ОСНОВИ МІКРО- і НАНОЕЛЕКТРОНІКИ Лекція 08

МДН структури

Анатолій Євтух

Інститут високих технологій Київського національного університету імені Тараса Шевченка

Ідеальна МДН структура



для р-типу.

Зонні діаграми ідеальних МДН структур при V=0. а- напівпровідник птипу; б- напівпровідник р-типу.

де ϕ_m - робота виходу металу; χ - спорідненість до електрону напівпровідника, E_g ширина забороненої зони, ψ_B - різниця між рівнем Фермі E_F і положенням рівня Фермі у власному напівпровіднику E_i . Умова (1) означає, що у відсутність зовнішньої напруги V=0 енергетичні зони напівпровідника не вигнуті (стан плоских зон).

2. При будь-яких зміщеннях в структурі може існувати тільки заряд в її напівпровідниковій частині і рівний йому заряд протилежного знаку на металічному електроді, який відділений від напівпровідника шаром діелектрика.

3. При постійній напрузі зміщення відсутній переніс заряду через діелектрик, тобто опір діелектрика допускається нескінченним.

Коли до ідеальної МДН структури прикладена напруга того чи іншого знаку, на напівпровідниковій поверхні можуть виникнути **три основні ситуації.** Розглянемо їх спочатку для МДН структури з напівпровідником р - типу.



Зонні діаграми МДН-структури при V≠0. а- режим акумуляції: б- режим збіднення; врежим інверсії.

1) Якщо до металевого електроду структури прикладена від'ємна напруга (V<0), край валентної зони на границі з діелектриком вигнеться вгору і наблизиться до рівня Фермі. Оскільки ідеальній МДН B структури наскрізний струм дорівнює нулю, Фермі напівпровіднику рівень B постійним. Так ЯК залишається концентрація дірок експоненційно залежить від різниці енергій (E_F-E_V), такий вигин зон приведе до збільшення кількості основних носіїв (дірок) біля поверхн1 напівпровідника. Цей режим називається режимом збагачення (акумуляції).

$$p = N_V \exp(-\frac{E_F - E_V}{kT})$$

$$n = N_C \exp(-\frac{E_C - E_F}{kT})$$

2) Якщо до МДН структури прикладена не дуже велика додатна напруга (V>0), зони вигинаються в оберненому напрямі і при поверхнева область напівпровідника збіднюється основними носіями. Цей режим називається режимом збіднення або виснаження поверхні.

3) При великих позитивних напругах зони вигинаються вниз настільки сильно, що поблизу поверхні відбувається перетин рівня Фермі Е_F з власним рівнем Е_i. В цьому випадку концентрація неосновних носіїв (електронів) біля поверхні переважає концентрацію основних носіїв (дірок). Ця ситуація називається **режимом інверсії.**

Аналогічний розгляд можна провести і для МДН структури з напівпровідником птипу. Вказані режими реалізуються при напрузі протилежної полярності.

Приповерхнева область просторового заряду

$$n_p = n_{p0} \exp(q\psi / kT) \equiv n_{p0} \exp(\beta\psi),$$

$$p_p = p_{p0} \exp(-q\psi / kT) \equiv p_{p0} \exp(-\beta\psi).$$

$$n_{s} = n_{p0} \exp(\beta \psi_{s}),$$
$$p_{s} = p_{p0} \exp(-\beta \psi_{s})$$

де n_{p0} і p_{p0} - рівноважні густини електронів і дірок в об'ємі напівпровідника, $\beta \equiv q/kT$. Потенціал ψ позитивний, якщо зоні вигнуті вниз.



Зонна діаграма приповерхневої області напівпровідника р-типу. Потенціал Ψ визначений відношенню об'єму ПО ДО підкладки (и=0 в її електронейтральній частині) і відраховується від власного рівня Е. Вигин зон на рисунку відповідає позитивному знаку потенціалу ψ_s . В режимі акумуляції $\psi_s < 0$, в режимі збіднення $\psi_{R} > \psi_{s} > 0$ і при інверсії $\psi_s > \psi_B$.

Характерні інтервали зміни поверхневого потенціалу ψ_s : $\psi_s < 0$ – акумуляція дірок (зони вигнуті вверх); $\psi_s = 0$ – стан плоских зон; $\psi_s > \psi_s > 0$ – режим збіднення (зони вигнуті вниз); $\psi_s = \psi_B - n_s = p_s = n_i \ (n_i$ - власна концентрація); $\psi_s > \psi_B$ - режим інверсії (накоплення біля поверхні неосновних носіїв заряду (електронів), зони вигнуті вниз).

Залежність потенціалу ψ від відстані до границі розділу x можна отримати за допомогою одномірного рівняння Пуасона

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_s}.$$

де ε_{s} - діелектрична проникність напівпровідника, а $\rho(x)$ – густина повного об'ємного заряду.

$$\rho(x) = q(N_D^+ - N_A^- + p_p - n_p),$$

В об'ємі напівпровідника вдалині від поверхні виконується умова електронейтральності, тобто $\rho(x)=0$ при $\psi=0$, а

$$N_D^+ - N_A^- = n_{p0} - p_{p0}.$$

В загальному випадку для всіх значень маємо

$$p_p - n_p = p_{p0} \exp(-\beta \psi) - n_{p0} \exp(\beta \psi).$$

В результаті рівняння Пуасона перепишеться як

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon_s} [p_{p0}(e^{-\beta\psi} - 1) - n_{p0}(e^{\beta\psi} - 1)].$$

Інтегрування рівняння

$$\int_{0}^{\partial\psi/\partial x} \left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right) d\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right) = -\frac{q}{\varepsilon_s} \int_{0}^{\psi} [p_{p0}(e^{-\beta\psi}-1) - n_{p0}(e^{\beta\psi}-1)]d\psi.$$

Дає співвідношення, яке зв'язує електричне поле ($E \equiv -d\psi/dx$) і потенціал ψ :

$$E^{2} = \left(\frac{2kT}{q}\right)^{2} \left(\frac{qp_{p0}\beta}{2\varepsilon_{s}}\right) \left[\left(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1\right) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\left(e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1\right)\right]$$

Для скорочення запису наступних формул позначимо

$$F(\beta \psi, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}) \equiv \left[(e^{-\beta \psi} + \beta \psi - 1) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} (e^{\beta \psi} - \beta \psi - 1) \right]^{1/2} \ge 0.$$

I введемо так звану дебаєвську довжину дірок

$$L_{D} \equiv \sqrt{\frac{kT\varepsilon_{s}}{p_{p0}q^{2}}} \equiv \sqrt{\frac{\varepsilon_{s}}{qp_{p0}\beta}}.$$

Тоді електричне поле

$$E = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \pm \frac{\sqrt{2kT}}{qL_D} F(\beta \psi, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}).$$

При цьому знак + потрібно використовувати при $\psi > 0$, а знак – при $\psi < 0$. Величину поверхневого електричного поля отримаємо, підставивши у вираз $\psi = \psi_s$:

$$E_s = \pm \frac{\sqrt{2}kT}{qL_D} F(\beta \psi_s, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}).$$

За законом Гауса об'ємний заряд віднесений до одиниці площі границі розділу, який індукував це поле, є:

$$Q_{s} = -\varepsilon_{s}E_{s} = \mathbb{Z} \frac{\sqrt{2}\varepsilon_{s}kT}{qL_{D}}F(\beta\psi_{s},\frac{n_{p0}}{p_{p0}}).$$

Для визначення надлишкових поверхневих густин електронів Δn і дірок Δp при даному значенні поверхневого потенціалу ψ_s необхідно вирахувати наступні інтеграли:

$$\Delta p = p_{p0} \int_{0}^{\infty} (e^{-\beta\psi} - 1) dx = \frac{q p_{p0} L_D}{\sqrt{2}kT} \int_{\psi_s}^{o} \frac{e^{-\beta\psi} - 1}{F(\beta\psi, \frac{n_{p0}}{p_{p0}})} d\psi, \qquad \Delta n = n_{p0} \int_{0}^{\infty} (e^{\beta\psi} - 1) dx = \frac{q n_{p0} L_D}{\sqrt{2}kT} \int_{\psi_s}^{o} \frac{e^{\beta\psi} - 1}{F(\beta\psi, \frac{n_{p0}}{p_{p0}})} d\psi.$$

$$E = -\frac{d\psi}{dx}, \qquad dx = -\frac{d\psi}{E}$$



Залежність густини об'ємного заряду (на одиницю площі границі розділу) від поверхневого потенціалу ψ_s для кремнію р - типу з N_A=4×10¹⁵ см⁻³ при кімнатній температурі; потенціал ψ_B відповідає різниці рівня Фермі і власного рівня E_i в об'ємі напівпровідника.

$$\Gamma(\beta\psi, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}) \equiv [(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}}(e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1)]^{1/2} \ge 0.$$

При від'ємних значеннях ψ_s заряд Q_s (1a) додатній, що відповідає акумуляції дірок на поверхні. В цьому випадку у виразі (1a) домінує перша складова, так що .

$$Q_s \propto \exp(q|\psi_s|/2kT).$$

В стані плоских зон $\psi_s=0$ і $Q_s=0$. В режимі збіднення $\psi_B > \psi_s > 0$, а заряд Q_s від'ємний. При цьому у виразі (1а) домінує друга складова, так що

$$Q_s \propto \sqrt{\psi_s}$$

При сильній інверсії $\psi_s >> \psi_B$ головною у виразі (1а) є четверта складова, і в цьому випадку

$$Q_s \propto -\exp(q\psi_s/2kT)$$

Сильна інверсія наступає при поверхневому потенціалі

$$\psi'_{s}(inv) \approx 2\psi_{B} = \frac{2kT}{q}\ln(\frac{N_{A}}{n_{i}}).$$

Повна диференційна ємність напівпровідника:

$$C_D = \frac{\partial Q_s}{\partial \psi_s} = \frac{\varepsilon_s}{\sqrt{2}L_D} \frac{\left[1 - \exp(-\beta \psi_s) + (n_{p0} / p_{p0})(\exp(\beta \psi_s) - 1)\right]}{F(\beta \psi_s, n_{p0} / p_{p0})}.$$

В стані плоских зон, тобто при $\psi_s = 0$, C_D можна легко визначити, розклавши в ряд відповідні експоненти.

$$C_D(\psi_s=0)=\frac{\varepsilon_s}{L_D}.$$

Характеристики ідеальної МДН



структури

Для забезпечення електронейтральності структури заряд на її металевому електроді Q_M має бути рівним сумі електронного заряду в інверсійному шарі Q_n і заряду іонізованих акцепторів в області збіднення напівпровідника.

$$Q_M = Q_n + qN_A W = Q_s.$$

Всі заряди віднесені до одиниці площі границі розділу. W – товщина збідненого шару, Q_s - повна поверхнева густина заряду в напівпровіднику.

При
$$\phi_{\rm ms}=0$$
 $V = V_i + \psi_s$

$$V_i = E_i d = \frac{|Q_s|d}{\varepsilon_i} \equiv \frac{|Q_s|}{C_i}$$

(x)

S

Зонна діаграма ідеальної МДН структури (а) і розподіл зарядів (в умовах інверсії) (б), електричного поля (в) і потенціалу (г).

Повна ємність структури

$$C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D}.$$

що відповідає послідовному з'єднанню ємності напівпровідника C_D і ємності діелектрика $C_i = \varepsilon_i/d$. Остання визначається товщиною діелектрика і є максимально можливою ємністю структури. Ємність напівпровідника змінюється при зміні напруги на структурі.

$$C_D \equiv \frac{\partial Q_s}{\partial \psi_s} = \frac{\varepsilon_s}{\sqrt{2}L_D} \frac{\left[1 - \exp(-\beta \psi_s) + (n_{p0} / p_{p0})(\exp(\beta \psi_s) - 1)\right]}{F(\beta \psi_s, n_{p0} / p_{p0})}$$

Особливий інтерес являє значення повної ємності структури в стані плоских зон, тобто при $\psi_s = 0$

$$C_{FB}(\psi_s = 0) = \frac{\varepsilon_i}{d + (\varepsilon_i / \varepsilon_s)L_D} = \frac{\varepsilon_i}{d + (\varepsilon_i / \varepsilon_s)\sqrt{kT\varepsilon_s / p_{p0}q^2}}$$

де ε_i і ε_s - діелектричні проникності діелектрика і напівпровідника відповідно, а L_D - дебаєвська довжина дірок.

Залежність ємності ідеальної МДН структури від напруги при від'ємних значеннях останньої відповідає акумуляції дірок біля границі розділу. В цьому режимі диференційна ємність напівпровідника (2а) суттєво більша ємності діелектрика, тому повна ємність структури близька до величини C_i . Коли напруга, яка прикладена до МДН структури, стає більшою 0, в приповерхневому шарі напівпровідника утворюється збіднена область, яка діє як додатковий шар діелектрика. Це приводить до зменшення повної ємності МДН структури. Потім проходячи через мінімум C_{min} і V_{min} , повна диференційна ємність структури різко зростає і знову наближається до величини C_i . Останнє обумовлено тим, що в даній області напруг біля границі розділу з діелектриком утворюється електронний інверсійний шар, диференційна ємність якого також значно перевищує ємність діелектрика.



Вольт-фарадні криві ідеальної МДНструктури. (а) – в області низьких частот; (б) – в області високих частот; (в) – в режимі глибокого збіднення. Наростання ємності в області додатній зміщень залежить від того, чи встигає концентрація інверсійних електронів слідувати за змінами пркладеної до структури змінної напруги, за допомогою якої здійснюється зміна ємності. Даний режим реалізується лише при порівняно малих частотах, коли швидкість генераційнорекомбінаційних процесів, що відповідають за зміну концентрації неосновних носіїв (в даному випадку електронів), достатня, щоб електронна густина змінювалась у фазі з напругою вимірювального сигналу.

Експериментально встановлено, що для структур метал-SiO₂-Si відповідна частотна границя лежить в діапазоні 5-100 Гц. При більш високих частотах збільшення диференційної ємності структури при додатних напругах не спостерігається (крива (б)).

Крива (в) на рисунку відповідає вольт-фарадній характеристиці ідеальної МДН структури в умовах глибокого збіднення (імпульсна напруга зміщення).

Характерні значення поверхневого потенціалу:

В ідеальній МДН структурі стан плоских зон $\psi_s = 0$ реалізується при нульовому зміщенні (V=0). Режиму збіднення відповідають поверхневі потенціали від $\psi_s = 0$ до $\psi_s = \psi_B$. Величина ψ_B виявляється дещо меншою значення V_{min} . При поверхневому потенціалі $\psi_s = 2\psi_B$ починається сильна інверсія. Режиму слабкої інверсії відповідають потенціали $\psi_{B} < \psi < 2\psi_{B}$.



Високочастотна вольт-фарадна залежність МДН структуриі її апроксимація — (штрихові лінії). На вставці наведені С-V криві при різних частотах тестуючої напруги.

Високочастотну вольт-фарадну

характеристику ідеальної МДН структури при 0<V<V_т можна апроксимувати залежністю, яка отримана в наближенні збідненого шару (штрихова лінія), а при V<0 і V>V_T - постійними значеннями C_i і С' відповідно.

Важливою величиною є так звана напруга включення (порогова напруга) V_T при якій починається сильна інверсія.

$$V_T = \frac{Q_s}{C_i} + 2\psi_B,$$

де $Q_s = q N_A W_m$

$$V_{T} \approx \frac{\sqrt{2\varepsilon_{s}qN_{A}(2\psi_{B})}}{C_{i}} + 2\psi_{B}.$$

Значення диференційної ємності ідеальної МДН структури, що відповідає V_T:

$$C'_{\min} \approx \frac{\varepsilon_i}{d + (\varepsilon_i / \varepsilon_s) W_m}.$$



C-V криві ідеальних МДН-структур. Суцільними лініями показані низькочастотні характеристики, а штриховими – високочастотні.

В структурах з більш тонким шаром SiO₂ спостерігається сильніша залежність ємності від напруги.

C-V характеристики МДН структур на n-підкладці аналогічні. Для аналізу необхідно лише поміняти знак на осі напруг.

Дані С-V криві можна використати і для аналізу характеристик МДН структур з іншими діелектриками (а не лише з діелектриком SiO₂), при цьому варто користуватися виразом

$$d_{c} = d_{i} \frac{\varepsilon_{i}(SiO_{2})}{\varepsilon_{i}(insulator)},$$

де d_i - дійсна товщина діелектричного шару, а d_c - ефективна товщина (ε_i діелектрична проникність даного діелектрика а $\varepsilon_i(SiO_2)=3,5\times10^{-13}$ Ф/см).

Si-SiO₂-МДН-структури Заряди в МДН структурі



Класифікація зарядів присутніх в термічно окисленому кремнії.

1.Заряд захоплений поверхневими пастками Q_{it}.

- 2. Фіксований заряд окисла Q_г.
- 3. Заряд захоплений в окислі Q_{ot}.
- 4. Заряд рухливих іонів Q_m.





Заряд захоплений поверхневими пастками

Основна причина виникнення поверхневих станів в забороненій зоні напівпровідника полягає в тому, що сама границя розділу є порушенням просторової періодичності кристалічної гратки.

Виміри на чистих поверхнях отриманих сколом у надвисокому вакуумі показують, що Q_{it} надзвичайно велика: порядку кількості атомів на вільній поверхні кристалу (10^{15} атом/см²). В сучасних МОН структурах, які отримані термічним окисленням кремнію, значна кількість поверхневого заряду Q_{it} нейтралізується в процесі низькотемпературного (450 C) відпалу в атмосфері водню. В кращих зразках величина N_{it} не перевищує 10^{10} см⁻².

Поверхневі стани вважаються донорними, якщо віддаючи електрон вони стають нейтральними або позитивно зарядженими.

Акцепторними називаються поверхневі стани, які стають нейтральними або від'ємно зарядженими, якщо захоплюють електрон.

Заповнення поверхневих станів, так як і об'ємних, визначається розподілом Фермі

$$F_{SD}(E_t) = \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp(\frac{E_t - E_F}{kT})}\right] = \frac{1}{1 + g \exp(\frac{E_F - E_t}{kT})}$$

для донорних поверхневих пасток і

$$F_{SA}(E_{t}) = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp(\frac{E_{t} - E_{F}}{kT})}$$

для акцепторних поверхневих пасток.

Тут E_t - енергія поверхневого стану, а g- фактор виродження, рівний 2 для донорних і 4 для акцепторних поверхневих станів.

При зміні прикладеного до МДН структури напруги положення енергетичних рівнів поверхневих пасток змінюється і слідує за зміщенням країв дозволених зон напівпровідника на границі розділу, в той час як положення рівня Фермі залишається незмінним. В результаті відбувається зміна зарядового стану цих пасток (в першому наближенні можна вважати, що воно відбувається, коли енергетичний рівень пастки перетинає рівень Фермі. Зміна поверхневого зв'язаного заряду дає додатковий вклад в диференційну ємність МОН структури, в результаті чого вольт-фарадна характеристика останньої відрізняється від С-V залежності ідеальної МДН структури.



Витягування C-V кривих за рахунок поверхневих станів.

При високих частотах ($\omega \tau >>1$) заряд на поверхневих станах не втигає слідувати за змінами змінної тестуючої напруги. Високочастотна C-V залежність МОН структури, в яку не входить ємність поверхневих станів зображена штриховою лінією. Однак і в цьому випадку поверхневі стани впливають на форму вольт-фарадної характеристики, зсуваючи і розтягуючи її вздовж осі напруг. Справа в тому, що для наявності зв'язаного поверхневого заряду потрібне відповідне збільшення (в порівнянні з ситуацією для ідеальної МДН структури) заряда на металевому електроді, щоб досягнути того ж значення поверхневого потенціалу.



Густина поверхневих станів в термічно окисленому кремнії.

Поблизу середини забороненої зони D_{it} змінюється відносно слабо, але потім різко наростає по мірі наближення до країв дозволених зон. Відмітимо суттєву залежність густини поверхневих станів від орієнтації напівпровідникової підкладки МОН структури. В структурах з орієнтацією підкладки <100> густина поверхневих станів виявляється приблизно на порядок меншою, ніж в структурах з орієнтацією <111>. Цей факт корелює з кількістю вільних зв'язків на відповідних атомних площинах кремнію.

Фіксований заряд

Фіксований заряд Q_f має наступні властивості: 1) величина залишається незмінною в широкому діапазоні змін поверхневого потенціалу ψ_s ; 2) локалізований в шарі товщиною порядку 3 нм поблизу границі розділу Si-SiO₂; 3) величина слабо залежить від товщини шару оксиду, типу провідності і концентрації легуючої домішки в підкладці; 4) в більшості випадків позитивний, а величина залежить від орієнтації підкладки і технологічних режимів окислення і відпалу структур. Вважається, що фіксований заряд Q_f обумовлений або надлишковим (трьохвалентним) кремнієм, або надлишковим (незв'язаним, що втратив один електрон) киснем в приповерхневому шарі SiO₂.

Незалежно від типу провідності підкладки позитивний заряд Q_f зсуває C-V характеристику в сторону від'ємних напруг зміщення, а від' ємний заряд Q_f - в сторону позитивних напруг зміщення.

$$\Delta V_f = \frac{Q_f}{C_i}$$

Зсув C-V кривих вздовж осі напруг, обумовлений позитивним чи нагативним фіксованим зарядом окисла. а- для напівпровідника р -типу; б- для напівпровідника п - типу.





Вплив фіксованого заряду окисла на властивості МДН-структур.

Для повної електронейтральності структури необхідно, щоб кожен від'ємний заряд на її металічному електроді компенсувався рівним за величиною і протилежним за знаком зарядом в діелектрику або напівпровіднику. В ідеальній МДН структурі $Q_f=0$, і ця компенсація здійснюється тільки за рахунок заряду іонізованих донорів в збідненому шарі напівпровідника. Реальній МОН структурі з позитивним Q_f частина зарядів на металічному електроді компенсується фіксованим зарядом окисла, що природно приводить до відповідного зменшення глибини області збіднення в порівнянні з ідеальною МДН структурою при тій же напрузі зміщення. Частина силових ліній електричного поля замикається на фіксованому заряді Q_f Так як глибина області збіднення зменшується, ємність МОН структури збільшується, і, відповідно, вся С-V крива зсувається по відношенню до ідеальної в сторону від'ємних напруг. При від'ємному Q_f C-V крива зсувається по відношенню до ідеальної в протилежному напрямку.

Заряд рухливих іонів



Присутність іонів лужних металів, таких як натрій в термічно вирощеній SiO₂ є основною причиною нестабільності характеристик напівпровідникових приладів, які пасивуються за допомогою окислення.

По закону Гаусса зсув напруги плоских зон, обумовлений зарядом рухомих іонів:

$$\Delta V_m = \frac{Q_m}{C_i} = \frac{1}{C_i} \left[\frac{1}{d} \int_0^d x \rho(x) dx\right].$$

де Q_m - ефективний заряд рухливих іонів, що відповідає одиниці площі границі розділу, а $\rho_m(x)$ - об'ємна густина заряду рухливих іонів [Кл/см³].

Розподіл концентрації іонів натрію по товщині плівок двоокису кремнію і нітриду кремнію при різних розмірах кристалітів.

Найбільш стійким до проникнення іонів натрію виявляється аморфний Si₃N₄.

Щоб запобігти проникнення рухливого іонного заряду в окисел в процесі робочого циклу приладів, можна використовувати непроникні для рухливих іонів захисні плівки, такі як, наприклад, аморфний нітрид кремнію. Окисел Al₂O₃ і фосфорносилікатні стекла також можуть виконувати роль бар'єрних шарів для іонів натрію. Однак МДН структури зі складеним ізолятором метал – (Al₂O₃-SiO₂) – Si характеризуються достатньо великим зсувом С-V кривих в область від ємних напруг. Це значить, що в структурі на р-підкладці поверхня вже інвертована при нульовому і навіть при не надто великих від'ємних напругах зміщення. Фосфорнјсилікатні стекла, являють собою окисел SiO₂, збагачений P₂O₅, і утворюються поблизу зовнішньої поверхні шару окисла в процесі дифузії фосфору. Вони суттєво зменшують нестабільність робочих характеристик МОН структур за рахунок захоплення іонів натрію, оскільки розчинність натрію в цих стеклах набагато більша, ніж в SiO₂.

Заряд захоплений в окислі

Заряд захоплений в окислі Q_{ot} , також приводить до зсуву C-V характеристик МОН структур. Цей заряд обумовлений структурними дефектами в шарі окисла. Пастки в окислі зазвичай нейтральні, але можуть заряджатися, коли захоплюють електрони і дірки.

Зсув напруги, обумовлений зарядом захопленим в окислі записується у вигляді:

$$\Delta V_{ot} = \frac{Q_{ot}}{C_i} = \frac{1}{C_i} \left[\frac{1}{d} \int_{0}^{d} x \rho_{ot}(x) dx \right].$$

де Q_{ot} - ефективна поверхнева густина цього заряду, що приведена до одиниці площі границі розділу Si-SiO₂, а ρ_{ot} - істина об'ємна густина заряду, що захоплений в окислі.

МДН-структура з фіксованим і захопленим в окислі зарядами. а- зонна діаграма; б- розподіл заряду; в- електричне поле; г- потенціал.



Результуючий зсув напруги плоских зон ΔV_{FB} , обумовлений всіма компонентами заряду в окислі, є

$$\Delta V_{FB} = \Delta V_f + \Delta V_m + \Delta V_{ot} = \frac{Q_0}{C_i}.$$

 $Q_0 \equiv Q_f + Q_m + Q_{ot}.$

сума відповідних ефективних зарядів на одиницю площі границі розділу Si-SiO₂

Різниця робіт виходу

В ідеальній МДН структурі різниця робіт виходу електрона з металу і напівпровідника рівна нулю.

$$\varphi_{ms} \equiv \varphi_m - (\chi + \frac{E_g}{2q} - \psi_B).$$

Якщо ця різниця відмінна від нуля, а крім того, в діелектрику МДН структури присутній заляж Q_o , вольт-фарадні характеристики реальної МДН структури будуть зсунуті вздовж осі напруг відносно ідеальної С-V кривої на величину

$$V_{FB} = \varphi_{ms} - \frac{Q_0}{C_i} = \varphi_{ms} - \frac{Q_f + Q_m + Q_{ot}}{C_i}$$
. яка називається зсувом напруги плоских зон

Якщо з яких-небудь причин можна знехтувати величиною заряду рухливих ioнiв i зарядом, що захоплений на об'ємних пастках діелектрика, вираз спрощується i приймає вигляд

$$V_{FB} = \varphi_{ms} - \frac{Q_f}{C_i}.$$

Енергетична зонна діаграма границі розділу Si-SiO₂ була визначена за результатами вимірів фотоемісії електронів. Встановлено, що ширина забороненої зони SiO2 приблизно рівна 9 еВ, а спорідненість до електрону $q\chi_i = 0.9$ еВ.



Зонна діаграма (а) структури Al-SiO₂-Si з товщиною окисла 50 нм і N_A=10¹⁶ см⁻³ і залежність (б) різниці робіт виходу від ступеню легування в МОН структурах з електродами з виродженого полі кремнію, Al і Au.

Робота виходу з металу в МОН структурах зазвичай визначається за результатами вимірів фотовідгуку або вольт-фарадних характеристик. На рис наведені експериментальні залежності фотовідгуку МОН структур з електродами з різних металів від енергії збуджуючих фотонів. По осі ординат тут відкладений корінь кубічний від фотовідгуку в довільних одиницях. Перетин цих прямих з віссю абсцис визначає величину енергетичного бар'єру $q\phi_B$ між металом і SiO₂. Відповідно, робота виходу з металу $q\phi_m$ рівна $q\phi_B + q\chi_i$, де $q\chi_i$ - спорідненість електрону в окислі.



Залежність фотовідгуку МОН структури з різними металічними електродами від енергії фотонів. На вставці наведені відповідні С-V криві.

Подібні результати також отримуються і із аналізу вольт-фарадних характеристик серії експериментальних МОН структур з однаковими параметрами окисного шару, які відрізняються лише матеріалом польового електроду. С-V характеристики таких МОН структур повинні бути зсунуті відносно одна одної на величину, рівну різниці робіт виходу із відповідних металів: $q\phi_{m1}$ - $q\phi_{m2} = q\phi_{B1}$ - $q\phi_{B2}$.

Тому, якщо робота виходу електрона для одного із металів відома, то по зсуву C-V кривих можна визначити абсолютні значення $q\phi_m$ для всіх решти металів Спостерігається спів падіння значень $q\phi_m$ визначених вольт-фарадним і фотоемісійним методами. Проте спостерігається помітна відмінність цих значень від роботи виходу електрона в вакуум.

За допомогою розглянутих експериментальних методів було встановлено, що висота енергетичного бар'єра на границі кремній-двоокис кремнію практично не залежить від кристалічної орієнтації підкладки (в межах похибки 0,1 еВ).

З наведених вище результатів слідує, що різниця робіт виходу ϕ_{ms} може становити помітну частину зсуву напруги плоских зон МОН структури, який спостерігається, і, таким чином, її необхідно враховувати при оцінках величини фіксованого заряду окисла по зсуву C-V характеристик.

Для полі кремнієвих n^+ - типу, де рівень Фермі практично співпадає з положенням дна зони провідності, ефективна робота виходу $q\phi_m$ рівна величині спорідненості до електрону в кремнії ($q\chi_{Si}$ =4.15 eB). В полі кремнієвих затворах типу, де рівень Фермі лежить біля стелі валентної зони, ефективна робота виходу $q\phi_m = q\chi_{Si} + E_g = 5.25$ eB.

В залежності від матеріалу затвору при нульовій напрузі зміщення при поверхнева область напівпровідника МОН структури може виявитися практично в будь-якому стані (від акумуляції до інверсії).

Вплив температури, світла, іонізуючих випромінень, лавинної інжекції Вплив температури

Заряд інверсійного шару в МОН структурах зв'язаний з об'ємом напівпровідникової підкладки лише через генераційно-рекомбінаційні процеси, тобто останні забезпечують встановлення стаціонарного значення густини заряду інверсійного шару, що відповідає заданій напрузі на структурі. Характерний час встановлення такої рівноваги визначається інтенсивністю генераційно-рекомбінаційних процесів, які сильно (експоненційно) залежать від температури. Зазвичай відповідна гранична частота для Si-SiO, систем при кімнатній температурі не перевищує 100 Гц, в окремих випадках вона нижча 1 Гц. При зниженні температури швидкість накоплення і розсасування заряду інверсійного шару суттєво зменшується. При цьому відбувається значна деформація C-V характеристик структури в області інверсії (гістерезис), і для їх правильного визначення необхідно в процесі вимірів досить довго витримувати МОН структуру при даній напрузі (в кожній експериментальній «точці»). В області підвищених температур швидкість генерації суттєво збільшується, що значно полегшує вивчення температури на властивості МДН- структур. В першу чергу це відноситься до вивчення механізмів генерацій них ЯВИЩ.



Еквівалентна схема МОН структури в режимі інверсії наведена на Рис.1. Температурні залежності провідності $G = R_{os}^{-1} + R_{oD}^{-1} + R_{d}^{-1}$ повної експериментальної МОН структури на п- підкладці наведені на Рис.2. Швидкість рекомбінаційного області просторового процесу в заряду пропорційна величині n_i , тобто характеризується енергією активації, що рівна $E_g/2$, в той час як дифузійного процесу швидкість накоплення пропорційна n_i^2 з енергією активації, рівній E_g . Дані наведені на Рис.2. показують, що генераційнорекомбінаційний процес в області просторового заряду $R_{gd}^{-1} \sim n_i \in$ домінуючим механізмом встановлення термодинамічної рівноваги при температурі нижче 140 °С.

Температурна залежність провідності.

В цьому температурному діапазоні значення енергії активації 0,56 еВ практично співпадає з очікуваною величиною $E_g/2$. При температурах вище 140°С нахил експериментальної кривої збільшується. Це свідчить про те, що в даній області домінує інший генераційно-рекомбінаційний механізм. Виявилось, що характерний нахил лінії (с), яка отримана відніманням від повної провідності *G* (крива (b)) провідності області просторового заряду R_{gD}^{-1} (крива (a))дорівнює 1,17 еВ $\approx E_g$, що відповідає очікуваному результату для дифузійного механізму $R_d^{-1} \sim n_i^2$.

Вплив світла

При опроміненні МОН структури світлом збільшується високочастотна ємність структури на ділянці С-V кривої, що відповідає режиму сильної інверсії. Причому з ростом інтенсивності опромінення високочастотна ємність на цій ділянці все більше наближується до свого низькочастотного значення C_i . Така поведінка обумовлена, <u>по-перше</u> зменшенням під дією опромінення характерного часу генерації неосновних носіїв. <u>По-друге</u>, світлова генерація електронно-діркових пар в приповерхневій області напівпровідника МОН структури приводить до зменшення поверхневого потенціалу ψ_s при постійній повній напрузі, що прикладена до структури (Рис.а).



Зменшення уз приводить Д0 відповідного зменшення товщини області просторового відповідно, a заряду, Д0 збільшення високочастотної ємності. Останній механізм домінує при достатньо високих вимірювального частотах сигналу.

Зонні діаграми МДН структури при освітленні (а), радіаційних впливах (б) і лавинній інжекції (в).

Вплив іонізуючих випромінювань

Основний процес, що обумовлює зміну характеристик МОН структур під дією іонізуючих випромінювань таких як рентгенівське і у-випромінення зображено на (Рис.б). Проникаюче в шар окислу іонізуюче випромінювання розриває зв'язок Si-O, і генерує електронно-діркові пари, які потім розділяються електричним полем в окислі, якщо в процесі експозиції МОН структура знаходиться під напругою. Більш рухливі електрони при цьому досить швидко покидають окисел і виходять на затвор або підкладку, і більш повільні дірки частково захоплюються пастками в окислі. При додатній напрузі на затворі ці дірки захоплюються поблизу границі з напівпровідником і, відповідно, сильно впливають на характеристики МОН структури. При цьому спостерігається значний радіаційний зсув напруги плоских зон в бік від'ємних напруг (утворення позитивного фіксованого заряду). Можливо, що ці захоплені дірки відповідають також і за збільшення густини поверхневих станів, яке зазвичай спостерігається після радіаційних впливів на МОН структуру. При протилежній полярності напруги (мінус на затворі) дірки будуть захоплюватись поблизу металічного електроду, який сильно екранує їх вплив на напівпровідник. В цьому випадку величина ефективного додатного заряду, що індукується радіацією, виявляється значно меншою, і вольт-фарадні характеристики відносно мало зсуваються вдовж осі напруг. Відмітимо, що експериментальні результати добре відповідають викладеній моделі діркового захоплення в окислі.

Вплив лавинної інжекції

Лавинна інжекція в окисел може відбуватися в МОН структурах при їх роботі в режимі глибокого збіднення. При швидкій зміні напруги на електроді структури майже вся напруга виявляється прикладена до нестаціонарного збідненого шару в напівпровіднику, де при досить високій величині цієї напруги розвивається лавинний процес ударної іонізації. В результаті лавинного процесу біля границі з окислом виникає досить велика кількість електронів і дірок з енергіями достатніми для подолання відповідних енергетичних бар'єрів. Так як величина електронного енергетичного бар'єру на границі Si-SiO₂, рівна q χ_{si} - q χ_i =4.1 – 0.9=3.2 eB, менша ніж висота енергетичного бар'єру доля дірок $E_g(SiO_2) - E_g(Si) - q\chi_{si} - q\chi_i = 4.7$ eB, електронна інжекція в окисел суттєво перевищує діркову.



Зонні діаграми МДН структури при освітленні (а), радіаційних впливах (б) і лавинній інжекції (в).



Залежність напруги пробою МДНструктури в умовах глибокого збіднення від концентрації домішки в підкладці. На вставці показано розподіл електричного поля вздовж границі з окислом.

Електричне поле біля границі розділу напівпровідник – діелектрик неоднакове і Em лосягає значення максимального поблизу краю затворного електроду. Напруга пробою структури визначається затворі, при напруга на якій ЯК іонізаційний інтеграл вдовж оптимальної силової лінії електричного поля досягає значення, рівного 1. Як видно з Рис. при кожному визначеному значенні товщини існує концентрація легуючої окисла домішки, при якій напруга лавинного пробою виявляється мінімальною Було встановлено, що зліва від цих мінімумів лавинний пробій дійсно відбувається біля краю електроду $(E_m > E_p)$, а правій частині графіків відповідає пробій, однорідний по площі структури $(E_m = E_I)$. В умовах однорідного пробою величина електричного поля на границі розділу Е тим більша, чим більша концентрація легуючої домішки.

Відмітимо, що лавинний пробій відбувається однорідно по площі електроду, коли відношення d/W_{max} (де W_{max} - максимальна товщина збідненого шару при напрузі пробою) перевищує 0.3.

На залежностях ємності і поперечної провідності кремнієвої МОН-структури з окислом, який вирощений у вологій атмосфері, спостерігаються зміни до і після лавинної інжекції електронів (Рис.). Інжекція гарячих електронів в окисел приводить до зсуву напруги плоских зон в бік більш позитивних напруг (це свідчить про збільшення від' ємного заряду в окислі). При цьому збільшується амплітуда піка поперечної провідності, що свідчить про ріст густини поверхневих станів (від 1.2 ×10¹¹ до 7.9×10¹¹ см⁻²еВ⁻¹).



Залежність ємності і провідності МДНструктури від напруги до та після лавинної інжекції електронів в окисел. Слід відмітити, що лавинна інжекція або інжекція гарячих носіїв має безпосереднє відношення до вибору робочих режимів напівпровідникових приладів зі структурою метал-діелектрик-напівпровідник. Так, наприклад в МОН-транзисторі носії в каналі можуть прискорюватись в повздовжньому електричному полі від витоку до стоку до енергій, достатніх для подолання енергетичного бар'єра на границі Si-SiO₂. Захоплення цих носіїв в окислі приводить до виникнення додаткового фіксованого заряду і до збільшення густини поверхневих станів. Все це небажано, оскільки приводить до зміни робочих параметрів приладу (дрейфу характеристик).

З іншого боку, за допомогою лавинної інжекції при пробої стокового переходу МОН-транзистора можна, наприклад, заряджати крізь окисел полі кремнієвий затвор. Цей метод використовується в напівпровідникових елементах пам'яті деяких типів. Дякую за увагу!