

Peatükk 4

Deformeeruva keskkonna dünaamika

Dünaamika on mehaanika osa, mis uurib materiaalsete keskkondade liikumist välismõjude (välisjõudude) toimel. Uuritavaks materiaalseks keskkonnaks võib olla nii tahke keha, gaas kui vedelik. Üheks vaadeldavaid materiaalseid keskkondi iseloomustavaks suuruseks on *inerts*. Inertsi mõõduks on mass.

4.1. Mass

4 - 2

4.1 Mass

Mass on positiivne suurus, mis on invariantne liikumise suhtes. Tema dimensioon M ei sõltu ei pikkuse dimensioonist L ega aja dimensioonist T . Kui mass on absoluutselt pidev, siis leidub funktsioon ρ , mida nimetatakse *massi tiheduseks*. Sel juhul keha kogu mass

$$\mathfrak{M} = \int_v \rho dv. \quad (4.1)$$

Kui mass pole pidev üle kogu ruumala v , siis

$$\mathfrak{M} = \int_{v_1} \rho dv + \sum_{\alpha} \mathfrak{M}_{\alpha}, \quad (4.2)$$

kus v_1 on pideva massijaotusega piirkond.

Edaspidi vaatleme vaid pideva massijaotusega keskkondi, st., et igas (elementaar)mahus on etteantud massi tihedus ning kui $v \rightarrow 0$, siis $\mathfrak{M} \rightarrow 0$ — seega $0 < \rho < \infty$.

Pideva keskkonna mehanika I põhiaksioom — **massi jäävuse seadus**
Globaalne massi jäävuse aksioom: keskkonna kogumass on liikumisel invariantne —

$$\int_{\mathcal{V}} \rho_0 d\mathcal{V} = \int_v \rho dv. \quad (4.3)$$

Kuna $dv = jd\mathcal{V}$, kus

$$j = \left| \frac{\partial x_k}{\partial X^K} \right| = \sqrt{\text{III}_C} = \frac{1}{\sqrt{\text{III}_c}},$$

siis saab viimase võrduse esitada nii LK-s kui EK-s —

$$\int_{\mathcal{V}} (\rho_0 - \rho j) d\mathcal{V} = 0 \quad \text{või} \quad \int_v (\rho - \rho_0 j^{-1}) dv = 0. \quad (4.4)$$

Lokaalse massi jäävuse aksioomi saame kui rakendamme globaalset massi jäävuse aksioomi materiaalse punkti lõpmata väikeses ümbruses. Valemite (4.4) põhjal saame

$$\rho_0 = \rho j = \rho \sqrt{\text{III}_C} \quad \text{või} \quad \rho = \rho_0 j^{-1} = \rho_0 \sqrt{\text{III}_c}. \quad (4.5)$$

Avaldisi (4.5) nimetatakse *materiaalseteks pidevusvõrranditeks* ja nad esitatakse Lagrange'i koorinaatides (Lagrange'i kirjeldus).

4.1. Mass

4 - 4

Ruumilise pidevusvõrrandi (Euleri kirjeldus) saame kui esitamme globaalset massi jäävuse aksioomi kujul

$$\frac{D}{Dt} \int_v \rho dv = \int_v \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\rho v_k)_{,k} \right] dv = 0. \quad (4.6)$$

Viimase põhjal avaldub lokaalne massi jäävuse aksioom kujul

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\rho v_k)_{,k} = 0, \quad (4.7)$$

mis kujutabki endast *ruumilist pidevusvõrrandit*.

Avaldised (4.5) ja (4.7) esitavad tiheduse ja sama nähtuse kaht erinevat kirjeldust — (4.5) on mugavam kasutada tahke keha mehanikas, (4.7) aga vedelike ja gaaside puhul.

4.2 Liikumishulk, kineetiline moment, energia

Keha (mahus v sisalduva massi \mathfrak{M}) *liikumishulku*¹ \mathcal{P} avaldub kujul

$$\mathcal{P}(\mathbf{x}, t) \stackrel{\text{def}}{=} \int_{\mathfrak{M}} \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) d\mathfrak{M} = \mathbf{i}_k \int_{\mathfrak{M}} v_k(\mathbf{x}, t) d\mathfrak{M} \quad (4.8)$$

kusjuures baasivektorid \mathbf{i}_k saab integraali ette tuua vaid seetõttu, et me kasutame sirgjoonelisi koordinaate. Kuna pideva massijaotuse puhul $d\mathfrak{M} = \rho dV$, siis pole oluline, kas integreeritakse üle ruumala või massi. On selge, et liikumishulga \mathcal{P} komponendid

$$\mathcal{P}_k(\mathbf{x}, t) = \int_{\mathfrak{M}} v_k(\mathbf{x}, t) d\mathfrak{M}. \quad (4.9)$$

Kui korrutada avaldist (4.8) skalaarselt baasivektoriga \mathbf{I}_K , siis saame liikumishulga \mathcal{P} komponendid \mathcal{P}_K LK-s —

$$\mathcal{P}_K(\mathbf{X}, t) = \delta_{Kk} \int_{\mathfrak{M}} v_k(\mathbf{x}, t) d\mathfrak{M}. \quad (4.10)$$

¹Lk. *momentum* or *linear momentum*. Eesti keeles kasutatakse ka terminit impulss.

4.2. Liikumishulk, kineetiline moment, energia

Keha (mahus v sisalduva massi \mathfrak{M}) *kineetiline moment*² \mathcal{H}_o ruumipunkti o suhtes

$$\mathcal{H}_o \stackrel{\text{def}}{=} \int_{\mathfrak{M}} \mathbf{p} \times \mathbf{v} d\mathfrak{M} = \mathbf{i}_k \int_{\mathfrak{M}} e_{klm} p_l v_m d\mathfrak{M}. \quad (4.11)$$

Analoogiliselt eelnevaga saame ka kineetilise momendi komponendid esitada nii EK-s kui LK-s³ —

$$\mathcal{H}_k^o = \int_{\mathfrak{M}} e_{klm} p_l v_m d\mathfrak{M}, \quad \mathcal{H}_K^o = \delta_{Kk} \int_{\mathfrak{M}} e_{klm} p_l v_m d\mathfrak{M}. \quad (4.12)$$

Lisaks saab kineetilise momendi avaldada ka bivektori kujul

$$\mathcal{H}_{kl}^o = \int_{\mathfrak{M}} (p_k v_l - p_l v_k) d\mathfrak{M}, \quad \mathcal{H}_{KL}^o = \delta_{Kk} \delta_{Ll} \int_{\mathfrak{M}} (p_k v_l - p_l v_k) d\mathfrak{M}. \quad (4.13)$$

²Lk. *moment of momentum* or *angular momentum*. Eesti keeles kasutatakse ka termineid impulsi moment ja pöördimpulss.

³Siin $\mathcal{H}_o = \mathcal{H}_K^o \mathbf{I}_K = \mathcal{H}_k^o \mathbf{i}_k$

Pideva keskkonna mehanika II põhiaksioom — liikumishulga tasakaalu seadus⁴

Liikumishulga muutumise kiirus võrdub kehale (keskkonnale) mõjuvate jõudude peavektoriga⁵ —

$$\dot{\mathcal{P}} = \mathcal{F} \quad \text{ehk} \quad \frac{D}{Dt} \int_{\mathfrak{M}} v_k d\mathfrak{M} = \mathcal{F}_k \quad \text{ehk} \quad \frac{D}{Dt} \int_{\mathfrak{M}} \delta_{Kk} v_k d\mathfrak{M} = \mathcal{F}_K. \quad (4.14)$$

⁴Ik. principle of balance of momentum

⁵Siin ja edaspidi võib nii Kroneckeri deltad kui permutatsioonisümbolid tuua integraali ette.

4.2. Liikumishulk, kineetiline moment, energia

Pideva keskkonna mehanika III põhiaksioom — kineetilise momendi tasakaalu seadus⁶

Kineetilise momendi muutumise kiirus võrdub kehale (keskkonnale) mõjuvate jõudude peamomendiga (mõlemad momendid peavad olema võetud ühe ja sama ruumipunkti suhtes)—

$$\begin{aligned} \dot{\mathcal{H}}_o &= \mathcal{M}_o \quad \text{ehk} \quad \frac{D}{Dt} \int_{\mathfrak{M}} \delta_{Kk} e_{klm} p_l v_m d\mathfrak{M} = \mathcal{M}'_K \quad \text{ehk} \\ \frac{D}{Dt} \int_{\mathfrak{M}} \delta_{Kk} \delta_{Ll} (p_k v_l - p_l v_k) d\mathfrak{M} &= \mathcal{M}'_{KL} \quad \text{ehk} \\ \frac{D}{Dt} \int_{\mathfrak{M}} e_{klm} p_l v_m d\mathfrak{M} &= \mathcal{M}'_k \quad \text{ehk} \quad \frac{D}{Dt} \int_{\mathfrak{M}} (p_k v_l - p_l v_k) d\mathfrak{M} = \mathcal{M}'_{kl}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Valenitega (4.14) ja (4.15) esitatud pideva keskkonna mehanika põhiaksioomide nimetatakse *Euleri liikumisseadusteks* ning nad kujutavad endast Newtoni seaduste laiendust punktmassilt keskkonnale.

⁶Ik. principle of balance of moment of momentum

Pideva keskkonna mehaanika IV põhiaksioom — energia jäävuse seadus⁷

Keha (mahus v sisalduva massi \mathfrak{M}) *kineetiline energia*⁸

$$\mathcal{K} = \frac{1}{2} \int_{\mathfrak{M}} v^2 d\mathfrak{M} = \frac{1}{2} \delta_{kl} \int_{\mathfrak{M}} v_k v_l d\mathfrak{M} = \frac{1}{2} \int_{\mathfrak{M}} v_k v_k d\mathfrak{M}. \quad (4.16)$$

Energia jäävuse seadus. Kineetilise ja siseenergia summa muutumise kiirus võrdub välisjõudude töö ja keskkonda sisse tulnud või sealt lahkunud energiatega summa muutumise kiirusega —

$$\dot{\mathcal{K}} + \dot{\mathcal{E}} = \mathcal{W} + \sum_{\alpha} \mathcal{U}_{\alpha}. \quad (4.17)$$

Siin \mathcal{K} on kineetiline energia, \mathcal{E} – siseenergia, \mathcal{W} – välisjõudude töö ajatihikus ja \mathcal{U}_{α} – ajatihikus muundunud energiatega mehaanikaline ekvivalent. *Seeja eeldame, et energiad on aditiivsed.*

Suurused \mathcal{K} , \mathcal{W} ja \mathcal{U}_{α} on selgelt määratletavad, siseenergia \mathcal{E} on aga

⁷I. k. principle of conservation of energy
⁸I.k. kinetic energy

4.2. Liikumishulk, kineetiline moment, energia

4 - 10

ebamäärasem ja teda võib vaadelda kui võrrandi (4.17) tasakaalustavat liiget. Ta on nn. oleku funktsioon ja sõltub olekut väljendavatest muutujatest⁹.

Kui on teada siseenergia tihedus ε (tihikmassi kohta), siis

$$\mathcal{E} = \int_{\mathfrak{M}} \varepsilon d\mathfrak{M} \equiv \int_v \rho \varepsilon dv. \quad (4.18)$$

⁹I.k. constitutive variables

4.3 Pinge

4.3.1 Sise- ja välisjõud

Materiaalne keha deformeerub sise- ja välisjõudude¹⁰ toimel. Jõudude päritolu võib olla väga mitmesugune — mehaanikaline, elektriline, keemiline jne. jne. Punktmassi ja jäiga keha mehaanikas vaadeldakse jõudusid, mis võivad sõltuda vaid ajast, punkti asukohast ja kiirusest, st., $\mathcal{F} = \mathcal{F}(\mathbf{p}, \mathbf{v}, t)$. Pideva keskkonna mehaanikas me sellist piirangut ei sea ja jõud võib sõltuda lisaks eeltoodule ka näiteks deformatsioonigradiendist, kõrgemat järku tuletistest aja järgi, elektromagnetilistest muutujatest jne. Klassikalises mehaanikas jõudu tavaliselt väga täpselt ei defineerita. Staatika ja dünaamika kursustes jaotatakse jõud tavaliselt sise- ja välisjõududeks. Pideva keskkonna vaatepunktist lähtudes võib jõud jagada kolme kategooriasse.

¹⁰I.k. *internal and external loads*

4.3. Pinge

1. *Välised mahu- ehk massijõud*¹¹ mõjuvad keha või keskkonda moodustavatele materiaalsetele punktidetele (masspunktidele). Näiteks gravitatsiooni jõud või elektrostaatilised jõud. Summaarne jõud saadakse integreerimisel üle kogu ruumala v . Siin eeldatakse, et on teada jõe tihedus ühikmassi või ühikruumala kohta.
2. *Välised pinn- ehk kontaktjõud*¹² on põhjustatud teiste kehade või keskkondade mõjust kokkupuutepinnal. Siin eeldatakse, et on teada pinnahikule mõjuv jõud. Näiteks hüdrostaatilise rõhu mõju vette asetatud keha pinnale.
3. *Sisejõud*¹³ on põhjustatud vaadeldavat keha moodustavate materiaalse-te punktide omavahelisest mõjust. Newtoni III seaduse põhjal mõjutavad kaks masspunkti teineteist võrdvastupidiste jõududega — seega on kõigi sisejõudude summa null. Dünaamika kursuses näidati, et ka kõigi sisejõudude peamoment on null. Punktmasside vahelised jõud (sisejõud) muutuvad pinnajõududeks kui me isoleerime (mõtteliselt) keskkonna või keha ühe osa ülejäänust. See annab pingehüpoteesi, mida vaatleme järgmises alajaotuses.

¹¹I.k. *extrinsic volume loads or extrinsic body loads*

¹²I.k. *extrinsic surface loads or contact loads*

¹³I.k. *mutual or internal loads*

Allpool kasutame välisjõudude ja -momentide jaoks järgmisi tähistusi:

\mathbf{f} — massijõud (jõud massiühiku kohta),

$\mathbf{t}_{(\mathbf{n})}$ — pinnajõud (jõud pinnahüki kohta vaadeldavat punkti läbival pinnal normaaliga \mathbf{n}),

\mathcal{F}_α — punktis \mathbf{p}_α mõjuv koondatud jõud,

\mathbf{m} — massimoment (moment massiühiku kohta),

$\mathbf{m}_{(\mathbf{n})}$ — pinnamoment (moment pinnahüki kohta vaadeldavat punkti läbival pinnal normaaliga \mathbf{n}),

\mathcal{M}_α — punktis \mathbf{p}_α mõjuv jõupaari moment.

Seega, kehale mõjuva jõusüsteemi peavektor

$$\mathcal{F} = \int_{\mathfrak{M}} \mathbf{f} d\mathfrak{M} + \int_s \mathbf{t}_{(\mathbf{n})} da + \sum_\alpha \mathcal{F}_\alpha \quad (4.19)$$

4.3. Pinge

4 - 14

ja peamoment

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_o = \int_{\mathfrak{M}} [\mathbf{m} + \mathbf{p} \times \mathbf{f}] d\mathfrak{M} + \int_s [\mathbf{m}_{(\mathbf{n})} + \mathbf{p} \times \mathbf{t}_{(\mathbf{n})}] da + \\ + \sum_\alpha \mathbf{p}_\alpha \times \mathcal{F}_\alpha + \sum_\beta \mathcal{M}_\beta. \quad (4.20) \end{aligned}$$

Märkused:

- Koondatud jõudusid defineeritakse tihti kui piirjuhte pinnal või mahujõududest. Selline käsitlus võib aga mõnikord põhjustada matemaatilisi raskusi ning vajab seetõttu täiendavate tingimuste kasutamist. Näiteks, et vältida määramatusi rakendatakse lokaalseid teoreeme ja printsiipe vaid punktides, kus ei mõju koondatud jõudusid. Globaalsete teoreemide puhul sellist probleemi pole.

- Tavatingimuste ja -keskkondade korral on pinnal- ja mahumomentide ekvivalentne üldjuhul tüüpiline harukordne.

Eeltoodust lähtudes vaadeldakse antud kursuses edaspidi eeskätt vaid jaotatud jõudusid (massijõudusid ja pinnajõudusid) ja nende põhjustatud momente.

Teisisõnu, reeglina esitatakse jõusüsteemi peavektor kujul

$$\mathcal{F} = \int_{\mathfrak{M}} \mathbf{f} d\mathfrak{M} + \int_s \mathbf{t}_{(\mathbf{n})} da \quad (4.21)$$

ja peamoment kujul

$$\mathcal{M}_o = \int_{\mathfrak{M}} \mathbf{p} \times \mathbf{f} d\mathfrak{M} + \int_s \mathbf{p} \times \mathbf{t}_{(\mathbf{n})} da. \quad (4.22)$$

Arvestades avaldisi (4.21) ja (4.22) saavad liikumishulga ja kineetilise momendi globaalse tasakaalu seadused (4.14) ja (4.15) kuju

$$\begin{aligned} \dot{\mathcal{P}} &\stackrel{(4.8)}{=} \frac{D}{Dt} \int_{\mathfrak{M}} \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) d\mathfrak{M} = \int_{\mathfrak{M}} \mathbf{f} d\mathfrak{M} + \int_s \mathbf{t}_{(\mathbf{n})} da, \\ \dot{\mathcal{H}}_o &\stackrel{(4.11)}{=} \frac{D}{Dt} \int_{\mathfrak{M}} \mathbf{p} \times \mathbf{v} d\mathfrak{M} = \\ &= \int_{\mathfrak{M}} \mathbf{p} \times \mathbf{f} d\mathfrak{M} + \int_s \mathbf{p} \times \mathbf{t}_{(\mathbf{n})} da. \end{aligned} \quad (4.23)$$

Neid võrrandeid nimetatakse *Euleri liikumisvõrrandeks*. Kuna sisejõud on tasakaalus, siis nemad neis võrrandeis ei esine.

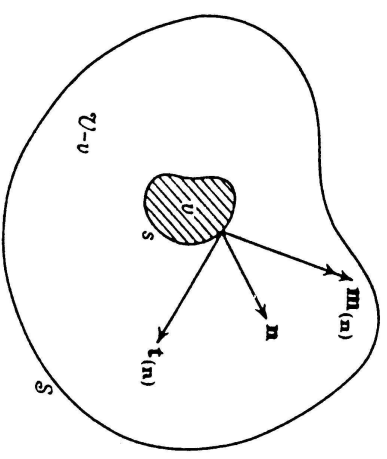
4.3. Pinge

4.3.2 Cauchy pingehüpotees

Pinnal Δa mõjub keskmine jõud $\Delta \mathcal{F}$ ja keskmine moment punkti p suhtes \mathcal{M}_p . Kui $\Delta a \rightarrow 0$, siis suhe $\Delta \mathcal{F} / \Delta a \rightarrow \mathbf{t}_{(\mathbf{n})}$. Kui vaadeldavas protsessis moment \dagger punkti p suhtes ei lähene nullile, siis saame ka suuruse $\mathbf{m}_{(\mathbf{n})}$.

Vaatleme väikest ruumipiirkonda v , mis on ümbritsetud pinnaga s ja mis asub täielikult kehas mahuga \mathcal{V} ja pinnaga S (joonis 4.1). Punktis p , mis asub pinnal s on välisnormaal \mathbf{n} ning mõjuvad jõud $\mathbf{t}_{(\mathbf{n})}$ ja moment $\mathbf{m}_{(\mathbf{n})}$ pinnaihiku kohta. Mõlemad nad on põhjus-tatud mahtude v ja $\mathcal{V} - v$ koosmõjust pinnal s . Suurust $\mathbf{t}_{(\mathbf{n})}$ nimetatakse *pingeks* ehk *pinge-vektoriks* ja suurust $\mathbf{m}_{(\mathbf{n})}$ *momentpingeks* ehk *momentpingevektoriks*¹⁴. Nad iseloomustavad

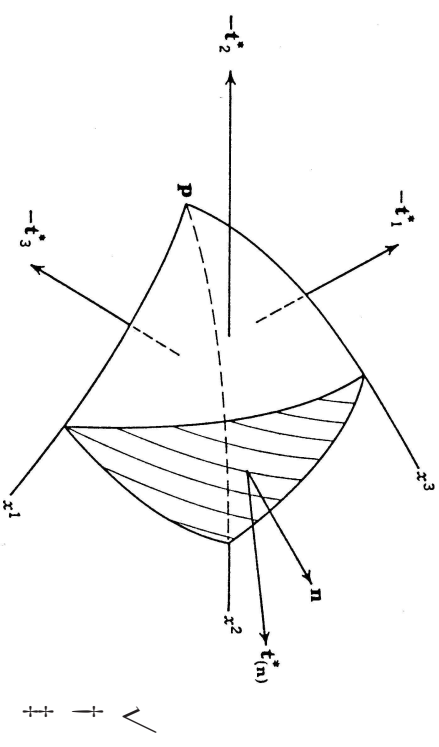
vaadeldava mahu v välispinnal s mõjuvat väliskoorumust, mis ei sõltu ainult vaadeldava punkti kohavektorist \mathbf{p} vaid ka pinnanormaalist \mathbf{n} .



Joonis 4.1: Pinge ja momentpinge

¹⁴Ik. couple stress

Vaatleme lõpmata väikest kõverjoonelist tetraeedrit (joonis 4.2), mille tipp p asub vaadeldava piirkonna v sees ja mille kolm tahku on koordinaatpinnad ning neljas asub pinnal s . Koordinaatpinnal $x_i = const.$ mõjuva keskmise pinge tähistame $-t_i^*$. Kasutame vaadeldava tetraeedri jaoks liikumishulga tasakaalu seadust (integreerimisel on rakendatud keskväätusteoreeme) —



Joonis 4.2: Tetraeeder

$$\frac{d}{dt}(\rho v^* \Delta v) = t_{(n)}^* \Delta a - t_k^* \Delta a_k + \rho \mathbf{f}^* \Delta v. \quad (4.24)$$

Siin Δv on tetraeedri ruumala, Δa ja Δa_k – tetraeedri tahkude pindalad, v^* – tetraeedri punktide keskmine kiirus ning \mathbf{f}^* – keskmine mahujõud.

Jagame nüüd viimase avaldise Δa ja laseme $\Delta a \rightarrow 0$ nii, et punkt p läheneb

4.3. Pinge

pinnale s mahu v seest. Kuna $\Delta v / \Delta a \rightarrow 0$, siis piiril saame

$$t_{(n)} = t_k \frac{da_k}{da} = t_k n_k, \quad (4.25)$$

sest teatavasti elementaarpind $da = nda = da_k \mathbf{i}_k$ ja $da_k = n_k da$.

Kokkuvõttes oleme seega tõestanud **teoreemi** — *pingevektor punkti p läbival pinnal ühiknormaaliga \mathbf{n} on lineaarfunktsioon seda punkti läbivatel koordinaatpindadel mõjuvatest pingevektoritest t_k . Selle lineaarfunktsiooni kordajateks on pinnanormaal \mathbf{n} suunakoosinused n_k .*

Pingevektorid t_k ei sõltu pinnanormaalist \mathbf{n} . Eldades, et $t_{(n)}$ on pidev funktsioon normaalist \mathbf{n} ja võttes valemis (4.25) $\mathbf{n} = -\mathbf{n}$ saame

$$t_{(-n)} = -t_{(n)}, \quad (4.26)$$

st., punktis p mõjuvad sama pinna vastaskülgedel võrdvastupidised pingevektorid. Rakendades analoogilist mõttekäiku ka momentpingetele, saame

$$\mathbf{m}_{(n)} = \mathbf{m}_k n_k = \mathbf{m}_k n_k \quad \text{ja} \quad \mathbf{m}_{(-n)} = -\mathbf{m}_{(n)}. \quad (4.27)$$

Chauchy pingehüpoteesi sisu: Pinge sõltub vaid pinnanormaalist, mitte aga pinna kujust. Selgitus: vaadeldavas piirprotsessis $\Delta a \rightarrow 0$ ei oma pinna kuju mitte mingit tähtsust.

4.3.3 Pingetensor

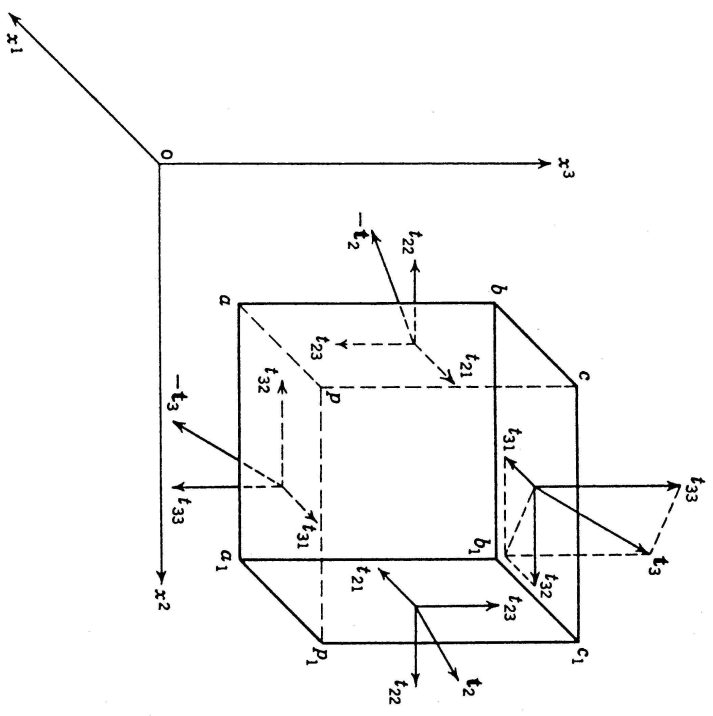
Pingetensori komponent (pingekomponent) t_{kl} on koordinaatpinnal $x_k = \text{const}$ mõjuva pingevektori \mathbf{t}_k l -is komponent, st.,

$$\mathbf{t}_k = t_{kl} \mathbf{i}_l \quad (4.28)$$

Seega näitab esimene indeks koordinaatpinda, millel pingektor \mathbf{t}_k mõjub ja teine indeks vaadeldava komponendi mõjumise suunda. Pingekomponentide positiivsed suunad on näidatud joonisel 4.3. Pingetensori normaalkomponente $k = l$ nimetatakse *normaalpingeteks*¹⁵ ja segakomponente $k \neq l$ *nihkepingleteks*¹⁶.

¹⁵IK. normal stress

¹⁶IK. shear stress



Joonis 4.3: Pingetensor

4.3. Pinge

Pingektori $\mathbf{t}_{(\mathbf{n})}$ saab nüüd avaldada kujul

$$\mathbf{t}_{(\mathbf{n})} = \mathbf{t}_k n_k \stackrel{(4.28)}{=} t_{kl} n_k \mathbf{i}_l, \quad (4.29)$$

kust

$$t_{(\mathbf{n})l} = t_{kl} n_k. \quad (4.30)$$

Seega oleme tõestanud teoreemi — *punkti p läbiiva pinnal normaaliga \mathbf{n} mõjuv pingektor $\mathbf{t}_{(\mathbf{n})}$ avaldub lineaarfunktsioonina vaadeldava punkti pingetensorist t_{kl} .*

Erinevate autorite erinevaid tähistusi pingetensori jaoks

t_{11}	t_{22}	t_{33}	t_{23}	t_{31}	t_{12}	Eringen, Truesdell
A	B	C	D	E	F	Cauchy varasemad tööd
p_{xx}	p_{yy}	p_{zz}	p_{yz}	p_{zx}	p_{xy}	Cauchy hilisemad tööd, St. Venant, Maxwell
X_x	Y_y	Z_z	Y_z	Z_x	X_y	F. Neumann, Kirchhoff, Love
P	Q	R	S	T	V	Kelvin
\widehat{xx}	\widehat{yy}	\widehat{zz}	\widehat{yz}	\widehat{zx}	\widehat{xy}	K. Pearson
σ_x	σ_y	σ_z	T_{yz}	T_{zx}	T_{xy}	Kármán, Timošenko, insenerid
T_{11}	T_{22}	T_{33}	T_{23}	T_{31}	T_{12}	Green, Zerna, Vene ja Saksa autorid
σ_{11}	σ_{22}	σ_{33}	σ_{23}	σ_{31}	σ_{12}	Mõned Inglise ja Ameerika autorid ning teised
σ_{xx}	σ_{yy}	σ_{zz}	σ_{yz}	σ_{zx}	σ_{xy}	

4.4. Liikumishulga ja kineetilise momendi lokaalne tasakaal

4.4 Liikumishulga ja kineetilise momendi lokaalne tasakaal

Lähtume valemist (4.23), st. liikumishulga ja kineetilise momendi globaalse tasakaal seadustest

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \int_{\mathcal{M}} \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) d\mathcal{M} &= \int_{\mathcal{M}} \mathbf{f} d\mathcal{M} + \int_s \mathbf{t}_{(\mathbf{n})} da, \\ \frac{D}{Dt} \int_{\mathcal{M}} \mathbf{p} \times \mathbf{v} d\mathcal{M} &= \int_{\mathcal{M}} \mathbf{p} \times \mathbf{f} d\mathcal{M} + \int_s \mathbf{p} \times \mathbf{t}_{(\mathbf{n})} da \end{aligned}$$

ning leiame vasakul poolel olevad materiaalsed tuletised.¹⁷ Saame

$$\begin{aligned} \int_{\mathcal{M}} \mathbf{a} d\mathcal{M} &= \int_{\mathcal{M}} \mathbf{f} d\mathcal{M} + \int_s \mathbf{t}_{(\mathbf{n})} da \\ \int_{\mathcal{M}} \mathbf{p} \times \mathbf{a} d\mathcal{M} &= \int_{\mathcal{M}} \mathbf{p} \times \mathbf{f} d\mathcal{M} + \int_s \mathbf{p} \times \mathbf{t}_{(\mathbf{n})} da. \end{aligned} \quad (4.31)$$

Need on valemite (4.23) alternatiivsed kujuud. Vaatleme nüüd väikest mahtu \mathcal{V} , mis asub mahu \mathcal{V} sees ja kus on pidev massijaotus. Kasutades valemeid (4.25) saame viimastest

¹⁷ $d\mathcal{M} = \rho dv = \text{const.}$

$$\begin{aligned} \int_v \mathbf{a} \rho dv &= \int_v \mathbf{f} \rho dv + \int_s \mathbf{t}_k n_k da \\ \int_v \mathbf{p} \times \mathbf{a} \rho dv &= \int_v \mathbf{p} \times \mathbf{f} \rho dv + \int_s \mathbf{p} \times \mathbf{t}_k n_k da. \end{aligned} \quad (4.32)$$

Kasutades Greeni-Gaussi teoreemi¹⁸ saame üle minna pindintegraalilt ruumintegraalile

$$\begin{aligned} \int_v [\mathbf{t}_{k,k} + \rho (\mathbf{f} - \mathbf{a})] dv &= 0. \\ \int_v \{ \mathbf{i}_k \times \mathbf{t}_k + \mathbf{p} \times [\mathbf{t}_{k,k} + \rho (\mathbf{f} - \mathbf{a})] \} dv &= 0. \end{aligned} \quad (4.33)$$

Viimaste valemite tuletamisel on arvestatud, et $\mathbf{p}_{,k} = \mathbf{i}_k$. Valemid (4.33) kehtivad suvalise mahu v jaoks kui integraalide alused avaldised on nullid, st.,

$$\mathbf{t}_{k,k} + \rho (\mathbf{f} - \mathbf{a}) = 0, \quad \mathbf{i}_k \times \mathbf{t}_k = 0. \quad (4.34)$$

Need võrrandid väljendavadki *liikumishulga ja kineetilise momendi lokaalse tasakaalu seadust*. Valemi (4.34)₂ saamiseks on kasutatud valemit (4.34)₁.

¹⁸siin kasutame teda kujul $\int_s \mathbf{t}_k n_k da = \int_v \mathbf{t}_{k,k} dv$ ja $\int_s \mathbf{p} \times \mathbf{t}_k n_k da = \int_s (\mathbf{p} \times \mathbf{t}_k) n_k da = \int_v (\mathbf{p} \times \mathbf{t}_k)_{,k} dv$

4.4. Liikumishulga ja kineetilise momendi lokaalne tasakaal

4 - 24

Valemi (4.28) põhjal $\mathbf{t}_k = t_{k,i} \mathbf{i}_i$. Asendades selle võrranditesse (4.34) ning arvestades, et $\mathbf{i}_k \times \mathbf{i}_i = e_{kim} \mathbf{i}_m$ saame esitada liikumishulga ja kineetilise momendi lokaalse tasakaalu seadused komponentkujul (koordinaatkujul) —

$$t_{k,i} + \rho (f_k - a_k) = 0, \quad t_{ki} = t_{ik}. \quad (4.35)$$

Võrrand (4.35)₂ on saadud avaldisest $e_{ijk} t_{jk} = 0$.

Äsjatuletatud lokaalse tasakaalu seadusi kujul (4.34) või kujul (4.35) nimetatakse vastavalt *Cauchy esimeseks ja teiseks liikumisseaduseks*.¹⁹

Avaldisest (4.35)₂ järeldub, et pingetensor peab olema sümmeetriline — seega on meil vaadeldaval juhul vaid kuus sõltumatut pingekomponenti: $t_{11}, t_{22}, t_{33}, t_{12} = t_{21}, t_{13} = t_{31}, t_{23} = t_{32}$.

Järeldus: Kui liikumishulk on lokaalses tasakaalus ning mahu- ja pinnamomendid puuduvad, on kineetiline moment lokaalses tasakaalus parajasti siis kui pingetensor on sümmeetriline.

Ülesanne 4.4.1. Kirjutada valemid (4.35) lahiti nii *DRK* x_i kui x, y, z korral.

¹⁹Eringen võtab saadud tulemused kokku kahe teoreemina.

Teoreem 1 Liikumishulga lokaalse tasakaalu tarvilik ja piisav tingimus on esitatav kujul (4.35)₁ või (4.34)₁.

Teoreem 2 Kineetilise momendi lokaalse tasakaalu tarvilik ja piisav tingimus esitatakse kujul (4.35)₂ või (4.34)₂, tingimusel, et liikumishulk on lokaalses tasakaalus.

4.5 Peapinged ja pingetensori invariantid

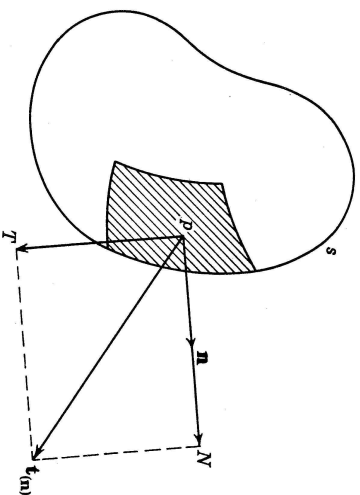
4.5.1 Cauchy pingepinnad

Vaatleme pingevektorit $\mathbf{t}_{(\mathbf{n})}$, mis mõjub punktis p pinnal S . Kui \mathbf{n} on pinnal s välisnormaal, siis pingevektori $\mathbf{t}_{(\mathbf{n})}$ normaalkomponent

$$N = \mathbf{t}_{(\mathbf{n})} \cdot \mathbf{n} \stackrel{(4.30)}{=} t_{ki}n_kn_i. \quad (4.36)$$

Kui fikseerime N väärtuse ja muudame pinnal orientatsiooni, siis selleks, et (4.36) oleks rahuldatud, peab muutuma pingetensor t_{ki} . Sel juhul esitab (4.36) teist järku pinda pingete ruumis.

Seda pinda nimetatakse Cauchy pingepinnaks (analoogiliselt Cauchy deformatsioonilipsoidiga).



Joonis 4.4: Normaal- ja tangentsiaalpinge

4.5.2 Peapinged, pingetensori peasuunad ja invariantid

Kui massi- ja pinnamomendid puuduvad, siis on pingetensor t_{ki} sümmeetriline. Seega kehtivad tema kohta samad seaduspärasused, mis deformatsioonitensorite kohta:

- (i) pingetensoril leidub vähemalt kolm peasuunda;
- (ii) pingetensoril leidub kolm peapinget, t_α ($\alpha = 1, 2, 3$), mis mõjuvad peapingedel;
- (iii) peapingedel on nihkepinged nullid;
- (iv) pingetensoril leidub kolm sõltumatut invarianti I_t , II_t ja III_t , mille leidmise eeskirjad, läbi pingetensori t_{ki} või peaväärtuste t_α , on analoogilised Greeni deformatsioonitensori C_{KL} invariantide leidmise eeskirjadele (vt. 3. ptk.)

4.5.3 Pinguse (pingeoleku) erijuhud

Analoogiliselt deformatsioonide erijuhitudel saame eristada ka pinguse erijuhete.

- (i) Kaks peapinget on nullid, kolmas pole — *lihtne tõmme ehk üheteljeline pingus*²⁰.
- (ii) Üks peapinge on null, kaks pole — *tasapinnaline pingus ehk tasandpingus ehk kaheteljeline pingus*²¹.
- (iii) Kui DRK-s esitatud tasandpinguse puhul kaks peapinget on suuruselt võrdsed kuid märgilt vastupidised²², siis nimetatakse sellist pingust *lihtsaks nihkeks*²³.

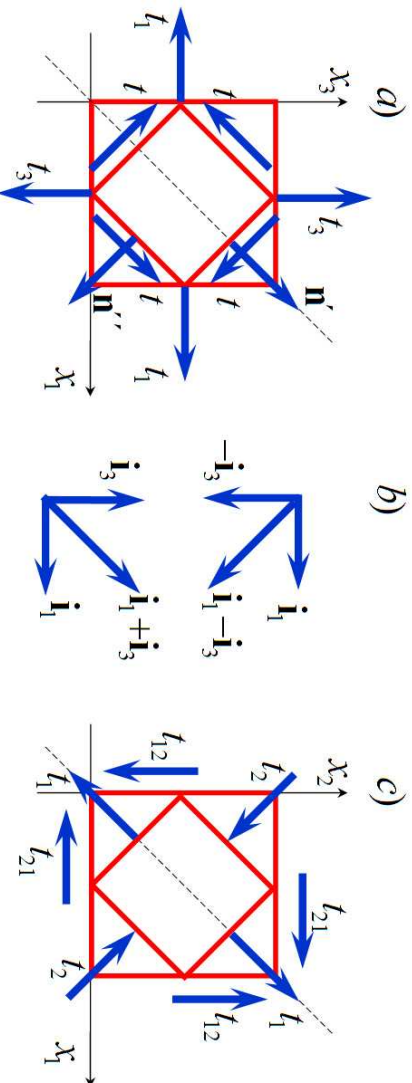
Lihtsa nihke korral puuduvad normaalpinged pindadel, mis moodustavad peapindadega 45° nurga. Joonisel 4.5 a) on kahe sellise pinna normaalid tähistatud

²⁰I. k. *simple tension or uniaxial stress*

²¹I. k. *plane stress or biaxial stress*

²²võib öelda ka, et üks nihkepinge on nullist erinev ja teised on nullid

²³I. k. *simple shear*



Joonis 4.5: Lihtne nihke

\mathbf{n}' ja \mathbf{n}'' . Kui tähistada $t_1 = -t_3 = t$, ja valida koordinaadid peasuundades (st. $x_1 \parallel \mathbf{n}_1$ ja $x_3 \parallel \mathbf{n}_3$) saab pingetensor kuju

$$[t_{kl}] = \begin{bmatrix} t & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -t \end{bmatrix}. \quad (4.37)$$

Arvestades, et $\mathbf{n}' = (1/\sqrt{2}, 0, 1/\sqrt{2})$ ja $\mathbf{n}'' = (1/\sqrt{2}, 0, -1/\sqrt{2})$ saame arvutada pinged vastavatel pindadel (vt. ka joonist 4.5 b)

$$\mathbf{t}_{\mathbf{n}'} = t_k n'_k = \dots = \frac{t}{\sqrt{2}} (\mathbf{i}_1 - \mathbf{i}_3) \quad \text{ja} \quad \mathbf{t}_{\mathbf{n}''} = t_k n''_k = \dots = \frac{t}{\sqrt{2}} (\mathbf{i}_1 + \mathbf{i}_3). \quad (4.38)$$

Loomulikult kehtib ka vastupidine lähenemine: kui tasandpinguse korral on pingetensoris nullist erinevad vaid komponendid $t_{12} = t_{21} = t$, siis on koordinaat-tasandite suhtes 45° all olevatel pindadel nullist erinevad vaid normaalpinged $t_1 = -t_2 = t$ (vt. joonist 4.5 c) ja meenuta vändekatset malmiga).

Puhta nihke korral invariantid

$$I_t = III_t = 0 \quad \text{ja} \quad II_t = -t^2. \quad (4.39)$$

4.6. Liikumisseadused Lagrange'i koordinaatides

Cauchy liikumisvõrrandid (4.34) või (4.35) on esitatud EK-s. Lagrange'i kirjelduse jaoks toome sisse pseudopinge vektori \mathbf{T}_K ruumipunktis \mathbf{x} , mis vastab deformeerumata pinnale dA materiaalses punktis $\mathbf{X} = \mathbf{X}(\mathbf{x}, t)$, nii et

$$\mathbf{t}_{(\mathbf{n})} da = t_k da_k = \mathbf{T}_K dA_K. \quad (4.40)$$

On selge, et pseudopinge on tõmbekatsetes kasutatava tingliku pingega analoogiline suurus.

Kuna valemi (3.233) põhjal $da_k = j X_{K,k} dA_K$ ja $dA_K = j^{-1} x_{k,K} da_k$ siis

$$\mathbf{t}_k = j^{-1} x_{k,K} \mathbf{T}_K \quad \text{ja} \quad \mathbf{T}_K = j X_{K,k} \mathbf{t}_k \quad (4.41)$$

Lähtume Cauchy esimesest liikumisest kujul (4.34)₁, st.,

$$\mathbf{t}_{k,k} + \rho(\mathbf{f} - \mathbf{a}) = 0. \quad (4.42)$$

Kuna $(j^{-1} x_{k,K})_{,k} = 0$, siis

$$\mathbf{t}_{k,k} = (j^{-1} x_{k,K} \mathbf{T}_K)_{,k} = j^{-1} x_{k,K} \mathbf{T}_{K,k} = j^{-1} x_{k,K} \mathbf{T}_{K,L} X_{L,k} = j^{-1} \mathbf{T}_{K,K}. \quad (4.43)$$

Arvestades lokaalset massi jäävuse seadust $\rho_0 = j\rho$ saame seega Cauchy esimesele liikumisreedusele kujul

$$\mathbf{T}_{K,K} + \rho_0 (\mathbf{f} - \mathbf{a}) = 0. \quad (4.44)$$

Piola (1833, 1836 ja 1848) tõi sisse pseudopinge tensorid T_{Kl} ja T_{KL} nii, et

$$\mathbf{T}_K = T_{Kl}\mathbf{i}_l = T_{KL}x_{l,L}\mathbf{i}_l = T_{KL}\mathbf{C}_L. \quad (4.45)$$

Tänapäeval on need tensorid tuntud kui *esimene ja teine Piola-Kirchhoffi pseudopinge tensor*. Terminit pseudopinge kasutatakse siin seetõttu, et mõlemad \surd tensorid väljendavad pinget algse (deformeerumata) pinnakohta. Tensor T_{Kl} (esimene Piola-Kirchhoffi pseudopinge tensor) esitab pinget ruumipunktis \mathbf{x} ja tensor T_{KL} (teine Piola-Kirchhoffi pseudopinge tensor) materiaalses punktis \mathbf{X} . Kombineerides avaldised (4.28), (4.41) ja (4.45) saame Cauchy pingetensori ning esimese ja teise Piola-Kirchhoffi pseudopinge tensori vahelised seosed:

$$\begin{aligned} T_{Kl} &= jX_{K,k}t_{kl}, & t_{kl} &= j^{-1}x_{k,K}T_{Kl}, \\ T_{KL} &= T_{Kl}X_{L,l} = jX_{K,k}X_{L,l}t_{kl}, & & \\ t_{kl} &= j^{-1}x_{k,K}x_{l,L}T_{KL}, & T_{Kl} &= x_{l,L}T_{KL}. \end{aligned} \quad (4.46)$$

4.6. Liikumisreedused Lagrange'i koordinaatides

4 - 32

Kasutades valemeid (4.45) saab avaldada võrrandi (4.44) läbi tensorite T_{Kl} ja T_{KL} —

$$\begin{aligned} T_{Kk,K} + \rho_0 (f_k - a_k) &= 0, \\ (T_{KL}x_{k,K})_{,K} + \rho_0 (f_k - a_k) &= 0. \end{aligned} \quad (4.47)$$

Pinna ja mahumomentide puudumisel saab Cauchy teine liikumisreedus $t_{kl} = t_{lk}$ LK-s kujul

$$\begin{aligned} T_{Kk}x_{m,K} &= T_{Km}x_{k,K}, \\ T_{KL} &= T_{LK}. \end{aligned} \quad (4.48)$$

Tensoritega T_{KL} ja T_{Kl} seotud valemid ja Lagrange'i ehk materiaalseid koordinaate (Lagrange'i kirjeldust) on mugav kasutada tahkiste korral. Deformatsiooni käigus keha välispind muutub ja seega tuleb rajatingimused esitada liikuvale ja muutuval pinnal ning nad sõltuvad siirdevektorist \mathbf{u} , mis on tundmatu. Lagrange'i kirjelduse puhul aga siin probleemi pole, sest rajatingimused esitatakse algse pinnakohta, mis on teada. Ka tensorid T_{KL} ja T_{Kl} on seotud algpinnaga. Tõsi küll, liikumisvõrrandid ise on sel juhul “pisut” keerukamad kui Euleri kirjelduse korral. Lineaarse teooria puhul erinevus kahe vaadeldava kirjelduse vahel kaob.

Näide P1

Pideva keskkonna deformatsiooni kirjeldab siirdeväli

$$\begin{cases} x_1 = X_1, \\ x_2 = X_2 + AX_3, \\ x_3 = X_3 + AX_2. \end{cases}$$

ja Cauchy pingetensor ruumipunktis $(1, 1, 1)$ on

$$[t_{ki}] = \begin{bmatrix} 2 & 3 & 0 \\ 3 & -1 & 1 \\ 0 & 1 & 4 \end{bmatrix}.$$

Leida pingetensorite T_{KI} ja T_{KL} , st. esimese ja teise Piola-Kirchoffi pingetensori, maatriksid. Milline materiaalne punkt on vaadeldaval hetkel ruumipunktis $(1, 1, 1)$?

Lahenduskäik ja vastused on failis NaideP1.pdf.