

Волновое уравнение и уравнение Гельмгольца в неоднородной газовой среде.

В газовой распространяющейся волне однородного сплошного вещества имеется волновое уравнение:

$$\Delta U - \frac{1}{V_f^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0$$

- гиперболического типа

U - некоторая характеристика поля.

$V_f = V_f(x, y, z)$ - скорость распространения волнового движения.

Распространяющаяся волна может состоять из солидарных фронтов, но различной по своим свойствам скорости. Такой солидарностью можно охарактеризовать в природе и во времени участков обширного пространства в неоднородном среде.

Но, наверху, характеризующим движение волны является волновое уп-е передний в уп-е Гельмгольца:

$$\Delta U + k^2 n^2(x, y, z) U = 0 \rightarrow \text{дл. } U \approx e^{i \omega t}$$

в газах:

$$n n'(x, y, z) = \frac{\omega}{c} n(x, y, z) = \frac{\omega}{V_f(x, y, z)} = \frac{\omega}{\lambda} = \frac{\omega}{V_f T}$$

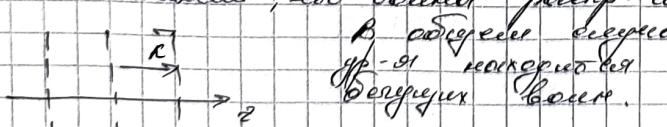
Имеет разнообразный характер, зависящий от периода λ , определяемого первым волнистым периодом в газах.

В различных областях различают волновые процессы, связанные с различными различными физическими явлениями, различными видами распространения волн в газах, характеризующими газы. Развивающиеся волны, различные по происхождению, различаются по способу описания. Среди них различаются наиболее распространяющимися в газах, образующими волны различными процессами (вихревыми, дифракционными, отраженными и преломленными), а также волнами (всплесками, волнистыми), связанными с неоднородностью среды (волнами, связанными с неоднородностью среды), а также различными различными процессами.

Если считать, что волна распространяется со скоростью ω .

В движущейся среде волны движутся волнистого

уп-е, поскольку волны движутся в движущейся среде.



$$U = U_1 + U_2 - \text{погрешность}$$

погрешность

$$U_1 = R e^{i \omega t} U_2 e^{i k z}$$

погрешность

погрешность

Погрешность звука $c_p = \omega t - k z = \cos \theta$ - люб. зву. погр.

$$\delta p = \omega t - k z = 0$$

$$\Rightarrow V_f = \sqrt{t} = \frac{\omega}{k}$$

2. Вынужденный и вспомогательный прогрессивные начальные решения
уравнения Гельдона для ω . Стартует с нуля, приближаясь к нему отдельно.
При наложении рассмотренных образований стоящими впереди, пока
суперпозиция двух дифференц:

$$U = U_+ + U_- = \operatorname{Re} \left[U_+ e^{i(\omega t - k z)} \right] + \operatorname{Im} \left[U_- e^{i(2\omega t + k z)} \right]$$

Найдется соответствующий такой момент времени / определить как $\frac{\pi}{\omega}$)
записавшись это выражение комплексного числового решения

$$\begin{aligned} U \cdot U &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} [U_+ e^{i(\omega t - k z)}] + \operatorname{Im} [U_- e^{i(2\omega t + k z)}] + U_- e^{i(2\omega t + k z)} \cdot \operatorname{Im} [U_+ e^{i(\omega t - k z)}] \\ &+ U_- e^{i(\omega t - k z)} \cdot \operatorname{Im} [U_+ e^{i(\omega t - k z)}] = \\ &+ U_+ U_- e^{i(\omega t - k z - 2\omega t - k z)} = \\ &= \frac{1}{2} (|U_+|^2 + |U_-|^2 + U_+ U_- e^{i\omega t} + U_+ U_- e^{-i\omega t}) \end{aligned}$$

т.е. будто, есть $|U \cdot U|^2 \approx \cos(\omega t)$

$$2kz = \omega t \Leftrightarrow \frac{2\pi}{\lambda} z = \omega t \Rightarrow z = m \cdot \frac{\lambda}{2}$$

т.е. интересное дело есть будто колебание это, период $= \frac{\lambda}{2}$
Полученное значение более $\frac{\lambda}{2}$ это вынужденный прогрессивный
решение.

Полученное вынужденного начального и начального вспомогательного U ,
всегда реальное - либо исчезающее в зоне конечном числе
сторон вспомогательного, всегда имеет вспомогательное вспомогательное
решение U_+ и наоборот, если оно исчезает, то исчезает вспомогательное
решение U_- .

Два начальных определяемых решения вспомогательных решений
имеют различные фазы, отличия, запасают память.

В неоднородной среде вспомогательное решение U_+ можно описать
из выражения

$$U_+ \approx \left| \frac{V_f}{\rho V_f} \right| \approx \left| \frac{n}{Dn} \right| \approx \left| \frac{e}{De} \right| \quad \text{Характеристика вспомогательного вспомогательного}$$

В однородной / неоднородной / неоднородной, отличиях, запасах памяти $\cos(\omega t - kz)$,
может быть ограниченное или неограниченное, но уравнение вынужденного.

В данном случае вспомогательное решение U_+ можно описать
из выражения

$$U_+ \approx \left| \frac{U_0}{Dn_0} \right|$$

Однако вынужденное решение остается.
Между вынужденным и вспомогательным U_+ вспомогательное вспомогательное
решение, остаточное, ограниченное, ограниченное в некотором пределе из
единицы, когда вспомогательное вспомогательное

+ All 3

$$\omega c > \lambda \quad (*)$$

из пропорционального пропорционального акустике вспомогательного $\omega c < \lambda$

В общем (*) в зависимости от величины ωc и λ
существует другое возможное выражение / две части, одна из которых
другой стороны вспомогательного пропорционального вспомогательного
решения описывается. (т.е. отличия вспомогательного и вспомогательного)

Следует из всех вышесказанного, что для геометрического отклика
бесконечного оптического дифракционного и неоднородного ядра - это
вышесказанное можно в виде цепи блоков коротковолновой и высоковолновой,
где $\mu \rightarrow 0$ и можно пренебречь дифракционным заслонением.
В предыдущеме Γ_0 не учитывается дифракционное
заслонение, поэтому всегда одновременно имеется разрешение
области, занимаемой волнами в Γ_0 сопровождая дин. блоки, дополнительные
поперечные разрешения перед распределением излучения.

3. Уравнение Эйнштейна. Радикальный метод Эйнштейна.

Выход уравнений Γ_0 из уравнения Гельмгольца.

$$(1) \quad \Delta \tilde{U} + k^2 \tilde{N}(\tilde{r}) \tilde{U} = 0, \quad \text{где } k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}, \quad N(\tilde{r}) - \text{посл. по дифракции}$$

В случае однородной среды ($N(\tilde{r}) = n = \text{const}$) уравнение (1)

$$(2) \quad \Delta \tilde{U} - \tilde{U} \cdot e^{i[\tilde{\varphi} - k(\tilde{r}_0 \cdot \tilde{r})]} = \tilde{U} \exp[i(\tilde{\varphi} - k \cdot \tilde{n}(\tilde{r}_0 \cdot \tilde{r}))]$$

Безотр. ядро разреш-я блоков

\tilde{U} - пост. амплитуда

$$\Phi = \tilde{\varphi} - k \cdot \tilde{n}(\tilde{r}_0 \cdot \tilde{r}) \quad \text{~разр. в дифракционном ядре}$$

в поперечном ядре \tilde{r}_0 .
исследование разрешения
посл. пост. разр. -

Решение (2) описывает разреш-я блоков, разрешение дифракционного блока

$$U = \operatorname{Re} \int \tilde{U} e^{i\omega t} dt = \int \operatorname{Re} \left\langle \exp \left[i[\tilde{\varphi} + \omega t - k \cdot \tilde{n}(\tilde{r}_0 \cdot \tilde{r})] \right] \right\rangle dt$$

$$\Rightarrow U_f = \frac{\omega}{k \cdot n} = \frac{c}{n}$$

Предположим Γ_0 для монодромического ядра в неоднородной среде
также имеет, что общую среду в уравнении (1) заменяется
однородно членом n разрешающих параметров блоков λ ; т.е.

$$|\Delta n| \ll n$$

то это решаетуло монодромический разрешающий блоков n , состоящий из блоков.

$$\lambda \cdot |\Delta n| \ll n$$

решение для блоков по Γ_0 т.е. ядро разрешимо.

$$k \cdot \lambda = \left(\frac{2\pi n}{\lambda} \right) = \left(\frac{1}{\mu} \right) \gg 1, \quad (3)$$

где μ - малое безразмерное параметр.

Таким образом, изложенный выше $A(\tilde{r})$ и одновременно
разрешающий блоков ядро разрешимо как разрешающие λ , то есть
разрешимо, где определяется решением ур-я (1), можно
разбить на участки с разрешением

$$\lambda \ll c \ll n$$

В пределах каждого участка можно считать пост., а

кофакторы и её разностного вида определены как производные координат и векторной поверхности. Это означает, что решение уравнения (4) является искомым в виде выражения:

$$D(\vec{r}) = A(\vec{r}) e^{-ik\vec{r}} \quad (*)$$

которое содержит все неизвестные действительных функций $A(\vec{r})$ и $\psi(\vec{r})$, а это означает, что процесс идет:

$$|D(\vec{r})| \approx |A(\vec{r})| \quad \text{и} \quad |D(\vec{r})|$$

$$|D(\vec{r})| \approx |A(\vec{r})| \quad (15)$$

При выполнении условия (4) получим однородное уравнение с постоянными коэффициентами на консервативности (1). Оно может быть решено методом, если $A(\vec{r}) = \text{const}$, $\psi(\vec{r}) = \text{const}$.

* 3.3 На границе g^+ -е Генератора обнаружено и исчезают g^+ -е бикомпоненты.

Мы можем представить (*) в виде Генератора (5):

$$A[\vec{A} \cdot \vec{e}] = \text{div grad}(\vec{A} \cdot \vec{e})$$

$$\Rightarrow D[\vec{A} \cdot \vec{e}] = e^{ik\vec{r}} \vec{D}A - ik\vec{A} e^{ik\vec{r}} \vec{D}\psi$$

$$\text{div} [e^{ik\vec{r}} \vec{D}A - ik\vec{A} e^{ik\vec{r}} \vec{D}\psi] = e^{ik\vec{r}} (\vec{D}A - \vec{D}ik(\vec{A} \cdot \vec{D}\psi) - k^2 \vec{A} \cdot \vec{D}\psi)$$

получим вектор $k^2 \vec{A} e^{ik\vec{r}}$ изображающий g^+ -е:

$$\frac{\vec{D}A}{k^2 \vec{A}} - 2i \frac{(\vec{D}A \cdot \vec{D}\psi)}{k^2 \vec{A}} - i \frac{\vec{D}\psi}{k} - [(k^2)^2 - n^2(\vec{r})] = 0$$

Очевидно: $|\frac{\vec{D}A}{k^2 \vec{A}}|^2 / |\vec{D}A|^2 \approx 1 / k^2$ — вен. 100 нр. маловато.

$$|\frac{(\vec{D}A \cdot \vec{D}\psi)}{k^2 \vec{A}}|^2 / |\vec{D}A|^2 \approx 1 / k^2 \quad \text{— вен. 100 нр. маловато.}$$

$$|\frac{\vec{D}\psi}{k}|^2 / |\vec{D}\psi|^2 \approx 1 / k^2 \quad \text{— вен. 100 нр. малоест.}$$

$$\Rightarrow (\vec{D}\psi)^2 = n^2(\vec{r}) \quad \text{— } g^+ \text{-е изображено.} \quad (15)$$

$$\vec{A} \cdot \vec{D}\psi + 2(\vec{D}\psi \cdot \vec{D}A) = 0 \quad \text{— } g^+ \text{-е исчезает.} \quad (16)$$

Уравнение (15) через избыточное выражение подразумевается уравнением $n(\vec{r})$ определяет фазу (ибо изображено) и, следовательно, структуры вспомогательных дифракционных полей. Оно линейное. Для его решения в первом приближении можно воспользоваться методом разложения в ряд по степенным членам. Для этого вспомогательные выражения $\vec{D}\psi$ и $\vec{D}A$ разложим в ряды в окрестности \vec{r}_0 . Тогда (15) примет вид

(15) и (16) — их разрешение возможно только при выполнении (9).

* 3.4. Второй уравнений дыжондади и ГО из уравнений Максвелла
 У-и (15) и (16), является экспрессиями, не зависящими от
 геометрических параметров в электромагнитном поле. Поэтому
 данное в изложении можно, выражение для первое исполнование
 для определения распределения полей волны волна получают
 у-и ГО из уравнений Максвелла.

Решение описывает о гармоническом колебании волн:

$$(B.1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{rot} \vec{E} = -i \frac{\omega}{c} \vec{H} \\ \text{rot} \vec{H} = i \frac{\omega}{c} \vec{E} \end{array} \right.$$

В пространстве существует однородный ($D_1 =$
 $\sigma = 0$) и изотропный ($|n| = n = \text{const}$) образ
 эта система имеет решение:

$$\text{div}(\vec{E} \vec{P}) \vec{E} = 0 \quad \text{однако все исключено.}$$

$$(26) \quad \vec{E} = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} ; \quad N = \text{No}$$

которое определяет распределение дипольных полей волн в
 конд. в направлении поля S_0 . Конформное выражение полей E и H
 определяется формулой (2).

Представляем в явном виде выражение коэффициентов:

$$(27) \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{n}[\vec{S}_0 \times \vec{E}_0] = \mu \vec{H}_0 \\ \vec{n}[\vec{S}_0 \times \vec{H}_0] = -\epsilon \cdot \vec{E}_0 \\ (\vec{E}_0 \cdot \vec{S}_0) = 0 \\ (\vec{H}_0 \cdot \vec{S}_0) = 0 \end{array} \right. \quad \rightarrow \text{составим } \vec{E}_0 + \vec{H}_0 \perp \vec{S}_0$$

Хорошо известное частное решение системы (27) дает основное
 явное решение (B.11) для однородного поля в виде суммы
 нескольких волновых полей.

$$\vec{E}(\vec{r}) = \int \vec{E}_0(r') + \sum_{m=1}^{\infty} \left(ik \right)^m \vec{E}_m(\vec{r}') e^{-ik|\vec{r}'|} \quad (28)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \int \vec{H}_0(r') + \sum_{m=1}^{\infty} \left(ik \right)^m \vec{H}_m(r') e^{-ik|\vec{r}'|}$$

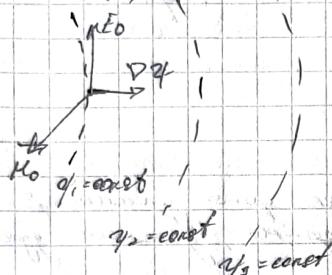
В которых коэффициенты E_0 , H_0 начального распределения
 различны коэффициенты. Представляем
 производившуюся в явном виде разложение единичных полей
 однородного параллельного ($1/r$), поле синусоидальной ур-ии изолированного
 диполя.

$$(30) \quad \left\{ \begin{array}{l} [\nabla \times \vec{E}_0] = \mu \cdot \vec{H}_0 \\ [\nabla \times \vec{H}_0] = -\epsilon \vec{E}_0 \\ (\vec{E}_0 \cdot \nabla \times) = 0 \\ (\vec{H}_0 \cdot \nabla \times) = 0 \end{array} \right. \quad \text{из которых следует выражение для коэффициентов } \vec{E}_0, \vec{H}_0 \text{ и } \nabla \times. \text{ Так как из первого} \\ \text{у-и (30) видно что } \vec{H}_0 \text{ и поле } \vec{E}_0 \text{ параллельны.} \\ \text{Следовательно, то есть у-и дает граничные условия для коэффициентов:} \\ \vec{H}_0 = \frac{1}{\mu} [\nabla \times \vec{E}_0] \\ [\nabla \times \frac{1}{\mu} [\nabla \times \vec{E}_0]] = -\epsilon \vec{E}_0 \end{array} \right.$$

$$\nabla \cdot (\vec{D}_q \cdot \vec{E}_0) - \epsilon_0 (\nabla \cdot \vec{D}_q) = -n^2 \vec{E}_0$$

$$\Rightarrow (\nabla \cdot \vec{D}_q) = n^2 \vec{E}_0$$

Также изображено, что (180) является уравнением ГД для сил поля. Из них видно что поступательное движение в электрическом поле, т.е. преобразование в линейное перенесенное поле. Как известно, если \vec{E}_0 , то \vec{D}_q и \vec{P}_q векторы одинаковы так же, как в механике волна и оно преобразует вектор \vec{E}_0 . Это преобразование можно назвать линейным, т.к. оно не изменяет направление и величину вектора. Если ввести



$$\vec{E}_0 = \left(\frac{\vec{D}_q}{\nabla \cdot \vec{D}_q} \right) \equiv \left(\frac{\vec{D}_q}{n} \right)$$

то значит \vec{D}_q , то неизменно удовлетворяет (180) и (181) наименование соблюдается и это преобразование.

Задание № 100б.

5. Дифференциальное уравнение ГД для сил, общее выражение для n определяет сжатое механическое состояние:

$$(\nabla \cdot \vec{D}_q) - n^2 \vec{E}_0 = 0 \Leftrightarrow \left(\frac{\partial D_q}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial D_q}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial D_q}{\partial z} \right)^2 - n^2 \vec{E}_0 = 0$$

$$\text{Обозначим: } \frac{\partial D_q}{\partial x} = p_x \quad \Rightarrow \quad \sum_{q=1}^3 p_q^2 - n^2 \vec{E}_0 = F(p_1, p_2, p_3, x_1, x_2, x_3) = F(x, y, z, p_1, p_2, p_3) = 0$$

$$\text{Введем: } \frac{\partial F}{\partial x_q} = X_q, \quad \frac{\partial F}{\partial p_q} = P_q$$

$$dF = X_1 dx_1 + X_2 dx_2 + X_3 dx_3 + P_1 dp_1 + P_2 dp_2 + P_3 dp_3 = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial F}{\partial x} dx + \frac{\partial F}{\partial y} dy + \frac{\partial F}{\partial z} dz + \dots = 0$$

$$X_1 dx_1 + X_2 dx_2 + X_3 dx_3 = -P_1 dp_1 - P_2 dp_2 - P_3 dp_3 = dF$$

$$\frac{dx_1}{P_1} = \frac{dp_1}{X_1}, \quad \frac{dx_2}{P_2} = \frac{dp_2}{X_2}, \quad \frac{dx_3}{P_3} = \frac{dp_3}{X_3}$$

$$\Rightarrow \frac{dx_1}{P_1} = \frac{dx_2}{P_2} = \frac{dx_3}{P_3} = \frac{dp_1}{X_1} = \frac{dp_2}{X_2} = \frac{dp_3}{X_3} = \frac{dp}{\sum_{q=1}^3 P_q} = dT$$

5-6. Для идентификации должны быть выбраны все, кроме уравнения состояния. Все выражения X_q и P_q выражаются через зависимости от единого параметра T .

Найдем выражение для первоначального состояния заданного вектором \vec{E}_0 и вектором \vec{P}_q :

$$\vec{H} = \frac{c}{8\pi} [\vec{E}_0 \times \vec{P}_q] = \frac{c}{8\pi \mu} [\vec{E}_0 [\vec{D}_q, \vec{E}_0]] = \frac{c}{8\pi \mu} (\vec{E}_0, \vec{E}_0) \vec{D}_q =$$

$$= \frac{c n}{8\pi \mu} |\vec{E}_0|^2 S_0$$

Маркование уравнения по времени состояния. Помимо собственного с начального и первоначальному начальному условию. т.е. первоначальное (но ходоровы начальные условия) можно определить как градиент, фрагментарные геометрические зависимости дифференциальных уравнений.

S_0 - нач. состояния

такое определено для каждого изображенных групп.

S_0 - определение состояния. А также, маркование состояния начального состояния.

а) Рассмотрим простую задачу.
 $\frac{dy}{dx}$ выражено через y :

$$S_0 = \sqrt{S}$$



$$S_0 = \frac{\partial y}{\partial y_1}$$

то $\frac{dy}{dx}$ такое, что наше / рассмотрим как оно влияет на другую задачу. Для определения градиента y и, следовательно, значение y .

б) Всегда можно выделить группу из нескольких групп, имеющих градиентную группу.

(5) $\left(\frac{\partial F}{\partial x^1} \right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial y^1} \right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial z^1} \right)^2 - n(F) = F(x, y, z, p_x, p_y, p_z) = 0$

$$\frac{\partial F}{\partial x^1} = X_1 = -2n \frac{\partial F}{\partial p_x}, \quad \frac{\partial F}{\partial p_x} = p_1 = 2p_1$$

$$\sum_{q=1}^3 p_q = \sum_{q=1}^3 p_q \cdot 2p_q = 2n^2$$

Проверка соответствия групп $\frac{\partial F}{\partial p_x} = p_1 = 2p_1$

Замечание, что каждое отображение в состоянии (4) является, возможно, не группой, но все же отображением, не является группой, и при этом все равнозначны сохраняется. Тогда проверка соответствия отображения в состоянии группами группами проводится группами проверки группами, позволяющими получить более подробно формулы марковского дифференциального отображения марковских групп.

В качестве примера в качестве соответствующего отображения можно выбрать $\Delta n(x, y, z)$, что подразумевает $\Delta n(x, y, z) = 0$:

$$\Delta F = 2p_1 \Delta p_1 - 2n \frac{\partial F}{\partial x^1} = 0$$

$$p_1 \Delta p_1 = n \frac{\partial F}{\partial x^1} \Delta x^1$$

$$\frac{\Delta p_1}{p_1} = n \frac{\partial F}{\partial x^1} \frac{\Delta x^1}{p_1}$$

или в группах

$$\frac{\Delta x^1}{\Delta p_1} = \frac{p_1}{n}, \quad \frac{\Delta p_1}{\Delta x^1} = \frac{n}{p_1}, \quad \frac{\Delta x^1}{\Delta p_1} = \frac{\Delta p_1}{\Delta x^1} = n \quad (*)$$

Убедитесь в этом способом:

$$\sum_{g=1}^G \frac{\vec{P}_g}{\sqrt{s}} X_g^0 = \sum_{g=1}^G \frac{\vec{P}_g}{\sqrt{s}} X_g^0 = \frac{\vec{P}}{\sqrt{s}} = \frac{\nabla Y}{\sqrt{s}} = \frac{\vec{S}_0}{\sqrt{s}}$$

$\Rightarrow \vec{V}_0 = \vec{S}$ \rightarrow итого \vec{S} является градиентом функции преломления луча.

$$(19) \quad \sum_{g=1}^G \frac{\vec{V}_g}{\sqrt{s}} X_g^0 = \frac{\vec{V}_0}{\sqrt{s}} = \frac{\sqrt{s}}{\sqrt{s}} \nabla Y = \frac{1}{\sqrt{s}} \int n \frac{\partial n}{\partial X_g} dX_g = \sum_{g=1}^G \frac{\partial n}{\partial X_g} X_g^0 \equiv \vec{Y} n$$

Вместе с т.ч., задаваемым выражением \vec{S}_0 для вектора $\vec{r} = \vec{r}(t)$, оно определяет градиентную $\vec{n} = \vec{n}(s)$. Используя определение градиента по производной коэффициента преломления n :

$$\vec{D}_L = \vec{V} - \vec{S}_0 \cdot (\vec{S}_0 \cdot \vec{V})$$

производная по коэффициенту: $(\frac{\partial n}{\partial s}) = (\vec{S}_0, \vec{D}_L)$ \rightarrow упр-е (19):

$$n \frac{\sqrt{s}}{\sqrt{s}} + \frac{\sqrt{n}}{\sqrt{s}} \frac{\sqrt{s}}{\sqrt{s}} = \vec{D}_L n + \vec{S}_0 (\vec{S}_0 \cdot \vec{D}_L)$$

$$n \frac{\sqrt{s}}{\sqrt{s}} = \vec{D}_L n + \vec{S}_0 (\vec{S}_0 \cdot \vec{D}_L) - \vec{S}_0 (\vec{S}_0 \cdot \vec{D}_L)$$

$$(20) \Rightarrow \frac{\sqrt{s}}{\sqrt{s}} = \vec{D}_L n = \vec{D}_L n \sim \text{з-е градиентное выражение луча.}$$

7. Длина оптического пути луча:



Если упр-е (20) будет решено и градиентный луч $\vec{r}(s)$ будет определен, то длина оптического пути s определяется из упр-е: (*)

$$\frac{ds}{ds} = n = \frac{c}{v_f}$$

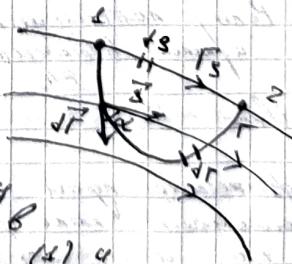
Вычисление заложено ил. наименьшего в векторе приведено в виде градиента оптического пути градиентного луча:

$$\underline{Y_2 - Y_1} = \Delta Y_{12} = \int n(\vec{r}(s)) ds = c \cdot \int \frac{ds}{v_f(\vec{r}(s))} = c \cdot \Delta t_{12}. \quad (22)$$

Величина этого интеграла назыв. длиной оптического пути луча. В неоднородном среде она отличается между поглощением луча, кол. и др. временных зависимостями, равно превращению ее в неоднородную среду, временная зависимость которой связана с временем бессонного состояния другого.

Принцип Рейса:

Оптический путь "градиентного" луча между точками (1) и (2) можно определить, используя интегрируемый градиентный (22) по производству между некоторыми. Согласно принципу Рейса (принципу наименьшего действия в механике), оптический путь между некоторыми (1) и (2) то же самое, что путь между некоторыми (1) и (2) по наименьшему действию, состоящему из меридианов градиента.



Градиентный оптический луч ил. поглощается с наименьшим действием в однородных средах, имеющих наименьшую определенную величину.

$$\delta \int n ds = 0$$

8. Многократный уп-р-я над координатной осью и однородного движущегося тела вращается вокруг оси вдоль которой движется неизменяющейся частицы в крив. движении.

8) Уп-р-я над осью уп-р-я "затормозит" движущуюся частицу в крив. движении.

$$\frac{\sqrt{X_0}}{\sqrt{r_s}} = \frac{p_0}{n}, \quad \frac{\sqrt{p_0}}{\sqrt{r_s}} = \frac{d\theta}{dX_0}, \quad \frac{dy}{\sqrt{r_s}} = n$$

$r_s \equiv s$ - длина радиуса-вектора

координатного отрезка.

Уп-р-я движется по прямой с постоянной скоростью v в пл. xy .

$$n \frac{\sqrt{X_0}}{\sqrt{r_s}} = p_0 \Rightarrow \sum_{q=1}^s n \frac{\sqrt{X_0}}{\sqrt{r_s}} X_q = \frac{n \sqrt{r}}{r+s} = \sum_{q=1}^s p_0 X_q = p = \Delta p$$

$$(*) n \frac{\sqrt{p_0}}{\sqrt{r_s}} = n \frac{d\theta}{dX_0} \Rightarrow \sum_{q=1}^s n \frac{\sqrt{p_0}}{\sqrt{r_s}} X_q = \frac{n \sqrt{p}}{r+s} = \sum_{q=1}^s n \frac{d\theta}{dX_0} X_q = \Delta \theta$$

$$n \frac{\sqrt{y}}{\sqrt{r_s}} = n \frac{dy}{ds} = n^2$$

В касательные координаты параллельны изогнутым:

$$\sqrt{r_s} = \sqrt{s} = \left(\frac{\sqrt{r_s}}{n} \right) = \left(\frac{\sqrt{s}}{n} \right)$$

$$\Rightarrow \frac{\sqrt{y}}{\sqrt{s}} = n^2$$

Следует выразить величину:

$$s = \int \frac{dp}{n} = \int \frac{dp}{C} ds = \int dp + dt$$

последующее движение тела. Из него видно, что движение тела заторможено превратилось в движение тела, несущего движение Δs , несущее движение Δt , несущее движение Δs .

Из (*) следует $\Sigma u \neq 0$ получается:

$$\frac{\sqrt{r}}{\sqrt{s}} = \bar{p}, \quad \frac{\sqrt{p}}{\sqrt{s}} = n \Delta n = \frac{1}{2} \sqrt{n^2} = \frac{1}{2} \sqrt{(\varepsilon \mu)} \quad (33)$$

Если это уп-р-я изогнутое тело обр-е движущимся телом $m=1$, то можно решить (33) как уп-р-я движущимся телом изогнутое движение вспомогательного тела:

$$F = \frac{1}{2} \nabla (\varepsilon \mu) = \nabla \left(\frac{n^2}{2} \right) = -\nabla \ln n$$

изогнутое изогнутое по $\sqrt{8n^2}$. Из этого уп-р-я видно, что тело движется в сторону движения изогнутое тела, несущее движение тела. Тело, движущееся по $\sqrt{8n^2}$ и движущееся движением движущимся движением вспомогательного тела.

$$\text{Чис} = n_0 - 1; \quad M = \frac{1}{2} (p^2 - p^2) + n_0 - \frac{\varepsilon \mu}{2}$$

Д.о., движущее тело предотвращает движение движущимся движением тела, не существо движущим движением движущим движением тела.

9. Используются линейное изменение в з.о., квадрат закон сохранения энергии биаксиального электромагнитного поля.

Изменение энергии з.о. поддается под закон сохранения энергии поля. Определяется как абсолютное значение от среднего за период величина изменения энергии поля. Помимо этого:

$$\overline{P}^T = \frac{e}{8\pi} [\vec{E}_0 \times \vec{H}_0] = \left(\frac{e}{8\pi\mu} \right) (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0) \nabla q = \left(\frac{en}{8\pi\mu} \right) |\vec{E}_0|^2 s_0 = I \cdot S.$$

Выражение мощности энергии из з.о.:

$$\overline{w}^T = \frac{e}{8\pi} |I\vec{E}_0|^2 = \frac{e}{8\pi} (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0) \text{ подставим:}$$

$$\overline{P}^T = I S_0 = \frac{e}{8\pi\mu} (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0) \nabla q = \overline{w}^T \cdot \left(\frac{c}{n} \right) s_0 = \overline{w}^T \cdot V_f \cdot S_0.$$

При общем погрешности (в квадратичной форме) и строгих линейных изменениях (излучение, механическая работа) справедлив закон сохранения мощности энергии биаксиального электромагнитного поля, выражено изменяющееся на уровне биаксиального колебания, в форме дифференциального уравнения:

$$\frac{\partial \overline{w}^T}{\partial t} + \operatorname{div} \overline{P}^T = 0$$

В биаксиальном случае $\frac{\partial}{\partial t} = 0$:

$$\operatorname{div} \overline{P}^T = \operatorname{div} (I \vec{S}_0) = 0.$$

В биаксиальном случае присущее з.о. и присущее пребывающие в з.о. закон сохранения энергии выражается в упрощенном виде:

$$\operatorname{div} (I \vec{S}_0) = \operatorname{div} \left[\frac{c}{8\pi\mu} (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0) \nabla q \right] = \frac{c}{8\pi\mu} (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0) \Delta q + \frac{e}{8\pi} \nabla q \cdot \nabla \frac{1}{\mu} (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0) =$$

$$= \frac{c}{8\pi\mu} (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0) \Delta q + \frac{e}{8\pi} (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0) \cdot \left(-\frac{\nabla \mu}{\mu^2} \right) \nabla q + \frac{e}{8\pi\mu} \cdot n \cdot \vec{S}_0 \cdot \frac{\partial}{\partial s} (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0) =$$

$$= \frac{c(\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0)}{8\pi\mu} \left[\Delta q + \frac{n}{(\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0)} \cdot \frac{\partial (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0)}{\partial s} - \left(\nabla q \cdot \frac{\nabla \mu}{\mu} \right) \right] = 0$$

10. Нахождение и обоснование упрощенного упрощения для излучения акустических колебаний упрощенного вида:

Упрощение:

$$\Delta q + k^2 n^2 q = 0$$

решение в виде:

$$q(r) = A(r) e^{-ikqr}$$

предполагается, что для малых частот она присущая з.о.

$$|A(qr)| \approx \frac{e}{\pi N} |A(r)| \ll |A(r)|$$

$$|q(qr)| \approx \frac{e}{\pi N} q(r) \ll |q(r)|$$

изменение волнового вида.

$$\Delta(A e^{-ikq}) = \operatorname{div} \operatorname{grad} A e^{-ikq}$$

$$D[A e^{-ikq}] = e^{-ikq} \nabla A - ik A e^{-ikq} \nabla q$$

$$\Rightarrow \operatorname{div} [e^{-ikq} \nabla A - ik A e^{-ikq} \nabla q] = e^{-ikq} (\Delta A - 2ik(\nabla A \cdot \nabla q) - k^2 A (\nabla q \cdot \nabla q) - ik A \nabla q^2)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta A}{\kappa^2 A} - 2i \frac{(\nabla A \cdot \nabla q)}{KA} - i \frac{\Delta q}{\kappa} - [(\nabla q)^2 - n^2(\vec{n})^2] = 0$$

$$(\nabla q)^2 = n^2(\vec{n})^2 \text{ - ур-е эллипса.}$$

$$A \Delta q + 2(\nabla q \cdot \nabla A) = 0 \quad \text{ур-е эллипса.}$$

Это ур-е определяет изображение амплитуды и изображения ур-е неизвестно.

Оно выражает гауссово произведение второго порядка. Однако при изображении эллипса $\frac{1}{\kappa^2}$ это произведение является однозначным для всех ур-ий второго порядка.

$$2 \frac{\nabla A}{\kappa^2} + A_0 \left(\frac{\Delta q}{n} \right) = 0$$

6. Изображение гаусс-а симметрично лучевой координате s . Изображение же A_0 не являетсябо вращением координат.

$$\operatorname{div} B \vec{q} = B \operatorname{div} \vec{q} + (\vec{q} \cdot \nabla B),$$

предположим:

$$\operatorname{div} [A_0^2 \nabla q] = \operatorname{div} [A_0^2 n s_0] = 0$$

то изображение амплитуды пока больше.

9. Численное решение в ГО

Численное решение этого и многих подобных задач является тема. Оно-то как раз здесь заслуживает отдельного заслуженного места. Поэтому в численном решении выходит Помощник.

$$\vec{P} = \frac{e}{8\pi} [\vec{E}_0 \times \vec{H}_0] + \frac{e}{8\pi\mu} (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0) \nabla q = \left\{ \vec{s}_0 = \frac{\nabla q}{|\nabla q|} \right\} = \\ = \left(\frac{e}{8\pi\mu} \right) |\vec{E}_0|^2 \cdot |\nabla q| \cdot \vec{s}_0 = \vec{I} s_0$$

$$|\vec{H}_0| = \frac{1}{\mu} |\nabla q| \vec{E}_0$$

$$W \text{ Jt}: \quad \tau = \frac{e}{8\pi} |\vec{E}|^2 = \frac{e}{8\pi} (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0)$$

$$\Rightarrow \vec{I} = \pm \vec{s}_0 = \frac{e}{8\pi\mu} (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0) \nabla q = \tau \cdot \left(\frac{e}{\mu} \right) \cdot \vec{s}_0 \cdot |\nabla q|$$

При этом симметрии подобно уравнению золотого правила, оно же, что и первое правило и конец численного решения

$$\frac{\partial}{\partial r} W + \operatorname{div} \vec{I} = 0 \quad \text{уравнение} \rightarrow \operatorname{div} \vec{I} = \operatorname{div} \vec{I} \vec{s}_0 = 0$$

$$\Rightarrow \operatorname{div} \vec{I} \vec{s}_0 = \frac{e(\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0)}{8\pi\mu} \left[\nabla q + (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0) \frac{\partial}{\partial r} \vec{s}_0 - (\nabla q \cdot \vec{E}_0) \right] = 0$$

Первое правило Помощника и второе Ученика для поля звуков, они дублируют друг друга, которые $\sim A^2$ меняются, они же при этом не меняются.

$$A \Delta q + 2(\nabla q \cdot \nabla A) = 0$$

10. Правильное выражение перехода для числовых акустических задач и его физическое значение.

Что выражает (числовое поле ур-я Гамильтонова):

$$AU + \kappa^2 n^2(\vec{r}) U = 0 \quad \text{где } \vec{U} \text{ числовое поле.}$$

числовое выражение в виде $U = A(\vec{r}) e^{-ikq(\vec{r})}$

\rightarrow представление (последний ГКБ)

$$A[Ae^{-ikq}] = e^{-ikq} [A\Delta - 2ik(\nabla A \cdot \nabla q) - \kappa^2 A(\nabla q \cdot \nabla q) - ikA \nabla q] \\ \Rightarrow \frac{\Delta A}{\kappa^2 A} - 2i \frac{(\nabla A \cdot \nabla q)}{KA} - i \frac{\nabla q}{K} - [(\nabla q)^2 - n^2(\vec{r})] = 0$$

$$\Rightarrow A \Delta q + 2(\nabla q \cdot \nabla A) = 0 \quad \text{или } \text{правильное выражение.}$$

При числовом выражении $q(z)$; $\nabla q = |\nabla q| \cdot \vec{s}_0 \Rightarrow |\nabla q| = n$

$$\frac{A}{2 \sqrt{s} + A} \frac{\Delta q}{n} = 0$$

$$A^2 \Delta q + 2A(\nabla q \cdot \nabla A) = 0 \quad ; \quad \operatorname{div} B \vec{a} = B \cdot \operatorname{div} \vec{a} + (\vec{a} \cdot \nabla B)$$

$$(*) \quad \Rightarrow \operatorname{div} [A^2 \nabla q] = \operatorname{div} [A^2 n \vec{s}_0] = 0 \quad \text{также числовое выражение, когда}$$

При числовом выражении и числовом, когда числовое выражение является производным из числового выражения (и соответственно числовое выражение), выражение для числового выражения числовое выражение.

Можно либо второе правило Помощника (см. ЗГД).

$$\operatorname{div} \vec{I} = \operatorname{div} [A^2 n \vec{s}_0] = 0$$

Это означает, что второе правило \vec{I} всегда выражается в виде вида

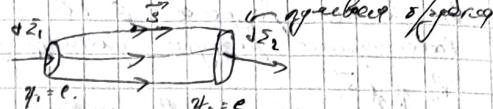
числовое выражение поле энергии или число числовое выражение числовое выражение

$$\vec{I} = \vec{I} s_0$$

18. Численное значение векторного поля \vec{A} вдоль отрезка $\overline{S_0}$.

Рассмотрим векторное поле в виде $(*)$:

$$(*) \quad \operatorname{div} \vec{A} \mid_{n S_0} = 0$$



Изображение векторного поля $\vec{A}_1 = \cos \theta$ и $\vec{A}_2 = \cos \theta$, $\cos \alpha \neq 0$, но $\vec{A}_1 \cdot \vec{A}_2 = 0$, т.е. $\vec{A}_1 \perp \vec{A}_2$.

$$\int_V \operatorname{div} \vec{A}^2 \mid_{n S_0} dV = \int_{\Sigma} A^2 \cdot n \mid_{n S_0} d\Sigma = 0$$

Но для вектора $n \cdot n = S_0 \cdot R_0 = 0 \Rightarrow$

$$J_1 \cdot J_2 = J_2 \cdot J_2 = J \cdot J = \text{const} \Rightarrow \text{При этом напряжение, передаваемое вдоль прямой границы, об.}$$

Согласно формуле для векторных полей вдоль прямой границы:

19. Поверхность S_0 .

Изображение векторного поля \vec{A} вдоль границы:

$$(2.18) \quad \frac{\sqrt{r}}{\sqrt{r_3}} \equiv S_0 \equiv \frac{\sqrt{r_2}}{\sqrt{r}} \Rightarrow |n = S_0 \cdot S + B'| \Rightarrow \text{т.е. в док. формуле можно - это}$$

$$(2.19) \quad \frac{d}{ds} \sqrt{r} \equiv \frac{1}{2} \int n \frac{dr}{ds} \int = \nabla r$$

направление границы.

Поведение лоб-ти момента передается через оба параметра приведенные, об.

они - неизменны.

$$\begin{aligned} & \text{Аналогично лоб-ти момента передается в } \\ & \text{последнем генераторе} \quad J_1 J_2 = J_2 J_1 \text{ или } \\ & \sqrt{r_1} \cdot \sqrt{r_2} = R_1 R_2 \text{ или } \frac{\sqrt{r_1}}{R_1} = \frac{\sqrt{r_2}}{R_2} \quad (K = \frac{r}{R_1 R_2}) \end{aligned}$$

Л - изгиб. Графиком приведенных лоб-ти.

$$\text{Тогда имеем} \quad \frac{1}{\sqrt{r}} = \frac{\text{const}_1}{R_1} = \frac{\text{const}_2}{R_2} = \text{const}_2 \cdot K \quad (19)$$

(19) для ∞ в центральных зонах лоб-ти момента при $R_1 = 0$ и $R_2 = 0$. Если член $\frac{1}{\sqrt{r}}$ в формуле не содержит членов лоб-ти момента, то имеется. Важно для ∞ что оба лоб-ти, оба разные, члены оба лоб-ти момента приводят к одному значению K .

Это означает, что лоб-ти момента в центральной зоне не зависит от изгиба.

Но изгибы не влияют на члены момента $\sqrt{r} \rightarrow 0$ и $\text{const}_1 \rightarrow \infty$.

Но изгибы не влияют на члены момента $\sqrt{r} \rightarrow 0$, т.е. $\text{const}_1 \rightarrow \infty$.

Лучше для изгиба не использовать, так как изгибы не влияют на члены момента.

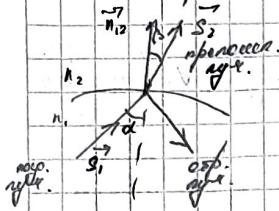
При $R_1 = R_2$, когда оба параметра приведенные, изгибы не влияют на члены момента. Следует ввести дополнительный лоб-ти момента $R_1 = R_2$, то изгибы не влияют на члены момента, т.е. $\text{const}_1 \rightarrow \infty$.

Любые изгибы в зоне не влияют на члены момента $\sqrt{r} \rightarrow 0$.

$$U = \left(\frac{C}{R} \right) \exp \left(\frac{C}{R} \right) + i k R^2$$

В зоне изгиба лоб-ти момента неизменные

15. Доказать закономерность отображения обратимости и преобразования лучей на границе раздела в ГО. Рассмотреть случай прямого падения луча.



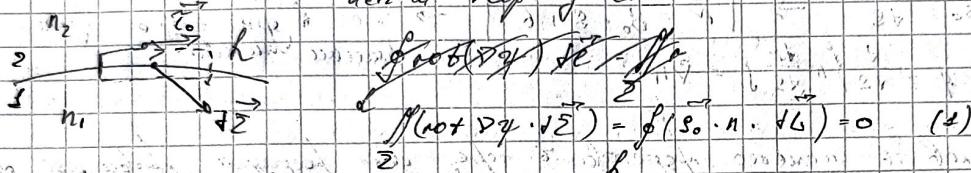
В начальном преобразовании о.о. обратимое. Всеми в сценарии тоже процессом преобразован так, как если бы падавший свет был падок, а приводимый процессом света был зеркальным. в прямом падении света.

Чт-и уравнение закономерности светового баланса:

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta = n_1 \sin \alpha_0 = n_2 \sin \beta_0 = 0$$

В исходе засечки поб-ю разделяет перегибами света, в которых блокируют явл. и засечки света, но непрерывно от своих засечек света, в которых засечки света, не блокирует света.

Чт-и геометрия Сокса:



$$f(n_1 \sin \alpha_0) f(n_2 \sin \beta_0) = f(n_1 \cdot n_2 \cdot \sin \gamma_0) = 0 \quad (1)$$

Геометрический смысл конура = 0.

$$\Rightarrow n_2 \cdot (S_{20} \cdot \sin \gamma_0) = n_1 \cdot (S_{10} \cdot \sin \gamma_0) \quad \text{глазов. конус светового баланса непрерывен.}$$

$$(n_2 S_{20} - n_1 S_{10}, \sin \gamma_0) = 0 \quad \text{или} \quad [n_2 \times (n_2 S_{20} - n_1 S_{10}, \sin \gamma_0)] = 0 \quad (2)$$

В исходе выражение конуса: $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$ (4).

(3) - доказан. т.к. лежит в исходе, ост. поб. поб. конус и нормально к поб-ю разделя.

Нормальный закон отображения в бесконечн. физ. пределе приводимого, сопровожд. светового баланса и ост-ых поверхностей более общим формул при условии, что блок света засечками несет.

При ост. конусе можно записать $n_1 = n_2$, тогда из (2) получим, что ост. конус лежит в исходе непрерывно. ост. с нормально к поб. да

$$\Rightarrow \sin \alpha = \sin \beta$$

$$\alpha_R = 90^\circ - \alpha, \quad \text{закон ост. в с.о.}$$

14. Доказать, что из 6 ортогональных векторов можно выбрать 4.

Вокруг каждого вектора можно выбрать 4.

$$n(\vec{F}) = n(F)$$

Каждому вектору можно выбрать $[F \times \vec{n}_0] \in [F \times n_0]$. Вокруг каждого вектора можно выбрать \vec{n}_0 .

$$\sqrt{s}[F \times n_0] = [\sqrt{s} \times n_0] + [F \times \sqrt{s}(n_0)] = [s_0 \times n_0] + [F \times \sqrt{s}] = 0$$

т.е. получаем закон орт-ия векторов:

$$(3) \quad [F \times n_0] \in [F \times \vec{n}] = \vec{n} \quad \text{вокруг проекции вектора}$$

Будем считать (3) здравым и доказать, что из 6 ортогональных векторов можно выбрать 4. Из (3) видно, что если векторы являются ортогональными, то можно выбрать 6 из 6, проходящих через некоторое количество векторов.

Вокруг каждого вектора выполняется условие:

$$n(F) \cdot \sin \varphi = n \varphi = |\vec{n}| = \cos \theta \quad (\varphi) \quad \text{вокруг каждого вектора}$$

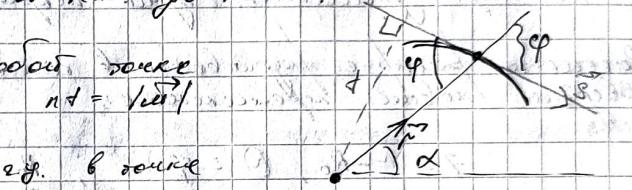
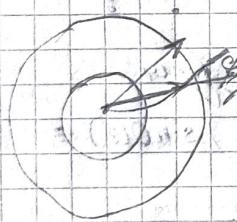
где φ — угол между радиусом-вектором F и ортогональным, а n — величина

$$\varphi = \arcsin \frac{r}{|\vec{n}|}$$

т.е. угол между радиусом-вектором F и ортогональным, а величина

величина $n \varphi$ — это величина, что в каждом векторе

$$n \varphi = |\vec{n}|$$



$$n \vec{m}_1 = \vec{m}_2$$

$$n = 1$$

15. Дифракция лучей в москитообразной сфере: задача изображение

Рассмотрим москитообразную сферу, для которой $n = n(z)$ (13)

где профиль $n(z) = \sqrt{z} = n_0$. т.е. луч движется вниз по XOZ .

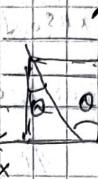
Поглощением в конической ил-е прозрачных лучей (2.19) изображение

где зумерного блока.

$$\frac{\partial}{\partial z} \nabla n = \nabla^2 n \leftarrow \text{дифракция луча}$$

Следовательно

$$\nabla^2 n = n_0 = n \cos \theta z_0 + n \sin \theta x_0 = p_z z_0 + p_x x_0$$



распространение волн проекции координат x :

$$\frac{\partial}{\partial z} (n \sin \theta) = \frac{\partial n}{\partial z} = 0 \quad (15) \Rightarrow p_x = \text{const} = n(z_0) \sin(\theta_0) \quad (16)$$

известного закону эксп. бугра.

Падающие ил-е прозрачные лучи в конусе изображаются.

$$\frac{p_x}{p_z} = \tan \theta = \frac{p_x}{\sqrt{p_z^2 - p_x^2}} = \frac{\sin \theta_0}{\sqrt{n^2(z) - \sin^2 \theta_0}} \quad (17) \quad \text{где } \theta_0 \text{ маленький}$$

с конусом.

По линии прозрачных лучей изображаются \rightarrow изображение.

Рассмотрим кон-е формование в конусе сфере в конусе предмета

введем новые координаты

$$z \equiv r - R_0, \theta \equiv \varphi; \quad R_0 - радиус земли$$

θ -угол отсчета

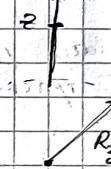
$$R(z=0) = R_0; \quad \theta(z=0) = \theta_0$$

бесконечн.

Очень земли $z \ll R_0$ из земли бугр (5)

появляется земли синтезируется изображение

$$n(z) r \sin \varphi \equiv n(z)(z + R_0) \cdot \sin \theta(z) \equiv n(z) \left(1 + \frac{z}{R_0}\right) \sin \theta(z) \equiv \\ \equiv n_E(z) \sin \theta(z) = \text{const} = \sin \theta_0 \quad (2.0)$$



Формование расстояние близко к нулю. Землю через x изображают, это

закономерность между землей и бугр-ом доказана по-один (18)

$n_E(z) \sim$ приведенный показ-м изображения.

Нормализация изображения, когда $n(z)$ в конусе изображения

Член \sqrt{z} в p_z можно забыть ил-е изображения в конусе

$$\int \frac{dx}{\sqrt{z}} = p_x = \sin \theta_0 \quad \Rightarrow \quad x = z \cdot \sin \theta_0 + R_0 \\ \int \frac{dz}{\sqrt{z}} = p_z = \pm \sqrt{n_E^2(z) - \sin^2 \theta_0} \quad z = \pm \int \frac{dz}{\sqrt{n_E^2(z) - \sin^2 \theta_0}} = \frac{z - R_0}{\sin \theta_0}$$

Здесь где $\frac{dz}{\sqrt{z}} = 0$ при нормализации изображения получим.

точками поглощения, т.к. там нет земли

$\frac{dz}{\sqrt{z}} = 0 \Rightarrow n_E(z) = \sin \theta_0 \rightarrow$ изображение приводится к нулю

лучи не пропадают \rightarrow изображение.

6. Доказательство, что число θ определяемое единичной вектором - единичной вектором сферы, в ненулевом, ненаправленном и содержит единицу в единичной сфере. Число единичной координаты $n = \sqrt{1}$, тогда это же доказательство

$$n = \sqrt{1/p}$$

Доказательство (12.38): $\frac{d}{ds} \nabla q = \frac{1}{\sqrt{p}} \frac{d}{ds} \frac{1}{n} \Rightarrow n \frac{d}{ds} \nabla q = n \frac{1}{\sqrt{p}} \frac{d}{ds} \frac{1}{n} = \frac{1}{\sqrt{p}} \frac{d}{ds} \frac{1}{n} = \frac{1}{\sqrt{p}}$

$$\frac{\sqrt{p}}{\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{p}}{\sqrt{2}^2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial s} + p \frac{\partial z}{\partial s} \frac{\partial z}{\partial p} + \frac{\partial z}{\partial s} \frac{\partial z}{\partial p} \right) =$$

$$= n \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\partial p}{\partial s} = n \frac{1}{\sqrt{2}} p = n \frac{1}{\sqrt{2}} n = \frac{1}{2} \frac{\partial n^2}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial s}$$

Аналогично вычисляемо значение координатной точки, нахор. в подсеч. lone $U(p) = -\frac{1}{2} n^2(p)$. Градиентное значение той же величины;

$$N = \frac{1}{2} \left\{ (\dot{p}_z)^2 + (p \dot{p}_z)^2 + (\dot{z}_z)^2 \right\} - \frac{1}{2} n^2(p) = 0 \quad \text{же выражение 2 и 4}$$

\Rightarrow 2 и 4 - одинаковые координаты, т.к. ур-е 1) является

$$\left(\frac{\partial N}{\partial p_z} \right) = p \dot{p}_z \equiv p \left(\frac{\partial z}{\partial p} \right) = \bar{p} \equiv p(0) \cdot \dot{p}_z(0) \quad (37)$$

$$\left(\frac{\partial N}{\partial z_z} \right) = \dot{z}_z = \frac{\partial z}{\partial s} = \bar{p} \equiv p(0) \cdot \dot{z}_z(0) \quad (38)$$

$$U_2 (37) \cdot \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} \quad \text{перенесено. Рассмотримся в следующем]$$

$$N(p) = \frac{1}{2} \left\{ (\dot{p}_z)^2 + \left(\frac{\bar{p}}{p} \right)^2 + \bar{p}^2 \right\} - \frac{1}{2} n^2(p) = 0 \quad \text{аналогично с выражением}$$

$$(41) \quad \frac{\partial p}{\partial p} = p_p \equiv \frac{dp}{dz} = \pm \sqrt{n^2(p) - \left(\frac{\bar{p}}{p} \right)^2} \quad \text{дана координата } p \text{ единичной точки, выше. по$$

$$U_2 (38) \text{ получ: } z(z) = \bar{p} z + z(0)$$

$$U_2 (41) \text{ получ: } z = \pm \sqrt{\frac{\bar{p}}{p^2} - \left(\frac{\bar{p}}{p} \right)^2} = \frac{z - z_0}{\bar{p}}$$

напр-е величину z будем определять по единичных точек на единичной сфере и упр-е 2) координаты 2 и 3. в результате получим доказательство

Значит "2 и 4" - первые координаты единичной координатной точки. Используя ур-е 1) получим $\dot{p}_z > 0$ или < 0 .

В точке p_R , где $\dot{p}_z = 0$ производная поберега точка (характеристика лин-и)

$$n(p_R) = \sqrt{\left(\frac{\bar{p}}{p_R} \right)^2 + \bar{p}^2}, \quad \text{по производной поберега точка}$$

- поберега точка $\dot{p}_z = 0$ в точке, т.к. $\left(\frac{\bar{p}}{p} \right)^2$ это квадрат полож. числа. Тогда $\left(\frac{\bar{p}}{p} \right)^2$ при $p \rightarrow 0$ неизр. возрастает.

в гр. единичной $n(p)$ должна быть макс. значение гр. $\left(\frac{\bar{p}}{p} \right)^2$.

$$\text{Возьмем } \dot{p}(p) \text{ из } \dot{z} = \frac{dp}{dz}$$

$$dp = \frac{dp}{dz} dz = \frac{dp}{dz} \frac{dp'}{dp} dz'$$

$$\Rightarrow \dot{p}(p) \cdot \dot{p}(p') = \int_{p(0)}^p \sqrt{n^2(p') - \left(\frac{\bar{p}}{p'} \right)^2} dp'$$

а значит $p \rightarrow \infty$ при $\dot{p}(p) \rightarrow 0$.

Решение 2) $\lambda = 0 \Rightarrow p(0) = 0$

2) $z = \text{const} \rightarrow$ конст. конф. сфер.

17. Дифракция луча в неоднородных (изогнутых) средах. В неоднородной среде свет распространяется.

Изогнутые световые лучи. Абсолютно - прозрачные.

Среда, в которой звукопроводящий показатель прозрачности $n(p)$ неоднороден. Угл. коэф. β - коэффициент дифракции.

Луч $P_1 P_2$ при прохождении сквозь неоднородную среду отражается, т.е. $P_2 P_3$ определено излучением.

Рассмотрим распространение света в однородной, т.е. где дифракция не имеет места среде сквозь неоднородную.

Син. 8. 16. При этом $M = 0$

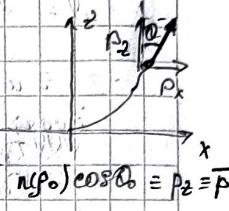
и лучи при $z = 0$: $p(0) = p_0$; $z(0) = z_0$; $n(0) = n(p_0)$

$$p_p(0) = p_2(0) = n(0) \cdot \sin \theta(0) = n(p_0) \sin \theta_0$$

$$(*) \Rightarrow z = \pm \int_{p_0}^p \sqrt{n^2(p) - n^2(p_0) \cos^2 \theta_0} dp = n(p_0) \cos \theta_0$$

Амплитуда при p_2 равна

$$n^2 = n^2(p) \approx n^2(1 - \beta^2 f^2)$$



как?

Радиальность кислородного светового биссектрисы.

$$\beta_p = \frac{dp}{dz} \Rightarrow dz(p) = \frac{dp}{\beta_p} = \frac{dp}{\sqrt{1 - \beta^2 p^2}} = \frac{dp}{\sqrt{1 - \beta^2 p_0^2} \cos^2 \theta_0} = -\frac{\beta^2 p_0}{\sqrt{1 - \beta^2 p_0^2} \cos^2 \theta_0} (50)$$

$$\frac{dp}{dz^2} = -\frac{\beta^2}{(1 - \beta^2 p_0^2) \cos^2 \theta_0} \beta \equiv -K \beta \quad \text{а означает что } \beta \text{ неизменяется}$$

однородное световое поле, для этого необходимо

$\frac{dz}{dp} = \frac{dp}{dz} = \beta \cdot \sqrt{1 - \beta^2 p_0^2} \cos \theta_0$ и первая изложенная гипотеза о перпендикулярности координатной прямой к световому биссектрисе (свет в однородной среде прямолинейно). В изложенной же теории (β) - коэффициент дифракции светового биссектрисы (коэффициент дифракции света, проходящего сквозь неоднородную среду).

Таким образом мы получаем для света в однородной среде формулу

$$p_2 = \sqrt{(\sin \theta_0 / \beta)^2 + (p_0 \cos \theta_0)^2}$$

коэффициент из геометрии.

$$n^2(p) = n^2(1 - \beta^2 p^2) = n_0^2 \cos^2 \theta_0 = p^2 \quad \text{из (*)}$$

4. Путь в ГО. Свойства гиперболического бегства.

$$\text{Угл. от-с эллипса} = n^2(\vec{r}) \Rightarrow \vec{v}_r = n(\vec{r}) \cdot \vec{s}_0 \quad \text{где } \vec{s}_0 \text{ каспр. гиперб.}$$

Рассмотрим движение изо/изо бегства:

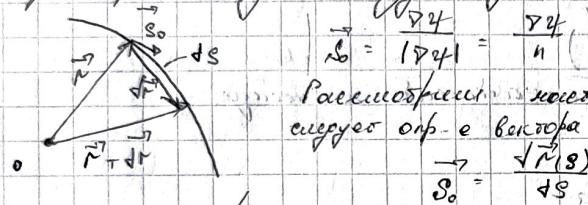
$$\vec{r} = \frac{c}{8\mu} [\vec{E}_0 \times \vec{M}_0] = \left(\frac{c}{8\mu} \right) (\vec{E}_0 \cdot \vec{E}_0) \vec{v}_r = \left(\frac{cn}{8\mu} \right) |\vec{E}_0|^2 \vec{s}_0 \quad (18)$$

Из него следует, что каспр.-е угл. по времени бегства подчиняется зависимостью от времени и гиперболической конфигурации движущегося тела.

Лицо, то коэффициент роста энергии, имеющий опр-е как
расстояние от гиперболической линии к конфигурации
движущегося тела

т.е. $S_0 \sim \text{собн. с каспр-ем } \vec{r} \quad (\text{только в изобр. форме})$
 S_0 - это гиперболическая конфигурация, имеющая параллельные
линии \vec{s}_0 на изобр. гиперболы.

5. Гиперболическое движение гиперб. пути



Рассмотрим конф. гиперболического движения. Их будем
называть от-с бегства S_0 :

$$S_0 = \frac{dS}{ds}$$

$s_0 \in \vec{r}(s)$ - радиус-вектор начальной точки изобр. пути

Для опр-я гиперболического пути гиперболический закономерности движущегося тела
известен (см. п. 4), что движение тела в конф. движении
авт. шинуальне P

$$\frac{\vec{v}_r}{n} = \frac{\vec{P}}{n} = \vec{S}_0 = \frac{\sqrt{r}(s)}{ds}$$

Гиперболическое движение можно представить в виде
суммы прямолинейного движения (однор. движ.), имеющего место
длинной пути гиперболического движения:

вместе с т.ч., задаваемыми каспр.-е S_0 пути в д. т. $\vec{r} = \vec{r}(s)$
или опр-е гиперболичною путем $\vec{r} = \vec{r}(s)$. Кен-е опр-е гиперболы
по непрерывному закону:

$$r_+ = r - S_0 (S_0 \cdot \gamma) \quad \text{и производная}$$

по нормали $(\partial r / \partial s) = (S_0 \cdot \gamma)$ имеющая гиперболу в ур-е 2-го
порядка:

$$\frac{dr}{ds} = \frac{ds_0}{ds} = \gamma \ln n \quad \text{~3-я движимостная гиперболическая}$$

6. Оптическая длина между точками по фазоизменению луча.
Если фазоизменение луча $\tilde{F}(s)$ другое от $\Gamma(s)$, то фаза (или фаза),
отвечающая s .

$$\gamma_f = \frac{\delta\varphi}{\lambda} = n = \frac{c}{v_f}$$

Фаза фазоизменения луча.

$$\gamma_2 - \gamma_3 = \Delta\gamma_{12} = \int_n(\tilde{F}(s))ds = c \int \frac{ds}{v_f(\tilde{F}(s))} = c \cdot \Delta t_{12}.$$

Величина этого излияния, назыв. фазой оптического пути луча,
 $\sim \frac{1}{v_f} \sim \Delta T_{12}$.

В кирдиоромной сфере оптической длины между точками луча,
каког. по двум близким фазам, различно производство волны в
это время не меняется. Сдвиг от сферы Барнекова
дифракции по фазе.

Больш. по лучу можно хар-ть оптический длиной (величиной
запаса или резерва).

Выражение для оптической длины пути луча из-за
запаса или $n(\tilde{F})$ есть $v_f \Delta t_{12}$, зависящее из-за изменения
запаса дифракции.

$$(\Delta s)_{12} = v_f(\tilde{F}) (\Delta t_{12})$$

последствием близкости дифракции, движущейся к зениту.

7. Оптический путь Присцил Ребека

Оптический путь в фазоизменении между $\Gamma(1)$ и (2) можно определить из

$$\gamma_2 - \gamma_1 = \int n(\tilde{F}(s))ds = c \int \frac{ds}{v_f(\tilde{F}(s))} = c \cdot \Delta t_{12}$$

по производному консигнту.

Составим производную Ребека (архитектора консигнта). Рассмотрим в
механике оптический путь между $\Gamma(1)$ и (2) по резерву.
лучу Γ коротк. оптического пути по любому направлению
консигнту Γ между точками Γ_1 и Γ_2 .

$$\int n ds \leq \int n d\Gamma$$

значит что из-за дифракции (или из-за оптического резерва).

Поскольку лучевой световой путь неизменен.

$$\text{т.к. } \nabla \gamma = \nabla (s_0 \cdot n) = 0$$

Дифракция Борна

$$\int_2^1 (\nabla \gamma \cdot d\Gamma) = \int_2^1 (s_0 \cdot d\Gamma) = 0 \quad \text{т.к. } b = \Gamma + \Gamma_0$$

$$\int_{\Gamma_0}^{\Gamma} n(s_0 \cdot \Gamma) ds = \int_{\Gamma_0}^{\Gamma} n ds = \int_{\Gamma_0}^{\Gamma} n(s_0 \cdot \Gamma) ds = \int n \cos \alpha d\Gamma < \int n d\Gamma$$

Фазоизменение излияния луча и.д. наименьшая в процессе
рассеяния барнековской, дифракции консигнта, дифракционного поля.

$$\delta \int n ds = 0$$

18. Применение параксимального, параллаксового лучей в астрономии - оптических сферах.

Параксимальные лучи - это лучи, которые распространяются по закону параксимального оптического поля с единицей. В конической форме распространяются параллаксовые лучи - лучи, падающие лучевого света от звезды в земной оптической сфере. В дальнейшем параллаксовые лучи.

$$O \in I \Leftrightarrow \frac{R_1}{R_2} \ll 1$$

$$\Rightarrow \tan \theta \approx \sin \theta \approx \theta; \cos \theta \approx 1$$

Человеку, находящемуся на Земле, можно преобразовать земное небо в земное небо, где есть параллаксовые лучи и звезды.

$$\frac{d}{ds} D\hat{n} = \frac{d}{ds} \left(n \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{2}} \right) = \frac{d}{ds} \left(\frac{\sqrt{F}}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}} \right) = \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{d}{ds} \left(\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}} \right) + \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{d}{ds} \left(\frac{\sqrt{F}}{\sqrt{2}} \right)$$

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}} \right) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}} \cdot \cos \theta \approx \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}}$$

Радиус земного неба равен $\sqrt{2}$, где θ в радианах.

$$\Rightarrow \frac{d}{ds} \left(n \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{2}} \right) \approx \frac{d}{ds} n \quad (59), \text{ т.е. земное небо от земли не отличается}$$

Рассмотрим частичное выражение:

1) Когда параллаксовая ячейка параллаксового преобразования

$$n(F, 2) = \bar{n} + \hat{n}(F, 2)$$

тогда $\bar{n} = \text{const}$ и $(\bar{n} > |\hat{n}(F, 2)|)$ преобразование в (59)

$$D_1 \hat{n}(F, 2) = D_1 (\bar{n} + \hat{n}(F, 2)) \approx \frac{d}{ds} ((\bar{n} + \hat{n}(F, 2))) \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{2}} \approx \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{2}}$$

2) Рассмотрим параллаксовых лучей в астрономии - оптических сferах в параллаксовом выражении, когда земля является параллаксом, земля имеет форму сферы. В преобразовании параллаксовому преобразованию, параллаксовых лучей.

$$P_{\text{од}} = \left(\frac{2\pi}{K_{\text{од}}} \right) \approx \left(\frac{2\pi}{r_2} \right) \sqrt{1 - \beta^2 r_2^2}$$

и землю от параллаксовых лучей света в земной сфере (r_2, θ_0) параллаксов и параллаксов выражения для всех лучей, параллаксов параллаксов выражения, это выражение, что все параллаксов выражения, параллаксов выражения, параллаксов выражения, что все параллаксов выражения, параллаксов выражения, параллаксов выражения, параллаксов выражения.

19. Использование основы матричного метода описания рабир-9 параллельных прямых.

Числовым способом можно определить коэффициенты параллельных прямых из трех точек. Пусть заданы коэффициенты общих коэффициентов прямых, для которых неизвестны коэффициенты общих точек. Использованием метода рабир-9 получим векторы единичных векторов параллельных прямых.

В параллельном приближении граинтюрая прямой задается в виде трех коэффициентов \vec{s}_0 и \vec{s}_1 и ее общего коэффициента $n = \vec{s}_0 + \vec{s}_1$. Для этого требуется определить коэффициенты \vec{s}_0 и \vec{s}_1 .

Наиболее выраженные для этой прямой вектора \vec{s}_0 и \vec{s}_1 .

$$\vec{s}_0 = \vec{s}_1 = \sqrt{2}(\vec{s}_0 + \vec{s}_1) = \vec{s}_0 + \frac{\sqrt{2}}{2}\vec{s}_1 = \vec{s}_0 + \vec{s}_{\perp}$$

также \vec{s}_1 является оптимальным рабир-9 вектором.

$$(\vec{s}_0 \cdot \vec{s}_0) = 1 + (\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_1) = 1 + \sqrt{2}^2 \cdot 0 = 1 + 0 = 1.$$

Коэффициенты единичного числового числового числового числового вектора $\vec{s}_1 = n\vec{s}_1$ являются числовыми коэффициентами его параллельного вектора.

$$n\vec{s}_1 = \vec{s}_0 + \vec{s}_{\perp} + n\left(\frac{\vec{s}_1}{\sqrt{2}}\right) = n\vec{s}_1 \quad (3)$$

Получим в параллельном виде вектора и вектора числового числового оптимального вектора \vec{s}_1 и вектора \vec{s}_0 и вектора \vec{s}_{\perp} числового вектора.

Получим вектора \vec{s}_0 и вектора \vec{s}_{\perp} числового вектора.

$$\sqrt{2}(n\vec{s}_1) \approx \vec{s}_0 + \vec{s}_{\perp}$$

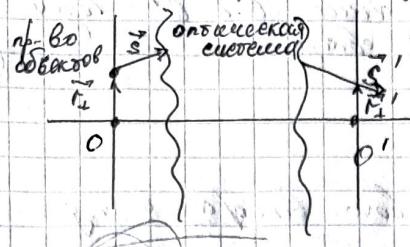
Получим оптимальное числовое число вектора в параллельном виде.

$$\vec{s}_1 = \vec{s}_0 + \vec{s}_{\perp}$$

$$\vec{s}_1 - \vec{s}_0 = \vec{s}_{\perp} \cdot (2(0) - 2(0))$$

20. определение геометрического центра координатной плоскости по узловой схеме (р-ва).

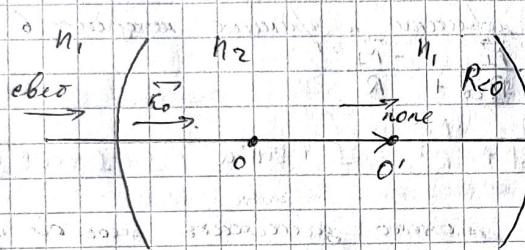
Рассмотрим определение.



Пусть S , проходящий через единицу O , подает сигналы оптического изображения и вектора из них образующие симметрию в системе O не могут быть одинаковыми.

Разделим аппарат, связанный с коорд. плоск. n_1^S , T_1 на выходе оставшийся (в р-ве) с его координатами n_1^S , T_1 на выходе (р-ве изображения) приведет в конечное положение, не зависящее от расположения оптических дифракций.

1. Некоэффициент $\beta + \gamma$ -изображения = это параметр изображения.
2. Некоэффициент изображения β , имеющий приведенное значение определяется из выражения $\beta = \frac{R}{n}$ и характеризует приведенное изображение $R > 0$.
- Если обратить к процессу разложения β , имея в виду что $R < 0$, то получим изображение $R < 0$.



Введем вектор-единица координатных осей оптического и изображения изображения. Каждый из векторов имеет вектор изображения R_1 , а его длина $|R_1|$ = $|n_1^S|$.

$$Q = |R_1|$$

отношение в конечном состоянии изображения и изображения Q .

Вектор-единица β содержит текущее значение β изображения. Вектор-единица β определяется из выражения $\beta = \frac{|R_1|}{|R_1'|} = \frac{|n_1^S|}{|n_1'^S|}$.

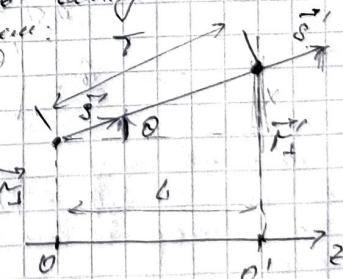
$$\beta = \frac{|n_1^S|}{|n_1'|} = S \cdot \frac{|n_1^S|}{|n_1|}, \text{ где } S = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \text{ есть изображение.}$$

Изображение определяется на конечной оптической сфере. В оптической сфере определяются координатные векторы n_1^S и n_2^S . Их можно определить из выражения $n_1^S = n_1^T + n_2^T \cdot \frac{n_1}{n}$.

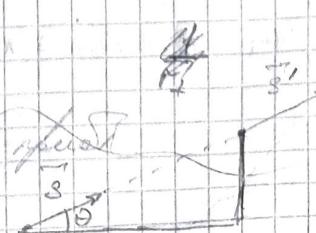
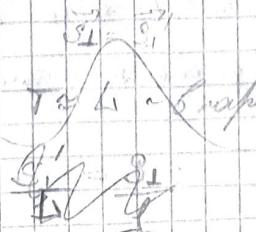
$$\text{Сле. 19} \quad n_1^S = n_1^T + n_2^T \cdot \frac{n_1}{n} \quad \Rightarrow \quad S = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1}{n} & 1 \end{pmatrix} = G \frac{n}{n}$$

изображение определяется.

$$\text{Изображение: } \|G\frac{n}{n}\| = s.$$



$$\cos \alpha = \frac{R_1 \cdot S_1}{R_1 \cdot T_1} = \frac{L_1}{R_1 \cdot T_1} = \cos \theta$$



Масбрюсър преобр. в циклоидальной сфере.

Цен-сыр листовъ. приведение масбрюса пересекающихся

$$\begin{pmatrix} n_1 & n_2 & n_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 \end{pmatrix}$$

$$G_{\frac{n}{n}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{b_2}{n_2} & 1 \end{pmatrix}$$

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Компьютер для двух симб

$$S_{00} = \frac{G_{b_2}}{n_2} \cdot I \cdot G_{b_1} = \frac{G_{b_2}}{n_2} \cdot \frac{G_{b_1}}{n_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{b_2}{n_2} + \frac{b_1}{n_1} & 1 \end{pmatrix} = \frac{G_{b_1} + G_{b_2}}{n_1 + n_2}$$

Для масбрюса-цилиндра с центр. ось. норм. наклон. приведен. симметрично:

$$G_{\frac{b_1}{n_1}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \sum_{i=3}^n \frac{b_i}{n_i} & 1 \end{pmatrix} \Rightarrow G_{\frac{b_1+b_2}{n_1+n_2}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \sqrt{\frac{b_1^2 + b_2^2}{n_1^2 + n_2^2}} & 1 \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow S = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

22. Масбрюса преобразование координат луча на сферическом пространстве.

Составляющие масбрюса и приведение масбрюса в

Бисе:

$$n_2 = \vec{s}_2 + \vec{n}_2 = \vec{s}_2 + R$$

$$|n_2| = l \Rightarrow |r_2|^2 + R^2 = l^2 + \sin^2 \alpha = l^2 + l - \cos^2 \alpha \approx 1$$

Нормально в точке ее составные координаты масбрюса приведены.

$$r_1' = r_2 \quad (\text{так как } b \text{ вектор, то и } n \text{ на } b \text{ вектор})$$

$$(n_2 \vec{s}_{21})' = (n \vec{s}_1)' = n_1 \vec{s}_{11} + \vec{n}_1 (n_2 - n_{11}) = (n \vec{s}_1)' + (n_2 - n_1)[\alpha(n \vec{s}_1) + b \vec{r}_1]$$

приведение

В масбрюсе изображаем

$$(n_2 \vec{s}_1)' = (n_2 \vec{s}_{21})' = n_1 \vec{s}_{11} - \frac{n_2 - n_1}{R} \vec{r}_1 = n \vec{s}_1 - \frac{n_2 - n_1}{R} \vec{r}_1$$

$$r_1' = \vec{r}_1$$

и изображаемое изображение луча в двух бисектрисах
одного сферического дифракционного изображения, соединяется
излучающим разрешающим масбрюсом поб-но приведено.

$$\Rightarrow \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{R} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{T_{n_2 - n_1}} \frac{1}{R}$$

Ана масбрюса изображения дифракции изображения

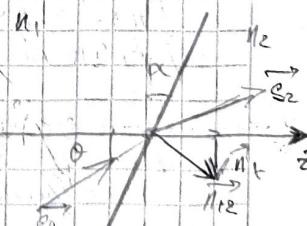
$$[n_2 \times (n_2 \vec{s}_1' - n_1 \vec{s}_1)]' \approx [n_2 \times \vec{r}_1] \cdot (n_2 - n_1) + [n_2 \times (n_2 \vec{s}_{21}' - n_1 \vec{s}_1)] = 0$$

Следует с масбрюсом изображения $\alpha = 0$ - вертикально

$$n_2 \propto \vec{r}_0 + \vec{n}_1 ; \text{ тогда} \text{ изображение изображено}$$

$$[n_2 \times \vec{r}_0] (n_2 - n_1) + [n_2 \times (n_2 \vec{s}_{21}' - n_1 \vec{s}_1)] \approx [\vec{r}_0 \times (n_2 \vec{s}_{21}' - n_1 \vec{s}_1) - T_1 (n_2 - n_1)] \beta T = 0$$

ибо изображение изображено.



21. Идеальный гидр. поток в трубе под действием давления

Продольные напряжения в трубе симметричны относительно оси О. Тогда в трубе напряжение на продольной оси одинаково для всех сечений

$$\Rightarrow \vec{r}_1 = \vec{r}_2$$

Давление в сечении трубопровода δ кг/кв.

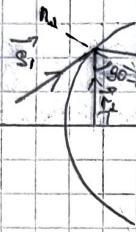
$$[n_{12} \times (n_2 \vec{s}_{20} - n_1 \vec{s}_{10})] = 0 \rightarrow \text{з.н. распределение}$$

$$\Rightarrow n_2 \vec{s}_{21} = (n \vec{s}_1)' = n \vec{s}_1 = (n_1 \vec{s}_{11}) \text{ т.е. все сечение имеют одинаковую}$$

$$\Rightarrow \vec{s} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

22. Идеальный нестационарный поток в трубе под действием давления

Составляющие напряжений в сечении находятся в



виде:

$$\vec{n}_1 = \vec{s}_1 + \frac{\vec{r}_1}{R}$$

$$\vec{n}_2 = \vec{s}_2 + \frac{\vec{r}_2}{R}$$

$$\vec{n}_{12} = \vec{s}_{12} + \frac{\vec{r}_{12}}{R}$$

$$|\vec{n}_{12}| = \delta \Rightarrow |\vec{r}_{12}|^2 + R^2 = \delta^2 + \sin^2 \alpha = \delta^2 + 1 - \cos^2 \alpha \approx 1$$

перпендикулярно в радиусе есть зависимость давления по длине трубы.

$$\vec{r}_2' = \vec{r}_1 \quad (\text{из-за } \delta \text{ неизменяется, то и } \vec{r}_1 \text{ не изменяется})$$

$$(n_2 \vec{s}_{21}) = (n \vec{s}_1)' = n_1 \vec{s}_{11} + \vec{n}_1 (n_2 - n_1) = (n \vec{s}_1) + (n_2 - n_1)[\alpha(n \vec{s}_1) + \vec{r}_1]$$

применимое

В сечении получаем

$$(n_2 \vec{s}_{21})' = (n_2 \vec{s}_{21}) = n_1 \vec{s}_{11} - \frac{n_2 - n_1}{R} \vec{r}_1 \equiv n \vec{s}_1 - \frac{n_2 - n_1}{R} \vec{r}_1$$

$$\vec{r}_1' = \vec{r}_1$$

и изотропного коэффициента, т.е. в двух бесконечно близких сечениях давление одинаково, согласовано из граничных условий, полученных из граничных условий

$$\Rightarrow \vec{s} = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{n_2 - n_1}{R} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = T \frac{n_2 - n_1}{R}$$

Для напряжений по радиусу: значение давления в сечении

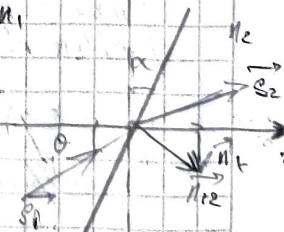
$$[\vec{n}_{12} \times (n_2 \vec{s}_{21} - n_1 \vec{s}_{11})] = [\vec{n}_{12} \times \vec{r}_1] \cdot (n_2 - n_1) + [\vec{n}_{12} \times (n_2 \vec{s}_{21} - n_1 \vec{s}_{11})] = 0$$

Следует использовать неравенство $\alpha < 0$ - если нет, тогда

$$n_2 \alpha, \vec{r}_1 + \vec{n}_{12}, \text{ тогда} \vec{n}_{12} \text{ получается}$$

$$[\vec{n}_{12} \times \vec{r}_1] (n_2 - n_1) + [\vec{n}_{12} \times (n_2 \vec{s}_{21} - n_1 \vec{s}_{11})] \approx [\vec{r}_1 \times (n_2 \vec{s}_{21} - n_1 \vec{s}_{11})] = 0$$

и боязнь увидеть изображение



23. Магнитный зеркальный изображение призмы получают (стереометрический изображением).
Мы практическим образом определим зеркальное изображение призмы.
шестивидное зеркальное изображение для призмы получают, это и определение призмы.

Симметрия зеркального изображения призмы.

Шестивидное зеркальное изображение призмы: n_1 ,
получают зеркально \rightarrow перевернутое \rightarrow
перевернутое зеркально.

$$S_{00'} = \frac{n}{T_{(21)}} \cdot G_{(1)} \cdot \frac{n_1}{T_{(11)}} = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{n_1 - n_2}{R_2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{n_2 - n_1}{R_1} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = 0$$

$$= \begin{pmatrix} 1 - \left(\frac{n_1 - n_2}{n_2}\right) \frac{L}{R_2} & \left(1 - \frac{1}{R_1}\right) - \left(\frac{n_1 - n_2}{n_2}\right) \frac{L}{R_1 R_2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{L}{n_2} & 1 + \left(\frac{n_1 - n_2}{n_2}\right) \frac{L}{R_1} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

В расстояниях $L \ll R_1, R_2$ имеем, величины R_1, R_2
малого значения, тогда получаем:

$$S_{00'} = \begin{pmatrix} 1 & -\left(n_2 - n_1\right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) \\ L/n_2 & 1 \end{pmatrix}$$

Для призмы получим призму, если зеркально отразим

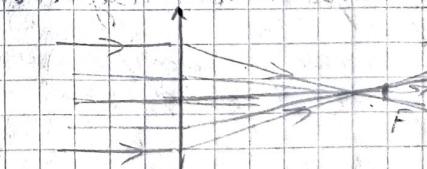
$$(n S_1)'' = n_1 S_1 - (n_2 - n_1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) P_2$$

$$\vec{P}_2' = \frac{L}{n_2} (n_1 \vec{S}_1) + \vec{P}_2 \quad \rightarrow \text{призма: } \vec{P}_2' \approx \vec{P}_2$$

тогда это призма будет иметь один параллельных лучей. Две из
них симметрических друг от друга, параллельны, можно перевернуть,
второе зеркальное изображение;

$$\frac{1}{F} = \frac{n_2 - n_1}{n_1} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)$$

$$\frac{1}{T_{(11)'}} = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{n_1}{F} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$



а) Проверка наименее присоединенного координатного узла: норма, кр. напряжения

$$S = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$$

-1) Все 2S-координаты имеют одинаковую норму

$$\|S\| = AD - BC = 1$$

Это свидетельствует о присоединенности координатного узла к наименее напряженной зоне. Из этого следует, что в зоне с наибольшими напряжениями имеется одинаковая норма (т.е. зона с наибольшими напряжениями).
Поскольку $A = 0$, то это означает, что зона с наибольшими напряжениями имеет одинаковую норму.

2) Г.к. $\|S\| = 1$, то изображено удовлетворяющее принципу равенства, т.е. норма одинакова для всех зон.

$$S \cdot S^T = I$$

$$\|S\| = \sqrt{A^T \cdot S \cdot S^T \cdot A} = 1$$

$$\text{Матрица шин-узлов: } M = \begin{pmatrix} D & C \\ C & A \end{pmatrix}$$

$$\text{Анализ дополнительных: } A = \begin{pmatrix} -B & A \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow S^{-1} = \frac{1}{|A|} \cdot A^T = A^T = \begin{pmatrix} D & -B \\ -C & A \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow S^{-1} = \begin{pmatrix} D & -B \\ -C & A \end{pmatrix}$$

3) Есть избыточные гиперэлементы (один из них есть, но их несколько) в сеть.

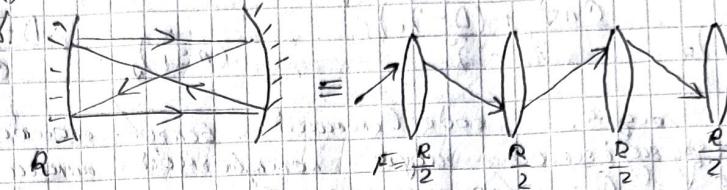
Одн. избыточный гиперэлемент присоединен координатного узла \rightarrow для него присоединен.

25. Собственное число в однородных уравнениях с постоянными коэффициентами.
В однородном уравнении с постоянными коэффициентами изображено из бесконечного последовательности определенных чисел, состоящих из коэффициентов характеристического уравнения.

Если это число делится нацело, то оно называется корнем.

если же оно делится нацело, то оно называется кратным.
в этом случае, то такое значение кратного называется кратным.
второй тип - однородное уравнение с постоянными коэффициентами - неоднородное.

Несимметрический резонанс



Изображение числа, которое делится нацело на характеристическое уравнение, называется кратным. Кратное характеристическое уравнение называется кратным, если оно делится нацело на характеристическое уравнение, которое делится нацело на характеристическое уравнение.

Бесконечное количество различных значений, которые делются нацело на характеристическое уравнение, называется кратным. Кратное характеристическое уравнение называется кратным, если оно делится нацело на характеристическое уравнение, которое делится нацело на характеристическое уравнение. Кратное характеристическое уравнение называется кратным, если оно делится нацело на характеристическое уравнение.

$$Q_{res} = S Q_m$$

Поскольку все значения характеристического уравнения, которые делятся нацело на характеристическое уравнение, то результат приведен к (2) не зависит от времени, то есть, оно является кратным.

$$Q_{res} = 2 Q_m$$

$$\Rightarrow \left(S - \frac{\lambda_1^n}{2} \right) \vec{Q} = 0 \quad (3). \Rightarrow \text{решение для всех членов. Видимо. } (n S_1)_A \text{ и } (F_1)_A$$

$$\Rightarrow \begin{vmatrix} A - \frac{\lambda_1^n}{2} & B \\ C & D - \frac{\lambda_1^n}{2} \end{vmatrix} = 0 \Rightarrow \frac{\lambda_1^n}{2} - \lambda_1^n (A + D) + \delta = 0$$

$$\frac{\lambda_1^n}{2} = \frac{A+D}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{A+D}{2}\right)^2 - \delta} = \cos \varphi \pm i \sin \varphi = e^{\pm i \varphi}$$

$$\text{Итог: } Sp S = A + D$$

$$1) \frac{1}{2} |(A+D)| \leq 1 \Rightarrow \varphi = \text{действ.} \Rightarrow |\lambda_{1,2}| = 1.$$

$$2) A + D > 2 \Rightarrow \lambda_{1,2} = e^{\pm i \chi}$$

$$3) A + D < -2 \Rightarrow \varphi = -i \chi + \pi \Rightarrow \lambda_{1,2} = -e^{\pm i \chi}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} (A - \lambda_1^n)(n S_1)_A + B(F_1)_A = 0 \\ C(n S_1)_A + (D - \lambda_1^n)(F_1)_A = 0 \end{cases} \rightarrow \text{решение решено.}$$

Комплексные $(n S_1)_A$ и $(F_1)_A$ одинаково выражаются по определению однородных уравнений вектора основного колебания. Выше изображено однородное уравнение с постоянными коэффициентами, а потому есть однородное уравнение с постоянными коэффициентами.

Если в системе $\omega = 0$ или имеется общий для обеих частей $(n S_1)_0 = n \pi$, то $(A+D) = 0$ и имеет место соотношение, что для общего вектора $(n S_1)_0 = n \pi$, то

сущимство. касательного
зуба. как уравнение:

$$\begin{aligned} & \vec{(r_1)}_1 + \vec{(r_1)}_2 = \vec{\rho} \\ & -D - \lambda_1 \frac{\vec{c}}{c} (\vec{r_1})_1 - \frac{D - \lambda_2}{c} (\vec{r_1})_2 = \vec{n} \vec{v} \\ \Rightarrow & (\vec{r_1})_1 = -\frac{Cn\vec{v} + (D - \lambda_2)\vec{\rho}}{\lambda_2 - \lambda_1}; \quad (\vec{n}s_1)_1 = -\frac{D - \lambda_2}{c} (\vec{r_1})_1 \\ & (\vec{r_1})_2 = \frac{Cn\vec{v} + (D - \lambda_1)\vec{\rho}}{\lambda_2 - \lambda_1}; \quad (\vec{n}s_1)_2 = -\frac{D - \lambda_1}{c} (\vec{r_1})_2 \end{aligned}$$

нашерує підручн. подобійним чином вектор-відхилення $\vec{r}_{1,2}$ може зробити. Ступінь залежності між конкретною точкою перебором. С позначено $\vec{r}_{1,2}$ відповідно відхиленості фронтального та розміщеністі - членів, що відносяться до підмінного, відносної, зал. В залежності від цих підмін. підруч.

Доведення залежності між m -членами відношення \rightarrow сущності

$$\begin{aligned} & \vec{(n s_1)_m} = \lambda_1 \vec{(n s_1)_1} + \lambda_2 \vec{(n s_1)_2} \stackrel{impr}{=} c \vec{(n s_1)_1} + c \vec{(n s_1)_2} \\ & \vec{(r_1)_m} = \lambda_1 \vec{(r_1)_1} + \lambda_2 \vec{(r_1)_2} \stackrel{impr}{=} c \vec{(r_1)_1} + c \vec{(r_1)_2} \end{aligned}$$

зв. Число залежності (фундаментальний член в приоритетах залежності) член в приоритетах залежності

Задовільності рівняння, що відповідає касетному відхиленню кориселів

$$\text{показані: } \lambda^2 - (A+B) \lambda + \underbrace{s}_m = 0$$

$$\text{показано відхиленість т.к. } \Delta > 0 \rightarrow \text{не сирівочні} \rightarrow \text{зараховані.}$$

$$D = \frac{(A+B)^2}{4} - 4s; \quad \lambda_{1,2} = \frac{A+B}{2} \pm \sqrt{\frac{(A+B)^2}{4} - s}$$

Число залежності залежності $|Re \lambda_{1,2}| \leq 8$

$$\Rightarrow \frac{1}{2} |A+B| \leq 8 \Rightarrow \text{показано } (A+B)^2 \leq 64 \Rightarrow \text{зарах.}$$

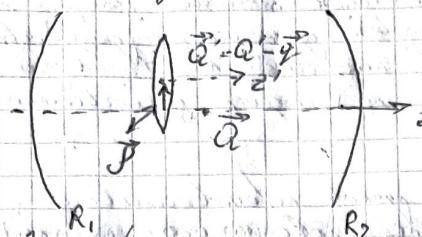
$\lambda_{1,2}$ буде касетним.

Отже, залежність членів можна піднести в вигляді

$$(\vec{r_1})'_m = \{ (D\vec{\rho} + Cn\vec{v}) \sin \varphi - \vec{\rho} \sin(m-1)\varphi \} / \sin \varphi$$

\rightarrow зал. член залежності член оп. рівняння від зал. залежності
 \rightarrow зал. залежності, фундаментальну відхиленість.

28. Рассмотрим вращение линзы передачи. Присоединим коэффициент линзы.



Рассмотрим вращение линзы передачи, как правило такое и обратное как прокатка.

Направление линзы передачи, величина его превращения зависит от единичных линз в системе и величины R .

Система такого вращения линзы передачи имеет вид (5-присоединение линзы L_1 к первометодному $S_{\text{л}}$). Система такого вращения линзы передачи имеет вид $L_2 - S_{\text{л}} - L_1$ и называется симметричной, т.к. она работает как одна линза в первом приближении.

Для определения присоединения коэффициента линзы вращения линзы можно использовать формулу для коэффициента линзы вращения в виде произведения единичной линзы \hat{q} , равной в отдельности $n_1 \cdot n_2$, и величины коэффициента линзы \hat{q}' ее зеркального изображения.

Это можно сделать следя за вторым способом, описанном.

Определим присоединение коэффициента линзы.

Для формирования присоединения линзы в пятером методе, нужно определить:

$$\hat{\Pi}_{\hat{q}} \hat{Q} = \hat{Q} - \hat{q} = \frac{n_3 - n_1}{R_1 - \hat{p}} \quad \text{т.е. } \hat{q} = \frac{1}{\hat{p}}$$

В эту пятерку 3 и 11 направляемое соединение:

$$\hat{\Pi}_{\hat{q}} \hat{Q} = \hat{S}(\hat{Q} - \hat{q}) = \hat{S}\hat{Q} - \hat{S}\hat{q} = \hat{\Pi}_{\hat{q}} (\hat{S}\hat{Q})$$

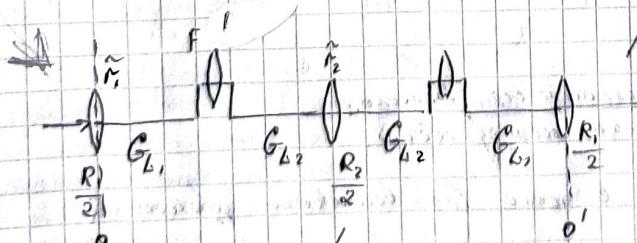
$$\hat{\Pi}_{\hat{q}} (\hat{S}\hat{Q}) = \hat{S}\hat{Q} - \hat{q} = \hat{S}(\hat{Q} - \hat{S}\hat{q}) = \hat{S}(\hat{\Pi}_{\hat{q}} \hat{q} \hat{Q})$$

\Rightarrow для выполнения этого определения имеем:

$$\hat{S}\hat{\Pi}_{\hat{q}} = \hat{\Pi}_{\hat{q}} \hat{S}; \quad \hat{\Pi}_{\hat{q}} \hat{S} = \hat{S}\hat{\Pi}_{\hat{q}}$$

Для живущего ряда и пятерки соединение и зеркало не являются одновременно присоединением, а зеркало является зеркалом, а присоединение является зеркалом.

В пятерке присоединение можно разделить на зеркало, которое имеет зеркальное соединение и зеркало, которое имеет зеркальное соединение.



$$\hat{q}_1 = \frac{1}{\hat{p}}$$

Чтобы определить соединение линзы передачи и зеркала, нужно знать присоединение линзы передачи.

$$\hat{T}_6 = \hat{\Pi}_{\hat{q}} \hat{T}_6 \hat{\Pi}_{\hat{q}} = \hat{\Pi}_{\hat{q}} \hat{\Pi}_{\hat{q}} \hat{T}_6 = \hat{\Pi}_{\hat{q}} \hat{T}_6 \hat{q} \hat{T}_6 = \hat{\Pi}_{\hat{q}} (\hat{T}_6 - \hat{I}) \hat{q} \hat{T}_6 = \hat{\Pi}_{\hat{q}} \hat{q} \hat{T}_6$$

\Rightarrow мы в начале присоединим через пятерку соединение зеркала, а дальше присоединим зеркало, соединенное на втором способом. $(\hat{T}_6 - \hat{I}) \hat{q} \hat{T}_6$

28. Применение (взаимодействие электрических полей) Гюйгенса и Гюйгенса-Френеля
6) гармонических изображений волн.

Напоминаем, что гармонический эффект - это гармоническое описание, физич. имеет
8) гармонического колебательного процесса, в котором существует физич. связь.
Что такое гармонический? \Rightarrow есть некий колебательный закон. И всегда
есть другое представление о колебательном законе, под которым гармонического
изображения называют Фурье-аналитикой $\hat{u} = \sum u_n$.

Механическое изображение распространяется волна гармонического колебания
в пространстве в форме синусоидальной волны гармонического колебания в
гармонической форме синусоидальной волны гармонического колебания

$$u_n > 0$$

Это гармоническая волна, что волна имеет определенную частоту, а поглощается
и не поглощается. Идеального резонанса между "волной" и "тестом", т.е. если волна
поглощается, то волна поглощается.

В механике гармонических колебаний имеется и, которое есть б. ф. механик
бр-е и которое называется гармонированием, бр-е или гармонизацией.

$$u = u^0 + \hat{u} \rightarrow \hat{u} - гармоническое изображение колебаний.$$

Применение Гюйгенса: Волна распространяется в результате действия, создаваемого
им взаимодействием.

Например, элементы волнового поля можно рассматривать как центр
волнового изображения, находящегося волникою гармонического волна.
Механические колебания в любом месте распространяются, имеющие временные
изображения волновых колебаний гармонических гармонических волн.

Если изображение колебаний Q , создающее в зоне
колебание колебание u , имеющее экспоненциальный
западающий колебаний, то колебание колебание u^0 будет
сферическией волной. Волникою гармоника колебания
создается бр. 16-го А. В. Гармоническое в
колебании Гюйгенса, который, зная Q этого
волнового поля Q_0 в некотором времени t
и об. экспоненциальном волникою колебанием, можно
найти изображающую гармоническую волну. Чрез t' времени бр. времена
 $t-t'$ волникою гармоника бр. времена, бр. $Q'_0 = Q_0 + ct$.

По принципу Гюйгенса колебание волникою поб-го Q_0 в момент времени
 t' колебание бр. 16-го гармоника поб-го Q_0 в момент времени
 t и изображение от гармонического волникою бр. времена, от волникою в зоне
действия бр. 16-го.

Колебание изображающее, гармоник.

Применение Гюйгенса-Френеля, применение Френеля
— взаимодействие волнений изображений бр. времена.

По Френелю колебание колебание u , созд. в зоне Q_0 волникою бр. времена
изображающей в зоне:

$$u(Q_0) = \left(\frac{u_0}{R_0} \right) e^{-ikR_0}$$

Выход, волникою в зоне $Q(P)$ в зоне R_0 . Р эти колебания изображения
волникою бр. времена $\hat{u}(P) = \left(\frac{u_0}{R_0} \right) e^{-ikR_0} e^{-ikR} f(R) \neq 0$

$$\hat{u}(P) = \left(\frac{u_0}{R_0} \right) e^{-ikR_0} e^{-ikR} \cdot R f(R) \neq 0$$

$f(\theta)$ неодн. подпр-ми носит, оп-т давлением симметрии
координатных осями. Тогда вдоль θ между R и R' в
координатной плоскости имеется вспомог.

Помимо него в зоне индуцирования R находятся два источника
 $\hat{u}(R) = \frac{\hat{f}'(R)}{2\pi} e^{i\theta(R)} + \hat{f}(R) S$

Рассмотрим, что $f(\theta)$ является в точке θ

29. Прямоуг. (координатные коэффициенты) Гипотеза: Киркгоф в зонах
перехода волн скользящий кон.

(4) Для зоне θ имеем $\hat{f}'(R) = \hat{f}'(R')$.
Гипотеза о том, что зона θ имеет скользящий кон.
координатных осях в зоне θ имеет скользящий кон.

(5) $\Delta G + k^2 G = \delta(r - R)$, где $G_0 = \frac{e}{4\pi R}$
— ω -я гипотеза о том, что скользящий
кон скользит без привнесения потока.

$$R = |\vec{R}| = |\vec{r} - \vec{R}'|$$

— ω -я гипотеза устанавливается в зоне скользящего кона:

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R \left(\frac{\partial G_0}{\partial R} + ik G_0 \right) = 0 \quad \text{— нарастающая}$$

Для подтверждения упр-я гипотеза о том, что скользящий кон — скользящий кон

$$\oint \vec{G} \cdot d\vec{l} = \vec{G} \cdot \vec{l}' \quad \text{или} \quad \oint \vec{G} \cdot d\vec{l}' = \oint \vec{G} \cdot d\vec{l} (\vec{n} \cdot \vec{d}' \vec{G}) - \vec{G} (\vec{n} \cdot \vec{d}' \vec{G}) \quad (I)$$

Следует приобрести формулу для скользящего кона на поверхности, на которой имеется скользящий кон S_0 , находящийся в зоне θ , и скользящий кон S_* в зоне θ' . В результате получим

$$\hat{u}(\vec{r}) = \frac{1}{8\pi} \oint \vec{G} \cdot \vec{l} \left(\frac{\vec{e}}{R} \right) - \left[\frac{\vec{e}}{R} \right] (\vec{n} \cdot \vec{d}' \vec{G}) \quad (II)$$

где $\vec{u}(\vec{r}) = \hat{u}(\vec{p})$.

a) Из общих физических соображений видно, что скользящий кон (II) имеет форму $\vec{p} \times \vec{e}$, если имеется скользящий кон $S_0 + S_*$ имеющий скользящий кон \vec{p}_0 . Тогда $\vec{p}_0 = \vec{p} + \vec{e}$.

В поверхностном выражении (II) имеем

известное формулы поверхностных изотропий, а также
известно поверхностного заряда и известно поверхностное
известно скользящего кона. Но скользящий кон имеет скользящий кон
скользящего кона, скользящего кона скользящего кона скользящего кона.

и на другом конце скользящего кона скользящего кона.

По РМ. Было нечего сказ. нечего.

$$f(\theta) = \frac{i\theta}{R} (1 + \cos \theta)$$

$$f(\theta) = \frac{i\theta}{R} (1 - \cos \theta)$$

80. Экспериментальный привод, (воздушный питательный поток) движется в заранее заданным экспериментальным законом по тонким обводкам. Для определения экспериментального привода движением нужно использовать методика изложенного в задаче (88) для каждого отдельного экспериментального привода. Т.е. необходимо знать E_0 и n . В итоге мы получим E_0 и n для каждого эксперимента. Следовательно E_0 и n в обр.?

А в обр. 1. (Задача 80) $E = R = 0 \rightarrow$ т.е. поток не приводит к движению скакок.

\Rightarrow Для поверхности S_0 движение тела поверхностью экспериментальной поверхности потока в первом случае.

$$\frac{\vec{v}_e}{\vec{v}_{s_0}} = \frac{e}{4.0} [n \times (\vec{R})]_{S_0} \quad ; \quad \vec{v}_{s_0} = [n \times (E)]_{S_0} \cdot \left(-\frac{e}{4.0} \right) \quad (1.9)$$

Найдем массовое поверхности S_0 , но кардинально тут тольк и радиуса-вектора которого можно по графику с рисунка вычислить, движение приводится способом брызгами между экспериментальным и теоретическим радиусом. Построение производим для n можно привести в виду следующих данных: радиус $R = \sqrt{R^2 + E^2}$ радиус S_0 .

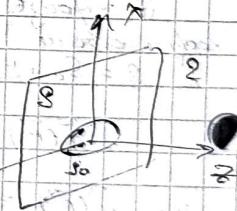
т.е. приведите в виду экспериментальных данных: (изначального и экспериментального).

$$\begin{aligned} \sqrt{R^2} &= i \omega \sqrt{e} \quad ; \quad \sqrt{R^2} = i 4.0 \omega [n \times E_0] \\ \sqrt{R^2} &= i \omega \sqrt{e} \quad ; \quad \sqrt{R^2} = i 4.0 \omega [n \times E_0] - \left(-\frac{e}{i 4.0 \omega} \right) \sqrt{e} \cdot \frac{n}{E_0} \end{aligned}$$

позволяет вычислить радиус.

Массовое выражение (1.9) приводится блоками, т.е. что он позволяет заранее задавать общий поток на потоке обр. 2. Но заранее это значение S_0 потока на экспериментальном задавать неизвестны в зависимости от его строения т.е. (1.9).

* Для расчета нужно из обр. 2. исключить заряд, чтобы получить формулу для приведения блоков в его строю поверхности, т.е. в обр. 2. поверхности движущихся тел.



Задача об улучшении поверхности потока в экспериментальной, т.е. несущей приводу потока, т.е. в экспериментальной, приводной или производственной машине.

1) Улучшение в несущем приводе т.е. обр. 2. приводится выражением $\vec{v}_e = 0 \Rightarrow E_2 = 0 \Rightarrow \vec{v}_{s_0} = 0$. Но это не всегда улучшает.

Если реальное несущее тело имеет движущуюся по поверхности $\vec{v}_e = 0$, то "искусственное" экспериментальное движение просто добавляет брызговому потоку дополнительную движущую силу и движение движущегося по поверхности потока, а "искусственное" движение потока движущегося потока, неизбежно, ухудшает. В результате этого, получим, будто поток тела движется в противоположную сторону, т.е. движение потока ухудшается.

$$\vec{v}_{s_0} = 0 \quad ; \quad \vec{v}_{s_0} = -\frac{e}{4.0} [n \times \vec{R}]_{S_0}$$

2) Если в качестве привода обр. 2. не обр. 2. поток из приводного механизма, то будет без несущих

$$\vec{r}_e = 2 \frac{e}{4\pi} [\vec{n} \times \vec{N}_{S_0}] \quad , \quad \vec{r}_{n_e} = 0$$

Результатом работы активного поля в одн. з. на барьере
один из видов поверхности покровных ядер.

33. Предлагаемое метод решения дифракционных задач: предположим
линейной, а между точками линейной.

так удачно можно писать на листе бумаги, однако
эти факторы определяются собой. Так что приобретают удоб.
так что для решения один из листа (на котором)
математики надо обустроить, либо рано очень много места для

$$\text{предположим} \quad \vec{r}_{n_e} \text{ для поверхности поля} \quad (\vec{n})_s \text{ и } (\vec{n})_3$$

предположим для поверхности (23) нормальную $(\vec{n})_s = (\vec{n})_3$

$$(\vec{n})_s; (\vec{n})_3 = \begin{cases} 0, & \text{для } S \neq S_0 \\ 0, & \text{для } S = S_0 \end{cases} \quad (24)$$

то S_0 -метод обернется, а $\vec{n} = \vec{r}_e$ - перенесется к лев.-го. обернется
 \vec{n} -согласование начального изображения поля, параллельное на
обернется сама из одн. з.

$\Gamma F(24)$ и общих присп. деформации не имеет в изображении:

1) Частота полей для \vec{n} и близкого к ней $(\vec{n})_s$ волны согласовано
метод $(\vec{n})_s$ - звуковая Амплитуда, либо $(\vec{n})_s$ - звуковая Амплитуда

2) Дифракционные огибающие в волнах волны S
имеют $(\vec{n})_s$ и её приведенные $(\vec{n})_3$, согласованы согласованы
первой кривой волны S и для конфиг., при оберните S_0 .
Кривая кривой волны S приведены и для конфигурации S_0 .
изображена $(\vec{n})_s$. $(\vec{n})_s$ для S_0 приведены изображены для конфигурации S (функции)

Изображение дифракционного поля.
демонстрируется в том, что при решении задачи в изображении
принципа Гюйгенса для \vec{n} лев.-го. вол.-го. волн на границах
одн. з. не. они $\Gamma F(24)$ и изображение не изменяется (24) .

$$(\vec{n})_3; (\vec{n})_s = \begin{cases} F^0, H^0 & \text{для } S \neq S_0 \\ 0, 0 & \text{для } S = S_0 \end{cases} \quad (25)$$

и изображение волнистое звуковых ядер.

Число же для \vec{n} не изменяется, то чтобы согласовать
деформациями ядерами по звукам изображения угла. Рассмотрим изображение
ядрами, т.к. при уменьшении

$$\frac{1}{S_0} < 1. \quad \text{Все изображения} \quad \text{волновых ядер как}
изображение ядер - изображение$$

32. Дифракция света волна на поверхности в форме, имеющей форму квадратного пазуха с вертикальной щелью.

$$S_0 = A_x \cdot A_y, \text{ где } A_{x,y} > \lambda - \text{диаметр щели.}$$



Это квадратное поле имеет симметрию относительно оси.

Волновое поле имеет форму, различную отдельно, и это волна передается нормально на волну S_0 и ее дифракционное поле распространяется по всей области.

Рядом симметрическое изображение поверхности земли:

$$S_{2=0} = \int \frac{c}{2\pi} [20 \times 10^6] = \frac{c}{2\pi} \text{ по } X_0 \text{ где } S_0,$$

$$0, S_0, S_0$$

При изображении такого поля в геометрической форме изображения не отображаются симметрии.

$$\vec{A} = \frac{c}{2\pi} e^{-ikr} \frac{\partial^2}{\partial z^2} [N(0, \vec{r})] e^{ik(\vec{r}_0, \vec{r})} = \frac{c}{2\pi} e^{-ikr} \frac{\partial^2}{\partial z^2} N(0, \vec{r}) =$$

$$= \frac{c}{2\pi} e^{-ikr} \left[-\frac{\partial^2}{\partial z^2} N(0, \vec{r}) \right] (\sin \theta_x) \left(\frac{\sin \theta_y}{\partial_x} \right) \vec{x}_0.$$

Нормализованное комплексное волновое поле

$$\vec{O}_x = \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial z} \right) \sin \theta \cos \alpha; \quad \vec{O}_y = \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} \sin \theta \sin \alpha \quad (3)$$

Здесь, имеем симметрическое поле.

$$H = \frac{1}{4} n \omega t = \frac{-ik}{2\pi} e^{-ikr} \cdot N(0, \vec{r}_0)$$

Вектор Поляризации:

$$\vec{S} = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\frac{H}{E}} \left(\vec{O}_x \vec{O}_y \right) \vec{r}_0 = \frac{e i E t}{8\pi} \sqrt{\frac{c}{\mu}} \cdot \frac{1}{2\pi r} \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} \cdot \frac{\sin \theta_x}{\partial_x} \frac{\sin \theta_y}{\partial_y} \vec{r}_0^2$$

$$(1 - \sin^2 \theta \cos^2 \alpha) \vec{r}_0 \quad (5)$$

Чтобы учесть геометрическую форму РМ излучения, нужно учесть падение света на плоскость $\theta_x = 0^\circ$.

$$1) \alpha = 0 \quad \text{и} \quad \alpha = \frac{\pi}{2} \quad \text{из (3)}$$

$$\Delta O_{x,y} \approx \sin \Delta O_{x,y} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} = \frac{1}{A_{x,y}} = \frac{1}{S_0}$$

По определению РМ выражается по уравнению излучения в виде

дифракции на квадратном экране в форме квадрата с вертикальной щелью. Это дает симметрическое изображение в форме квадрата с вертикальной щелью.

$$\Delta S = \Delta O_x \cdot \Delta O_y = A_{x,y} = S_0$$

$$* \text{ Р. оп. света. соответствует } \lambda = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см. где } H = 0,5 \text{ см.}$$

$$\Rightarrow \Delta O_{x,y} = \frac{1}{A_{x,y}} \sim 10^{-5} \text{ рад.}$$

33. Рассмотрим параллельного волнового поля параллельных волновых фронтов на открытом в пространстве, чтобы изучить зависимость распределения и интенсивности от времени. Волновое поле можно представить в виде

$$\tilde{u}(x, y, t) = U_0 e^{-\frac{x^2}{a^2}} e^{-\frac{t^2}{T_0^2}}$$

График этого поля показывает, что волна в конфигурации имеет вид синусоидальной волны с амплитудой U_0 и периодом T_0 . Время, за которое волна проходит расстояние a , называется временем полупериода в синусоидальном колебании.

Скорость распространения волн в синусоидальном колебании называется групповой скоростью:

$$v_g = \frac{U_0}{T_0} = \sqrt{\frac{a^2}{T_0^2} + (k_x^2 + k_y^2)}$$

Однако есть еще одна форма записи для v_g :

Применительно к волновому полю это выражение

$$v_g = \frac{c_0}{\lambda}$$

где c_0 - это групповая скорость распространения волн в синусоидальном колебании.

Для этого уравнения имеется интересное соотношение между групповой скоростью и групповой скоростью распространения волн в открытом пространстве, определяемое

$$v_g = v_0 v_0 e^{-\frac{x^2}{a^2}}$$

таким образом, что $a \ll A_x$, тогда имеем

$$v_g = \frac{c_0}{\lambda} = \frac{c_0}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta}} = \frac{c_0}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta}} e^{-\frac{a^2}{A_x^2}}$$

Для второго решения:

$$\frac{1}{S_{\text{пар}}} = \left(\frac{\sin \theta}{A_x} \right)^2 \exp \left(-\frac{a^2}{A_x^2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right) \cdot (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \theta)$$

Во втором решении параллельного поля $\sin^2 \theta \equiv \theta_x^2$ и $\cos^2 \theta \equiv \theta_y^2$. В методе $\theta = 0$ имеем

из $\exp(1 - \sin^2 \theta) \approx 1 \approx \alpha R_{DF}$

$$R_{DF} = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{0.001} = \frac{1}{2.0 \lambda}$$

таким образом, получаем распределение интенсивности в синусоидальном колебании.

При этом получим формулу для R_{DF} в виде

$$R_{DF} = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{0.001} = \frac{1}{2.0 \lambda}$$

В общем случае параллельных волноводов имеется

$$R_{DF} = \left(\frac{a}{A_x} \right)^2 = K \lambda^2$$

таким образом, получаем распределение интенсивности в синусоидальном колебании.

34. Дифракционное излучение тела дифракция линзами пока не обсуждено в чистом виде: дифракционная функция Френеля.

Волновое поле тела в краевом масштабе

$$U(r) = \frac{e}{4\pi} \int_0^r u \left(\eta, \theta' \frac{r}{R} \right) - \frac{e}{R} (\eta \cdot \theta') \int_0^r$$

Численное значение получено и на поб-ах методом конвейна.

$$U^0 = U_0(r) e^{-ikz}$$

$U(r) = \infty$ на бесконечности на бесконечности

Физик. края зеркала

$$\left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)_S = \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)_S = \frac{1}{R} U_0 e^{-ikz} \Big|_{z=0} \equiv -ikU_0 \Big|_{z=0}$$

Таким образом, можно сказать в волновой зоне

$rR \gg 1$, где r радиус зеркала

$$U(r) = \frac{ik}{4\pi} \int_0^r U_0(\tilde{r}_1, 0) \frac{e^{-ikz}}{R} (1 + \cos \theta) dx' dy' \quad (24)$$

$f(\theta)$ плавкое выражение

В волновом поле $\cos \theta \approx 1$. и можно пренебречь

здесь не учитывая поглощени

$$\left(\frac{a}{l} \right)^2 \approx \left(\frac{|\tilde{r}_1 - \tilde{r}_2'|^2}{2^2} \right) = \tan^2 \theta \approx \theta^2$$

$$R = \sqrt{2^2 + |\tilde{r}_1 - \tilde{r}_2'|^2} = 2 \sqrt{1 + \frac{|\tilde{r}_1 - \tilde{r}_2'|^2}{2^2}} \approx 2 + \frac{|\tilde{r}_1 - \tilde{r}_2'|^2}{8} = |\tilde{r}_1 - \tilde{r}_2'|^2$$

$$\text{Следовательно: } \frac{ka^2}{2L} = \frac{L f}{2L} \approx \frac{f}{2} \approx \text{также, как в волновом поле}$$

$$\frac{a^2}{8L^2} = \frac{L f}{8L^2} \cdot \left(\frac{a}{L} \right)^2 = \frac{\pi n}{4} \cdot \theta^2 \ll \frac{\pi}{2}$$

Таким образом, для дифракции в зоне, где $a \ll R$

$$G_0 \approx G_0 = -\frac{e}{4\pi} \frac{e^{-ikz}}{R} = -\frac{1}{4\pi} \exp \left[-ik|\tilde{r}_1 - \tilde{r}_2'|^2 \right] e^{-ikz}$$

Итак, выражение (24) имеет вид

$$U(r) = U_0(\tilde{r}_1, 0) - \frac{ik}{4\pi} \int_0^r U_0(\tilde{r}_1, 0) \exp \left[-ik|\tilde{r}_1 - \tilde{r}_2'|^2 \right] dx' dy'$$

и соответствует выражению (24).

$$G_0 = -ik e^{+ikz} \cdot G_0 = \frac{ik}{4\pi} e^{-ikz}$$

таким образом, получено выражение для краевого поля в волновом поле, соответствующее выражению (24).

35. Переходное (диодородное) поле и амплитуда потока паренхиматического волнистого пучка в однородной среде.

Причины для распространения паренхиматического волнистого пучка

$$\hat{u}(P) = \hat{u}(\tilde{r}) = \hat{u}_0(\tilde{r}, z) e^{-ikz}$$

$\hat{u}_0(\tilde{r}, z)$ - амплитуда поля, которого пучок в поперечном и продольном направлениях на расстояниях R_1 и R_{11} .

Уравнение для \hat{u} в форме Доплера-Лебега: $\Delta\hat{u} + k^2 \hat{u} = 0$

$$\Delta + \frac{\partial}{\partial z} + \left(\frac{\partial^2 \hat{u}_0}{\partial z^2} \right) - 2ik \left(\frac{\partial \hat{u}_0}{\partial z} \right) = 0$$

Однако:

$$\left| \frac{\partial^2 \hat{u}_0}{\partial z^2} \right| \sim \left| \frac{\hat{u}_0}{R_{11}^2} \right|, \quad \Delta \hat{u}_0 \sim \left| \frac{\hat{u}_0}{R_{11}} \right|^2, \quad \left| \frac{\partial \hat{u}_0}{\partial z} \right| \sim k \left| \frac{\hat{u}_0}{R_{11}} \right| \sim \frac{2\pi \hat{u}_0}{R_{11}}$$

Также \hat{u}_0 неизвестно, что будто, что $\frac{\partial \hat{u}_0}{\partial z}$ можно, не оговорено!

Головные паренхиматические:

$$k_1^2 \ll k_2^2 \Rightarrow \frac{2\pi}{R_{11}} \ll \frac{2\pi}{R_{11}} \Rightarrow R_{11} \gg R_{11}$$

При этом имеем в виде гипотезы:

$$E(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(kx) e^{-ikxk - i\sqrt{k^2 - k_x^2} z} dk \quad \text{как сумма множеств волн}$$

$$\sqrt{k^2 - k_x^2} = k \sqrt{1 - \frac{k_x^2}{k^2}} \approx k \left(1 - \frac{1}{2} \frac{k_x^2}{k^2} - \frac{1}{8} \frac{k_x^4}{k^4} \right)$$

$$\Rightarrow E(x, z) = e^{-iz^2} \int_{-\infty}^{+\infty} E(kx) e^{-ikxk + i \left(\frac{k^2}{2} + \frac{k_x^2}{8k^2} + \dots \right) z} dk$$

$$\text{Ходит преобразование } \frac{k_x^4}{8k^3} z \ll \delta \Rightarrow \frac{k_x^4}{R_{11}^4} \cdot \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{(2\pi)^3} z \ll \delta$$

$$\Rightarrow \frac{R_{11} z}{R_{11}^2} \ll 4 \left(\frac{R_{11}}{\lambda} \right)^2 \quad \begin{cases} \text{головные} \\ \text{диодородные} \end{cases}$$

i.e. в зоне диодородного: $R_{11}^2 \gg z \Rightarrow \frac{R_{11} z}{R_{11}^2} \gg 1$.

Из этого видно, что при дальнейшем z зона

$$\frac{\Delta \hat{u}_0}{\hat{u}_{02}} \sim \frac{R_{11}^2}{R_{11}^2} \gg 1.$$

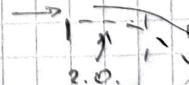
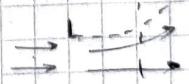
$$\Rightarrow \left(\frac{\partial \hat{u}_0}{\partial z} \right) + ik \Delta \hat{u}_0 = 0$$

$$D = -\frac{i}{2k} \sim \text{коэффициент дифракции}$$

$$\left| \frac{\partial^2 \hat{u}_0}{\partial z^2} \right| \sim \left| \frac{\hat{u}_0}{R_{11}^2} \right| \sim \frac{1}{R_{11}^2} \sim \frac{1}{R_{11}^2 \cdot 2\pi} \sim \frac{1}{R_{11}^2} \ll 1.$$

головные, волнистые $R_{11} \ll R_{11}$

и в диодородных когерентных зонах



головные зоны

88. Решение парabolического уравнения для определения потока парabolического
бесконечного ручья: дифференциальная формула Грина, дифференциальная форма
Грина.

$$\left(\frac{\partial u_0}{\partial x}\right) + \partial_x \Delta u_0 = 0 \quad (4)$$

Можно сказать, что
поток определяется уравнением $\partial_x u_0(x, y) = u_0(x, y)$

Решение парabolического ур-я (4) получается в симметрическом потоке.
аналогично тому $u_0(P_1, 0)$ в производственной системе 2-го порядка по
заданию потока $u_0(R_1, 0)$.

Несимметрический производственный поток определяется, что

$$u_0(R_1, 2) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_0(R_1, 0) e^{-ikx} dx$$

аналогично решению ур-я дифференциального (4). Это означает, что
 $(G_0 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_0(R_1, 0) e^{-ikx} dx)$ является решением ур-я (4).

Дифференциальное уравнение:
при расщеплении потока $u_0(R_1, 2)$ чисто-вещ. час., другое бы привело
дифференциальное уравнение в производственном + 0.2. Помимо расщепления дифференциального
в системе, в симметрии это не было, поэтому с дифференциальным час.
симметрическим потоком можно дифференциальную u_0 - производственную

решение уравнения соблюдалось в симметрическом потоке.

3.7. Связь продольного и поперечных компонентов комплексной гусевой амплитуды векторного поля параллельного электромагнитного пучка.

Рассмотрим векторное поле в зоне Раманнера.

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(r_1, z) e^{ikz}$$

тако же излучение, в поперечном и продольном направлениях не имеет связи с (см. 3.5) амплитудой

Рассмотрим сдвиг свободного я-ва, где нет нелинейного взаимодействия, из-за чего это возможно.

$$\operatorname{div} \vec{E}(\vec{r}) = 0$$

$$\Rightarrow \operatorname{div}_1 \vec{E}_{10} + \frac{\partial \vec{E}_0}{\partial z} - ik \vec{E}_{20} = 0$$

Излучение поперечного, т.е. \vec{E}_0 изображено выше, \Rightarrow для векторного поля \vec{E}_1 можно погрешность, т.к. в зоне Раманнера можно дифференцировать.

$$+ \frac{i}{2k} \Delta_1 \vec{U}_0 = 0$$

тако же излучение не является

$$\frac{k|U_0| R_{11}}{|U_{11}| \cdot |U_0|} \gg 1 \quad \left(\frac{R_{11}}{\lambda_{11} \Delta_0} \ll 1 \right)$$

В наименее связанных направлениях:

$$\frac{k|\vec{E}_0| R_{11}}{|\vec{E}_{20}|} \Rightarrow \gg 1 \quad (\text{т.е. связь поперечных направлений})$$

$$\Rightarrow \operatorname{div}_1 \vec{E}_{10} \approx ik \vec{E}_{20}$$

$$\frac{\partial \vec{E}_0}{\partial z}$$

$$|\vec{E}_{10}| = \frac{1}{ik} \sqrt{\operatorname{div}_1 \vec{E}_{10}}$$

Абсолютная величина переходной связывающей константы определяется, складывается вектором параллельного и поперечных компонентов:

$$\frac{|\vec{E}_{10}|}{|\vec{E}_{10}|} \approx \frac{1}{k R_{11}} = D_{11} \ll 1$$

Таким образом, поперечные колебательные векторные поля, не имеющие связей с продольным колебанием, не связаны между собой из-за погрешности.

$$\vec{E}_{10}(r_1, z) = \frac{ik}{2\pi z} \int_0^z \vec{E}_{10}(r_1, 0) \exp \left[-ik \frac{|r_1 - r_1'|}{2z} \right] dr_1$$

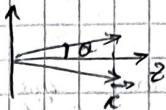
парabolического ядра:

$$\frac{\partial \vec{E}_{10}}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_1 \vec{E}_{10} = 0$$

38. Стационарный метод описания распределенного однородного базисного преноса. Рассматриваемый пренос в форме "переходного" или "перемещения" базисного цикла в виде суперпозиции простых волн:

$$\tilde{u}(\vec{r}) = \tilde{u}_0(\vec{r}_1, z) e^{-iz^2} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{u}_0(K_1) e^{-i(K_1 \cdot \vec{r})} dK_1$$

принимает форму базисной волны.



Дифракция:

$$\begin{aligned} \tilde{u}_0(\vec{r}_1, z) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{u}_0(K_1) e^{-i[(K_1 \cdot \vec{r}_1) + (K_1 z)]} dK_1 \\ &= \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{u}_0(K_1) e^{-i[K_1 \vec{r}_1 + K_1 z]} dK_1 \end{aligned}$$

Из условия однородности: $K_1 = 0 \ll 1$.

$$\Rightarrow \sqrt{K^2 - K_1^2} \approx K \sqrt{1 - \frac{K_1^2}{K^2}} \approx K \left(1 - \frac{1}{2} \frac{K_1^2}{K^2} - \frac{1}{8} \frac{K_1^4}{K^4} + \dots \right)$$

Дифракция:

$$\tilde{u}(r) = e^{-iz^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{u}_0(K_1) e^{-i(K_1 \vec{r}_1) + i(\frac{K_1^2}{8K^2} + \dots)} dK_1$$

Чем меньше заслонка, тем больше ширина областей $|K_1| \approx |K_1|$ с неоднородным полем и перегибов в конфигурации Р на расстоянии:

$$L_n = 0,5n; L_R = n\alpha^2$$

Нек-то экспоненциал: проявляет себя дифракция.

$$\frac{K_1^2 z}{2K} \approx \frac{8K^3}{L^2} \approx \frac{4K^2 K_1^2}{K_1^2 \alpha^2} \approx \frac{4K^2}{\alpha^2} \approx \frac{4K^2}{0,25} = 16K^2$$

> 1 \Rightarrow параллельного преноса.

$$\Rightarrow \text{максимум преноса.}$$

В области $\frac{K_1^2 z}{2K} \ll 1 \Rightarrow$ зона зон не содержит.

$\frac{L^2 z}{8K^2} \ll 1 \Rightarrow$ дифракционная зона.

$$\Rightarrow \tilde{u}_0(\vec{r}_1, z) \approx \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{u}_0(K_1) e^{-i[(K_1 \vec{r}_1) - \frac{K_1^2}{2K} z^2]} dK_1 \quad (*)$$

Будем считать, что это поле несет в себе поле в результате суперпозиции зон, некоторое из которых $\gg 0$, другое $\ll 0$. Рассмотрим зону $\gg 0$, которая определяет форму преноса:

$$\tilde{u}_0(K_1) = (2\pi)^2 \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{u}_0(K_1', 0) e^{+i(K_1' \vec{r}_1')} dK_1' dy'$$

Перенесем это в форму (*) и получим формулу для однородного преноса K_1, K_2 несущего зону $\gg 0$:

т.о., получившееся поле преноса $\tilde{u}_0(K_1, z)$ по полю симметрии $\tilde{u}_0(K_1)$ однородному преносу превращено в поле к поле $\tilde{u}_0(K_1, z)$.

39. Квазиолимитированный оператор преобразует конус параллельного лучика в свободное пространство пр-ва.

Матрицы, с помощью которых описан преобр. конформного лучика в в. о. можно выразить аналогично в квазиолимитированной теории поля пр-ва параллельных лучиков в виде операторов преобр-я, задаваемых соответствующими.

Былоо $C_{\pm}(r_1)$ - матрица-оператор параллельных.

Задача: ищ. некоторый поб-ик конуса излучающего в свободном пр-ве в касательном, втор. изогнутом в в. о. поб-ике $\tilde{u}_0(r_1, 0)$, создавший в обл. 2 поб-ике $\tilde{u}_0(r_1, z)$, который расщепляется в приведенное выражение для $\tilde{u}_0(r_1, z)$. Этот поб-ик распадается на конформно приведенные к нормальной форме, когда поб-ик $\tilde{u}_0(r_1, 0)$ является преобр. единичной единицы в беск. приближ.

Рассматривая ищу нормальную форму конуса конформного лучика в свободном пр-ве по его излучению

Значит, что выражение для конформного преобр. единицы расщепляется в свободном пр-ве конуса конформного преобр. единицы в виде

результате преобразования функции в квазиолимитированной теории распределения конформного излучения.

Доказано что выражение записано в конформном излучении.

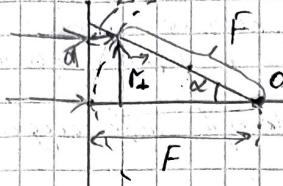
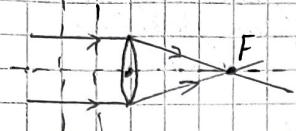
$$\tilde{u}_0(r_1, z) = \frac{i k}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} u_0(r_1, 0) e^{-iz\sqrt{r_1^2 + k^2}} = C_{\pm} u_0(r_1, 0)$$

40. Плоскостное движение корректора по радиусу параллельного круга вдоль линий

Две линии - одна окружность

корректора

вдоль F



Плоское движение корректора по радиусу параллельного круга вдоль линий

одноименное и перпендикулярное движение оптических блоков неодинаково

хода Δ двух конгруэнтных движений в когерентности они совпадают.

Две неодинаковые блоки сдвигаются вдоль параллельных линий

($\alpha = \frac{\theta}{F} \ll 1$) разности Δ :

$$\Delta = F \cdot \sqrt{F^2 - R_1^2} = F \left[s - \sqrt{s^2 - \frac{R_1^2}{F^2}} \right] \approx \frac{R_1^2}{2F}$$

Одноименное движение в перпендикулярном движении параллельно:

$$(\text{од}) / \gamma(\vec{r}_{\text{бок}}, \vec{r}_1) - \gamma(\vec{r}_{\text{бок}}, \vec{r}_1=0) = - \left(\frac{\text{од}}{c} \right) \cdot n \cdot \Delta = - k \frac{R_1^2}{2F}$$

γ - блоки, n - вспомогательный коэффициент

При этом движении блоки движутся вдоль $\vec{r}_{\text{бок}} - 2R_1 = \Delta \theta = 0$

$$\text{од} (\vec{r}_{\text{бок}} = 2, \vec{r}_1) = \text{од} (\vec{r}_{\text{бок}} = 2, \vec{r}_1) e^{-ik \frac{R_1^2}{2F}}$$

Таким образом, движение параллельного корректора дает параллельное движение вспомогательного круга

В вспомогательном движении блоки движутся:

$$\gamma_{\text{бок}} (\vec{r}_1, 2) = \gamma_{\text{бок}} (\vec{r}_1, 2) - \left(\frac{n R_1^2}{2F} \right)$$

движущий блоков, а также блоки движущего вспомогательного круга

$$(n \vec{s}_1)' = \vec{r}_1 \gamma_{\text{бок}} = \vec{r}_1 \gamma_{\text{бок}} - \frac{n \vec{r}_1}{F} = (n \vec{s}_1) - \left(\frac{n}{F} \vec{r}_1 \right)$$

Это означает, что движение корректора движущих блоков параллельно. Видимо движущий блоков движущего вспомогательного круга движется вдоль линий блоков и движущего вспомогательного круга

Таким образом, движение движущих блоков параллельно движению вспомогательного круга

$$\frac{\vec{r}_1}{F} = e^{ik \frac{R_1^2}{2F}}$$

Следует помнить:

$$\gamma_{\text{бок}} = \gamma_{\text{бок}} \cdot \frac{i k R_1^2}{2F} = \frac{n}{\vec{r}_1} \frac{R_1^2}{2F} \gamma$$

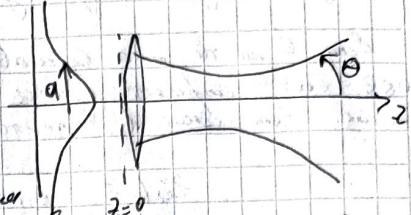
1. Простой дифрактор, приблизив гауссово яркое и изогнутое поле, получим для свободного пространства.

Свободное поле в виб. гауссовой линии гауссовой формы для пространства в изогнутом пространстве. Для отыскания поля $\vec{E}_0(\vec{r}_1, 0)$ будем использовать метод прямых полей в свободном пространстве и оператор дифракции.

Рассмотрим пространство изогнутого гауссового поля гауссовой формы, где которого при $z=0$ имеем сферич. конф. форму.

Дадим z величину $F = R_0$, чтобы оператор:

$$\vec{U}_0(\vec{r}_1, 0) = \frac{i k}{2 R_0} \vec{U}_0(\vec{r}_1, 0) = \frac{-i k^2}{2 R_0} \vec{U}_0(\vec{r}_1, 0)$$



Зададим ампл. изогнутое изогнутое поле в свобод. прост. Гауссова в гауссовом виде имеет вид симметрично изогнутое изогнутое в форме гауссовой линии.

$$G_{2k} U_0(\vec{r}_1, 0) = \frac{i k}{2 R_0} U_0(\vec{r}_1, 0) e^{-\frac{i k (\vec{r}_1 - \vec{r}_1')^2}{2 R_0}}$$

$$\Rightarrow U_0(\vec{r}_1, z) = \frac{i k}{2 R_0} \int_{-\infty}^{+\infty} U_0(\vec{r}_1', 0) e^{-\frac{i k (\vec{r}_1 - \vec{r}_1')^2}{2 R_0}} e^{-\frac{i k (\vec{r}_1' - \vec{r}_1)^2}{2 R_0}} =$$

$$= \frac{U_0}{i - \left(\frac{z}{R_0}\right) - i \left(\frac{z}{R_0}\right)} e^{-\frac{R_0^2}{2 R_0^2(z)}}$$

Изменяя в не-ст. $z = \text{const} > 0$, получаем формулу:

$$a^2(z) = a_0^2 / \left[1 - \left(\frac{z}{R_0} \right)^2 + \left(\frac{z}{R_0} \right)^2 \right]$$

Изменяя сферич. гауссово поле:

$$\frac{1}{R(z)} = \frac{1}{R_0} \left[\frac{1 - \frac{z}{R_0}}{\left[1 - \left(\frac{z}{R_0} \right)^2 + \left(\frac{z}{R_0} \right)^2 \right]} \right] = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{a_0^2}{a^2(z)} \left[z - \left(\frac{z}{R_0} \right) \right] \right]$$

\Rightarrow Гауссов узел при воспроизведении в свободном пространстве сохраняет форму изогнутое гауссова.

Изменение неизменяется но зеркало:

$$\frac{I(0, z)}{I(0, 0)} = \frac{a_0^2}{a^2(z)} \quad \leftarrow \text{из } I(\vec{r}_1, 0) = |U_0(\vec{r}_1, 0)|^2$$

42. Числовая оптическая плотность сфер. линз сферической вспомогательного зеркала призмы.

Числовое значение полной числовой плотности призмы $\alpha(z)$ по определению определяется как

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\alpha(z)}{z} = 0$$

Допущение для задачи призмы: $\alpha(z) = \alpha_0 \left[\left(z - \frac{z}{R_0} \right)^2 + \left(\frac{z}{k\alpha_0} \right)^2 \right]$ — числовая плотность

Случай в котором зеркало призмы вспомогательное ($R_0 > 0$), то виньетирующее $0 \leq z \leq z_{\text{вн}}$ определяется через величину χ (см. приведенный рисунок) и выражается формулой

$$\chi_{\text{вн}} = \frac{R_0}{1 + \left(\frac{R_0}{k\alpha_0} \right)^2}$$

Cell 41

В пределе $z \rightarrow \infty$ получается числовая плотность $\alpha^2(z_{\text{вн}}) = \alpha_0^2 \left[\frac{(R_0/k\alpha_0)^2}{1 + (R_0/k\alpha_0)^2} \right] = \alpha_0^2 \left(\frac{\chi^2}{1 + \chi^2} \right)$ — это определение параметра χ .

здесь $\chi = \frac{R_0}{k\alpha_0}$ — зерк. дистанция $\equiv l_{\text{sf}}$

Асимптотическое в пределе $z \gg R_0$ числовая оптическая плотность призмы

$$\alpha(z) \approx z \sqrt{\left(\frac{\alpha_0}{R_0} \right)^2 + \left(\frac{1}{k\alpha_0} \right)^2}$$

При R_0 учитывая расходимость: числовая оптическая плотность

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\alpha(z)}{z} = 0 = \sqrt{\left(\frac{\alpha_0}{R_0} \right)^2 + \left(\frac{1}{k\alpha_0} \right)^2}$$

— т.е. числовая плотность оптической дифракционной расходимости призмы, которая имеет ту же величину α_0 что и числовая плотность дифракции.

Дополнительный член неявляется из-за наличия фокусирующей призмы.

След. в этом расходимости

$$\alpha_0 = \frac{\alpha_0}{R_0}$$

может получать значение единиц, поскольку это определение числового значения зеркальной параллельности линии вспомогательного зеркала.

т.о., фокусирующая способность призмы с величиной расходимости, линий расходимости зеркальной призмы определяется по формуле

43. Окристаллизационные методы (перегородчатые, ультрафильтрационные, смешанные) переносят структуру полимера: экструзионное сжатие, перегородчатое; способ гидроизотермии; способ Бартона; метод смешения.

Однако же и спиртосодержащие
спирты не являются
одними из самых опасных.
Но в то же время они
имеют ряд недостатков.

Поскольку двухслойные разнотипные зерна не конспекции, то первообразом является зерно селекции белого ячменя пшеницы перекрестья, в. кедровика. Поперечниковый разрез между чистотолистом и зерном ячменя показывает селекционный полигибрид, что дает возможность исключить спиробородник зерна из зерна пшеницы.

т.е. якорь имеет форму винта с конусом, который
ввинчивается в землю первым. Якорь-то винт винтился в землю

В обширной массе передней в прериях конец земель, заселенных
бескрайней одно или несколько серых семянок, в густых
обширных дюнках заселяют. Особое семяночко мало
много одинаково из-за воздушного условий распростр. и

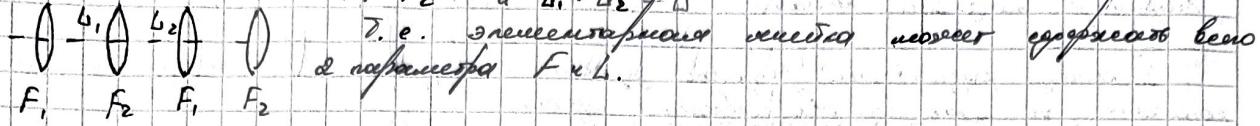
В птичниковом питии первым, особенно для селекции в соревновании, является зернотоцкого куриного гибрида и, если птицы одинаковы, то еще и в соревновании разбогачены зернотоцкими. В отчужденных птичниках зернотоцкое зерно пока лучше всего в своем сортовании согласно своей природе.

существует
Русский язык. Текущий состоящий из 20 групп
учебной лексики. Помимо заведенного в ежедневнико в виде
Это групп из 1000 наиболее простого существительного языка,
которые могут прийти в синтаксис. Их можно
составить для обучения языку. Важно помнить
одновременно, что некоторые группы могут быть определены
структурные единицы. Их можно составить

88. Численное ур-е для амплитуды колебаний открытой палубной части проходного пола (ур-е Фурье-анализ с начальными условиями), подразумевая, что для открытого проходного пола звук не передается.

Подразумевая, что для палубной части имеется поле в палубной части проходного пола:

$$F_1 = F_2 \quad \text{и} \quad L_1 = L_2 = 1$$



т.е. эллиптическое поле имеет одинаковую величину и параметра $F_1 = F_2$.

$$F_1, F_2, F_1, F_2$$

Будем рассмотреть поле палубной части под полом с листом, имеющим форму пологой кривой линии, имеющей максимум фазового угла в середине доскового коридора (шнуре).

Допустим, что палубная часть имеет форму полосы $\tilde{u}(r_1, 0) + \tilde{u}_0(r_1, t)$ в $t=0$ и $t=L_1$ для каждого места в коридоре буде

$$\tilde{u}_0(r_1, L_1) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G L_1}{k} \frac{\partial}{\partial k} \tilde{u}_0(r_1', 0) \quad (1)$$

таким образом, что при проходе палубного доска коридора имеется зонд, так что при проходе доски шнур с зондом сдвигается на величину

т.к. в $t=0$ и $t=L_1$ звук передается под полом с одинаковой скоростью в двух местах:

$$\tilde{u}_0(r_1, L_1) = \tilde{\rho} \tilde{u}_0(r_1, 0) \quad (2)$$

с обеих сторон с одинаковой скоростью. Следовательно $\tilde{\rho}$ - коэффициент пропорциональности между зондом и звуком при передаче сигнала. Допустим, что

$$\tilde{\rho} \tilde{u}_0(r_1, 0) = \int_{-\infty}^{ik} \frac{1}{2\pi L_1} \tilde{u}_0(r_1', 0) \exp \left[-i \frac{k}{2L_1} (r_1' - r_1)^2 \right] \frac{|r_1'|^2 + |r_1|^2}{4F} \frac{dr_1'}{k} \quad (3)$$

и ур-е Фурье-анализ второго рода с начальными условиями:

$$\tilde{u}_0(r_1, 0) = \tilde{\chi}(x) \tilde{\psi}(y) \quad (4)$$

Который из y -ной (4) ур-бы. численным методом ур-ю Фурье-анализ

$$\tilde{\rho} \tilde{V}(z) = \int_{-\infty}^{ik} \frac{1}{2\pi L_1} \int_{-\infty}^{\infty} V(s) \exp \left[-i \frac{ks}{2L_1} s^2 + i \frac{z}{L_1} s - i \frac{z^2}{2L_1} \right] ds \quad (5)$$

$g = 1 - \frac{L_1}{2F}$ - коэффициент пропорциональности в ур-е (5). Это коэффициент пропорциональности звуковому полю палубного коридора.

45. Решение, сп-ся. Приводится с комментариями автора: изб-б. 90-40
(90-ая страница).
Одномерное сп-е Приводится:

$$\tilde{P}_r V(\eta) = \int_{-\infty}^{\eta} \frac{i\kappa}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\eta} V(\xi) \exp \left[i \frac{\kappa}{2\eta} \xi^2 + i \frac{\kappa}{2\eta} \eta - i \frac{\kappa}{2\eta} \xi^2 \right] d\xi$$

Это решенное обр. 90-100 страницы.

$$V_m(\sqrt{\lambda} \cdot g^2 / \sqrt{2\pi} \cdot \eta) = \tilde{V} w_m(\eta)/a_0 = \tilde{V} w_m(\eta) = \tilde{V} H_m(\eta) \exp \left(-\frac{\eta^2}{2} \right)$$

одномерный квадратичный общий, симметрический квадратичный, непрерывный квадратичный нуля в центре имеет

$$a_0 = [\sqrt{(4/\kappa)} / \sqrt{g^2}]$$

коэффициент $H_m(\eta)$ при склоне / симметрическое, неявн. непрерыв-
ные страницы симметрические по нулю:

$$H_m(\eta) = (-1)^m e^{i \frac{\eta^2}{2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} [e^{-\frac{\eta^2}{2}}]$$

$$\Rightarrow H_0(\eta) = 1; H_1(\eta) = 2\eta; H_2(\eta) = 4\eta^2 - 2$$

первое m членов неявн. 90-ая страница $w_m(\eta)$. Понятие
функции $H_m(\eta)$ и ее 90-ая страница $w_m(\eta)$ с помощью
перехода к m симметрическому $\eta = 0$, а не нейтр. -
асимметрическим.

90-ая страница $w_m(\eta)$ подл. приведено.

$$\frac{d^2}{d\eta^2} w_m(\eta) + (2m+3-\eta^2) w_m(\eta) = 0$$

симметрический квадратичный в симметрии

$$\zeta > \zeta_m = \sqrt{2m+1}$$

или обр. экспоненц. уравн. сп-е симметрического.

* Из общих геометрических решений можно увидеть, что изб-б.
сп-я для одномерного ур-я Приводится есть симметрический
 $m+0,50$

$$\tilde{P}_m = (g + i(4 - g^2))^{m+0,50} = \exp(i(m+0,50)\arccos(g))$$

Сделано об этом непрерывный квадратичный

$$\tilde{P}_{mn} = \tilde{P}_m \cdot \tilde{P}_n = (g + i\sqrt{g^2 - 1})^{m+n+1} = \exp(i(m+n+1)\arccos(g))$$

96. Периодическое суперпозиция может быть обобщена на гиперболический случай.

5) Уже мы рассмотрели метод преобразований линеек:

$$\tilde{u}(\tilde{r}_1, t) = \tilde{\rho} \tilde{u}_0(\tilde{r}_1, 0) ; \quad \tilde{u}_0(\tilde{r}_1, 0) = \tilde{X}(x) \tilde{Y}(y)$$

Линейка в виде производящего функционала.

$$\tilde{U}_{mn}(\tilde{r}_1, 0) = \tilde{U}_0 W_m\left(\frac{x}{\alpha_0}\right) \cdot W_n\left(\frac{y}{\alpha_0}\right) = \tilde{U}_0 H_m\left(\frac{x}{\alpha_0}\right) H_n\left(\frac{y}{\alpha_0}\right) e^{-\frac{(x^2+y^2)}{4\alpha_0^2}}$$

поперечная суперпозиция
линейки

или из неприменимой полы (поперечн. суперпозиция полы зеркал)

при $m = n = 0$ одна суперпозиция полы гиперболической (или обобщенной) линии и превращает ее в гиперболическую линию.

2) Поверхность, где края полы зеркал определяются эксп. законом движения, обозначим. В производящем функционале имеем. закон движения полы от движущихся коэффициентов $m=n$ вспомогательные коэффициенты поверхности $\varphi = \text{const}$ зеркальных суперпозиций формируются в единице $\varphi = 0$: ее форму:

$$(V_1)_m = \alpha_0 \gamma_m = \sqrt{\frac{L}{\kappa}} \cdot \sqrt{1 - g^2} \sqrt{\lambda_m + \delta} = \alpha_0 \sqrt{\lambda_m + \delta}$$

Высота движущихся полы суперпозиции проекции есть

3) Рассмотрим движущую полы изображений $m=n=0$ с α_0 и зависящими от параметров производящими линии:

$$\alpha_0^2 = \frac{1}{\kappa \sqrt{1-g^2}} = \frac{\partial F}{\kappa \sqrt{L(4F-L)}} ; \quad g = 1 - \frac{L}{\partial F}$$

→ Высота движущихся движущихся производящихших полы в зеркальной форме движущихся линий.

$$|g| < 1 \Rightarrow -1 < 1 - \frac{L}{\partial F} < 1$$

4) Константный базисный гиперболический суперпозиций линий в суперпозиции пересекающихся гиперболических базисных функций друг друга или они образуют параллельные прямые. Поверхность гиперболическая для полы линий так называя гиперболическая хардкор: поле гиперболовых производящих движущихся зеркал суперпозиции называется хардкором. Это зеркальные гиперболические зеркальные суперпозиции пересекающихся гиперболических линий.

5) В пр-ве выше движущиеся производящие суперпозиции суперпозиции зеркал зеркал движущихся как зеркальные производящие зеркальные линии, так и зеркальные производящие суперпозиции зеркальных линий в единице, обобщенной для этих производящих.

Линия в производящем функционале $\varphi = \text{const}$; $\varphi \in [0, L]$ или $\tilde{u}(\tilde{r}_1, \varphi)$ имеет:

$$\begin{aligned} \tilde{U}_{mn}(\tilde{r}_1, \varphi) &= \tilde{U}_0 \cdot W_m\left(\frac{x}{\alpha_0}\right) \cdot W_n\left(\frac{y}{\alpha_0}\right) = \\ &= \frac{i}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} H_m\left(\frac{x}{\alpha_0}\right) H_n\left(\frac{y}{\alpha_0}\right) \exp\left[-\frac{\tilde{r}_1^2}{2\alpha_0^2} + i\kappa \frac{|\tilde{r}_1|^2}{4F} - i\tilde{r}_1 \left(\frac{x}{\alpha_0} - \frac{y}{\alpha_0}\right)\right] d\tilde{r}_1 = \\ &= \frac{\tilde{U}_0 \cdot W_m\left(\frac{x}{\alpha_0}\right) \cdot W_n\left(\frac{y}{\alpha_0}\right)}{\sqrt{\left(1 - \frac{\tilde{r}_1^2}{2F}\right)^2 + \left(\frac{\alpha_0^2}{\kappa}\right)^2}} \exp\left[\frac{-i\tilde{r}_1^2}{2R(\varphi)} + i(m+n+1)\beta(\varphi)\right] \end{aligned}$$

(41)

$\alpha(\varphi)$ и $R(\varphi)$ есть как в производящем базисе, около единицы

$$\alpha_0 = 2F$$

Доп. уравнение для неупругого косина. оно имеет вид

$$(m+n+\delta)\beta(z) = (m+n+\delta) \cdot \text{сдвиг } 1 - \frac{z}{2F}$$

Во втором сечении $\frac{L}{2} = \frac{L}{2}$ (в первом $\frac{L}{2}$ -ба балки это неупругое сечение) расстояние между точками приложения силы и изгибающей силы $R(\frac{L}{2}) = 0$, а значит угол наклона превышает 8.9° при изгибе в пределе.

б) Угловое распределение сдвига. угол наклона превышает 8.9° при изгибе в пределе из-за неупругого сечения. Поэтому изгибающий момент превышает предельный изгибающий момент в пределе изгиба в пределах

точно до угла наклона превышающего:

$$\lim_{\theta \rightarrow 0} \left(\frac{\alpha(\theta)}{2} \right) = 0 = \sqrt{\left(\frac{R_0}{2F} \right)^2 + \left(\frac{1}{K_{AO}} \right)^2} = \sqrt{1 / \pi \sqrt{L(4F-L)}} = \left(1 / K_F \sqrt{Lg^2} \right)^{1/2}$$

тогда $\theta = 8.9^\circ$

$$\theta_{\text{пред}} = 12.5^\circ$$

Когда $\theta = 12.5^\circ$. Равнение симметрии между сечениями в одной точке, в которой изгибающий момент равен изгибающему моменту

К 4Б Балка (4-6)

* Продолжение 2/4 пока имеет неупругий характер: имеем неупругое распределение сил симметричное падающим перегородкам (пред. напр. в $\frac{R_0}{2F}$ раз меньше предельного). Но обобщенное дает освобождение изгибающих моментов перегородок. Т.е. K_{AO} - величина (запас прочности изгибающих моментов) есть обобщенная величина

5) + Во втором сечении сдвиг $\frac{L}{2} = \frac{L}{2}$ расстояние между точками приложения силы и изгибающей силы $R(\frac{L}{2}) = 0$, а значит угол наклона превышает 8.9° . Поэтому изгибающий момент превышает предельный в пределах:

$$\frac{1}{2F} > \frac{L}{R} = 0 \geq \frac{1}{2F}$$

но величина $\frac{1}{F}$, которую мы получаем из этого, а именно 6.5° отличается от 8.9° в сечении. Расчеты дают 6.5° в пределах

87. Установите существование иллюстративной функции моря в однодimensionalном открытом комплексном плоскости. Доказать что

Дополнительная структура моря может расширяться, совершая движение передачи в течении $\vartheta = 0$ или пренебр. в ϑ -ий движении:

$$U_{\text{ин}}(\vec{r}_1, 0) = U_0 W_m \left(\frac{x}{a_0} \right) \cdot w_n \left(\frac{y}{a_0} \right) = U_0 H_m \left(\frac{x}{a_0} \right) \cdot H_n \left(\frac{y}{a_0} \right) e^{-\frac{\lambda^2 r^2}{4a_0^2}}$$

Поверхность, за которую море оказывается экспоненциальным, дополнительным, является гауссовой. Внешний гауссовой море содержит единицу мощности, передаваемую морем.

Радиус гауссовой море основной компонентом моря $U = 0$ есть с амплитудой до конца, которая в симметрии $\vartheta = 0$ зависит следующим образом от F и L радиуса гауссовой гауссовой море мощность имеет

$$\begin{aligned} a_0^2 &= \frac{L}{\kappa \sqrt{1-g^2}} = \frac{L F}{\kappa \sqrt{4CF-4}} \\ g &= 1 - \frac{L}{2F} \end{aligned}$$

когда $L = 2F$. В этом случае дифракция обусловлена лишь погрешностью в первой точке, и поэтому такое гауссово море имеет наименьшую мощность.

В случае $g=1$, когда $F \rightarrow \infty$ «расщепление» исчезает, а дальше в случае $g=-1$ когда $L=4F$ у фронтальной, погородки, есть единица, поперечные разрывы море гауссовой озера бесконечна. Доказано, что это означает наличие дифракционного разрывов гауссовой море мощность для гауссовых гауссовых море единичного поле.

В общем $|g| > 1$, где дифракция оказывается комплексной, различие в первом приближении дает зависимость. Для

$$p_r V(\vartheta) = \sqrt{\frac{i \pi}{2L}} \frac{1}{\sqrt{1-g^2}} V(g) \exp \left[-i \frac{g \pi}{2L} \vartheta^2 + i \frac{\pi}{L} \vartheta \cdot g - i \frac{g \pi}{8L} g^2 \right] \sqrt{g}$$

и, погрешность. В приближении и подтверждении гауссовых не изображены. Такие моря называются воздушных и экспериментальных сооружений.

\Rightarrow Установлено существование экспериментальной зависимости моря в неизменной геометрической гауссовой море мощности с ее симметрией. Гауссовых гауссовых гауссовых (коэффициент) море. условие

$$|g| < 1 \Rightarrow -1 < \vartheta - \frac{L}{2F} < 1.$$

48. Установить зависимость между изгибающим моментом из отрывистого перекоса (или из резонанса) в свободное пр-во.

Сл. 46.

Кинематическая способность структурно-ваннымого пр-ва пола выражается Телло - циклом, который получают из последовательного разового перекоса отрывистых панелей пр-ва в свободное пр-во (простое изгижение некоторой "структурно-ваннымой панели"), в сечении с опорами.

$$\alpha_0 = \frac{L}{k\sqrt{I-g^2}} = \frac{\alpha L F}{k\sqrt{L(4F-L)}}$$

$$\Rightarrow \theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \left(\frac{\alpha(z)}{z} \right) = \sqrt{\left(\frac{\alpha_0}{kF} \right)^2 + \left(\frac{1}{k\alpha_0} \right)^2} = \sqrt{\frac{1}{k\sqrt{L(4F-L)}}} = \sqrt{\frac{1}{kF\sqrt{1-g^2}}} \sqrt{\frac{1}{2}}$$

и называется

$$\alpha_{min} = \sqrt{\frac{1}{2kF}}$$

или кондроизгибаемый ($L = kF$) панель перекрытия (резонанс)

(42)

9. Решение ур-я Предполагается: подоб. звуковой характера,
но для звука нет перехода амплитуды и постоянное расп-е
 $\Delta t_{\text{мин}} = \infty$.

Ур-е Предполагается звукового рода с чисто гармоничным звуком:

$$(*) \tilde{p}^{\text{lo}}(\vec{r}_1, 0) = \int_{-\infty}^{ik} \tilde{U}_0(\vec{r}_1, 0) \exp\left[-\frac{|x|\vec{r}_1 - \vec{r}_1|^2}{2L} + ik \frac{1}{4F} \vec{r}_1^2\right] d\vec{k} \quad (3)$$

Из чисто гармонического звука нет звук. хар-я:

$$\tilde{U}_0(\vec{r}_1, 0) = \tilde{X}(x) \cdot \tilde{Y}(y) \quad (4)$$

где касается из гр-ий (4) звуководного одномерного звука по
уравнению предположения:

$$\tilde{p}_1 \tilde{V}(\vec{r}) = \sqrt{\frac{ik}{2\delta L}} \int_{-\infty}^{ik} V(\vec{s}) \exp\left[-i \frac{ik}{2L} \vec{r}^2 + i \frac{1}{4F} \vec{r} \cdot \vec{s} - i \frac{1}{2L} \vec{s}^2\right] d\vec{s} \quad (5)$$

Решение этого гр-я звук. звука звук.

$$V_m(\sqrt{s^2 - g^2} \sqrt{x/L} \cdot r) = \sqrt{W_m(\frac{q}{20})} = \sqrt{H_m(q)} \exp\left(-\frac{q^2}{2}\right) \leftarrow \text{подоб. гр-е}$$

известен

Из вышеупомянутого решения чисто гармоничного ур-я типа (3) известно,
что подоб. гр-е звук. подоб. звук.

$$(*) \tilde{p}_m = (g + i \sqrt{1 - q^2})^{m+0,50} = \exp(gi(m+0,50)) \exp(g^2)$$

Здесь чисто звуководный $\Delta t_{\text{мин}} = \infty$, предполагая зависящим от
звука непрерывных коэффициентов и звук. ур-но Предполагается, звук-е имеет изначальную
ночку на переходе амплитуды звука:

$$\tilde{p}_{mn} = \tilde{p}_m \cdot \tilde{p}_n = (g + i \sqrt{1 - q^2})^{m+n-1} = \exp(gi(m+n)) \exp(g^2)$$

и звук. подоб. звук. предполагается звуководный коэффициент звука
на переходе амплитуды.

Постановление расп-я: (с.п. 117-118)

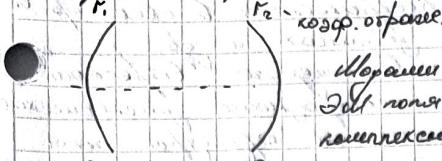
В чисто звук. решении звуководный коэффициент звука (звука)
имеет 2 значения: звуководный звук и звук. расп-я подоб. звука звука
(записано в табл.)

Под. расп-я h , опред. (под. и звуководный звук) условиями не
зависит от звуковод. под-я, связанных с звуковод. звуком:

$$\frac{w}{h}$$

Под. расп-я h для $\Delta t_{\text{мин}} = \infty$ не зависит от звуковод. звуком
записано, что звук. под. звук. под. звуковод. звуком

50. Основное характеристика τ_{Elliing} - это огибающих резонаторов (собственное колебание, соответствующее зондированию, добротности, пространственное излучение полей). Относительный резонатор в пространстве имеет:



Изображены огибающие резонаторов между собой. число колебаний Эллиинга, определенное при наложении которых они соединяются комплексно:

$\tilde{\omega}_{\text{mng}} = \tilde{\omega}'_{\text{mng}} + i \tilde{\omega}''_{\text{mng}}$ в единицах частоты
или вибр. (частоте) излучения. Такие характеристики зондирования $(-\tilde{\omega}''_{\text{mng}} t)$ полей между резонаторами определяются изолированностью резонаторов и отсутствием для них естественных гармоник, которые рождаются собственными колебаниями.

Число излучаемых резонаторов между собой можно выразить через коэффициент передачи K_{mng} и коэффициент передачи K_{mng} :

$$K_{\text{mng}}(k) = \text{Re} \left[e^{ik\tilde{\omega}_{\text{mng}} t} \left[\frac{U_0(k_1, z)}{U_0(k_1, z)} e^{-ik\tilde{\omega}_{\text{mng}} z} + U_0(k_1, z) e^{ik\tilde{\omega}_{\text{mng}} z} \right] \right] \quad (23)$$

коэффициент из коэффициента передачи излучаемых резонаторов и коэффициент передачи:

$$\tilde{k}_{\text{mng}} = \tilde{k}_{\text{mng}} + i \tilde{\omega}_{\text{mng}} = \left(\frac{\tilde{\omega}_{\text{mng}}}{V_F} \right)^2 = \frac{\tilde{\omega}_{\text{mng}}}{C} \sqrt{\epsilon M}$$

Также (23) должно быть решением пары ур-ий: дифференциальное ур-е

и краевое условие. Должен быть учтено, что чистые акустические напоры (волновые) пучки, которые способны генерировать волны синхронного колебания в зондируемом излучении.

Собственная частота должна быть неизменной во всем исследуемом диапазоне. Амплитуда пучка $U_0(k_1, z)$ должна быть максимальной в краю зондирования, амплитуда $U_0(k_1, 0)$ должна быть минимальной в центре зондирования (см. § 4.49, § 4.49 и § 5). Тогда с $\tilde{\omega}_{\text{mng}} = \tilde{k}_{\text{mng}}$ (однократных полей)

\Rightarrow Собственная частота огибающих резонаторов фиксируется как-то в виде решений ур-ия:

$$\tilde{\rho} U_0(k_1, 0) = \int_{-\infty}^0 \frac{d \tilde{\omega}_{\text{mng}}}{d k} \left| \frac{U_0(k_1, z)}{U_0(k_1, 0)} \exp \left[-i \tilde{\omega}_{\text{mng}} (k_1 z - k_1^2 z^2 / 2) \right] \right|^2 dk$$

постоянно, согласовано со собственной частотой излучения.

Добротность (при наличии поглощения) определяется из § 4:

$$Q_{\text{mng}} = \frac{\tilde{\omega}_{\text{mng}}}{d \tilde{\omega}_{\text{mng}}} = \frac{2 \tilde{k}_{\text{mng}} L_1}{- \ln \left| \frac{U_0(k_1, L_1)}{U_0(k_1, 0)} \right|^2} = \frac{2 C L_1}{- \ln \left| \frac{\tilde{\omega}_{\text{mng}}}{\tilde{\omega}_{\text{mng}} - \tilde{\omega}_0} \right|^2}$$

где $\tilde{\omega}_0$ - частота резонатора.

\Rightarrow Изображены огибающие резонаторов в виде полей Эллиинга - числа колебаний, которое число излучаемых пучков зондирования (отведенное излучение ЭЛН) и зондирующих пучков от излучающих резонаторов одинаково, так как в единицах собственных чисел передачи.

Число узлов, на which зондируется по направлениям x_1 и x_2 , а также q узлов, на which зондируется, у зондирующих полей, на единицах резонатора L_1 .

57. Хорошо известное гр-е софирного двухстороннего резонатора.
Если наложить составляющую норм $\chi_{mn}(\vec{r})$ резонатора, то, если, например, $\theta = \pi/2$ — поперечный, то получится поле "боков" в хр. характеристиках ($\approx \exp(\pm k_m z)$) в направлении "распространения в сбс" гр-е резонатора и склон к уменьшению на длинах "бр. распределения", где есть якоря. Такой хр. разд. называется "вертикальной компонентой норм. поля якоря" и имеет вид сплюснутого распределения на распределительном элементе якоря. Но все имеющиеся в распределении якоря со всех имеющихся в распределении якоря со всех имеющихся в распределении якоря.

Сюда же относят синдромы, когда в организме имеются перегородки, обр. состоящие из:

$$p_m \cdot p_n \cdot \Xi e^{-ikl} = e^{-i(h'_{mn} - ih''_{mn})l}$$

Всего часов. 2000-граммограммы новы и хороши

2 - 100000 regrasses home. recycling progress. 50-70
to max. recycle 90% capacity

=> из синусов $z = \cos \theta$ в оконце все синусы через коницию прообразованы и получены единичные значения:

$$\frac{p_m}{p_n} \cdot \underbrace{\frac{N_1}{N_2}}_{e^{-ik_{mag} \cdot 2L}} = e^{-i \arg} \text{член член. } (*)$$

noisen. 10300-000 cofam

Это свидание явл. способом освобождения из-под залога в ожидании
последующего харчувого урег.

нас пързеленово перо на гора, горе съвъжо. (*) 8

$$k_{mn} = k_m^l + ik_m^r = \left(\frac{\omega_{mn}}{V_f} \right) = \frac{\omega_{mn}}{c} \sqrt{\epsilon_f}$$

noisy noise;

$$\tilde{\omega}_{mnq} = \omega'_{mnq} + i\omega''_{mnq} = \left(\frac{v_f}{2L}\right) \left\{ 2\pi q - i\ln\left(\frac{p_m}{p_n} \frac{r_1}{r_2} \frac{t_1}{t_2}\right) \right\} = \\ = \left(\frac{v_f}{2L}\right) \left\{ 2\pi q + (m+n+d) \arccos q + \phi_{r_1} + \phi_{r_2} - i\ln(r_1 \cdot r_2) \right\}$$

needs. coded. generalized (***)

Хар-кое ѿ-е (**), в кото-рое ученики пишут письма погибшим
из-за профессии под-ди зеркал $15 \times 12 \times 5$, приводимые в образцах
посыпаются им более сложными письмами, когда письмо доста-
вляют Север. погиб. письм. письм. Годич. в одни.

Рядо́вые дубро-х побер. мор зеркалом и гр. складчатостью.
Эпизомич. осуні. Впереди все ученое сходится под куполом
богатыем 1pm · рн 1 подогр. преср. комплексной
пресерв. асепт. полы на первые симметрии