



Obserwatorium Astronomiczne UJ

Zakład Fizyki Wysokich Energii

Instytut Fizyki UJ

Zakład Doświadczalnej Fizyki Komputerowej

Akademia Górniczo-Hutnicza

Katedra Elektroniki

Andrzej Kułak, Jerzy Kubisz, Adam Michalec, Zenon Nieckarz, Stanisław Zięba

Kalibracja amplitudowa wnęki Ziemia-Jonosfera

modelowanie wnęki

praca sponsorowana przez grant MNiSW N307 050 32/2568

Dwerniczek - 2008

Skąd potrzeba kalibracji amplitudowej wnęki ZJ ?

pomiar pola ELF dostarcza precyzyjnych danych o stanie fizycznym wnęki

błąd pomiaru parametrów spektralnych $< 1 \%$

pomiar ELF dostarcza istotnych informacji o rozkładzie aktywności burzowej

niepewność ~ 500 km

pomiar ELF mógłby dostarczać ilościowych informacji o aktywności burzowej

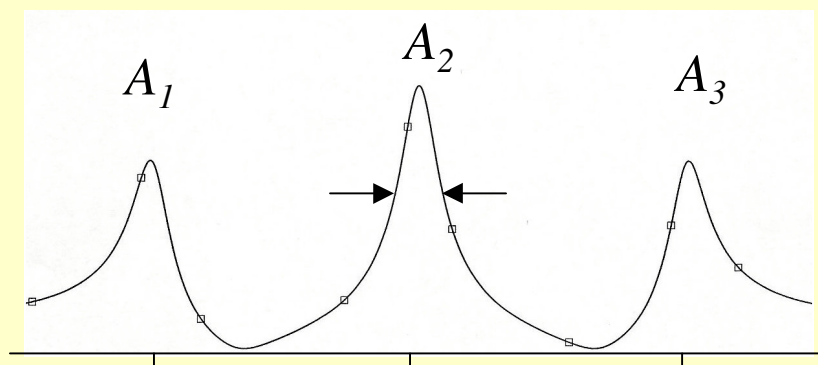
niepewność $< 1000 \%$

kalibracja wnęki mogłaby rozstrzygnąć o udziale różnych typów wyładowań

w powstawaniu pola tła RS

kalibracja wnęki mogłaby dostarczyć istotnych informacji ilościowych dla GEC

Parametry częstotliwościowe i amplitudowe rezonatora



$n=1$

$n=2$

$n=3$

f_{r1}

f_{r2}

f_{r3}

$2\Delta f_1$

$2\Delta f_2$

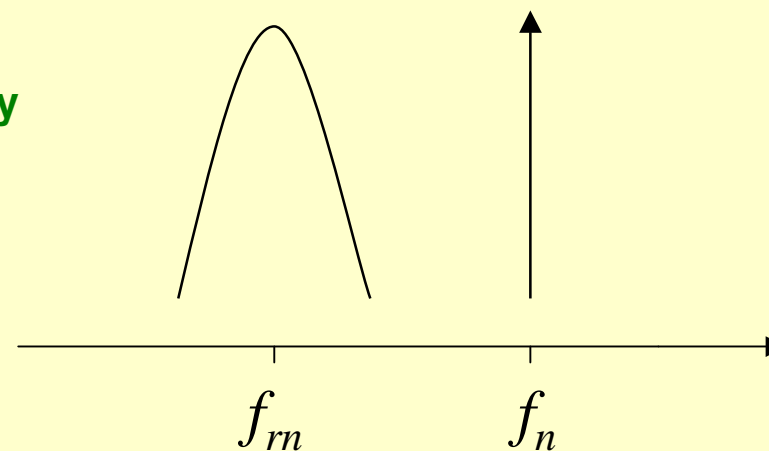
$2\Delta f_3$

szerokości pików

mody

amplitudy pików

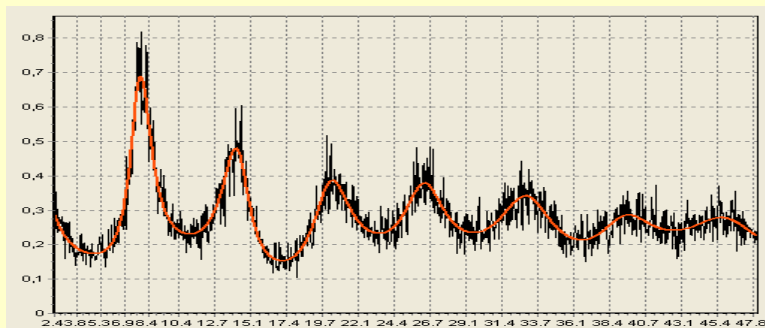
parametry asymetrii pików



częstotliwości rezonansowe

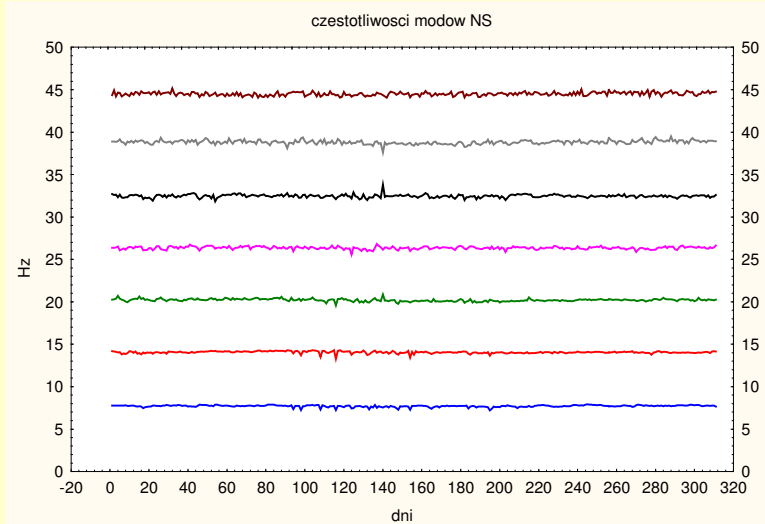
częstotliwości własne
(nie są obserwowalne)

Przykłady pomiaru parametrów częstotliwościowych wnęki ZJ



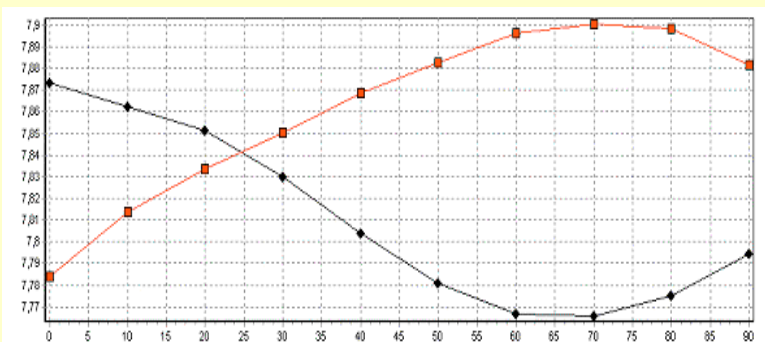
istnieje możliwość wydzielania
składowej rezonansowej

dekompozycja widm



dokładne pomiary częstotliwości
modów

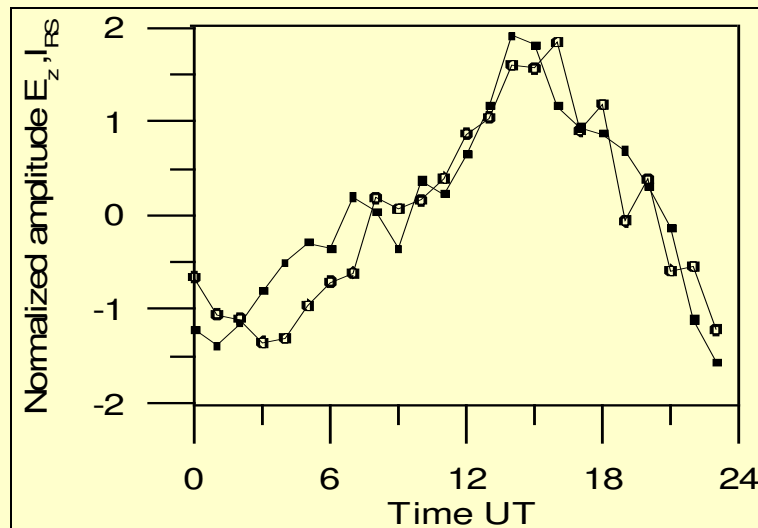
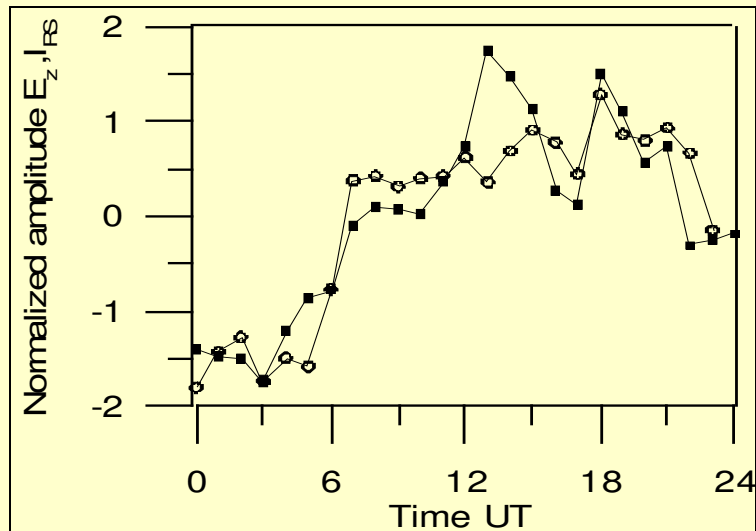
mody f_1 do f_7



dokładne pomiary anizotropii wnęki

$$\varepsilon = \frac{\Delta f}{\langle f \rangle} \approx \frac{0.14}{7.83} = 0.018$$

Przykłady pomiaru parametrów amplitudowych węgłi ZJ



obserwacje Świder - Hylaty

Zenon Nieckarz [ICAE2007 - Pekin]

Andrzej Kułak

Marek Kubicki

Stanisław Michnowski

Piotr Barański

metoda ELF:

analiza amplitud 7
pików rezonansowych
(metoda dekompozycji)

metoda DC:

pomiar E_{oz}

istnieją przykłady wyraźnej zbieżności

Co mierzy metoda RS ? Czy możliwa jest kalibracja metody ?

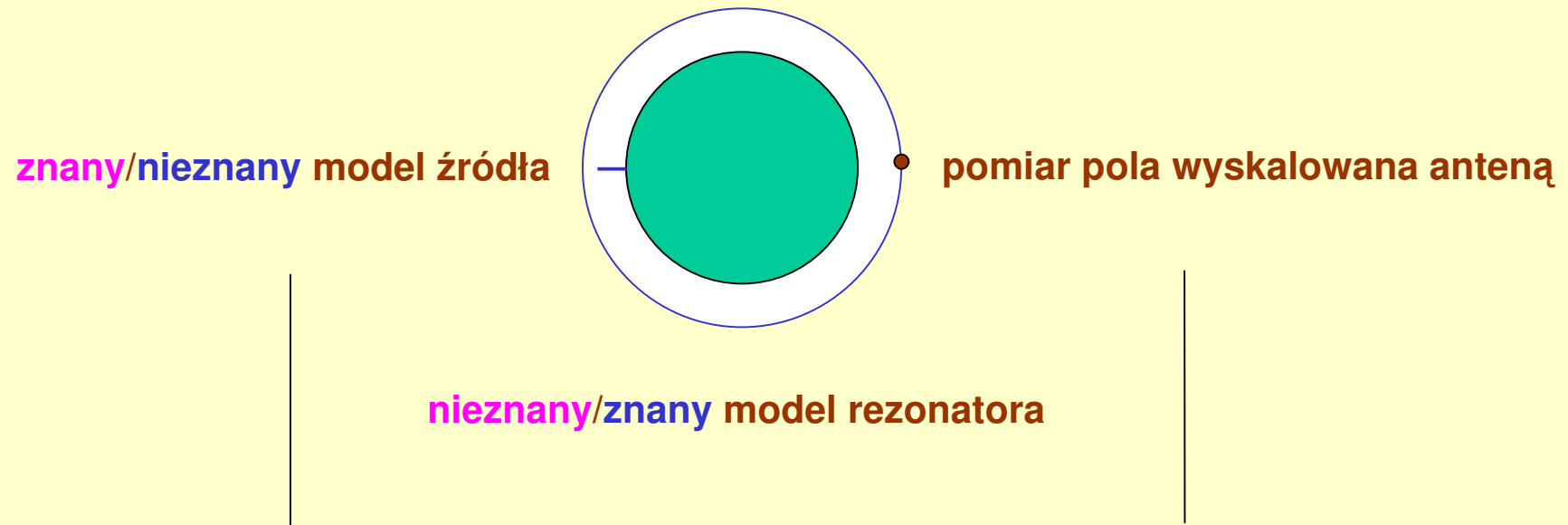
jakie parametry są wyznaczane w rezonansie Schumanna ?

czy można mieć zaufanie do pomiarów RS ?

czy da się wykalibrować pomiary RS

jaki jest związek pomiędzy pomiarami ELF i VLF ?

Możliwe schematy kalibracji wnęki ZJ

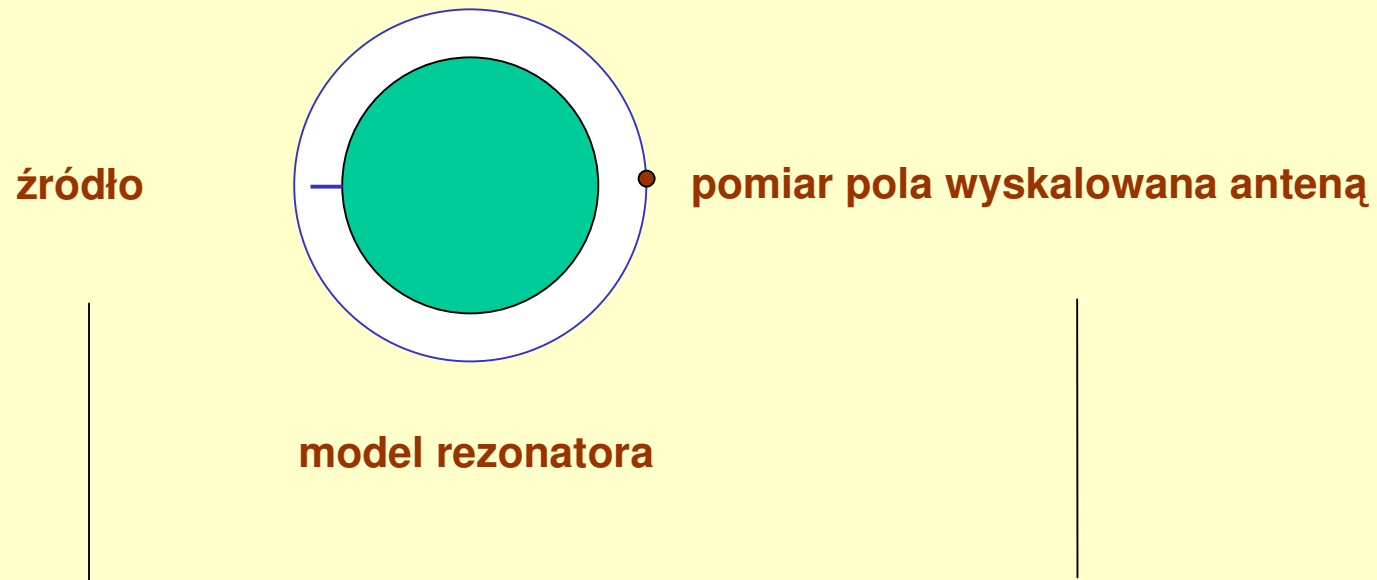


znane oba modele - bada się zgodność wyniku pomiaru z przewidywaniami

znany model rezonatora - możliwość badania nieznanych źródeł

znany model źródła - możliwość poprawy modeli amplitudowych wnęki

Wybór źródeł i kalibracja anten



monitorowane pojedyncze silne wyładowania

monitorowane centra burzowe

sztuczne źródła?

anten-y kalibrowane w kołach Helmholtza

kalibracja sinusoidalna

kalibracja impulsowa

Czynniki sprzyjające rozwiązaniu problemu kalibracji

wnęka ZJ

najbardziej przypomina wnęki techniczne ze wszystkich znanych wnęk naturalnych
doczekała się zaawansowanych modeli teoretycznych i numerycznych
posiada prawdopodobnie największą bazę pomiarów

źródła kalibracyjne

modele pojedynczych wyładowań CG^- i CG^+ - pobudzenie impulsem
modele centrów burzowych - pobudzenie procesem stacjonarnym

poprawa wiedzy o źródłach

możliwość jednoczesnego pomiaru źródeł w zakresie ELF, LF, VLF i HF

Dlaczego można liczyć na poprawność modeli wnęki ZJ

parametry częstotliwościowe wnęki ZJ są mierzone z dużą dokładnością



istniejące modele stosunkowo dokładne przewidują parametry częstotliwościowe



brakuje w nich jedynie wiarygodnej stałej kalibracyjnej, którą należy poprawić

$$|H(\theta, f)| = C \cdot s(\theta, f) \cdot h(\theta, f)$$

odpowiedź wnęki

stała

charakterystyka źródła

charakterystyka wnęki

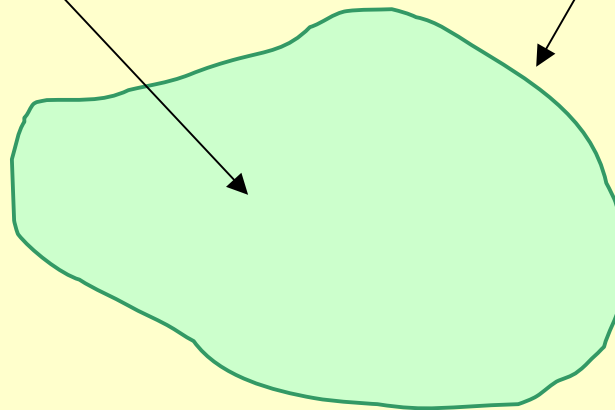
C różni się w różnych modelach o kilka rzędów wielkości

Kilka uwag o funkcjonowaniu rezonatorów

ośrodek falowy

powierzchnia zamknięta Ω

ściana



rozmiar $\sim \lambda$

wymiar $> 0D$

0D - oscylator punktowy

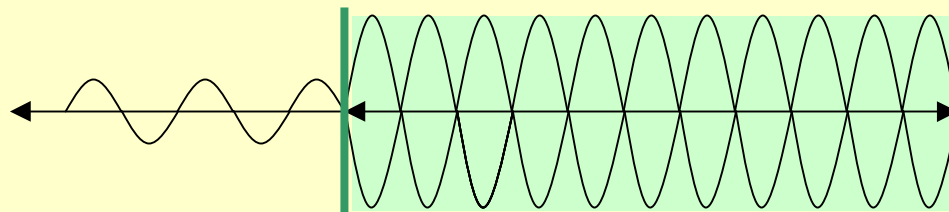
1D - rezonator

2D - rezonator

3D - rezonator wnękowy - wnęka

fale biegnące

fale stojące



ściana może przeciekać

ściana może pochłaniać

ośrodek może pochłaniać

Kilka uwag o pomiarach rezonatorów

źródła zewnętrzne



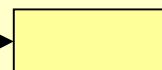
źródła wewnętrzne



np. ruch ściany jako źródło



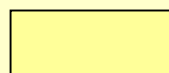
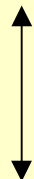
np RS



pomiar



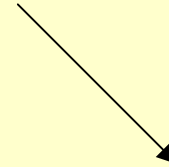
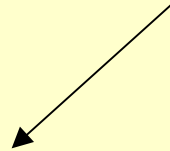
$\sim \lambda$



np. rezonanse IAR, MAR

Co daje pomiar pola w rezonatorach

parametry spektralne pola



parametry rezonatora

kształt rezonatora*

rozmiary rezonatora

dane o ośrodku wewnątrz

dane o budowie ścian

parametry źródła pola

widmo pierwotne źródła

moc źródła

parametry polaryzacyjne źródła

lokalizacja źródła

M. Katz, *Am. Math. Monthly* 73, 1 (1966) - „Can you hear the shape a drum?”

C. Gordon et al., *Bull. Am. Math. Soc.*, 27, 134 (1992) - no

dowód braku jednoznaczności - rezonatory izospektralne - S. Sridhar, A. Kudrolli, *Phys. Rev. Lett.*, 72, 14 (1994)

Stan modelowania wnęk

1935 - 1945 podstawowe prace na temat prowadzenia fal elektromagnetycznych
w falowodach metalowych

K. G. Budden, *The wave-guide Mode Theory of Wave Propagation*, 1941

P. H. Morse, H. Feshbach, *Methods of theoretical physics*, 1953

R. E. Collin, *Field theory of guided waves*, 1961

rezonatory wnękowe

J. A. Stratton, *Electromagnetic theory*, 1941

J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*, 1962

większość prac w ramach programów militarnych (3 GHz, 10 GHz), np.

L. Infeld, A. F. Stevenson, J. L. Synge,

Contributions to the Theory of Waveguides,

J. Res. Vol. 27, pp. 67 - 129, 1949

Stan metrologii wnęk technicznych

parametry częstotliwościowe wnęk (częstotliwości własne, szerokości pików)

błąd < 0.01 %

np. S. Sridhar, *Phys. Rev. Lett.*, 67, 7 (1991)

S. Sridhar, A. Kudrolli, *Phys. Rev. Lett.*, 72, 14 (1994)

pomiary amplitudowe wnęk

błąd > 1 %

dokładność modeli inżynierskich (przewidywalność wartości dobroci wnęki)

10 %

wzorce częstotliwości

10^{-15}

wzorce napięcia

10^{-7} DC

10^{-5} AC (1 - 100 000 Hz)

Zagadnienia do omówienia

A - model fizyczny wnętrza Ziemi - Jonosfera

B - model fizyczny pojedynczego wyładowania jako źródła pola ELF

C - model centrum burzowego

D - przewidywane poziomy pola składowej rezonansowej tła RS

E - propagacja pojedynczych impulsów w zakresie ELF

F - propagacja pojedynczych impulsów w zakresie VLF

G - jednoczesne pomiary impulsów w zakresie ELF i VLF

H - projekt eksperymentu kalibracyjnego VLF - ELF

A**Hierarchia modeli wnęki ZJ**

poziom modelu

metoda

1 - wnęka idealna

A

2 - wnęka tłumiona bez źródła

A, N

3 - wnęka tłumiona ze źródłem bez strefy bliskiej i bez fal biegnących

A, N

4 - wnęka tłumiona ze źródłem ze strefą bliską i bez fal biegnących

N, A

5- wnęka tłumiona ze źródłem bez strefy bliskiej i z falami biegnącymi

N

6 - wnęka tłumiona ze źródłem ze strefą bliską i z falami biegnącymi

N

obecnie większość prac jest na poziomie 2 z ręcznie włożonym źródłem

wartość posiadają modele poziomu 3 opisujące składową rezonansową pola

brak rozwiązań na poziomie 4 i 6

A

Modele analityczne wnętrza sferycznej poziomu 1 i 2

1961 - do dziś, podstawowe prace

ZJ jako idealna wnęka metalowa

W. O. Schumann, 1952

P. V. Bliokh, 1980

J. D. Jackson, 1982 (wydanie polskie monografii)

A. P. Nickolaenko, 2003

ZJ jako wnęka tłumiona

J. R. Wait, 1962, 1972

J. Galejs, 1972

P. V. Bliokh, 1980

D. D. Sentman, 1989, 1996

A

Modeli poziomu 3 a kalibracja wnętrza

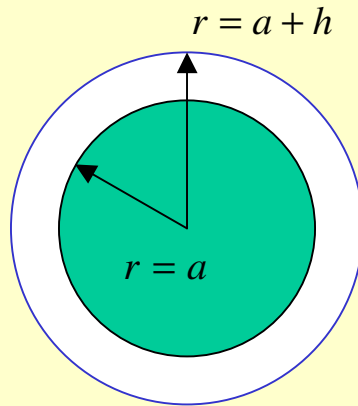
rozwiązania analityczne równań Maxwella są uzyskiwane metodą separacji zmiennych
a więc opisują składową rezonansową pola

do niedawna **były nie przydatne** do interpretowania obserwacji rezonansu Schumanna
teraz gdy znana jest metoda dekompozycji pola można z obserwacji wydzielić
składową rezonansową i porównać ją z rozwiązaniem modelowym

pewnym mankamentem jest, że obserwacja zawiera pola bliskie źródła, są
one jednak nieistotne na odległościach powyżej 1500 km i przy pewnej
ostrożności nie są problemem

**modele analityczne mogą być przydatnym narzędziem w badaniach wydajności
dalekich źródeł takich jak centra burzowe**

metoda: równania Maxwella + faktoryzacja rozwiązań (czas * przestrzeń)



$$B_{\phi}(r, \theta) = \frac{u_n(kr)}{r} P_n^1(\cos \theta)$$

$$E_r(r, \theta) = -\frac{ic}{\omega r} n(n+1) \frac{u_n(r)}{r} P_n(\cos \theta)$$

$$E_{\theta}(r, \theta) = -\frac{ic}{\omega r} \frac{\partial u_n(kr)}{\partial r} P_n^1(\cos \theta)$$

$$u_n(r)$$

kombinacja liniowa funkcji Bessela

[Schumann, 1952; Jackson, 1975]

$$\left. \frac{du_n(r)}{dr} \right|_{r=a} = \left. \frac{du_n(r)}{dr} \right|_{r=a+h} = 0$$

$$\omega_n \approx \frac{c}{a} \sqrt{n(n+1)}$$

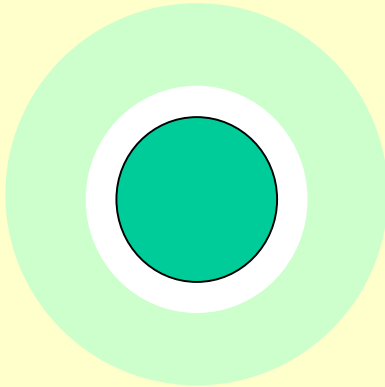
można rozwiązać numerycznie

$$\omega_n \approx \frac{c}{a} \sqrt{n(n+1) \left[1 - \frac{h}{a} \right]}$$

[Bliokh, 1980]

A

Poziom 2 - model wewnętrznej stratnej



znacznie trudniejsze zagadnienie

modele 1 etapu

dolna ściana: doskonale przewodząca

górna ściana: skończone przewodnictwo metaliczne $\sigma(z)$

przestrzeń pomiędzy: do pewnej wysokości dielektryk bezstratny

modele 2 etapu

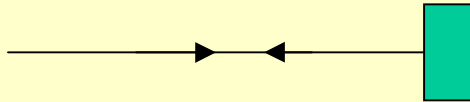
dolna ściana: doskonale przewodząca

górna ściana: skończone przewodnictwo metaliczne $\sigma(z)$

przestrzeń pomiędzy: brak

A

Dygresja - modele ścian ze stratami



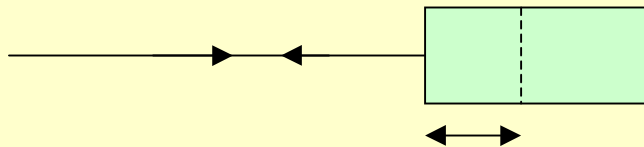
ściana idealnie odbijająca - zamknięcie

$$\rho = -1$$



koniec idealnie odbijający - otwarty

$$\rho = 1$$



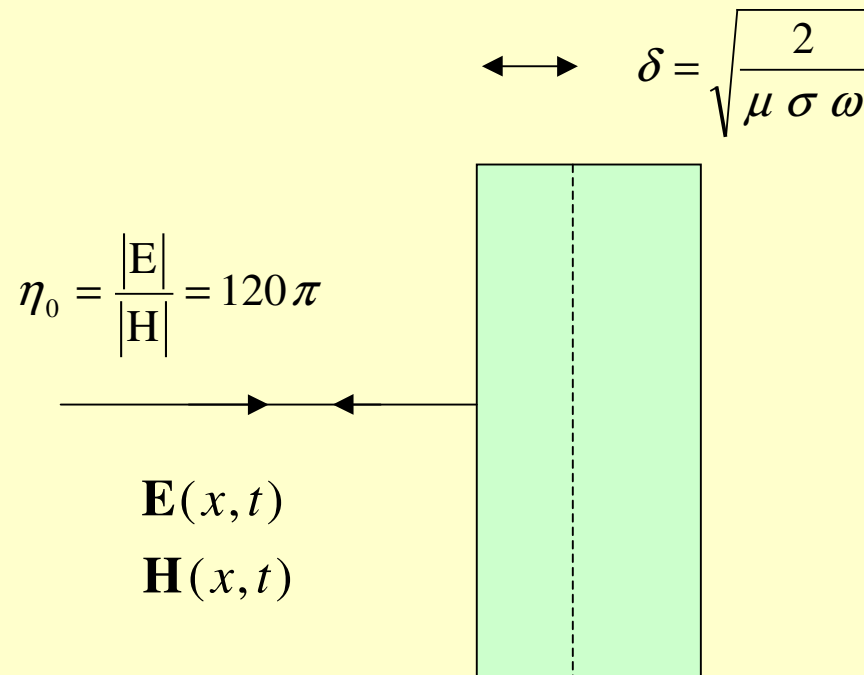
ściana dyssypatywna z wnikaniem pola

η_0

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma \omega}}$$

$$\rho = \frac{Z(\omega) - \eta_0}{Z(\omega) + \eta_0}$$

ściana z wnikaniem pola

przewodnictwo metaliczne $\sigma/\omega \gg \epsilon_0$ 

$$\rho = \frac{Z(\omega) - \eta_0}{Z(\omega) + \eta_0}$$

[Jackson, 1975]

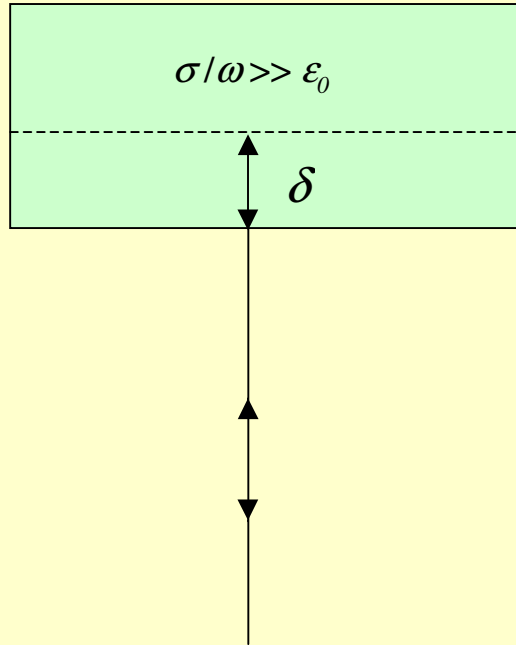
$$Z(\omega) = (1 + i) \frac{1}{\delta \cdot \sigma} = (1 + i) \sqrt{\frac{\mu_0 \omega}{2\sigma}}$$

składowa rzeczywista - odbicie

składowa urojona - dyssypacja

A

Jak dolna jonosfera dobija fale w zakresie ELF ?



$$\begin{aligned}f &= 10 \text{ [Hz]} \\ \sigma &\approx 10^{-5} \text{ [S/m]} \\ \delta &\approx 40 \text{ [km]}\end{aligned}$$

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu \sigma \omega}}$$

$$Z(\omega) = (1 + i) \frac{1}{\delta \cdot \sigma}$$

$$\frac{1}{\delta \cdot \sigma} \approx 2 [\Omega]$$

$$Z(\omega) \approx 2(1 + i)$$

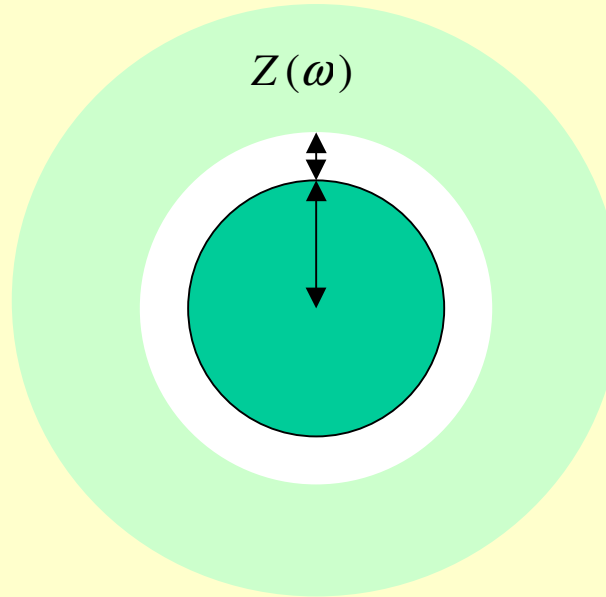
$$\rho = \frac{Z(\omega) - \eta_0}{Z(\omega) + \eta_0}$$

$$\text{Re } \rho \approx -0.98$$

A**Poziom 2 - model wnęki stratnej - cd**

$$\frac{1}{\sqrt{\pi \mu \sigma f}} = \delta$$

h
 a



$$\eta_0 = 120\pi = 377 \text{ } [\Omega]$$

$$\rho(\omega) = \frac{Z(\omega) - \eta_0}{Z(\omega) + \eta_0}$$

współczynnik odbicia na zewnętrznej ścianie $r = a + h$

$$\rho(\omega) = -1$$

współczynnik odbicia na ścianie wewnętrznej $r = a$

$Z(\omega)$ **impedancja powierzchniowa jonosfery**

A**Poziom 3 - model wnęki stratnej ze źródłem**

metoda: superpozycja rozwiązań własnych z polem zasilającym + faktoryzacja

$$\nabla \times \mathbf{E}_n = -i\omega_n \mu_0 \mathbf{H}_n$$

$$\omega_n = \frac{c}{a} \sqrt{n(n+1)}$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_n = i\omega_n \varepsilon_0 \mathbf{E}_n$$

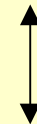
$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \mu_0 \mathbf{H}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{j}$$

$$\mathbf{j} = j(a, \theta, \varphi, \omega) \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \quad \text{źródło pola}$$

z warunku brzegowego pola H oblicza się moc pochłaniana przez ścianę górną

$$P_\gamma = \oint_S (\mathbf{E}_n^* \times \mathbf{H}_n) d\mathbf{S} = \oint_S [(\mathbf{E}_n^* \times \mathbf{H}_n) \cdot \mathbf{n}] \cdot dS = \frac{1}{2} Z(\omega) |\mathbf{H}_{n\parallel}|^2 S \quad [Jackson, 1975]$$



impedancja powierzchniowa ściany

$$Z(\omega) = (1+i) \sqrt{\frac{\mu_0 \omega}{2\sigma}} = (1+i) \mu_0 \omega \cdot \delta$$

A**Poziom 3 - model wnęki stratnej ze źródłem**

źródło pola $\mathbf{j} = j(a, \theta, \varphi, \omega) \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}$ **zlokalizowany prąd pionowy**

$$\xi_n = \frac{1}{2W} \int_V \mathbf{j}^* \mathbf{E}_n dV = \frac{1}{2W} \int_V \mathbf{j}^* \mathbf{E}_n dA dz = \frac{E_n}{2W} Il \quad [1/s]$$

dla krótkiego impulsu $Il = ql\delta(t) = p\delta(t)$

stąd wynikają bezwymiarowe charakterystyki częstotliwościowe wnęki

$$e_n(\omega) = \frac{\xi_n[\omega - i\gamma(\omega)]}{\omega_n^2 - \omega^2 + i\omega \cdot \gamma(\omega)}$$

mody elektryczne

$$h_n(\omega) = \frac{\xi_n \omega_n}{\omega_n^2 - \omega^2 + i\omega \cdot \gamma(\omega)}$$

mody magnetyczne



$$\gamma(\omega) = \frac{Z(\omega)}{2\mu_0 h}$$

dla wnęki sferycznej $h \ll a$

są ściśle zdeterminowane poprzez impedancję powierzchniową ściany

A

Wnęka stratna - rozwiązania

$$\gamma(\omega) = \frac{Z(\omega)}{2\mu_0 h}$$

$$\gamma(\omega)|_{\omega=\omega_n} = (1+i) \cdot \gamma_n$$

$$\gamma_n = \omega_n \frac{\delta_n}{2h}$$

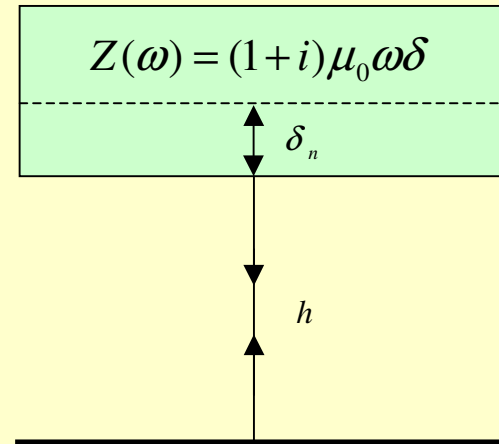
$$h_n(\omega) = \frac{\xi_n \omega_n}{\omega_n^2 - \omega^2 - \gamma_n \cdot \omega + i \cdot \gamma_n \cdot \omega}$$



$$\omega_{rn} \approx \omega_n - (1-i) \cdot 2\gamma_n$$

$$\text{Re } \omega_{rn} \approx \omega_n - 2\gamma_n$$

$$\text{Im } \omega_{rn} \approx 2\gamma_n$$



położenie pików rezonansowych

częstości rezonansowe

szerokości pików

A

Wnęka stratna - charakterystyki spektralne

$$h_n(\omega) = \frac{\xi_n \omega_n}{\omega_n^2 - \omega^2 - \gamma_n \cdot \omega + i \cdot \gamma_n \cdot \omega}$$

$$\downarrow \quad \omega_n^2 - \omega^2 \approx 2\omega_n(\omega_n - \omega)$$

$$|h_n(\omega)| \approx \frac{\xi_n}{\sqrt{(\omega_n - \omega)^2 + \gamma_n^2}}$$

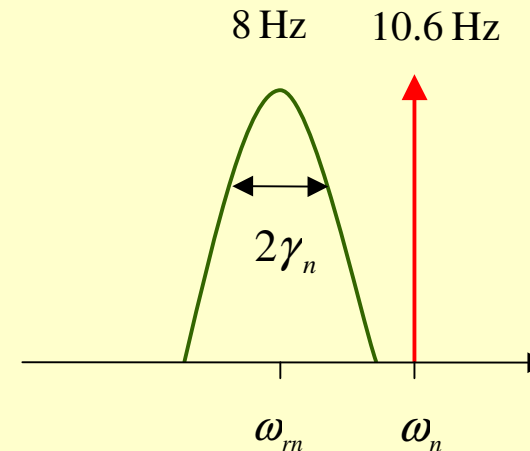
$$\omega_{rn} \approx \omega_n - 2\gamma_n$$

$$\gamma_n$$

częstości rezonansowe**szerokości połówkowe pików****uwaga**

$$\omega_{rn} \approx \omega_n \left[1 - \frac{1}{Q_n} \right], \quad \text{gdzie} \quad Q_n \equiv \frac{\omega_n}{2\gamma_n}$$

$$Q_n \neq \frac{\omega_{rn}}{2\gamma_n}$$

dla $Q = 5 \Rightarrow$ przesunięcie częstotliwości ok. 20%**krzywa Lorentza**

Dygresja - oscylator punktowy

$$\ddot{a}_n(t) + 2\gamma_n \dot{a}_n(t) + \omega_n^2 a_n(t) = 0 \quad (\text{równanie 0D})$$

częstości rezonansowe

$$\omega_{rn} = \sqrt{\omega_n^2 - \gamma_n^2}$$

w pobliżu częstości ω_{rn} - lorentzowski kształt linii

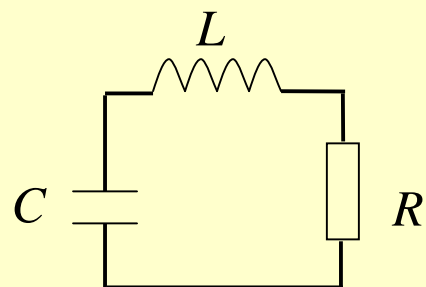
$$|a_n(\omega)| \approx \frac{a_n}{\sqrt{(\omega - \omega_{rn})^2 + \gamma_n^2}}$$

oraz formuła

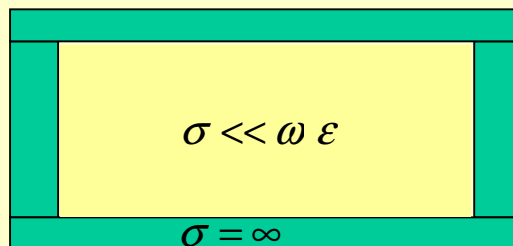
$$\omega_{rn} = \omega_n \sqrt{1 - \frac{1}{4Q_n^2}}, \quad \text{gdzie} \quad Q_n = \frac{\omega_n}{2\gamma_n}$$

dla $Q = 5 \Rightarrow$ przesunięcie częstotliwości ok. 1%

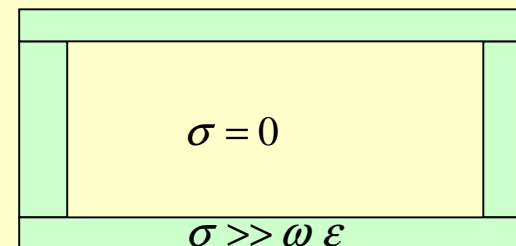
A Dygresja - zjawiska rezonansowe w układach tłumionych



oscylator RLC



straty w dielektryku



straty w ścianach metalicznych

$$|a_n(\omega)| \approx \frac{\xi_n}{\sqrt{(\omega_n - \omega)^2 + \gamma_n^2}}$$

$$Q_n \equiv \frac{\omega_n}{2\gamma_n}$$

$$\omega_m = \omega_n \sqrt{1 - \frac{1}{4Q_n^2}}$$

$$\omega_m \approx \omega_n \left[1 - \frac{1}{Q_n} \right]$$

A Charakterystyki spektralne wnęki sferycznej - podsumowanie

$$\omega_n = \frac{c}{a} \sqrt{n(n+1)}$$

częstości własne - wzór Schumanna

$$\omega_{rn} = \omega_n - 2\gamma_n = \omega_n \left(1 - \frac{\delta_n}{h} \right)$$

częstości rezonansowe

$$2\gamma_n = \omega_n \frac{\delta_n}{h}$$

szerokości pików

$$Q_n \equiv \frac{\omega_n}{2\gamma_n} = \frac{h}{\delta_n}$$

współczynniki dobroci

$$\omega_{rn} = \frac{v_n}{a} \sqrt{n(n+1)}$$

uogólniony wzór Schumanna

$$v_n = c \left(1 - \frac{\delta_n}{h} \right)$$

prędkość fazowa pola w falowodzie ZJ

A

Poziom 3 - pełne rozwiązania wnęki tłumionej

metoda: równania Maxwella + faktoryzacja (czas * przestrzeń)

$$|H(\theta, \omega)| = \sum_n h_n(\omega) \cdot b_n(\theta)$$

funkcja źródła

funkcje spektralne

funkcje przestrzenne

dla $\xi = 1$ jednostkowy impuls pobudzający

funkcje a transmitancji modów

$$|h_n(\theta, \omega_m)|^2 \approx \frac{c^4}{32\pi^2 a^6 h^2} \cdot \frac{1}{(\omega_m - \omega)^2 + (\gamma_n)^2} \cdot \frac{(2n+1)^2 [P_n^1(\cos \theta)]^2}{[n(n+1)]}$$

A**Poziom 3 - wysokość pików spektralnych**

$$|h_n(\theta, \omega_{rn})|^2 \approx \frac{c^4}{32\pi^2 a^6 h^2} \cdot \frac{1}{(\omega_{rn} - \omega)^2 + (\gamma_n)^2} \cdot \frac{(2n+1)^2 [P_n^1(\cos \theta)]^2}{[n(n+1)]}$$

dla $\omega = \omega_{rn}$ **i** $P_n^1(\cos \theta) = 1$ **(maksymalna widzialność pików)**

$$|h_{n\max}|^2 \approx \frac{c^4}{32\pi^2 a^6} \cdot \frac{1}{h_n^2 \gamma_n^2} \cdot \frac{(2n+1)^2}{[n(n+1)]}$$

|

ponieważ $Q_n = \frac{\omega_n}{2\gamma_n}$

$$|h_{n\max}|^2 \approx \frac{c^2}{8\pi^2 a^4} \cdot \frac{(2n+1)^2}{[n(n+1)]^2} \cdot \frac{Q_n^2}{h_n^2}$$

A**Poziom 3 - wysokość pików spektralnych**

$$|h_{n\max}|^2 \approx \frac{c^2}{8\pi^2 a^4} \cdot \frac{(2n+1)^2}{[n(n+1)]^2} \cdot \frac{Q_n^2}{h_n^2}$$

ponieważ $Q_n = \frac{h_n}{\delta_n}$

$$|h_{n\max}|^2 \approx \frac{c^2}{8\pi^2 a^4} \cdot \frac{(2n+1)^2}{[n(n+1)]^2} \cdot \frac{1}{\delta_n^2}$$

ale $\delta_n^2 = \frac{2}{\mu_0 \sigma \omega_n}$

$$|h_{n\max}|^2 \approx \frac{c \sigma}{16\pi^2 \epsilon_0 a^5} \cdot \frac{(2n+1)^2}{[n(n+1)]^{3/2}}$$

$$\begin{aligned} n=1 &\longrightarrow h_1 = 1 \\ &h_2 = 0.73 \\ &h_3 = 0.61 \end{aligned}$$

A**Poziom 3 - anatomia rozwiązania analitycznego**

$$|H_{n\max}(\theta)|^2 \approx \frac{c^4}{32\pi^2 a^6} \cdot \frac{1}{h_n \gamma_n^2} \cdot \frac{(2n+1)^2 [P_n^1(\cos \theta)]^2}{[n(n+1)]}$$

sposób włożenia źródła

kształt sferyczny wnęki

$h_n(\omega)$

wysokość magnetyczna falowodu ZJ

$\gamma_n(\omega)$

szerokość pików - jest obserwabłą

obydwie wielkości zależą od modelu jonosfery

$h_n(\omega)$

jest znana z błędem < 5% (dla średniej dookólnej - 1 pik)

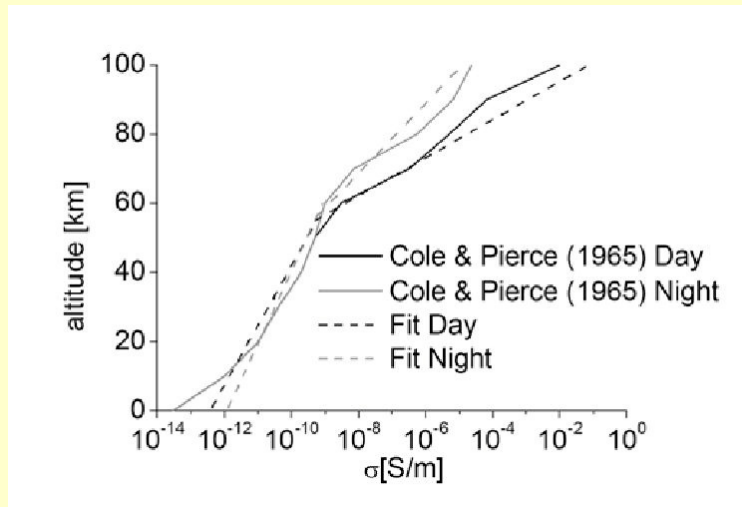
A

Poziom 3 - wysokość magnetyczna falowodu

funkcje transmitancji wnęki zależą wyłącznie od:

a promienia planety

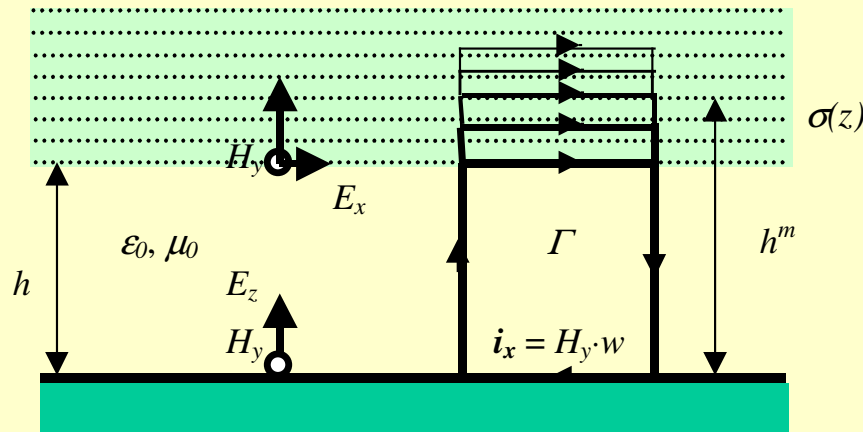
δ_n głębokości wnikania



$$\sigma = \sigma(z)$$

$$h^m = \frac{1}{H_{0y}} \int_0^{\infty} H_y(z) dz$$

dla $h = 0$ (ośrodek ciągły)



$$h^m = \delta$$

wysokość magnetyczna falowodu ZJ
o atmosferze przewodzącej
jest równoważna głębokości wnikania
liczonej od poziomu gruntu

A**Poziom 3 - wysokość magnetyczna falowodu**

[Krillov, 1993, 1997]

dzień	10 [Hz]	30 [Hz]	100 [Hz]	
h^e	42.5	48.0	54.0	[km]
h^m	92.9	89.1	85.0	[km]
c/v	1.48	1.36	1.26	[-]
α	0.327	0.611	1.90	[dB/Mm]

noc	10 [Hz]	30 [Hz]	100 [Hz]	
h^e	70.2	73.5	77.0	[km]
h^m	101.6	98.4	95.0	[km]
c/v	1.20	1.16	1.11	[-]
α	0.100	0.296	1.00	[dB/Mm]

$\langle \delta_1 \rangle \approx 100 \text{ km}$ **dla 1 modu wnęki**

A

Zastosowania modeli poziomu 3 do kalibracji - wnioski

faktoryzowany model analityczny daje odpowiedzi impulsowe i funkcje transmitancji wnęki

zawiera parametry zależne od modelu falowodu ZJ znane z niezłą dokładnością

wysokości pików są zależne tylko od jednego parametru modelu ZJ - wysokości

predysponowany do pomiarów jest 1 mod 8 Hz - mało zależny od efektu terminatora

uwaga: model 3 poziomu może być stosowany **wyłącznie** do składowej rezonansowej pola

należy usunąć składowe pola bliskiego

należy usunąć składowe transmisyjne z impulsów i widm



Michał Ostrowski



Adam Michalec



Andrzej Kułak

**dziękujemy
za uwagę**



Piotr Koperski



Jerzy Kubisz



Stanisław Zięba



Anna Odzimek



Janusz Młynarczyk



Zenon Nieckarz