеры временного типа.

Ведущим разработчиком ЯМР-расходомеров является фирма Badger Meter Manufacturing Co (США). Ее продукция – ЯМР-расходомеры на диаметры труб 10, 20, 25, 50 и 150 мм, точность 0,5% от верхнего предела шкалы, габариты преобразователя 730x117 мм, измерительного блока 450x600 мм, давление до 8 МПа, температура измеряемой среды – до 400°C. Аналогичные ЯМР-расходомеры для промышленности выпускает фирма MRG (Япония). Точность 0,5%, диапазон расходов 160 – 1200 л/ч (0,04 – 0,35 л/с), диаметр 9, 25, 50 мм, температура измеряемой среды до 120°C. ЯМР-расходомер РМР ОК № 6823-78, разработанный в КГЭУ (Россия) имеет следующие параметры: точность измерения 0,5%, диапазон измерения расхода – 60 – 600 л/ч, температура измеряемой среды 40±10°C, диаметр 8 мм, габариты преобразователя 800x170 мм.

УДК 621.382

М.А. Анкуда, ст. преп.; Д.С. Карпович, доц., канд. техн. наук;
Н.М. Олиферович, ст. преп.; М.К. Анкуда, ассист.
(БГТУ г. Минск)

ОПИСАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ СЕНСОРЕ

Принцип действия полупроводниковых химических сенсоров основан на изменении электрических свойств чувствительного слоя полупроводникового образца при изменении состава анализируемой газовой среды. В качестве объекта исследования были выбраны газочувствительные тонкопленочные полупроводники.

Основной теорией, объясняющей процессы, происходящие на поверхности полупроводника, является теория мономолекулярной адсорбции Ленгмюра. Согласно этой теории в воздушной среде на поверхностных центрах полупроводника может адсорбироваться кисло-

род в молекулярной или атомарной форме как акцептор электронов, из рабочей зоны поверхности полупроводника, в результате чего поверхность приобретает отрицательный заряд. На поверхности полупроводникового материала существуют донорные уровни E_D , которые расположены выше уровня Ферми в объеме материала. Электронные зоны проводимости стремятся заполнить поверхностные состояния. А значит теория приповерхностного заряда позволит определить сопротивление пленки полупроводникового сенсора.

В общем случае проводимость полупроводников определяется выражением [1]:

$$\sigma = n_N \cdot e \cdot \mu_N + n_P \cdot e \cdot \mu_P$$

где n_N, n_P – концентрации носителей заряда n и p-типа соответственно, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд, μ_N, μ_P [см²/В·с] – подвижность носителей заряда n и p-типа.

Очевидно, что изменения электрической проводимости образца могут быть вызваны изменением концентрации носителей заряда n_N (n_P) и (или) их подвижности μ_N (μ_P). При этом подвижностью носителей заряда называют параметр, связывающий дрейфовую скорость носителей заряда с напряжённостью приложенного электрического поля:

$$\mu = \frac{v}{E} = \frac{e}{m^*} \cdot \tau$$

где m^* – эффективная масса носителей заряда, которая обычно отличается от массы свободного электрона m_0 вследствие воздействия потенциального поля кристаллической решётки. τ – среднее время движения электрона между двумя соударениями.

Концентрация носителей в объёме полупроводника определяется положением E_F , который зависит от типа и степени легированности материала, а также определяется температурой. В приповерхностной области полупроводника из-за разрыва непрерывной периодической структуры кристалла свойства будут отличаться от свойств в объёме. Дополнительные изменения в электронную структуру будут вносить процессы реконструкции поверхности по причине адсорбции других атомов из окружающей среды.

Концентрация избыточных носителей в слое пространственного заряда может быть вычислена с помощью решения уравнения Пуассона [2] для направления x , расположенном нормально к поверхности, причём за положительное направление принимается движение вглубь полупроводника от поверхности.

Тогда уравнение Пуассона:

$$\frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\varepsilon}$$

где ε – диэлектрическая постоянная полупроводника, $\rho(x)$ – плотность заряда.

Плотность заряда $\rho(x)$ может быть представлена как:

$$\rho(x) = e(N_D - N_A + p(x) - n(x))$$

где N_D и N_A – плотности ионизированных доноров и акцепторов, которые являются постоянными величинами, $p(x)$ и $n(x)$ – концентрации дырок и электронов проводимости, соответственно.

Для полупроводника n – типа можно пренебречь концентрацией дырок и акцепторов. Если считать, что доноры полностью ионизованы, то уравнение Пуассона примет вид:

$$e \cdot (N_D - n(x)) = \varepsilon \cdot \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2}$$

Для области обеднения в первом приближении можно пренебречь $n(x)$ по сравнению с N_D . Тогда напряженность электрического поля:

$$E(x) = \frac{e \cdot N_D}{\varepsilon} \cdot x + C$$

где $E(x)$ – напряженность электрического поля, C – постоянная интегрирования.

Будем считать, что напряженность электрического поля в глубине образца, за пределами зоны обеднения, равна нулю. Тогда зависимость напряженности электрического поля от координаты имеет следующий вид:

$$E(x) = \frac{e \cdot N_D}{\varepsilon} \cdot (x - L_D)$$

Из условия электронейтральности образца в целом следует, что заряд на поверхности по абсолютной величине должен совпадать с зарядом обедненного слоя.

Для нахождения распределения потенциала проинтегрируем выражение для напряженности электрического поля, приняв потенциал в объеме за ноль:

$$\varphi(x) = \frac{e \cdot N_D}{2 \cdot \varepsilon} \cdot (x - L_D)^2$$

где $L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon k_B T}{2 e^2 N_D}}$ – длина Дебая, которая характеризует размер зоны обеднения.

Тогда потенциал на поверхности можно определить:

$$\varphi_s = \frac{e^2 \cdot N_s^2}{2 \cdot \varepsilon \cdot N_D}$$

После адсорбции газа контакт двух проводящих зон можно рассматривать как гомопереход с большой плотностью акцепторных состояний на границе раздела, что аналогично системе двух диодов с барьером Шоттки. Если электрофизические свойства контактирующих зерен одинаковы, то через них будет протекать один и тот же ток. Тогда выражение для сопротивления одной межзеренной границы можно будет записать:

$$R_{ГР} = \frac{2k_B T}{e I_0}$$

где I_0 – обратный ток запирающего слоя, протекающий по цепочке проводящих зерен.

Если просуммировать все сопротивления вдоль одной проводящей цепочки и определить общее число всех проводящих цепочек, то можно получить выражение для общей проводимости сенсора между контактами

$$G_0 = K \cdot \frac{e I_0}{2k_B T}$$

где K – постоянная величина, которая определяется геометрическими размерами пленки и числом проводящих зерен.

Согласно некоторым источникам, обратный ток запирающего слоя описывается выражением [3]

$$I_0 = S_k \cdot \frac{e \cdot \mu_n \cdot E \cdot n_0}{1 + 4 \cdot \frac{\mu_n \cdot E}{v_n}} \cdot e^{-\frac{e \cdot \varphi_s}{k_B \cdot T}}$$

где S_k – площадь контакта зерен, T – температура, E – максимальная напряженность электрического поля, n_0 – концентрация электронов, v_n – средняя тепловая скорость электронов.

Тогда проводимость сенсора можно описать [3]

$$G_0 = K \cdot \frac{e \cdot S_k}{2 \cdot k_B \cdot T} \cdot \frac{e \cdot \mu_n \cdot E \cdot n_0}{1 + 4 \cdot \frac{\mu_n \cdot E}{v_n}} \cdot e^{-\frac{e \cdot \varphi_s}{k_B \cdot T}} = G_{00} \cdot e^{-\frac{e \cdot \varphi_s}{k_B \cdot T}}$$

Полученное выражение для G_0 справедливо только в стационарном случае, когда после появления газа около поверхности сенсора пройдет время, достаточное для установления адсорбционного равновесия. Динамическое уравнение для проводимости можно будет записать:

$$G_0(t) = G_{00} \cdot e^{-\frac{e \cdot \varphi_s(t)}{k_B \cdot T}}$$

При этом

$$\varphi_s(t) = \left(\varphi_s - \frac{k_B \cdot T}{e} \right) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right)^2 + \frac{k_B \cdot T}{e}$$

где τ – время релаксации процесса адсорбции атомов газа на поверхности полупроводникового сенсора.

Таким образом получили математическую модель энергетических процессов, протекающих в приповерхностной области полупроводникового сенсора от действия газа на основе уравнения Пуассона. Что позволило получить зависимость изменения активной проводимости приповерхностного слоя от полупроводников при адсорбции молекул газа среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Бруевич В.Л. Физика полупроводников / Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. – М.: Наука, 1990. – 688 с.
2. Young С.Е. Extended curves of the space charge, electric field, and free carrier concentration at the surface of a semiconductor, and curves of the electrostatic potential inside a semiconductor // J. Appl. Phys. – 1961. – V. 32. – P. 329-332.
3. Гаман В.И. Физика полупроводниковых газовых сенсоров: монография. – Томск: Изд-во НТЛ, 2012. – 112 с.

УДК 621.311.153

О.И. Александров (БГТУ, г. Минск);

Д.Г. Горячко, технический директор (Inno Tech Solution, г. Минск)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО РЕЗЕРВА МОЩНОСТИ В БЕЛОРУССКОЙ ЭНЕРГОСИСТЕМЕ В СЛУЧАЕ ОТКЛЮЧЕНИЯ БЛОКОВ АЭС

Анализ развития системных аварий показывает, что последние сопровождаются, как правило, расширением зоны отказа с последующим действием автоматики по резервированию отказов выключателей и нарушением устойчивости.

Начальные отказы в основном обуславливаются внешними явлениями (короткие замыкания, атмосферные перенапряжения на линиях и подстанциях, ослабление сети из-за ремонтных работ, неудовлетворительные балансы активной и реактивной мощности), а также неправильными действиями и отказами средств релейной защиты и автоматики.

Таким образом, при анализе надежности объединенных энергосистем на первый план выдвигаются электрические свойства ЭЭС, ко-