

09.09.2016р.

Вступ до обчислювальної фізики
Обчислювальна фізика - розділ фізики в якому вивчення фіз. явищ здійснюється за допомогою обчислювальних машин (ОМ).
Обчисл. фізика виникла у 50-х рр. ХХ ст.

З складності сучасної фізики:

- 1) Різноманітні обл. фізики
- 2) Складні задачі
- 3) Максимально швидко і якісно вирішити задачу

Обчисл. фізика (ОФ) відрізняється від чисельних методів тим, що її задачі полягають у вирішенні розв'язку фізично коректного, який єдиний вим. математ. неправильний.
З.В. if \exists металевий клема \angle і даний для нього r не Максавел, то розв'язок невірний.

Для такого клема був знайдений коректно тільки для фізики, функція математично розв'язку немає.
Методи обчисл. фізики (МОФ) - методи, які використовують певні умови, щоб спростити універсальну задачу і вона була розв'язана правильно.

Математичний апарат фізики і його обмеження

- 1) Не \exists загального ^{методу} розв'язку нелінійних r -нь або їх с-м.
- 2) Диф. числення ефективно лише для лін. с-м рівнянь
- 3) розривлення в пріорі та часі, неперервних
- 4) Не відома аналітична розв'язка для багатьох систем з відсутністю симетрії.

Комп'ютерні технології і основні напрямки їх застосування в фізиці

- Чисельні аналізи
- Символьні перетворення
- Моделювання
- Керування пристроями в реальному часі.

Типові задачі ОФ:

- нелінійні задачі
- задачі високої к-сті ступенів вільності
- технічно розв'язати задачі з великою обсягом обчислень.

16.09.2016

Проблеми пов'язані з використанням ЕОМ.
За типами: цифрові; аналогові; комбіновані.

Аналогові машини - установка, на якій можна робити результати вимірювань.
З.В. в авіації з'явився літак, що літає з В-В'язку в замкн. вузлі літака \exists різні фіз. процеси пов'язані з новіт.

(1)

за $V < V_{cr}$, молекули втрачають в поверхню літака і його гальмують. V_{cr} - критична швидкість.

$V > V_{cr}$ - після появи турбулентності молекули газів, з'являється ефект, пов'язаний з турбулентністю (з'являється вихорі в літаку). На з'являється вихорі літак втрачає велику потужність. Крім балістичною опору з'являється вихорі.

if $V \sim 2V_{cr}$ - генерація ударних хвиль if газ. рух в ретов. $V > 2V_{cr}$, то з'являється ударні хвилі, що пошир. в різні сторони від літака.

В кінці польоту різні частини літака нерівномірно нагріт. і охоплюються \Rightarrow деформація літака \Rightarrow небезпеч. щоб літак правильно реагував на такі зміни. Цього уникнути не можна, створ. аналогової машини. Випробув. стандартів в масштабі 1:1 + векселери, що розган. повітря в апараті. Обчислюючи різну частину літака можна визначити задалу як літак буде рух. в повітрі за різних умов.

Переваги: - стабільні і точні результати

Недоліки: - дорога установка, неуніверсальна

Цифрові:

Переваги: - універсальні;
- потужні і швидкі;
- доступні;

Недоліки: - розв'язують задачі середньої і малої складності;
- не спеціалізовані на розв'язання конкретних задач
- використання різної системи числення / не можуть оперувати неперервними наборами даних)

Колібри:

- аналогове ядро виконує обчислення

- вихідні дані через цифрову ОМ.

Недоліки: - вимогливі до обчислювальної потужності

Цифрові ОМ поділяються на 3 класи:

- супер ЕОМ

- робота стандартів

- РС

Супер ЕОМ

Недоліки: - складна архітектура
- складна переорієнтація з однієї на іншу задачу
- високі вартості

Переваги: - велика обчислюв. потужність
- будуються на основі стандартних ел. компонент.
- широке використання паралельних обчислень.

РС (personal computer)

Переваги: - доступність
- універсальність
- середні вартості.

Недоліки: - не розроблені для конкретних задач
- малі обчислюв. потужності

Робота стандартів

Складність РС, Супер ЕОМ

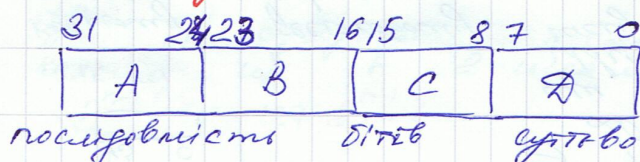
Наприклад, наприклад - послідовна біт в біт, що означає у багатьох випадках 2 байти, то це не дуже на 16 і 32 розрядних системах.

байт - 8 біт
 слово - 2 байт
 2 слова - 4 байт і т.д.
 На усіх 7 комп'ютерах порядок бітів у байті змінюється.



Розглянемо слово
 "Молодший в молодшому" - байт, що знах. в молодшому зар.
 буква в вуновірає молодшій адресі. В інтел
 адреси достатньо (0-7)
 Старшому байту А вуновірають старші адреси (8-15)
 Mac, Motorola, Unix буде с-ма "Старший в молодшому"
 буде АВ - записуємо, в пам'яті біти змін. місцями і
 ВА.

Випадок 2-х слів



послідовність бітів суттєво змінюється

Старший в молодшому
 В пам'яті для intel машин
 записано CA, AB, тому
 15 0 31 16

В мікросистемних с-мах може бути "молодший в молодшому"
 або DBCA - маніпуляції з окремими байтами.

Формат даних

23.09.2016р

Недал. ву. тоді скільки біт займає ціле число формат цілого
 числа не змінюється.



На апаратному рівні різні різном.
 іх форматів чисел "у знаках"
 та бу. знаку" неможливо.
 В кожному апаратному випадку всі дані
 хтів від "профіліста".
 Тільки послідовність бітів - число 0/1/бу.
 знаку.

if число (0; 255) усі біти повністю кодують модуль числа
 $0 \div 255; \equiv 0 \div 2^8 - 1;$

16-бітове: $0 \div 2^{16} - 1;$

Число зі знаками: біт N7 - біт знаку; інші біти кодують
 абс. величину числа

$$S = \begin{cases} 1 & \ominus \\ 0 & \oplus \end{cases} \quad -1 := 10000001_2$$

Період: 1) абс. знач. числа змінює - дивелічний дисперсійний
 реальний дисперсійний $-127 \div +128;$

if треба виконати операцію 2-1 треба розкрити ціле число
 і правильно розтавити модуль та знак.

$2 + (-1) = 2 - 1$ Вуикний число змінює модуль та знак
 доповнюємо до 1, тоді не виглядає як $2^{16} - 1$

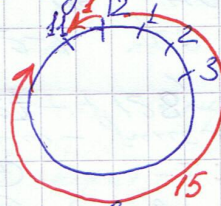
- 1) if виходиться біт знаку: $S = 0 \Rightarrow \text{INV}$
- 2) робимо інверсію всіх бітів, включаючи біт знаку
- 3) до результату $\text{INV} + 1$

$$\begin{aligned} 2_{10} &= 10_2 \\ 1_{10} &= 1_2 \\ 3_{10} &= 11_2 \end{aligned}$$

$$\begin{array}{r} +10 \\ 01 \\ \hline 11_2 \end{array} \sim 2+1=3$$

Робимо інверсію: 1) 0001 \rightarrow -1
 2) 1110 \rightarrow -1 inv (усі 0 \rightarrow 1, усі 1 \rightarrow 0)
 3) 1111 \rightarrow -1 в двовичному коді.

Виходить, що $-1 \equiv 15$



Зміна на 15 ч
 те саме, що зміна
 на 1 виход

if це число й знаком то порівняти скільки буде варіан-
 тів і старших бітів: "1" - 8 вар.
 "0" - 8 вар.

$$\begin{array}{r} 0010 \\ + 1111 \\ \hline 10001 \end{array}$$

4 бітове число

Уроб в двовичному коді переїти
 в нормальний
 1) $S=0$
 2) inv
 3) +1

$$\begin{array}{r} 1111 \rightarrow -1 \\ 1) 0111 \\ 2) 1000 \\ 3) 1001 \end{array}$$

Недоліками: у фізичн ми можемо оперувати неперервними,
 величинами, а у числах у нас дискретні.

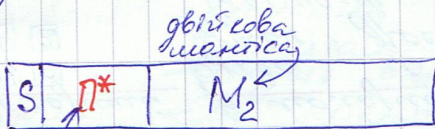
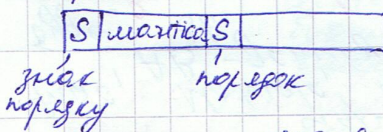
Для фінансових операцій був придуманий **двійково-десять-ковий** **Real**:
 Перший: 1) ватко працювати;
 2) велика тривалість виконання

if 79 варт 80 біт, можна поділити на 20 блоків по 4 біти



Можна закодув 4 числа в 0 до 9 \Rightarrow
 \Rightarrow тогач представ чного числа 8
 20 числами. Можна оперувати числа-
 ми до 10¹⁸ степені.
 Ми кодуємо 10-ві числа, тому ко
 числу треба робити розробання, окремо

кожному десетковому
 операції +, -, *, /, ...



характеристика
 числа (можливо-
 ваний порядок)

Найпопулярніша операція - порівняння.
 Придумали ек обійтись без якому порядку

- 1) ∞
- 2) NaN - not a number
- 3)

M_2 має завжди починатися з 1.

Уроб спростити формат виходить на практиці, створ формат 2

4

Лаваногоу крапкою/комоу
дровову гаспину, окремо

Зйоми число розбив. на члн і
перевісти їх у 2-ву а-ну числення

$$A_{10} \cdot B_{10} \rightarrow A_2 \cdot B_2$$

↓
1. M_2

Частина члнот гаспину піде в манітсу
після крапки
~~11100~~ ~~здобується~~ 1

$$8 = 2^3 \rightarrow 1.0_2 \times 2^3 \rightarrow 1.0_2 \times 2^{11_2}$$

$$\frac{1}{8} = 2^{-3} \rightarrow 1.0_2 \times 2^{-11_2}$$

$$\begin{matrix} 2^3 & 2^2 & 2^1 & 2^0 & 2^{-1} & 2^{-2} & 2^{-3} \\ 1 & 0 & 0 & 0 & . & 0 & 0 & 1 \end{matrix} = 8\frac{1}{8}$$

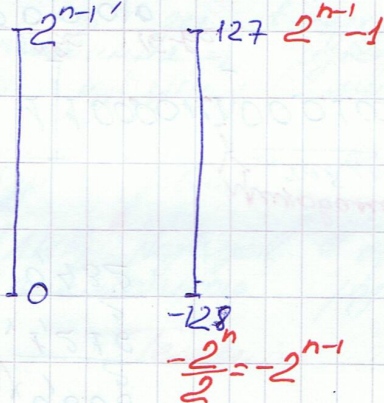
$$8\frac{1}{8} = 1.000$$

0.00...1

$$\cdot 2^{11_3} \rightarrow 1.0000001 \cdot 2^{11_3}$$

Ми не ввели біт жаку для порівня.

На Π^* вводиться певна к-сть бітв. n . Значно $\frac{n}{2}$ і
кажемо, що n і 2 шками: $0 \div 2^{n-1}$ $-128 \div 127$



Ф-на переходу від шками до
шками:

$$\boxed{\Pi^* = \Pi + 2^{n-1}}$$

$$\begin{matrix} n=4 & 2^4=16 & 2^{n-1}=8 \\ 2^{(n-1)}-1=7 & & \end{matrix} \quad \left. \begin{matrix} 8 \\ -8 \end{matrix} \right\} -8 \div 7$$

Закодуємо 3 підрахунок: $\Pi^*(+3) = +3 + 2^{n-1} = +3 + 2^{4-1} = +3 + 8 = 11_{10}$

$$11_{10} \rightarrow 1011_2$$

$$8_{10} \rightarrow \underbrace{01011}_{S} \underbrace{110...}_{M_2}$$

$$\frac{1}{8}_{10} \rightarrow 0010110...$$

$$\Pi^*(-3) = -3 + 8 = 5$$

30.09.2016.

137,269

$$\begin{array}{r}
 137 \overline{) 2} \\
 \underline{136} 8 \\
 1 68 2 \\
 0 34 2 \\
 0 34 17 2 \\
 0 16 8 2 \\
 1 8 4 2 \\
 0 4 2 2 \\
 0 2 1 \\
 0
 \end{array}$$

$$137_{10} = 10001001_2$$

$$0,269_{10} = 0,010001_2$$

$$137,269_{10} = 10001001,010001_2$$

$$\begin{array}{r}
 \times 0,269_{10} = \\
 0 538 \\
 1 076 \\
 0 152 \\
 0 304 \\
 0 608 \\
 1 216 \\
 \hline
 0,432
 \end{array}$$

$$\Pi^* = \Pi + 128$$

Переносимо 2-ву колу після дробової.
Розуміємо к-сть розрядів після дробової

$$\Pi^* = 7 + 128 = 135_{10} \rightarrow \text{в двійкову}$$

$$\begin{array}{r}
 135 \overline{) 2} \\
 \underline{134} 2 \\
 1 62 2 \\
 0 30 15 2 \\
 0 14 7 2 \\
 4 6 3 2 \\
 1 2 1
 \end{array}$$

$$135_{10} = 1111001_2$$

$$\begin{array}{r}
 10001001 \\
 10 \\
 \hline
 10000111
 \end{array}$$

прихований біт
таблиця

1 1 0 0 0 0 1 1 1 0 0 0 1 0 0 1 0 0 0 1 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0

10-біт 2-біт 16-біт

0	0	0	0	0	0
1	0	0	0	1	1
2	0	0	1	0	2
3	0	0	1	1	3
4	0	1	0	0	4
5	0	1	0	1	5
6	0	1	1	0	6
7	0	1	1	1	7
8	1	0	0	0	8
9	1	0	0	1	9
10	1	0	1	0	A
11	1	0	1	1	B
12	1	1	0	0	C
13	1	1	0	1	D
14	1	1	1	0	E
15	1	1	1	1	F

$$C3C4A200_{16} = 137,269_{10}$$

Прихов. біт треба додати після своєї маси
щоб переконатися 2-й 0-ий, як записано
через мантису у 16-ву систему.

6

Число long double у 16-му випуску

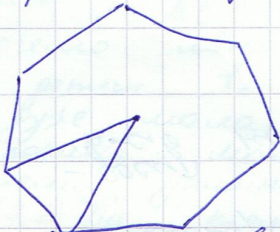
30.09.2016

$0.5_{10} = 3FA9..._{16}$ тут має бути 36 дефітоток

Різні методи, що використов. під час наук досліджень

1) Метод часткових областей (МЧО)

Ідеї: \mathbb{R}^n є скінченною областю



область (складної форми), але це певна комбінація елементами структури або с-ми \mathbb{R}^n рівною ~~фра~~ частковою областю, то рівною розбивають область на частки, але так, щоб \mathbb{R}^n Максвелла, у чл. обл. розбивають прост. На частки області розбиваються.

Переваги:

- в обл. не вимагає певних знань;
- можливість і обчислюваності
- розбив. задає для області складної форми.

Розбив. у прост. в певній області не вимагає нових знань с-ми. Зв'язування чл. області до нових скінченних часток. Чим більше областей, тим більше коэф. розбиваються \rightarrow розбив. не дуже раціональний, бо у нас частково розбиваються; ми не враховуємо загальні властивості с-ми.

Недолік:

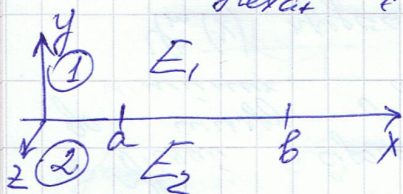
- якщо не врахув. всі власт. с-ми, то велич. розбив. буде велич.
- при розбив. області до нових часток, до аналітичного розбив. \mathbb{R}^n .

Техніка та ел. МЧО част. 2 (методи, що використов. під час наук дослід.)

2) Метод інтегрального \mathbb{R}^n (МІР)

Розр. як отримати інтегр. \mathbb{R}^n і як корист. методом МЧО.

Нехай є частини між 2-ма обл. Розбив. - \mathbb{R}^n - частини.



$$E_1 = \sum_n A_n \psi_n(x) f_n(y) e^{i\beta z}$$

$$E_2 = \sum_k B_k \psi_k(x) g_k(y) e^{i\beta z}$$

$E = E_2$ - класично, але ми зробимо інакше. Оскільки частини по x , то y - фіксоване при підстановці у y має число тому $E(x, z)$. Нехай ми маємо частини $E = F(x) e^{i\beta z}$. Тоді E та E_2 E зв'язуємо E_1 E та E_2 E

$\sum_n A_n \psi_n(x) e^{i\beta z} = F(x) e^{i\beta z}$ С-ма ф-ції $\psi_n(x)$ утвор. нову ортогонал. і, можливо, ортонормовану с-му ф-цій ψ_n і \mathbb{R}^n частини в x .

(1) \mathbb{R}^n \mathbb{R}^n $E(x) = F(x) e^{i\beta z}$ $\psi_n(x)$ і \mathbb{R}^n частини в x .

$$\int_a^b \Psi_m(x) E_1(x) dx = \int_a^b F(x) \Psi_m(x) dx$$

Нехай $F(x)$ відома, щоб було врахув. граничні умови. C - деяке певне число, яке можна замінити на $G(y)$, бо ми так заохотили. Тоді, враховуємо координату y

$$\int_a^b K(x,y) \Psi_m(x) dx = G(y) \text{ - інтегральне рівняння Фредгольма I роду}$$

Нехай відома ядро $K(x,y)$, а $\Psi_m(x)$ невідома, то зводимо до вигляду з лінійним членом. Зводимо до системи лінійних алгебраїчних рівнянь.

$\Psi_m(x)$ представ. у вигляді $\Psi_m(x) = \sum_{j=1}^n C_j \zeta_j(x)$, де ζ_j - відома функція. Виходить система невідомих лінійних коефіцієнтів.

Переваги:

- враховує особл. системи через відані коефіцієнти;
- розвинений мат. апарат для розв'язку інтегр. рівня;
- досить універсальний (не дано в універс. функц. з'являється)

Недоліки:

- не завжди можна перейти до системи інтегр. рівня;
- не дає особливих переваг у мат. обчисленнях

3) Варіаційний метод (ВМ)

Якщо функція задана, можна виступити з інтегр. рівня, якщо якого-небудь симетричним $K(x,y) = K(y,x)$, то ядро інтегр. рівня є симетричним.

Якщо задано Ψ_m в інтегр. рівня, представимо нашу функцію Ψ_m у вигляді ряду по степенях x та y (точніше, як вираз похибки). Можна в підставі функції, при цьому отримаємо певний результат.

Недоліки:

- вузька область таких задач
- математично складний
- некомп'ютована точність

Переваги:

- досить точно розрах. інтегр. винос системи, навіть, якщо функція невідома

11.10.2016р.

4) Метод скінчених різниць

Переваги:

- універсальність
- легко мотивувати врахув. складних граничних умов/умов (кан. форми)
- легко обчисл. складні форми

8

07

$$\frac{dx}{dt} = f(t) \quad (7.1) \quad \text{Мног. переменных}$$

$$\frac{dx}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{x(t_0 + \Delta t) - x(t_0)}{\Delta t} \approx \frac{x(t_0 + \Delta t) - x(t_0)}{\Delta t} \quad (7.2)$$

TO go more.

мы

t_0 t_1 t_2 t_3 t_5 t
 0 t_1 t_2 t_3 t_5

$t = t_5: \frac{x(t_5 + \Delta t) - x(t_5)}{\Delta t} = f(t_5)$

$t = t_5: \frac{x(t_5 + \Delta t) - x(t_5)}{\Delta t} = f(t_5)$

 Δt

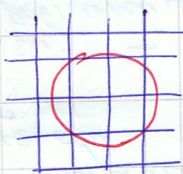
$x(t_0)$ - извходне число

$$x(t_0 + \Delta t) = x(t_1)$$

Ф-241.

ного

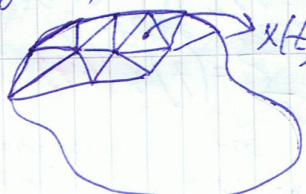
Z.B.



(7.2)

Роварски

5) Mengf



У фігуру дов. форми можна вкрити недов.
ков.: $\triangle, \square, \square, \square, \square$ у \triangle коэф. покриття
найвищий.

Для кожного трикутн. неврнулу показу функц. x і шукати
 заміном на певну елементарну функц.

$$(7.4) x(t) = \sum_{n=1}^N C_n g_n(t)$$

$$t = (\xi, \eta) \quad (7.3)$$

і в Δ буде найбільш по в межах цього Δ функц. g_n майже
 стала. Уроб врахув. всі фіз. особ. то в кожному Δ
 взяти $g_n \sim t^n$ певну функц. g_n щоб врахув. певні особл.

На деяких між Δ $x(t)$ має бути неперервно.

$\frac{dx}{dt}$ теж має бути неперервно

При даній умов. у 2D просторі буде багато
 різнорізн. умов. \Rightarrow велика с-ма $r_{\text{мн}}$, де використують

На довг. часових даних співпадає з умов. умовами (я-
 гана Фіріхем) C_n можна взяти. $x(t) \Rightarrow$ відновити вигляд
 функц. в фігурі

Дерева: - універсальний (роботу склади даних. Нобілів з
 рівняннями умов. умовами)

Методи: - метод дифузійний
 - метод велика к-сть обчислень
 - метод велика об'ємна пам'ять для зберіг.
 простіших результатів / треба дані зберігати тамі координ. кожного
 вершини трикутника та к-сть
 в межах кожного Δ треба зберігати 3 коэф. C_n .

6) Метод мінімальних автономних блоків

Метод. знайти передаточні x -ки складного елемента.
 Для кожного елем. виміряти S -матрих.



$$S = S_1 S_2 S_3 \dots$$

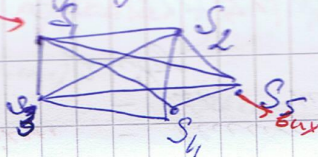
Незручність такого методу полягає в
 тому що ми вваємо, що КВЧ синх. пов.
 вбудовує кожному елем. через ш.п., і це може

Оскільки між елементами та відстанями через ш.п., і це може
 бути власт. такої елем.
 і в частоті однокрові, то синх. з одного фільтра робить
 синх. синх. іншого фільтра \Rightarrow робота с-ма. (це якщо
 вбудовує між елементами дуже малий)
 з ц. прост. к-сть таких елем. к-сть передаточних зв'язків
 такої с-ми зростає як закон $\sim \frac{n(n-1)}{2}$

Нехай з експерим. маємо виміряти S -матрих кожного елем.
 Тому маємо базисно побудувати метод розрахунку з експ.
 даними.

Діал. методу:
 Блоки не вбудовують між

Розбиваємо складну с-му на автономні
 виміряти S -матрих. Утвор. матрих
 автономними блоками. Утвор. пов.
 передат. зв'язків.
 Числі зв'язків встановлює невідомі
 зв'язки між блоками.



Недоліки: - його можна реалізувати тільки на комп'ютері, тому часто до 2D-с-м;
 - часто до задачі, де розв'язок представо. у вигляді гармон. функції (sin, cos, експоненціального) записується. Значення для статичних задач.

7) Метод коллокації (collocation)

Задача, для с-м, на ск. Γ кількох об'єктів, геометрії яких задано. З.В. у просторі хвильових, хочемо розв'язати розв'язок ерм. хвиль, ψ у хвильових наліс-тих функцій. Функція - складний об'єкт, який має довільний вигляд, ніж \sin чи \cos \Rightarrow відбавляти ерм. хвиль ψ у функції багатьох варіантів. Буде сильніше поглиблювати: і функція змінюється. Але ерм. поле у хвильових Γ функцій?

Припустимо, що у функції на поверхні є певний інтервал. Введемо для неї функцію с-м координат, і ми можемо розв'язати її. Максимальна для функції (вона одностороння) поле, що дає на функції просторові зручності Γ хвильових. Маємо розв'язок на всьому просторі Γ функції і маємо розв'язок всередині функції. З іншого боку - розв'язок для просторової хвильової. Не Γ такої с-м координат, де поле хвильової і поле для функції описувалося б просто (бо ці координати мають б. б. функції). Ми не можемо інтерпретувати функції ерм. поле по функції функції і хвильової.

Значить, поле в певних точках / змінюється / змінюється. Отримують розв'язок амплітудного поля і знаємо розв'язок розв'язку.

Переваги: легко враховувати складні граничні умови.

Недоліки: - велика кількість обчислень, тому, як ми обираємо точки, результати різні. Не всім зручне задавати функції. Треба врахувати тільки кількість функцій - щоб отримати розв'язок задачі. Треба врахувати тільки кількість точок, і маємо розв'язок. Буде незручний, якщо ми точки розташовані.

8) Метод Маркваті

Підходить для аналізу с-м просторі геометрії (розв'язок просторі). Розв'язок всієї просторі на кілька областей. За механікою геометрії поле просторі за ерм. ψ розв'язок Γ кутів 1, 3, 7, 9, і розв'язок, що там має розв'язок $\frac{1}{2} \rightarrow 0$, то розв'язок має $\frac{1}{2}$. Маркваті розв'язує Γ області 1, 3, 7, 9. Розв'язок поля в інших областях, значить розв'язок і ~~функції~~ врахуємо там, тільки одну функцію.

Переваги: гарантує простий аналіз розв'язку.
Недоліки: незручний, не для кожної с-м підходить.

9) **Метод еквівалентності даних**
 Суттєво відрізняється від експерименту: його апроксимують.
 Розглянемо МКСА. Розв'язати розв'язати задачу можна лише
 в одній величині.
 А саме МЧУ може дати еквівалентну фазову шв. і
 хвильовий опір (або її похідні) то ми можемо опис.
 всі ϵ вист. МКА.
 У всіх ліній передачі, в яких хвиль, що пов. мають
 однаковий хв. опір та фазову шв. то з точки зору експерим.
 ліній еквівалентні / однакові коэф. проход. та втрати.
 Нехай у мікросхемову лінію введемо газуно-еквів.
 об'єкт (грунт, резистор) (неоднорідності зручоватиме нам).
 І ми хочемо знати вплив неоднорідності в МКСА, то
 треба розв'язати задачу про її неоднорідності в плоск.
 параболічній лінії еквів. параметрами.
 І введемо парам. МКСА (довжина, розміри, ϵ) можна розрах.
 парам. конденсатора з неоднорідністю \Rightarrow знайшли знову фазову
 шв. та хв. опір.
Нерівності: • в задачі розв'язується
 • неможливо порівняти з експериментом
Недоліки: • не знає всіх ст. можна знати перехід до еквів.

25.10.2016р.

Метод гострих областей

Для резонатора поверхневої ери хвиль розглянемо МЧО.
 Резонатор - це 3D с-ма, треба розв'язати 3D задачу. Але розр.
 вин. коли резонатор чот. знає у хвильовій масі. Який
 Резонатори мають симетрію легко розр.
 РПХ - поверхня мас(півк.)
 це нам на підкоринні або саме
 по собі. І ми використаємо тільки півк.
 то вона використає тільки 1/2 діаметр. поверх.
 димкою Типовий приклад - фолія. І якщо
 не помічало, то не буде втрат.
 Розр. варіант, коли розр. тільки однієї
 навіс і розміром підкорини.
 І резонатори $\epsilon: \frac{1}{2}$ - великі розміри, часто використає у експерим.
 $\frac{1}{4}$ - малий
 Недоліком резонатора ϵ те, що він розр. під певним кутом
 до стінки хвильової.
 І якщо у резон. була б ідеальна скінченна проводимість і
 не було б резон. кула між резон. і стінками, то фактично б
 не було і резонатор поворів би себе як стінка хвиль.
 (маверене машин. поле буде в проф. парал. \Rightarrow відбивання)
 резон. \rightarrow ел. поле оптимальним чином маврвати та $I \Rightarrow$
 \Rightarrow резонатор сильно взаємодіє з ери полем. І резонатор
 заснує велику хвильову, у нас з'яв. ϵ менших хвиль-
 ворт. Така нерівність сильно відбиває ери хвиль, коэф. відб.
 те майже 1, коэф. проход. 0. ш. н. п.
 (13) Енергія поле в резонаторі не виводит, хоча ϵ мала
 втрати з ери полем.



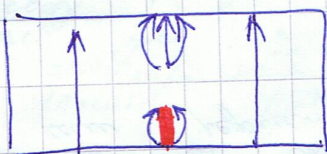
Залежно від розмірів резонатора, ерл поле, може змін. 2 у широким метал. Типово $5 < L < 30^\circ$

Реальна реалізація: ніколи не в МВЧ діапазоні майже не поглинає $\epsilon \sim 1 \Rightarrow$ еквівалент. повітря. \Rightarrow вставку розміром як поперечн. наперерз хвильоводу, зверху поверхню метал. підш. кутами α_1 і α_2 (залежно від кута, бо різні кут вносимо різні втрати) \Rightarrow доповн. матимемо втрату L , а також розділення м. п. з довільними кути. Для РПХ добре підходить циліндр. с-ма координ.

$\frac{1}{2}$ - резонатор не розмеж. перетинамо

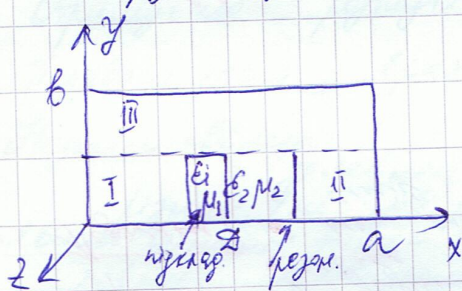
$\frac{1}{4}$ - резонатор завжди розташ. вертикально. Вбудовує буде мале, бо резонатор не повністю перекриват попер. переріз хвиле воду \Rightarrow коэф. вбудовує < 1 . Чим більше довж. резонатора, тим більше коэф. вбудовує до 1.

Роз. поле для $\frac{1}{2}$ резон. для хвилі H_{10} :

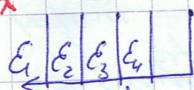


Щоб забезпечити такий розподіл РПХ $\frac{1}{4}$ має обов'язково торкатися стінки хвильоводу. Якщо резонатор $\frac{1}{2}$ буде торкатися стінок хвильоводу, то він стат $\frac{1}{4}$, але спотворений. Якщо $\frac{1}{4}$ не буде торкатися стінок хвильоводу, то РПХ с-ма симетрична, то по вбудовує

вм. центру стат $\frac{1}{2}$ резонатором. найбільш



Нехай резон. розташ. в т. X . E та H хвилі - хвилі, що проходять до першого хвил. у напрямку z та z не має першого компонента, що пошир. вздовж осі x .



if є шарув. структура, то залежно від вбудовує поз. координат (if перш. координ. z до напрям. шарів, ч. z напрям. шарів електрич. неперер., то скал. r -на м. п. резонатора для H_{10} буде простим. if поле напрям. z то поле в такій с-мі не розділяти не (зробимо) *****

$$\Delta \vec{U} + k^2 \epsilon_r \vec{U} = 0$$

$$\text{в ДСК } \vec{U} = x \vec{U}_x + y \vec{U}_y + z \vec{U}_z$$

$$\Delta U_{x,y,z} + k^2 \epsilon_r U_{x,y,z} = 0$$

Зміна координат в метрах обл:

I: $0 \leq x \leq a$
 $0 \leq y \leq b$

$$-\infty \leq z \leq \infty$$

II: $a \leq x \leq a$
 $0 \leq y \leq b$
 $-\infty \leq z \leq \infty$

III

$0 \leq x \leq a$
 $b \leq y \leq b$
 $-\infty \leq z \leq \infty$

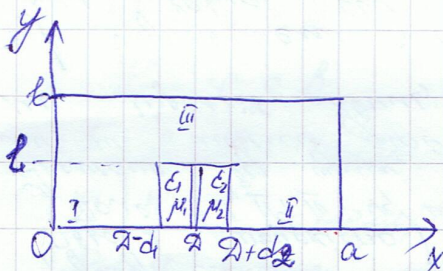
Користуватимемося потім методом Фур'є. В кожній обл. нам маючі рівняння $\Delta U_i + k^2 \epsilon_i \mu_i U_i = 0$ Телмголова для x -компоненти. Проклято в ДСК. $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ маючи дані функції координат.

$U_i = \begin{cases} \Phi_i - \text{електричний вектор Фур'є} \\ \Psi_i - \text{магнітний вектор Фур'є} \end{cases}$ замість того, щоб писати Φ_i та Ψ_i , ми написали U_i щоб спростити позначення. В певному вигляді записуємо для кожної області ухр. рівняння, зробивши припущення. 1) ми розглядаємо єдиного поля, що поширюється вздовж осі z : $e^{i\beta z}$ 2) записуємо x та y можна записати як розбиття z -ї медалі. 3) по аналогії з прикладом хвилювання в F M_{nm} і E_{nm} , в нас теж буде цю ж F .

$$\Phi_i(x, y, z) = \sum_{n,k} A_{nk} \Phi_n(x) f_{ik}(y) e^{i\beta z}$$

$$\Psi_i(x, y, z) = \sum_{n',k'} B_{n'k'} \Psi_{n'}(x) g_{i,n'}(y) e^{i\beta z}$$

Вектори Фур'є



28.10.2016р
Знайти сталу пошир хвилі? Розв'язати поле хвилі, які F у хвильов. x -скалярів в ів Фур'є для $e^{i\beta z}$ та $e^{i\beta z}$.

$\vec{\Phi} = \{\Phi, 0, 0\}$ - ел. поле

$\vec{\Psi} = \{\Psi, 0, 0\}$ - м. поле
Максвелл - маючі F -ї (□ чл. ст. сел)

(1) LM -хвиля

$$\Phi_i = \sum_{m,n} A_{imn} \Phi_m(x) f_{in}(y) e^{i\beta z}$$

i - номер області, Σ - всіх можливих власних мод, як модують в певній області. A - амплітуда кожної хвилі в конкретній обл. в деякій індексов.

$$\Psi_i = \sum_{m',n'} B_{im'n'} \Psi_{m'}(x) g_{i,n'}(y) e^{i\beta z} \quad (2) \quad LE\text{-хвиля}$$

Для в-ів Фур'є μ не телмголова: $\Delta \Phi_i + k^2 \epsilon_i \Phi_i = 0$ $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ іт підст. $\Phi_m(x)$ у μ не телмголова і врах. що $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ то у нас функції розбиті на 3 μ не:

$$(3) \frac{d^2 \Phi_{im}}{dx^2} + k_{im}^2 \Phi_{im} = 0 \quad - \mu \text{ не просторового генератора (просторових коливань)}$$

$$(4) \frac{d^2 f_{im}}{dy^2} + k_{iy}^2 f_{im} = 0$$

Зрешт. Для перш. координ. ми отримали 3 скал. μ не, бо воно абстрактно буде рівняння нулю

(5) $L_{\text{ср}}^2 = L_{\text{хв}}^2 + L_{\text{гн}}^2 + \beta^2$ - характеристичне β -не лінії передачі

Щоб вирівняти, необхідно 2 умови.

Обл. I:

Щоб мати розв'язок β -не (3) нам треба 2 умови на стінці хвилеводу, без врахування дисперсії середовища.

if порівняти на β -не (4) то тут ми можемо мати 2 умови, де $y=0$ і $y=l$, але в віднош. до обл. III, тому буде недовирежено.

$k_{\text{гн}}$ - хв. число ми не можемо визначити. Тоді к ми визначити можемо.

(6) $k_1 = \begin{cases} k_0 = \frac{\omega}{c}, & 0 \leq x \leq 2-d \\ k_0 \sqrt{\epsilon_r}, & 2-d < x < 2 \end{cases}$

Треба $k_{\text{гн}}$ виразити як:

(7) $k_{\text{гн}} = \sqrt{k_1^2(x) - k_{\text{хв}}^2 - \beta^2} = k_{\text{гн}}$ - це мож. не виродження.

if ми матимемо β , то ми все буде вірно.

Оскільки все залежить від β а β є множиною ϵ_r індекса стіни β не має, бо немає пошир. усіх векторних функцій. $\beta \rightarrow$ імпеданс розривається, спектр складові мають пошир. у одній і тій же швидкістю.

Полі в I, II, III - це частини загального поля, тому внаслідок β будуть індекси. Написавши це, бачимо, що β стала пошир. складовою поля, для якої ми не можемо знайти β аналітично. Пошир. керенів будуть маркувані як індекси хвиль, якщо ми шукатимемо розв'язки відносно β .

β шукатимемо числовими розв'язками.

Для кожної обл. запишемо вектори Герца. Невирішено будуть

A, B і β , а функції f та g задані через β . Нам потріб.

ix добудувати скорист. деяк. умовими при $y=l$.

Однак не можна окремо записувати умови для

областей I, II, III і IV та V.

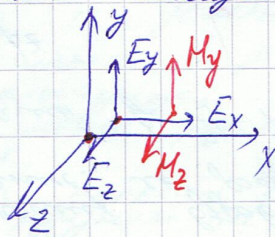
Для кожної обл. I, II, III єв. поле є незалежними.

На межі є неперервні тангенціальні складові E_x, E_z, H_x, H_z

$E_x = E_x^e(\phi_i) + E_x^m(\psi_i)$

$H_z = H_z^e(\phi_i) + H_z^m(\psi_i)$

Особл.



$H_x = 0$
 $E_x \neq 0$

Ще коли задано ϕ_i . Матимемо

поверхню мат. хвилю LM .

Оскільки в металевій обл. не існують електричні поле, то мат. бунт обліки енергії, LM та LE хвилю не може розповсюджуватися 2-м чам. умовами на 2-х оточуючих границях.

В обл. I LE та LM хвилю є незалежними. (аналогічно як у хвилеводі)

Нехай ми в обл. III об'явимо LM хв. в якій немає H_x , а лише E_x та H_z об'явимо, де $+ H_x \Rightarrow$ умови не виконуватимуться.

(16)

[Handwritten scribbles at the top of the page]

Ми записуємо част. умов. для компонент наск. зреш. суми
 для E_{xi} H_{xi} будуть спрощені суми котна суми - набір
 хвилі LE та $LM \Rightarrow$ у нас 4 суми. Такі наск. будуть
 яким. вров. частини E в певні рин. координ. x та z .
 При зміні x та z має виконуватись суми функціональних
 рівнянь які мають бути для простішого вигляду

4.11.2016р.

$$(1) E_{xi} = (\overbrace{k_i^2}^{k_i^2} - \overbrace{k_{xi}^2}^{k_{xi}^2}) \varphi_i(x, y) e^{i\beta z}$$

$$(2) H_{xi} = (k_i^2 - k_{xi}^2) \psi_i(x, y) e^{i\beta z}$$

$$(3) E_{zi} = \left(\frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial z \partial x} - i k_i \mu_i \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \right) e^{i\beta z}$$

$$(4) H_{zi} = \left(i k_i \epsilon_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial y} + \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial z \partial x} \right) e^{i\beta z}$$

Тоді $e^{i\beta z}$ не писатимемо, але вона
 буде присутня
 k_{xi} - оскільки різний наск. в коорд. x в області i .

Похідна по z означає вираз множимо по βz . Як далі врахо-
 вуватимемо. Це похідна по x , ставимо нуль

$$\varphi_i = \varphi_i f_i A_i$$

Врахов. це далі не розширюватимемо з'яв-
 лось, а ставитимемо нуль

$$\psi_i = \psi_i g_i B_i$$

Введемо набір індексів для кожної області:

1	2	3	- номер області
m	n	j	- номер мод
p	q	r	- опис іншої мод, з якою буде отримано перетресну вим.

Нале. треба змінити наск. обл. I та III та II та III. Тоді сумарне
 в обл. I+II зрівняємо з обл. III:

$$(5) \sum_m k_{1m}^2 A_{1m} \varphi_{1m}(x) f_{1m}(L) + \sum_n k_{2n}^2 A_{2n} \varphi_{2n}(x) f_{2n} = \sum_j k_{3j}^2 A_{3j} \varphi_{3j}(x) f_{3j}(L)$$

Як функціональні f -ме, де координ. може приймати \forall знач.
 Скориставшись умовою ортогональності: $\int_0^a \varphi_{1m}(x) \varphi_{1p}(x) dx = \|\varphi_{1m}\| \delta_{mp}$
 δ -символ Кронекера

$$(7) \int_0^a \varphi_{3j}(x) \varphi_{3r}(x) dx = \|\varphi_{3j}\| \delta_{jr} \text{ - умова ортон. III області}$$

Заменим (5) на $\varphi_{32}(x)$ і проінтегруємо в межах $[0, a]$

Оскільки обл. виміряє φ_{32} обл. I та II $0 < x < a$, то інтегр. $[0, a]$ зведе-
 мо до інтегр. в $[0, a]$

$$\sum_m k_{1m}^2 A_{1m} \langle \varphi_{1m}, \varphi_{32} \rangle f_{1m} + \sum_n k_{2n}^2 A_{2n} \langle \varphi_{2n}, \varphi_{32} \rangle f_{2n} = k_{32}^2 A_{32} \|\varphi_{32}\| f_{32}$$

(7) $\langle \varphi_{1m}, \varphi_{32} \rangle = \int_0^a \varphi_{1m}(x) \varphi_{32}(x) dx$ А саме: з-ї мод 3-ї обл. може бути виражені
 через алгебричні і та 2 обл.

$$A_{32} = \sum_m P_{m2} A_{1m} + \sum_n Q_{n2} A_{2n}, \quad P_{m2} - \text{сталі коефіцієнти}$$

$$P_{m2} = \frac{k_{1m}^2}{k_{32}^2} \frac{\langle \psi_{1m}, \psi_{32} \rangle}{\|\psi_{32}\|} \frac{f_{1m}}{f_{32}}$$

$$Q_{n2} = \frac{k_{2n}^2}{k_{32}^2} \frac{\langle \psi_{2n}, \psi_{32} \rangle}{\|\psi_{32}\|} \frac{f_{2n}}{f_{32}}$$

Тепер можна легко перекоонатися, що

$$B_{32} = \sum_m \hat{P}_{m2} B_{1m} + \sum_n \hat{Q}_{n2} B_{2n}$$

Граничні умови для елемента E_2

$$\sum_m A_{1m} i\beta \psi'_{1m}(x) f_{1m} - i \sum_m k_1 \mu_1 B_{1m} \psi_{1m}(x) g'_{1m} + \sum_n A_{2n} i\beta \psi'_{2n}(x) f_{2n} - i \sum_n k_2 \mu_2 B_{2n} \psi_{2n}(x) g'_{2n} =$$

$$= \sum_j A_{3j} i\beta \psi'_{3j}(x) f_{3j} - i \sum_j k_3 \mu_3 B_{3j} \psi_{3j}(x) g'_{3j} \quad \left| \times \psi_{32}(x) \int_a^b dx \right.$$

Тут у нас є функції $\psi(x)$. Можливо, це не найкращий вибір функції, щоб перевірити правильність вибору x .

$$\sum_m A_{1m} i\beta \langle \psi'_{1m}, \psi_{32} \rangle f_{1m} - i \sum_m B_{1m} \langle k_1 \mu_1 \psi_{1m}, \psi_{32} \rangle g'_{1m} + i\beta \sum_n A_{2n} \langle \psi'_{2n}, \psi_{32} \rangle f_{2n} -$$

$$- \sum_n B_{2n} \langle k_2 \mu_2 \psi_{2n}, \psi_{32} \rangle g'_{2n} = i\beta \sum_j A_{3j} \langle \psi'_{3j}, \psi_{32} \rangle f_{3j} - i k_3 \mu_3 B_{32} \|\psi_{32}\| g'_{32} \quad (\equiv)$$

Якщо матриця не має нульових, то k_1 в різних розд. об'єктах. Тоді можна уніфікувати. Аналогічно μ . Тому k та μ ми внесли під інтеграл.

Тепер замість A_{3j} та B_{32} ставимо одні й ті ж функції

$$\equiv i\beta \sum_j \left(\sum_m P_{mj} A_{1m} + \sum_n Q_{nj} A_{2n} \right) \langle \psi_{3j}, \psi_{32} \rangle f_{3j} - k_3 \left[\sum_m \hat{P}_{m2} B_{1m} + \sum_n \hat{Q}_{n2} B_{2n} \right] \|\psi_{32}\| g'_{32}$$

Для ψ скалярного j -го, його можна перенести в узаг. вигляді:

$$\sum_m A_{1m} T_{m2} + \sum_{m=1}^M B_{1m} \hat{T}_{m2} + \sum_{n=1}^N A_{2n} S_{n2} + \sum_n B_{2n} \hat{S}_{n2} = 0$$

Для H_2 :

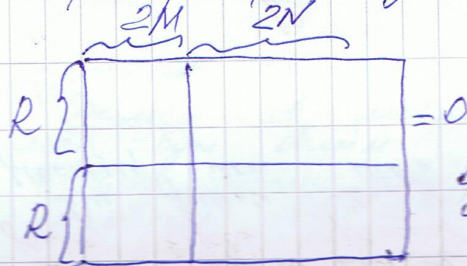
$$\sum_{m=1}^M A_{1m} U_{m2} + \sum_{m=1}^M B_{1m} \hat{U}_{m2} + \sum_{n=1}^N A_{2n} V_{n2} + \sum_{n=1}^N B_{2n} \hat{V}_{n2} = 0$$

однорідні лінійні алгебраїчні рівняння

$R \times R$ матриця буде $2M + 2N$. Така сама матриця таку x R -ста рівнянь, скільки x невироджених.

$2 = 1 \div R$ тому у нас це 0 -е, це склад R рівнянь

$2M + 2N = 2R$ - для квадратної системи рівнянь



В кожній ст. $\in 2M$ і $2N$ -невироджених. Як правило, є симетричність $2N = 2M$, однак це не завжди так. R -вимірність матриці рівнянь.

8.11.2016р

det такої с-ми має $= 0$, тоді буде розв'язок, бо с-ма буде сумісною.

Нехай $R=2$ $N=M=1$, тоді розмірність с-ми 4×4 , однак в кожній області ми врахуємо по 1 мові, тому результати будуть невеликими. Фактично, N та M мають бути рівними ~ 1000 , тоді матриця буде $4K \times 4K$. Нам потрібно для 1000 мов. зробити трикутну матр, а її $A = \det +$ додатковий фактор. елементи.

$$A = \prod_{i=1}^{2R} a_{ii}$$

Для λ і μ не тільки знайдено. Помилка апаратного середства менша $\sim 10^{-6}$. Однак врахуємо абсолютну помилку окремі фактори. елементи матриці матр. фактор. виведення. Понадобиться β - стало помилки.

$$a_{ii} \sim \left(\frac{\beta}{k}\right)^{N,M}$$

$\frac{\beta}{k}$ - коеф. зменшення

На вибір оптимально вибиркове число.

Найкращі результати будуть, коли операції будуть ~ 1 . Неважко A знайти. Фактори будуть різні. Знач. A буде меншим.

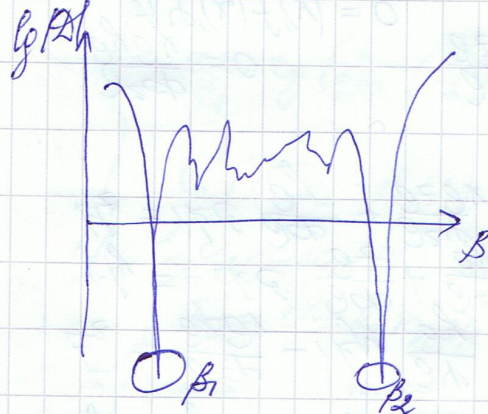
Будуємо $|A|$.

$$|A| = \prod_{i=1}^{2R} |a_{ii}|$$

Формуємо логарифми від A , при цьому

$$\lg |A| = \sum_{i=1}^{2R} \lg |a_{ii}|$$

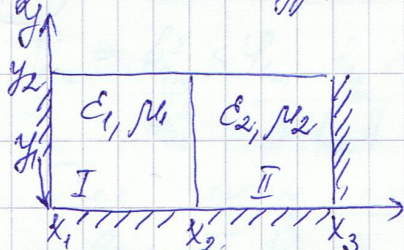
Ми порів. від результату суми. чисел типу $100, -100, -99, +1$. Результат буде достатньо точний.



Внаслідок - це розв'язок для β .

11.11.2016р.

Розв'язати задачу в двохмерній області
 Метод. граничних функцій з двома де-
 дериваціями.
 Крайні стінки - ідеальний метал



1) $x = x_1$

$E_z = 0, E_y = 0$

2) $x = x_3$

$E_z = 0, E_y = 0$

$E_y = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \partial x} + i k \mu \frac{\partial \varphi}{\partial z}$

$E_z = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z \partial x} - i k \mu \frac{\partial \varphi}{\partial y}$

$M_y = -i k \epsilon \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \partial x}$

$M_z = i k \epsilon \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z \partial x}$

$\varphi = A \Psi(x) f(y) e^{i \beta z}$

$\Psi = B \Psi(x) g(y) e^{i \beta z}$

$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \partial x} = 0$

$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0$

$A \Psi'(x) f'(y) = 0$

$\Psi'(x) g(y) = 0$ - граничні умови

$f'(y)$ не рівняє 0, бо має певну величину, тому того виходить.

$\Psi'(x) = 0$

$\Psi(x_1) = 0$

$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} + k_x^2 \Psi = 0$

Якщо $k_x^2 > 0$, то там має бути син. $\Psi(x) = \sin(k_x^M (x - x_1))$

$\varphi: \Psi(x): [L, \delta];$

$f(y): [1]$

- позначення хв. чисел, що опис. залежність поле від координат.

$\Psi: \Psi(x): [0, \xi];$

$g(y): [y]$

L, δ - повтори, чужі величини
 δ, ξ - діелектрик, дієтські величини

I: $\Psi_m(x) = \sin(\delta_m (x - x_1))$

II: $\Psi_m(x) = \sin(\xi_m (x_3 - x))$

I: $\varphi_m^E(x) = \cos(\delta_m (x - x_1))$

II: $\varphi_m^E(x) = \cos(\delta_m (x_3 - x))$

Граничні умови на границях $y = y_1$: $E_z = 0, E_x = 0$

$f'(y) = 0$

$g'(y) = 0$

$\Psi_m = \sin(\delta_m (y - y_1))$

$$g_{2n} = \cos(\eta_n(y_2 - y_1))$$

$$I: k_0^2 \epsilon_1 \mu_1 = L_m^2 + f_m^2 + \beta^2$$

$$II: k_0^2 \epsilon_2 \mu_2 = \delta_m^2 + f_m^2 + \beta^2$$

$$k_0^2 (\epsilon_2 \mu_2 - \epsilon_1 \mu_1) = \delta_m^2 - L_m^2$$

1-ме, що пов'язує між собою хв. числа δ та L

Знижiamo:

$$E_y: A_{1m} \varphi'_{1m}(x_2) f'_{1m}(y) = A_{2m} \varphi'_{2m}(x_2) f'_{2m}(y)$$

$$H_y: -A_{1m} k_0 \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} \epsilon_1 i \beta \varphi_{1m}(x_2) f_{1m}(y) = -A_{2m} k_0 \sqrt{\epsilon_2 \mu_2} \epsilon_2 i \beta \varphi_{2m}(x_2) f_{2m}(y)$$

$$A_{1m} \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} \epsilon_1 \varphi_{1m}(x_2) = A_{2m} \sqrt{\epsilon_2 \mu_2} \epsilon_2 \varphi_{2m}(x_2)$$

Здаєть ся, вваж, що $k = k_0$, тому скороти скорот.

$$A_{1m} \varphi'_{1m}(x_2) = A_{2m} \varphi'_{2m}(x_2)$$

$$A_{1m} \epsilon_1 \varphi_{1m}(x_2) = A_{2m} \epsilon_2 \varphi_{2m}(x_2)$$

Р-ме 1 повністю повністю на 2 р-ме

$$\varphi'_{1m}(x_2) = -L_m \sin(L_m(x - x_1))$$

$$-A_{1m} L_m \sin(L_m(x - x_1)) = +A_{2m} \delta_m \sin(\delta_m(x_3 - x))$$

$$A_{1m} \epsilon_1 \cos(L_m(x - x_1)) = A_{2m} \epsilon_2 \cos(\delta_m(x_3 - x))$$

$$-\frac{L_m \sin(L_m(x - x_1))}{\epsilon_1 \cos(L_m(x - x_1))} = \frac{\delta_m \sin(\delta_m(x_3 - x))}{\epsilon_2 \cos(\delta_m(x_3 - x))}$$

$$\left\{ \begin{aligned} -\frac{L_m}{\epsilon_1} \tan(L_m(x_2 - x_1)) &= \frac{\delta_m}{\epsilon_2} \tan(\delta_m(x_3 - x_2)) \\ k_0^2 (\epsilon_2 \mu_2 - \epsilon_1 \mu_1) &= \delta_m^2 - L_m^2 = \delta_m^2 + L_m^2 \end{aligned} \right.$$

- рівняння кола

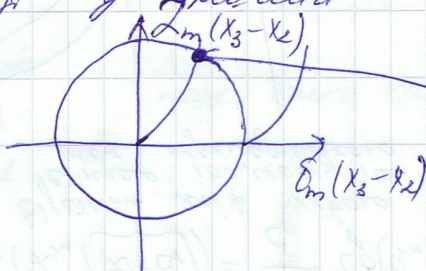
Якщо $\epsilon_2 \mu_2 > \epsilon_1 \mu_1$, то середовища II більш оптично густе, ніж I. Бл. має хору сконденсувати в більш оптично густому середовищі.

$\delta_m = \beta \div k_0 \sqrt{\epsilon_2 \mu_2}$ - її можна задати: сепітсвал бл.

L-члене, тому можна зробити перетвор. $L_m \rightarrow i L_m$

L_m - дійсне число.

Тоді у змінній $\sin \rightarrow \sinh$

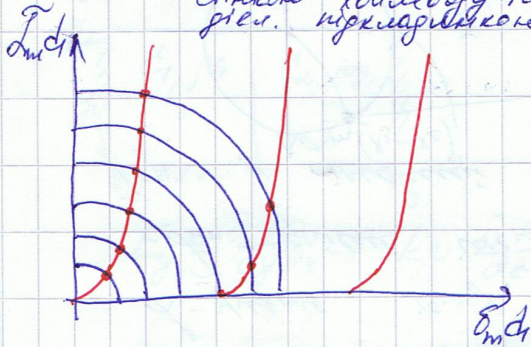


радіус кола: $\sqrt{k_0^2 (\epsilon_2 \mu_2 - \epsilon_1 \mu_1)}$
корінь рівняння

(1) $L_m \text{th}(L_m(Q-d_1)) = \frac{\delta_m}{\epsilon} \text{tg}(\delta_m d_1)$ - дисперсійне р-ме Габб. резонанса

18.11.2016р.

вирішати між лівою
співною хвилевою та
длев. наближенням



іт виходить хв. число нормоване, $\delta_m d_1$, то розр.
можна вираз. залу рівне $L_m d_1$

(2) $L_m d_1^2 = k_0^2 d_1^2 [\epsilon_r \mu_r - 1] - \delta_m^2 d_1^2$ - р-ме кава
квадрат рівності

$-\infty < \text{tg} x < +\infty$

іт виходить, що L_m додатно величезно
три розв'язку р-ме tg суттєво збільш.
помітка до мети tg великий.

Дане р-ме треба переписати так, щоб були числа від 0 до 1.

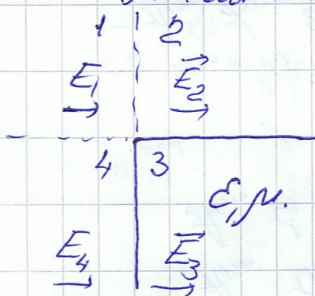
(3) $L_m d_1 \text{th}(L_m(Q-d_1)) \cos(\delta_m d_1) = \frac{d \delta_m}{\epsilon} \sin(\delta_m d_1)$

Період $\sin - 2\pi$, коли $\delta_m d_1 < 2\pi$, то маємо тільки один
корінь 2π , 4π це другий корінь, і т.д.
у tg 0 до 2π буде 2 корені, від 2π до 3π це 1 корінь і т.д.
Але у tg ми не враховуємо вироджені значення.

іт с так знайшли аргумент і прийшло що маємо
лише значення k -ст коренів. Приблизно знаючи бг корінь,
можна знайти цю точкову частоту використовувати різні
методи виведення розв'язку.

13:13

Нехай с длев. (магнітотр.) мий займає певний квар.
радіо. Розрах. ер. поле, що має F полей
у табоо діелектрика.



На поверхні розділу 2-х серед. керуєть
мі танген. т.н. нормальні складові пол.
Аналізуюмо ел. поле

3 умови рівності танген. складових:

$E_2 = E_3$

$E_1 = E_4 = \epsilon E_3$

$E_4 = E_3$

$E_4 = \epsilon E_3$

граничні умови
суперемісності
 $E_3 \neq E_3$

Така с-ма має розв'язки:

1) $E \rightarrow 0$ тривіально

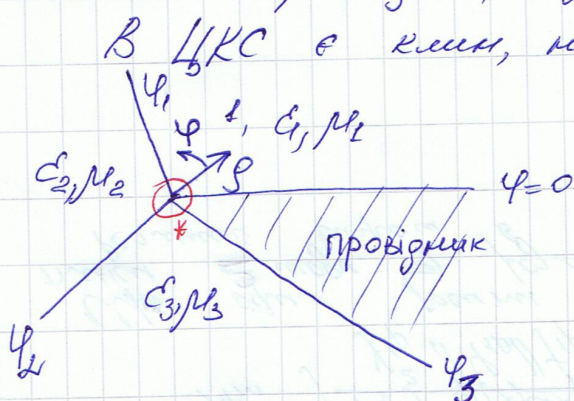
2) $E \rightarrow \infty$ - фізичний розв'язок

то єр. тоб, як радіус загострення зменш, тлі блонка нап-
руженість пол.я. Тому 2-е кінцею опису поверхню пол.я.
кінцею пол.я. буде величезне, але скінченне.

Не врахов. асф. с-м, р-т ϵ чим, то розв'язуючи р-ме ми
отримаємо велику к-сть розв'язків.

25.11.2016р

Змінимо ϵ/μ за умови.
 Опрат певні ϵ/μ в умови, що врахув. поле.
 Нехай $E, H \sim r^{-1-\tau}$, де r - відстань до ребра.



В ЦКС є клас, пов'язано з секторіальні області.
 Припускаємо, що $E, H \sim r^{-1-\tau}$ (1)
 Поблизу кута поле сильно зростає.

Енергія, що запас. в неск. малій обл. поблизу кута * має бути скінченною, тобто нескінченно мал.

(2) $\lim_{r \rightarrow 0} \epsilon(r) = 0$ **Умова Лейбнера на едрі**

$$\epsilon(r) = \int_{V \rightarrow 0} \left(\epsilon \frac{E^2}{2} + \frac{\mu H^2}{2} \right) dV \quad (3)$$

(4) $E(r)^2 r^2 \xrightarrow{r \rightarrow 0} 0$ if E та H має вираз (1), то це виводить, що $r^{-2+2\tau} \xrightarrow{r \rightarrow 0} 0$ (5) $r^{2\tau} \xrightarrow{r \rightarrow 0} 0$ Це можливо при $\tau > 0$

Щоб розв'яз. був фізичний, E та H мають злізати в r як (5) $r^{2\tau} \xrightarrow{r \rightarrow 0} 0$ τ можна визнач. характерну повед. поле поблизу кута. τ можна визнач. повед. поле поблизу кута. **Вірчук**. τ дів. документ, що скрині **Прокотенко**

Згідно з умовою А має τ можна мати τ має:

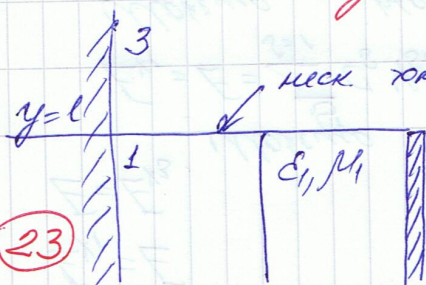
$$E_r(\tau) = \left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) \left[\sin(\tau \varphi_2) \sin(\tau(\varphi_3 - \varphi_2)) - \frac{\mu_2}{\mu_3} \cos(\tau \varphi_2) \cos(\tau(\varphi_3 - \varphi_2)) \right] - \left[\tau g(\tau \varphi_1) + \frac{\mu_2}{\mu_1} \sigma g(\tau \varphi_1) \right] \left[\cos(\tau \varphi_2) \sin(\tau(\varphi_3 - \varphi_2)) + \frac{\mu_2}{\mu_3} \sin(\tau \varphi_2) \cos(\tau(\varphi_3 - \varphi_2)) \right] = 0 \Rightarrow \text{має } \tau.$$

Таке σ та g певних умов може мати аналітич. τ розв'язок клас. неск. точний, а кут $\rightarrow 0$ то поле близько кута σ та g стис. поліноміальн. Чебихіва.

$$T_n(x) = \cos(n \arccos x) - \text{поліном}$$

$$U_n(x) = \sin(\dots) \dots$$

if кут буде $\sim 90^\circ$ то використ. поліноми Тегенбаудра, τ та μ 2 середов. що утвор. відноб'ємний клас. if врахув. повед. поле близько ребра, то ми отрима. стис. повед. поле згідно з радіусом. **Метод Фелюда**



$E_2 = E_{23}$ $y=l$
 $E_{x1} = E_{x3}$ $y=l$
 Ми маємо умови розв'яз. на 2 умови.

(23)

$$E_{x_1} = E$$

$$E = E_{x_3}$$

Можемо явно записати вираз поле.

$$E_{x_1} = E = \sum_{s=1}^{\infty} C_s \psi_s(x) e^{i\beta z}$$

Можемо провести зрівняння згідно принципу розкладу

$$\sum_m \kappa_{1m}^2 A_{1m} \psi_{1m}(x) f_{1m}(l) = \sum_s C_s \psi_s(x)$$

$$\int_0^z \psi_s(x) dx$$

$$C_s = \frac{\sum_m \kappa_{1m}^2 \int_0^z \psi_{1m} \psi_s dx f_{1m}(l)}{\|\psi_s\|} \quad \text{повна ортогон. с-ми ф-цій}$$

Використаємо другу умову

$$\sum_j \kappa_{2j}^2 A_{2j} \psi_{2j}(x) f_{2j}(l) = \sum_s C_s \psi_s(x) \quad \text{а скорист. ортогон. ф-ції } \psi_j, \text{ таку:}$$

$$\oplus \sum_s C_s \psi_s(x) \int_0^z \psi_s(x) dx$$

$$A_{32} = F(A_{1m}, A_{2m})$$

Дозволимо звести чисельну задачу до інтер р-ції.

II спосіб

- 1) $E_{x_1} = F(x)$
- 2) $F(x) = E_{x_3}$

Невідома функція має такі особливості:

Ф-ція залежить від умов на межі. Ф-ція невідома, як допоміжна, яку ми її зрівнюємо, при цьому незалежно.

3) можна визначити A_{1m} , що визначено як $\int F(x) dx$. Замість умови 2), використ. ортогон. функції E_{x_3} . Тут так є $\int F(x) dx$.

$$F(x) \text{ розкладемо в ряд } F(x) = \sum_s C_s \psi_s(x)$$

$\psi_s(x)$ - базис особл. поле на межі.

$$A_{1m} = \frac{\int F(x) \psi_{1p}(x) dx}{\kappa_{1p}^2 \|\psi_{1p}\| f_{1p}}$$

Щоб отримати точний результат, достатньо використати тільки 2 мод. \Rightarrow розмірність с-ми буде 4×4 . Реальний вираз в швидкості $\sim 10^9$ раз.