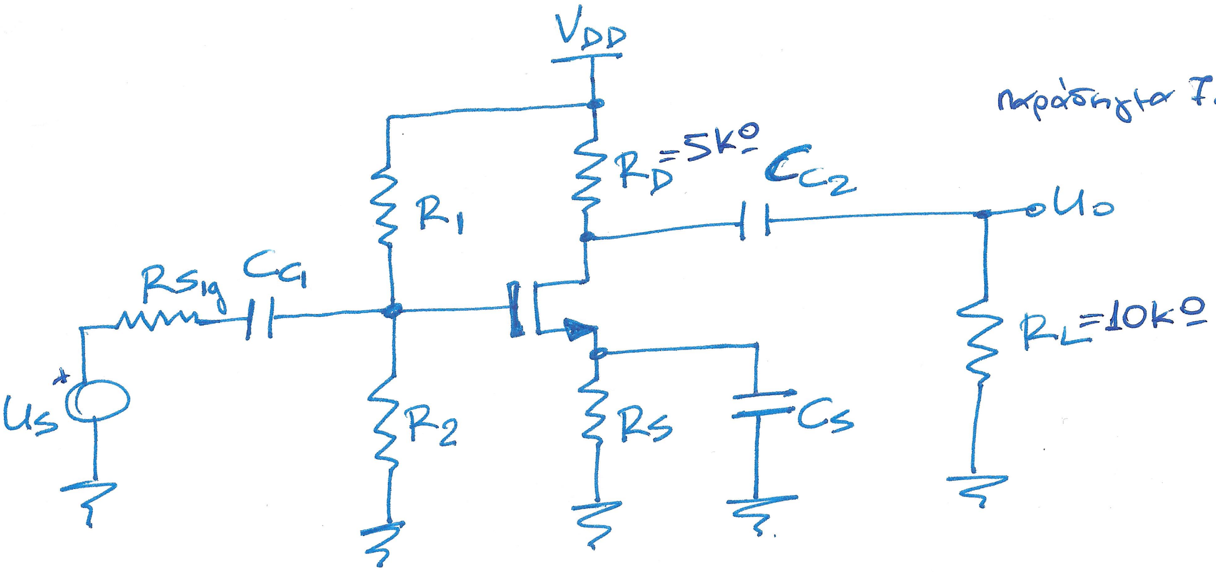
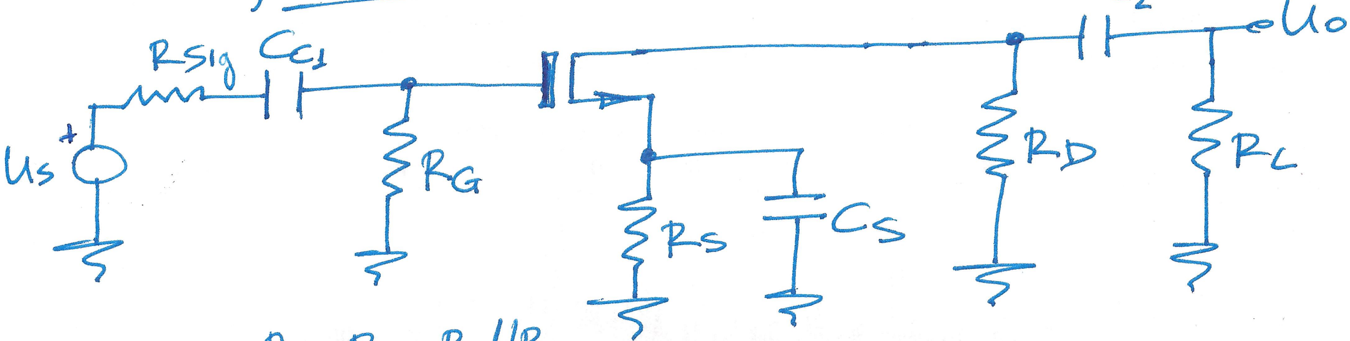
παράδειγμα 7.5

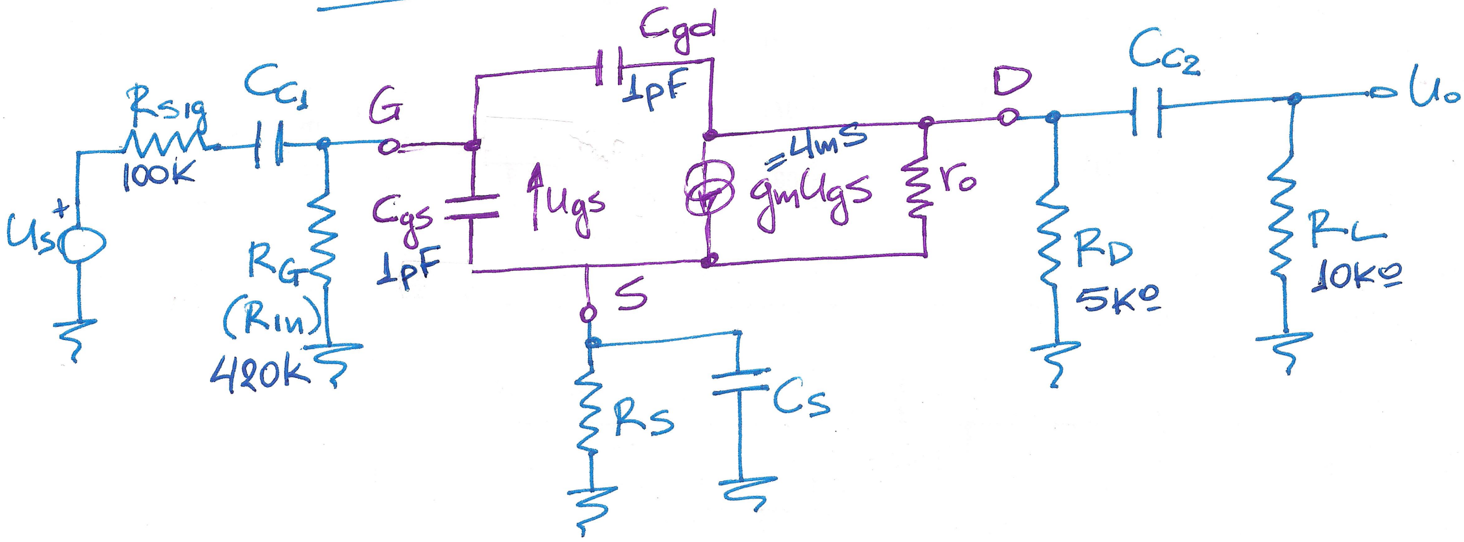


full AC ισοδύναμο



$R_{in} = R_G = R_1 // R_2$

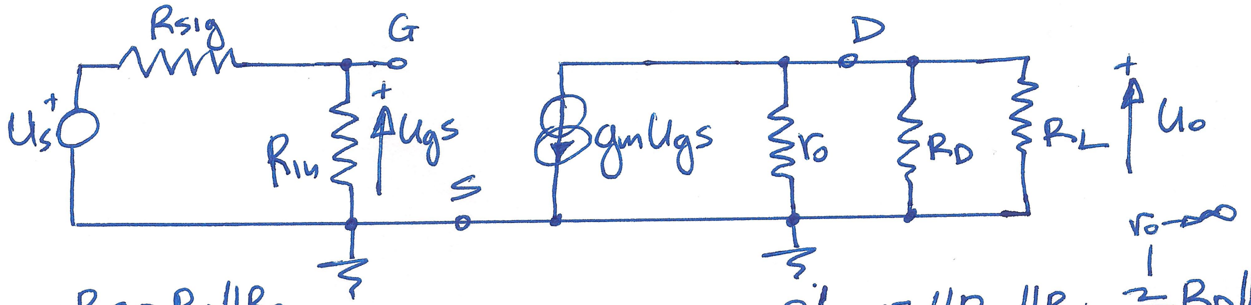
Αντικαθιστώντας το π-υβριδικό ισοδύναμο των MOSFET



Στις μεσαίες συχνότητες το ac-ισοδύναμο

(ανοιχτοκυκλώνοντας τις παρασιτικές χωρητικότητες του MOSFET κ' βραχυκυκλώνοντας τους πυκνωτές σύζευξης κ' παράκαμψης)

γίνεται:



$R_{in} = R_G = R_1 \| R_2$

$R_L' = r_o \| R_D \| R_L \overset{r_o \to \infty}{\simeq} R_D \| R_L$

$$A_M = \frac{u_o}{u_s}$$

εισοδ: $u_{gs} = \dfrac{R_{in}}{R_{in}+R_{sig}} \cdot u_s \Rightarrow u_s = \dfrac{R_{in}+R_{sig}}{R_{in}} \cdot u_{gs}$

εξοδ: $u_o = -g_m u_{gs} \cdot R_L'$ $\Bigg\} \Rightarrow$

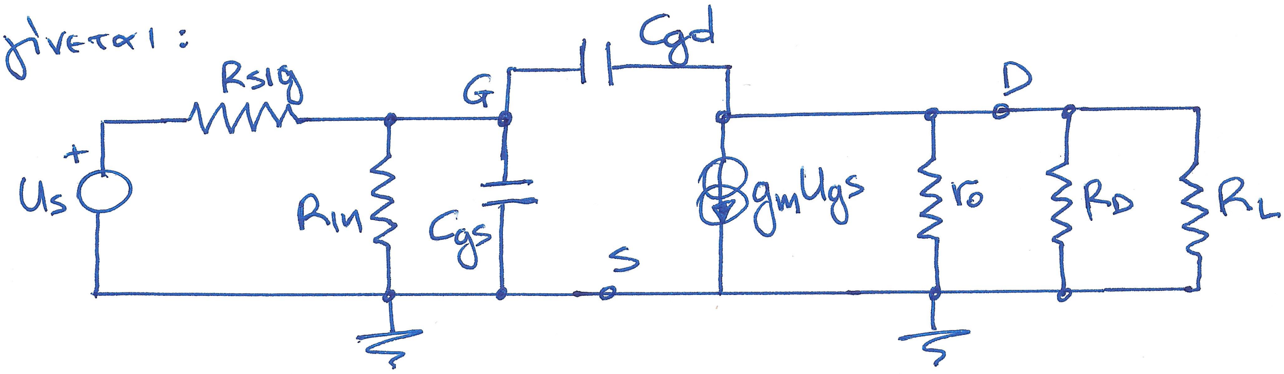
$$A_M = \frac{-g_m R_L' \cancel{u_{gs}}}{\frac{R_{in}+R_{sig}}{R_{in}} \cdot \cancel{u_{gs}}} \Rightarrow A_M = -\frac{g_m R_{in} R_L'}{R_{in}+R_{sig}} = \dots = -10.8$$

σε dB: $A_M(dB) = 20 \log |A_M| = 20 \log 10.8 = 20.7\,dB$

Στις υψηλές συχνότητες το ac-ισοδύναμο

(ξεκινώντας πάλι από το πλήρες ac-ισοδύναμο κ' βραχυκυκλώνοντας τους πυκνωτές σύζευξης και παράκαμψης)

γίνεται:



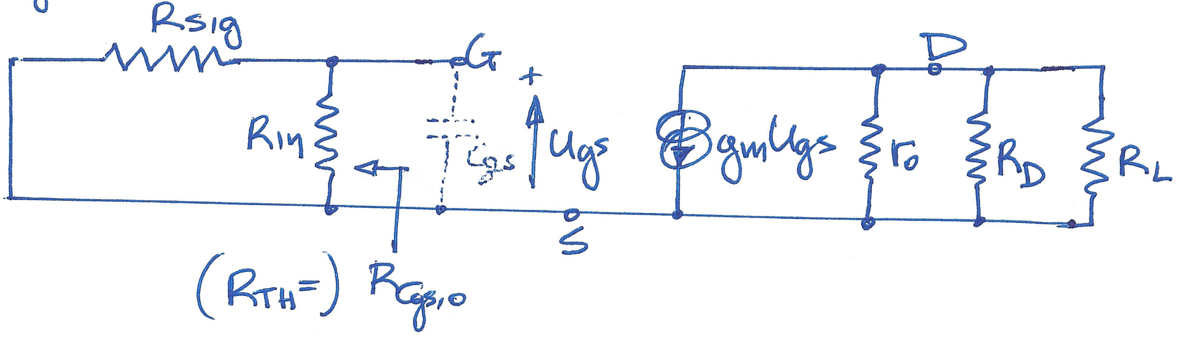
Υπολογισμός ω_H (χαμηλοπερατού παράγοντα) μέσω σταθερών χρόνου ανοιχτοκύκλωσης (υψηλές συχν.)

Υπάρχουν 2 πυκνωτές κ' έτσι 2 σταθερές χρόνου γι' έτσι

$$\omega_H = \frac{1}{\tau_{C_{gs}} + \tau_{C_{gd}}} = \frac{1}{C_{gs} R_{C_{gs},o} + C_{gd} R_{C_{gd},o}}$$

(A) Υπολογισμός του $R_{C_{gs},o}$: $\boxed{u_s \to \phi}$ κ' $\boxed{C_{gd} \to \text{ανοιχτοκ.}}$

το κύκλωμα επί του οποίου υπολογίζουμε την αντίσταση $R_{C_{gs},o}$ που "φαίνεται" συνδεδεμένη στα άκρα του C_{gs} είναι:

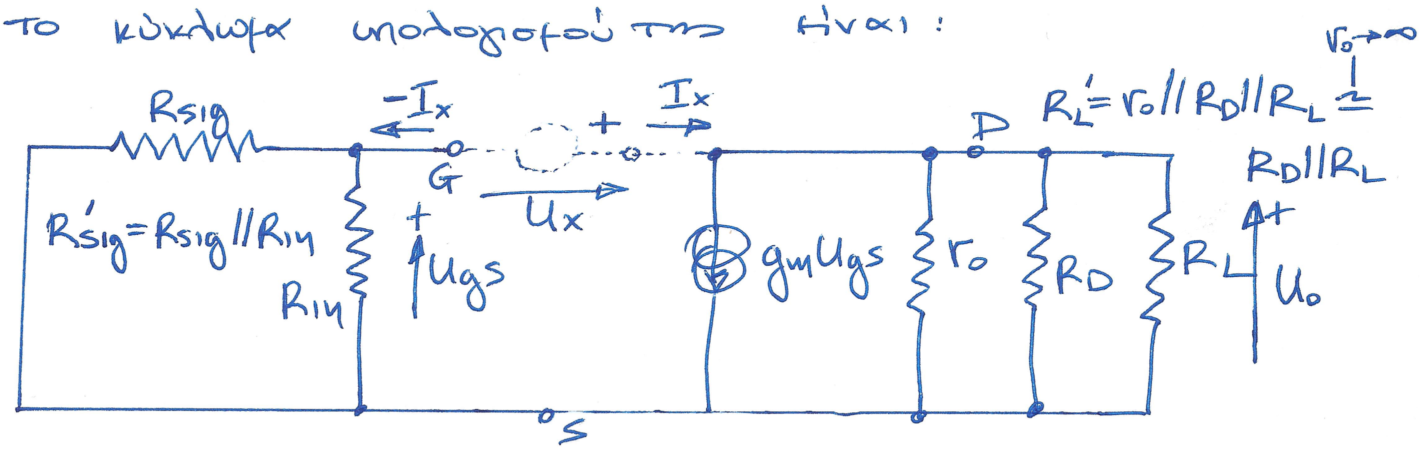


η $R_{C_{gs},o}$ είναι η αντίσταση Thevenin που υπολογίζεται αν θεωρήσουμε αποσύνδεση του C_{gs} κ' στα άκρα του θέσουμε δοκιμαστική πηγή. Είναι φανερό ότι παρ' όλο που η δοκιμαστική πηγή θα δημιουργήσει μία U_{gs}, η πηγή $g_m U_{gs}$ δεν παίζει ρόλο στον υπολογισμό της $R_{C_{gs},o}$ (δεν υπάρχει δρόμος ώστε το ρεύμα της να φτάσει στην είσοδο). Έτσι με προφανή τρόπο

$$R_{C_{gs},o} = R_{in} // R_{sig} = 420k // 100k = 80.8K.$$

(B) Υπολογισμός του $R_{C_{gd}}$: $\boxed{u_s \to \phi}$ κ' $\boxed{C_{gs} \to \text{ανοιχτοκ.}}$

το κύκλωμα υπολογισμού της είναι:



Σημειώνεται ότι απ' το σχήμα είναι φανερό ότι η βοηθητική πηγή U_x που τοποθετείται στη θέση του C_{gd} για να υπολογιστεί η αντίσταση Thevenin που "φαίνεται" ανάμεσα στα άκρα του δημιουργεί μια "σύζευξη" της εξόδου με την είσοδο (την οποία δημιουργεί ο C_{gd}) κι' έτσι στον υπολογισμό της $R_{C_{gd},o}$ θα παίξει ρόλο και η πηγή $g_m U_{gs}$ και η R_L'

εισοδ.: $U_{gs} = -I_x R_{sig}'$ (*)

έξοδ.: $U_o = U_x + U_{gs}$

επίσης KCL στον κόμβο D: $I_x = g_m U_{gs} + \frac{U_o}{R_L'}$ $\Big\} \Rightarrow$

$$\Rightarrow I_x = g_m U_{gs} + \frac{U_x}{R_L'} + \frac{U_{gs}}{R_L'} \xrightarrow{(*)} I_x = -g_m I_x R_{sig}' + \frac{U_x}{R_L'} - I_x \frac{R_{sig}'}{R_L'} \Rightarrow I_x\left(1 + g_m R_{sig}' + \frac{R_{sig}'}{R_L'}\right) = \frac{U_x}{R_L'} \Rightarrow$$

$$R_{C_{gd},o} = R_{TH} = \frac{U_x}{I_x} = R_{sig}' + R_L' + g_m R_{sig}' R_L' = \dots = 1.16\,M\Omega$$

Έτσι τελικά: $\tau_{gs} = C_{gs} \cdot R_{C_{gs},o} = C_{gs} R_{sig}' = 80{,}8\,ns$

$\tau_{gd} = C_{gd} R_{C_{gd},o} = C_{gd}(R_{sig}' + R_L' + g_m R_{sig}' R_L') = 1{,}16\,ms$

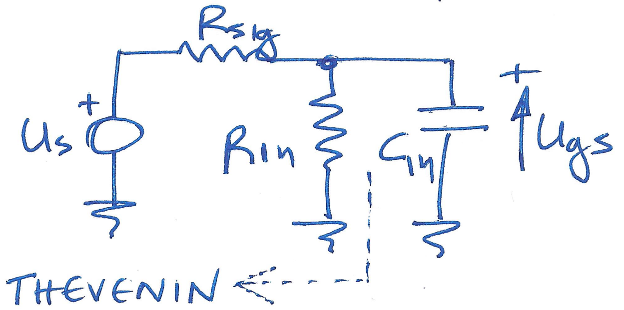
δηλ.:

$$\omega_H = \frac{1}{\tau_{gs} + \tau_{gd}} = \dots = 806\,k\frac{rad}{sec} \quad \& \quad f_H = \frac{\omega_H}{2\pi} = 128.3\,kHz$$

Αν θέλουμε να εφαρμόσουμε την τεχνική του Θ. Miller η C_{gd} δίνει στην είσοδο μια ισοδύναμη χωρητικότητα C_1: $\boxed{Y_1 = (1 - K_v) \cdot Y}$

όπου $K_v = \frac{U_o}{U_{gs}} \simeq -g_m R_L'$, οπότε: $\boxed{sC_1 = (1 + g_m R_L') sC_{gd}}$ (**)

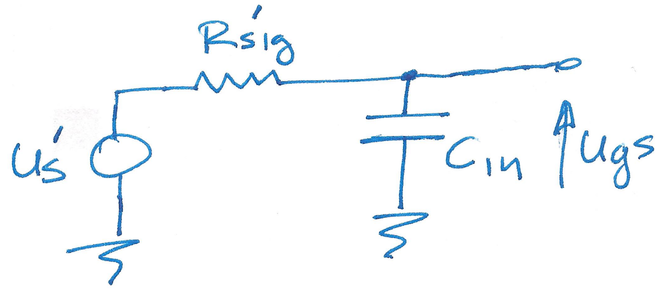
κι' έτσι το κύκλωμα εισόδου γίνεται:



$$C_{in} = C_{gs} + C_1 \xrightarrow{(**)}$$

$$C_{in} = C_{gs} + (1 + g_m R_L') C_{gd}$$

Με εφαρμογή του Θ. Thevenin:



$$U_s' = \frac{R_{IN}}{R_{in}+R_{sig}} U_s$$

$$R_{in} = R_G$$

$$R_{sig}' \overset{\beta'}{=} R_{sig} // R_{in}$$

οπότε

$$T_H(s) = \frac{U_{gs}}{U_s'} = \frac{1}{1+\frac{s}{\omega_H}} \qquad \left(= \frac{Z_{cin}}{R_{sig}'+Z_{cin}} \right)$$

όπου $\omega_H = \frac{1}{R_{sig}' C_{in}}$

Αν λάβουμε όλο το κύκλωμα υπόψη:

$$A_v = \frac{U_o}{U_s} = \underbrace{-\left[\frac{R_{in}}{R_{in}+R_{sig}} g_m R_L'\right]}_{A_M} \frac{1}{1+\frac{s}{\omega_H}}$$

<u>Σημείωση:</u>

Με τη μέθοδο Miller, λόγω της προσέγγισης που θεωρούμε για την ενίσχυση $K_V = \frac{U_o}{U_{gs}} \simeq -g_m R_L'$, οδηγούμαστε σε λίγο διαφορετικά αποτελέσματα σε σχέση με τη μέθοδο σταθερών χρόνου ανοιχτοκυκλώσεως. Συγκεκριμένα:

— Με τη μέθοδο Miller $\omega_H = \frac{1}{R_s' C_{in}} = \frac{1}{R_s' C_{gs} + (R_s' + g_m R_s' R_L') C_{gd}}$

— Με τη μέθοδο στ. χρόνου ανοιχτοκυκλώσεως έχουμε

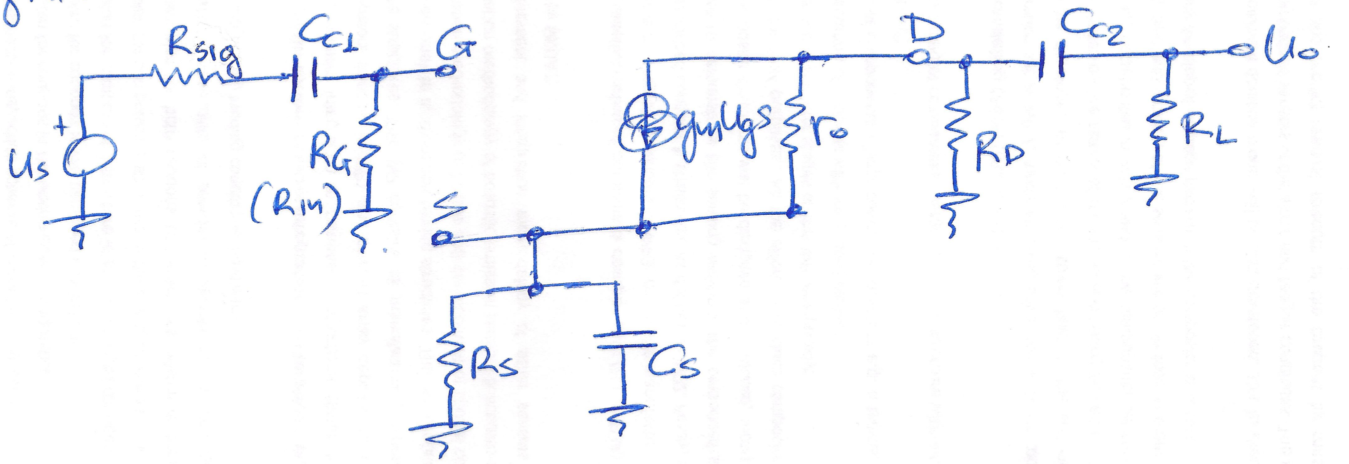
$$\omega_H = \frac{1}{\tau_{gs}+\tau_{gd}} = \frac{1}{R_s' C_{gs} + (R_s' + \underline{R_L'} + g_m R_s' R_L') C_{gd}}$$

επιπλέον όρος!

* βέβαια η διαφορά είναι μικρή αφού π.χ. στο συγκεκριμένο παράδειγμα $R_{sig} = 100K$, $R_{in} = 420K \Rightarrow R_s' = R_{sig} // R_{in} \simeq 80.8K$, ενώ (όπως είδαμε πιο νωρίς) $R_L' \simeq 3.3K$

(υψιπερατό παράγων)

Στις χαμηλές συχνότητες το ac-ισοδύναμο (ανοιχτοκυκλώνοντας τις παρασιτικές χωρητικότητες του Mosfet) γίνεται :

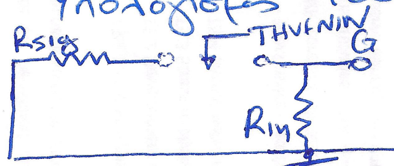


Ο υπολογισμός της ω_L γίνεται με τη βοήθεια των σταθερών χρόνου βραχυκύκλωσης

Υπάρχουν 3 πυκνωτές και έτσι $\omega_L \simeq \frac{1}{\tau_{C_{C1}}} + \frac{1}{\tau_{C_{C2}}} + \frac{1}{\tau_{C_S}} =$

$$= \frac{1}{C_{C1} R_{C1,is}} + \frac{1}{C_{C2} R_{C2,is}} + \frac{1}{C_S R_{CS,is}}$$

(A) Υπολογισμός του $R_{C1,is}$: $\boxed{U_s \to 0}$ & $\boxed{C_{C2}, C_S \to \text{βραχυκ.}}$



Το κύκλωμα της εξόδου είναι απομονωμένο και δεν επιδρά κατά τον υπολογισμό της R_{C1} μέσω Θ. THEVENIN

Στα άκρα του C_{C1} φαίνεται συνδεδεμένη η $R_{C1,is} = R_{sig} + R_{in}$

(B) Υπολογισμός του $R_{C2,is}$ $\boxed{U_s \to 0}$ & $\boxed{C_{C1}, C_S \to \text{βραχυκ.}}$

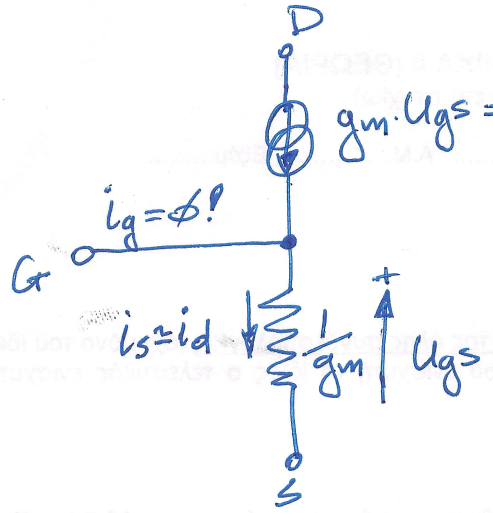
Πάλι λόγω απομόνωσης εισόδου-εξόδου η δοκιμαστική πηγή που συνδέεται στη θέση του C_{C2} δεν μπορεί να δημιουργήσει ρεύμα στο κυκλ. εισόδου $\Rightarrow U_{gs} = 0 \Rightarrow g_m U_{gs} = 0$.

Στα άκρα του C_{C2} φαίνεται συνδεδεμένη η $R_{C2,is} = R_L + R_D // r_o$

(Γ) Υπολογισμός του $R_{CS,is}$: $\boxed{U_s \to 0}$ & $\boxed{C_{C1}, C_{C2} \to \text{βραχυκ.}}$

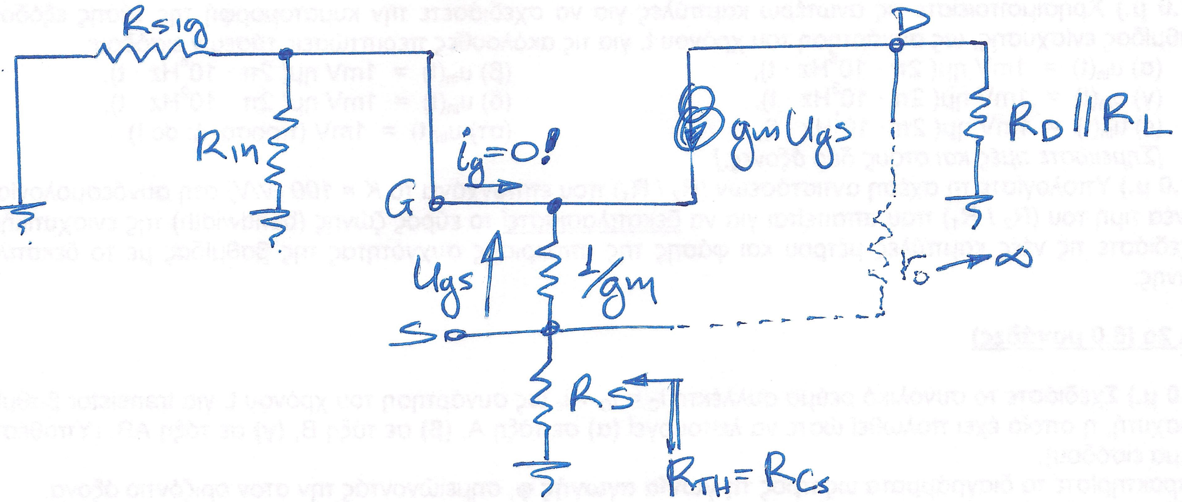
Εδώ για ευκολία αλλάζουμε την αναπαράσταση του κυκλώματος υπολογισμού χρησιμοποιώντας το T-ισοδύναμο του MOSFET γιατί είναι πιο βολικό για τους υπολογισμούς ισοδύναμο κύκλωμα.

T-equivalent MOSFET

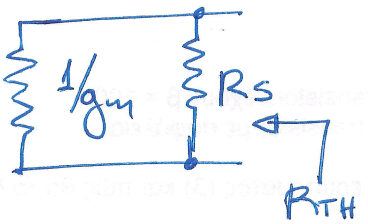


$$U_{gs} = i_s \frac{1}{g_m} = g_m U_{gs} \frac{1}{g_s} = U_{gs}!$$

Έτσι το κύκλωμα υπολογισμού της R_{C_S} γίνεται:



αφού $i_g = 0$ το σημείο G έχει το δυναμικό αναφοράς (gnd) διότι η παράλληλη συνδεσμολογία $R_{sig} // R_{in}$ δεν αναπτύσσει διαφορά δυναμικού στα άκρα του. Έτσι πρακτικά έχουμε το εξής κύκλωμα συνδεδεμένο στα άκρα του πυκνωτή C_S (υποθέτοντας ότι η $r_o \to \infty$ είναι ανοιχτοκύκλωμα)!



$$R_{C_S,is} = R_S // 1/g_m$$

Σημ: αν αφήσουμε την r_o η ανάλυση γίνεται ιδιαίτερα πολύπλοκη και χωρίς μεγάλο όφελος στην αύξηση της ακρίβειας υπολογισμού.

Έτσι τελικά:

$$\tau_{C_{C1}} = C_{C1} \cdot R_{C_{C1},is} = C_{C1} \cdot (R_{sig} + R_{in})$$

$$\tau_{C_{C2}} = C_{C2} R_{C_{C2},is} = C_{C2} (R_L + R_D // r_o)$$

$$\tau_{C_S} = C_S R_{C_S,is} = C_S (R_S // 1/g_m)$$

$$\omega_L = \frac{1}{\tau_{C_{C1}}} + \frac{1}{\tau_{C_{C2}}} + \frac{1}{\tau_{C_S}}$$

$$f_L = \frac{\omega_L}{2\pi}$$