Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова
Факультет вычислительной математики и кибернетики
Кафедра вычислительных методов

ВАРИАЦИОННО-ПРОЕКЦИОННЫЕ МЕТОДЫ В ЗАДАЧАХ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Москва, 2024

Содержание

Лекция 1

1.1 Исторический экскурс

Лекции с 9:30 два часа.

Вариационная постановка для задача мат физики. задача - условие на границе + начальное. (Экстремум функционала энергии, поэтому энергетические пространства).

Соболев - прямые методы решения задач. позволяют найти решение с помощью СЛАУ. Наиболее известен метод Рица.

1.2 Метод Дирихле

Дана область $\omega \in \mathbb{R}^2$.

$$M = u : u_0(x,y), (x,y) \in \partial\Omega$$
$$\iint_\Omega [(\frac{\partial u}{\partial x})^2 + (\frac{\partial u}{\partial y})^2] dxdy \to min$$

Интеграл Дирихле $\Rightarrow \overline{u}$ - гармонический в Ω

1.3 Контрпример Вейерштрасса.

$$M = y; y(x) \in c'[-1;1], y(-1) = -1, y(1) = 1$$
$$J(y) = int_{-1}^1 x^2 (y')^2 dx, J(y) \geq 0$$
$$y_\varepsilon(x) = \frac{arctg(\frac{x}{\varepsilon})}{arctg(\frac{1}{\varepsilon})}$$
$$y'_\varepsilon(x) = \frac{1}{arctg(\frac{1}{\varepsilon})} \cdot \frac{1}{1+\frac{x^2}{\varepsilon^2}} \cdot \frac{1}{\varepsilon} =$$
$$= \frac{\varepsilon}{arctg(\frac{1}{\varepsilon})} \cdot \frac{1}{\varepsilon^2 + x^2}$$
$$J(y_\varepsilon) = \int_{-1}^1 \frac{x^2\varepsilon^2}{arctg^2(\frac{1}{\varepsilon})} \cdot \frac{1}{(x^2+y^2)^2} dx = frac2\varepsilon arctg(\frac{1}{\varepsilon}) = \frac{0}{\frac{\pi}{2}}$$
$$J(\overline{y}) = \int_{-1}^1 x^2 y^2 dx = 0 \Rightarrow y' = 0$$

Противоречие: $y(-1) = -1, y(1) = 1$

1.4 Контрпример Адамара

$$u(x,y) = \sum_{n=1}^{\inf} \frac{\rho^2}{2^n} cos(2^n\Theta), x = \rho cos\Theta, y = \rho sin\Theta$$
$$\rho \leq 1$$

Непрерывны и гармоничны. Интеграл Дирихле в круге $\rho \leq r \leq 1$

$$\pi sum_{n=1}^{\inf} r^{2^{2n+1}} \to_{r\to 1} \inf$$

1.5 Метод Ритца

$J(\omega) = int_a^b f(x, \omega, \omega', ..., \omega^{(k)})dx \to inf$

$\omega \in M$ класс допустимых функций

$\psi_0, \psi_1, ...\psi_n, ...($ координатные функции $)$

Св-ва:

$1)\forall a_1...a_n \in \mathbb{R}, \forall_n$

$\omega_n = \omega_0 + \sum_{i=1}^{n} a_i\omega_i \in M$

$2)\forall \omega \in M$и$\forall varepsilon > 0$

Уравнение полноты

$H(\omega n) = F(a_1, ..., a_n) \to inf$

$||\omega - \psi_0 - \sum_{i=1} na_i\psi_i|| < \varepsilon$

Рассмотрим:

$J(\omega_n) = F(\alpha_1, ..., \alpha_n) \to inf$

$\frac{\partial J}{\partial a_1}(\omega_n) = 0, ...\frac{\partial J}{\partial a_n}(\omega_n) = 0 -$ альтернативная система уранений

$\Rightarrow a_1, ..., a_n -$ решение

Насколько хорошо приближает метод искомое решение? На примере задачи об упругой поластине.

$\Omega_{\subset\mathbb{R}^2} -$ обл $, S = \partial\Omega$

изгиб $\omega(x, y)$ удовлетворяет ур-ю Сори Жульен

$\Delta^2\omega = \frac{\partial^4}{\partial x^2} + 2\frac{\partial^4\omega}{\partial x^2\partial y^2} + \frac{\partial^4\omega}{\partial y^4} = \frac{q(xy)}{\mathcal{D}}; (x, y) \in \Omega$

$\mathcal{D} -$ жесткость пластины при упругом изгибе

$q(x, y),$- Интенсивность давления

$\omega(x, y) = 0$

$\frac{\partial\omega(x, y)}{\partial\mathcal{D}} = 0 \leftarrow$ Производная по нормали к S

$J(\omega) = \iint_{Omega} (\frac{1}{2}(\Delta\omega)^2 - f(\omega)d\Omega \to inf)$

$f = \frac{q(x, y)}{\mathcal{D}} \in C'(\overline{\Omega})$

$\omega = \omega_1 + \omega_2$

Рассмотрим без доказательства ограниченности снизу.

$$\omega_1 = \frac{1}{8\pi}\iint_\Omega r^2 lnr f(\xi,\eta) d\xi\eta$$

$(x,y)(\xi,\eta) -$ точки из $\Omega r -$ расстояние между (x,y) и (ξ,η)

$$J(\omega) = J_0 + \frac{1}{2}\iint_\Omega (\Delta\omega_2)^2 dxdy$$

$$j(\omega) \geq J_0 \Rightarrow \exists inf J(\omega)$$

Введем $\psi_1(x,y),...,\psi_n(x,y)$ - координатные ф-ции

$$1)\psi_n(x,y), \frac{\partial^{k+l}\psi_n}{\partial x^k \partial x^l} \in C(\overline{\Omega}), k \leq \varepsilon, l \leq \varepsilon$$

$2)\psi_n(x,y)$ удовлетворяет краевым условиям

$3)\forall$ ф-ии $\zeta(x,y)$:

а) удовлетворяет пункту 1

б) $\zeta(x,y) \equiv 0 (x,y) \in \Omega\rho$

$$\Rightarrow \exists m \in \mathbb{N}, \alpha_1, ...\alpha_m \in \mathbb{R} :$$

$$|\zeta(x,y) - \sum_{i=1}^{m} \alpha_i \psi_i(x_i,y_i)| < \varepsilon$$

$$|\frac{\partial^{k+1}\zeta}{\partial x^k \partial y^l} - \sum_{i=1}^{n} \alpha_i \frac{\partial^{k+l}\psi_i(x,y)}{\partial x^k \partial y^l}| < \varepsilon$$

Условие полноты $k \leq \varepsilon, l \leq \varepsilon \Rightarrow$
приближенное решение :

$$\omega_n = \alpha_1\psi_1 + ... + \alpha_n\psi_n \rightarrow J(\omega)$$

$$J_n = \iint_\Omega (\frac{1}{2}(\Delta\omega_n)^2 - f(\omega_n)) dxdy$$

α_i выбираем : $J(\omega_n) \rightarrow J(\omega)$

$$\sum_{k=1}^{n} A_{ik} a_k = B_i, i = \overline{1,n}$$

$$A_{ik} = \iint_\Omega \Delta\psi_i \Delta\psi_k dxdy \Rightarrow$$

$\exists!$ решение $a_1,...,a_n$ в $\omega_n = ...$ приближение решение

$$B_i = \iint_\Omega f\psi_i dxdy$$

$\rightarrow$ Сущ ед решения $a_1,...,a_n$в$\omega_n = ...$(приближенное решение)

Рассмотрим $\forall b_1, ...b_n$

$$\zeta_n = b_1\psi_n + ... + b_n\xi_n$$

??b_i и $\sum_{i=1}^{n}$

$$\sum_{i=1}^{n}\sum_{k=1} nA_{ik}a_k b_i = \sum_{i=1}^{n} b_i B_i$$

$$\sum_{i=x}^{n}\sum_{k=1} n\iint_\Omega b_i\Delta\psi_i\Delta\psi_k a_k dxdy - \sum_{i=1}^{n}\iint_\Omega f b_i\psi_i dxdy = 0$$

$$\sum_{i=1}^{n}[\iint_\omega b_i\Delta\psi_i\sum_{k=1}^{n} a_k\Delta\xi_k dxdy - \iint_{\Omega f b_i\psi_i dxdy}] = 0$$

...

$$\int_O mega(\Delta\omega_n\sum_{i=1} nb_i\psi_i) - f(\sum_{i=1} nb_i\psi_i)dxdy = 0$$

$$\iint_O mega(\Delta\Omega_n\zeta_n - f\zeta)dxdy = 0$$

$J_n^{(0)} = -\dfrac{1}{2}\iint_\Omega(\Delta\omega_u)^2 dxdy$ не возрастает у $\geq inf$

$\forall\varepsilon > 0$ по критерию Коши $\Rightarrow N(\varepsilon)\forall_n > N(\varepsilon)$

Лекция 2

$\varphi_1(x,y),...,\varphi_n(x,y)$ — координатные функции, $\qquad w_n = \alpha\varphi_1 + ... + \alpha_n\varphi_n$

$$J_n^{(0)} = -\frac{1}{2}\iint\limits_{\Omega} (\Delta w_n)^2 dxdy$$

$$\forall\varepsilon > 0\ \exists N(\varepsilon) \quad \forall n \geq N(\varepsilon) \quad \forall m : 0 \leq J_n^{(0)} - J_{n+m}^{(0)} \leq \frac{1}{2}\varepsilon$$

$$\frac{\omega_{m+n} - \omega_n}{\sqrt{\varepsilon}} = \varphi(x,y)$$

$$\iint\limits_{\Omega} (\Delta\varphi)^2 dxdy < 1$$

Обозначим $S = \partial\Omega$ — границу области Ω

$$\varphi(x,y) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_S \left(\varphi\frac{\partial(\ln r)}{\partial n} - \ln r\frac{\partial\varphi}{\partial N}\right) dS + \frac{1}{2\pi}\int\limits_{\Omega} \Delta\varphi \ln r\ d\xi d\eta$$

$$\left|\int\limits_x f(x)\overline{g}(x)dx\right|^2 \leq \left(\int\limits_x |f(x)|^2 dx\right)\left(\int\limits_x |g(x)|^2 dx\right)$$

$$|\varphi(x,y)| \leq \frac{1}{2\pi}\left(\iint\limits_{\Omega} (\Delta\varphi)^2 d\xi d\eta\right)^{1/2}\left(\iint\limits_{\Omega} \ln^2 r\ d\xi d\eta\right)^{1/2}$$

$$|\varphi(x,y)| \leq C_1$$

$$|\omega_{n+m} - \omega_n| \leq C_1\sqrt{\varepsilon}$$

$$\omega_n \underset{\Omega}{\rightrightarrows} w_n(x,y) \in C(\Omega)$$

2.1 Метод Бубнова – Галеркина

$w_n = \alpha_1\varphi_1 + ... + \alpha_n\varphi_n$
$Lw - \lambda Mw = 0$
L, M — дифференциальные операторы
$\sum\limits_{i=1}^{n}(A_{ik} - \lambda B_{i_k})a_k = 0, \quad k = \overline{1,n}$

$$\begin{vmatrix} A_{11} - \lambda B_{11} & \dots & A_{1n} - \lambda B_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ A_{n1} - \lambda B_{n1} & \dots & A_{nn} - \lambda B_{nn} \end{vmatrix} = 0$$

$N(x,y) = Lw_n - \lambda Mw_n$ — невязка
$N(x,y) \perp \varphi_i, \quad i = \overline{1,n}$

2.2 Повторение

1. $f(x) \overset{\text{п.в.}}{=} 0 \Rightarrow \int\limits_{\Omega} f(x)dx = 0$

2. $\int\limits_{\Omega} f(x)dx = 0,\ \ f(x) >= 0 \ \ \Rightarrow \ \ f(x) \overset{\text{п.в.}}{=} 0$

3. $|f(x)| < \varphi(x), \varphi$ — суммируема по Лебегу $\Rightarrow f(x)$ — суммируема по Лебегу

4. $\{\varphi_n(x)\}$ — суммируемы с квадратами по Лебегу

   $$\lim_{n,k\to\infty} \int\limits_{\Omega} |\varphi_k(x) - \varphi_n(x)|^2 dx = 0$$

Обозначим V – линейное пространство

(φ, ψ) – скалярное произведение: $\quad (\cdot,\cdot) : V \times V \to \mathbb{C}$

1. $(\varphi, \psi) = \overline{(\psi, \varphi)}$
2. $(a_1\varphi_1 + a_2\varphi_2, \psi) = a_1(\varphi_1, \psi) + a_2(\varphi_2, \psi)$
3. $(\varphi, \varphi) \geq 0$
4. $(\varphi, \varphi) = 0 \quad \Rightarrow \quad \varphi = \mathbf{0}$

$\|\varphi\| = \sqrt{(\varphi, \varphi)}$

- Неравенство Коши-Буняковского
  $|(\varphi, \psi)| \leq \|\varphi\|\|\psi\|$
- Неравенство треугольника
  $\|\varphi + \psi\| \leq \|\varphi\| + \|\psi\|$

$$L_2(\Omega) : \quad (\varphi, \psi) = \int\limits_{\Omega} \varphi(x)\overline{\psi(x)}dx$$

$$L_2(\Omega, \sigma) : \quad (\varphi, \psi) = \int\limits_{\Omega} \varphi(x)\overline{\psi(x)}\sigma(x)dx$$

$$L_2(\Omega^m) : \quad (\varphi, \varphi) = \int\limits_{\Omega} \sum_{k=1}^{m} \varphi_k(x)\overline{\varphi_k(x)}dx$$

Критерий линейной зависимости системы функций

$$\varphi_1, ..., \varphi_n \text{ линейно зависима (ЛЗ) в } H$$
$$\Updownarrow$$
$$\begin{vmatrix} (\varphi_1,\varphi_1) & \dots & (\varphi_1,\varphi_n) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ (\varphi_n,\varphi_1) & \dots & (\varphi_n,\varphi_n) \end{vmatrix} = 0$$

Опр. M — плотно в H, если $\forall p \in H$ и $\forall \varepsilon > 0 \ \exists \varphi_n \in M : \|\varphi_n - \varphi\| < \varepsilon$.

$C_0^{(\infty)}(\Omega)$ плотно в $L_2(\Omega)$

$$\uparrow$$

$\forall \varepsilon > 0: \quad \forall \varphi \in H \qquad \exists \varphi_n^1 \in C_0^{(\infty)}(\Omega): \quad \|\varphi_n^1 - \varphi\| < \varepsilon/2$

$\exists \varphi_n^2 \in C_0^{\infty}(\Omega): \quad \|\varphi_n^2 - \varphi_n^1\| < \varepsilon/2$

...

$C_0^{(k)}(\Omega)$ плотно в $L_2(\Omega)$

$\{\varphi_n\}$ — ортонормированная система (ОНС)
$(\varphi_n, \varphi_m) = \delta_{nm}$
$\|\varphi\|^2 = \|\varphi_1\|^2 + \|\varphi_2\|^2 + ... + \|\varphi_n\|^2 + ...$

$\{\varphi_n\}$ полная в H, если из $(\varphi, \varphi_k) = 0 \ \forall k \in \mathbb{N} \quad \Rightarrow \quad \varphi = \mathbf{0}$
$\forall \varphi \in H: \quad a_k = (\varphi, \varphi_k) -$ коэффициенты Фурье

Теор. H — гильбертово, $\{\varphi_k\}$ — полная ортонормированная система (ПОНС)

$\Rightarrow \|\varphi\|^2 = \sum\limits_{k=1}^{\infty} |a_k|^2 = \sum\limits_{k=1}^{\infty} |(\varphi, \varphi_k)|^2$ — равенство Парсеваля

Теор. $\exists a_k: \quad \sum\limits_{k=1}^{\infty} |a_k|^2$ сходится, $\{\varphi_n\}$ — ПОНС в H, тогда:

$\sum\limits_{k=1}^{\infty} a_k \varphi_k$ сходится по $\|\cdot\|$ к $\varphi \in H$, при этом $\|\varphi\| = \sum\limits_{k=1}^{\infty} |a_k|^2$.

Опр. H сепарабельно если $\exists M-$ счетное мн-во плотное в H.

Теор. H сепарабельно $\Leftrightarrow \exists$ ПОНС (счетная или конечная) в H.

$\{u : \int\limits_{\Omega} u dx = 0\}$ — пример подпространства в $L_2(\Omega)$.

Пусть H_1 — подпространство в H
$\forall \varphi \in H \quad \exists! \varphi_1 \in H_1 : \|\varphi - \varphi_1\| = \min\limits_{\psi \in H_1} \|\varphi - \psi\|$ — проекция φ на H_1
$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2, \qquad H_2 = \varphi \perp H_1$ — ортогональное дополнение

l — линейный функционал : $\quad M \subset H \to \mathbb{R}/\mathbb{C}$
$|l_\varphi| \leq \|l\| \cdot \|\varphi\|_H$
$\lim\limits_{\psi \to \varphi} l_\psi = l_\varphi \qquad \forall \varepsilon > 0 \quad \exists \delta : \|\psi - \varphi\| < \delta : \quad |l_\psi - l_\varphi| < \varepsilon$

Теор. (Рисса) $\forall l$ — непрерывного линейного функционала в H $\exists! \psi \in H : l_\varphi = (\varphi, \psi)$

Пусть M — плотно в H, $\quad \Phi : M \times M \to \mathbb{C}(\mathbb{R})$
$\Phi(\varphi, \psi) : \Phi(\varphi, \psi) = \overline{\Phi(\psi, \varphi)}$
$\Phi(\varphi, \varphi)$ — квадратичная форма

$H : D_A \subset H$ — область определения некоторого оператора A
Линейный оператор A ограничен $\Leftrightarrow$ A непрерывен
$\varphi \in D_A, \quad A\varphi \in R_A$ — область значений оператора A
$\varphi \in D_A \to! \ A\varphi \in R_A$

Лекция 3

3.1 Энергетическое пр-во

$$Au = f; u, f \in |\Omega \in \mathbb{R}^m$$

$$-\Delta y = f; f \in \mathcal{C}(\overline{\Omega})$$
$$u|_S = 0$$

$$let_A = u \in \mathcal{C}^2(\overline{\Omega}); u|_S = 0$$

Формула остроградского

$$\int_\Omega (\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial y}) d\Omega =$$

$$\int_S \overline{u}x + \psi cos(\overline{u} \cdot y) + \omega xos(\overline{u}x) dS$$

$$\int_\Omega difW d\Omega = \int_S W_h dS$$
$$\varphi = uv, \psi = \omega = 0$$

$$\int_{\Omega_n} \frac{\partial v}{\partial x} d\Omega = -\int_\Omega v \frac{\partial u}{\partial x} d\Omega + \int_S uvcos(\overline{ux} dS)$$

$$\int_\Omega \frac{u \partial V}{\partial x_i} d\Omega = -\int_\Omega v \frac{\partial u}{\partial x_i} d\Omega + \int_S uvcos(\overline{n} x_i) dS$$

$$Lu = -\sum_{i,k=1}^m \frac{\partial}{\partial x_i} (A_i k(P) \frac{\partial W(P)}{\partial x_k}) + C(P)u(P)$$

$$\int_\Omega vLud\Omega = -\sum_{i,k=1}^m \frac{\partial}{\partial x_i} (A_i k(P) \frac{\partial W(P)}{\partial x_k}) d\Omega + \int_\Omega Cuvd\Omega$$

в $(1) r \to v, v \to A_{ik} \dfrac{\partial u}{\partial x_k}$

$$\int_\Omega vLu = \int_\Omega \sum_{i,k=1}^M A_i k \frac{\partial u}{\partial u_k} \frac{\partial v}{\partial x_i} d\Omega - \int_S V \sum_{i,k=0}^m A_{ik} \frac{\partial u}{\partial x_k} cos(\overline{n} x_i) dS$$

$$\int_\Omega vLu = \int_\Omega \sum_{i,k=1}^M A_i k \frac{\partial u}{\partial u_k} \frac{\partial v}{\partial x_k} + C_i d\Omega - \int_S V \sum_{i,k=0}^m A_{ik} \frac{\partial u}{\partial x_k} cos(\overline{n} x_i) dS$$

$$(2)-(2)_{u\rightleftarrows x}$$

из второй формулы Грина вычитаем ее же, но поменяв местами u и v.

$$\int_\Omega (vLn - uLv) - \Omega =$$

$$(3): Tr = \sum_{i,k=1}^{m} A_{ik}\frac{\partial u}{\partial x_i} cos(\overline{u}x_i)$$

$$\int_\Omega (vLu - uLv)d\Omega = \int_S (uNv - vNu)dS$$

- третья формула Грина

Частный случай формулы грина, это оператор Лапласа

$$Lu = -\Delta u; A_{jj} = 1; A_{ik} = 0, i! = k; c = 0$$

$$5^1) = \int_\Omega v\Delta u d\Omega = \int_\Omega \sum_{i=1}^{m} \frac{\partial n}{\partial x_i}\frac{\partial v}{\partial x_i} d\Omega - \int_S v\frac{\partial u}{\partial n} dS$$

$$(5^2) - \int_\Omega u\Delta u d\Omega = \int_\Omega \frac{\partial u}{\partial x_i}^2 d\Omega = \int_S u\frac{\partial u}{\partial n} dS$$

$$(5^3) \int_\Omega (v\Delta u - u\Delta v)d\Omega = \int_S (v\frac{\partial u}{\partial u} - u\frac{\partial v}{\partial u})dS$$

3.2 Положительные и положительно определенные операторы

H, A симметрична в H

Теорема $\forall u \in \mathcal{D} \in H (Au, u) >= 0;$

Пример 1 $\xi = \frac{d}{dx^2}$ в $L_2(0,1); \mathcal{D}_B = u \in c_0^2(0,1) : u(0) = u(1) = 0$

$$(Bu, v) = -v\frac{d^2u}{dx^2}dx = \int_0^1 \frac{du}{dx}\frac{dv}{dx}dx - v\frac{du}{dx}|_0^1 = -\int_0^1 \frac{d^v}{dx^2} = (u, Bv)$$

$$(Bn, u) = \int_0^1 (\frac{du}{dx})dx = 0$$

$$(Bu,u)=0 \Rightarrow \frac{du}{dx}=0$$

Пр 2

$$C=-\frac{d^2}{dx^2}u, \mathcal{D}_c=\{u\in C^2(0,1)\}$$

...

Пр 3

$$Au=-\Delta u, \mathcal{D}_A=\{u\in C^2(\Omega): u|_s=0\}$$

$$(-\Delta u,u)=-\int_\Omega u\Delta u d\Omega=\int_\Omega \sum_{i=1}^m (\frac{\partial u}{\partial x_i})^2 d\Omega-\int_S u\frac{\partial u}{\partial n}dS>=0$$

$$\frac{\partial u}{\partial x_i}==0 \rightleftarrows == const$$

Рассмотрим мембрану

$$z=\text{ в пл } (x,y); u(x,y)-\text{ изгиб мембраны}$$

$$-\Delta u=\frac{q}{T}\text{ (Поперечная нагрузка на натяжение мембраны)}$$

$$u|_S=0$$

- Мембрана закреплена на краях

$$(Au,u)=(-\Delta u,u)=\iint_\Omega (\frac{\partial u}{\partial x})^2+(\frac{\partial u}{\partial y})^2 dxdy$$

Теорема симметричный A полный, определенный, если $\exists \gamma>0:(Au,u)>=\gamma^2||u||^2(6)$
Пример

$$B: u(0)=0u(x)=\int_0^x (u'(t))^2dt=x\int_0^x (u'(t))dt$$

$$\text{ Если проинтегрировать от 0 до 1 }\leq x\int_0^1 (u'(t)^2dt)$$

$$\int_0^1 u^2(x)dx\leq\frac{1}{2}\int_0^1 (u'(t))^2dt$$

$$(Bu,u)\geq\gamma^2||j||^2; \gamma=\sqrt{2}$$

положительно определен
Пример 4

$$Lu=-\frac{d}{dx}(x^3\frac{du}{dx}), L_2(0,1)$$

$$D_L=\{u\in C^2[0,1], u(1)=0\}$$

$$(Lu, v) - (u, Lv) = \int_0^1 \frac{d}{dx} x^3 (u\frac{dv}{dx} - V\frac{du}{dx})]dx$$

$$(Luv) = \int_0^1 x^3 (\frac{du}{dx})^2 dx \geq 0$$

- положительный

$$\frac{(Au, u)}{||u||^2} \geq \gamma^2; u\delta(x) = \{...\}$$

$$u\delta \in \mathcal{D}_L$$

$$u\delta \in \mathcal{D}_L; \frac{(Lu\delta, u\delta)}{||u\delta||^2} = \frac{\int_0^1 x^3(\frac{du\delta}{dx})dx}{\int_0^\delta x^3(\delta - x)^4 dx}$$

- неверная формула

L не является положительно определенным

A - положительно определенный в H. На $D_A[u, v]_A = (Au, v)_H$ МОжно показать что выполняются все аксиомы скалярного произведения

1. $$[d, v] = [v, u]$$
   $$(Au, v) = (u, Av) = \overline{(Av, u)} = \overline{[v, u]}$$
2. линейность $[a_1 u + a_2 u, v] = a_1[u, v] + a_2[u, v]$
3. $$[u, u] \geq \gamma ||i||^2 \geq 0$$
4. $$[u, u] = \rightleftarrows u = 0$$

D_A предгильбертово, дополним его по $| * | \Rightarrow$ гильбертово пр-во H_A

Лекция 4

4.1 10.02 Энергетические пр-ва (2)

$$H_A - \text{ энергетическое пр-во}$$

(0)

$$||u||_H \leq \frac{1}{\gamma}||u||_A$$

$$u \in H_A - > u \in \mathcal{D}_A$$

$$- > \exists \{u_n\} \in \mathcal{D}_A lim_{n->\infty} ||u_n - u||_A$$

Теорема

$$\forall \exists u \in H_A - > \text{ злем из H различным } u_1 u_2 \in H_A \text{ отв разн. злем из H}$$

Доказательство
...
2)

$$u_{1,n} \to_{||.||_A} u_n; u_{2,n} - \to_{||.||_A} u_2$$

$$u_1 \text{ и } u_2 \to u \text{ из H }; u = u_1 - u_2$$

...

$$r \in HA \in \{\in u_n \mathcal{D}_A ||u_n - n||_A \to_{n \to \infty} 0\}$$

$$||u_n||_A \to_{n \to \infty} ||u||_A$$

4.2 Пример

$$Bu = -\frac{d^2}{dx^2} u; D_B = u \in C^2(0,1], u(0) = u(1) = 0$$

$$H =:_2 (0,1);$$

$$u \in H_B; \exists \{u_n\} \in D_B ||u_h - u|| \to_{B \to \infty} \to 0$$

...
A - положительно, но не положительно определено.
Теорема

$$u \in H_A : u \in H \rightleftarrows \exists \{u_n\} \in D_A$$

$$||u = u_n|| \to_{n \to \infty} 0$$

$$||u_k - u_n||_H \to_{u,k \to +\infty} 0$$

4.3 Пример 3

4.4 Энергетический метод

(для положительно определенных операторов)

$$Au = f$$

$$A : \mathcal{D}(A) \in H \to H;$$

Теорема
А положителен в Н уравнении **??** $\exists$ не более одного решения.
Доказательство

$$u_1, u_2 - \text{ Решения } \textbf{??} ...$$

Теорема о функциональной энергии
А - положительный в Н; u - решение **??** $\rightleftarrows$ доставляет минимум функционала

$$F(u) = (Au, u)_H - (f, u)_H - (u, f)_H$$

Доказательство
...

Пример 4

$$\Delta^2 \omega = \frac{\partial^4}{\partial x^4}\omega + 2\frac{\partial^4 \omega}{\partial^2 \omega \partial^2 y} + \frac{\partial^4 \omega}{\partial y^4}$$

$$\mathcal{D}_A = \{\omega \in c^4(\overline{\Omega}); \omega|_S = 0; \frac{\partial \omega}{\partial n}|_S = 0\}$$

$$A - \omega = \frac{a(x, y)}{\mathcal{D}}$$

4.5 Обобщение решения задачи о min для ф.э.

$$A - \text{ Поллжительно определено в Н } Au = f\textbf{??}f \in H$$

$$\text{фикс } f \in H \forall u \in H_A (u, f)_H : \text{ ф-ла } : H_A \to \mathcal{R}$$

$$|(u, f)_H| \le ||f||_H ||u||_H \le ||f||_H \frac{1}{\gamma}||u||_A; \gamma ||f||_H - const$$

Опр $(f,u) \Rightarrow$ по Т Рисса $\exists u_0 \in H_A (f,u)_H = [u,u_0]_A$

$F(u) = [u,u]_A - [u,u_0] - [u_0,u]_A$

$+ - [u_0,u_0]_A$

$F(u) = ||u-u_0||_A^2 - ||u_0||_A^2$

$argmin_{u \in H_A} F(u) = u_0$ Обощенное решение $Au = f$

Если H сепарабельно, энергетическое про-во тоже сепарабельно, $\exists \{\omega_n\}$ ПОНС

$$r_0 = \sum_{n=1}^{\infty} [u_0, \omega_n] \omega_n \mathbf{??}$$

$u = \omega_n [u_0 \omega_n]_A = (f, \omega_n)_H$

$$u_0 = \sum_{n=1}^{\infty} (f, \omega_n)_H \omega_n$$