

# Modelleringsmetodikk for kontaktanalyse av settherdet kam

**Vidar Natås**

Produktutvikling og produksjon

Innlevert: juni 2013

Hovedveileder: Bjørn Haugen, IPM

Medveileder: Gunnar Härkegård, IPM

Noregs teknisk-naturvitskaplege universitet  
Institutt for produktutvikling og materialer



## 1 Samandrag

Ein settherda kam har blitt undersøkt med tanke på kontaktutmattning. Metodane som er nytta byggjer på kjente utmattningsteoriar, som anten er utvikla for å dekkje fenomenet kontaktutmattning, eller som er laga for spenningstilfeller som blant anna femner om kontaktspenningar. Resultata frå berekningane er blitt samanlikna med materialdata frå ein settherda kam, som vart målt i forprosjektet ”Analyse av overflateherda kammar”. Målsetjinga har vore å finne ut om kontaktutmattning vil oppstå, og eventuelt kor i komponenten det vil skje. Dette er viktig informasjon som kan brukast til anten å bekrefte at herdinga er god nok, eller vita korleis herdinga bør endrast.

Det finnest fire formar for skade, som alle fell inn under definisjonen kontaktutmattning. Dei er kjenneteikna av ein karakteristisk djupn under overflata, der dei vil oppstå.

Underherdesjiktutmattning, som oppstår i overgangen mellom herdesjikt og kjerne, vil ikkje oppstå. I kammen som er undersøkt er denne overgangen 4 mm under overflata, og der er sikkerhetsfaktoren mot utmattning høg. Makrogropdanning initiert under overflata vil derimot kunne oppstå. Det kritiske området for denne forma for utmattning er om lag 0,5 mm under overflata. Berekningane visar at dette er eit kritisk område. Dei to siste formane for kontaktutmattning er mikrogropdanning, og makrogropdanning initiert i overflata. Om desse formane vil oppstå er uvisst, då mange faktorar som har innverknad på dei ikkje er tatt i betraktning.

Eit kritisk område er lokalisert. Det er likevel usikkert kva for endringar som er naudsynt å gjere. Det er fordi posisjonen nødvendigvis ikkje treng vere så kritisk, då ein konservativ antaking om defektstørrelsar er brukt i berekningane. Difor kan god tilverkingsskontroll, som reduserar faren for store defektar i materialet, vere tilstrekkeleg.



## 2 Abstract

A case hardened cam has been analyzed regarding contact fatigue. The methods used are based on existing fatigue theories, either produced for the contact fatigue phenomena, or for stress cases which also includes contact stresses. The results from the calculations have been compared with material data obtained from a case hardened cam, that was measured in the pre project "Analyse av överfläthärda kammor". The objective has been to find out if or where fatigue will occur. This information is important since it can either confirm that the hardening profile is sufficiently strong, or give guidelines on how it should be changed.

It exist four different groups of damage that are defined contact fatigue. They are all characterized with a characteristic depth below the surface where they will occur. Sub case fatigue, which occurs in the transition zone between case and core, will not occur. The transition in the cam is 4 mm below the surface, and at this point the safety factor against fatigue is high. Macro pitting initiated below the surface, on the other hand, will possibly occur. The most critical distance below the surface regarding fatigue, is 0,5 mm under the surface. This is the characteristic depth for macro pitting initiated under the surface. The last two forms of contact fatigue are macro pitting initiated in the surface and micro pitting. If they occur it will be in the surface. If any of those will occur is uncertain since many factors that have influence on these phenomena not are included in the calculations.

There is then only been detected one critical position. This does not necessarily mean that fatigue will occur at this position, since assumption has been made regarding defect sizes in the material. This means that good manufacturing control, that reduces the probability of large defects, can be sufficient to avoid fatigue.



**MASTEROPPGAVE VÅR 2013**  
**FOR**  
**STUD.TECHN. VIDAR NATÅS**

**MODELLERINGSMETODIKK FOR KONTAKTANALYSE AV SETTHERDET  
KAM**

**Modeling methods for contact analysis of case hardened cams.**


Basert på målinger av hardhet i de forskjellige sjiktene av en kam så ønsker en å etablere en modelleringsmetodikk for numeriske analyser ved elementmetoden som kan gi pålitelige estimat på levetid for komponenten.


Besvarelsen skal ha med signert oppgavetekst, og redigeres mest mulig som en forskningsrapport med et sammendrag på norsk og engelsk, konklusjon, litteraturliste, innholdsfortegnelse, etc. Ved utarbeidelse av teksten skal kandidaten legge vekt på å gjøre teksten oversiktlig og velskrevet. Med henblikk på lesning av besvarelsen er det viktig at de nødvendige henvisninger for korresponderende steder i tekst, tabeller og figurer anføres på begge steder. Ved bedømmelse legges det stor vekt på at resultater er grundig bearbeidet, at de oppstilles tabellarisk og/eller grafisk på en oversiktlig måte og diskuteres utførlig.

Senest 3 uker etter oppgavestart skal et A3 ark som illustrerer arbeidet leveres inn. En mal for dette arket finnes på instituttets hjemmeside under menyen masteroppgave (<http://www.ntnu.no/ipm/masteroppgave>). Arket skal også oppdateres en uke før innlevering av masteroppgaven.

Besvarelsen skal leveres i elektronisk format via DAIM, NTNUs system for Digital arkivering og innlevering av masteroppgaver.

Kontaktperson:

  
Torgeir Welo  
Instituttleder

  
Bjørn Haugen  
Faglærer





## 4 Forord

I det siste semesteret av den femårige mastergraden i teknologi ved NTNU vert det skreve eit prosjekt. Dette skal omfatte heile semesteret, og prosjektet tilsvarar difor 30 studiepoeng. Denne oppgåva er skreve ved institutt for produktutvikling og material, der eg har valt spesialiseringa material.

Denne oppgåva har sitt utspring i bacheloroppgåva eg skreiv våren 2011 ved Høgskolen i Bergen. Oppdragsgjevar for den oppgåva var bedrifta Bergen Engines, som også er oppdragsgivar for denne masteroppgåva. Våren 2012 tok eg kontakt med bedrifta angående moglegheit for også å utføre masteroppgåve for bedrifta. I mai den samme våren, vart eit møte arrangert med Rune Nordrik i bedriftas lokal i Bergen. Resultatet vart ei oppgåveskildring om kamakslar. Dette temaet vart også problemstillinga i forprosjektet eg skreiv hausten 2012. Det heiter ”Analyse av herdesjikt i kammar”, og omhandla overflateherding av kammar. Målsetjinga med masteroppgåva har vert å lage ein metodikk for kontaktutmatningsanalyse av kammar. Dette for i framtida å kunne underbyggje val av hardhetsparameter i komponenten, for å unngå skade. Arbeidet har hatt sitt utgangspunkt i ein kam brukt i dieselinsprøytingspumpar i forbrenningsmotorar.

Eg vil takke veileidar Bjørn Haugen for hjelp og innspel undervegs i prosessen. Eg vil også takke Gunnar Härkegård for hans tankar angående arbeidet som er blitt utført. Medstudentane Simen Riiser og Øyvind Aleksander Bruun har også arbeidd med liknande oppgåver. Eg ynskjer å takke dei for gode faglige diskusjonar. Samarbeidet oss imellom har vært svært lærerikt, og eg trur det har ført til eit betre sluttprodukt for oss alle. Eg har også vore så heldig å få dele kontor med Torgeir Lænn Sundkøien og Martin Andreas Just dette semesteret. Dette har ført til eit triveleg arbeidsmiljø, som har gjort elles tunge arbeidsdagar mykje kjekkare. Til slutt vil eg takke Rune Nordrik i Bergen Engines, for ei interessant problemstilling. Og Jos van der Plas for arbeidet han la ned i å skaffa data til oppgåva.

NTNU, institutt for produktutvikling og materialer, 7.6.2013



## Innholdsforteikning

1	Samandrag.....	I
2	Abstract.....	III
3	Oppgåveskildring.....	V
4	Forord.....	VII
	Innholdsforteikning.....	IX
5	Figurliste.....	XIII
6	Tabelliste.....	XVI
7	Innleiing.....	17
8	Teori.....	18
8.1	Analytiske kontaktspenningar.....	18
8.1.1	Spenningsfordeling i materialet.....	20
8.1.2	Spenningskonsentrasjonar ved parallell sylinderkontakt.....	21
8.1.3	Kontakt i ujamne overflater.....	22
8.2	Materialspenningar.....	23
8.2.1	Spendingstransformasjonar.....	24
8.2.2	Transformasjon i tredimensjonalt spenningsbilete.....	26
8.2.3	Prinsipielle spenningar.....	29
8.2.4	Hydrostatiske og deviatoriske spenningar.....	30
8.3	Slitasje.....	31
8.3.1	Adhesiv slitasje.....	31
8.3.2	Abrasiv slitasje.....	31
8.4	Kontaktutmatting.....	32
8.4.1	Formar for kontaktutmatting.....	32
8.4.2	Makrogroddanning.....	32

8.4.3	Mikrogropdanning.....	34
8.4.4	Underherdesjiktutmatting.....	35
8.5	Dimensjonering av herdedjubde.....	36
8.7	Fleiraksa utmatting.....	37
8.7.1	Uproporsjonal og proporsjonal last.....	37
8.7.2	Kritisk plan kriteriar.....	37
8.7.3	Findley-kriteriet.....	38
8.7.4	Tolking av skjærspenningsamplitude i eit plan.....	40
8.8	Estimering av utmattingsgrense.....	42
9	Framgangsmåte.....	45
9.1	Estimering av utmattingsgrense.....	45
9.2	Metodikk for bruk av Findley-kriteriet.....	49
9.3	Design av rulle.....	52
9.4	Analyse.....	55
9.4.1	Mesh.....	57
9.4.2	Konvergens.....	59
10	Resultat.....	61
10.1	Plan tøyings området.....	64
10.1.1	Uproporsjonal belastning.....	65
10.2	Endepunktet.....	72
11	Diskusjon.....	77
12	Konklusjon.....	85
13	Vidare arbeid.....	86
13.1.1	Forbetring av kritisk plan algoritme.....	87
14	Bibliografi.....	88
15	Vedlegg.....	89
15.1	Analyseresultater: plan tøyning.....	89

15.1.1	Plan tøyning overflate .....	89
15.1.2	Plan tøyning 0,25 mm under overflata .....	92
15.1.3	Plan tøyning 0,5 mm under overflata .....	95
15.1.4	.....	96
15.1.5	Plan tøyning 0,75 mm under overflata .....	98
15.1.6	Plan tøyning 1mm under overflata .....	101
15.1.7	Plan tøyning 1,25 mm under overflata .....	104
15.1.8	Plan tøyning 1,5mm under overflata .....	107
15.1.9	Plan tøyning 1,75 mm under overflata .....	110
15.1.10	Plan tøyning 2mm under overflata .....	113
15.1.11	Plan tøyning 2,5 mm under overflata .....	116
15.1.12	Plan tøyning 3 mm under overflata .....	119
15.1.13	Plan tøyning 3,5 mm under overflata .....	122
15.1.14	Plan tøyning 4 mm under overflata .....	125
15.2	Endepunkt.....	128
15.2.1	Endepunkt i overflata .....	128
15.2.2	Endepunkt 0,25 mm under overflata .....	131
15.2.3	Endepunkt 0,5 mm under overflata .....	134
15.2.4	Endepunkt 0,75 mm under overflata .....	137
15.2.5	Endepunkt 1mm under overflata .....	140
15.2.6	Endepunkt 1,25 mm under overflata .....	143
15.2.7	Endepunkt 1,5 mm under overflata .....	146
15.2.8	Endepunkt 1,75 mm under overflata .....	149
15.2.9	Endepunkt 2 mm under overflata .....	152
15.2.10	Endepunkt 2,5 mm under overflata .....	155
15.2.11	Endepunkt 3 mm under overflata .....	158
15.2.12	Endepunkt 3,5 mm under overflata .....	161

15.2.13	Endepunkt 4 mm under overflata .....	164
15.3	Estimering av utmattingsgrense.....	167

## 5 Figurliste

Figur 1: Kontakt mellom to parallelle sylindrar (Norton, 2002), s. 353 .....	18
Figur 2: Spenningskonsentrasjon ved ulike utformingar av rulla (Norton, 2002), s. 379.....	21
Figur 3: Spenningar i eit materialpunkt (Socie & Marquis, 2000), s. 2 .....	23
Figur 4: plan spenning i eit materialpunkt (Thaulow & Valberg, 2012), s. 56 .....	23
Figur 5: Transformasjon av spenningar i eit plan (Socie & Marquis, 2000), s. 3 .....	24
Figur 6: Mohrs sirkel for plan spenning (Dowling, 2007), s. 221.....	25
Figur 7: Spenningstransformasjon i tre dimensjonar (Socie & Marquis, 2000), s. 5.....	26
Figur 8: Mohrs sirkel for tre dimensjonar (Dowling, 2007), s. 227 .....	29
Figur 9: Overflateinitiert makrogropdanning ved geometrisk spenningskonsentrasjon (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 679 .....	33
Figur 10: Makrogropdanning med punkt overflate opphav (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 697 .....	34
Figur 11: Mikrogrupdanning (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 333 .....	34
Figur 12: Under herdejiktutmatting (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 698 .....	35
Figur 13: Plan der evaluerte skjærspenningar verkar.....	36
Figur 14: Illustrasjon av verknaden kombinert skjær- og normalspenning har på sprekkar (Symposium on Multiaxial Fatigue, 1991, 1993), s. 17 .....	37
Figur 15: Kordemetoden (Papadopoulos, 1997), s. 221 .....	40
Figur 16: Prosjeksjonsmetoden (Papadopoulos, 1997), s. 222 .....	41
Figur 17: Minste omskrivande sirkel metoden (Bernasconi, 2001), s. 650.....	41
Figur 18: Relasjon mellom strekkfasthet og utmattingsgrense i stål (Milella, 2013), s. 140...	42
Figur 19: Skildring av arealdefinisjon (Socie & Marquis, 2000), s. 381 .....	43
Figur 20: Utmattingsgrense ved små defektar (Socie & Marquis, 2000), s. 383 .....	44
Figur 21: Dimensjonerande hardhetsprofil.....	46

Figur 22: Estimerte utmattingsgrensar ved ulike djunder .....	47
Figur 23: kritisk f-verdi ved ulike avstandar frå overflata. ....	48
Figur 24: k ved ulike avstandar frå overflata .....	48
Figur 25: Spenningshistorie matrise som input i skript.....	49
Figur 26: Metodikk brukt i algoritme, for å fastslå skjærspenningsamplituden. ....	50
Figur 27: Fas utforminga som vart nytta som utgangspunkt.....	52
Figur 28: Illustrasjon av modellen som vart nytta i analysa .....	52
Figur 29: Deformert rulle og kamprofil .....	53
Figur 30: Kontaktrykk langs faskanten .....	54
Figur 31: Ny fasutforming.....	54
Figur 32: Skildring av formålet med analysa. ....	55
Figur 33: Illustrasjon av modellen brukt i analysa .....	56
Figur 34: Mesh i tverrsnittet på kammen .....	57
Figur 35: Mesh i lengderetninga på kammen .....	57
Figur 36: Mesh av rulla, t.v. er tverrsnittet, t.h. er i lengderetninga.....	58
Figur 37: Konvergenstest i symmetriplan. ....	59
Figur 38: Konvergenstest ved enda av kontaktflata. ....	60
Figur 39: Simuleringsresultat som visar kor lokalt spenningane verkar .....	61
Figur 40: Fordeling av kontaktrykk. ....	61
Figur 41: Grafisk framstilling av kontaktrykk langs lengderetninga på kammen .....	62
Figur 42: Spenningsplot under overflata .....	63
Figur 43: Koordinatspenningar i plan tøyingsområdet .....	64
Figur 44: Mohrs sirkel.....	65
Figur 45: Mohrs sirkel.....	65
Figur 46: Skjærspenningscyklusar i plan tøyingsområdet.....	66
Figur 47: Skjærspenningsamplituder ved ulik avstand frå overflata i plan tøyingsområdet....	67



Figur 48: Samanlikning av skjærspenningsamplitude mot torsjonsutmattingsgrense i plan tøyingsområdet. ....	68
Figur 49: Fordeling av findleiparameter i dei ulike plana. ....	69
Figur 50: orientering til dei kritiske plana. ....	69
Figur 51: Skjærspenningsforløp på det kritiske planet. ....	70
Figur 52: Normalspenningsforløp på det kritiske plan. ....	70
Figur 53: Samanlikning av $f$ og kritisk $f$ ved ulike avstandar til overflata i plan tøyingsområdet. ....	71
Figur 54: Koordinat normalspenningar ved endepunkt. ....	72
Figur 55: koordinat skjærspenningar ved endepunkt. ....	73
Figur 56: Skjærspenningsamplitude samanlikna med torsjonsutmattingsgrensa ved ulike djubder ved endepunkt. ....	74
Figur 57: Fordeling av $f$ i dei ulike plana. ....	75
Figur 58: Skjærspenningsforløp på det kritiske planet. ....	75
Figur 59: Samanlikning av $f$ og kritisk $f$ ved ulik avstand frå overflata ved endepunkt. ....	76
Figur 60: Estimert strekkfasthet ved ulik avstand til overflata. ....	77
Figur 61: samanlikning av $f$ og kritisk $f$ i plan tøyingsområdet. ....	78
Figur 62: Samanlikning av belastinga i plan tøyingsområdet og endepunktet. ....	79
Figur 63: Antakingar om hardhetsprofilen. ....	80
Figur 64: Spenningsforløp på det kritiske planet. ....	83
Figur 65: Feil ved algoritmen. ....	84
Figur 66: Forslag til endring av algoritme. ....	87

## 6 Tabelliste

Tabell 1 Total spenningstransformasjonsmatrise (Socie & Marquis, 2000), s. 6 .....	28
Tabell 2 Konstantar i transformasjonsmatrise (Socie & Marquis, 2000), s. 5-6.....	28
Tabell 3 Berekning av findleyparameteret $k$ (Socie & Marquis, 2000), s. 140 .....	39

## 7 Innleiing

Kammekanismar er mykje brukt i forbrenningsmotorar. Det er då i hovudsak nytta til å styre opning av ventilane som slepper luft inn i sylindrane, og ventilane som slepp eksos ut av sylindrane. I nokre dieselmotorar vert også kammekanismar nytta i dieselinnsprøytingspumpa. I slike innsprøytingspumper driv kammen eit stempel som trykker dieselen mot ein trykkstyrt ventil. Når trykket er tilstrekkeleg høgt opnar ventilen, og diesel sprutar inn i sylinderen. Det er viktig å ha tilstrekkeleg høgt trykk på dieselen som sprøytes inn i motoren. Dieselen kjem inn i motoren som dråpar, og fine dråpar gjer at forbrenninga går raskare, og difor vert virkningsgraden betre. Dråpestørrelsen vert mindre ved høgare innsprøytingstrykk (Stone, 1998), s. 75.

Høgt innsprøytingstrykk fører til store kontaktbelastningar på kammen. Dette kan føre til skader i overflata, som i verste fall øydelegg komponenten. For å forsterke overflata er kammen settherda. Herdinga gjer at materialet er sterkare i overflata enn lenger inne. Belastinga som følgje av kontakt er avtakande med avstanden til overflata. Det er difor ønskeleg å studere styrke mot belastning, for å finne ut om, og eventuelt kor, utmatting vil oppstå. Slik får ein vita korleis herdinga bør endrast for å få tilstrekkeleg styrke

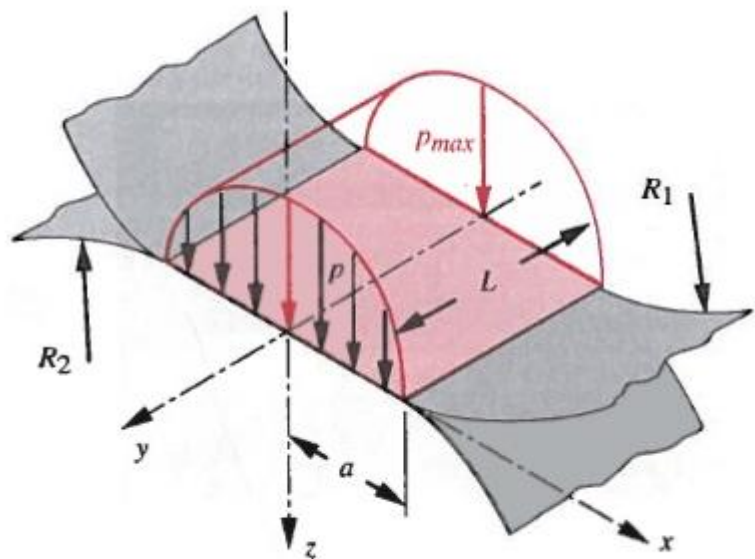
I forprosjektet ”Analyse av herdesjikt i kammar” som vart utført hausten 2012, vart hardheten i herdesjiktet målt. Dette er informasjon som vert nytta i denne oppgåva. Informasjonen frå desse målingane, som er brukt i denne oppgåva, er med i vedlegget. Dette er ikkje den same kammen som er blitt analysert i denne oppgåva, men herdeprosessen som vart nytta, er også relevant for den analyserte kammen. Informasjon om driftsforhold og utforming av kammen, har blitt nytta i simuleringane i denne oppgåva. For ikkje å publisere konfidensiell informasjon er ikkje all denne informasjonen tilgjengeleg i oppgåva. Denne informasjonen viste til posisjonen der kammen var hardast belasta, og korleis utforminga og belastinga var der. Informasjonen om akkurat denne posisjonen, sidan det er relevant informasjon for oppgåva, vert likevel lagt fram seinare i oppgåva.

## 8 Teori

### 8.1 Analytiske kontaktspenningar

Spenningane til ein komponent utsett for kontaktbelastning er avhengig av geometri, krefter og materialeigenskapar. I eit generelt tilfelle for kontakt, der to tilfeldige 3D figurar møtes, kan utrekninga av spenningane verte svært komplekse. Trass i dette finns det to enkle geometriar som har praktisk interesse, og ein enkel utrekning. Dette er kontakttilfella kule mot kule, og parallell kontakt mellom to sylinderar. I denne oppgåva er kontakt mellom parallelle sylinderar relevant. Dette ved at ein i ein forenkla modell kan betrakte rulle, og kam som to sylinderar (Norton, 2002), s. 352.

Ved kontakt mellom to uendelig stive sylinderar vil det ikkje vere ei kontaktflate, men ei kontaktlinje. Sidan det ikkje eksisterer ei flate der krafta kan bli fordelt, vil då trykket bli uendelig stort. Difor vil materialet i eit ekte tilfelle deformeras slik at det dannes ei kontaktflate. For to sylinderar i kontakt er denne flata rektangulær. Figur 1 er ein illustrasjon av kontakt mellom to sylinderar. Den rosa flata er kontaktflata, der  $a$  er halve kontaktbreidda og  $l$  er lengda av kontaktflata (Norton, 2002), s.352-353.



Figur 1: Kontakt mellom to parallelle sylinderar (Norton, 2002), s. 353

Kontakttrykket vil være maksimalt langs senterlinja til kontaktflata, altså den teoretiske kontaktlinja, og null langs kantane. Trykkfordelinga har ein elliptisk form, dette er vist i figur 1. Trykkrelasjonen kan skildrast på følgjande måte (Dowling, 2007), s. 360:

$$p = p_{max} \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} \quad (1)$$

Der:

$p$	kontakttrykk [ $MPa$ ]
$p_{max}$	maksimalt kontakttrykk [ $MPa$ ]
$x$	avstand langs koordinatakse [ $mm$ ]
$a$	halve breidda til kontaktflata [ $mm$ ]

Vidare kan ein integrere uttrykket (1), og finne følgjande to relasjonar mellom normalkraft og kontakttrykk (Norton, 2002), s. 359:

$$p_{max} = \frac{2F}{\pi aL} \quad (2)$$

$$p_{avg} = \frac{F}{2aL} \quad (3)$$

Der:

$p_{avg}$	gjennomsnitts kontakttrykk
$F$	normalkraft
$L$	lengda til kontaktflata

Både det maksimale trykket, gjennomsnittstrykket og breidda til kontaktflata i (2) og (3), er ukjente størrelsar. For å kunne berekne desse vert difor ein ny relasjon, som tar omsyn til geometri og materialeegenskapar, naudsynt (Norton, 2002), s. 360:

$$a = \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{m_1 + m_2}{B} \frac{F}{L}} \quad (4)$$

Der:

$$m_1 = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} \text{ og } m_2 = \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \quad (5)$$

$$B = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (6)$$

E e-modul i syllinder 1 og syllinder 2

$\nu$  poisson's tal i syllinder 1 og syllinder 2

R radius til syllinder 1 og syllinder 2

### 8.1.1 Spenningsfordeling i materialet

Avhengig av lengda til sylindrane vil spenningane i materialet anten være plan spenning, eller plan tøyning. Dersom sylindrane er lange, vil det vere plan tøyning. Ved plan tøyning er materialet belasta av tre normalspenningar, og ein skjærspenning. Referert til aksane i figur 1 vil normalspenningane langs kontaktlinja være (Norton, 2002), s. 360:

$$\sigma_x = \sigma_y = -p_{max} \text{ og } \sigma_z = -2 \cdot \nu \cdot p_{max} \quad (7)$$

Den prinsipielle skjærspenninga har sitt maksimum rett under kontaktlinja. For to stålsylindre i kontakt er maksverdien til den prinsipielle skjærspenninga  $\tau_{max} = 0,304 \cdot p_{max}$ , denne opptrer  $0,786 \cdot a$  under overflata. Det er i dette punktet materialets flytegrense lettast vert oversteget (Norton, 2002), s.360.

I følgje Tresca flytekriteriet vil materialet byrje å flyte, dersom den maksimale prinsipielle skjærspenninga er høgare enn halvparten av materialets flytegrense. Difor er tresca ekvivalente spenninga i punktet der den maksimale prinsipielle spenninga opptrer om lag  $0,6 \cdot p_{max}$  (Gohar & Rahnejat, 2008), s. 36.

$$\sigma_{fl} = 2 \cdot \tau_{max} = 0,6 \cdot p_{max} \quad (8)$$

Dersom normalkrafta aukar vidare, vil det plastiske området verte større. Når middeltrykket i overflata er tre gongar høgare enn flytegrensa vil overflata byrje å flyte. Dette middeltrykket vert definert som materialets inntrykshardhet, med symbol  $H$  (Gohar & Rahnejat, 2008), s. 36.

$$H \approx 3\sigma_{fl} \quad (9)$$

Samanhengen mellom makstrykk og middeltrykk kan uttrykkast slik:

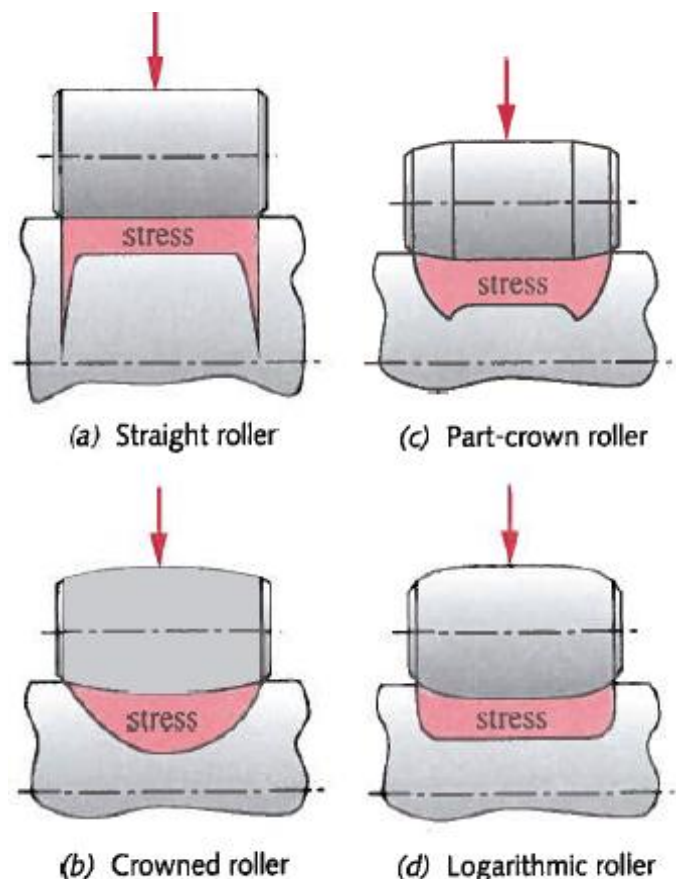
$$p_{max} = \frac{4}{\pi} \cdot p_{avg} \quad (10)$$

Det maksimale overflatetrykket ved byrja flyt i overflata er difor:

$$p_{max, flyt \ i \ overflate} = \frac{4}{\pi} \cdot H = \frac{12}{\pi} \cdot \sigma_{fl} \quad (11)$$

### 8.1.2 Spenningskonsentrasjonar ved parallell sylinderkontakt

Dersom den eine sylinderen er kortare enn den andre, vil det oppstå spenningskonsentrasjonar i endepunkta for kontaktfeltet. Dersom begge sylinderane er rette, så vil desse spenningstoppene verte store. Ved å gi den kortaste komponenten ein utforming der sylinderdiameteren varierar i akseretninga kan desse spenningstoppene reduserast. Eit mogeleg design er å ha fasar på endane. Ein kan også ha tønneform, det vil seie ein konstant radius i akseretning, eller ein logaritmisk profil. Figur 2 viser korleis spenningskonsentrasjonen vil sjå ut med dei ulike formane på rulla. Her crowned roller tønneforma rulle, og part-crown roller er rett rulle med fas (Norton, 2002), s. 379.



Figur 2: Spenningskonsentrasjon ved ulike utformingar av rulla (Norton, 2002), s. 379

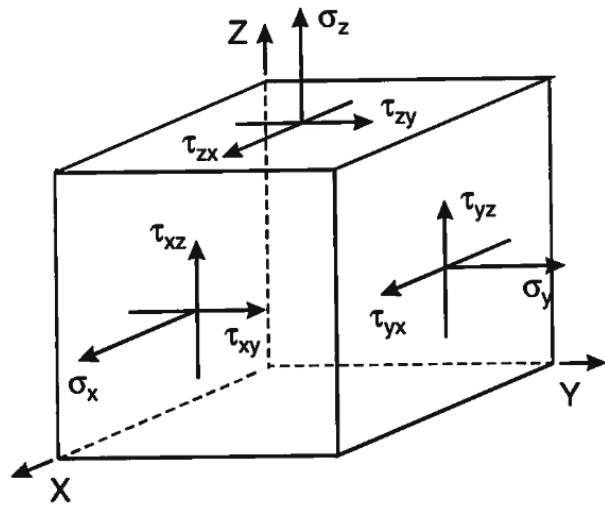
### 8.1.3 Kontakt i ujamne overflater

I ein ekte overflate vil det eksistere ujamnheter. Dette gjer at ein røynda ikkje får trykkfordelinga i overflata som hertzanalysa gir. Dette då det berre vil være kontakt der ujamnheterane i dei to møtande komponentane møtes. Dette fører til at det der vert større kontakttrykk en det som vært antatt i hertzanalysa. Ein skiljar difor mellom den klassiske kontaktanalysa, og mikrohertztrykket som oppstår i ujamningane. Mikrohertztrykket er høgt, men verkar svært lokalt. Sjølv om ujamningane gjær at hertztrykkformuleringa ikkje stemmar i overflata, så stemmer den for materialet under. Dette då mikrohertztrykket berre har innverknad lokalt, og nesten ikkje har effekt på materialet under overflata (Gohar & Rahnejat, 2008), s. 40-43.



## 8.2 Materialspenningar

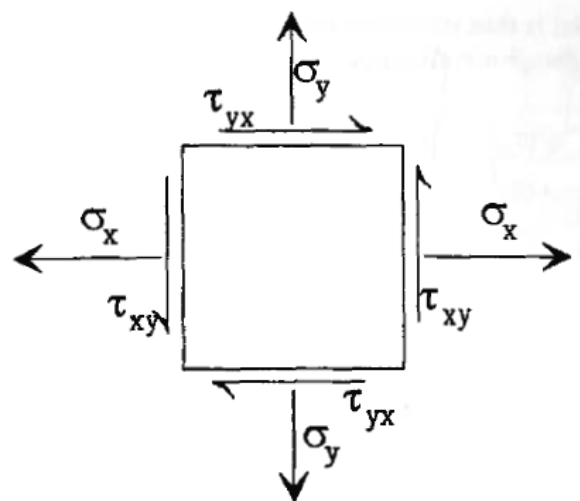
Mange komponentar er utsett for eit komplekst spenningsbilete. Dette då det verkar spenningar i fleire retningar. Dersom ein ser på eit materialpunkt vil ein sjå at dette maksimalt kan vere utsett for ni ulike spenningar. Det vil seie tre normalspenningar, og seks skjærspenningar. Figur 3 visar eit slikt spenningsbilete i eit materialpunkt. Det totale spenningsbiletet vert kalla spennings tensoren, og vert skreven på matrisiform. Her er spenningskomponentane som er merkt  $\sigma$  normalspenningar, og dei merkt  $\tau$  er skjærspenningar. Den første indeksen på spenningskomponentane angir normalen til flata som spenninga verkar på. Den andre indeksen angir retninga til spenninga. Difor har alle normalspenningane to like indeksar, mens skjærspenningane har ulike indeksar. På ei flate vil det verke to skjærspenningar og ein normalspenning (Thaulow & Valberg, 2012), s.55.



Figur 3: Spenningar i eit materialpunkt (Socie & Marquis, 2000), s. 2

$$\sigma_{ij} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \quad (12)$$

For at elementet skal være i statisk likevekt, så må to og to skjærspenningar være like, elles vil elementet rotere. Dette er illustrert i figur 4.  $\tau_{xy}$  og  $\tau_{yx}$  må være like store dersom elementet ikkje skal rotere. Dette gjeldt også for dei andre skjærspenningane.  $\tau_{xz} = \tau_{zx}$ ,  $\tau_{yz} = \tau_{zy}$ . Spennings tensoren kan difor reduserast til å bestå av tre skjærspenningar og tre normalspenningar (Thaulow & Valberg, 2012), s. 55. Den reduserte tensoren er vist i matrise (13).



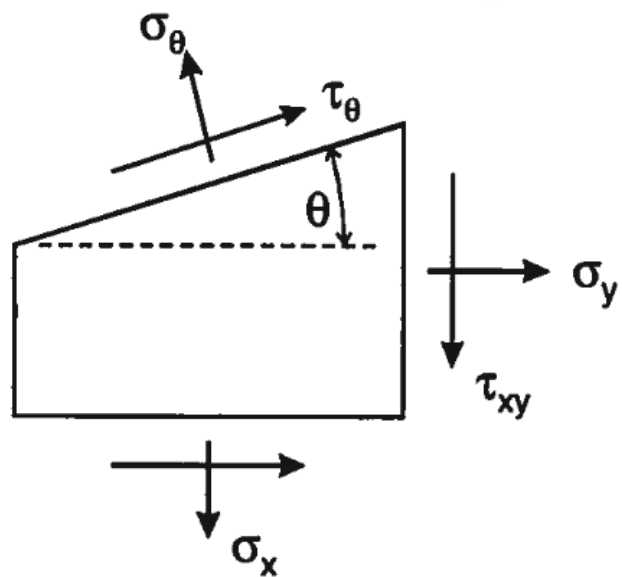
Figur 4: plan spenning i eit materialpunkt (Thaulow & Valberg, 2012), s. 56

$$\sigma_{ij} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ - & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ - & - & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \quad (13)$$

Figur 4 viser eit element utsett for plan spenning. Det vil seie at retninga til alle spenningane ligg i same plan. Altså verkar det to normalspenningar og ein skjærspenning. Eit anna enkelt spenningstilfelle er plan tøyning. Dette er utsett for dei same spenningane som i plan spenning, men i tillegg verkar ein tredje normalspenning. Denne står normalt på dei andre spenningane (Dowling, 2007), s. 224-225.

### 8.2.1 Spenningstranasformasjonar

Spenningane beskrevet over er definert etter eit definert koordinatsystem. Det vil seie at retningane dei verkar i er gitt etter dette koordinatsystemet. Det er ikkje nødvendigvis i denne retninga ein er interessert i spenningane. Det kan til dømes tenkast at spenningane i andre plan vil være meir skadelege. Det er då naudsynt å transformere spenningane til andre plan og retningar. Dette er illustrert i figur 5, for plan spenning. Det transformerte planet er gitt av vinkelen  $\theta$ . På det nye planet verkar ein normalspenning og ein skjærspenning, henholdsvis  $\sigma_\theta$  og  $\tau_\theta$ . For at materialpunktet skal vere i likevekt, så må desse utlikne koordinatspenningane,  $\sigma_y, \sigma_x$  og  $\tau_{xy}$ .



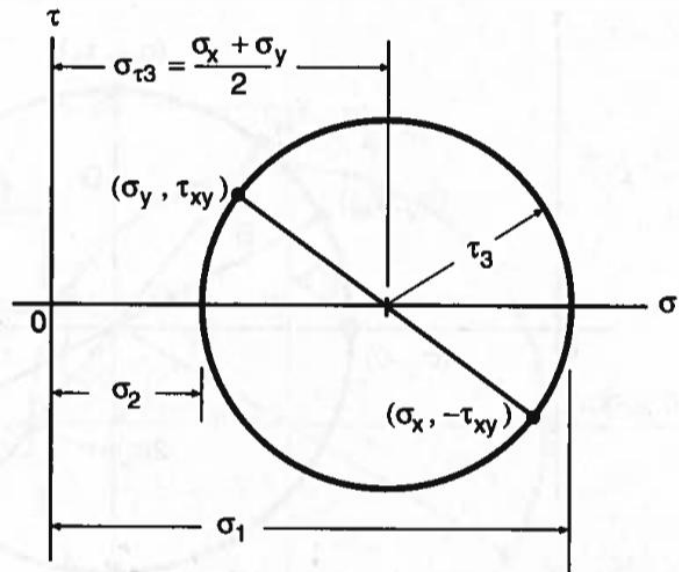
Figur 5: Transformasjon av spenningar i eit plan (Socie & Marquis, 2000), s. 3

Dei transformerte spenningane kan då uttrykkas som (Socie & Marquis, 2000), s.3:

$$\sigma_\theta = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} + \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \cdot \cos(2\theta) + \tau_{xy} \cdot \sin(2\theta) \quad (14)$$

$$\tau_\theta = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \cdot \sin(2\theta) - \tau_{xy} \cdot \cos(2\theta) \quad (15)$$

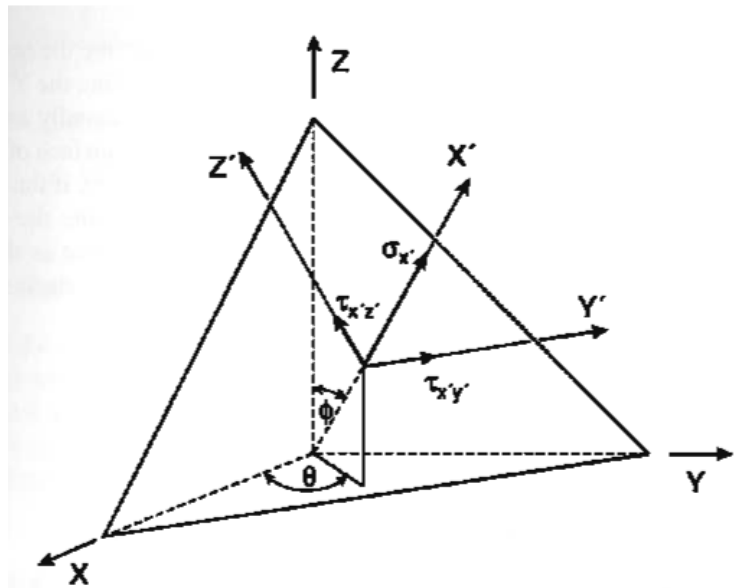
Slike transformasjonar kan illustrerast i Mohrs sirkel. I figur 6 er denne satt opp for tilfellet plan spenning. Dei tre spenningane  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{yy}$  og  $\tau_{xy}$  dannar diameteren til sirkelen. Ved rotasjon om senterpunktet til sirkelen får ein transformerte spenningar. Desse kan leses av på aksane. Ein rotasjonsvinkel i røynda, vil være dobbelt så stor i mohrs sirkel. Rotasjonar i denne framstillinga er altså dobbel av  $\theta$  i figur 5. Ein kan også setje opp Mohrs sirkel for eit totalt spenningsbilete. Det vil då eksistere tre sirklar. Der kvar sirkel henviser til rotasjon om ein koordinatakse (Dowling, 2007) s. 220-221.



Figur 6: Mohrs sirkel for plan spenning (Dowling, 2007), s. 221

## 8.2.2 Transformasjon i tredimensjonalt spenningsbilde

Tilsvarende som i det todimensjonale tilfellet, kan ein rekne ut spenningane som verkar på eit plan i eit tredimensjonalt tilfelle. Då må spenningane som verkar på dette planet, være store nok til å balansere spenningane som verkar på tre flater angitt av dei opphavlege koordinatane. I figur 7 er dette dei tre plana som står normalt på dei opphavlege aksane. For å eintydig definere ein transformasjon i rommet, må denne definerast med to vinklar,  $\theta$  og  $\varphi$ . Det transformerte koordinatsystemet vert angitt med aksene  $x'$ ,  $y'$  og  $z'$ . I det transformerte planet i figur 7 er  $x'$  akse som står normalt på det transformerte planet, mens aksane  $y'$  og  $z'$  ligg i planet (Socie & Marquis, 2000), s.4-5.



Figur 7: Spenningstransformasjon i tre dimensjonar (Socie & Marquis, 2000), s. 5

For å transformere spenningane, gitt av spenningstensoren, må ein løyse følgande matriseuttrykk (Lee, Barkey, & Kang, 2011), s. 190.

$$\sigma'_{ij} = \mathbf{T} \cdot \sigma_{ij} \cdot \mathbf{T}^t \quad (16)$$

Transformasjonsmatrisa  $\mathbf{T}$  er definert frå koordinattransformasjon rundt akser (Lee, Barkey, & Kang, 2011), s.190.

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \mathbf{T} \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \quad (17)$$

Sidan det her gjeldt rotasjon om to aksar, må ein definere to transformasjonsmatriser, der produktet av desse vil være den totale transformasjonsmatrisa. Vinkelen  $\theta$  angir rotasjon mot klokka om z-aksen. Denne transformasjonen fører til eit nytt koordinatsystem der aksane vert kalla  $x_1, y_1$  og  $z_1$ . Sidan dette er ein rotasjon om z-aksen, så er  $z=z_1$  (Lee, Barkey, & Kang, 2011), s. 190.

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{bmatrix} = \mathbf{T}_1 \cdot \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \quad (18)$$

$$\mathbf{T}_1 = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta & 0 \\ -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (19)$$

Det andre transformasjonssteget er rotasjon med klokka om aksa  $y_1$ . Denne rotasjonen er gitt av vinkelen  $\varphi$ . Då denne transformasjonen skjer med utgangspunkt i dei transformerte koordinata  $x_1, y_1$  og  $z_1$ , endar ein opp med koordinata  $x', y'$  og  $z'$ . Dette er koordinata etter den totale transformasjonen, altså med rotasjon om begge aksane (Lee, Barkey, & Kang, 2011), s. 191.

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \mathbf{T}_2 \cdot \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{bmatrix} \quad (20)$$

$$\mathbf{T}_2 = \begin{bmatrix} \sin\varphi & 0 & \cos\varphi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\cos\varphi & 0 & \sin\varphi \end{bmatrix} \quad (21)$$

Den totale transformasjonen er produktet av dei to deltransformasjonane (Lee, Barkey, & Kang, 2011), s.191.

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_2 \cdot \mathbf{T}_1 \quad (22)$$

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \cos\theta \cdot \sin\varphi & \sin\theta \cdot \sin\varphi & \cos\varphi \\ -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ -\cos\theta \cdot \cos\varphi & -\sin\theta \cdot \cos\varphi & \sin\varphi \end{bmatrix} \quad (23)$$

Ved å rekne ut høgre sida av uttrykket i likning (15) kan ein lage ei transformasjonsmatrise, utan å trenge ein transponert. Vidare kan denne forenklast ved å slå saman spenningane som er ekvivalente. Det vil seie skjærspenningspara, til dømes  $\tau_{xy}$  og  $\tau_{yx}$ .

Ein ender då opp med transformasjonsuttrykket gitt i likninga i tabell 1. Her er den opphavlige og transformerte spenningstensoren omforma til 6x1 matriser.

Tabell 1 Total spenningstransformasjonsmatrise (Socie & Marquis, 2000), s. 6

$$\begin{bmatrix} \sigma_{x'} \\ \sigma_{y'} \\ \sigma_{z'} \\ \tau_{x'y'} \\ \tau_{x'z'} \\ \tau_{y'z'} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11}^2 & a_{12}^2 & a_{13}^2 & 2a_{11}a_{12} & 2a_{11}a_{13} & 2a_{13}a_{12} \\ a_{21}^2 & a_{22}^2 & a_{23}^2 & 2a_{21}a_{22} & 2a_{21}a_{23} & 2a_{23}a_{22} \\ a_{31}^2 & a_{32}^2 & a_{33}^2 & 2a_{31}a_{32} & 2a_{31}a_{33} & 2a_{33}a_{32} \\ a_{11}a_{21} & a_{12}a_{22} & a_{13}a_{23} & (a_{11}a_{22} + a_{12}a_{21}) & (a_{13}a_{21} + a_{11}a_{23}) & (a_{12}a_{23} + a_{13}a_{22}) \\ a_{11}a_{31} & a_{12}a_{32} & a_{13}a_{33} & (a_{11}a_{32} + a_{12}a_{31}) & (a_{13}a_{31} + a_{11}a_{33}) & (a_{13}a_{32} + a_{12}a_{33}) \\ a_{21}a_{31} & a_{22}a_{32} & a_{23}a_{33} & (a_{21}a_{32} + a_{22}a_{31}) & (a_{23}a_{31} + a_{21}a_{33}) & (a_{22}a_{33} + a_{23}a_{32}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \end{bmatrix}$$

I figuren er ledda i transformasjonsmatrisa angitt med konstantar  $a_{11}$  til  $a_{33}$ . Deira fulle betydning er gitt i tabell 2 (Socie & Marquis, 2000), s.6.

Tabell 2 Konstantar i transformasjonsmatrise (Socie & Marquis, 2000), s. 5-6

$a_{11}$	$\cos\theta \cdot \sin\varphi$
$a_{12}$	$\sin\theta \cdot \sin\varphi$
$a_{13}$	$\cos\varphi$
$a_{21}$	$-\sin\theta$
$a_{22}$	$\cos\theta$
$a_{23}$	0
$a_{31}$	$-\cos\theta \cdot \cos\varphi$
$a_{32}$	$-\sin\theta \cdot \cos\varphi$
$a_{33}$	$\sin\varphi$

Transformasjonen gir det totale spenningsbiletet, altså heile spenningstensoren. Dersom ein berre er interessert i spenningane på eit plan, treng ein berre tre spenningar som høyrer saman på eit plan. Til dømes kan ein rekne ut  $\sigma'_{xx}$ ,  $\tau'_{xy}$  og  $\tau'_{xz}$ . Desse spenningane er dei som høyrer saman på det transformerte planet i figur 7.

### 8.2.3 Prinsipielle spenningar

For eit generelt spenningstilfelle eksisterer ein orientering, der det berre verkar normalspenningar. Desse normalspenningane vert kalla prinsipielle spenningar, med symbol  $\sigma_1, \sigma_2$  og  $\sigma_3$ .  $\sigma_1$  er den største prinsipielle spenninga, og  $\sigma_3$  er den lågaste. For plan spenning vil det berre vere to prinsipielle spenningar, den tredje er null. Dei to prinsipielle spenningane som verkar i plan spenning kan bereknas på følgjande vis (Thaulow & Valberg, 2012), s. 56:

$$\sigma_1, \sigma_2 = 0,5 \cdot (\sigma_x - \sigma_y) \pm 0,5 \cdot \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy}^2} \quad (24)$$

Det eksisterer også eit plan der skjærspenninga er maksimal. Dette planet er orientert  $45^\circ$  rotert relativ til den største og minste prinsipielle spenninga.

Den maksimale skjærspenninga kan bereknast direkte frå koordinatspenningane i eit plan spenningstilfelle (Thaulow & Valberg, 2012), s. 56:

$$\tau_{\max} = 0,5 \cdot \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (4 \cdot \tau_{xy})^2} \quad (25)$$

Det eksisterer ein maksimal skjærspenning for kvar rotasjonsakse. Då deira størrelse er lik radiusen til dei tre sirklane i mohrs sirkel, kan dei bereknast frå dei prinsipielle spenningane (Norton, 2002), s. 349.

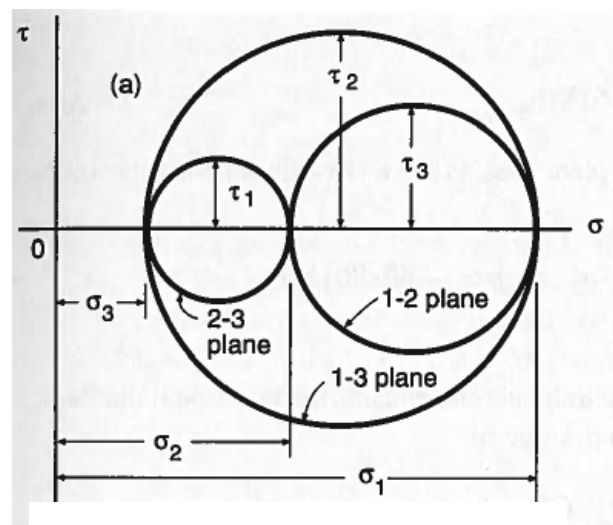
$$\tau_{13} = \frac{|\sigma_1 - \sigma_3|}{2} \quad (26)$$

$$\tau_{21} = \frac{|\sigma_2 - \sigma_1|}{2} \quad (27)$$

$$\tau_{32} = \frac{|\sigma_3 - \sigma_2|}{2} \quad (28)$$

Då sirkelen med størst radius er gitt av dei prinsipielle spenningane  $\sigma_1$  og  $\sigma_3$ , så er den maksimale alltid  $\tau_{13}$  den maksimale skjærspenninga.

Figur 8 viser mohrs sirkel i tre dimensjonar. Det er då tre sirklar, der alle angir rotasjon om ein akse. Den største sirkelen har diameter gitt av skilnaden mellom  $\sigma_1$  og  $\sigma_3$ . Radiusen til denne sirkelen er den høgste skjærspenninga. I figuren er denne kalla  $\tau_2$ .



Figur 8: Mohrs sirkel for tre dimensjonar (Dowling, 2007), s. 227

### 8.2.4 Hydrostatiske og deviatoriske spenningar

Spenningstensoren kan deles i to delar kalla hydrostatiske og deviatoriske spenningar. Den hydrostatiske spenninga er den delen av spenninga som gir elastisk kompresjon eller ekspansjon av materialet. Det vil seie at denne spenninga ikkje vil føre til plastisk deformasjon. Den hydrostatiske spenninga er middelværdien av alle normalspenningane, og vert difor kalla  $\sigma_m$ , m står for mean (Thaulow & Valberg, 2012), s. 65.

$$\sigma_m = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}}{3} \quad (29)$$

Den deviatoriske spenninga er den gjennståande fraksjonen av spenningstensoren, når den hydrostatiske spenninga er trekt frå (Thaulow & Valberg, 2012), s.65.

$$\sigma_d = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} - \sigma_m & \tau_{yx} & \tau_{zx} \\ \tau_{xy} & \sigma_{yy} - \sigma_m & \tau_{zy} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma_{zz} - \sigma_m \end{bmatrix} \quad (30)$$

Det er den deviatoriske spenninga som gir plastisk flyt i materialet. Difor vil to materialpunkt utsett for den same deviatoriske spenninga, men ulik hydrostatisk spenning, oppleve den same mengda plastisk flyt (Thaulow & Valberg, 2012), s. 65-67.



## 8.3 Slitasje

I dette kapitlet vert slitasjeformane adhesiv og abrasiv slitasje gjennomgått. Sidan kontaktutmatting er slitasjeforma som det i denne oppgåva vert retta fokus mot, så kjem denne slitasjeforma i eit eget kapittel. I tillegg til desse formane for slitasje finnes to andre slitasjeformar som vert kalla erosjon og korrosjonsslitasje (Norton, 2002), s. 335.. Desse vert ikkje gjennomgått i denne oppgåva.

### 8.3.1 Adhesiv slitasje

Adhesiv slitasje er eit resultat av dei høge kontaktspenningane rundt ujamningar på overflata. Spenningane vert så høge at det vert lokalt plastisk flyt, og kaldsveising. Då komponentane har ein relativ bevegelse, så må samansveisinga brytast. Dette kan skje ved at samanbindinga vert brote i sveisen. Då vil ikkje nokon av komponentane miste material. Sambindinga kan også vert brote i ujamninga på den eine komponenten. Då vil denne miste noko material. Dette kan då anten bli hengande fast i den andre komponenten, eller dette av som spon (Gohar & Rahnejat, 2008), s. 69. Dersom ein oljefilm vert introdusert mellom komponentane, så kan den isolere komponentane frå kvarandre. Då er det ikkje metallisk kontakt, og adhesiv slitasje vil ikkje oppstå (Norton, 2002), s. 341.

### 8.3.2 Abrasiv slitasje

Er eit resultat av eit hardt material i kontakt med eit mjukare. Dersom ujevningar i det harde materialet får penetrert overflata i det mjuke materialet, vil det ”ploge” seg fram i det mjuke materialet. Dette gjer at material løysnar i det mjuke materialet (Gohar & Rahnejat, 2008), s. 71. Slitasjen kan anten vere to lekams abrasjon, eller tre lekams abrasjon. To lekamsabrasjon er eit resultat av at eit hardt material sklir mot eit mjukare material. Dersom det harde materialet har ein fin overflate vil den abrasive slitasjen vere liten, eller kanskje ikkje eksisterande. Tre legeme abrasjon skjer dersom ein hard partikkel er mellom dei to møtande komponentane. Partikkelen må då vere hardare enn minst eit av dei to materiala, for at abrasjon skal skje (Norton, 2002), s. 342.

## 8.4 Kontaktutmatting

Kontaktutmatting er oppsprekking av overflater utsett for sykliske hertzspenningar. Overflata kan vere belasta i ein kombinasjon av normalkraft og friksjonskraft. Dersom friksjonskraft er ubetydelig, så vert fenomenet kalla rullande kontaktutmatting (RCF). Oppsprekkinga ved kontaktutmatting kan anten verte initiert i overflata, eller under overflata. Initieringsposisjon er avhengig av normalkraft, friksjonskraft, posisjonar til lokale spenningsaukingar, og defektar (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 691. I motsetjing til dei fleste andre slitasjefenomen, vil kontaktutmatting kunne oppstå sjølv om smøringa resulterer i inga metallisk kontakt. Det treng heller ikkje være relativ rørsle i form av skliing for at kontaktutmatting skal skje. I tillegg til kammar, oppstår kontaktutmatting i maskindelar som rullelager og tannhjul (Norton, 2002), s.352.

### 8.4.1 Formar for kontaktutmatting

Det eksisterer fleire ulike tilfeller av kontaktutmattingsskade. Desse er ulike, både i initieringspunkt og skadeomfang. Kontaktutmattingssfenomena kan deles i tre hovudkategoriar, med underkategoriar (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 695-696:

- Makrogropdanning
  - Overflateinitiert
    - Punkt overflate initiert (PSO)
    - Geometrisk spenningskonsentrasjonsinitiert (GSC)
  - Under overflateinitiert
- mikrogropdanning
- underherdesjiktutmatting

### 8.4.2 Makrogropdanning

Makrogropdanning er eit resultat av sprekkar som veks under overflata. Sprekkane kan enten ha sitt opphav i overflata, eller under overflata. Når sprekken har blitt tilstrekkeleg stor, vil material løysast frå komponenten, og etterlate eit krater. Botnen på kratera er om lag på djubde med djubda der den maksimale skjærspenningsamplituden verkar. Macropitting vert delt i to hovudkategoriar, som er skild ved initieringspunkt i overflata og under overflata (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 696.

### Under overflateinitiert makrogropdanning:

Er eit resultat av defektar i området utsett for dei sykliske kontaktspenningane. Utsjånaden på kratera er karakteristisk med eit glatt botn parallelt med overflata. Veggane på kratera er bratte. Defekten som forårsakar denne forma for skade ligg ofte over djubda der den maksimale skjæramplituden eksisterer. Det kan være ikkje-metalliske inneslutningar, eller inhomogenitet i mikrostrukturen. Oftast er initieringspunktet ved eit oksid. Faktorane som har innverknad på utmattingslevetida til ein komponent med tanke på denne forma for skade er (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 696:

- Størrelsen på kontaktspenningane
- Utmattingsgrensa til materialet
- Defektplassering og størrelse

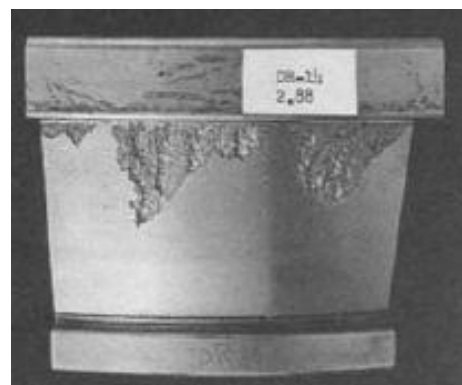
### Overflateinitiert makrogropdanning:

Denne forma for skade vert også kalla avskalling. Den er eit resultat av defektar heilt i nærleiken av overflata. Dei vert utsett for lokalt høge sykliske kontaktspenningar forårsaka av ujamn overflate. Friksjonskreftar forverrar belastninga i området. Defektane er anten frå tilverkinga av komponenten, eller dei er eit resultat av makrogropdanning (dette vert presentert i seinare kapittel). Makrogropdanning initiert i overflata er karakteristisk ved at krateret har slakt hellande veggjar der sprekken er initiert. Initieringspunktet er enten ved ein tilfeldig plassert defekt i overflata, eller i nærleiken av spenningskonsentrasjonar i endane av kontaktflata. Dette gjer at overflateinitiert makrogropdanning vert delt inn i to kategoriar, der initieringspunktet er skilnaden (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 696:

- Geometrisk spenningskonsentrasjon (GSC)
- Punkt overflate opphav (PSO)

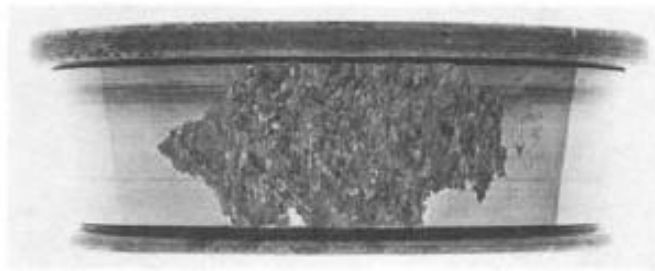
GSC, geometric stress concentration, oppstår ved endepunkt i linjekontakt. Dette fordi spenningane er høgare her. Utmattingskaden kan oppstå i begge endane av kontaktflata samtidig. Dette tyder på at fenomenet er eit resultat av spenningskonsentrasjonane, og ikkje skeivmontering. Endring av design for å redusere spenningstoppane har vist seg effektivt for å redusere mengda skade grunna GSC. Sprekkane har sjeldan sitt opphav i inneslutningar, men dette kan vere tilfelle

dersom dei ligg nær overflata i enden på kontaktflata (ASM International Handbook Committee, 1996), s.696-697.



Figur 9: Overflateinitiert makrogropdanning ved geometrisk spenningskonsentrasjon (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 679

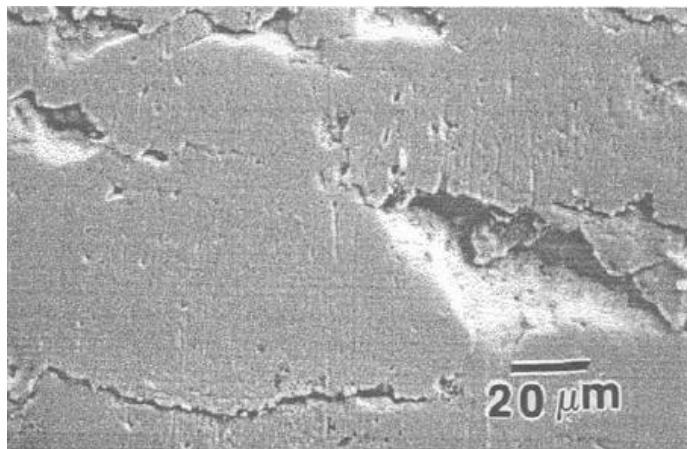
PSO oppstår tilfeldig fordelt i overflata. Initieringspunktet er i eller heilt i nærleiken av overflata, og er ikkje eit resultat av innesluttingar. Krateret har pilspissform, der spissen på pila er initieringspunktet, og lengderetninga på pila er langs rulleretninga. Dette ser ein i figur 10, der initieringspunktet er heilt tilvenstre i krateret. Når sprekkjen har nådd ein viss størrelse vil den få ein sprø utsjånad, og veks raskt, både i areal og djubde. Initieringspunktet vil være ved skadar i overflata. PSO makrogropdanning er ofte assosiert som PSO initiering etterfylgt av hydraulisk trykk vekst. Der veksten er ein følgje av olje fanga i sprekkjen. Rulling kombinert med friksjonskrefter er den mest sannsynlige grunnen til initiering av PSO makrogropdanning (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 697.



Figur 10: Makrogropdanning med punkt overflate opphav (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 697

### 8.4.3 Mikrogrupdanning

Mikrogrupdanning oppstår i ein kombinasjon av rullekontakt og gliding. Kratra er om lag på størrelse med overflateruheiten . Under dei første lastsyklane vert topografien i overflata kraftig deformert, noko som gir ein svært glatt overflate, men større sår vil ikkje forsvinne. Den høge graden av plastisk deformasjon i overflata gjer at materialet vert mindre duktilt, og mikrosprekkar byrjar å vokse. Typisk vil sprekkjen vekse parallelt med overflata på ein djubd mellom 2,5 og 13 mikrometer, og



Figur 11: Mikrogrupdanning (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 333

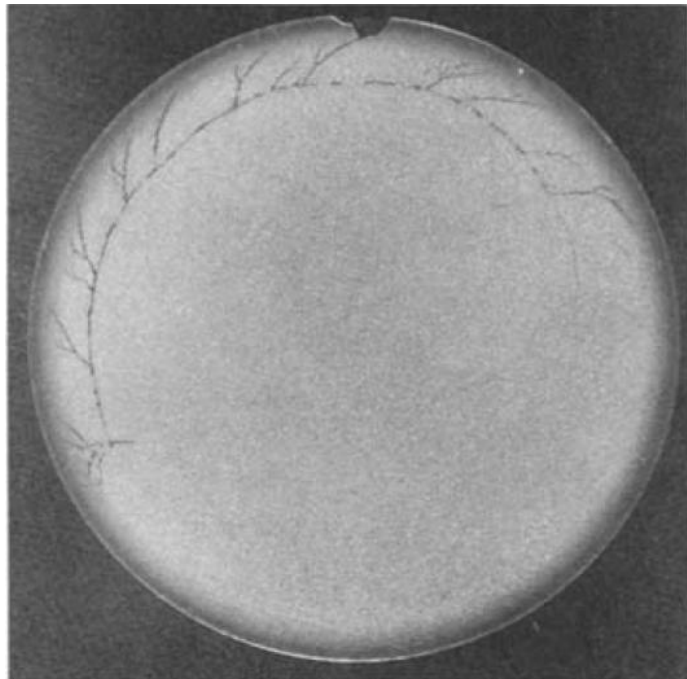
sjeldan meir enn 25 mikrometer. Denne djubda tilsvarar dei lokale kontakt skjærspenningane forårsaka av dei lokale sår som er for store til å forsvinne ved plastisk deformasjon. Hertz kontaktspenningar knytte til ujamningar i overflata er mykje kraftigare enn Hertz trykket forårsaka av komponentanes geometri. Dei eksisterer i nærheten av ujamningar i usmurte og utilstrekkelig smurte kontaktflater. Den maksimale skjærspenninga knytt til ujamninga ligg på djubd omtrent dobbel av topp til dal høgda. Etter kvart vil sprekkane danne krater. Ein kan ikkje sjå desse kratera utan forstørring, men overflate vil verte matt.

Ved tilstrekkelig tjukk oljefilm vil ikkje mikrogrupdanning skje. Dette fordi smøringa hindrar høge kontaktspenningar i ujamningane. Trass i dette vil ikkje smøringa kunne hindre lokal

mikrogrupdanning der større defektar i overflata eksisterar. Mikrogrupdanning treng ikkje nødvendigvis gi nok skade til at komponenten er øydelagt. Ofte vil mikrogrupdanninga stoppe etter ein innkjøringsperiode. Likevel kan mikro grupane vere initieringspunkt for makrogrupdanning. Denne prosessen er i hovudsak styrt av friksjonskrefter i overflata, då mykje friksjon gir raskare danning av makrogrupdanning frå micro skadane (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 697-698.

#### 8.4.4 Underherdesjiktutmatting

Skjer kunn i overflateherda komponentar. Det skjer innanfor området belasta av kontaktspenningssyklusar, men djupare enn makrogrupdanning. Subcase fatigue er ein følge av at skjærspenningssamplituden forårsaka av kontakt, overstiger materialets utmattingsgrense. Grunna overflateherdinga vil utmattingsgrensa verte lågare innover i materialet. Dersom utmattingsgrensa faller raskare enn kontaktspenninga, vil difor belastinga kunne overstige utmattingsgrensa djupt inne i materialet. Dette skjer typisk nær grensa mellom herdesjikt og kjerne. Sprekken vil vokse parallelt til grensa mellom herdesjikt og kjerne. Seinare vil den forgreine seg og fortsette til overflata. Figur 12 visar eit seint stadi i skadeutviklinga, då ein ser at sprekkar har vokst til overflata. Underherdesjiktutmatting skyldes typisk for tynt herdesjikt, for låg hardhet i kjerna, eller i hardt belasta ruller, til dømes i rullelager (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 698-699.



Figur 12: Under herdesjiktutmatting (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 698

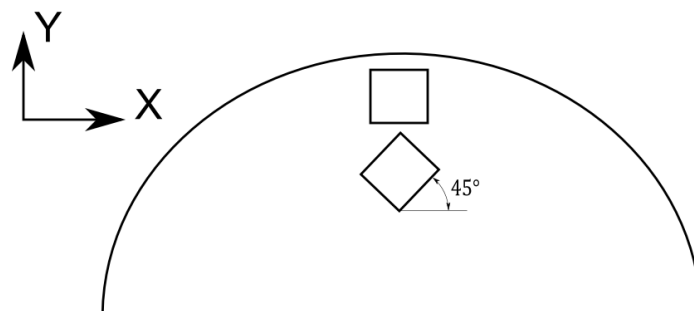
## 8.5 Dimensjonering av herdedjubde

V.K. Sharma publiserte i 1979 ein metodikk for å dimensjonera herdesjiktet ved kontakt. Tanken bak dette arbeidet var å samanlikne materialets torsjonsutmattingsgrense mot skjærspenningsamplituden som materialet opplever. Utmattingsgrensa i overflateherda stål varierer med avstand frå overflata. For å kunne estimere utmattingsgrensa vart hardhetsgradienten brukt som basis. Vidare har skjærspenningsamplituden også ein gradient. Ved å samanlikne desse to kan ein då finne ut kor det er mest sannsynleg at utmatting vil inntreffe. Denne metoden kan difor nyttast som basis for å bestemme herdeparameter som effektiv herdedjubde, total herdedjubde og kjernehardhet.

Det eksisterer to skjærspenningskomponentar, som ved ulike djubdar har høgast amplitude. Dei to ligg i ulike plan og vert kalla  $\tau_{xy,a}$  og  $\tau_{45^\circ}$ . Den første av desse er den einaste koordinat skjærspenninga som verkar i linjekontakt, sidan spenningsbiletet er plan tøyning.  $\tau_{45^\circ}$  derimot verkar i eit plan rotert  $45^\circ$  om z-aksen. Dette er den maksimale prinsipielle skjærspenninga, og den har høgare maksverdi enn  $\tau_{xy}$ . Likevel er  $\tau_{xy,a}$  ofte høgare enn  $\tau_{45^\circ,a}$ , dette sidan  $\tau_{xy,min} = -\tau_{xy,max}$  mens  $\tau_{45^\circ,min} = 0$ . Difor kan amplitudane reknast ut på følgande vis:

$$\tau_{xy,a} = \tau_{xy,max} \quad (31)$$

$$\tau_{45^\circ} = 0,5 \cdot \tau_{45^\circ,max} \quad (32)$$



Figur 13: Plan der evaluerte skjærspenningar verkar.

Plana dei to skjærspenningane verkar i er vist i figur 13. Figuren er ein illustrasjon av kammens tversnitt. Sidane i dei to firkantane viser plana der skjærspenningane verkar. Den øvste firkanten visar plana der  $\tau_{xy}$  verkar, mens firkanten som er rotert  $45^\circ$  viser plana der  $\tau_{45^\circ}$  verkar.

Som det kjem fram i teksten over, så vil den høgste skjærspenningsamplituden ved ulike djubder veksla mellom dei to skjærspenningskomponentane. Nær overflata vil  $\tau_{xy,a}$  være høgast. Men amplituden til denne spenninga minkar raskt innover i materialet. Difor vil  $\tau_{45^\circ,a}$  vere størst tilstrekkeleg langt frå overflata (Sharma, Walter, & Breen, 1979).

## 8.7 Fleiraksa utmatting

I ein maskinkomponent er det ofte fleire spenningar som opptrer i same punkt. Ved slike tilfeller må ein ta omsyn til alle spenningskomponentane i eit samla utmatningskriterie. I dette kapitlet vert ein slik metodikk beskrevet.

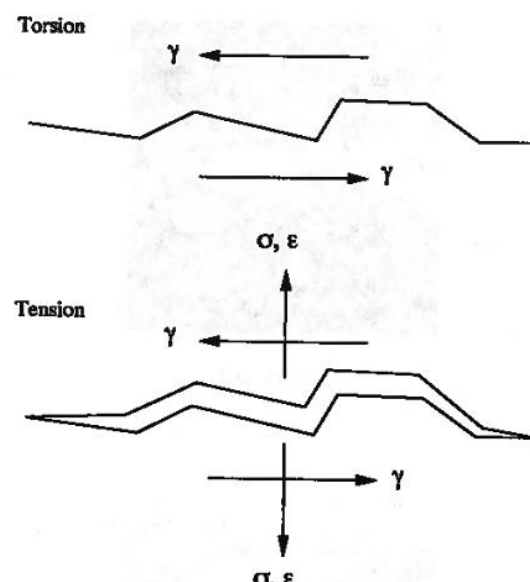
### 8.7.1 Uproporsjonal og proporsjonal last

I fleiraksa utmatting skiljer ein mellom to lastformar. Dei vert kalla proporsjonal og uproporsjonal last. Skilnaden mellom dei to ligg i spenningane som materialet opplever over tid. Ved proporsjonal last kan det virke spenningar langs fleire aksar, men dei prinsipielle spenningane endrar ikkje retning. Ved uproporsjonal last derimot, vil dei prinsipielle spenningane endre retning. For å dekke denne kompleksiteten er andre kriteriar betre egna enn dei som gjeldt for proporsjonal last. Dette kan til dømes være kritiske plan kriteriar (Socie & Marquis, 2000), s. 273-274.

### 8.7.2 Kritisk plan kriteriar

Kritisk plan teori er ein metodikk for å estimere utmatningsforløp ved fleiraksa uproporsjonal belastning. Metodikken rettar søkelyset mot vekst i små utmattingssprekkar. Kritisk plan teoriane ser på korleis belastningssyklusen vert opplevd i ulike plan. Det planet som har den verste kombinasjonen av spenningar eller tøyingar, vil være det mest kritiske. Ein ser då på skjærspenningsamplituden eller skjærtøyingsamplituden i planet, og kombinerer denne med den maksimale normaltøyinga og/eller den maksimale normalspenninga i planet (ASM International Handbook Committee, 1996), s. 265. Belastinga som opptrer på det hardast belasta planet er den dimensjonerande (Dowling, 2007), s. 738).

Sprekkar har aldri ein jamn overflate. Difor vil sprekkvest som resultat av berre skjærspenningsamplitude gå sakte. Dette fordi mekanisk låsing og friksjon i sprekken reduserar skjærspenninga sin effekt på sprekkspissen. Difor vil normalspenningar som opnar sprekken gi utslag i at sprekkveksten vert akselerert (Dowling, 2007), s. 738. Figur 14 viser dette prinsippet. Merk at det i figuren ikkje er skjærspenninga, men skjærtøyinga  $\gamma$  som er angitt.



Figur 14: Illustrasjon av verknaden kombinert skjær- og normalspenning har på sprekkar (Symposium on Multiaxial Fatigue, 1991, 1993), s. 17

### 8.7.3 Findley-kriteriet

Findley-kriteriet er eit av dei første utmattingskriteria basert på kritisk plan teori (Bernasconi, 2001), s. 649. I dette kriteriet vert skjærspenningsamplituden og den maksimale normalspenninga evaluert i plana ein undersøker. Dei vert kombinert etter følgjande uttrykk:

$$\left(\frac{\Delta\tau}{2} + k \cdot \sigma_n\right)_{max} = f \quad (33)$$

Her er  $k$  ein materialkonstant, som angir størrelsen på skadeeffekten den maksimale normalspenningar har, i forhold til skjærspenningsamplituden. I sprø material vil  $k$  være høgare enn i duktile material. I duktile material er  $k$  typisk mellom 0,2 og 0,3.  $f$  er størrelsen på skadeomfanget. Det eksisterer for alle material ein kritisk størrelse av  $f$ . Denne er ein generalisert utmattingsgrense, som skal gjelder for alle belastningar.

For enkle spenningscyklusar, til dømes i rein torsjon eller rein bøying, kan ein utlede uttrykk for Findley-kriteriet i det mest kritiske planet.

For rein torsjon kan belastninga i det kritiske planet skrivast:

$$\sqrt{1 + k^2} \cdot \frac{\Delta\tau}{2} = f \quad (34)$$

For bøying vert uttrykket:

$$\sqrt{\sigma_a^2 + k^2 \cdot \sigma_{max}^2} + k \cdot \sigma_{max} = 2 \cdot f \quad (35)$$

Konstanten  $k$  vert bestemt ved eksperimenter. Ein må då gjere utmattingstesting av materialet ved to ulike lastsyklusar. Det er då målsetjinga å finne utmattingsgrensa ved desse tilfella. Dersom ein har funnet utmattingsgrensa i torsjon, skal denne setjast inn i formel 34. Dersom ein hadde visst  $k$ , ville ein då kunne rekna ut den kritiske verdien av  $f$ . Sidan både  $f$  og  $k$  er ukjente størrelsar, er det då naudsynt å kjenne utmattingsgrensa for eit anna lasttilfelle. Til dømes for bøying. Då har ein to likningar, og to ukjente størrelsar. Under kjem ein tabell for denne utrekninga, frå utmattingsgrensar i ulike lasttilfeller (Socie & Marquis, 2000), s. 138-140.



Tabell 3 Berekning av findleyparameteret k (Socie & Marquis, 2000), s. 140

Forholdstal mellom to utmattingsgrensar	Løysning for k
$\frac{\sigma_{a,R=-1}}{\tau_{a,R=-1}}$	$\frac{2}{1 + \frac{k}{\sqrt{1+k^2}}}$
$\frac{\sigma_{a,R=0}}{\sigma_{a,R=-1}}$	$\frac{k + \sqrt{1+k^2}}{2 \cdot k + \sqrt{1+(2 \cdot k)^2}}$
$\frac{\sigma_{a,R=0.5}}{\sigma_{a,R=-1}}$	$\frac{k + \sqrt{1+k^2}}{4 \cdot k + \sqrt{1+(4 \cdot k)^2}}$

Ut frå likningane i tabell 3 kan ein berekne k. Vidare kan då den kritiske verdien av f bereknast ut frå likningane 34 og 35, eller tilsvarende likningar for andre lasttilfeller.

Ved bruk av Findley-kriteriet vil ikkje utmatting skje dersom f i det kritiske planet er lågare enn den kritiske verdien av f. Dersom den er høgare vil ein ha ei endeleg levetid i komponenten. Då kan levetida reknast ut etter følgjande uttrykk (Socie & Marquis, 2000), s. 141:

$$\frac{\Delta\tau}{2} + k \cdot \sigma_n = \tau_f^* \cdot N_f^b \quad (36)$$

$$\tau_f^* = \sqrt{1+k^2} \cdot \tau'_f \quad (37)$$

Der:

$N_f$  antall sykler før brudd

$b$  bratthet i S-N kurve

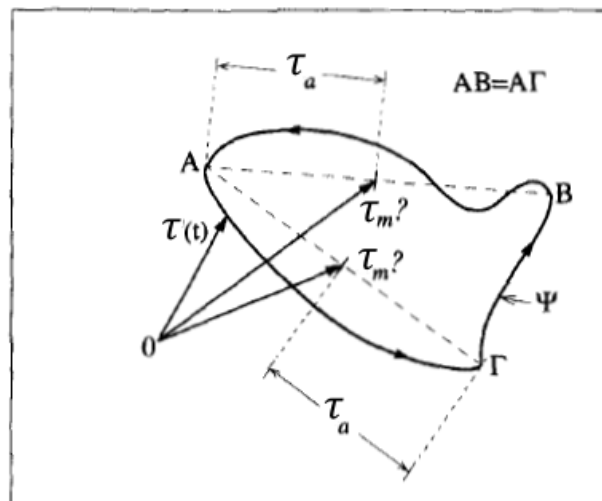
$\tau'_f$  tilpassingskonstant i S-N kurve

#### 8.7.4 Tolking av skjærspenningsamplitude i eit plan

For eit tilfelle der det kunn verkar skjærspenningar langs ein akse, kan amplituden avleses som halve differansen mellom maksimal- og minimalverdi i ein syklus. Sidan retninga på skjærspenninga ikkje endrar seg, treng ein difor berre å ta omsyn til størrelsen av skjærspenninga. Då det i eit plan kan verke to skjærspenningar samtidig, er ikkje definisjonen av ein skjærspenningsamplitude like trivielt. I eit slik tilfelle vil det verke ein skjærspenningsvektor  $\tau(t)$  i planet. Denne er satt saman av spenningskomponentane langs dei to aksane. I løpet av ein lastsyklus vil denne kunne variere i lengde og retning. I løpet av ein spenningscyklus vil denne gi ein lukka kurve,  $\psi$ , som er skjærspenningscyklusen (Papadopoulos, 1997), s. 220-221. Det finnes hvert fall tre foreslegne definisjonar av skjærspenningsamplituden gitt av kurva  $\psi$  (Bernasconi, 2001), s. 650.

##### Definering av den lengste korde

Ein korde er avstanden mellom to punkter i ein kurve. Ved bruk av denne metoden, må ein finne avstanden mellom dei to punkta som er lengst frå kvarandre i kurva. Skjærspenningsamplituden er då halve lengda av korden, og middel skjærspenninga er midtpunktet på den. Det kan likevel hende at kurva  $\psi$  har fleire kordar med maksimal lengd. Sidan det då ikkje finnes ein unik største korde, vil det finnes fleire definisjonar av middelspenninga (Bernasconi, 2001), s. 651. Figur 15 illustrerer denne metoden. Her er det funnet to maksimale kordar gitt av vektorane  $AB$  og  $A\Gamma$ , det finns då to definisjonar av middelspenninga.



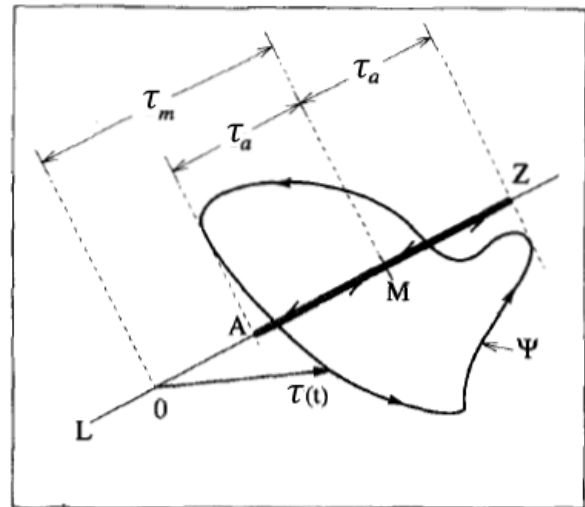
Figur 15: Kordemetoden (Papadopoulos, 1997), s. 221

### Lengste projiserte avstand

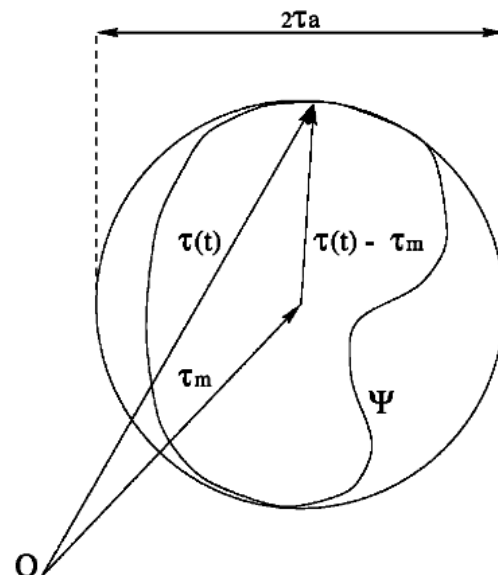
Ved å projisere skjærspenningskurva langs ein akse, vil ein få ein skjærspenningsssyklus som verkar i ein retning. Då vil skjærspenningsamplituden være halve lengda av denne projiserte syklusen, og middelspenninga er midtpunktet. Det gjeldt då å finne projiseringsretninga som gir den maksimale amplituden. Ved denne metoden oppstår det same problemet som for kordemetoden, då det ikkje nødvendigvis finnes berre ein retning som gir maks skjærspenningsamplitude (Bernasconi, 2001), s. 651. Figur 16 illustrerer metoden. Projisert langs aksen er maksimum og minimum av skjærspenninga gitt av punkta A og Z. Midtpunkta mellom desse to punkta er middelspenninga, og halve avstanden mellom punkta er amplituden.

### Minste omskrivande sirkel

Denne metoden går ut på å definere den minste sirkel som omskriver heile kurva  $\psi$ . Radiusen til denne sirkelen er skjærspenningsamplituden, og senteret til sirkelen er middelspenninga. Denne vil alltid gi eit unikt svar, då det berre kan vere ein minste sirkel som omskriver spenningsyklusen. Denne metoden bør difor benyttast, då den alltid gir eit eintydig svar (Bernasconi, 2001), s. 651.



Figur 16: Prosjeksjonsmetoden (Papadopoulos, 1997), s. 222



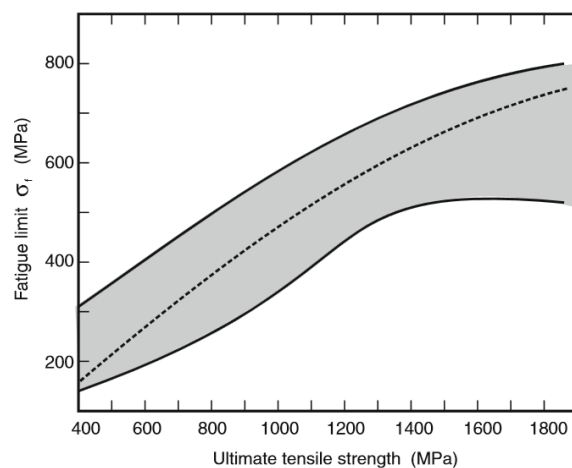
Figur 17: Minste omskrivande sirkel metoden (Bernasconi, 2001), s. 650

## 8.8 Estimering av utmattingsgrense

I stål, og nokre andre legeringar, har materialet ei utmattingsgrense. Det vil seie at dersom spenningsamplituden er lågare enn denne grenseverdien, så vil ikkje utmattingskade oppstå (William D. Callister, 2007), s. 230. Størrelsen til utmattingsgrensa varierer mellom ulike legeringar, men for stål eksisterer det ein proporsjonalitet mellom utmattingsgrense og strekkfasthet. Etter Duckworths observasjonar, kan denne relasjonen uttrykkas som (Milella, 2013), s. 247:

$$\sigma_{fl} = 0,5 \cdot \sigma_u \quad (38)$$

Det finnes likevel spreing i data for ulike stållegeringar, og difor vil ikkje faktoren 0,5 stemme for dei fleste stål. For mange stål er denne faktoren mellom 0,35 og 0,60 (William D. Callister, 2007), s. 230. Difor bør relasjonen berre brukast som ein tommelfingerregel. Relasjonen er også begrensa av strekkfastheten. Dersom denne er høgare enn 1200 MPa vil relasjonen verte for optimistisk. Dette då utmattingsgrense i sterke stål aukar mindre ved auka strekkfasthet (Milella, 2013) s. 247.



Figur 18: Relasjon mellom strekkfasthet og utmattingsgrense i stål (Milella, 2013), s. 140

Murakami og Endo utvikla ein relasjon mellom utmattingsgrense og hardhet:

$$\sigma_{fl} = 1,5 \cdot HV \pm 0,1 \cdot HV \quad (39)$$

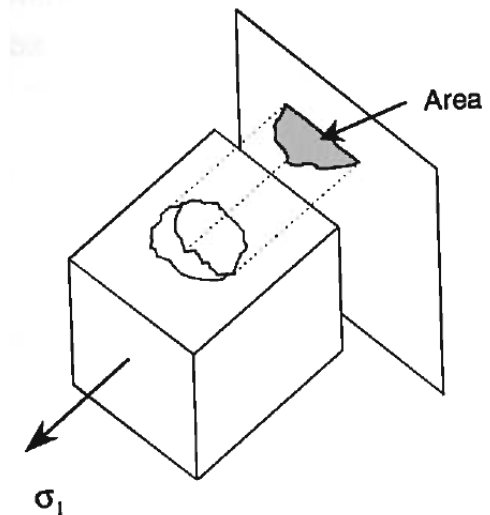
I denne relasjonen er hardheten gitt i vickers, difor symbolet HV. Det er og tatt med ein øvre og nedre grense, for å ta omsyn til spredning. Som i Duckworth sin relasjon har også denne ein øvre validitetsgrense. Denne er på 400 HV (Milella, 2013), s. 248.

For stål med høg strekkfasthet, og dermed også høg hardhet, er det andre mekanismar som initierer utmattingssprekkar. Dette fordi innesluttingar og defektar spelar ein viktigare rolle som initieringspunkt.

Murakami og Endo utvikla vidare ein relasjon der størrelsen av defektar og innesluttingar vart tatt omsyn til (Milella, 2013), s. 132.

$$\sigma_{fl} = C \cdot \frac{(HV+120)}{\sqrt{area}^{1/6}} \quad (40)$$

Her er utmattingsgrensa gitt for roterande bøyning. Defektstørrelsen er gitt ved som  $\sqrt{area}$ . Dette er kvadratroten av defektens areal normalt på spenningsretninga. For roterande bøyning vil det seie defektens projiserte areal i planet normalt på normalspenninga (Milella, 2013), s. 132. Modellen tar berre omsyn til størrelsen, og ikkje forma, til defekten. Stikk i strid med bruddmekanikk. Dette forklaras med at gyldighetsområdet til relasjonen er begrensa til små sprekkar. For slike defektar har det vist seg at det er størrelsen, og ikkje forma som har betydning (Socie & Marquis, 2000), s. 381. Konstanten C er bestemt utifrå defektens plassering. Faktoren C angir at defektar i overflata er meir skadeleg enn indre defektar (Milella, 2013), s. 134 .



Figur 19: Skildring av arealdefinisjon (Socie & Marquis, 2000), s. 381

$$C = \begin{cases} 1,43 & \text{for overflate defektar} \\ 1,56 & \text{for indre defektar} \end{cases} \quad (41)$$

Utrykket er og testa ut for tilfeller der belastningssyklusen ikkje har  $R=-1$ . Då vert relasjonen gitt slik (Milella, 2013), s. 134:

$$\sigma_{fl} = C \cdot \frac{(HV+120)}{\sqrt{area}^{1/6}} \cdot \left(0,5 - \frac{R}{2}\right)^\alpha \quad (42)$$

$$\alpha = 0,226 + HV \cdot 10^{-4} \quad (43)$$

Også for tilfelle med torsjon finnes ein liknande relasjon (Socie & Marquis, 2000), s. 384:

$$\tau_{fl} = 0,8 \cdot \sigma_{fl} = \frac{1,15(HV+120)}{\sqrt{area}^{1/6}} \quad (44)$$

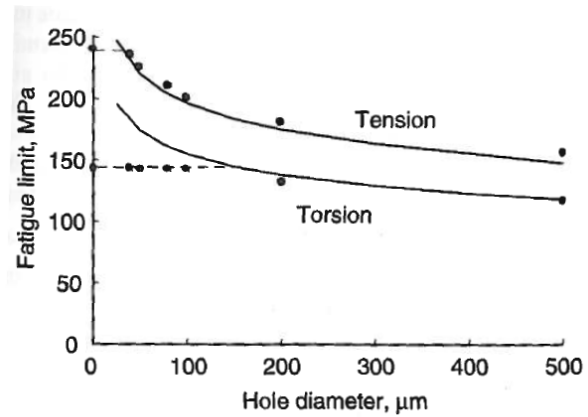
Dersom  $\sqrt{area}$  nærmar seg null, vil utmattingsgrensa fortsette å auke i desse formlane. Dette stemmer ikkje, då utmatting vert initiert andre plassar dersom defektane vert svært små. Difor har Murakamis formal eit nedre gyldighetsområde. Den kritiske størrelsen i strekk er om lag

$\sqrt{area} = 35 \mu m$ . For torsjon gjeldt uttrykket dersom sprekken er større enn

$\sqrt{area} = 130 \mu m$  (Socie & Marquis, 2000), s. 382-384. Formlane gjeldt for defektar mindre enn  $\sqrt{area} = 1000 \mu m$ .

Murakamis relasjonar der defektar vert tatt

omsyn til, kan brukast for sterke stål med hardhet høgare enn 400 HV (Milella, 2013), s. 134.



Figur 20: Utmattingsgrense ved små defektar (Socie & Marquis, 2000), s. 383

## 9 Framgangsmåte

### 9.1 Estimering av utmattingsgrense

I prosjektet ”Analyse av herdesjikt i kammar”, vart hardheten i herdesjiktet til ein settherda kam undersøkt. Det vart utført målingar i fem områder. Av desse målingane var herdedjubda lågast i prøven kalla IIII. Difor vert målingane i denne prøva nytta i dimensjoneringa i denne oppgåva. Som det står beskrevet i oppgåva, vart det for kvar prøve utført to radar med hardhetsmålingar ved kvar prøve. I desse radane vart både hardhet og avstand til overflata målt. På denne måten kunne ein ved hjelp av regresjon finne relasjonar mellom hardhet og avstand til overflata. Funksjonane til dei to radane, Rad 1 og Rad 2 i prøve IIII, vart slik:

$$\text{Rad 1} \quad HV(x) = 3,251x^2 - 92,36x + 754,0 \quad (45)$$

$$\text{Rad 2} \quad HV(x) = 5,217x^2 - 98,63x + 752,8 \quad (46)$$

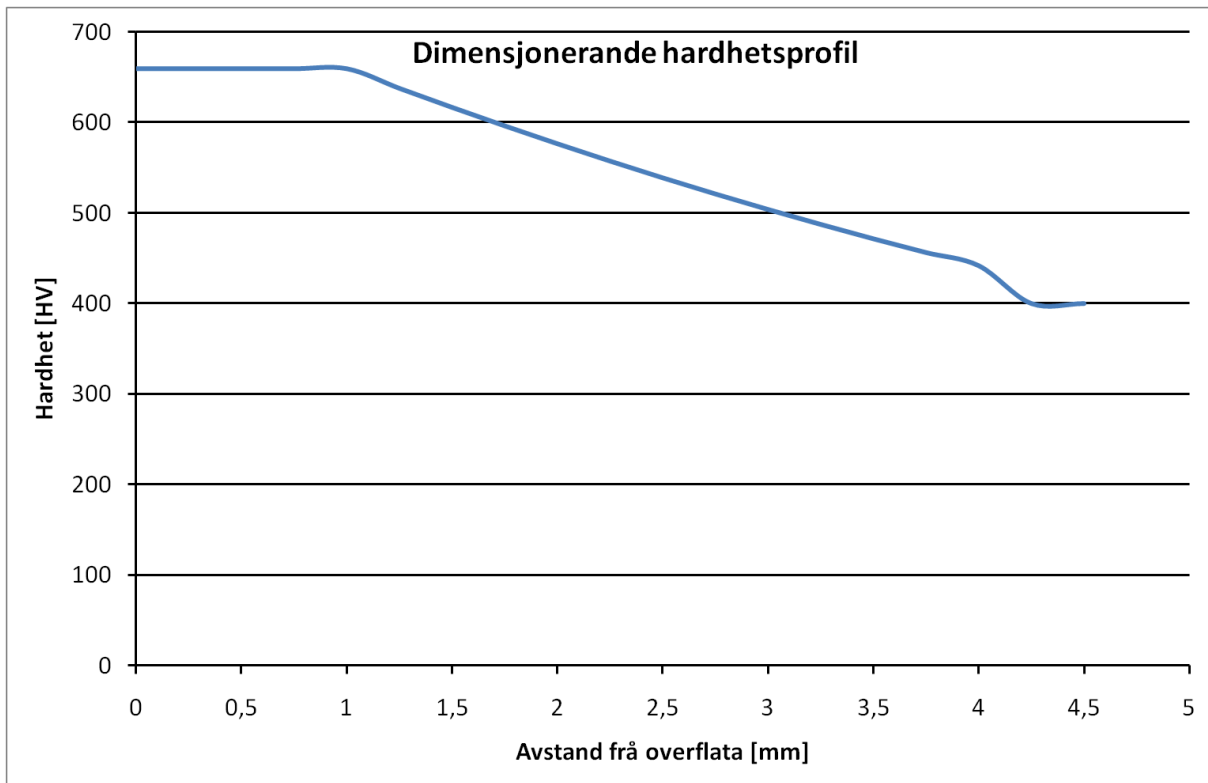
Der:

$HV(x)$       Vickershardhet ved posisjon  $x$ .

$x$             Avstand frå overflata.

Målingane vart utført i området 1 mm til 8,7 mm frå overflata. Regresjonen vart utført på målingane i eit område 1 mm til 4 mm frå overflata. I dette området er hardheten fallande, mens den over 4 mm byrjar å flate ut i overkant av 400 HV. Difor vert det antatt, i denne oppgåva, at hardheten djupare enn 4 mm er konstant 400 HV. Nærare overflata enn 1 mm er det ikkje utført nokon målingar. Det vert då antatt at hardheten er konstant frå overflata, og inn til 1 mm. Dette då det er meir realistisk enn å anta at hardheten vil følgje den same relasjonen som i intervallet 1 – 4 mm. Sidan det vil vere meir karbon i det overflatenære materialet, vil det også være meir restaustenitt. Denne mikrostrukturen er mjuk, og vil difor gjere at hardheten ikkje aukar (Natås, 2012), s. 10 og s. 19. I nokre tilfellet er det og vanlig at hardheten er høgare noko under overflata. Då ein ikkje kan antyde noko om hardhetsprofilen i dette området er det difor naturleg å anta at hardheten er konstant. Det er meir konservativt enn å anta at hardheten vil stige meir.

Målingane i Rad 1 og Rad 2 gir svært like resultat. Målingane i Rad 2 er noko lågare enn i Rad 1. Difor vert denne benytta vidare i dette prosjektet. Med dei gitte grensebetingingane for områda mindre enn 1 mm frå overflata, og over 4 mm frå overflata, vert den dimensjonerande hardhetsprofilen gitt i figur 21.



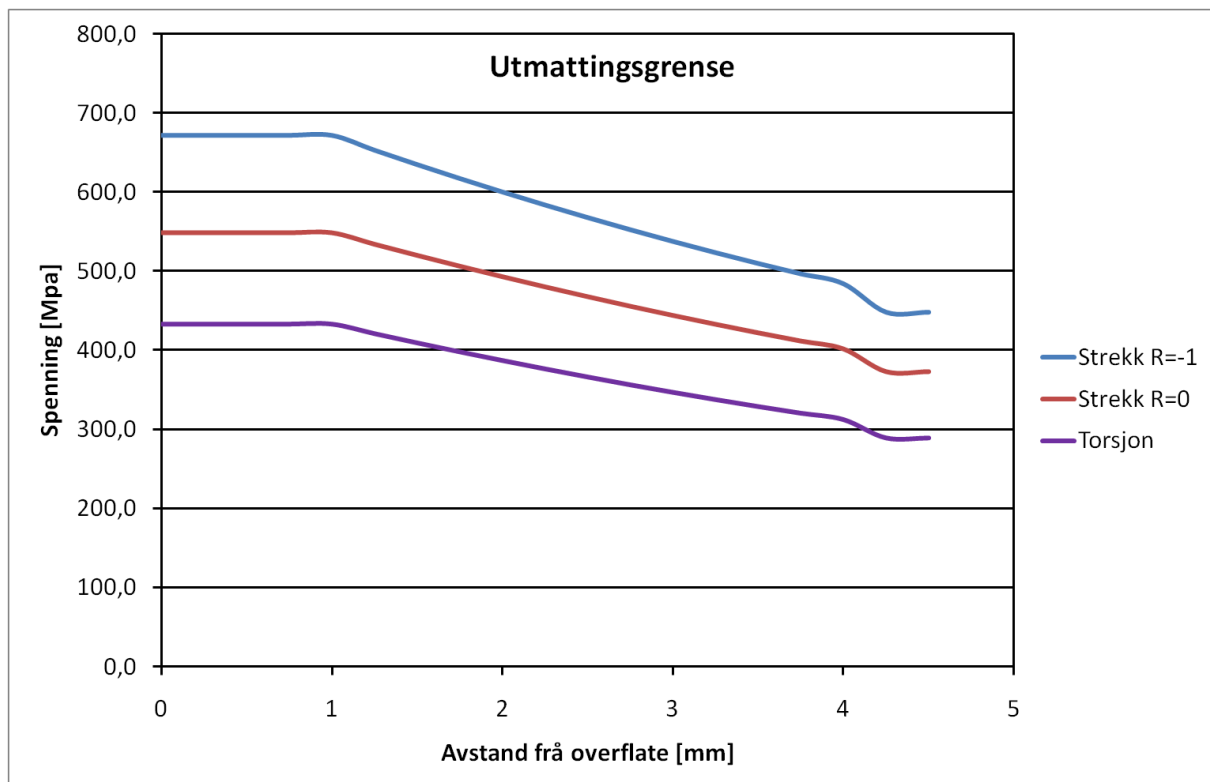
Figur 21: Dimensjonerande hardhetsprofil

Ut frå hardhetsmålingane vart også strekkfastheten estimert. Denne var for heile måleområdet over 1200 MPa. Difor kan ikkje Duckworths relasjon nyttast. Sidan alle hardhetsmålingane er over 400 HV, vert då Murakamis modell for stål med defektar nytta til å estimere utmattingsgrensa. Då ein ikkje veit defektstørrelsen i materialet, vert den minste defektstørrelsen som er innanfor gyldighetsområdet til modellen nytta. For strekk er den  $\sqrt{area} = 35 \mu m$ , og torsjon  $\sqrt{area} = 130 \mu m$ . Utmattingsgrensa vert modellert for følgjande tilfeller.

- Symmetrisk strekk R=-1
- Strekk ved R=0
- Torsjon ved R=-1

Dette vert gjort for hardheten ved alle djubdane, slik at ein definerer utmattingsgrensa som funksjon av avstand frå overflata. Figur 22 viser utmattingsgrensa ved dei ulike lasttilfella. Torsjonsutmattingsgrensa må ikkje samanliknast med dei i strekk, då denne er definert med ein anna defektstørrelse.





Figur 22: Estimerte utmattingsgrensar ved ulike djunder

For å berekne Findley-parameterna  $k$  og  $f$  vart utmattingsgrensena i strekk nytta. Då fekk ein også desse konstantane som funksjon av avstand frå overflata.  $K$  vart berekna ut frå forholdstala mellom dei to utmattingsgrensena i strekk. Dette vart gjort numerisk etter formelen gitt i tabell (...). Frå dei berekna  $k$  verdiane vart  $f$  berekna. Dette vart gjort ut frå likning (34) med basis i utmattingsgrensa i symmetrisk strekk. Likning (34) er gyldig for lasttilfeller med rein strekk eller bøyning.

$$0,5 \cdot (\sqrt{\sigma_a^2 + k^2 \cdot \sigma_{max}^2} + k \cdot \sigma_{max}) = f \quad (47)$$

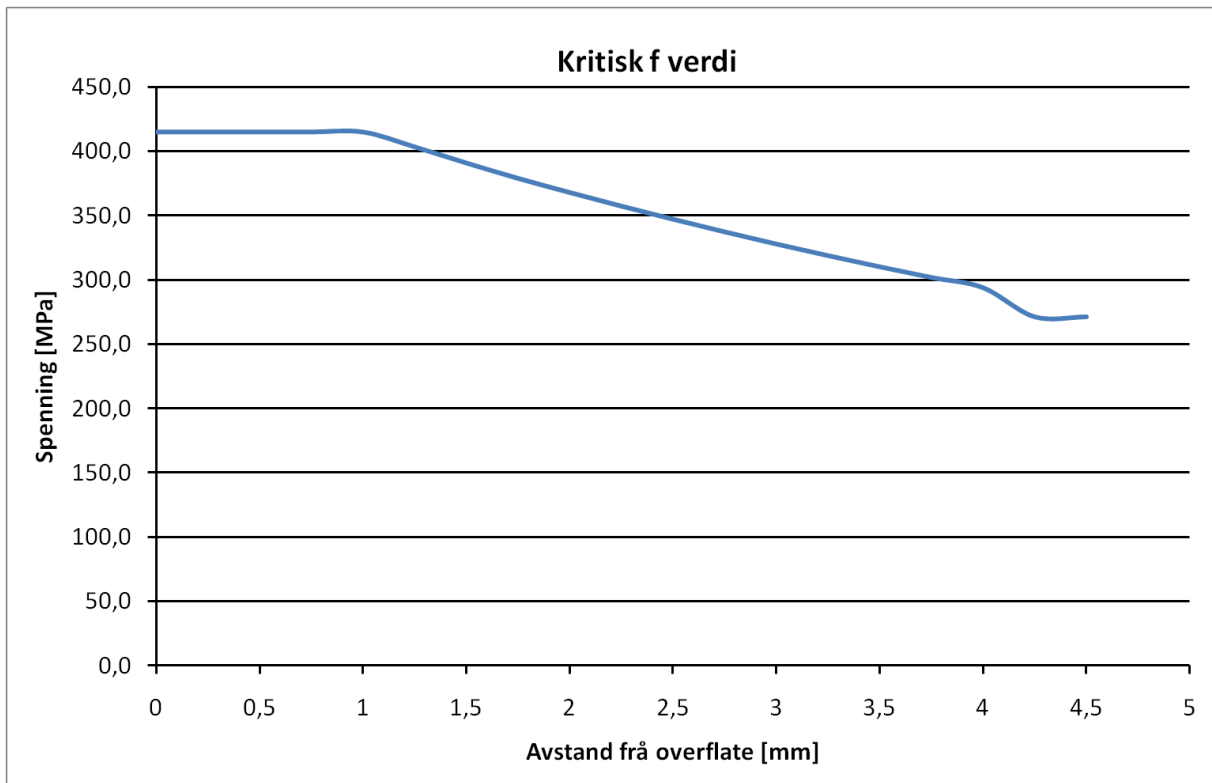
Ved symmetrisk last er amplitudespennaing lik den maksimale spennaing.

$$\sigma_a = \sigma_{max} \quad (48)$$

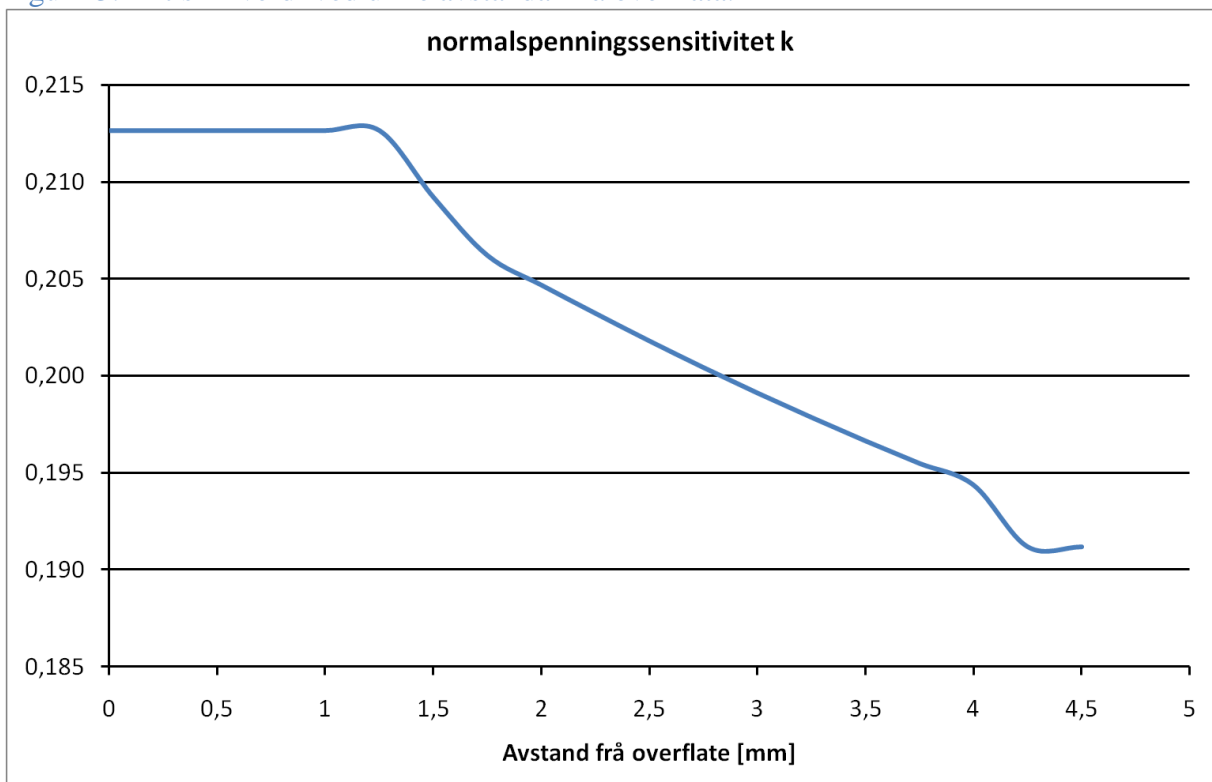
Dersom utmattingsbrot skal oppstå må spennainga være over utmattingsgrensa. Ved å setje inn utmattingsgrensa i uttrykket over vil ein då finne den kritiske verdien til  $f$ , som angir skiljet mellom ein endeleg og uendeleg utmattingslevetid. Denne vert kalla  $f_{kritisk}$ .

$$0,5 \cdot (\sqrt{\sigma_{f,R=-1}^2 + k^2 \cdot \sigma_{f,R=-1}^2} + k \cdot \sigma_{f,R=-1}) = f_{kritisk} \quad (49)$$

Figur 23 og figur 24 visar samanhengen mellom  $f_{kritisk}$  og avstand frå overflata, og  $k$  og avstand frå overflata.



Figur 23: kritisk f-verdi ved ulike avstandar frå overflata.



Figur 24: k ved ulike avstandar frå overflata

## 9.2 Metodikk for bruk av Findley-kriteriet

For å utføre ein utmattingsanalyse ved bruk av Findley-kriteriet, er eit skript i MatLab utvikla. Programmet gjer utrekningar for eit materialpunkt om gongen. I dette skriptet er  $k$  verdien og spenningshistoria input.

Spenningshistoria kan importerast frå Excel, i ei matrise der kolonnane er dei ulike spenningskomponentane, og rekkene er spenninga ved ulike tidspunkt. Matrisa må settast opp etter forma gitt i figur 25, for at berekninga skal verte riktig. Tala representerer dei ulike tidspunkta, altså dei ulike rekkene. Det er inga avgrensing av antall rekker i skriptet.

	$\sigma_{xx}$	$\sigma_{yy}$	$\sigma_{zz}$	$\tau_{xy}$	$\tau_{xz}$	$\tau_{yz}$
1						
2						
3						
4						
5						
6						
7						
8						
9						
10						
...						

Figur 25: Spenningshistorie matrise som input i skript.

Programmet reknar ut Findley-kriteriet for eit sjølvbestemt antal plan. Begge vinklane,  $\theta$  og  $\varphi$ , har nedre og øvre grenseverdier  $0^\circ$  og  $180^\circ$ . Ein vel då sjølv kor mange grader det skal være mellom kvart plan, og ikkje i kva vinkelområde ein skal gjere utrekninga. Ein vel eit fast intervall, til dømes  $5^\circ$ , og denne stigninga gjeldt begge vinklane. Ved eit intervall på  $5^\circ$ , vil det vere 37 ulike  $\theta$  og  $\varphi$ . Dette gir til saman  $37^2 = 1369$  antall vinkel kombinasjonar. Skriptet setter saman dei ulike vinkelvariasjonane i ei matrise. Strukturen i denne vert illustrert i (50). I matrisa er  $\theta$  rekke ein, og  $\varphi$  rekke to. I (50) finnes det tre ulike vinklar, 1, 2 og 3. I skriptet blir vinkelvariasjonsmatrisa sett saman etter same struktur. Der  $\theta$  til å byrje med er den første vinkelen, mens  $\varphi$  varierer. Denne matrisa har då like mange kolonnar som det er antall vinkelvariasjonar.

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 2 & 2 & 2 & 3 & 3 & 3 \\ 1 & 2 & 3 & 1 & 2 & 3 & 1 & 2 & 3 \end{bmatrix} \quad (50)$$

Utrekning av spenningar i det transformerte koordinatsystemet vert gjort etter matriseuttrykket i (51), som er gitt av tabell 1. Transformeringsfaktorane  $a_{11}$ ,  $a_{12}$ ,  $a_{13}$ ,  $a_{21}$ ,  $a_{22}$ ,  $a_{23}$ ,  $a_{31}$ ,  $a_{32}$  og  $a_{33}$  vert utrekna som rekkevektorar, der antall kolonner er lik antall vinkelvariasjonar. Vinklane som er nytta til å rekne ut faktoren i ein kolonne er henta frå same kolonna i vinkelvariasjonsmatrisa. Av interesse er det å sjå på spenningane i eit plan. Difor reknar ein i skriptet berre ut  $\sigma'_{xx}$ ,  $\tau'_{xy}$  og  $\tau'_{xz}$ .

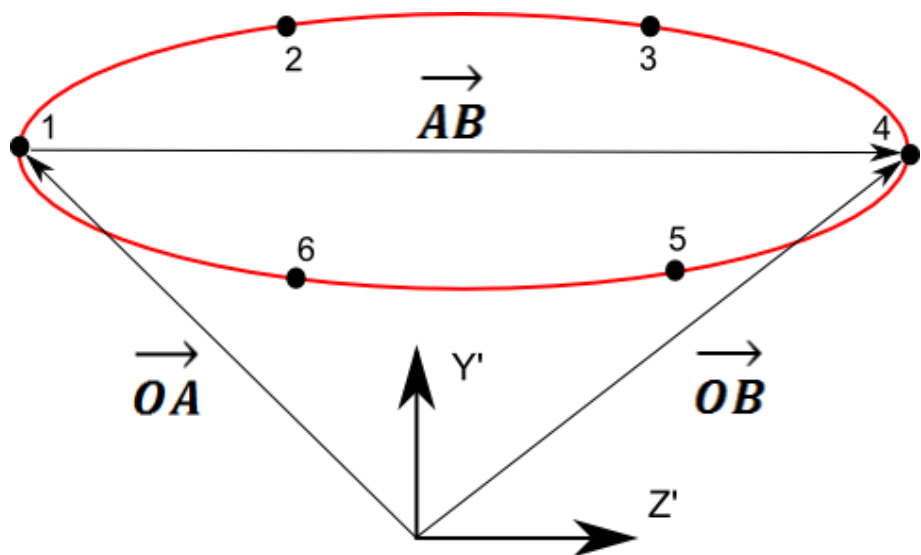
Urekningsformlane for dette er:

$$\begin{bmatrix} \sigma'_{xx} \\ \tau'_{xy} \\ \tau'_{xz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11}^2 & a_{12}^2 & a_{13}^2 & 2a_{11}a_{12} & 2a_{11}a_{13} & 2a_{13}a_{12} \\ a_{11}a_{21} & a_{12}a_{22} & a_{13}a_{23} & (a_{11}a_{22} + a_{12}a_{21}) & (a_{13}a_{21} + a_{11}a_{23}) & (a_{12}a_{23} + a_{13}a_{22}) \\ a_{11}a_{31} & a_{12}a_{32} & a_{13}a_{33} & (a_{11}a_{32} + a_{12}a_{31}) & (a_{13}a_{31} + a_{11}a_{33}) & (a_{13}a_{32} + a_{12}a_{33}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \end{bmatrix}$$

(51)

I skriptet vert dei tre transformerte spenningskomponentane,  $\sigma'_{xx}$ ,  $\tau'_{xy}$  og  $\tau'_{xz}$ , rekna ut kvar for seg som matriser. Dimensjonen av desse matrisene er gitt av vinkelvariasjonar og tidspunkt. Antall kolonnar er gitt av antall tidspunkt, og rekker gitt av vinkelvariasjonar.

Findley-kriteriet angir at ein skal finne den maksimale normalspenninga som vert opplevd i planet gjennom spenningssyklusen. For kvar rekke i  $\sigma'_{xx}$  matrisa, vert difor maksimalverdien funnet. Skjærspenningsvidda vert utrekna som diameteren til den minste sirkelen som omkrinsar heile skjærspenningscyklusen.



Figur 26: Metodikk brukt i algoritme, for å fastslå skjærspenningsamplituden.

Då det finnes to skjærspenningar i planet, vil desse følgje ein funksjon gjennom syklusen. Figur 26 viser eit døme av ein slik skjærspenningsfunksjon. Den raude linja er spenningskurva, og punkta 1-6 er dei berekna spenningane ved ulike tidspunkt. I figur 26 er avstanden frå punkt ein til fire den største avstanden det kan vere mellom nokon punkt i syklusen. Dersom ein teiknar inn ein sirkel med diameter lik avstanden mellom punkt ein og fire, og som går gjennom desse punkta, så vil den omskrive heile kurva til syklusen.

For å rekne ut den største avstanden som eksisterer mellom punkta i syklusen, vert vektoralgebra nytta. Ved å rekne ut vektorane frå origo til to ulike punkt, får ein vektorane  $\vec{OA}$  og  $\vec{OB}$ . Vektoren  $\vec{AB}$  skildrar avstanden mellom endepunkta for dei to vektorane. Denne er gitt som differansen mellom dei.

$$\vec{AB} = \vec{OB} - \vec{OA} \quad (52)$$

Vidare kan lengda av vektoren  $\vec{AB}$  reknast ut etter følgjande ved å bruke pytagoras:

$$|\vec{AB}| = \sqrt{\vec{AB(1)}^2 + \vec{AB(2)}^2} \quad (53)$$

For at denne metodikken skal fungere i eit generelt tilfelle, må denne utrekninga gjerast for alle tenkelege punkt kombinasjonar i syklusen. I programmet vert dette gjort ved at  $\vec{OA}$  først alltid går til punkt ein, mens  $\vec{OB}$  etter tur går til alle punkta ein til seks. Det vert då rekna ut seks avstandar. Då dette er gjort går  $\vec{OA}$  til punkt to, mens  $\vec{OB}$  går gjennom alle punkta på nytt. Denne sekvensen fortsetter til  $\vec{OA}$  har vert gjennom alle punkta. Alle avstandsutrekningane, det vil seie kvadratet av antall tidspunkt, vert lagra i ein vektor. Ein kan då finne ut kva av dei som er størst. Denne utrekninga vert utført i alle plan. Det vil seie at rekke n i matrisene  $\tau'_{xy}$  og  $\tau'_{xz}$  vert kopla saman for utrekninga. Dette vert gjort for alle rekkene i dei to matrisene.

På dette stadiet er den maksimale normalspenninga og skjærspenningsvidda i alle plan utrekna. Dei er begge gitt som kolonnevektorar, der kvar rekke er eit plan. Vidare vert findleyparameteret f utrekna for alle plana.

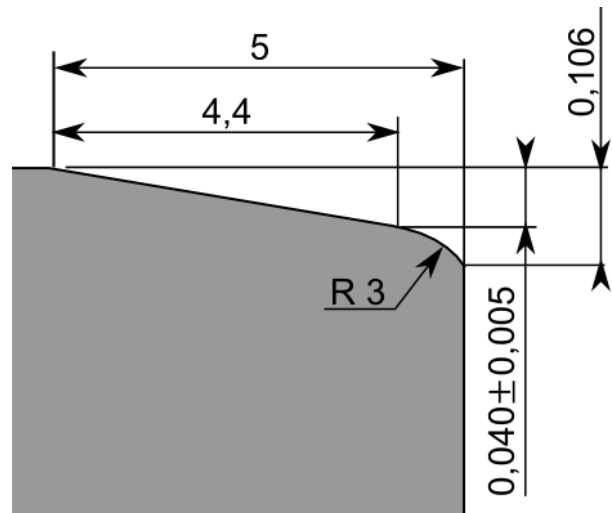
$$f = \frac{\Delta\tau}{2} + k\sigma_n \quad (54)$$

Dette vert også ein kolonnevektor. Programmet finner den høgste verdien av f, og ved kva posisjon i vektoren denne står. Vinkelkoordinatane til dette planet finn ein ved å avlesa vinklane i vinkelvariasjonsmatrisa, i kolona med same nummer som denne posisjonen.

### 9.3 Design av rulle

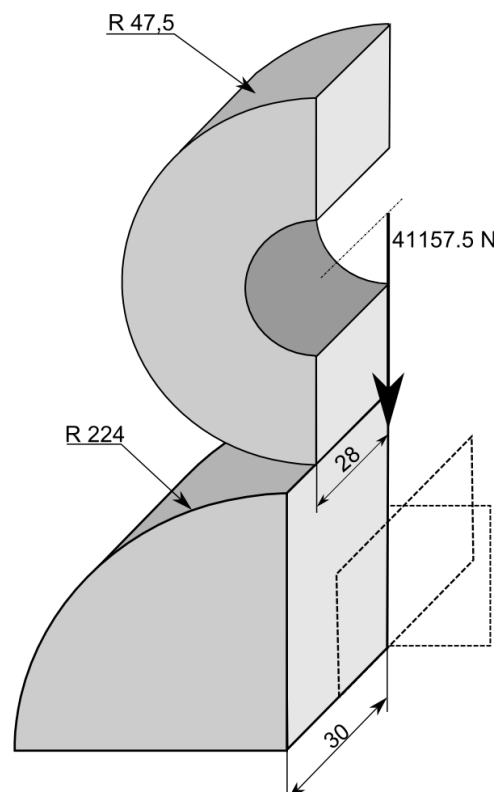
Eit detaljert design av kammekanismen i dette prosjektet, var ikkje fullført. Dei viktigaste dimensjonane, kamprofilen, rullediameter, og bredde var definert. Derimot var ikkje endeprofilen på rulla bestemt. Dette er ein viktig dimensjon i kontaktanalyser, då den er avgjerande for størrelsen på kontakttrykket i endane på kontaktflata. Det vart bestemt å designe ein faskant i endane på rulla. Dette fordi det er eit design som er brukt på tidligare modellar. Som utgangspunkt for designet, vart rulla til innsprøytinga i ein annan motor nytta. Dimensjonane på dette rulleprofilet er gitt i figur 27.

Fasen på denne rulla er  $40\ \mu\text{m}$  djup. Dette er dimensjonen som vert optimalisert. Av dette følger også at høgda mellom radien og sylinderflata, som er  $0,106\ \text{mm}$ , også vert endra tilsvarende sjølve fasdjubda. Den ytre diameteren på rulla er  $95\ \text{mm}$ , og den indre diameteren er  $62\ \text{mm}$ . Den totale breidda på rulla er  $56\ \text{mm}$ . Kammen skal vere noko breiare enn rulla, i denne analysen vart det antatt at kammen var  $60\ \text{mm}$  breid.



Figur 27: Fas utforminga som vart nytta som utgangspunkt.

Djubda på fasen har to effektar. Dersom faskanten er bratt, vil kontaktspenningane verte høge i overgangen mellom sylinderflata og fasen. Difor bør fasen vere så slakk som mogelig. Dersom fasen er for slakk, vil det derimot verte kontakt i radien, som etterfølgjer fasen. Dette kan gi høgt trykk i radien. Difor er den ideelle hellinga på fasen eit kompromiss mellom dei to effektane. I dette designet vert det tatt utgangspunkt i at det aldri skal være kontakt på meir enn 90% av fasen. Dette for å ha ein sikkerhetsfaktor mot at det vert kontakt i radien.

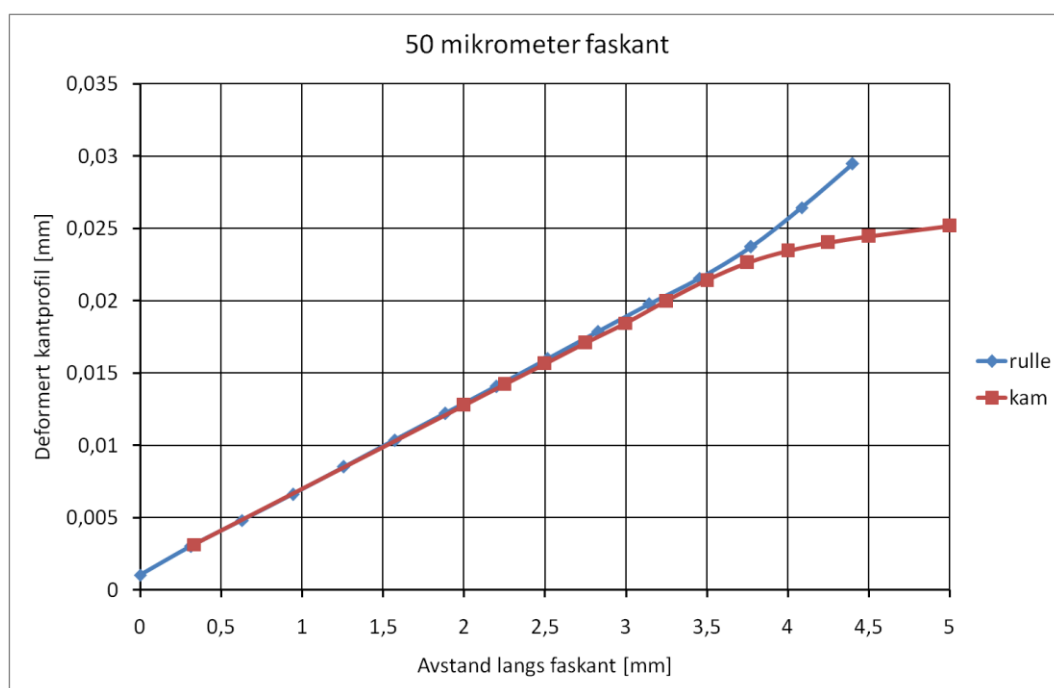


Figur 28: Illustrasjon av modellen som vart nytta i analysa

Det vart utført ein statisk ulinær FE kontaktanalyse for å bestemme utforminga. Denne vart utført for posisjonen på kammen der det analytiske herztrykket er høgast.

Ved denne posisjonen, vil samantrykkinga av kontaktflatane vere størst. Ved denne posisjonen er krumningsradien på kammen  $224 \text{ mm}$ , og normalkrafta  $164630 \text{ N}$ . Dette gir eit analytisk rekna herztrykk på  $1671 \text{ MPa}$ .

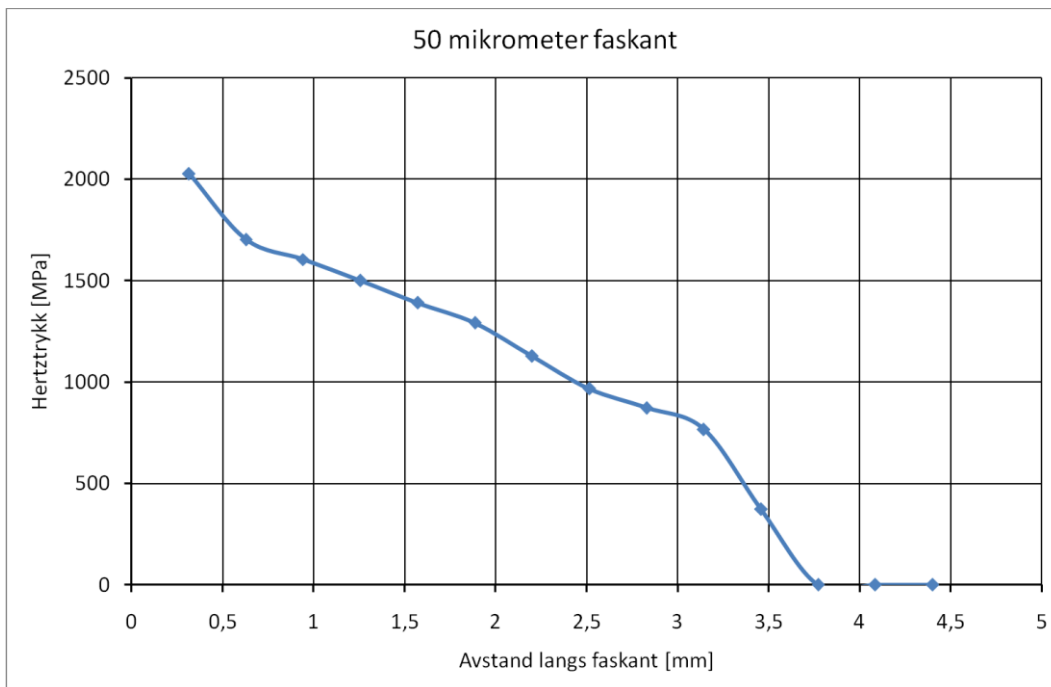
For å redusere størrelsen på modellen vart det nytta to symmetriplan. Dei er illustrert i figur 28, som plan med stipla linjer. Sidan berre ein fjerdedel av modellen er med i simuleringa, er krafta også redusert til ein fjerdedel, altså  $41157,5 \text{ N}$ . Elementa som vart benytta var 20 noders kvadratiske hexaedronelementer. Ved kontaktflata var elementstørrelsen  $0,5 \text{ mm} \cdot 0,5 \text{ mm} \cdot 1 \text{ mm}$ , der elementa var  $1 \text{ mm}$  lange i sylindranes akseretning. Slave flata var på rulla, sidan det var denne som skulle undersøkast. Krafta vart plassert i senteraksen på rulla ved ein kinematisk kopling. Flata nedst på figur 28 vart opplagra, her vart alle frihetsgrader låst.



Figur 29: Deformert rulle og kamprofil

Analysa vart utført for fleire fasar, for å finne den beste utforminga. Figur 29 viser den deformerte kantforma på rulle og kam, der fasen er  $50 \mu\text{m}$ . Frå resultatet ser ein at det er kontakt til ein plass mellom  $3,5 \text{ mm}$ , og  $4 \text{ mm}$ . Det vil seie at det er kontakt på mellom  $79,5\%$  og  $91\%$  av fasen.

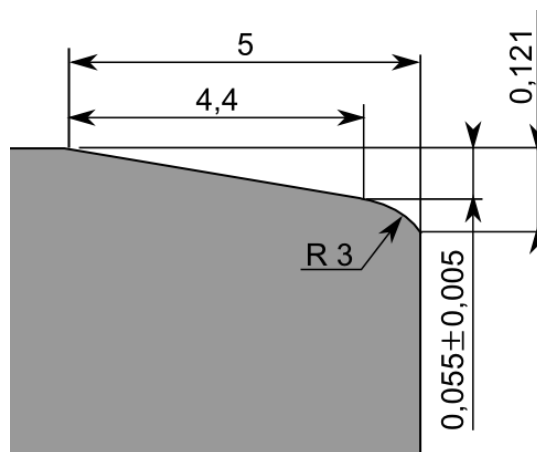
$$\frac{3,5}{4,4} \cdot 100\% = 79,5\% \text{ og } \frac{4}{4,4} \cdot 100\% = 91\% \quad (55)$$



Figur 30: Kontakttrykk langs faskanten

Dersom ein ser på hertztrykket på faskanten på rulla, så ser ein at det er 0 MPa om lag ved 3,75 mm. Dette vil seie at det er kontakt på 85% av fasen.

Dersom ein går ut frå at dimensjonane på fasen ikkje skal vere finare enn at den går opp i  $5 \mu m$ , så er  $50 \mu m$  den minste akseptable hellinga på fasen. Med ein faskant på  $45 \mu m$  vil det være kontakt på meir enn 90% av fasen. Fasen i rulla det er tatt utgangspunkt i er gitt med toleranse på  $\pm 5 \mu m$ . Difor vert det også gjort på dette designet. Sidan  $50 \mu m$  fas var naudsynt, vert fasen angitt med dimensjonen  $55 \pm 5 \mu m$ . Vidare i oppgåva vert den øvre toleransen brukt i berekningar. Dette fordi denne fasen er brattast, og difor gir høgast kontaktspenning. Det er difor konservativt å bruke denne forma som den dimensjonerande forma.



Figur 31: Ny fasutforming

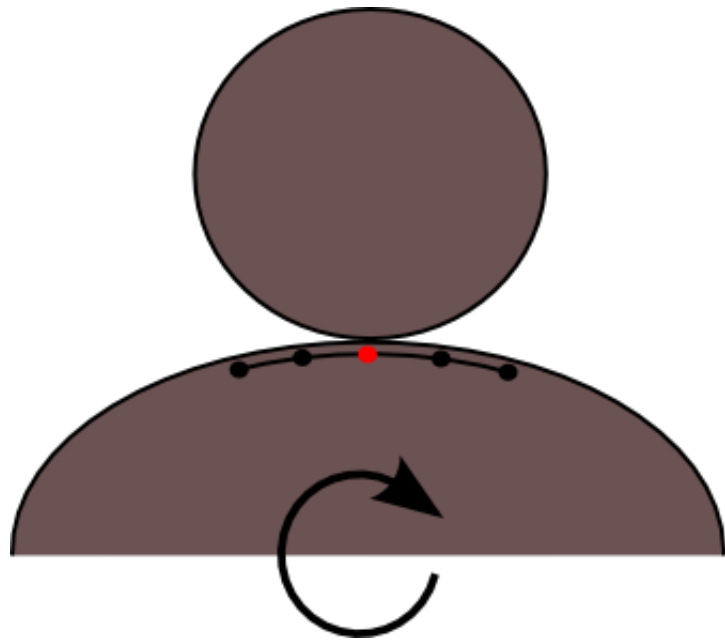


## 9.4 Analyse

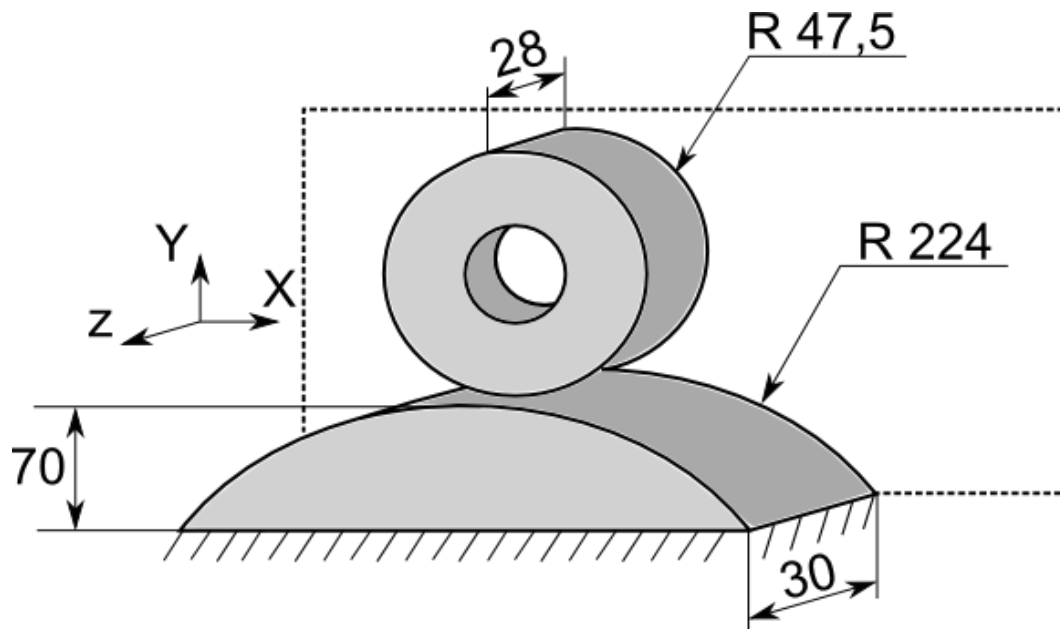
Analysa som vart brukt for å utføre utmattingsberekninga i denne oppgåva er ein statisk ulineær kontaktanalyse. For å kunne utføre ein utmattingsberekning, må ein vite korleis spenninga varierer over tid. I utgangspunktet finn ein ikkje ut av det i denne modellen. Dersom ein antar at kammen er ein

syllinder, og normalkrafta er konstant, kan ein likevel bruke analysen til å hente ut

spenningssyklusar. Denne forenklinga er gitt i figur 32. Alle punkt som ligg med lik avstand til overflata, vil oppleve same spenningssyklus, i løpet av ein omdreiing. Det vil seie at alle dei svarte punkta på linja vil vere på same posisjon som det raude punktet i løpet av ein omdreiing. Ved å gjere ein statisk analyse, kan ein altså hente ut spenninga i alle punkta med same avstand til overflata, og dette vil då vere spenningshistoria ved den avstanden til overflata. Med denne teknikken gjer ein altså antakinga om at normalkraft og krumningsradius er konstant. Dette er sjølvsagt ikkje heilt reelt, men kontaktspenninga er svært konsentrert om kontaktflata, og difor vil verken krumningsradius eller normalkrafta endre seg noko særleg innanfor området ein er interessert i å undersøkje.



Figur 32: Skildring av formålet med analysa.

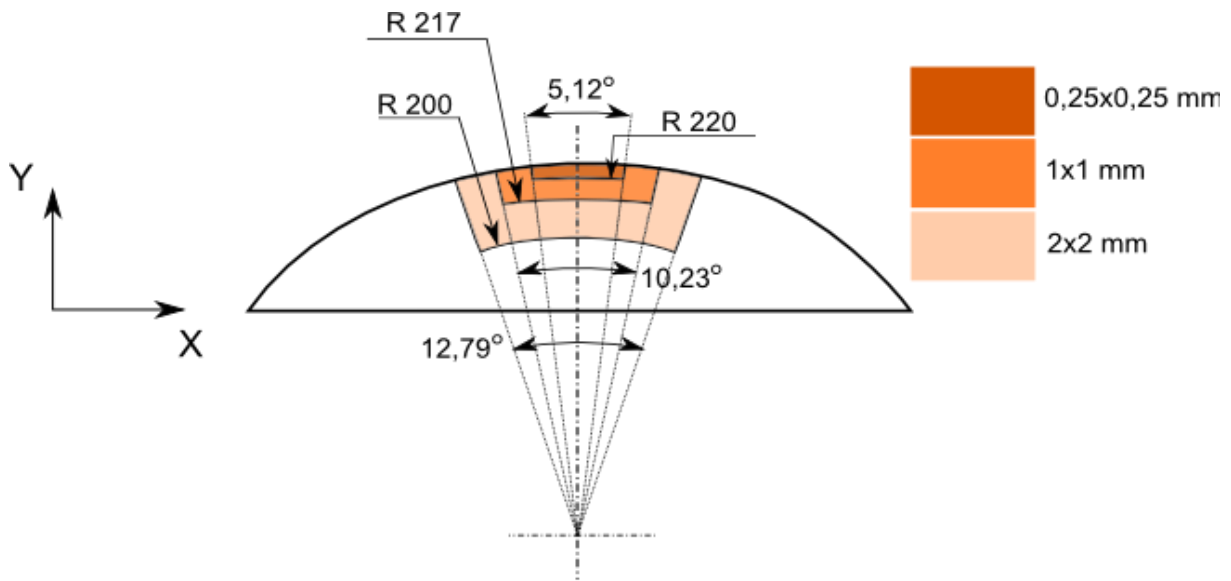


Figur 33: Illustrasjon av modellen brukt i analysa

Ein illustrasjon av analysen som vart gjort er gitt i figur 33. I motsetning til analysen som vart brukt til å designe rulla, er det i denne analysen berre brukt eit symmetriplan. Dette er angitt som det stipla planet i figuren. Modellen er ikkje forenkla med det andre symmetriplanet, fordi det er ønskelig å sjå på spenningane på både høgre og venstre side av kontaktpunktet. Dette då skjærspenningane ikkje varierar symmetrisk om dette planet. Posisjonen på kammen, og dermed kraft og dimensjonar, er den same som ved utforminga av rulla. Krumningsradien ved posisjonen som analysen vert utført på, er 224 mm. I analysen vert ikkje ein heil syllinder med denne radien tatt med. Som figur 33 viser er 70 mm av syllindaren med. I "kuttflata" er kammen fullstendig opplagra, alle fridomsgradar er låst. Spenningsfordelinga ved kontakt er lokale, og difor har ikkje plasseringa av opplageret så stor betyding, så lenge det er langt nok unna områda som er utsett for betydelige spenningar.

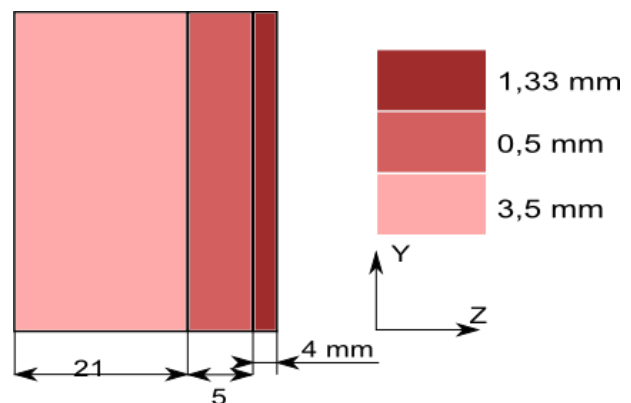
### 9.4.1 Mesh

På både kam og rulle vart det nytta kvadratiske hexaedronelement. I hovudsak vart "sweep meshing" benytta som meshteknikk. Det einaste unntaket er området i figur 34 som har dei finaste elementa. I det området vart "structured meshing" nytta som teknikk. Sidan kontaktspenningane er lokale, så er det ikkje naudsynt å ha små element i heile modellen. Difor er den globale elementstørrelsen 12 mm. Vidare er modellen oppdelt i områder der elementstørrelsen er ulik den globale. Figur 34 og 35 visar elementstørrelsen i kammen. Dette er frå den siste analysen, der konvergens vart påvist. Som ein ser er elementstørrelsen finast nær kontaktflata. Dette skyldes høge spenningsgradientar i dette området. Kammen er den komponenten der spenningane skal analyserast, og difor var dette slaveflata for kontakt.

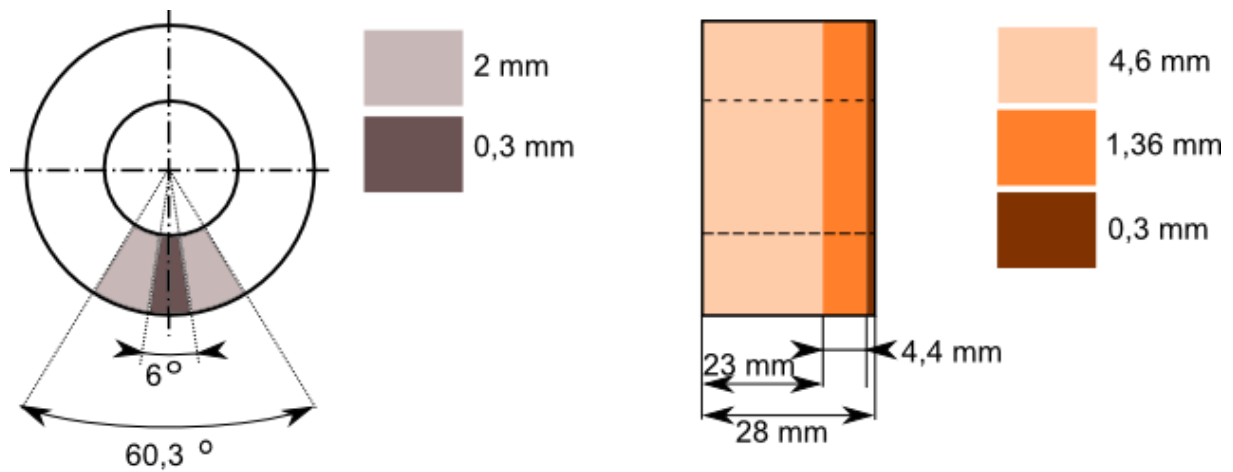


Figur 34: Mesh i tverrsnittet på kammen

Figur 35 viser kammen sett frå sida. Som ein ser er det elementforfining frå denne sida. Dette skyldes spenningskonsentrasjonane ved endane til rulla. I figuren er symmetriplanet på venstre sida. Fasen på rulla byrjar 23 mm frå venstre sida. Difor er elementstørrelsen finast der.



Figur 35: Mesh i lengderetninga på kammen



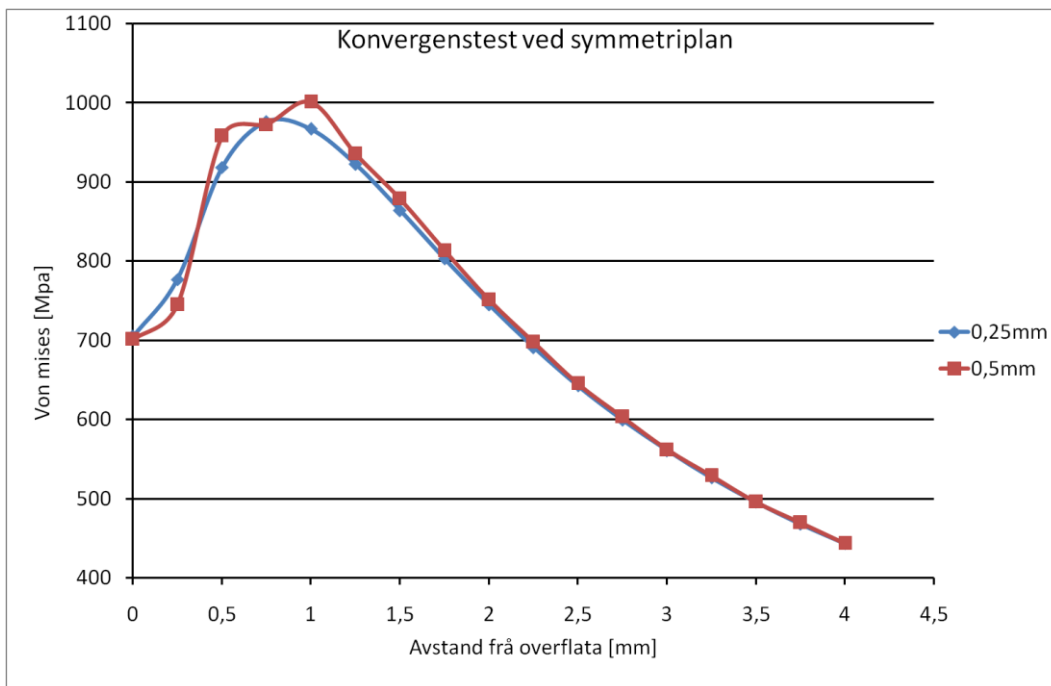
Figur 36: Mesh av rulla, t.v. er tverrsnittet, t.h. er i lengderetninga.

Figur 36 viser elementstørrelsane i rulla, etter at konvergens vart påvist. Den globale størrelsen på elementa er 6 mm. Vidare ser ein i figur 36 at elementa er forfina nær kontaktflata. Dei avmerka sektorane i biletet til venstre, viser forfining i tangentiell retning. Radielt er det heile komponenten forfina, slik at elementa er 4mm ved innerdiameteren, og 1mm ytst. I lengderetninga er fasen forfina. Sidan kontaktflata er "master", så treng ikkje elementa vere like fine som på kontaktflata på kammen. Krafta er plassert i senteraksen på rulla, og koplta til den indre flata i rulla med kinematisk kopling.

### 9.4.2 Konvergens

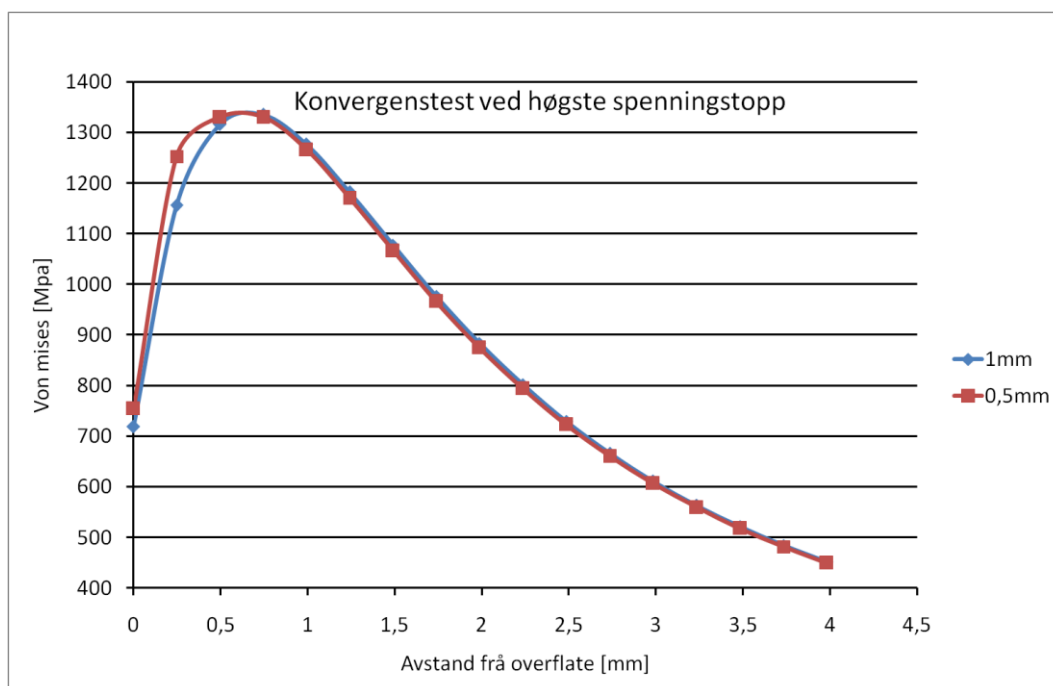
Det vart simulert fleire analyser av modellen for å oppnå konvergens. I byrjinga var det berre den grovaste forfininga i kammen med, men etter kvart vart modellen ytterligere forfina. Det var naudsynt å ha fleire forfiningstrinn for å unngå å gjere simuleringa for stor. Vidare kan det lett oppstå problem med elementkvaliteten dersom ein går direkte frå ein stor global elementstørrelse, til lokalt svært små element. Difor er det hensiktsmessig å gjere forfininga over fleire trinn.

Forfininga vart utført både i kam og rulle samtidig. Konvergens vart testa ved å sjå på endring i von mises spenning langs ei vertikal linje i symmetriplanet, rett under kontaktflata. Årsaka til at von mises spenninga vart nytta, er at denne er avhengig av alle spenningskomponentane. Når elementstørrelsen i kamtversnittet vart endra frå 0,5mm·0,5mm til 0,25mm·0,25mm, såg ein svært liten endring i resultatata. Det største avviket er på 4,2%.



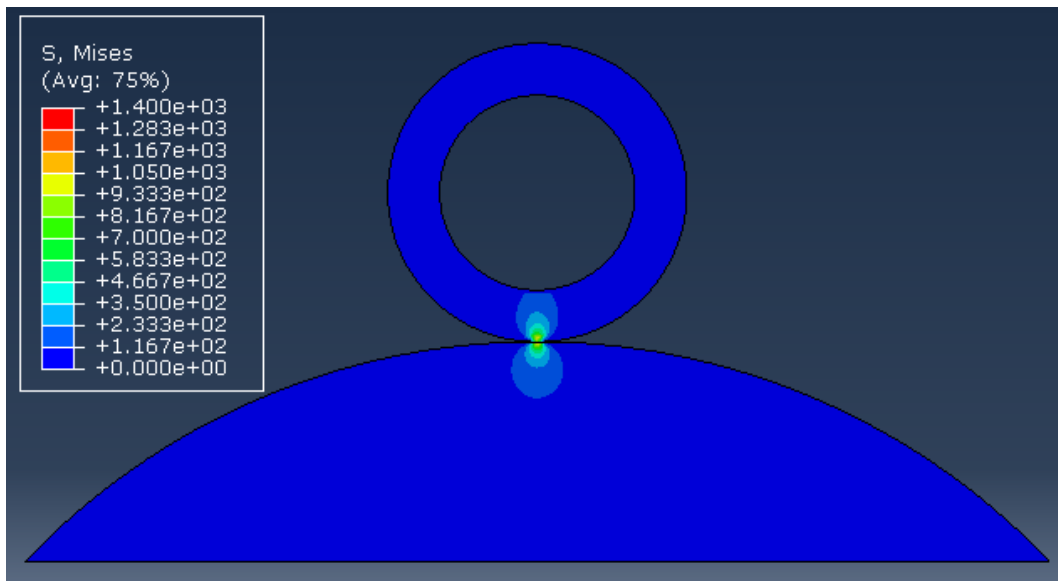
Figur 37: Konvergenstest i symmetriplan.

Sidan spenningane omtrent er konstante i lengderetning, så er det ikkje naudsynt å forfine elementa i denne retninga. Dette gjeldt ikkje i nærleiken av enden av kontaktflata. Der er det spenningsgradientar også i lengderetninga. Som figur 35 visar, så er elementa finare i lengderetninga ved enden av kontaktflata. Denne forfininga førte til at herztrykket fekk ein skarpere toppverdi, og difor gav høgare von mises spenningar i materialet under kontaktflata ved dette punktet. For å sjå om resultatane konvergerer vart von mises spenningane henta ut frå langs ei vertikal linje i kammen, rett under byrjinga av fasen. Dette fordi det er her spenningskonsentrasjonen har sitt maksimum. Når elementstørrelsen, i lengderetninga, vart endra frå 1mm til 0,5mm var det lite avvik. Med unntak av eit punkt, 0,25 mm under overflata, er avvika små. Ved dette punktet er avviket 7,7 %.



Figur 38: Konvergenstest ved enda av kontaktflata.

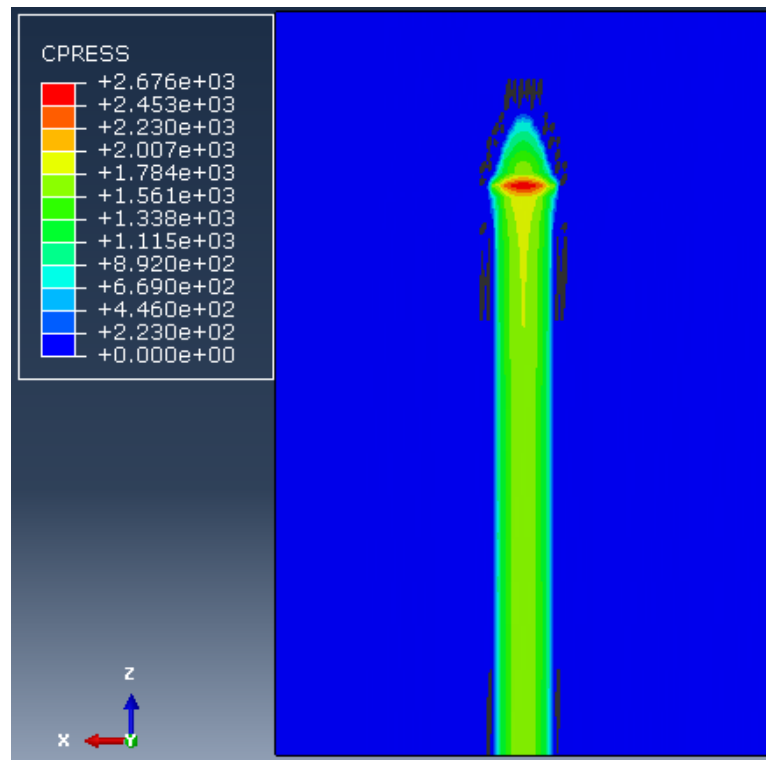
## 10 Resultat



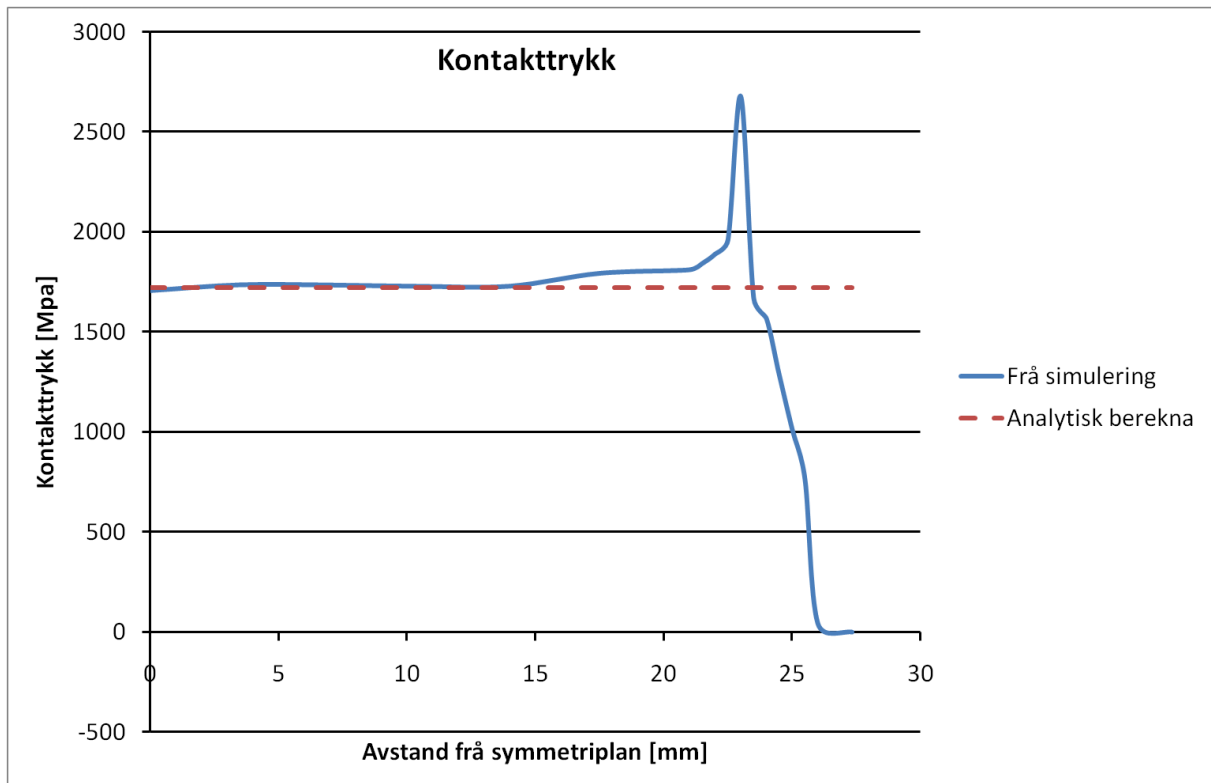
Figur 39: Simuleringsresultat som visar kor lokalt spenningane verkar

Figur 39 visar eit plot av analyseresultatet. Ein ser der kor lokalt spenningane verkar. Plotet er av von-mises spenningane. Desse er nær null i svært store delar av modellen. Likevel vert dei store nær kontaktflata, med verdiar godt over 1000 MPa.

Figur 40 viser kontaktflata på kammen. Ein ser at trykket har ein homogen form i store delar av flata, mens det i enden av kontaktflata er noko ulikt. Her er ein spenningstopp, med maksimalverdi på 2676 MPa. Frå denne spenningstoppen, er trykket gradvis fallande mot enden av kontaktflata. Langs midtlinja i kontaktflata, der spenningane generelt er høgast, er trykket i overkant av 1700 MPa. Bredda på kontaktflata, det vil seie langs x-aksen, er i underkant av 2,5 mm.



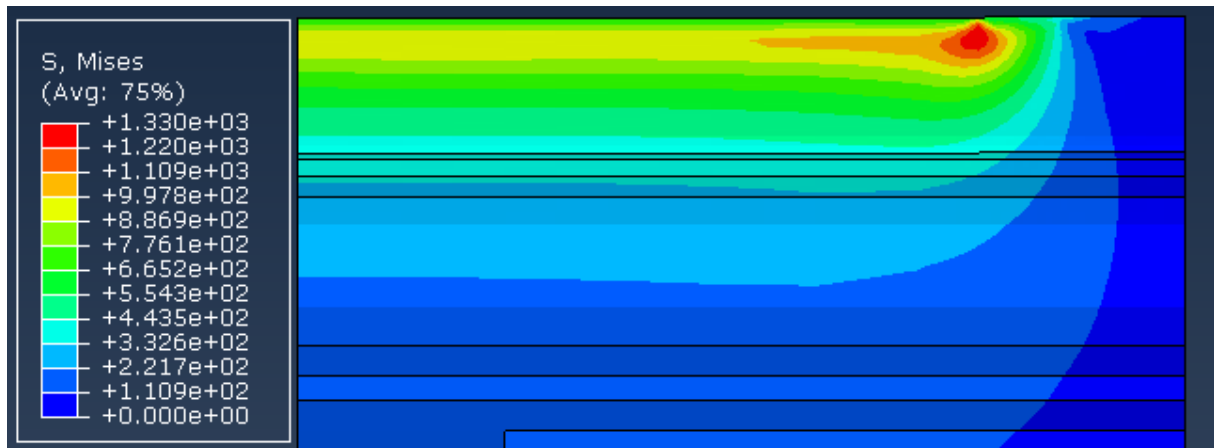
Figur 40: Fordeling av kontaktrykk.



Figur 41: Grafisk framstilling av kontakttrykk langs lengderetninga på kammen

Kontaktflata i simuleringa er i overkant av 26 mm lang. Det vil seie at det er kontakt langs  $\frac{3}{4,4}$  av fasen. Sidan det er nytta eit symmetriplan i modellen, er den totale kontaktflata 52 mm. Ved å rekne ut det analytiske herztrykket, med kontaktlengde på 52 mm, får ein eit makstrykk på 1720 MPa. I figur 41 ser ein kontakttrykket langs midtlinja for kontakt, altså der det høgste trykket verkar. Den blå linja er verdiar frå simuleringa, mens den raude stipla er det analytiske utrekna trykket. Ein ser at desse stemmer godt overens i store delar av linja, men ved enden av kontaktflata gjer dei som forventa ikkje det.



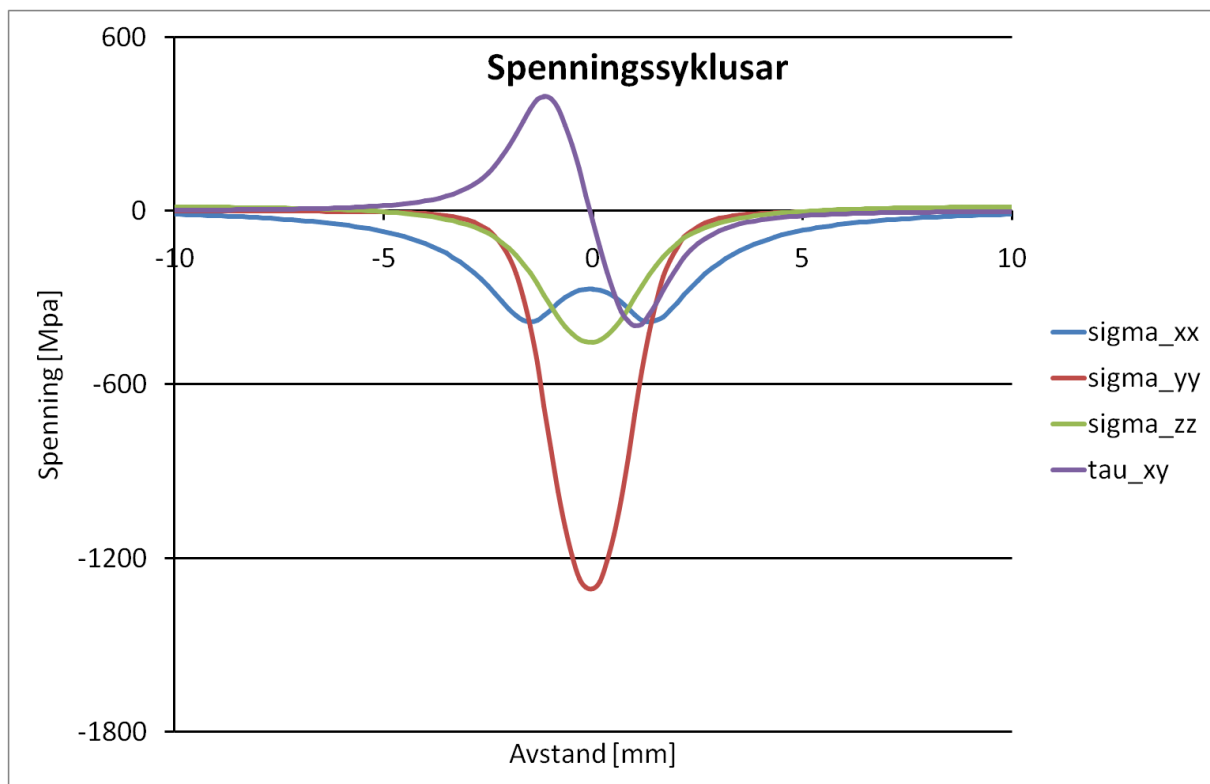


Figur 42: Spenningsplot under overflata

Spenningsane i materialet vert også påverka av enden på kontaktflata. Figur 42 visar eit snitt av modellen, rett under linja for kontakt. Normalt på venstre side av figuren står symmetriplanet. Plottet visar von-mises spenningsane. Generelt ser ein at spenningsane er høgast noko under overflata. Dette skyldes ein større andel hydrostatiske spenningsar i overflata. Ein ser at det er ein spenningsstopp. Denne ligg noko under overflata, der fasen byrjar. Her vert spenningsane langt høgare enn i resten av modellen. Maksimalverdien er  $1330 \text{ MPa}$ . I venstre del av figuren ser ein at spenningsane ikkje endrar seg stort i lengderetninga på kammen Ein kan difor dele modellen opp i to områdar. Dette er då den venstre og høgre halvdel av modellen. I den venstre halvdel, der spenningsane ikkje endrar seg i lengderetning, treng ein ikkje undersøke meir enn eit plan normalt på kammens lengderetning. I høgre halvdel, det vil seie i enden på kontaktflata, må ein sjekke fleire slike plan. Då dette skal vise seg å være tidkrevjande, vert likevel berre planet som går gjennom maksimumverdien undersøkt. Sidan dette er det hardast belasta planet, skal då at dei andre plana uansett ikkje være like hardt belasta. Det venstre området vert vidare i oppgåva kalla plan tøyingsområdet, mens høgre del vert kalla endepunktet.

## 10.1 Plan tøyings området

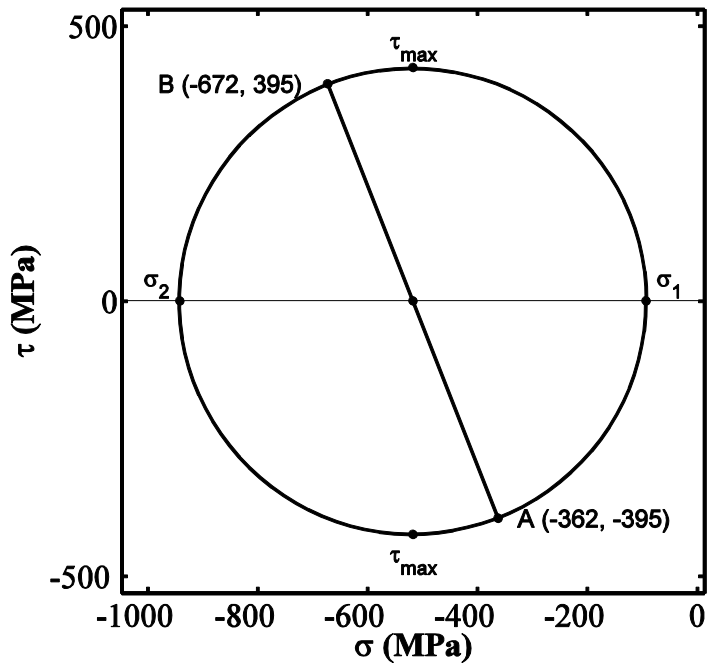
I området som ikkje er utsett for kontaktendeeffektar, til venstre i figur 42, verkar berre ein skjærspenning. Dette er  $\tau_{xy}$  referert til koordinatsystemet. Difor er materialet utsett for plan tøyning, då det verkar tre normalspenningar og ein skjærspenning. I heile dette området er det som tidligare nemnt berre naudsynt å undersøke spenningane i eit plan normalt på kammens lengderetning. Planet som vart undersøkt er symmetriplanet. Spenningssyklusen vart undersøkt i overflata, og vidare med eit intervall på 0,25 mm, innover i materialet. Dette vart gjort fram til ein djubde på 2 mm, då vart intervallet auka til 0,5 mm. Det djupaste punktet undersøkt var 4 mm under overflata. Figur 43 visar spenningssyklusane 1 mm under overflata. Simuleringsdata er henta i eit området  $\pm 10$  mm frå kontaktpunktet. Kontaktpunktet er ved avstanden 0 mm i grafen. Alle normalspenningane varierer frå 0 MPa til trykk. Strekk kan oppstå dersom ein beveger seg tilstrekkeleg vekk frå kontaktpunktet. Desse strekkspenningane er likevel svært små, typisk under 10 MPa. Normalspenningane verkar nær kontaktpunktet, og er svert lokal. Dette gjeldt særleg  $\sigma_{yy}$ , der spenningane endrar seg frå om lag 0 MPa til -1300 MPa, på 2mm. Denne komponenten verkar normalt på overflata, og har altså same retning som kontakttrykket. Skjærspenninga som verkar,  $\tau_{xy}$ , har ein annan opptrøden. Den endrar retning, og amplituden er like stor som maksimalverdien.



Figur 43: Koordinatspenningar i plan tøyingsområdet

### 10.1.1 Uproporsjonal belastning

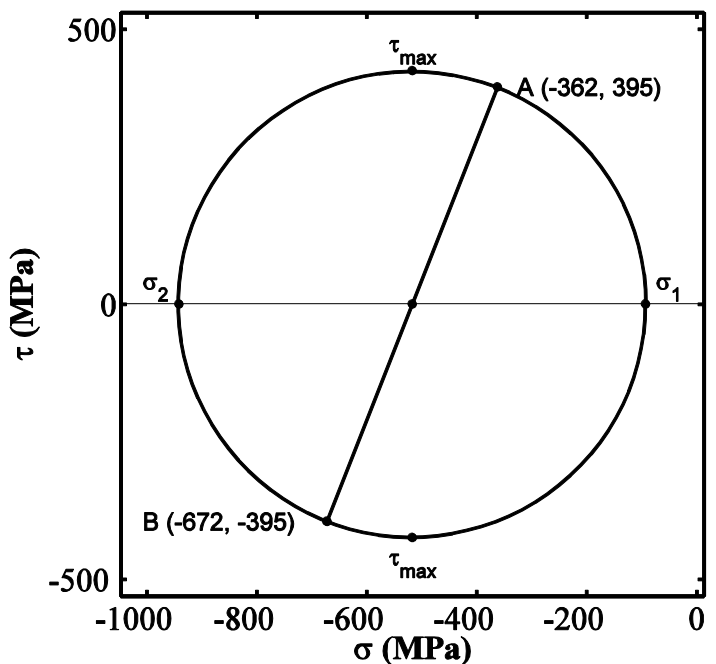
Spenningsbiletet angir uproporsjonal belastning. Dette kan ein vise ved å sjå på spenningane  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{yy}$  og  $\tau_{xy}$ . Desse verkar i same plan. Og kan difor grafisk beskrives med ein mohrs sirkel. Figur 44 og figur 45 visar mohrs sirkel for planet desse spenningane verkar på, ved to tidspunkt. Figur 44 visar tilfellet når  $\tau_{xy}$  har sin maksimale verdi, og figur 45 beskriver tilfellet når  $\tau_{xy}$  har sin minste verdi. Ein ser at vinkelen mellom koordinatspenningane og dei prinsipielle spenningane vert motsett i dei to tilfella. Dette då den einaste skilnaden mellom tilfella er skjærspenningskomponenten, som endrar forteikn.



Figur 44: Mohrs sirkel

Samstundes verkar det inga skjærspenning rett under kontaktpunktet. Difor vil koordinatspenningane og dei prinsipielle spenningane være like i størrelse og orientering.

Dette viser til tre ulike orienteringar av dei prinsipielle spenningane i løpet av kontaktsyklusen. Vanlegvis er mohrs sirklane i figur 44 og figur 45, den største av dei tre sirklane som skildrar det totale spenningsbiletet. Det vil seie at  $\sigma_2$  i figurane eigentleg skal benevnas  $\sigma_3$ , og  $\sigma_2$  vil være lik  $\sigma_{zz}$ .



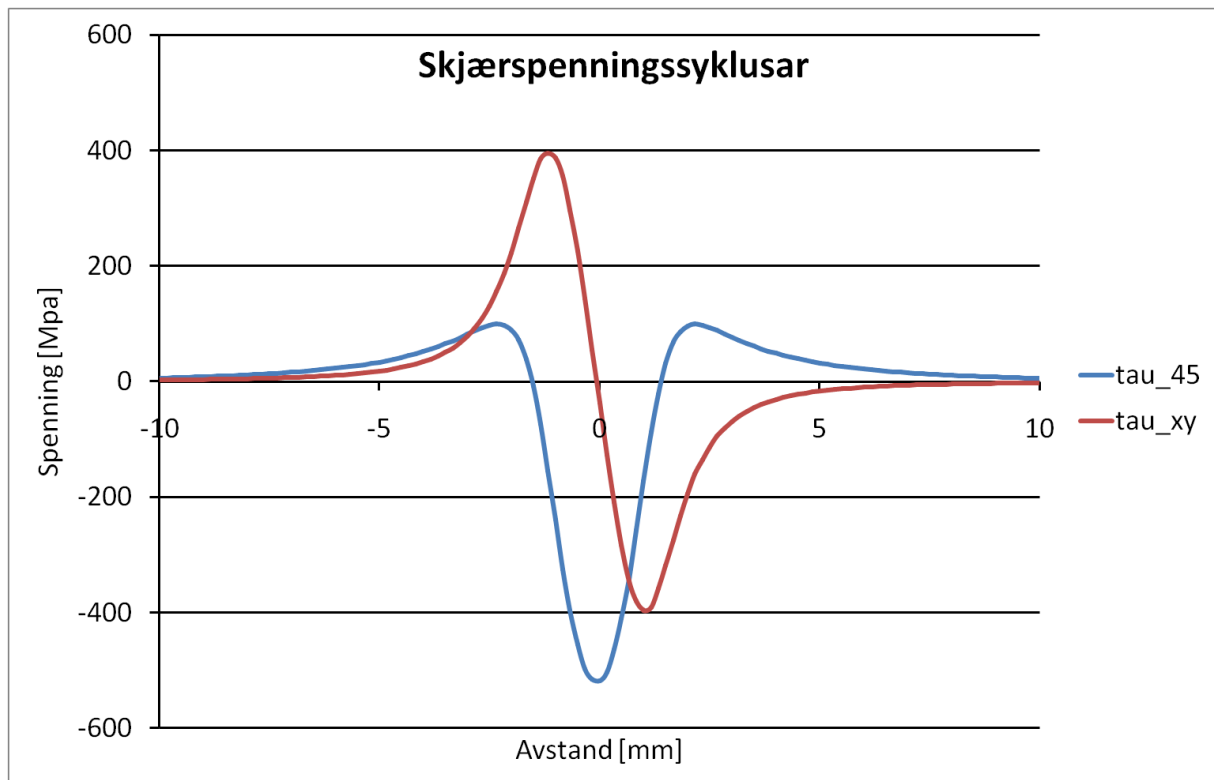
Figur 45: Mohrs sirkel

Med unntak av spenningsbiletet i overflata, så vil spenningane opptre på same måte som i figur 43. Skilnaden mellom djubdane ligg i hovudsak i maksimal- og minimalverdiene. Desse vil endre seg med djubda. Normalsspenningane får gradvis reduserte kompresjonsspenningar med djubda. For  $\sigma_{xx}$  og  $\sigma_{zz}$  vil det skje raskare enn for  $\sigma_{yy}$ . I overflata er dei om lag like

store, og difor vert von mises spenningane låge der. Dette då det vil være ein stor del hydrostatisk trykk. Sidan  $\sigma_{yy}$  opprettheldt eit høgt trykk med djubda, og dei andre komponentane ikkje gjer det. Så vil også von mises spenningane verte høgare. Ved tilstrekkeleg djubde, vil von mises spenningane byrje å verte mindre. Dette då alle normalspenningane er små.

Skjærspenninga  $\tau_{xy}$  endrar seg også med djubda. Denne har låg amplitude i overflata, men aukar innover i materialet. Den maksimale amplituden inntreff 0,75 mm under overflata. Djupare vil skjærspenningsamplituden gradvis reduserast.

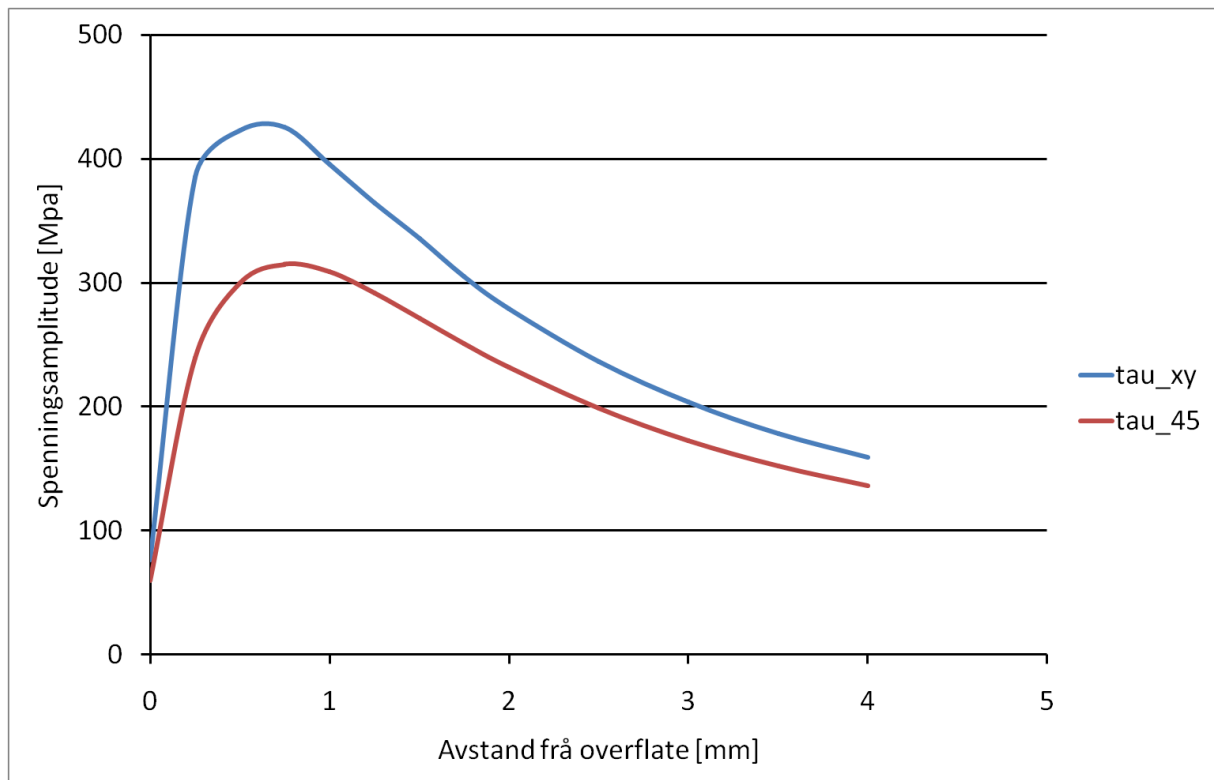
Rett under kontaktflata, som ein ser i figur 43, vil det ikkje eksistere skjærspenningar i form av koordinatspenningar. Likevel vil den aller største prinsipielle skjærspenninga opptre der. Denne er gitt som halve skilnaden mellom  $\sigma_{xx}$  og  $\sigma_{yy}$ , og er orientert ved  $45^\circ$  rotasjon om z-aksen. Den vert kalla  $\tau_{45^\circ}$ , og har høgare maksverdi enn  $\tau_{xy}$ . Likevel vil den ha lågare amplitude enn  $\tau_{xy}$ . Dette då den går frå låg spenning i eine retninga, til maksimalverdi i den andre retninga.



Figur 46: Skjærspenningssyklusar i plan tøyingsområdet

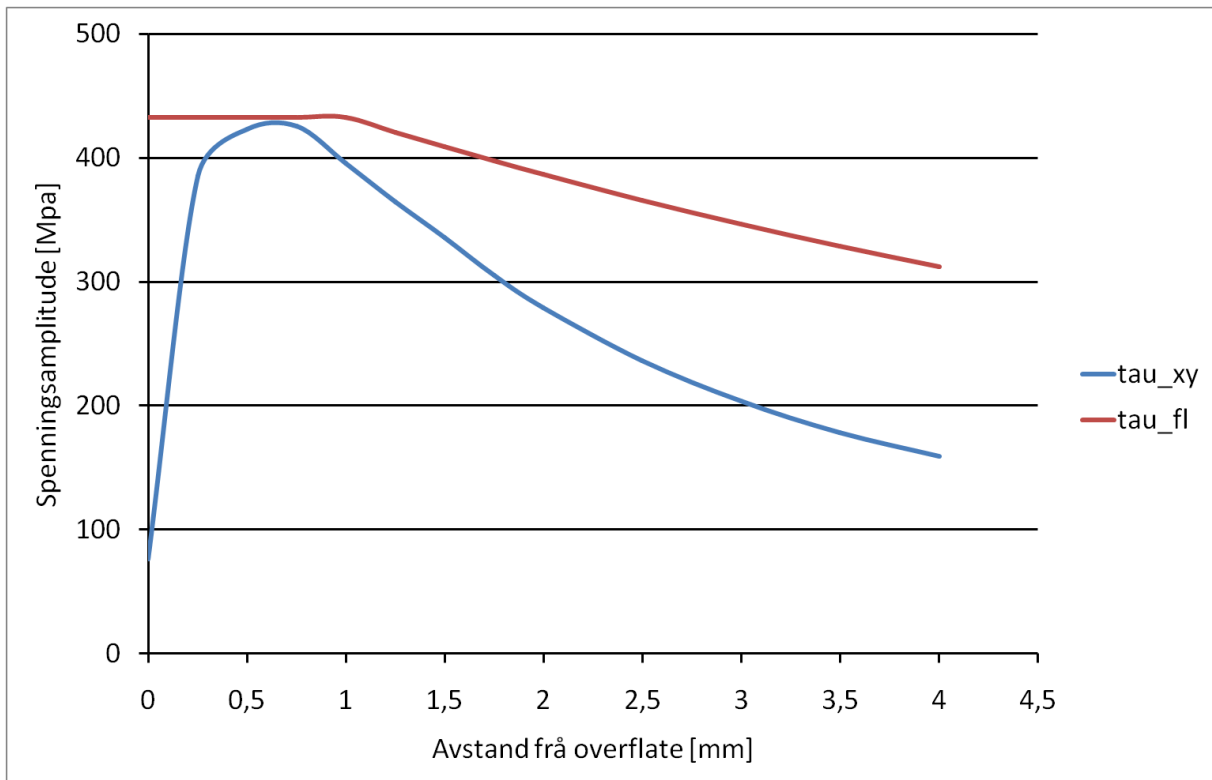
Figur 46 viser korleis desse to skjærspenningane vil opptre ved djubde 1 mm under overflata. Ein ser at  $\tau_{45^\circ}$  har større maksverdi, eventuelt minimumsverdi. Dette vil være avhengig av om  $45^\circ$  rotasjonen er med eller mot klokka. Likevel ser ein at  $\tau_{xy}$  har langt større amplitude. I henhold til V.K. Sharma, så vil likevel amplituden til  $\tau_{45^\circ}$  verte større enn amplituden til  $\tau_{xy}$

djupt inne i materialet. For å undersøke om dette skjer innanfor det undersøkte området vart skjærspenningsamplituden til dei to komponentane, samanlikna ved ulike djubder.



Figur 47: Skjærspenningsamplituder ved ulike avstand frå overflata i plan tøyingsområdet.

Figur 47 viser korleis dei to skjærspenningsamplitudane varierer med avstand frå overflata. Begge komponentane har om lag den same amplituden i overflata, men  $\tau_{xy}$  har ein brattare stigning, og får mykje høgare maksimalverdi. Djupare vil begge komponentane få redusert amplituden, og differansen vert mindre. Ved djubde 4 mm er skilnaden 23 MPa. Det er likevel tydeleg at  $\tau_{xy}$  alltid har høgast amplitude innanfor området som vert undersøkt, og difor er det denne som er dimensjonerande.

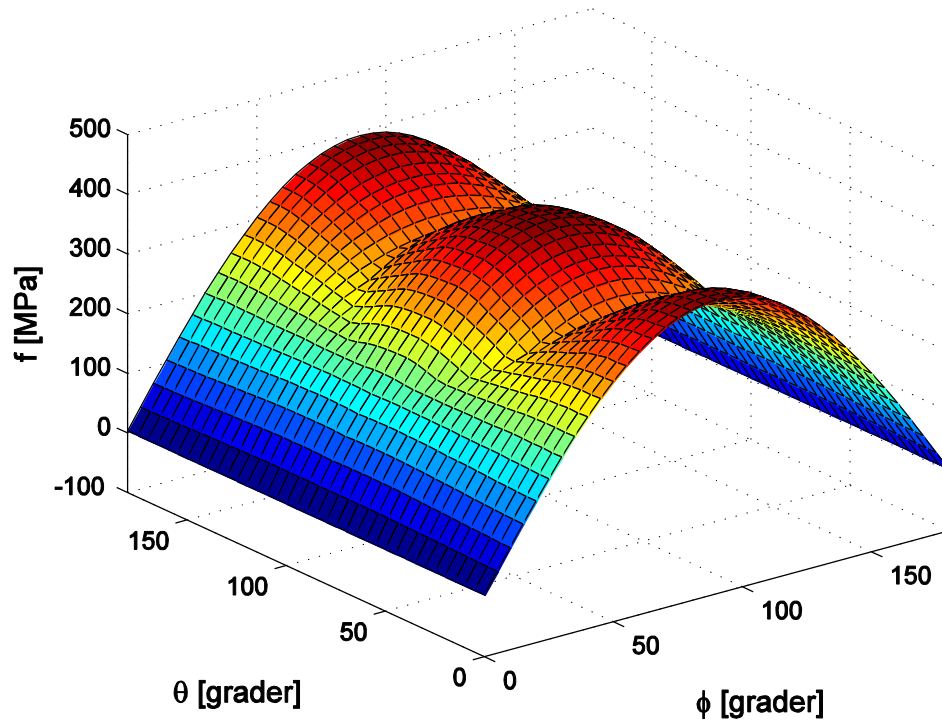


Figur 48: Samanlikning av skjærspenningsamplitude mot torsjonsutmattingsgrense i plan tøyingsområdet.

Samanliknar ein  $\tau_{xy}$  med den estimerte utmattingsgrensa i torsjon,  $\tau_{fl}$ . Ser ein at det kritiske området er ved djubde mellom 0,5 og 0,75 mm. Dette er vist i figur 48. I det mest kritiske området er sikkerhetsfaktoren 1,02. Djupare enn dette vert amplituden redusert raskare enn utmattingsgrensa, og ved djubde 4 mm under overflata er sikkerhetsfaktoren blitt 1,96.

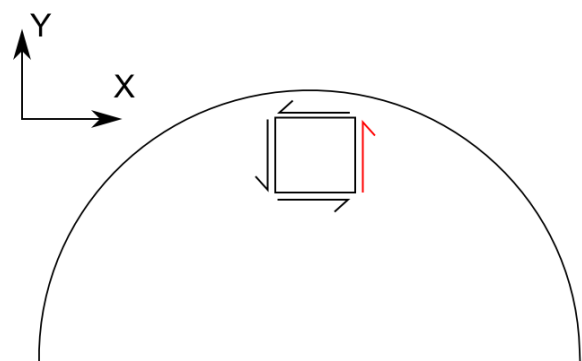
Ved Findley-kriteriet vert ein mengd plan undersøkt. Tidsbruken er avhengig av kor nær kvarandre plana ligg. Vinklane  $\theta$  og  $\varphi$  vart delt opp i steg på  $5^\circ$ , i området  $0^\circ$  til  $180^\circ$ . Det er då 37 vinklar av både  $\theta$  og  $\varphi$ . Det vil då finnes  $37^2 = 1369$  kombinasjonar av desse vinklane, altså 1369 plan som vert undersøkt. Fordelinga av  $f$  ved dei ulike plana er gitt for djubda 1 mm i figur 49.

### Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



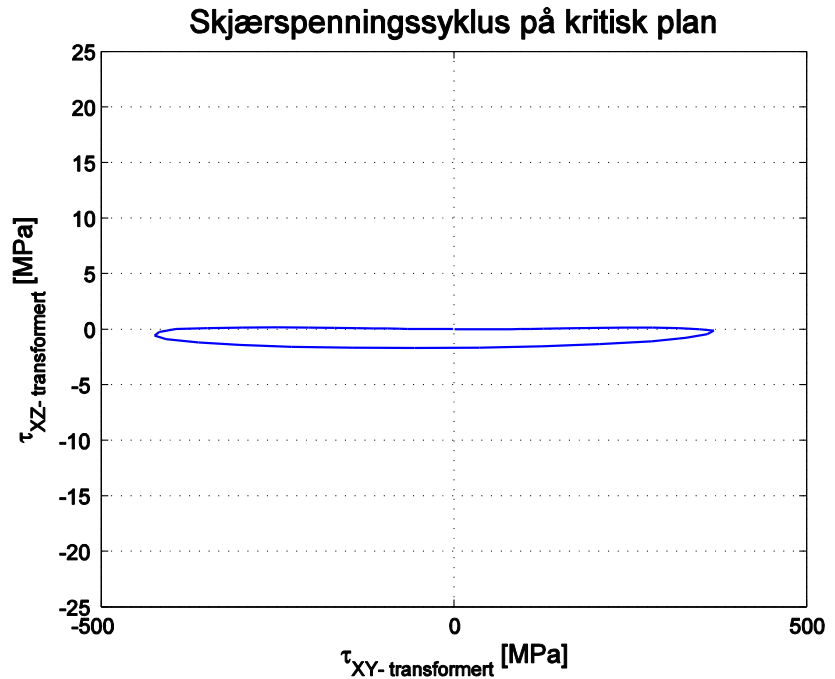
Figur 49: Fordeling av findleiparameter i dei ulike plana.

Av figur 49 ser at dei høgste verdiane av  $f$  alltid ligg ved  $\varphi = 90^\circ$ . Ved variasjon av vinkelen  $\theta$  ser ein derimot at det eksisterer tre toppunkt. Desse er ved  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  og  $180^\circ$ . Denne forma går igjen ved alle djubdar, med unntak av overflata.  $\varphi$  er alltid  $90^\circ$ , men  $\theta$  varierer noko. I hovudsak er  $\theta = 90^\circ$ , men 3,5 og 4 mm under overflata er  $\theta$  henholdsvis  $0^\circ$  og  $180^\circ$ . Det finnes også nokre djubdar der  $\theta$  er  $85^\circ$  og  $95^\circ$ . Orienteringa til plana er vist i figur 50. Så lenge  $\varphi$  er  $90^\circ$  vil alltid planet ligge parallelt med z-aksen. Det vil seie lengderetninga på kammen. Pilane i figuren illustrerer fire moglege plan, der  $\theta$  er  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  eller  $270^\circ$ . Planet angitt med raud pil er ved  $0^\circ$ . I Desse plana tilsvarar dei opprinelige koordinatane til plan normalt på x- og y-aksen. Difor er skjærspenninga som verkar på dei lik  $\tau_{xy}$ .



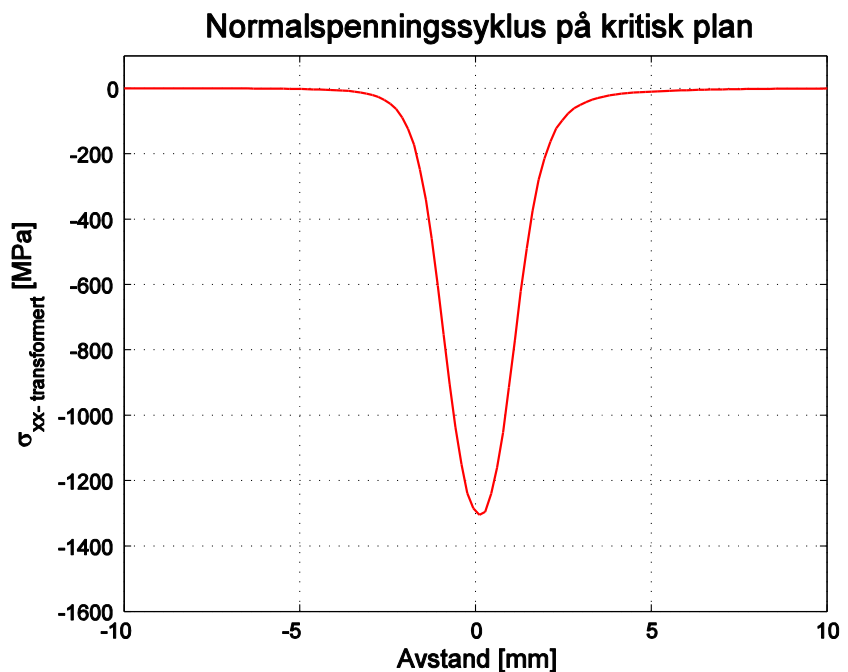
Figur 50: orientering til dei kritiske plana.

Figur 51 visar skjærspenningsforløpet på det kritiske planet 1 mm under overflata. Ein ser at skjærspenningskurva har ein kraftig hovudvekt av spenningar langs den eine aksen. Med dette forløpet er det berre den dominerande aksen som definerer skjærspenningsamplituden. Skjærspenningsamplituden er gitt av den lengste avstanden mellom to punkt i syklusen, og det er tydeleg at denne er gitt av avstanden langs den eine aksen. Sidan det kritiske planet er det same som  $\tau_{xy}$  verkar på, skal skjærspenningsamplituden være lik  $\tau_{xy,a}$ . Dette stemmar godt overens med verdiane som utrekningsprogrammet gir. For dette tilfellet angir det utrekinga på planet at skjærspenningsamplituden,  $\tau_a$ , skal være 395,9 MPa, mens  $\tau_{xy,a}$  er 395,4 MPa.



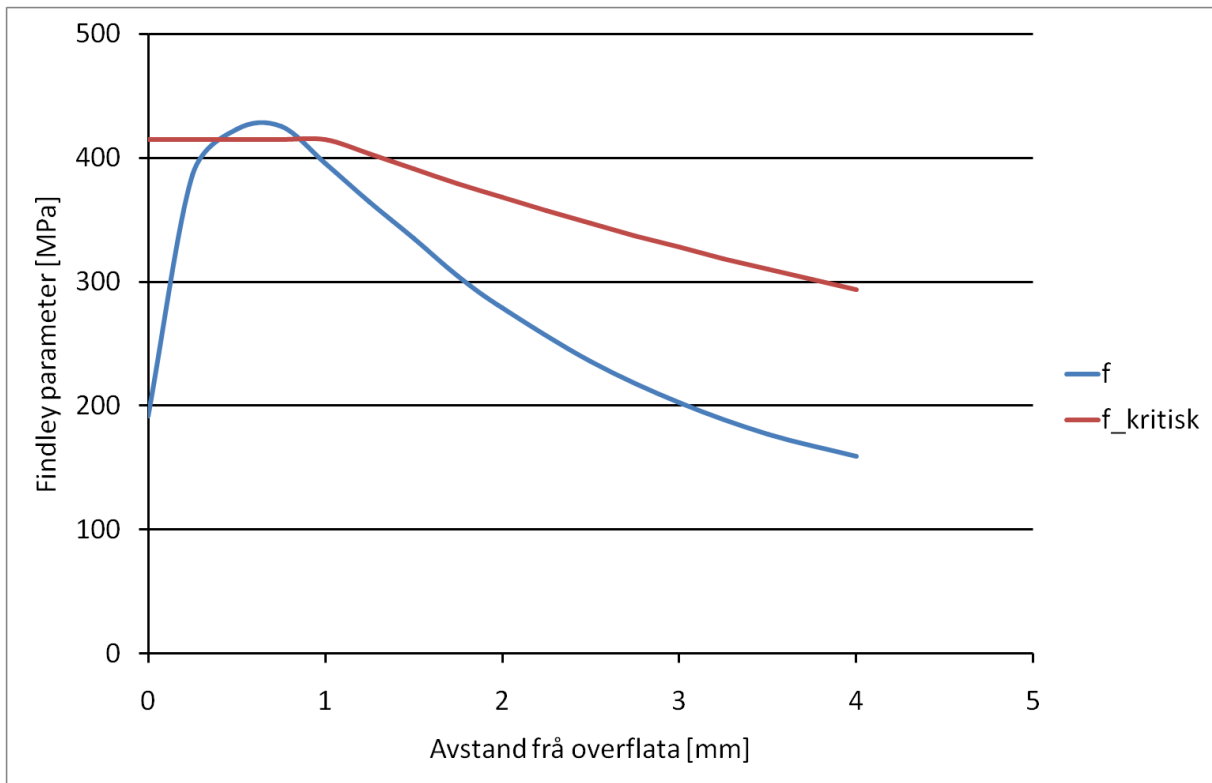
Figur 51: Skjærspenningsforløp på det kritiske planet.

Programmet reknar ut at  $f=395,8$  MPa. Dette er svært likt  $\tau_a$ . Det utrekna skadeparameteret  $f$  er gitt som ein kombinasjon av skjærspenningsamplitude og maks normalspenning i syklusen. Difor vil faktumet at  $f$  er lik skjærspenningsamplituden underbygge at den maksimale normalspenninga er 0 MPa. Figur 52 visar normalspenningssyklusen for dette tilfellet. Ein ser tydeleg at den maksimale normalspenninga om lag er null. Utrekningsprogrammet hentar ut den maksimale verdien. For dette tilfellet er denne -0,05 MPa, altså ein liten verdi som ikkje gir noko utslag.



Figur 52: Normalspenningsforløp på det kritiske planet

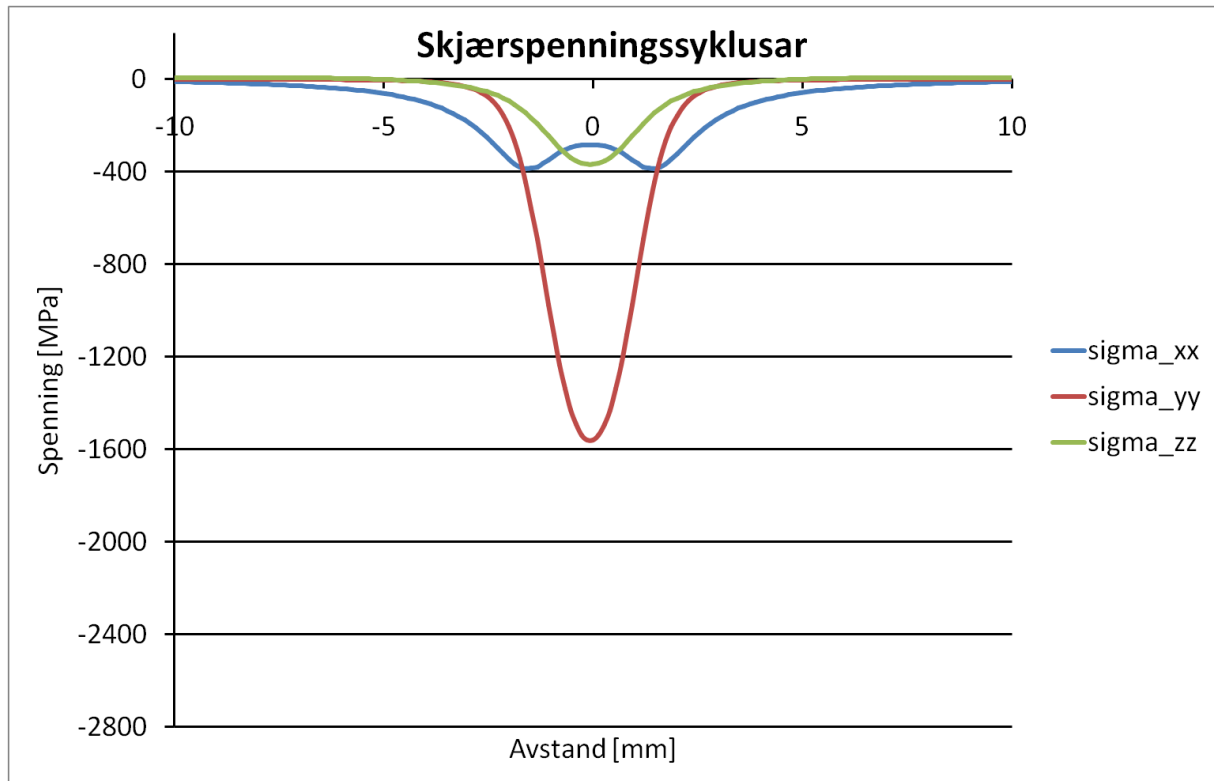




Figur 53: Samanlikning av  $f$  og kritisk  $f$  ved ulike avstandar til overflata i plan tøyingsområdet.

Figur 53 viser korleis  $f$  og  $f_{kritisk}$  varierer med avstand frå overflata. Ein ser at det kritiske området ligg på same plass som ein fekk ved å sjå på skjærspenningamplituden  $\tau_{xy,a}$ . Dette er ikkje så rart då  $f$  og  $\tau_{xy,a}$  nesten er like. I det kritiske området ser ein at  $f$  er høgare enn  $f_{kritisk}$ . Ein ser og at  $f$  vidare minkar raskare enn  $f_{kritisk}$ . Difor vert sikkerhetsfaktoren så høg som 1,85 ved ein djubd 4 mm under overflata.

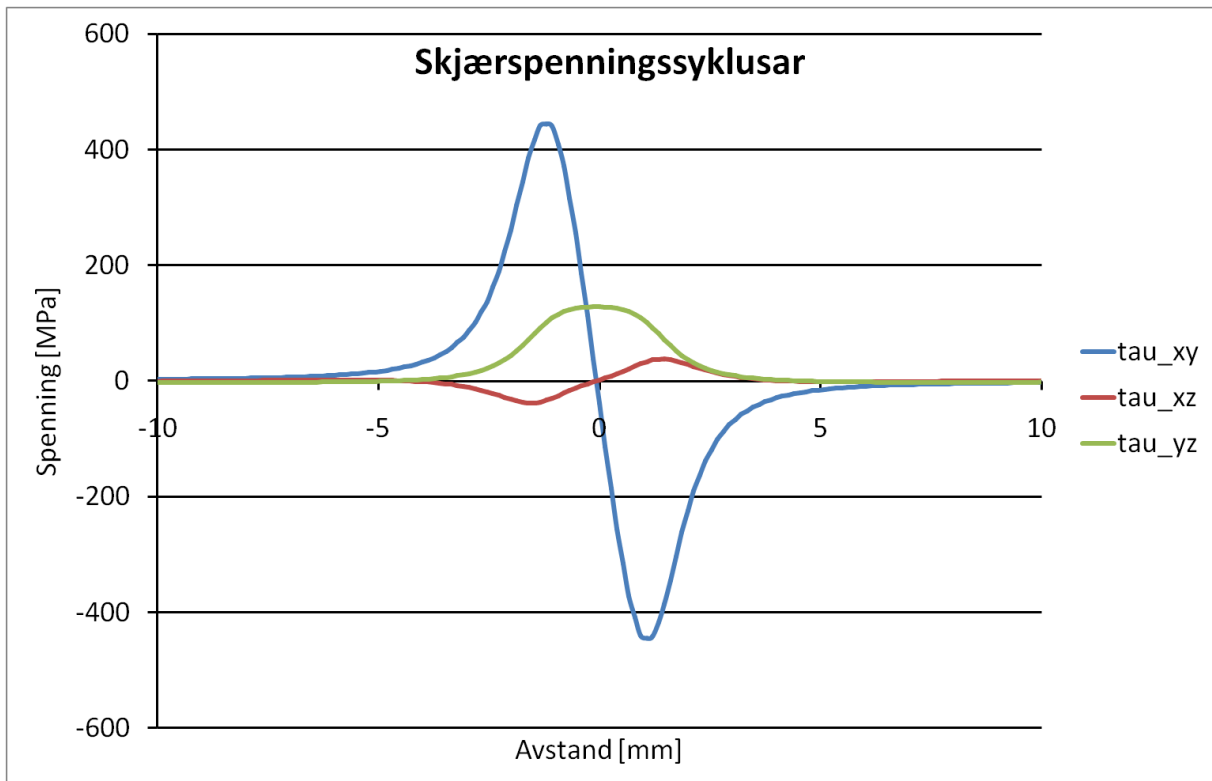
## 10.2 Endepunktet



Figur 54: Koordinat normalspenningar ved endepunkt

I planet som vart undersøkt i enden av kontaktflata vert normalspenningane like i form som i området dominert av plant tøyning. Skilnaden ligg i størrelsen deira. Det er høgare trykk ved endepunktet. Figur 54 visar normalspenningane 1 mm under overflata i dette planet. Det største trykket oppstår i  $\sigma_{yy}$ , med verdi nær 1600 MPa. Til samanlikning er denne 1250 MPa i plan tøyingsområdet.

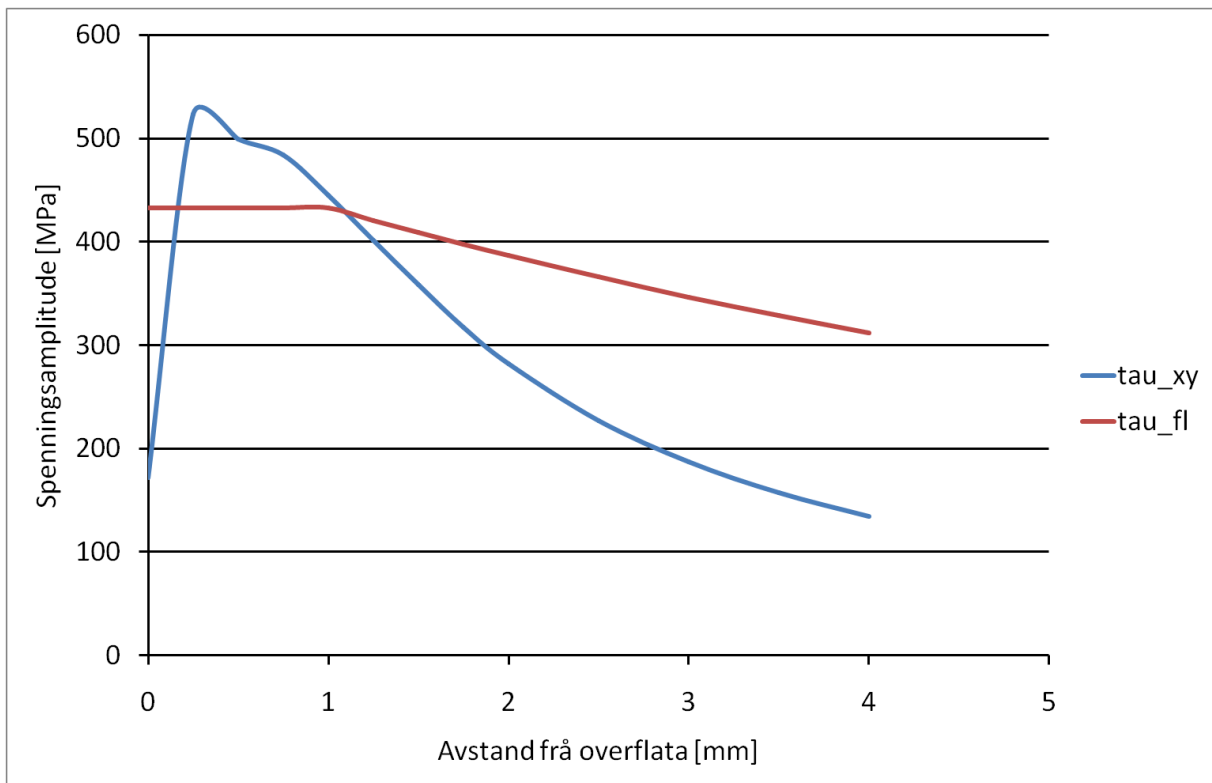
Det verkar skjærspenningar i alle retningar ved endepunktet. Skjærspenninga som også opptrer ved plan tøyning, altså  $\tau_{xy}$ , har den same forma som i området med plan tøyning. Den har noko høgare amplitude i endepunktet. Dei to andre skjærspenningane  $\tau_{xz}$  og  $\tau_{yz}$  har liten størrelse. Nær overflata, der  $\tau_{xy}$  er stor, vil dei difor ha liten innverknad. Likevel endrar dei seg ikkje så mykje med avstand frå overflata. Difor nærmar dei seg  $\tau_{xy}$  i størrelse ved ein tilstrekkeleg stor djubd. Likevel er dei mindre enn  $\tau_{xy}$  i området undersøkt i denne oppgåva.



Figur 55: koordinat skjærspenningar ved endepunkt.

I kapitlet om plan tøyingsområdet vart det vist at spenningane var uproporsjonale. Dette vil dei sjølvsagt også være ved endepunktet. Spenningane som verka i plan tøyning verkar også ved endepunkta noko som tilseier at dei prinsipielle spenningane roterer. Samtidig som spenningsbiletet ikkje lenger er plan tøyning vil det også være mogeleg at dei prinsipielle spenningane i større grad roterer om meir enn ein akse.

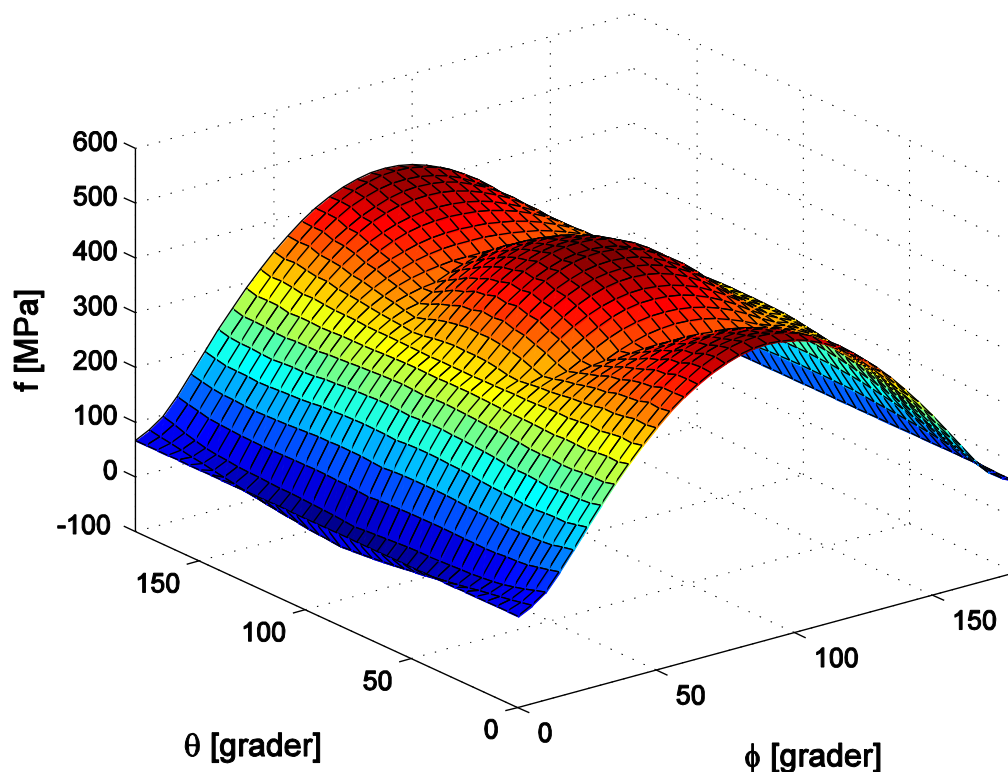
På same måte som for plan tøyning vart skjærspenningane samanlikna med utmattingsgrensa i torsjon ved ulike djubdar. Det var då  $\tau_{xy}$  som vart samanlikna med utmattingsgrensa, sidan denne er høgare enn dei to andre skjærspenningskomponentane.



Figur 56: Skjærspenningsamplitude samanlikna med torsjonsutmattingsgrensa ved ulike djubder ved endepunkt.

$\tau_{xy,a}$  er høgare enn  $\tau_{fl}$  i eit område 0,25-1 mm under overflata. Også her minkar skjærspenninga mykje raskare enn utmattingsgrensa, og difor vert sikkerhetsfaktoren 4 mm under overflata 2,32. I endepunktet er altså  $\tau_{xy,a}$  lågare 4 mm under overflata enn den er i plan tøyingsområdet. Dette då sikkerhetsfaktoren var lågare enn 2 ved same djubda i plan tøyingsområdet.

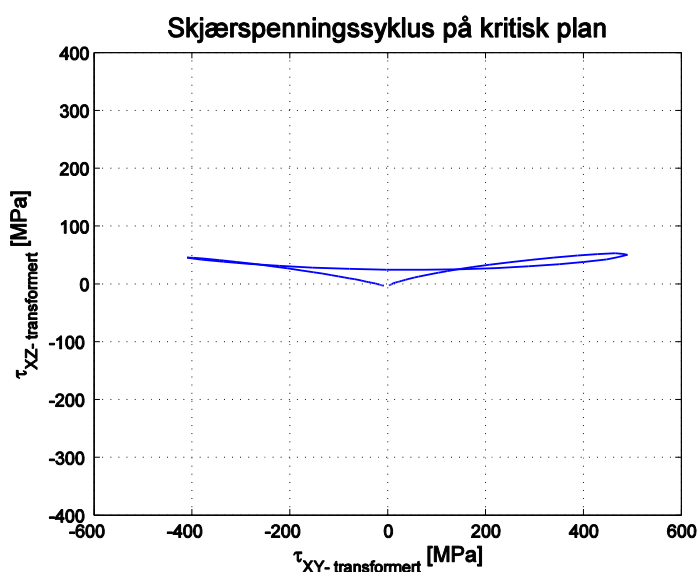
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



Figur 57: Fordeling av  $f$  i dei ulike plana.

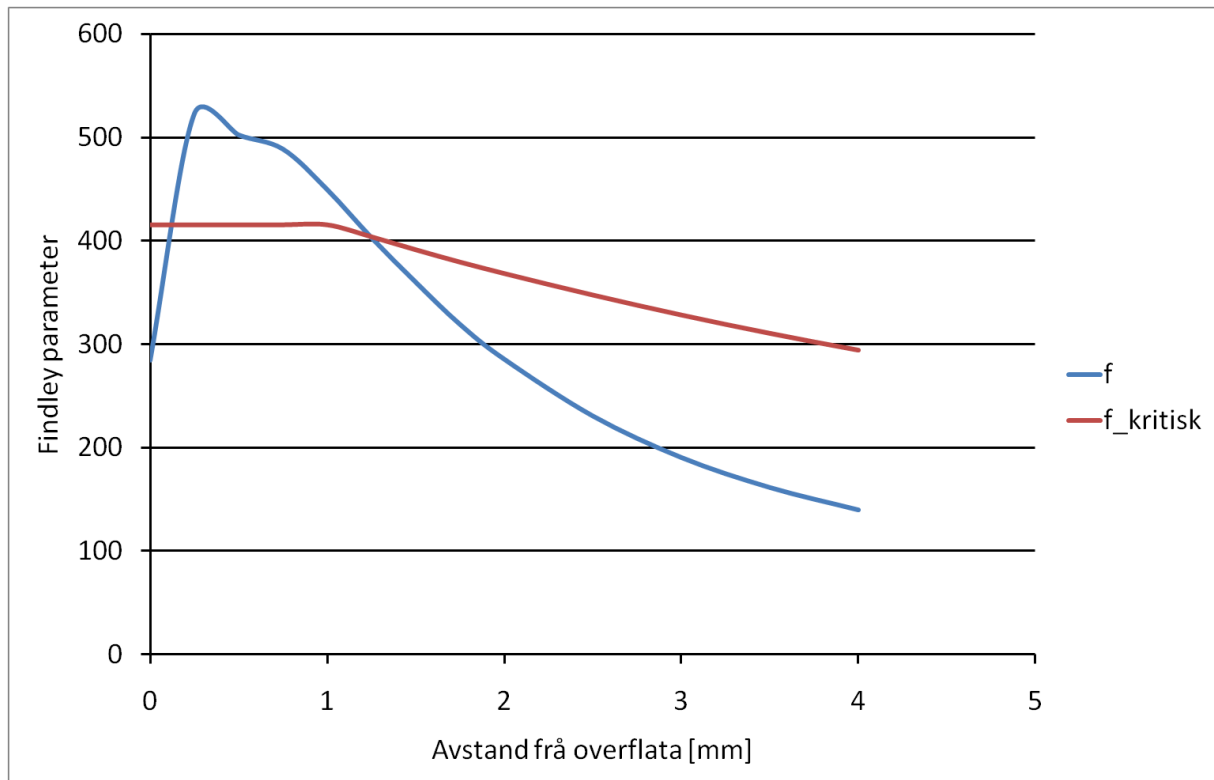
Figur 57 viser korleis  $f$  varierer med orienteringa av planet 1 mm under overflata i endepunktet. Maksimalverdiene ligg om lag ved  $\varphi = 90^\circ$ , og som i plan tøyning er det tre toppar ved varierende  $\theta$ . I motsetning til plan tøyning så er  $\varphi$  ved dei fleste djubdar mellom  $95^\circ$  og  $100^\circ$ , og  $\theta$  varierer mellom  $85^\circ$  og  $95^\circ$ . Ved 3,5 mm og 4 mm under overflata er  $\theta=0^\circ$ .

Skjærspenningskurva på det kritiske planet er dominert av spenningar langs ein akse. Likevel er spenningane langs den andre aksen større samanlikna med plan tøyingsområdet. Sidan det kritiske planet ikkje er det same som  $\tau_{xy}$  er skjærspenningsamplituden heller ikkje lik. Likevel er skilnad så liten at den er neglisjerbar. Figur 58 viser skjærspenningskurva 1 mm under overflata.



Figur 58: Skjærspenningsforløp på det kritiske planet

Ein ser at denne har eit lite bidrag langs  $\tau'_{xz}$  akse. Som i plan tøyingsområdet er den maksimale normalspenninga ubetydeleg.

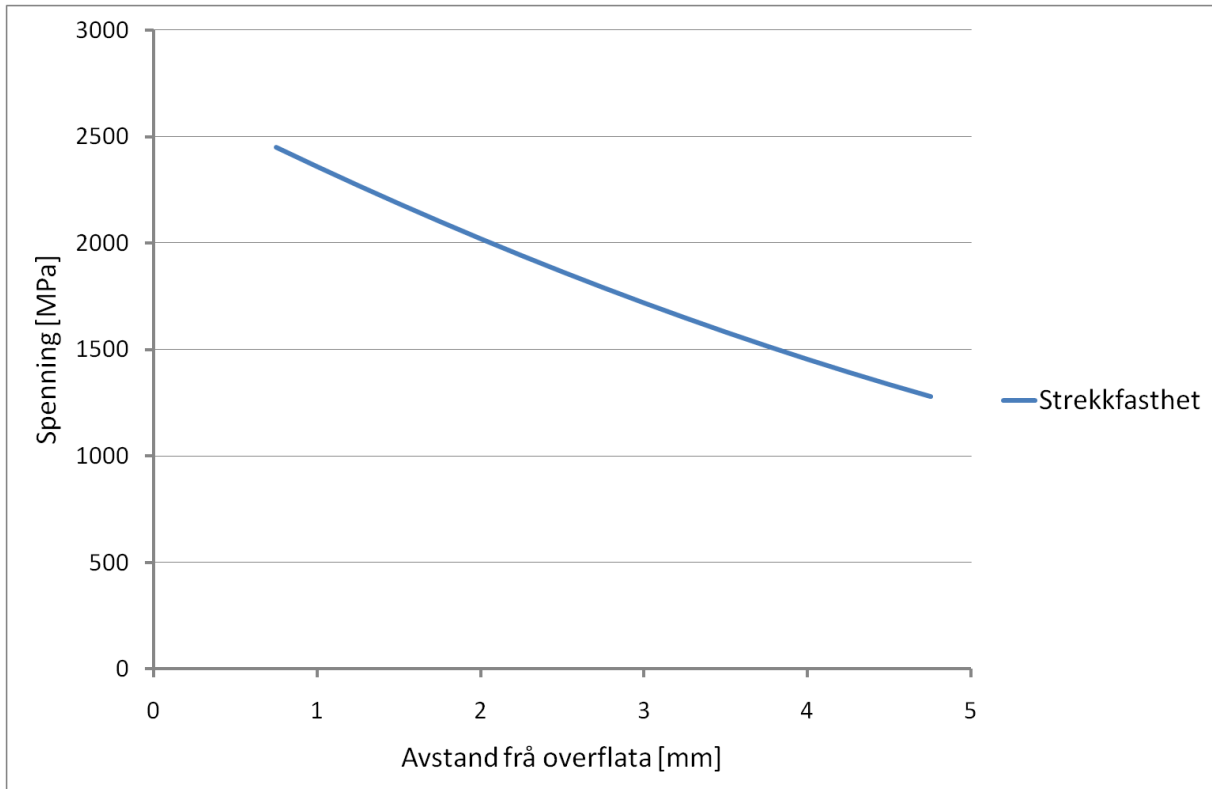


Figur 59: Samanlikning av f og kritisk f ved ulik avstand frå overflata ved endepunkt

Det er liten skilnad mellom f og  $\tau_{xy,a}$ . Dette ser ein på grafen i figur 59, som er lik  $\tau_{xy,a}$  i figur 57. Frå grafen ser ein at f er høgare enn  $f_{kritisk}$  i området 0,25-1,25 mm under overflata.

## 11 Diskusjon

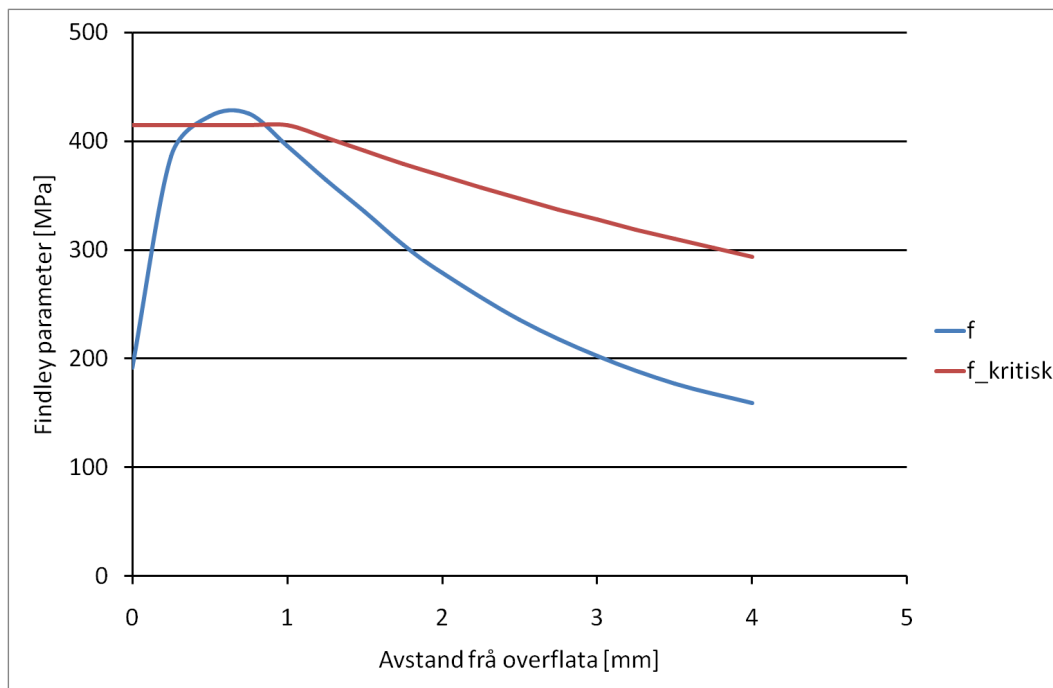
Som det kom fram i resultatkapittelet var det høge von mises spenningar noko under overflata. I plan tøyingsområdet er dei nær 1000 MPa, men i endepunktet er det ein topp på over 1300 MPa. Det kan difor stilles spørsmål angående om materialet vil verte plastisk deformert.



Figur 60: Estimert strekkfasthet ved ulike avstand til overflata

Frå materialtestane som vart nytta til å estimere utmattingsgrensa, vart, i forprosjektet, strekkfastheten estimert. I området rett under overflata er denne over 2000 MPa. Det kom også fram at mikrostrukturen i dette området besto av martensitt. Som den hardaste mikrostrukturen som oppstår i stål, så er martensitt også svært sprøtt. Duktiliteten er neglisjerbar (William D. Callister, 2007), s. 342. Dette tyder på at materialet i det heile ikkje kan oppleve særleg plastisk deformasjon. Ei eventuelt flytegrense er mest sannsynleg nesten like høg som strekkfastheten. Når då strekkfastheten er mykje høgare enn von mises spenningane, er det lite truleg at det vert plastisk flyt.

Frå samanlikninga mellom utmattingsgrenser og spenningsamplitudar var det tydeleg at det eksisterte ein kritisk djubde. Dersom utmatting oppstår, så vil det mest sannsynleg være ved denne djubda. Dette gjaldt både i for plan tøyning og i endepunktet. Det kom likevel klart fram at spenningane i endepunktet var høgast. Dette førte til at utmattingskadeparametere var mykje høgare enn utmattingsgrensa der.

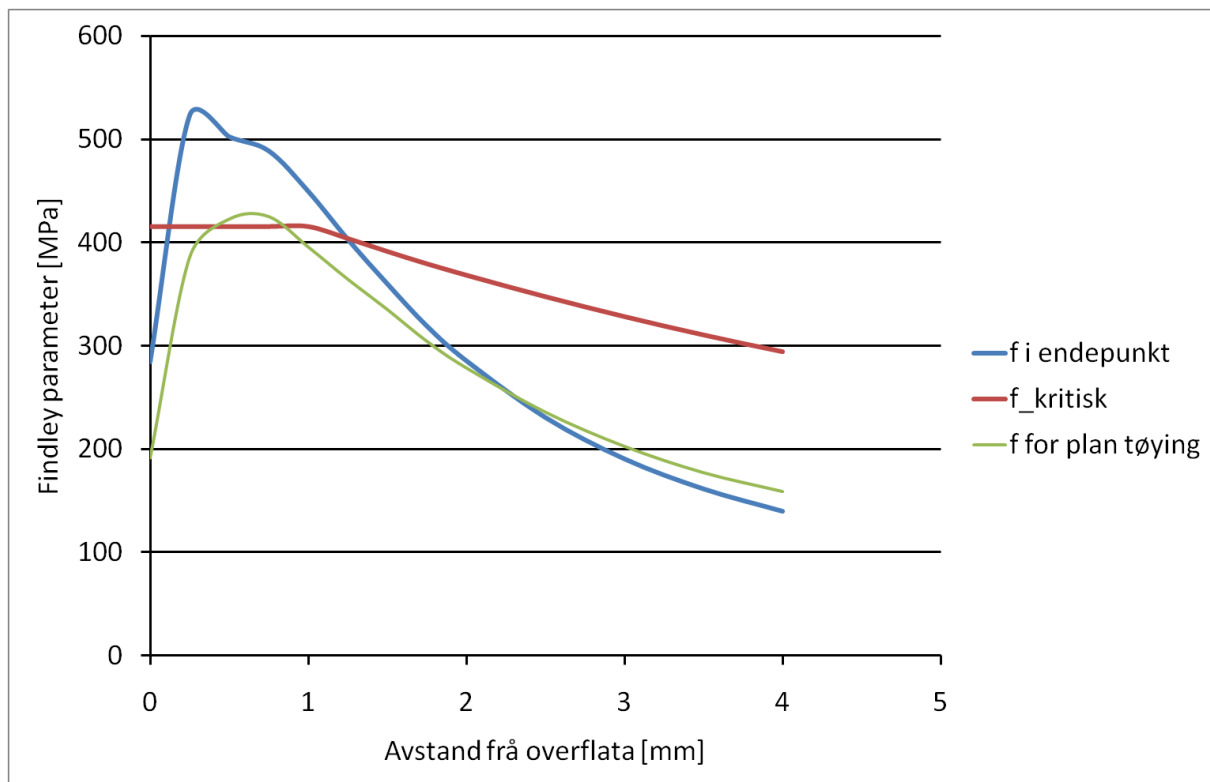


Figur 61: samanlikning av  $f$  og kritisk  $f$  i plan tøyingsområdet.

Figur 61 visar det kritiske området i plan tøyning ved bruk av Findley-kriteriet. Området der  $f$  er høgare enn  $f_{\text{kritisk}}$  ligg 0,5 og 0,75 mm under overflata. Det same området var mest kritisk når skjærspenningsamplituden vart samanlikna med tosjonsutmattingsrensa. Skilnaden var at  $\tau_{xy,a}$ -kurva berre tangerte utmattingsrensa. Den var aldri høgare. I det djupaste området som vart undersøkt, 4 mm under overflata, er situasjonen ein heilt annan. Der er det for alle tilfeller sikkerhetsfaktorar i nærleiken av 2. Det er difor lite sannsynleg at utmatting vert initiert der. Djupare inne i materialet er det ikkje naudsynt å undersøke spenningane. Det er klart at spenningsamplitudane og  $f$  fortsatt vil synke. Det gjer derimot ikkje utmattingsrensane. Innanfor det undersøkte området er ikkje  $\tau_{45^\circ,a}$  høgare enn  $\tau_{xy,a}$ . Dette betyr likevel ikkje at dette ikkje vil skje, berre at det vil skje endå lengre frå overflata. Ut frå målingane gjort i forprosjektet er grensa mellom herdesjikt og kjerna om lag 4 mm under overflata. Difor kan ein utelukke kontaktutmattingsforma underherdesjiktutmattning. Dette då denne skaden er kjenneteikna med å verte initiert i overgangen mellom kjerne og herdesjikt. Ut frå resultata er det meir sannsynleg med makropropdanning initiert under overflata. Denne skaden er kjenneteikna med initiering noko under overflata, i nærleiken av djubda der dei høgste skjærspenningane opptrer. Altså ved same posisjon som det kritiske punktet er lokalisert.

Ut frå berekningane kjem det fram at overflateinitiering av utmatting ikkje er sannsynleg. Dette då skjærspenningsamplituden og  $f$  er låg der. Dette er likevel eit dårleg grunnlag for å utelukke overflateinitiering. Det er mange overflateparameter det ikkje er blitt tatt omsyn til. Dette gjeldt topografien i overflata som gir mikrohertztrykk med særst høge lokale spenningar. Det kjem og fram tidlegare i oppgåva at friksjon og smøring er viktige parameter med tanke på overflateinitiering. Desse vert heller ikkje tatt omsyn til. Av desse grunnane kan ein ikkje fastslå om overflateinitiering er ein sannsynleg skadeform.

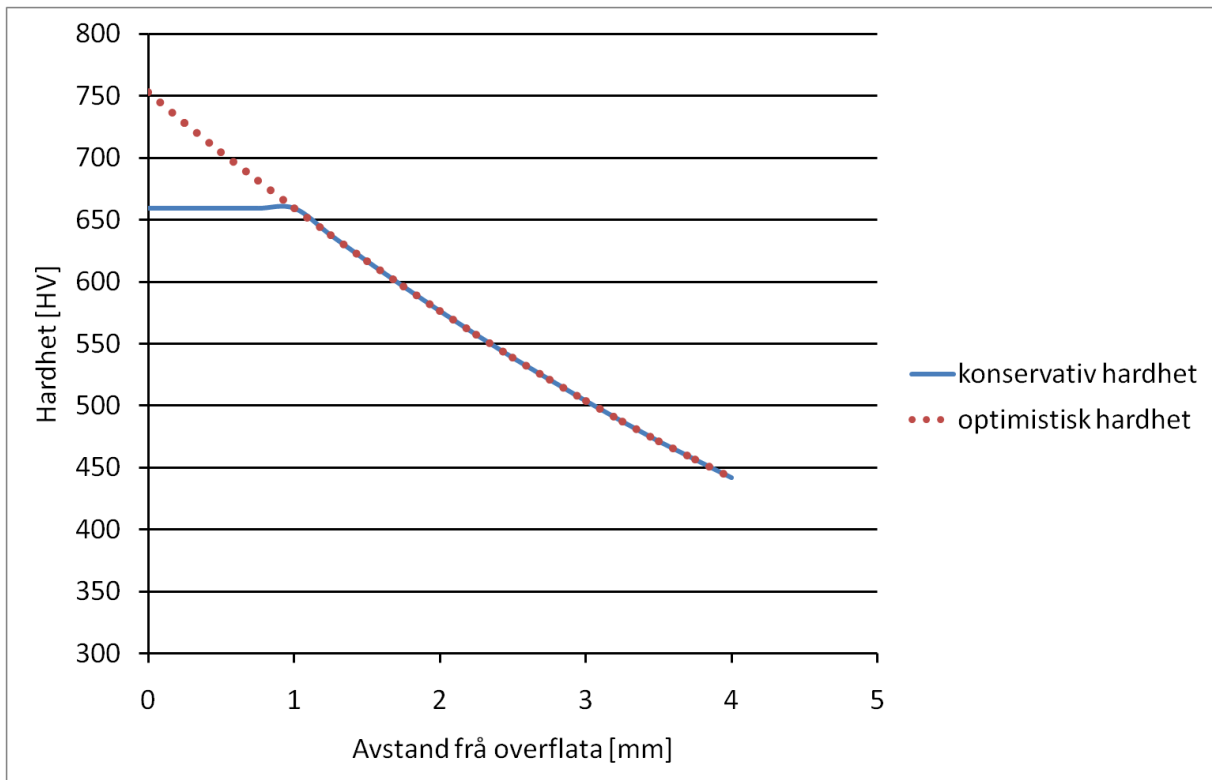




Figur 62: Samanlikning av belastninga i plan tøyingsområdet og endepunktet.

Kontakttykket var mykje høgare i endepunktet. Dette gjer også sitt utslag under overflata. I figur 62 ser ein  $f$  for dei to undersøkte områda. Materialet er mykje hardare belasta i endepunktet der  $f$  vert mykje høgare enn  $f_{kritisk}$ . Interessant er det likevel å sjå at materialet er lågare belasta enn for plan tøyning dersom ein kjem djupt nok inn i materialet. Dersom dette gjeldt generelt, så kan det tyde på at ein ikkje treng å undersøke endepunktet dersom ein berre skal bestemme om hardhetsgradienten er tilstrekkeleg djup for å unngå underherdesjiktutmatting. I praksis kan dette bety at ein ikkje treng å utføre elementanalyse med tre dimensjonale element, men i staden kan nytte todimensjonale element. Dette kan i så måte redusere simuleringstida mykje. Likevel er det som sagt stor skilnad nær overflata, og difor er det for dei andre skadeformane av interesse å undersøke spenningane i endepunktet. Rulleforma som vart nytta i simuleringa hadde ein faskant som var  $60 \mu\text{m}$ . Dette er den verste forma som var innanfor toleransen som vart satt. Dette betyr at i dei fleste tilfeller vil belastninga forårsaka av fasen være lågare.

Det er altså kommen fram frå berekningane at makrogropdanning initiert under overflata er skadeforma som mest truleg vil oppstå, sidan spenningane er høgare enn utmattingsgrensa. I dette kritiske området er det gjort ein antaking som har innverknad på utmattingsgrensa. Sidan ingen hardhetsmålingar vart gjort nærare overflata enn 1 mm, vart det antatt at hardheten nærast overflata er like høg som 1 mm under overflata. Hardheten i intervallet 1-4 mm under overflata er gitt som ein funksjon av avstanden til overflata. Ved å benytta denne heilt til overflata vil ein få ei hardhetskurve som er meir optimistisk.



Figur 63: Antakingar om hardhetsprofilen.

I figur 63 ser me hardheten som funksjon av avstand frå overflata. Den konservative linja er den som er brukt i berekningane, mens den optimistiske er den som er forklart i teksten over. Overflatehardheten i kammen målingane vart utført på, var spesifisert til å være 58 HRC. For å samanlikne dette med vickers hardhet kan ein kovertere verdiane. Frå konverteringstabellar ser ein at 58.7 HRC tilsvarar 667 HV, mens 56 HRC tilsvarar 615 HV (Dowling, 2007), s. 148. Den konservative kurva har hardhet 659 HV i overflata. Dette er litt lågare enn 58,7 HRC, og mest sannsynleg svært nær 58 HRC. Til samanlikning er overflatehardheten mykje høgare i den optimistiske kurva. Dette tyder på at den konservative kurva er den som stemmer best. Likevel er det ein viss usikkerhet då det ikkje er gjort nokon målingar i området. Det kan godt tenkast at den høgste hardheten er 0,5 mm under overflata. Likevel vil ikkje dette kunne vera nok til å endre situasjonen. Det kritiske punktet vil uansett være på den same plassen. Sjølv om hardheten følgjer den optimistiske kurva, så vil trulig belastinga likevel overstige utmattingsgrensa. Dette då utmattingsgrensa ikkje aukar svært mykje med auka hardhet. Til dømes er skilnaden i utmattingsgrense mellom den konservative og den optimistiske modellen berre 37 MPa i overflata. Altså i punktet der skilnaden i hardhet er størst.

Utmattingsgrensane er berekna basert på at det eksisterar opprinnelige defektar i materialet. Dette betyr at ein nyttar ein ukjent parameter. Difor er det viktig å velje ein defektstørrelse som er konservativ. Sjølv sagt er det slik at større defektar gir lågare utmattingsgrense. Modellen for utmattingsgrenseestimering har også grenseverdier, når det gjeldt defektstørrelse, der den gjeldt innanfor. Den lågaste gyldige defektstørrelsen er  $35 \mu m$  for strekk og  $130 \mu m$  for torsjon. Defektstørrelsen er definert som  $\sqrt{area}$ , altså kvadratroten av defektens areal. Det er klart at arealet av ein defekt varierer dersom ein ser den frå ulike sider. Difor er arealet definert som det projiserte arealet i retninga som er interessant for belastningsretninga. I strekk vil dette vere normalt på spenninga, og i skjær vil det vere parallelt med spenninga. Sidan defektstørrelsen er definert som  $\sqrt{area}$ , så vil arealet av defekten altså vere kvadratet av dette.

For strekk: 
$$area = 35^2 = 1225 \mu m^2$$

For torsjon: 
$$area = 130^2 = 16900 \mu m^2$$

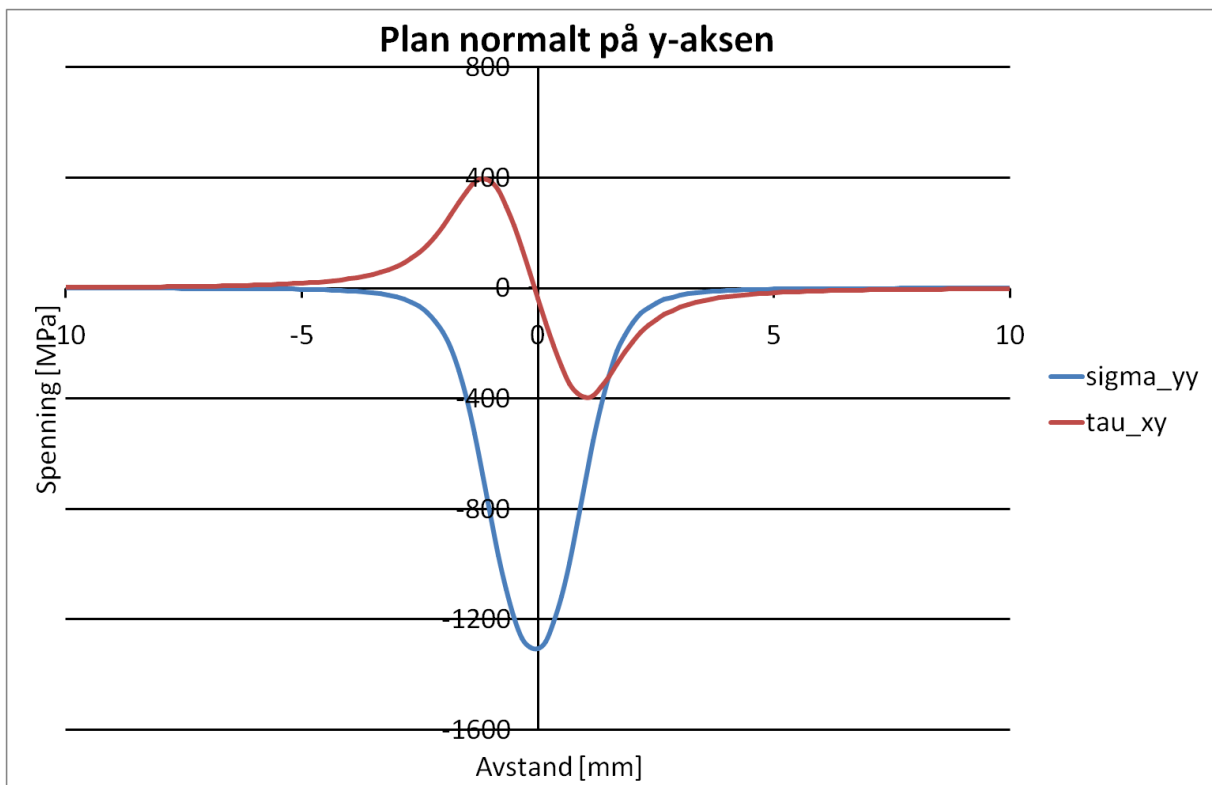
Dette er store defektar. Særleg den i torsjon. Denne har ein størrelse som er  $0,017 mm^2$ . Difor kan ein gå ut frå at dette er ein konservativ antaking. Det er likevel klart at defektarstørrelse har ein viss statistisk spreining. Difor bør ein i ein slik modell nytte ein stor defektstørrelse når ein ikkje har meir informasjon.

I berekningane kjem det fram at dei to utmattingsberkningsmodellane gir same resultat kva gjeldt belastning. Likevel viser det seg at findleymetoden er meir kritisk enn å samanlikne skjærspenninga mot torsjonsutmattingsgrensa. Dette då verdien av  $f_{kritisk}$  er lågare enn torsjonsutmattingsgrensa.  $f_{kritisk}$  er basert på strekkutmattingsgrenser ved ulike R forhold. Dette vil då seie at sjølv om  $f_{kritisk}$  er basert på at defekten er  $35 \mu m$ , så vil den ha lågare verdi enn torsjonsutmattingsgrensa i torsjon der defekten er  $130 \mu m$ .

Den einaste skilnaden mellom dei to metodane er altså verdien som angir utmattingsstyrken. Sjølvve belastninga blir heilt lik. Ein kunne altså ha berekna skjærspenningsamplituden og samanlikna den med  $f_{kritisk}$ , og då kommen fram til same resultat som ved bruk av findleymetoden.

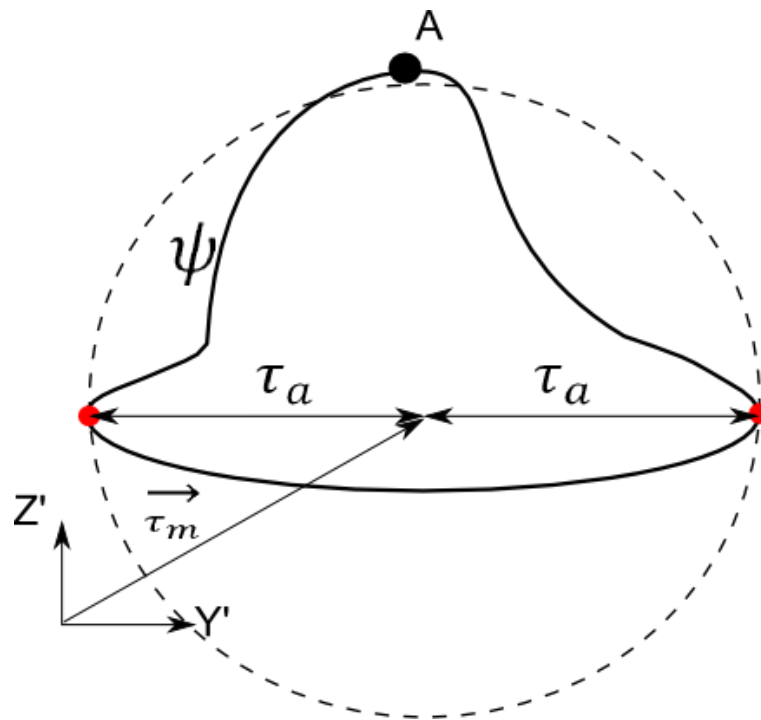
I analysa er det også antatt at endringa i normalkraft og krumningsradius er svært liten nær kontaktpunktet. På basis av denne antakinga har analysa blitt mykje forenkla, sidan ein kunne bruke ein statisk simulering. Det er klart at dette ikkje vil stemme overens med røynda. Data som har vert tilgjengelege i oppgåva angir alle aktuelle data for kvar  $0,25^\circ$  rotasjon av kammen. Det analytisk utrekna herztrykket, ved punkta før og etter det som er brukt i simuleringa, er henholdsvis 1668 MPa og 1669 MPa. Dette er ikkje langt unna verdien i punktet som er utgangspunkt for denne analysen, der er herztrykket 1671 MPa. Som det kjem fram tidligare i oppgåva er hvertfall den høgste prinsipielle skjærspenninga proporsjonal med herztrykket. Ein kan ikkje seie at alle spenningane difor er proporsjonale med kontaktrykket berre på grunnlag av dette. Men likevel vil faktumet at denne ikkje endrar seg spesielt være ein indikasjon på at det same gjeldt dei andre spenningskomponentane. Spenningane er henta ut frå linjer som er om lag 20 mm lang, der kontaktpunktet er i midten. Difor bør ein også sjå at det analytiske herztryk i punkta lenger unna heller ikkje endrar seg. Dette då ein kamrotasjon på  $0,25^\circ$  ikkje vil seie at det næraste punktet er meir enn 10 mm unna kontaktpunktet som er brukt. Likevel er det ikkje slik at spenningsdata langs heile den 20 mm lange kurva er av interesse. Dei viktigaste parametera, det vil seie maksimum og minimum verdiar skjer heilt i nærleiken av kontaktpunktet. Dette gjeldt særleg nær overflata. Djupare vil spenningscyklusane skje over større delar av kurva.

Findleyparameteret  $f$  er likt  $\tau_{xy,a}$ . Dette skyldes særleg av at den maksimale normalspenninga alltid er null. Med andre ord vil ikkje den høge kompresible normalspenninga ha nokon positiv innverknad. Figur 64 visar spenningane på planet normalt på y-aksen 1 mm under overflata i plan tøyingsområdet. Det vil seie planet der  $\theta$  og  $\varphi$  er  $90^\circ$ , altså planet som oftast er det kritiske planet. Ein ser normalspenninga er null i starten og slutten av skjærspenningssyklusen, men det vil være kompresible normalspenningar i det meste av skjærspenningssyklusen. Det er då rart at ein skal bruke den største normalspenninga når denne i realiteten opptrer etter at skjærspenningssyklusen er over. Muligens kunne ein kanskje ha definert maks normalspenning på ein annan måte. Til dømes kunne ein seie at det er den høgste normalspenninga som inntreffer i tidsrommet mellom maksimum- og minimumskjærspenning. Det skal likevel seies at bruken av Findley-kriteriet, slik som det er gjort, er meir konservativt enn denne foreslåtte metoden. Dette då den foreslåtte metoden vil gi ein kompresibel normalspenning som maks. I så måte vil  $f$  verte lågare.



Figur 64: Spenningsforløp på det kritiske planet

Om skriptet som er nytta, er det blitt sagt at metoden for å definere skjærspenningsamplituden er definering av den minste sirkelen som omskriv heile skjærspenningskurva. Det har vist seg i ettertid at dette ikkje alltid vil være tilfellet.



Figur 65: Feil ved algoritmen

Figur 65 visar eit tilfelle der dette ikkje stemmer. Skriptet finner den lengste avstanden mellom to punkt i skjærspenningskurva  $\psi$ . Dette er diameteren i sirkelen, og som ein ser så vil ikkje punktet A være innanfor sirkelen. Derfor vil det i dette tilfellet ikkje være skjærspenningsamplituden definert som radius til den omskrivande sirkelen som er funnet. I staden er det skjærspenningsamplituden definert som den største korde. Uansett så er ikkje dette feil. Den lengste korden er ein like god definisjon på skjærsspenningamplituden som den omskrivande sirkelen er. Den einaste grunnen til at omskrivande sirkelmetoden bør brukast er at middelspenninga vert eintydig definert.

For alle tilfella som er undersøkt i denne oppgåva vil korde og sirkel definisjonen verte like. Dette sidan  $\psi$  alltid har ein avlang form. Då vil alltid korde og sirkeldiameter verte like.

## 12 Konklusjon

I denne oppgåva er metodikkar for å evaluera kontaktutmattning blitt nytta til å undersøka ei kamdreven dieselinnsprøytingspumpe. Kammen er belasta av høgt kontakttrykk, som følgje av det høge innsprøytingstrykket. For å styrka overflata, som er hardt belasta, er kammen settherda. Målsetjinga har vert å undersøke faren for utmattning, og eventuelt finne svake områder. Dersom det eksisterar svake områder, er det viktig at desse vert lokalisert, slik at herdeprosessen kan endrast. Materialdata som vert brukt i oppgåva, stammar frå forprosjektet "Analyse av herdesjikt i kammar". Då vart herdesjiktet i ein settherda kam undersøkt. Det var då hardhetsprofilen som var målt. Kammen som vert undersøkt i denne oppgåva er ikkje den same. Det er likevel av interesse å vite om hardhetsprofilen frå den andre kammen er god nok til å unngå kontaktutmattning i kammen som vert undersøkt i denne oppgåva.

Det er nytta to utmattingskriteriar i denne oppgåva. Det eine er Findley sitt kriterie om kritiske plan, og det andre er basert på V.K. Sharma sitt arbeid. Ut frå desse to kriteria er utmattingskadeparameterna,  $\tau_{xy,a}$  og  $f$ , berekna. Dette er gjort i den hardast belasta posisjonen på kammen, ved ulike avstandar frå overflata. På denne måten får ein sett korleis desse varierar med avstand frå overflata. Som eit resultat av herdeprosessen vil også utmattingsgrensa variere med avstand frå overflata. Difor kan ein samanlikne utmattingskadeparameterna med utmattingsgrensane, og på denne måten finne ut kor utmattning mest truleg vil oppstå. Det kontaktbelasta området i kammen er blitt delt opp i to områder, der ulik belasting opptrer. Dei er blitt kalla plan tøyingsområdet og endepunktet. Endepunktet er noko hardare belasta enn plan tøyingsområdet. I begge desse området er den mest kritiske avstanden frå overflata mellom 0,5 mm og 1 mm.

Det eksisterer fire ulike skadar som alle er innanfor definisjonen kontaktutmattning. Alle desse har ein karakteristisk avstand frå overflata der dei vil oppstå. Underherdesjiktutmattning oppstår berre i overflateherda komponentar, og oppstår i overgangen mellom herdesjikt og kjerne. I den undersøkte kammen vil det seie om lag 4 mm under overflata. Der er det høg sikkerhet mot utmattning, og det er difor lite truleg at underherdesjiktutmattning vil oppstå. Makrogropdanning initiert under overflata, vert initiert nær området der skjærspenningsamplituden er høgast. I den kammen er dette mellom 0,5 mm og 1 mm under overflata. Der er utmattingskadeparameterna høgare enn utmattingsgrensa. Difor er det stort sannsyn for at makrogropdanning vil oppstå. Dei to andre skadeformane, makrogropdanning initiert i overflata og mikrogropdanning, oppstår i overflata. I overflata er sikkerhetsfaktoren høg. Difor skulle ein tru at desse formane ikkje vil oppstå. Dette kan ein likevel ikkje konkludere med, fordi det er mange faktorar som har innverknad på desse formane for utmattning, som det ikkje har blitt tatt omsyn til.

Hardhetsprofilen i kammen som vart undersøkt i forprosjektet, er tilstrekkeleg god i dei djupaste områda. Men nærare overflata må utmattingsgrensa aukast. Då det ikkje berre er hardhet, men også defektstørrelsar som har innverknad på utmattingsgrensa, kan det være tilstrekkeleg å ha god kontroll på tilverkingsprosessen av kammen. Om overflatehardheten er tilstrekkeleg til å unngå dei to utmattingskadeformane som kan initierast i overflata, er uvisst.

### 13 Vidare arbeid

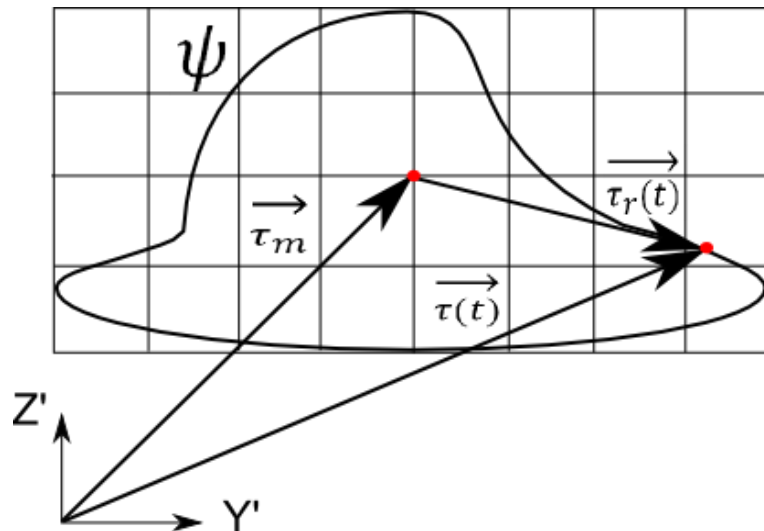
Det er fleire parameter som ikkje er tatt omsyn til i oppgåva. Blant anna er ikkje parametera som har innflyting på overflateinitiert utmatting tatt i betraktning. Difor kan ein ikkje seie noko om sannsynet for at dette vil oppstå. Når det kjem til desse faktorane er det i hovudsak friksjonskrefter, smøring og ruhet. Friksjonskrefter er også av interesse for spenningsbiletet i det underliggende materialet, men dei er truleg ikkje så store at dei har særleg innverknad. Det er nødvendigvis ikkje ei lita oppgåve å finne ut eksakt størrelse på friksjonskrafta i kammens overflate. Dette då den er samansatt av fleire bidrag. Blant anna vil rulla ha varierende rotasjonshastighet. Det er då friksjonskrefter som gir vinkelakslerasjon. Rulla er opplagra, noko som også gir eit bidrag til friksjonskrefter i kammen. Samtidig vil oljefilmen mellom kam og rulle redusera mengda friksjonskrefter i kammen.

Effekten av hardhetsprofilen har blitt nøye undersøkt i denne oppgåva. Men herdinga gir også restspenningar i materialet. Størrelsen på desse, og kva effekt dei har er uvisst. Dersom ein hadde visst størrelsen på dei, kunne ein til dømes ha implimentert den i modellane i denne oppgåva, og sett kva skilnad dette gir i resultata.



### 13.1.1 Forbedring av kritisk plan algoritme

Ein mogleg forbedring av algoritmen for bestemming av skjærspenningsamplituden vert gitt i dette kapitlet. Frå vektorane som angir dei to skjærspenningskomponentane, kan ein finne maksimal og minimumsverdi. Innanfor den firkanten som desse verdiane angir, må senteret for den omskrivande sirkelen være. Ein kan då angi ein mengd punkter innanfor dette området. Desse punkta er potensielle senter for sirkelen



Figur 66: Forslag til endring av algoritme

ein er ute etter å finne. Posisjonen til desse punkta kan til dømes defineres ved å dele opp firkanten i eit rutenett. Då vil kvart kryssningspunkt være eit potensielt senter. Ved å ta utgangspunkt i eit punkt dannes middelspenningsvektoren  $\vec{\tau}_m$ . Samtidig vil skjærspenningsvektoren  $\vec{\tau}(t)$ , som følger skjærspenningskurva  $\psi$  endre retning og størrelse gjennom syklusen. Vektoren  $\vec{\tau}_r(t)$  er differansen mellom dei to vektorane. Denne angir avstand frå senteret til eit punkt på kurva. Den maksimale verdien av denne, angir radiusen til den minste sirkelen som omskriver syklusen, ved den gitte middelspenninga. Det vil då seie at maksimalverdien er skjærspenningsamplituden gitt at middelspenninga er korrekt. Denne prosedyren vert utført ved alle potensielle middelspenningar. Når dette er gjort kan ein finne den middelspenninga som gir lavast skjærspenningamplitude. Prosessen vil være noko tidkrevande, og arbeidsmengda vil auke med mengda potensielle senterpunkt. Det kan difor være lurt å først angi eit grovt rutenett, og deretter forfine det i området rundt punktet som i første omgang gav lågast skjærspenningsamplitude. Det er også mindre sannsyn for at senterpunktet er nær maksimal og minimum verdiane i henholdsvis  $y'$  og  $z'$  retning. Difor kan ein også redusere antal potensielle middelspenningar ved å fjerne randpunkta.

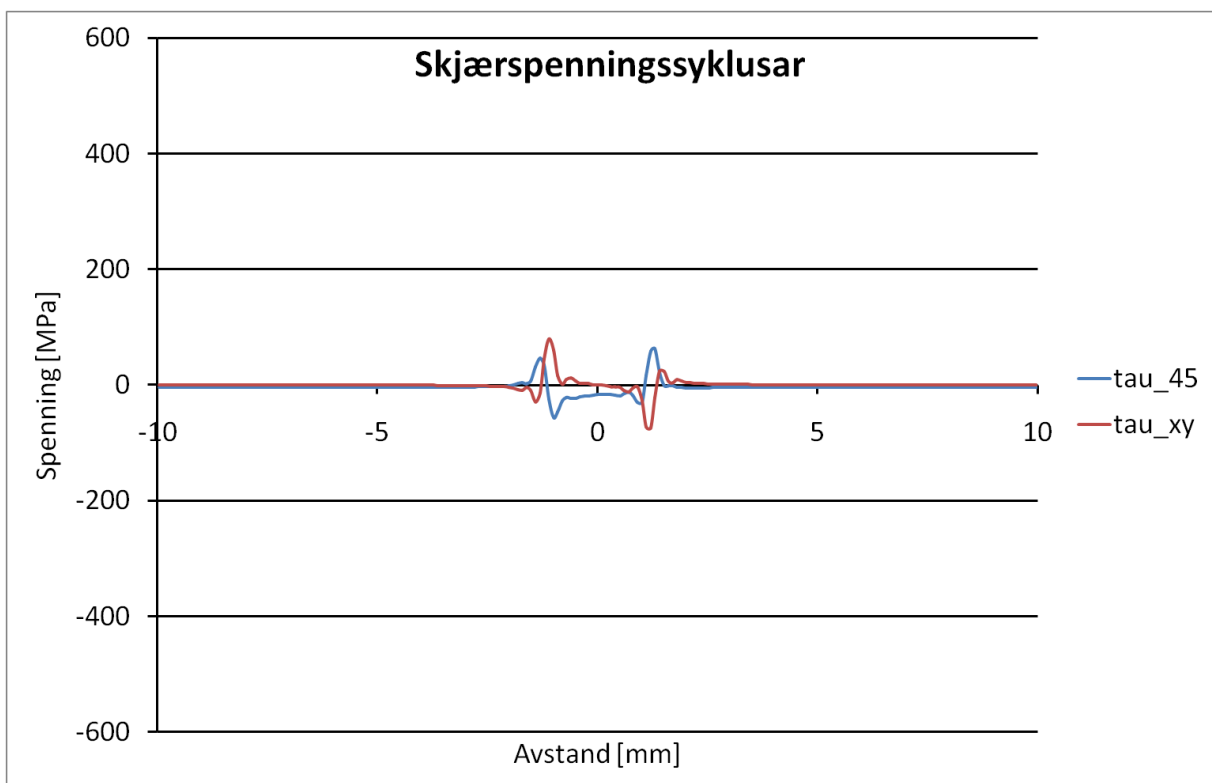
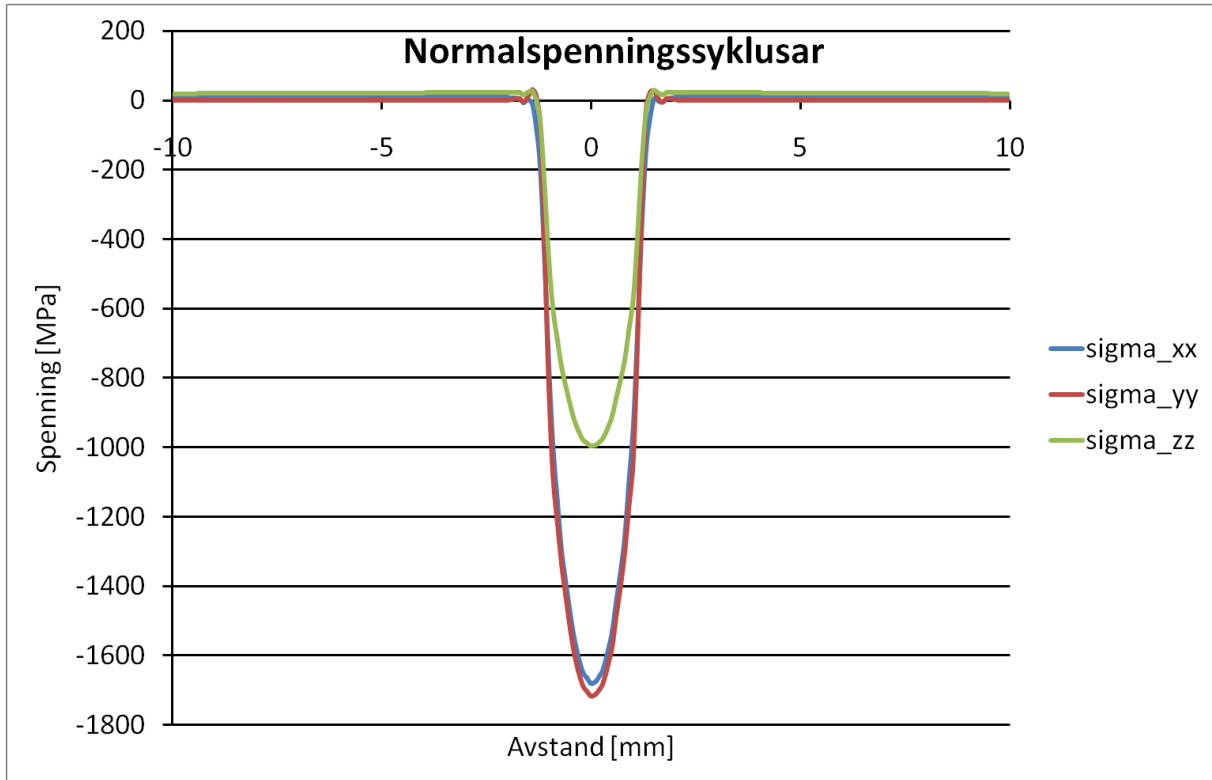
## 14 Bibliografi

- ASM International Handbook Committee. (1996). *ASM Handbook, Vol 19 - Fatigue and Fracture*. ASM International.
- Bernasconi, A. (2001). Efficient algorithms for calculation of shear stress amplitude and amplitude of the second invariant of the stress deviator in fatigue criteria applications. *International Journal of Fatigue* , ss. 649-657.
- Dowling, N. E. (2007). *Mechanical Behavior of Materials* (3. utgave. utg.). Pearson Education International.
- Gohar, R., & Rahnejat, H. (2008). *Fundamentals of Tribology*. Imperial College Press.
- Lee, Y.-L., Barkey, M. E., & Kang, H.-T. (2011). *Metall Fatigue Analysis Handbook: Practical problem-solving techniques for computer aided engineering*. Elsevier.
- Milella, P. P. (2013). *Fatigue and Corrosion in Metals*. Springer.
- Natås, V. (2012). *Analyse av herdesjikt i kammar*.
- Norton, R. L. (2002). *Cam Design and Manufacturing Handbook*. Industrial Press.
- Papadopoulos, I. V. (1997). A comparative study of multiaxial high-cycle fatigue criteria for metals. *International Journal of fatigue* , ss. 219-235.
- Sharma, V. K., Walter, G. H., & Breen, D. H. (1979, 1 6). An analytical Approach for Establishing Case Depth Requirements in Carburized Gears. *Journal of Heat Treating* , ss. 48-57.
- Socie, D. F., & Marquis, G. B. (2000). *Multiaxial Fatigue*. SAE international.
- Stone, R. (1998). *Introduction to Internal Combustion Engines* (3. utgave. utg.). Palgrave Macmillan.
- Symposium on Multiaxial Fatigue, 1991. (1993). *Advances in Multiaxial Fatigue*. American Society for Testing and Materials.
- Thaulow, C., & Valberg, H. (2012). TMM4140 Plastisk deformasjon og brudd. Norges Teknisk Naturvitenskapelige Universitet.
- William D. Callister, J. (2007). *Materials Science and Engineering an Introduction* (7. utgave. utg.). Wiley.

## 15 Vedlegg

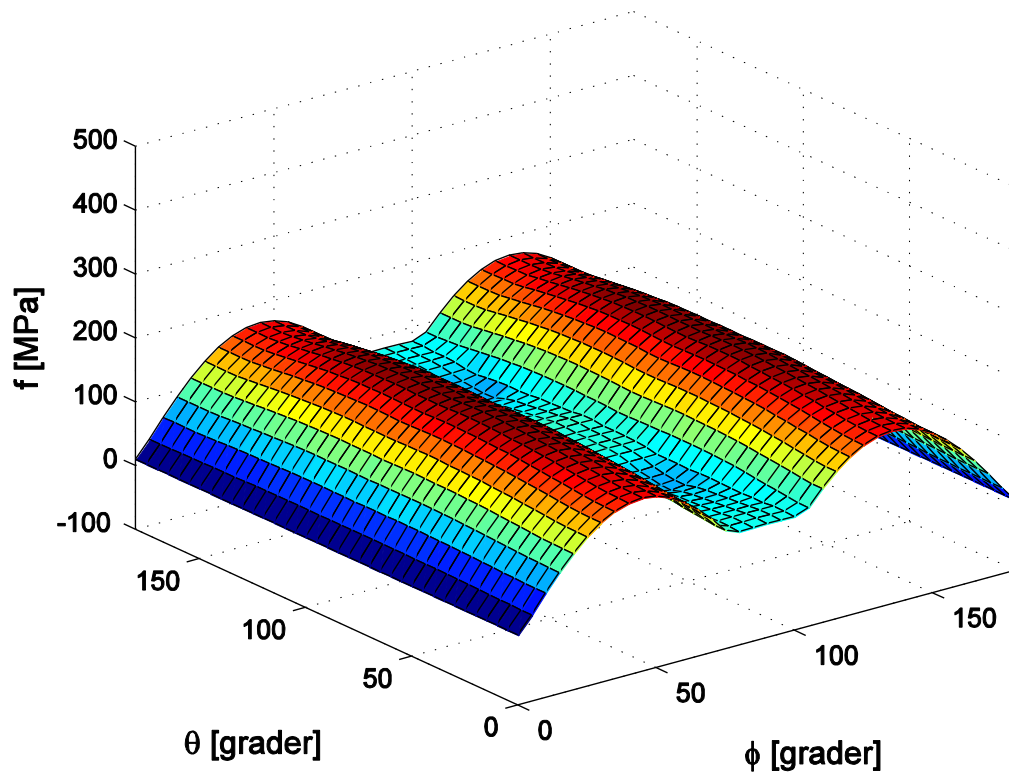
### 15.1 Analyseresultater: plan tøyning

#### 15.1.1 Plan tøyning overflate

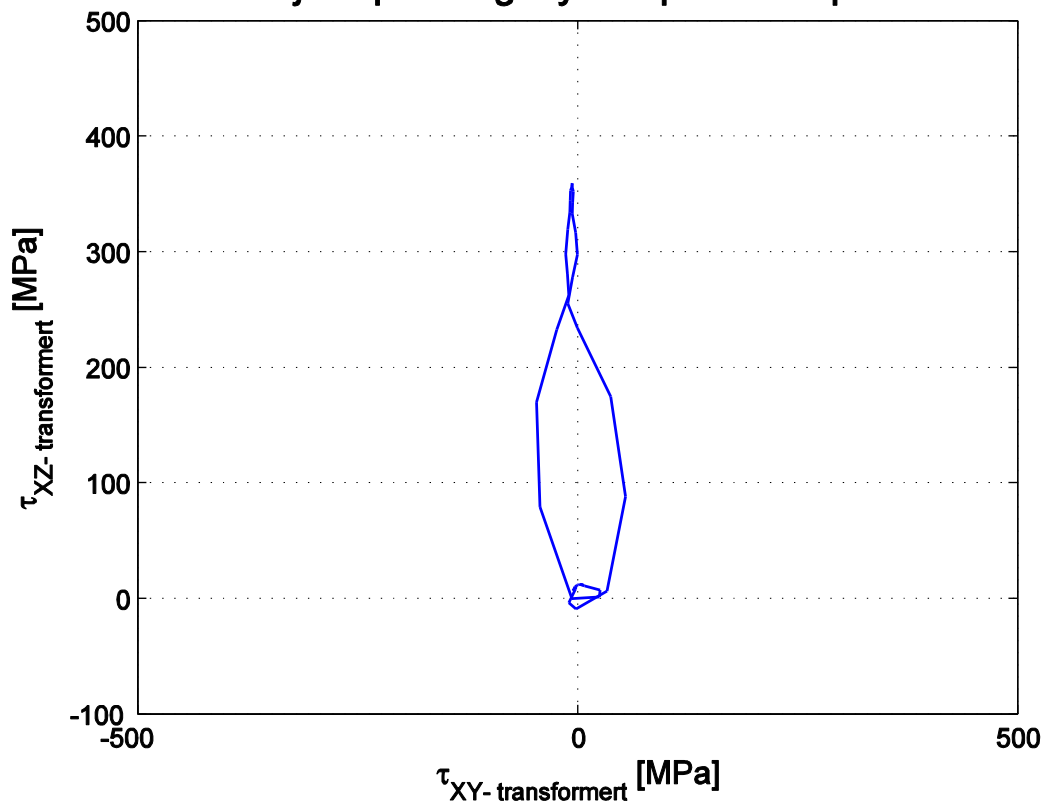


Skjærspenningsamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	76,6
$\tau_{45^\circ,a}$ [MPa]	59,8

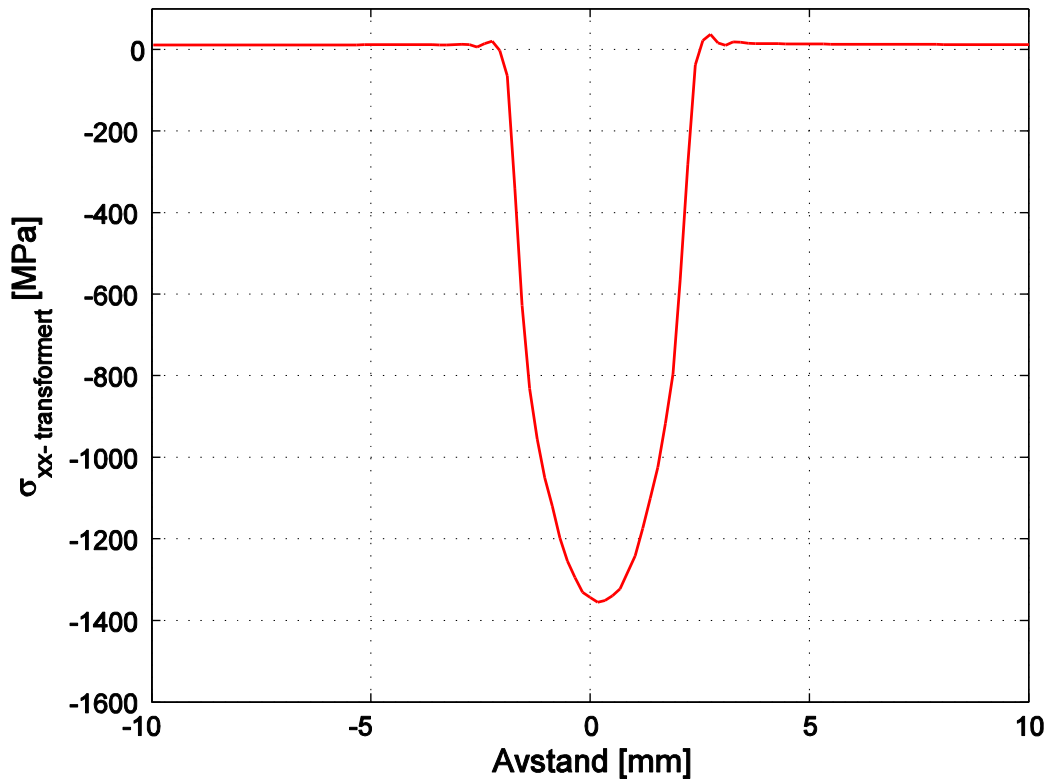
### Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



### Skjærspenningssyklus på kritisk plan

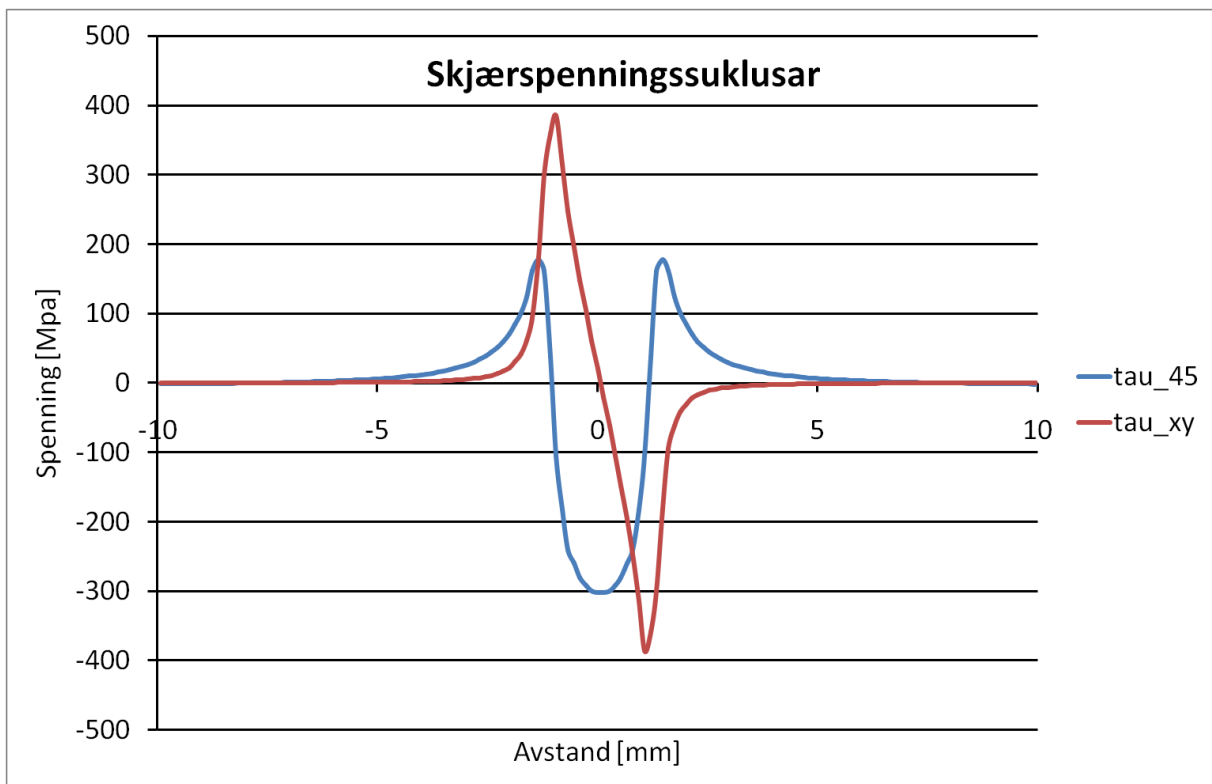
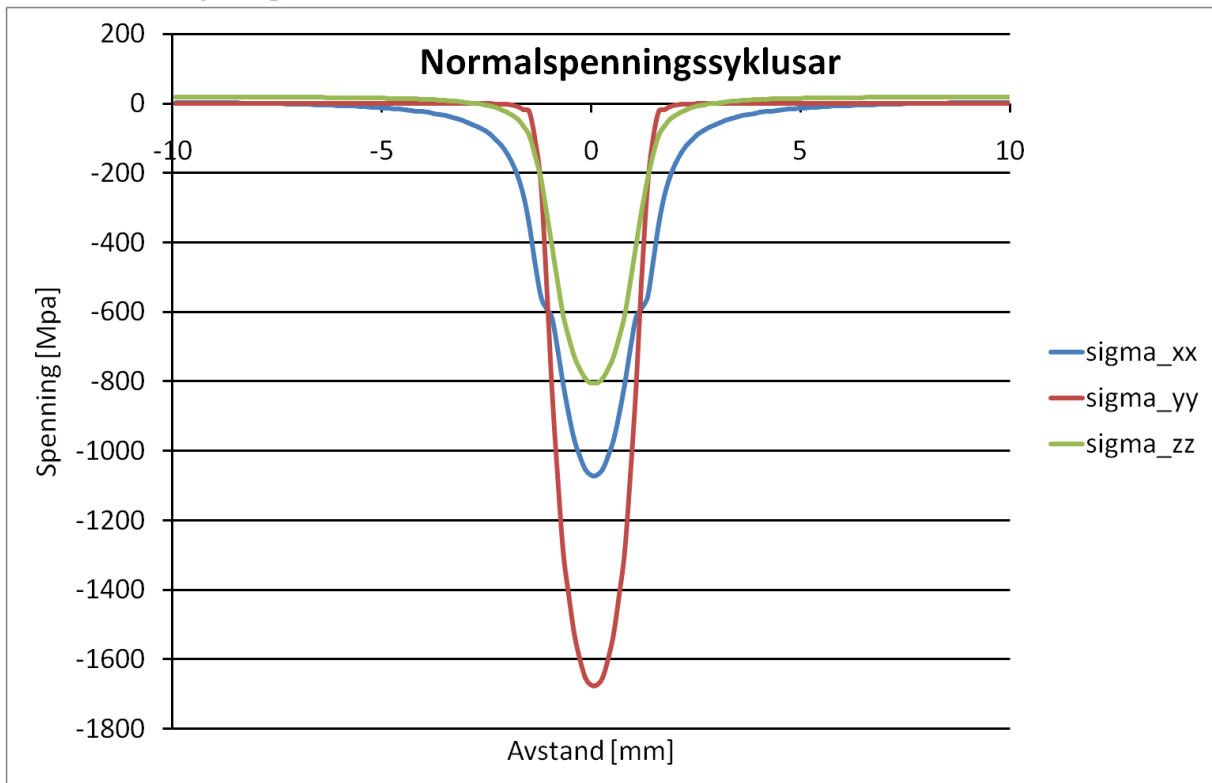


## Normalspenningssyklus på kritisk plan



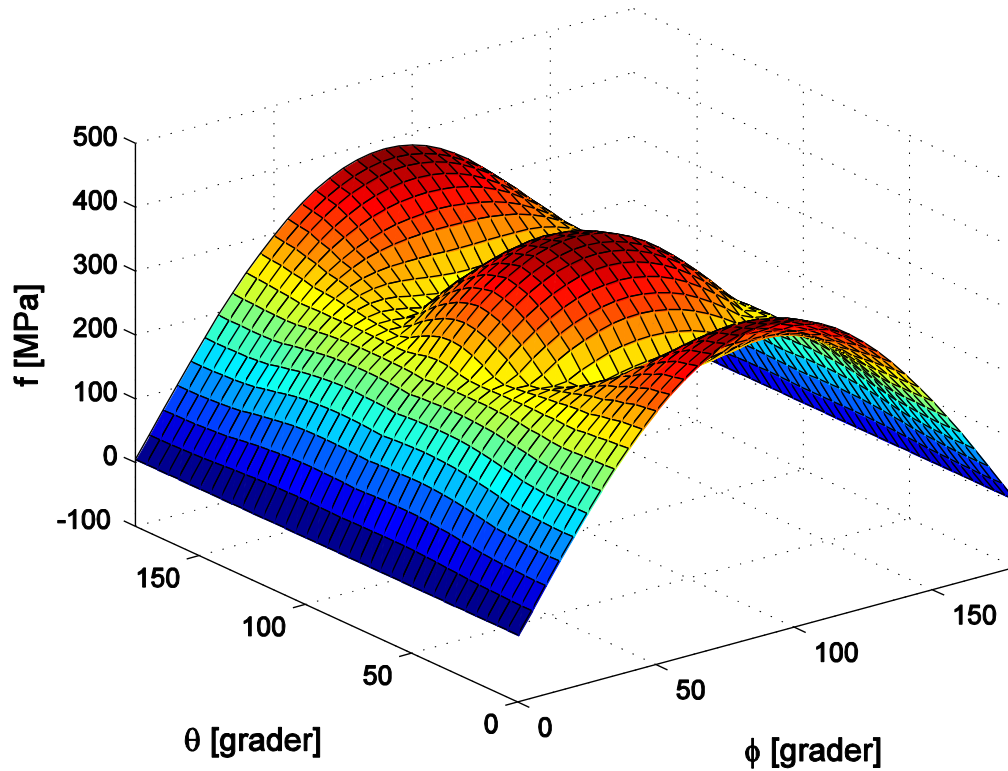
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	184,2
$\tau_m$ [MPa]	174,8
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	34,2
$\theta$ [°]	75
$\varphi$ [°]	45
$f$ [MPa]	191,5

### 15.1.2 Plan tøyning 0,25 mm under overflata

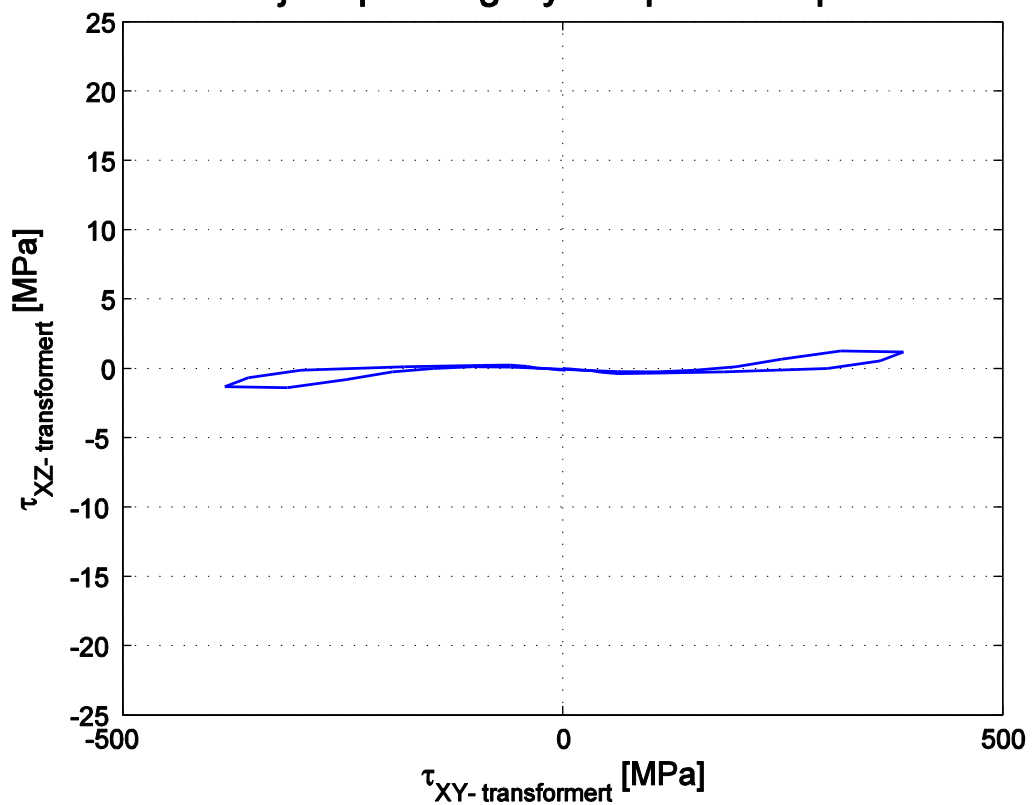


Skjærspenningssamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	385,6
$\tau_{45^\circ,a}$ [MPa]	239,8

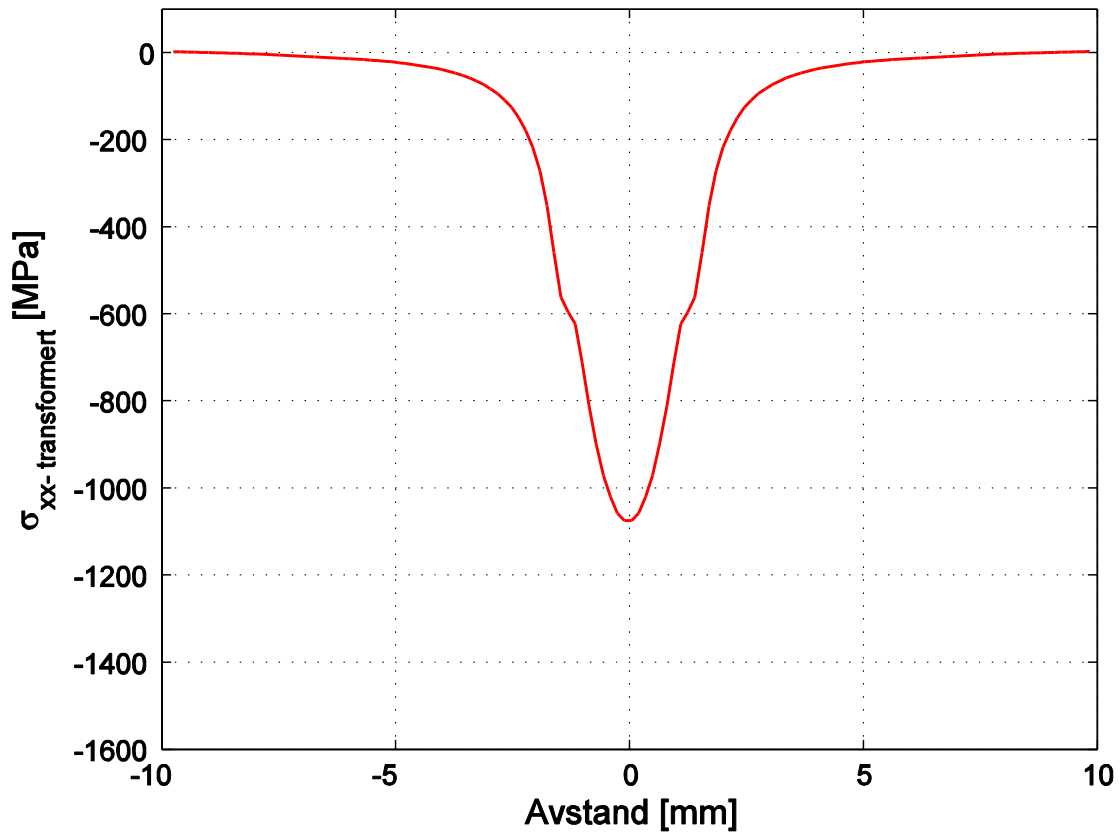
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan



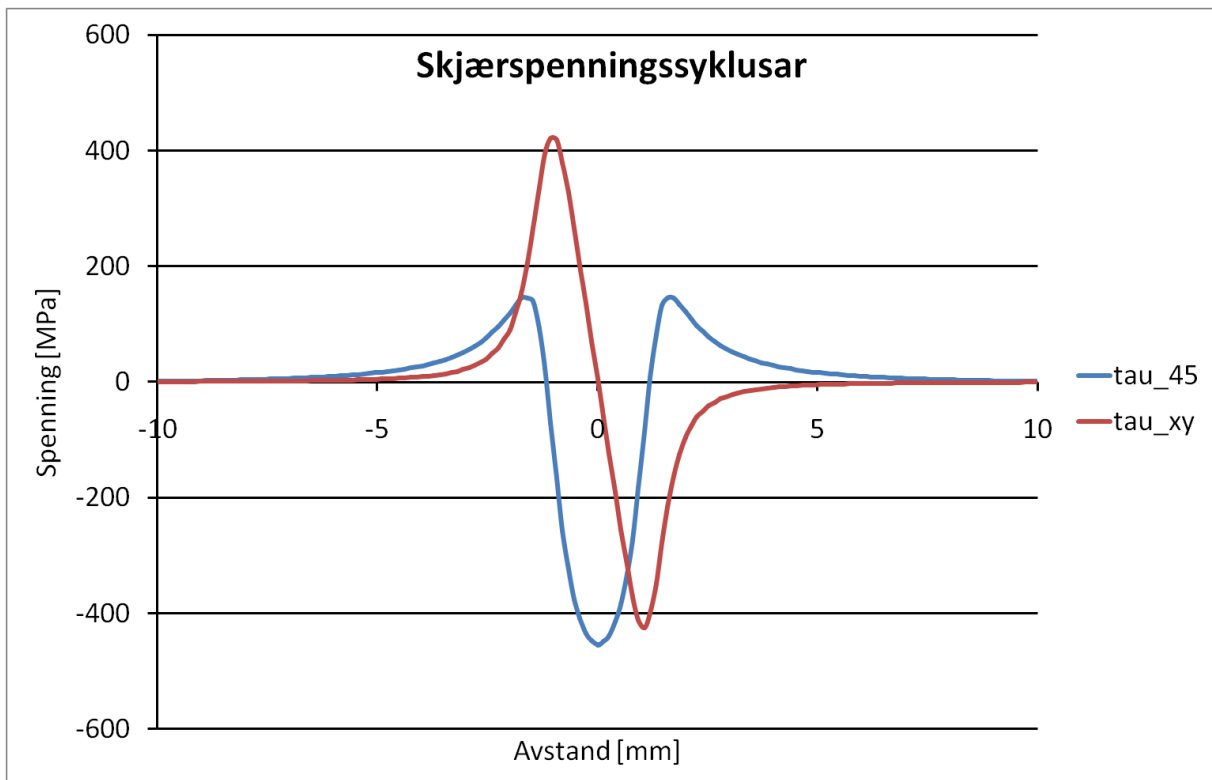
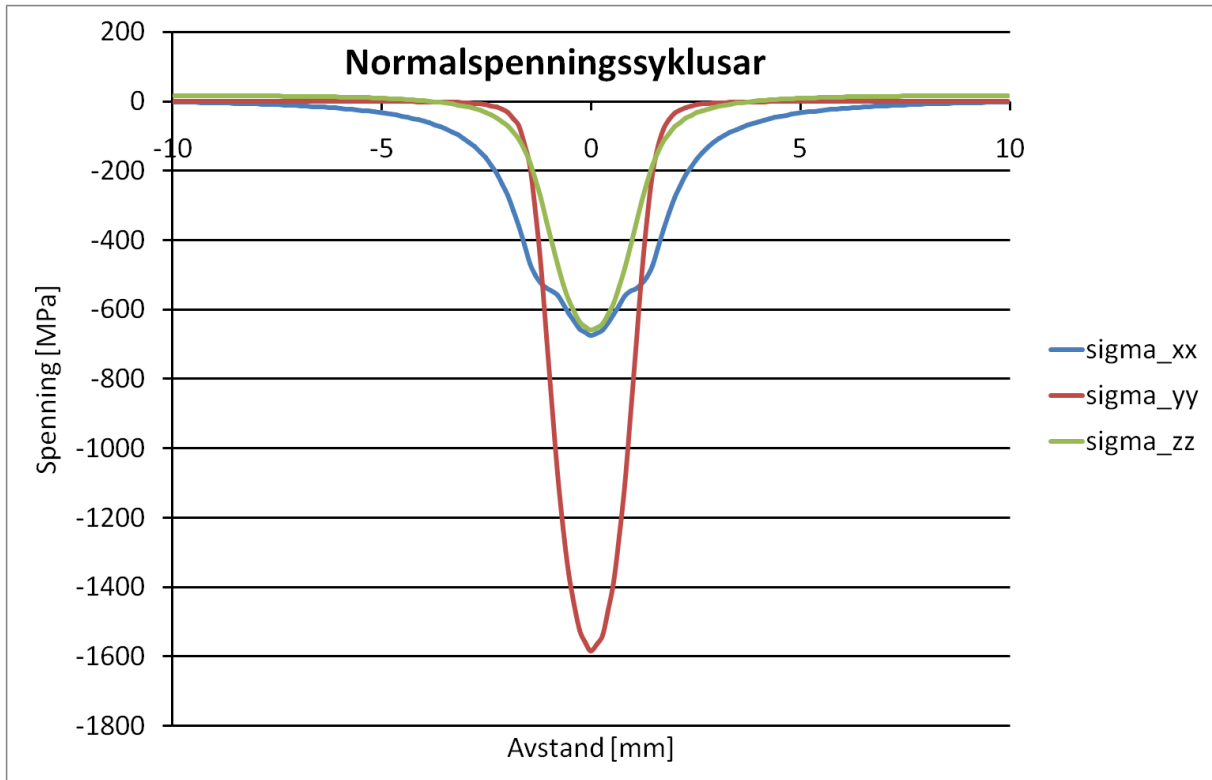
## Normalspenningssyklus på kritisk plan



Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	385,6
$\tau_m$ [MPa]	0
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	1,8
$\theta$ [°]	0
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	386

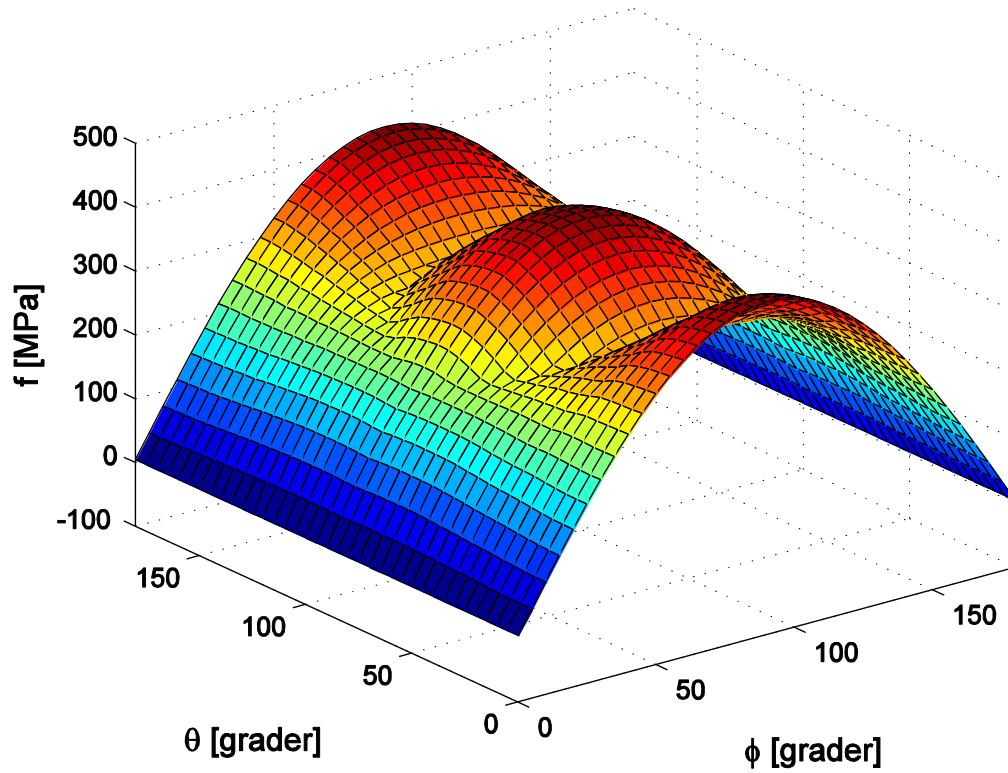


### 15.1.3 Plan tøyning 0,5 mm under overflata



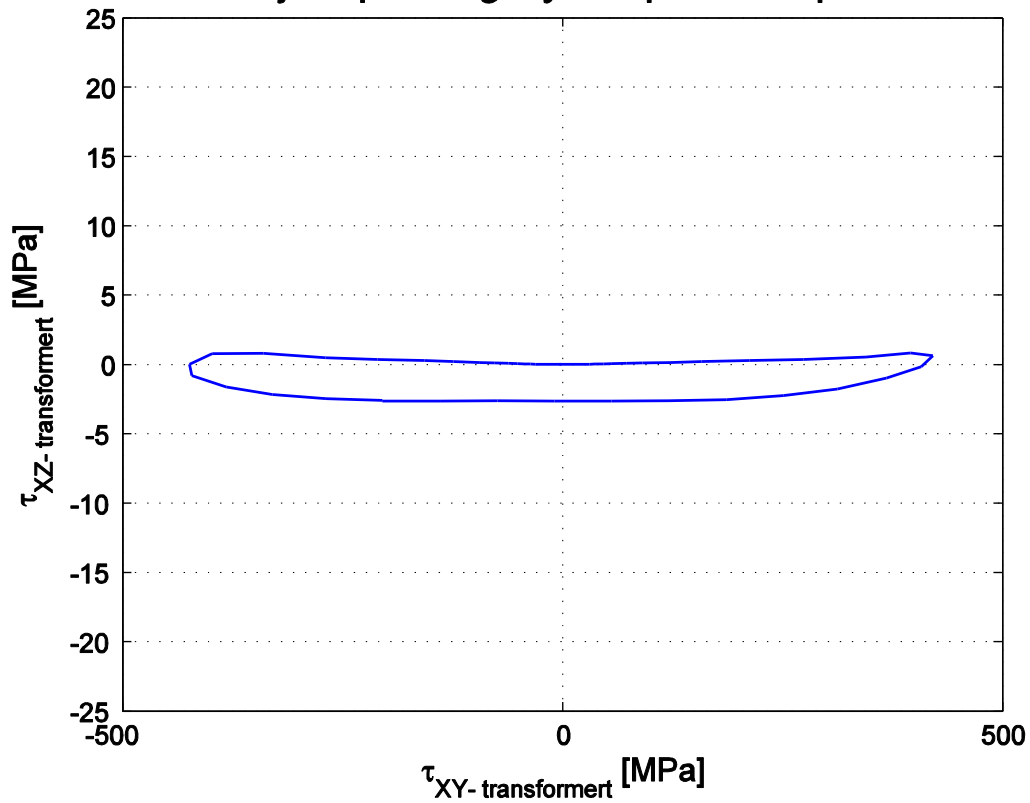
Skjærspenningssyklusar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	422,9
$\tau_{45^\circ,a}$ [MPa]	300

## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana

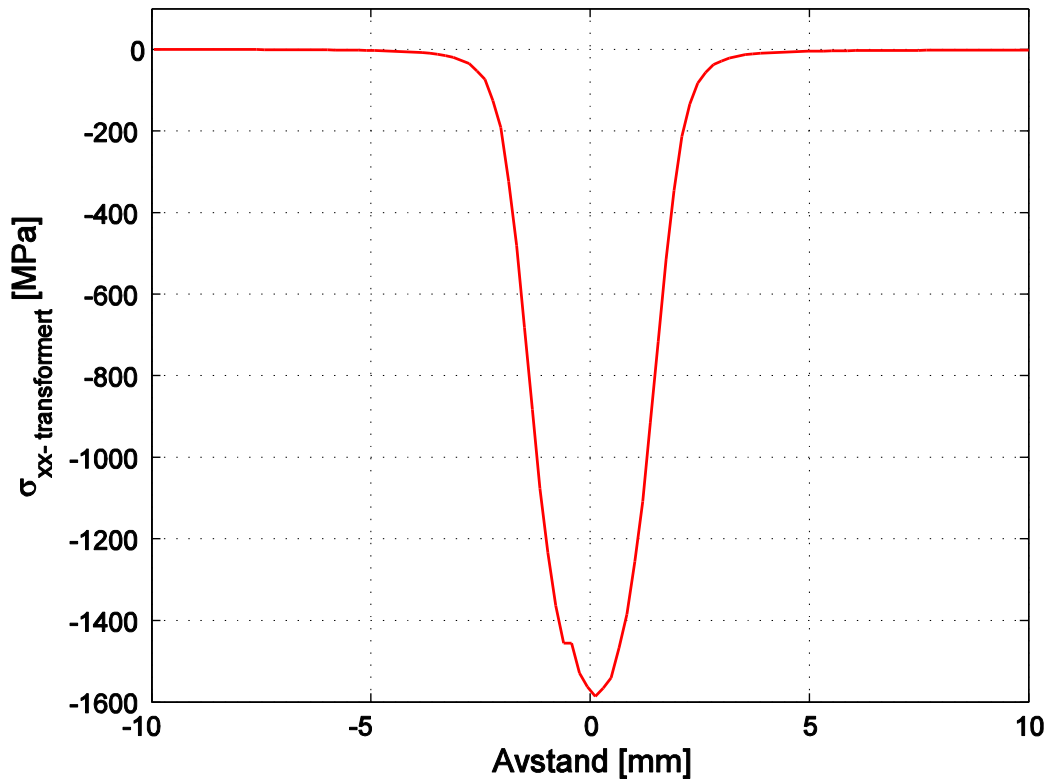


### 15.1.4

## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

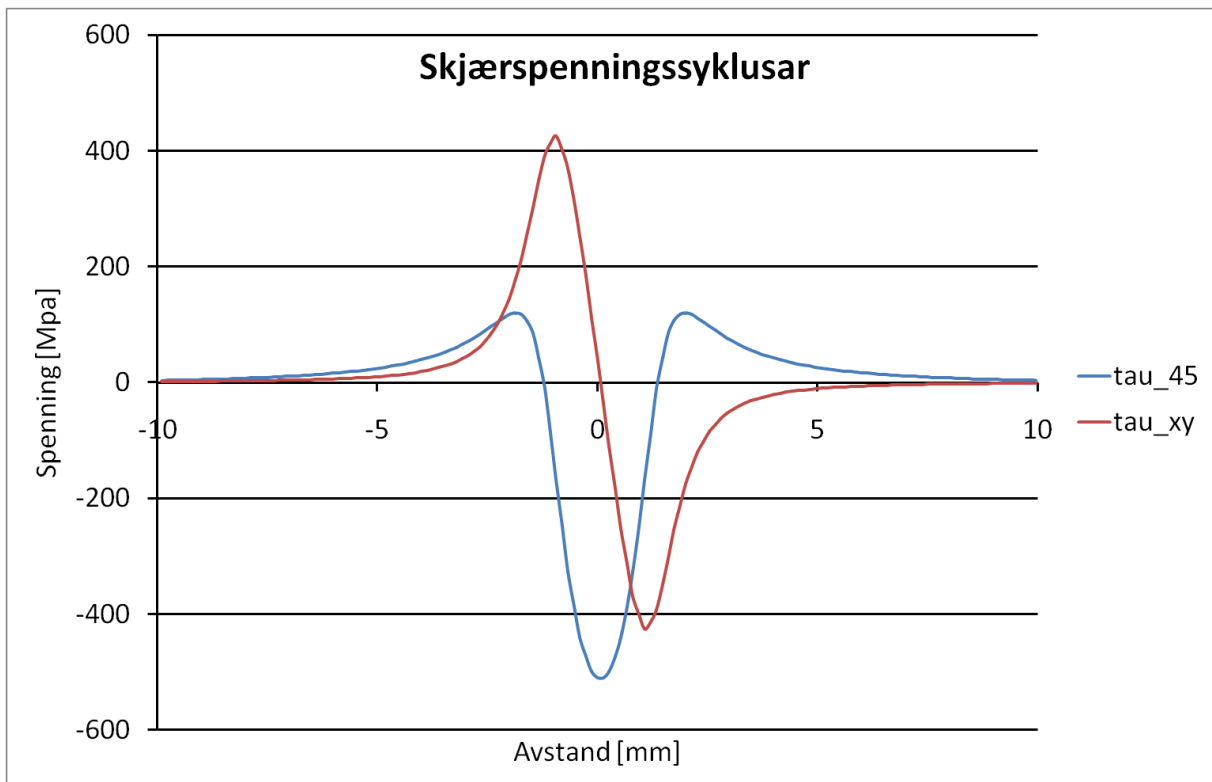
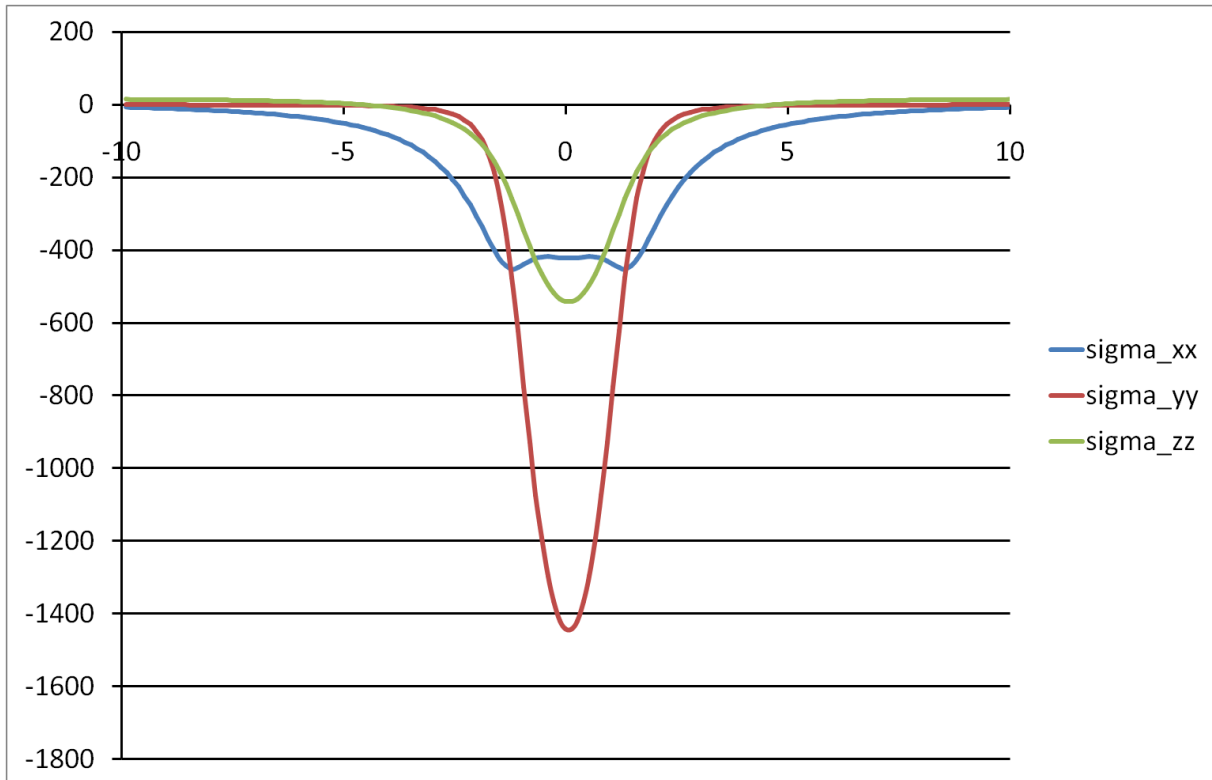


## Normalspenningssyklus på kritisk plan



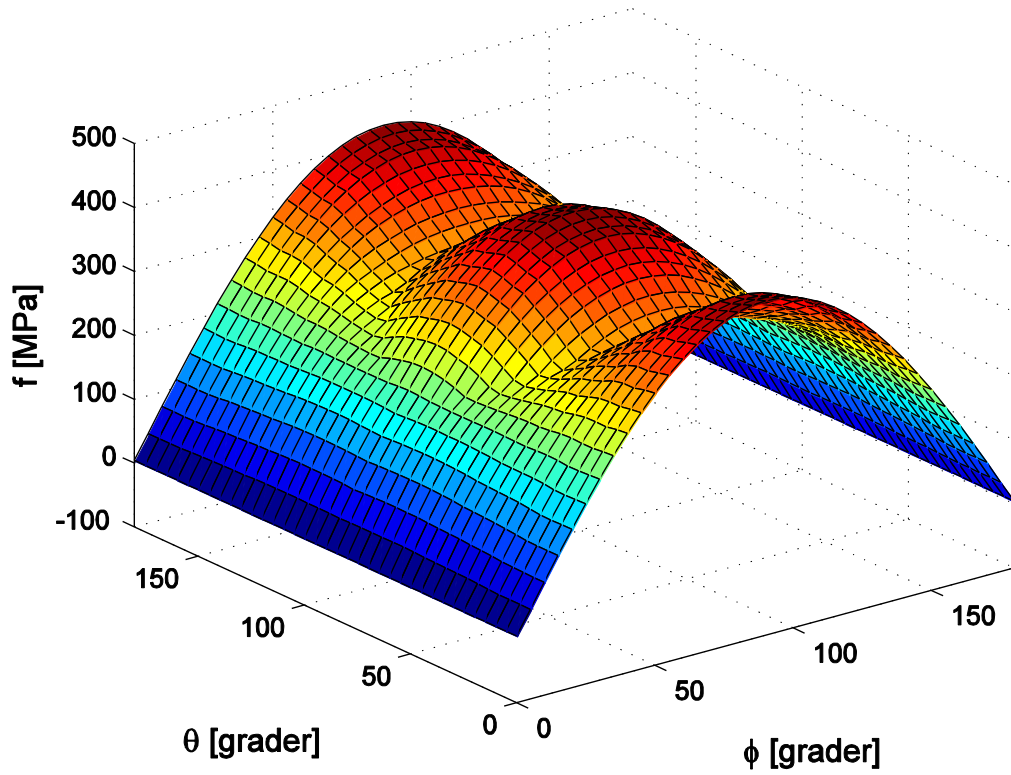
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	422,9
$\tau_m$ [MPa]	2
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-0,2
$\theta$ [°]	90
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	422,9

### 15.1.5 Plan tøyning 0,75 mm under overflata

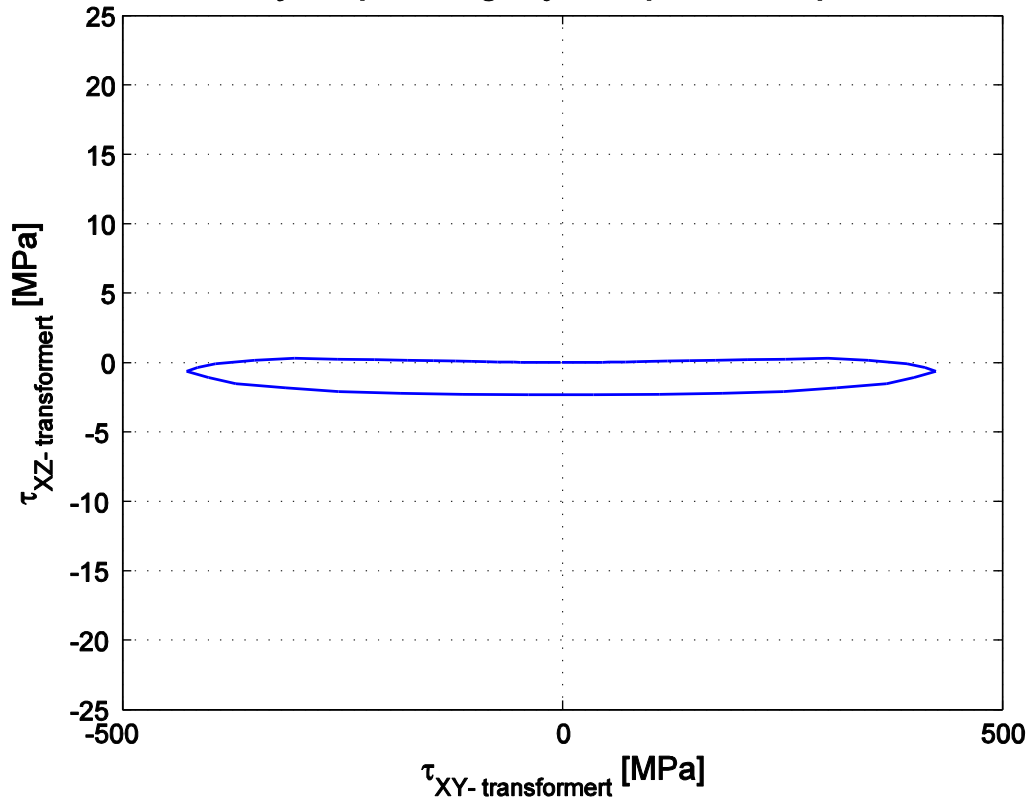


Skjærspenningssykluser	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	425,5
$\tau_{45^\circ,a}$ [MPa]	315

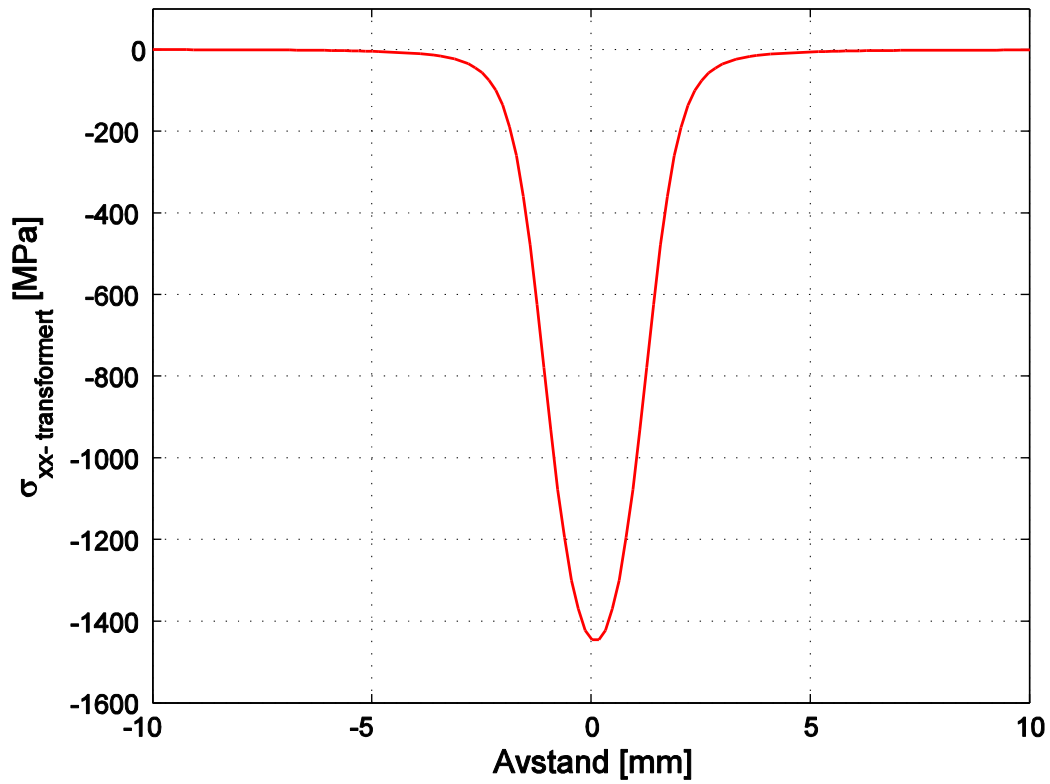
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

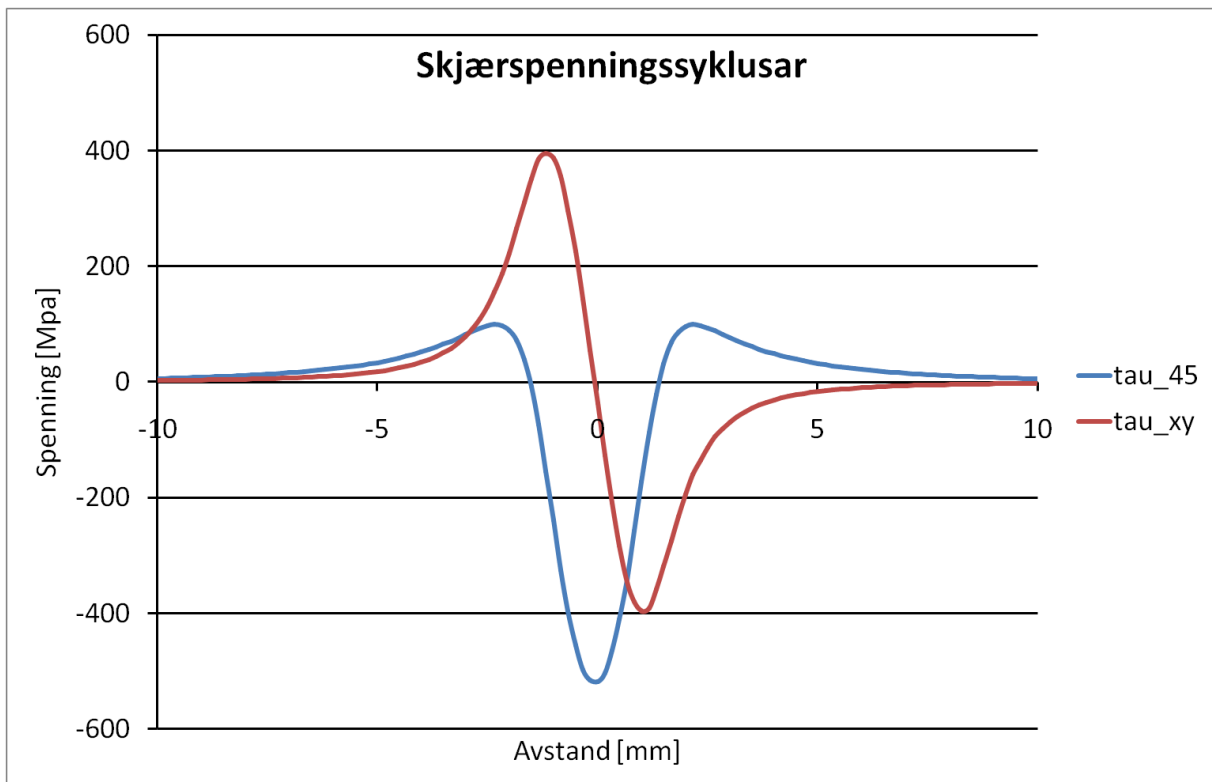
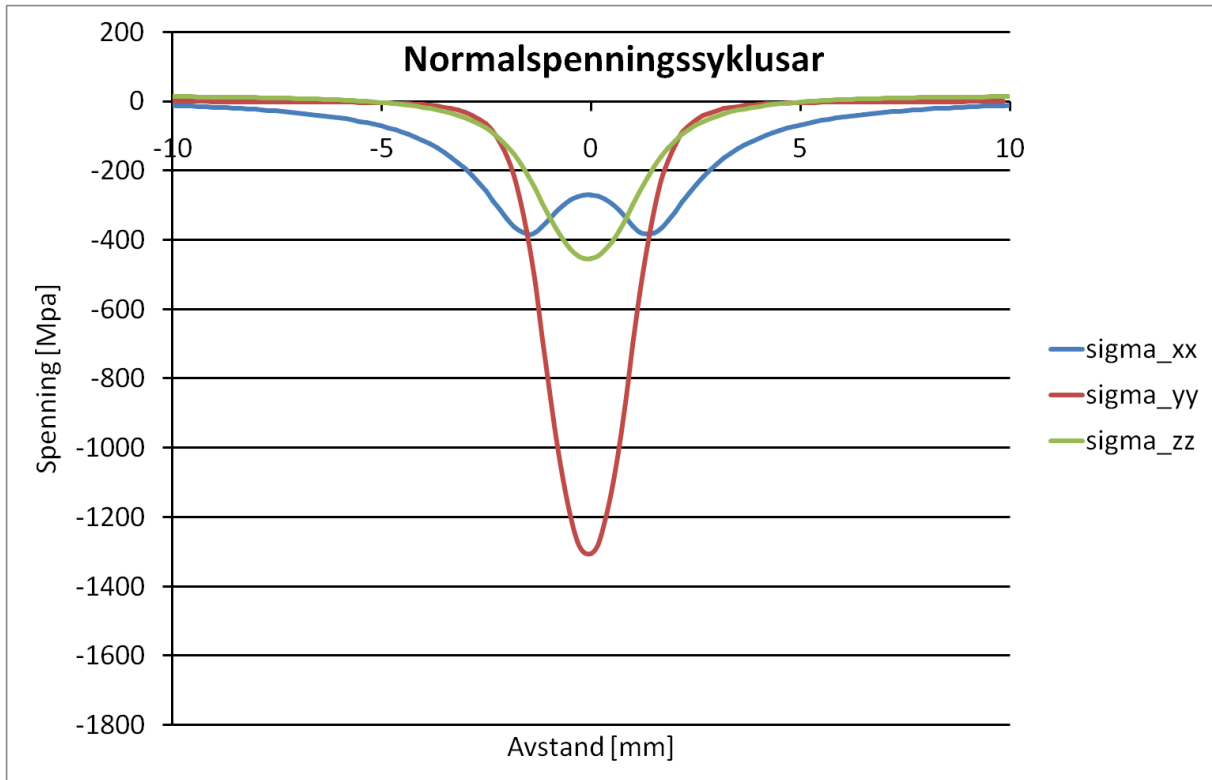


### Normalspenningssyklus på kritisk plan



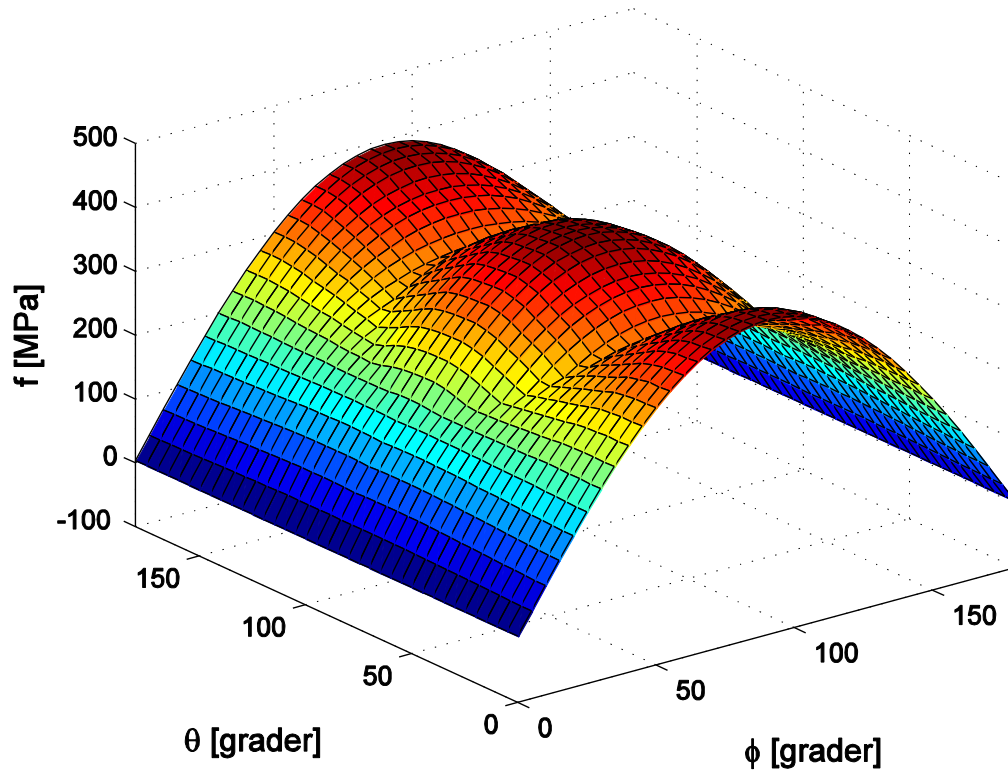
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	425,5
$\tau_m$ [MPa]	0,65
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-0,28
$\theta$ [°]	90
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	425,4

### 15.1.6 Plan tøyning 1mm under overflata

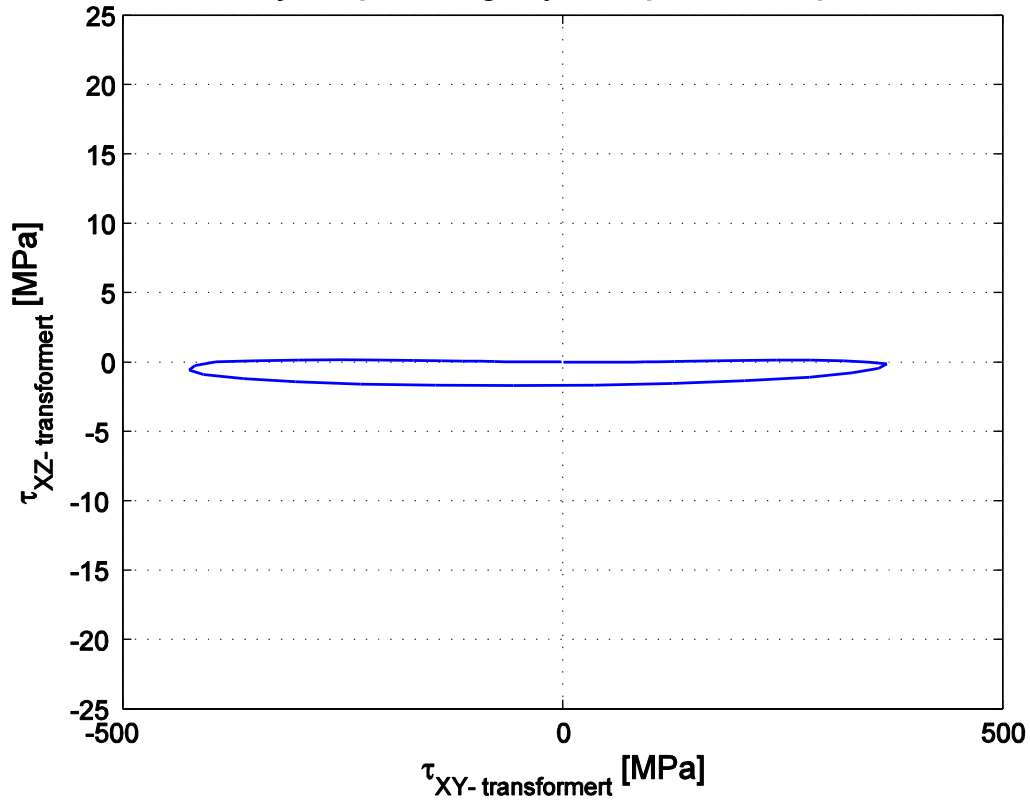


Skjærspenningsamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	395,4
$\tau_{45^\circ,a}$ [MPa]	308,8

## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana

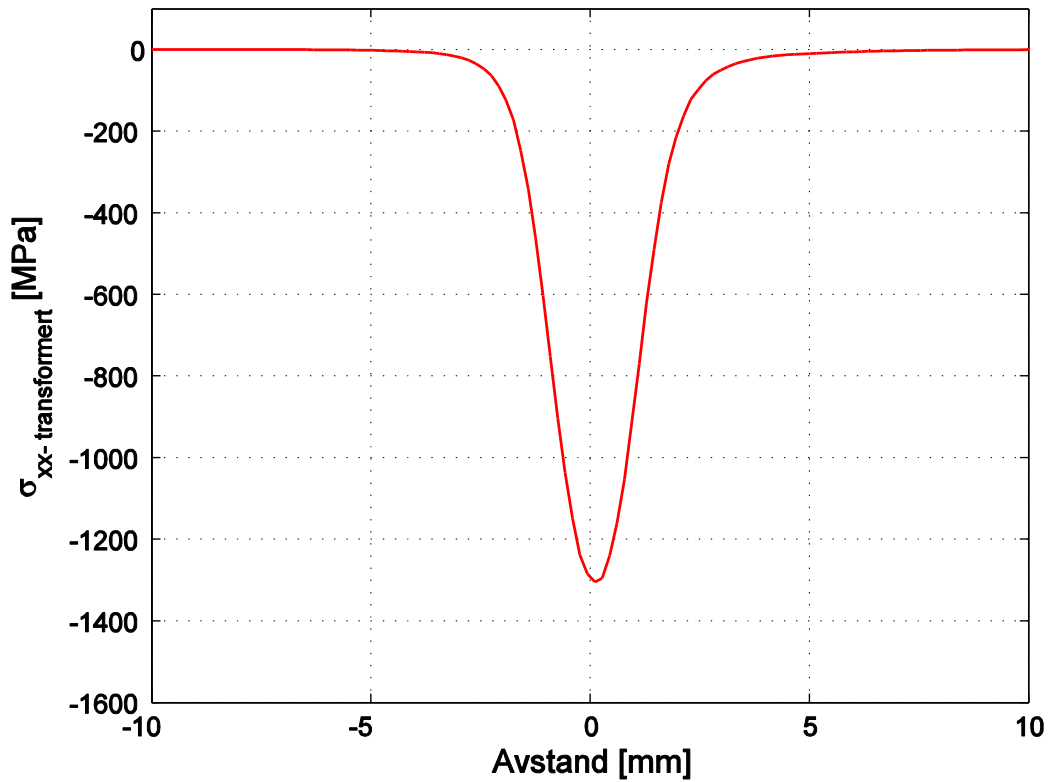


## Skjærspenningssyklus på kritisk plan



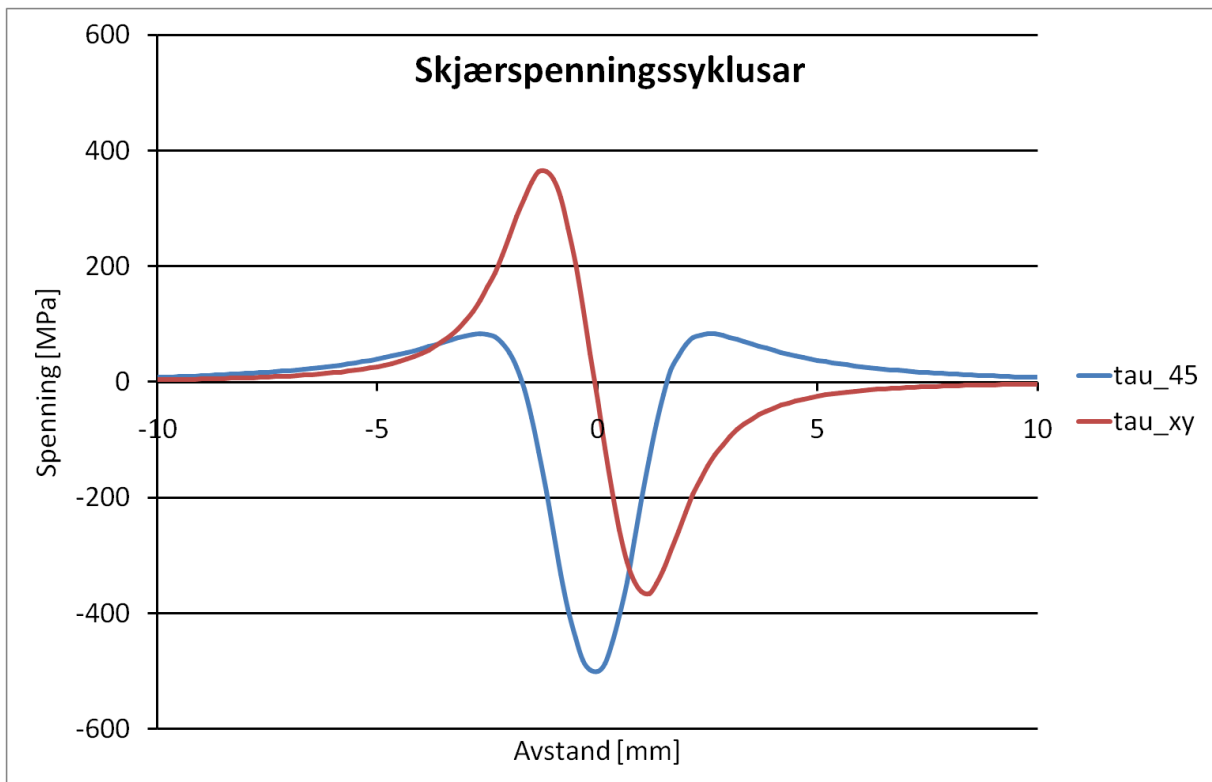
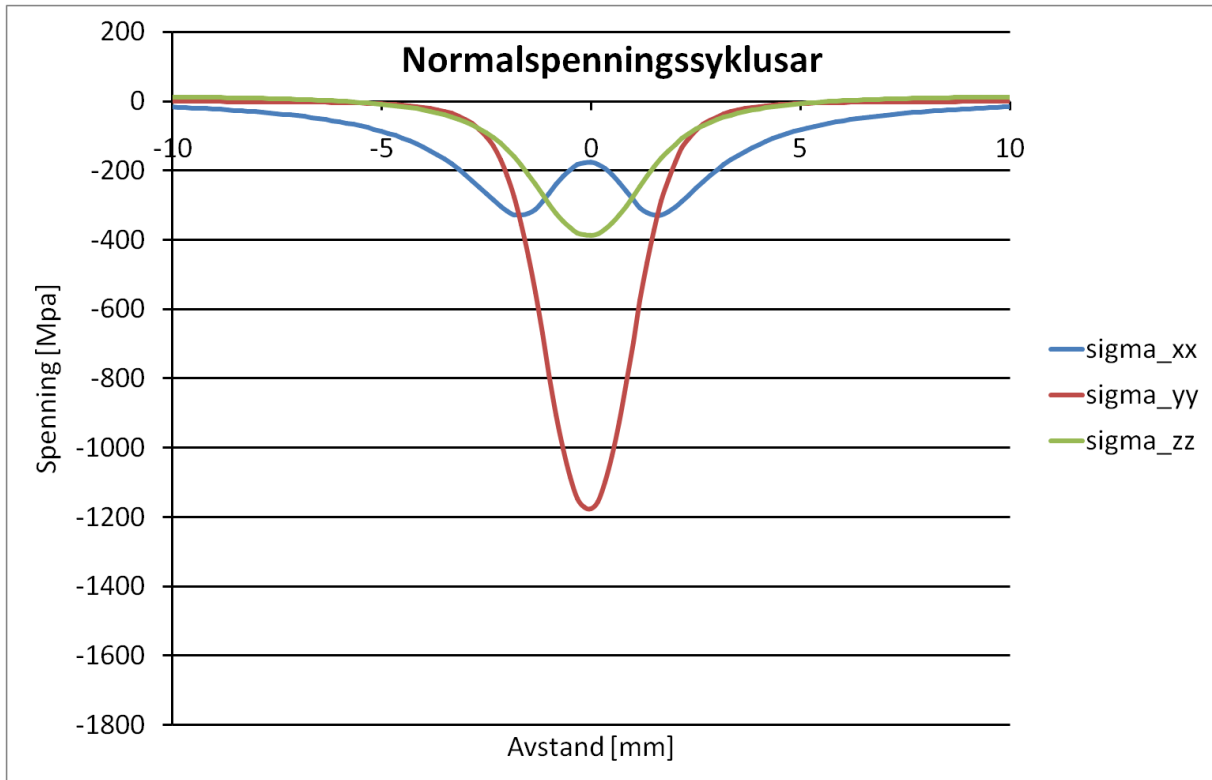


## Normalspenningssyklus på kritisk plan



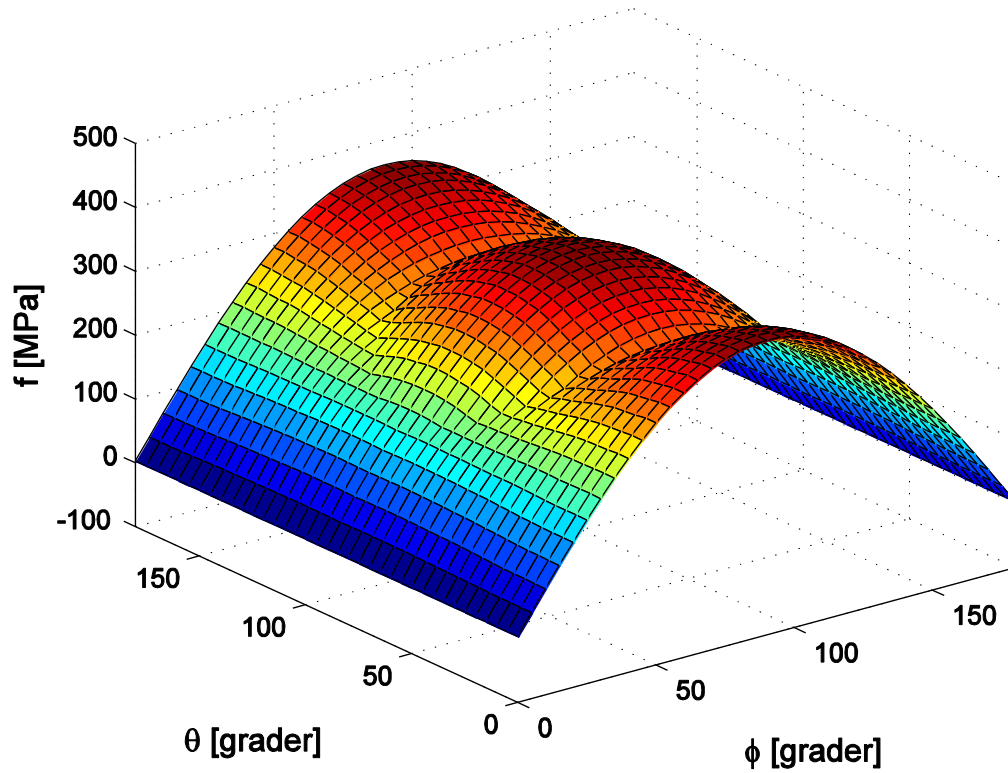
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	395,9
$\tau_m$ [MPa]	26,6
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-0,05
$\theta$ [°]	85
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	395,87

### 15.1.7 Plan tøyning 1,25 mm under overflata

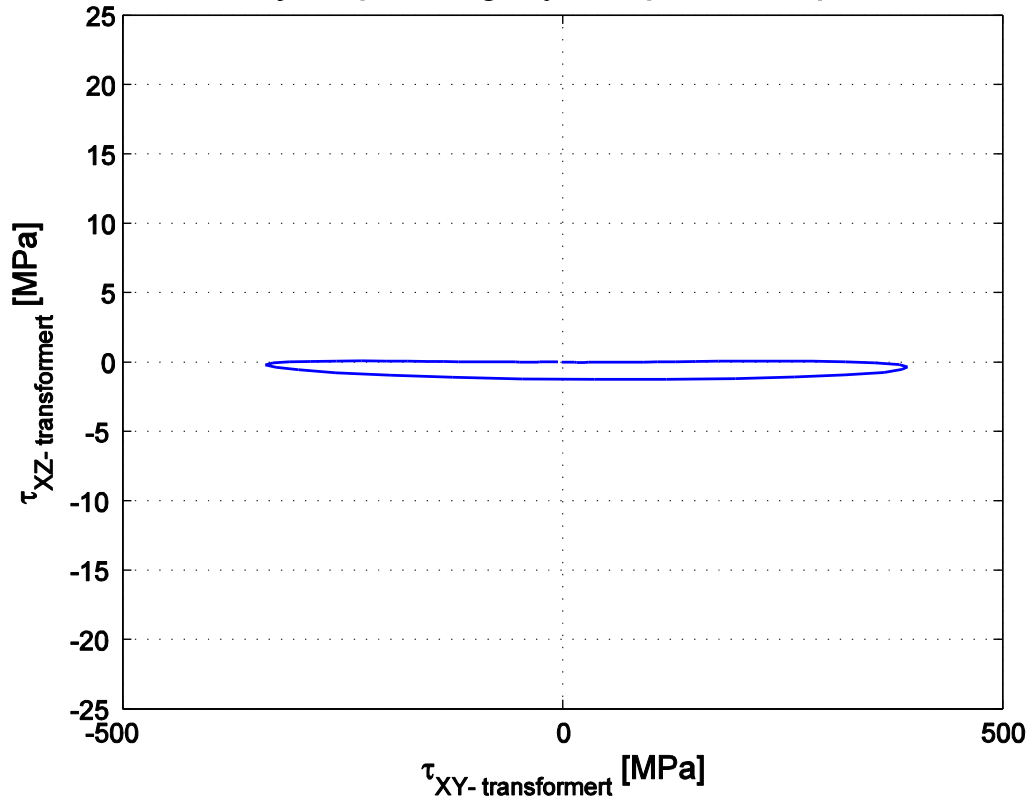


Skjærspenningsamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	364,7
$\tau_{45^\circ,a}$ [MPa]	291,6

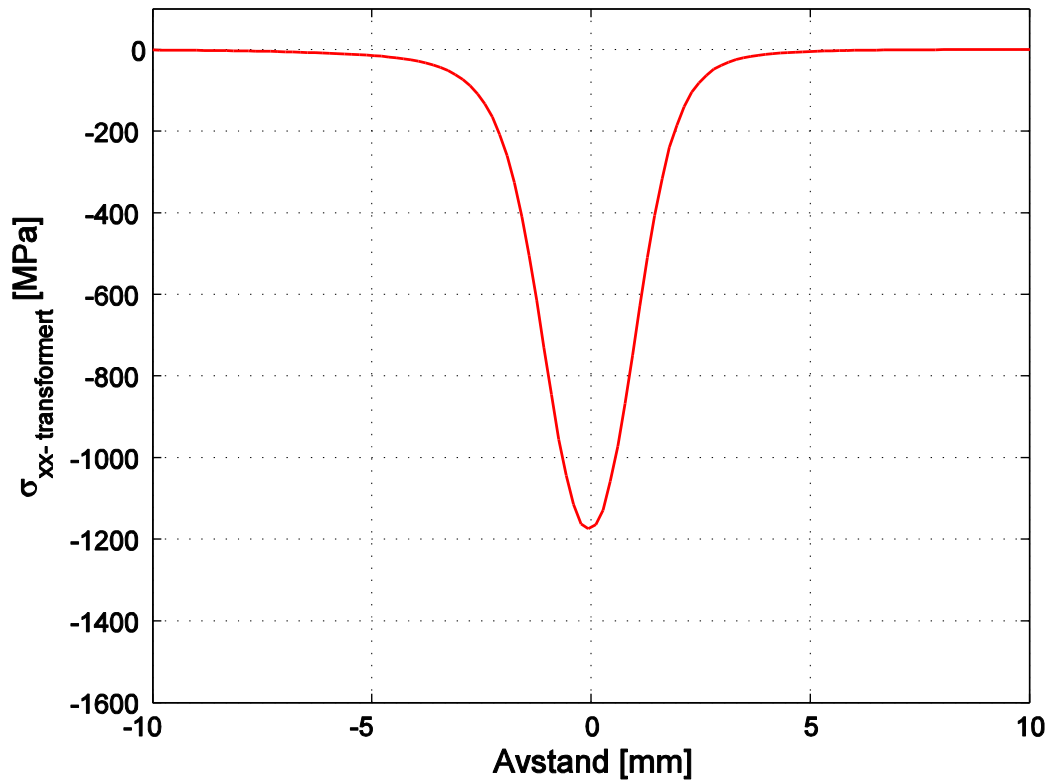
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

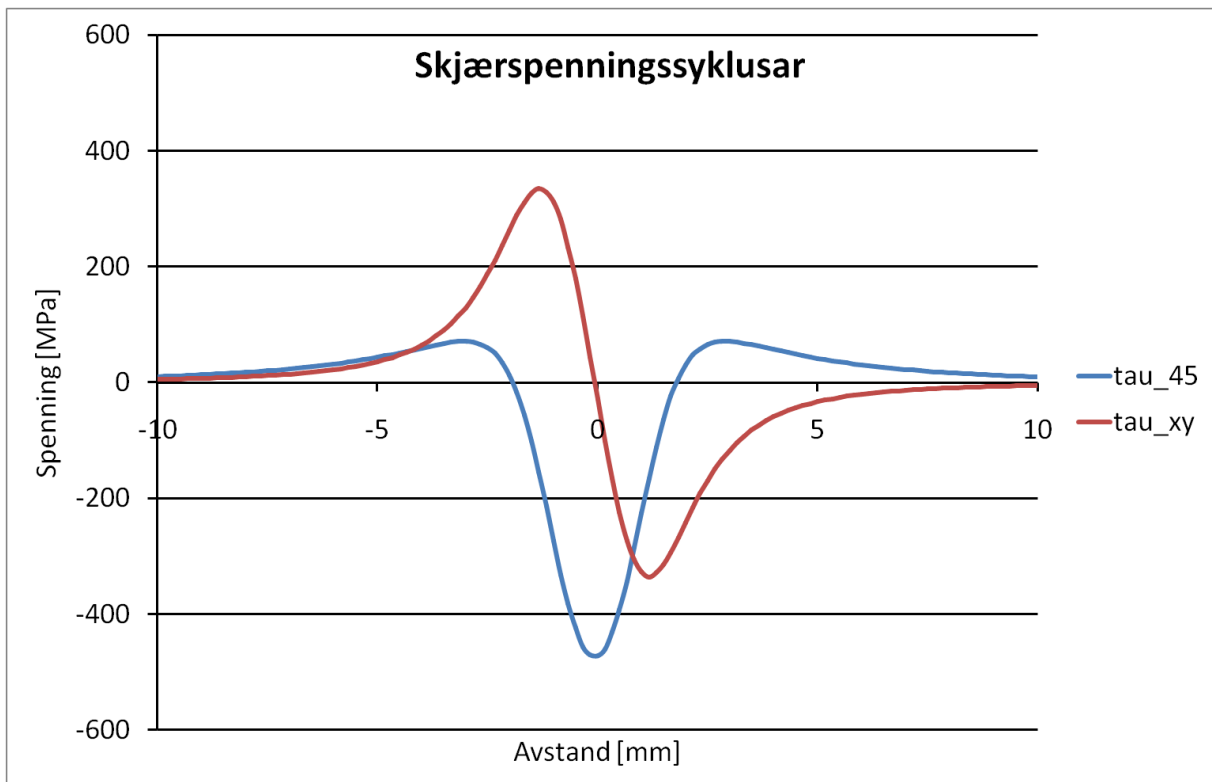
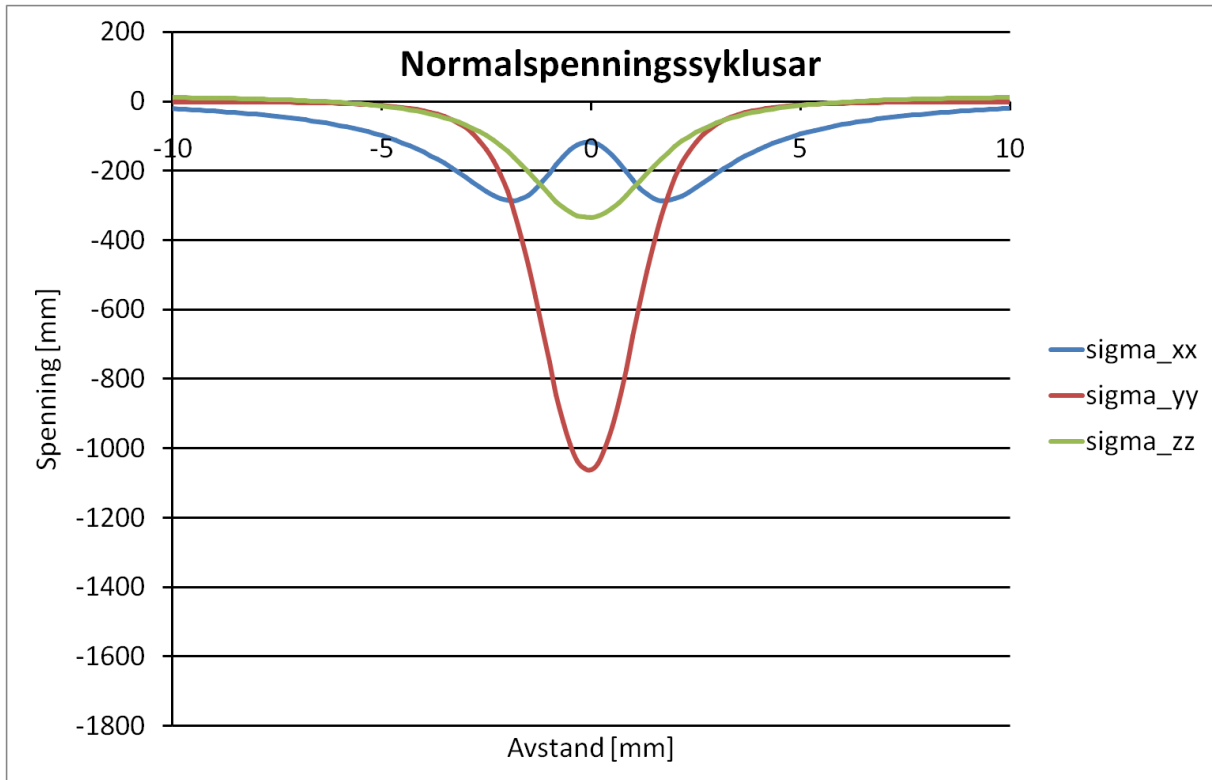


### Normalspenningssyklus på kritisk plan



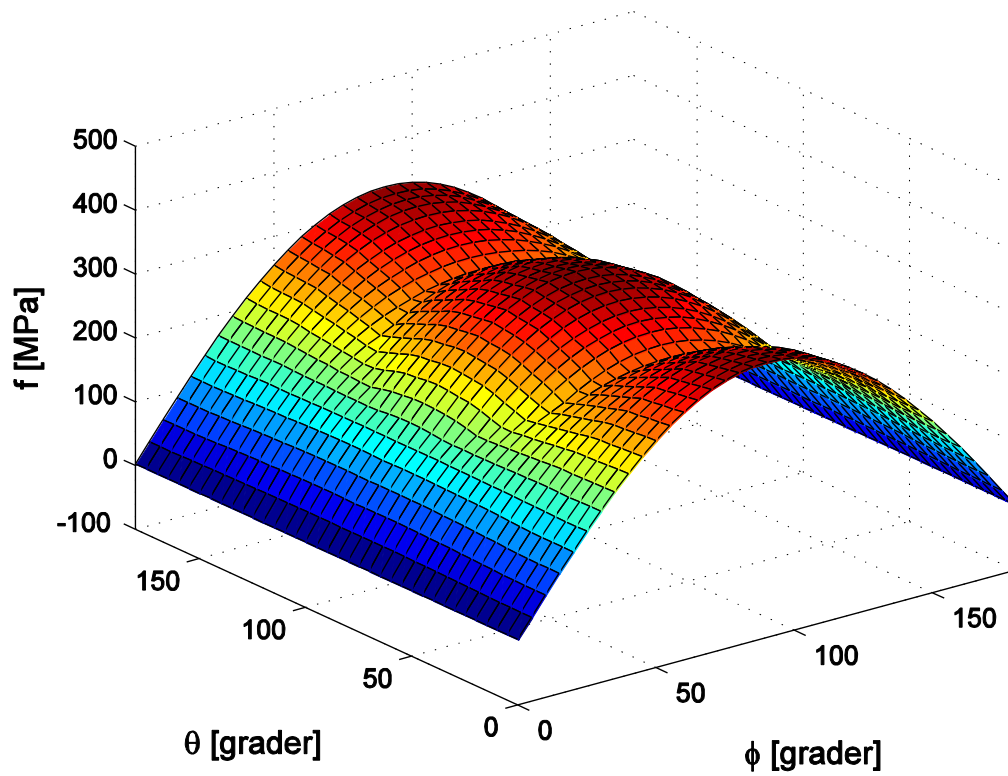
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	364,8
$\tau_m$ [MPa]	27,9
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-0,15
$\theta$ [°]	95
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	364,7

### 15.1.8 Plan tøyning 1,5mm under overflata

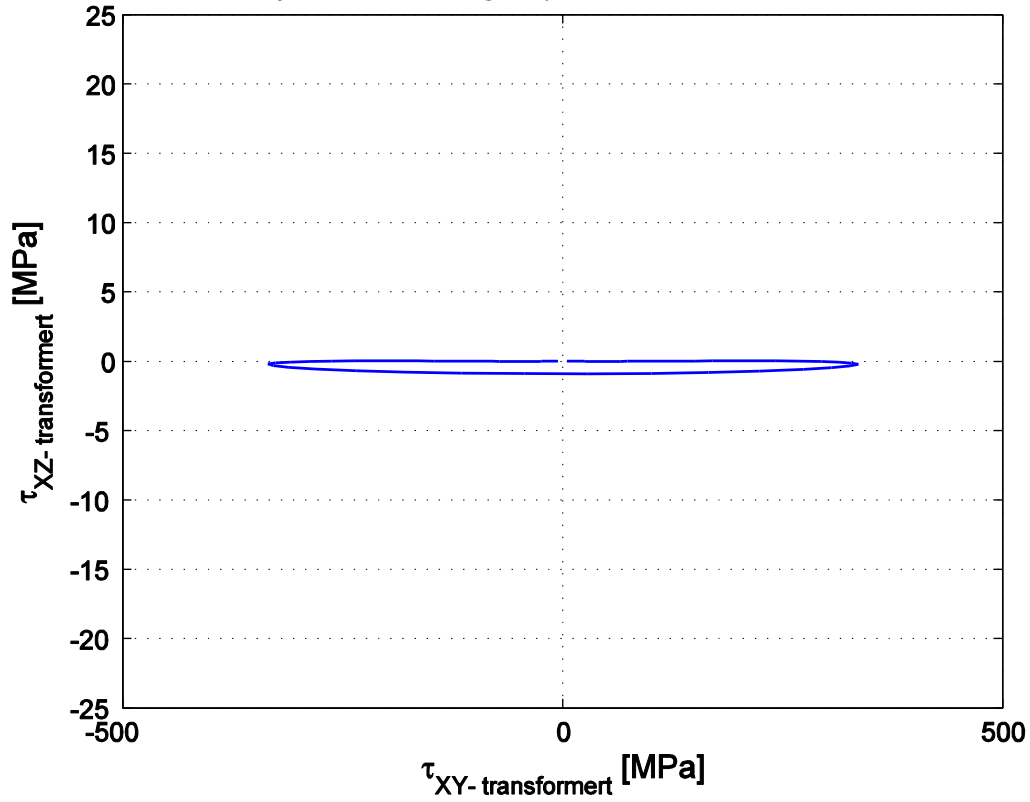


Skjærspenningsamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	335,6
$\tau_{45^\circ,a}$ [MPa]	271,5

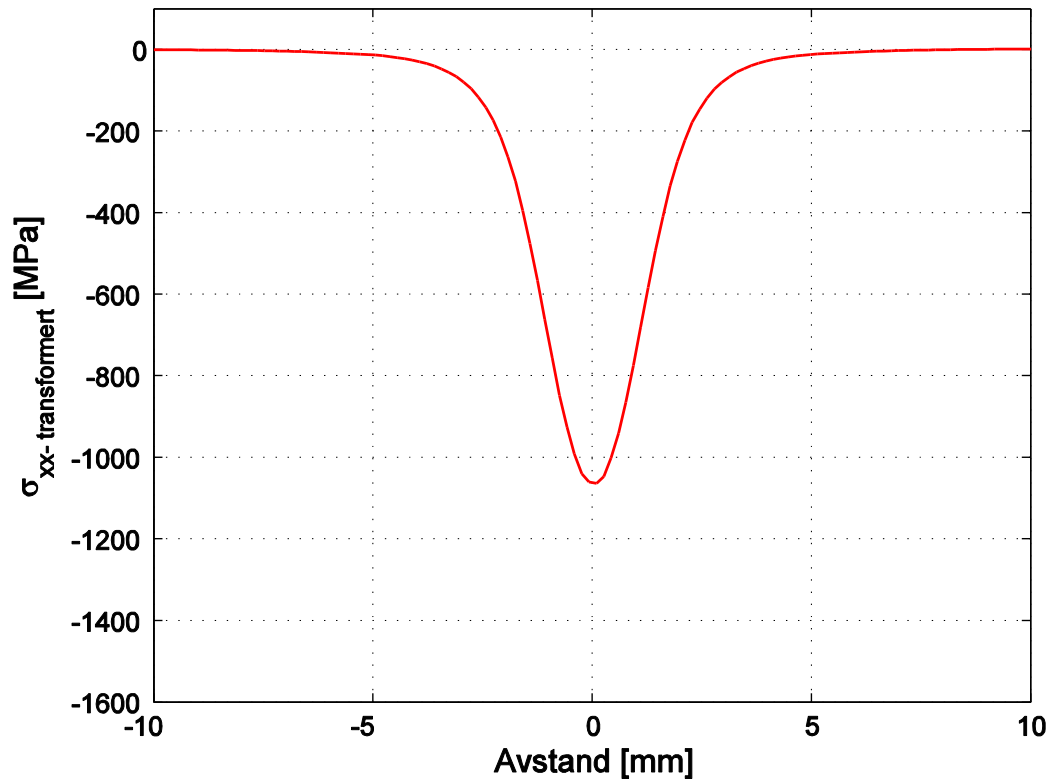
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

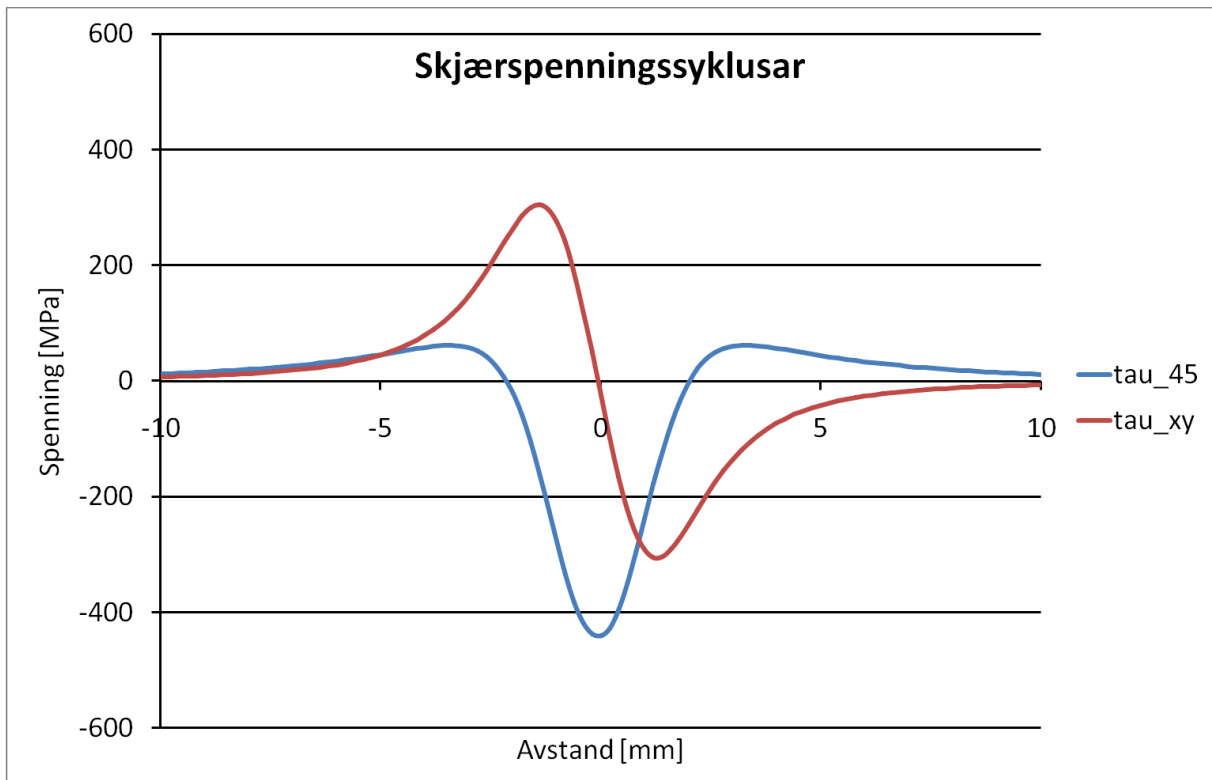
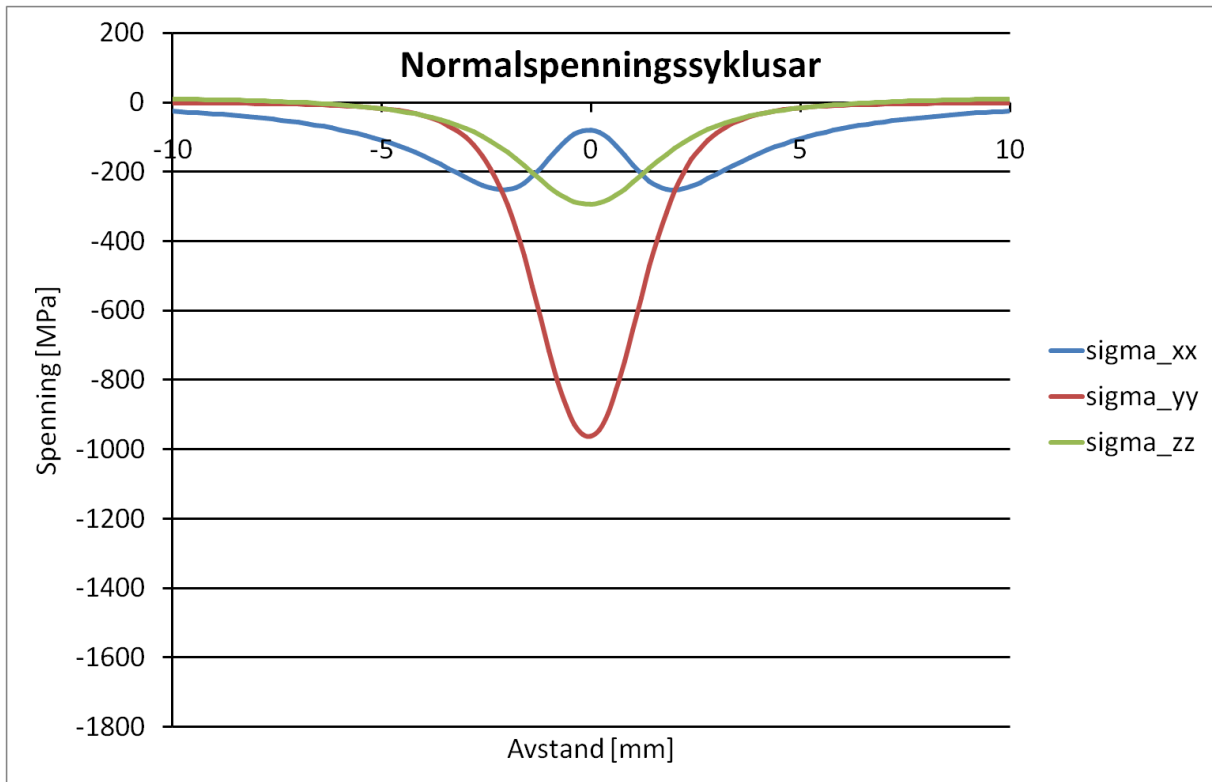


## Normalspenningssyklus på kritisk plan



Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	335,6
$\tau_m$ [MPa]	0,45
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-1,05
$\theta$ [°]	90
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	335,4

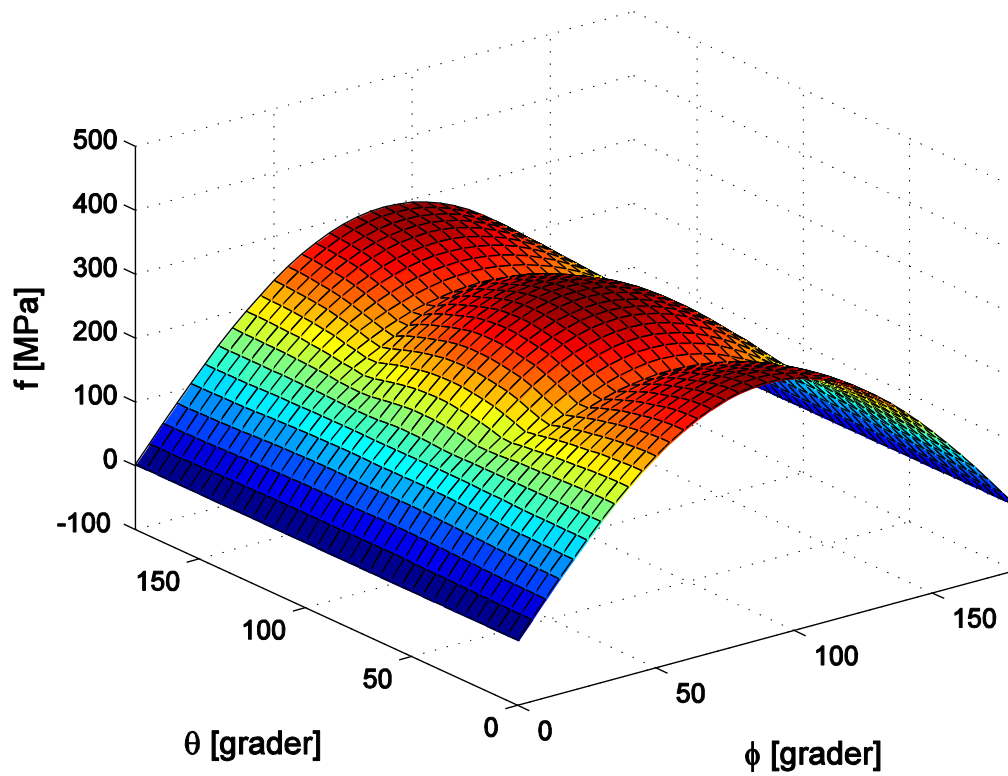
### 15.1.9 Plan tøyning 1,75 mm under overflata



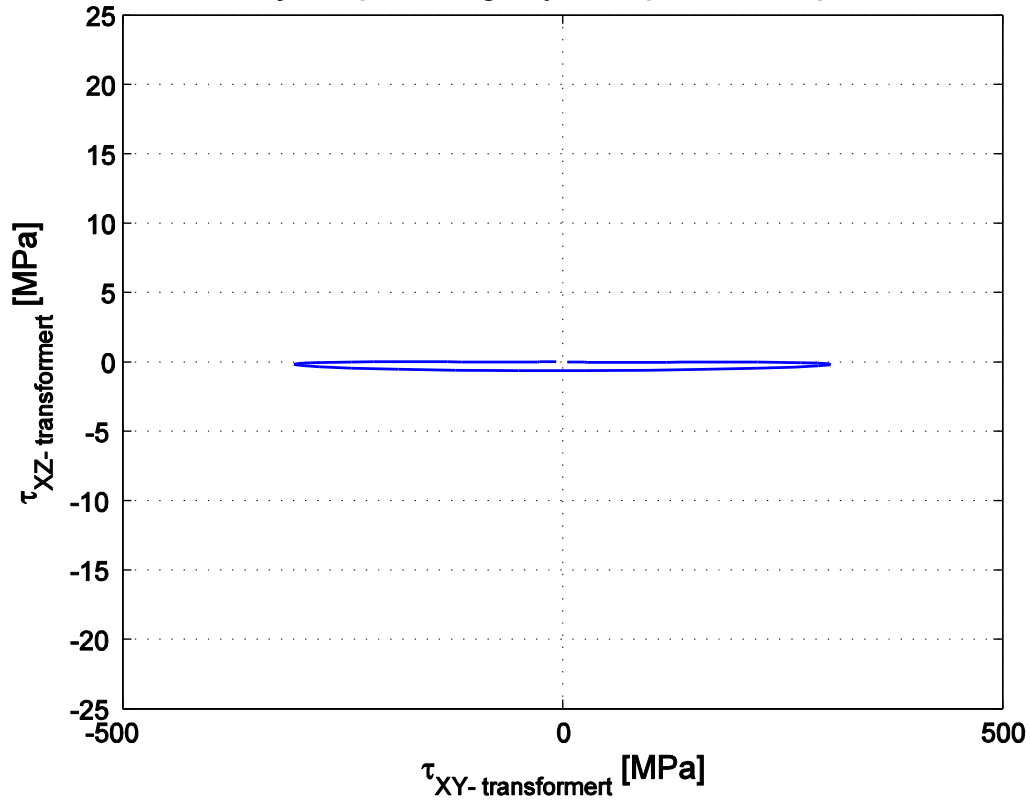
Skjærspenningssamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	304,9
$\tau_{45^\circ,a}$ [MPa]	251,1



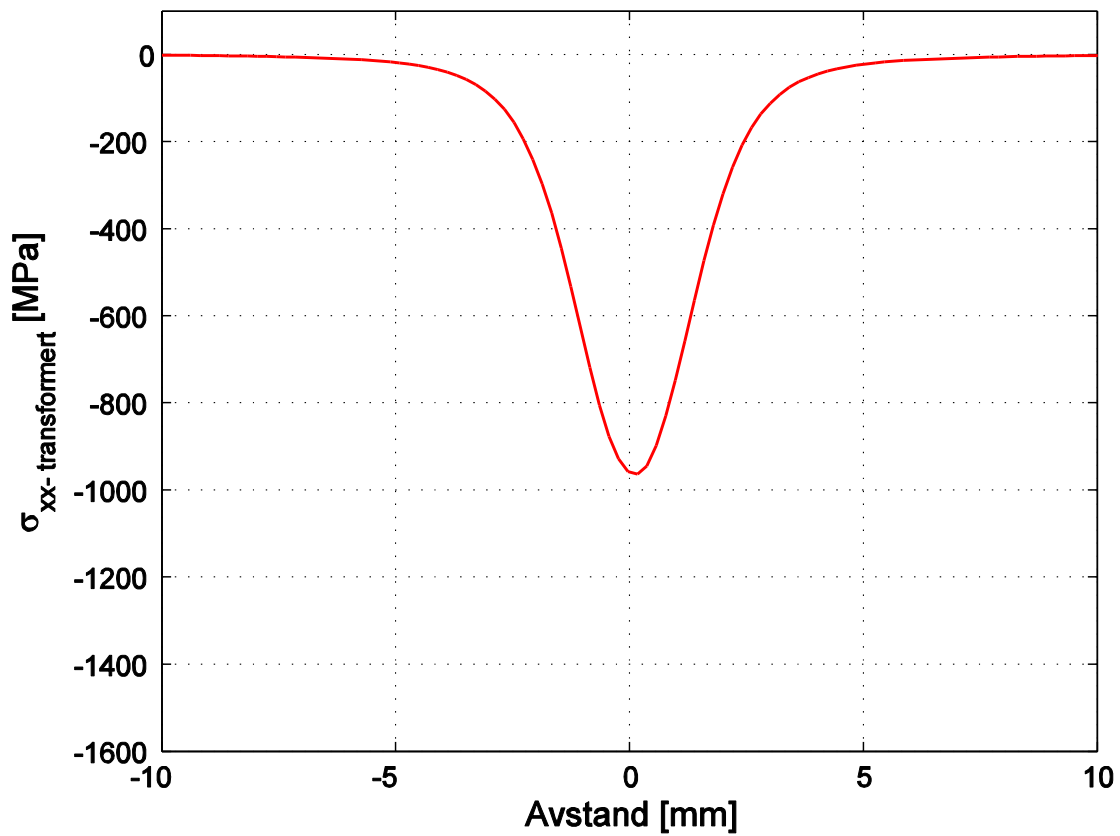
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

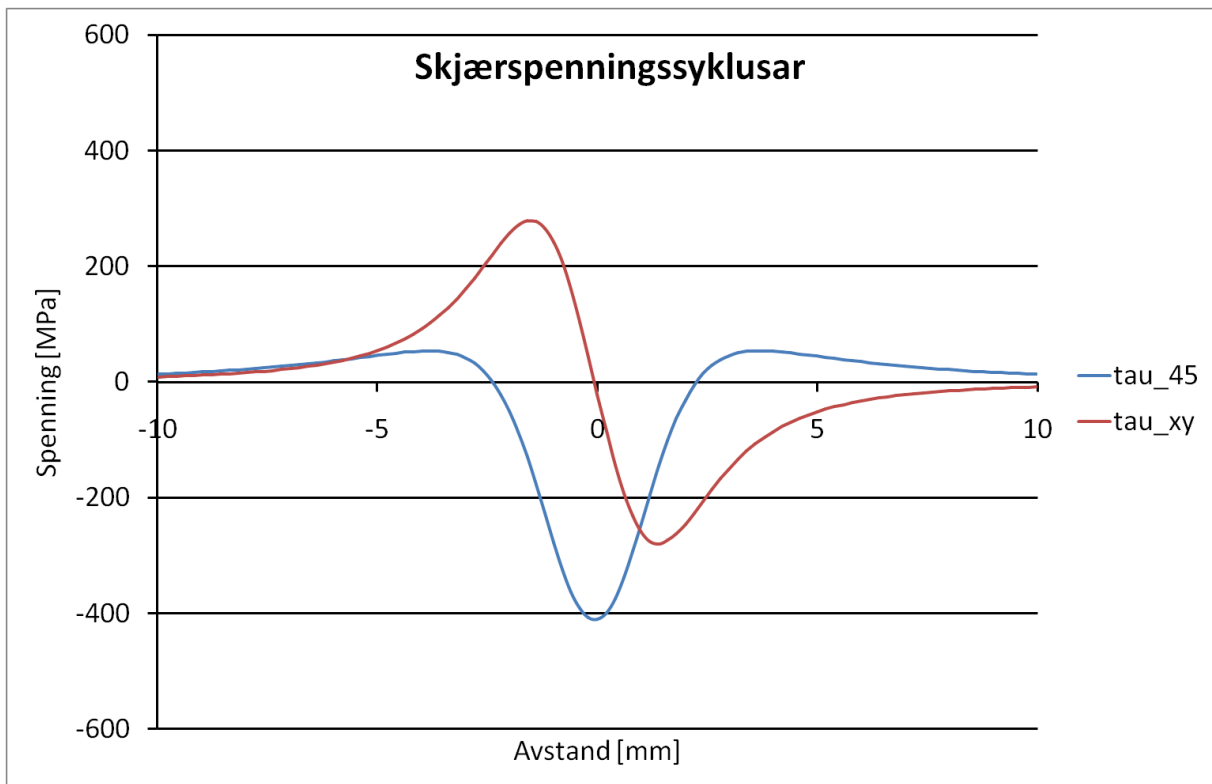
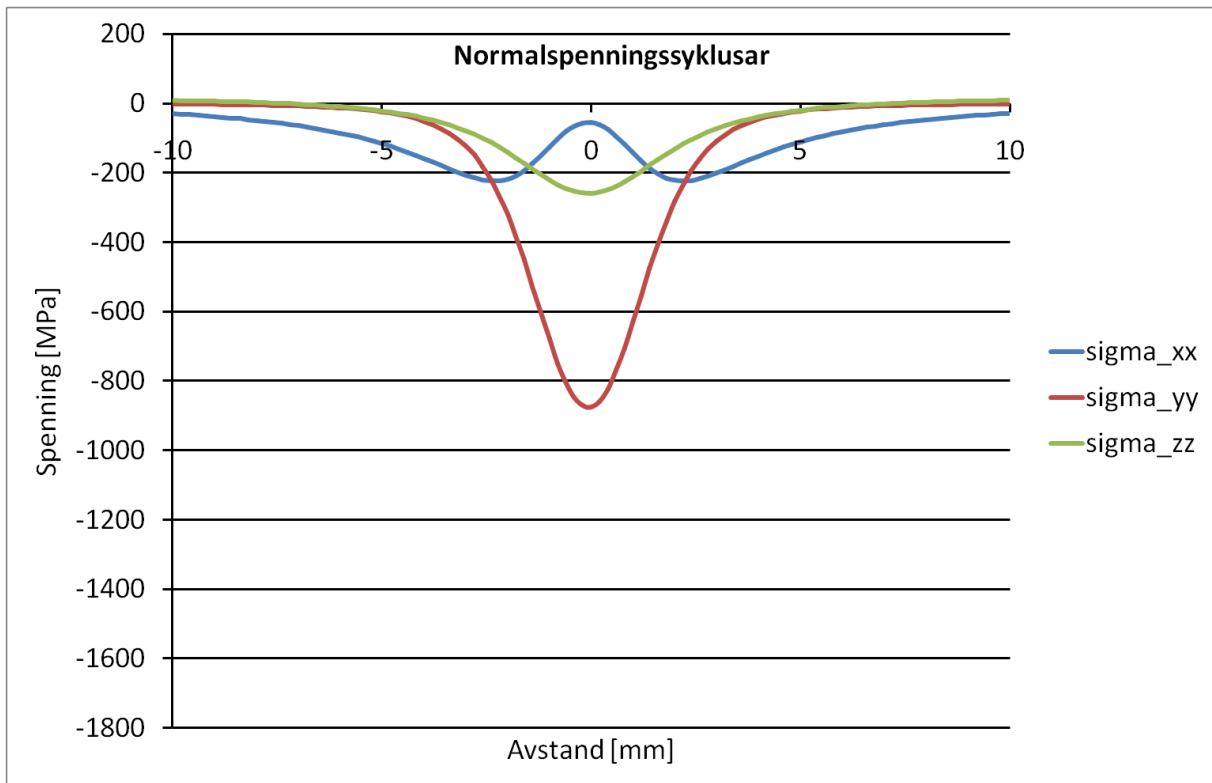


## Normalspenningssyklus på kritisk plan



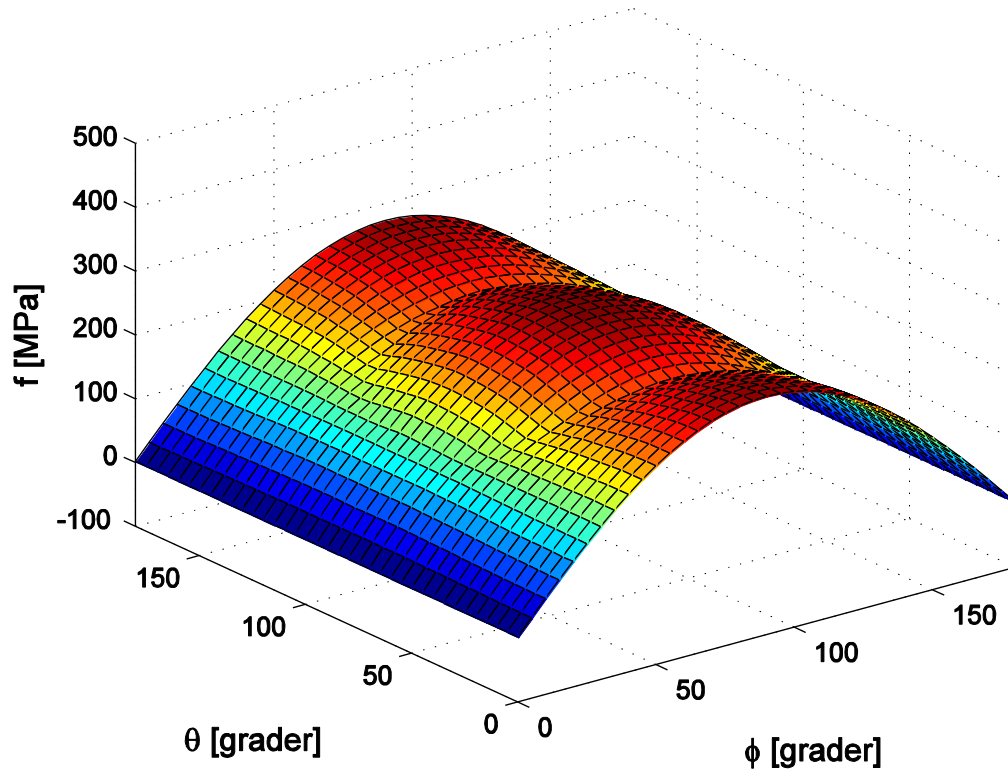
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	304,9
$\tau_m$ [MPa]	0,3
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-1,6
$\theta$ [°]	90
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	304,6

### 15.1.10 Plan tøyning 2mm under overflata

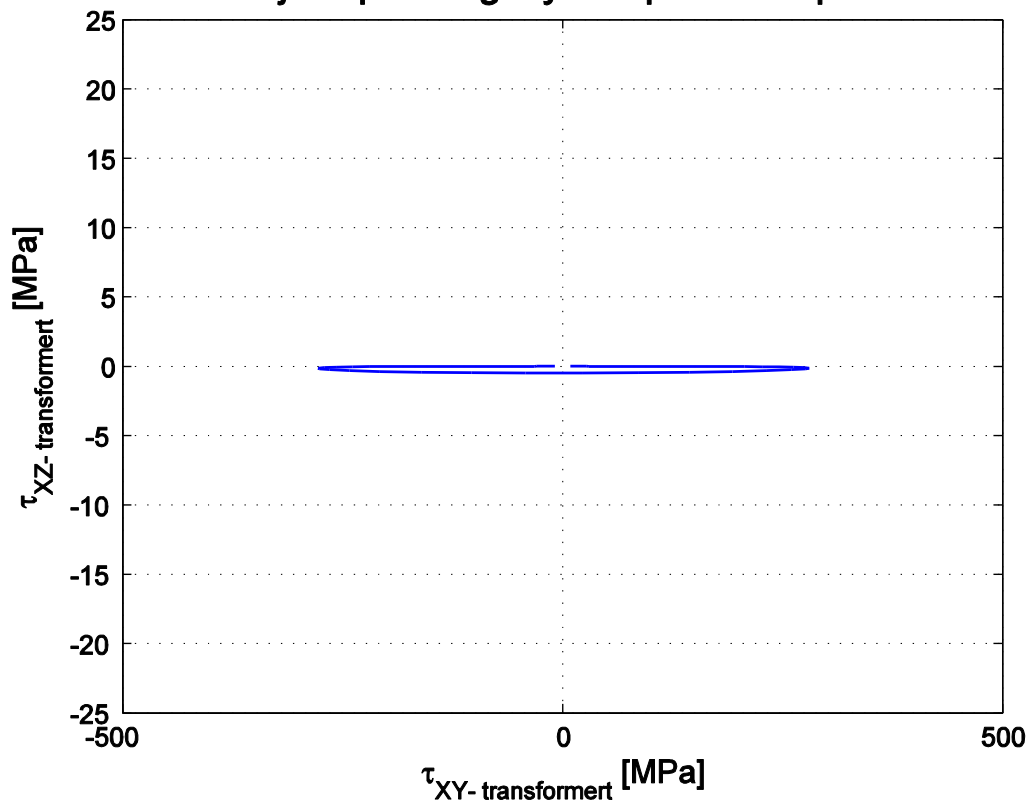


Skjærspenningssamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	279,3
$\tau_{45^\circ,a}$ [MPa]	232,1

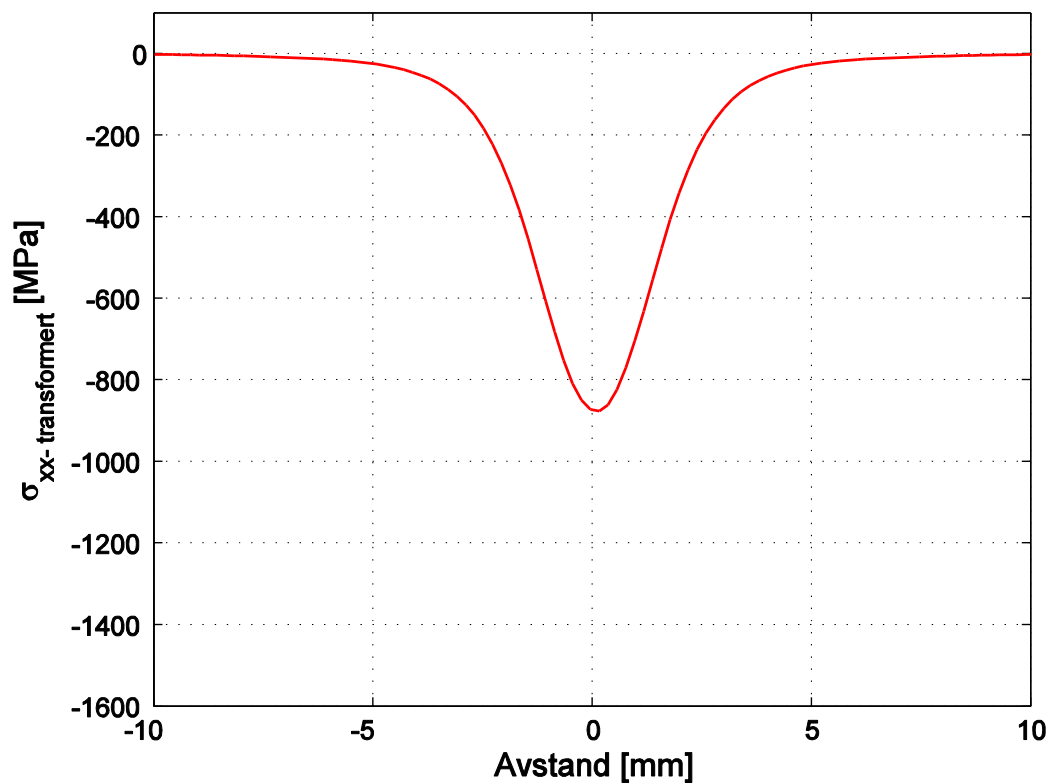
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

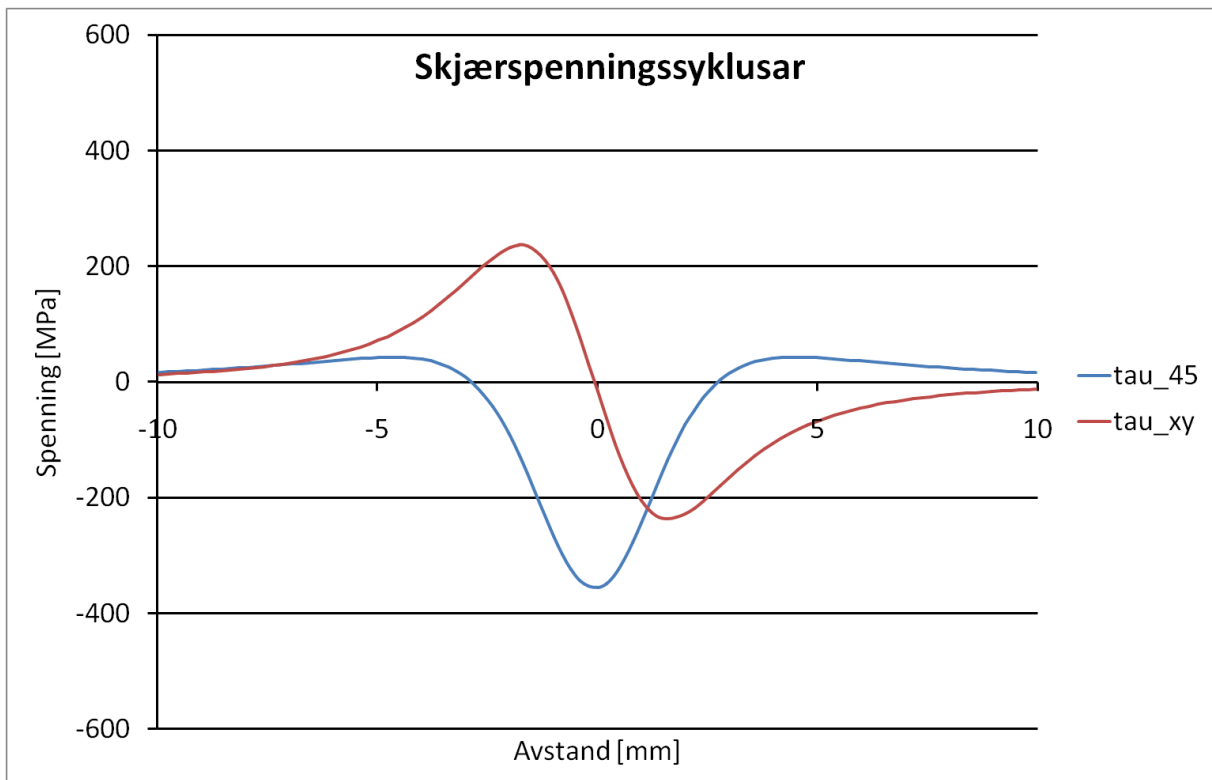
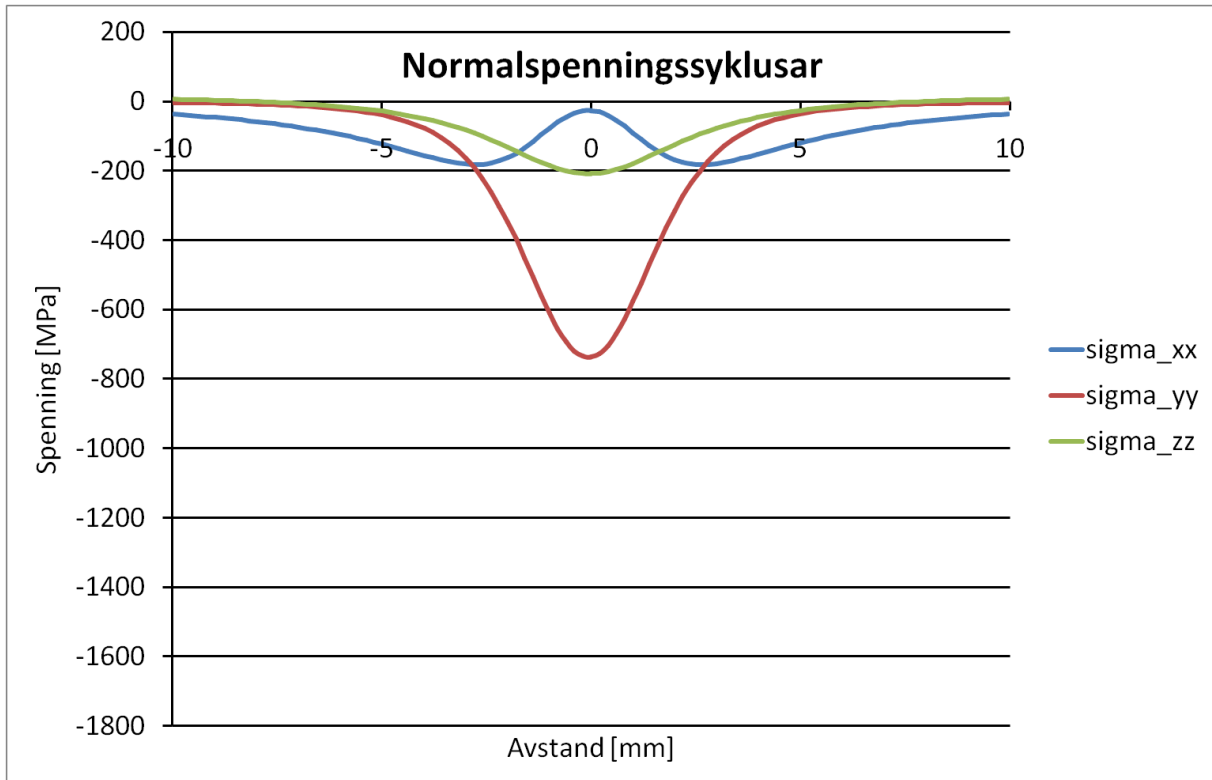


### Normalspenningssyklus på kritisk plan



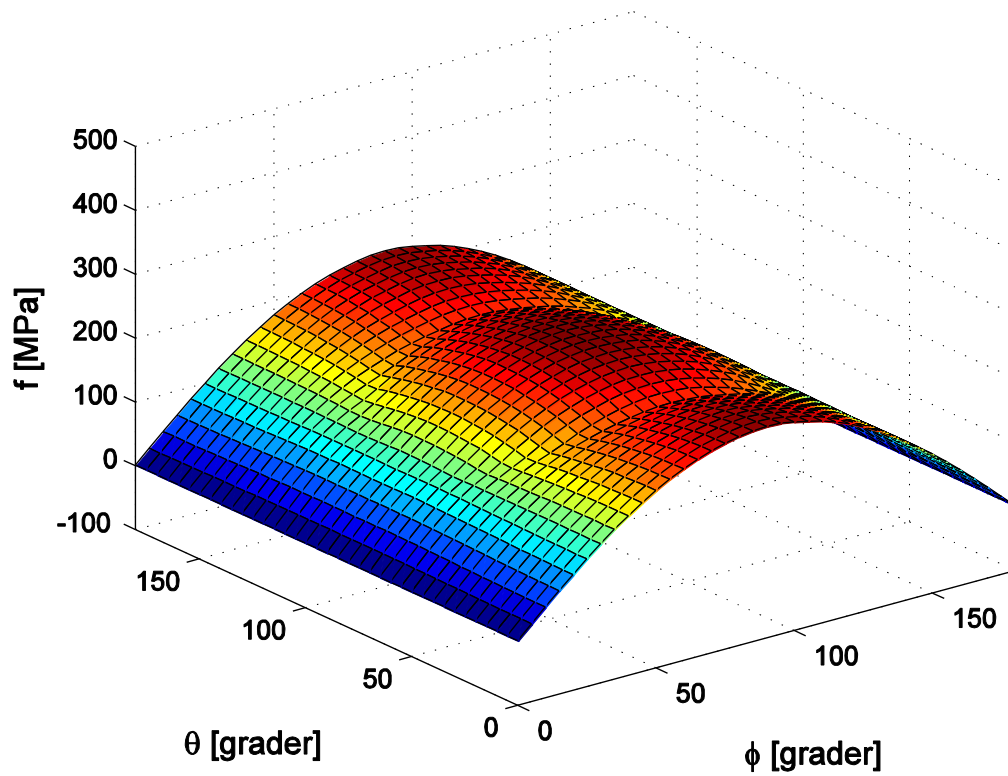
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	279,3
$\tau_m$ [MPa]	0,6
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-2,1
$\theta$ [°]	90
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	278,8

### 15.1.11 Plan tøyning 2,5 mm under overflata

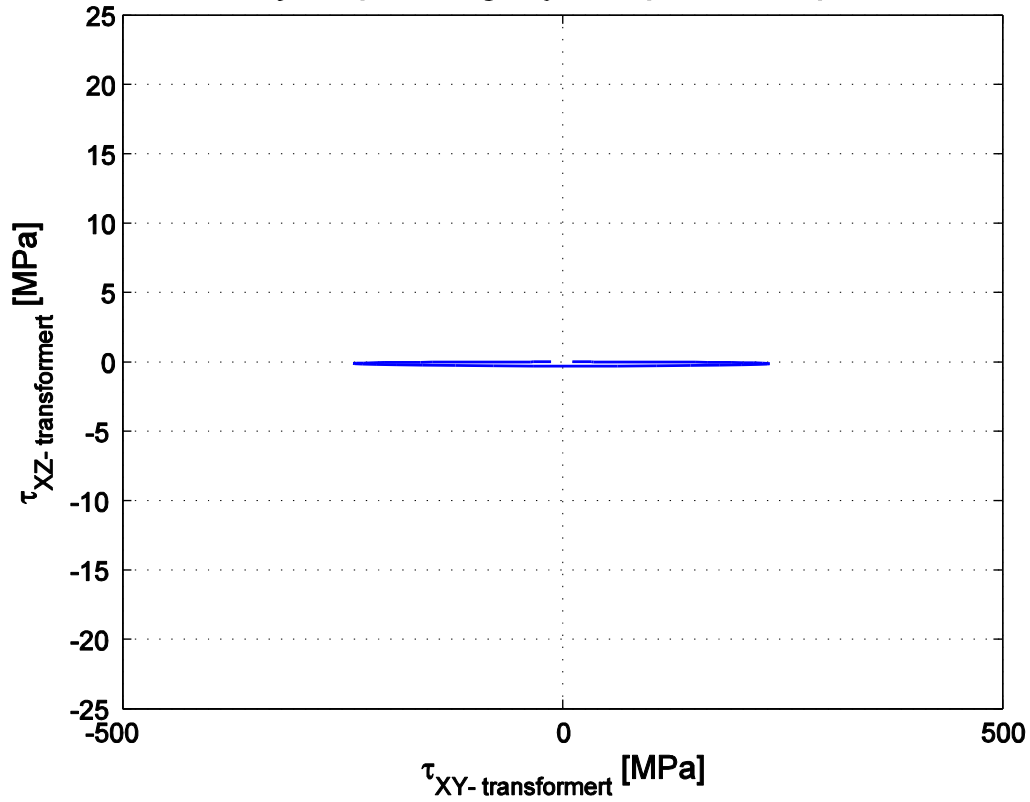


Skjærstressamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	236,6
$\tau_{45^\circ,a}$ [MPa]	199

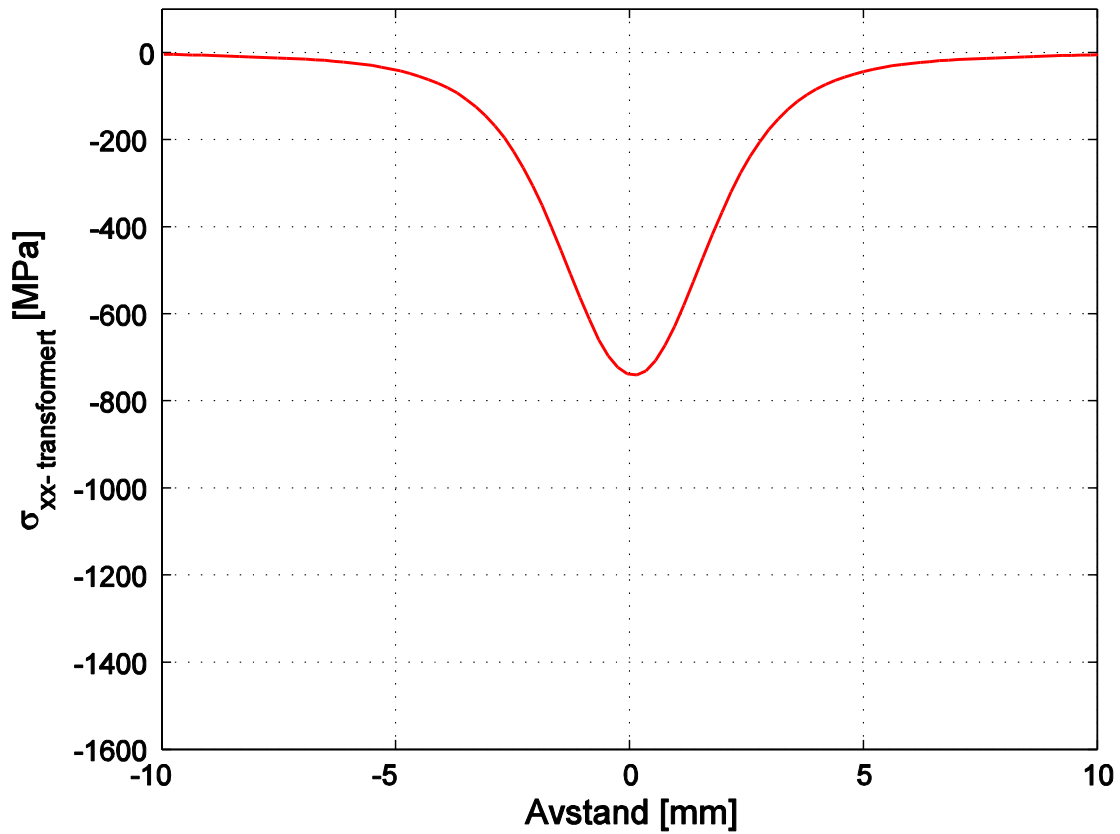
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan



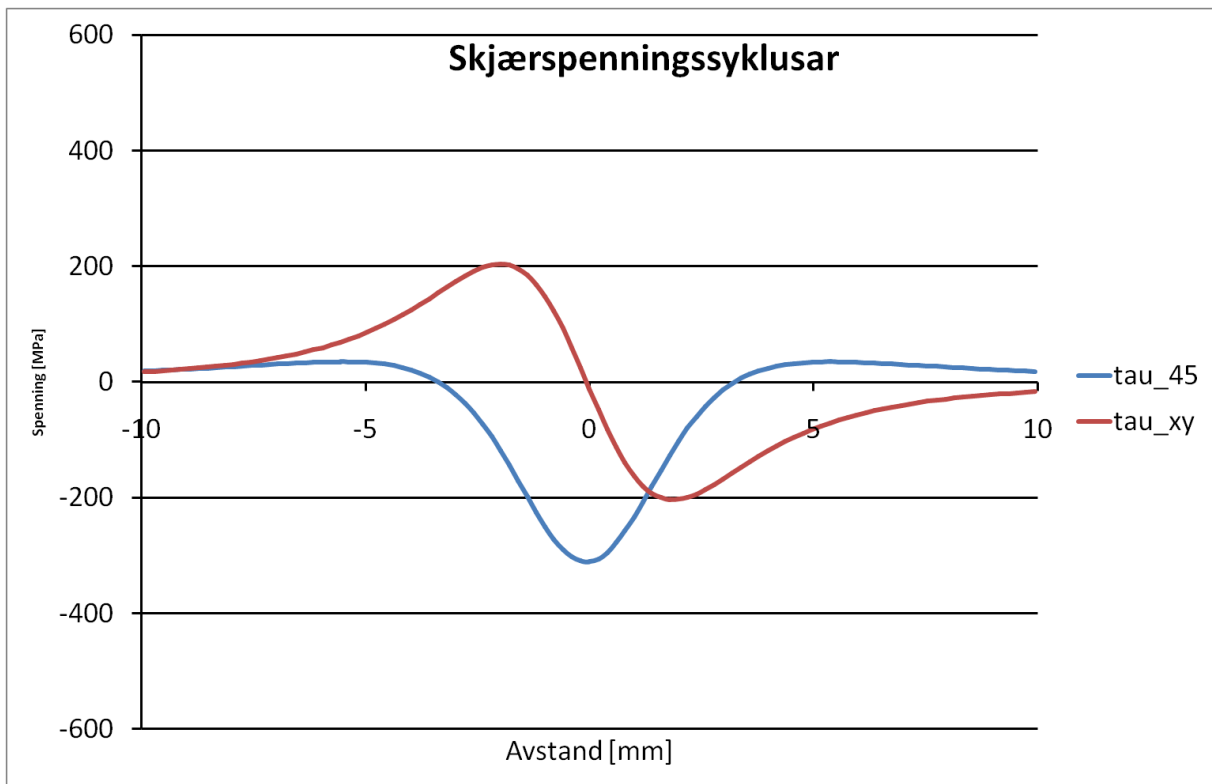
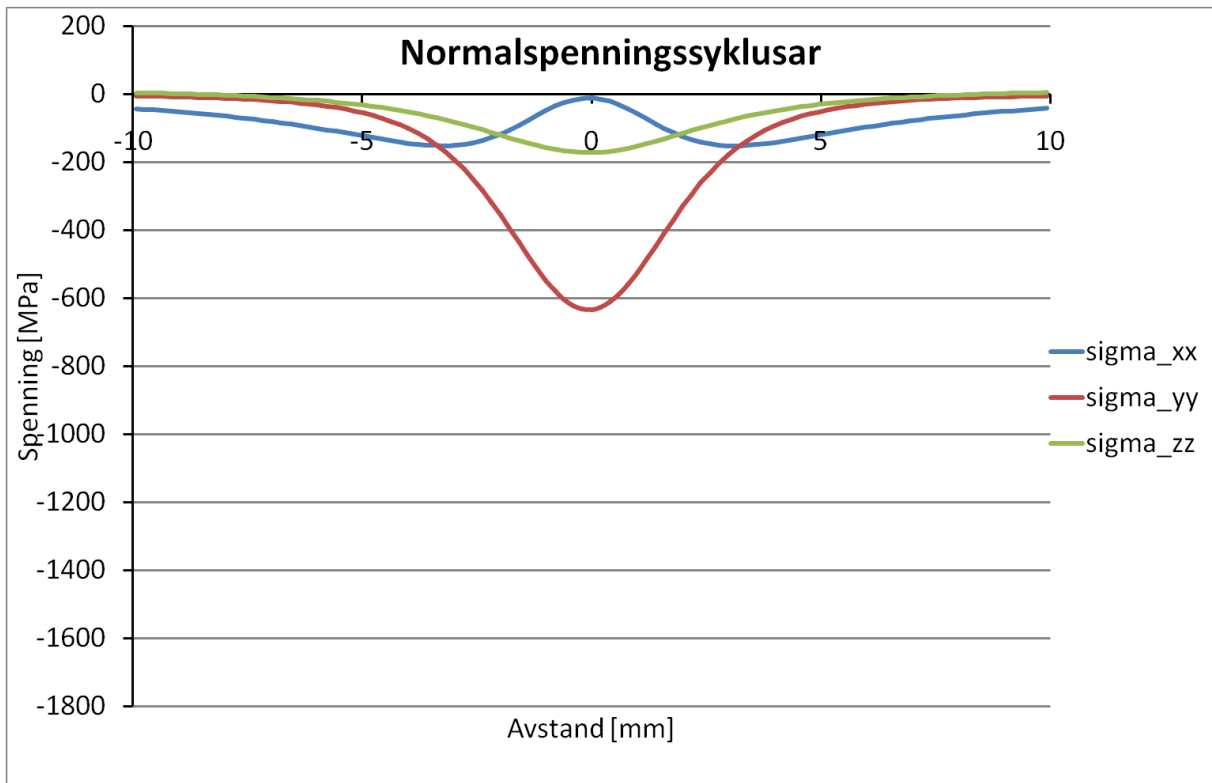
## Normalspenningssyklus på kritisk plan



Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	236,6
$\tau_m$ [MPa]	0,4
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-3,8
$\theta$ [°]	90
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	235,9

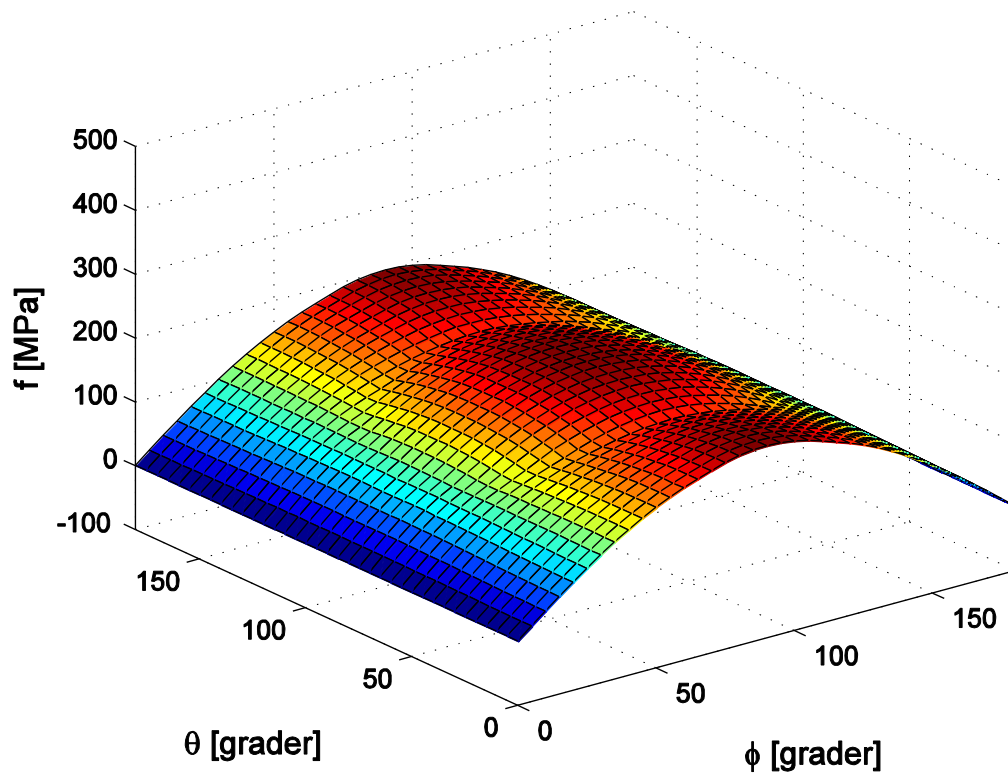


### 15.1.12 Plan tøyning 3 mm under overflata

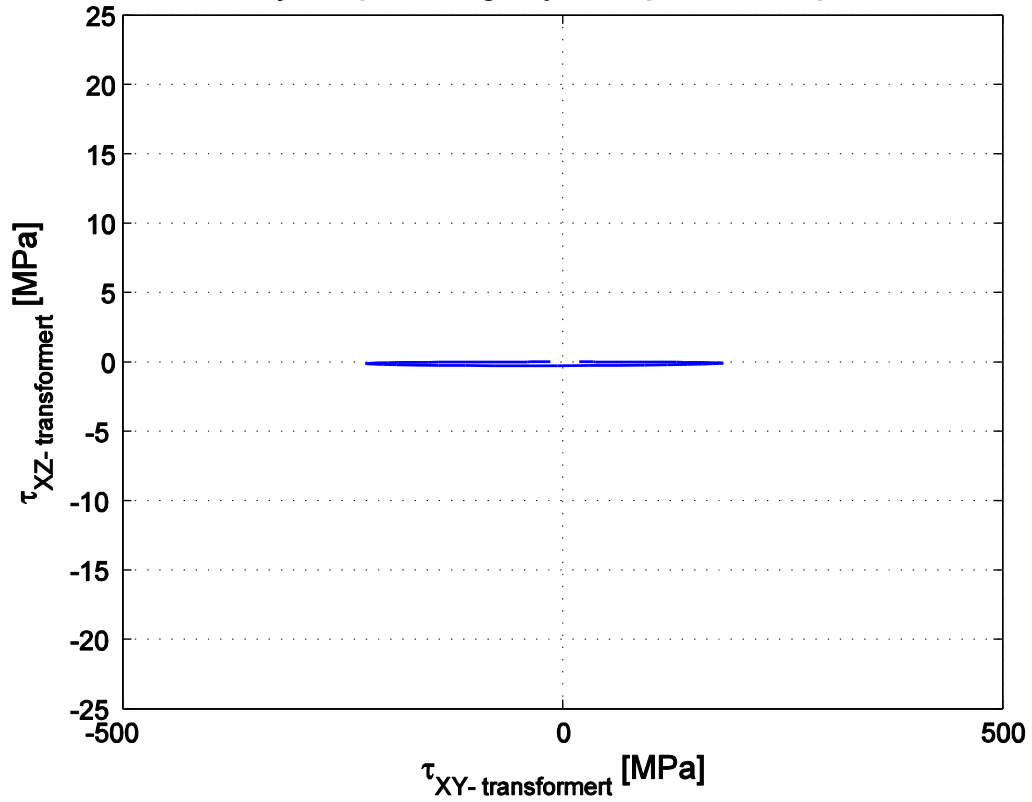


Skjærspenningssamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	203,5
$\tau_{45^\circ,a}$ [MPa]	172,8

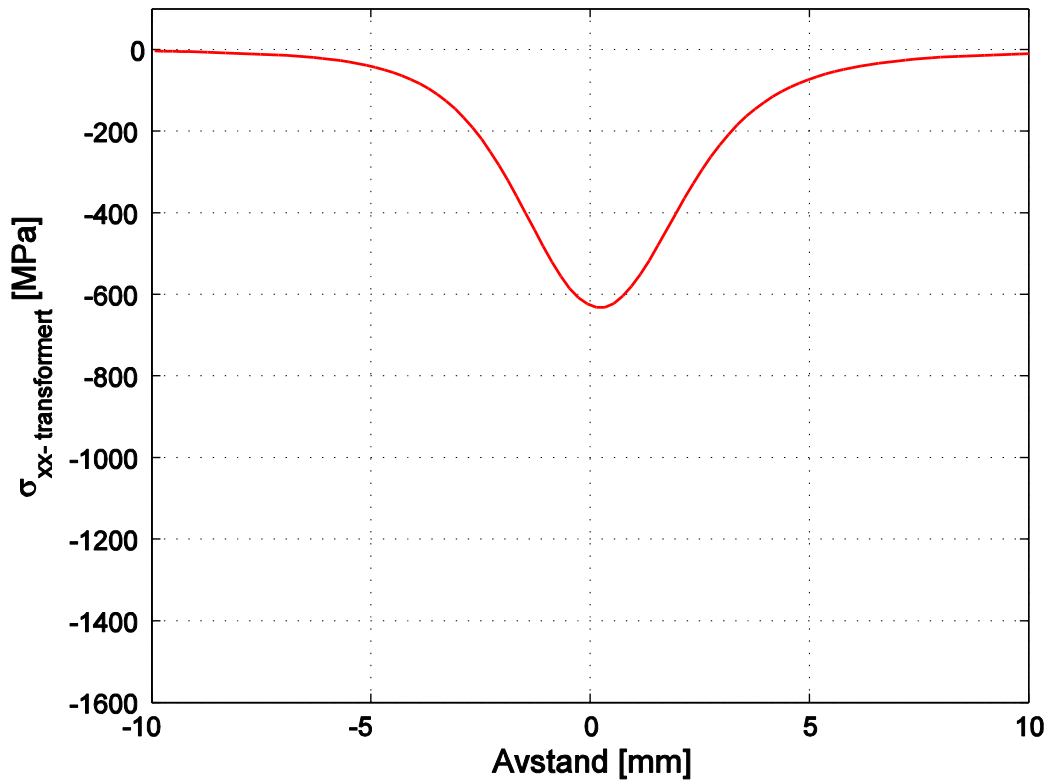
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

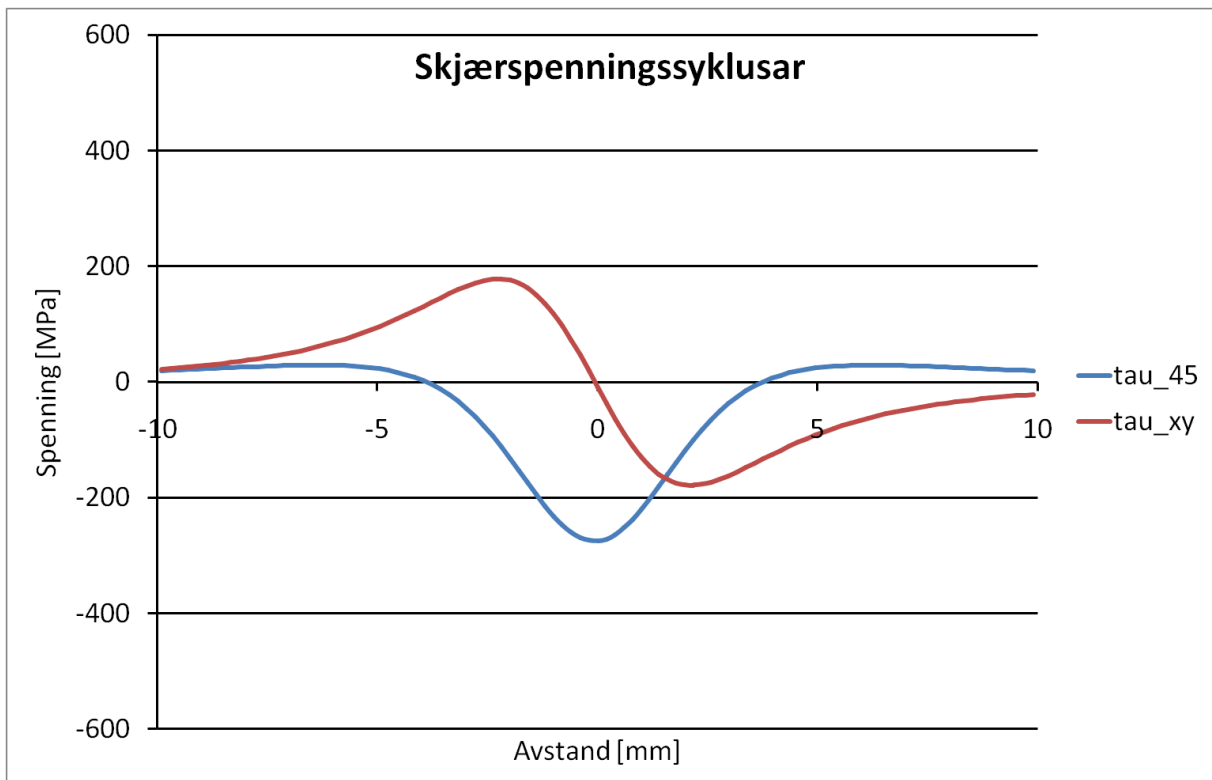
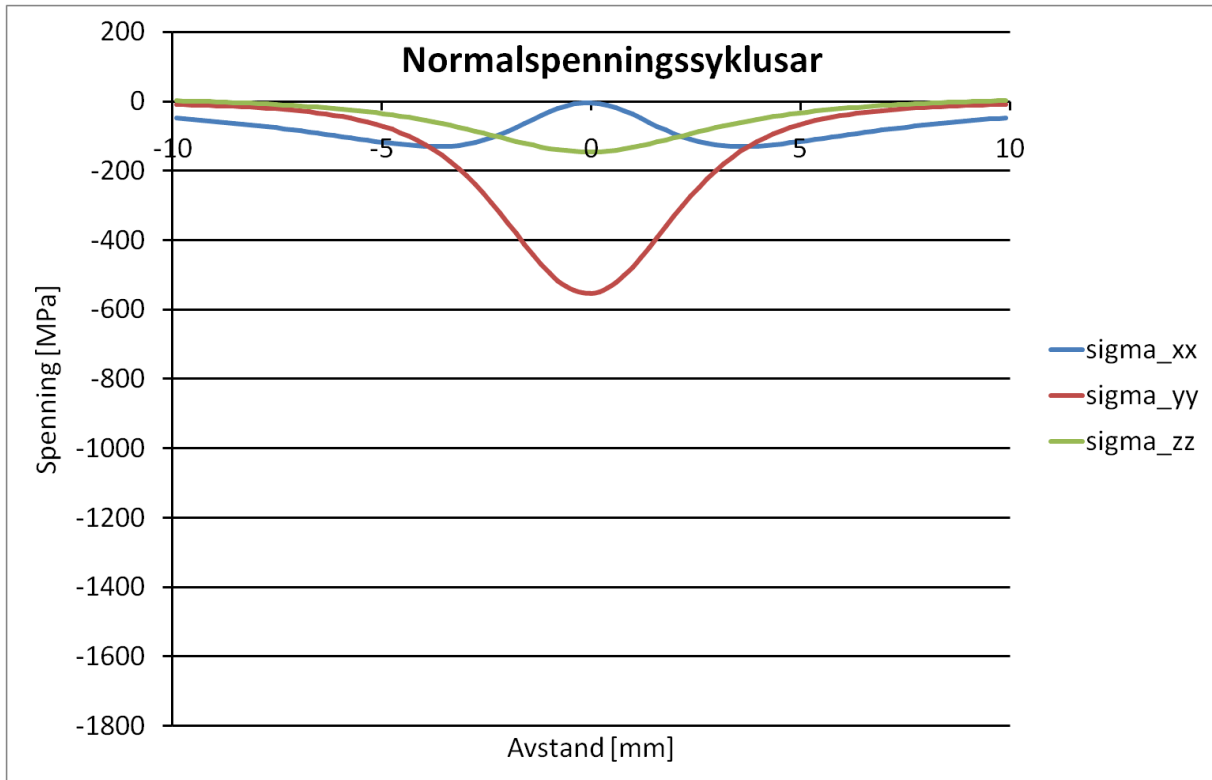


## Normalspenningssyklus på kritisk plan



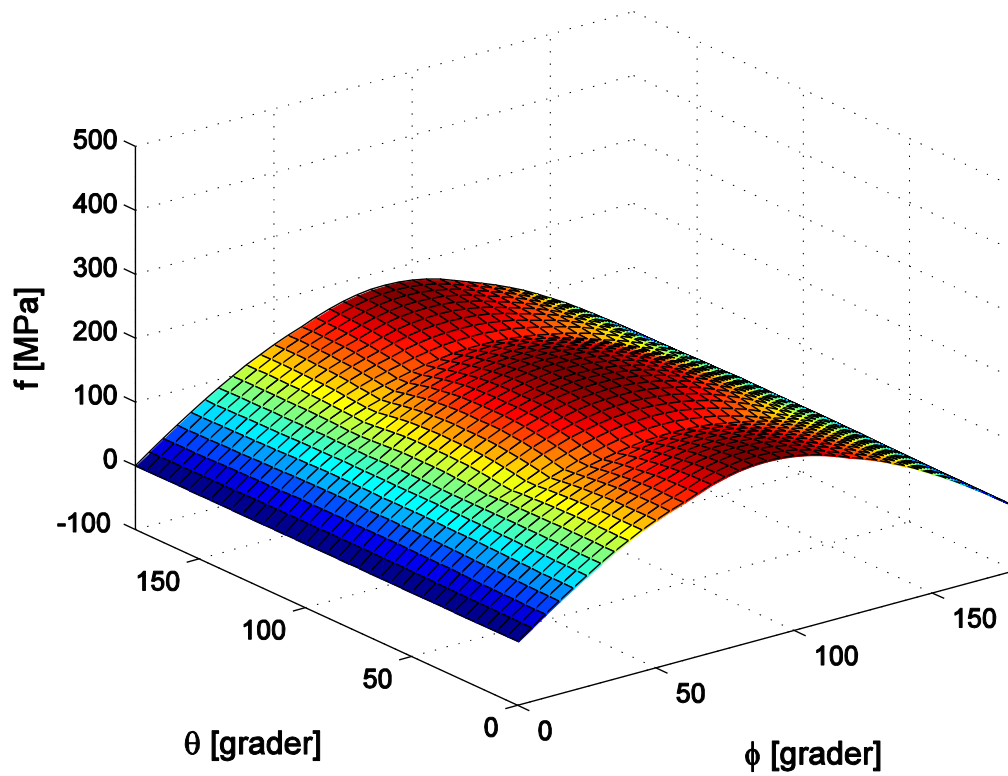
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	203,5
$\tau_m$ [MPa]	20,6
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-3,4
$\theta$ [°]	85
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	202,8

### 15.1.13 Plan tøyning 3,5 mm under overflata

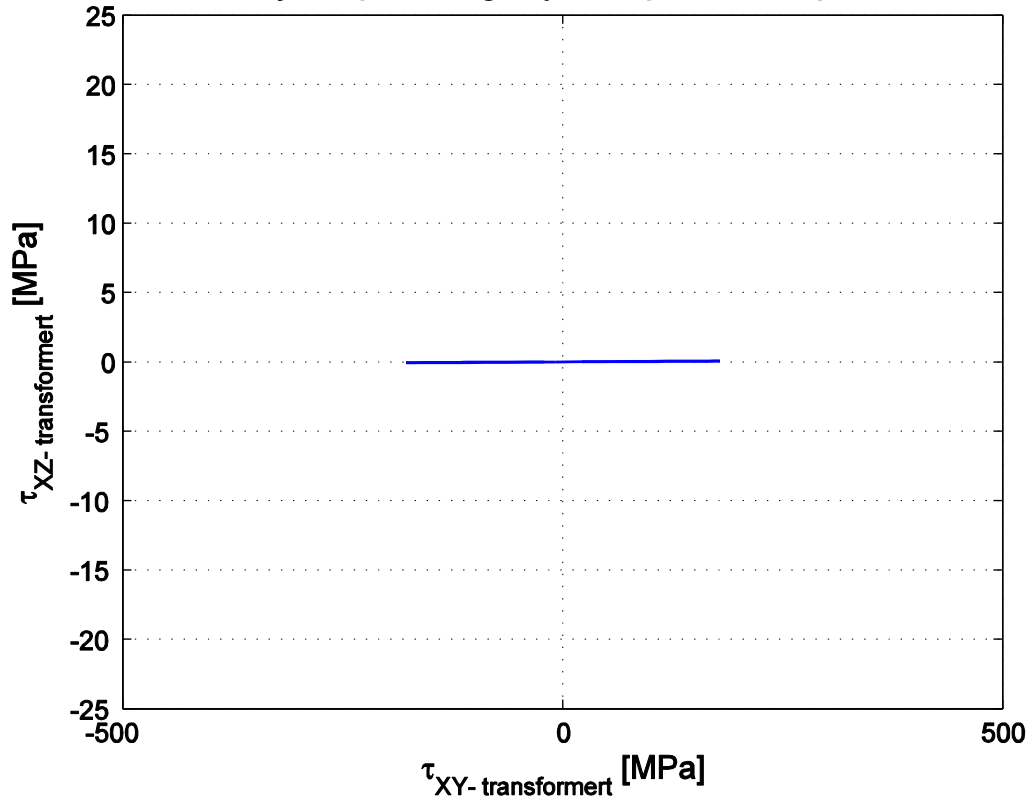


Skjærspenningssamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	178,1
$\tau_{45^\circ,a}$ [MPa]	151,9

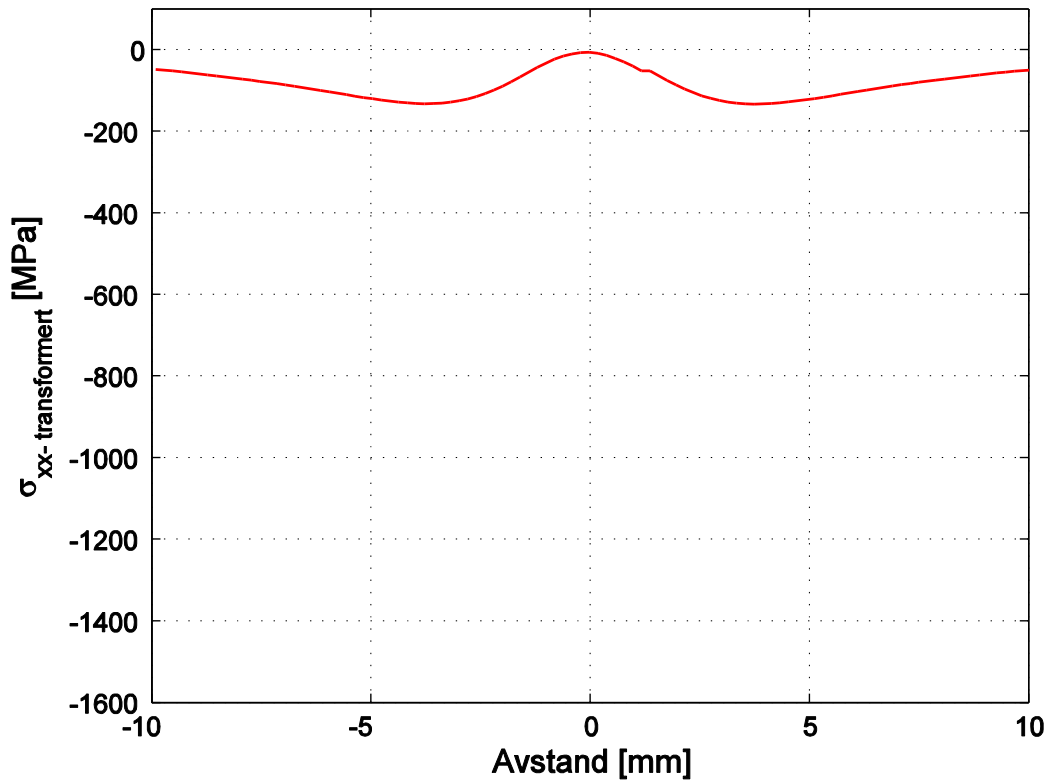
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

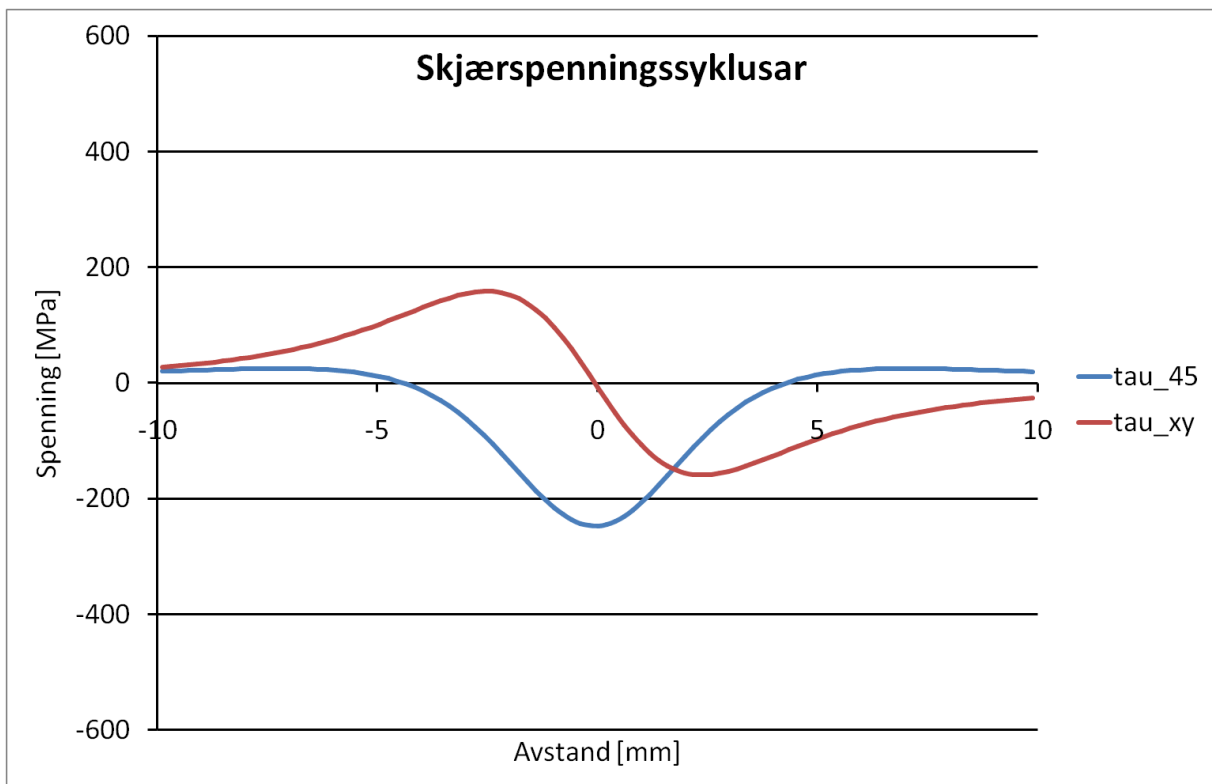
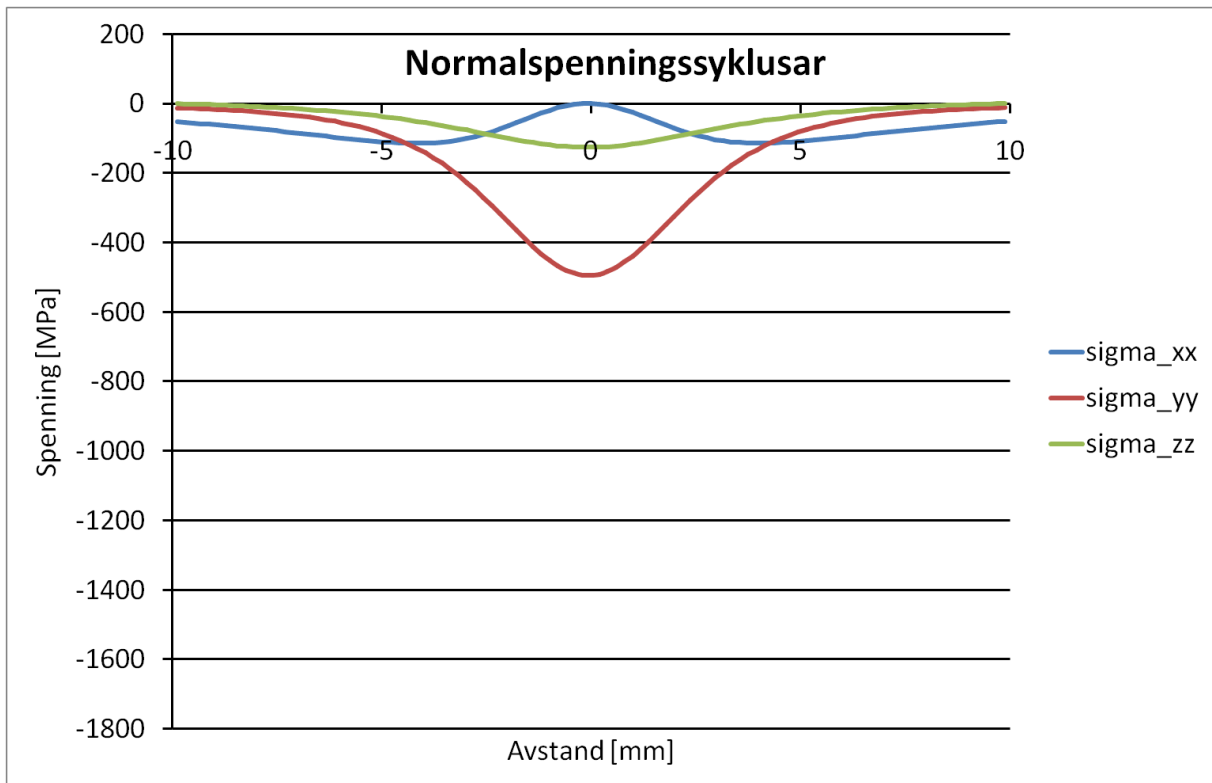


## Normalspenningssyklus på kritisk plan



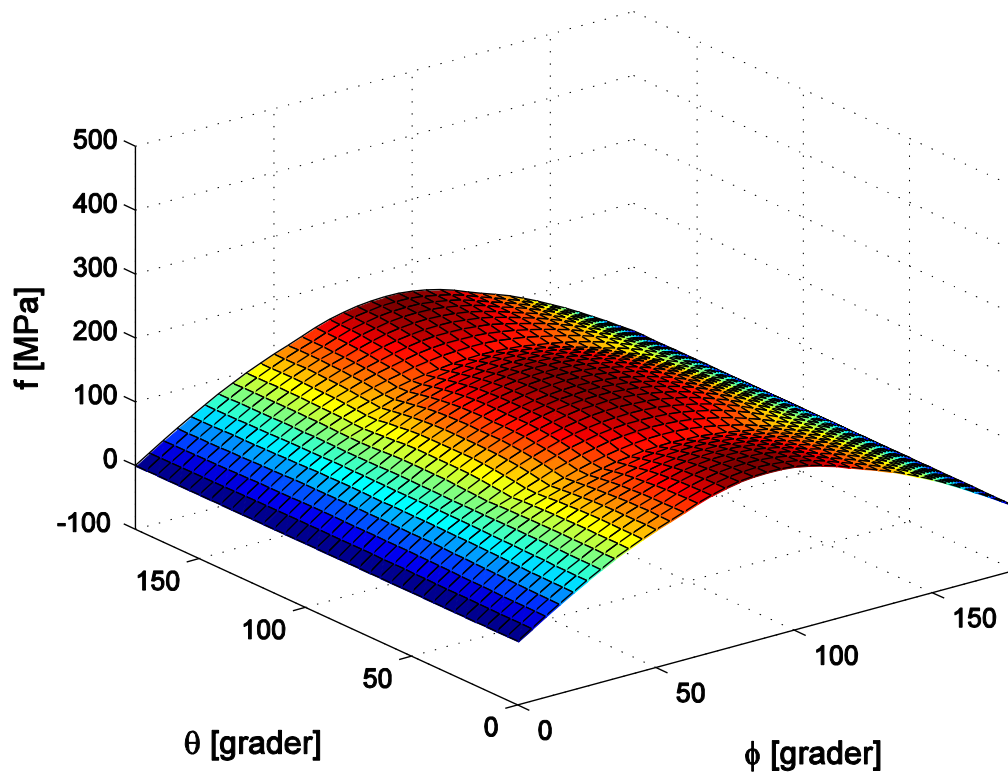
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	178,1
$\tau_m$ [MPa]	0,2
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-4
$\theta$ [°]	0
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	177,3

### 15.1.14 Plan tøyning 4 mm under overflata

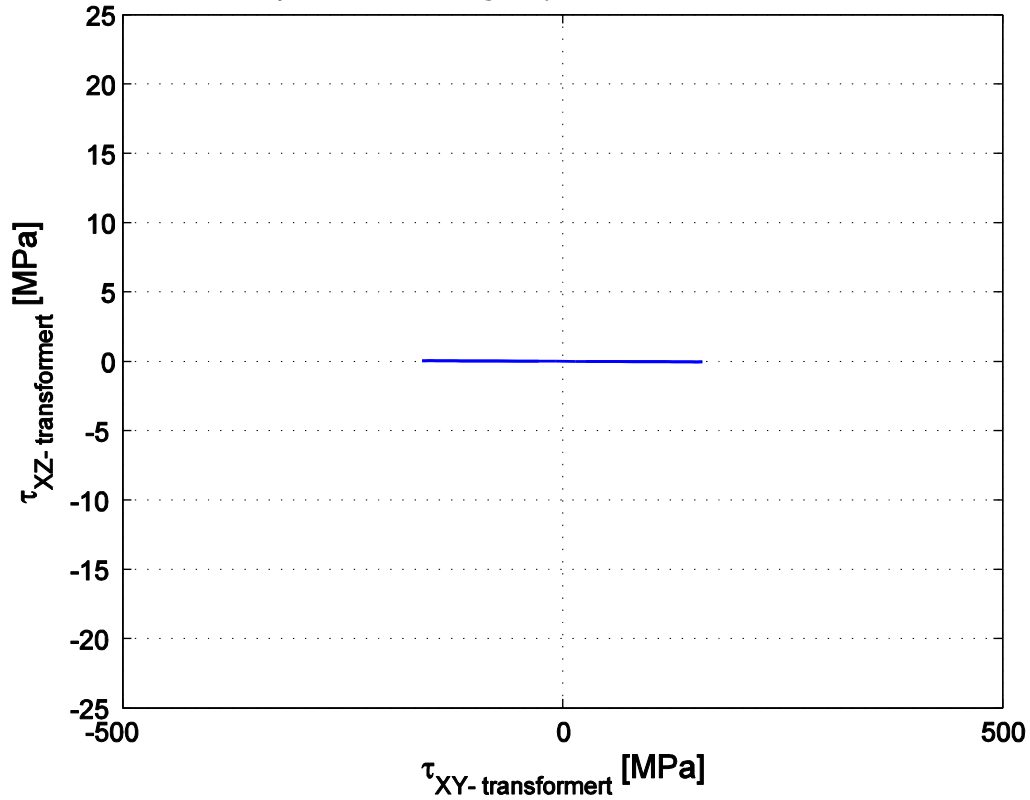


Skjærspenningssamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	159
$\tau_{45^\circ,a}$ [MPa]	136,0

## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana

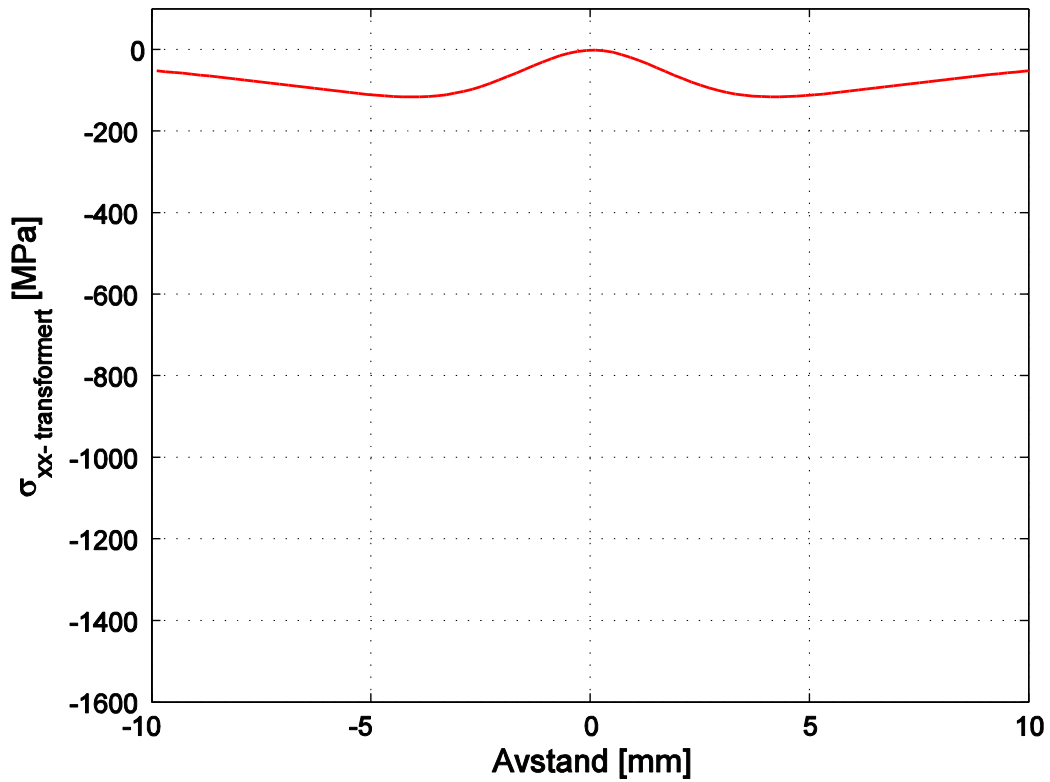


## Skjærspenningssyklus på kritisk plan





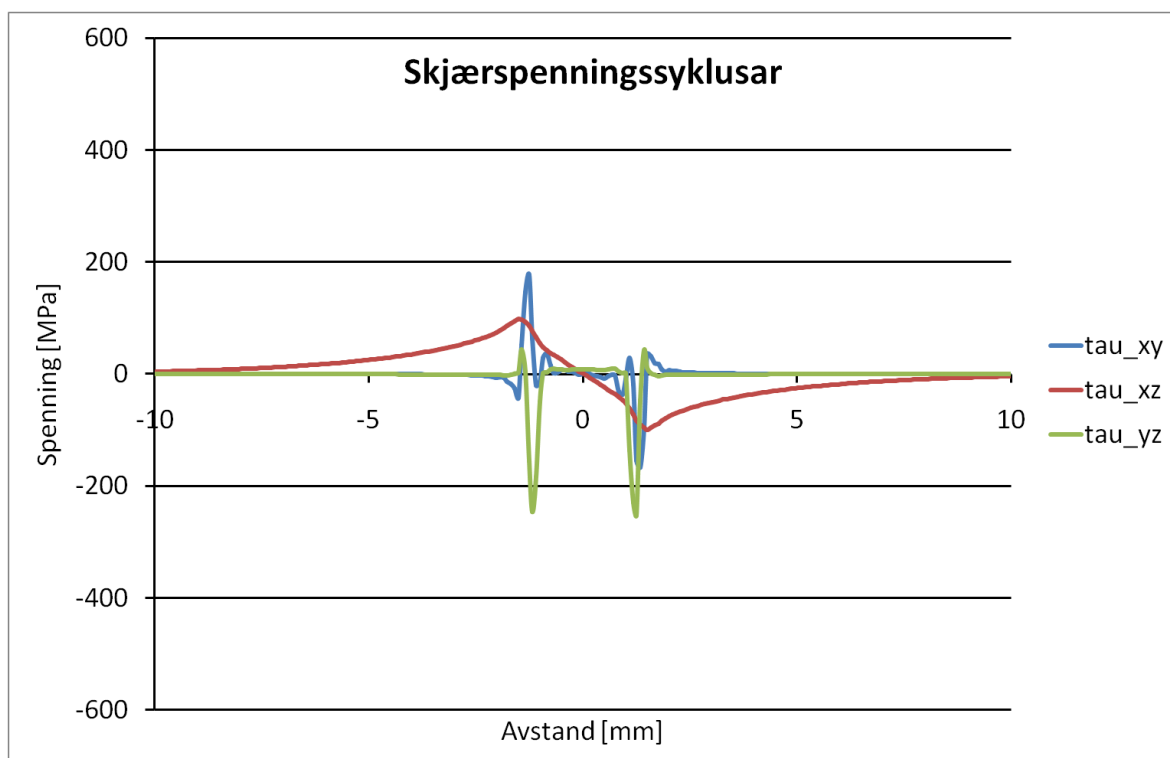
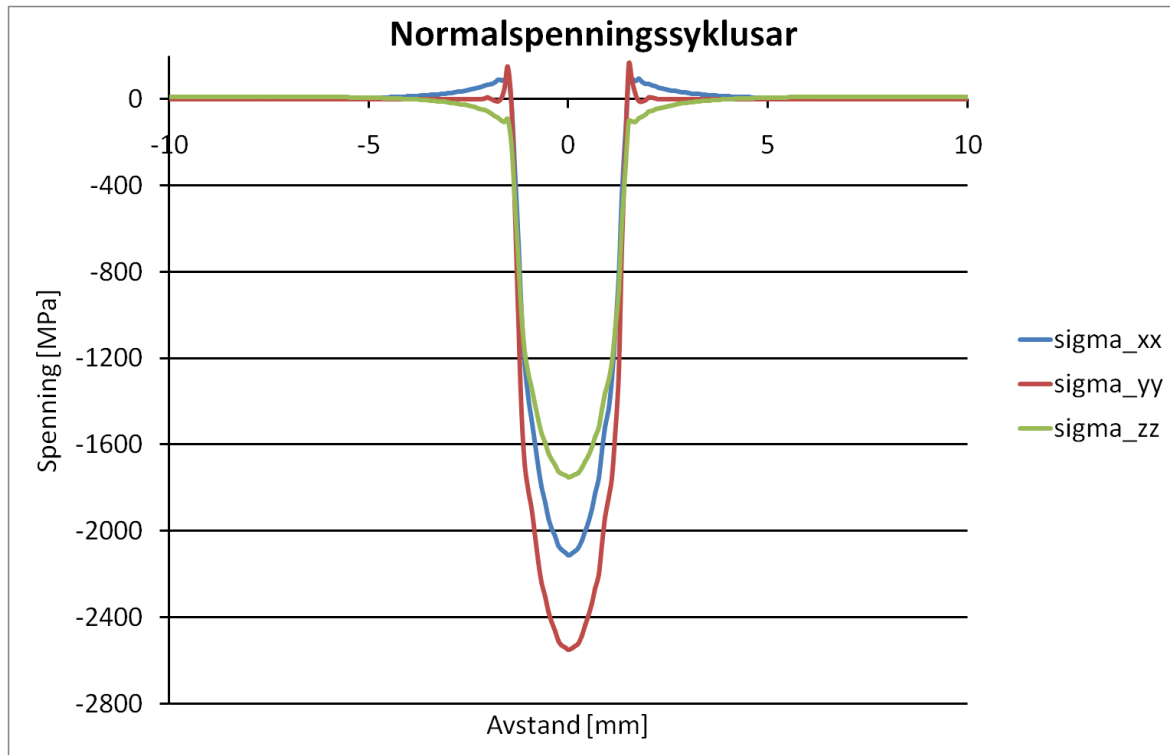
### Normalspenningssyklus på kritisk plan



Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	159,0
$\tau_m$ [MPa]	0,1
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	0,4
$\theta$ [°]	180
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	159,0

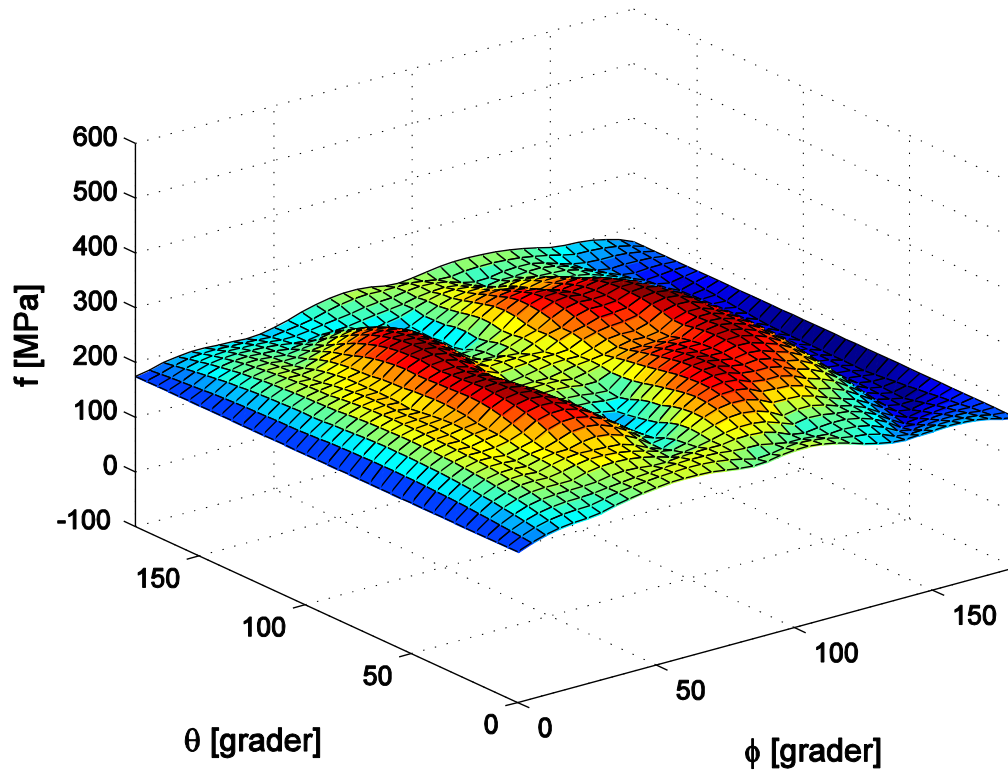
## 15.2 Endepunkt

### 15.2.1 Endepunkt i overflata

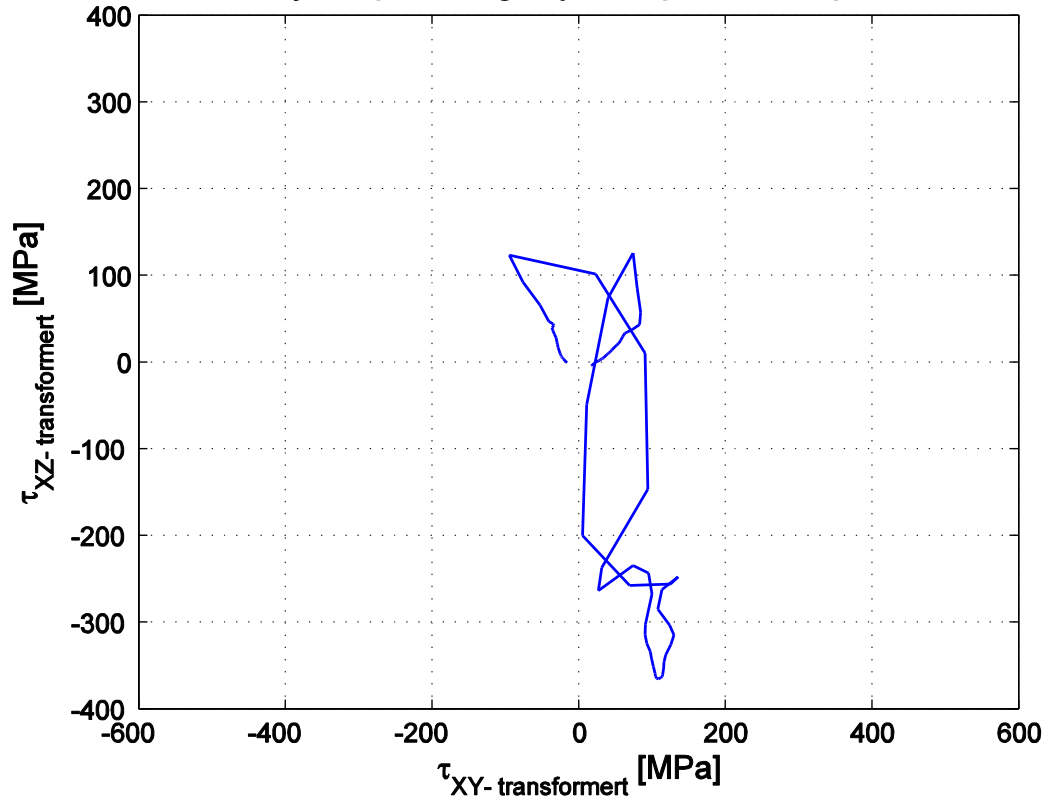


Skjærspenningsamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	171,9
$\tau_{xz,a}$ [MPa]	98,7
$\tau_{yz,a}$ [MPa]	147,7

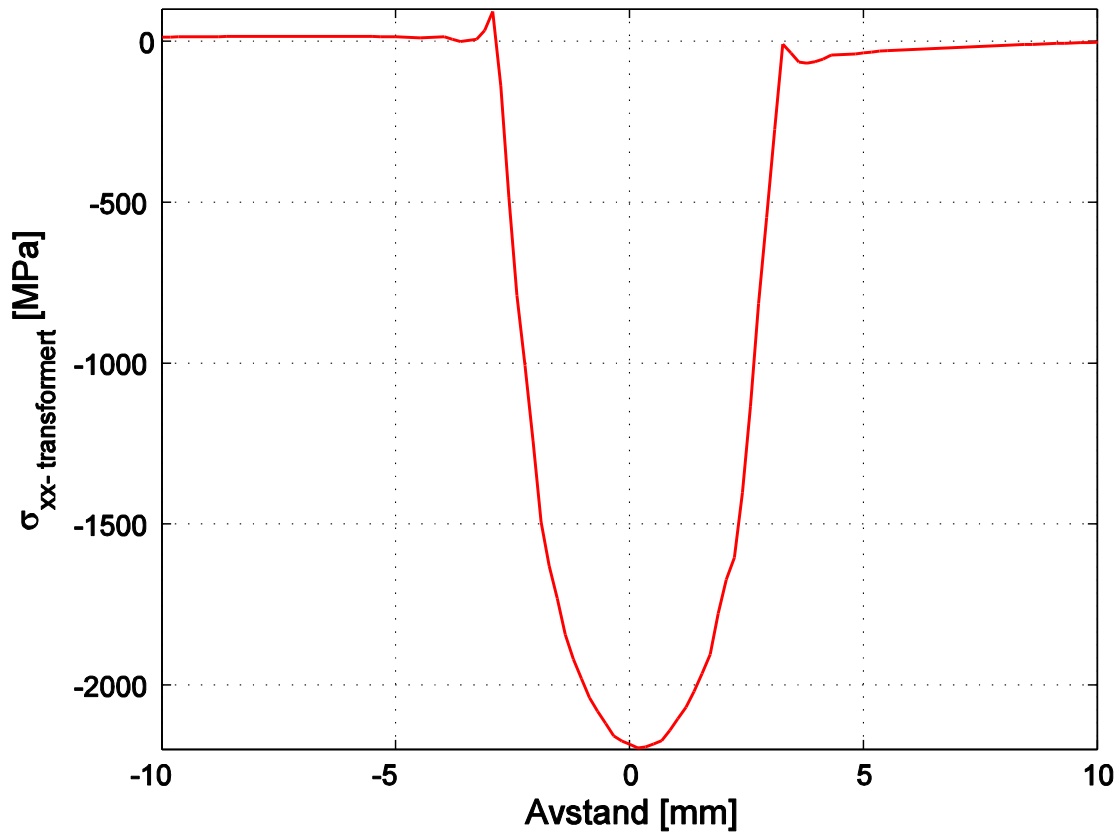
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

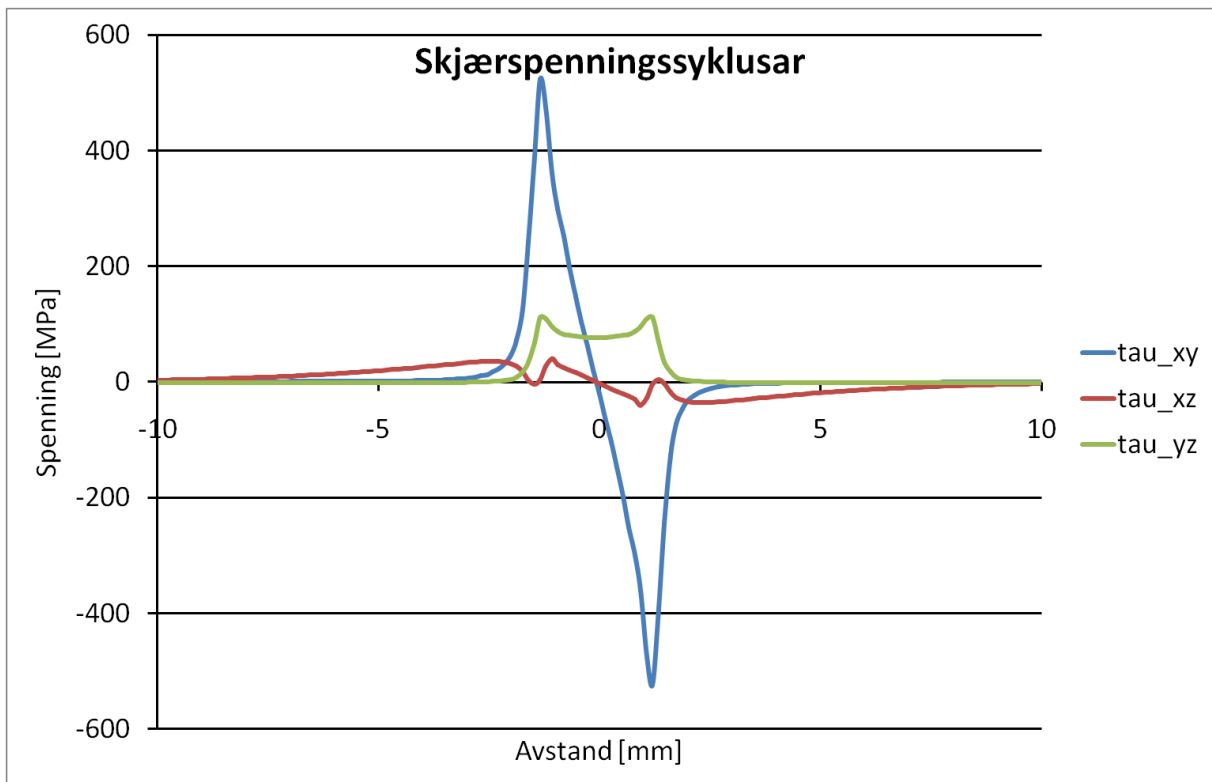
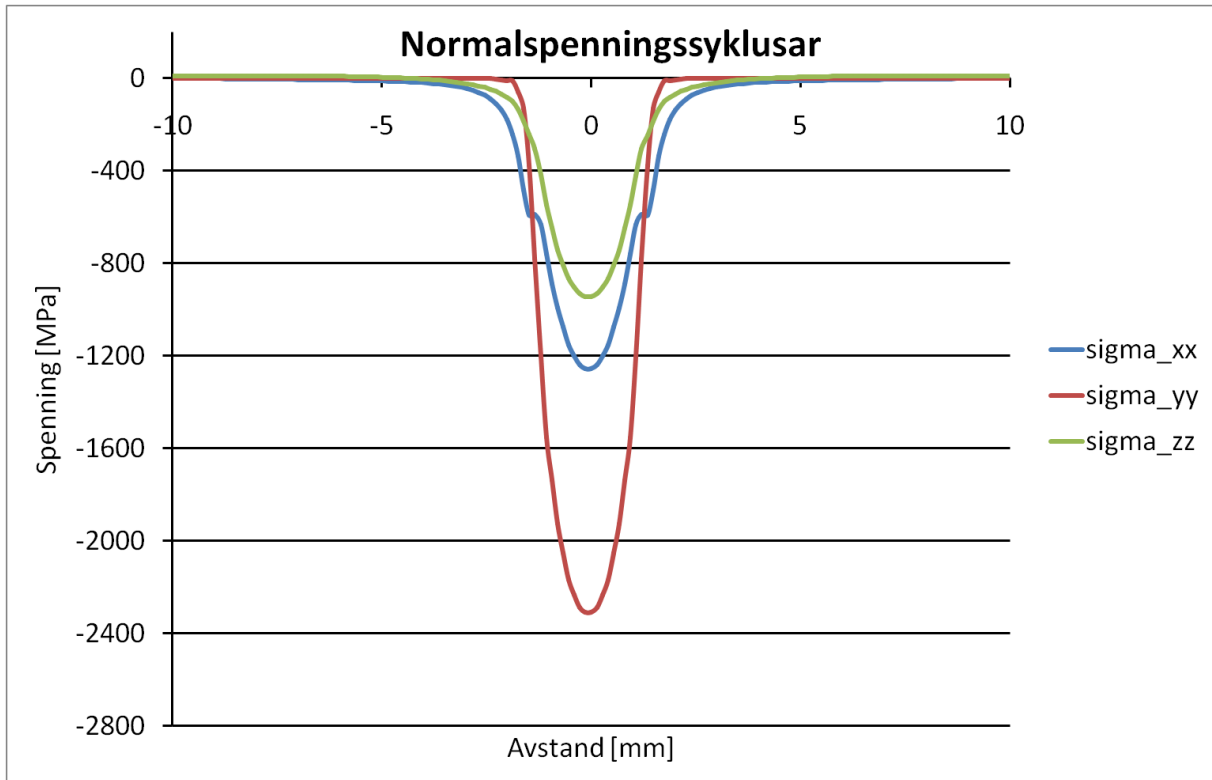


## Normalspenningssyklus på kritisk plan



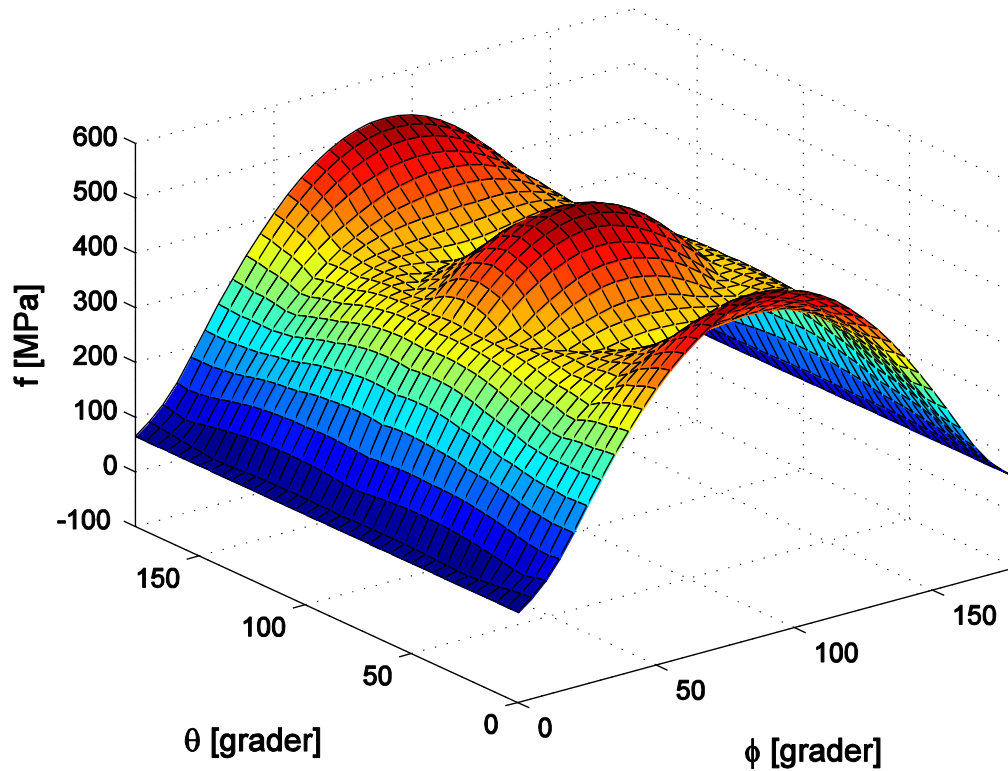
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	264,7
$\tau_m$ [MPa]	123,0
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	93
$\theta$ [°]	110
$\varphi$ [°]	130
$f$ [MPa]	284,5

### 15.2.2 Endepunkt 0,25 mm under overflata

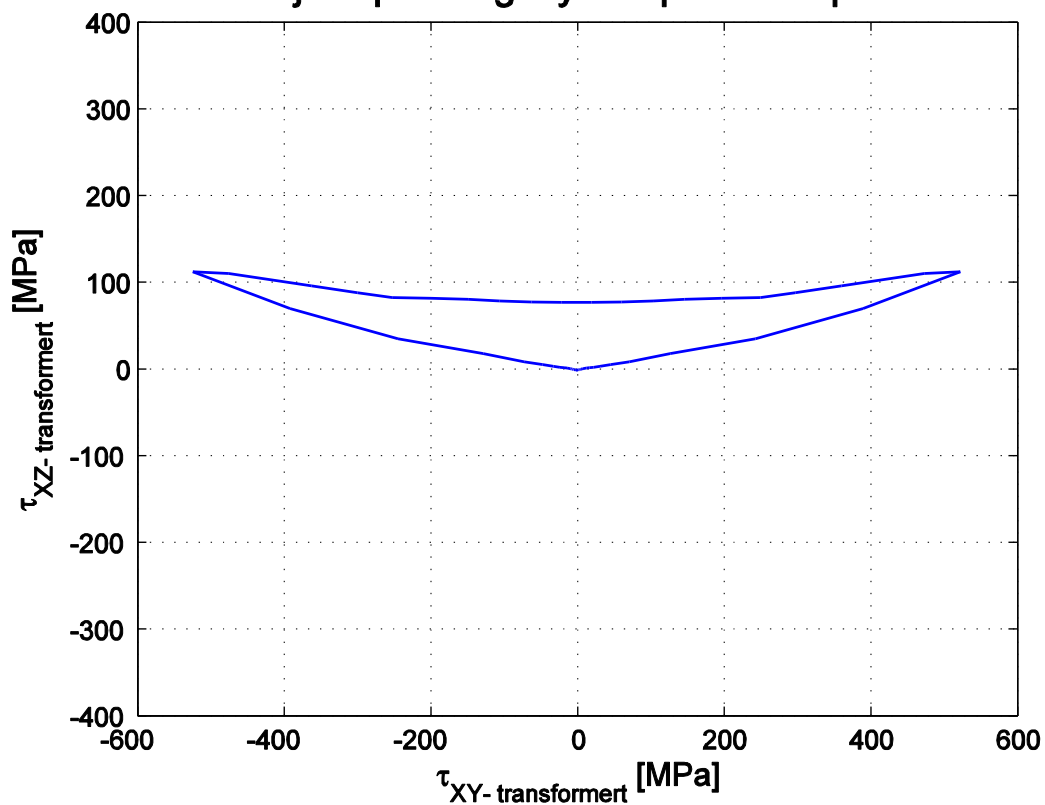


Skjærspenningssamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	523,4
$\tau_{xz,a}$ [MPa]	40
$\tau_{yz,a}$ [MPa]	56,5

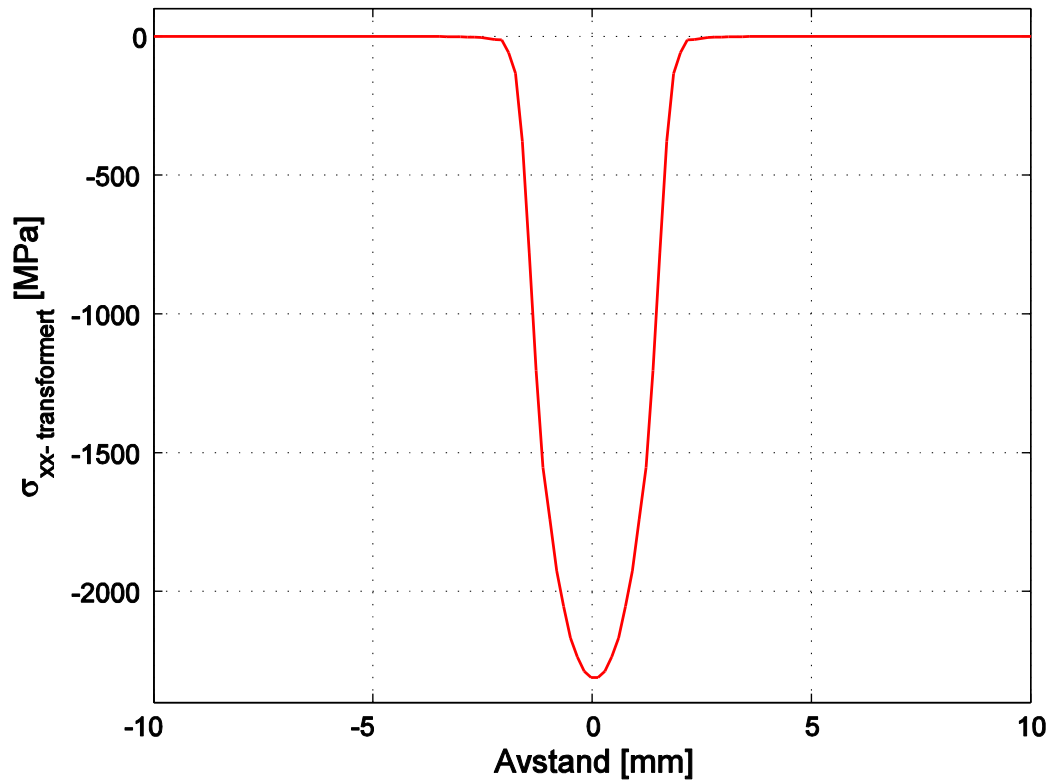
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

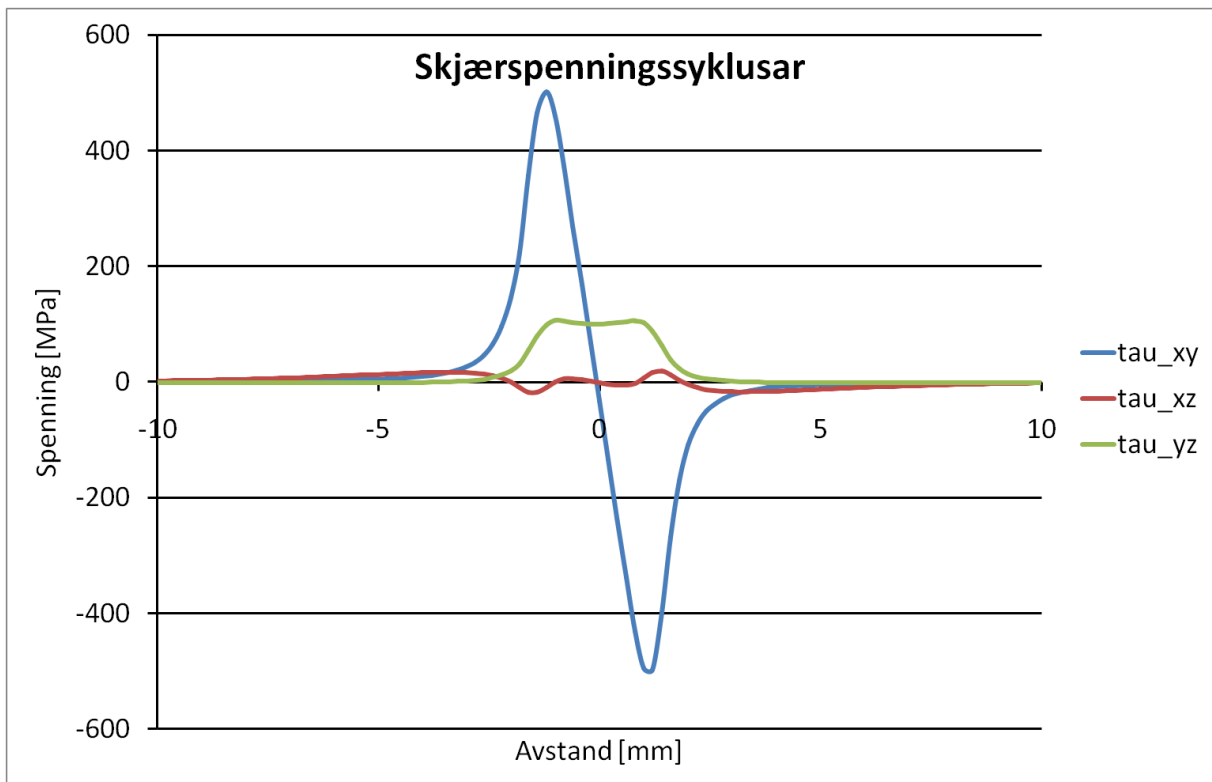
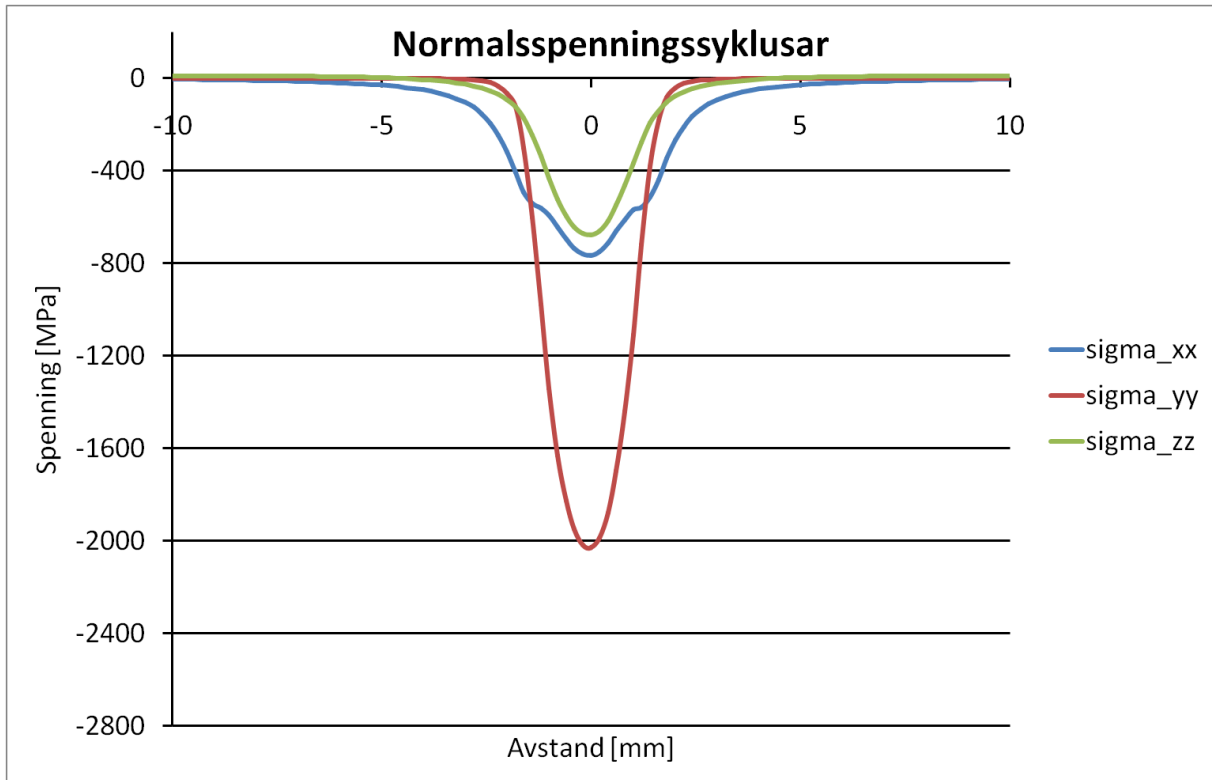


## Normalspenningssyklus på kritisk plan



Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	523,4
$\tau_m$ [MPa]	111,6
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	0
$\theta$ [°]	90
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	523,4

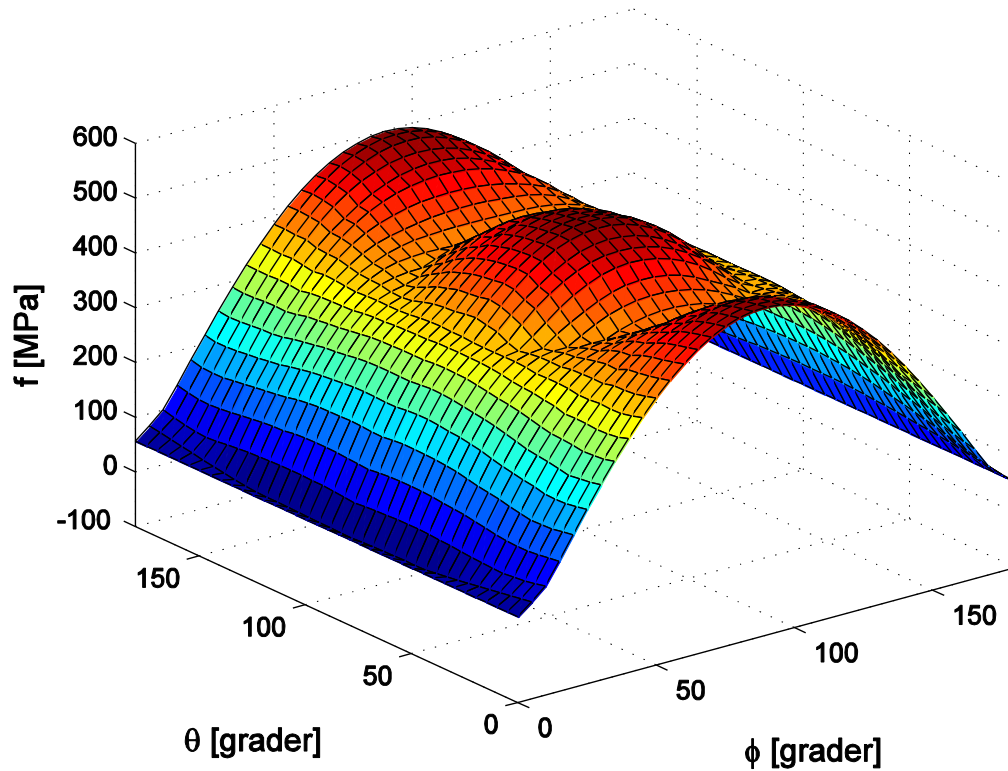
### 15.2.3 Endepunkt 0,5 mm under overflata



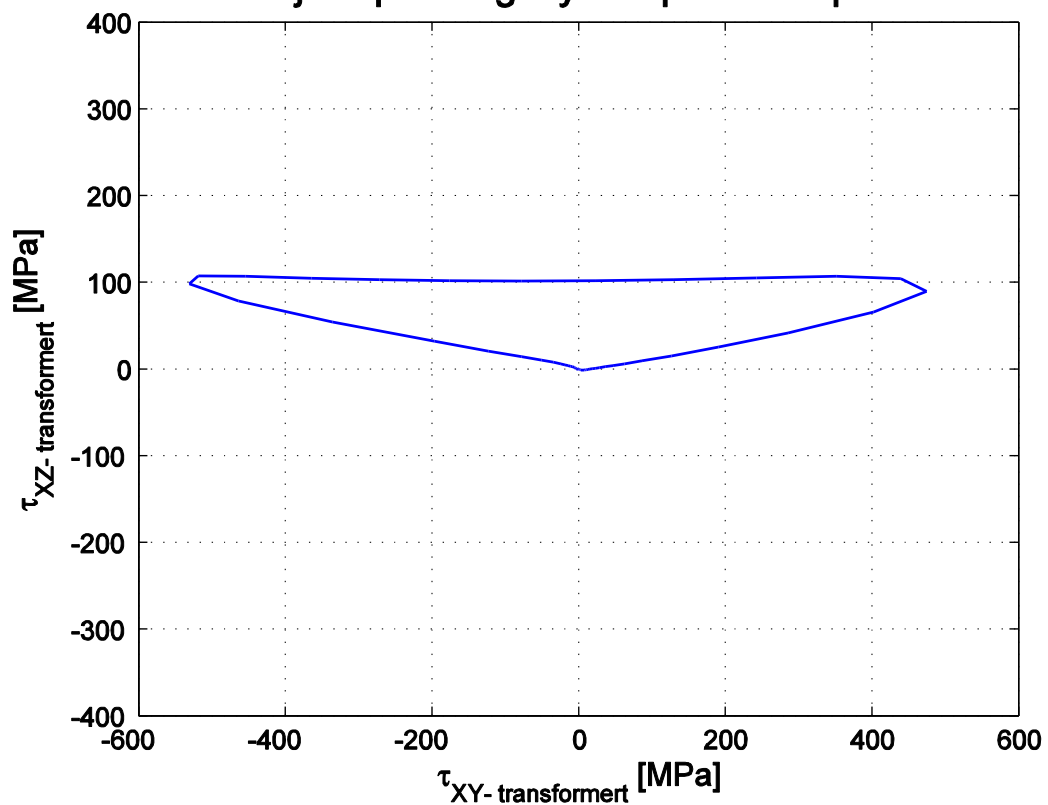
Skjærstressingsamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	499,3
$\tau_{xz,a}$ [MPa]	18
$\tau_{yz,a}$ [MPa]	54



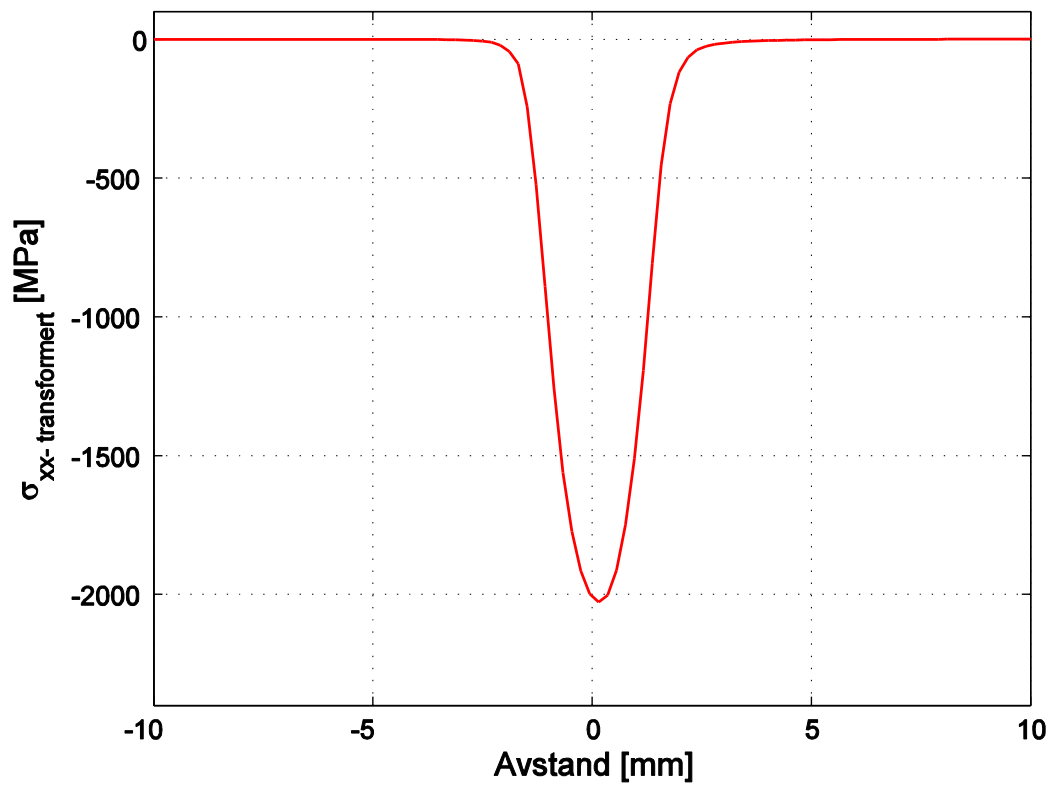
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

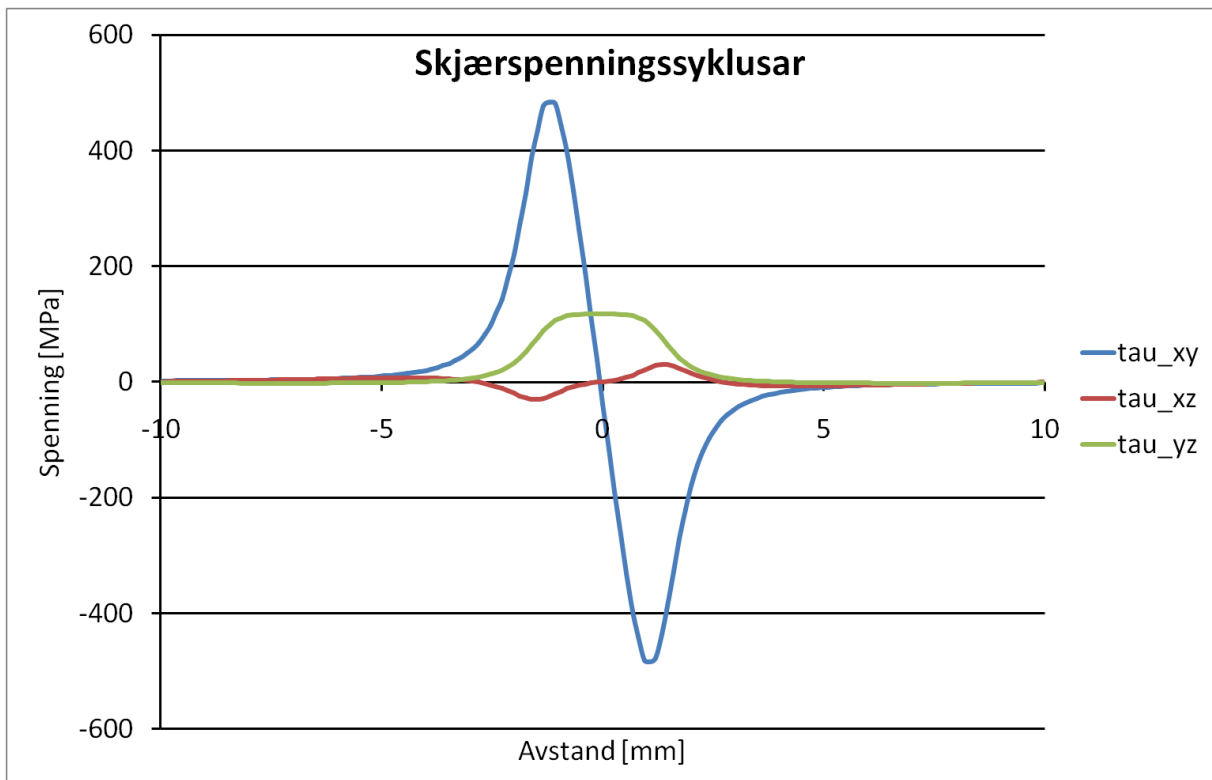
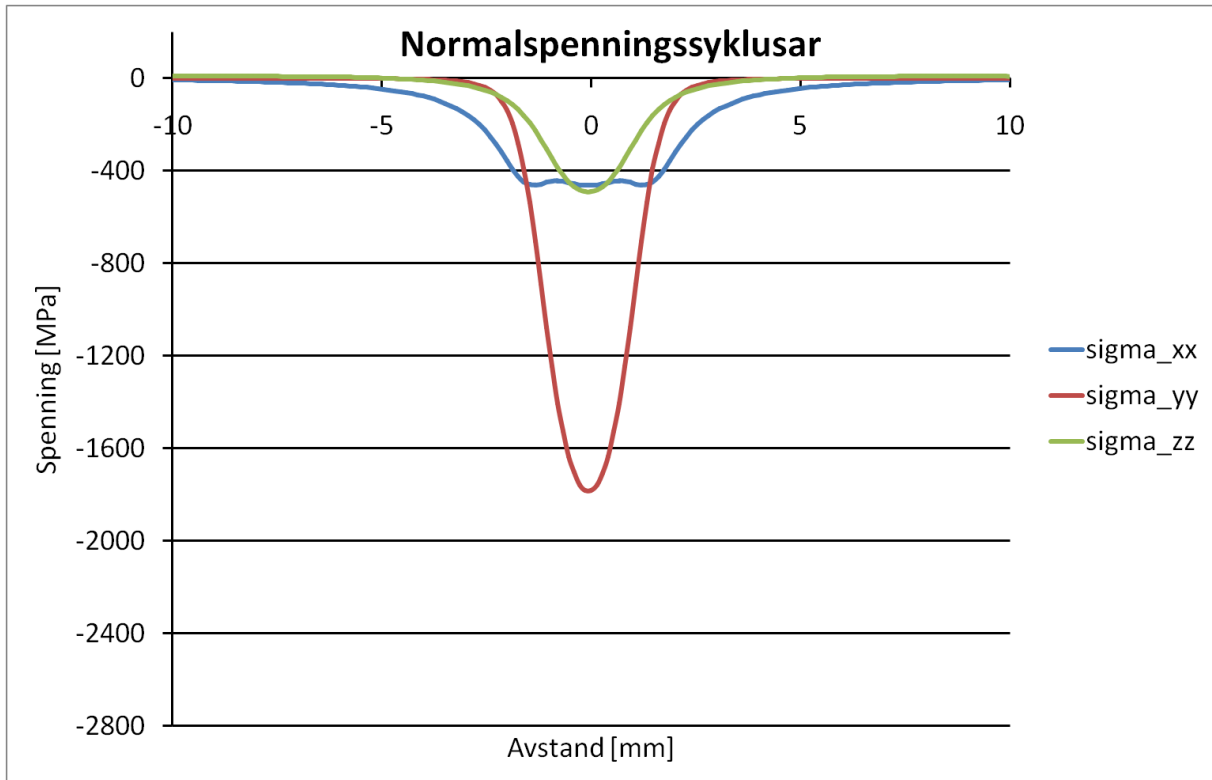


## Normalspenningssyklus på kritisk plan



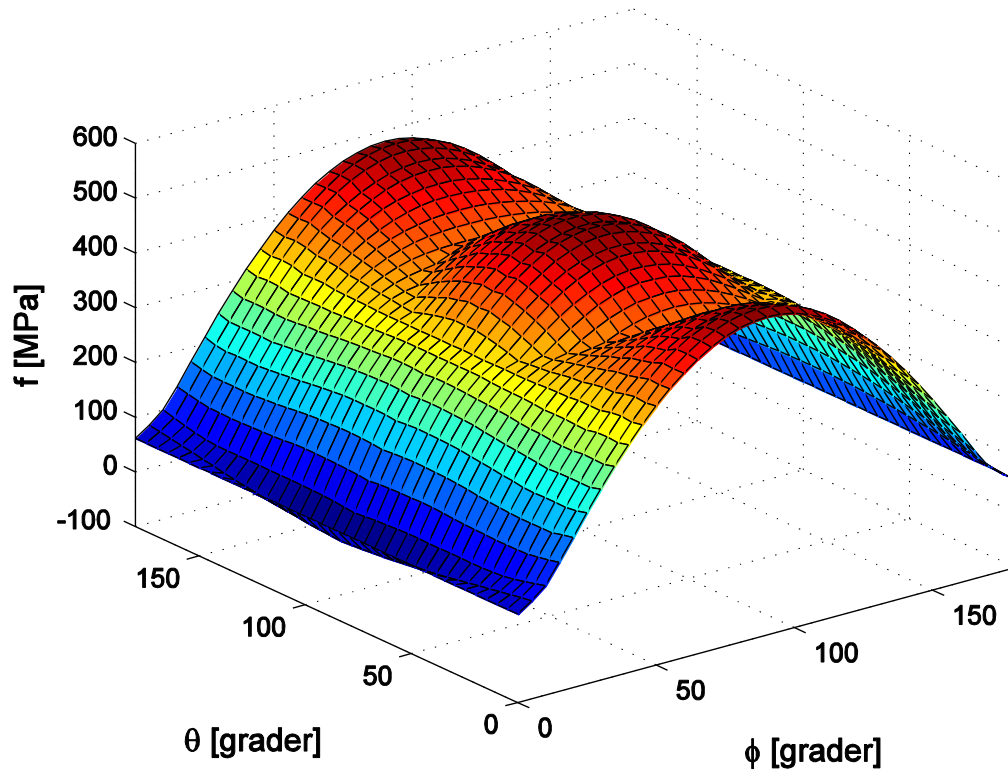
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	502,7
$\tau_m$ [MPa]	96,2
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	0
$\theta$ [°]	85
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	502,7

### 15.2.4 Endepunkt 0,75 mm under overflata

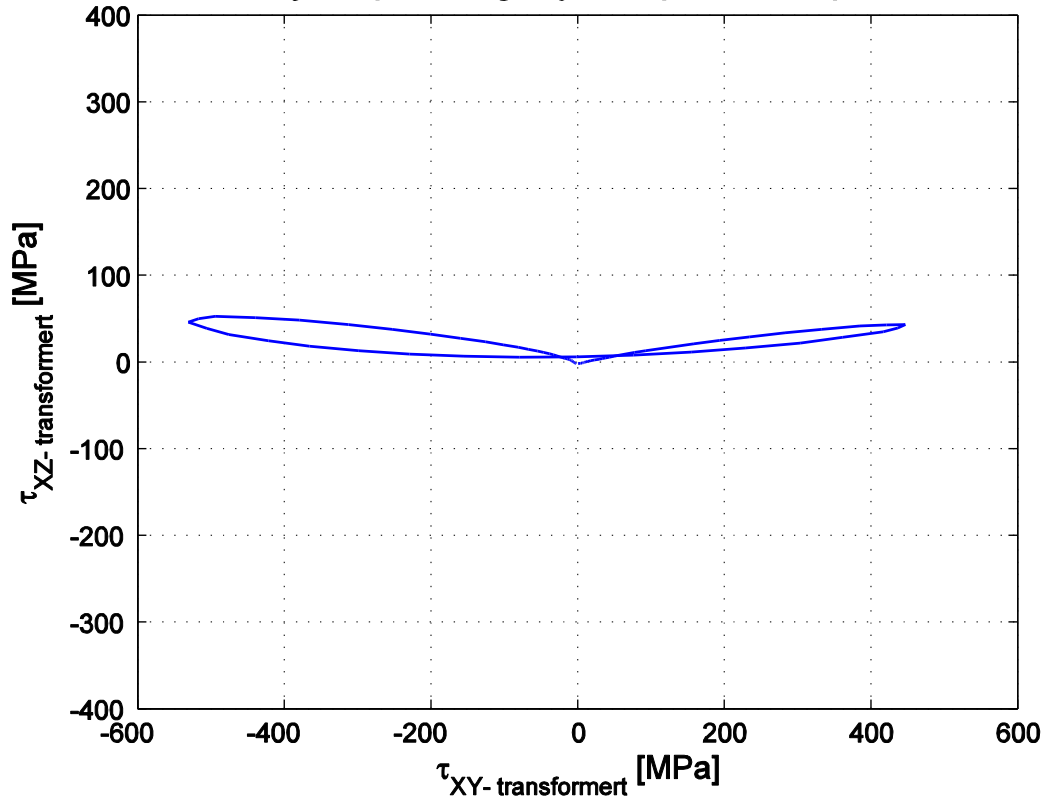


Skjærspenningssamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	483,8
$\tau_{xz,a}$ [MPa]	30,3
$\tau_{yz,a}$ [MPa]	59,6

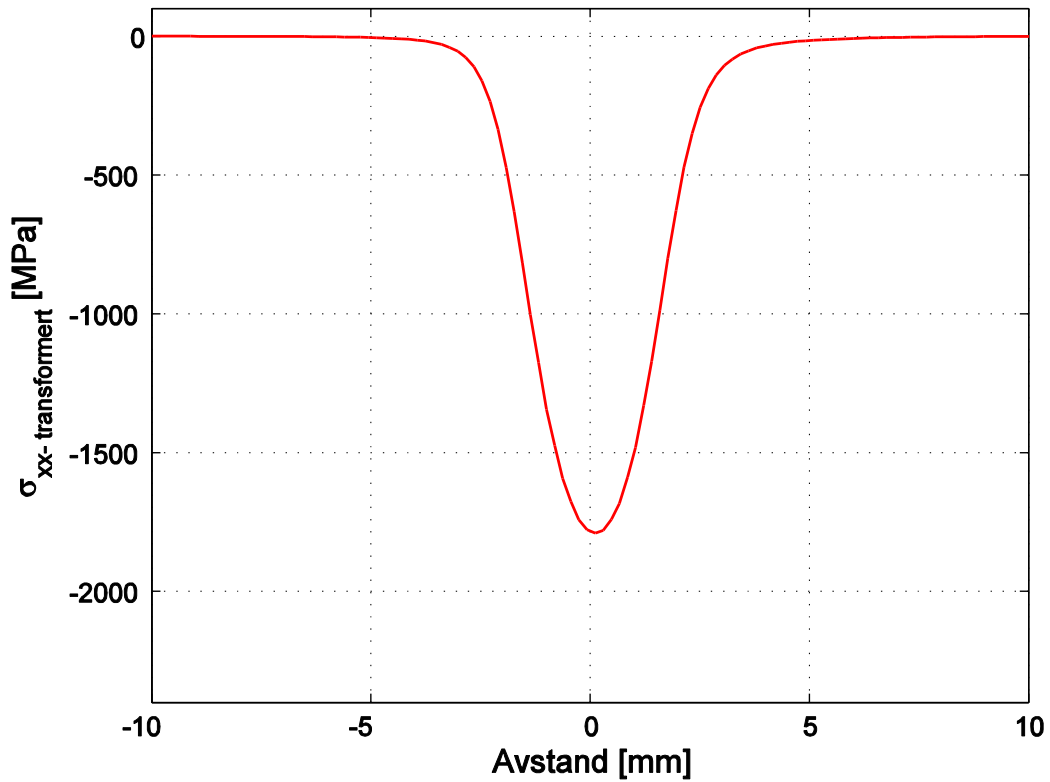
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

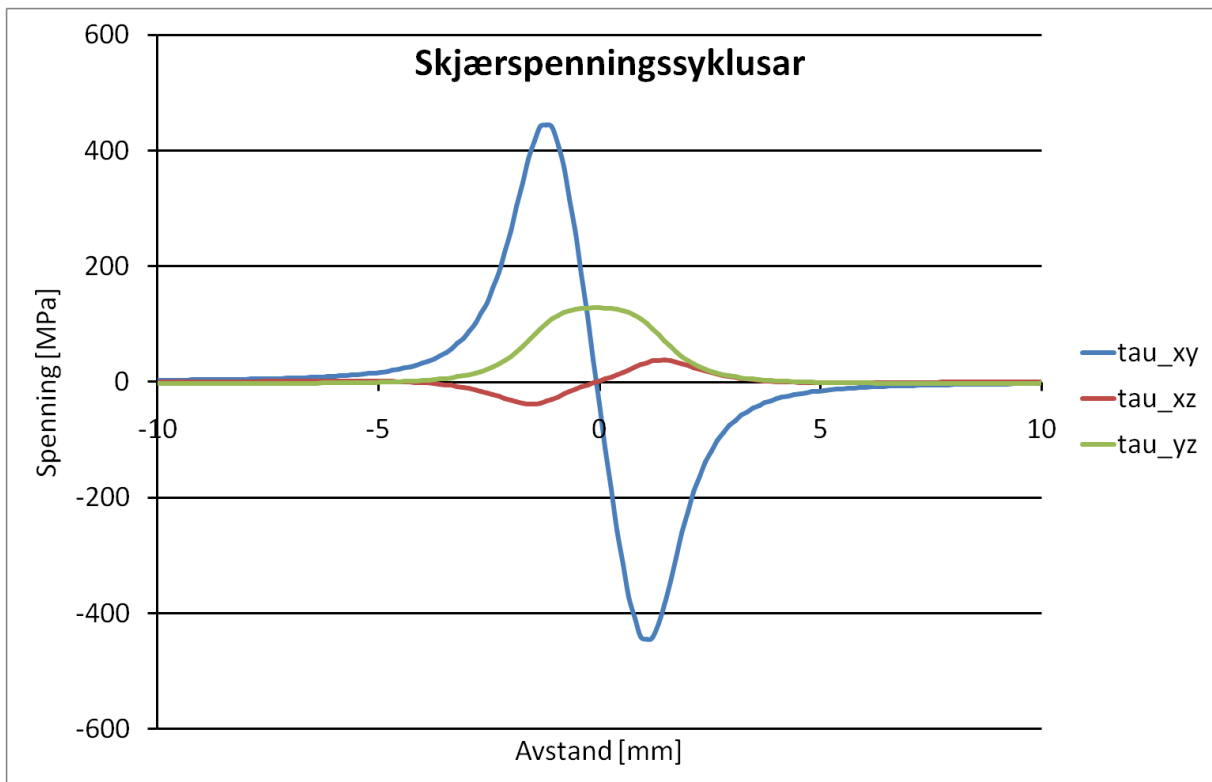
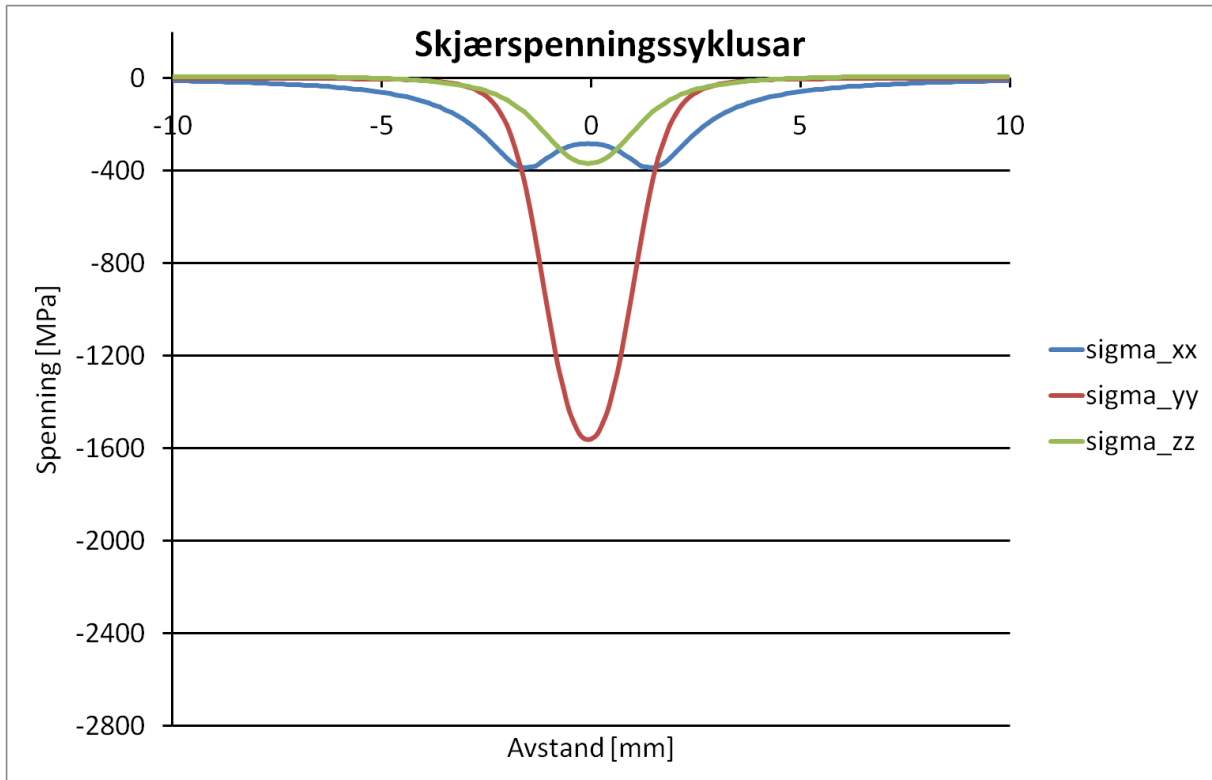


### Normalspenningssyklus på kritisk plan



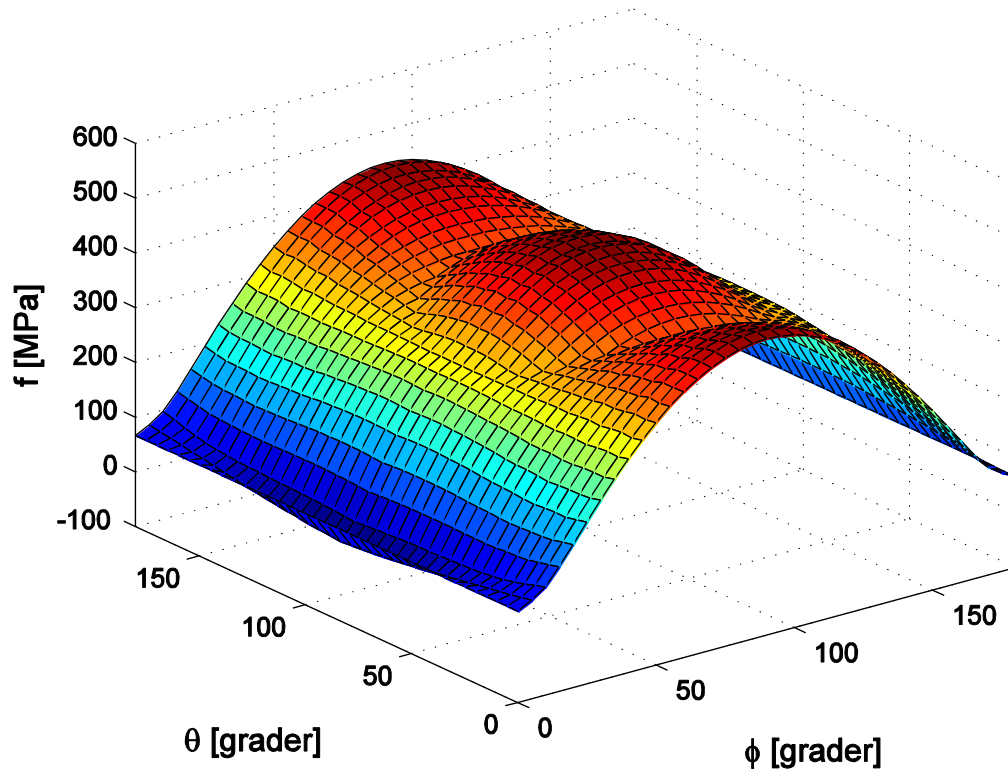
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	488,9
$\tau_m$ [MPa]	58,4
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	0,3
$\theta$ [°]	85
$\varphi$ [°]	95
$f$ [MPa]	489

### 15.2.5 Endepunkt 1mm under overflata

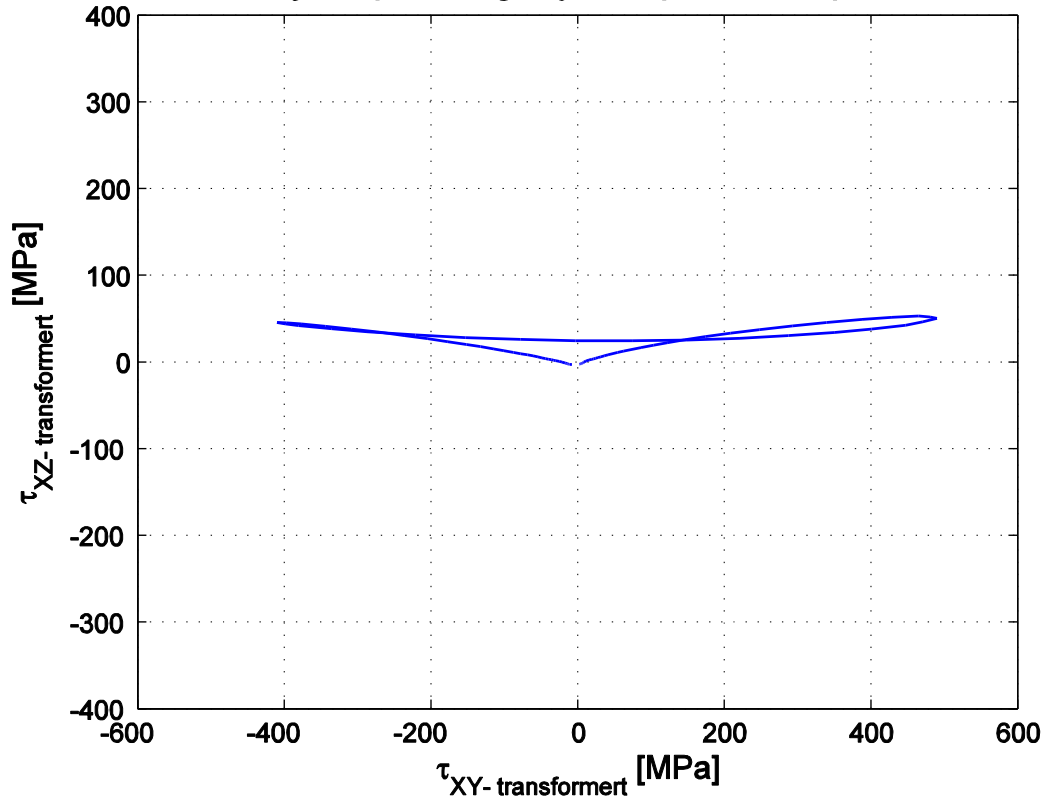


Skjærspenningssamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	444,7
$\tau_{xz,a}$ [MPa]	37,9
$\tau_{yz,a}$ [MPa]	65,2

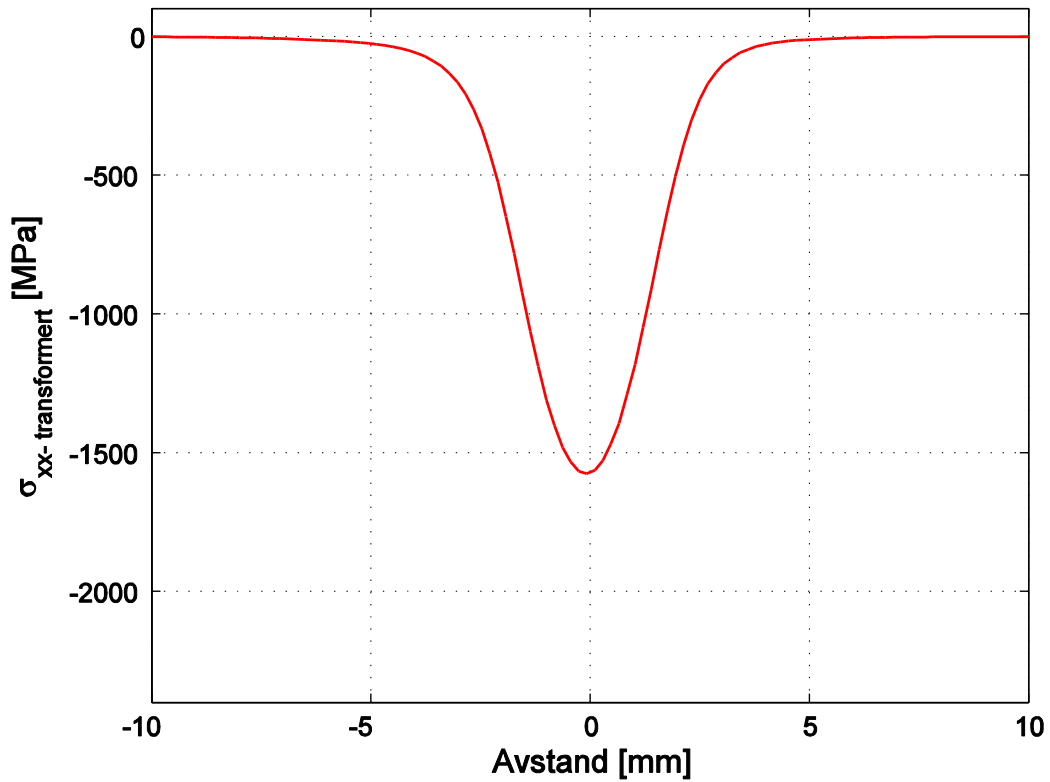
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan



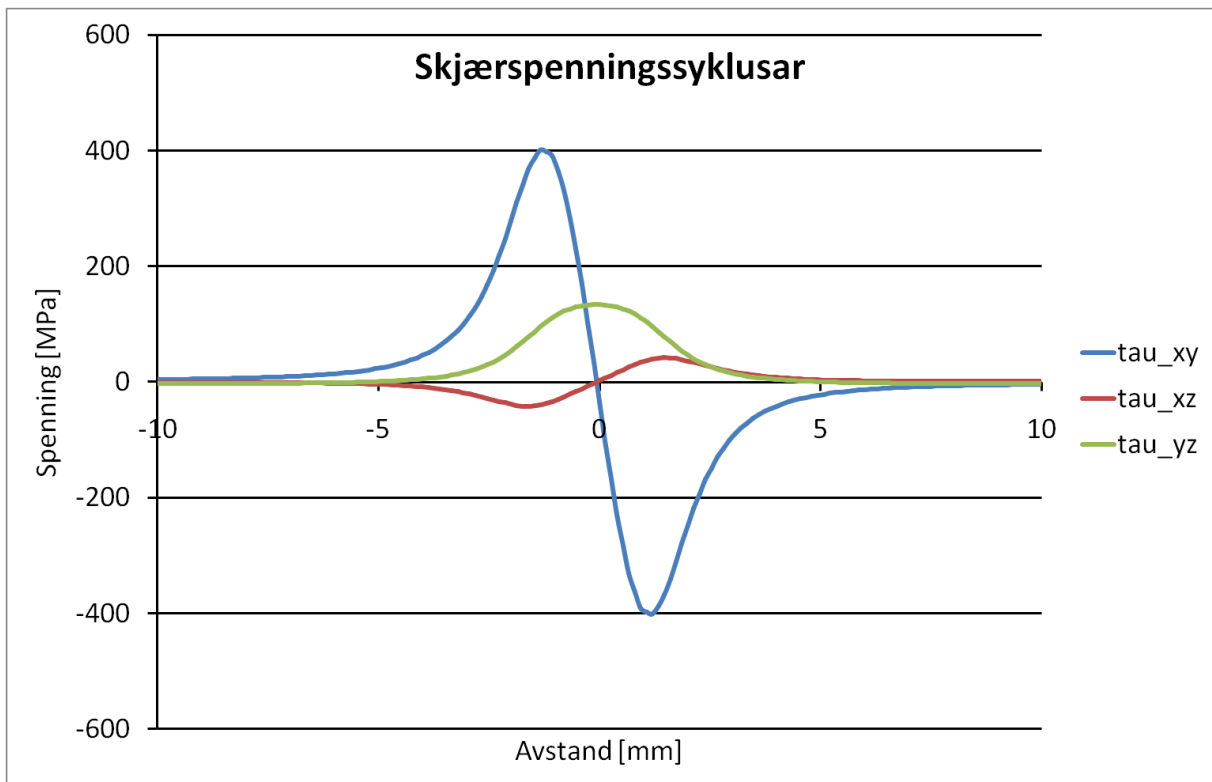
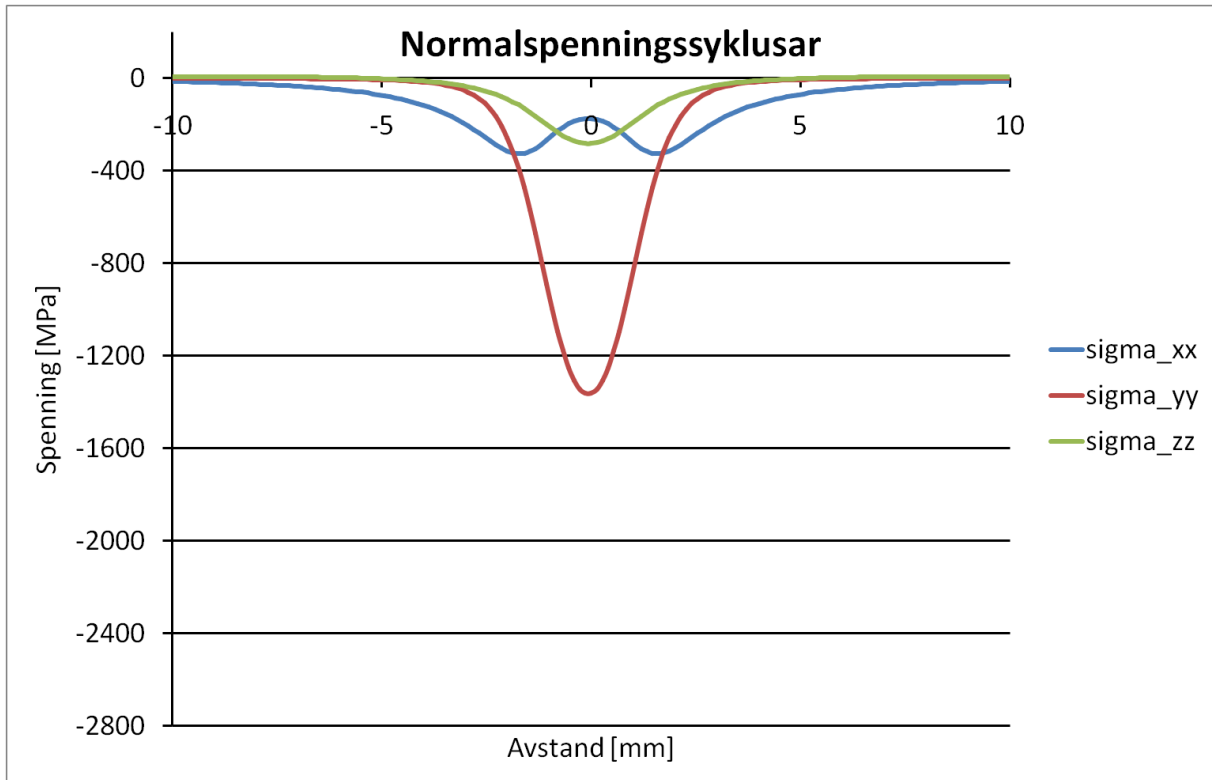
### Normalspenningssyklus på kritisk plan



Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	449,8
$\tau_m$ [MPa]	61,2
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	0,2
$\theta$ [°]	95
$\varphi$ [°]	95
$f$ [MPa]	449,8

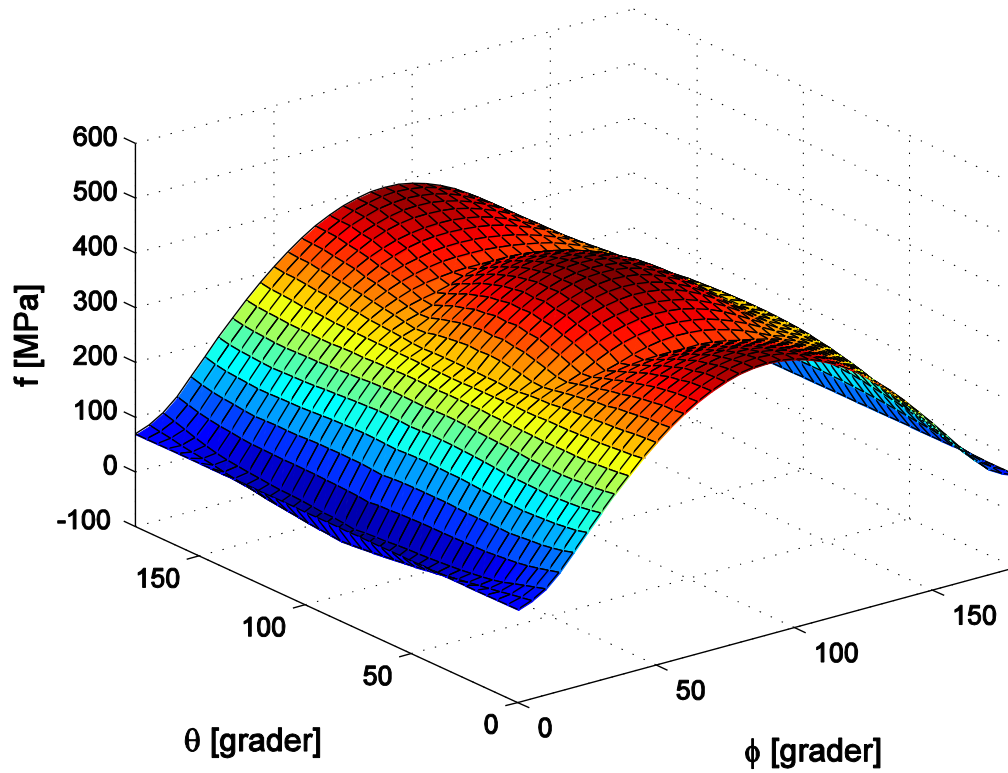


### 15.2.6 Endepunkt 1,25 mm under overflata

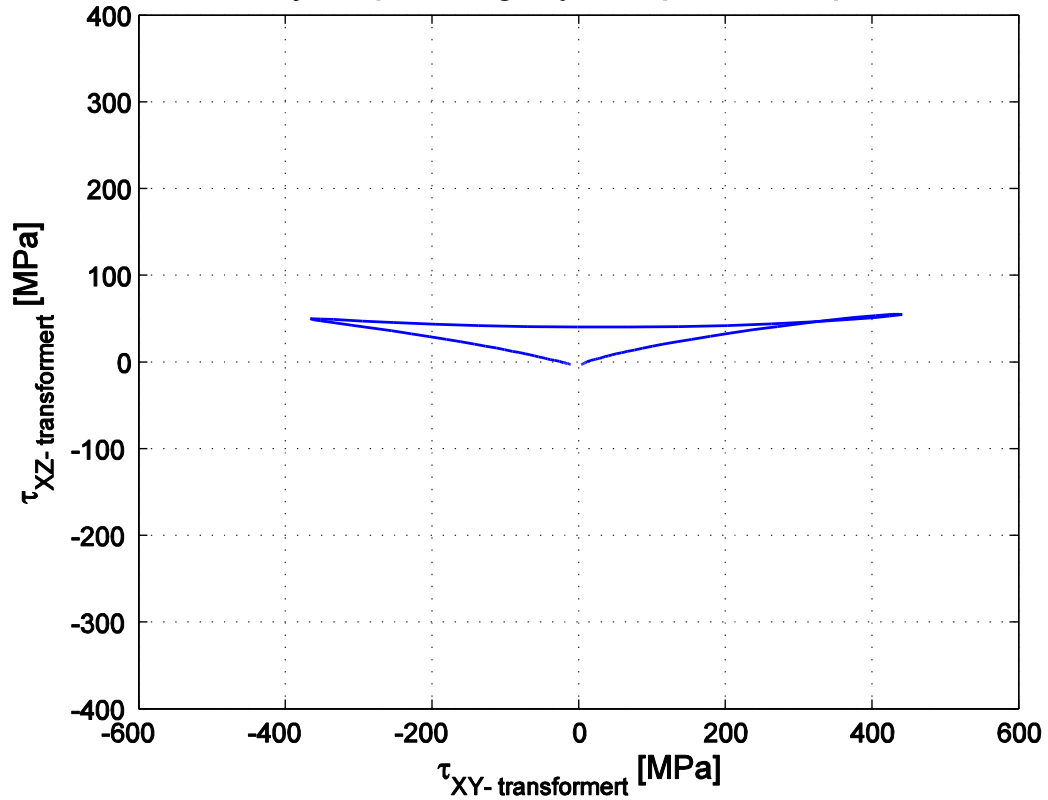


Skjærspenningssamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	401,1
$\tau_{xz,a}$ [MPa]	42,2
$\tau_{yz,a}$ [MPa]	68,1

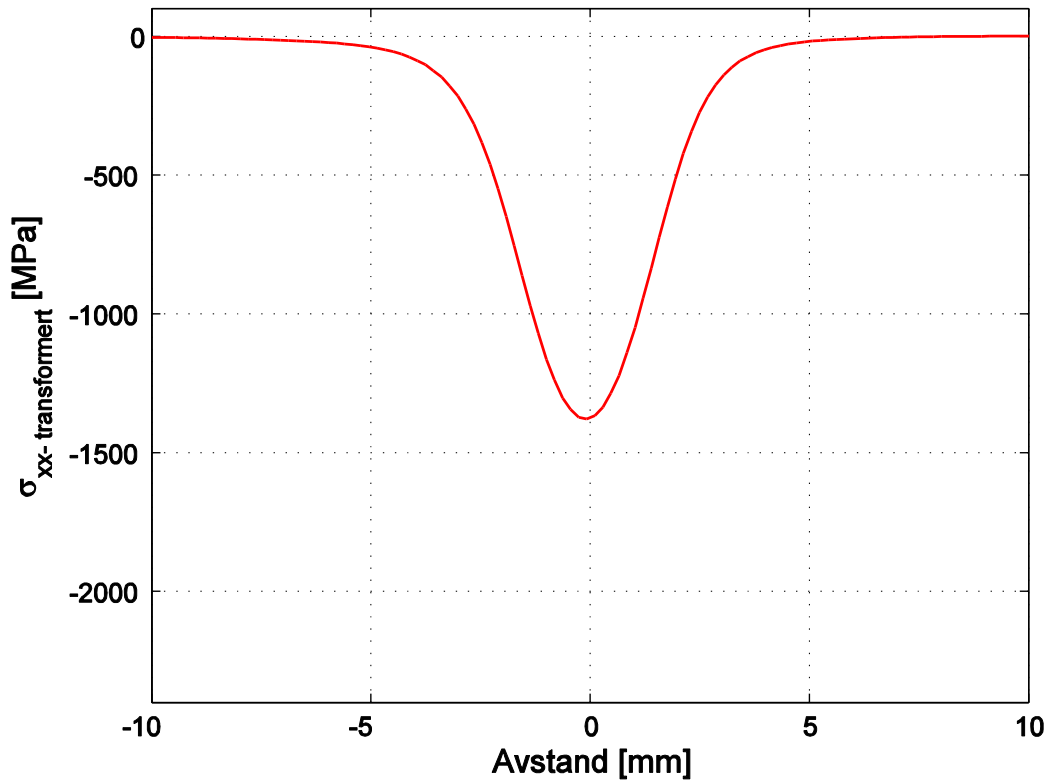
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

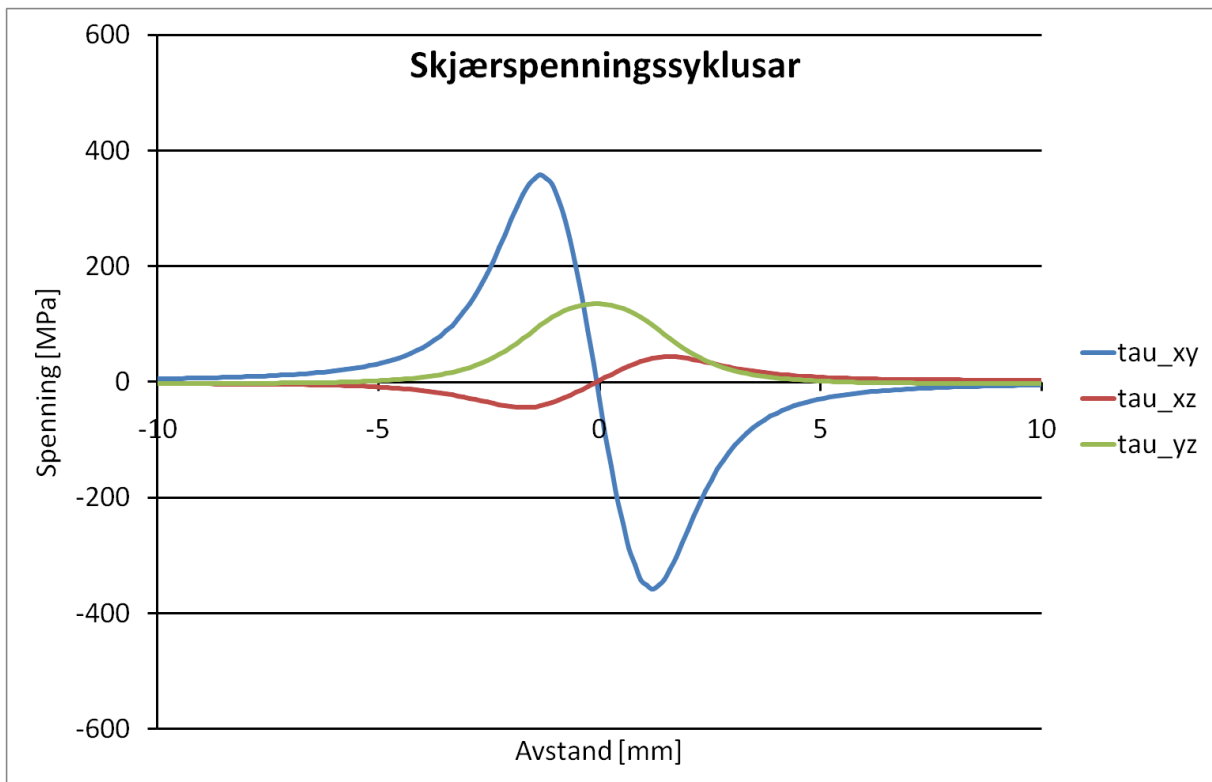
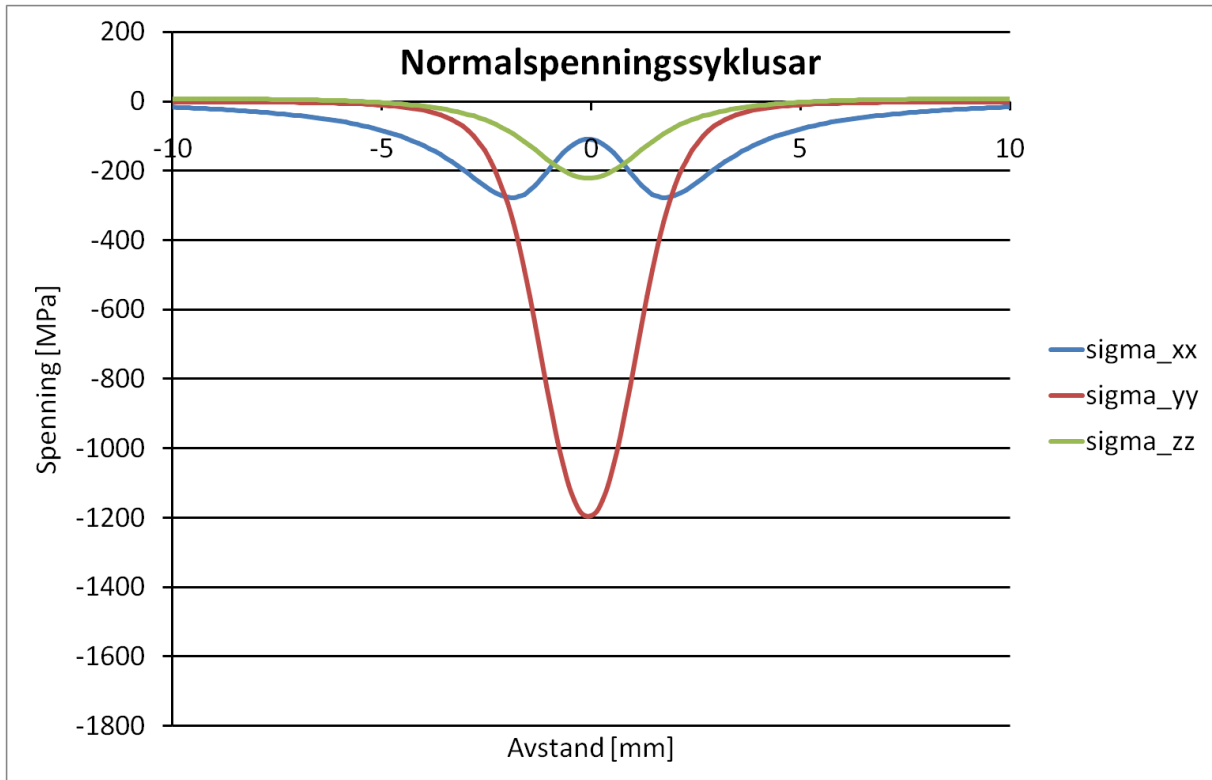


## Normalspenningssyklus på kritisk plan



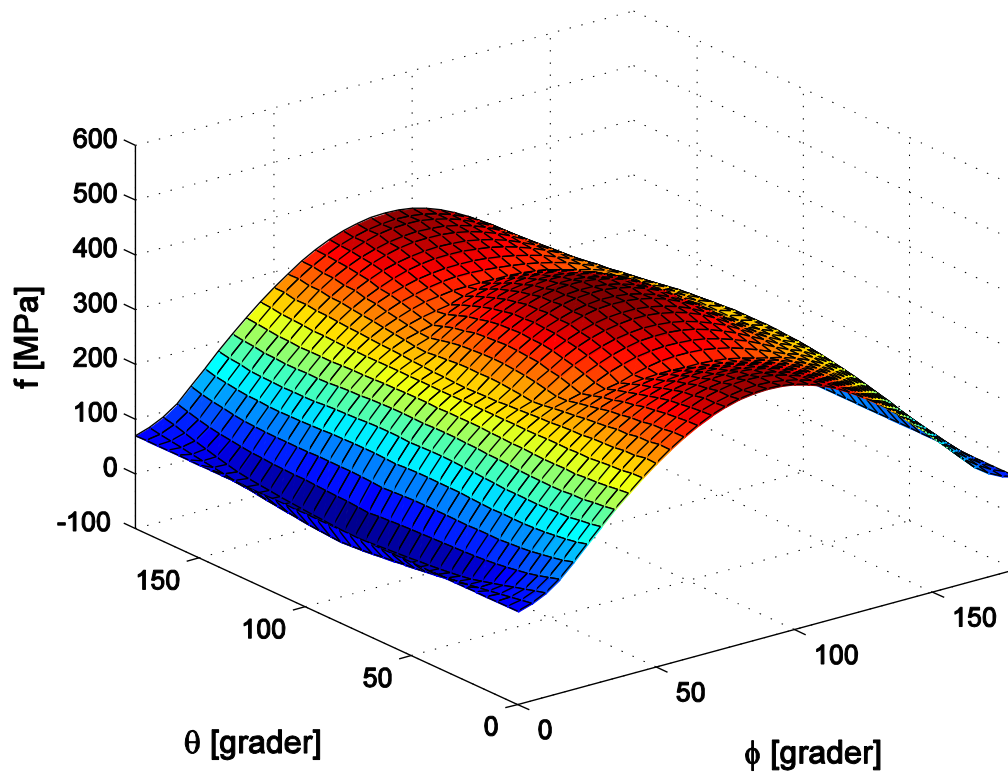
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	403,2
$\tau_m$ [MPa]	63,2
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-0,1
$\theta$ [°]	95
$\varphi$ [°]	95
$f$ [MPa]	403,2

### 15.2.7 Endepunkt 1,5 mm under overflata

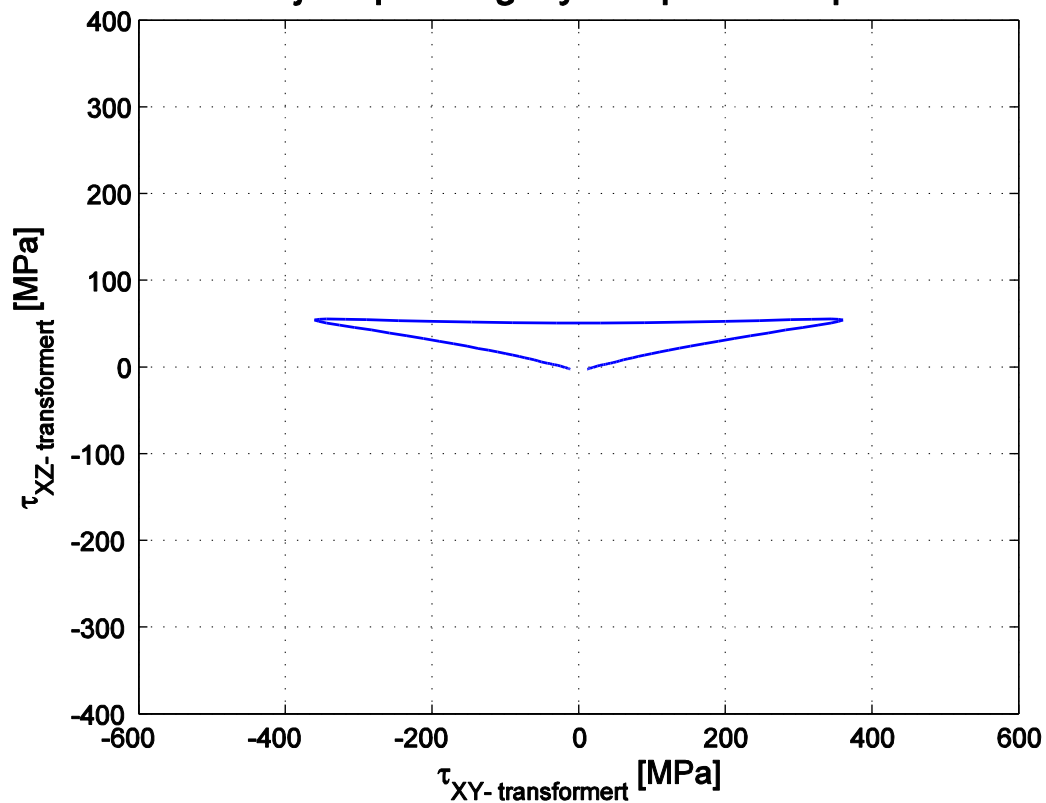


Skjærspenningssyklusar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	358,3
$\tau_{xz,a}$ [MPa]	44,2
$\tau_{yz,a}$ [MPa]	68,9

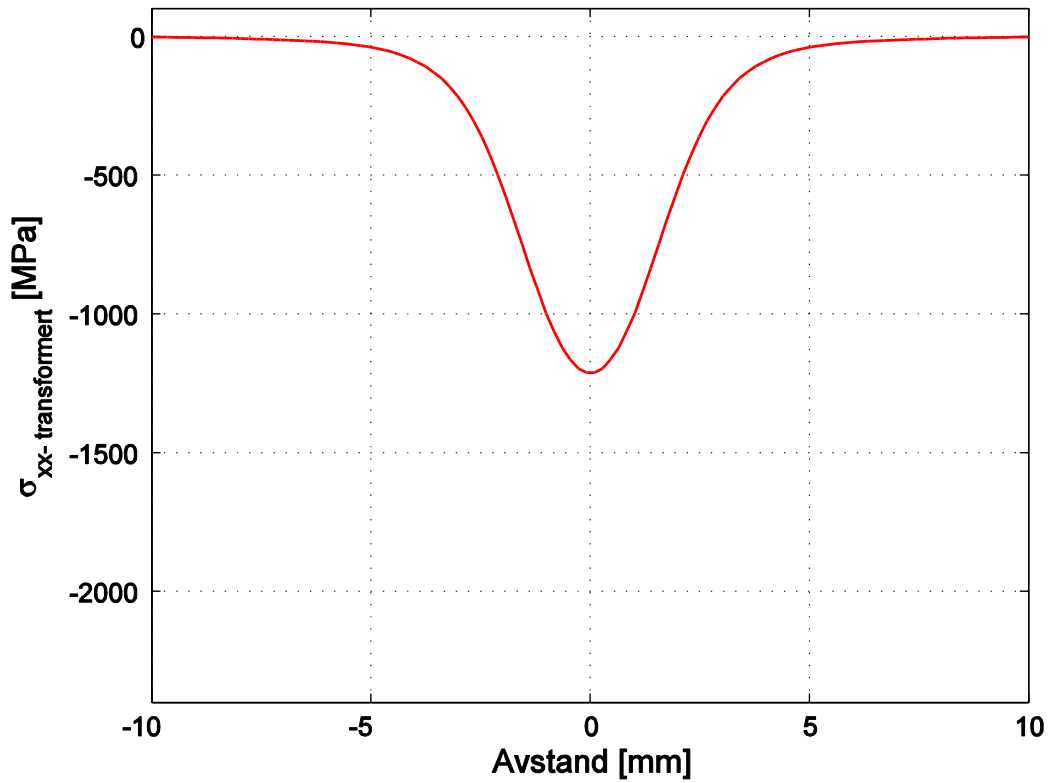
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

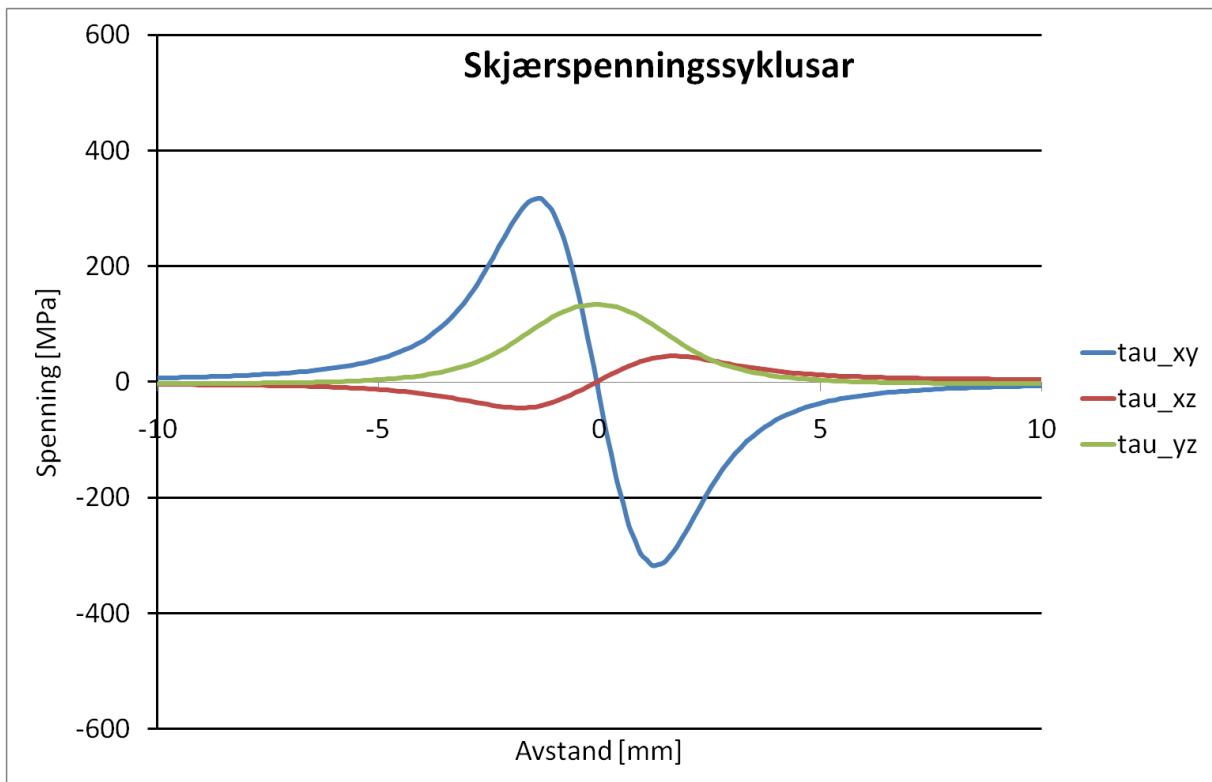
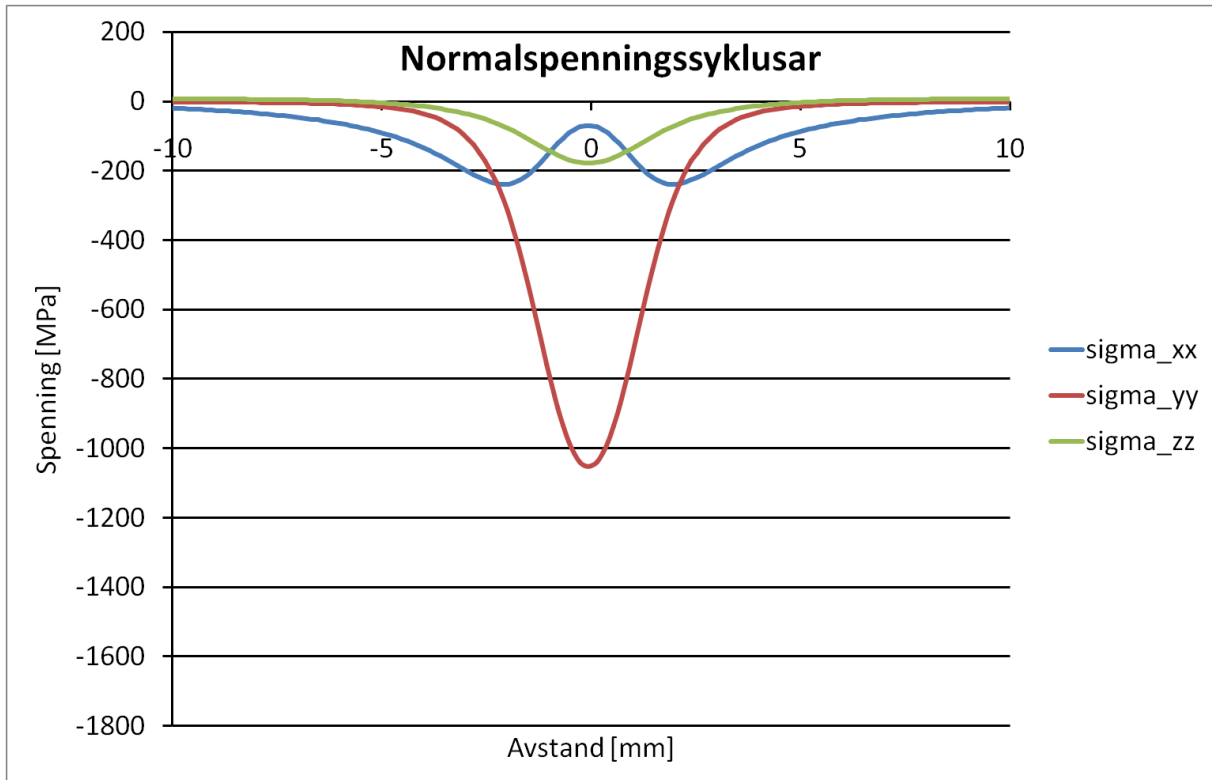


### Normalspenningssyklus på kritisk plan



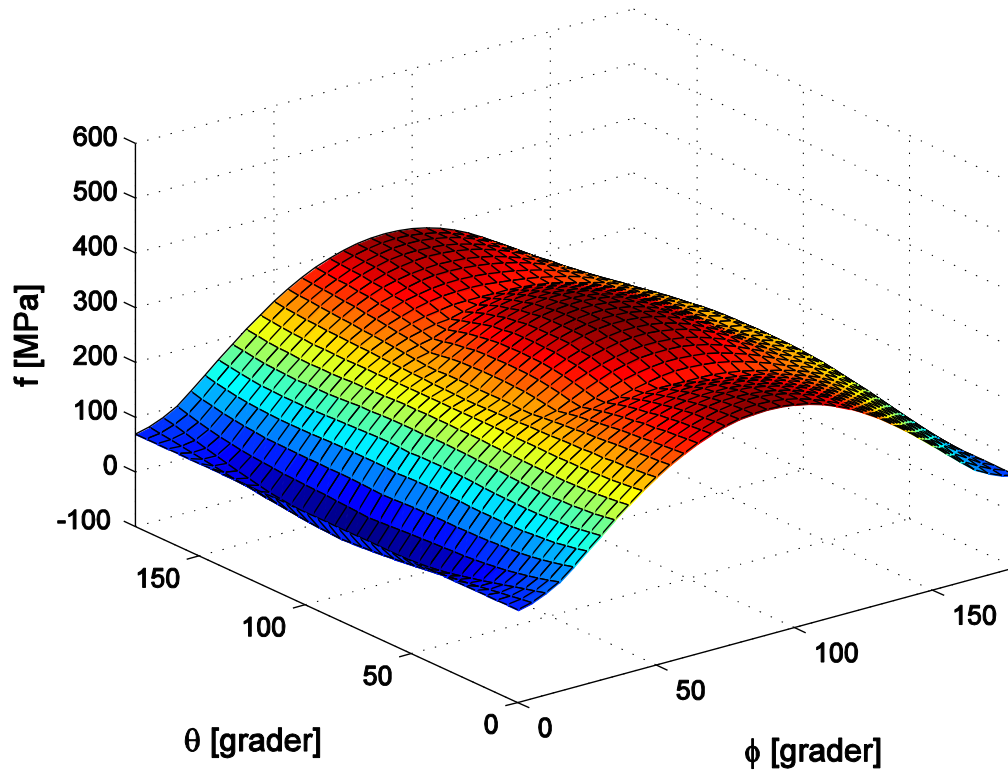
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	360,6
$\tau_m$ [MPa]	52,6
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-2,3
$\theta$ [°]	90
$\varphi$ [°]	95
$f$ [MPa]	360,1

### 15.2.8 Endepunkt 1,75 mm under overflata

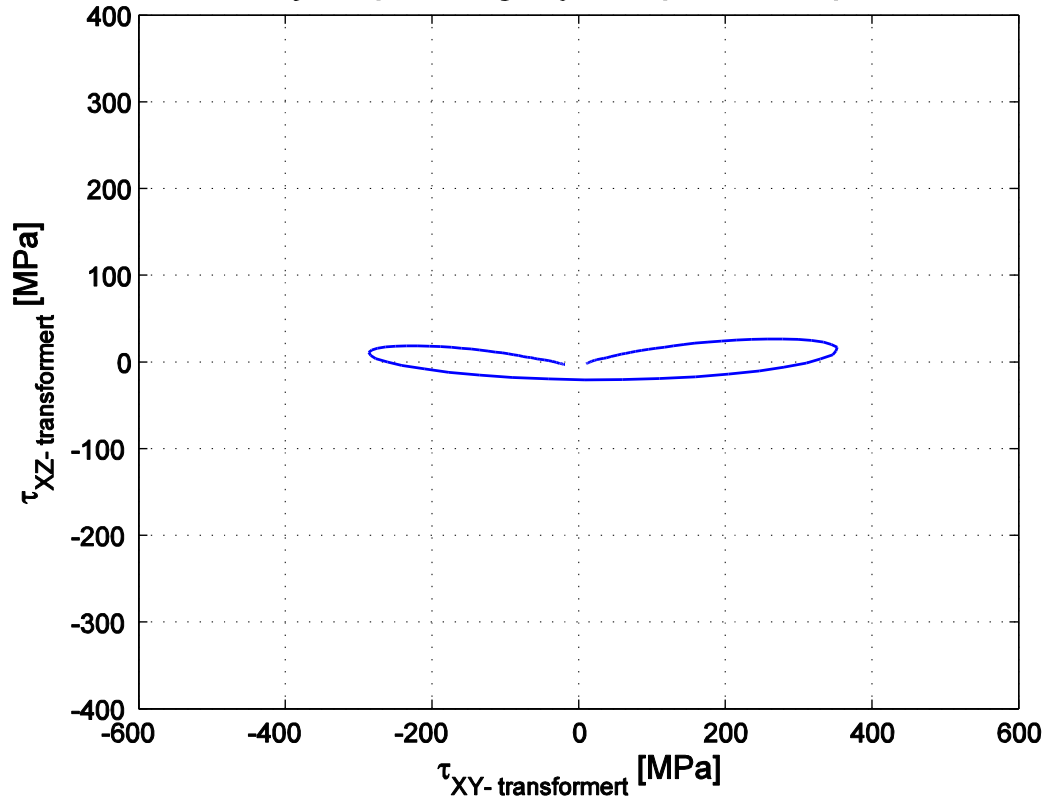


Skjærspenningsamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	317,2
$\tau_{xz,a}$ [MPa]	44,9
$\tau_{yz,a}$ [MPa]	68,3

## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana

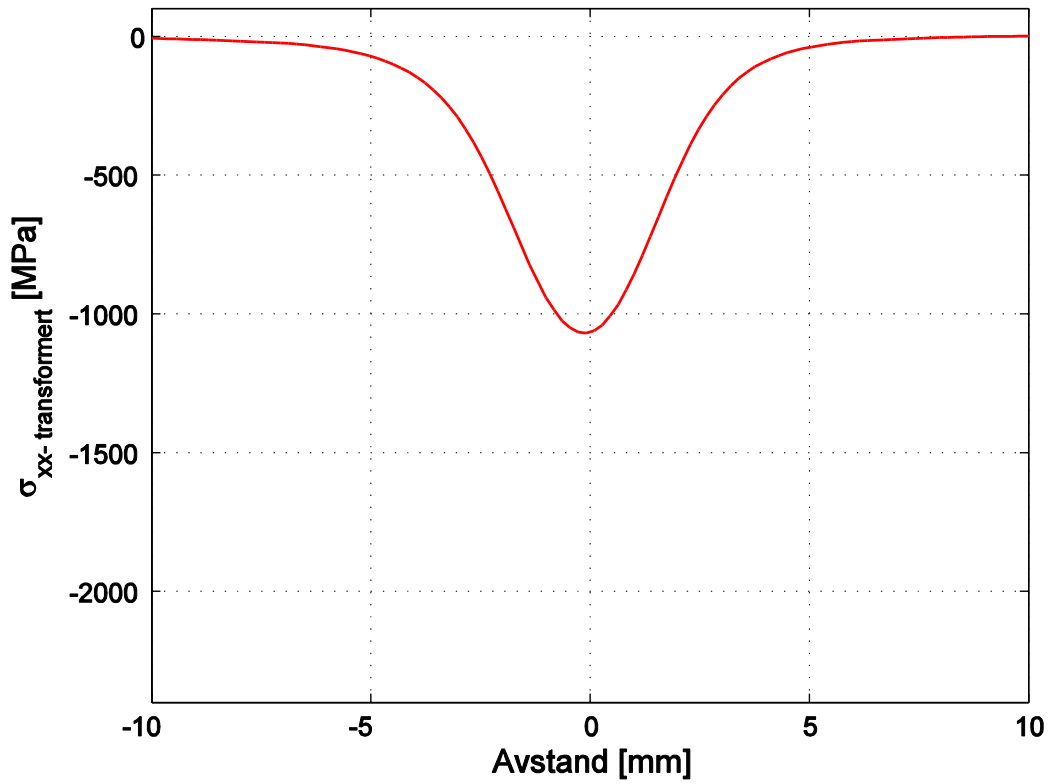


## Skjærspenningssyklus på kritisk plan



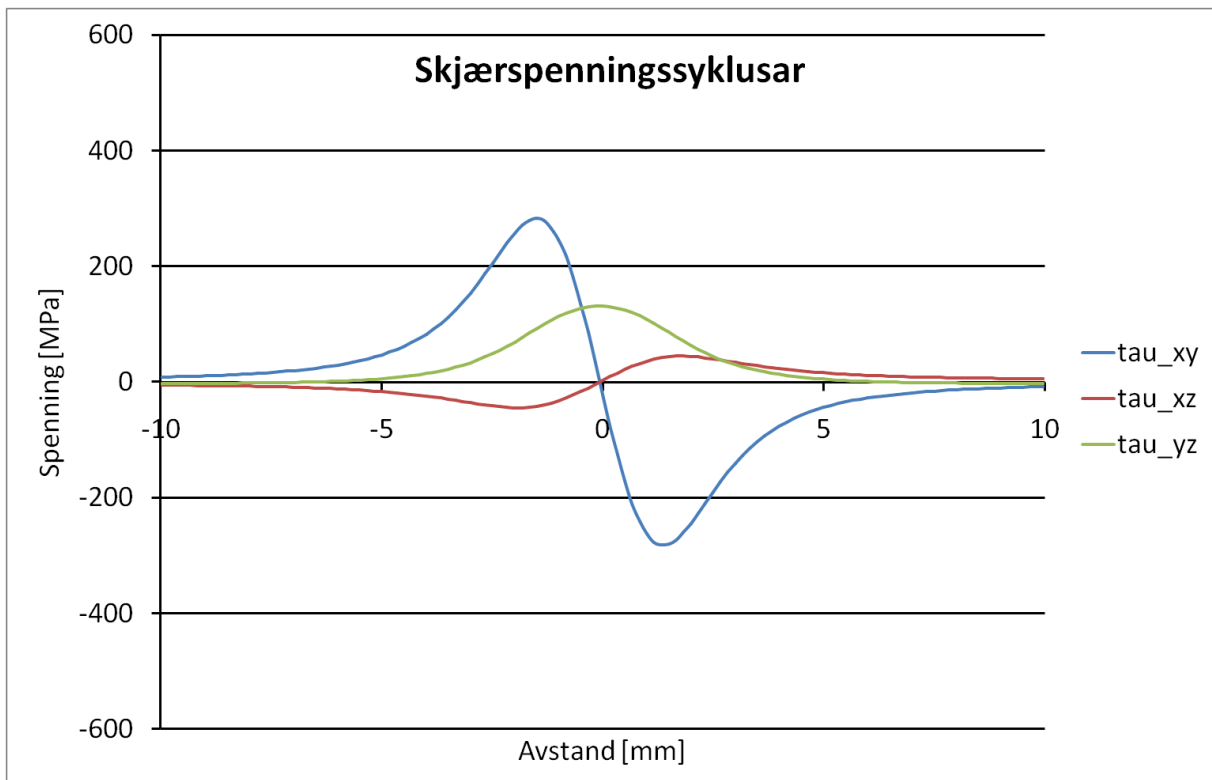
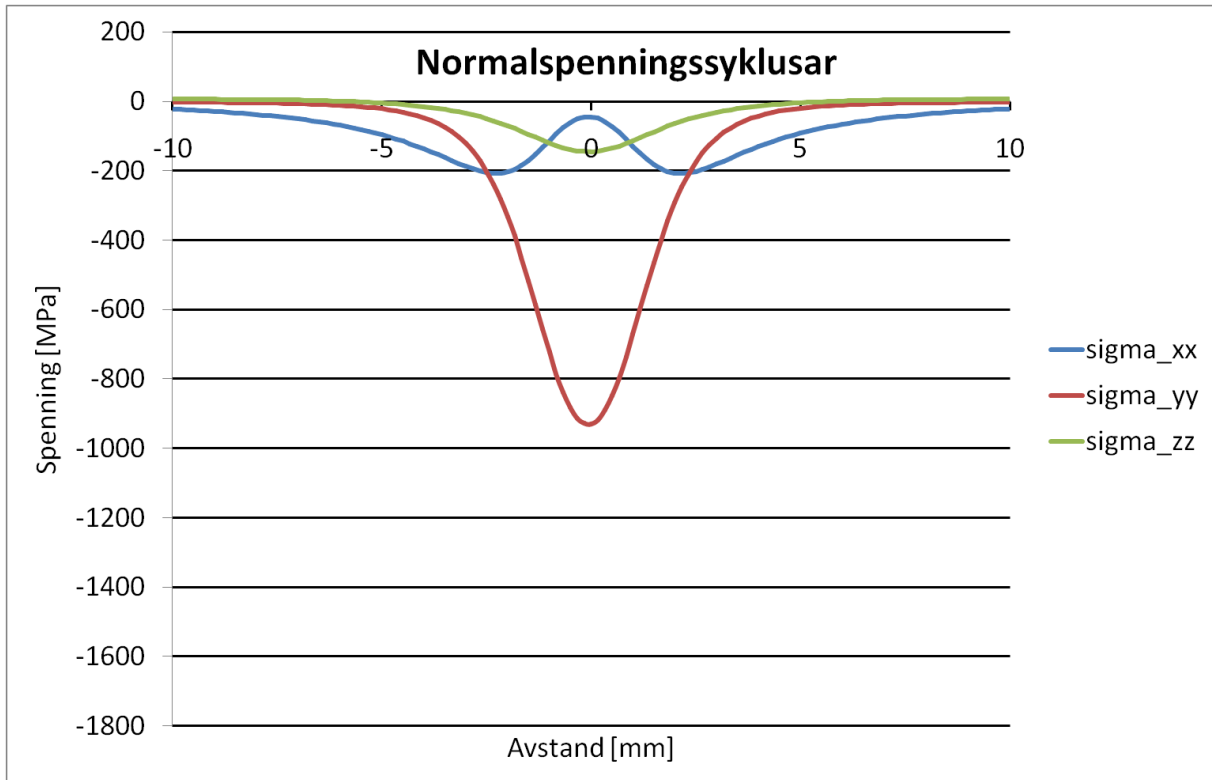


### Normalspenningssyklus på kritisk plan



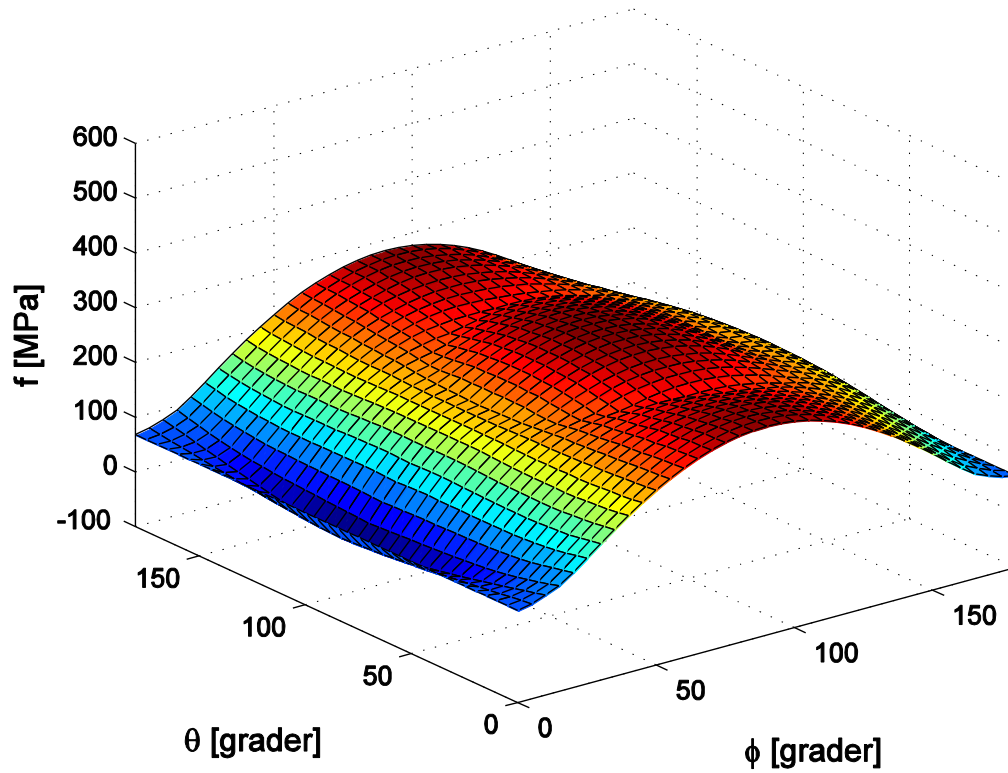
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	319,4
$\tau_m$ [MPa]	35,4
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-0,9
$\theta$ [°]	95
$\varphi$ [°]	100
$f$ [MPa]	319,2

### 15.2.9 Endepunkt 2 mm under overflata

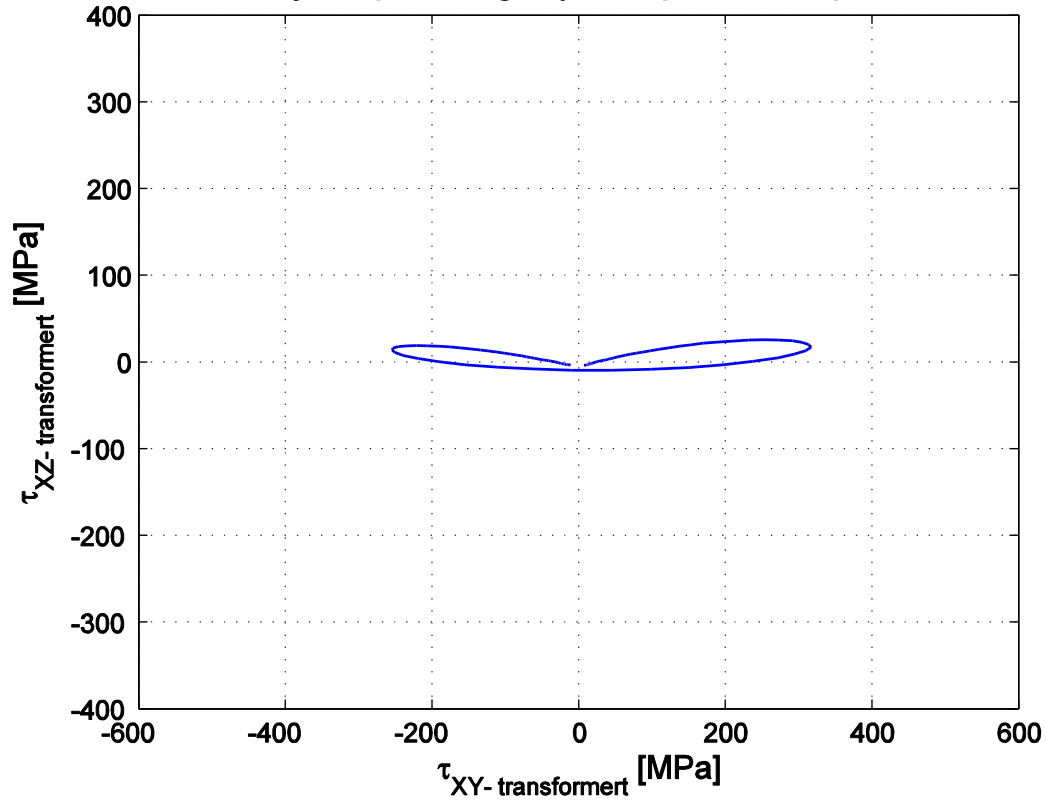


Skjærspenningssyklusar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	282,2
$\tau_{xz,a}$ [MPa]	44,8
$\tau_{yz,a}$ [MPa]	66,7

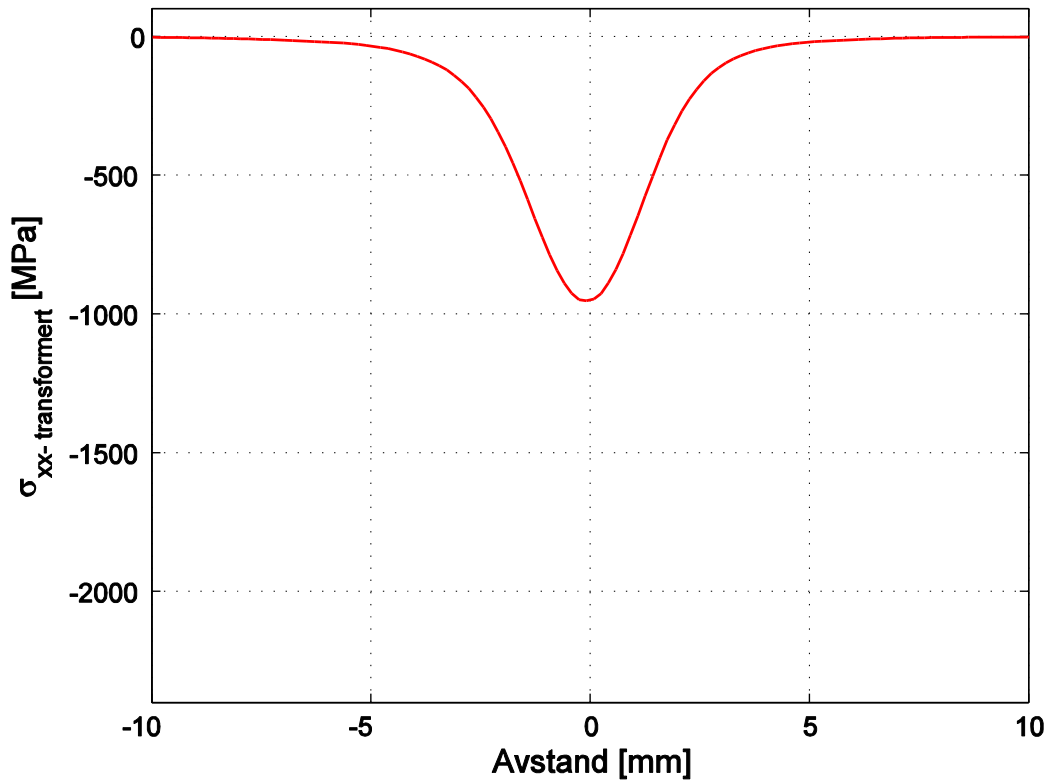
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

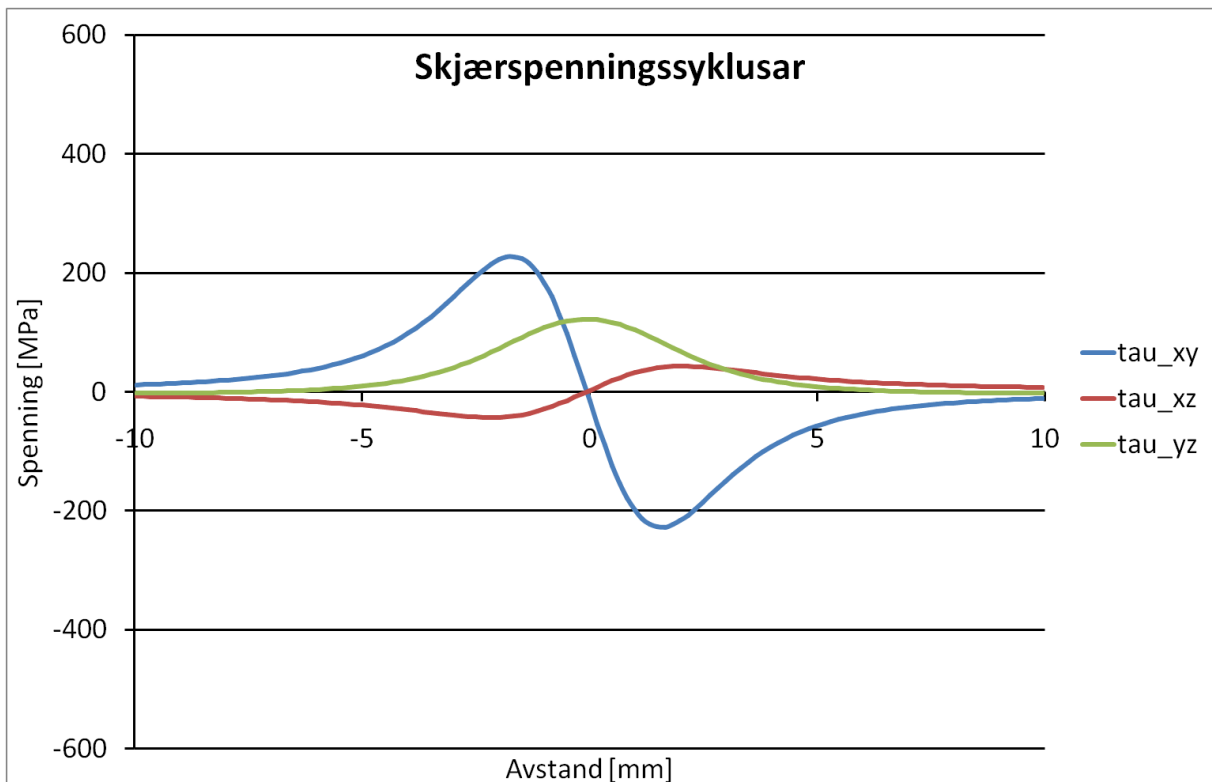
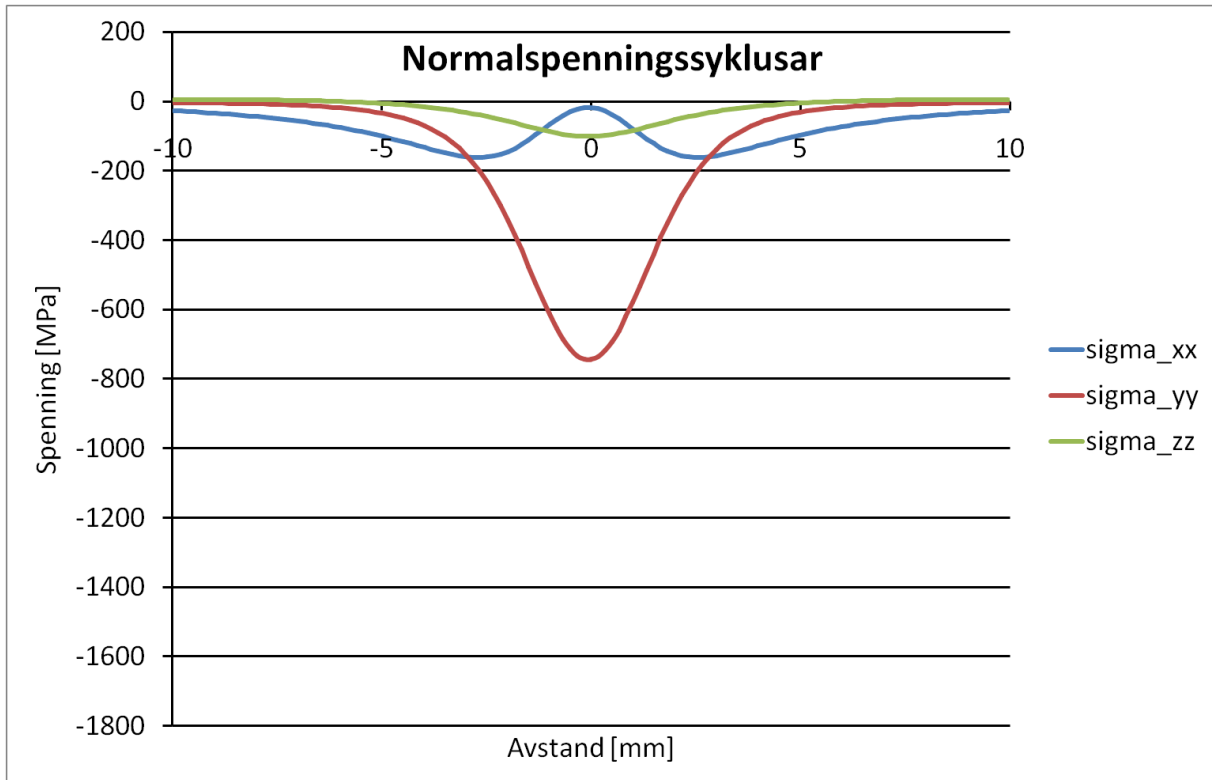


## Normalspenningssyklus på kritisk plan



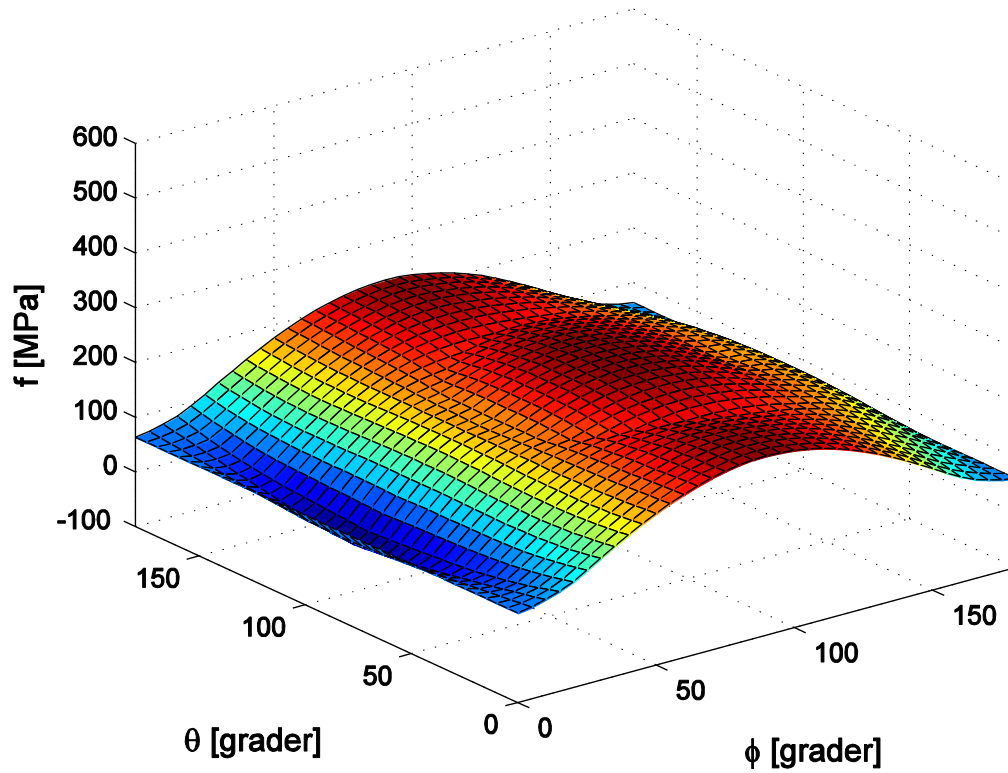
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	285,5
$\tau_m$ [MPa]	34,3
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	0,2
$\theta$ [°]	95
$\varphi$ [°]	100
$f$ [MPa]	285,5

### 15.2.10 Endepunkt 2,5 mm under overflata

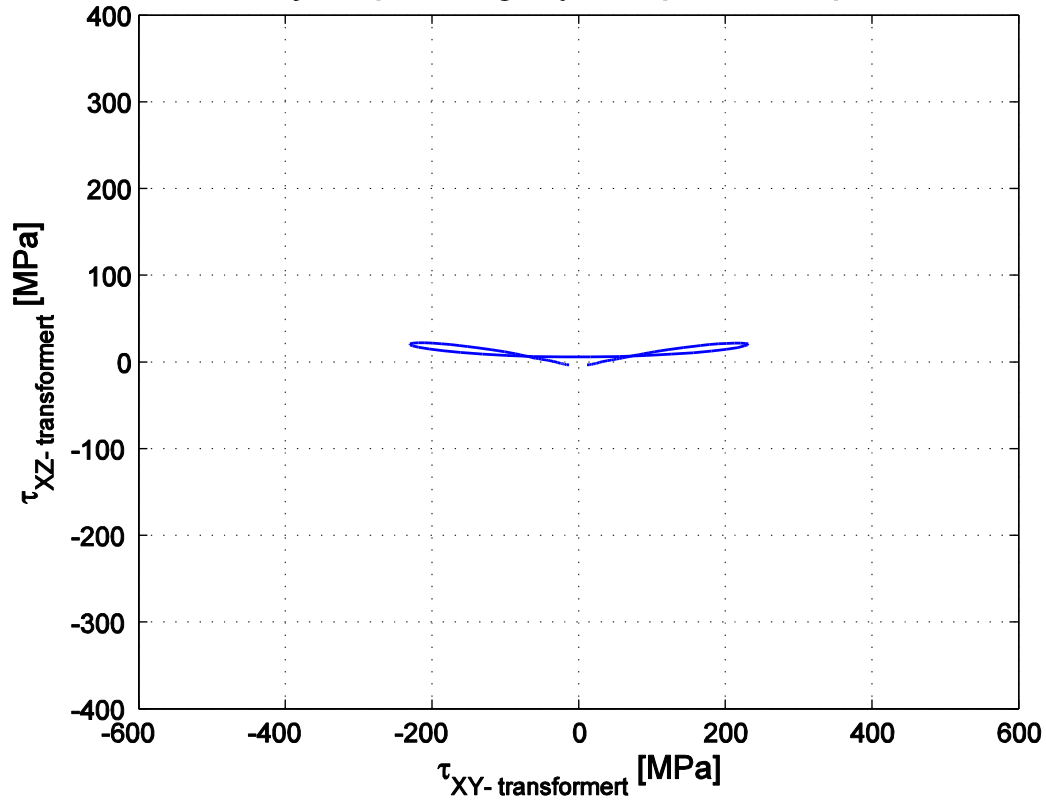


Skjærspenningssamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	227,2
$\tau_{xz,a}$ [MPa]	43
$\tau_{yz,a}$ [MPa]	62,1

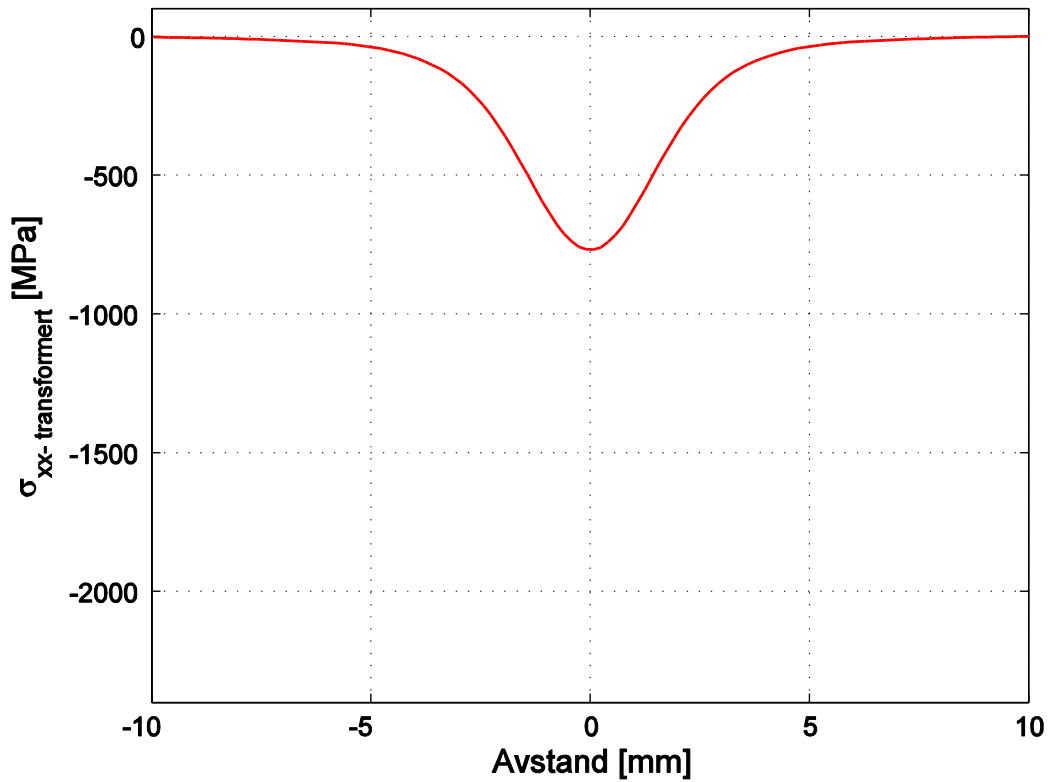
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

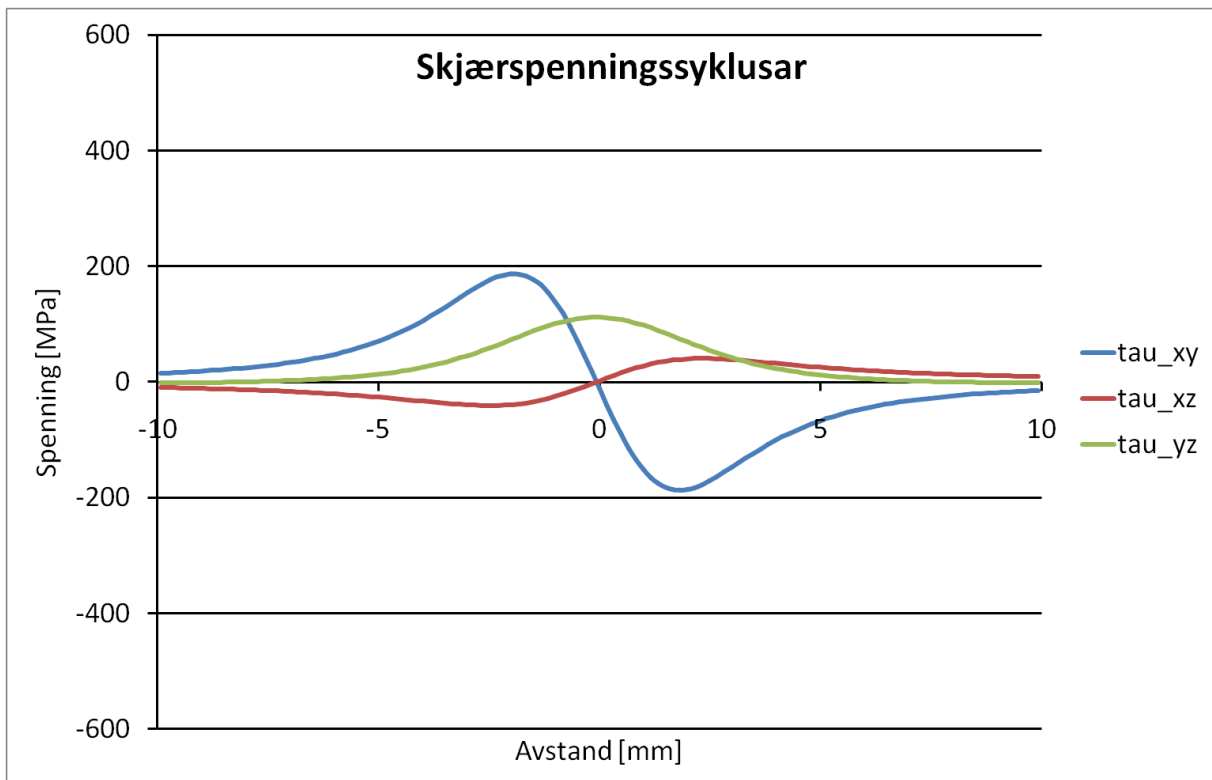
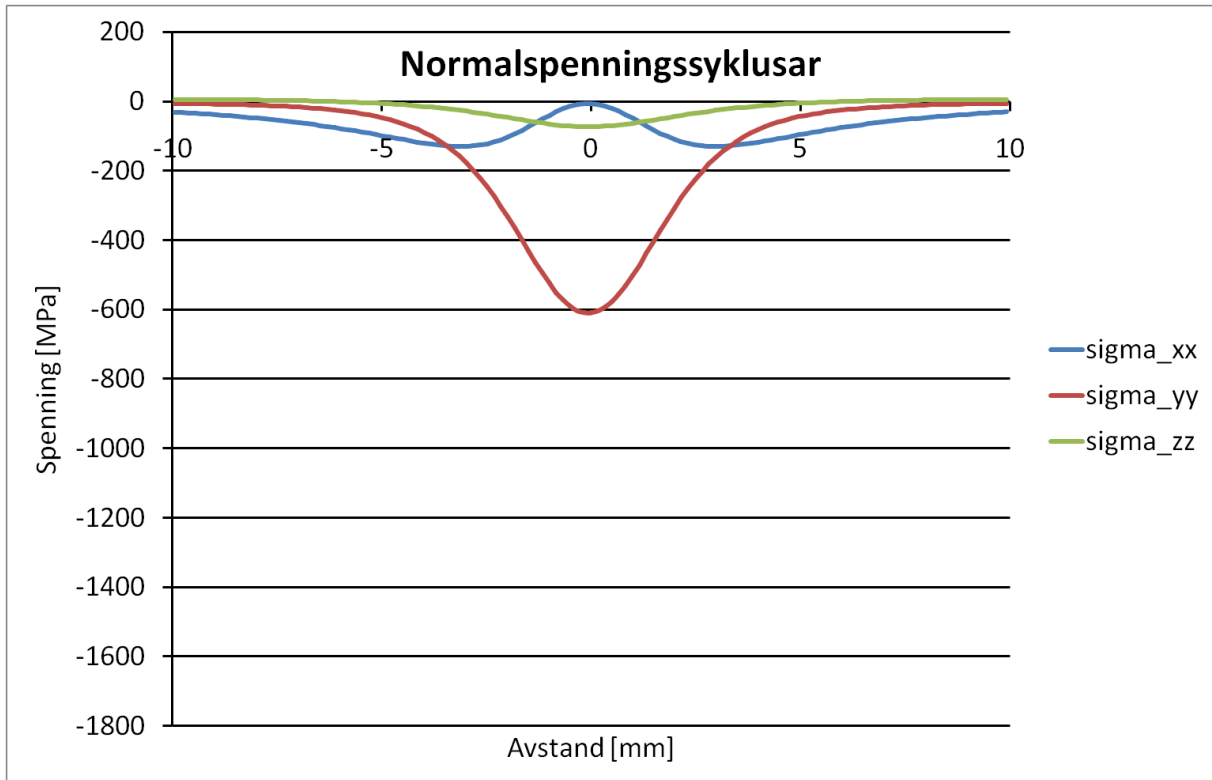


### Normalspenningssyklus på kritisk plan



Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	231
$\tau_m$ [MPa]	19,3
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-2,6
$\theta$ [°]	90
$\varphi$ [°]	100
$f$ [MPa]	230,5

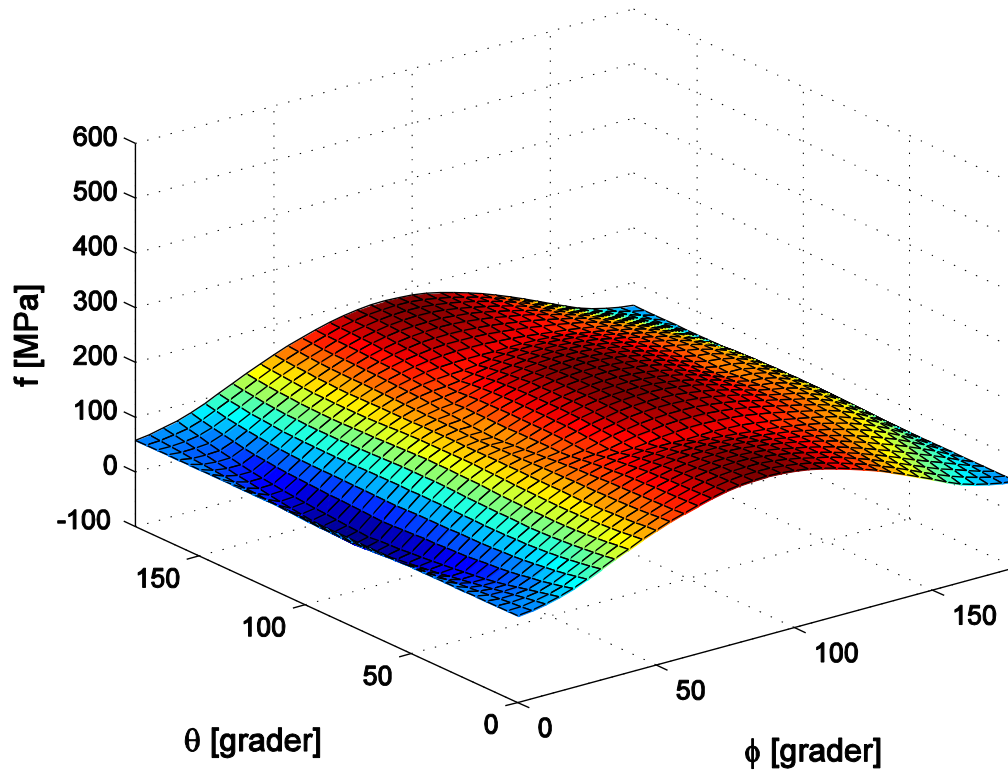
### 15.2.11 Endepunkt 3 mm under overflata



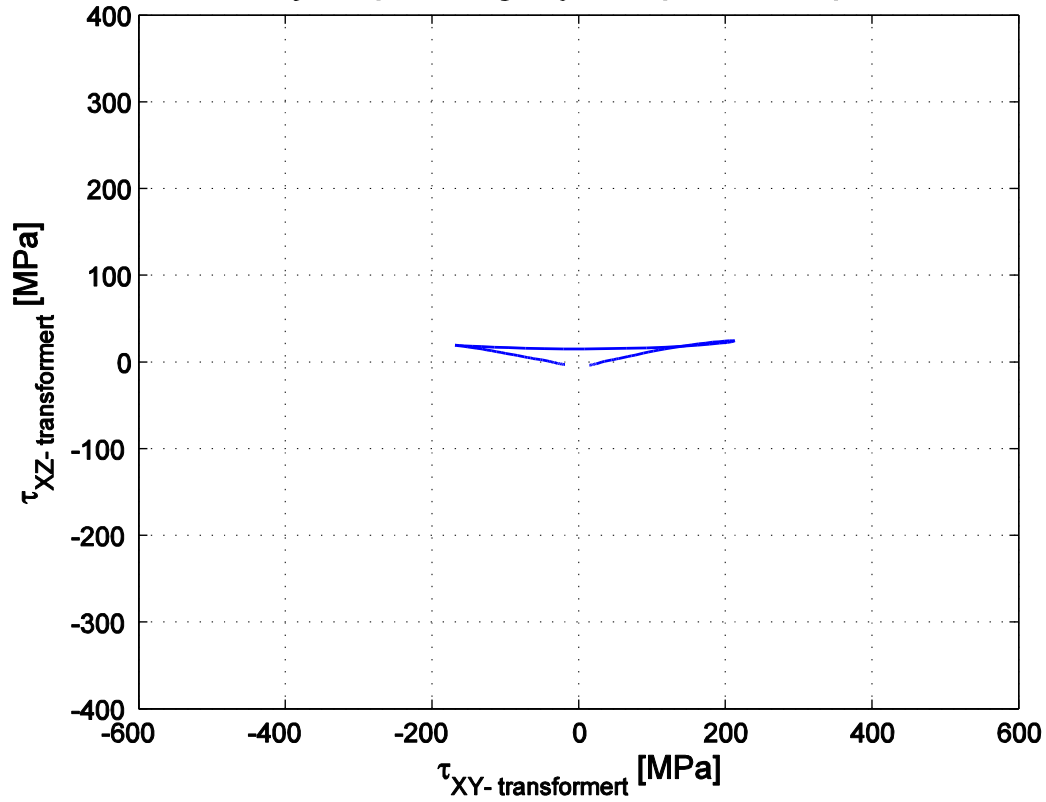
Skjærspenningssyklusar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	186,9
$\tau_{xz,a}$ [MPa]	40,6
$\tau_{yz,a}$ [MPa]	56,7



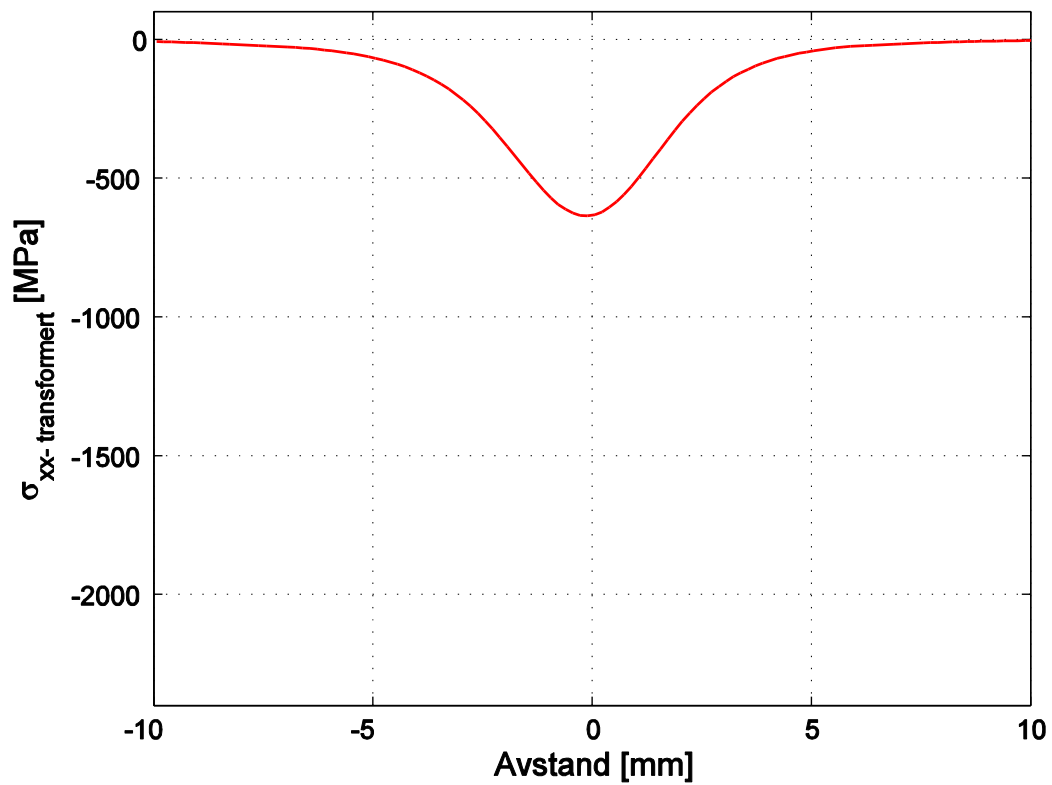
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

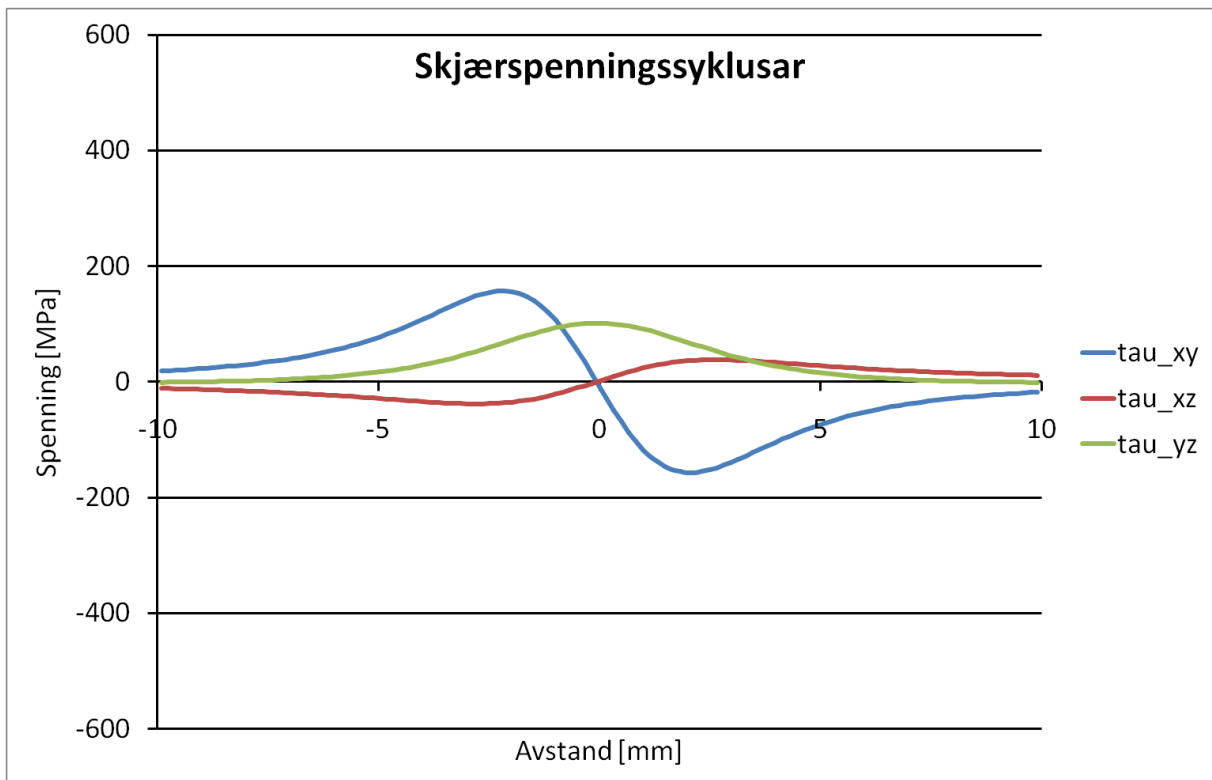
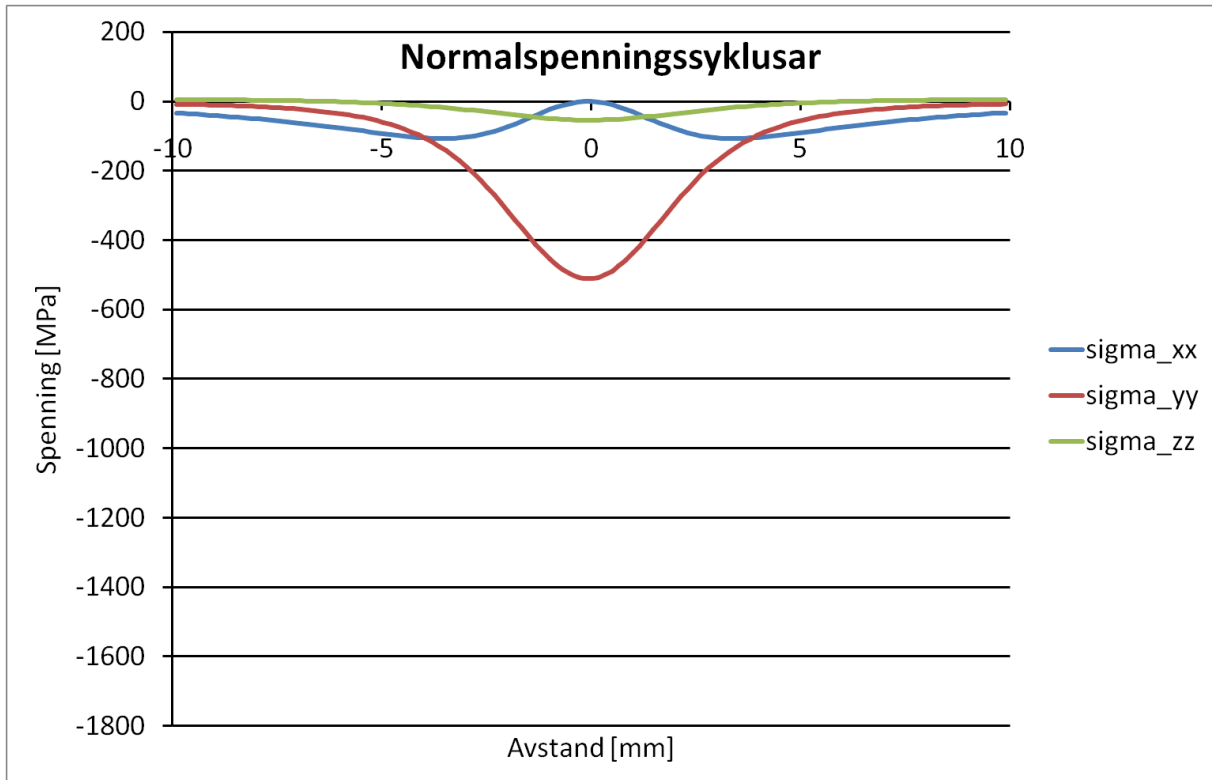


## Normalspenningssyklus på kritisk plan



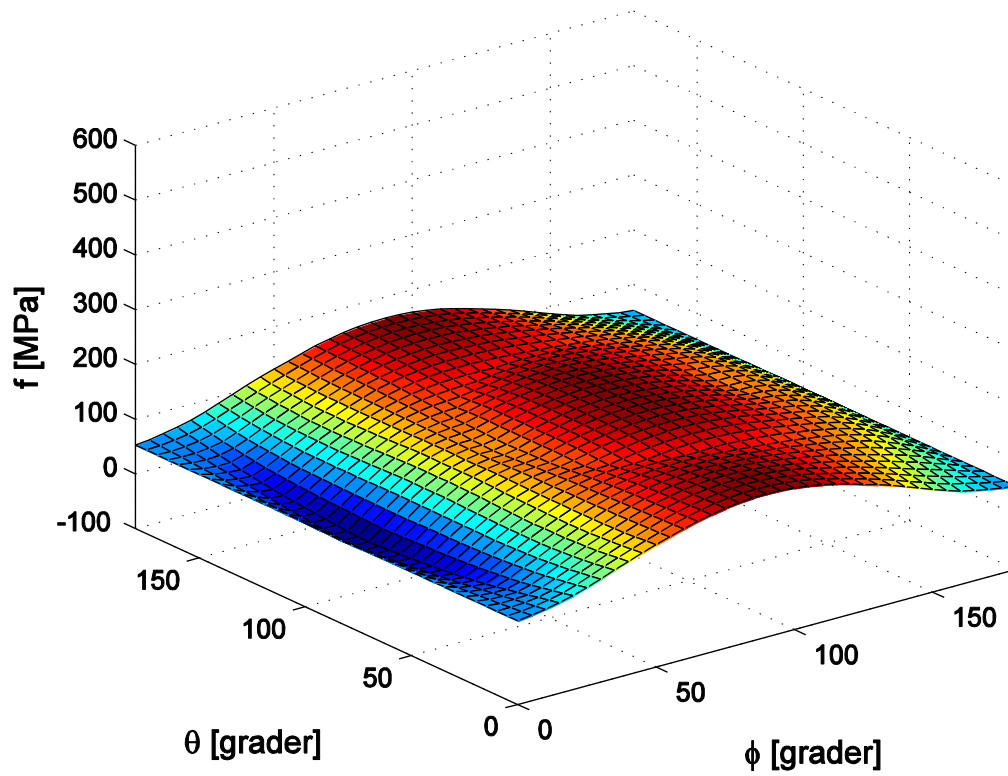
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	190,7
$\tau_m$ [MPa]	29,6
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-2
$\theta$ [°]	95
$\varphi$ [°]	100
$f$ [MPa]	190.3

### 15.2.12 Endepunkt 3,5 mm under overflata

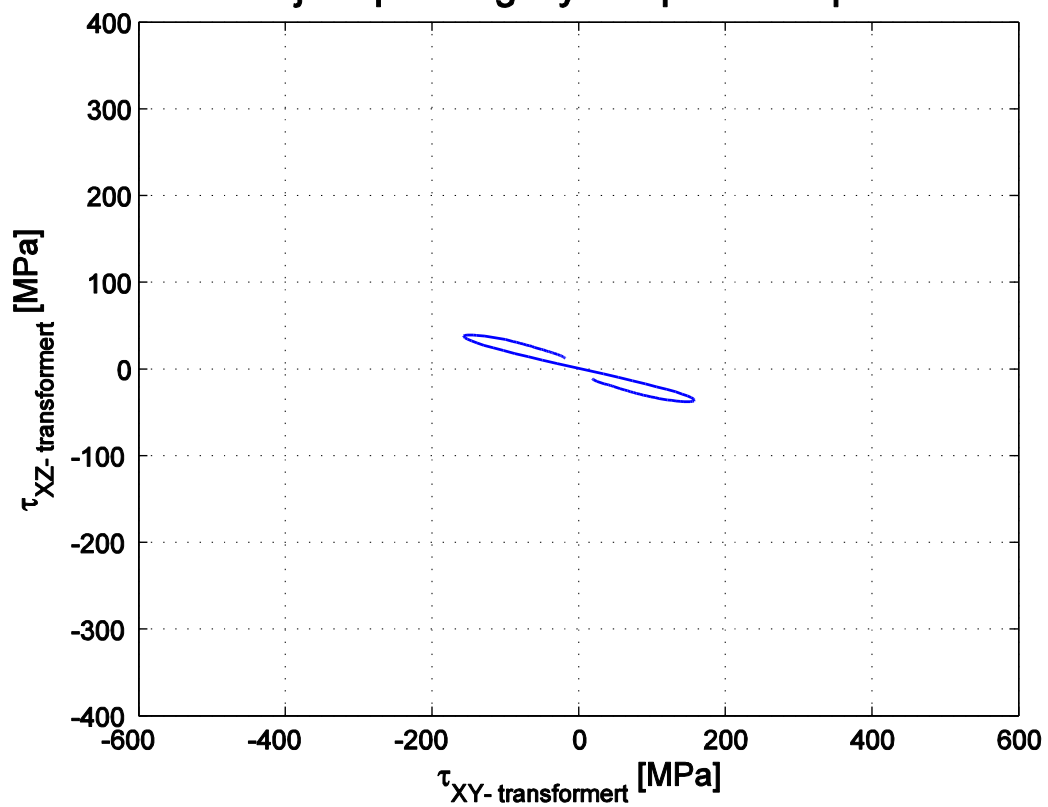


Skjærspenningssamplitudar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	157,1
$\tau_{xz,a}$ [MPa]	38,1
$\tau_{yz,a}$ [MPa]	51,3

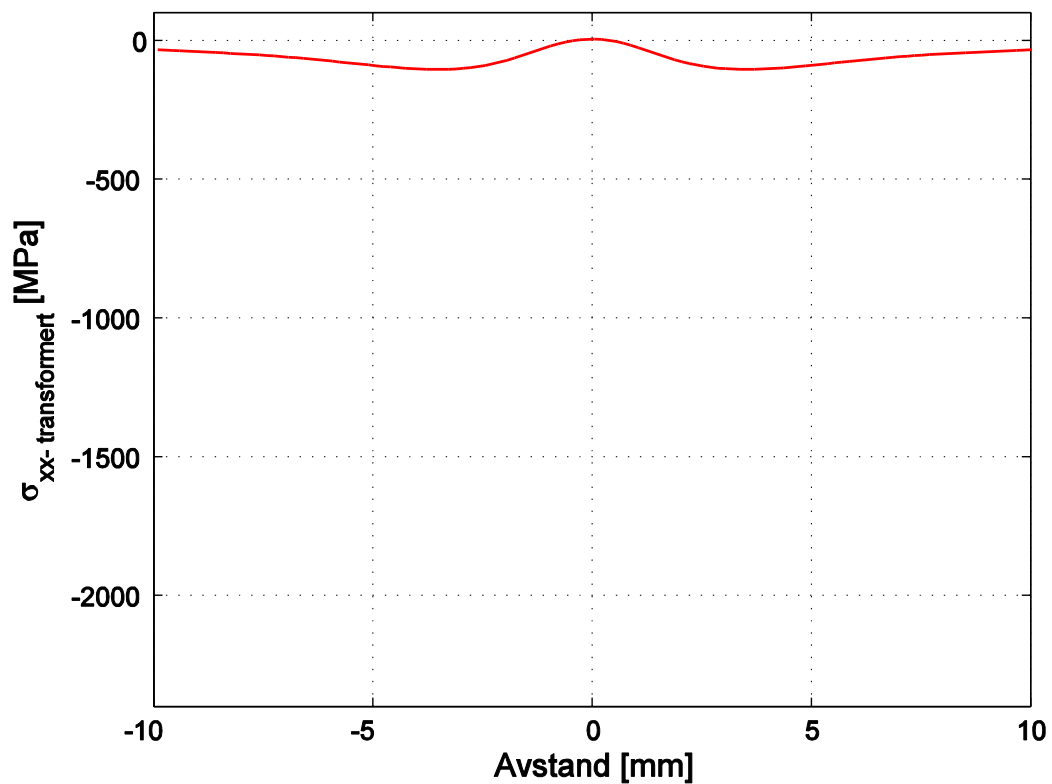
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan

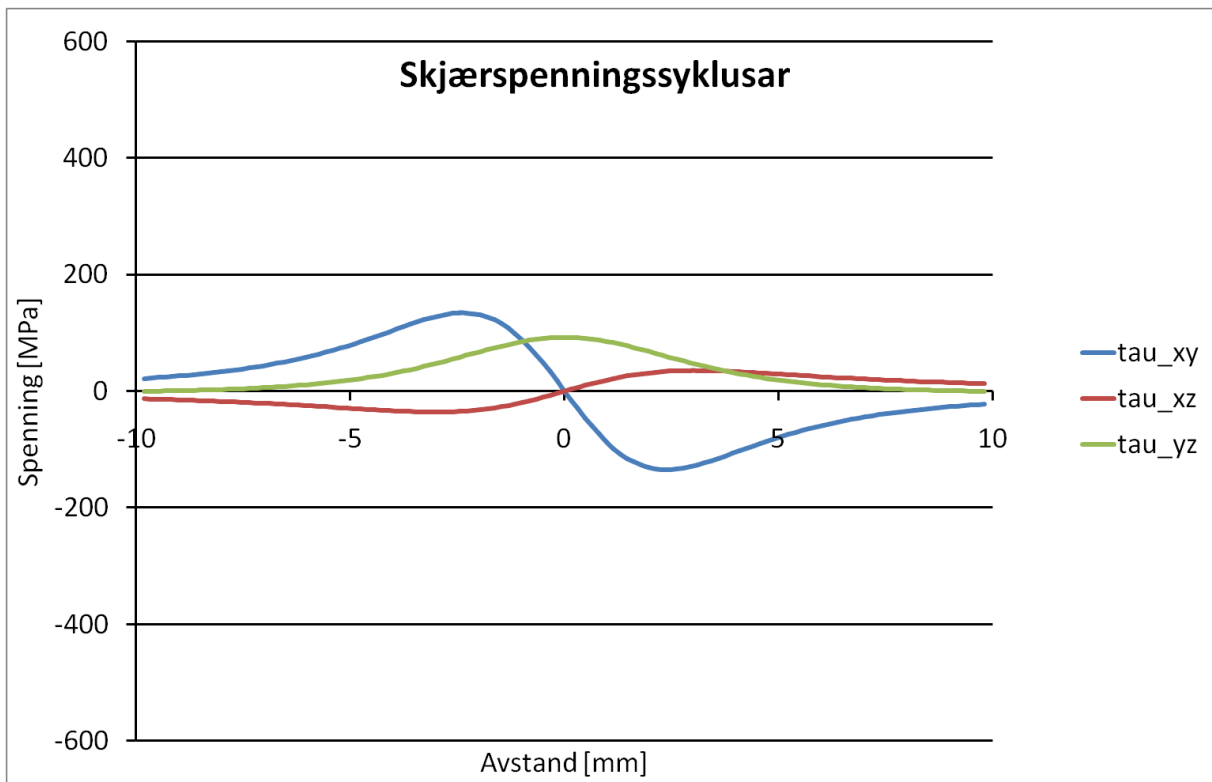
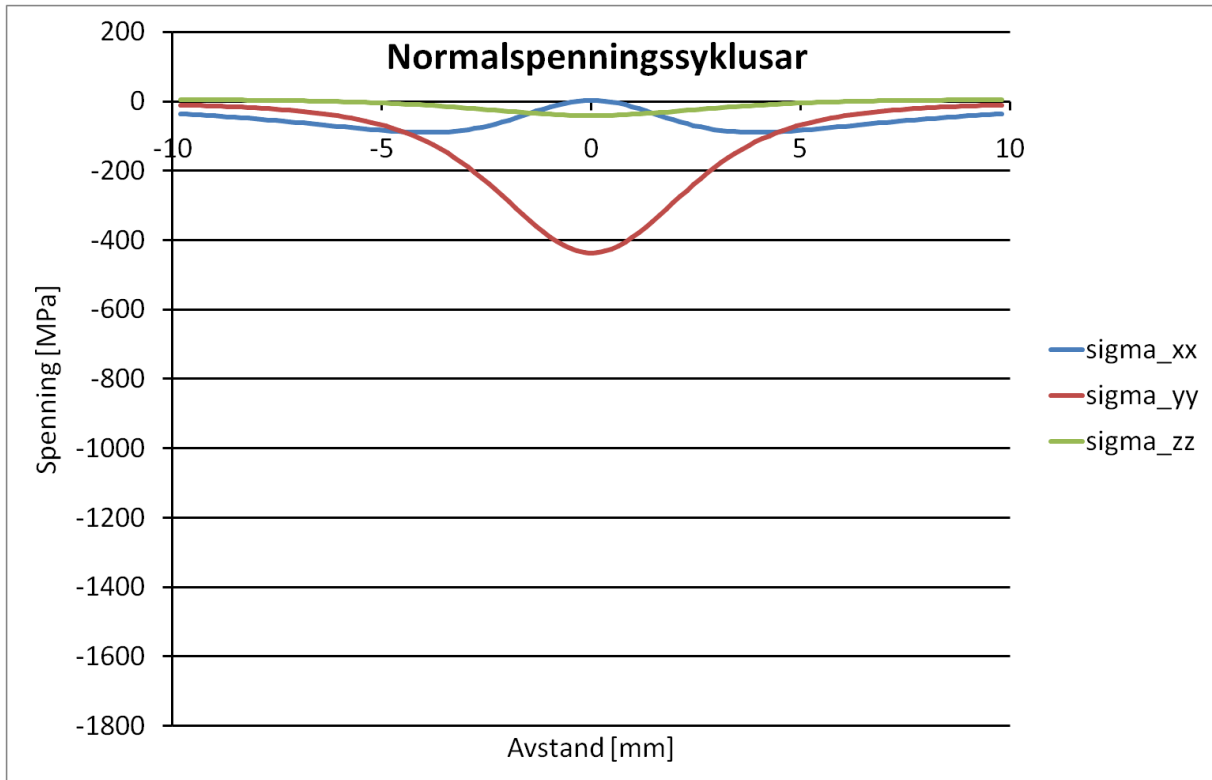


### Normalspenningssyklus på kritisk plan



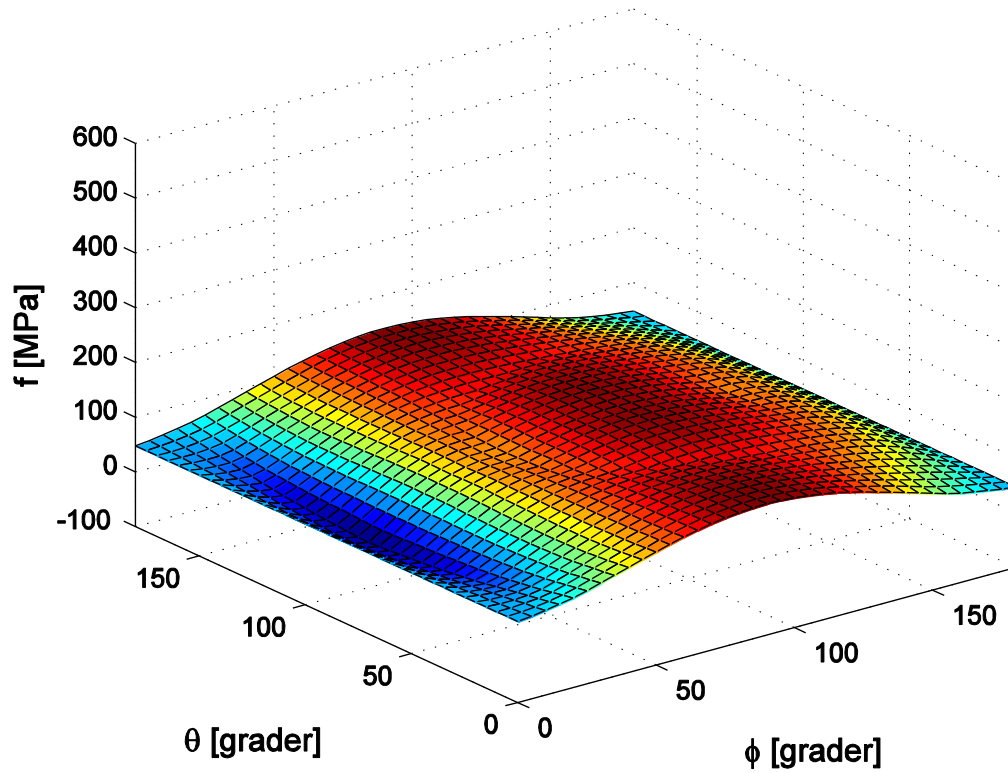
Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	161,3
$\tau_m$ [MPa]	0,2
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	-0,4
$\theta$ [°]	0
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	161,2

### 15.2.13 Endepunkt 4 mm under overflata

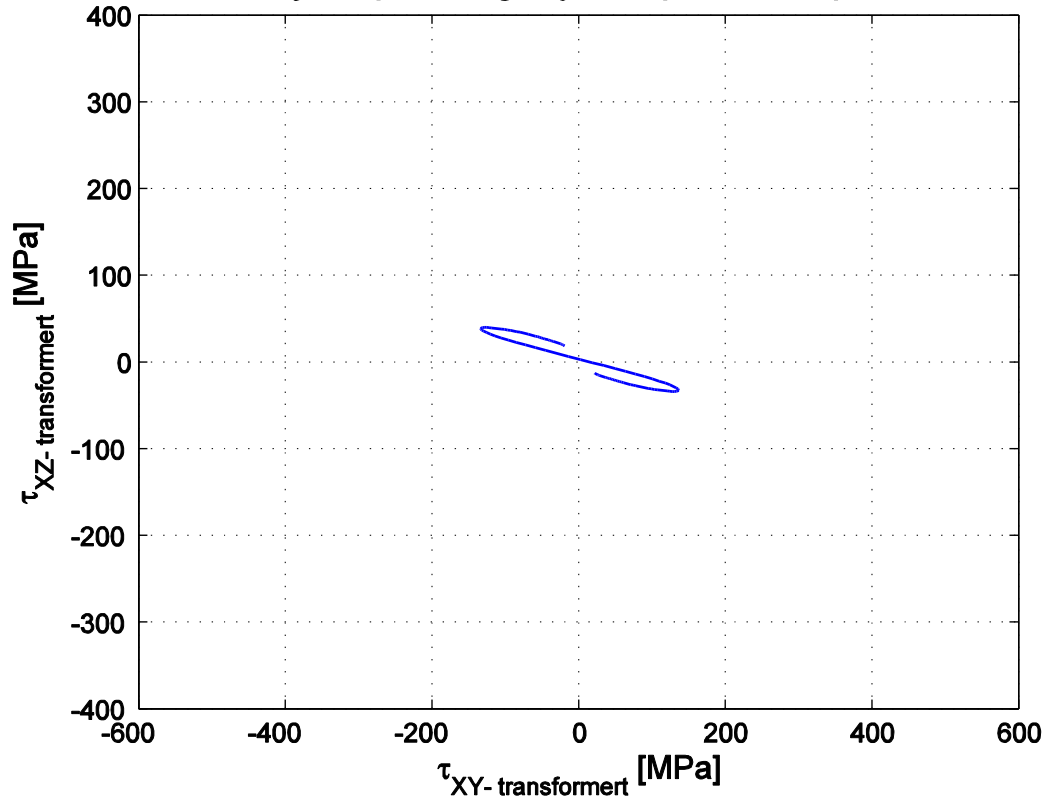


Skjærspenningssyklusar	
$\tau_{xy,a}$ [MPa]	134,5
$\tau_{xz,a}$ [MPa]	35,6
$\tau_{yz,a}$ [MPa]	46,3

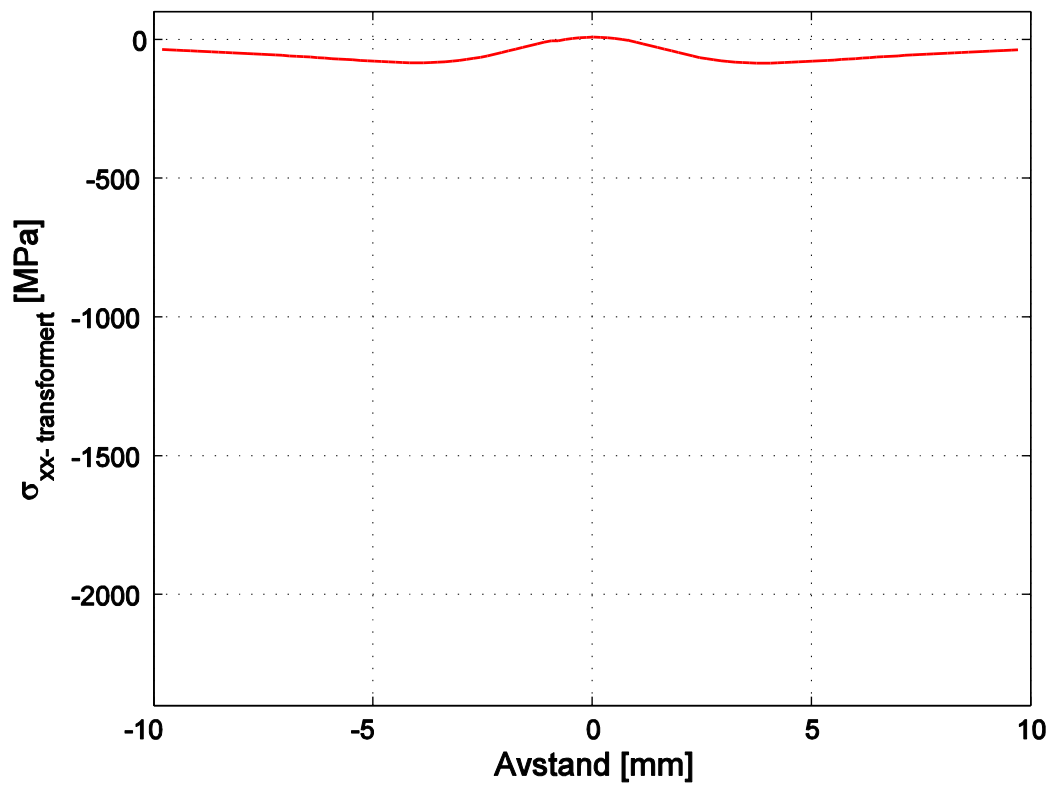
## Findley skadeparameter i dei evaluerte plana



## Skjærspenningssyklus på kritisk plan



### Normalspenningssyklus på kritisk plan



Parameter på det kritiske plan	
$\tau_a$ [MPa]	138,9
$\tau_m$ [MPa]	0
$\sigma_{n,maks}$ [MPa]	3,3
$\theta$ [°]	0
$\varphi$ [°]	90
$f$ [MPa]	139,5



### 15.3 Estimering av utmattingsgrense

Hardhetsmålingar			
RAD 1		RAD 2	
Avstand frå overflate [mm]	Hardhet [HV 1]	Avstand frå overflate [mm]	Hardhet [HV 1]
0,95	670	0,85	680
1,15	650	1,05	650
1,35	640	1,25	640
1,55	613	1,45	622
1,75	604	1,65	595
1,95	578	1,85	578
2,15	578	2,05	570
2,35	555	2,25	562
2,55	547	2,45	555
2,75	532	2,65	532
2,95	504	2,85	518
3,15	485	3,05	504
3,35	485	3,25	479
3,55	461	3,45	467
3,75	455	3,65	461
3,95	444	3,85	455
4,2	449		
4,45	444		
4,7	455		
5,7	444		
6,7	428		
8,7	413		

Avstand frå overflata [mm]	Defektstørrelse 130 $\mu\text{m}$	Defektstørrelse 35 $\mu\text{m}$			
	utmattingsgrense [MPa] torsjon	Utmattingsgrense [MPa] strekk R=-1	Utmattingsgrense [MPa] strekk R=0	kritisk f [Mpa]	k
0	433	672	549	415,1	0,213
0,25	433	672	549	415,1	0,213
0,5	433	672	549	415,1	0,213
0,75	433	672	549	415,1	0,213
1	433	672	549	415,1	0,213
1,25	421	654	535	403,5	0,213
1,5	409	635	520	391,0	0,209
1,75	398	618	507	379,1	0,206
2	387	601	493	368,0	0,205
2,25	376	584	481	357,4	0,203
2,5	366	568	468	347,2	0,202
2,75	356	553	456	337,4	0,200
3	346	538	444	327,9	0,199
3,25	337	524	433	318,8	0,198
3,5	329	510	422	310,1	0,197
3,75	320	497	412	301,8	0,195
4	312	485	402	293,9	0,194
4,25	289	449	373	271,2	0,191
4,5	289	449	373	271,2	0,191

