

ВПЛИВ ВІДНОШЕННЯ СИГНАЛ/ШУМ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТРИЦЬ НА РОЗДІЛЬНУ ЗДАТНІСТЬ ЦИФРОВИХ СИСТЕМ ДИСТАНЦІЙНОГО ЗОНДУВАННЯ ЗЕМНОЇ ПОВЕРХНІ

Досліджується методика визначення роздільної здатності цифрових систем дистанційного зондування Земної поверхні з метою оцінки якості цифрового зображення.

Вступ. Постановка завдання. В роботах [1,2] було доведено, що роздільну здатність R_c аерофотографічних систем (АФС) можливо визначити як точку перетинання наскрізної частотно-контрастної характеристики аерофотоапарату $W_s(\nu)$ та кривої порогового контрасту $K_c(\nu)$ фотоплівки, яка визначається пороговим контрастом дешифрувальника та шумом фотоплівки. Практична реалізація даного методу знайшла свій розвиток при виконанні польотів на повітряну розвідку, картографічне аерофотографування та повітряне спостереження за Договором про відкрите небо [3]. Для авіаційних оптико-електронних систем (ОЕС) повітряного спостереження роздільна здатність системи визначається аналогічно, як і для АФС (рис.1) [4].

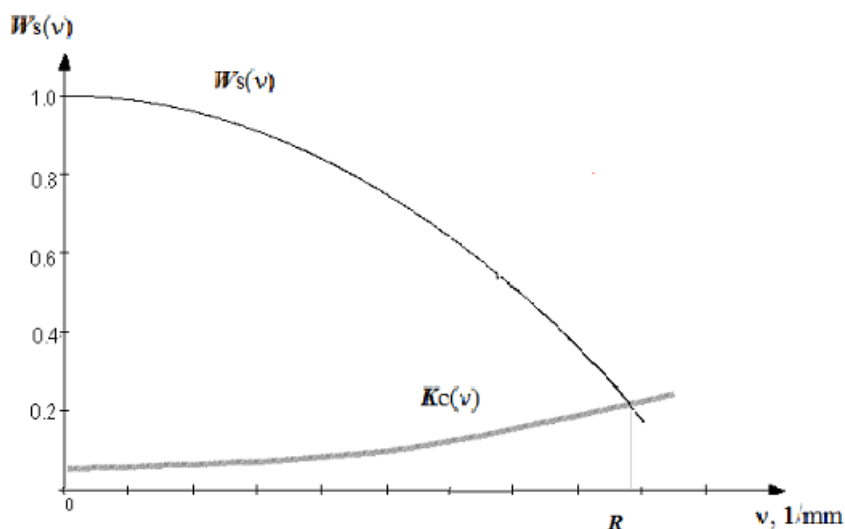


Рис.1. Частотно-контрастна характеристика і кривої порогового контрасту

Аналітична інтерпретація рис. 1 має вигляд:

$$W_s(\nu) = K_c(\nu),$$

$$W_s(\nu) = \sqrt{(0,02 \div 0,05)^2 + (4 \div 6)^2 D_{ш}(\nu) / U_{сер}^2} = \sqrt{(0,02 \div 0,05)^2 + (4 \div 6)^2 \frac{G_{ш}(\nu)\nu}{S_{сер}^2}} \quad (1)$$

де $D_{ш}$ і $G_{ш}$ – дисперсія і спектральна потужність шуму; $S_{сер}$ – середнє значення сигналу.

В зв'язку з появою цифрових аерофотоапаратів, в яких оптичне зображення місцевості реєструється напівпровідниковою фотоматрицею. У зв'язку з цим виникла необхідність наукового обґрунтування застосування зазначеного методу для визначення роздільної здатності цифрових аерофотокамер.

Основний матеріал дослідження. Напівпровідникові датчики відеосигналу в даний час будуються на основі матриць з кремнієвих фотодіодів або приладів із зарядовим зв'язком (ПЗЗ). Кращими параметрами і характеристиками володіють формувачі відеосигналу на основі фото - ПЗЗ, які світловий сигнал (оптичне зображення) перетворюють в електричні

сигнальні заряди (відеосигнал). Принцип роботи фото-ПЗЗ заснований на властивостях регістру, що складається з поруч розташованих у лінію МОН-конденсаторів (рис.2).

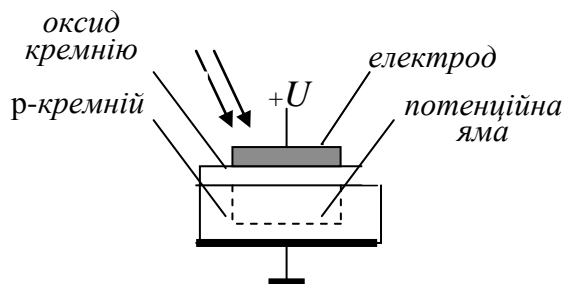


Рис.2. МОН-конденсатор

Перенесення зарядових пакетів, величина яких пропорційна величині експозиції, здійснюється шляхом керованого переміщення сигнальних зарядів тактовими імпульсами [5]. На напівпровідникову кремнієву підкладку, наприклад, *p*-типу, наносять шар діелектрика з оксиду кремнію SiO_2 товщиною $d_0 = 0,1 - 0,2$ мкм, над яким розташовується частково прозорий металевий електрод (затвор).

Напівпровідникова підкладка та металевий електрод відіграють роль обкладинок МОН-конденсатора, питома ємність якого дорівнює [4]:

$$C_{SiO_2} = \frac{\varepsilon_g \varepsilon_0}{d_0}, \quad (2)$$

де ε_g - відносна діелектрична проникність діелектрика (оксиду кремнію).

Якщо до затвора прикласти позитивний потенціал збереження заряду $+U_{зб}$ (напруга збереження), то безпосередньо під електродом біля поверхні напівпровідника зберуться неосновні носії (електрони), а основні носії (дірки) перемістяться вглиб об'єму напівпровідника, тому що будуть відштовхуватися від електрода. Таким чином, під електродом на границі оксид - напівпровідник в останньому утвориться вільна від рухливих дірок збіднена область глибиною l_0 . У даній області, називану потенційною ямою, щільність заряду складає:

$$\rho_3 = -q_e N_a,$$

де N_a - концентрація акцепторів; q_e - заряд електрону.

Розподіл потенціалу усередині збідненої області вздовж вісі Ox може бути отримано вирішенням рівняння Пуасона:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{\rho_3}{\varepsilon_{Si} \varepsilon_0} = \frac{q_e N_a}{\varepsilon_{Si} \varepsilon_0}, \quad (3)$$

де ε_{Si} - відносна діелектрична проникність кремнію (напівпровідника).

Інтегруючи рівняння (3) з граничними умовами $U|_0 = 0$, $dU/dx = 0$ при $0 \leq x \leq l_0$, отримаємо розподіл потенціалу у вигляді:

$$\varphi(x) = \frac{q_e N_a}{2\varepsilon_{Si} \varepsilon_0} (x - l_0)^2,$$

де l_0 - глибина так званої потенційної ями.

Потенціал на границі поділу ($x = 0$) називається поверхневим потенціалом:

$$\varphi_S = \frac{q_e N_a l_0^2}{2 \varepsilon_{Si} \varepsilon_0} \quad (4)$$

При досягненні рівноважних умов відповідно до закону Кірхгофа можна записати потенціал збереження зарядового пакету:

$$U_{зб} = U_{Si} + U_{SiO_2}, \quad (5)$$

де U_{Si} і U_{SiO_2} - падіння напруг на кремнії та його оксиду відповідно.

З огляду на те, що

$$U_{Si} = \varphi_S + \varphi_{пчк}, \quad (6)$$

$$U_{SiO_2} = \frac{q_e n + q_e N_a l_0}{C_{SiO_2}}, \quad (7)$$

де $\varphi_{пчк}$ - потенціал плоскої частини кривої дна валентної зони; n - поверхнева щільність електронів, комбінуючи (3) – (6), отримуємо:

$$U_{зб} - \frac{q_e n}{C_{SiO_2}} = \varphi_S + \varphi_{пчк} + \frac{\sqrt{2 q_e N_a \varepsilon_0 \varepsilon_{Si} \varphi_S}}{C_{SiO_2}}, \quad (8)$$

При цілком заповненій потенційній ямі $n = n_{max}$, а провідність поверхні інвертована, тобто дорівнює двом потенціалам рівня Фермі:

$$\varphi_S = 2\varphi_F. \quad (9)$$

Підставляючи (9) у (8) і з огляду на те, що на практиці ліва частина (7) завжди значно більше правій, вираз для максимальної поверхневої щільності носіїв у заповненій потенційній ямі матиме вигляд:

$$n_{max} = \frac{C_{SiO_2} U_{зб}}{q_e} = \frac{\varepsilon_g \varepsilon_0}{q_e} \cdot \frac{U_{зб}}{d_g}. \quad (10)$$

Максимальна поверхнева щільність заряду, що може бути внесений у потенційну яму, залежить від максимальної напруженості електричного поля з окису кремнію $\left(\frac{U_{зб}}{d_o}\right)_{max} \approx 10^6 \frac{В}{см}$.

З урахуванням, що $\varepsilon_g = 3,9$, максимальна густина електронів дорівнює:

$$n_{max} \approx 2 \cdot 10^4 \frac{\text{електронів}}{\text{мкм}^2}. \quad (11)$$

Для типового розміру площі дна потенційної ями (електроду) $A_{я} = 10 \times 20$ мкм можлива максимальна кількість електронів у ямі складатиме:

$$N_{max} = n_{max} A_{я} \approx 4 \cdot 10^6. \quad (12)$$

У випадку, якщо мінімально можлива ємність $C_{SiO_2} = 0,07 \text{ пФ}$ та $d_o = 100$ мкм, глибина потенційної ями l_0 буде знаходитися в межах декількох мікрометрів.

Припустимо, що на такий МОН-конденсатор з боку затвора спадає оптичне

випромінювання з довжиною хвилі λ , створюючи енергетичну освітленість $E_{e,\lambda}$. Тоді потік випромінювання, поглинений потенційною ямою, дорівнює $\Phi_{e,\lambda} = E_{e,\lambda} A_j$. Даному потокові відповідає кількість фотонів, що поглинаються в секунду,

$$N_\phi = \frac{\lambda \Phi_{e,\lambda}}{hc} = \frac{E_{e,\lambda} A_j \cdot \lambda}{hc}, \quad (13)$$

де $h=6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж*с – стала Планка; c – швидкість світла в напівпровіднику, м/с. Помноживши (12) на час накопичення зарядів (час експозиції t_H) та на квантову ефективність η_λ , отримаємо кількість електронів, що накопичені в потенційній ямі (чарунці)

$$N_e = \frac{E_{e,\lambda} A_j \lambda t_H \eta_\lambda}{hc} = \frac{E_{e,\lambda} A_j t_H \lambda \eta_\lambda}{hc}. \quad (14)$$

Розрахунки показують, що, для умов денного освітлення земної поверхні, кількість сигнальних електронів в чарунці дорівнює 2-3 сотні тисяч. Тобто, величина максимального відеосигналу $N=200000-300000$ електронів. При цьому відеосигнал рівня «білого» $N_{wh}=0,75N=150000-225000$ електронів.

Якщо ця мінімальна кількість електронів обмежена впливом шуму ($N_e = N_{min}$), то поділивши N_{max} на N_{min} , отримаємо динамічний діапазон N_{max}/N_{min} МОН-конденсатора.

Мінімальний сигнальний пакет N_{min} , що може бути накопичений в чарунці, визначається рівнем шуму [6,7].

Шум ПЗЗ при низькому рівні освітленості оцінюються значенням шумового еквівалентного сигналу, який викликаний пороговою кількістю фотонів, що забезпечує на виході системи відношення сигнал/шум $S/N=1$.

Шум ПЗЗ можна визначити аналітично, з огляду на шуми наступних джерел: шумом Найквіста адресних ключів і ключа скидання з дисперсією шумового заряду $Q_n^2 = k_B T C$, де C - ємність потенційної ями для шуму на виході ключа, а T - абсолютна температура МОН-конденсатора; шумом поверхневих і об'ємних пасток у чутливому елементі та в регістрі зсуву, що має дисперсію $Q_n^2 = k_B T C_i$, де C_i - ефективна ємність пасток; дробовий шум детектора і регістру зсуву, обумовлений темновим струмом - $Q_n^2 = e I_T t_H$, де t_H - час накопичення, I_T - струм термогенерації, а e - заряд електрона; шумом, обумовленим неефективністю перенесення $\varepsilon_{н.п.}$, з дисперсією $Q_n^2 = \frac{1}{(1 - \varepsilon_{н.п.})^{n_n}}$.

У такий спосіб шумовий зарядовий пакет

$$N_{ш} = \text{ШЗП}_{\text{ПЗЗ}} = \frac{[k_B T (C + C_i) + e I_T t_H]^{1/2}}{(1 - \varepsilon_{н.п.})^{n_n}}, \quad (15)$$

де n_n - кількість перенесень зарядового пакету.

$\text{ШЗП}_{\text{ПЗЗ}}$ не може бути менше шуму Найквіста ключа скидання, середній шумовий заряд якого дорівнює 200 електронам при вихідній ємності $0,25 \cdot 10^{-12}$ Ф. Для значного зменшення шумів скидання використовується спеціальний метод обробки сигналу, названий методом подвійної корельованої вибірки, сутність якого полягає в тому, що з вихідного сигналу віднімається напруга шуму, у результаті чого відбувається відокремлення шумів скидання від сигнального заряду й одночасно усувається шум виду $\frac{1}{f}$.

Тобто, можна констатувати, що рівень шумів (середньоквадратичне значення) $N_{ш}$ сучасних фото-ПЗЗ, що працюють на частотах $\Delta B=5-10$ МГц ($t_H=1/25-1/30$ с), складає десятки електронів. А дисперсія шуму $D_{ш} = G_{ш}\Delta B = N_{ш}^2$ - декілька сотень електронів. Тобто, величина мінімального відеосигналу (рівень «чорного») $N_{bl} \approx 10-30$ електронів, а амплітуда просторової гармоніки – $N_s=(N_{wh}-N_{bl})/2$, а рівень середнього- $N_m=(N_{wh}+N_{bl})/2$.

Інерційність CCD визначається часом прольоту носіїв під затвором, с:

$$\tau \approx \frac{b}{2\mu E}, \quad (16)$$

де b – розмір електроду вздовж напрямку перенесення зарядового пакету, м; μ - рухомість неосновних носіїв; E – напруженість електричного прискорювального поля, В/м. Тоді смуга частот відеосигналу складатиме, Гц:

$$\Delta B = \frac{1}{2\tau}. \quad (17)$$

Швидкість переміщення зарядового пакету дорівнює, м/с:

$$v = \frac{\Delta B}{\Delta \nu}, \quad (18)$$

де $\Delta \nu=1/2b$ – смуга просторових частот в площині матриці CCD, мм^{-1} .

Висновок. Таким чином, підставляючи значення $G_{ш}\Delta \nu = D_{ш} = N_{ш}^2$ та $S_{mid}^2 = N_s$ в (1), можна визначити вплив шуму на роздільну здатність цифрового аерофотоапарату.

ЛІТЕРАТУРА:

1. Jones R.C., J. Opt. Soc. Am., 50, 883 (1960)
2. Х.Фризер. Фотографическая регистрация информации. – М.:Мир, 1978. - 427с.
3. T.Orhaug, C.Hugo Agren. FOA Report C, 30666-9.4. September, 1992. - С.22.
4. Белинский В.Н. Поздеев С.Т. Авиационная опτικο-електроника и светотехника. - К.: КВВАИУ, 1988. - 319 с.
5. Хромов Л.И., Лебедев Н.В., Цыцулин А.К., Куликов А.Н. Твёрдотельное телевидение. - М.: Радио и связь, 1986. -185с.
6. Цифровое преобразование изображений: Уч. пособие для вузов/Быков Р.Е., Фраер Р., Иванов К.В., Манцветов А.А; под ред. проф. Р.Е. Быкова.-М.: Горячая линия - Телеком, 2003. - 228 с.
7. Белінський В.М. Вплив характеристик напівпровідникових датчиків відеосигналу на якість телевізійного зображення. Зб. Матеріали Міжнародної науково-практичної конференції „Україна в Євроінтеграційних процесах”. – К.: КиМУ. 2007. – С. 26-31.