UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE MADRID

ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS INDUSTRIALES

**DESARROLLO E INTEGRACIÓN COMPUTACIONAL DE MODELOS
OPTIMIZADOS DE COMPORTAMIENTO DE MATERIALES
SOMETIDOS A ELEVADAS VELOCIDADES DE DEFORMACIÓN EN
PROCESOS DE LSP**

Ignacio Angulo Ramonell

Ingeniero Superior Industrial por la Universidad Politécnica de Madrid

TESIS DOCTORAL

Para la obtención del Grado de Doctor

Director:

José Luis Ocaña Moreno

Doctor Ingeniero Industrial por la E.T.S.I.I.
Universidad Politécnica de Madrid

Codirector:

Ángel García Beltrán

Doctor Ingeniero Industrial por la E.T.S.I.I.
Universidad Politécnica de Madrid

2020

Agradecimientos.

En primer lugar, quiero agradecer a mis padres, a mi hermano y a mi novia todo el apoyo que me han dado durante la realización de la tesis.

Agradecer también la ayuda constante de José Luis Ocaña, director de la presente tesis y Ángel García-Beltrán, codirector de esta. Ambos han sido referentes en lo que se refiere a mi proyección como ingeniero, investigador y docente.

Hago extensivo el agradecimiento al resto de compañeros de la UPM por su ayuda, en especial a Francisco Cordovilla, que ha colaborado activamente en el desarrollo de la tesis.

Deseo también hacer patente mi agradecimiento al personal, las empresas e instituciones que forman parte de los proyectos en los que se ha desarrollado el marco de la presente tesis: AIRBUS, US AFRL (Air Force Research Laboratory), la Universidad de Coventry y el CSIC (Consejo Superior de Investigaciones Científicas). A la Dra. K. Langer (US AFRL), al profesor M. Fitzpatrick (Univ. Coventry), al Dr. N. Smyth (Univ. Coventry), a los Doctores J.L. González-Carrasco y M. Lieblich (CENIM-CSIC) y a la Doctora U. Heckenberger (AIRBUS).

Ignacio Angulo Ramonell

Junio 2020

Índice general

Planteamiento y resumen de la tesis.....	7
Lista de símbolos.....	11
1. Introducción.....	19
1.1. El tratamiento LSP como mejora de la vida a fatiga de materiales metálicos.	19
1.2. Orígenes del proceso LSP y evolución histórica.	20
1.3. Aplicaciones industriales de la tecnología LSP.	21
1.4. Ventajas competitivas y limitaciones presentadas por LSP en relación con procesos competitivos semejantes.	22
2. Modelos físicos para la caracterización predictiva en procesos LSP.....	24
2.1. Modelos de caracterización del plasma generado debido a la interacción láser-materia..	24
2.1.1. Estudio de la interacción laser-materia. Modelos de expansión del plasma.....	30
2.1.1.1. Modelo unidimensional de expansión del plasma.....	31
2.1.1.2. Modelo unidimensional de dinámica del plasma.....	34
2.1.1.3. Modelo de Wu y Shin.	37
2.1.2. Saturación de la presión máxima por ruptura dieléctrica del medio confinante.	47
2.2. Modelado de la plasticidad en materiales metálicos.....	51
2.2.1. Descripción de los criterios de plastificación del material.....	54
2.2.1.1. Criterio de plasticidad de von Mises.	55
2.2.1.2. Criterio de plasticidad de Hill.	56
2.2.2. Ecuación de estado de Mie-Grüneisen.	57
2.2.3. Descripción de los modelos de endurecimiento de material.	61
2.2.3.1. Modelos de endurecimiento isotrópicos.	61
2.2.3.1.1. Modelo de Johnson-Cook.	65
2.2.3.1.2. Modelo de Zerilli-Armstrong.....	67
2.2.3.2. Modelos de endurecimiento cinemáticos.....	67
2.3. Modelos de rotura del material.	69
2.3.1. Modelos basados puramente en la triaxialidad, η	72
2.3.1.1. Modelo de Rice-Tracey.....	73
2.3.1.2. Modelo de fallo de Johnson-Cook.....	74
2.3.2. Modelos basados en la triaxialidad, η , junto al tercer invariante tensorial, J_3	74
2.3.2.1. Modelo de Xue–Wierzbicki.	75
2.3.2.2. Modelo de Oh.....	75

2.4. Estado del arte en la caracterización predictiva de materiales sujetos a LSP.....	76
2.4.1. Simulación del plasma generado en la interacción láser-materia.	76
2.4.2. Simulación de la ruptura dieléctrica del medio confinante.	77
2.4.3. Simulación de la propagación de la onda a través del código HARSHOCK.....	79

3. Desarrollo de modelos avanzados y estrategias de modelización para la caracterización

predictiva de tensiones y deformaciones en procesos LSP.83

3.1. Introducción.	83
3.2. Caracterización completa de la propagación de onda a través del material y los ciclos de tensiones correspondientes para diferentes modelos de endurecimiento.....	85
3.2.1. Deformaciones cíclicas obtenidas según diferentes modelos de endurecimiento en materiales isótropos sujetos a LSP.....	95
3.2.1.1. Cálculo de los diagramas de deformaciones.....	97
3.2.1.2. Cálculo de los diagramas de tensiones.....	103
3.2.2. Ciclos de tensiones en materiales anisótropos sujetos a LSP.	106
3.2.3. Estudio del impacto de las ecuaciones de estado (EOS) en la propagación de la onda de choque a través del material.....	108
3.3. Evaluación teórica de la triaxialidad, η , y el parámetro de Lode, θ , en materiales sometidos a altas presiones hidrostáticas compresivas en dominios infinitos.....	111
3.4. Desarrollo de un modelo de endurecimiento combinado para la predicción de las tensiones residuales finales.....	114
3.4.1. Tratamiento de los datos experimentales de endurecimiento cíclico.....	117
3.4.2.1. Presentación de los datos experimentales disponibles para la calibración de los modelos isotrópico puro y combinado.	118
3.4.2.2. Calibración del modelo isotrópico en las aleaciones Al 2624 T351 y T39 en base a sus curvas de tensión-deformación monotónicas.	119
3.4.2.3. Calibración del modelo combinado en las aleaciones Al 2624 T351 y T39 en base a su comportamiento cíclico.....	121
3.4.2. Cálculo realista de propagación de ondas a través del material mediante el uso del método de los elementos finitos. Comparación con las predicciones teóricas.....	125
3.5. Desarrollo de un modelo de endurecimiento anisotrópico para aleaciones tratadas con LSP.	129
3.5.1. Estudio de las curvas de tensión-deformación de la aleación Mg AZ31B.....	129
3.5.2. Definición y ajuste del modelo propuesto mediante el programa de cálculo Abaqus.	131
3.6. Recalibración de la distribución espacial de los pulsos de presión.....	135
3.6.1. Obtención de los perfiles de deformación experimentales.....	135
3.6.2. Obtención de las distribuciones espaciales y temporales de la presión.....	137
3.6.3. Conversión de 1.8 J/pulso a 2.4 J/pulso.....	142

3.6.4. Obtención de las distribuciones espaciales y temporales de la presión en Mg AZ31B.	144
4. Resultados.....	146
4.1. Introducción.	146
4.2. Resultados obtenidos tras la aplicación de pulsos concéntricos y tratamientos realistas en Al 2624 T39.	147
4.2.1. Resultados obtenidos tras la aplicación de pulsos concéntricos en dos aleaciones distintas de aluminio: Al 2624 T351 y Al 2624 T39.	147
4.2.2. Predicciones numéricas obtenidas en tratamientos extensos sobre Al 2624 T39 y comparación con los resultados experimentales.....	149
4.3. Resultados obtenidos para la aleación de magnesio Mg AZ31B tras el tratamiento mediante LSP en 8 configuraciones diferentes.	152
4.3.1. Introducción.	152
4.3.2. Caracterización experimental de las rugosidades de la aleación Mg AZ31B sometida a 8 diferentes tratamientos mediante LSP.....	153
4.3.3. Caracterización experimental de las tensiones residuales de la aleación Mg AZ31B sometida a 8 diferentes tratamientos mediante LSP.....	158
4.3.4. Comparación teórico-experimental de las tensiones residuales y validación del modelo anisotrópico implementado para la aleación Mg AZ31B.....	161
4.4. Predicciones numéricas obtenidas en tratamientos extensos a doble cara en probetas con entalla y geometrías cilíndricas. Comparación con los resultados experimentales.....	165
4.4.1. Descripción de las características de las piezas a tratar y las diferentes secuencias de tratamiento programadas.	167
4.4.2. Secuencias extensas realizadas sobre las probetas de Al 2024 T351.	168
4.4.3. Secuencias extensas realizadas sobre las probetas de Al 5028.	172
4.4.3.1. Secuencias extensas simuladas sobre las probetas de Al 5028.	173
4.4.3.2. Secuencias extensas realizadas experimentalmente sobre las probetas de Al 5028.....	177
5. Conclusiones y líneas de futuro desarrollo.	181
5.1. Conclusiones.....	181
5.2. Líneas de futuro desarrollo.	183
A. Utilización de factores de amortiguamiento para simular un equilibrado de tensiones con carácter convergente mediante el algoritmo explícito en Abaqus.	197
A.1. Introducción.	197
A.2. Ecuaciones constitutivas y metodología de cálculo.	198
A.3. Implementación en Abaqus del amortiguamiento en algoritmo explícito.	203
B. Descripción detallada de las subrutinas implementadas y metodología empleada en su construcción.	206

B.1. Metodología para la definición de variables a partir de los resultados obtenidos por Abaqus.....	206
B.1.1. Subrutina de obtención de la velocidad de deformación en impactos sobre geometrías planas.	208
B.1.2. Subrutina de obtención de la velocidad de deformación en impactos sobre geometrías curvas.	212
B.1.3. Subrutina de obtención de múltiples variables para el estudio del límite de densidad de tratamiento admisible sin llegar al fallo del material.	214
B.2. Subrutinas para simular tratamientos sobre geometrías planas.	224
B.3. Subrutinas para simular tratamientos extensos sobre superficies curvas.....	235
B.3.1. Tratamiento sobre superficie interior cilíndrica realizando una secuencia rectangular en el espacio z, φ , garantizando la perpendicularidad entre el haz y la superficie.....	235
B.4. Subrutinas de test de secuencias para simulaciones de alto coste computacional.....	239
C. Metodología seguida para implementar el modelo de endurecimiento anisótropo de la aleación de magnesio Mg AZ31B en Abaqus.....	243
D. Resumen de las técnicas experimentales para la medición de las tensiones residuales.	
.....	250
D.1. Introducción.	250
D.2. El método del agujero ciego.....	250
D.3. El método del contorno.....	253
E. Descripción de las instalaciones experimentales utilizadas en el desarrollo de la tesis.	256
E.1. Dispositivo láser utilizado en las instalaciones del CLUPM para realizar tratamientos LSP.	256
E.2. Posicionamiento de las probetas a tratar.	261
E.3. Sistema óptico de guiado del pulso láser.	261
E.4. Medio confinante.	263
E.5. Equipo de medida de tensiones residuales, Restan MTS3000.....	263

Planteamiento y resumen de la tesis

La constante evolución de los materiales como respuesta a las necesidades demandadas por la industria, exige tanto el avance como la implementación de nuevos procesos que permitan aumentar tanto la resistencia mecánica de materiales metálicos, como su vida útil ante la gran variedad de sollicitaciones a las que se enfrentan.

En los años 50 del siglo XX, se pudo comprobar el fallo en los ejes de las ruedas de los trenes durante su servicio, a pesar de no experimentar deformación plástica en ningún caso. Las cargas de flexión rotativa implicadas generan estados tensionales elásticos en los que se alternan tracción y compresión de manera consecutiva, causando el fallo del material tras un número elevado de ciclos sin que este haya experimentado deformación plástica. Se documentó entonces por primera vez el fenómeno conocido como rotura a fatiga, quedando patente que la presencia de cargas cíclicas elásticas, promueven la formación de grietas superficiales y su posterior propagación hacia el núcleo del material, desembocando en el fallo catastrófico de piezas de gran responsabilidad.

Desde entonces hasta el día de hoy, se han desarrollado numerosas líneas de investigación intensiva orientadas tanto a predecir la vida a fatiga en gran variedad de situaciones, como a aumentar la vida útil en piezas de gran responsabilidad a través de procesos térmicos (temple, revenido), termoquímicos (cementación, nitruración) y mecánicos (laminación, Shot Peening, Laser Shock Processing). La deformación plástica de los materiales metálicos mediante ondas de choque generadas por láser (LSP), ha demostrado ser un proceso efectivo en lo que se refiere al aumento de la vida a fatiga en materiales metálicos.

En LSP, se irradia la superficie metálica del material a tratar mediante un haz láser pulsado de gran intensidad (alrededor de 1 GW/cm^2), formándose un plasma (gas ionizado) a gran presión. Su expansión, limitada gracias al confinamiento que proporciona un medio transparente a la radiación, genera dos ondas de choque, una que se propaga a través del medio confinante y otra de igual magnitud, que se propaga a través del material irradiado, generando tensiones residuales de compresión que limitan tanto la formación de grietas en la superficie, como su propagación a través del material, aumentando en consecuencia su vida a fatiga.

Este proceso se ha aplicado con éxito en el sector aeronáutico en el tratamiento de elementos de gran valor añadido, como las turbinas de los aviones, quedando protegidas ante el impacto con pequeñas partículas durante su servicio (Foreign Object Damage). Se ha implantado también en la industria nuclear en el tratamiento de las vasijas de los reactores nucleares, mejorando su resistencia a corrosión.

Su competidor más inmediato es el proceso conocido como Shot Peening (SP), en el que pequeñas esferas cerámicas o de carburo de Wolframio se hacen impactar a gran velocidad contra la superficie del material, generándose una onda de choque que se propaga a través del material, deformándolo plásticamente. Debido a su bajo coste de implantación con relación al LSP, ha tenido también buena acogida en el sector aeronáutico. Sin embargo, muchos estudios demuestran que el LSP proporciona resultados más homogéneos, debido a que se controla la energía depositada en todo momento; un mejor acabado superficial, que resulta favorable de cara a limitar tanto la generación de la grieta en la superficie, como su propagación a través del material y una mayor profundidad afectada por el tratamiento, lo que dificulta más la propagación de la grieta.

Si bien es cierto que a lo largo de la historia se ha dedicado un gran esfuerzo a la experimentación en busca de los parámetros más adecuados, es preciso desarrollar paralelamente herramientas que permitan la caracterización predictiva de las tensiones residuales obtenidas. Esto permite, además de optimizar el proceso, profundizar en el conocimiento de los fenómenos físicos complejos relacionados con la propagación de ondas.

El avance exponencial de las capacidades de computación permite actualmente simular tratamientos completos que hasta hace poco eran inabordables computacionalmente. En la presente tesis, se hace uso de dichas capacidades de computación para proporcionar mejoras sustanciales en lo que se refiere a los modelos de material utilizados en LSP. Un estudio en profundidad de la teoría de la propagación de ondas, junto con la ayuda posterior de las simulaciones, permite identificar elementos clave a modelar en LSP que habitualmente pasan desapercibidos.

Más específicamente, hará especial énfasis en la consideración explícita de la plasticidad cíclica en los modelos de material cuando se aplican múltiples pulsos en la misma zona (tratamientos extensos). Además, se modelará la anisotropía en las curvas de tensión-deformación en aleaciones altamente anisótropas. El orden de los temas presentados sigue una línea creciente en complejidad, garantizando así una auto consistencia en todos los desarrollos presentados. Se describen sucintamente a continuación:

- i) El capítulo 1 contiene una introducción al LSP, en el que se describen brevemente los orígenes del proceso, sus ámbitos de aplicación industrial, las principales líneas de investigación seguidas y los procesos mecánicos semejantes con los que compite, destacando el Shot Peening (SP).
- ii) En el capítulo 2 se resumen los principales desarrollos documentados por otros autores, donde se establecerá un punto de partida inicial que justifique los desarrollos presentes en los siguientes capítulos. En LSP se estudian de manera paralela dos etapas bien

diferenciadas, pero a su vez, complementarias: La primera es el estudio de la formación y expansión del plasma, que permite convertir una distribución de energía depositada sobre la superficie en una distribución espacio-temporal de presiones. La segunda es el estudio de la propagación de la onda de choque a través del material, en donde tendrá especial relevancia los modelos de material implicados.

- iii) En el capítulo 3 se describen los desarrollos propios implementados en la línea de avanzar en la caracterización predictiva de las tensiones residuales de compresión generadas tras el tratamiento. Se comienza detallando la teoría de propagación de ondas y los ciclos de tensiones experimentados por el material impactado, justificándose la necesidad de incorporar algunos elementos en los modelos de material: La consideración explícita de la plasticidad cíclica en los modelos de material sobre materiales sometidos a tratamientos intensos y la incorporación de la anisotropía en las curvas de tensión-deformación en materiales altamente anisótropos. Se presentará una metodología detallada para la completa implementación de cada modelo, particularizada para algunas aleaciones de aluminio (Al 2624 T351 y Al 2624 T39) y de magnesio (Mg AZ31B).
- iv) En el capítulo 4 se presentan los resultados obtenidos en diferentes condiciones de tratamiento, tanto las predicciones numéricas como los resultados experimentales. Se confirma que los nuevos modelos implementados proporcionan un mejor ajuste teórico-experimental. Se comienza con tratamientos sencillos sobre geometrías sencillas, que permiten validar los modelos, y se termina con casos más complejos, como tratamientos sobre especímenes con entalla, diseñados para posteriores ensayos a fatiga.
- v) En el capítulo 5 se detallan las principales conclusiones y las líneas de futuro desarrollo. Si bien en la presente tesis se logran avances significativos en la caracterización predictiva de las tensiones residuales, se hace preciso orientar una nueva línea de estudio en relación con el efecto del tratamiento LSP en las cercanías de los límites exteriores de las piezas. La línea fundamental de estudio para futuros desarrollos será la predicción de la vida a fatiga en especímenes diseñados para tal fin, a partir de las tensiones residuales de compresión generadas en el material.

Los anexos incluidos como parte accesoria contienen información importante que se ha utilizado en el desarrollo de la Tesis y que se desea incluir para hacer el volumen auto consistente:

- i) En el anexo A se presenta una metodología para el equilibrado de tensiones cuando las piezas presentan notables flexiones en el régimen elástico. Concretamente, se introduce un factor de amortiguamiento artificial (damping), que garantiza una convergencia

asintótica al estado final de tensiones. Se trata de una metodología complementaria al algoritmo implícito empleada para el mismo fin.

- ii) En el anexo B se detalla el código empleado en las subrutinas, tanto las secuencias de tratamiento implementadas como la definición de los modelos de material utilizados.
- iii) El anexo C contiene una descripción detallada sobre la implementación en Abaqus del modelo de endurecimiento anisotrópico.
- iv) El anexo D contiene un resumen de las principales técnicas para la medición de las tensiones residuales en los materiales [Porro10] y [Gil12].
- v) El anexo E contiene una descripción de las instalaciones experimentales del CLUPM en el que se han desarrollado los procesos LSP utilizados en la validación del modelo desarrollado [Porro10].

Lista de símbolos

i, j, k	Vectores en la base cartesiana	(-)
x, y, z	Coordenadas en la base cartesiana	(m)
a_0	Radio de Bohr	(m)
a_Φ	Coeficiente de la función cuasi-gaussiana	(-)
A	Número atómico.....	(-)
A_0	1ª Constante de calibración para FCC en modelo de Zerilli-Armstrong	(Pa)
b	Coeficiente de ritmo de saturación isotrópica en modelo de Voce	(-)
b_D	Ritmo de saturación en primera función de Voce (RD y TD)	(-)
b_{De}	Ritmo de saturación estático en segunda función de Voce (RD)	(-)
b_0	Coeficiente de ritmo de saturación en modelo de Voce	(-)
b_{RDd}	Ritmo de saturación dinámico en segunda función de Voce (RD)	(-)
b_{TDd}	Ritmo de saturación dinámico en segunda función de Voce (TD)	(-)
B	Componente acimutal del vector inducción magnética.....	(T)
B_0	1ª Constante de calibración para BCC en modelo de Zerilli-Armstrong	(Pa)
B_1	Constante de calibración para HC en modelo de Zerilli-Armstrong.....	(Pa)
B_h	Coeficiente de endurecimiento genérico en modelos de endurecimiento.....	(Pa)
B_{jc}	Constante de Johnson-Cook	(Pa)
c	Velocidad de la luz en el vacío	(m s ⁻¹)
c_e	Velocidad de propagación de onda elástica	(m s ⁻¹)
c_0	Velocidad de propagación del sonido en el material	(m s ⁻¹)
c_1	Constante asociada al primer modo de vibración	(-)
c_p	Velocidad de propagación de la onda plástica	(m s ⁻¹)
C	Calor específico del material por unidad de volumen.....	(J m ⁻³ K ⁻¹)
C_0	2ª Constante de calibración para modelos de Zerilli-Armstrong.....	(Pa)
C_f	Constantes de fallo	(-)
C_i	Parámetro de endurecimiento cinemático en ley de Chaboche.....	(Pa)
C_{jc}	Constante de Johnson-Cook	(-)
$C_{p,i}$	Calor específico a presión constante del medio i	(J kg ⁻¹ K ⁻¹)
$C_{v,e}(C_{v,i})$	Calor específico electrónico (iónico)	(J kg ⁻¹ K ⁻¹)
d	Distancia de solapamiento	(m)
d_0	Distancia inter planar del material base.....	(m)
$d_e(p)$	Deformación experimental en función de la posición.....	(m)
d_l	Distancia inter planar.....	(m)
$d_{sim}(r)$	Deformación simulada en función de la posición.....	(m)
D_c	Parámetro de fallo	(-)
D_i	Constantes de fallo para diversos modelos.....	(-)

E	Módulo de Young	(Pa)
E_0	Energía interna por unidad de volumen en el estado de referencia.....	(J m ⁻³)
E_H	Energía por unidad de volumen al aplicar la presión de Hugoniot	(J m ⁻³)
E_{ion}	Energía de ionización de la molécula de agua.....	(J)
E_j	Traslación en la función de Chaboche en el ciclo j	(-)
E_L	Energía del pulso láser	(J)
E_m	Energía interna del sistema por unidad de volumen.....	(J m ⁻³)
$E_{R,g}$	Densidad de energía radiativa para el grupo g	(J m ⁻³)
E_{wd}	Energía de disociación de la molécula de agua	(J)
$ELOF$	Equivalent local overlapping factor	(-)
EOD	Equivalent overlapping density	(cm ⁻²)
f	Frecuencia de la radiación láser	(s ⁻¹)
$F(\dot{\epsilon}_r)$	Factor de velocidad de deformación en modelo anisotrópico.....	(-)
$F_1(t)$	Función característica normalizada del láser	(-)
$F_2(t)$	Función característica normalizada de la presión	(-)
$F_a(\Delta\epsilon_p)$	Función de activación	(-)
F_I	Parámetro característico de la gaussiana modificada (intensidad)	(-)
G	Parámetro característico de la gaussiana modificada (presión)	(-)
h	Constante de Planck	(kg m ² s ⁻¹)
$\hbar$	Constante reducida de Planck	(kg m ² s ⁻¹)
$H_1(x)$	Presión máxima que experimenta cada profundidad	(Pa)
$I(t)$	Intensidad de la radiación del pulso láser	(W m ⁻²)
I_0	Intensidad máxima de la radiación del pulso láser.....	(W m ⁻²)
J	Momento de inercia de la sección.....	(m ⁴)
J_1	Primer invariante tensorial.....	(Pa)
J_2	Segundo invariante tensorial.....	(Pa)
J_3	Tercer invariante tensorial	(Pa)
J_c	Flujo vaporizado en la superficie del material base	(m ⁻² s ⁻¹)
J_w	Flujo vaporizado en el agua	(m ⁻² s ⁻¹)
k_B	Constante de Boltzmann	(kg m ² s ⁻² K ⁻¹)
k_e	Conductividad electrónica del plasma.....	(S m ⁻¹)
k_{ea}	Coeficiente de absorción por bremsstrahlung inverso electrón-átomo.....	(m ⁻¹)
k_{ei}	Coeficiente de absorción por bremsstrahlung inverso electrón-ión	(m ⁻¹)
k_i	Conductividad térmica del medio i	(W K ⁻¹ m ⁻¹)
k_{pi}	Coeficiente de absorción por fotoionización.....	(m ⁻¹)
$k_{pi,C}$	Coeficiente de absorción por fotoionización para el material base.....	(m ⁻¹)
$k_{pi,H}$	Coeficiente de absorción por fotoionización para el hidrógeno	(m ⁻¹)
$k_{pi,O}$	Coeficiente de absorción por fotoionización para el oxígeno	(m ⁻¹)
k_{prf}	Parte imaginaria del índice de refracción del plasma.....	(-)

k_t	Coeficiente de absorción total.....	(m ⁻¹)
k_{wi}	Constantes de calibración del modelo de Xue–Wierzbicki.....	(-)
k_{wrf}	Parte imaginaria del índice de refracción del agua	(-)
K	Módulo de compresibilidad.....	(Pa)
$K_{1,2,4}$	Constantes representativas del ciclo de tensiones	(Pa)
K_3	Constante representativa del ciclo de tensiones	(-)
K_f	Factor de concentración de tensiones	(-)
K_I	Constante de proporcionalidad en ajuste $P(I)$	(Pa)
K_z	5ª Constante de calibración para BCC y FCC en modelo de Zerilli-Armstrong	(Pa)
l	Longitud de la viga.....	(m)
$\ln\Lambda$	Logaritmo de Coulomb	(-)
$L(t)$	Espesor del plasma generado.....	(m)
L_c	Longitud crítica	(m)
L_{cc}	Longitud crítica para pulso cuadrado	(m)
L_{ct}	Longitud crítica para pulso triangular.....	(m)
$L_{ev,i}$	Calor latente de vaporización del medio.....	(J kg ⁻¹)
L_{min}	Longitud característica del mallado.....	(m)
L_p	Longitud afectada plásticamente	(m)
L_{pc}	Longitud afectada plásticamente para pulso cuadrado	(m)
L_{pt}	Longitud afectada plásticamente para pulso triangular.....	(m)
m	Constante de Johnson-Cook	(-)
m_0	Masa inicial en modelo unidimensional de expansión del plasma	(kg)
m_e	Masa del electrón	(kg)
$m_{i,a}$	Masa molecular del medio i	(kg)
m'	Masa reducida del excitón.....	(kg)
M	Masa molecular del agua.....	(kg)
M_{ave}	Masa media de las partículas	(kg)
n	Segundo coeficiente de endurecimiento en varios modelos	(-)
n_{prf}	Parte real del índice de refracción del plasma	(-)
n_w	Índice de refracción del agua	(-)
n_{wrf}	Parte real del índice de refracción del agua	(-)
N_f	Número total de grupos de frecuencia.....	(-)
p_0	Presión de vapor	(Pa)
p_{∞}	Presión de vapor en equilibrio a la temperatura de vaporización	(Pa)
$P(t)$	Evolución temporal de la presión	(Pa)
P_0	Presión máxima en el centro del spot	(Pa)
$P_e(P_i)$	Presión debida a los electrones (iones)	(Pa)
P_H	Presión de Hugoniot	(Pa)
P_{Hooke}	Presión de Hooke.....	(Pa)

P_{MAX}	Presión máxima aplicada sobre el material.....	(Pa)
$P_{M-Grün}$	Presión de Mie-Grüneisen	(Pa)
P_r	Presión de referencia.....	(Pa)
P_p	Presión debida a las partículas del plasma	(Pa)
q	Viscosidad artificial de von Neumann	(-)
q_{cdc}	Flujo de calor conducido desde el plasma al material base	(W m ⁻²)
q_{cdw}	Flujo de calor conducido desde el plasma al agua	(W m ⁻²)
q_e	Carga del electrón.....	(C)
Q	Expansión isotrópica en modelo de Voce.....	(Pa)
Q_D	Incremento de límite elástico en primera función de Voce	(Pa)
Q_{RD2}	Incremento de límite elástico estático en segunda función de Voce (RD)	(Pa)
Q_{RDd}	Incremento de límite elástico dinámico en segunda función de Voce (RD)	(Pa)
Q_{TD2}	Incremento de límite elástico estático en segunda función de Voce (TD)	(Pa)
Q_{TDd}	Incremento de límite elástico dinámico en segunda función de Voce (TD)	(Pa)
r	Posición espacial en coordenadas lagrangianas.....	(m)
r_c	Radio crítico	(m)
R	Radio característico	(m)
R_c	Reflectividad de la interfaz plasma-material base	(-)
R_{Abs}	Radiación absorbida	(W kg ⁻¹)
R_{Emis}	Radiación emitida	(W kg ⁻¹)
R_{ij}	Potenciales de Hill.....	(-)
R_v	Constante universal de los gases.....	(J mol ⁻¹ K ⁻¹)
R_{wp}	Reflectividad de la interfaz agua-plasma.....	(-)
s	Constante adimensional de relación U_p con c_e	(-)
S	Sección transversal	(m ²)
S_a	Rugosidad superficial promedio	(m)
S_e	Término fuente debido a la deposición de la energía del láser	(W kg ⁻¹)
S_{max}	Curva tensión residual máxima en profundidad	(Pa)
S_{min}	Curva tensión residual mínima en profundidad	(Pa)
t_1	Tiempo transcurrido hasta repetición del patrón de tensiones oscilatorio	(s)
t_{sim}	Tiempo de simulación para alcanzar el equilibrio	(s)
T_0	Temperatura ambiente.....	(K)
T_c	Temperatura del material base	(K)
T_{cs}	Temperatura superficial del material base.....	(K)
T_e	Temperatura electrónica	(K)
$T_e(T_i)$	Temperatura electrónica (iónica)	(K)
T_{fus}	Temperatura de fusión del material base	(K)
T_w	Temperatura del agua	(K)
T_{ws}	Temperatura superficial del agua.....	(K)

T_p	Temperatura de las partículas en el plasma..... (K)
u_c	Función de partición electrónica del material base (-)
$u_{c,ev}$	Velocidad de movimiento del material base debida a la vaporización (m/s)
$u_{c,pre}$	Velocidad de movimiento del material base debida a la presión (m/s)
u_H	Función de partición electrónica del átomo de hidrógeno (-)
u_i	Velocidad de movimiento de la interfaz i (m/s)
u_O	Función de partición electrónica del átomo de oxígeno (-)
$u_{w,ev}$	Velocidad de movimiento del agua debida a la vaporización (m/s)
$u_{w,pre}$	Velocidad de movimiento del agua debida a la presión..... (m/s)
u_+	Función de partición electrónica del ión (-)
U_p	Velocidad de partícula (m s ⁻¹)
UTS	Límite elástico de rotura del material (Pa)
V	Volumen..... (m ³)
V_0	Volumen de referencia (m ³)
Z	Impedancia acústica equivalente (kg m ⁻² s ⁻¹)
Z_i	Impedancia acústica del medio i (kg m ⁻² s ⁻¹)
Z_m	Carga media (kg m ⁻² s ⁻¹)
Z^*	Ionización media..... (-)
α	Fracción de energía interna que representa la energía térmica (-)
α_j	Desplazamiento de la frontera elasto-plástica en el ciclo j (Pa)
α_R	Coeficiente de amortiguamiento inercial (s ⁻¹)
α_{z0}	3ª Constante de calibración para FCC y HC en modelo de Zerilli-Armstrong (K ⁻¹)
α_{z1}	4ª Constante de calibración para FCC y HC en modelo de Zerilli-Armstrong (K ⁻¹)
β	Coeficiente de vaporización (-)
β_0	3ª Constante de calibración para BCC y HC en modelo de Zerilli-Armstrong..... (K ⁻¹)
β_1	4ª Constante de calibración para BCC y HC en modelo de Zerilli-Armstrong..... (K ⁻¹)
β_R	Coeficiente de amortiguamiento basado en rigidez (s)
γ	Frecuencia de colisión electrón-partícula..... (s ⁻¹)
γ_i	Coeficiente de ritmo de saturación en modelo cinemático de Chaboche (-)
Γ	Coeficiente de Grüneisen (-)
Γ_0	Coeficiente de Grüneisen de referencia (-)
Δl	Distancia del frente de la onda de choque (m)
Δt	Paso temporal..... (s)
Δt_e	Incremento de tiempo estable (s)
ΔT	Incremento de temperatura del material base (K)
$\Delta \varepsilon_i^*$	Deformación plástica equivalente parcial acumulada en nodo i (-)
$\Delta \varepsilon_p$	Deformación plástica equivalente (-)
$(\Delta \varepsilon_p)_c$	Deformación plástica equivalente crítica (-)
ε	Deformación volumétrica unitaria (-)

ε_0	Permitividad eléctrica del vacío.....	(Fm ⁻¹)
ε_{av}	Energía media del electrón.....	(J)
ε_e	Densidad de energía de los electrones en el plasma	(J m ⁻³)
ε_{eng}	Engineering strain.....	(-)
ε_{ez}	Deformación elástica en la dirección axial	(-)
ε_f	Deformación de fallo del material	(-)
ε_i	Energía interna del plasma por unidad de volumen	(J m ⁻³)
ε_p	Deformación plástica	(-)
ε_{pl}	Densidad de energía de las partículas del plasma.....	(J m ⁻³)
ε_{pz}	Deformación plástica en la dirección axial	(-)
$\varepsilon_{pz\ load}$	Deformación plástica axial durante la carga plástica	(-)
ε_{pzres}	Deformación plástica residual al final del ciclo	(-)
$\varepsilon_{pz\ unload}$	Deformación plástica axial durante la descarga plástica.....	(-)
ε_{true}	True strain.....	(-)
ε_T	Energía térmica del plasma por unidad de volumen.....	(J m ⁻³)
ε'	Parte real de la función dieléctrica del plasma.....	(-)
ε''	Parte imaginaria de la función dieléctrica del plasma.....	(-)
$\dot{\varepsilon}_0$	Constante de velocidad de deformación de referencia	(s ⁻¹)
$\dot{\varepsilon}_1$	Constante de velocidad de deformación en modelo anisotrópico	(s ⁻¹)
$\dot{\varepsilon}_{pi}$	Velocidad de deformación en la dirección i	(s ⁻¹)
$\dot{\varepsilon}_r$	Velocidad de deformación.....	(s ⁻¹)
ϵ_d	Energía de distorsión absorbida por unidad de volumen.....	(J m ⁻³)
η	Triaxialidad.....	(-)
η_i	Triaxialidad en los puntos representativos del ciclo de carga.....	(-)
$ \eta_i^* _a$	Triaxialidad promedio total acumulada en nodo i	(-)
$ \eta_i^* _b$	Triaxialidad promedio parcial en nodo i	(-)
η_{lim}	Triaxialidad límite	(-)
η_{rec}	Constante de recombinación.....	(s ⁻¹)
η^*	Triaxialidad promedio acumulada	(-)
θ	Ángulo de Lode	(-)
$\bar{\theta}$	Parámetro de Lode	(-)
$ \bar{\theta}_i^* _a$	Parámetro de Lode promedio total acumulado en nodo i	(-)
$ \bar{\theta}_i^* _b$	Parámetro de Lode promedio parcial en nodo i	(-)
$\theta_{i,C}$	Potencial de ionización de los átomos del material base.....	(J)
$\theta_{i,H}$	Potencial de ionización de los átomos del hidrógeno	(J)
$\theta_{i,O}$	Potencial de ionización de los átomos del oxígeno	(J)
κ	Coeficiente de absorción	(m ⁻¹)
λ	Longitud de onda	(m)
Λ_{ei}	Término de Coulomb para las colisiones electrón-ión	(-)

Λ_{ii}	Término de Coulomb para las colisiones ión-ión.....	(-)
ν	Coeficiente de Poisson.....	(-)
ν_{tr}	Frecuencia de transferencia energética electrón-ión	(s ⁻¹)
ξ	Amortiguamiento	(-)
$\xi_e(\xi_i)$	Conductividad térmica debida a los electrones (iones)	(W m ⁻¹ K ⁻¹)
ξ_{max}	Amortiguamiento máximo.....	(-)
ξ_{min}	Amortiguamiento mínimo	(-)
ρ	Densidad másica	(m ⁻³)
$\rho(t)$	Densidad en un instante genérico, t	(kg m ⁻³)
ρ_0	Densidad inicial.....	(kg m ⁻³)
ρ_c	Densidad del material en la superficie	(m ⁻³)
ρ_{C+}	Densidad de partículas de C ⁺	(m ⁻³)
ρ_e	Densidad electrónica	(m ⁻³)
ρ_{H+}	Densidad de partículas de H ⁺	(m ⁻³)
ρ_{ion}	Densidad de iones.....	(m ⁻³)
ρ_{max}	Densidad máxima alcanzable	(kg m ⁻³)
ρ_p	Densidad de partículas	(m ⁻³)
$\rho_{p,C}$	Densidad de partículas del material base.....	(m ⁻³)
$\rho_{p,H}$	Densidad de partículas de hidrógeno	(m ⁻³)
$\rho_{p,O}$	Densidad de partículas de oxígeno.....	(m ⁻³)
ρ_{O+}	Densidad de partículas de O ⁺	(m ⁻³)
ρ_w	Densidad del agua	(m ⁻³)
σ	Desviación típica de las deformaciones.....	(m)
σ_0	Límite elástico inicial.....	(Pa)
σ_c	Sección eficaz de colisión.....	(m ²)
σ_{D0}	Límite elástico inicial en dirección longitudinal y transversal	(Pa)
σ_{eng}	Engineering stress.....	(Pa)
σ_{eq}	Tensión-compresión uniaxial equivalente.....	(Pa)
σ_g^{PA}	Opacidad media de Planck para el grupo g y para absorción	(m ² kg ⁻¹)
σ_g^{PE}	Opacidad media de Planck para el grupo g y para emisión.....	(m ² kg ⁻¹)
σ_H	Límite elástico de Hugoniot	(Pa)
σ_i	Tensiones principales	(Pa)
σ_{ij}	Tensor de tensiones en coordenadas cartesianas.....	(Pa)
σ_m	Presión hidrostática	(Pa)
σ_{mises}	Tensión equivalente o tensión de von Mises	(Pa)
σ_{ND}	Límite elástico en la dirección normal (ND)	(Pa)
σ_{ND0}	Límite elástico inicial a compresión en modelo anisotrópico	(Pa)
σ_r	Tensión en la dirección radial	(Pa)
σ_{re}	Tensión radial durante deformación puramente elástica	(Pa)

σ_{res}	Tensión residual radial.....	(Pa)
σ_{rMAX}	Tensión radial máxima alcanzada durante la carga plástica	(Pa)
σ_{RDd}	Límite elástico dinámico en dirección de laminación.....	(Pa)
σ_{RDe}	Límite elástico estático en dirección de laminación.....	(Pa)
σ_{RDmax}	Límite elástico saturado en dirección de laminación	(Pa)
σ_{SB}	Constante de Stefan-Boltzmann.....	(W m ⁻² K ⁻⁴)
σ_{true}	True-stress	(Pa)
σ_{TDd}	Límite elástico dinámico en dirección transversal.....	(Pa)
σ_{TDe}	Límite elástico estático en dirección transversal.....	(Pa)
σ_{TDmax}	Límite elástico saturado en dirección transversal	(Pa)
σ_{un-iso}	Límite elástico alcanzado al final del ciclo en modelo isotrópico.....	(Pa)
σ_{un-kin}	Límite elástico alcanzado al final del ciclo en modelo cinemático	(Pa)
σ_y	Límite elástico.....	(Pa)
σ_{y0}	Límite elástico de referencia	(Pa)
σ_{yi}	Límite elástico en la dirección i	(Pa)
$\sigma_{y load}$	Límite elástico alcanzado durante la fase de carga plástica.....	(Pa)
σ_z	Tensión en la dirección axial.....	(Pa)
σ_{ze}	Tensión axial durante deformación puramente elástica.....	(Pa)
$\sigma_{z-un-iso}$	Tensión axial en fase de descarga plástica en modelo isotrópico.....	(Pa)
$\sigma_{z-un-kin}$	Tensión axial en fase de descarga plástica en modelo cinemático	(Pa)
τ	Duración del pulso de intensidad (FWHM)	(s)
τ_c	Tiempo de transferencia colisional.....	(s)
Φ	Diámetro del spot láser	(m)
χ	Parámetro densidad adimensionalizada	(-)
ψ	Integral de Dawson.....	(-)
Ψ	Calentamiento Joule	(W kg ⁻¹)
ω	Frecuencia angular del láser	(s ⁻¹)
ω_{ei}	Término de acoplamiento colisional electrón-ión.....	(W kg ⁻¹ K ⁻¹)
ω_{max}	Frecuencia máxima.....	(s ⁻¹)
ω_{min}	Frecuencia mínima.....	(s ⁻¹)
ω_p	Frecuencia angular del plasma	(s ⁻¹)

Capítulo 1

Introducción.

1.1. El tratamiento LSP como mejora de la vida a fatiga de materiales metálicos.

En la actualidad, existen muchos componentes metálicos, principalmente aleaciones, diseñados para soportar en servicio multitud de sollicitaciones mecánicas, desde aquellas que llevan al material a estados tensionales próximos a la rotura de este, hasta cargas oscilatorias de pequeña amplitud que provocan finalmente la rotura a fatiga. Por consiguiente, la constante evolución de la industria demanda indudablemente el progreso en el conocimiento de las diversas técnicas que permiten mejorar tanto la resistencia mecánica de los componentes más solicitados en servicio, como su resistencia a fatiga.

El tratamiento superficial mediante ondas de choque generadas por láser, conocido como LSP (Laser Shock Processing), ha demostrado desde su relativo reciente origen (alrededor de 1960), proporcionar una mejora en la vida a fatiga de multitud de componentes en la industria automovilística, nuclear y, en especial, la industria aeronáutica, siendo esta en la que más tiempo y esfuerzo se ha invertido. Esto se debe a las tensiones residuales de compresión que genera desde la superficie, hasta una cierta profundidad (típicamente alrededor de 1mm), que llevan asociadas un aumento de la densidad de dislocaciones [Clauer81].

Como aplicación importante destaca el tratamiento de los bordes de los álabes de las turbinas de aviones, los cuales, ven amenazada su vida útil debido al impacto de pequeñas partículas de arena (Foreign Object Damage), naturalmente presentes en los medios en los que operan. Destaca también su aplicación en la mejora de la vida a fatiga del fuselaje de los aviones.

A diferencia de lo que puede parecer a simple vista, el proceso LSP habitualmente es considerado como un tratamiento superficial puramente mecánico [Morales04], ya que la interacción Láser-materia tiene lugar en un periodo de tiempo tan breve (del orden de nanosegundos), que los fenómenos de transmisión de calor son despreciables en relación con las sollicitaciones mecánicas que tienen lugar. En LSP, la superficie del material es irradiada por un haz láser pulsado de gran intensidad (GW/cm^2), causando la evaporación de unas pocas micras de espesor, generándose un plasma cuya expansión provoca la formación de una onda de choque de gran amplitud (GPa), que deforma plásticamente el material durante su propagación. Algunos autores han considerado efectos térmicos de manera adicional a la propagación de las ondas a través del material, aunque se ha demostrado ser un factor de menor importancia.

El fundamento físico implicado en LSP resulta entonces muy similar a su competidor más inmediato, conocido como Shot Peening (SP). En SP, se hacen impactar esferas cerámicas o de carburo de Wolframio sobre la superficie del material a tratar, generándose ondas de choque que deforman plásticamente al material durante su propagación. Existen numerosos estudios que comparan el LSP con el SP, donde se concluye que el LSP supone un incremento en la vida a fatiga superior al que se obtiene mediante el SP. En SP, se alcanza mayor dureza en la superficie [Masse95a, Peyre96a, Peyre98b, Peyre98d, Fabbro00], debido a que las esferas incidentes se mantienen en contacto con la superficie del material durante un intervalo de tiempo mayor. Sin embargo, la profundidad alcanzada por el tratamiento es superior en el caso del LSP, lo que supone en definitiva una mayor protección ante la propagación de las grietas. Además, la rugosidad superficial en el caso del LSP es más reducida. Todo esto justifica los mejores resultados en relación con el incremento de vida a fatiga obtenidos por LSP.

1.2. Orígenes del proceso LSP y evolución histórica.

Los orígenes del LSP datan en 1960, cuando empezaron a aparecer los primeros láseres. Sin una búsqueda específica de deformar plásticamente los materiales metálicos, se comprobó que la irradiación intensa generaba ondas elásticas que se propagaban a través del material, con lo que surgió la idea del uso del láser como tratamiento mecánico. En cualquier caso, la ausencia de medio confinante limitaba mucho las presiones generadas, siendo estas 10 veces inferiores a las que se alcanzan con medio confinante, hecho que fue descubierto en investigaciones posteriores.

Posteriormente, se optimizaron las configuraciones mientras seguían avanzando los láseres, llegándose finalmente a alcanzar deformaciones plásticas en los materiales irradiados. La incorporación de un medio confinante, transparente (inicialmente cuarzo) a la radiación, situado sobre la superficie irradiada, fue un aspecto clave en el aumento de la presión generada por el plasma [Peercy70]. Se llegaron a alcanzar presiones muy elevadas, unas diez veces superiores a las que se obtenían sin medio confinante. A partir de este punto se empezó a distinguir entre la llamada interacción libre (sin medio confinante) e interacción confinada (en presencia de medio confinante). También se estudió el efecto de proteger la superficie de la pieza mediante un recubrimiento absorbente (pintura) con el fin de mejorar las propiedades en las superficies tratadas [Fox74]. Si bien esto supone una ventaja cuando se aplica un único impacto, la capa absorbente se elimina tras la aplicación de este, con lo que no implica una mejora razonable en tratamientos extensos con altas densidades de solapamiento.

En cuanto a la implementación del proceso en otro tipo de láseres, se intentó generar ondas de choque utilizando un láser de CO₂ sobre aluminio. Se desestimó su uso debido a que la mayoría de los medios confinantes no son transparentes a dicho dispositivo láser [Pirri72, Fairand78].

Más adelante, el estudio en profundidad de la propagación de ondas a través del material reveló la importancia de las ondas de rarefacción radiales (las que se generan en la frontera del material irradiado), junto con las ondas de reflexión, originadas en el extremo opuesto a la cara tratada cuando las ondas de presión originales alcanzan dicha superficie [Fairand74].

La consideración de la implementación del fenómeno en el ámbito industrial tuvo lugar en 1970 en Estados Unidos. Se comenzó a estudiar la viabilidad del proceso en la resistencia a fatiga de las uniones por apriete en aplicaciones aeronáuticas. A pesar de las notables mejoras mecánicas que se observaron, el proceso no se implantó con éxito dado el relativamente bajo desarrollo presentado por los láseres en aquella época.

En los siguientes años, se continuó con el estudio del fenómeno, incluyendo el efecto de cubrir áreas extensas con múltiples pulsos solapados y tratamientos por ambas caras de la superficie metálica. Desde 1988, tuvo lugar un nuevo impulso en la investigación del proceso con objeto de buscar su implementación en la industria aeroespacial, tanto en Francia [Fabbro90, Peyre96b, Peyre98a, Berthe99, Peyre00, Sollier03, Peyre07], como en Japón [Mukai95, Sano96, Sano00a, Sano06a] y Estados Unidos [Clauer91, Walters92, Clauer96b, Clauer98, Hammersley00, Shepard05, Mannava11]. De manera simultánea, se desarrollaron diferentes líneas de investigación en otros lugares del mundo, como, por ejemplo: Australia [Montross02], China [Liu00, Zhang01a, Zhang01b], España [Ocana98, Molpeceres99, Ocana00, Ocana01, Ocana04a, Ocana04b, Ocana09, Morales11], Italia [Ivetic11, Ivetic12], México [Ocana03d, Rubio04, Gómez-Rosas13], Sudáfrica [Glaser13, Bedekar13], Eslovenia [Grum08], Taiwán [Chu95, Chu99].

El progresivo avance de la capacidad computacional ha permitido el desarrollo de modelos complejos, que permiten hoy en día simular tratamientos completos sobre geometrías muy variadas. Siguiendo esta línea, se ha avanzado notablemente en la caracterización predictiva de las tensiones residuales generadas por LSP ya que, a partir de los resultados que ofrecen las simulaciones, se puede predecir el efecto que tiene la variación de parámetros modificables de interés sobre los resultados finales (diámetro del spot, densidad de tratamiento, estrategia secuencial implementada entre otros).

1.3. Aplicaciones industriales de la tecnología LSP

El proceso LSP, ha tenido acogida en el sector de la automoción [Clauer13], instalaciones nucleares y en especial la industria aeronáutica debido a la clara mejora que experimentan en cuanto a resistencia los álabes de las turbinas de los aviones al ser impactados por partículas a alta velocidad (Foreign Object Damage). Además de su uso en turbinas, se ha implementado también en el conformado del fuselaje de las alas de algunos aviones, como el Boeing 787-8, así como el gancho de apontaje del caza F-35 para mejorar su vida a fatiga. En la bibliografía, se

recogen múltiples reportes sobre la mejora a fatiga motivada por el tratamiento LSP. Además, se ha propuesto recientemente el uso de la fibra óptica como sistema de guiado [Sano06b]. Este avanzado procedimiento permite tratar zonas que, de otra manera, sería complejo acceder. Este principio se ha aplicado con éxito la vasija y la soldadura de canal en "J" de la base de un reactor nuclear.

Se ha implementado también en la industria eléctrica, tratándose los álabes de las turbinas de vapor y de gas de los rotores de los generadores eléctricos. En reactores nucleares, se han tratado los aros de refuerzo mejorando su resistencia a la corrosión.

Además de todas las aplicaciones presentadas, recientemente han surgido aplicaciones más específicas con las que consiguen mejoras en algunos procesos industriales: Macro Laser Shock Forming [Jiang13], Micromecanizado [Zhang02], Microformado por LSP, Warm Laser Peening en acero [Liao12] y compactación de materiales porosos entre otros.

1.4. Ventajas competitivas y limitaciones presentadas por LSP en relación con procesos competitivos semejantes.

Las piezas tratadas por LSP presentan resultados más homogéneos, extendidos a una mayor profundidad y con un mejor acabado superficial que su competidor más inmediato, el SP. Sin embargo, el SP es un proceso marcadamente asentado e implantado en la industria, con un menor coste y mayor aplicabilidad en piezas de grandes dimensiones. Es por eso, por lo que el uso del LSP ha quedado relegado a piezas de gran valor añadido, como por ejemplo los bordes de los álabes, con el fin de protegerlos ante el impacto de partículas (Foreign Object Damage) y en las vasijas de los reactores nucleares. Tal y como se ha mencionado anteriormente, existen multitud de estudios que confirman la obtención de iguales o superiores mejoras de vida a fatiga por parte del LSP en relación con el proceso SP.

Existen algunas ventajas adicionales que proporciona el LSP con relación al SP, como, por ejemplo, la necesidad en SP de reemplazar las bolas cerámicas o de carburo de Wolframio que impactan la superficie del material tratado. Como es lógico, estas sufren un desgaste progresivo durante los tratamientos. Además, resulta complicado su implementación en materiales relacionados con la industria nuclear, ya que, los perdigones pueden contaminarse por efecto de la radiación, problema que no estará presente en tratamientos con LSP.

Además del SP, existen algunas alternativas emergentes que compiten con el LSP, como por ejemplo el tratamiento WP (Water Peening), y el tratamiento LPB (Low Plasticity Burnishing). Se presenta a continuación una descripción más detallada de cada uno de ellos:

1. El proceso WP (Water Peening) [Arola02, Ramulu00] consiste en la aplicación de un chorro de agua a alta presión sobre la superficie de un material previamente sumergido. De esta manera, aparecen ondas de choque que se propagan a través del material, motivadas por fenómenos de cavitación. Este proceso es reciente en comparación con el SP y el LSP.

La tecnología WP fue implementada con éxito por la empresa Mitsubishi Nuclear Energy Systems en el tratamiento de componentes de reactores nucleares [MMES13]. Existen algunos estudios adicionales que comparan las tensiones residuales generadas por WP y LSP [Kunaporn04, Kunaporn05] sobre la aleación Inconel 718, donde queda demostrado que el LSP profundiza el doble que el WP en las condiciones ensayadas.

2. El proceso LPB (Low Plasticity Burnishing) fue patentado en 1996 por Lambda Technologies, implantándose satisfactoriamente en la industria en el tratamiento de turbinas y pistones, mejorando tanto su resistencia a corrosión como su vida a fatiga.

El proceso LPB consiste en un laminado de la superficie del material a tratar, realizado mediante una bola o un rodillo que ejerce una presión sobre el material. Se consigue deformación en frío y un mejor acabado superficial en comparación con el SP, tal y como ocurría con el LSP. En [Golden06] se comparan los perfiles de tensiones residuales generados, donde se concluye que con el LSP se alcanza una mayor profundidad en las tensiones residuales generadas.

Capítulo 2

Modelos físicos para la caracterización predictiva en procesos LSP.

2.1. Modelos de caracterización del plasma generado debido a la interacción láser-materia.

En el presente capítulo se exponen, de una manera teórica todos los fenómenos físicos que tienen lugar durante el tratamiento por LSP, los cuales pueden dividirse en dos grupos bien diferenciados:

En primer lugar, el estudio del plasma que se forma cuando el material es irradiado (Sección 2.1), obteniéndose como resultado una presión ejercida sobre el material. En segundo lugar, el efecto que tiene dicha presión sobre el mismo, generándose tensiones residuales de compresión.

Con el fin de justificar la necesidad de implementar un modelo de plasticidad cíclica, en la sección 2.2 se evaluarán modelos de endurecimiento del material de distintas naturalezas (isotrópico y cinemático) justificándose las limitaciones de los modelos isotrópicos en la determinación correcta de los estados tensionales que tendrán lugar durante el proceso y, en consecuencia, en la correcta predicción de las tensiones residuales finales tras la irradiación. Se incluye una sección adicional (sección 2.3) en la que se discute si el material puede experimentar rotura durante el tratamiento o no en base a modelos de fallo por deformación plástica.

De una manera resumida, el estudio del proceso de LSP se puede dividir en dos partes bien diferenciadas:

- i) La primera (sección 2.1), relacionada con el estudio de la interacción láser-materia, en la que, a partir de modelos de expansión del plasma generado (habitualmente unidimensionales) se caracteriza la evolución de este, permitiendo finalmente convertir una irradiancia, $I(t)$, aplicada sobre la superficie del material, en un pulso de presión, $P(t)$. Es fundamental dentro de esta categoría el estudio de la ruptura dieléctrica del medio confinante, efecto indeseable que implica una reducción del pulso de presión resultante. Esto supone la existencia de un umbral de irradiancia aplicada sobre el material que no debe ser superada.
- ii) La segunda (sección 3), el estudio de la propagación de onda a través del material y los efectos que tiene esta sobre el mismo, necesitándose utilizar el método de los elementos finitos con el fin de obtener las tensiones residuales de compresión tras el equilibrado.

Aunque en principio se trate de dos aspectos que pueden estudiarse de manera independiente, son complementarios, pues una mala predicción en la conversión entre irradiancia, $I(t)$, y la presión, $P(t)$, compromete de manera notable, entre otros aspectos, el estudio de los modelos de endurecimiento del material, tema principal en la presente tesis. Por lo tanto, se tratará tanto la interacción láser-materia como la propagación de la onda de choque y los modelos de endurecimiento, con un mayor énfasis en estos dos últimos.

Los estudios teóricos presentados en las cuatro primeras secciones, servirán para comprender la naturaleza de los fenómenos físicos implicados. Sin embargo, la resolución de ecuaciones diferenciales o analíticas, presentadas en los desarrollos teóricos de dichas secciones, no bastarán para predecir de una manera precisa el comportamiento del material, necesitándose el uso de herramientas como el método de los elementos finitos y diferentes códigos más complejos que se presentarán de una manera resumida en la Sección 2.4.

En LSP, un haz láser de alta intensidad (GW/cm^2) irradia la superficie del material, de manera que este se evapora. La interacción láser-gas, genera un plasma (gas ionizado) a altas temperaturas cuya expansión supone un aumento progresivo de la presión sobre la superficie irradiada (del orden de GPa), desarrollándose la misma durante un periodo de tiempo muy breve, del orden de nanosegundos (onda de choque). La propagación de dicha onda a través del material genera grandes deformaciones en el mismo, alcanzándose un estado final de equilibrio caracterizado por tensiones residuales de compresión desde la superficie irradiada hasta una cierta profundidad, seguido de estados de tracción que garantizan el equilibrio de fuerzas a nivel macroscópico.

Para garantizar las mayores presiones posibles generadas por el plasma, en la interfaz láser-materia se dispone una película (habitualmente agua) que actúa de medio confinante. La presencia de este impide una expansión instantánea del plasma, lo que supone un aumento de presión y de la duración de esta en relación con el caso en el que no esté presente el medio confinante.

Además de agua como medio confinante, puede emplearse cuarzo, siendo este con el que se alcanzan las máximas presiones y el primero en utilizarse [Percy70]. Sin embargo, resulta mucho más práctico en la mayoría de las aplicaciones utilizar agua.

En la figura extraída de la bibliografía (figura 2.1), se muestra un ejemplo típico de perfiles de presiones según el medio confinante (agua, cuarzo o sin medio confinante) sobre aluminio, a partir de distribución temporal de la irradiancia aplicada sobre la superficie [Morales09]. Se presenta con el fin de ilustrar el efecto del medio confinante sobre los resultados, así como mostrar la morfología de la distribución típica de los perfiles de presiones sobre los que se va a

trabajar en LSP. Se observa claramente en la figura 2.1 que la ausencia de medio confinante supone trabajar con presiones muy bajas, que en general no causarán deformaciones plásticas en el material tratado, mientras que utilizando cuarzo se alcanzan las máximas presiones.

A pesar de este hecho, existen algunas aplicaciones en las que resulta adecuado trabajar sin medio confinante [Ocana07], en las que las presiones se aplican sobre placas de muy pequeño espesor (microforming).

Figura 2.1: Cálculo de las distribuciones de presiones sobre aluminio según el medio confinante empleado [Morales09].

En lo que se refiere al espesor adecuado de la película de agua (medio confinante), se comprueba mediante simulaciones numéricas que 300 μm es suficiente, al menos para el análisis realizado sobre una placa de aluminio de 1 mm de espesor [Morales09]. En la figura 2.2 se muestra la simulación de la distribución temporal de la presión calculada para un espesor de película de agua de 25 μm y 300 μm . No se observaron diferencias significativas al incrementar más el espesor de la película.

Figura 2.2: Distribución espaciotemporal de las presiones sobre aluminio para un espesor de película de agua de 25 μm (izquierda), y 300 μm (derecha) [Morales09].

Otro elemento relacionado con la interacción láser-materia, que en ocasiones está presente, es la presencia de una capa de pintura absorbente protectora aplicada sobre la superficie del material. Con esto se consigue un incremento extra de presión, así como una protección de la superficie de la pieza. Esto es debido a que es precisamente la pintura protectora la que se evapora y genera la presión, quedando menos deteriorada la superficie que en el caso de que se evapore el propio material tratado [Montross02].

Sin embargo, dicha capa se deteriora localmente tras el primer pulso, lo que hace que se pierda interés en su uso en tratamientos de aplicación industrial, donde se realizan secuencias con un alto solapamiento, lo que implica que, en pulsos repetidos sobre la misma zona, se irradiará inevitablemente en material sin capa de pintura.

Para terminar con la introducción previa antes de describir detalladamente los modelos de expansión del plasma, se muestra una recopilación que ilustra, de manera conjunta, la relación entre la presión y la irradiancia máximas obtenidas experimentalmente, junto con las predicciones de algunos modelos en condiciones representativas (figura 2.3). Se muestran las predicciones teóricas de diferentes modelos propuestos por diferentes autores, junto con resultados experimentales proporcionados por Berthe, en dos condiciones diferentes (para una longitud de onda ($\lambda = 532 \text{ nm}$ y $\lambda = 1064 \text{ nm}$). En lo que respecta a los resultados experimentales, se observa una saturación de la presión máxima, que está motivada por el umbral de ruptura dieléctrica del medio confinante, situación indeseable en LSP que debe estudiarse por separado.

Maximum LSP pressure vs. Peak Laser intensity

Figura 2.3: Recopilación de datos experimentales, junto con predicciones teóricas, de las presiones máximas obtenidas para diferentes irradiancias.

El fenómeno de la ruptura dieléctrica, no se tiene en cuenta de una manera directa en las diferentes leyes que relacionan $I(t)$ con $P(t)$, lo que implica que los modelos de expansión del plasma sobreestiman la presión máxima obtenida una vez se supera el umbral, que debe ser calculado de manera independiente. Existen multitud de experimentos con relación a la ruptura dieléctrica del medio confinante. En cualquier caso, las condiciones en las que se trabaja suelen estar alejadas de dicho escenario.

En el Centro Láser UPM, se emplea el código DRUPT con el fin de predecir numéricamente el umbral de ruptura dieléctrica según las diferentes condiciones que se den, teniendo en cuenta también la presencia de impurezas o no en el agua y la posibilidad de identificar el mecanismo que tendrá lugar (ionización multifotónica o avalancha), que se detallarán en apartados posteriores.

En la figura 2.4 se muestra un ejemplo de cálculo mediante el código DRUPT del umbral de ruptura dieléctrica para una longitud de onda, λ , de 1064 nm (con la que se trabajará en la presente tesis), donde se distingue el caso en el que el agua está libre de impurezas (izquierda), o por el contrario sí las presenta, experimentando el fenómeno de ruptura dieléctrica por avalancha en pulsos de larga duración.

Figura 2.4: Umbrales de ruptura dieléctrica en función de la duración del pulso, para una longitud de onda, λ , de 1064 nm. A la izquierda se presenta el caso de agua sin impurezas y a la derecha con impurezas [Morales04].

Por último, en la figura 2.5 se muestra la relación entre el umbral de ruptura dieléctrica y el tiempo de duración del pulso, calculada para las dos longitudes de onda características ($\lambda = 532$ nm y $\lambda = 1064$ nm), junto con los resultados experimentales más representativos obtenidos de la bibliografía [Morales04]. Se observa una buena coherencia teórico experimental, especialmente en el caso en el que la longitud de onda es $\lambda = 1064$ nm, que es con la que se trabajará en las situaciones planteadas en la presente tesis.

Figura 2.5: Intensidad umbral de ruptura dieléctrica predicha por el código DRUPT frente a los datos experimentales recopilados de la bibliografía.

Una vez presentados todos los elementos para tener en cuenta en lo referente a la interacción láser-materia, se procede a detallar los modelos analíticos más importantes que permiten predecir la conversión entre la distribución temporal de la irradiancia aplicada sobre el material, $I(t)$, y la presión del plasma, $P(t)$, resultante, que será igual a la presión aplicada sobre el material irradiado. Se tratarán por orden creciente de complejidad, siendo posible una resolución analítica en los casos más sencillos (hoy en día siguen siendo utilizados precisamente por su sencillez) y necesitándose resolución mediante métodos numéricos en los casos más complejos.

2.1.1. Estudio de la interacción laser-materia. Modelos de expansión del plasma.

En esta sección, se describen los modelos más representativos sobre la expansión del plasma, los cuales, a partir de la irradiancia $I(t)$ aplicada sobre la superficie del material, predicen la evolución temporal de la presión del plasma, $P(t)$, al expandirse por efecto de la irradiación. El establecimiento del umbral de ruptura dieléctrica del medio confinante no está incluido en la formulación matemática de los presentes modelos, con lo que debe estudiarse aparte.

Los modelos que se presentarán son unidimensionales y asumen que el medio material es lo suficientemente extenso con relación al diámetro del spot del láser. A pesar de que existen metodologías más avanzadas con relación a la caracterización del plasma, desarrolladas para el estudio de procesos nucleares, muchos autores en desarrollos actuales terminan decantándose por los más sencillos para obtener la distribución temporal del pulso de presión, $P(t)$, simulando posteriormente la propagación de onda a través del material mediante el método de elementos finitos.

El modelo que más acogida ha tenido debido a su sencillez es el conocido con el nombre: Modelo de expansión unidimensional del plasma, en el que se considera el plasma como un gas ideal confinado entre dos pistones, siendo uno de ellos el material irradiado y el otro el medio confinante. La elección correcta de los parámetros permite obtener una buena coherencia teórico-experimental, lo cual ha sido reportado por muchos autores [Romain90, Ocana00, Montross02].

A continuación, se describen los principales modelos de expansión del plasma, destacando el modelo unidimensional de dinámica del plasma, que fue formulado por MacFarlane [MacFarlane06] basándose en las ecuaciones básicas de la dinámica de plasmas a altas temperaturas. Destaca también el modelo unidimensional de la dinámica del plasma [MacFarlane06] y finalmente el modelo de Wu y Shin [Wu05, Wu07], siendo este el más complejo de todos los presentados.

2.1.1.1. Modelo unidimensional de expansión del plasma.

Tal y como se ha introducido anteriormente, este modelo considera el plasma como un gas ideal confinado entre el material irradiado y el medio confinante (figura 2.6). El gas irradiado aumenta de presión y temperatura lo suficiente como para generar dos ondas de choque: una que se propagará a través del medio confinante y otra, a través del material. Las ondas de choque generadas son responsables, precisamente, del incremento del espesor de la región del plasma en cada instante, $L(t)$ (ecuación 2.1).

Figura 2.6: Representación esquemática del modelo unidimensional de expansión del plasma [Morales04]

$$L(t) = \int_0^t [u_1(t) + u_2(t)] dt \quad (2.1)$$

Donde u_1 , u_2 representan la velocidad de movimiento de cada uno de los frentes de la interfaz (material metálico y agua). Dichas velocidades pueden relacionarse con la presión del plasma, $P(t)$, a través del concepto de impedancia acústica de la onda, Z_i (ecuación 2.2):

$$P(t) = Z_i u_i \quad (2.2)$$

Reemplazando 2.2 en 2.1, se tiene la expresión del espesor del plasma, $L(t)$, en función de la presión, $P(t)$, y las impedancias de cada medio (ecuación 2.3), en la que se puede despreciar la del material metálico, Z_1 , por ser muy superior a la correspondiente al agua [Berthe97], lo que implica una contribución a la impedancia total, Z , mucho más baja. Por lo tanto, se llega a una expresión final aproximada en la que se relaciona la distancia unidimensional ocupada por el

plasma, $L(t)$, con la impedancia del agua, Z_2 , y la presión del plasma, $P(t)$. Esto supone que la relación 2.3 es aplicable, en principio, a cualquier material.

$$L(t) = \frac{2}{Z} \int_0^t P(t) dt = 2 \left(\frac{Z_1 + Z_2}{Z_1 Z_2} \right) \int_0^t P(t) dt \approx \frac{2}{Z_2} \int_0^t P(t) dt \quad (2.3)$$

Por otro lado, la energía depositada por el haz laser por unidad de superficie, vendrá dada por el producto $I(t)dt$, que podrá descomponerse en la suma de dos contribuciones (ecuación 2.4): Por un lado, en un aumento de la energía interna del plasma por unidad de superficie, $d[\varepsilon_i(t)L(t)]$, donde ε_i es la energía interna por unidad de volumen. Por otro lado, el trabajo debido al incremento del espesor de la interfaz, $P(t)dL(t)$. Despejando $I(t)$, puede relacionarse esta con el resto de las variables (ecuación 2.5)

$$I(t)dt = P(t)dL(t) + d[\varepsilon_i(t)L(t)] \quad (2.4)$$

$$I(t) = P(t) \frac{dL(t)}{dt} + \frac{d}{dt} [\varepsilon_i(t)L(t)] \quad (2.5)$$

En lo que se refiere a la eficiencia del proceso, se considera que una fracción α de la energía interna $\varepsilon_i(t)$ representa la energía térmica volumétrica, $\varepsilon_T(t)$, del gas. Por el contrario, la fracción $1 - \alpha$ se emplea en calentarlo y ionizarlo. Teniendo en cuenta que el gas se considera monoatómico e ideal, la presión $P(t)$ será proporcional a $\varepsilon_T(t)$ (ecuación 2.6). Reemplazando 2.5 en 2.6 se tiene finalmente una relación entre $I(t)$, $P(t)$ y $L(t)$ (ecuación 2.7), que junto con la ecuación 2.3 define completamente la conversión entre irradiación, $I(t)$, y evolución temporal de la presión resultante, $P(t)$.

$$P(t) = \frac{2}{3} \varepsilon_T(t) = \frac{2}{3} \alpha \varepsilon_i(t) \quad (2.6)$$

$$I(t) = P(t) \frac{dL(t)}{dt} + \frac{3}{2\alpha} \frac{d}{dt} [P(t)L(t)] \quad (2.7)$$

En lo que se refiere al parámetro α , su estimación es fundamental ya que resulta determinante en la conversión $I(t)$, $P(t)$. Muchos autores han optado por su determinación experimental, reportando que se puede considerar dependiente únicamente de la longitud de onda, λ , de la radiación, siendo su valor igual a 0.25 en el caso de una longitud de onda λ de 1064 nm, y 0.4 para valores inferiores (532, 355 y 308 nm). [Berthe99, Berthe00, Peyre00]. Además, algún estudio de uno de los autores mencionados anteriormente [Berthe96], muestra la poca influencia que tiene el material tratado sobre el parámetro α .

En relación con la coherencia teórico-experimental predicha por la resolución de las ecuaciones 2.3 y 2.7, se observa una caída de la presión experimental por debajo de las predicciones en la fase decreciente de la irradiancia. Para explicarlo, algunos autores [Fabbro90] sostienen como hipótesis que la expansión del plasma es adiabática una vez termina la aplicación del pulso (de duración τ). En esta situación, la presión $P(t)$ puede adoptar la forma que se presenta en la siguiente ecuación:

$$P(t) = P(\tau) \left(\frac{L(\tau)}{L(t)} \right)^\gamma \quad (2.8)$$

De acuerdo con otros autores [Ocana00, Morales04], introducir el concepto de expansión adiabática no está justificado, siendo preciso tener en cuenta la energía cinética y la cantidad de movimiento del sistema, lo que implicaría presiones superiores a las que se predicen bajo la hipótesis de expansión adiabática [Griffin86].

Algunos autores [Berthe97, Berthe99, Peyre00, Peyre07, Singh09, Glaser13], en vez de resolver las ecuaciones diferenciales han optado por considerar la hipótesis de que la irradiancia, $I(t)$, se mantiene constante durante la irradiación (pulso cuadrado). Esto permite obtener una expresión analítica que relaciona la presión, P , con el resto de las variables (ecuación 2.9), de una manera muy sencilla.

$$P(GPa) = 0.01 \left(\frac{\alpha}{2\alpha + 3} \right)^{\frac{1}{2}} [Z(g\ cm^{-2}s^{-1})]^{\frac{1}{2}} [I(GW\ cm^{-2})]^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

Una vez obtenida la presión, P , se calcula su distribución temporal multiplicando dicho valor por los perfiles normalizados temporales del pulso de presión, que habitualmente se determinan experimentalmente [Nam02, Peyre07].

Aunque muchos autores emplean esta hipótesis simplificadora, la comparación entre el perfil de presión obtenido a partir de dicha simplificación y, el calculado considerando un perfil de irradiancias gaussiana, muestra que el cálculo simplificado tiende a sobreestimar el máximo de presión (ver figura 2.7).

Figura 2.7: Pulso de presión cuando el pulso de intensidad láser es constante (azul) y gaussiano (verde).

2.1.1.2. Modelo unidimensional de dinámica del plasma.

En este modelo, formulado por MacFarlane [MacFarlane06] sobre la base de las ecuaciones básicas de la dinámica de plasmas a elevadas temperaturas, el plasma está descrito a través de su estado termodinámico y la velocidad del flujo. Permite el análisis de la interacción láser-materia a altas intensidades mediante un modelo de una temperatura (común para iones y electrones) o dos temperaturas (diferentes para iones y electrones, debido a la baja energía de acoplamiento entre las dos poblaciones). Se asume que los electrones y los iones se comportan como un único fluido, lo que implica la no separación de cargas. Las variables de estado están relacionadas con la ecuación de estado (EOS) del material, que se resuelve conjuntamente con las ecuaciones de conservación.

En hidrodinámica lagrangiana, el sistema de coordenadas se mueve solidariamente con el fluido y en el código se supone que no hay difusión de masa a través del volumen de contorno. Es útil expresar la coordenada espacial en términos de masa:

$$dm_0 = \rho(r)r^{\delta-1}dr \quad (2.10)$$

donde ρ es la densidad másica, r es la posición espacial, y $\delta = 1, 2$ o 3 para geometría plana, cilíndrica y esférica, respectivamente. En este sistema, la ecuación de continuidad (conservación de masa) se satisface automáticamente.

La ecuación de conservación de la cantidad de movimiento se resuelve haciendo uso de la aproximación de un único fluido, donde se asume que los iones y los electrones del plasma se mueven de forma conjunta como un único fluido. Dicha ecuación viene dada por:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -r^{\delta-1} \frac{\partial}{\partial m_0} (P + q) - \frac{1}{8\pi r} (r^2 B^2) \quad (2.11)$$

Donde u es la velocidad, t es el tiempo, P es la presión total debida a los electrones, iones y radiación, q es la viscosidad artificial de von Neumann (utilizada para la evitación de inestabilidades en la solución en situaciones de propagación de frentes de presión), y B es la componente acimutal del vector inducción magnética.

Las ecuaciones de conservación de la energía se expresan en términos de las ecuaciones de transmisión del calor para los electrones y los iones. Estas vienen dadas por:

$$C_{v,e} \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial m_0} \left(r^{\delta-1} \xi_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) - \omega_{ei} (T_e - T_i) - \left(\frac{\partial E_e}{\partial V} + P_e \right) \frac{\partial V}{\partial t} + R_{Abs} - R_{Emis} + \Psi + S_e \quad (2.12)$$

$$C_{v,i} \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial m_0} \left(r^{\delta-1} \xi_i \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) - \omega_{ei} (T_e - T_i) - \left(\frac{\partial E_i}{\partial V} + P_i \right) \frac{\partial V}{\partial t} - q \frac{\partial V}{\partial t} \quad (2.13)$$

donde $T_e(T_i)$ es la temperatura electrónica (iónica), $P_e(P_i)$ es la presión debida a los electrones (iones), $C_{v,e}(C_{v,i})$ es el calor específico electrónico (iónico), $\xi_e(\xi_i)$ es la conductividad térmica de los electrones (iones), ω_{ei} es el término de acoplamiento colisional electrón-ion, S_e es el término fuente debido a la deposición de la energía del láser, Ψ es término de calentamiento Joule y R_{Abs} y R_{Emis} son los términos correspondientes a la radiación absorbida y emitida. Los términos de emisión y absorción radiactiva vienen dados por:

$$R_{Emis} = \frac{8\pi(k_B T_e)^4}{c^2 h^3} \sum_g^{N_F} (\sigma_g^{PE} \int_{x_g}^{x_{g+1}} dx \frac{x^3}{e^x - 1}), \quad x = \frac{h\nu}{k_B T_e} \quad (2.14)$$

$$R_{Abs} = c \sum_g^{N_F} (\sigma_g^{PA} E_{R,g}) \quad (2.15)$$

donde g es el índice del grupo de frecuencia, N_F es el número total de grupos de frecuencia, h es la constante de Planck, k_B es la constante de Boltzmann, $E_{R,g}$ es la densidad de energía

radiativa para el grupo g , y σ_g^{PE} y σ_g^{PA} son las opacidades medias de Planck para el grupo g para emisión y absorción, respectivamente. Los coeficientes de conducción térmica para electrones e iones están basados en conductividades de Spitzer y puede ser expresados como:

$$\xi_{e,i} = 20 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{3/2} \frac{(k_B T_e)^{5/2} k_B \tau_{e,i}}{m_e^{1/2} e^4 Z \ln \Lambda_{ei,ii}} \quad (2.16)$$

donde Λ_{ei} y Λ_{ii} son los términos de Coulomb para las colisiones electrón-ión e ión-ión, respectivamente. $\tau_i = 1$ y

$$\tau_e = \frac{0.43 Z_m}{3.44 + Z_m + 0.26 \ln Z_m} \quad (2.17)$$

donde Z_m es la carga media.

El coeficiente de acoplamiento electrón-ión viene dado por:

$$\omega_{ei} = C_{v,e} \left(\frac{Z_m}{A} \right)^2 \frac{\ln \Lambda_{ei}}{V T_e^{3/2}} \quad (2.18)$$

donde A es el número atómico del material constituyente.

La deposición de la energía del láser se computa usando un modelo de Bremsstrahlung inverso, con la consideración de que la energía del haz no penetra más allá de una frontera de densidad crítica. Para una fuente láser con una longitud de onda λ , la profundidad a la que el láser penetra está determinada por el coeficiente de absorción:

$$\kappa = (2\pi)^{1/2} \left(\frac{16\pi}{3} \right) \frac{e^6}{c(m_e k_B T_e)^{3/2}} Z_m \rho_e^2 \frac{\ln \Lambda}{\omega^2 \sqrt{1 - (\omega_p/\omega)^2}} \quad (2.19)$$

donde $\omega = 2\pi c/\lambda$ es la frecuencia angular del láser, c es la velocidad de la luz, m_e es la masa del electrón, e es la carga del electrón, k_B es la constante de Boltzmann, ρ_e es la densidad electrónica, T_e es la temperatura electrónica, Z_m es la carga media del plasma, ω_p es la frecuencia angular del plasma y $\ln \Lambda$ es el logaritmo de Coulomb.

2.1.1.3. Modelo de Wu y Shin.

Recientemente, Wu y Shin [Wu05, Wu07] han desarrollado un modelo físicamente exhaustivo para predecir la amplitud y la duración del pulso presión. Las hipótesis de partida que utilizaron para desarrollar el modelo numérico son las siguientes:

- i) El modelo es unidimensional, ya que se considera que los efectos bidimensionales son únicamente significativos cuando el diámetro de spot láser es mucho menor que 1 mm. De forma que, para tratamiento LSP a escala macroscópica, la expansión radial del plasma puede ser despreciada [Zhang04].
- ii) Se considera que las variables de estado tales como la temperatura y la densidad electrónica son espacialmente uniformes, aunque varíen con el tiempo [Fabbro90, Zhang04].
- iii) Los mecanismos principales de absorción de la radiación láser por parte del plasma son la absorción mediante bremsstrahlung inverso electrón-ión y electrón-átomo, y la fotoionización. Basándose en lo expuesto en los artículos [Harrach77] y [Mao96], el resto de los mecanismos de absorción no fueron tenidos en cuenta en el modelo.
- iv) Todos los electrones libres en el plasma se encuentran a una misma temperatura, y todas las partículas, átomos y iones, también se encuentran a una misma temperatura. Sin embargo, se considera que los electrones y las partículas pueden tener temperaturas diferentes, es lo que se conoce como considerar un modelo de dos temperaturas para describir el plasma [Chen84].
- v) Las moléculas de agua se suponen completamente disociadas en átomos tras la evaporización. Cuando el equilibrio termodinámico se alcanza, las moléculas del vapor de agua se encuentran separadas en átomos de H y O por encima de los 3500 K [Pyle96]. La temperatura del plasma del LSP es de varias decenas de miles de grados K, siendo muy superior a 3500 K.
- vi) La velocidad de retroceso de la superficie de la pieza y la superficie del agua inducidas por la vaporización se calculan a través de la ecuación de Hertz-Knudsen como en [Sollier03]. La presión del plasma que genera la velocidad de retroceso en el agua y en el material son calculadas separadamente mediante la ecuación de conservación del momento y las ecuaciones constitutivas de la onda de choque. La velocidad total de aumento del espesor ocupado por el plasma en la interfaz es la suma de ambas velocidades.

La variación del espesor del plasma generado, L , por unidad de tiempo es igual a la suma de las velocidades de evaporación y las velocidades generadas por el efecto de la presión en agua y en la superficie del material:

$$\frac{dL}{dt} = u_{w,pre} + u_{w,ev} + u_{c,pre} + u_{c,ev} \quad (2.20)$$

Se considera que las partículas en el plasma confinado provienen del agua y del metal base, al contrario de los códigos hidrodinámicos en los que se considera que las partículas del plasma únicamente provienen del metal base.

La variación en el número de partículas provenientes de la superficie de la pieza, átomos e iones, que van a parar al plasma, por unidad de tiempo, es igual al número de átomos de la superficie que se han vaporizado:

$$\frac{d(L\rho_{p,c})}{dt} = J_c \quad (2.21)$$

donde $\rho_{p,c}$ es la densidad de partículas en el plasma provenientes de la superficie de la pieza y J_c es el flujo vaporizado de la superficie de la pieza. Aquí, Wu y Shin asumen que las moléculas del metal base son monoatómicas.

De forma análoga, la variación en el número de partículas de oxígeno (átomos de O e iones O+) en el plasma, por unidad de tiempo, es igual al flujo de moléculas de agua vaporizadas por unidad de tiempo:

$$\frac{d(L\rho_{p,o})}{dt} = J_w \quad (2.22)$$

donde $\rho_{p,o}$ es la densidad de partículas de oxígeno y J_w es el flujo vaporizado en el agua. La densidad de partículas de hidrógeno, (átomos de H e iones H+), es el doble que la densidad de partículas de oxígeno, ya que cada molécula de agua se compone de dos átomos de hidrógeno y uno de oxígeno:

$$\rho_{p,H} = 2\rho_{p,o} \quad (2.23)$$

La densidad total de partículas en el plasma, ρ_p , es igual a la suma de las densidades de partículas de H, partículas de O y las partículas del material de la superficie de la pieza:

$$\rho_p = \rho_{p,H} + \rho_{p,o} + \rho_{p,c} \quad (2.24)$$

La densidad de partículas de H es la suma de la densidad de átomos, ρ_H , y de la densidad de iones, ρ_{H+} :

$$\rho_{p,H} = \rho_{H+} + \rho_H \quad (2.25)$$

De forma análoga, para el oxígeno y las partículas de la superficie de la pieza, se tiene:

$$\rho_{p,O} = \rho_{O+} + \rho_O \quad (2.26)$$

$$\rho_{p,C} = \rho_{C+} + \rho_C \quad (2.27)$$

donde ρ_{O+} y ρ_O son las densidades de partículas de $O+$ y O , respectivamente, mientras que ρ_{C+} y ρ_C son las densidades de iones y átomos del material de la superficie de la pieza. Además, se asume que la densidad electrónica del plasma es igual a la suma de las densidades de partículas iónicas:

$$\rho_e = \rho_{ion} = \rho_{H+} + \rho_{O+} + \rho_{C+} \quad (2.28)$$

donde ρ_{ion} es la densidad total de iones en el plasma.

La densidad de energía interna de las partículas en el plasma se calcula mediante:

$$\varepsilon_p = \frac{3}{2} \rho_p k_b T_p + \rho_{p,O} E_{wd} \quad (2.29)$$

donde T_p es la temperatura de las partículas del plasma, k_b es la constante de Boltzmann y E_{wd} es la energía de disociación de la molécula de agua. El primer término de la ecuación es la energía cinética y el segundo término es la energía de disociación por unidad de volumen de la molécula de agua. Del mismo modo, la densidad de energía de los electrones, ε_e , es la suma de la energía cinética y la energía de disociación [Harrach77] y [Mao96]:

$$\varepsilon_e = \frac{3}{2} \rho_e k_b T_e + \rho_{H+} \theta_{i,H} + \rho_{O+} \theta_{i,O} + \rho_{C+} \theta_{i,C} \quad (2.30)$$

donde T_e es la temperatura de las partículas del plasma y $\theta_{i,H}$, $\theta_{i,O}$ y $\theta_{i,C}$ son los potenciales de ionización del hidrógeno, oxígeno y material de la superficie, respectivamente.

La variación en la energía electrónica debe ser igual a la energía absorbida proveniente del láser, menos la energía transferida a las partículas mediante colisiones y las pérdidas debidas a conducción, radiación y expansión:

$$\begin{aligned} \frac{d(L\varepsilon_e)}{dt} = & I(1 - R_{wp})[1 - e^{-k_t L}] + I(1 - R_{wp}) \times e^{-k_t L} R_c - \frac{3}{2} k_b (T_e - T_p) v_{tr} \rho_e L - q_{cdc} \\ & - q_{cdw} - (1 - R'_c) \sigma_{SB} T_e^4 - (1 - R'_{wp}) \sigma_{SB} T_e^4 - P_e (u_{w,pre} + u_{w,ev} + u_{s,pre} + u_{s,ev}) \end{aligned} \quad (2.31)$$

donde I es la intensidad láser, R_{wp} y R'_{wp} son la reflectividad de la interfaz agua-plasma para la radiación láser y para la radiación del plasma, respectivamente, R_c y R'_c son la reflectividad de la interfaz plasma-superficie del material para la radiación láser y para la radiación del plasma, respectivamente, σ_{SB} es la constante de Stefan-Boltzmann, k_t es el coeficiente de absorción total y q_{cdc} y q_{cdw} son el flujo de calor conducido desde el plasma a la superficie de la pieza y al agua, respectivamente.

La frecuencia de transferencia energética electrón-ión se calcula de acuerdo con [Harrach77] y [Mao96], mediante la expresión:

$$v_{tr} = \frac{2m_e}{M_{ave} \rho_p \sigma_c} \sqrt{\frac{8k_b T_e}{\pi m_e}} \quad (2.32)$$

donde m_e y M_{ave} son la masa del electrón y la masa media de las partículas, respectivamente. σ_c es el área de colisión electrón-partícula, que se supone constante. La ecuación de la energía es la misma que en las referencias [Harrach77] y [Mao96], salvo que aquí se tienen en cuenta también las pérdidas energéticas debidas a la conducción, radiación y expansión, dotando al modelo de mayor realismo. También, se apunta a que una vez que comienza a ionizarse el vapor, la transferencia del plasma hacia el láser, $e^{-k_t L}$, cae a valores cercanos a cero muy rápidamente y, por tanto, el término $I(1 - R_{wp})e^{-k_t L} R_c$ puede ser no tenido en cuenta en los cálculos.

La reflectividad en la interfaz agua-plasma, R_{wp} , puede ser calculada a través del modelo de Drude [Pedrotti93 y Mao96] del siguiente modo:

$$\varepsilon' = 1 - \frac{w_p^2}{w^2 + \gamma^2} \quad (2.33)$$

$$\varepsilon'' = \gamma \frac{w_p^2}{w(w^2 + \gamma^2)} \quad (2.34)$$

$$w_p = \sqrt{\frac{\rho_e e^2}{m \varepsilon_0}} \quad (2.35)$$

$$\gamma = \rho_p \sigma_c \sqrt{\frac{8k_b T_e}{\pi m}} \quad (2.36)$$

$$n_{prf} = \sqrt{\frac{\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2}} \quad (2.37)$$

$$k_{prf} = \frac{\varepsilon''}{2n_{prf}} \quad (2.38)$$

$$R_{wp} = \frac{(n_{prf} - n_{wrf})^2 + (k_{prf} - k_{wrf})^2}{(n_{prf} + n_{wrf})^2 + (k_{prf} + k_{wrf})^2} \quad (2.39)$$

donde ε' y ε'' son parte real e imaginaria de la función dieléctrica del plasma, w es la frecuencia de la radiación láser, ε_0 es la constante dieléctrica del vacío, w_p es la frecuencia de la radiación emitida por el plasma, n_{prf} y k_{prf} son la parte real e imaginaria del índice de refracción del plasma, n_{wrf} y k_{wrf} son la parte real e imaginaria del índice de refracción del agua, respectivamente, y γ es la frecuencia de colisión electrón-partícula.

La conductividad electrónica del plasma, k_e , puede ser calculada mediante la fórmula de Spitzer-Harm [Spitzer62]:

$$k_e = \delta_t 20 \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \frac{(k_b T_e)^{5/2} k_b}{m^{1/2} e^4 Z^* (\ln \Lambda)} \quad (2.40)$$

donde

$$\Lambda = 3/2 e^3 (k_b^3 T_e^3 / \pi \rho_e)^{1/2}, Z^* \text{ es la carga media de el ión y } \delta_t = 0.225 \text{ cuando } Z^* = 1.$$

Cuando $\Lambda < 1$, la fórmula de Spitzer-Harm deja de ser válida y la conductividad térmica ha de calcularse como se indica en [Rozmus85]:

$$k_e = \frac{5}{2} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{(k_b T_e)^{\frac{5}{2}} k_b}{m^{\frac{1}{2}} e^4 Z^* A} 1 / \left(\frac{52}{15} + \frac{16 \sqrt{2}}{15 Z^*} \right) \quad (2.41)$$

$$A = \frac{1}{2} \frac{(1/\Lambda^2) - 1 - \ln(1/\Lambda^2)}{(1 - (1/\Lambda^2))^2}; \quad (2.42)$$

El flujo de calor conducido hacia la superficie de la pieza y la superficie del agua puede ser calculado del siguiente modo [Malone75 y Bond81]:

$$q_{cdc} = \min \left(k_e \frac{T_e - T_{cs}}{0.5L}, f \rho_e k_b T_e \left(\frac{k_b T_e}{m} \right)^{1/2} \right) \quad (2.43)$$

$$q_{cdw} = \min \left(k_e \frac{T_e - T_{ws}}{0.5L}, f \rho_e k_b T_e \left(\frac{k_b T_e}{m} \right)^{1/2} \right) \quad (2.44)$$

donde T_{cs} y T_{ws} son la temperatura de la superficie de la pieza y de la superficie del agua en contacto con el plasma. La conductividad k_e en las ecuaciones (2.43) y (2.44) está calculada mediante la ecuación (2.40) o la ecuación (2.41). El segundo término de la parte derecha de las ecuaciones (2.40) y (2.41) proviene de modelos de aplicaciones de fusión por láser y f es un número adimensional que está entre 0.03 y 0.1 de acuerdo con estimaciones teórico-experimentales realizadas en [Malone75].

La variación energética de las partículas es igual a la energía cinética transferida al plasma por parte de las partículas vaporizadas de la superficie de la pieza y del agua, sumada a la energía transferida por los electrones, menos las pérdidas energéticas asociadas a la expansión:

$$\frac{d(L\varepsilon_{pl})}{dt} = \frac{3}{2} k_b (3T_{ws}J_w + T_{cs}J_c) + \frac{3}{2} k_b (T_e - T_p) v_{tr} \rho_e L - P_p (u_{w,pre} + u_{w,ev} + u_{s,pre} + u_{s,ev}) \quad (2.45)$$

donde ε_{pl} es la densidad de energía de las partículas del plasma y P_p es la presión parcial de las partículas del plasma. Esta ecuación proviene de las referencias [Harrach77] y [Mao96], pero se tuvieron en cuenta, además, las pérdidas asociadas a la expansión. La densidad electrónica en el plasma se calcula a través de las ecuaciones de Saha [Zeldovich66]:

$$\frac{\rho_e \rho_{H+}}{\rho_{p,H} - \rho_{H+}} = \frac{u_+}{u_H} 2 \left(\frac{2\pi m k_b T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp(-\theta_{i,H}/k_b T_e) \quad (2.46)$$

$$\frac{\rho_e \rho_{O+}}{\rho_{p,O} - \rho_{O+}} = \frac{u_+}{u_O} 2 \left(\frac{2\pi m k_b T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp(-\theta_{i,O}/k_b T_e) \quad (2.47)$$

$$\frac{\rho_e \rho_{C+}}{\rho_{p,C} - \rho_{C+}} = \frac{u_+}{u_C} 2 \left(\frac{2\pi m k_b T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp(-\theta_{i,C}/k_b T_e) \quad (2.48)$$

donde h es la constante de Planck, u_+ es la función de partición electrónica del ión ($u_+=1$ [Song97]), u_H , u_O y u_C son las funciones de partición electrónica de los átomos de hidrógeno, oxígeno y del material de la superficie, respectivamente. Estas pueden ser calculadas mediante las expresiones [Zeldovich66] y [Song97]:

$$u_H = \sum_{n=1}^{n^*} 2n^2 \exp \left[-\frac{\theta_{i,H}}{k_b T_p} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \right] \quad (2.49)$$

$$u_O = \sum_{n=1}^{n^*} 2n^2 \exp \left[-\frac{\theta_{i,O}}{k_b T_p} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \right] \quad (2.50)$$

$$u_C = \sum_{n=1}^{n^*} 2n^2 \exp \left[-\frac{\theta_{i,C}}{k_b T_p} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \right] \quad (2.51)$$

donde:

$$n^* \cong \frac{zn_p^{1/3}}{a_0} \quad (2.52)$$

siendo a_0 el radio de Bohr. La presión total en el plasma es la suma de la presión parcial de las partículas y de la presión parcial de los electrones [Mao96]:

$$P = P_p + P_e = k_b T_p \rho_p + k_b T_e \rho_e \quad (2.53)$$

El coeficiente de absorción total k_t es la suma de los coeficientes de absorción por bremsstrahlung inverso electrón-ión y electrón-átomo y el coeficiente de absorción por fotoionización:

$$k_t = k_{ei} + k_{ea} + k_{pi} \quad (2.54)$$

El coeficiente k_{ei} se calcula a través de la expresión [Spitzer62]:

$$k_{ei} = \frac{3.7 \times 10^8}{T_e^{1/2} f^3} \left[1 - \exp \left(-\frac{hf}{k_b T_e} \right) \right] \rho_e \rho_i \quad (2.55)$$

donde f es la frecuencia de la radiación láser. Por su parte, el coeficiente k_{ea} se calcula a través de la expresión [Harrach77]:

$$k_{ei} = \frac{e^2 \rho_e}{\pi m c \nu^2} (\rho_{H+} + \rho_{O+} + \rho_{C+}) \sigma_c \sqrt{\frac{8k_b T_e}{\pi m}} \quad (2.56)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío.

El coeficiente de absorción por fotoionización k_{pi} se calcula mediante [Zeldovich66 y Song97]:

$$k_{pi,H} = \sum_{n=\text{integer}[\sqrt{\theta_{i,H}/h\nu}]}^{\infty} 7.9 \times 10^{-22} \frac{1}{z^2} \left(\frac{\theta_{i,H}}{nh\nu} \right)^3 \left(\rho_H \frac{2}{u_H} \right) \times \exp \left[-\theta_{i,H}/k_b T_p \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \right]$$

$$k_{pi,O} = \sum_{n=\text{integer}[\sqrt{\theta_{i,O}/h\nu}]}^{\infty} 7.9 \times 10^{-22} \frac{1}{z^2} \left(\frac{\theta_{i,O}}{nh\nu} \right)^3 \left(\rho_O \frac{2}{u_O} \right) \times \exp \left[-\theta_{i,O}/k_b T_p \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \right]$$

$$k_{pi,C} = \sum_{n=\text{integer}[\sqrt{\theta_{i,C}/h\nu}]}^{\infty} 7.9 \times 10^{-22} \frac{1}{z^2} \left(\frac{\theta_{i,C}}{nh\nu} \right)^3 \left(\rho_C \frac{2}{u_C} \right) \times \exp \left[-\theta_{i,C}/k_b T_p \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \right]$$

$$k_{pi} = k_{pi,H} + k_{pi,O} + k_{pi,C} \quad (2.57)$$

donde $k_{pi,H}$, $k_{pi,O}$ y $k_{pi,C}$ son los coeficientes de absorción por fotoionización de los átomos de hidrógeno, oxígeno y del material de la superficie de la pieza, respectivamente. El límite inferior de estos sumatorios está determinado para que la condición de que la energía del fotón sea mayor que la energía de ligadura entre el electrón en el átomo.

Las velocidades generadas en el agua y en la superficie del material por efecto de la presión pueden ser estimadas mediante las fórmulas asociadas a las ondas de choque [Fabbro90] y [Zhang04]:

$$u_{w,pre} = \frac{P}{\rho_w D_w} = \frac{P}{\rho_w (D_{w0} + s_w u_{w,pre})} \quad (2.58)$$

$$u_{c,pre} = \frac{P}{\rho_c D_c} = \frac{P}{\rho_c (D_{c0} + s_c u_{c,pre})} \quad (2.59)$$

donde ρ_w y ρ_c son las densidades del agua y del material de la superficie, respectivamente. D_w y D_c son las velocidades de choque en cada uno de los medios y D_{w0} , s_w , D_{c0} , s_c son constantes de choque para realizar el cálculo, ya que se supone dependencia lineal de la presión en función de la velocidad.

Figura 2.8: Esquema expansión del plasma. Fuente: [Wu05]

La ecuación de conducción del calor en el sistema de coordenadas x_c (figura 2.8) viene dada por [Jeong97 e Incropera02]:

$$\frac{\partial(\rho_c C_{p,c} T_c)}{\partial t} - u_{c,ev} \frac{\partial(\rho_c C_{p,c} T_c)}{\partial x_c} = \frac{\partial}{\partial x_c} \left(k_c \frac{\partial T_c}{\partial x_c} \right) \quad (2.60)$$

siendo en $x_c = 0$:

$$-k_c \frac{\partial T_c}{\partial x_c} = (1 - R_c)(1 - R_{wp}) I \exp(-k_t L) + (1 - R'_c) \sigma T_e^4 + q_{cdc} - \rho_c u_{c,ev} L_{ev,c} \quad (2.61)$$

y siendo en $x_c = L_c$:

$$k_c \frac{\partial T_c}{\partial x_c} = 0 \quad (2.62)$$

donde $C_{p,c}$ es el calor específico de la superficie del material tratado, T_c es su temperatura, k_c es su conductividad térmica y $L_{ev,c}$ es su calor latente de vaporización.

Como la duración del pulso láser se supone de pocos nanosegundos, la difusión térmica en profundidad es mucho menor que el espesor del material tratado. Por tanto, para establecer una condición de contorno razonable, $L_{ev,c}$ debe tomar un valor que sea mayor que la profundidad de difusión del calor, pero menor que el espesor de la pieza tratada.

La velocidad generada por la vaporización es calculada mediante la ecuación de Hertz-Knudsen [Lu02]:

$$u_{cev} = \frac{1}{\rho_c} \beta p_0(T_{cs}) \left(\frac{m_{c,a}}{2\pi k_b T_{cs}} \right)^2 \quad (2.63)$$

donde $m_{c,a}$ es la masa del átomo de la superficie tratada y $p_0(T_{cs})$ es la presión de vapor en equilibrio [Lu02]:

$$p_0(T_{cs}) = p_\infty \exp \left[\frac{L_{ev,c}}{R_v T_{ev,c}} \left(1 - \frac{T_{ev,c}}{T_{cs}} \right) \right] \quad (2.64)$$

donde R_v es constante universal de los gases, p_∞ es la presión de vapor en equilibrio a $T_{ev,c}$, β es el coeficiente de vaporación.

Siguiendo exactamente la misma idea:

$$\frac{\partial(\rho_w C_{p,w} T_w)}{\partial t} - u_{w,ev} \frac{\partial(\rho_w C_{p,w} T_w)}{\partial x_w} = \frac{\partial}{\partial x_w} \left(k_w \frac{\partial T_w}{\partial x_w} \right) \quad (2.65)$$

siendo en $x_w = 0$:

$$-k_w \frac{\partial T_w}{\partial x_w} = q_{cdw} - \rho_w u_{wev} L_{ev,w} \quad (2.66)$$

y siendo en $x_w = L_w$:

$$k_w \frac{\partial T_w}{\partial x_w} = 0 \quad (2.67)$$

La velocidad generada por la vaporización es calculada mediante la ecuación de Hertz-Knudsen [Jeong97 e Incorpora02]:

$$u_{wev} = \frac{1}{\rho_w} \beta p_0(T_{ws}) \left(\frac{m_{w,a}}{2\pi k_b T_{ws}} \right)^2 \quad (2.68)$$

$$p_0(T_{ws}) = p_\infty \exp \left[\frac{L_{ev,w}}{R_v T_{ev,w}} \left(1 - \frac{T_{ev,w}}{T_{ws}} \right) \right] \quad (2.69)$$

donde ρ_w , $C_{p,w}$, T_w , k_w , $L_{ev,w}$ y $m_{w,a}$ son la densidad, el calor específico, la temperatura, la conductividad térmica, el calor latente de evaporación y la masa molecular del agua, respectivamente. Por su parte, $p_0(T_{ws})$ es la presión de vapor en equilibrio a T_{ws} y p_∞ es la presión de vapor en equilibrio a la temperatura $T_{ev,w}$.

En la figura 2.9 se da muestra de los resultados típicos obtenidos mediante el modelo de Wu y Shin:

Figura 2.9: Comparación de los resultados de presión máxima simulados mediante el modelo de Wu y Shin con los resultados experimentales de [Devaux93]. Fuente: [Wu05]

2.1.2. Saturación de la presión máxima por ruptura dieléctrica del medio confinante.

La ruptura dieléctrica, también conocida como ruptura óptica o inducida por láser, consiste en la ionización parcial o completa de un sólido, líquido o gas debido a la absorción de energía láser [Shen84]. Dicha ionización genera un plasma (gas con partículas cargadas) que absorbe la radiación con más facilidad que la materia no ionizada, implicando un aumento más rápido de su temperatura.

Tal y como se ha presentado anteriormente, la ruptura dieléctrica del medio confinante marca un umbral de intensidad máxima del haz que puede irradiar sobre la pieza. Superado este umbral, se reduce tanto la presión resultante del plasma como su duración en el tiempo. Al ser un efecto indeseable, su estudio dentro del proceso de LSP se centra en determinar principalmente dicho umbral de intensidad con el fin de evitarlo, quedando la caracterización del comportamiento del plasma en condiciones de ruptura dieléctrica dentro del marco de otros estudios.

La ruptura dieléctrica del medio confinante puede generarse por dos mecanismos diferentes, que se describen a continuación:

- i) Ionización por avalancha: Cuando existe una alta concentración de electrones en el volumen focal, estos absorben la radiación a través de un proceso llamado bremsstrahlung inverso. Al alcanzar energías superiores a las de ionización, son capaces de ionizar moléculas por colisión. El primer electrón pierde energía tras la colisión, pero vuelve a ganarla al verse afectado de manera continua por la irradiación. De esta manera, se genera la ionización por avalancha. A los electrones iniciadores del proceso, se les suele conocer con el nombre de electrones semilla. Las impurezas, que podrían tener un umbral de activación más bajo que el del agua, pueden actuar como semilla reduciéndose notablemente el umbral de ruptura por avalancha.
- ii) Absorción multifotónica: En este fenómeno cada electrón se ioniza de una manera independiente, sin ser necesario que un electrón de mayor energía actúe como semilla. Es independiente de la presencia de impurezas y es más rápido que el de avalancha electrónica.

Ambos fenómenos descritos, pueden tener lugar en sólidos, líquidos y gases. El caso de los líquidos amorfos, como el agua, es más complejo que el de los sólidos y gases, ya que tiende a formar agregados de manera indeterminada, dificultando mucho el estudio de la movilidad del electrón. A pesar de su complejidad, existen numerosos estudios al respecto [Kennedy95, Noack99, Sollier01, Morales04, Wu07, Zhou08, Lintz09]. Existen también estudios sobre el modelado de la ruptura dieléctrica en sólidos [Shen84] y gases [Smith76, Shen84].

En lo que se refiere a la formulación matemática del fenómeno, se utiliza la ecuación de ritmo, que describe el incremento de la densidad de electrones libres, ρ_e , cuando el medio confinante es irradiado por el láser (ecuación 2.70).

Los subíndices AI , MPI , Dif , rec representan respectivamente avalancha electrónica, ionización multifotónica, pérdidas por difusión y pérdidas por recombinación. Por otra parte, la función $\psi(x)$ representa la integral de Dawson [Keldish65]. El termino de difusión es el único que depende del diámetro del spot del láser, Φ , el cual, cuando supera los 5 mm, deja de tener efecto en el umbral de ruptura dieléctrica [Vogel96].

$$\frac{d\rho_e}{dt} = \left(\frac{d\rho_e}{dt}\right)_{AI} + \left(\frac{d\rho_e}{dt}\right)_{MPI} - \left(\frac{d\rho_e}{dt}\right)_{Dif} - \left(\frac{d\rho_e}{dt}\right)_{rec} \quad (2.70)$$

Donde:

$$\left(\frac{d\rho_e}{dt}\right)_{AI} = \frac{1}{\omega^2 \tau_c^2 + 1} \frac{1}{E_{ion}} \left[\frac{e^2 \tau_c}{c n \epsilon_0 m} I - \frac{2 \epsilon_{av} m_e \omega^2 \tau_c}{M} \right] \rho_e \quad (2.71)$$

$$\left(\frac{d\rho_e}{dt}\right)_{MPI} = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{m'\omega}{\hbar}\right)^{3/2} \left(\frac{q_e^2}{16m'E_{ion}\omega^2 c \varepsilon_0 n_w} I\right)^k \exp(2k) \psi\left(\sqrt{2k - \frac{2E_{ion}}{\hbar\omega}}\right) \quad (2.72)$$

$$\left(\frac{d\rho_e}{dt}\right)_{Dif} = \left[\left(\frac{4.8}{\Phi}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Phi}\right)^2\right] \rho_e \quad (2.73)$$

$$\left(\frac{d\rho_e}{dt}\right)_{rec} = \eta_{rec} \rho_e \quad (2.74)$$

$$\psi(x) = e^{(-x^2)} \int_0^x e^{(y^2)} dy \quad (2.75)$$

Donde: $\omega = 2\pi c/\lambda$ es la frecuencia angular de la radiación láser, c es la velocidad de la luz, λ es la longitud de onda de la radiación láser, τ_c es el tiempo de transferencia colisional, q_e es la carga del electrón, n_w es el índice de refracción del agua, ε_0 es la permitividad del vacío, m_e es la masa del electrón, E_{ion} es la energía de ionización de la molécula de agua, I es la intensidad de la radiación láser, ε_{av} es la energía media del electrón y M es la masa molecular del agua, m' es la masa reducida del excitón (su masa es la mitad que la masa del electrón), k es el menor entero mayor que $\Delta E/(\hbar\omega)$, siendo $\hbar$ la constante de Planck reducida, Φ es el diámetro del spot y por último, η_{rec} es una constante de recombinación, que se calcula experimentalmente.

En lo que se refiere a las diferentes condiciones que pueden presentarse, así como los mecanismos de ruptura correspondientes, se tienen tres situaciones características:

- i) En pulsos largos en el infrarrojo cercano, el mecanismo dominante es la ruptura por avalancha, iniciada por las impurezas o por absorción multifotónica si no existen impurezas.
- ii) Para pulsos de duración intermedia en el infrarrojo cercano, la iniciación está dominada por la ionización multifotónica, con lo que el umbral resulta independiente de la cantidad de impurezas. En el caso de que la longitud de onda, λ , de 1064 nm, esta situación se presenta en pulsos de duración menor de 100 ps.
- iii) Para pulsos cortos (del orden de picosegundos), el mecanismo de ruptura por avalancha resulta imposible, con lo que se presenta únicamente la ruptura por ionización multifotónica.

En la mayoría de los casos que se presentan en LSP no se alcanza el umbral de ruptura dieléctrica, con lo que muchos autores asumen en sus cálculos que la misma no tendrá lugar. Por el contrario, en otros ámbitos de estudio como la oftalmología, sí resulta determinante el fenómeno de la ruptura dieléctrica, pues puede ser causante de daños en el paciente. En este

campo se desarrolló un modelo analítico simple y en él está basado el código DRUPT [Morales04], desarrollado e implementado en el Centro Láser UPM.

En el caso del LSP, donde la duración característica del pulso está entre 10 y 50 ns dependiendo del dispositivo láser, existen dos situaciones posibles de ruptura dieléctrica en agua en función de la longitud de onda, λ , empleada: Si $\lambda = 1064 \text{ nm}$, la ruptura dieléctrica se produce por la ionización por avalancha, reduciéndose el umbral en caso de existir impurezas. Si $\lambda = 532 \text{ nm}$, la ruptura se produce por ionización multifotónica, con independencia de la presencia de impurezas en el medio

Existe otro modelo [Sollier01], también basado en la densidad de electrones libres, que sugiere que la ruptura dieléctrica se inicia en la interfaz aire-agua. Sin embargo, observaciones realizadas en el Centro Láser UPM confirman que el fenómeno ocurre en el seno del medio confinante [Morales04].

En lo que se refiere a la determinación experimental de la ruptura dieléctrica, algunos autores han empleado cámaras de alta velocidad [Berthe97], mediante las cuales han podido identificar la formación de plasma en el interior del agua. En otros estudios, se analiza la transmisión del plasma producido en la superficie del agua mediante un fotodiodo con un tiempo de respuesta del orden del nanosegundo [Berthe98]. Además, la medida indirecta es posible teniendo en cuenta que la ruptura dieléctrica supone reducciones considerables en la presión del plasma, $P(t)$, y la duración del pulso [Berthe98]

Tanto las simulaciones [Sollier01, Morales04, Zhou08 y Lintz09], como los experimentos [Berthe97, Berthe98, Berthe99, Noack99, Peyre00 y Freidank09], confirman que el umbral de ruptura dieléctrica se reduce al aumentar la frecuencia y también, al reducirse la duración del pulso. Además, valores más bajos de longitud de onda, λ , implican una mayor presión [Berthe97, Berthe99], aunque no compensa esto último desde el punto de vista energético.

2.2. Modelado de la plasticidad en materiales metálicos.

En la actualidad, existe una enorme variedad de materiales de interés industrial cuyo comportamiento se desea modelar ante multitud de solicitaciones. Esto implica necesariamente una amplia variedad de modelos de comportamiento, que poco a poco van incorporándose en los programas de simulación, tales como Abaqus, que se empleará en el desarrollo de la presente tesis.

Inicialmente, será necesario un estudio detallado tanto de los criterios de plasticidad, como de los modelos de endurecimiento actuales que permiten modelar el comportamiento elasto-plástico de materiales metálicos, con el fin de justificar el modelo elegido e implementado para predecir las tensiones residuales generadas por LSP. Más concretamente, el comportamiento del material ante la deformación uniaxial.

Existen dos aspectos fundamentales en el modelado del comportamiento elasto-plástico:

i) El primero de todos es la definición de la frontera elasto-plástica, que consiste en asociar un estado tensional arbitrario, caracterizado por sus tres tensiones principales ($\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$), con un valor escalar ($f(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$). Si dicho escalar alcanza un valor conocido como límite elástico ($f(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) = \sigma_y$), comenzará la deformación plástica del material. Para la definición de la frontera elasto-plástica, existen multitud de modelos. A continuación, se presentan brevemente los más significativos:

- 1) Criterio de von Mises: Es el más utilizado en materiales metálicos. Considera que el material experimenta deformación plástica cuando el estado tensional del mismo implica una energía de distorsión de la red que alcanza un valor crítico, equivalente al que experimenta en un ensayo de tracción uniaxial al alcanzarse deformación plástica. Aunque su descripción más completa se detallará en el siguiente apartado, se adelanta que frontera elasto-plástica se puede representar gráficamente mediante una superficie cilíndrica en el espacio ($\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$), con eje de simetría definido por $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$ (eje hidrostático).
- 2) Criterio de Tresca: Basado en el esfuerzo máximo a cortadura. La frontera elasto-plástica es un hexágono inscrito en el cilindro de von Mises.
- 3) Criterio de Hill: Se utiliza para modelar la anisotropía de los materiales. En este caso, se distinguen las direcciones en las que el material experimenta tensiones. La superficie en el espacio ($\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$) será más compleja. Su definición matemática se describirá detalladamente en el siguiente apartado.

- 4) Criterio de Mohr-Coulomb [Labuz12]: En este caso, se considera que la presión hidrostática desempeña un papel significativo en la plasticidad, de manera que altas tensiones hidrostáticas, reducen notablemente la energía necesaria para la plastificación y roturas del material. Este modelo se emplea habitualmente en materiales frágiles (cristales). Existe una variante de este en la que la superficie se presenta suavizada (Modelo de Drucker Prager).
- 5) Modelo de Gurson: Se utiliza en el modelado de materiales porosos, mostrando el efecto que tiene la tensión hidrostática en el límite elástico del material y en el crecimiento de los defectos.
- ii) El segundo aspecto es la ley de endurecimiento del material, que define la relación entre la deformación plástica experimentada por el material, ε_p , con el valor escalar definido previamente, σ_y , una vez alcanzada la condición de plastificación. Los modelos de endurecimiento, desde el punto de vista más general posible, pueden clasificarse en tres grupos:

- 1) Isotrópicos: En este tipo de modelos, la ley de endurecimiento tiene en cuenta únicamente el escalar que define la superficie de plastificación, y dicha superficie experimenta una expansión isotrópica tras la deformación plástica, con independencia de la dirección en la que se presente. Su formulación más general responde a la expresión $(\sigma_y = f(\Delta\varepsilon_p))$, donde $\Delta\varepsilon_p$ es la deformación plástica equivalente, que incrementa su valor cada vez que el material experimenta deformación plástica, con independencia del sentido de esta.

Es preciso matizar que la definición de una ley de endurecimiento isotrópica supone que la deformación plástica en una dirección implica una expansión equivalente en cualquier otra de la frontera elasto-plástica. No debe confundirse con el concepto de isotropía en las propiedades del material.

- 2) Cinemáticos: Este tipo de modelos consideran que la frontera elasto-plástica se ve desplazada cuando el material se deforma plásticamente, no sufriendo expansión alguna, como ocurre en el caso de los modelos isotrópicos. Su formulación más general responde a la expresión $(\sigma_y = f(\varepsilon_p))$, donde ε_p es la deformación plástica. En este caso sí se distingue la direccionalidad de las deformaciones plásticas, a diferencia de lo que ocurre en el modelo isotrópico.
- 3) Combinados (isotrópicos + cinemáticos). Este tipo de modelos combinan la expansión isotrópica con el desplazamiento de la frontera elasto-plástica. Una fracción de la

deformación plástica genera una traslación de la superficie (cinemático), y la otra fracción genera una expansión de esta (isotrópica).

- 4) Anisotrópicos: En este tipo de modelos, se definen leyes de endurecimiento diferentes según la dirección en la que se aplican las tensiones. Como se verá en la siguiente sección, el criterio de Hill puede adaptarse para crear una ley de endurecimiento anisotrópica, que se utilizará para crear un modelo de material adecuado para la aleación de magnesio Mg AZ31B.

Teniendo en cuenta que se pretende modelar el comportamiento de materiales metálicos, se utilizará la superficie de plastificación de von Mises para las aleaciones de aluminio tratadas, por ser la que mejor se adapta al modelado de estos. Sin embargo, en el caso de la aleación de magnesio Mg AZ31B, será necesario el uso de la superficie de plastificación de Hill, con el fin de caracterizar el comportamiento según cada una de las direcciones, al tratarse de una aleación altamente anisótropa, cuyas curvas de tensión-deformación han sido caracterizadas con detalle [Tucker09].

Así como los cristales están caracterizados por un comportamiento frágil (una vez superado el límite elástico, el material experimenta rotura), los materiales metálicos presentan un comportamiento dúctil, en el que el límite elástico del material aumenta tras sufrir deformaciones plásticas.

La elección de un modelo adecuado dependerá de una serie de características inherentes al material en cuestión y a la sollicitación mecánica a la que se ve sometido dicho material. Dichas características se enumeran a continuación:

- a. Aumento de tamaño de la región elástica.
- b. Curva monotónica de tracción y/o compresión.
- c. Ciclos de carga simétricos en los que se alterna deformación plástica a tracción y compresión
- d. Ciclos de carga asimétricos en los que alterna deformación plástica a tracción y compresión.
- e. Ciclos con velocidad de deformación alta y/o variable.
- f. Dependencia de la temperatura del proceso.
- g. Estados tensionales complejos (multi-axiales)
- h. Leyes de endurecimiento anisotrópicas.

A continuación, se relacionan los modelos introducidos previamente con las características que pueden modelar los mismos:

- 1. Modelos de endurecimiento isotrópicos: a, b, e y f.

2. Modelos de endurecimiento cinemáticos: b, c, d y f.
3. Modelos de endurecimiento combinados (isotrópico + cinemático): a, b, c, d, e y f.
4. Modelos de endurecimiento anisotrópicos, sin incluir parte cinemática: a, b, e, f, h.
5. Modelos de endurecimiento anisotrópicos, incluyendo parte cinemática: a, b, c, d, e, f, g.
6. Modelos de endurecimiento combinados multi-axiales: a, b, c, d, e, f, g y h.

Aunque a priori pueda parecer que la opción 6 es la más adecuada, ya que permite modelar todas las características presentadas anteriormente, existe un principio en la elaboración de modelos de material que sugiere que el modelo debe ser el más sencillo posible, que permita representar el comportamiento del material.

Un modelo más complejo implica un mayor coste computacional, lo que se traduce en mayores tiempos de cálculo. Además, las probabilidades de error aumentan exponencialmente. Tal y como se justificará más adelante, el uso de un modelo combinado sencillo (opción 3) representa la opción más adecuada para el caso de las aleaciones de aluminio estudiadas (Al 2624 T39 y T351), mientras que será necesario un modelo anisotrópico para el caso de la aleación de magnesio MgAZ31B.

En el caso de procesos LSP, un detallado estudio de los estados tensionales a los que se ve sometido el material durante la propagación de onda revela la existencia de comportamiento cíclico [Angulo19], en el que se alternan ciclos compresivos seguidos de tracciones, siempre bajo una compresión hidrostática elevada que permite que el material pueda soportar las elevadas compresiones a las que se ve sometido (un orden de magnitud superiores a su límite elástico). En la tesis de Ballard [Ballard95], se puede encontrar un detallado estudio sobre propagación de ondas. En la sección 3 de la presente tesis se detalla todo lo relacionado tanto con la propagación de ondas, como la respuesta de carácter cíclico del material ante las elevadas presiones a las que se ve sometido. Se hará especial énfasis en la caracterización de la plasticidad cíclica.

2.2.1. Descripción de los criterios de plastificación del material

En esta sección, se detalla la definición matemática de los criterios de plastificación que van a utilizarse en la presente tesis, con el fin de complementar su descripción más general. Se utilizará habitualmente el criterio de von Mises para caracterizar el comportamiento de las aleaciones de aluminio, y el de Hill para caracterizar el comportamiento de la aleación de magnesio Mg AZ31.

2.2.1.1. Criterio de plasticidad de von Mises

Tal y como se ha presentado anteriormente, el criterio de von Mises es el más ampliamente utilizado en el modelado de la frontera elasto-plástica en materiales metálicos. Tiene la particularidad de considerar que tanto las compresiones, como las tensiones hidrostáticas, no tienen efecto alguno sobre la plastificación del material, siendo únicamente la parte del estado tensional que distorsiona la red la que tiene efecto en la plastificación. Esta aproximación es más que aceptable en materiales metálicos, no así en materiales frágiles como rocas, arena (mecánica de suelos en general), en donde la dependencia con los estados tensionales hidrostáticos es muy alta.

El ensayo más sencillo que permite llevar al material a un estado de plastificación es el ensayo de tracción simple, cuando la única tensión aplicada, σ_1 , alcanza un valor escalar que se conoce con el nombre de límite elástico ($\sigma_1 = \sigma_y, \sigma_2 = \sigma_3 = 0$). Igualando la energía de distorsión de un estado tensional cualquiera, a la correspondiente a un ensayo de tracción simple, quedará definida la condición de plastificación.

La energía de deformación por unidad de volumen, correspondiente a un estado tensional en el que las tensiones principales son, σ_1 , σ_2 y σ_3 viene representada por la ecuación 2.76. A partir de la presión hidrostática, σ_m , definida en la ecuación 2.77, puede obtenerse la energía asociada al cambio de volumen en función de esta (ecuación 2.78). Si se relacionan mediante la ley de Hooke generalizada, se llega a la expresión de la energía asociada al cambio de volumen por unidad de volumen en función de las tres tensiones principales (ecuación 2.79). Restando las ecuaciones 2.79 y 2.76 se tiene la energía de distorsión por unidad de volumen, ϵ_d , (ecuación 2.80) que deberá igualarse a la correspondiente en un ensayo de tracción simple (ecuación 2.81), siendo esta la expresión del criterio de von Mises en función de las tensiones principales. Por último, resulta de utilidad expresar el criterio según una dirección cualquiera, en la que aparecerán también las tensiones tangenciales (ecuación 2.82). En el espacio tridimensional definido por las tres direcciones principales, la frontera elasto-plástica resulta en un cilindro coaxial con el eje hidrostático ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$), cuyo radio es $\sqrt{\frac{2}{3}}\sigma_y$.

$$\epsilon_D = \epsilon_V + \epsilon_d = \frac{1}{2E}(\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2) - \frac{\nu}{E}(\sigma_1\sigma_2 + \sigma_1\sigma_3 + \sigma_2\sigma_3) \quad (2.76)$$

$$\sigma_m = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3} \quad (2.77)$$

$$\epsilon_V = \frac{3}{2}\sigma_m\epsilon_m \quad (2.78)$$

$$\epsilon_V = \frac{(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)^2}{6E}(1 - 2\nu) \quad (2.79)$$

$$\epsilon_d = \frac{1+\nu}{6E} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2] \quad (2.80)$$

$$2\sigma_y^2 = [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2] \quad (2.81)$$

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{(\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{11} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + 6(\sigma_{23}^2 + \sigma_{31}^2 + \sigma_{12}^2)}{2}} \quad (2.82)$$

2.2.1.2. Criterio de plasticidad de Hill

El criterio de Hill fue presentado en 1950 con el fin de proporcionar una generalización al criterio de von Mises, modificando la definición de la frontera elasto-plástica al añadir unas constantes multiplicativas sobre la definición general del criterio de von Mises (ecuación 2.83), donde F, G, H, L, M y N son constantes a calibrar según el material.

$$\sigma_y = \sqrt{F(\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + G(\sigma_{11} - \sigma_{33})^2 + H(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + 2L\sigma_{23}^2 + 2M\sigma_{31}^2 + 2N\sigma_{12}^2} \quad (2.83)$$

Aunque con la ecuación 2.83 queda perfectamente definida la superficie de plastificación, resulta más cómodo para la comunidad científica el uso del concepto de potenciales, R_{ij} a partir de los coeficientes implicados en la ecuación 2.83 (ecuaciones 2.84 a 2.90). Dichos potenciales permiten definir, de una manera muy sencilla, el límite elástico en tres direcciones diferentes (direcciones en las que se conoce la curva de tensión-deformación del material), a partir de un límite elástico de referencia, σ_{y0} . Se pueden establecer, además, correlaciones entre dichos potenciales y la deformación plástica que sufre el material.

$$\sigma_{yi} = R_{ii}\sigma_{y0} \quad (2.84)$$

$$F = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_{22}^2} + \frac{1}{R_{33}^2} - \frac{1}{R_{11}^2} \right) \quad (2.85)$$

$$G = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_{11}^2} + \frac{1}{R_{33}^2} - \frac{1}{R_{22}^2} \right) \quad (2.86)$$

$$H = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_{11}^2} + \frac{1}{R_{22}^2} - \frac{1}{R_{33}^2} \right) \quad (2.87)$$

$$L = \frac{3}{2R_{23}^2} \quad (2.88)$$

$$M = \frac{3}{2R_{13}^2} \quad (2.89)$$

$$N = \frac{3}{2R_{12}^2} \quad (2.90)$$

Para el caso particular en el que las constantes F, G y H son iguales a 0.5, y L, M, y N iguales a 3/2, se tiene el mismo criterio de von Mises, quedando la frontera elasto-plástica degenerada en una superficie cilíndrica. Este criterio ha sido utilizado para caracterizar la anisotropía de materiales, estableciéndose en algunos desarrollos una dependencia entre las constantes y variables de estado asociadas con cada proceso en particular, definiendo así de manera completa la plasticidad anisotrópica del material, aportando una mayor generalidad [Oller03]. Como se verá más adelante, se partió de esta estrategia para modelar el comportamiento de la aleación de magnesio Mg AZ31B, en la que se distinguirá el comportamiento del material según tres direcciones diferentes, con marcada anisotropía.

2.2.2. Ecuación de estado de Mie-Grüneisen.

Tal y como se ha presentado anteriormente, los criterios de plasticidad utilizados en materiales metálicos no consideran, en general, dependencia del comportamiento de estos en relación con la presión hidrostática. Esto es válido hasta cierto punto pues, como se verá en esta sección, la relación entre presión hidrostática y densidad obtenida directamente a partir de la ley de Hooke presenta limitaciones para valores muy altos de presión aplicadas (10 GPa).

En cualquier caso, serán superiores a los que van a tener lugar en los procesos simulados y experimentados en LSP. Existirán efectos térmicos y otros relacionados con la diferencia entre las velocidades de propagación de la onda, y de vibración de la partícula al ser afectada por dicha onda.

Una ecuación de estado (EOS), desde el punto de vista más general, relaciona la presión a la que se somete un medio, P , con la densidad de este, ρ , y su energía interna, E_m , a través de una relación del tipo $P = f(\rho, E_m)$, existiendo este tipo de relaciones para sólidos, líquidos y gases. En el caso de sólidos, la relación (EOS) más simple que existe es la que se desprende de manera natural de la ley de Hooke, la cual define la base del comportamiento elasto-plástico de los materiales. Si se considera un caso en el que la presión es hidrostática ($\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = P$), se tiene una linealidad entre la presión aplicada sobre el material, P , y su deformación volumétrica unitaria, ε , a través de su módulo de compresibilidad, K (ecuación 2.91). En lo que sigue, la presión, P , será negativa al ser compresiva. Para evitar confusiones de signos, en algunas expresiones se trabajará con el valor absoluto de la presión, $|P|$.

$$P = K\varepsilon = \frac{E}{3(1-2\nu)}\varepsilon \quad (2.91)$$

Donde:

$$\varepsilon = \frac{\Delta V}{V_0} \quad (2.92)$$

El valor de la deformación volumétrica unitaria, ε , puede expresarse a través de las densidades (ecuación 2.93), siendo ρ_0 la densidad inicial y $\rho(t)$ la correspondiente a un instante genérico. El uso del parámetro densidad adimensionalizada, χ , se hace por simplicidad de ecuaciones en los desarrollos posteriores. Reemplazando la ecuación 2.93 en 2.91 se tiene la expresión final de la ecuación de estado (EOS) más sencilla, aquella que deriva de manera natural de las leyes de Hooke (ecuación 2.94), relacionándose la presión hidrostática a la que se ve sometido el material con la densidad de este. Como se verá más adelante, esta expresión resulta adecuada en metales hasta presiones hasta 10 GPa.

$$\varepsilon = -\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho(t)}\right) = -\chi \quad (2.93)$$

$$P = K\varepsilon = -\frac{E}{3(1-2\nu)}\chi \quad (2.94)$$

De cara a construir formulaciones más complejas, resulta de interés expresar la ecuación 2.94 en función de la velocidad de propagación de una onda elástica en el medio, c_e , tema que se tratará de manera extensa en la sección 3. La ecuación 2.95, en la que se ha aplicado el valor absoluto con el fin de evitar confusiones con los signos, queda finalmente:

$$|P| = \rho_0(c_e)^2\chi \quad (2.95)$$

La ecuación 2.95 representa una simplificación válida para valores de presiones hidrostáticas hasta 10 GPa en el caso del aluminio, tal y como se verá en la sección 3. Valores superiores suponen la presencia no despreciable de dos fenómenos adicionales:

- i) Diferencias entre las velocidades de las partículas del material, U_p , cuando este se ve afectado por la onda, con respecto a la velocidad de propagación del sonido en el material, c_0 . Experimentalmente se demuestra que habitualmente ambas velocidades están relacionadas mediante una ecuación lineal a través de una constante, s , que se determina experimentalmente para cada material (ecuación 2.96).

$$c_e = c_0 + sU_p \quad (2.96)$$

ii) La energía interna del sistema, E_m , que podrá expresarse en función del incremento de temperatura, o mediante la deformación plástica (ecuación 2.97), donde C es el calor específico del material por unidad de volumen, ΔT es el incremento de temperatura y α es la fracción de trabajo por deformación plástica que se invierte de manera efectiva en dicho incremento de temperatura.

$$E_m = C\Delta T = \alpha \int \sigma d\varepsilon \quad (2.97)$$

Un punto material genérico, al ser deformado por la onda, debe cumplir las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía (ecuaciones 2.98 a 2.100)

$$\rho_0 c_e = \rho(c_0 - U_p) \quad (2.98)$$

$$P - P_0 = \rho_0 c_0 U_p \quad (2.99)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(P + P_r)(V + V_0) \quad (2.100)$$

Combinando las ecuaciones anteriores se tiene una nueva ecuación de estado más compleja, que incluye el efecto de las diferencias entre las velocidades de la onda y de partícula. Esta ecuación no incluye consideraciones energéticas con relación al incremento de temperatura por deformación plástica.

Con el fin de simplificar la expresión algebraica, se ha supuesto que se toma una presión de referencia $P_r = 0$, y por lo tanto la densidad, ρ_0 , es la correspondiente al material en ausencia de sollicitaciones mecánicas. A la presión en esta ecuación (ecuación 2.101), se la conoce con el nombre de presión de Hugoniot, P_H

$$|P_H| = \frac{\rho_0 (c_e)^2 \chi}{(1 - s\chi)^2} \quad (2.101)$$

Es preciso remarcar que la expresión más simple (ecuación 2.95), se corresponde con el caso particular de la presión de Hugoniot en el que la velocidad de la onda elástica, c_e , coincide precisamente con la velocidad de propagación del sonido en el material, c_0 , es decir, igualando s a cero. Esta aproximación deja de ser efectiva poco a poco a medida que aumenta el valor de la presión, siendo necesario, a partir de cierto punto, identificar correctamente el valor del parámetro s .

Grüneisen propuso una ley que relaciona linealmente la energía interna por unidad de volumen con la presión (ecuación 2.102). Donde P_r es la presión de un estado que se toma como referencia, Γ es el coeficiente de Grüneisen (ecuación 2.103), E_m es la energía interna por unidad de volumen y E_0 la energía interna por unidad de volumen en el estado tomado como referencia.

$$|P| - |P_r| = \Gamma \rho (E_m - E_0) \quad (2.102)$$

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{\rho_0}{\rho} \quad (2.103)$$

Donde Γ_0 es una constante adimensional a calibrar para cada material.

Posteriormente, se presentó la ecuación de Mie-Grüneisen (ecuación 2.104), en la que se tomó como estado de referencia, el correspondiente a la presión de Hugoniot, caracterizado tanto por su presión, P_H , como su energía, E_H .

$$|P| - |P_H| = \Gamma \rho (E_m - E_H) \quad (2.104)$$

La energía de Hugoniot, E_H , puede expresarse en función de la presión de Hugoniot, P_H , mediante la ecuación 2.105, donde se han considerado nulas la presión de referencia, P_r , y la energía en el estado de referencia, E_0 .

$$E_H = \frac{1}{2} |P_H| (V_H + V_0) = \frac{1}{2} \frac{|P_H| \chi}{\rho_0} \quad (2.105)$$

Combinando las ecuaciones anteriores se tiene la ecuación de Mie-Grüneisen, siendo esta la más utilizada en métodos numéricos para caracterizar el comportamiento de la onda (ecuación 2.106) en su propagación a través del material. La energía, E_m , puede estimarse de una manera equivalente, bien mediante el incremento de temperatura por deformación plástica, o bien a partir del trabajo por unidad de volumen implicado en la deformación misma (ecuación 2.107).

$$P = \frac{\rho_0 (c_e)^2 \chi}{(1 - s\chi)^2} \left(1 - \Gamma_0 \frac{\chi}{2}\right) + \Gamma_0 \rho_0 E_m \quad (2.106)$$

$$E_m = \alpha C \Delta T = \alpha \int \sigma d\varepsilon \quad (2.107)$$

Donde C es el calor específico del material y α es la fracción de energía que se traduce en incremento de temperatura. Por defecto, se suele tomar un valor de 0.9.

Como se verá más adelante, la elección de la ecuación de estado determina la propagación de la onda de choque a través del material, al relacionar la densidad de un medio material, ρ , con la presión de la onda de choque. Sin embargo, tal y como se presentará en desarrollos posteriores (sección 3), los efectos adicionales considerados más allá de la relación que marca la ley de Hooke serán relevantes para presiones superiores a los 10 GPa en el caso particular del aluminio, las cuales aproximadamente doblan las que se manejarán en los tratamientos de LSP de la presente tesis. Por lo tanto, el estudio se centrará en justificar de manera efectiva la validez de considerar una relación lineal entre la presión hidrostática y las variaciones en la densidad del material, ρ , durante la propagación de onda.

Existen algunos autores que han incorporado la ecuación de Mie-Grüneisen en sus modelos, junto con la ley de endurecimiento de Johnson-Cook [Peyre11, Engebretsen19]. Song [Song10] remarca el poco efecto que tiene la consideración de la ecuación de estado para presiones de 5 GPa y pulsos de menos de 20 ns de duración, lo cual es consistente con el desarrollo planteado en la sección 3.

2.2.3. Descripción de los modelos de endurecimiento de material.

En esta sección, se describen matemáticamente con detalle los modelos de endurecimiento isotrópicos y cinemáticos. Además, se definirán diferentes subtipos dentro de cada categoría, así como su ámbito de aplicación y sus correspondientes limitaciones de cara a modelar algunos fenómenos físicos.

2.2.3.1. Modelos de endurecimiento isotrópicos.

Tal y como se ha presentado anteriormente, en los modelos isotrópicos la superficie de plastificación se expande de manera equivalente en todas las direcciones al presentarse deformación plástica, no experimentándose, en ningún caso, desplazamientos de dicha frontera. Resultan de gran utilidad en los casos en los que el material solo se ve deformado según una única dirección, con lo que no resultará de interés, el impacto que tiene dicha deformación inicial en el resto de las direcciones.

Se pueden distinguir dos subtipos: lineales y no lineales. Los lineales vienen definidos por leyes del tipo $\sigma_y = \sigma_0 + B_h(\Delta\varepsilon_p)$, siendo σ_0 y B_h constantes a calibrar según el material. Los modelos no lineales responden a una ley del tipo $\sigma_y = \sigma_0 + B_h(\Delta\varepsilon_p)^n$, siendo σ_0 , B_h y n constantes a calibrar para cada material.

El modelo lineal permite representar el comportamiento del material adecuadamente en un rango estrecho de tensión-deformación, mientras que los no lineales permiten modelar el

cambio de pendiente en la curva que habitualmente tiene lugar cuando el rango de deformaciones plásticas implicadas es mayor.

Ambos modelos presentados, tienen la limitación de no estar saturados, con lo que, ante una deformación que crece indefinidamente, la tensión aumentará, en consecuencia, de manera indefinida. Este hecho no se observa en la realidad, pues la curva tensión-deformación tiende a saturarse para altas deformaciones, hasta finalmente alcanzarse el fallo del material, situación a partir de la cual la pendiente de la curva pasa a ser decreciente hasta la rotura de este.

Para modelar esta situación se utilizan modelos de endurecimiento saturados [Voce48], que responden a una ley no lineal del tipo $\sigma_y = \sigma_0 + Q(1 - e^{-b\Delta\varepsilon_p})$, de manera que, ante una deformación indefinida, se presenta una convergencia asintótica al valor $\sigma_0 + Q$. Si lo que se desea es modelar la curva de tensión-deformación en situación de fallo, debe añadirse una ley adicional que aplique a partir de la deformación límite de fallo, ε_f . En definitiva, y de una manera resumida, se tiene:

- i) Modelo isotrópico lineal: Permite modelar el comportamiento del material si el rango de deformaciones es reducido. El coste computacional es bajo.
- ii) Modelo isotrópico no lineal no saturado: Permite modelar el comportamiento del material en un rango amplio de deformaciones. El coste computacional es más alto que el caso lineal.
- iii) Modelo isotrópico no lineal saturado: Permite modelar un rango amplio de deformaciones, incluyendo un escenario próximo al fallo. Modelar la caída de la pendiente en la curva de tensión-deformación requiere la definición de una ley adicional decreciente, que aplique a partir de un determinado valor de deformación plástica del material.

Dentro de la categoría de modelos no lineales no saturados, destaca el modelo de Johnson-Cook [Johnson85], que añade una serie de factores multiplicadores a la ley no lineal, modelando tanto el efecto de la temperatura como de la velocidad de deformación a la que se ve sometida el material. Debido a que precisamente tiene en cuenta el comportamiento a altas velocidades de deformación, ha sido ampliamente utilizado en simulaciones de LSP, alcanzándose un compromiso entre precisión y coste computacional aceptable. Sin embargo, tal y como se presentará en el desarrollo de la tesis, se adelanta que es necesario utilizar un modelo con saturación (Voce), incluyendo una ley cinemática adicional que modele el desplazamiento de la superficie de plastificación del material.

Existe otro modelo no lineal no saturado que, en principio, aporta una mejora al de Johnson-Cook (Modelo de Zerilli Armstrong) [Zerilli87], con el que se caracterizan, además, otra serie de factores, como por ejemplo la estructura cristalina y la densidad de dislocaciones. Se detalla su descripción matemática, así como sus aplicaciones, en la sección posterior.

A continuación, se presentan ejemplos característicos que muestran las limitaciones de los modelos isotrópicos de cara a modelar el comportamiento cíclico. Tal y como se ha presentado brevemente en la sección anterior, los modelos isotrópicos consideran una expansión de la frontera elasto-plástica cada vez que tiene lugar la deformación plástica, independientemente de la direccionalidad de los estados tensionales implicados.

Se considera a continuación el caso de deformación cíclica más simple, en el que se alternan tracciones y compresiones controladas, de manera sucesiva. Una vez el material se deforma a tracción tras aplicar una tensión S_a , la posterior aplicación de una compresión simple, $-S_a$, no se traducirá en deformación plástica a compresión, lo que implicaría que el material entraría en un bucle de deformación elástica permanente (ver figura 2.10). Experimentalmente se observa algo muy distinto, un fenómeno que se conoce con el nombre de efecto Bauschinger: La deformación de un material en una dirección reorienta las dislocaciones favoreciendo una posterior deformación en el sentido opuesto. Este fenómeno no puede caracterizarse mediante modelos de endurecimiento isotrópicos. Aunque en la figura 2.10 se ha representado el bucle elástico infinito calculado por el modelo de Voce, el concepto es igualmente aplicable a cualquier modelo isotrópico, con independencia de si se trata de un modelo lineal o no lineal, saturado o no saturado.

Figura 2.10: Bucle elástico infinito en ciclos de carga simétricos predicho por modelos isotrópicos.

En caso de modelarse una deformación controlada dentro de unos límites, (ε_a y $-\varepsilon_a$), los modelos isotrópicos no saturados predicen una expansión progresiva de la región elástica hasta que la deformación en el rango especificado se vuelve puramente elástica (En la figura 2.11 se muestra lo que ocurre tras los tres primeros ciclos). En la realidad, debido también al efecto Bauschinger, la curva de tensión-deformación se estabiliza en un bucle cerrado tras varios ciclos, necesiándose la especificación de una ley cinemática para el modelado del fenómeno (Ver figura 2.11, en la que se representa un ciclo calculado con modelo cinemático comparado con las predicciones isotrópicas).

Como puede verse, un modelo cinemático predice un bucle cerrado, mientras que, en el caso del modelo isotrópico no saturado, la expansión es indefinida. Se llegaría a una situación tras varios ciclos, en la que la tensión y la deformación evolucionarían según una recta, experimentando el material deformación elástica pura. En el caso de realizar ciclos de deformación simétricos con un modelo de endurecimiento no saturado (Voce), se llega a un bucle cerrado en el que la pendiente se satura (Figura 2.12).

Figura 2.11: A la izquierda: ciclo de carga bajo deformación simétrica en modelo isotrópico lineal. A la derecha: ciclo de carga bajo deformación simétrica en modelo cinemático lineal.

Figura 2.12: Respuesta del material ante ciclos de deformación simétrica controlada con el modelo isotrópico saturado.

En definitiva, la aplicabilidad de los modelos isotrópicos se reduce a fenómenos en los que las deformaciones plásticas no experimentan cambios de dirección, necesitándose una ley de endurecimiento cinemática adicional en caso de experimentarse ciclos de carga plástica alternativos. En algunos casos en los que la pendiente de la curva de tensión-deformación es relativamente pequeña, sí sería posible modelar el comportamiento del material en ciclos de deformación simétricos con el modelo no saturado de Voce. Sin embargo, su aplicabilidad en el modelado de la plasticidad cíclica quedaría relegada únicamente a este caso particular, alcanzándose mayores precisiones con un modelo combinado (isotrópico + cinemático).

2.2.3.1.1. Modelo de Johnson-Cook.

En este apartado, se describe de una manera más rigurosa el modelo de Johnson-Cook [Johnson85], por ser un modelo ampliamente utilizado por muchos autores en el modelado del comportamiento de los metales tratados con LSP. Se trata de un modelo isotrópico, no saturado, con dependencia de la velocidad de deformación y temperatura (ecuación 2.108).

$$\sigma_y = \left(\sigma_0 + B_{jc} \varepsilon_p^n \right) \left(1 + C_{jc} \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right) \left(1 - \left(\frac{T - T_0}{T_{fus} - T_0} \right)^m \right) \quad (2.108)$$

Donde σ_0 , B_{jc} , n , C_{jc} , $\dot{\varepsilon}_0$ y m son parámetros a calibrar para cada material en el rango de las variables del proceso que se quiere modelar. T_0 es la temperatura ambiente y T_{fus} es la temperatura de fusión del material.

Aunque este modelo ha sido ampliamente utilizado debido a que incorpora el efecto de las altas velocidades de deformación plástica, así como la temperatura, debe aplicarse con cierta cautela en la simulación de procesos de LSP debido a las limitaciones inherentes de los modelos isotrópicos no saturados en la caracterización del comportamiento cíclico [Angulo19]:

- i) Por ser una ley no saturada, la repetición de ciclos de carga implica un aumento indefinido de la deformación plástica equivalente, $\Delta\epsilon_p$, lo que supone un incremento indefinido del límite elástico del material, σ_y . De hecho, habitualmente se alcanzan valores de deformación plástica equivalente muy superiores al límite de fallo del material, $\Delta\epsilon_f$, con un límite elástico exagerado que, por supuesto, queda completamente fuera del rango en el que se calibra la curva de tensión-deformación del material. Esto implica unas predicciones en las tensiones residuales sobrestimadas, que contrastan notablemente con los resultados experimentales, especialmente en casos en los que la densidad de tratamiento es muy alta.
- ii) Por ser una ley puramente isotrópica, toda la deformación plástica computa como una expansión de la frontera elasto-plástica tanto en la fase de carga plástica como en la de descarga plástica. Esto se traduce en imprecisiones en la predicción de la deformación plástica del material al final de cada ciclo de carga.

En definitiva, cuanto mayor sea la densidad del tratamiento, más evidentes serán los efectos de sobrestimación e imprecisión en los resultados [Angulo19]. Serían esperables resultados aceptables en casos en los que no exista excesivo solapamiento en la aplicación de pulsos, o en materiales en los que la curva de tensión-deformación tenga una pendiente relativamente baja, lo que implicaría que, a pesar de las deformaciones plásticas equivalentes implicadas, el límite elástico no crezca de manera descontrolada. Esta es la situación que se presentará en el caso de la aleación de magnesio Mg AZ31B, donde, debido a su bajo límite elástico, serán adecuados tratamientos de baja densidad, siendo entonces la propia anisotropía del material un factor más relevante que el modelado de la plasticidad cíclica en sí misma.

En la actualidad, el modelo de Johnson-Cook sigue siendo ampliamente utilizado en el modelado de LSP. En concreto, debido al avance de las capacidades de computación, comienza a crecer el número de publicaciones en las que se simulan tratamientos de gran extensión sobre geometrías complejas, resaltando el efecto de la secuencia del tratamiento y otros parámetros sobre los resultados [Hfaiedh15, Adu-Gyamfi18, Frijia18].

En la presente tesis se proponen dos modelos alternativos con el fin de caracterizar, precisamente, el comportamiento cíclico presente en LSP (aleaciones de aluminio), y la anisotropía en las curvas de tensión-deformación (aleaciones de magnesio Mg AZ31B). Se contrastarán los resultados obtenidos con las predicciones obtenidas a partir de modelos

isotrópicos puros, confirmando una clara mejora en la caracterización predictiva de tratamientos LSP.

2.2.3.1.2. Modelo de Zerilli-Armstrong.

Con el fin de mejorar las predicciones del modelo de Johnson-Cook para algunos ensayos de impacto a gran velocidad, Zerilli y Armstrong [Zerilli87] propusieron un modelo que tiene en cuenta consideraciones teóricas sobre el movimiento de las dislocaciones, distinguiendo además los materiales que presentan estructura cristalina cúbica centrada en el cuerpo (BCC), cúbica centrada en las caras (FCC) y hexagonal compacta (HC). El modelo de endurecimiento, según diferentes sistemas de cristalización, se presenta a continuación.

$$(BCC) \quad \sigma_y = C_0 + B_0 e^{-\beta_0 T + \beta_1 T \ln \dot{\epsilon}_r} + K_z \epsilon_p^n \quad (2.109)$$

$$(FCC) \quad \sigma_y = C_0 + A_0 e^{-\alpha_{z0} T + \alpha_{z1} T \ln \dot{\epsilon}_r} + K_z \epsilon_p^n \quad (2.110)$$

$$(HC) \quad \sigma_y = C_0 + B_1 e^{-\beta_0 T - \beta_1 \ln \dot{\epsilon}_r} + B_0 \sqrt{\epsilon_r \left(1 - e^{-\frac{\dot{\epsilon}_r}{\dot{\epsilon}_0}}\right)} e^{-\alpha_{z0} T - \alpha_{z1} \ln \dot{\epsilon}_r} \quad (2.111)$$

Donde $A_0, B_0, B_1, C_0, K_z, \alpha_{z0}, \alpha_{z1}, \beta_0, \beta_1, n$, y $\dot{\epsilon}_0$ son constantes a calibrar para cada material.

Aunque en principio serían esperables resultados más precisos, dado que se trata de un modelo de mayor complejidad, las publicaciones de algunos autores sugieren que el modelo de Johnson-Cook proporciona resultados más fiables [Amarchinta10], con lo que este último se ha empleado con mucha más frecuencia.

2.2.3.2. Modelos de endurecimiento cinemáticos.

En respuesta a la necesidad de modelar el efecto Bauschinger cuando se dan ciclos de carga alternativos, aparecen los modelos de endurecimiento cinemáticos. En este caso, la deformación plástica supone un desplazamiento de la frontera elasto-plástica, no sufriendo esta expansión alguna como ocurre en los modelos isotrópicos.

Aunque permiten modelar el comportamiento cíclico del material en muchos casos, con la simple consideración de la plasticidad como un desplazamiento de la frontera elasto-plástica, la expansión de la región elástica sí se observa experimentalmente, de manera que, para modelar con precisión el comportamiento del material, se hace necesario que una fracción de la deformación plástica compute como desplazamiento (modelo cinemático) y la restante como expansión (modelo isotrópico). Este es el caso de los modelos combinados, que se definen combinando una ley isotrópica junto con una ley cinemática cualquiera.

Al igual que los modelos isotrópicos, existen varias leyes de endurecimiento: Las lineales responden a la ley $\sigma_y = \sigma_0 + B_h \varepsilon_p$, conocida como regla de Prager [Prager56], a partir de la cual se implementaron algunas modificaciones en los siguientes años [Besseling58, Mroz67, Dafalias75, Krieg75, Dafalias76]. Las no lineales más habituales, responden a la ley de Armstrong-Frederik [Armstrong66], definida mediante la ecuación 2.112, siendo esta, además de no lineal, una ley no saturada. Chaboche [Chaboche86] extendió la ley de Armstrong-Frederik, añadiendo múltiples términos de la misma naturaleza (ecuación 2.113), con el fin de añadir precisión en predicciones cuando el material se ve sometido a ciclos de deformaciones variables. En el caso particular de tener una única pareja de valores (C, γ) , la ley de Chaboche degenera en la de Armstrong-Frederik.

Durante los siguientes años, Chaboche [Chaboche91], y Ohno-Wang [Ohno93], implementaron algunas modificaciones con respecto a la versión original. En lo que sigue, se tratará la ley de Chaboche por ser más general, pudiéndose extrapolar cada propiedad de esta a la ley de Armstrong-Frederik. En lo que se refiere a el modelado de estados tensionales complejos (multiaxiales), se implementaron modelos más avanzados [McDowell95, Jing96, Voyiadjis98, Abdelkarim00, Bari02, Chen04, Chen05, AbdelKarim09]. Sin embargo, teniendo en cuenta que en la deformación uniaxial se alternan ciclos de compresión-tracción, acompañados por una compresión hidrostática, en LSP los estados tensionales estarán contenidos siempre en un plano que contiene tanto a σ_z como al eje hidrostático, con lo que la precisión de un modelo uniaxial no lineal (Chaboche) será suficiente para predecir el comportamiento del material.

Es preciso destacar que la ecuación 2.113, con la que se representa la ley de Chaboche, por sí sola no define de manera completa el modelo, pues cada vez que las tensiones toman un camino nuevo, el valor de la deformación plástica se reinicia ("fading memory term"), con lo que la deformación inicial que computa en el nuevo camino es nula ($\varepsilon_p = 0$). Este aspecto de la ley, que no se puede formular de una manera algebraica sencilla, permite modelar el aumento de deformación plástica progresivo cuando se aplican ciclos de carga asimétricos sobre el material (fenómeno físico conocido como ratcheting) (Ver figura 2.13). Los modelos lineales como el de Prager, por el contrario, no son capaces de predecir este comportamiento observado experimentalmente [Prager56]. Tampoco las variantes de este [Besseling58, Mroz67, Dafalias75, Krieg75, Dafalias76].

Aunque la formulación algebraica completa del modelo de Chaboche dependa de cada proceso, se presentará su formulación completa en la sección 3, en el caso particular de ciclos de deformaciones simétricas, que se corresponderán con datos experimentales cíclicos a partir de los cuales se calibrará el modelo que se implementará en la caracterización predictiva de las tensiones residuales.

$$\sigma_y = \frac{C}{\gamma} (1 - e^{-\gamma \varepsilon_p}) \quad (2.112)$$

$$\sigma_y = \sum_{i=1}^n \frac{C_i}{\gamma_i} (1 - e^{-\gamma_i \varepsilon_p}) \quad (2.113)$$

ASYMMETRIC STRESS CONTROLLED CYCLES

ASYMMETRIC STRESS CONTROLLED CYCLES

Figura 2.13: Ciclos de tensión cíclica asimétricos predichos por modelo cinemático lineal (izquierda) y no lineal (derecha).

Aunque los modelos cinemáticos, especialmente el de Chaboche, permiten representar de manera aproximada el comportamiento cíclico del material, se necesita la definición de una ley isotrópica complementaria para definir la expansión de la región elástica (modelo combinado isotrópico + cinemático). Habitualmente, se combina una ley isotrópica saturada (Voce) con una ley cinemática no lineal no saturada del tipo Chaboche.

2.3. Modelos de rotura del material.

Los modelos de rotura actuales permiten evaluar la deformación requerida para el fallo en un espectro muy amplio de estados tensionales. Resulta de interés en LSP estudiar si un tratamiento demasiado intenso podría dañar el material, dadas las grandes presiones aplicadas sobre el mismo. Además de cada particular densidad de tratamiento aplicada, la geometría de la pieza y la extensión del tratamiento pueden tener una marcada influencia en la predicción de fallo durante la aplicación sucesiva de pulsos. Una pieza delgada sufre grandes deformaciones a flexión al ser tratada, problemática documentada por muchos autores [Ocaña15, Zhou18, Yang19, Zhang19]. En consecuencia, pueden presentarse estados tensionales susceptibles de rotura durante el tratamiento en condiciones muy severas.

En sus orígenes, los modelos de rotura por deformación plástica estaban basados en una variable conocida como triaxialidad, definida como el cociente entre la presión hidrostática, σ_m , y la tensión de von Mises, σ_{mises} (ecuación 2.114). Resulta muy intuitivo pensar que, para estados tensionales en los que existen altas tensiones de tracción, las partículas del material tiendan a separarse, de manera que la deformación requerida para el fallo se reduzca notablemente. Aunque este hecho tiene un impacto muy significativo en el estudio de la mecánica de suelos, los materiales metálicos también se ven afectados por el mismo (en menor medida). En efecto, la formulación matemática de modelos concebidos inicialmente para cementos (por ejemplo, el modelo de Mohr-Coulomb), se extendieron para la caracterización del comportamiento de los metales, dando lugar al modelo conocido por las siglas MMC (Modified Mohr Coulomb criterion for fracture [Bai10]). En definitiva, las tensiones hidrostáticas ($\eta > 0$) promueven la rotura y, por el contrario, las compresivas ($\eta < 0$) protegen al material. De entrada, todo esto lleva a pensar que las altas compresiones a las que se ve sometido el material durante tratamientos de LSP protegerán satisfactoriamente al material durante el propio tratamiento.

$$\eta = \frac{\sigma_m}{\sigma_{mises}} = \frac{(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)}{3\sigma_{mises}} \quad (2.114)$$

Rice-Tracey [Rice69] estudiaron el crecimiento de cavidades esféricas en metales sometidos a triaxialidades positivas. Las evidencias experimentales actuales ponen de manifiesto la imposibilidad de utilizar estos modelos para predecir el comportamiento del material en triaxialidades cercanas a cero ya que, en dicha situación, el mecanismo de rotura no estará gobernado por el crecimiento de cavidades sino por los correspondientes a los esfuerzos de cortadura [Bao04].

Los modelos de rotura de material basados en la deformación plástica comenzaron a desarrollarse de manera exponencial a partir de 2004, cuando Bao y Wierzbicky publicaron unos resultados evaluando la deformación plástica requerida para el fallo en 11 estados tensionales diferentes para la aleación de aluminio Al 2024 T351 [Bao04]. En dichos experimentos, se pusieron de manifiesto dos evidencias de gran trascendencia en la historia de los modelos de predicción del fallo:

- i) La deformación de fallo no siempre es decreciente con la triaxialidad, existiendo un rango de triaxialidades cercanas a cero en las que dicho comportamiento se ve alterado y el mecanismo de fractura queda gobernado por la cortadura.
- ii) La existencia de un límite inferior de triaxialidad negativa (estados tensionales compresivos) por debajo del cual el material queda completamente protegido ante el fallo. Se postuló un valor límite de $\eta_{lim} = -1/3$, aunque años más tarde se experimentó

rotura para valores algo más bajos. Tal y como se demuestra analíticamente en la sección 3, las triaxialidades experimentadas durante el tratamiento LSP son negativas y superiores en valor absoluto a η_{lim} , con lo que puede asumirse que el material quedará íntegramente protegido durante la aplicación del tratamiento, al menos en el caso en el que el dominio pueda considerarse infinito.

El resultado i) implica que para estados tensionales con triaxialidades cercanas a cero, la deformación de fallo se ve altamente afectada por el tercer invariante tensional, J_3 (ecuación 2.115), el cual, anteriormente, había sido despreciado en el modelado del fallo de los materiales metálicos. Una manera sencilla de comprender geoméricamente el tercer invariante tensorial J_3 , es relacionarlo unívocamente con otro parámetro llamado ángulo de Lode, θ (ecuación 2.116) que se explica a continuación.

Si se corta el cilindro de von Mises por un plano perpendicular al eje hidrostático (deviatoric plane), a una distancia arbitraria del origen de coordenadas, se tiene una circunferencia de plastificación en la que la triaxialidad, η , es constante. La coordenada angular en dicho plano, definida en $[0, \pi/3]$ es precisamente el ángulo de lode, θ (ecuación 2.116). La coordenada angular solo representa la sexta parte de la circunferencia por motivos de simetría, ya que la asignación de subíndices en las tensiones principales no es arbitraria, sino que obedece a la ley ($\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$) (existe una simetría hexagonal en el estado tensional). El ángulo de Lode, θ , se relaciona de manera unívoca con el llamado parámetro de Lode, $\bar{\theta}$ (ecuación 2.117), siendo este último el más utilizado en la identificación de estados tensionales susceptibles de fallo junto con la triaxialidad, η . Las superficies de fallo empezaron a modelarse en el plano $(\eta, \bar{\theta})$, con el fin de caracterizar adecuadamente tanto el mecanismo de rotura a tracción como a cortadura para diferentes estados tensionales.

$$J_3 = \left(\frac{27}{2} (\sigma_1 + \sigma_m)(\sigma_2 + \sigma_m)(\sigma_3 + \sigma_m) \right)^{1/3} \quad (2.115)$$

$$\theta = \frac{1}{3} \arccos \left(\left(\frac{J_3}{\sigma_{mises}} \right)^3 \right) \quad (2.116)$$

$$\bar{\theta} = 1 - \frac{6\theta}{\pi} \quad (2.117)$$

El resultado ii) llevó a algunos autores a diseñar experimentos que permitiesen caracterizar con mayor precisión la deformación de fallo en triaxialidades negativas. Además, se propusieron diferentes definiciones de la frontera que limita los estados tensionales que son susceptibles de fallo y los que no.

El reto en muchas líneas de investigación consiste en diseñar nuevos experimentos que permitan caracterizar la rotura para nuevos estados tensionales, completando la información de la que se dispone actualmente. Los 11 experimentos documentados inicialmente [Bao04] se extendieron hasta un total de 21. En lo que se refiere a los modelos de fallo, el reto está en definir funciones que tengan una base física sólida y que, además, garanticen una buena coherencia con los resultados experimentales que se tienen. De esta manera, se podría extrapolar con fundamento la condición de fallo para estados tensionales desconocidos, es decir, aquellos para los que no se han desarrollado experimentos para su caracterización.

A continuación, se muestra una figura extraída de la bibliografía (figura 2.14), en la que se localizan los estados tensionales promedios en el plano $(\eta, \bar{\theta})$, en los que Tomas Wierbicki basó su publicación [Bao04]. En la referencia [Bao08] se relaciona cada ensayo con su posición en el plano $(\eta, \bar{\theta})$, así como la deformación de fallo correspondiente.

Figura 2.14: Representación de los estados tensionales en el plano $(\eta, \bar{\theta})$ [Bao08].

A nivel teórico, en un material de extensión infinita, los estados tensionales compresivos generados por la propagación de onda parecen no ser susceptibles de rotura, dadas las triaxialidades negativas de gran valor absoluto implicadas. En lo que se refiere al efecto conjunto del tratamiento y geometría específica, sería necesario el uso del método de los elementos finitos.

2.3.1. Modelos basados puramente en la triaxialidad, η .

Los modelos de fallo dependientes de la triaxialidad, η , independientes del parámetro de Lode, $\bar{\theta}$, fueron los primeros en implementarse, ya que inicialmente se consideraba que el tercer

invariante tensorial, J_3 , no tenía implicación alguna en la rotura tal y como se ha presentado en el apartado anterior. La aplicabilidad de estos modelos se corresponde con procesos físicos en los que existe una triaxialidad positiva razonablemente alta o, el caso opuesto, una triaxialidad negativa de valor absoluto relativamente alto. Esto es así ya que las evidencias experimentales confirman la gran dependencia del parámetro de Lode para triaxialidades cercanas a cero [Bao04], siendo su efecto despreciable en caso contrario.

A continuación, se presentan los ejemplos más característicos, cuyas leyes se formulan de manera integral (ecuación 2.118), alcanzándose el fallo cuando la suma iguala a una constante de calibración. Habitualmente, para representar gráficamente el modelo, se considera la situación más simple posible, en la que el material no experimenta ni variaciones en la triaxialidad, ni en el ángulo de Lode durante la deformación plástica (estados de carga proporcional). De esta manera, la formulación integral degenera en una ecuación constitutiva que relaciona la deformación de fallo, ε_f , con la triaxialidad, η (ecuación 2.119). Una descripción más detallada de los modelos, incluyendo la calibración de estos junto con una comparación teórico-experimental se puede encontrar en la bibliografía [Bai15].

Ley general.
$$\int F(\eta) d\varepsilon = C_f \quad (2.118)$$

Formulación para estado tensional constante
$$\varepsilon_f = (F(\eta))^{-1} C_f \quad (2.119)$$

2.3.1.1. Modelo de Rice-Tracey.

La ley matemática en forma integral que se propone (ecuación 2.120) está basada en el fundamento físico que rige la coalescencia y crecimiento de cavidades esféricas, fenómeno que se observa experimentalmente en la rotura de materiales metálicos sometidos a altas tensiones hidrostáticas, lo que implica valores de triaxialidad positiva relativamente altos. En los casos de carga proporcional durante la deformación plástica hasta el fallo, la ecuación adopta una formulación explícita definida por la ecuación 2.121.

Formulación integral.
$$\int K e^{\frac{3}{2}\eta} d\varepsilon = C_f \quad (2.120)$$

Expresión para estado tensional constante.
$$\varepsilon_f = \frac{C_f}{K} e^{-\frac{3}{2}\eta} \quad (2.121)$$

A pesar de que la física involucrada en el modelo se centre en las altas triaxialidades, la ecuación resultante predice deformaciones de fallo muy altas (alta resistencia) para triaxialidades negativas, lo cual, en principio, es acertado, aunque el modelo no esté constituido para tal fin. Sin embargo, dichas predicciones son muy dependientes de los puntos escogidos para la calibración (triaxialidades positivas), con lo que debe tenerse cierta cautela a la hora de modelar

la resistencia del material a compresión. Obviamente, las predicciones de fallo para triaxialidades inferiores al valor crítico son incorrectas ya que el material, en principio, estaría íntegramente protegido (deformación de fallo teórica infinita). Esta asíntota vertical no puede ser representada por el presente modelo.

2.3.1.2. Modelo de fallo de Johnson-Cook

Johnson-Cook, además de proponer el modelo de endurecimiento isotrópico no lineal ampliamente conocido, crearon un modelo para predecir el fallo, calibrado en un rango estrecho de triaxialidades positivas a diferentes velocidades de deformación. La ventaja de este modelo en relación al de Rice-Tracey radica en que se tiene en cuenta tanto la velocidad de deformación como la temperatura del proceso. Además de proponer el modelo, se documentó también en el artículo original la calibración de este para algunos materiales. En las ecuaciones 2.122 y 2.123 se muestran las formulaciones integrales y explícitas del modelo. Como observación importante, se tiene que el modelo de Rice-Tracey es un caso particular del modelo de Johnson-Cook, si se eligen las constantes convenientemente.

$$\text{Expresión integral} \quad \int \left[(D_1 + D_2 e^{D_3 \eta}) \left(1 + D_4 \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right) (1 + D_5 T'') \right]^{-1} d\varepsilon = C_f \quad (2.122)$$

$$\text{Si } \eta \text{ es constante.} \quad \varepsilon_f = C_f / \left((D_1 + D_2 e^{D_3 \eta}) \left(1 + D_4 \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right) (1 + D_5 T'') \right) \quad (2.123)$$

$$\text{Siendo} \quad T'' = \left(\frac{T - T_0}{T_{fus} - T_0} \right) \quad (2.124)$$

2.3.2. Modelos basados en la triaxialidad, η , junto al tercer invariante tensorial, J_3 .

Los modelos basados tanto en la triaxialidad, η , como en el parámetro de lode, $\bar{\theta}$, permiten en principio predecir la condición de inicio de rotura con mayor precisión, especialmente en las regiones donde el valor absoluto de la triaxialidad es muy bajo, donde gana importancia el mecanismo de fallo por cortadura.

En líneas generales, cada modelo en particular queda caracterizado por su formulación integral, que degenera en una expresión del tipo $\varepsilon_f = f(\eta, \bar{\theta})$ cuando la deformación tiene lugar en condiciones de triaxialidades y parámetro de Lode constantes.

El objetivo en la mayoría de los modelos consiste en lograr un buen ajuste con los resultados experimentales, situados en el espacio $(\varepsilon_f, \eta, \bar{\theta})$, con el fin de confirmar la validez de estos. Es preciso destacar que, más allá de la capacidad de un modelo para lograr un buen ajuste global,

es de mayor importancia identificar los estados tensionales a los que se ve sometido el mismo, y lograr un buen ajuste en un entorno de dichos puntos.

Se presenta a continuación la formulación integral de algunos modelos, distinguiendo entre aquellos que presentan una asíntota vertical en las regiones de triaxialidad negativa (“cut off value”) y las que, por el contrario, predicen un posible fallo ante cualquier estado tensional. La relación entre la triaxialidad y el parámetro de Lode que anula el denominador, define la ecuación en el espacio $(\eta, \bar{\theta})$ que determina la frontera entre las zonas susceptibles de fallo y las que no lo son. Una descripción más detallada, incluyendo más modelos, así como su calibración para la aleación Al 2024 T351, puede encontrarse en la bibliografía [Bai15].

2.3.2.1. Modelo de Xue–Wierzbicki

Una vez se demostró la importancia del fenómeno de rotura a cortante en triaxialidades cercanas a cero, Xue–Wierzbicki, desarrollaron un modelo que incluye el tercer invariante tensorial, J_3 , a través del parámetro de Lode, $\bar{\theta}$ (ecuación 2.125), donde k_{w1} , k_{w2} , k_{w3} , k_{w4} y m son constantes a calibrar. Este modelo predice la existencia de una deformación de fallo para cualquier estado tensional posible.

$$\int k_{w1}e^{-k_{w2}\eta} - [k_{w1}e^{-k_{w2}\eta} - k_{w3}e^{-k_{w4}\eta}](1 - (\bar{\theta})^m)^{1/m}d\varepsilon = C_f \quad (2.125)$$

2.3.2.2. Modelo de Oh

El modelo de Oh [Oh79] se elaboró introduciendo una modificación en el modelo de Cockcroft Latham [Cockcroft68], cuya expresión integral de la función de fallo (ecuación 2.126), viene determinada por la tensión principal más alta, σ_1 . El operador $\langle \rangle$, aplicado sobre la tensión principal de mayor valor, $\langle \sigma_1 \rangle$ se conoce con el nombre de Macauley bracket, que devuelve el valor de σ_1 si todas las tensiones principales son positivas y cero en caso contrario.

En el modelo de Oh, se sustituye la tensión principal, σ_1 , por su cociente con respecto a la tensión de von Mises, quedando representada por la ecuación 2.127. Operando convenientemente, puede expresarse en función de η y $\bar{\theta}$ (ecuación 2.128). En este caso, sí se presenta una frontera que delimita las zonas susceptibles de fallo y las que no. Basta con igualar a cero el integrando de la ecuación 2.128 (ecuación 2.129).

$$\int \langle \sigma_1 \rangle d\varepsilon = C_f \quad (2.126)$$

$$\int \frac{\langle \sigma_1 \rangle}{\sigma_{mises}} d\varepsilon = C_f \quad (2.127)$$

$$\int \left[3\eta + 2 \cos \left(\frac{\pi}{6} (1 - \bar{\theta}) \right) \right] d\varepsilon = 3C_f \quad (2.128)$$

$$3\eta + 2 \cos \left(\frac{\pi}{6} (1 - \bar{\theta}) \right) = 0 \quad (2.129)$$

2.4. Estado del arte en la caracterización predictiva de materiales sujetos a LSP.

En las secciones de teoría anteriores, se han resumido los fundamentos físicos teóricos para explicar el proceso de LSP, desde la generación del pulso de presión, $P(t)$, a partir de la irradiancia del haz laser sobre el material, $I(t)$, hasta aspectos relacionados con las leyes de endurecimiento y su aplicabilidad. Se han incluido algunas reflexiones sobre el comportamiento cíclico implicado en el material, así como la aplicabilidad de los modelos de rotura en LSP.

Si bien resulta de utilidad conocer los mecanismos físicos que tienen lugar (presentados en las secciones anteriores), con el fin de entender el proceso y poder avanzar en el desarrollo de nuevos modelos, la caracterización precisa tanto del plasma, como de los estados tensionales experimentados por el material requiere el uso de modelos más avanzados.

Aunque antiguamente existían muchas limitaciones en lo que se refiere a la potencia de cálculo, actualmente, con el avance tan rápido de las computadoras, es posible utilizar el método de los elementos finitos con los característicos incrementos temporales tan pequeños (del orden de ns) necesarios para modelar el proceso LSP.

De esta manera, la utilidad de las estimaciones teóricas queda relegada a la comprensión en profundidad del proceso de LSP y, en el caso de la presente tesis, profundizar en el fenómeno de plasticidad cíclica inherente al proceso con el fin de desarrollar nuevos modelos en la caracterización predictiva.

2.4.1. Simulación del plasma generado en la interacción láser-materia.

Aunque el modelo unidimensional de expansión del plasma sigue siendo utilizado por muchos autores debido a su sencillez, existen códigos de hidrodinámica del plasma, originalmente empleados para estudios de fusión nuclear, que han sido adaptados satisfactoriamente al caso particular del LSP.

En este tipo de adaptaciones, se utiliza el modelo de un fluido y dos temperaturas: Se supone que tanto los electrones como los iones se mueven de manera conjunta formando un solo fluido

sin separación de carga, pero manteniendo ambos su temperatura debido a la débil energía de interacción existente entre ellos.

Habitualmente, los códigos suelen ser unidimensionales y utilizan un sistema de coordenadas lagrangiano, que se desplaza junto al fluido. Los más característicos son: El código LILA [Fairand74, Fairand79, Clauer81], FILM, [Resseguier98], HYDRA [Molpeceres95, Ocana98, Ocana00] y HELIOS [Macfarlane06, Morales09, Morales11], siendo este último el más actual de los cuatro presentados.

En el caso del programa HELIOS, las ecuaciones de estado (EOS) están basadas en las librerías de materiales SESAME [Lyon92] y PROPACEOS [MacFarlane06]. Un resultado característico proporcionado por HELIOS [Morales09] que muestra las diferencias entre utilizar como medio confinante agua o cuarzo se muestra en la figura 2.15.

Aunque el modelo de expansión unidimensional del plasma sigue siendo empleado por muchos autores en la actualidad, el código Helios ofrece la posibilidad de modelar el plasma de una manera más precisa, siendo este último el empleado en la presente tesis en el cálculo de la distribución temporal de presiones, $P(t)$.

Figura 2.15: Evolución de la presión del plasma obtenida mediante el código HELIOS® en la referencia [Morales09]: (a) SiO₂ como medio confinante (b) Agua como medio confinante.

2.4.2. Simulación de la ruptura dieléctrica del medio confinante.

Tal y como se presentó anteriormente, la existencia del fenómeno de ruptura dieléctrica establece un umbral de irradiancia, $I(t)$, por encima del cual la presión del plasma, y su duración, se reducen drásticamente. Por este motivo, los estudios de este fenómeno en LSP están

orientados principalmente en determinar dicho umbral, y no tanto en caracterizar el comportamiento del plasma en dicha situación.

Además, en la mayoría de los casos que se presentan en LSP no se alcanza dicho umbral, con lo que muchos autores asumen en sus cálculos que la ruptura dieléctrica no tendrá lugar. Por el contrario, en otros ámbitos de estudio como la oftalmología, si resulta determinante el fenómeno de la ruptura dieléctrica, pues puede ser causante de daños en el paciente. En este campo se desarrolló un modelo analítico simple y en él está basado el código DRUPT [Morales04], desarrollado e implementado en el Centro Láser UPM. Como ejemplo ilustrativo, en la figura 2.16 se muestran resultados característicos obtenidos mediante dicho código.

Figura 2.16: Resultados característicos obtenidos mediante el código DRUPT [Morales04].

En el caso del LSP, donde la duración característica del pulso está entre 10 y 50 ns dependiendo del dispositivo láser, existen dos situaciones posibles de ruptura dieléctrica en agua en función de la longitud de onda, λ , empleada: Si $\lambda = 1064 \text{ nm}$, la ruptura dieléctrica se produce por la ionización por avalanche, reduciéndose el umbral en caso de existir impurezas. Si $\lambda = 532 \text{ nm}$, la ruptura se produce por ionización multifotónica, con independencia de la presencia de impurezas en el medio

Existe otro modelo [Sollier01], también basado en la densidad de electrones libres, que sugiere que la ruptura dieléctrica se inicia en la interfaz aire-agua. Sin embargo, observaciones

realizadas en el Centro Láser UPM confirman que el fenómeno ocurre en el seno del medio confinante [Morales04].

En lo que se refiere a la determinación experimental de la ruptura dieléctrica, algunos autores han empleado cámaras de alta velocidad [Berthe97], mediante las cuales han podido identificar la formación de plasma en el interior del agua. En otros estudios, se analiza la transmisión del plasma producido en la superficie del agua mediante un fotodiodo con un tiempo de respuesta del orden del nanosegundo [Berthe98]. Además, la medida indirecta es posible teniendo en cuenta que la ruptura dieléctrica supone reducciones considerables en la presión del plasma, $P(t)$, y la duración del pulso [Berthe98]

Tanto las simulaciones [Sollier01, Morales04, Zhou08 y Lintz09], como los experimentos [Berthe97, Berthe98, Berthe99, Noack99, Peyre00 y Freidank09], confirman que el umbral de ruptura dieléctrica se reduce al aumentar la frecuencia y también, al reducirse la duración del pulso. Además, valores más bajos de longitud de onda, λ , implican una mayor presión [Berthe97, Berthe99], aunque no compensa esto último desde el punto de vista energético.

2.4.3. Simulación de la propagación de la onda a través del código HARDSHOCK.

El análisis teórico puro, que se detallará en la sección 3, tiene la limitación de restringirse al caso en el que la distribución temporal de presiones sea cuadrada o triangular. En LSP, debido al mantenimiento del plasma, motivado por el medio confinante, a la caída abrupta de presión le sigue un mantenimiento de esta hasta aproximadamente los 500 ns, que genera estados tensionales más complejos que los correspondientes al fenómeno de deformación uniaxial pura.

Más concretamente, existirá una interferencia entre la presión mantenida, y las ondas transversales que llegan desde la frontera del spot. Se podrá comprobar fácilmente a partir de un diagrama de tensiones como los presentados en la sección 3 que, un mantenimiento de presión (σ_z) lleva al material a un estado tensional elástico más susceptible de deformación plástica con la llegada de la onda transversal (σ_r), con lo que se presentan segundas fases de cargas y descargas plásticas con una naturaleza diferente.

Además, debe tenerse en cuenta que la correcta predicción de los estados tensionales durante la aplicación de las cargas no es suficiente, ya que el posterior equilibrado de las mismas es dependiente de muchas variables que no se tienen en cuenta al considerar un dominio infinito (geometría y tratamientos solapados extensos)

En consecuencia, se hace preciso utilizar el método de los elementos finitos para la correcta predicción de las tensiones residuales, tanto en los casos más sencillos como los más complejos. Es preciso recordar además el carácter complementario que tiene el análisis del plasma, que permite convertir la irradiancia, $I(t)$, en presión, $P(t)$, que será el dato de entrada en el cálculo de la propagación de onda, bien se utilice un modelo analítico para su caracterización o un modelo más avanzado. Esto implica que pueden obtenerse resultados finales alejados de la realidad, tanto si falla el cálculo del plasma como la simulación de la propagación de la onda de presión a través del material.

Los códigos unidimensionales de propagación de ondas presentan una complejidad variable en función de los parámetros que se tengan en cuenta: Algunos consideran el crecimiento de la onda como la propagación de una onda plana y la atenuación, como una onda esférica [Cottet82, Cottet83, Cottet84]. Otros incluyen el efecto del endurecimiento del material [Yilbas03]. El código SHYLAC 1D [Romain90] y 2D [Cottet88] resuelve el problema mediante el método de las diferencias finitas. El código HARDSHOCK 1D [Ocana01] es una adaptación del código SWAP9 [Barker74] permite simular la propagación unidimensional de una onda para una distribución temporal genérica del pulso de presión.

En lo que se refiere al método de los elementos finitos, es preciso definir seis aspectos en la simulación: Geometría, mallado, material, condiciones de contorno, tipo de análisis y cargas aplicadas.

En cuanto a la geometría, históricamente los procedimientos experimentales han estado muy avanzados con respecto a las simulaciones que permitían la capacidad de cálculo de cada momento. Inicialmente comenzaron a realizarse simulaciones en geometrías muy sencillas cuyo tamaño era del orden de magnitud del radio del spot, con un solo impacto o múltiples impactos concéntricos [Ye03, Ding06]. Años más tarde, fue posible realizar simulaciones en el espacio tridimensional con pulsos solapados, aunque en condiciones de pocos pulsos y áreas reducidas, todavía muy lejos de las condiciones reales [Morales04, Morales11, Peyre11].

En la actualidad, es posible simular tratamientos con una extensión equivalente a la experimental. Las geometrías son complejas, y muchos autores comienzan a centrar su estudio en la optimización de parámetros del láser y secuencias de tratamiento, incluyendo el efecto que tiene la curvatura de las superficies.

En lo referente al mallado, algunos análisis de convergencia sugieren utilizar elementos hexaédricos, de lado entre 10 y 20 veces inferior al diámetro del spot [Sigh09, Peyre11] y un espesor en el que se afina aún más. En [Peyre11] se llegan a utilizar hasta 5 μm . Sin embargo, la elección será dependiente de cada caso concreto y requiere un análisis de convergencia. En los

estudios presentado en esta tesis, se comprobó que basta con utilizar 20 μm para asegurar la convergencia.

En cuanto a las propiedades del material, será necesario modelar adecuadamente el comportamiento cíclico del mismo, así como la dependencia de su límite elástico, σ_y , con la velocidad de deformación que experimenta durante el tratamiento, $\dot{\epsilon}_r$, tal y como se ha justificado en las secciones anteriores.

El uso de un modelo isotrópico no saturado, como el de Johnson-Cook, supone ciclos de carga alternativos que crecen en amplitud, mientras que un modelo combinado que incluya una ley de endurecimiento isotrópica saturada corrige este problema. Aunque habitualmente se utiliza el modelo de Johnson-Cook, algunos autores emplearon el modelo elástico-perfectamente plástico [Ye03, Ding06]. El modelo de Zerilli Armstrong se utilizó para modelar el comportamiento de la aleación de titanio Ti6Al4V [Amarchinta10]. Sin embargo, el modelo que más acogida ha tenido en la comunidad científica ha sido el de Johnson-Cook, que es precisamente el que se discute en la presente tesis.

El tipo de análisis utilizado en los modelos FEM, será explícito, debido a que el paso temporal es muy pequeño (del orden de nanosegundos) [Peyre11, Morales11, Grandhi13, Peyre13]. El uso de un algoritmo implícito para simular la propagación de onda resultaría inabordable computacionalmente. Existen algunos autores que combinan ambos algoritmos, el explícito para simular la propagación de onda, y el implícito para el equilibrado de tensiones [Braisted99, Peyre07, Malik13]. Sin embargo, en la referencia [Grandhi13], se muestra que los resultados de tensiones residuales tras el equilibrado son prácticamente iguales con independencia del algoritmo utilizado (explícito o implícito), remarcándose un aumento del coste computacional en el caso de utilizar el algoritmo implícito.

En cuanto al paso temporal, Δt , este debe respetar el principio de Courant-Levy, que establece una cota superior para el mismo (ecuación 2.130). A efectos prácticos, entre dos pasos temporales consecutivos, la distancia del frente de la onda de choque, Δl , no debe ser superior a las dimensiones de un elemento en profundidad. En cualquier caso, esta condición está naturalmente presente en los modelos FEM, con lo que no debe modelarse de manera adicional mediante la programación de subrutinas. De hecho, el propio manual de Abaqus sugiere no definir al gusto del usuario los pasos temporales, a no ser que se tenga una amplia experiencia en el modelo que se quiere caracterizar.

$$\Delta t < \frac{\Delta l}{c_0} \quad (2.130)$$

Donde c_0 es la velocidad de propagación del sonido en el material.

En lo referente a las condiciones de contorno, está demostrado que las restricciones al movimiento que se imponen a la pieza tienen una marcada repercusión en los resultados. [Morales11] demostró la influencia que tiene, en una geometría hexaédrica, diferentes posibilidades de restricción durante el tratamiento.

En muchas ocasiones, cuando lo que se pretende es simular únicamente el efecto que tiene el pulso sobre un material concreto, se utilizan elementos infinitos en un entorno del volumen de control, sobre el que se aplica el pulso [Braisted99, Singh09, Amarchinta10, Peyre11, Langer13, Grandhi13, Malik13, Peyre13, Taddia13]. De esta manera, se simula una extensión infinita, con un ahorro en el coste computacional.

En la actualidad, teniendo en cuenta el gran avance de las computadoras, existen multitud de estudios en los que las simulaciones representan en su totalidad la geometría de la pieza y la extensión del tratamiento experimental que se simula [Correa15, Adu-Gyamfi18, Zhang19]. Se estudian diferentes aspectos, como, por ejemplo, la influencia que tiene la secuencia de tratamientos en las tensiones residuales que generan.

Otro tema en auge, sobre el que cada vez existen más publicaciones, son los tratamientos a doble cara: Existen publicaciones en las que el tratamiento doble se realiza de manera simultánea por ambos lados (SDLP) [Zhang19], esto supone una gran mejora en el caso de piezas delgadas, ya que el tratamiento por una cara implica un doblado de la chapa que en ocasiones no se corrige con un posterior tratamiento por la otra cara, hecho documentado por algunos autores, que se confirmará en algunos casos estudiados.

Sin embargo, algunos autores apuntan que en el tratamiento a doble cara simultaneo pueden aparecer problemas derivados del apantallamiento, motivados por el enfrentamiento de ondas elásticas de tracción en el plano medio de la pieza [Ding03]. Existen estudios relacionados con la correcta elección de parámetros para evitar precisamente la excesiva deformación de las placas delgadas [Yang19].

Capítulo 3

Desarrollo de modelos avanzados y estrategias de modelización para la caracterización predictiva de tensiones y deformaciones en procesos LSP.

3.1. Introducción

En esta sección, se desarrollará en detalle la metodología seguida en la creación de modelos avanzados de endurecimiento utilizados en la simulación de procesos LSP, incluyendo el comportamiento cíclico y la anisotropía de estos. Todo lo relacionado con las predicciones numéricas de tensiones residuales, así como la propia validación teórico-experimental de los modelos presentados, se tratará en la sección 4 (Resultados).

El orden en el que se presentan los diferentes temas guarda una coherencia natural tanto con la comprensión de los fenómenos físicos que tienen lugar, como con la justificación de los modelos desarrollados. Es decir, la presentación se realiza en orden creciente de complejidad.

Inicialmente, se describirá en detalle todo lo relacionado con las ondas de choque a las que se ve sometido el material, tanto los estados tensionales implicados, como la propia evolución de la onda de choque a través de este. Si bien es cierto que la interfaz de los programas de cálculo actuales no exige un conocimiento en profundidad sobre propagación de ondas, se hace preciso comprobar de manera rigurosa que el modelo FEM reproduce correctamente el fenómeno. Esto garantiza la fiabilidad de los resultados presentados, así como la justificación de los modelos implementados.

Una vez caracterizado el fenómeno de propagación de ondas, se procederá a evaluar los diferentes ciclos de tensiones que experimenta el material en función del modelo elegido, justificándose la necesidad de implementar modelos más complejos que los que habitualmente se utilizan en LSP. En el caso de las aleaciones de aluminio, será necesario la implementación de un modelo combinado que caracterice correctamente el comportamiento cíclico, hecho que no puede obviarse teniendo en cuenta que ciertas aleaciones de aluminio se tratan con densidades relativamente altas. En el caso de la aleación de magnesio Mg AZ31B, el modelo estará enfocado

en caracterizar su alta anisotropía, obviándose su comportamiento cíclico al utilizarse densidades de tratamiento bajas (Como se verá más adelante, su bajo límite elástico implica que densidades de tratamiento bajas son las más adecuadas) [Angulo20]. Obviamente, si se desea caracterizar una aleación altamente anisótropa, sometida a tratamientos intensos, será preciso considerar tanto su asimetría (comportamiento cíclico) como su anisotropía (diferentes comportamientos según la dirección considerada).

Se justificarán también, desde el punto de vista físico, los mecanismos que permiten que el material no experimente rotura durante el tratamiento, hecho que no es trivial teniendo en cuenta que las presiones aplicadas sobre el material son de un orden de magnitud superior a los mismos (5000 MPa frente a 400 MPa en el caso del aluminio), aunque ya se ha adelantado en la sección 2.3 que las altas compresiones a las que se ve sometido el material durante el tratamiento suponen estados tensionales caracterizados por altas triaxialidades negativas que lo protegen íntegramente [Bao04].

Se discute también el impacto que tiene el uso de ecuaciones de estado (EOS), que relacionan la presión aplicada sobre el material, P , con la densidad de este, ρ . Por defecto, se aplica la relación natural que proporciona la ley de Hooke, siendo la densidad y la presión aplicada inversamente proporcionales, pudiéndose alcanzar, en principio, densidades infinitas. Esto no se observa en la realidad, pues existe un límite inferior de densidad al que se converge de manera asintótica para presiones suficientemente elevadas. En el caso de los materiales tratados con LSP en la presente tesis, las presiones máximas aplicadas son del orden de 5 GPa. Tal y como se mostrará, el efecto de incluir EOS en los modelos tiene relevancia para presiones más elevadas, con lo que puede descartarse el uso de estas para los casos presentados, quedando la relación entre la presión aplicada, P , y la densidad, ρ , definida de manera inversamente proporcional a través de la ley de Hooke generalizada.

Una vez justificados y calibrados, tanto el modelo combinado (para aleaciones de aluminio) como el anisotrópico (para la aleación de magnesio Mg AZ31B), se procede a ajustar la distribución espacial de presiones sobre el material generadas por la evaporación de este. Si bien es cierto que el desarrollo ideal consistiría en caracterizar completamente el plasma (causa) y, a partir de ahí, obtener la distribución espacial de presiones (efecto), los modelos de expansión del plasma empleados son unidimensionales, con lo que no se ha conseguido seguir esta línea de trabajo de manera satisfactoria. Por lo tanto, la calibración de la distribución espacial se realizará a partir de las deformaciones causadas por pulsos aplicados de manera concéntrica, garantizando el mínimo error entre los perfiles simulados y los obtenidos experimentalmente, procedimiento aceptado y ampliamente utilizado en la comunidad científica [Peyre11, Correa15]. En cualquier caso, se pretende para desarrollos futuros, modelar el perfil espacio-temporal completo del pulso de presión únicamente a partir de la caracterización de la expansión del plasma.

3.2. Caracterización completa de la propagación de onda a través del material y los ciclos de tensiones correspondientes para diferentes modelos de endurecimiento.

Una vez presentado de manera cualitativa lo experimentado por el material en la deformación plana, se procede a justificar matemáticamente el ciclo de tensiones que sufre el mismo. En lo que sigue, se supondrá que el material es isotrópico, siendo su comportamiento elasto-plástico, equivalente según cualquier dirección. A continuación, se desarrolla el procedimiento para obtener los estados tensionales característicos. [Ballard91].

La ley de Hooke generalizada define el comportamiento elasto-plástico de materiales sometidos a la infinidad de estados tensionales posibles. En el caso de deformación plana, dos de las tres tensiones principales serán iguales (las contenidas en el plano perpendicular a la dirección de aplicación de la presión, plano coincidente con la superficie afectada del material), admitiendo su expresión la forma ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_r$). La tercera tensión principal será $\sigma_3 = \sigma_z$, coincidente con la dirección de aplicación del pulso de presión. La ley de Hooke en esta situación se simplifica de una manera considerable, quedando de la siguiente manera:

$$\bar{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_r & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_r & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix} \quad \bar{\varepsilon} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{ez} \end{pmatrix} \quad \bar{\varepsilon}_p = \begin{pmatrix} -\varepsilon_{pz}/2 & 0 & 0 \\ 0 & -\varepsilon_{pz}/2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{pz} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Donde:

$\sigma_r \equiv$ Tensión en la dirección radial.

$\sigma_z \equiv$ Tensión en la dirección axial.

$\varepsilon_{ez} \equiv$ Deformación elástica en la dirección axial.

$\varepsilon_{pz} \equiv$ Deformación plástica en la dirección axial.

El comportamiento elasto-plástico del material, quedará definido en su forma más general posible por las ecuaciones 3.2 y 3.3, obteniéndose el comportamiento elástico puro al igualar la deformación plástica a cero (ecuaciones 3.4 y 3.5).

$$\sigma_r = \frac{\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} E \varepsilon_{ez} + \frac{1}{2(1+\nu)} E \varepsilon_{pz} \quad (3.2)$$

$$\sigma_z = \frac{\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} E \varepsilon_{ez} + \frac{1}{1+\nu} E \varepsilon_{ez} - \frac{1}{1+\nu} E \varepsilon_{pz} \quad (3.3)$$

$$\sigma_{re} = \frac{\nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} E \varepsilon_{ez} \quad (3.4)$$

$$\sigma_{ze} = \frac{1 - \nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} E \varepsilon_{ez} \quad (3.5)$$

Donde:

$\sigma_{re} \equiv$ Tensión radial durante deformación puramente elástica.

$\sigma_{ze} \equiv$ Tensión axial durante deformación puramente elástica.

El criterio de von Mises, en su formulación más general (ecuación 3.6), experimentará también simplificaciones sustanciales con relación a su forma original, obteniéndose una expresión más simplificada (ecuación 3.7).

$$\sigma_{mises} = \sqrt{\frac{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2}{2}} \quad (3.6)$$

$$\sigma_{mises} = |\sigma_z - \sigma_r| \quad (3.7)$$

Cuando comienza a aplicarse carga sobre el material, σ_r y σ_z evolucionan de acuerdo con las ecuaciones 3.4 y 3.5, aumentando ambas progresivamente a medida que aumenta la presión aplicada, P , que será en todo momento igual a σ_z . Cuando el valor absoluto de la resta de ambas alcanza el límite elástico del material, σ_y , se inicia la fase que se denominará carga plástica. En esta situación fronteriza entre deformación elástica y plástica, la presión aplicada en la dirección perpendicular al material quedará representada por la ecuación 3.8, donde σ_H se conoce como el límite elástico de Hugoniot [Peyre96, Brainsted99], que es la tensión σ_z de inicio de la plastificación en condiciones de deformación uniaxial.

$$\sigma_H = \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu} \sigma_y \quad (3.8)$$

Tras superar el límite elástico de Hugoniot, σ_H , el material experimenta un fenómeno llamado carga plástica (ver figura 3.1), en el que la región afectada por la presión se encuentra localmente empotrada, de manera que la energía de distorsión no incrementa con la presión aplicada. El empotramiento local garantiza un aumento de la presión hidrostática sobre el material a la vez que σ_z incrementa, quedando protegido durante la aplicación de dicha carga.

Una vez σ_z alcanza su valor máximo, coincidente con la presión máxima aplicada, P_{MAX} , comienza a reducirse la misma, de acuerdo con la relación $P(t)$. De esta manera, el material vuelve a entrar de nuevo en régimen elástico, con la misma pendiente que en la primera fase de deformación elástica (descarga elástica). A partir de este punto existen dos situaciones posibles:

- i) Si el valor máximo alcanzado de σ_z excede el doble del límite elástico de Hugoniot ($P_{MAX} > 2\sigma_H$), el material volverá a experimentar deformación plástica una vez σ_z se haya reducido hasta intersectar con la frontera elástico-plástica (ecuación 3.7). A partir de este punto, la subsiguiente reducción de presión generará deformaciones plásticas en sentido contrario a las de la fase de carga plástica, terminando cuando la presión aplicada, P , sea nula. En esta situación es donde se presenta el comportamiento cíclico.
- ii) Si el valor máximo alcanzado de σ_z es inferior al doble del límite elástico de Hugoniot ($P_{MAX} < 2\sigma_H$), el material no experimentará deformación plástica de nuevo, ya que σ_z llegará a cero sin intersectar con la frontera elástico-plástica definida por el criterio de von Mises. En este caso no existirá deformación cíclica en el material.

De una manera intuitiva, puede interpretarse el ciclo completo como una fase de compresión plástica en la que el material sigue acumulando deformación elástica, seguida de una tracción motivada por la liberación de dicha energía elástica. Desde un punto de vista más práctico, puede considerarse que el caso más general se trata de una superposición de dos efectos que tienen lugar de manera simultánea (Figura 3.1):

- i) Un fenómeno de compresión y tracción alternados en el tiempo, en el que el trabajo a compresión siempre excede al subsiguiente a tracción.
- ii) Una compresión hidrostática, σ_m , garantizada gracias a lo que se ha llamado empotramiento local, que además protege al material contra el fallo ante presiones muy superiores al límite elástico. Evita en todo momento la distorsión excesiva de la red cristalina del material.

Para la representación del ciclo, así como su descripción cualitativa, resulta de interés considerar el modelo de endurecimiento más sencillo posible, es decir, elástico perfectamente plástico (figura 3.1), cuyos límites vienen caracterizados por los puntos A, B, C y D (ver ecuaciones 3.9 a 3.12). En la siguiente sección se detallarán el comportamiento predicho por los modelos de endurecimiento isotrópico, cinemático, así como el combinado, siendo este un caso intermedio entre ambos.

Figura 3.1: Ejemplo característico del ciclo de tensiones experimentado por un material sujeto a LSP.

- i) Punto A: Representa el fin de la primera fase de carga, en la que el material experimenta únicamente deformaciones elásticas. Si la presión aplicada fuese inferior al límite elástico de Hugoniot, el estado tensional del material volvería a ser nulo al retirar la presión aplicada.

$$A = (\sigma_r = -|\sigma_H| + |\sigma_y|, \sigma_z = -|\sigma_H|) \quad (3.9)$$

- ii) Punto B: Representa el fin de la carga plástica. En el tramo AB el material sufre deformaciones plásticas, acompañadas por una compresión hidrostática que protege al material.

$$B = (-|P_{MAX}| + |\sigma_y|, -|P_{MAX}|) \quad (3.10)$$

- iii) Punto C: Representa el fin de la descarga elástica. El tramo BC se corresponde con la fase de descarga elástica, en la que la presión máxima aplicada se reduce bruscamente hasta encontrarse de nuevo con la superficie de plastificación en el punto C, siempre y cuando la presión aplicada, P_{MAX} , sea superior a $2\sigma_H$. En caso contrario, la descarga elástica terminaría con una presión nula sin llegar producirse de nuevo deformaciones plásticas en sentido contrario al inicial.

$$C = \begin{cases} (-|P_{MAX}| + 2|\sigma_H| - |\sigma_y|, -|P_{MAX}| + 2|\sigma_H|) & |P_{MAX}| > 2|\sigma_H| \\ \left(-|\sigma_y| \frac{P_{MAX} - \sigma_H}{\sigma_H}, 0\right) & |P_{MAX}| \leq 2|\sigma_H| \end{cases} \quad (3.11)$$

- iv) Punto D: Representa en fin del ciclo. El tramo CD se denomina descarga plástica, en la que el material sufre deformaciones plásticas a tracción acompañadas por compresiones hidrostáticas lo suficientemente grandes como para garantizar su protección. Si el valor de la presión máxima, P_{MAX} , fuese inferior a $2\sigma_H$, el punto D no tendría sentido ya que el fin del ciclo vendría representado por el punto C (en la ecuación 3.11), con $|P_{MAX}| \leq 2|\sigma_H|$.

$$D = (-|\sigma_y|, 0) \quad (3.12)$$

El hecho de que se experimenten ciclos alternados de tracción y compresión justifica la necesidad de distinguir ambos casos en el modelado del fenómeno. Tal y como se presentó anteriormente, los modelos isotrópicos convencionales esencialmente computan una expansión de la frontera elasto-plástica sin distinguir la dirección de las tensiones implicadas. Experimentalmente se observa, que una compresión (o tracción) iniciales favorecen la tracción (o compresión) siguientes, con lo que se hace preciso tener este hecho en cuenta (efecto Bauschinger).

Además del diagrama de tensiones, resulta de interés representar la evolución de la deformación plástica en la dirección de aplicación de la presión, ε_{pz} , en función de la presión en cada instante del ciclo (figura 3.2). Se puede observar una reducción en la deformación final motivada por la descarga plástica.

El caso más general posible ($P_{MAX} > 2\sigma_H$), se representa en la figura 3.2. En el caso complementario ($P_{MAX} \leq 2\sigma_H$), la descarga elástica finaliza con $\sigma_z = 0$, no experimentándose el fenómeno de descarga plástica tal y como se ha justificado anteriormente. Las deformaciones plásticas tras la aplicación de la carga, $\varepsilon_{pz \text{ load}}$, así como la experimentada durante la descarga plástica, $\varepsilon_{pz \text{ unload}}$, y la resultante, $\varepsilon_{pz \text{ res}}$, vienen definidas respectivamente por las ecuaciones 3.13 a 3.15.

Figura 3.2: Diagrama de presión aplicada vs deformación plástica en la dirección de aplicación de la carga con ($P_{MAX} > 2\sigma_H$)

$$\varepsilon_{pz\ load} = \frac{2(1-2\nu)}{E}(P_{MAX} - \sigma_H) \quad (3.13)$$

$$\varepsilon_{pz\ unload} = \frac{2(1-2\nu)}{E}(P_{MAX} - 2\sigma_H) \quad (3.14)$$

$$\varepsilon_{pzres} = \varepsilon_{pz\ load} - \varepsilon_{pz\ unload} = \left(\frac{1-2\nu}{E}\right)2\sigma_H \quad (3.15)$$

En lo referente a la propagación de una onda de presión, se puede encontrar una amplia descripción de dicho fenómeno en la tesis de Ballard [Ballard95]. Suponiendo un pulso de presión temporal cuadrado o triangular y atendiendo al ciclo de tensiones experimentado por el material en la superficie, puede determinarse de manera analítica la evolución de la onda de presión al propagarse a través del material. En cuanto a los ciclos de tensiones experimentados a diferentes profundidades respetarán, como es evidente, las ecuaciones físicas, presentadas con anterioridad, que describen los ciclos en la superficie.

Atendiendo al caso más general, en el que la presión máxima aplicada en la superficie excede el doble del límite elástico de Hugoniot ($P_{MAX} > 2\sigma_H$), nada más comienza a subir σ_z desde cero hasta σ_H se inicia la propagación de una onda elástica de amplitud σ_H a través del material, con la velocidad correspondiente a la de una onda elástica, c_e (ecuación 3.16). Dicha onda se conoce habitualmente con el nombre de precursor elástico, la cual, al ser más rápida que las ondas plásticas, es la primera en alcanzar cada punto material en profundidad, obviamente sin causar ninguna deformación plástica. Por otro lado, cuando en la superficie del material se incrementa

σ_z desde σ_H hasta la presión máxima, P_{MAX} , se inicia la propagación de una onda plástica de amplitud P_{MAX} con una velocidad c_p (ecuación 3.17), inferior a la correspondiente a las ondas elásticas, c_e . En cuanto la presión máxima se reduce hasta iniciarse la descarga plástica, una onda elástica de amplitud $2\sigma_H$ viaja desde la superficie reduciendo la amplitud de la onda plástica en $2\sigma_H$ cuando la alcanza en su propagación. Finalmente, una vez la onda plástica se ha reducido hasta ser puramente elástica, el material no sufrirá deformaciones plásticas para profundidades superiores. En la figura 3.3 se muestra un esquema que ilustra el cálculo de la propagación de la onda a través del material, tanto para pulso cuadrado de duración τ como para un pulso triangular.

Teniendo en cuenta las particularidades del fenómeno descrito (deformación plana), el parámetro que resulta de interés de cara a la predicción del efecto de la onda sobre el material es la presión máxima aplicada sobre cada una de las profundidades. Con ayuda del diagrama presentado en las figuras 3.3 a 3.6 puede obtenerse la presión máxima a partir de la envolvente de las curvas. En el caso de pulso triangular, dicho máximo viene representado por la relación $H_1(x)$, siendo x la profundidad (ecuación 3.18). Debe tenerse en cuenta que la recta definida por la ecuación 3.18 pasa a ser horizontal en cuanto la presión decae hasta σ_H , situación a partir de la cual la deformación se vuelve puramente elástica. El caso del pulso cuadrado se calcula añadiendo un desplazamiento L_3 en la coordenada x , sin nunca llegar a superar la presión P_{MAX} aplicada en la superficie (ecuación 3.19). En la figura 3.6 se representan las funciones correspondientes a los máximos de presión en función de la profundidad afectada.

De estas figuras pueden extraerse dos parámetros de gran interés: En primer lugar, la longitud crítica, L_c , fronteriza entre las profundidades afectadas por el endurecimiento cíclico y las que no. Dicha longitud vendrá delimitada por la profundidad en la que la presión máxima sea $2\sigma_H$. En segundo lugar, la longitud afectada plásticamente, L_p , definida como aquella en la que la amplitud de la onda es σ_H y no causa deformaciones plásticas a mayor profundidad. Las longitudes características resultantes, L_{ij} , vendrán definidas por las ecuaciones 3.20 a 3.23, donde $i = c$ indica longitud crítica, $i = p$ indica longitud afectada plásticamente, $j = c$ representa el cálculo realizado para pulso cuadrado y $j = t$ el correspondiente al pulso triangular.

El estudio analítico simplificado presentado en este apartado, desarrollado más en detalle en la bibliografía [Angulo19], permite identificar y cuantificar la presencia del fenómeno de plasticidad cíclica en tratamientos LSP, en los que el material se ve afectado por ondas de choque de gran amplitud. Por lo tanto, será necesaria la implementación de un modelo que caracterice adecuadamente el comportamiento cíclico del material (efecto Bauschinger), siendo esto especialmente importante en tratamientos de alta intensidad (las aleaciones de aluminio estudiadas en la presente tesis), en los que un punto material genérico experimentará múltiples impactos. Tal y como se verá, en el caso de las aleaciones de magnesio, densidades de tratamiento muy bajas permiten alcanzar una saturación en las tensiones residuales obtenidas,

con lo que el modelo implementado se centrará en caracterizar su alta anisotropía en lo que se refiere a las curvas de tensión-deformación de este.

$$c_e = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} \quad (3.16)$$

$$c_p = \sqrt{\frac{E}{3\rho(1-2\nu)}} \quad (3.17)$$

$$H_1(x) = \max\left(P_{MAX} - 2\sigma_H \left(\frac{c_e - c_p}{(c_p)^2 \tau}\right) x, \sigma_H\right) \quad (3.18)$$

$$H_{1^*}(x) = \max\left(\min\left(P_{MAX} - 2\sigma_H \left(\frac{c_e - c_p}{(c_p)^2 \tau}\right) (x - L_3), P_{MAX}\right), \sigma_H\right) \quad (3.19)$$

$$L_{ct} = \left(\frac{P_{MAX}}{2\sigma_H} - 1\right) \left(\frac{(c_p)^2 \tau}{c_e - c_p}\right) \quad (3.20)$$

$$L_{cc} = \left(\frac{P_{MAX}}{2\sigma_H} - 1\right) \left(\frac{(c_p)^2 \tau}{c_e - c_p}\right) + c_p \tau \quad (3.21)$$

$$L_{pt} = \left(\frac{P_{MAX}}{2\sigma_H} - \frac{1}{2}\right) \left(\frac{(c_p)^2 \tau}{c_e - c_p}\right) \quad (3.22)$$

$$L_{pc} = \left(\frac{P_{MAX}}{2\sigma_H} - \frac{1}{2}\right) \left(\frac{(c_p)^2 \tau}{c_e - c_p}\right) + c_p \tau \quad (3.23)$$

Figura 3.3: Esquema de propagación de onda, comparando pulso cuadrado y triangular.

Figura 3.4: Evolución de una onda cuadrada en su propagación a través del material.

Figura 3.5: Evolución de una onda triangular en su propagación a través del material.

Figura 3.6: Presión máxima experimentada para cada profundidad en ondas triangulares y cuadradas.

3.2.1. Deformaciones cíclicas obtenidas según diferentes modelos de endurecimiento en materiales isotrópicos sujetos a LSP.

Una vez presentados los modelos de endurecimiento, así como una descripción intuitiva de las limitaciones de los isotrópicos en modelar LSP, se procede a evaluar los diferentes ciclos de deformaciones característicos de cada uno. Tal y como se presentó anteriormente, la frontera elasto-plástica se expande progresivamente en los modelos isotrópicos puros, mientras que en los cinemáticos se alcanza un equilibrio en la predicción del comportamiento cíclico, donde se alternan cargas compresivas y de tracción.

El objetivo de esta sección es presentar, de manera detallada, los ciclos de tensiones y deformaciones teóricos experimentados por el material en la aplicación de un único pulso, destacándose el efecto de considerar un endurecimiento isotrópico puro, cinemático o combinado. Se evaluarán los modelos más sencillos (lineales), dejando el uso de las simulaciones para los modelos más complejos (no lineales).

Como se comprobará a continuación, se puede obtener una formulación explícita de la tensión en la dirección axial, σ_z , y la deformación plástica, ε_p , cualquiera que sea la ley de endurecimiento. Por el contrario, no siempre es posible esto en lo que se refiere a una ley que relacione σ_z con σ_r , quedando expresada dicha relación mediante una formulación implícita.

A partir de la ecuación 3.13, se puede expresar la tensión en la dirección de aplicación de la carga, σ_z , en función de la deformación plástica, ε_p , y el límite elástico de Hugoniot, σ_H , durante la fase de carga plástica (ecuación 3.24), donde se considerará que el límite elástico de Hugoniot será positivo, y la tensión $\sigma_z < 0$. Por otro lado, el límite elástico de Hugoniot puede expresarse a partir del límite elástico del material, σ_y , siendo este dependiente de la deformación plástica a través de la ley de endurecimiento que se defina (ecuación 3.25).

Por consiguiente, se tiene una formulación explícita (ecuación 3.25) que relaciona la tensión en la dirección axial, σ_z , con la deformación plástica, ε_p , con lo que resulta muy sencillo obtener los diagramas de deformación para cualquier modelo (isotrópico, cinemático y combinado).

$$\sigma_z = - \left(\sigma_H + \frac{E}{2(1-2\nu)} |\varepsilon_p| \right) \quad (3.24)$$

$$\sigma_z = - \left(\sigma_y \left(\frac{1-\nu}{1-2\nu} \right) + \frac{E}{2(1-2\nu)} |\varepsilon_p| \right) = - \left(f(\varepsilon_p) \left(\frac{1-\nu}{1-2\nu} \right) + \frac{E}{2(1-2\nu)} |\varepsilon_p| \right) \quad (3.25)$$

La relación entre σ_z y σ_r se puede obtener considerando que la resta de sus valores absolutos debe ser igual a la tensión de von Mises, σ_{mises} , que estará definida a su vez en función de la

deformación plástica a través de la relación $f(\Delta\varepsilon_p)$ o $f(\varepsilon_p)$ según el modelo empleado (ecuaciones 3.26 y 3.27). Particularizando las ecuaciones 3.26 y 3.27 para las fases de carga y descarga plásticas, se tiene la formulación implícita de σ_z en función de σ_r , quedando como parámetro la deformación plástica ε_p , y la deformación plástica equivalente, $\Delta\varepsilon_p$, según el tipo de modelo empleado (isotrópico o cinemático).

$$|\sigma_z - \sigma_r| = f(\Delta\varepsilon_p) \quad \text{Isotrópico.} \quad (3.26)$$

$$|\sigma_z - \sigma_r| = f(\varepsilon_p) \quad \text{Cinemático.} \quad (3.27)$$

Durante la carga plástica isotrópica, $\sigma_z < \sigma_r$, lo que implica que la expresión queda:

$$\sigma_r - \sigma_z = f(\Delta\varepsilon_p)$$

Durante la descarga plástica isotrópica, $\sigma_z > \sigma_r$, lo que implica que la expresión queda:

$$\sigma_z - \sigma_r = f(\Delta\varepsilon_p)$$

Durante la carga plástica cinemática, $\sigma_z < \sigma_r$, lo que implica que la expresión queda:

$$\sigma_r - \sigma_z = f(\varepsilon_p)$$

Durante la descarga plástica cinemática, $\sigma_z > \sigma_r$, lo que implica que la expresión queda:

$$\sigma_z - \sigma_r = f(\varepsilon_p)$$

En lo que sigue, se considerará un modelo lineal ($\sigma_y = \sigma_0 + B_h |\varepsilon_p| > 0$), que permite la obtención de una expresión explícita tanto para el diagrama de tensiones como de deformaciones. En cuanto a la formulación matemática de las ecuaciones, debe tenerse en cuenta que:

- i) Tanto la presión máxima, P_{MAX} , como las tensiones σ_z y σ_r se tomarán como negativas al tratarse de estados tensionales compresivos.
- ii) Los límites elásticos, σ_y y σ_H se tomarán como positivos.
- iii) Se trabajará con $|\varepsilon_p|$ en las expresiones para garantizar la coherencia con el criterio de signos formulado.

3.2.1.1. Cálculo de los diagramas de deformaciones.

La expresión de σ_z durante la carga plástica en función de la deformación plástica, ε_p , y de la tensión radial, σ_r , vendrá dada respectivamente por las ecuaciones 3.28 y 3.29, que serán aplicables tanto para modelo isotrópico como cinemático al no existir, hasta el momento, deformación cíclica, que sí se presentará en la fase de descarga plástica. Al no haberse presentado hasta el momento la misma, la deformación plástica, ε_p , y la deformación plástica equivalente, $\Delta\varepsilon_p$, se han identificado de la misma manera para ambos modelos, admitiendo hasta el momento, la misma formulación.

$$\sigma_z = -\left(\sigma_0\left(\frac{1-\nu}{1-2\nu}\right) + \left(B_h\left(\frac{1-\nu}{1-2\nu}\right) + \frac{E}{2(1-2\nu)}\right)|\varepsilon_p|\right) \quad (3.28)$$

$$\sigma_z = \frac{B_h(1-\nu) + \frac{E}{2}}{B_h\nu + \frac{E}{2}}\sigma_r - \sigma_0\left(\frac{E}{2B_h\nu + E}\right) \quad (3.29)$$

Para simplificar la presentación de las expresiones, así como facilitar los cálculos posteriores, se identificarán los diferentes términos con las constantes K_1, K_2, K_3 y K_4 , quedando las ecuaciones anteriores de la siguiente manera:

$$\sigma_z = -(K_1 + K_2|\varepsilon_p|) \quad (3.30)$$

$$\sigma_z = K_3\sigma_r - K_4 \quad (3.31)$$

Donde:

$$K_1 = \sigma_0\left(\frac{1-\nu}{1-2\nu}\right) \quad (3.32)$$

$$K_2 = \left(B_h\left(\frac{1-\nu}{1-2\nu}\right) + \frac{E}{2(1-2\nu)}\right) \quad (3.33)$$

$$K_3 = \frac{B_h(1-\nu) + \frac{E}{2}}{B_h\nu + \frac{E}{2}} \quad (3.34)$$

$$K_4 = \sigma_0\left(\frac{E}{2B_h\nu + E}\right) \quad (3.35)$$

El comportamiento durante la descarga plástica sí será diferente según el modelo empleado. En el caso del modelo isotrópico, el límite elástico alcanzado durante la carga plástica, $\sigma_r - \sigma_z = f(\varepsilon_p)$, será el aplicable durante la fase de descarga plástica debido a la expansión de la frontera elasto-plástica.

A efectos de cálculo, esto se traduce en una fase de descarga elástica de amplitud $2\sigma_H$ hasta alcanzar de nuevo la frontera, al igual que ocurre en el caso elástico-perfectamente plástico, pero teniendo en cuenta que el valor de σ_H ha aumentado. Por consiguiente, para obtener la recta de descarga plástica en el modelo isotrópico, es preciso recalcular el nuevo límite elástico de Hugoniot.

A partir de la ecuación 3.10, se obtiene la relación entre el límite elástico de Hugoniot y las tensiones σ_z y σ_r al final de la fase de carga plástica, donde se ha reemplazado σ_z por la presión máxima aplicada, P_{MAX} , y σ_r por el valor máximo en valor absoluto alcanzado, σ_{rMAX} . (ecuación 3.36)

$$\sigma_H = \left(\frac{1 - \nu}{1 - 2\nu} \right) (\sigma_{rMAX} - P_{MAX}) \quad (3.36)$$

Paralelamente, a partir de la ecuación 3.31, se obtiene la relación entre P_{MAX} y σ_{rMAX} (ecuación 3.37). Combinando ambas ecuaciones se llega a la expresión del límite elástico de Hugoniot al final de la fase de carga plástica en función de P_{MAX} (ecuación 3.38). Finalmente, la recta que define la descarga plástica en el modelo isotrópico se obtiene añadiendo $2\sigma_H$ a la recta de carga plástica (ecuación 3.39).

En el caso del modelo cinemático, el escenario es diferente, pues la fase de carga plástica desplaza la frontera elasto-plástica sin expandirla. Por lo tanto, la fase de descarga elástica tiene una amplitud igual al doble del límite elástico de Hugoniot correspondiente al material no deformado, con lo que la recta de descarga plástica tendrá la misma pendiente que en el caso isotrópico, pero diferente ordenada en el origen (ecuación 3.40):

$$\sigma_{rMAX} = \frac{P_{MAX} + K_4}{K_3} \quad (3.37)$$

$$\sigma_H = \left(\frac{1 - \nu}{1 - 2\nu} \right) \left(\frac{P_{MAX}(1 - K_3) + K_4}{K_3} \right) \quad (3.38)$$

$$\sigma_{z-un-iso} = -(K_1 + K_2|\varepsilon_p|) + 2 \left(\frac{1 - \nu}{1 - 2\nu} \right) \left(\frac{P_{MAX}(1 - K_3) + K_4}{K_3} \right) \quad (3.39)$$

$$\sigma_{z-un-kin} = -(K_1 + K_2|\varepsilon_p|) + 2\left(\frac{1-\nu}{1-2\nu}\right)\sigma_0 \quad (3.40)$$

En las figuras 3.7 y 3.8, se muestra un ejemplo visual de los diagramas de deformaciones para los modelos isotrópico y cinemático, donde se han utilizado los siguientes valores para las constantes: $\sigma_0 = 400 \text{ MPa}$, $B_h = 5000 \text{ MPa}$, $E = 73.45 \text{ GPa}$ y $\nu = 0.33$. Hay que destacar que se ha tomado un valor de B_h excesivamente alto con el fin de facilitar la interpretación cualitativa del efecto del modelo. En un caso real, los diagramas tenderían a mostrar mayor similitud entre sí, lo que dificultaría el carácter didáctico de lo presentado en esta sección. Se muestra adicionalmente una comparación entre ambos sobre el diagrama correspondiente al modelo elástico perfectamente plástico (figura 3.9), incluyendo sobre el mismo el modelo combinado, cuyo comportamiento responde a una situación intermedia entre el isotrópico y cinemático.

Figura 3.7: Ciclo de deformaciones calculado mediante el modelo isotrópico.

Figura 3.8: Ciclo de deformaciones calculado mediante el modelo cinemático.

Figura 3.9: Comparación entre las predicciones del modelo perfectamente plástico, isotrópico, cinemático y combinado.

Los diagramas presentados anteriormente incluyen una recta paralela a los tramos de deformación plástica (reference line), correspondientes al modelo perfectamente plástico, que pasa por el origen de coordenadas de los diagramas, respondiendo, en consecuencia, a la ecuación:

$$\sigma_z = -\frac{E}{2(1-2\nu)}|\varepsilon_p| \quad (3.41)$$

La presencia de esta recta en el diagrama resulta de gran utilidad: Si se toma un punto cualquiera del ciclo de deformaciones, la distancia en vertical a la recta descrita (recta de referencia) se corresponderá con el nuevo límite elástico de Hugoniot alcanzado para dicho estado tensional, que puede convertirse con facilidad en límite elástico a partir de la ecuación 3.8. Por lo tanto, en base a esta consideración, puede obtenerse el límite elástico alcanzado al final de las fases de carga (ecuación 3.42) y descargas plásticas (ecuaciones 3.43 y 3.44), calculadas mediante los modelos isotrópico, y cinemático:

$$\sigma_{y\ load} = \left(\frac{P_{MAX}(1-K_3) + K_4}{K_3} \right) \quad (3.42)$$

$$\sigma_{un-iso} = \left(\frac{E}{2(1-\nu)} \right) \left(\frac{2 \left(\frac{1-\nu}{1-2\nu} \right) \left(\frac{P_{MAX}(1-K_3) + K_4}{K_3} \right) - K_1}{K_2} \right) \quad (3.43)$$

$$\sigma_{un-kin} = \left(\frac{E}{2(1-\nu)} \right) \left(\frac{2\sigma_0 \left(\frac{1-\nu}{1-2\nu} \right) - K_1}{K_2} \right) \quad (3.44)$$

Los resultados mostrados en las ecuaciones anteriores son de gran importancia. Tal y como se presentó en la sección anterior, el ciclo de deformaciones plásticas experimentado en LSP se corresponde con dos fases: La primera es la carga plástica, constituida por una compresión uniaxial acompañada por una compresión hidrostática protectora. La segunda es la descarga plástica, que se puede descomponer como la suma de una tracción uniaxial acompañada también por una compresión hidrostática, garantizando que el material no se distorsiona lo suficiente como para llegar al fallo. Si a cada punto del ciclo se le resta la compresión hidrostática, entonces se tiene precisamente uno en el que a una compresión uniaxial le sigue una tracción uniaxial, en el que los esfuerzos alternativos se corresponden respectivamente con lo presentado en las ecuaciones anteriores. En la figura 3.10 se representa la relación entre la tensión-compresión uniaxial equivalente, σ_{eq} , que se ha obtenido restando la compresión hidrostática, σ_m , a la tensión de von Mises, σ_{mises} , en función de la deformación plástica axial, ε_p . Se observa que, en función del modelo elegido, se obtiene un histórico de tensiones

asimétricas equivalentes diferentes, lo que supone un argumento adicional a favor del uso del modelo combinado en las predicciones.

Figura 3.10: Comportamiento cíclico equivalente durante el primer pulso.

Al tratarse de un ciclo de tensiones alternadas no simétrico, será necesario que parte del endurecimiento esté modelado por una ley cinemática no lineal, capaz de predecir la acumulación de deformación plástica en ciclos no simétricos (*ratcheting*). Tal y como se presentó en la sección 2.2.3.2, el modelo de Chaboche permite modelar adecuadamente este escenario, con lo que será el escogido para simular LSP, junto con una ley isotrópica saturada.

En lo que se refiere al cálculo del siguiente ciclo de aplicación de presión, debe seguirse el mismo razonamiento de manera iterativa, considerando una expansión pura en el caso del modelo isotrópico, y un desplazamiento en el cinemático. Sin embargo, resulta muy complicado analizarlo de manera teórica: Las tensiones residuales que se alcancen en el primer ciclo, ($\sigma_r = \sigma_{res}$), sufrirán modificaciones adicionales debido al equilibrado de tensiones. Esto depende de muchos factores ajenos al cálculo teórico puro (geometría, diámetro de spot), implicando obviamente una modificación en la presión a partir de la cual comienza la carga plástica del segundo ciclo. El método de los elementos finitos se hace necesario para este fin.

En definitiva, se podría decir que, a efectos de cálculo, el proceso de LSP se puede asemejar a ciclos de compresión-tracción uniaxiales al restarse el efecto de la presión hidrostática que acompaña a los mismos. Las amplitudes de cada ciclo van a depender tanto del modelo de endurecimiento empleado como de las condiciones en las que se realiza el tratamiento, incluyendo el efecto de la geometría. En caso de simular el proceso de LSP con un modelo puramente isotrópico no saturado, como por ejemplo el de Johnson-Cook, los ciclos equivalentes compresión-tracción que se alternan serán de amplitudes cada vez superiores, llegándose a un escenario en el que la deformación será puramente elástica, con tensiones cíclicas de gran amplitud involucradas, tal y como se presentó brevemente en la sección 2.2.3.

Por el contrario, con un modelo cinemático no saturado (Chaboche) se alcanzaría un equilibrio en las tensiones cíclicas equivalentes, de manera que el material experimentaría el fenómeno de ratcheting, acumulando deformación plástica en cada ciclo, con saturación de la tensión máxima alcanzada. Sería necesario, además, para completar la correcta definición del modelo, incluir una ley isotrópica saturada (Voce) para modelar el incremento de tamaño, con saturación, de la frontera elasto-plástica. Ambas ecuaciones constitutivas configuran el modelo combinado que se implementará para el modelado de LSP.

El cálculo de los diagramas de deformaciones es de por sí suficiente para caracterizar el comportamiento cíclico del material, justificándose la necesidad de un modelo cinemático no lineal para modelar el desplazamiento de la frontera elasto-plástica, junto con una ley isotrópica saturada para modelar la expansión de la zona elasto-plástica. Aunque con lo presentado bastaría para justificar el comportamiento cíclico, se procede a continuación a calcular los diagramas de tensiones, mostrándose también, las diferencias en las predicciones según el modelo de material empleado.

3.2.1.2. Cálculo de los diagramas de tensiones.

Para el cálculo de los diagramas de tensiones, se seguirá un procedimiento muy similar al empleado para obtener los de deformaciones. Se utilizará un modelo lineal ($\sigma_y = \sigma_0 + B_h |\varepsilon_p| > 0$), que permite la obtención de una expresión explícita que relacione σ_z con σ_r . Tal y como se presentó anteriormente, la formulación no lineal de las leyes de endurecimiento exige inevitablemente una formulación implícita.

Durante la fase de carga plástica, dicha expresión será aplicable tanto para modelo isotrópico como cinemático al no existir, hasta el momento, deformación cíclica, que sí se presentará en la descarga plástica.

Si la ecuación 3.37 se particulariza para la situación final de la fase de carga plástica, se tienen las coordenadas de las tensiones σ_z y σ_r en el diagrama de tensiones.

$$\left(\sigma_r = \frac{P_{MAX} + K_4}{K_3}, \sigma_z = P_{MAX} \right) \quad (3.45)$$

Tal y como se describió en el apartado anterior, la descarga elástica supone una reducción del valor absoluto de σ_z en $2\sigma_H$. En el caso del modelo isotrópico, debe utilizarse el valor actualizado de σ_H de acuerdo con la deformación plástica equivalente, $\Delta\epsilon_p$, alcanzada tras la carga plástica. En el caso del modelo cinemático, el valor que aplica es el límite elástico de Hugoniot inicial.

Para calcular la recta que define la descarga plástica, se tendrá en cuenta:

- i) En primer lugar, que pasa por el punto de inicio de la descarga plástica. Este se obtiene de manera sencilla, ya que la descarga elástica tiene como pendiente $a = \frac{\nu}{1-\nu}$, lo que implica que una variación de $2\sigma_H$ en la tensión σ_z , implica un cambio de $2a\sigma_H$ en σ_r . Por consiguiente, las coordenadas del punto de inicio de la descarga plástica serán:

$$\left(\sigma_r = \frac{P_{MAX} + K_4}{K_3} + 2 \left(\frac{\nu}{1-\nu} \right) \sigma_H, \sigma_z = P_{MAX} + 2\sigma_H \right) \quad (3.46)$$

- ii) En segundo lugar, que se trata de una recta paralela a la que define la carga plástica. A partir del punto calculado previamente y la pendiente de la recta de carga plástica, puede obtenerse su formulación paramétrica (ecuaciones 3.47 y 3.48), siendo t el parámetro. A partir de esta, se obtiene la relación explícita entre σ_z y σ_r (ecuación 3.49).

$$\sigma_r = \frac{P_{MAX} + K_4}{K_3} + 2 \left(\frac{\nu}{1-\nu} \right) \sigma_H + t \quad (3.47)$$

$$\sigma_z = P_{MAX} + 2\sigma_H + tK_3 \quad (3.48)$$

$$\sigma_z = P_{MAX} + 2\sigma_H + -K_3 \left(\frac{P_{MAX} + K_4}{K_3} + 2 \left(\frac{\nu}{1-\nu} \right) \sigma_H \right) + K_3 \sigma_r \quad (3.49)$$

En las figuras 3.11 a 3.13, se muestran los ciclos de tensiones para los modelos isotrópico, cinemático, así como una comparación entre ellos, en la que se incluye también el modelo combinado como un caso intermedio entre ambos.

Figura 3.11: Ciclo de deformaciones calculado mediante el modelo isotrópico.

Figura 3.12: Ciclo de deformaciones calculado mediante el modelo cinemático.

Figura 3.13: Comparación entre las predicciones del modelo perfectamente plástico, isotrópico, cinemático y combinado.

3.2.2. Ciclos de tensiones en materiales anisótropos sujetos a LSP.

En este apartado se muestra brevemente el efecto de la anisotropía de los límites elásticos según diferentes direcciones en los ciclos de tensiones experimentados durante la aplicación de un único pulso. Con el fin de que no haya una superposición de múltiples efectos que influyan en el resultado, se considerará que los límites elásticos según las diferentes direcciones se mantendrán constantes durante la deformación plástica del material. Se presenta el ciclo de tensiones correspondiente a un material anisotrópico, lo que permite identificar el impacto de dicha anisotropía en los resultados.

Se mantendrá la orientación de los ejes convencional elegida para definir los diferentes estados tensionales, siendo la dirección 3 la correspondiente a la dirección de aplicación de la presión, y las direcciones 1 y 2 las correspondientes al plano de la pieza irradiada. La isotropía de los casos estudiados en los apartados anteriores implica la igualdad de las tensiones 1 y 2, que se unificaron identificándolas con la dirección radial "r" ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_r$). En el caso de considerar explícitamente la anisotropía, se hace preciso distinguir las direcciones 1 y 2, identificándolas habitualmente con las direcciones de laminado de la chapa, y la dirección perpendicular a la misma (transversal), que está contenida en el plano de la pieza irradiada. Los límites elásticos según las direcciones 1, 2 y 3 se designarán como σ_{y1} , σ_{y2} y σ_{y3} respectivamente, siendo la isotropía un caso particular en el que todos los límites elásticos son iguales ($\sigma_{y1} = \sigma_{y2} = \sigma_{y3}$).

Para facilitar el estudio de los ciclos de tensiones, se representarán dos funciones superpuestas, $\sigma_{y3} = f_1(\sigma_{y1})$ y $\sigma_{y3} = f_2(\sigma_{y2})$, con el fin de identificar las diferencias entre las mismas en función de las relaciones existentes en los límites elásticos. Al tratarse de un caso más complejo que el isotrópico convencional, se utilizó una simulación sencilla sobre un único elemento, obteniéndose así ambos ciclos completos superpuestos. Existen tres situaciones que engloban cualitativamente la totalidad de los casos posibles:

- i) Considerar el caso isotrópico puro, donde los tres límites elásticos iguales entre sí ($\sigma_{y1} = \sigma_{y2} = \sigma_{y3}$).
- ii) Considerar iguales los límites elásticos en el plano, pero distintos que el límite elástico en la dirección de la aplicación de la carga ($\sigma_{y1} = \sigma_{y2} \neq \sigma_{y3}$).
- iii) Considerar distintos entre sí los límites elásticos contenidos en el plano ($\sigma_{y1} \neq \sigma_{y2}$).

El ciclo de tensiones experimentado en los casos i) y ii) es equivalente, no existiendo un desdoblamiento de las curvas ($\sigma_{y3} = f(\sigma_{y1}) = f(\sigma_{y2})$). Sin embargo, un equilibrado de tensiones posterior, dependiente de las condiciones geométricas concretas del problema, vendrá determinado por los límites elásticos en el plano, σ_{y1}, σ_{y2} . Esto implica resultados finales diferentes en los casos i) y ii) a pesar de presentar el mismo histórico tensional durante la aplicación de la carga. En el caso iii) sí se presentan diferencias explícitas al considerar el efecto de la anisotropía en el ciclo de tensiones experimentado. Durante la deformación plástica, el estado tensional deja de estar contenido en el plano bisector ($\sigma_{y3} = f_1(\sigma_{y1}); \sigma_{y3} = f_2(\sigma_{y2})$) (figura 3.14).

Figura 3.14: Estado tensional presentado en el caso iii), donde $\sigma_{y1} < \sigma_{y2} < \sigma_{y3}$.

3.2.3. Estudio del impacto de las ecuaciones de estado (EOS) en la propagación de la onda de choque a través del material.

En la sección de teoría, se introdujeron brevemente los conceptos de presión de Hugoniot, P_H , así como la ecuación de estado de Mie-Grüneisen, que establecen una relación entre la presión aplicada y la densidad del material, resultando así determinantes en la caracterización de la propagación de onda. Se apuntó de manera breve que, en el caso de las aleaciones estudiadas en la presente tesis, considerar la ecuación de estado de Hugoniot o Mie-Grüneisen resultaba de interés para presiones superiores a las que tienen lugar habitualmente en LSP, tal y como se demuestra a continuación. Por lo tanto, la consideración explícita de la ecuación de estado, EOS, podrá descartarse en los modelos utilizados en la presente tesis.

Se particularizarán las expresiones que relacionan la presión, P , con la densidad del material, ρ , para el caso de la aleación de aluminio Al 2024 T351 al aplicar una presión de hasta 14 GPa. Se realizará el cálculo para los tres casos significativos:

- i) Considerando la expresión de la presión que se desprende directamente de la ley de Hooke (ecuación 3.50), que como se verá, predice resultados muy similares a los calculados mediante las otras ecuaciones de estado para valores de presión relativamente bajos ($\simeq 5 \text{ GPa}$), que serán precisamente los presentes en esta línea de investigación.

$$P_{Hooke} = \rho_0(c_e)^2 \chi \quad (3.50)$$

- ii) Considerando la presión de Hugoniot (ecuación 3.51), en la que la velocidad de propagación de la onda se atenúa de acuerdo con el parámetro s , a calibrar experimentalmente para cada material. No se considerará en este caso el calentamiento por deformación plástica. Se recuerda que, en caso de considerar $s = 0$, la presión de Hugoniot, P_H , degenera en la expresión de la presión de Hooke, P_{Hooke} .

$$P_H = \frac{\rho_0(c_e)^2 \chi}{(1 - s\chi)^2} \quad (3.51)$$

- iii) Considerando la ecuación completa de Mie-Grüneisen, donde el calentamiento por deformación plástica tendrá un impacto en los resultados, incluyendo además las consideraciones correspondientes a la presión de Hugoniot.

$$P_{M-Grün} = \frac{\rho_0(c_e)^2 \chi}{(1 - s\chi)^2} \left(1 - \Gamma_0 \frac{\chi}{2}\right) + \Gamma_0 \rho_0 E_m \quad (3.52)$$

$$E_m = \alpha C \Delta T = \alpha \int \sigma_y d\varepsilon \quad (3.53)$$

En la figura 3.15 se muestra una comparación de la relación $P = f(\rho)$, calculada según Hooke y Hugoniot, para el caso del aluminio, cuyos parámetros característicos son: $\rho_0 = 2785 \text{ kg/m}^3$, $c_0 = 5328 \text{ m/s}$, $s = 1.338$, $I_0 = 2$. En el caso del LSP, se trabajarán con presiones del orden de 4 GPa, lo que supone que ambos modelos predicen densidades similares (2934 kg/m^3 frente a 2916 kg/m^3). El impacto sobre la propagación de onda será mínimo, con lo que la relación más sencilla, $P = f(\rho)$, que se desprende de la ley de Hooke será válida para los casos de interés presentados en la tesis.

Figura 3.15: Relación $P = f(\rho)$ predicha por la ley de Hooke vs Hugoniot.

El caso de la ecuación de Mie-Grüneisen es más complejo, pues la dependencia con la temperatura implica inevitablemente, que la presión instantánea dependerá del histórico de presiones previas en un entorno temporal cercano, lo que dificulta realizar una comparación directa con los otros dos modelos. En consecuencia, se supondrá un incremento de temperatura constante, ΔT , de 30 grados, que es el máximo incremento por deformación plástica que se obtuvo en la distribución temporal de la temperatura, $\Delta T(t)$, en una simulación, donde se despreciaron los fenómenos de transmisión de calor debido a la brevedad en la que el proceso tiene lugar (del orden de ns). La relación de Mie-Grüneisen, $P_{M-Grün} = f(\rho)$, en las condiciones

reales del problema, será un caso intermedio entre la calculada mediante la presión de Hugoniot, P_H , y el cálculo simplificado de Mie-Grüneisen presentado en la figura 3.16.

Figura 3.16: Comparación entre las relaciones $P = f(\rho)$, predichas por las tres ecuaciones. Por simplificación, en el caso de Mie-Grüneisen se ha utilizado un incremento de temperatura constante de 30 grados.

Más allá de las diferencias numéricas para diferentes valores de presión, la relación $P = f(\rho)$ presenta una asíntota vertical, que marca el mismo límite en la densidad que se puede alcanzar para los casos ii) y iii) (ecuación 3.54), mientras que la presión de Hooke, P_{Hooke} , no contempla ningún límite superior de densidad. En el caso del aluminio, un aumento indefinido de presión aplicada sobre el mismo implicaría, en principio, una densidad resultante que convergería aproximadamente al cuádruple de su valor inicial. Sin embargo, las presiones necesarias para acercarse a dicho límite son exageradas y quedarán fuera del marco de estudio de la presente tesis.

$$\rho_{max} = \frac{s}{s-1} \rho_0 \simeq 4\rho_0 \quad (3.54)$$

3.3. Evaluación teórica de la triaxialidad, η , y el parámetro de Lode, $\bar{\theta}$, en materiales sometidos a altas presiones hidrostáticas compresivas en dominios infinitos.

Tal y como se ha descrito en la sección de teoría, la triaxialidad, η , y el parámetro de Lode, $\bar{\theta}$, son las variables fundamentales a tener en cuenta en los principales modelos de fallo basados en la deformación plástica acumulada. En el caso del LSP aplicado en un dominio muy extenso en relación con el pulso aplicado, las triaxialidades serán negativas, variables en el tiempo y experimentarán un rango de variación relativamente alto comparadas con los ensayos experimentales documentados [Bao04].

En cuanto al parámetro de Lode, $\bar{\theta}$, este tendrá un valor de -1 durante la fase de carga plástica, y 1 durante la descarga plástica, obteniéndose de manera aislada valores diferentes debido al efecto del mantenimiento de la presión, motivado por el medio confinante, factor que no se tendrá en cuenta al considerarse despreciable.

Todo esto invita a pensar que el material estará, en principio, protegido en todo momento a pesar de las altas presiones aplicadas sobre el mismo, al menos en las condiciones de dominio extenso analizadas.

La expresión más general de la triaxialidad, considerando la simetría axial ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_r$), viene dada por la ecuación 3.55, que adopta formas distintas (ecuaciones 3.56 a 3.59) según la fase de aplicación de carga. A partir de las cuatro expresiones anteriores, y las de las deformaciones plásticas implicadas en las fases de carga y descarga, se obtiene la triaxialidad promedio en función de la presión máxima aplicada (ecuación 3.60).

En la figura 3.17 se representa la evolución de la triaxialidad durante las fases de carga y descarga, junto con el diagrama de estados tensionales correspondiente con el fin de aclarar la correspondencia entre ambos. Durante la fase de descarga elástica, se observa que la triaxialidad alcanza puntualmente valores infinitos, situación que se da cuando el estado tensional coincide con el eje hidrostático. En cualquier caso, la triaxialidad solo tiene interés durante la deformación plástica del material, con lo que las fases correspondientes a la deformación elástica no entrarán en el cómputo de la triaxialidad promedio, η^* .

$$\eta = \frac{2\sigma_r + \sigma_z}{3|\sigma_z - \sigma_r|} \quad (3.55)$$

$$\eta_A = -\frac{1}{3} \left(\frac{1 + \nu}{1 - 2\nu} \right) \quad (3.56)$$

$$\eta_B = -\left(\frac{3|P_{MAX}| - 2|\sigma_y|}{3|\sigma_y|}\right) \quad (3.57)$$

$$\eta_C = -\left(\frac{|P_{MAX}|}{|\sigma_y|} - \frac{2}{3}\left(\frac{2-\nu}{1-2\nu}\right)\right) \quad (3.58)$$

$$\eta_D = -\frac{2}{3} \quad (3.59)$$

En la figura 3.18 se representa la triaxialidad promedio acumulada al final del ciclo en función de la presión máxima aplicada, P_{MAX} , en donde se intuye que el material quedara íntegramente protegido ante el tratamiento de LSP al ser inferior al límite postulado ($\eta < -1/3$). Como es lógico, se promedian únicamente los valores presentados durante las fases en las que existe deformación plástica, descartando las correspondientes a las fases de carga y descarga elásticas.

$$\eta^* = \frac{\varepsilon_{pz \text{ load}}(\eta_1 + \eta_2) + \varepsilon_{pz \text{ unload}}(\eta_3 + \eta_4)}{2(\varepsilon_{pz \text{ load}} + \varepsilon_{pz \text{ unload}})} \quad (3.60)$$

Donde:

$$\varepsilon_{pz \text{ load}} = \frac{2(1-2\nu)}{E}(P_{MAX} - \sigma_H) \quad P_{MAX} > \sigma_H \quad (3.61)$$

$$\varepsilon_{pz \text{ unload}} = \frac{2(1-2\nu)}{E}(P_{MAX} - 2\sigma_H) \quad P_{MAX} > 2\sigma_H \quad (3.62)$$

Figura 3.17: Ciclo de tensiones vs triaxialidades experimentadas por el material.

Figura 3.18: Triaxialidades promedio al finalizar el ciclo en función de la presión máxima.

En cualquier caso, se recuerda que lo presentado en esta sección se corresponde con la situación en la que el entorno de la zona afectada por la presión es prácticamente infinito. En muchas ocasiones, el área de tratamiento no es despreciable con respecto a la total de la pieza, de manera que puede sufrir deformaciones importantes que generen estados tensionales más favorables para la rotura.

Como caso particular de gran importancia, destaca la aplicación de pulsos sobre placas muy delgadas (espesores del orden de 1 mm). En esta situación, la onda de compresión en su propagación llega a la cara opuesta del tratamiento, experimentando una reflexión. En consecuencia, invierte su signo transformándose en una onda de tracción, que irá directa a la superficie inicialmente irradiada, interactuando con tensiones fuera del equilibrio, motivados por el mantenimiento de presión sobre la misma, generando estados tensionales susceptibles de fallo en el interior de la pieza.

Este hecho ha sido observado experimentalmente por algunos autores [Liu02], los cuales, al observar una caída considerable de la resistencia a fatiga de las probetas tratadas, localizaron la presencia de pequeñas grietas en el interior de estas.

Existe un fenómeno con cierta similitud al presentado, documentado en la bibliografía [Gregg18], conocido como "spallation". En diseño de armaduras es habitual, en ciertas condiciones, que el impacto de un proyectil que, en principio, solo es capaz de deformar

elásticamente la armadura, genera finalmente rotura en su interior debido precisamente a la interacción de ondas elásticas de gran amplitud: El proyectil impacta y genera dos ondas de presión elásticas compresivas, una se propaga a través de la armadura y la otra, a través del proyectil. Ambas ondas compresivas, al alcanzar el extremo opuesto durante su avance, invierten su sentido y signo. El posterior cruce de dichas ondas de tracción en el seno del material genera estados tensionales de tracción con altas triaxialidades positivas, lo que en muchas ocasiones desemboca en la rotura del material.

En el caso del LSP, la interacción destructiva de ondas elásticas es menos agresiva, pues la presión es generada por un plasma en expansión, con lo que no se reflejará una onda de tracción sobre el mismo, como ocurre en el caso de que la compresión la genere un proyectil.

3.4. Desarrollo de un modelo de endurecimiento combinado para la predicción de las tensiones residuales finales.

En esta sección, se desarrolla un modelo de endurecimiento combinado que corrige satisfactoriamente las limitaciones, previamente expuestas, inherentes a los modelos puramente isotrópicos. Tal y como se ha presentado en las secciones previas, la presencia de cargas alternadas de tracción y compresión da lugar a un fenómeno físico conocido como efecto Bauschinger. Dicho efecto consiste en una reducción del límite elástico en la dirección opuesta a la primera deformación, motivada por la reorientación estratégica de las dislocaciones. Tal y como se presentó en la sección de teoría 2.2, los modelos isotrópicos puros predicen un incremento en el límite elástico según todas las direcciones cuando el material sufre una deformación plástica arbitraria, mientras que los modelos cinemáticos modelan el endurecimiento mediante la consideración de un desplazamiento puro de dicha región elástica, de acuerdo con la dirección de aplicación de la carga. La aplicación sucesiva de pulsos de presión implica ciclos de carga en los que se alternan compresiones y tracciones de amplitud creciente en el caso del modelo isotrópico, mientras que se alcanza una estabilización en el caso del modelo cinemático puro, representando este de manera mucho más fiel el comportamiento cíclico de los materiales.

Los modelos combinados consideran una fracción del endurecimiento como isotrópica y otra cinemática, obteniendo una mayor precisión en lo que a predicciones de endurecimiento cíclico se refiere. En concreto, debe utilizarse una ley isotrópica saturada, no lineal (Voces) junto con una ley cinemática saturada no lineal (Chaboche), que permita modelar el aumento de deformación plástica en ciclos de carga asimétricos (ratcheting). A continuación, se detalla la metodología seguida en la elección de dichos modelos, que fue presentada brevemente en la sección de teoría 2.2.

En la elección de un modelo combinado (isotrópico + cinemático) concreto, es preciso tener en cuenta las particularidades del ciclo de carga experimentado por el material al ser tratado con LSP. Dichas características son:

- i) Comportamiento no lineal de los materiales, ya que tendrán lugar deformaciones de considerable magnitud.
- ii) Necesidad de predecir la acumulación de deformación plástica ante ciclos no simétricos, fenómeno conocido como "Ratcheting".
- iii) Necesidad de establecer una saturación en la ley de endurecimiento isotrópica.
- iv) El mapa de tensiones principales en cada ciclo estará contenido aproximadamente en el plano de simetría del cilindro de von Mises que contiene a su eje de simetría.

En base a lo mencionado en i), es necesario un modelo de endurecimiento no lineal, en el que la pendiente de la curva de tensión-deformación sea creciente y con curvatura negativa, alcanzándose finalmente una saturación. En cuanto a lo expuesto en ii), es preciso que el material acumule deformación plástica ante ciclos de tensión controlada en los que el promedio entre las tensiones máximas y mínimas no sean nulas (ratcheting). Esto se garantiza mediante un modelo no lineal de endurecimiento cinemático. Lo presentado en iii) es esencial en LSP ya que el material, en la mayor parte de las zonas afectadas, la triaxialidad promedio durante la deformación plástica es compresiva y excede en valor absoluto el valor de $\eta = 1/3$, con lo que serán zonas que pueden sufrir deformaciones muy severas, y, en principio muy superiores a la deformación de fallo experimentada en un ensayo de tracción uniaxial. La no saturación del modelo isotrópico supone alcanzar deformaciones equivalentes superiores al fallo, aunque la deformación plástica existente quede por debajo del límite, dando lugar a comportamientos que no se observan experimentalmente en ningún caso. Se recuerda que los modelos isotrópicos no saturados, como por ejemplo el de Johnson-Cook, cada vez que el material sufre deformación plástica, con independencia del sentido de esta, crece el límite elástico.

Así como lo presentado en i) y ii) suponen la elección de un modelo más complejo que los más sencillos que existen (los lineales), lo presentado en iv) implica que no es necesario el uso de los modelos multiaxiales más sofisticados y complejos para caracterizar LSP, pues el ciclo experimentado por las tensiones principales al aplicar un pulso está contenido en un único plano (el plano de simetría del cilindro de von Mises), que a su vez contiene a σ_z , con lo que el uso de modelos uniaxiales bastaría en principio para modelar el comportamiento del material en LSP. Las leves modificaciones experimentadas en el tercer invariante tensorial durante la carga y la descarga plásticas ante ciclos realistas (que suponen una desviación con respecto al plano de

simetría antes mencionado), quedarán fuera de la caracterización del endurecimiento como hipótesis simplificadora.

Los requerimientos antes mencionados los garantiza convenientemente el modelado de la parte isotrópica mediante una ley saturada no lineal (Voces) como la presentada en la sección 2.2.3.1 (ecuación 3.63), que además de ser no lineal, garantiza una saturación en la curva de tensión-deformación.

En cuanto a la parte cinemática, la ley de Chaboche (ecuación 3.64) garantiza todas las condiciones al ser no lineal, saturada, y con un término de reinicio que permite el modelado de ciclos no simétricos, tal y como se presentó en la sección 2.2.3.2. A continuación se presenta la formulación algebraica del modelo de Chaboche que se utilizará posteriormente para la calibración del modelo en las aleaciones Al 2624 T351 y T39, en la que se tiene en cuenta el reinicio de la deformación plástica. Se utilizará la ecuación 3.64, en donde j representa el número de iteración correspondiente. Las iteraciones impares se pueden calcular a partir de la ecuación 3.65, en la que se rota 180° la función original y se desplaza una distancia E_j en el espacio definido por, ε_p , garantizando la continuidad con la función correspondiente a la iteración $j - 1$. Las iteraciones pares vienen representadas por la ecuación 3.66. De esta manera, queda completamente definido el comportamiento cinemático no lineal del material, en el que ciclos no simétricos alternados tensión-compresión desembocan en una acumulación de deformación plástica real.

$$\sigma_y(\Delta\varepsilon_p) = \sigma_{y0} + Q \left(1 - e^{-b(\Delta\varepsilon_p)} \right) \quad (3.63)$$

$$\alpha_1(\varepsilon_p) = \sum_{i=1}^n \frac{C_i}{\gamma_i} (1 - e^{-\gamma_i \varepsilon_p}) \quad (3.64)$$

$$\alpha_j(\varepsilon_p) = \sum_{i=1}^n \left(-\frac{C_i}{\gamma_i} \left(1 - e^{(\gamma_i(\varepsilon_p + E_j))} \right) \right) \quad \text{con } j = 2k - 1 \quad k \in N \quad (3.65)$$

$$\alpha_j(\varepsilon_p) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{C_i}{\gamma_i} \left(1 - e^{-(\gamma_i(\varepsilon_p + E_j))} \right) \right) \quad \text{con } j = 2k \quad k \in N \quad (3.66)$$

3.4.1. Tratamiento de los datos experimentales de endurecimiento cíclico.

Una vez presentado y justificado el modelo más apropiado para la modelización del endurecimiento del material sujeto a LSP, así como su caracterización matemática, se procede a presentar la metodología seguida para tratar los datos experimentales de cara al ajuste del modelo. Además, se cuantificarán las dos limitaciones presentadas en la sección 2.2, a la hora de utilizar un modelo isotrópico convencional en LSP, el modelo de Johnson-Cook, al ser isotrópico y no saturado. Dichas limitaciones se detallan a continuación:

- i) Se trata de un modelo en el que no se define un límite superior de tensión en la relación $\sigma_y(\epsilon_p)$. lo cual supone una sobreestimación de las tensiones cuando se supera la deformación de fallo de material, ϵ_f , que quedará fuera del rango de valores en los que la función se calibra. Se justificó en la sección 2.3 que dicho valor puede superarse sin rotura debido al estado de triaxialidad característico de materiales sujetos a LSP. De esta manera, se sobreestima el endurecimiento de manera muy significativa.

Con el fin de aclarar gráficamente el argumento expuesto, en la figura 3.19 se muestra una ley de endurecimiento característica, formulada mediante el modelo de Johnson-Cook, en la que se ha extrapolado el valor del límite elástico para una deformación plástica equivalente por encima de la de fallo. La repetición de pulsos en tratamientos extensos relativamente densos suele llevar a esta situación, pasando desapercibido el hecho de que la deformación plástica equivalente queda por encima de la de fallo, con la consecuente sobreestimación de las predicciones en las tensiones residuales. Este efecto será más evidente en tratamientos de mayor densidad.

Figura 3.19: Representación de una curva de tensión-deformación característica en modelo isotrópico no lineal (Johnson-Cook)

- ii) Además de la falta de la saturación en la definición, existe otra fuente de sobreestimación más puramente relacionada con la presencia de cargas de compresión y tracción alternativas. La existencia de cargas de compresión y tensión alternativas supone la necesidad de identificar qué fracción de las deformaciones causadas se corresponde con una traslación de la frontera elasto-plástica y qué porcentaje con una modificación real del límite elástico

El modelo combinado escogido, en el que la fracción de endurecimiento isotrópico está definida por una ley saturada (Voce's) garantiza una solución eficaz con relación al punto i). El punto ii) queda resuelto calibrando adecuadamente el modelo cinemático no lineal de Chaboche en base a datos experimentales de endurecimiento cíclico del material tal y como se presenta en la siguiente sección.

Teniendo en cuenta que los modelos isotrópicos puros se calibran en base a curvas tensión-deformación monotónicas, el modelo isotrópico no lineal típico (Johnson-Cook) se calibrará en base a dicha curva característica del material, despreciando completamente los efectos cíclicos ya que no pueden ser caracterizados por el modelo isotrópico.

En el caso del modelo combinado, se tendrá en cuenta el comportamiento cíclico del material. Es preciso destacar que se podrían haber utilizado las curvas cíclicas para un mejor ajuste del modelo isotrópico puro. Sin embargo, el objetivo del presente trabajo es comparar modelos de endurecimiento convencionales que habitualmente se emplean para modelar LSP, incluyendo sus metodologías de ajuste correspondientes, con otros que consideran el comportamiento cíclico. Por lo tanto, los modelos isotrópicos puros se calibrarán con la metodología habitual (mediante la curva monotónica de tensión-deformación del material).

3.4.1.1. Presentación de los datos experimentales disponibles para la calibración de los modelos isotrópico puro y combinado.

En esta sección se muestran los datos utilizados para la calibración de los modelos isotrópico puro y combinado. Tal y como se ha justificado previamente, el modelo isotrópico requerirá el uso de la curva de tensión-deformación monotónica. Por el contrario, para el modelo combinado, se utilizarán las curvas de tensión-deformación cíclicas.

Tanto las aleaciones Al 2624 T351 como T39 están caracterizadas uniaxialmente y cíclicamente [Zabeen15]. Los ensayos cíclicos están realizados con control de la deformación desde $\varepsilon = -0.02$ hasta $\varepsilon = 0.02$ (Ver figura 3.20). El comportamiento uniaxial se muestra en la figura 3.21. Los datos originales extraídos de la referencia se han convertido de "engineering stress-strain" a "true stress-strain" mediante los algoritmos correspondientes (ecuaciones 3.67 y 3.68). En el

caso del Al 2624 T39, existe una saturación rápida a partir del tercer ciclo de carga cíclica, mientras que el Al 2624 T351 se endurece progresivamente hasta el séptimo.

$$\sigma_{true} = \sigma_{eng}(1 + \varepsilon_{eng}) \quad (3.67)$$

$$\varepsilon_{true} = \ln(1 + \varepsilon_{eng}) \quad (3.68)$$

Figura 3.20: Comportamiento cíclico de las aleaciones Al 2624 T39 y T351

Figura 3.21: Curva uniaxial tensión-deformación de las aleaciones Al 2624 T39 y T351

3.4.1.2. Calibración del modelo isotrópico en las aleaciones Al 2624 T351 y T39 en base a sus curvas de tensión-deformación monotónicas.

Para la calibración del modelo isotrópico puro se utilizarán las curvas monotónicas del Al 2624 T39 y T351 tal y como se argumentó previamente. Los datos de dichos materiales se han convertido a true stress-strain ya que los datos iniciales se corresponden con las curvas engineering stress-strain. Los resultados convertidos a true stress-strain se muestran en la figura 3.20, presentada en la sección anterior.

El modelo que se utilizará será el de Johnson-Cook, en el que el modelado de la parte cuasi estática del comportamiento del material queda definido por una ley isotrópica no lineal no saturada (ecuación 3.69). Utilizando el método de los mínimos cuadrados, se realizó un ajuste en base a los datos experimentales [Zabeen15]. Los parámetros de ajuste de la calibración se muestran en la tabla 3.1.

$$\sigma_y(\Delta\varepsilon_p) = \sigma_0 + B_h \Delta\varepsilon_p^n \quad (3.69)$$

Tabla 3.1: Constantes de calibración isotrópica, σ_0 , B_h y n para las aleaciones Al 2624 T351 y T39.

Parámetro	Al 2624 T351	Al 2624 T39
σ_0 [MPa]	360	434
B_h [MPa]	359	459
n [-]	0.42	0.61

Una vez realizada la calibración en base a las curvas de tensión-deformación monotónicas, se procede a simular el comportamiento cíclico del material. A pesar de obtenerse un buen ajuste en la primera tracción aplicada, la aplicación de sucesivas cargas cíclicas con deformación controlada implica un aumento progresivo de la tensión, que no se corresponde con lo que se observa experimentalmente. En las figuras 3.22 y 3.23 se muestran los resultados simulados para la aleación T39 y T351 respectivamente. En caso de simularse un número mayor de ciclos, la tendencia sería la misma, con la salvedad de que la pendiente de cada tramo sería cada vez más baja, tal y como ocurre en la expresión que define el modelo a medida que aumenta la deformación plástica equivalente, $\Delta\varepsilon_p$, cada vez que el material sufre deformaciones plásticas.

Figura 3.22: Comportamiento cíclico simulado mediante el modelo isotrópico en la aleación Al 2624 T39.

Figura 3.23: Comportamiento cíclico simulado mediante el modelo isotrópico en la aleación Al 2624 T351.

3.4.1.3. Calibración del modelo combinado en las aleaciones Al 2624 T351 y T39 en base a su comportamiento cíclico.

Una vez presentadas las curvas de tensión-deformación monotónicas y cíclicas de ambos materiales, así como las limitaciones del modelo isotrópico en las predicciones del comportamiento cíclico, se procede a detallar la metodología empleada en la calibración del modelo combinado (isotrópico + cinemático). Tal y como se ha descrito anteriormente, existirá una parte del endurecimiento que se modelará como un desplazamiento de la región elástica (fracción cinemática) y un porcentaje de este que se desarrollará como un incremento de tamaño de la región elástica (fracción isotrópica). En algunos materiales llega a observarse incluso un ablandamiento cíclico [3.2], lo que supondría a efectos de cálculo considerar una expansión isotrópica de signo negativo (ocurre en ciertas aleaciones de acero). En el caso de las aleaciones de aluminio de las que trata la presente tesis (Al 2624 T39 y T351) la saturación se alcanza relativamente rápido en el intervalo de deformaciones experimentado, pues en el caso del T39 bastan 3 ciclos para alcanzar la saturación mientras que en el caso de T351 podría considerarse saturado a partir del séptimo. En las figuras 3.24 y 3.25 se muestra con un mayor nivel de detalle el primer cuadrante de las curvas cíclicas, con el fin de ilustrar de una manera más precisa la evolución de dicha saturación, correctamente modelada mediante el modelo combinado propuesto, además del primer ciclo de carga.

El modelo combinado (ecuaciones 3.63 y 3.64), incluye como mínimo 5 parámetros que ajustar (σ_0 , Q , b , C , γ) en donde σ_0 , Q y b definen la fracción isotrópica saturada, y la pareja C , γ , la cinemática. El modelo cinemático de Chaboche (ecuación 3.64) permite el uso de múltiples C_i y γ_i , sin embargo, se comprobó que se puede lograr un ajuste lo suficientemente bueno con una única pareja de valores C_1 y γ_1 , con una consecuente mayor simplicidad del modelo y una

reducción del coste computacional. En otro tipo de materiales podría requerirse el uso de un mayor número de parejas de coeficientes cinemáticos.

En relación con la metodología de ajuste, la existencia de un mayor número de parámetros en comparación con el modelo isotrópico implica una complicación exponencial del tiempo requerido para el ajuste, ya que el número de combinaciones posibles en busca del óptimo es de tipo exponencial. Para solventar este problema y reducir el conjunto de combinaciones posibles, se plantea una metodología basada en dos ajustes en cadena:

- i) Un primer ajuste basado en un número reducido de puntos experimentales, en concreto los puntos finales de cada semiciclo, siendo el número de estos el mínimo necesario que garantice una solución exacta de las ecuaciones del modelo. Teniendo en cuenta que el número de ciclos excede los necesarios para este primer ajuste, entre los ciclos escogidos estarán siempre presentes el final del primer semiciclo y el final del último ciclo obtenidos experimentalmente. Con esta metodología se obtendrá una primera aproximación de la solución $(\sigma_0, Q, b, C, \gamma)_1$.
- ii) Una vez obtenido una primera aproximación, $(\sigma_0, Q, b, C, \gamma)_1$, se procede a elaborar un ajuste mediante el método de mínimos cuadrados, en el que se parte de la solución $(\sigma_0, Q, b, C, \gamma)_1$ obtenida anteriormente y se prueban multitud de combinaciones en un entorno de la solución inicial encontrada, alcanzándose una solución final de mayor precisión.

Entre los datos experimentales utilizados en el paso ii), se ha priorizado el efecto de los datos más cercanos al final de cada semiciclo, ya que un buen ajuste en esa región favorecerá, en principio, una mayor coherencia para deformaciones superiores al rango experimentado, al comenzar cada curva con una pendiente similar al final de cada tramo. Por el contrario, un ajuste en el que se pondere de la misma manera las transiciones entre ciclos de deformación generará curvas teóricas que se cruzan con las experimentales. Aunque el error resultante podría ser más bajo, serían esperables resultados mucho menos precisos al extrapolar ambas curvas (teórica y experimental) a valores mayores de deformación.

A continuación, se describe en detalle el ajuste inicial i) basado en la solución exacta de las ecuaciones que definen el modelo combinado $(\sigma_0, Q, b, C, \gamma)_1$:

- a) El límite elástico inicial σ_0 se obtiene a partir del primer semiciclo, como aquella tensión en la que la deformación plástica es de $\varepsilon = 0.002$.
- b) Los valores (Q, b, C, γ) se obtienen como solución exacta de las ecuaciones de cuatro semiciclos particularizados en su punto de deformación máxima, entre los que se incluyen, como es lógico, el primero y el considerado de saturación:

Semiciclo 1:

$$\sigma_y(\Delta\varepsilon_p = 0.013, \varepsilon_p = 0.013) = \sigma_0 + Q(1 - e^{-b(0.013)}) + \frac{C}{\gamma}(1 - e^{-\gamma(0.013)}) \quad (3.70)$$

Semiciclo 2:

$$\sigma_y(\Delta\varepsilon_p \approx 5 \times 0.013, \varepsilon_p \approx 0.013) \approx \sigma_0 + Q(1 - e^{-b(5 \cdot 0.013)}) + \frac{C}{\gamma}(1 - e^{-\gamma(0.013)}) \quad (3.71)$$

Semiciclo 3:

$$\sigma_y(\Delta\varepsilon_p \approx 9 \times 0.013, \varepsilon_p \approx 0.013) \approx \sigma_0 + Q(1 - e^{-b(9 \cdot 0.013)}) + \frac{C}{\gamma}(1 - e^{-\gamma(0.013)}) \quad (3.72)$$

Semiciclo saturado:

$$\sigma_y(\Delta\varepsilon_p \approx \infty, \varepsilon_p \approx 0.013) \approx \sigma_0 + Q + \frac{C}{\gamma}(1 - e^{-\gamma(0.013)}) \quad (3.73)$$

Como puede verse en las ecuaciones presentadas en cada semiciclo, se trata de soluciones aproximadas. Dichas aproximaciones son debidas a que tanto los valores de deformación plástica acumulada, $(\Delta\varepsilon_p)$, como la deformación plástica, (ε_p) , introducidos, son los que experimentaría un material elástico perfectamente-plástico cuyo límite elástico fuese σ_0 . Esta aproximación es necesaria ya que la evolución de los valores de $\Delta\varepsilon_p$ y ε_p son dependientes precisamente de los parámetros que se pretenden calibrar. En consecuencia, una mayor desviación del comportamiento real del material en relación con uno elástico perfectamente plástico supone que la aproximación en la solución exacta de las ecuaciones planteadas es menos realista.

Sin embargo, esta aproximación se aplica al paso i), de manera que no compromete el resultado final tras el siguiente procedimiento (ii)), simplemente implica que la solución $(\sigma_0, Q, b, C, \gamma)_1$ quedará más alejada de la solución final. Debe recordarse que se utiliza la metodología i) para obtener una primera solución aproximada. Posteriormente se utilizará el método de los mínimos cuadrados en ii), para encontrar un ajuste óptimo.

Los parámetros finales de ajuste para ambos modelos se muestran en la tabla 3.2. En las figuras 3.24 y 3.25 se muestra el ajuste teórico-experimental final, donde se aprecia una coherencia razonablemente buena. En la sección de resultados, se simulan tratamientos realistas mediante los modelos isotrópico y combinado, en donde se ve una clara sobrestimación en las predicciones por parte del modelo isotrópico.

Tabla 3.2: Constantes de calibración del modelo combinado, σ_0 , Q , b , C_1 y γ_1 para las aleaciones T351 y T39.

PARAMETER	Al 2624 T351	Al 2624 T39
σ_1 [MPa]	398	458
σ_2 [MPa]	430	488
σ_3 [MPa]	443	500
UTS [MPa]	535	550
Q [MPa]	67	63
b [-]	15	17
C_1 [MPa]	1844	1352
γ_1 [-]	17	24

Figura 3.24: Comportamiento cíclico simulado mediante el modelo combinado en la aleación Al 2624 T351

Figura 3.25: Comportamiento cíclico simulado mediante el modelo combinado en la aleación Al 2624 T351

3.4.2. Cálculo realista de propagación de ondas a través del material mediante el uso del método de los elementos finitos. Comparación con las predicciones teóricas.

En las secciones anteriores, se estudió la propagación de la onda a través del material mediante consideraciones puramente teóricas. Si bien permiten comprender el fenómeno de una manera sencilla, presentan algunas limitaciones que implican la necesidad de utilizar un modelo de elementos finitos para el cálculo de su propagación a través del material. A continuación, se exponen las limitaciones más relevantes:

- i) La densidad del material, ρ , se considera constante. Tal y como se presentó en la sección del cálculo aproximado (sección 3.2), la velocidad de propagación de las ondas elásticas, c_e , y plásticas, c_p , son inversamente proporcionales a la raíz cuadrada de la densidad, ρ . De acuerdo con las expresiones analíticas sencillas que permiten estimar tanto las longitudes críticas, L_{ci} , como las afectadas plásticamente, L_{pi} , estas guardan también una relación de proporcionalidad inversa con la raíz cuadrada de la densidad. La densidad, ρ , lejos de ser constante, aumentará con la presión hidrostática a la que se ve sometido cada punto material, de acuerdo con las consideraciones presentadas en la sección 3.2.3.
- ii) El material se considera elástico-perfectamente plástico a efectos de endurecimiento. Esto implica que las ondas de descarga elástica causantes de la disminución progresiva de amplitud de la onda plástica tienen una amplitud constante e igual a $2\sigma_H$. El límite elástico de Hugoniot, σ_H , será constante debido a que precisamente, el límite elástico, σ_y , se mantiene constante. Esto implica que las ondas de descarga elástica serán de menor amplitud que en el caso de considerar un modelo realista con endurecimiento, en el que el límite elástico de Hugoniot, σ_H , aumentará cada vez que aumente la deformación plástica, ε_p . Además de lo presentado, las tensiones residuales tras el equilibrado también se verán afectadas, con lo que el precursor elástico durante la aplicación de pulsos sucesivos tendrá una amplitud diferente, que causará deformación plástica a profundidades diferentes.
- iii) El estudio analítico se limita a la aplicación de un único pulso. Las tensiones residuales obtenidas en el equilibrio suponen un precursor elástico de magnitud superior, que causará deformaciones plásticas a mayores profundidades.
- iv) El modelo analítico permite realizar estimaciones cuando el perfil temporal de los pulsos es una señal triangular o cuadrada. En el caso del LSP, la onda de presión en la superficie se asemeja bastante a un pulso triangular los primeros nanosegundos, seguido de un mantenimiento de presión en el que la caída temporal presenta una pendiente mucho más baja, motivada precisamente por el medio confinante.

El objetivo de esta sección es realizar una comparación entre la propagación de la onda, estimada por métodos analíticos, y la calculada mediante el método de los elementos finitos en las dos aleaciones de aluminio calibradas, objeto de la presente tesis. El fin consiste tanto en comprobar la importancia del uso del método de los elementos finitos en casos complejos, como estimar de manera realista las longitudes críticas y afectadas plásticamente.

En la figura 3.26 se muestran los perfiles temporales de la onda de presión al propagarse por el material para diferentes profundidades significativas, a efectos de interpretación visual de los resultados. En el caso de la aleación Al 2624 T39, se observa que a partir de una profundidad de 1200 μm la onda es puramente elástica, con lo que a partir de esa profundidad no serían esperables deformaciones plásticas. En el caso de la aleación Al 2624 T351, esta situación se alcanza a mayores profundidades, con lo que serían esperables tensiones residuales alcanzadas a mayores profundidades.

Figura 3.26: Evolución temporal de la onda de choque para diferentes profundidades características. Al 2624 T39 (izquierda). Al 2624 T351 (derecha).

Tal y como se presentó anteriormente, el ciclo de tensiones experimentado por cada punto del material está determinado por la presión máxima experimentada por dicho punto. Por lo tanto, interesa obtener las envolventes de las curvas de la figura 3.26. De esta manera, se tiene la relación entre la presión máxima experimentada por un punto material y la distancia de la superficie de dicho punto. En la figura 3.27 se comparan las envolventes calculadas de manera teórica con las predicciones obtenidas con el método de los elementos finitos. Se observa que las predicciones de las presiones por parte de la simulación quedan por debajo de las estimaciones analíticas aproximadamente en las primeras 400 μm de espesor, profundidad a partir de la cual existe un cruce de líneas, invirtiéndose dicha situación.

De acuerdo con las limitaciones presentadas en esta sección en relación con las predicciones analíticas, el cálculo aproximado no considera cambios en la densidad, lo que implicaría en

principio una estimación de la caída de presión más suave que en caso de considerar cambios en la densidad. Esto explicaría las diferencias observadas en las primeras capas de espesor.

Por otro lado, la distribución de las densidades en un entorno cercano de un punto genérico, en un instante genérico, será variable, lo que implica que se desarrollarán velocidades de propagación, c_p , que serán variables en dicho entorno espacial. Esto supone un cambio en la distribución temporal de la onda en su propagación, que tiende a ser más ancha que su forma original. Este hecho apenas se observa durante la propagación de la onda elástica, ya que las variaciones locales de densidad son mucho más reducidas al ser la presión mucho más reducida (igual al límite elástico de Hugoniot, σ_H). Además de esto, el mantenimiento de presión en la superficie puede interferir notablemente en el efecto descrito.

Figura 3.27: Comparación entre las predicciones analíticas y simuladas de la propagación de onda.

Por último, tal y como se presentó en la sección 3.2, los ciclos experimentados en LSP pueden asemejarse a compresiones y tracciones alternadas no simétricas, acompañadas de una compresión hidrostática que protege al material de la excesiva distorsión. Esto implica una acumulación de deformación plástica en la dirección en la que se aplican las cargas. En las figuras 3.28 y 3.29 se muestra una comparación de las simulaciones del comportamiento cíclico en la superficie del material para ambos modelos en ambas aleaciones. Se observa claramente cómo los modelos isotrópicos predicen amplitudes de carga cada vez superiores en la aplicación de pulsos sucesivos. Esto implica que, en principio, podrían alcanzarse tensiones residuales de magnitudes muy superiores a las correspondientes a la realidad.

Figura 3.28: Ciclos de carga alternativos experimentados tras varios pulsos sin incluir la presión hidrostática en Al 2624 T 351.

Figura 3.29: Ciclos de carga alternativos experimentados tras varios pulsos sin incluir la presión hidrostática en Al 2624 T 39.

Obviamente, la posición de equilibrio final en un material deformado se ve afectada en gran medida por otros factores, como por ejemplo la geometría, con lo que a pesar de una expansión sobredimensionada del límite elástico pueden darse casos en los que las predicciones de las tensiones finales guarden buena coherencia teórico-experimental. Sin embargo, si se importa el estado del material para simular un ensayo de fatiga, el estado inicial presentará una frontera elasto-plástica muy sobredimensionada con relación a la realidad, que sí puede modelarse adecuadamente mediante un modelo combinado.

3.5. Desarrollo de un modelo de endurecimiento anisotrópico para aleaciones tratadas con LSP.

En esta sección se describirá una metodología para la implementación de un modelo anisotrópico adecuado para superficies tratadas mediante LSP, justificándose la naturaleza del mismo en base a las características propias de los procesos en los que el material se ve sujeto a altas velocidades de deformación. Si bien la implementación del modelo se ha particularizado para el caso de la aleación Mg AZ31B, prácticamente la totalidad de lo presentado tiene carácter general y puede servir de guía para modelar la anisotropía de muchas aleaciones metálicas de interés industrial.

3.5.1. Estudio de las curvas de tensión-deformación de la aleación Mg AZ31B.

Inicialmente, se recopiló de la bibliografía las curvas que definen el comportamiento plástico de la aleación de magnesio Mg AZ31B (3 wt. % Al, 1 wt. % Zn), de acuerdo con las exigencias presentadas para modelar procesos LSP. Es preciso destacar que muchos metales son prácticamente isotrópicos, de manera que se puede utilizar una única curva de tensión-deformación válida, en principio, para caracterizar el comportamiento plástico en cualquier dirección. De hecho, aunque en dichos materiales es habitual que el comportamiento a compresión sea diferente a tracción, las curvas true stress-strain suelen ser similares, de manera que finalmente se usa una única curva para tracción y compresión con independencia de la complejidad de los estados tensionales implicados en la deformación plástica. En el caso de la aleación Mg AZ31B, este principio no es aplicable dada la gran anisotropía presentada en las curvas de tensión-deformación. En esta sección, se detalla la metodología de calibración y el modelo implementado para el caso particular de la aleación de magnesio Mg AZ31B.

De acuerdo con el proceso seguido para la obtención del material base, Mg AZ31B, se consideran tres direcciones:

- i) Dirección normal: Denotada habitualmente en la bibliografía como "ND" ("Normal Direction"). Se trata de la dirección perpendicular a la de laminado del material. Habitualmente coincide con la dirección que define el espesor de la chapa, con lo que la caracterización a tracción según esta dirección es complicada experimentalmente. Algunos autores sí la han caracterizado en condiciones cuasiestáticas [Park10, Park16]. Afortunadamente existen ensayos a compresión con altas velocidades de deformación, lo cual resulta de vital importancia en la modelización.
- ii) Dirección de laminado: Denotada habitualmente en la bibliografía como "RD" ("Rolling Direction"). Esta dirección es la más estudiada, existiendo, por lo tanto, abundante información tanto a tracción como a compresión a multitud de velocidades de deformación.

- ii) Dirección transversal: Denotada habitualmente en la bibliografía como "TD" ("Transverse Direction"). Se trata de la dirección perpendicular al laminado y a la normal del material. Existe abundante información tanto a tracción como compresión a multitud de velocidades de deformación.

De acuerdo con el ciclo de tensiones experimentado durante la deformación uniaxial (presentado en las secciones anteriores), resultará de interés caracterizar el comportamiento del material en las tres direcciones:

- i) Durante la fase de carga plástica, el material se verá sometido a una compresión hidrostática más una compresión en la dirección "ND" que distorsionará la red resultando así en la deformación plástica. Por lo tanto, se considerará que el comportamiento del material en esta situación vendrá caracterizado por la curva de compresión en la dirección "ND".
- ii) Durante la fase de descarga plástica, existen dos hipótesis para su estudio: En primer lugar, puede considerarse que el material experimenta una tracción en la dirección "ND", combinada con una presión hidrostática que de manera neta mantiene el material a compresión en las tres direcciones principales. En segundo lugar, puede considerarse que el material se ve sometido a una compresión biaxial según las direcciones "RD" y "TD", además de la presión hidrostática que garantiza el estado de compresión permanente según las tres direcciones principales. Se adoptará la segunda hipótesis ya que es la que permite modelar de manera completa el efecto de la anisotropía del material en las tensiones residuales obtenidas mediante el tratamiento LSP.

En lo que se refiere al comportamiento cíclico del material, existe una anomalía muy característica documentada en la bibliografía [Matsuzuki09, Park10]. Tal y como se ha presentado anteriormente, en el ciclo de tensiones experimentado en el material sometido a LSP se alterna una deformación plástica a compresión en la dirección ND (carga plástica), con un estado tensional biaxial en el plano que define la superficie de la pieza tratada (descarga plástica). El comportamiento cíclico documentado en la bibliografía está centrado en el estudio de ciclos de carga alternados siempre en la misma dirección, con lo que los resultados no serán aplicables al caso que se pretende modelar. Por lo tanto, en este estudio se descartará el comportamiento cíclico ya que podría llevar a conclusiones precipitadas y equivocadas. En cualquier caso, teniendo en cuenta que se trata de un material con un límite elástico relativamente bajo con relación a la mayoría de los metales, se utilizarán densidades de tratamiento bajas, de manera que sería esperable que el comportamiento cíclico no tuviera un gran impacto tanto en los resultados de deformación plástica, como en las tensiones residuales finales, siendo dominante el efecto de la anisotropía del material en sí. En la figura 3.30 se

muestran las curvas de tensión-deformación características según las direcciones de interés descritas anteriormente, adaptadas de la bibliografía.

Figura 3.30: Curvas características de tensión-deformación según las direcciones de interés para el modelo.

Como puede verse en la figura, existe una marcada anisotropía que no puede despreciarse, además de un claro impacto de la velocidad de deformación en las curvas del material. Aunque no existan datos por encima de cierta deformación plástica (en general, por alcanzarse el límite de rotura del material), se considerará que a partir de dicha deformación la tensión alcanza una saturación. Se recuerda que el material se encuentra en todo momento bajo triaxialidades que, en principio, garantizan una protección plena tal y como se ha descrito en la sección 3.3. A falta de más datos, se considera la saturación como hipótesis más razonable, ya que, en caso de existir un endurecimiento adicional no saturado, las tensiones residuales podrían crecer de manera en principio indefinida con las sucesivas deformaciones plásticas del mismo.

3.5.2. Definición y ajuste del modelo propuesto mediante el programa de cálculo Abaqus.

Para modelar el comportamiento a compresión del material en la dirección "ND", se utilizó una ley del tipo Voce [Voce48], con dependencia de la velocidad de deformación (ecuación 3.74), donde σ_{ND} es el límite elástico a compresión en la dirección normal, ND, σ_{ND0} es el límite elástico inicial a compresión, Q es el incremento del límite elástico en condiciones de saturación, $\dot{\epsilon}_0$ es la velocidad de deformación tomada como referencia, b y b_0 son constantes de calibración y $F(\dot{\epsilon}_r)$ es una función que modela la saturación del efecto que tiene la velocidad de deformación en el incremento del límite elástico. Considerando que los resultados experimentales están obtenidos para valores de velocidad de deformación hasta 4500 s^{-1} , la

función $F(\dot{\epsilon}_r)$ se satura para valores más altos de velocidad de deformación. Está documentado en la bibliografía por algunos autores que extrapolar resultados conocidos a una velocidad de deformación dada, a una velocidad superior da lugar a sobreestimaciones en las predicciones de las tensiones residuales tras el tratamiento con LSP [Amarchinta10]. En la tabla 3.3 se muestran los valores de las constantes calibradas que garantizan un mínimo error teórico-experimental.

$$\sigma_{ND}(\Delta\epsilon_p) = \sigma_{ND0} + F(\dot{\epsilon}_r) Q \left(1 - e^{-(F(\dot{\epsilon}_r)b+b_0)(\Delta\epsilon_p)} \right) \quad (3.74)$$

Donde:

$$F(\dot{\epsilon}_r) = \begin{cases} 1 & \dot{\epsilon}_r < \dot{\epsilon}_0 \\ \frac{\dot{\epsilon}_r}{\dot{\epsilon}_1} + 1 & \dot{\epsilon}_0 \leq \dot{\epsilon}_r \leq \dot{\epsilon}_1 \\ 2 & \dot{\epsilon}_r > \dot{\epsilon}_1 \end{cases} \quad (3.75)$$

Tabla 3.3: Valores de las constantes de calibración en la dirección ND.

Parámetro [unidades]	Valor
σ_{ND0} [MPa]	178
Q [MPa]	130
b_0 [-]	19
b [-]	18
$\dot{\epsilon}_0$ [s ⁻¹]	0.001
$\dot{\epsilon}_1$ [s ⁻¹]	4500

Habitualmente, los materiales experimentan un fenómeno de ablandamiento a partir de cierta deformación plástica, en las proximidades de la condición de fallo de este. Esta situación no es posible de modelar mediante una ley saturada de tipo Voce's. Sin embargo, en LSP la deformación plástica equivalente suele sobrepasar la deformación de fallo sin alcanzarse una situación de rotura de este. Esto se debe, tal y como se ha presentado anteriormente, a que las altas triaxialidades compresivas, presentes durante los ciclos de LSP ($\eta < -1/3$), garantizan una protección completa del material. Por lo tanto, se considerará como hipótesis de partida que el material no experimenta ablandamiento para altos valores de deformación plástica.

Durante la fase de descarga plástica, las deformaciones compresivas tendrán lugar en el plano de la superficie de la pieza tratada, que estará caracterizada por las curvas de tensión-deformación en las direcciones de laminado y transversales. Tal y como puede verse en la figura

3.30, existe un comportamiento atípico que comienza aproximadamente a partir de una deformación plástica equivalente, $\Delta\epsilon_p$, de 0.06. A partir de este valor un nuevo mecanismo de deformación se activa y el límite elástico crece de manera abrupta. Para modelar este comportamiento, se considerará el efecto simultaneo de dos funciones de tipo Voce's: La primera de ellas caracterizada por una amplitud baja, que se activará desde el principio. La segunda, de mayor amplitud, se activará una vez la deformación plástica equivalente alcance el valor crítico. Las ecuaciones 3.76 y 3.77 modelan respectivamente las curvas de tensión-deformación en la dirección de laminación y en la dirección transversal, tanto para condiciones cuasi estáticas como dinámicas (3.78 y 3.79). Para velocidades iguales o inferiores a $\dot{\epsilon}_0$, se tomarán las ecuaciones que representan el comportamiento estático. Para velocidades entre $\dot{\epsilon}_0$ y $\dot{\epsilon}_1$, se obtendrán los límites elásticos por interpolación lineal. Finalmente, para velocidades de deformación superiores a $\dot{\epsilon}_1$, se tomarán las ecuaciones dinámicas, representando estas la saturación del límite elástico. Las constantes de calibración optimizadas se recogen en la tabla 3.4.

$$\sigma_{RDe}(\Delta\epsilon_p) = \min \left(\sigma_{D0} + Q_D \left(1 - e^{-b_D(\Delta\epsilon_p)} \right) + F_a(\Delta\epsilon_p) Q_{RD2} \left(1 - e^{-b_{De}(\Delta\epsilon_p)} \right), \sigma_{RDmax} \right) \quad (3.76)$$

$$\sigma_{TDe}(\Delta\epsilon_p) = \min \left(\sigma_{D0} + Q_D \left(1 - e^{-b_D(\Delta\epsilon_p)} \right) + F_a(\Delta\epsilon_p) Q_{TD2} \left(1 - e^{-b_{De}(\Delta\epsilon_p)} \right), \sigma_{TDmax} \right) \quad (3.77)$$

$$\sigma_{RDd}(\Delta\epsilon_p) = \sigma_{D0} + Q_D \left(1 - e^{-b_D(\Delta\epsilon_p)} \right) + F_a(\Delta\epsilon_p) Q_{RDd} \left(1 - e^{-b_{RDd}(\Delta\epsilon_p)} \right) \quad (3.78)$$

$$\sigma_{TDd}(\Delta\epsilon_p) = \sigma_{D0} + Q_D \left(1 - e^{-b_D(\Delta\epsilon_p)} \right) + F_a(\Delta\epsilon_p) Q_{TDd} \left(1 - e^{-b_{TDd}(\Delta\epsilon_p)} \right) \quad (3.79)$$

$$F_a(\Delta\epsilon_p) = \begin{cases} 0 & \Delta\epsilon_p < (\Delta\epsilon_p)_c \\ 1 & \Delta\epsilon_p \geq (\Delta\epsilon_p)_c \end{cases} \quad (3.80)$$

donde σ_{RDe} y σ_{TDe} representan el límite elástico estático en la dirección de laminación y la dirección transversal respectivamente. σ_{RDd} y σ_{TDd} son los límites elásticos dinámicos. $(\Delta\epsilon_p)_c$ es la deformación plástica equivalente a partir de la cual la función de Voce's de alta amplitud se activa.

Tabla 3.4: Constantes de calibración optimizadas para el modelado de las curvas de tensión-deformación en las direcciones de laminación y transversales

Parámetro [unidades]	Valor
σ_{D0} [MPa]	60
σ_{RDmax} [MPa]	426
σ_{TDmax} [MPa]	463
Q_D [MPa]	98
Q_{RD2} [MPa]	720
Q_{TD2} [MPa]	810
Q_{RDd} [MPa]	280
Q_{TDd} [MPa]	320
b_D [-]	50
b_{De} [-]	5
b_{RDd} [-]	80
b_{TDd} [-]	95
$(\Delta\varepsilon_p)_c$ [-]	0.059

En la figura 3.31 se muestran la comparación teórico-experimental de las curvas de tensión-deformación en las tres direcciones de interés. La implementación en Abaqus del modelo descrito se detalla en el anexo.

Figura 3.31: Comparación teórico-experimental para el modelo calibrado.

3.6. Recalibración de la distribución espacial de los pulsos de presión.

La calibración de la distribución espacial realizada antiguamente tenía como referencia experimental las deformaciones tras la aplicación de un único pulso de presión, con lo que una distribución espacial de presiones gaussiana daba lugar a unas deformaciones generadas similares a las observadas experimentalmente. Sin embargo, se observa que tras la aplicación de sucesivos pulsos de presión (gaussianos) dicha diferencia entre los perfiles simulados y experimentales se vuelve más evidente.

En concreto, los perfiles de deformación obtenidos experimentalmente tienden a ser más anchos que los que proporcionan numéricamente la consideración de un perfil de presiones gaussiano. En base a esta evidencia experimental, añadiendo además que la distribución espacial de la energía tiende a tener una forma "supergaussiana", se procede a utilizar funciones convenientemente adaptadas.

En cuanto al tratamiento de los perfiles obtenidos experimentalmente, es necesario suavizarlos ya que presentan rugosidades elevadas que no son contempladas en la simulación. De esta manera pueden compararse de una manera más objetiva.

En los siguientes apartados se presentará la metodología seguida para el tratamiento de los perfiles obtenidos experimentalmente, así como las funciones analíticas que mejor representan la distribución espacial de presiones. Finalmente, se presenta un criterio de comparación teórico-experimental para evaluar la calidad del ajuste y se deduce el cambio en las distribuciones de presión al modificarse la energía por pulso.

3.6.1. Obtención de los perfiles de deformación experimentales.

En las figuras 3.32 a 3.34 se presentan respectivamente los perfiles de deformación obtenidos experimentalmente tras la aplicación de 1, 2, 3 y 5 pulsos con diferentes diámetros de spot (1.5, 2 y 2.5 mm). La energía por pulso es $E_L = 1.8$ J/pulso, que se corresponde con modo de pulso singular. En tratamientos extensos, se estima que la energía implicada es de 2.4 J/pulso, con lo que será necesario realizar una transformación entre una energía y otra. Teniendo en cuenta que la rugosidad no está contemplada en las simulaciones, se hace necesario suavizar las curvas experimentales promediando iterativamente el valor experimental de cada punto con sus vecinos. Tras unas cuantas iteraciones, se obtienen las curvas suavizadas.

Figura 3.32: Deformaciones experimentales tras la aplicación de 1, 2, 3 y pulsos concéntricos en modo singular. El diámetro de spot es $\phi = 1.5 \text{ mm}$. $E_L = 1.8 \text{ J/p}$.

Figura 3.33: Deformaciones experimentales tras la aplicación de 1, 2, 3 y pulsos concéntricos en modo singular. El diámetro de spot es $\phi = 2 \text{ mm}$. $E_L = 1.8 \text{ J/p}$.

Figura 3.34: Deformaciones experimentales tras la aplicación de 1, 2, 3 y pulsos concéntricos en modo singular. El diámetro de spot es $\phi = 2.5 \text{ mm}$. $E_L = 1.8 \text{ J/p}$.

3.6.2. Obtención de las distribuciones espaciales y temporales de la presión.

Para la obtención de la evolución temporal del pulso de presión, se utilizará el programa Helios, en el que se modela la expansión unidimensional del plasma. Uno de los principales datos de entrada es la evolución temporal de la irradiancia, $I(t)$, definida como $I(t) = I_0 F_1(t)$, donde $F_1(t)$ es una función característica e invariante del láser. Dicha función se ha modelado en trabajos previos como gaussiana por motivos de simplicidad, sin embargo, la respuesta real del láser responde más bien a una función triangular que se representa en la figura 3.35, que ha sido utilizada en la presente tesis para recalculas las distribuciones temporales de presión.

Se ha observado que, si se varía la irradiancia máxima del láser, I_0 , los resultados proporcionados por Helios responden de una manera muy fiel a la expresión $P(t) = P_0 F_2(t)$, de tal manera que una vez obtenido el perfil temporal completo para un caso concreto, la función normalizada $F_2(t)$ puede deducirse y aplicarse para el resto de casos. Esto resulta de interés práctico ya que se ahorra mucho tiempo de cálculo, pues para obtener cada perfil temporal basta con simular los primeros instantes de tiempo hasta que se alcanza el nivel máximo de presión, P_0 , de tal manera que con la expresión $P(t) = P_0 F_2(t)$ queda completamente definida la evolución temporal de la misma. En la figura 3.36 se muestra dicha función $F_2(t)$ calculada mediante LSPSIM y Helios, partiendo como datos de entrada funciones $F_1(t)$ triangulares (más realistas) y gaussianas (las empleadas en trabajos previos). Sería esperable que la función resultante $F_2(t)$ más realista sea la calculada mediante Helios a partir de la función $F_1(t)$ triangular. Se aprecian diferencias notables entre las cuatro opciones de cálculo posibles.

En cuanto a la modelización de la distribución espacial, se utiliza una función supergaussiana, que permite moderar la derivada con respecto al radio para valores bajos del mismo (ecuación 3.81). Esto permite obtener comparación numérico-experimentales más realistas que en el caso de considerar formas gaussianas puras.

$$P(r, t) = P_0 F_2(t) e^{-a_\phi \left(\frac{r}{R}\right)^{2G}} \quad (3.81)$$

En donde a_ϕ , R y G son parámetros a calibrar.

Se definirá R como el radio característico, siendo este un parámetro a determinar en la calibración. El valor máximo de la presión para $r = R$ será el límite elástico de Hugoniot, σ_H , lo que implica que $a_\phi = \ln(P_0/\sigma_H)$. Se definirá el radio crítico r_c como aquel en el que la presión cae un 5% con respecto al valor máximo P_0 , con lo que se tiene la siguiente expresión para calcular $2G$ (ecuación 3.82).

Figura 3.35: Evolución temporal de la función característica $F_1(t)$.

Figura 3.36: Evolución temporal de la función característica $F_2(t)$.

$$2G = \frac{\ln\left(\frac{\ln(1/0.95)}{a_{\phi\phi}}\right)}{\ln\left(\frac{r_c}{R}\right)} \quad (3.82)$$

Se han tomado radios críticos r_c de 0.25, 0.5 y 0.62 mm respectivamente para los diámetros de spot $\phi = 1.5, 2$ y 2.5 mm.

En cuanto al modelo de plasticidad, se utilizará un modelo de endurecimiento combinado (isotrópico + cinemático) calibrado para el Al 2624 T351, que se asumirá similar al Al 2024 T351 del que sí se tienen datos experimentales de deformaciones.

Para buscar el mejor ajuste teórico-experimental se utilizará la siguiente ecuación:

$$err = \sum 2\pi|r\Delta r| |d_e(r) - d_{sim}(r)| \left(\frac{1}{2\pi|r\Delta r||d_e(r)|} \right) \quad (3.83)$$

$r \equiv$ posición de un punto material.

$d_e(r) \equiv$ deformación experimental a una distancia r del centro del spot.

$d_{sim}(r) \equiv$ deformación simulada para la posición a una distancia r del centro del spot.

A continuación, se muestra el mejor ajuste para cada diámetro de spot, así como la comparación teórico-experimental correspondiente (figuras 3.37 a 3.39), tanto de los perfiles originales como los suavizados. Los errores relativos calculados mediante la ecuación vienen recogidos en la tabla 3.5. Finalmente, los ajustes finales para cada pulso de presión vienen definidos en la tabla 3.6.(Se muestran gráficamente en la figura 3.40)

Es preciso destacar que la mayor fuente de error se debe a las diferencias en volumen para radios relativamente altos. Es bastante difícil determinar con exactitud el radio R ya que está basado en la observación de la huella marcada por el láser, con lo que un error por debajo del 25 % se considerará aceptable. Además, la incertidumbre de cara a obtener el centro exacto del pulso de presión induce errores adicionales que podrían llegar a ser muy significativos considerando que se incrementaría el error en las zonas alejadas del centro. En el caso del pulso correspondiente al diámetro de spot de 2.5 mm, se ha omitido el primer pulso en el cálculo ya que la presencia de una rugosidad no despreciable con relación a la deformación implica una incertidumbre demasiado alta.

Tabla 3.5: Parámetros de calibración de la distribución espacial. $E_L = 1.8 \text{ J/p}$.

PARAMETER	$\phi = 1.5 \text{ mm}$	$\phi = 2 \text{ mm}$	$\phi = 2.5 \text{ mm}$
$R \text{ [mm]}$	0.75	1	1.25
$r_c \text{ [mm]}$	0.25	0.5	0.62
$a_\phi [-]$	1.81	1.77	1.49
$2G [-]$	3.25	5.04	4.8
$P_0 \text{ [MPa]}$	5000	4800	3600

Figura 3.37: Comparación teórico-experimental para un diámetro de spot de 1.5 mm obtenida para los parámetros calibrados reflejados en la tabla 3.5. Resultados experimentales suavizados en base a promedios.

Figura 3.38: Comparación teórico-experimental para un diámetro de spot de 2 mm obtenida para los parámetros calibrados reflejados en la tabla 3.5. Resultados experimentales suavizados en base a promedios.

Figura 3.39: Comparación teórico-experimental para un diámetro de spot de 2.5 mm obtenida para los parámetros calibrados reflejados en la tabla 3.5. Resultados experimentales suavizados en base a promedios.

Tabla 3.6: Errores calculados para cada diámetro de spot.

	err p1	err p2	err p3	err p5	Average
$\phi = 1.5 \text{ mm}$	25.2%	26.5%	19.6%	12.9%	21.1%
$\phi = 2 \text{ mm}$	25.9%	22.0%	19.8%	20.9%	22.2%
$\phi = 2.5 \text{ mm}$	-	25.5	19.3	17.0	20.6%

Figura 3.40: distribución de presiones optimizada para una energía de 1.8 J/pulso.

3.6.3. Conversión de 1.8 J/pulso a 2.4 J/pulso.

Tal y como se indicó en los apartados anteriores, los resultados experimentales se corresponden con la aplicación de pulsos de 1.8 J, que se corresponden al modo de funcionamiento singular. En el caso de funcionar en modo repetido, la energía es de 2.4 J/pulso. Esto implica adaptar las funciones de presión obtenidas anteriormente, al caso concreto de pulsos repetidos.

Se seguirán los siguientes pasos:

- i) Obtención de la curva $P_0(I_0)$ a partir de Helios.
- ii) Obtención de la distribución espacial de energía en cada caso a partir de i).
- iii) Multiplicar dicha distribución de energía por el factor 2.4/1.8.
- iv) Reconvertir la distribución de energía obtenida en iii) a distribución de presión.

La curva $P_0(I_0)$ se ha obtenido a partir de Helios (figura 3.41). Se ha utilizado el método de mínimos cuadrados para obtener una función de la forma $P_0(I_0) = K(I_0)^n$ que logre un buen ajuste. El motivo de utilizar este tipo de función es que algunos autores la han obtenido analíticamente para casos más sencillos (considerando la expansión del plasma, adiabática para valores relativamente bajos de irradiancia), por lo que a priori sería más adecuado utilizar este tipo de funciones a falta de más datos. Además, si dicha función se considera válida, entonces se puede demostrar de una manera sencilla que la distribución espacial de irradiancias sigue la ecuación 3.84, en donde además $F_I = G$. Otro aspecto a favor a tener en cuenta es que la distribución espacial de energía proporcionada por el fabricante y medida experimentalmente se ajusta de manera razonable a este tipo de funciones (representación adimensional en la figura 3.42).

$$I(r, t) = I_0 F_1(t) e^{-b_\Phi \left(\frac{r}{R}\right)^{2F_I}} = I_0 F_1(t) e^{-b_\Phi \left(\frac{r}{R}\right)^{2G}} \quad (3.84)$$

$$P_0(I_0) = 0.0027 (I_0)^{0.229} \quad (3.85)$$

De acuerdo con lo presentado anteriormente, si la irradiancia I_0 se multiplica por un factor de 2.4/1.8, la presión resultante puede obtenerse a partir de la ecuación 3.81, de tal manera que la distribución espacial de presiones mantiene su forma original quedando su módulo multiplicado por un factor de 1.068 (Figura 3.43). En la tabla 3.7 se muestran los parámetros optimizados para 2.4 J/pulso, en la que se ha modificado la presión máxima con respecto a los resultados presentados para 1.8 J/pulso.

Figura 3.41: Curva $P_0(I_0)$ obtenida a partir de Helios junto con aproximación analítica.

Figura 3.42: Representación adimensional de la distribución de energía.

Figura 3.43: distribución de presiones optimizada para una energía de 2.4 J/pulso.

Tabla 3.7: Parámetros de calibración de la distribución espacial. $E_L = 2.4$ J/p.

PARAMETER	$\phi = 1.5$ mm	$\phi = 2$ mm	$\phi = 2.5$ mm
R [mm]	0.75	1	1.25
r_c [mm]	0.25	0.5	0.62
a_ϕ [—]	1.81	1.77	1.49
$2G$ [—]	3.25	5.04	4.8
P_0 [MPa]	5340	5126	3844

3.6.4. Obtención de las distribuciones espaciales y temporales de la presión en Mg AZ31B.

Siguiendo el mismo procedimiento explicado en detalle para el aluminio, se procedió de la misma manera con la aleación de magnesio Mg AZ31B. Tal y como se presentó en la sección anterior, las distribuciones espaciales de presión gaussianas presentan sus limitaciones sobre todo cuando se trata de modelar impactos múltiples sobre la misma área. Se utilizó entonces una función gaussiana modificada (ecuación 3.86).

El dispositivo láser utilizado es de ND:YAG que opera a 10 Hz y proporciona 2 J por pulso con un FWHM de 9 ns. Se estudiaron dos diámetros de spot, $\phi = 1.5$ mm y $\phi = 2.5$ mm. Los valores optimizados de las constantes de calibración, a_ϕ , R y G , que proporcionan el mejor ajuste

teórico experimental de los perfiles de deformaciones se recogen en la tabla 3.8. Las distribuciones temporales de la presión en el centro del spot se muestran en la tabla 3.9. En la figura 3.44 se recoge el ajuste teórico experimental optimizado para ambos casos.

$$P(r,t) = P(t)e^{-a_\phi \left(\frac{r}{R}\right)^{2G}} \quad (3.86)$$

Tabla 3.8: Constantes de calibración optimizadas de la distribución espacial de presiones

Parámetro [unidades]	$\phi = 1.5 \text{ mm}$	$\phi = 2.5 \text{ mm}$
a_ϕ [-]	1.9	1.49
R [mm]	0.8	1.25
$2G$ [-]	2.6	4.8

Tabla 3.9: Puntos representativos de la distribución temporal de presiones en $r = 0$.

Tiempo [ns]	$\phi = 1.5 \text{ mm}$ Presión [MPa]	$\phi = 2.5 \text{ mm}$ Presión [MPa]
0	0	0
2	3370	2140
5	5350	3400
23	2343	1490
30	1776	1128
50	1166	741
100	845	537
400	506	321
770	0	0

Figura 3.44: Comparación entre las deformaciones experimentales y las predicciones numéricas correspondientes para un diámetro $\phi = 1.5 \text{ mm}$ tras la aplicación de 1 a 5 pulsos concéntricos.

Capítulo 4

Resultados.

4.1. Introducción

En esta sección, se caracterizarán las tensiones residuales generadas por tratamientos solapados extensos, tanto numéricamente como experimentalmente. Se irán tratando en el desarrollo de la sección por orden creciente de complejidad, empezando por tratamientos extensos convencionales en zigzag, cubriendo un área rectangular sobre piezas gruesas y terminando con tratamientos sobre geometrías más complejas (circulares) en piezas delgadas.

El tratamiento con forma de barrido rectangular, en piezas relativamente gruesas sirve de referencia para evaluar la calidad del ajuste teórico experimental y, en particular, comprobar que efectivamente los modelos implementados en la presente tesis suponen una mejora en su capacidad predictiva con relación a los que se utilizan convencionalmente. El hecho de que las piezas sean gruesas evita que sufran flexiones importantes durante el tratamiento, lo que permite identificar la magnitud de las tensiones introducidas íntegramente por la deformación local generada mediante LSP. Además, permite su medición mediante la técnica del agujero ciego ("Hole Drilling"), con lo que se facilita la validación teórico experimental del modelo. Este tipo de metodología se utilizará para validar tanto los modelos combinado (desarrollado para las aleaciones de aluminio) como anisotrópico (desarrollado para la aleación Mg AZ31B).

En el caso de la aleación de aluminio Al 2624 T39, se realizaron tratamientos de área cuadrada sobre placas de 12.7 mm de espesor con el fin de validar el modelo, manteniéndose el diámetro del spot, ϕ , y variando la densidad de tratamiento, EOD , con el fin de comprobar que el modelo combinado predice satisfactoriamente una saturación en las tensiones residuales para altas densidades de tratamiento. Se recuerda que el modelo combinado aporta la ventaja de modelar la saturación en las tensiones residuales, aspecto de gran relevancia cuando se realizan tratamientos de alta densidad.

En el caso de la aleación de magnesio Mg AZ31B, se realizaron tratamientos de baja densidad considerando que la aleación presenta un límite elástico relativamente bajo. Se observó durante las irradiaciones sobre las probetas, la existencia de variaciones importantes de la rugosidad de esta al variar el diámetro del spot, ϕ , y la orientación relativa entre la secuencia programada y la dirección de laminado. Se caracterizó entonces, además de las tensiones residuales, la rugosidad, con el fin de identificar un tratamiento óptimo que maximice las tensiones residuales y minimice la rugosidad.

Una vez validados los modelos, se procedió a estudiar geometrías más complejas en colaboración con Airbus y la universidad de Coventry. En concreto, se caracterizaron las tensiones residuales en probetas de aluminio diseñadas para ensayos a fatiga, de pequeño espesor (3 mm), con una entalla circular de 5 mm de radio, que concentra las tensiones en su sección central con un factor $K_f = 2$.

Si bien lo presentado a lo largo de esta sección supone un avance importante en relación a la caracterización predictiva de las tensiones residuales, será preciso en futuros desarrollos implementar un modelo preciso de cálculo de la vida a fatiga a partir de las tensiones residuales obtenidas.

4.2. Resultados obtenidos tras la aplicación de pulsos concéntricos y tratamientos realistas en Al 2624 T39.

Antes de proceder a la simulación realista de tratamientos solapados en áreas extensas, se comienza evaluando el caso más sencillo posible: la aplicación de pulsos concéntricos en un dominio tridimensional. El modelado es mucho más sencillo ya que se puede utilizar un modelo FEM bidimensional, aprovechando la simetría del problema, reduciéndose notablemente el coste computacional. Esto permite estudiar de manera aislada y rápido el impacto que tiene el modelado de la plasticidad cíclica en las tensiones residuales introducidas en el material.

Una vez hecha la evaluación preliminar, evaluando de manera aislada el efecto de la plasticidad cíclica, se procederá a estudiar casos realistas que requieren el uso de mod. En este apartado, se muestran los resultados obtenidos tras la aplicación de pulsos concéntricos en las aleaciones.

4.2.1. Resultados obtenidos tras la aplicación de pulsos concéntricos en dos aleaciones distintas de aluminio: Al 2624 T351 y Al 2624 T39.

En este apartado, se muestran los resultados obtenidos tras la aplicación de pulsos concéntricos en las aleaciones de aluminio estudiadas. El objetivo es evaluar, mediante el modelo sencillo FEM axisimétrico, las diferencias en las tensiones residuales predichas por el modelo isotrópico frente al combinado. Los resultados presentados confirman la utilidad de los parámetros descritos previamente en la sección de teoría: La longitud crítica L_c , que define la frontera entre las regiones donde la plasticidad cíclica existe y la longitud afectada plásticamente L_p . En las figuras 4.1 y 4.2 se muestra una comparación entre los resultados que se predicen mediante ambos modelos, en las cuales se observan mayores tensiones residuales compresivas predichas por el modelo isotrópico desde la superficie hasta la longitud crítica, L_c , tendiendo a igualarse los resultados una vez superada esa frontera. Dicho resultado es lógico teniendo en cuenta que a partir de la profundidad que marca la longitud crítica, L_c , la presión máxima aplicada será inferior a $2\sigma_H$, con lo que el material no experimentará deformación cíclica.

Los resultados de pulsos concéntricos solapados han sido obtenidos en profundidad, tomando como origen de coordenadas el centro del spot en la superficie irradiada del material. Esto garantiza que las diferencias obtenidas se deban de íntegramente al efecto de la plasticidad cíclica ideal descrito en la sección de teoría.

Como norma general, un modelo isotrópico puro que convencionalmente se usa para modelar procesos LSP, sobreestimaré las tensiones residuales compresivas desde la superficie hasta la longitud L_C . En el caso de que los pulsos no sean concéntricos, el fenómeno es más complejo y requiere el uso del modelo FEM 3D. En cualquier caso, el estudio de los pulsos concéntricos supone un paso intermedio entre el conocimiento del fundamento físico puro y las simulaciones extensas, permitiendo, además, la validación numérica de lo presentado en la sección de teoría.

Figura 4.1: Resultados tras la aplicación de un único pulso predichos por los modelos isotrópico y combinado para Al2624 T39 (izquierda) y Al2624 T351 (derecha).

Figura 4.2: Resultados tras la aplicación de un único pulso predichos por los modelos isotrópico y combinado para Al2624 T39 (izquierda) y Al2624 T351 (derecha).

4.2.2. Predicciones numéricas obtenidas en tratamientos extensos sobre Al 2624 T39 y comparación con los resultados experimentales.

Con ayuda del modelo axisimétrico se ha demostrado el efecto de la plasticidad cíclica en las tensiones residuales. En esta sección, se simularán casos de tratamientos solapados siguiendo un barrido secuencial abarcando un área cuadrada, en el que podrán ajustarse dos parámetros, quedando fija la energía que proporciona cada pulso siendo esta un invariante del dispositivo láser utilizado:

- i) El primero es el diámetro del spot, ϕ , determinado por la huella que deja la aplicación de un único pulso sobre la superficie del material. Para ajustarlo debe acercarse o alejarse la pieza a la fuente de luz, de manera que la distribución de energía depositada sobre el material quedará más concentrada (llegando como mínimo a afectar un diámetro $\phi = 1.5$ mm) o más dispersa (en algunos estudios, llegando hasta $\phi = 3.5$ mm).
- ii) El segundo es la distancia de solapamiento, d (Overlapping distance), definida como la distancia entre un pulso aplicado y el siguiente, que puede correlacionarse de manera directa con la densidad de pulsos por cm^2 , EOD (Equivalent Overlapping Density), a través de la ecuación 4.1. Otro parámetro de interés es el factor local de solapamiento, $ELOF$ (Equivalent Local Overlapping Factor), definido en la ecuación 4.2. Representa el promedio de impactos que recibe un punto genérico de la superficie del material durante el tratamiento, siendo, por consiguiente, dependiente tanto del diámetro del spot, ϕ , como de la distancia de solapamiento, d .

$$EOD = \frac{1}{d^2} \quad (4.1)$$

$$ELOF = \frac{\pi}{4} \left(\frac{\phi}{d} \right)^2 \quad (4.2)$$

Las probetas tratadas son placas cuadradas de $60 \times 60 \text{ mm}^2$ de Al 2624 T39 de 12.7 mm de espesor. El área tratada consiste en un cuadrado centrado de 900 cm^2 (Figura 4.3). Además de la elección de los parámetros descritos anteriormente, la secuencia de barrido es fundamental ya que genera una asimetría en las tensiones residuales resultantes que puede aprovecharse de manera favorable. Más concretamente la dirección de avance del spot, denominada por las siglas PD, marca la direccionalidad de la tensión máxima (en valor absoluto) de compresión.

Los datos del tratamiento vienen reflejados en la tabla 4.1, donde se han especificado todos los parámetros definidos previamente (d , ϕ , EOD , $ELOF$). Aunque a partir de dos de ellos puedan obtenerse el resto, se ha optado por incluirlos todos en la tabla por la valiosa información que aportan cada uno de ellos a nivel individual. Se ha incluido de manera adicional, una estimación de la irradiancia máxima, I_0 , en base al diámetro de spot, ϕ , elegido.

Tabla 4.1: Parámetros utilizados para los dos tratamientos ensayados.

Treatment	d [mm]	ϕ [mm]	EOD [pp/cm ²]	$ELOF$ [–]	I_0 [GW/cm ²]
1 (Low density)	0.6	2.5	278	13	10.4
2 (High density)	0.4	2.5	625	30	10.4

La metodología experimental utilizada para medir las tensiones residuales es el método del taladro o agujero ciego ("Hole Drilling"). Se pega una galga extensométrica muy específica para estas medidas en la superficie de la pieza tratada, en la que se realizará un pequeño taladro cuya profundidad aumentará progresivamente. La galga extensométrica registrará las deformaciones obtenidas según tres direcciones diferentes a medida que se va taladrando, las cuales se deben a la relajación de tensiones causada por la eliminación de material afectado por el tratamiento. Las deformaciones medidas se pueden convertir en tensiones residuales mediante un algoritmo de cálculo. En el anexo puede encontrarse una descripción más detallada del procedimiento experimental seguido.

En las figuras 4.3 y 4.4 se muestra la comparación entre las tensiones residuales predichas numéricamente y las obtenidas experimentalmente. Aunque las simulaciones ofrecen la posibilidad de obtener resultados en el centro de cada nodo, se tendrán en cuenta como representativo el promedio de estos en una región de 1 mm x 1 mm, con el fin de poder comparar dichos resultados con los experimentales. Debe tenerse en cuenta que, en el procedimiento experimental, se elimina un volumen cilíndrico de material, con lo que no se puede afirmar de manera explícita, que se obtengan las tensiones residuales en un punto particular. Se comprobó además que dicho promedio numérico converge si se toma el área de las dimensiones descritas.

Como era de esperar, las tensiones residuales compresivas predichas por el modelo isotrópico puro son superiores desde la superficie del material hasta una determinada profundidad. Este hecho se vuelve más evidente en el tratamiento de alta densidad, en donde existe una clara sobreestimación en relación con los resultados experimentales, lo cual es muy razonable dado que se tiene un $ELOF$ (Ver ecuación 4.2) de 30 pulsos aplicados de media en un punto genérico del material. En el caso del tratamiento de baja densidad, el cual presenta un $ELOF$ de 13, las diferencias son más sutiles. Esto permite postular las condiciones que marcan la frontera entre alta dependencia y baja dependencia de la plasticidad cíclica.

Si se comparan entre sí las predicciones del modelo combinado, se observan muy leves diferencias entre las predicciones numéricas entre la densidad de 278 pp/cm² y 625 pp/cm², lo cual es consistente con resultados experimentales, en donde las tensiones residuales se saturan de manera natural, como puede comprobarse además en otros trabajos. Dicha

saturación, esencialmente no puede predecirse mediante el modelo isotrópico de Johnson-Cook, al no estar definido un límite superior para el límite elástico.

Figura 4.3: Comparación teórico experimental para $\phi = 2.5$ mm; $EOD = 278$ pp/cm² obtenida mediante el modelo isotrópico (izquierda), y mediante el modelo combinado (derecha).

Figura 4.4: Comparación teórico experimental para $\phi = 2.5$ mm; $EOD = 278$ pp/cm² obtenida mediante el modelo isotrópico (izquierda), y mediante el modelo combinado (derecha).

4.3. Resultados obtenidos para la aleación de magnesio Mg AZ31B tras el tratamiento mediante LSP en 8 configuraciones diferentes.

4.3.1. Introducción

Tal y como se ha presentado en la sección anterior, valores relativamente altos de densidad de tratamiento, EOD , y, en especial, el elevado promedio de impactos en el material, $ELOF$, influyen notablemente en la presencia del fenómeno de plasticidad cíclica en los tratamientos, además de la definición de una saturación en las curvas de tensión-deformación del material.

En el caso de la aleación de magnesio elegida (Mg AZ31B), se anticipó de manera acertada que los tratamientos óptimos serían de baja densidad en base a su bajo límite elástico, con lo que el modelo de material se concibió sin considerar el desplazamiento de la región elasto-plástica durante las cargas cíclicas, tal y como se presentó en el apartado 3.5. La marcada anisotropía de la aleación sugiere considerar como parámetro fundamental la orientación relativa entre la dirección de avance del tratamiento, (PD), y la dirección de laminado, RD, con lo que el número de tratamientos a ensayar es más elevado que en aleaciones isotrópicas.

Después de irradiar las probetas, se observaron además grandes variaciones en la rugosidad superficial dependiendo del diámetro del spot, ϕ , la densidad de tratamiento, EOD , y la orientación relativa entre la dirección de laminado (RD) y la de avance del spot (PD). Por lo tanto, se estudió de manera adicional la rugosidad, con el fin de identificar las condiciones de tratamiento óptimas, es decir, aquellas que maximizan las tensiones residuales de compresión, minimizando en la medida de lo posible la rugosidad superficial. La aleación de magnesio Mg AZ31B fue sometida a 8 condiciones de tratamiento diferentes, que resultan de las combinaciones posibles que admite la variación de las tres variables descritas previamente, que admiten dos posibles configuraciones cada una:

- i) Orientación relativa entre la dirección de avance del spot, PD (en inglés, Peening Direction) y la dirección de laminado, RD (en inglés, Rolling Direction): Se ha considerado el caso en el que son coincidentes (PD=RD) y perpendiculares (PD=TD).
- ii) Densidad de tratamiento equivalente, EOD : 225 pp/cm² y 400 pp/cm².
- iii) Diámetros de spot, ϕ : 1.5 mm y 2.5 mm.

En el caso de materiales isotrópicos, está documentado que la dirección de avance del spot es el causante de un estado tensional anisótropo, de manera que la tensión mínima obtenida, S_{min} , coincide con la dirección de avance del spot, hecho que además fue comprobado en la comparación numérico-experimental de la aleación Al 2624 T39. Por otro lado, la tensión máxima contenida en el plano, S_{max} , coincidirá con la dirección perpendicular al avance

contenida en el plano que define la superficie tratada de la pieza. Esto se cumple también para el caso de la aleación estudiada, Mg AZ31B, quedando de manifiesto que la dirección de avance del spot (PD) es la principal causante de las diferencias en las curvas de tensiones residuales, siendo la propia anisotropía del material un factor significativo, pero de menor relevancia.

4.3.2. Caracterización experimental de las rugosidades de la aleación Mg AZ31B sometida a 8 diferentes tratamientos mediante LSP

En lo que se refiere a las rugosidades, para cada una de las 8 configuraciones posibles, se obtuvieron 5 mapas en un área de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, resultando en un total de 40 topografías de rugosidad. De cara a la interpretación de los resultados, se tomó, para cada una de las 8 condiciones de tratamiento, el promedio de las 5 medidas, así como la desviación estándar como medida de la incertidumbre. En las figuras 4.5 y 4.6 se muestra un mapa general con las rugosidades para cada condición de tratamiento para las configuraciones PD=TD y PD=RD respectivamente. Este mapa permite, con un vistazo rápido, interpretar los resultados de una manera general. Se observa que tanto un incremento del diámetro del spot, ϕ , como de la densidad de tratamiento, EOD , supone un aumento de la rugosidad, en especial, para el caso en el que la dirección de avance del spot coincide con la de laminación, PD=RD. Se observa claramente la existencia de un mínimo de rugosidad ($6.61 \mu\text{m}$) con una desviación típica muy baja para la configuración $\phi = 1.5 \text{ mm}$, $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$ y PD = RD.

Figura 4.5: Mapa general de rugosidades para configuración PD=TD.

Figura 4.6: Mapa general de rugosidades para configuración PD=RD.

A continuación, se muestran las 2 representaciones bidimensionales que se han considerado como más representativas, mostrando el promedio y la correspondiente barra de incertidumbre de amplitud 2σ , siendo σ el valor de la desviación típica. En cada figura se ilustran, de manera conjunta, los resultados para los casos PD=TD y PD=RD. Se han representado de dos maneras diferentes:

- Representación conjunta de las 8 configuraciones, en las que el eje "x" se corresponde con el diámetro del spot ϕ , el eje "y", con las rugosidades correspondientes medidas experimentalmente. (Figura 4.7)
- Representación conjunta de las 8 configuraciones, en las que el eje "x" se corresponde con la densidad del tratamiento EOD , el eje "y", con las rugosidades correspondientes medidas experimentalmente (Figura 4.8).

En líneas generales, las figuras anteriores sugieren la convergencia a una rugosidad máxima al aumentarse tanto el diámetro del spot, ϕ , como la densidad de tratamiento, EOD . En ambas representaciones se observa que establecer la dirección de avance del spot coincidente con la dirección transversal, PD=TD, supone un incremento en la rugosidad. Además, tanto el aumento del diámetro del spot, ϕ , como de la densidad de tratamiento, EOD , suponen igualmente un aumento en las rugosidades promedio.

Figura 4.7: Rugosidad promedio vs diámetro del spot, Φ , para PD = RD (izquierda) y PD = TD (derecha).

Figura 4.8: Rugosidad promedio vs EOD , para PD = RD (izquierda) y PD = TD (derecha).

Resultan también de utilidad los mapas de rugosidades representativos para cada una de las 8 configuraciones. Se han agrupado de 2 en dos, distinguiendo el caso en el que la dirección de avance del spot coincide con la de laminación, PD=RD, y el caso contrario. Se representan también los perfiles bidimensionales a lo largo de una dirección paralela al eje "X", que pasa por el centro de la medida de rugosidad ($Y = 2.5$ mm) (Figuras 4.9 a 4.12).

Figura 4.9: Rugosidades representativas para $PD = RD$; $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$; $\phi = 1.5 \text{ mm}$ (izquierda) y $PD = RD$; $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$; $\phi = 1.5 \text{ mm}$ (derecha).

Figura 4.10: Rugosidades representativas para $PD = RD$; $EOD = 400 \text{ pp/cm}^2$; $\phi = 1.5 \text{ mm}$ (izquierda) y $PD = RD$; $EOD = 400 \text{ pp/cm}^2$; $\phi = 1.5 \text{ mm}$ (derecha).

Figura 4.11: Rugosidades representativas para PD = RD; $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$; $\Phi = 2.5 \text{ mm}$ (izquierda) y PD = RD; $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$; $\Phi = 2.5 \text{ mm}$ (derecha).

Figura 4.12: Rugosidades representativas para PD = RD; $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$; $\Phi = 2.5 \text{ mm}$ (izquierda) y PD = RD; $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$; $\Phi = 2.5 \text{ mm}$ (derecha).

4.3.3. Caracterización experimental de las tensiones residuales de la aleación Mg AZ31B sometida a 8 diferentes tratamientos mediante LSP.

En relación con las tensiones residuales, se midieron con el método del agujero ciego (Hole Drilling), presentado previamente, tomándose dos medidas representativas para cada tratamiento, estableciéndose el promedio de estas como el valor representativo.

En las figuras 4.13 a 4.16 se muestra una comparación entre los resultados experimentales obtenidos para las 8 configuraciones experimentadas. Para el caso $\phi = 1.5$ mm, $EOD = 225$ pp/cm², se observa que la orientación relativa entre la dirección de avance del spot, PD, y la de laminado, RD, tiene cierta influencia. En particular, si la dirección de avance del spot coincide con la de laminado, PD=RD, se obtienen mayores tensiones residuales a una mayor profundidad.

Figura 4.13: Resultados experimentales para los casos $EOD = 225$ pp/cm², PD=TD (izquierda) y $EOD = 225$ pp/cm², PD=RD (derecha). Ambos con un diámetro $\phi = 1.5$ mm.

Figura 4.14: Resultados experimentales para los casos $EOD = 400$ pp/cm², PD=TD (izquierda) y $EOD = 400$ pp/cm², PD=RD (derecha). Ambos con un diámetro $\phi = 1.5$ mm.

Figura 4.15: Resultados experimentales para los casos $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$, $PD=TD$ (izquierda) y $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$, $PD=RD$ (derecha). Ambos con un diámetro $\phi = 2.5 \text{ mm}$.

Figura 4.16: Resultados experimentales para los casos $EOD = 400 \text{ pp/cm}^2$, $PD=TD$ (izquierda) y $EOD = 400 \text{ pp/cm}^2$, $PD=RD$ (derecha). Ambos con un diámetro $\phi = 2.5 \text{ mm}$.

En general, se observa una saturación en los resultados, alcanzándose un máximo compresivo de -175 MPa aproximadamente que ya se obtiene en bajas densidades, lo que sugiere que no es adecuado, tal y como se había anticipado, ensayar densidades más altas. En las figuras 4.17 y 4.18 se muestra una comparación correlativa entre los resultados obtenidos para $\phi = 1.5 \text{ mm}$ y $\phi = 2.5 \text{ mm}$, donde se observa una gran similitud entre las mismas. Se concluye entonces, que puede descartarse trabajar con densidades de tratamiento y diámetros de spot más altos que los presentados en esta sección.

Figura 4.17: Resultados experimentales para los casos $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$, $PD=TD$ (izquierda) y $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$, $PD=RD$ (derecha).

Figura 4.18: Resultados experimentales para los casos $EOD = 400 \text{ pp/cm}^2$, $PD=TD$ (izquierda) y $EOD = 400 \text{ pp/cm}^2$, $PD=RD$ (derecha).

En definitiva, esta colección de resultados de rugosidades y tensiones residuales permite identificar un tratamiento de entre los experimentados como el más favorable ($\phi = 1.5 \text{ mm}$, $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$, $PR = RD$). Este tratamiento presenta la mínima rugosidad superficial promedio ($S_a = 6.61 \text{ μm}$), habiéndose alcanzado la saturación en las tensiones residuales de compresión, lo que sugiere a priori, que sería conveniente esta configuración para tratar probetas que vayan a ser ensayadas a fatiga.

Otro aspecto a tener en cuenta es la identificación de las tensiones principales. La curva de tensiones mínima, S_{min} , coincide aproximadamente con la tensión en la dirección de avance del spot, PD , mientras que la curva de tensiones máximas en el plano, S_{max} , con la perpendicular a la dirección de avance contenida en el plano de la pieza. Este efecto ha sido documentado por

algunos autores para aleaciones que pueden considerarse isotrópicas, de manera que el impacto de la propia anisotropía de las curvas de tensión-deformación en las tensiones residuales es de menor importancia que la correspondiente a la dirección de tratamiento en sí misma.

4.3.4. Comparación teórico-experimental de las tensiones residuales y validación del modelo anisotrópico implementado para la aleación Mg AZ31B.

Una vez presentado todos los resultados experimentales, se procede a compararlos con las correspondientes predicciones numéricas. Al igual que en el caso de la aleación Al 2624 T39, el objetivo será tanto confirmar la mejora que supone la implementación de un modelo alternativo al isotrópico puro, como evaluar la calidad del ajuste que proporciona el nuevo modelo implementado. Consecuentemente, se ha obtenido una comparación numérico-experimental mediante dos modelos diferentes que se describen a continuación:

- i) El primero de ellos es el modelo anisotrópico presentado en la sección 3.5, en el que se distinguen leyes diferentes de tensión-deformación según las direcciones normal, longitudinal y transversal, con el fin de modelar adecuadamente el comportamiento elasto-plástico del material tanto durante la fase de carga plástica (dirección normal, ND), como en la descarga plástica, existiendo en este caso una compresión biaxial en las direcciones de laminado y transversales (RD y TD respectivamente).
- ii) El segundo es un modelo isotrópico saturado, en el que se ha considerado como curva de tensión-deformación la correspondiente a la dirección normal, ND, que se corresponde con la dirección en la que se aplica la carga. La comparación teórico experimental que se muestra a continuación confirma la necesidad de la implementación del modelo anisotrópico para una correcta predicción de las tensiones residuales de compresión.

Con el fin de identificar explícitamente el impacto de la anisotropía del material en los resultados, es preciso resaltar que el modelo isotrópico implementado es saturado, a diferencia de los modelos isotrópicos convencionales utilizados en procesos LSP. Esto permite que las diferencias en las predicciones se deban únicamente al efecto aislado de la incorporación de la anisotropía en el material.

En las figuras 4.19 a 4.26 se muestra la comparación teórico experimental para cada uno de los casos estudiados. A la izquierda se representa la comparación numérico-experimental correspondiente al modelo isotrópico, mientras que a la derecha se muestran las correspondientes al modelo anisotrópico. Se observa una clara mejora en las predicciones, sobre todo en lo que se refiere a los resultados presentados en las cercanías a la superficie irradiada, donde el modelo isotrópico predice estados altamente compresivos que no se corresponden con los resultados experimentales.

Se hace preciso, en cualquier caso, estudiar con mayor profundidad la dispersión numérica en las predicciones por parte del modelo anisotrópico en la superficie, siendo el estudio de la evaporación de esta tras la aplicación de pulsos sucesivos, en la que se elimina material previamente deformado, una de las líneas propuestas para futuros desarrollos. En cualquier caso, se puede asegurar a la vista de los resultados presentados, que el modelo anisotrópico reproduce de una manera más fidedigna la tendencia experimental.

Figura 4.19: Comparación teórico experimental para el caso $EOD=225 \text{ pp/cm}^2$, $PD=TD$, $\phi = 1.5 \text{ mm}$. Predicciones numéricas del modelo isotrópico (izquierda) y anisotrópico (derecha).

Figura 4.20: Comparación teórico experimental para el caso $EOD=225 \text{ pp/cm}^2$, $PD=RD$, $\phi = 1.5 \text{ mm}$. Predicciones numéricas del modelo isotrópico (izquierda) y anisotrópico (derecha).

Figura 4.21: Comparación teórico experimental para el caso $EOD=400 \text{ pp/cm}^2$, $PD=TD$, $\phi = 1.5 \text{ mm}$. Predicciones numéricas del modelo isotrópico (izquierda) y anisotrópico (derecha).

Figura 4.22: Comparación teórico experimental para el caso $EOD = 400 \text{ pp/cm}^2$, $PD=RD$, $\phi = 1.5 \text{ mm}$. Predicciones numéricas del modelo isotrópico (izquierda) y anisotrópico (derecha).

Figura 4.23: Comparación teórico experimental para el caso $EOD=225 \text{ pp/cm}^2$, $PD=TD$, $\phi = 2.5 \text{ mm}$. Predicciones numéricas del modelo isotrópico (izquierda) y anisotrópico (derecha).

Figura 4.24: Comparación teórico experimental para el caso $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$, $PD = RD$, $\phi = 2.5 \text{ mm}$. Predicciones numéricas del modelo isotrópico (izquierda) y anisotrópico (derecha).

Figura 4.25: Comparación teórico experimental para el caso $EOD = 400 \text{ pp/cm}^2$, $PD = TD$, $\phi = 2.5 \text{ mm}$. Predicciones numéricas del modelo isotrópico (izquierda) y anisotrópico (derecha).

Figura 4.26: Comparación teórico experimental para el caso $EOD = 400 \text{ pp/cm}^2$, $PD = RD$, $\phi = 2.5 \text{ mm}$. Predicciones numéricas del modelo isotrópico (izquierda) y anisotrópico (derecha).

A la vista de los resultados de los tratamientos presentados anteriormente, parece indicada para tratamientos posteriores sobre probetas de fatiga la configuración $EOD = 225 \text{ pp/cm}^2$, $PD=RD$, ya que se alcanza la saturación en las tensiones residuales alcanzadas minimizando la rugosidad superficial. Es preciso recordar que la rugosidad superficial generada por el tratamiento supone, en principio, facilidad para la formación de grietas en la superficie. Por el contrario, las tensiones residuales introducidas en el material frenan la propagación de esta. Es necesario alcanzar un compromiso entre ambos efectos, uno beneficioso y el otro perjudicial, para encontrar un tratamiento óptimo para cada material.

Debe destacarse también que tanto la extensión de material tratado, junto con la estrategia implementada, la geometría y espesor de la pieza, así como el material tratado en cuestión, son factores a tener en cuenta ya que la pieza puede experimentar flexiones al ser tratada por una cara (muy habitual en chapas relativamente delgadas), no quedando completamente enderezada tras el tratamiento por la cara opuesta. Esto puede suponer la imposibilidad de ensayarse posteriormente a fatiga. Además, la propia flexión de la pieza implica un aumento de las tensiones residuales compresivas en una de las caras a costa de reducir los correspondientes a la cara opuesta, quedando debilitada esta última, reduciéndose en consecuencia la vida a fatiga. En consecuencia, lo presentado en esta sección es de gran utilidad de cara a evaluar la calidad de los modelos implementados, representando un paso intermedio entre las consideraciones puramente teóricas y, los casos más complejos, como por ejemplo placas delgadas con entalla cilíndrica para ensayos a fatiga. Se estudiarán en la siguiente sección.

4.4. Predicciones numéricas obtenidas en tratamientos extensos a doble cara en probetas con entalla y geometrías cilíndricas. Comparación con los resultados experimentales.

Una vez evaluada la calidad de ajuste de los modelos propuestos en los casos más sencillos, se procede a estudiar casos más complejos. En concreto, especímenes delgados con entalla habitualmente utilizados en ensayos a fatiga. Se pondrá de manifiesto el impacto que tiene el tratamiento LSP sobre geometrías diferentes al caso puramente plano, como por ejemplo geometrías cilíndricas tratadas según diferentes estrategias. Además, se considerarán casos en los que la pieza es lo suficientemente delgada como para experimentar flexiones importantes, las cuales desembocan en estados tensionales adicionales con relación al caso de piezas gruesas.

En piezas delgadas tratadas a doble cara, se comprobará de una manera clara que un estado tensional previo al tratamiento modifica considerablemente la propagación de la onda a través del material, quedando afectadas las tensiones residuales finales: El tratamiento por una cara deforma la pieza a flexión, generando un estado tensional de compresión en la otra cara sin ésta haber experimentado ninguna deformación plástica.

Si se realiza un tratamiento por la segunda cara, la cual, se encuentra pre comprimida debido al tratamiento previo, la propagación de la onda se ve alterada y la eficacia del tratamiento se reduce. Todo esto resulta en una distribución de tensiones residuales asimétrica que en general no es deseable, pues supone una mejora en una de las caras y un deterioro en la opuesta. Dicho deterioro propiciará el comienzo de la grieta.

En caso de impedir la flexión del material tras el tratamiento por la primera de las caras (mediante unas sujeciones diseñadas para tal fin), se limita la tensión de compresión en la opuesta, de manera que los resultados tras el tratamiento de esta presentan una mayor simetría. Si bien esta estrategia de anclaje puede aumentar la simetría en los resultados, permanece inevitablemente una asimetría asociada al estado tensional que se genera tras el tratamiento por la primera cara.

El máximo nivel de simetría podría obtenerse mediante el tratamiento simultáneo de ambas caras, siendo este un tema de estudio muy presente actualmente en la comunidad científica. Además de suponer una mejora en la simetría de las tensiones residuales obtenidas, las dos ondas de choque generadas simultáneamente en caras opuestas interactúan al colisionar en el plano medio de la pieza, sumándose la intensidad de ambas. A partir de este punto, se inician dos nuevos frentes de onda simétricos desde el plano medio de la pieza, hasta las caras de la misma. Todo esto genera deformaciones plásticas en el plano medio de la pieza, a pesar de que las ondas de presión lleguen al mismo siendo elásticas (de amplitud σ_H) en su propagación inicial desde las caras hasta en centro.

Desafortunadamente, su implementación requiere un sistema de espejos que divida el haz y lo enfoque de manera simétrica y simultánea por ambas caras. No se dispone de mecanismos que permitan hacerlo en el Centro Laser UPM, con lo que se descarta la implementación de estrategias basadas en este principio.

Otro aspecto muy importante a tener en cuenta en piezas delgadas, en relación a la simulación numérica de tratamientos de LSP, es la metodología seguida para alcanzar el equilibrio de las mismas tras el tratamiento, ya que el hecho de que sean delgadas implica la presencia de desplazamientos en los extremos de la misma muy superiores a los que se dan en piezas gruesas, lo que implica que durante el equilibrado, aparecerán oscilaciones de gran amplitud que deben tenerse muy presentes en el equilibrado de tensiones.

Existen dos metodologías posibles para alcanzar dicho equilibrio, también aplicables al equilibrado de piezas gruesas, siendo especialmente crítico en el caso de especímenes delgados: utilizando el algoritmo explícito o el implícito. Se comprobó que ambas metodologías para alcanzar el equilibrio ofrecen resultados equivalentes:

1. Utilizando el algoritmo explícito: Al simular la retirada de los anclajes en una pieza muy deformada se presentan oscilaciones elásticas en torno a la posición de equilibrio. Con el fin de disipar la energía cinética de una manera computacionalmente eficiente se realiza el siguiente proceso de cálculo:
 - 1.a. Se retiran los anclajes y se extrae, del histórico de deformación elástica, la frecuencia natural de las oscilaciones libres de la pieza.
 - 1.b. Se realiza una nueva simulación en la que se amortiguan críticamente dichas frecuencias naturales de vibración. La metodología se detalla en el anexo 1.
2. Utilizando el algoritmo implícito: Se utiliza el modelo de comportamiento estático o cuasi estático, en el que la retirada suave de los anclajes para alcanzar la posición de equilibrio queda simulada mediante el código de la siguiente manera:
 - 2.a. El código impone unas tensiones en cada nodo iguales, pero de sentido contrario, imponiéndose inicialmente una situación de equilibrio.
 - 2.b. Las tensiones artificiales impuestas que equilibran el sistema se van reduciendo de manera lineal a lo largo del tiempo de cálculo especificado por el usuario, encontrándose un equilibrio interno en cada iteración temporal.

Es preciso destacar que habitualmente aparecen frecuencias naturales de vibración adicionales más altas que las motivadas por la retirada brusca de los anclajes. Sin embargo, dichas frecuencias quedan amortiguadas mediante un factor que ejecuta el programa por defecto en un tiempo de cálculo inferior al necesario para amortiguar las frecuencias más bajas. De esta manera puede garantizarse que el cuello de botella en el cálculo del equilibrio lo determinan las bajas frecuencias de vibración motivadas por la retirada de los anclajes, que son las que se amortiguarán escogiendo un factor (damping) adecuado. Una descripción detallada de las ecuaciones implicadas en el amortiguamiento, así como la implementación de estas en Abaqus se encuentra en el anexo A.

4.4.1. Descripción de las características de las piezas a tratar y las diferentes secuencias de tratamiento programadas.

En este apartado se presentarán tanto las características geométricas y físicas del material a tratar como las características de los tratamientos realizados, incluyendo los anclajes de la pieza durante los mismos. Se dispone de dos tipos de especímenes, uno de ellos de Al 2024 T351 y otro de Al 5028, cuyos planos se representan en la figura 4.27. Se realizaron diferentes secuencias de tratamiento en cada una de las probetas, que se detallarán en los siguientes apartados. Las diferentes secuencias simuladas y ensayadas experimentalmente se realizaron secuencialmente con el fin de buscar el óptimo de tensiones residuales en el centro de la entalla, utilizando el modelo combinado desarrollado en el apartado 3. Se espera en desarrollos futuros estudiar en profundidad la mejora de la vida a fatiga para cada una de las secuencias.

Inicialmente, se evaluó el efecto de tratar un área rectangular de gran extensión en comparación con la dimensión de la entalla (Figura 4.27). Esto se realizó sobre las probetas de Al 2024 T351, donde se confirmó que los tratamientos extensos generan flexiones muy notables en las probetas, lo que potencia estados de tracción en una de las caras, aspecto muy desfavorable de cara a mejorar la vida a fatiga.

A partir de este punto, se realizaron secuencias de dimensiones reducidas en el entorno de la entalla, con el fin de tratarla localmente, evitando las grandes flexiones que generan los tratamientos extensos. En concreto, barridos con forma de corona circular con radio decreciente, que se describirán detalladamente en el siguiente apartado. Se obtuvieron resultados más favorables para este tipo de tratamiento.

Figura 4.27: Plano de las probetas de Al 2024 T351 tratada (izquierda) y de la probeta de Al 5028 (derecha).

4.4.2. Secuencias extensas realizadas sobre las probetas de Al 2024 T351.

Este tratamiento se realizó a doble cara, de manera secuencial, empezando por una de ellas. En las figuras 4.28 y 4.29 se muestra una fotografía realizada durante el tratamiento, junto con la definición precisa del tratamiento realizado. Se aprecia además la forma de anclar la probeta (en uno de los extremos).

Las simulaciones permiten obtener resultados intermedios entre las diferentes fases consecutivas que tienen lugar, lo cual aporta información muy relevante sobre el

comportamiento de la probeta ante las distintas solicitaciones mecánicas a las que se ve expuesta. Por lo tanto, en lo que sigue se analizarán al detalle dichas simulaciones, que proporcionarán información de gran utilidad de cara a la concepción de futuras estrategias de tratamiento.

Figura 4.28: (Izquierda) Fotografía de la probeta durante el tratamiento. (Derecha) Descripción de las primera y segunda secuencia del tratamiento.

Figura 4.29: (Izquierda) Fotografía de la probeta durante el tratamiento. (Derecha) Descripción de la tercera y cuarta secuencia del tratamiento.

En la figura 4.30 se muestra una comparación teórico experimental entre las deformaciones reales alcanzadas tras el tratamiento por la primera cara y las predichas por el modelo FEM. Se presenta una flecha de aproximadamente 7 mm con una muy buena coherencia teórico-experimental. Esta notable flexión de la pieza, tal y como se ha presentado anteriormente, resulta muy perjudicial por dos motivos:

1. El primero es la asimetría en los estados tensionales generados. En la misma magnitud en la que se potencia la compresión en la cara no tratada, quedará desprotegida la cara opuesta. Además, si no llega a compensarse razonablemente la flexión tras el tratamiento por la otra cara, la probeta quedará inutilizada para un posterior ensayo a fatiga.
2. El segundo motivo es la alteración de la propagación de la onda a través del material en la siguiente secuencia si este se encuentra pre comprimido, generando un efecto asimétrico adicional. Todo esto hace que, aunque se someta a la otra cara al mismo tratamiento, la flexión no quede suficientemente compensada

Figura 4.30: Comparación teórico-experimental de la flecha obtenida tras el tratamiento por una de las caras.

En la figura 4.31 se muestran las tensiones residuales predichas tras el tratamiento por la primera cara (izquierda) y los resultados tras el tratamiento por la cara opuesta. El efecto de la flexión es tan marcado que las correspondientes a la cara no tratada son superiores a la tratada, efecto que quedará compensado tras la segunda secuencia. Aunque en esta etapa intermedia no se disponga de resultados experimentales en relación con las tensiones residuales, ya se intuye gracias a la asimetría de los estados tensionales predicha por el modelo FEM que los tratamientos muy extensos sobre piezas muy delgadas pueden generar problemas, especialmente si la zona tratada se encuentra alejada del amarre único.

Figura 4.31: (Izquierda) Mapa de tensiones residuales tras el tratamiento por la cara A.
(Derecha) Mapa de tensiones residuales tras el tratamiento por ambas caras.

En las figuras 4.32 y 4.33 se muestran los resultados a lo largo de dos direcciones que se han tomado como representativas: La primera es en el centro de la cara tratada, evaluando las tensiones residuales a diferentes profundidades partiendo de la cara A. La segunda es en las proximidades de la entalla. En ambos casos, para cada profundidad se ha calculado el promedio de las tensiones residuales en un área de $1 \times 1 \text{ mm}^2$. Tal y como puede apreciarse, se obtienen estados tensionales de tracción en la entalla, que es precisamente la zona más susceptible de rotura en ensayos de fatiga, con lo que se considera como mejor opción implementar tratamientos alternativos que no generen flexiones tan marcadas. Su estudio numérico-experimental se tratará en la siguiente sección.

Figura 4.32: Tensiones residuales en el centro según las direcciones "x" (avance del tratamiento) y dirección "y" (dirección transversal) tras el tratamiento por la primera cara (izquierda) y la segunda cara (derecha).

Figura 4.33: Tensiones residuales en la entalla según las direcciones "x" (avance del tratamiento) y dirección "y" (dirección transversal) tras el tratamiento por la primera cara (izquierda) y la segunda cara (derecha).

4.4.3. Secuencias extensas realizadas sobre las probetas de Al 5028.

Tras los resultados obtenidos en tratamientos extensos sobre Al 2024 T351, donde se observaron grandes flexiones, se procedió a simular secuencias de área más reducida, con el fin de evitar las asimetrías generadas por la flexión de la pieza. Se simularon secuencias con forma de sector circular, realizándose los impactos desde el interior de la pieza hasta la entalla.

Se utilizó un modelo de endurecimiento combinado, cuyos parámetros se recogen en la tabla 4.2. Es preciso destacar que no se disponen actualmente de datos de comportamiento cíclico del Al 5028, al tratarse de una aleación relativamente nueva en la industria aeroespacial. Sin embargo, su composición y su curva de tensión-deformación sugiere que se trata de una aleación con unas características similares al Al 2024 T351, ligeramente más blanda. Se comprobó que dicha curva es muy similar a la del Al 2024 T351 ponderada con un factor de 0.9, con lo que se establecieron así las correspondientes constantes de calibración. Se espera, en cualquier caso, contar con datos experimentales del comportamiento cíclico del Al 5028 en desarrollos futuros con el fin de alcanzar mayores niveles de precisión en los resultados. En la tabla 4.2 se recogen las constantes de calibración.

Tabla 4.2: Parámetros del modelo combinado utilizados en Al 5028

PARAMETER	Al 5028
σ_0 [MPa]	324
Q [MPa]	60
b [-]	15
C_1 [MPa]	1660
γ_1 [-]	17

Teniendo en cuenta que el objetivo es identificar el efecto de modificar tanto la secuencia de tratamiento como la disposición de las sujeciones, se ha mantenido constante en todos los tratamientos tanto el diámetro del spot, en 1.5 mm, como la densidad de tratamiento, en 400 pp/cm².

4.4.3.1. Secuencias extensas simuladas sobre las probetas de Al 5028.

Se han simulado varias secuencias en las que se ha modificado la forma de fijar la pieza durante el tratamiento. El diámetro del spot está fijado en 1.5 mm y la distancia entre pulsos sucesivos es de 0.5 mm, dando lugar a una densidad de tratamiento de 400 pp/cm². En las figuras 4.37 y 4.38 se muestra un esquema general de las secuencias circulares programadas.

Figura 4.37: representación esquemática de las secuencias 1 y 2 del tratamiento, sin especificar anclajes.

Figura 4.38: representación esquemática de las secuencias 3 y 4 del tratamiento, sin especificar anclajes.

A continuación, se detallan los 6 tratamientos simulados:

1. Tratamiento con doble empotramiento, a doble cara en la entalla, mediante secuencias circulares (1 a 4), desde un radio de 9 mm hasta 5 mm (coincidente con el borde de la pieza): La doble sujeción se mantiene activa durante el tratamiento, retirándose al final.

2. Tratamiento con doble empotramiento, a doble cara en la entalla, mediante secuencias circulares (1 a 4), desde un radio de 10.5 mm hasta 6.5 mm: La doble sujeción se mantiene activa durante el tratamiento, retirándose al final.
3. Tratamiento con empotramiento simple, a doble cara, en la entalla mediante secuencias circulares (1 a 4), desde un radio de 9 mm hasta 5 mm, con posterior retirada de las sujeciones.
4. Tratamiento con empotramiento de toda la zona central salvo zona tratada, a doble cara, en la entalla mediante secuencias circulares (1 a 4), desde un radio de 10.5 mm hasta 6.5 mm, con posterior retirada de las sujeciones.

A continuación, se muestran las tensiones residuales tras el equilibrado final de tensiones. La escala establece un máximo de 200 MPa a tracción (color rojo), y un mínimo de -400 MPa a compresión (color azul). Los colores verde claro y amarillo marcan la frontera entre tracción y compresión. El color verde oscuro, el cual como puede verse, es dominante en los resultados, representa una compresión alrededor de -50 a -100 MPa. Se incluyen en la figura 4.39 los puntos A, B, C y D con el fin de identificar con facilidad el orden de los tratamientos.

Figura 4.39: Tensiones residuales en la cara que contiene a los puntos A y C

En la figura 4.40 se muestran los resultados de las tensiones residuales correspondientes a la cara que contiene los puntos B y D, para los seis tratamientos simulados.

Figura 4.40: Tensiones residuales en la cara que contiene a los puntos B y D.

En la figura 4.41 se muestran los resultados de las tensiones residuales correspondientes a la sección transversal de la pieza. En principio, sería esperable que la grieta se iniciase en la entalla y posteriormente se propagase dentro de dicha sección.

Figura 4.41: Tensiones residuales en la cara que contiene a los puntos B y D.

En la figura 4.42 se muestran los resultados de las tensiones residuales correspondientes a las dos entallas de la pieza.

Figura 4.42: Tensiones residuales en las entallas tras el tratamiento simulado.

Parece que el tratamiento del borde lateral supone una mejora en los resultados, pues se corrigen los estados tensionales de tracción en la entalla. Las mejores opciones posibles parecen ser aquellas en las que se trata, tanto las caras como los bordes laterales. Se implementará, por lo tanto, esta secuencia en los ensayos experimentales

Como norma general, cualquier asimetría supone una mejora en una de las caras (incremento de los estados de compresión), a costa de generar estados tensionales en la cara opuesta, que facilitarán el inicio y la propagación de la grieta en ensayos posteriores de fatiga. El doble anclaje supone una ligera mejora en la simetría de los resultados. Sin embargo, al tratarse de una mejora sutil y no demasiado clara, se descartó su implementación en los tratamientos experimentales, ya que la instalación es mucho más compleja que la correspondiente al amarre simple.

4.4.3.2. Secuencias extensas realizadas experimentalmente sobre las probetas de Al 5028.

Los resultados de las simulaciones mostrados anteriormente ponen de manifiesto que no hay una gran diferencia entre utilizar un doble amarre y uno simple en los casos presentados, es decir, aquellos en los que la extensión del tratamiento es reducida. Por lo tanto, se descartó su incorporación a los ensayos experimentales, pues resulta notablemente más complicado el diseño del experimento y no se espera, al menos, desde el punto de vista teórico, una gran mejora.

Partiendo de la base que proporcionan las simulaciones, se realizaron tratamientos con único anclaje en uno de los extremos, mediante barridos circulares desde 9 mm a 5 mm en la entalla (Tratamiento 5).

Mediante el método del contorno [Prime01] (ver anexo D), la universidad de Coventry obtuvo los resultados de tensiones residuales sobre las probetas, proporcionando un mapa completo de las mismas en la sección central de la pieza. En líneas generales, el procedimiento consiste en cortar una sección de la pieza, medir las deformaciones que experimenta cada una de las secciones, motivada por la relajación de tensiones tras el corte y finalmente introducir dichas deformaciones como dato de entrada en un modelo FEM, obteniéndose mapa de tensiones residuales en la sección estudiada. Aunque se describe el método del contorno con más detalle en el anexo D, se presentarán en esta sección algunos aspectos característicos de gran relevancia de cara a interpretar tanto los resultados obtenidos, como la comparación numérico-experimental.

En las figuras 4.43 y 4.44, se muestra una comparación entre los mapas obtenidos experimentalmente mediante el método del contorno y las correspondientes simulaciones mediante los modelos isotrópico y combinado respectivamente. Se observa una buena coherencia en general en el interior de la sección estudiada, aunque falta afinar en lo que se refiere a las cercanías de la entalla. En líneas generales, aunque ambos modelos capturan de manera satisfactoria la tendencia de las curvas de tensiones, el modelo combinado reproduce de una manera más fiel los resultados en las cercanías de la entalla, tal y como era de esperar.

Está documentado en la bibliografía que el método del contorno, siendo aplicable a piezas de pequeño espesor como la presentada en esta sección [DeWald06, Murugan09, Richter-Trummer11], proporciona mejores resultados en piezas relativamente grandes. Esto se debe a que las fuentes de incertidumbre naturalmente presentes en la metodología experimental se ven potenciadas a medida que las dimensiones de la pieza son más reducidas.

Figura 4.43: Comparación entre los resultados obtenidos mediante el método del contorno y las predicciones numéricas para la probeta 1 mediante el modelo isotrópico.

Figura 4.44: Comparación entre los resultados obtenidos mediante el método del contorno y las predicciones numéricas para la probeta 1 mediante el modelo combinado.

En lo que se refiere a los resultados en la entalla y en las cercanías de la superficie, estos se ven muy afectados por el efecto conocido como "bulge error". La geometría de un corte idealmente plano, practicado sobre la pieza, se ve alterada debido a la relajación local de tensiones que tiene lugar durante el proceso de corte. Esto supone una notable fuente de incertidumbre en las cercanías de la superficie y las aristas. En algunos casos documentados, realizados con suma cautela [Evans07, Johnson08, Stuart11], se ha logrado un buen ajuste en las entallas en comparación con resultados obtenidos por difracción de rayos X. En general, se considera que debe esperarse cierta pérdida de precisión desde la frontera de la pieza hasta una profundidad de 0.5 mm, lo cual es coherente con la comparación numérico-experimental presentada.

Existe un estudio sobre el "bulge error" documentado en la bibliografía [Prime11], en el que se compara el estado tensional conocido de una pieza deformada plásticamente a flexión, con el obtenido por medio del método del contorno. Se observa que los resultados proporcionados por el método del contorno tienden a suavizar las tendencias de las curvas de tensiones residuales, subestimando los picos presentes tanto en la superficie exterior como en el interior de la pieza. La consideración explícita del "bulge error" en la experimentación corrige parcialmente el efecto, pero aun así las curvas presentan tendencias suavizadas en relación con las reales.

En cuanto al tratamiento LSP realizado sobre la pieza, el estudio sobre los bordes de esta (en este caso la entalla), es de gran complejidad ya que existe una dispersión del chorro de agua que actúa como medio confinante, de manera que no se puede garantizar un confinamiento ideal del plasma, lo que podría reducir notablemente la presión aplicada sobre la superficie en las proximidades de las aristas. Esta hipótesis de reducción notable tanto de la presión máxima como del mantenimiento en el tiempo de esta es razonable, ya que, en caso contrario, los bordes de la pieza no podrían garantizar el empotramiento local necesario para proteger la pieza ante el fallo. De hecho, si se simula un pulso de presión sobre el borde de la pieza de igual magnitud al que se aplica en zonas interiores, las deformaciones calculadas resultan desproporcionadas con relación a las que se observan experimentalmente, hecho suficiente para descartar la hipótesis de confinamiento ideal en las entallas.

En las simulaciones presentadas, se asumió un factor de proporcionalidad lineal aplicado sobre la presión, garantizándose una presión nula en el borde de la pieza (confinamiento nulo) y, los valores convencionales calculados a una distancia del borde igual al radio del spot, $\phi/2$, posición a partir de la cual se considera la condición de confinamiento ideal. En cualquier caso, se espera para futuros desarrollos afinar en las hipótesis relacionadas con la aplicación de pulsos en la frontera de los materiales tratados.

Si bien los mapas representados en las figuras 4.43 y 4.44 proporcionan una idea general de las tensiones residuales de la pieza, resulta de interés obtener las curvas a lo largo de diferentes caminos rectos, con el fin de tener resultados numéricos precisos y poder compararlos, siempre teniendo en cuenta las fuentes de incertidumbre experimentales naturalmente presentes en la frontera de la pieza. Se tomó como origen de coordenadas la esquina inferior derecha de las figuras 4.43 y 4.44.

Se representan las tensiones residuales en la dirección perpendicular a la rección según diferentes tramos rectos de interés. Se obtuvieron resultados en las cercanías a la misma, para $Y = 0.3$ y 1.5 mm (Figura 4.45). Se observa una buena coherencia en general, ligeramente superior en las predicciones que ofrece el modelo combinado, además del suavizado característico experimental [Prime11] en la cercanía a la superficie.

Figura 4.45: Comparación teórico-experimental para el primer tratamiento.

Capítulo 5

Conclusiones y líneas de futuro desarrollo.

5.1. Conclusiones.

En el desarrollo de la tesis, se han implementado dos modelos de endurecimiento de material los cuales, complementando a los convencionalmente utilizados, permiten caracterizar dos realidades físicas inherentes a los materiales sujetos a tratamientos mediante LSP presentándose un claro avance en lo que se refiere a la caracterización predictiva de los métodos numéricos empleados:

i) El comportamiento cíclico que experimentan los materiales sometidos a LSP, utilizando el modelo combinado (isotrópico + cinemático), caracterizando adecuadamente el efecto Bauschinger. significativa relevancia en tratamientos de alta densidad en aleaciones de aluminio ha quedado demostrada. En el caso de tratamientos de baja densidad, tanto los modelos convencionales previos, como el modelo combinado, ofrecen resultados muy similares, alcanzándose buena coherencia numérico-experimental por parte de ambos.

ii) La respuesta de materiales altamente anisotrópicos sometidos a LSP. Se ha conseguido implementar satisfactoriamente la caracterización de la anisotropía en las curvas de tensión-deformación mediante el criterio de plasticidad de Hill, junto con leyes exponenciales saturadas de tipo Voce. Se ha particularizado el estudio a la aleación de magnesio Mg AZ31B, la cual presenta una marcada anisotropía entre la dirección de aplicación de la carga, ND, y las direcciones contenidas en el plano, RD y TD. La aleación es muy apropiada para el estudio, dado que presenta un límite elástico relativamente bajo. Esto supone que los tratamientos de baja intensidad implementados son los más adecuados, con lo que la caracterización del comportamiento cíclico puede desprejarse y el estudio puede centrarse exclusivamente en el impacto de la anisotropía en los resultados.

El desarrollo de la tesis ha seguido un orden creciente de complejidad, lo que permite garantizar la consistencia entre las realidades físicas, explicadas al detalle, junto con los modelos finalmente propuestos. Se ha comenzado con estudios teóricos sobre propagación de ondas y el efecto que tienen sobre los materiales en su propagación, justificándose el comportamiento cíclico de los materiales sujetos a LSP. Posteriormente, se ha evaluado teóricamente la capacidad predictiva de los modelos isotrópicos, cinemáticos y combinados en lo que se refiere a la caracterización de dicho comportamiento cíclico. Una vez justificados, se han calibrado los modelos elegidos a partir de las curvas de tensión-deformación de las aleaciones, validando la mejora en su capacidad predictiva en tratamientos sencillos, completamente solapados, que han podido caracterizarse experimentalmente mediante el método del agujero ciego en las instalaciones del Centro Láser UPM.

Finalmente, se han realizado secuencias más complejas, sobre piezas con entallas en la línea de aumentar su vida a fatiga. A continuación, se resumen las conclusiones principales:

i) La caracterización del comportamiento cíclico de los materiales es esencial para modelar su respuesta ante tratamientos de LSP. Los modelos isotrópicos puros, convencionalmente utilizados, no permiten caracterizarlo, con lo que se hace necesaria la consideración explícita de la plasticidad cíclica introduciendo una fracción de endurecimiento cinemático que modele el desplazamiento de la frontera elasto-plástica durante la deformación del material, junto con otra ley isotrópica que caracterice la expansión, resultando en un modelo combinado (isotrópico + cinemático).

ii) El efecto de la plasticidad cíclica se vuelve más evidente a medida que los tratamientos son más intensos. Esencialmente, el modelo combinado predice una saturación en las tensiones residuales de compresión alcanzadas, hecho que se observa experimentalmente. En el caso de los modelos isotrópicos convencionalmente utilizados (i.e. Johnson-Cook) no se alcanza una saturación en la expansión de frontera elasto-plástica, lo que se traduce en predicciones finales sobre estimadas.

iii) En los casos en los que las densidades de tratamiento son relativamente bajas, el efecto de la plasticidad cíclica es más reducido, con lo que los resultados proporcionados por un modelo isotrópico convencional y el combinado implementado tienden a ser muy similares, presentando además una buena coherencia teórico-experimental. Puede considerarse en estas circunstancias, el uso de un modelo isotrópico convencional para las predicciones numéricas.

iv) La consideración explícita de la anisotropía en las curvas de tensión-deformación, ha demostrado también ser un factor de significativa importancia, obteniéndose predicciones más precisas que las que proporcionan los modelos convencionales. Se ha estudiado la aleación de magnesio Mg AZ31B, altamente anisotrópica y de bajo límite elástico, con lo que se han realizado irradiaciones de baja intensidad, reduciéndose el impacto de la plasticidad cíclica y potenciándose en mayor medida el efecto de la anisotropía.

v) En la aleación Mg AZ31B, parece alcanzarse una saturación en los estados tensionales obtenidos tras irradiaciones de 400 pp/cm². Sería esperable entonces que tratamientos más intensos no solo no mejorasen el estado tensional compresivo, sino que además generasen un incremento en la rugosidad perjudicial para la vida a fatiga de los especímenes tratados.

vi) En la aleación de magnesio Mg AZ31B, parece que la dirección en la que se obtienen los máximos compresivos viene marcada por la dirección de avance del spot, PD (Peening direction), efecto que también se observa en tratamientos sobre aleaciones isotrópicas. La orientación relativa entre la dirección de laminación, RD (Rolling direction), y la dirección de avance del spot, PD, parece tener un menor impacto en los resultados. Esto puede deberse a que, en el caso estudiado, las curvas de tensión-deformación, en cualquier dirección contenida en el plano de la pieza tratada, resultan muy

similares entre sí, siendo a su vez muy distintas a la curva en la dirección normal, ND, que es la que se corresponde con la dirección de aplicación de la carga.

vii) Los tratamientos extensos realizados sobre piezas delgadas, muestran que pueden aparecer grandes flexiones en la pieza, generando asimetrías en los estados tensionales que resultan desfavorables de cara a ensayos de fatiga. De hecho, la flexión tras el tratamiento por una cara puede generar estados tensionales compresivos de mayor magnitud en la cara opuesta, la cual no ha experimentado deformaciones plásticas. Como norma general, las asimetrías generadas por los tratamientos demasiado extensos parecen ser desfavorables, dando paso al estudio de tratamientos solapados localizados de menor extensión, como los tratamientos circulares en las entallas, realizados sobre las probetas de la aleación de aluminio Al 5028.

viii) En tratamientos circulares localizados en la entalla, se han logrado relativamente buenos resultados y un buen ajuste teórico-experimental en el núcleo de la pieza. El estudio de los bordes resulta conflictivo, tanto desde el punto de vista teórico como experimental.

ix) Desde un punto de vista teórico, el material no experimentará fallo por deformación plástica a pesar de las grandes amplitudes de las ondas de choque implicadas. De hecho, las altas presiones aplicadas tienen como aspecto característico la existencia de una componente hidrostática muy elevada, que protege al material ante la distorsión excesiva, que es precisamente la que puede causar rotura en el material.

5.2. Líneas de futuro desarrollo.

Aunque se ha progresado satisfactoriamente tanto en la caracterización predictiva de las tensiones residuales obtenidas tras el tratamiento LSP, como en considerar explícitamente la evolución de la frontera elasto-plástica (desplazamiento y expansión) durante la deformación del material, existen algunos puntos en los que se debe seguir trabajando:

i) El estudio del efecto del tratamiento LSP sobre los bordes de las piezas, tanto la caracterización experimental como numérica. La presencia del borde supone que el medio confinante (agua) no garantice el confinamiento ideal del plasma, lo que se traducirá en una distribución espacio-temporal desconocida y, en principio, suavizada. Desde el punto de vista numérico, se ha considerado a falta de más datos, una ponderación lineal desde el borde de la superficie (presión nula), hasta una distancia igual al del spot inmersa en el seno de la pieza tratada (presión igual a calculada en condiciones de expansión ideales). Se ha comprobado numéricamente que, si se aplican las presiones obtenidas mediante el cálculo ideal en el borde de la pieza, resultan deformaciones desproporcionadas en las aristas, que no se corresponde con lo que se observa experimentalmente. Si bien la interpolación lineal implementada supone unas predicciones razonables en cuanto a la deformación obtenida, debe estudiarse este fenómeno particular con mayor profundidad.

ii) La caracterización numérico-experimental de la vida a fatiga de las probetas tratadas, tema que no ha sido abordado en la presente tesis. El nuevo modelo implementado, además de proporcionar predicciones más fiables en relación con las tensiones residuales, esencialmente modela adecuadamente el estado final de la frontera elasto-plástica tras el tratamiento, al considerarse de manera conjunta. una expansión saturada de la misma, junto con una traslación en el espacio definido por las tres tensiones principales. Si bien las predicciones numéricas por parte de un modelo isotrópico puro y uno combinado podrían ser similares en algunos casos, el estado final de la frontera elasto-plástica podría variar notablemente. Se espera que este hecho influya significativamente en las predicciones en la vida a fatiga. Por lo tanto, se concluye que el alcance de las mejoras que proporcionan los modelos implementados se extienda más allá de una mejora en las predicciones de las tensiones residuales introducidas.

iii) La caracterización de la evaporación del material durante la irradiación. En la caracterización de la distribución espacio-temporal del pulso, se ha considerado que la formación de los perfiles en profundidad es causada únicamente por la deformación plástica. Parte del perfil resultante será el resultado de la evaporación del material. Además, la evaporación de material en la superficie en la que ya se han introducido tensiones, podría alterar localmente el estado tensional en las primeras micras de espesor.

iv) La implementación simultánea de un modelo combinado, junto con la consideración explícita de la anisotropía del material. Esto será importante para caracterizar aleaciones altamente anisotrópicas de alto límite elástico, sobre las que se aplicarán tratamientos intensos. El acoplamiento de ambos conceptos, si se dispone de los datos experimentales adecuados, no supondrá ninguna dificultad añadida, más allá de las naturalmente presentes en nuevos materiales de estudio.

Referencias:

[Abdelkarim00] Abdelkarim, M., Ohno, N., Kinematic hardening model suitable for ratcheting with steady-state. *International Journal of Plasticity*, 16 (2000), pp. 225–240. [https://doi.org/10.1016/S0749-6419\(99\)00052-2](https://doi.org/10.1016/S0749-6419(99)00052-2)

[AbdelKarim09] Abdel-Karim, M., Khan, A.: Cyclic multiaxial and shear finite deformation responses of OFHC Cu. Part II: an extension to the KHL model and simulations. *Int. J. Plast.* (2009)

[Adu-Gyamfi18] Adu-Gyamfi, S., Ren, X. D., Larson, E. A., Ren, Y., & Tong, Z.. The effects of laser shock peening scanning patterns on residual stress distribution and fatigue life of AA2024 aluminium alloy. *Optics & Laser Technology*, 108, (2018) pp. 177-185.

[Amarchinta10] Amarchinta H., Granhi R., Clauer A., Langer K, Stargel D., "Simulation of residual stress induced by a laser peening process through inverse optimization of material models", *Journal of Materials Processing Technology* 210 (2010) 1997–2006.

[Angulo19] Angulo, I., Cordovilla, F., García-Beltrán, A., Smyth, N. S., Langer, K., Fitzpatrick, M. E., Ocaña, J. L. The effect of material cyclic deformation properties on residual stress generation by laser shock processing. *International Journal of Mechanical Sciences*, 156, (2019) pp. 370-381.

[Angulo20] Angulo, I., Cordovilla, F., García-Beltrán, Á., Porro, J. A., Díaz, M., Ocaña, J. L. Integrated Numerical-Experimental Assessment of the Effect of the AZ31B Anisotropic Behaviour in Extended-Surface Treatments by Laser Shock Processing. *Metals*, 10(2), (2020) pp. 195.

[Armstrong66] Armstrong, P.J., Frederick, C.O., A mathematical representation of the multiaxial Bauschinger effect. Central Electricity Generating Board [and] Berkeley Nuclear Laboratories, Research & Development Department, 731 (1966).

[Bai10] Bai, Y., & Wierzbicki, T. Application of extended Mohr–Coulomb criterion to ductile fracture. *International Journal of Fracture*, 161(1), (2010). pp. 1.

[Bai15] Bai, Y., Wierzbicki, T. A comparative study of three groups of ductile fracture loci in the 3D space. *Engineering Fracture Mechanics*, 135, (2015). pp. 147-167.

[Ballard91] Ballard, P., Fournier, J., Fabbro, R., Frelat, J, Residual stresses induced by laser-shocks. *Le Journal de Physique IV*, 1 (1991), pp. C3-487 - C3-494. <https://doi.org/10.1051/jp4:1991369>.

[Bao04] Bao, Y., Wierzbicki, T.. On fracture locus in the equivalent strain and stress triaxiality space. *International Journal of Mechanical Sciences*, 46(1), (2004). pp. 81-98.

[Bao08] Bai, Y., Wierzbicki, T. A new model of metal plasticity and fracture with pressure and Lode dependence. *International journal of plasticity*, 24(6), (2008), pp. 1071-1096.

[Bari02] Bari, S., Hassan, T., An advancement in cyclic plasticity modeling for multiaxial ratcheting simulation. *International Journal of Plasticity*, 18 (2002), pp. 873– 894. [https://doi.org/10.1016/S0749-6419\(01\)00012-2](https://doi.org/10.1016/S0749-6419(01)00012-2)

[Barker74] Barker, L.M., Young, E.G., "Swap-9: An Improved Stress Wave Analyzing Program", Sandia Laboratories, Report SLA-74-0009, (1974).

[Berthe97] Berthe, L., Fabbro, R., Peyre, P., Tollier, L., Bartnicki, E. "Shock waves from a water-confined laser-generated plasma", *Journal of Applied Physics*, vol. 82, (1997), pp. 2826-2832.

[Berthe98a] Berthe, L., Fabbro, R., Peyre, P., Bartnicki, E., "Experimental study of the transmission of breakdown plasma generated during laser shock processing", *European Physical Journal, Applied Physics*, vol. 3, (1998) pp. 215-18.

[Berthe98b] Berthe, L., "Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser regime de confinement par eau", (1998) Tesis Doctoral.

[Berthe99] Berthe, L., Fabbro, R., Peyre, P., Bartnicki, E., "Wavelength dependent of laser shock-wave generation in the water-confinement regime", *Journal of Applied Physics*, vol. 85, (1998), pp. 7552-7555.

[Berthe00] Berthe, L., Sollier, A., Peyre, P., Fabbro, R., Bartnicki, E. The generation of laser shock waves in a water-confinement regime with 50 ns and 150 ns XeCl excimer laser pulses. *Journal of physics D: Applied physics*, 33(17), (2000), pp. 2142.

[Besseling58] Besseling, J.F., A theory of elastic, plastic, and creep deformations of an initially isotropic material. *ASME Journal of Applied Mechanics*, 25 (1958), pp. 529-536.

[Braisted99] Braisted, W., & Brockman, R. Finite element simulation of laser shock peening. *International Journal of Fatigue*, 21(7), (1999). pp. 719-724.

[Chaboche86] Chaboche, J.L., Time-independent constitutive theories for cyclic plasticity. *International Journal of Plasticity*, 2 (1986), pp. 149–188. [https://doi.org/10.1016/0749-6419\(86\)90010-0](https://doi.org/10.1016/0749-6419(86)90010-0)

[Chaboche91] Chaboche, J.L., On some modifications of kinematic hardening to improve the description of ratcheting effects. *International Journal of Plasticity*, 7 (1991), pp. 661–678. [https://doi.org/10.1016/0749-6419\(91\)90050-9](https://doi.org/10.1016/0749-6419(91)90050-9)

[Chen04] Chen, X., Jiao, R., Modified kinematic hardening rule for multiaxial ratcheting prediction. *International Journal of Plasticity*, 20 (2004), pp. 871–898. <https://doi.org/10.1016/j.ijplas.2003.05.005>

[Chen05] Chen, X., Jiao, R., Kim, K.S., On the Ohno–Wang kinematic hardening rules for multiaxial ratcheting modeling of medium carbon steel. *International Journal of Plasticity*, 21 (2005), pp. 161–184. <https://doi.org/10.1016/j.ijplas.2004.05.005>

[Clauer81] Clauer, A.H., Holbrook, J.H., Fairand, B.P., “Shock waves and high-strain-rate phenomena in metals”, (1981), pp. 675-702, Eds. Meyers, M.A. y Murr, L.E., Plenum Publishing Corporation, New York.

[Clauer96] Clauer, A. H. Laser shock peening for fatigue resistance. *Surface performance of titanium*, 217, (1996). pp. 230.

[Cockcroft68] Cockcroft, M. G., and D. J. Latham. Ductility and the workability of metals. *J Inst Metals* 96.1 (1968), pp. 33-39.

[Correa15] Correa, C., de Lara, L. R., Díaz, M., Porro, J. A., García-Beltrán, A., & Ocaña, J. L.. Influence of pulse sequence and edge material effect on fatigue life of Al2024-T351 specimens treated by laser shock processing. *International Journal of Fatigue*, 70, (2015), pp. 196-204.

[Cottet82] Cottet, F., Romain, J.P., "Formation and decay of laser-generated shock waves", *Physical Review A*, vol. 25, (1982), pp. 576-579.

[Cottet83] Cottet, F., Romain, J.P., "Simulation laser d'impacts de particules de très grande vitesse", *Journal de Physique Lettres*, vol. 44, (1983), pp. 235-240.

[Cottet84] Cottet, F., Fabbro, R., Romain, J.P., “Experiments and simulation on laser-driven shock wave evolution in aluminum targets”, *Proceedings of the American Physical Society Topical Conference*, North-Holland, Amsterdam, Holanda, (1984), pp. 327-330.

[Dafalias75] Dafalias, Y.F., Popov, E.P., A model of nonlinearly hardening materials for complex loading. *Acta Mechanica*, 21 (1975), pp. 173–192. <https://doi.org/10.1007/BF01181053>

[Dafalias76] Dafalias, Y.F., Popov, E.P., Plastic internal variables formalism of cyclic plasticity. *ASME Journal of Applied Mechanics*, 43 (1976), pp. 645–651. <https://doi.org/10.1115/1.3423948>

[DeWald06] DeWald, A. T., Hill, M. R. Multi-axial Contour Method for Mapping Residual Stresses in Continuously Processed Bodies. *Experimental Mechanics*, 46 (2006), pp. 473–490.

[Ding03] Ding, K. FEM simulation of two sided laser shock peening of thin sections of Ti-6Al-4V alloy. *Surface Engineering*, 19(2), (2003), pp. 127-133.

[Ding06] Ding, K., Ye, L., "Laser Shock Peening Performance and Process Simulation", Woodhead Publishing Limited, Cambridge, England, 2006.

[Engebretsen19] Engebretsen, C. C., Palazotto, A., Langer, K.. Strain Rate Dependent FEM of Laser Shock Induced Residual Stress. In *Challenges in Mechanics of Time-Dependent Materials*, 2 (2019) pp. 109-114.

[Evans07] Evans, A., Johnson, G., King, A., and Withers, P. J. Characterization of Laser Peening Residual Stresses in Al 7075 by Synchrotron Diffraction and the Contour Method. *Journal of Neutron Research*, 15(2), (2007), pp. 147-154.

[Fabbro90] Fabbro, R., Fournier, J., Ballard, P., Devaux, D., Virmont, J. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry. *Journal of applied physics*, 68(2), (1990), pp. 775-784.

[Fairand74] Fairand, B.P., Clauer A.H., Jung, R.G., Wilcox, B.A., "Quantitative assessment of laser-induced stress waves generated at confined surfaces", *Applied Physics Letters* vol. 25, (1974), pp. 431-433.

[Fairand79] Fairand, B.P., Clauer, A.H., " Laser generation of high-amplitude stress waves in materials", *Journal of Applied Physics*, vol. 50, (1979), pp. 1497-1502.

[Freidank09] S. Freidank, N. Linz, H. Vogelmann, T. Trickl , K. Werelius, A. Vogel, "Wavelength dependence of nanosecond and femtosecond optical breakdown in water: experimental investigations", *CLEOEurope* (2009), topic CM Fundamentals and Modelling of MaterialsProcessing with Lasers.

- [Frija18] Frija, M., Ayeb, M., Seddik, R., Fathallah, R., & Sidhom, H.. Optimization of peened-surface laser shock conditions by method of finite element and technique of design of experiments. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 97(1-4), (2018), pp. 51-69.
- [Glaser13] Glaser D., "Generation of a Secondary Shock by Cavitation in the LSP Process", 4th International Conference on Laser Peening and Related Phenomena, Madrid, España, (2013).
- [Grandhi13] Grandhi R.V., "Influence of Reverse Plasticity in Curved Geometries on Laser Peened Residual Stresses", 4th International Conference on Laser Peening and Related Phenomena, Madrid, España, (2013).
- [Gregg18] Gregg, A. Spall Response of Additive Manufactured Ti-6Al-4V: A Microstructural Investigation. *The UNSW Canberra at ADFA Journal of Undergraduate Engineering Research*, 10(2) (2018).
- [Hfaiedh15] Hfaiedh, N., Peyre, P., Song, H., Popa, I., Ji, V., & Vignal, V.. Finite element analysis of laser shock peening of 2050-T8 aluminum alloy. *International Journal of Fatigue*, 70, (2015), pp. 480-489.
- [Jing96] Jiang, Y., Sehitoglu, H., Modeling of cyclic ratchetting plasticity, part I: development of constitutive relations. *ASME Journal of Applied Mechanics*, 63 (1996), pp. 720–725. <https://doi:10.1115/1.2823355>
- [Johnson85] Johnson, G.R., Cook, W.H., Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures. *Engineering fracture mechanics*, 21 (1985), pp. 31-48. [https://doi.org/10.1016/0013-7944\(85\)90052-9](https://doi.org/10.1016/0013-7944(85)90052-9)
- [Johnson08] Johnson, G. Residual stress measurements using the contour method, Ph.D. Dissertation, University of Manchester. (2008). <http://www.lanl.gov/contour>.
- [Kennedy95] Kennedy, J., Eberhart, R. C., "Particle Swarm Optimization", *Proceedings of IEEE conference on Neural Network, IV*, Piscataway, NJ, (1995), pp. 1942–1948.
- [Krieg75] Krieg, R.D., A practical two-surface plasticity theory. *ASME Journal of Applied Mechanics*, 42 (1975), pp. 641–646. <https://doi:10.1115/1.3423656>
- [Labuz12] Labuz, J. F., Zang, A. Mohr–Coulomb failure criterion. *Rock mechanics and rock engineering*, 45(6), (2012), pp. 975-979.

[Langer13] Langer K., "Residual Stresses from Laser Peening: The Role of Component and Peen Spot Geometry", 4th International Conference on Laser Peening and Related Phenomena, Madrid, España, (2013).

[Lintz09] Linz N., Liang X., Noack J., A. Vogel, "Wavelength Dependence of Nanosecond and Femtosecond Optical Breakdown in Water: Theoretical Analysis", IEEE, (2009).

[Liu02] Liu, Q., Barter, S., Clark, G. Internal cracking during surface treatment of 7050-T74 aluminium alloy using laser shock peening. Int Conf Struct Integrity Fract Vol. 25, (2002), pp. 177-182.

[Lyon92] Lyon, S.P., Johnson, J.D., "SESAME: The Los Alamos National Laboratory equation of state database", Technical Report LA-UR-92-3407, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, CA., (1992).

[MacFarlane06] MacFarlane, J.J., Golovkin, I.E., Woodruff, P.R., "HELIOS-CR – 1-D radiation-magnetohydrodynamics code with inline atomic kinetics modeling", Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Vol. 99, (2006), pp. 381-97.

[Malik13] Malik A., "First Order Reliability Estimate of Residual Stresses in Laser Shock Peening", 4th International Conference on Laser Peening and Related Phenomena, Madrid, España, (2013).

[Matsuzuki09] Matsuzuki, M.; Horibe, S. Analysis of fatigue damage process in magnesium alloy AZ31. Materials Science and Engineering, 504, (2009), pp. 169-174,

[McDowell95] McDowell, D.L., Stress state dependence of cyclic ratcheting behaviour of two rail steels. International Journal of Plasticity, 11 (1995), pp. 397–421. [https://doi.org/10.1016/S0749-6419\(95\)00005-4](https://doi.org/10.1016/S0749-6419(95)00005-4)

[Montross02] Montross, C. S., Wei, T., Ye, L., Clark, G., Mai, Y. W. Laser shock processing and its effects on microstructure and properties of metal alloys: a review. International journal of fatigue, 24(10), (2002), pp. 1021-1036.

[Morales04] Morales, M., "Desarrollo de un modelo para la caracterización predictiva de procesos de tratamiento superficial de materiales metálicos con ondas de choque generadas por láser", Tesis Doctoral Universidad Politécnica de Madrid. 2004.

[Morales09] Morales, M., Porro, J. A., Blasco, M., Molpeceres, C., Ocana, J. L.. Numerical simulation of plasma dynamics in laser shock processing experiments. *Applied Surface Science*, 255(10), (2009), pp. 5181-5185.

[Mroz67] Mroz, Z., On the description of anisotropic work hardening. *Journal of Mechanics and Physics of Solids*, 15 (1967), pp. 163–175. [https://doi.org/10.1016/0022-5096\(67\)90030-0](https://doi.org/10.1016/0022-5096(67)90030-0)

[Murugan09] Murugan, N., Narayanan, R. (2009) Finite Element Simulation of Residual Stresses and Their Measurement by Contour Method. *Materials & Design*, 30 (2009), pp. 2067–2071.

[Nam02] Nam, T., "Finite Element Analysis of Residual Stress Field Induced by Laser Shock Peening", PhD Dissertation, The Ohio State University, Columbus, OH, (2002).

[Noack99] Noack J., Vogel A., "Laser induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: calculation of thresholds, absorption coefficients and energy density", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-35, (1999), pp. 1156

[Ocana98] Ocaña, J.L., Nicolas, G., Autric, M., Garcia-Beltrán, A., Molpeceres, C., "Study of ablation processes induced by UV lasers in metals and ceramics", *Proceedings of the SPIE*, vol. 3343, (1998), pp. 927-938.

[Ocana00] Ocaña, J.L., Molpeceres, C., Morales, M. y Garcia-Beltran, A., "A model for the coupled predictive assessment of plasma expansion and material compression in laser shock processing applications", *Proceedings of the SPIE*, vol. 3885, p.252-263, 2000.

[Ocana01] Ocaña, J.L., Molpeceres, C., Morales, M., Moreno, M.A., "Laser Shock Processing as a method for the improvement of the fatigue resistance of metals and metal alloys: numerical simulation and experimental assessment", *Proceedings of the LANE* (2001), pp. 199-210.

[Ocana07] Ocaña, J. L., Morales, M., Molpeceres, C., García, O., Porro, J. A., & García-Ballesteros, J. J. (2007). Short pulse laser microforming of thin metal sheets for MEMS manufacturing. *Applied Surface Science*, 254(4), 997-1001.

[Ocana15] Ocaña, J. L., Correa, C., García-Beltrán, A., Porro, J. A., Díaz, M., Ruiz-de-Lara, L., Peral, D. Laser Shock Processing of thin Al2024-T351 plates for induction of through-thickness compressive residual stresses fields. *Journal of Materials Processing Technology*, 223, (2015). pp. 8-15.

[Oh79] Oh, S. I., Chen, C. C., Kobayashi, S. Ductile fracture in axisymmetric extrusion and drawing—part 2: workability in extrusion and drawing. *Journal of Engineering for Industry*, 101(1), (1979). pp. 36-44.

[Ohno,93] Ohno, N., Wang, J.D., Kinematic hardening rules with critical state of dynamic recovery, part I: formulations and basic features for ratcheting behaviour. *International Journal of Plasticity*, 9 (1993), pp. 375–390. [https://doi.org/10.1016/0749-6419\(93\)90042-O](https://doi.org/10.1016/0749-6419(93)90042-O)

[Oller03] Oller, S., Car, E., Lubliner, J. Definition of a general implicit orthotropic yield criterion. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 192(7-8), (2003). pp. 895-912.

[Park10] Park, S.H.; Hong, S.G.; Bang, W.; Lee, C.S. Effect of anisotropy on the low-cycle fatigue behavior of rolled AZ31 magnesium alloy. *Materials Science and Engineering*, 527, (2010), pp. 417-423.

[Park16] Park, S.H.; Hong, S.G.; Yoon, J.; Lee, C.S. Influence of loading direction on the anisotropic fatigue properties of rolled magnesium alloy. *International Journal of Fatigue*, 87, (2016), pp. 210-215.

[Peercy70] Peercy, P. S., Jones, E. D., Bushnell, J. C., Gobeli, G. W. ULTRAFAST RISE TIME LASER-INDUCED STRESS WAVES. *Applied Physics Letters*, 16(3), (1970), pp. 120-122

[Peyre96] Peyre, P., Fabbro, R., Merrien, P., Lieurade, H. P. Laser shock processing of aluminium alloys. Application to high cycle fatigue behaviour. *Materials Science and Engineering: A*, 210(1-2), (1996). pp. 2-113.

[Peyre00] Peyre, P., Berthe, L., Fabbro, R., Sollier, A. Experimental determination by PVDF and EMV techniques of shock amplitudes induced by 0.6-3 ns laser pulses in a confined regime with water. *Journal of physics D: Applied physics*, 33(5), (2000), pp. 498.

[Peyre07] Peyre, P., Chaieb, I., Braham, C., “FEM Calculations of Residual Stresses Induced by Laser Shock Processing in Stainless Steels”, *Modelling and Simulations in Material Science and Engineering*, Vol. 15, (2007), pp. 205–221.

[Peyre11] P.Peyre, N.Hfaiedh, H.Song, M.Nivard, S.Branly, V.Ji, V.Vignal, "Laser Shock Processing with two different laser sources on 2050-T8 aluminum alloy", *International Journal on Surface Integrity Special Issue: Advances in Laser Shock Peening theory and practice around the world: present solutions and future challenges*, Ed. Goran Ivetic, Volume 2(1), (2011), pp 87-100.

[Prager56] Prager, W., A new methods of analyzing stresses and strains in work hardening plastic solids. ASME Journal of Applied Mechanics, 23 (1956), pp. 493-496.

[Prime01] Prime, M. B., Cross-sectional mapping of residual stresses by measuring the surface contour after a cut. J. Eng. Mater. Technol., 123 (2001), pp. 162-168.

[Prime11] Prime, M. B., Kastengren, A. L. The Contour Method Cutting Assumption: Error Minimization and Correction, Experimental and Applied Mechanics, 6 (2011), T. Proulx, ed., Springer: New York, pp. 233–250. Currently available at <http://www.lanl.gov/contour/>. DOI 210.1007/1978-1001-4419-9792-1000_1040

[Resseguier98] de Resseguier, T., Hallouin, M., "Stress relaxation and precursor decay in laser shock-loaded iron", Journal of Applied Physics, vol. 84, (1998), pp. 1932-1938.

[Rice69] Rice, J. R., & Tracey, D. M. On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 17(3), (1969). pp. 201-217.

[Richter-Trummer11] Richter-Trummer, V., Moreira, P., Ribeiro, J., de Castro, P. The Contour Method for Residual Stress Determination Applied to an AA6082-T6 Friction Stir Butt Weld, Materials Science Forum, 681 (2011), pp. 177–181.

[Romain90] Romain, J.P., Darquey, P., "Shock waves and acceleration of thin foils by laser pulses in confined plasma interaction", Journal of Applied Physics, vol. 68, (1990), pp. 1926-1928.

[Shen84] Shen, Y.R., "The Principles of Nonlinear Optics", (1984), pp. 528-539, Wiley, New York.

[Singh09] Singh G., "Effective Simulation and Optimization of a Laser Peening Process", A dissertation submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of the Doctor of Philosophy, (2009).

[Sollier01] Sollier A., Berthe L., Fabbro R., "Numerical modeling of the transmission of breakdown plasma generated in water during laser shock processing", Eur. Phys. J. Appl. Phys. 16, (2001), pp. 131.

[Stuart11] Stuart, D. H., Hill, M. R., Newman, J. C., Newman Jr. Correlation of One-dimensional Fatigue Crack Growth at Cold-expanded Holes Using Linear Fracture Mechanics and Superposition, Engineering Fracture Mechanics, 78(7), (2011), pp. 1389-1406.

[Taddia13] Taddia S., "Numerical Investigation on Laser Shock Peening Process", 4th International Conference on Laser Peening and Related Phenomena, Madrid, España, (2013).

- [Tucker09] Tucker, M. T., Horstemeyer, M. F., Gullett, P. M., El Kadiri, H., Whittington, W. R.. Anisotropic effects on the strain rate dependence of a wrought magnesium alloy. *Scripta materialia*, 60(3) (2009), pp. 182-185.
- [Voce48] Voce, E., The relationship between stress and strain for homogeneous deformation. *J. Inst. Metals*, 74 (1948), pp. 62-537.
- [Voyiadjis98] Voyiadjis, G.Z., Basuroychowdhury, I.N., A plasticity model for multiaxial cyclic loading and ratchetting. *Acta Mechanica*, 126 (1998), pp. 19–35.
<https://doi.org/10.1007/BF01172796>
- [Wierzbicki05] Wierzbicki, T., Bao, Y., Lee, Y. W. Bai, Y. Calibration and evaluation of seven fracture models. *International Journal of Mechanical Sciences*, 47(4-5), (2005), pp. 719-743.
- [Wu05] Wu, B., Shin, Y. C., “A Self-closed Thermal Model for Laser Shock Peening Under theWater Confinement Regime Vonfiguration and Comparisons to Experiments”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 97(11), (2005), pp. 113517.
- [Wu07] Wu, B., Shin, Y. C., “From Incident Laser Pulse to Residual Stress: A Complete and Self-Closed Model for Laser Shock Peening”, *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, Vol. 129(1), (2007), pp. 117– 125.
- [Yang19] Yang, R., Hu, Y., Luo, M., Cheng, H., & Yao, Z. Distortion control of thin sections by single-sided laser peening. *Optics and Lasers in Engineering*, 115, (2019), pp. 90-99.
- [Ye03] Ye, L. y Ding, K., “Three Dimensional Dynamic Finite Element Analsyis of Multiple Laser Shock Peening Processes", *Surface Engineering*, Vol. 19(5), (2003), pp. 351–358.
- [Yilbas03] Yilbas, B.S., Shuja, S.Z., Arif, A.F.M., Gondal, M.A, "Laser shock processing of steel", *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 135, (2003), pp. 6-17.
- [Zabeen15] Zabeen, S., Khan, M. K., Fitzpatrick, M. E., “Mechanisms of residual stress generation in mechanical surface treatment: the role of cyclic plasticity and texture”, *OPEN UNIV MILTON KEYNES (UNITED KINGDOM)*, (2015).
- [Zerilli87] Zerilli, F. J., Armstrong, R. W.. Dislocation-mechanics-based constitutive relations for material dynamics calculations. *Journal of applied physics*, 61(5), (1987) pp. 1816-1825.

[Zhang19] Zhang, X., Huang, Z., Chen, B., Zhang, Y., Tong, J., Fang, G., & Duan, S. Investigation on residual stress distribution in thin plate subjected to two sided laser shock processing. *Optics & Laser Technology*, 111, (2019). pp. 146-155.

[Zhou08] Zhou et al, "Numerical modeling of transient progression of plasma formation in biological tissues induced by short laser pulses", *Appl. Phys. B* 90, (2008), pp. 141–148.

[Zhou18] Zhou, W. F., Ren, X. D., Wang, C. C., Yang, X. Q., Larson, E. A. Residual stress induced convex bending in laser peen formed aluminum alloy. *J. Laser Appl*, 30, (2018).

Anexos.

A. Utilización de factores de amortiguamiento con el fin de simular un equilibrado de tensiones con carácter convergente mediante el algoritmo explícito.

B. Descripción detallada de las subrutinas implementadas y metodología empleada en su construcción.

B.1. Metodología para la definición de variables $field(k,n)$ a partir de los resultados obtenidos por Abaqus.

B.1.1. Subrutina de obtención de la velocidad de deformación en impactos sobre geometría plana.

B.1.2. Subrutina de obtención de la velocidad de deformación en impactos sobre geometrías curvas.

B.1.3. Subrutina de obtención de múltiples variables para el estudio del límite de densidad de tratamiento admisible sin llegar al fallo del material.

B.2. Subrutinas para la simulación tratamientos sobre geometrías planas.

B.2.1. Subrutina para la simulación de secuencias rectangulares

B.2.2. Subrutina para la simulación de secuencias con forma de corona circular

B.3. Subrutinas para la simulación de tratamientos extensos sobre superficies curvas

B.3.1. Tratamiento sobre superficie interior cilíndrica realizando una secuencia rectangular en el espacio (z, φ) , garantizando la perpendicularidad entre el haz y la superficie.

B.4. Subrutinas de test de secuencias para simulaciones de alto coste computacional.

C. Metodología seguida para la aplicación del modelo de endurecimiento anisótropo de la aleación de magnesio Mg AZ31B en Abaqus.

D. Resumen de las técnicas experimentales para la medición de las tensiones residuales

D.1 Introducción.

D.2 El método del agujero ciego.

D.3 El método del contorno.

E. Descripción de las instalaciones experimentales utilizadas en el desarrollo de la tesis.

E.1. Dispositivo láser utilizado en las instalaciones del CLUPM para realizar tratamientos LSP.

E.2. Posicionamiento de las probetas a tratar.

E.3. Sistema óptico de guiado del pulso láser.

E.4. Medio confinante.

E.5. Equipo de medida de tensiones residuales, Restan MTS3000.

Anexo A

Utilización de factores de amortiguamiento para simular un equilibrado de tensiones con carácter convergente mediante el algoritmo explícito en Abaqus.

A.1. Introducción.

Se expone a continuación una metodología que permite calcular el equilibrado de tensiones residuales mediante el algoritmo explícito. Aunque habitualmente se utiliza el análisis implícito para tal fin, pueden presentarse problemas de transferencia entre archivos, especialmente en caso de que se desee ejecutar un análisis explícito posterior a uno implícito. Además, en ocasiones puede resultar complicado encontrar el número de iteraciones necesario para asegurar la convergencia en el análisis implícito. Por lo tanto, la posibilidad de garantizar el equilibrado con un análisis explícito merece una atención especial.

Teniendo en cuenta que en un análisis explícito computacionalmente abordable se manejan escalas de tiempo mucho más pequeñas que en uno implícito, es preciso amortiguar la estructura sometida a tensión con el fin de "acelerar" el propio equilibrado de tensiones. De hecho, el amortiguamiento será el elemento clave en el equilibrado mediante el algoritmo explícito.

En líneas generales, existen dos tipos de amortiguamiento, uno inercial y otro basado en la rigidez del material, habitualmente denotados por los símbolos α_R y β_R respectivamente. El inercial permite amortiguar los modos de vibración de bajas frecuencias, mientras que el asociado con la rigidez del material atenúa las altas frecuencias de vibración. En los casos presentados en LSP, la escala de tiempos manejada habitualmente en análisis explícitos permite que las altas frecuencias de vibración se amortigüen mediante un factor que aplica por defecto en el análisis (2% de reducción de amplitud por ciclo). siendo entonces las bajas frecuencias de vibración (vibración de la pieza entera) las que determinan el cuello de botella en el cálculo del equilibrio final.

Teniendo en cuenta que interesará eliminar los modos de vibración de bajas frecuencias, podría utilizarse simplemente α_R , imponiendo β_R igual a cero como condición inicial. En cualquier caso, con el fin de no perder generalidad en la metodología expuesta, se mantendrá β_R en el desarrollo de las ecuaciones, aunque a efectos prácticos se establecerá finalmente en cero.

En el siguiente apartado se definirán algunos conceptos elementales en relación al amortiguamiento de vibraciones. Posteriormente se expondrá una metodología de equilibrado de los primeros modos de vibración en vigas, la cual será extrapolable al equilibrado de tensiones residuales después de un tratamiento de LSP.

A.2. Ecuaciones constitutivas y metodología de cálculo.

En ausencia de amortiguamiento, el cálculo FEM supone un incremento de tiempo estable que como mucho será igual al tiempo que necesita una onda elástica en atravesar el elemento más pequeño del mallado. Existen dos maneras diferentes de expresarlo: una en función de la frecuencia angular máxima (asociada a la vibración del elemento del mallado más fino) y otra en función de la longitud característica del mismo y de los parámetros de elasticidad del material:

$$\Delta t_e = \frac{2}{\omega_{max}} = \frac{L_{min}}{\sqrt{\frac{E}{\rho}}} \quad (A.1)$$

Donde Δt_e es el incremento de tiempo estable, ω_{max} es la frecuencia máxima de vibración de un elemento, L_{min} la longitud característica del mallado ($\approx 20 \mu m$), E es el módulo de Young del material y ρ es su densidad. Teniendo en cuenta los parámetros de elasticidad del aluminio ($E = 73.1 \text{ GPa}$, $\rho = 2785 \text{ kg/m}^3$), se obtiene un $\Delta t_e = 3.8 \text{ ns}$ y una frecuencia de vibración máxima de $\omega_{max} = 5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$.

En cuanto a la frecuencia del primer modo de vibración (ω_{min}), puede obtenerse de manera aproximada suponiendo el sólido como una viga empotrada en un extremo al que se le impone un desplazamiento en su otro extremo, dicha frecuencia angular ω_{min} quedará definida por la ecuación A.2:

$$\omega_{min} = \sqrt{\frac{EJ}{\rho S}} \left(\frac{c_1}{l} \right)^2 \quad (A.2)$$

Donde S es el área de la sección transversal de la viga, J es el momento de inercia de la sección. c_1 es la constante asociada al primer modo de vibración ($c_1 = 1.875$) y finalmente l es la longitud de la viga.

Aunque se ha tomado como ejemplo el primer modo de vibración, será preciso estudiar el correspondiente a cada caso concreto en simulaciones realistas, ya que la frecuencia de vibración dependerá de cada caso particular: geometría de la pieza tratada, extensión de la zona tratada y la forma particular de fijar la pieza durante el tratamiento.

En relación a la reducción de la amplitud de las oscilaciones en cada ciclo, se define el amortiguamiento ξ , que relaciona las amplitudes entre un ciclo y el subsiguiente (ecuación A.3). Como es lógico, un mayor amortiguamiento implica una mayor reducción en la amplitud. Existe un límite en el amortiguamiento, llamado amortiguamiento límite ($\xi_{lim} = 1$) a partir del cual el material no oscila en torno a la posición de equilibrio, sino que converge de una manera asintótica a la misma. Valores superiores de amortiguamiento implican una convergencia más lenta a la misma solución final (sobreamortiguamiento), situación que no resulta deseable desde el punto de vista computacional ya que implicaría definir tiempos de cálculo superiores. El amortiguamiento crítico supone la convergencia más rápida a la posición de equilibrio.

$$\xi = \ln\left(\frac{x_i}{x_{i+1}}\right) \quad (A.3)$$

Una manera de definir un amortiguamiento variable en función de las frecuencias que se presentan de manera simultánea en el problema es mediante los coeficientes de Rayleigh. El amortiguamiento quedará separado como la suma de dos factores: uno proporcional a la masa de la viga (coeficiente inercial α_R) y otro proporcional a la rigidez del material (coeficiente de rigidez β_R). El coeficiente α_R amortigua las bajas frecuencias y el coeficiente β_R los modos de vibración de mayor frecuencia tal y como se ha introducido previamente. El amortiguamiento en función de los parámetros descritos quedará definido de la siguiente manera:

$$\xi = \frac{\alpha_R}{2\omega} + \frac{\beta_R\omega}{2} \quad (A.4)$$

La representación gráfica de cada término por separado muestra que los modos de vibración de menor y mayor frecuencia serán los que quedarán atenuados principalmente. En cualquier caso, tal y como se ha expuesto previamente, solo será necesario amortiguar los modos de vibración más bajos, con lo que utilizará un factor asociado a la rigidez nulo ($\beta_R = 0$). El amortiguamiento asociado al primer y último modo de vibración vendrá definido de manera aproximada por las ecuaciones A.5 y A.6.

$$\xi_{min} = \frac{\alpha_R}{2\omega_{min}} + \frac{\beta_R\omega_{min}}{2} \quad (A.5)$$

$$\xi_{max} = \frac{\alpha_R}{2\omega_{max}} + \frac{\beta_R\omega_{max}}{2} \quad (A.6)$$

Desde el punto de vista más general, la elección conveniente de los factores α_R y β_R suponen un gran reto y permiten modelar adecuadamente las oscilaciones del material. Sin embargo, el objetivo de la presente metodología no es modelar adecuadamente las oscilaciones, sino atenuarlas de una manera artificial que permita obtener la posición de equilibrio minimizando el coste computacional. Por lo tanto, el procedimiento a seguir será:

- 1) Identificar la frecuencia de vibración más baja, amortiguándola de manera crítica mediante el factor α_R correspondiente (ecuación 5 considerando que $\beta_R = 0$).
- 2) Identificar el impacto que tiene el factor α_R sobre el incremento de tiempo estable Δt_e (Se adelanta que será prácticamente nulo), con lo que este punto puede ser suprimido en el proceso de cálculo.
- 3) Definir un criterio de identificación de posición de equilibrio. Esto es preciso dado que la convergencia es asintótica y, en consecuencia, será necesario un tiempo infinito para alcanzar el equilibrio.
- 4) Identificar el tiempo de simulación t_{sim} necesario para alcanzar dicho equilibrio en base al criterio 3).

En relación al punto "1)", se simulará un equilibrado de tensiones libre de amortiguamiento, donde se observará que las frecuencias de vibración de múltiples elementos escogidos de manera aleatoria son equivalentes. La situación presentada en esta simulación de equilibrado libre se corresponde con el escenario realista en el que se retiran los anclajes que sujetan la pieza durante el tratamiento. Como es de esperar, la pieza alcanzará un equilibrio local de tensiones muy rápido (correspondiente a las vibraciones de alta frecuencia). Sin embargo, la pieza oscilará de manera visible en torno a su posición de equilibrio (frecuencias bajas de vibración). Para estimar de manera aproximada dichas vibraciones de baja frecuencia, se tomarán varios elementos de la zona tratada al azar, y se comprobará el histórico temporal de tensiones, donde se observará que todos los elementos seleccionados vibran a la misma frecuencia en torno a un valor, que se adelanta que será precisamente la posición final de equilibrio. A partir de aquí, se puede obtener aproximadamente ω_{min} (ecuación A.7). Es preciso destacar que, aunque se estima ω_{min} de manera aproximada, el resultado final amortiguado no se verá afectado.

$$\omega_{min} = \frac{2\pi}{t_1} \quad (A.7)$$

siendo t_1 el tiempo necesario para que se repita el mismo patrón de tensiones.

El objetivo del punto "2)" es comprobar que efectivamente, la introducción de los factores de amortiguamiento no afecta de manera significativa al incremento de tiempo estable, con lo que no supone un aumento del coste computacional de la simulación, hecho que precisamente pretende evitar la metodología de cálculo presentada en este anexo.

El incremento de tiempo estable, Δt_e , se puede relacionar con el amortiguamiento a partir del amortiguamiento crítico correspondiente a la frecuencia de vibración más alta, ξ_{max} (ecuación A.8). Teniendo en cuenta que $\beta_R = 0$, la ecuación A.8 se reduce a la forma presentada en A.9. Teniendo en cuenta que las frecuencias máximas son a nivel nodal del orden de $\omega_{max} = 5 \times 10^8 s^{-1}$ y que los valores de α_R que se manejan son despreciables con respecto a dicha magnitud, el incremento de tiempo estable Δt_e apenas se ve modificado por la presencia del amortiguamiento inercial. Por lo tanto, se considerará igual a efectos prácticos. En definitiva, en los escenarios planteados en el equilibrado explícito se considerará que la presencia del factor α_R no compromete el coste computacional de la simulación, independientemente de su valor.

$$\Delta t_e(\alpha_R, \beta_R) = \frac{2}{\omega_{max}} \left(\sqrt{1 + (\xi_{max})^2} - \xi_{max} \right) \quad (A.8)$$

$$\Delta t_e(\alpha_R) = \frac{2}{\omega_{max}} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_R}{2\omega_{max}} \right)^2} - \frac{\alpha_R}{2\omega_{max}} \right) \approx \frac{2}{\omega_{max}} \quad (A.9)$$

En relación al punto 3), se considerará que el material se encuentra en equilibrio cuando la amplitud de las oscilaciones en torno al equilibrio quede dividida por un factor de 100. Podría definirse otro criterio en caso de considerarse oportuno.

El punto "4)" se resolverá relacionando el amortiguamiento $\xi(\omega)$ con la atenuación de la amplitud de las oscilaciones, definido previamente mediante la ecuación A.3. De acuerdo con las ecuaciones presentadas, la atenuación de las bajas frecuencias será el cuello de botella en el cálculo. La correlación entre ω_{min} , el tiempo de simulación t_{sim} y ξ_{min} quedará definida de la siguiente manera:

$$t_{sim} = \frac{\ln 100}{\omega_{min} \xi_{min}} = \frac{\ln 100}{\omega_{min}} = \frac{2 \ln 100}{\alpha_R} \quad (A.10)$$

Una vez presentado el proceso completo de cálculo, se procede a mostrar el impacto del amortiguamiento en el tiempo de simulación mediante un ejemplo sencillo. El ejemplo se corresponde con una viga que oscila elásticamente con una frecuencia $\omega_{min} = 728 s^{-1}$. En la

figura 1 se representa gráficamente el tiempo de simulación necesario para atenuar en el factor de 100 dicha frecuencia de vibración en función del amortiguamiento mínimo ξ_{min} . Es evidente que valores muy bajos de amortiguamiento ξ_{min} suponen tiempos de cálculo muy superiores a los computacionalmente razonables en un algoritmo explícito, experimentando la curva una gran reducción en el tiempo de simulación con los primeros incrementos de ξ_{min} . El tiempo de simulación mínimo se obtendrá para un amortiguamiento crítico, es decir, $\xi_{min} = 1$, a partir del cual el sistema se encontraría sobreamortiguado. El tiempo de simulación será:

$$t_{sim} = \frac{\ln 100}{\omega_{min}} = 0.0063 \text{ s} \quad (A.11)$$

El desplazamiento del extremo de la viga es de 10 mm. La evolución temporal de dicho desplazamiento para diferentes valores de amortiguamiento se muestra en la figura A.2. Se aprecia claramente que el amortiguamiento crítico, $\xi_{min} = 1$, garantiza el equilibrio en el menor tiempo posible. Se observa también el efecto del exceso y defecto de amortiguamiento en relación al crítico.

Figura A.1: Tiempo de simulación en función de ξ_{min} para $\omega_{min} = 728 \text{ s}^{-1}$

Figura A.2: Resultados de oscilaciones para diferentes amortiguamientos.

A.3. Implementación en Abaqus del amortiguamiento en algoritmo explícito.

Una vez presentados los fundamentos teóricos del amortiguamiento, así como la metodología a seguir para la selección del parámetro de amortiguamiento, se procede a detallar el procedimiento concreto dentro de la interfaz que Abaqus ofrece al usuario. Si bien lo presentado es de carácter muy específico en relación a los casos concretos estudiados en la tesis, pueden existir variaciones significativas en caso de simularse piezas con geometrías distintas. Esto implica que puede ser necesario realizar algunos ajustes adaptativos en el procedimiento que se expone a continuación.

Como paso previo a definir un amortiguamiento en Abaqus, es preciso identificar las frecuencias de vibración de los elementos en una simulación de equilibrado libre. Para ello se debe entrar en el módulo "load, predefined field" e introducir el nombre del archivo anterior, ejecutándose la simulación de equilibrado libre posteriormente. Una vez identificados los parámetros α_R y t_{sim} , puede procederse a realizar una nueva simulación amortiguada.

En el archivo de resultados de equilibrado libre, se ha observado que deben extraerse desplazamientos de los elementos seleccionados cada 10^{-4} s, con el fin de identificar de una manera razonablemente precisa el tiempo requerido, t_1 , para que la pieza realice una oscilación completa en torno a su posición final de equilibrio. Se puede identificar así tanto la frecuencia

de vibración a amortiguar, ω_{min} , como el factor de amortiguamiento, α_R y el tiempo de simulación, t_{sim} requeridos en la posterior etapa de simulación amortiguada.

En la figura A.3 se muestra un ejemplo de los resultados obtenidos a partir del procedimiento seguido en la simulación de equilibrado libre. Debe seleccionarse "Tools" => "XY Data" => "Manager". Se seleccionan varios elementos al azar y se identifica el histórico de tensiones. Como puede apreciarse en la figura, las oscilaciones libres son completamente equivalentes, existiendo diferencia en las amplitudes (en algunos casos pueden ser nulas). A partir de las figuras se identifica de manera aproximada el valor del periodo t_1 , obteniéndose tanto la frecuencia ω_{min} , el factor de amortiguamiento, α_R y el tiempo requerido de simulación, t_{sim} . Es preciso destacar que el hecho de que se identifiquen de manera aproximada los valores, no comprometerá en absoluto el resultado final tras el equilibrado amortiguado, simplemente se requerirá un tiempo algo superior a t_{sim} para alcanzar la solución convergida deseada, hecho que debe ser tenido en cuenta por el usuario del programa. En cualquier caso, dada la convergencia de las soluciones amortiguadas, una diferencia pequeña entre los resultados obtenidos en un instante temporal y el siguiente, garantiza que se ha dado con la solución buscada.

Figura A.3: Ejemplo de extracción de resultados en oscilación libre. Elementos seleccionados arbitrariamente (izquierda). Comportamiento oscilatorio de dichos elementos (derecha), donde se identifica de manera aproximada, t_1 .

Para definir el parámetro α_R necesario en la posterior simulación de equilibrado, debe editarse el material y añadir a la definición del mismo "mechanical => damping". Una vez abierto el módulo, se selecciona el valor de α_R deseado en base a la frecuencia que se quiera amortiguar críticamente (Ver figura A.4).

Si se desea ejecutar una nueva simulación de cualquier tipo, posterior al equilibrado amortiguado, puede hacerse sin problema eliminando el módulo y ejecutando el siguiente paso. De esta manera, el código ignorará que en etapas anteriores se estableció un amortiguamiento α_R .

Figura A.4: Proceso a seguir en Abaqus para incluir un factor α_R en la simulación explícita.

Además de eliminar el módulo "damping" en la definición del material, es preciso cargar el estado inicial de la pieza de la simulación anterior. Para cargar el estado inicial de la pieza, debe seleccionarse el módulo "load", donde se definen las cargas y las condiciones de contorno. La opción "Predefined field" dentro del módulo "load" permite asignar el estado inicial de la pieza a partir del archivo "odb" de la simulación anterior (la correspondiente al equilibrado libre). Una vez hecho esto, se ejecuta la simulación amortiguada, obteniéndose finalmente la solución convergida mediante el algoritmo explícito.

Anexo B

Descripción detallada de las subrutinas implementadas y metodología empleada en su construcción.

B.1. Metodología para la definición de variables a partir de los resultados obtenidos por Abaqus.

En muchas ocasiones, resulta de interés extraer variables de salida de Abaqus con un doble propósito: Por un lado, poder obtener relaciones matemáticas entre las mismas obteniendo así información de interés sobre el estado del material. Por otro lado, definir de una manera dinámica parámetros de entrada de la simulación (como por ejemplo la presión o el límite elástico) en función de variables de salida de Abaqus en cada instante temporal (es el caso de la velocidad de deformación).

Extraer variables en cada instante temporal (tensiones y deformación plástica equivalente) permite combinarlas entre sí para definir nuevas variables (ángulo de lode, triaxialidad) que posteriormente jugarán un papel importante en la determinación de las condiciones de fallo del material tras ser sometido a múltiples impactos. Otra variable fundamental a considerar es la velocidad de deformación, pues la interfaz de Abaqus no permite de una manera inmediata establecer una correlación entre el límite elástico del material y velocidad de deformación en el modelo combinado, lo que hace que sea necesaria su obtención mediante la metodología que se describirá en el presente anexo.

A continuación se muestra la estructura de la subrutina "vusdf", en la que el usuario programa para definir las variables field(k,n), siendo "k" una numeración de cada elemento del mallado y "n" una identificación de la variable en cuestión que se define:

```
subroutine vusdfld(  
c Read only -  
  * nblock, nstatev, nfieldv, nprops, ndir, nshr,  
  * jElem, kIntPt, kLayer, kSecPt,  
  * stepTime, totalTime, dt, cmname,  
  * coordMp, direct, T, charLength, props,  
  * stateOld,  
c Write only -  
  * stateNew, field )
```

```

c
  include 'vaba_param.inc'
c
  dimension jElem(nblock), coordMp(nblock,*),
*          direct(nblock,3,3), T(nblock,3,3),
*          charLength(nblock), props(nprops),
*          stateOld(nblock,nstatev),
*          stateNew(nblock,nstatev),
*          field(nblock,nfieldv)
  character*80 cmname
c
c   Local arrays from vgetvrn are dimensioned to
c   maximum block size (maxblk)
c
  parameter( nrData=6 )
  character*3 cData(maxblk*nrData)
  dimension rData(maxblk*nrData), jData(maxblk*nrData)
c
  jStatus = 1

c   Aquí el usuario programa

  return
  end

```

Para definir una variable "n" cualquiera, field(k,n), deben introducirse dentro del esqueleto de la subrutina los siguientes comandos:

```

  call vgetvrn( 'X', rData, jData, cData, jStatus )

  if( jStatus .ne. 0 ) then
    call xplb_abqerr(-2,'Utility routine VGETVRM '//
*      'failed to get variable.',0,zero,' ')
    call xplb_exit
  end if

  call setField( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*   rData, stateOld, stateNew, field)

```

El comando "vgetvrn" permite hacer una llamada a la variable interna X, que podrá ser "S" (tensión), "ER" (velocidad de deformación) o "PEEQ" (deformación plástica equivalente) entre otras.

El comando "setField" permite definir las variables field(k,n) en función del parámetro X previamente invocado mediante el comando vgetvrn.

Fuera del esqueleto presentado, pero en el mismo archivo de texto, debe incluirse la definición de cada variable `field(k,n)`, a través de la subrutina `setField`:

```
subroutine setField( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,  
    * Y, stateOld, stateNew, field )  
c  
    include 'vaba_param.inc'  
c  
    dimension stateOld(nblock,nstatev),  
    *stateNew(nblock,nstatev),  
    *field(nblock,nfieldv), strain(nblock,nrData)  
  
    do k = 1, nblock  
  
c Aquí el usuario programa la definición de cada variable field(k,n).  
  
    end do  
  
    return  
end
```

Donde **Y** puede ser "stress", "strainrate" o "strain".

Una vez presentado el esqueleto general de la subrutina, se procede a detallar los diferentes programas implementados utilizados en el desarrollo de la tesis. Se incluye de manera adicional una subrutina que permite obtener el parámetro de lode promedio así como la triaxialidad promedio acumuladas, que se espera que sea de gran utilidad en futuros desarrollos, al permitir identificar las zonas susceptibles de fallo así como la deformación requerida para el fallo según multitud de modelos.

B.1.1. Subrutina de obtención de la velocidad de deformación en impactos sobre geometrías planas.

En el caso de simular tratamientos sobre geometrías planas, la velocidad de deformación en cualquier dirección perpendicular a la de aplicación del pulso es varios órdenes de magnitud inferior a la correspondiente a la dirección de propagación de la onda. Por lo tanto, se podrá identificar velocidad de deformación total (velocidad de deformación equivalente) con la correspondiente a la dirección perpendicular a la superficie tratada. Basándose en el esquema propuesto en el apartado anterior, se construye la subrutina. La variable `field(k,1)` se identifica con un factor multiplicador del límite elástico en condiciones dinámicas, que depende

directamente de la velocidad de deformación. Se muestra a continuación el programa completo, marcando en color rojo los elementos añadidos en relación a la estructura original:

```

      subroutine vusdfld(
c Read only -
      *   nblock, nstatev, nfieldv, nprops, ndir, nshr,
      *   jElem, kIntPt, kLayer, kSecPt,
      *   stepTime, totalTime, dt, cmname,
      *   coordMp, direct, T, charLength, props,
      *   stateOld,
c Write only -
      *   stateNew, field )
c
      include 'vaba_param.inc'
c
      dimension jElem(nblock), coordMp(nblock,*),
      *         direct(nblock,3,3), T(nblock,3,3),
      *         charLength(nblock), props(nprops),
      *         stateOld(nblock,nstatev),
      *         stateNew(nblock,nstatev),
      *         field(nblock,nfieldv)
      character*80 cmname
c
c   Local arrays from vgetvrm are dimensioned to
c   maximum block size (maxblk)
c
      parameter( nrData=6 )
      character*3 cData(maxblk*nrData)
      dimension rData(maxblk*nrData), jData(maxblk*nrData)
c
      jStatus = 1

      call vgetvrm( 'ER', rData, jData, cData, jStatus )
c
      if( jStatus .ne. 0 ) then
        call xplb_abqerr(-2,'Utility routine VGETVRM '//
      *   'failed to get variable.',0,zero,' ')
        call xplb_exit
      end if
c
      call setField( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
      *   rData, stateOld, stateNew, field)
c
      return
end

```

```

subroutine setField( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*   strainrate, stateOld, stateNew, field )
c
    include 'vaba_param.inc'
c
    dimension stateOld(nblock,nstatev),
*   stateNew(nblock,nstatev),
*   field(nblock,nfieldv), strainrate(nblock,nrData)
c
    do k = 1, nblock
c
        field(k,1) =1+0.0083*log(abs(strainrate(k,3))+1)
c        stateNew(k,1) = field(k,1)
c
    end do
c
    return
end

```

La variable "field(k,1)" de cada elemento "k" queda definida en función de "strainrate(k,3)", es decir, la velocidad de deformación de dicho elemento en la dirección 3, que se corresponde con la de la aplicación de la carga. Es preciso añadir la línea de código "stateNew(k,1) = field(k,1)", que permite que la variable quede almacenada para la siguiente iteración temporal.

Además de crear la subrutina y ejecutarla de manera conjunta con el archivo "INP" que genera Abaqus, es necesario definir precisamente en el archivo ".INP", la dependencia de las propiedades del material en función de las variables "FV". Para ello, hay que seguir la siguiente secuencia:

1. Utilizar el módulo de definición del material y seleccionar la opción user defined field.
2. Activar la opción "Depvar", y seleccionar el número de variables que se van a utilizar. Por cuestiones de memoria interna, es necesario para que el programa se ejecute con normalidad establecer el número de variables en "a+1", siendo "a" el número de variables definidas (a=1 en este caso).

Figura B.1: Captura de pantalla del módulo de definición del material en ABAQUS.

3. Definir el modelo de endurecimiento en función de la variable a utilizar (FV1) mediante una tabla. Para cualquier valor intermedio entre los que se han definido, Abaqus interpolará linealmente entre cada pareja de valores definidos. En este caso particular, basta con definir dos únicos valores, pues la interpolación lineal entre los mismos dará lugar a las propiedades del material deseadas en función de la velocidad de deformación. En otros casos, puede ser necesario definir con más resolución la tabla.

Tras introducir las opciones descritas en el modelo de material, quedará incluido en el archivo ".INP" la relación entre las propiedades del material y la variable FV1. Aunque es menos recomendable, podría sustituirse la secuencia anterior por una modificación manual del archivo ".INP", escribiendo sobre el archivo las mismas líneas de código. Se marca en rojo lo que el usuario debería añadir en el archivo .INP (en caso de hacerlo manualmente).

Figura B.2: Captura de pantalla del módulo de definición de la plasticidad cíclica material en ABAQUS.

```
*Material, name=comb_t351
*Density
2785.,
*Depvar, delete=1
    1,
*Elastic
    7.345e+10, 0.33
*Plastic, dependencies=1, hardening=COMBINED, datatype=PARAMETERS, number
backstresses=1
    3.6e+08, 1.844e+09,      17., ,      1.
    7.2e+08, 1.844e+09,      17., ,      2.
*Cyclic Hardening, dependencies=1, parameters
    3.6e+08, 6.7e+07,      15., ,      1.
    7.2e+08, 6.7e+07,      15., ,      2.
*User Defined Field
```

B.1.2. Subrutina de obtención de la velocidad de deformación en impactos sobre geometrías curvas.

En el caso de geometrías curvas, la velocidad de deformación equivalente no se corresponde directamente con la correspondiente a la dirección de aplicación de la presión. Por lo tanto, es preciso definirla de una manera rigurosa a partir de tres direcciones. Se utilizará la ecuación para

definir la velocidad de deformación, donde $\dot{\epsilon}_{px}$, $\dot{\epsilon}_{py}$, $\dot{\epsilon}_{pz}$ son las velocidades de deformación plástica según las tres direcciones principales:

$$\dot{\epsilon}_p = \sqrt{\frac{1}{2}((\dot{\epsilon}_{px} - \dot{\epsilon}_{py})^2 + (\dot{\epsilon}_{px} - \dot{\epsilon}_{pz})^2 + (\dot{\epsilon}_{py} - \dot{\epsilon}_{pz})^2)} \quad (B.1)$$

A continuación, se presenta el programa completo, que se diferencia con el presentado en 2.1.1 en la ecuación que define field(k,1) en función de la velocidad de deformación, strainrate.

```

      subroutine vusdfld(
c Read only -
      *   nblock, nstatev, nfieldv, nprops, ndir, nshr,
      *   jElem, kIntPt, kLayer, kSecPt,
      *   stepTime, totalTime, dt, cmname,
      *   coordMp, direct, T, charLength, props,
      *   stateOld,
c Write only -
      *   stateNew, field )
c
      include 'vaba_param.inc'
c
      dimension jElem(nblock), coordMp(nblock,*),
      *         direct(nblock,3,3), T(nblock,3,3),
      *         charLength(nblock), props(nprops),
      *         stateOld(nblock,nstatev),
      *         stateNew(nblock,nstatev),
      *         field(nblock,nfieldv)
      character*80 cmname
c
c   Local arrays from vgetvrm are dimensioned to
c   maximum block size (maxblk)
c
      parameter( nrData=6 )
      character*3 cData(maxblk*nrData)
      dimension rData(maxblk*nrData), jData(maxblk*nrData)
c
      jStatus = 1
      call vgetvrm( 'ER', rData, jData, cData, jStatus )
c
      if( jStatus .ne. 0 ) then
        call xplb_abqerr(-2,'Utility routine VGETVRM '//
      *   'failed to get variable.',0,zero,' ')
        call xplb_exit
      end if
c

```

```

        call setField( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*      rData, stateOld, stateNew, field)
c
        return
    end
    subroutine setField( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*      strainrate, stateOld, stateNew, field )
c
        include 'vaba_param.inc'
c
        dimension stateOld(nblock,nstatev),
*      stateNew(nblock,nstatev),
*      field(nblock,nfieldv), strainrate(nblock,nrData)
c
        do k = 1, nblock
c
            field(k,1) =1+0.0083*log(abs((((strainrate(k,1)
1-strainrate(k,2))**2+(strainrate(k,2)-strainrate(k,3))**2+
1(strainrate(k,1)-strainrate(k,3))**2)/2)**0.5))+1)
cc      stateNew(k,1) = field(k,1)
c
        end do
c
        return
    end

```

B.1.3. Subrutina de obtención de múltiples variables para el estudio del límite de densidad de tratamiento admisible sin llegar al fallo del material.

La implementación de los modelos de fallo de material basados en deformaciones plásticas límite según diferentes estados tensionales requiere, tanto la obtención de variables de Abaqus, como la definición de nuevas variables. Más concretamente, se hace preciso extraer de Abaqus el estado tensional del material, la deformación plástica equivalente y la velocidad de deformación en cada iteración temporal. Se utilizarán las funciones "vgetvrm" y "setfield" descritas en el apartado anterior.

A partir de dichas variables, se definirán los invariantes tensoriales J_1 , J_2 y J_3 y a partir de estos la tensión de von Mises, σ_{mises} , la triaxialidad, η , y el parámetro de lode, $\bar{\theta}$ (ver ecuaciones B.2 a B.7). Los valores de J_1 , J_2 y J_3 son independientes del sistema de referencia elegido (invariantes tensionales), lo que facilita el desarrollo de las ecuaciones al no tener que obtenerse las direcciones principales del tensor de tensiones (Los algoritmos de cálculo de los autovectores pueden presentar inestabilidades numéricas).

$$J_1 = \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} \quad (B.2)$$

$$J_2 = \frac{1}{6}((\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + (\sigma_{11} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + 6((\sigma_{13})^2 + (\sigma_{23})^2 + (\sigma_{12})^2)) \quad (B.3)$$

$$J_3 = \frac{1}{27}((\sigma_{11} + \sigma_{22} - \sigma_{33})(\sigma_{11} + \sigma_{33} - \sigma_{22})(\sigma_{22} + \sigma_{33} - \sigma_{11})) \quad (B.4)$$

$$\eta = \frac{\sqrt{3}}{9} \frac{J_3}{J_2} \quad (B.5)$$

$$\sigma_{mises} = \sqrt{3J_2} \quad (B.6)$$

$$\bar{\theta} = \frac{27}{2} \frac{J_3}{\sqrt{3J_2}} = \frac{9\sqrt{3}}{2} \frac{J_3}{\sqrt{J_2}} \quad (B.7)$$

Una vez establecidas estas relaciones, se definen siete diferentes variables a partir de las primeras:

-Field(k,1): Se identifica con la deformación plástica equivalente.

-Field(k,2): Se identifica con la triaxialidad, η .

-Field(k,3): Opción "a": Se identifica con la triaxialidad promedio, $|\eta_i^*|_a$. Se promedia la triaxialidad en cada punto de manera ponderada cada vez que el material sufra deformación plástica.

Opción "b": Se identifica con la triaxialidad promedio, $|\eta_i^*|_b$. Se promedia la triaxialidad en cada punto de manera ponderada siempre que el material sufra deformación plástica y que la triaxialidad en ese instante sea superior a -1/3.

-Field(k,4): Se identifica con el parámetro de lode para cada instante en cada nodo del mallado.

-Field(k,5): Opción "a": Se identifica la quinta variable con el parámetro de lode promedio, $|\bar{\theta}_i^*|_a$. Se promedia el parámetro de Lode en cada punto de manera ponderada siempre que el material sufra deformación plástica.

Opción "b": Se identifica la quinta variable con el parámetro de lode promedio, $|\bar{\theta}_i^*|_b$. Se promedia el parámetro de lode en cada punto de manera ponderada siempre que el material sufra deformación plástica y que la triaxialidad en ese instante sea superior a -1/3.

-Field(k,6): Se identifica con la velocidad de deformación plástica equivalente.

-Field(k,7): Se identifica con la deformación plástica equivalente acumulada, $\Delta \varepsilon_i^*$, durante estados tensionales cuya triaxialidad es superior a -1/3.

A continuación, se muestran las dos subrutinas completas, tanto la que se basa en la hipótesis "a" como la hipótesis "b". Se establecen ciertas condiciones para que las variables puedan definirse con el fin de evitar divisiones por cero u otros problemas de computación, como por ejemplo puede ocurrir en el caso de la tensión de von Mises, que es nula en todo el eje hidrostático implicando una triaxialidad infinita, lo que supone una división por cero que desemboca en un error de cálculo.

Subrutina de acuerdo con hipótesis "a":

```
      subroutine vusdfld(
c Read only -
      *   nblock, nstatev, nfieldv, nprops, ndir, nshr,
      *   jElem, kIntPt, kLayer, kSecPt,
      *   stepTime, totalTime, dt, cmname,
      *   coordMp, direct, T, charLength, props,
      *   stateOld,
c Write only -
      *   stateNew, field )
c
      include 'vaba_param.inc'
c
      dimension jElem(nblock), coordMp(nblock,*),
      *         direct(nblock,3,3), T(nblock,3,3),
      *         charLength(nblock), props(nprops),
      *         stateOld(nblock,nstatev),
      *         stateNew(nblock,nstatev),
      *         field(nblock,nfieldv)
      character*80 cmname
c
c   Local arrays from vgetvrm are dimensioned to
c   maximum block size (maxblk)
c
      parameter( nrData=6 )
      character*3 cData(maxblk*nrData)
      dimension rData(maxblk*nrData), jData(maxblk*nrData)
c
      jStatus = 1

      call vgetvrm( 'PEEQ', rData, jData, cData, jStatus )
```



```

c
    if( jStatus .ne. 0 ) then
        call xplb_abqerr(-2,'Utility routine VGETVRM '//
*         'failed to get variable.',0,zero,' ')
        call xplb_exit
    end if

    call setField1( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*    rData, stateOld, stateNew, field)

    call vgetvrm( 'S', rData, jData, cData, jStatus )

    if( jStatus .ne. 0 ) then
        call xplb_abqerr(-2,'Utility routine VGETVRM '//
*         'failed to get variable.',0,zero,' ')
        call xplb_exit
    end if

    call setField2( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*    rData, stateOld, stateNew, field)

    call vgetvrm( 'ER', rData, jData, cData, jStatus )

    if( jStatus .ne. 0 ) then
        call xplb_abqerr(-2,'Utility routine VGETVRM '//
*         'failed to get variable.',0,zero,' ')
        call xplb_exit
    end if

    call setField3( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*    rData, stateOld, stateNew, field)

    return
end

subroutine setField1( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*    strain, stateOld, stateNew, field )
c
    include 'vaba_param.inc'
c
    dimension stateOld(nblock,nstatev),
*stateNew(nblock,nstatev),
*field(nblock,nfieldv), strain(nblock,nrData)

    do k = 1, nblock
        field(k,1) = strain(k,1)

```

```

        stateNew(k,1) = field(k,1)
    end do

    return
end

subroutine setField2( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*   stress, stateOld, stateNew, field )
c
    include 'vaba_param.inc'
c
    dimension stateOld(nblock,nstatev),
*stateNew(nblock,nstatev),
*field(nblock,nfieldv), stress(nblock,nrData)

    double precision J1, J2, J3, MIS, TRI, LODE, D1, D2, D3
    character*80 sname
    J1=0
    J2=0
    J3=0
    TRI=0
    MIS=0
    LODE=0
    D1=0.15
    D2=0.1
    D3=-0.01
c
    do k = 1, nblock

        J1=stress(k,1)+stress(k,2)+stress(k,3)
        J2=0.166*((stress(k,1)-stress(k,2))**2+(stress(k,1)-
stress(k,3))**2+
        2 (stress(k,2)-
stress(k,3))**2+6*((stress(k,4))**2+(stress(k,5))**2+(stress(k,6))**2))
        J3=0.037*(stress(k,1)+stress(k,2)-
stress(k,3))*(stress(k,2)+stress(k,3)-stress(k,1))*
        2 (stress(k,1)+stress(k,3)-stress(k,2))

        MIS=SQRT(3*J2)

        if (MIS.GT.3600000000) then
            TRI=0.19245*(J1/((J2)**0.5))
            LODE=(J3/2)*((3/J2)**1.5)
        else
            TRI=0
            LODE=0
        end if
    end do

```

```

if (TRI.gt.-0.33) then

    field(k,7) = stateOld(K,7)+(field(k,1)-stateOld(K,1))
    stateNew(k,7) = field(k,7)
else
    field(k,7) = stateOld(K,7)
    stateNew(k,7) = field(k,7)
end if

if (abs(LODE).lt.1) then
    field(k,8) = LODE
    stateNew(k,8) = field(k,8)
else
    field(k,8) = 0
    stateNew(k,8) = field(k,8)
end if

if (abs(LODE).lt.1) then
    field(k,2) = stateOld(K,2)+(field(k,1)-stateOld(K,1))*TRI
    stateNew(k,2) = field(k,2)
    field(k,4) = stateOld(K,4)+(field(k,1)-stateOld(K,1))*abs(LODE)
    stateNew(k,4) = field(k,4)
end if

if (field(k,1).gt.0) then
    field(k,3) = field(k,2)/field(k,1)
    stateNew(k,3) = field(k,3)
    field(k,5) = field(k,4)/field(k,1)
    stateNew(k,5) = field(k,5)
else
    field(k,3) = 0
    stateNew(k,3) = field(k,3)
    field(k,5) = 0
    stateNew(k,5) = field(k,5)
end if
end do

return
end

subroutine setField3( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*   strainrate, stateOld, stateNew, field )

```

c

```

        include 'vaba_param.inc'
c
        dimension stateOld(nblock,nstatev),
        *stateNew(nblock,nstatev),
        *field(nblock,nfieldv), strainrate(nblock,nrData)
c
        do k = 1, nblock

                field(k,6) =1+0.04*log(abs((((strainrate(k,1)
1-strainrate(k,2))**2+(strainrate(k,2)-strainrate(k,3))**2+
1(strainrate(k,1)-strainrate(k,3))**2)/2)**0.5))+1)
                stateNew(k,6) = field(k,6)

        end do

        return
end

```

Subrutina de acuerdo con hipótesis "b":

```

        subroutine vusdfld(
c Read only -
        *   nblock, nstatev, nfieldv, nprops, ndir, nshr,
        *   jElem, kIntPt, kLayer, kSecPt,
        *   stepTime, totalTime, dt, cmname,
        *   coordMp, direct, T, charLength, props,
        *   stateOld,
c Write only -
        *   stateNew, field )
c
        include 'vaba_param.inc'
c
        dimension jElem(nblock), coordMp(nblock,*),
        *       direct(nblock,3,3), T(nblock,3,3),
        *       charLength(nblock), props(nprops),
        *       stateOld(nblock,nstatev),
        *       stateNew(nblock,nstatev),
        *       field(nblock,nfieldv)
        character*80 cmname
c
c   Local arrays from vgetvrm are dimensioned to
c   maximum block size (maxblk)
c
        parameter( nrData=6 )
        character*3 cData(maxblk*nrData)
        dimension rData(maxblk*nrData), jData(maxblk*nrData)

```

```

c
    jStatus = 1

    call vgetvrm( 'PEEQ', rData, jData, cData, jStatus )

c
    if( jStatus .ne. 0 ) then
        call xplb_abqerr(-2,'Utility routine VGETVRM '//
*         'failed to get variable.',0,zero,' ')
        call xplb_exit
    end if

    call setField1( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*    rData, stateOld, stateNew, field)

    call vgetvrm( 'S', rData, jData, cData, jStatus )

    if( jStatus .ne. 0 ) then
        call xplb_abqerr(-2,'Utility routine VGETVRM '//
*         'failed to get variable.',0,zero,' ')
        call xplb_exit
    end if

    call setField2( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*    rData, stateOld, stateNew, field)

    call vgetvrm( 'ER', rData, jData, cData, jStatus )

    if( jStatus .ne. 0 ) then
        call xplb_abqerr(-2,'Utility routine VGETVRM '//
*         'failed to get variable.',0,zero,' ')
        call xplb_exit
    end if

    call setField3( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*    rData, stateOld, stateNew, field)

    return
end

subroutine setField1( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*    strain, stateOld, stateNew, field )
c
    include 'vaba_param.inc'
c
    dimension stateOld(nblock,nstatev),
*stateNew(nblock,nstatev),

```

```

*field(nblock,nfieldv), strain(nblock,nrData)

do k = 1, nblock
    field(k,1) = strain(k,1)
    stateNew(k,1) = field(k,1)
end do

return
end

subroutine setField2( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*   stress, stateOld, stateNew, field )
c
    include 'vaba_param.inc'
c
    dimension stateOld(nblock,nstatev),
*stateNew(nblock,nstatev),
*field(nblock,nfieldv), stress(nblock,nrData)

    double precision J1, J2, J3, MIS, TRI, LODE, D1, D2, D3
    character*80 sname
    J1=0
    J2=0
    J3=0
    TRI=0
    MIS=0
    LODE=0
    D1=0.15
    D2=0.1
    D3=-0.01
c
    do k = 1, nblock

        J1=stress(k,1)+stress(k,2)+stress(k,3)
        J2=0.166*((stress(k,1)-stress(k,2))**2+(stress(k,1)-
stress(k,3))**2+
        2 (stress(k,2)-
stress(k,3))**2+6*((stress(k,4))**2+(stress(k,5))**2+(stress(k,6))**2)
        )
        J3=0.037*(stress(k,1)+stress(k,2)-
stress(k,3))*(stress(k,2)+stress(k,3)-stress(k,1))*
        2 (stress(k,1)+stress(k,3)-stress(k,2))

        MIS=SQRT(3*J2)

        if (MIS.GT.2000000) then
            TRI=0.19245*(J1/((J2)**0.5))

```

```

LODE=(J3/2)*((3/J2)**1.5)
else
TRI=0
LODE=0
end if

if (abs(LODE).lt.1) then
field(k,8) = LODE
stateNew(k,8) = field(k,8)
else
field(k,8) = 0
stateNew(k,8) = field(k,8)
end if

if ((TRI.gt.-0.33).and.(abs(LODE).lt.1)) then

field(k,7) = stateOld(K,7)+(field(k,1)-stateOld(K,1))
stateNew(k,7) = field(k,7)
field(k,2) = stateOld(K,2)+(field(k,1)-stateOld(K,1))*TRI
stateNew(k,2) = field(k,2)
field(k,4) = stateOld(K,4)+(field(k,1)-stateOld(K,1))*field(k,8)
stateNew(k,4) = field(k,4)

else
field(k,7) = stateOld(K,7)
stateNew(k,7) = field(k,7)
field(k,2) = stateOld(K,2)
stateNew(k,2) = field(k,2)
field(k,4) = stateOld(K,4)
stateNew(k,4) = field(k,4)
end if

if (field(k,7).gt.0) then
field(k,3) = field(k,2)/field(k,7)
stateNew(k,3) = field(k,3)
field(k,5) = field(k,4)/field(k,7)
stateNew(k,5) = field(k,5)
else
field(k,3) = 0
stateNew(k,3) = field(k,3)
field(k,5) = 0
stateNew(k,5) = field(k,5)
end if
end do

return

```

```

end

subroutine setField3( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*   strainrate, stateOld, stateNew, field )
c
include 'vaba_param.inc'
c
dimension stateOld(nblock,nstatev),
*stateNew(nblock,nstatev),
*field(nblock,nfieldv), strainrate(nblock,nrData)
c
do k = 1, nblock

    field(k,6) =1+0.0083*log(abs((((strainrate(k,1)
1-strainrate(k,2))**2+(strainrate(k,2)-strainrate(k,3))**2+
1(strainrate(k,1)-strainrate(k,3))**2)/2)**0.5))+1)
    stateNew(k,6) = field(k,6)

end do

return
end

```

B.2. Subrutinas para simular tratamientos sobre geometrías planas.

En esta sección se describen las subrutinas utilizadas para simular la posición del spot durante la irradiación de la pieza. Se distinguen dos subrutinas: Una de ellas realiza secuencias rectangulares en el plano (X,Y) y la otra en el plano (R,φ) . Resulta trivial el cambio a realizar para programar secuencias en los planos (X,Z) e (Y,Z) . A continuación, se muestran ambas subrutinas:

Subrutina de barrido rectangular en el plano (X,Y) :

```

subroutine vdload (
C Read only (unmodifiable)variables -
1 nblock, ndim, stepTime, totalTime,
1 amplitude, curCoords, velocity, dirCos, jltyp, sname,
C Write only (modifiable) variable -
1 value )
c
include 'vaba_param.inc'
c
dimension curCoords(nblock,ndim), velocity(nblock,ndim),
1 dirCos(nblock,ndim,ndim), value(nblock)

```



```

double precision TDisp, radio, Presion1,
1 Presion2, Presion3, Presion4, Presion6, Presion7, Presion8,
1 Presion9, Tiempo1, Tiempo2, Tiempo3, Tiempo4, Tiempo5,
1 Tiempo6, Tiempo7, Tiempo8, Tiempo9, Incremento,
2 ttaltime,
3 X1, Y1, PulsoTiempo, ValorPresion,
4 Dispfila, NumDisTotal, Division, DispNum, aphi
5 Xinicial, Yinicial, numerofila
character*80 sname

```

C DATOS MODIFICABLES

C Radio del spot

```
radio=0.00075
```

C Tiempo entre disparos consecutivos (s)

```
TDisp=2e-6
```

C Tiempo Total

```
ttaltime=totalTime
```

C Posición inicial del centro del pulso aplicado

```
XInicial=-0.012
```

```
YInicial=-0.009
```

C Definición pulso de presión (cambia según el tipo de pulso)

C Pulso tipo 3

```
Presion1=0
```

```
Tiempo1=0
```

```
Presion2=4.33e+9
```

```
Tiempo2=10e-9
```

```
Presion3=3.98e+9
```

```
Tiempo3=13e-9
```

```
Presion4=3.19e+9
```

```
Tiempo4=16e-9
```

```
Presion5=1.55e+9
```

```
Tiempo5=26e-9
```

```
Presion6=1.06e+9
```

```
Tiempo6=36e-9
```

```
Presion7=0.89e+9
```

```
Tiempo7=51e-9
```

```

        Presion8=0.73e+9
        Tiempo8=144e-9
        Presion9=0
        Tiempo9=500e-9

C      Distancia de solapamiento

        Incremento=0.0005

C      Disparos por fila

        Dispfila=37

C      numero de disparo

        DispNum=floor(ttaltime/TDisp)+1

C      numero de fila

        numerofila=(floor((DispNum-1)/Dispfila))+1

C      Movimiento centro del pulso

        do 100 km = 1, nblock

        X1=XInicial+Incremento*(floor((DispNum-1)/Dispfila))
        if (numerofila/2.GT.(floor(numerofila/2))) then
        Y1=YInicial+Incremento*(DispNum-Dispfila*(numerofila-1)-1)
        else
        Y1=YInicial+(Dispfila-1)*Incremento-Incremento*
1 (DispNum-Dispfila*(numerofila-1)-1)
        end if

C      interpolacion pulso de presión

C      1
        PulsoTiempo=ttaltime-((DispNum-1)*TDisp)
        IF (PulsoTiempo.LT.Tiempo1)
1THEN
        ValorPresion=((Presion1)/(Tiempo1))*PulsoTiempo
        END IF

C      2
        IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo1).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo2))
1THEN
        ValorPresion=Presion1+((Presion2-Presion1)/(Tiempo2-Tiempo1))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo1)
        END IF

```

```

C 3
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo2).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo3))
1THEN
    ValorPresion=Presion2+((Presion3-Presion2)/(Tiempo3-Tiempo2))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo2)
    END IF

C 4
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo3).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo4))
1THEN
    ValorPresion=Presion3+((Presion4-Presion3)/(Tiempo4-Tiempo3))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo3)
    END IF

C 5
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo4).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo5))
1THEN
    ValorPresion=Presion4+((Presion5-Presion4)/(Tiempo5-Tiempo4))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo4)
    END IF

C 6
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo5).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo6))
1THEN
    ValorPresion=Presion5+((Presion6-Presion5)/(Tiempo6-Tiempo5))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo5)
    END IF

C 7
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo6).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo7))
1THEN
    ValorPresion=Presion6+((Presion7-Presion6)/(Tiempo7-Tiempo6))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo6)
    END IF

C 8
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo7).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo8))
1THEN
    ValorPresion=Presion7+((Presion8-Presion7)/(Tiempo8-Tiempo7))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo7)
    END IF

C 9
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo8).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo9))
1THEN
    ValorPresion=Presion8+((Presion9-Presion8)/(Tiempo9-Tiempo8))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo8)
    END IF
    IF (PulsoTiempo.GT.Tiempo9)
1THEN
    ValorPresion=0
    END IF

```

C Distribución espacial del pulso de presion

```

      IF (((curCoords(km,1)-X1)**2+(curCoords(km,2)-
1    Y1)**2).LT.(radio**2
1)) THEN

      aphi=2.5
      value(km)=ValorPresion*exp(-aphi*((curCoords(km,1)-X1)/(radio))
1**2)*exp(-aphi*((curCoords(km,2)-Y1)/(radio))**2)

      ELSE
      value(km)=0
      END IF

100    continue

      return
      end

-Subrutina de barrido en el plano ( $R, \varphi$ ):

      subroutine vdload (
C Read only (unmodifiable)variables -
      1 nblock, ndim, stepTime, totalTime,
      1 amplitud, curCoords, velocity, dirCos, jltyp, sname,
C Write only (modifiable) variable -
      1 value )
C
      include 'vaba_param.inc'
C
      dimension curCoords(nblock,ndim), velocity(nblock,ndim),
1 dirCos(nblock,ndim,ndim), value(nblock)
      double precision TDisp, radio, Presion1, distmin, F, F2,
F1,d1,d2,d3,d4
      1 Presion2, Presion3,Presion4, Presion6, Presion7, Presion8,
      1 Presion9, Tiempo1, Tiempo2, Tiempo3, Tiempo4, Tiempo5,
      1 Tiempo6, Tiempo7, Tiempo8, Tiempo9, Incremento,
      2 ttalttime,
      3 Y1, X1, PulsoTiempo, ValorPresion,
      4 Dispfi1, NumDisTotal, Division, DispNum,aphi,
      5 XInicial, YInicial, Rc, numerofila, Yi,
Dispfi,Dispfi2,Dispfi3,Dispfi4,Dispfi5,Dispfi6,Dispfi7,Dispfi8,Dispfi9,Dis
pfi13,
      6 Xc, Yc, Rini, tet1, tetin, R1,na,nb,nc,nd,ne,nf,ng,nh,ni, gir
      character*80 sname

C      DATOS MODIFICABLES

```

C Radio del spot

radio=0.00125

C Tiempo entre disparos consecutivos (s)

TDisp=2e-6

C Tiempo Total

ttaltime=stepTime

C Posición incial del centro del pulso aplicado

Dispfi=0

numerofila=0

tet1=-0.094

X1=0

Y1=0

R1=0.009

Rini=0.009

Rc=0.005

Yi=-0.015

Xc=0

Yc=-0.015

F=0

distmin=0

F2=0

F1=1

d1=0

d2=0

tetin=-0.094

na=0

nb=0

nc=0

nd=0

ne=0

nf=0

ng=0

nh=0

ni=0

gir=3.33

C Definición pulso de presión (cambia según el tipo de pulso)

C Pulso tipo 3

```

Presion1=0
Tiempo1=0
Presion2=2.4e+9
Tiempo2=2e-9
Presion3=3.8e+9
Tiempo3=5e-9
Presion4=1.66e+9
Tiempo4=23e-9
Presion5=1.26e+9
Tiempo5=30e-9
Presion6=0.83e+9
Tiempo6=50e-9
Presion7=0.6e+9
Tiempo7=100e-9
Presion8=0.36e+9
Tiempo8=400e-9
Presion9=0
Tiempo9=770e-9

```

```
do 100 km = 1, nblock
```

C Distancia de solapamiento

```

Incremento=0.0005
DispNum=floor(ttaltime/TDisp)+1

```

C Movimiento centro del pulso

```

na=(floor(gir/(2*asin(Incremento/(2*(Rini))))))+1
nb=(floor(gir/(2*asin(Incremento/(2*(Rini-1*Incremento))))))+1
nc=(floor(gir/(2*asin(Incremento/(2*(Rini-2*Incremento))))))+1
nd=(floor(gir/(2*asin(Incremento/(2*(Rini-3*Incremento))))))+1
ne=(floor(gir/(2*asin(Incremento/(2*(Rini-4*Incremento))))))+1
nf=(floor(gir/(2*asin(Incremento/(2*(Rini-5*Incremento))))))+1
ng=(floor(gir/(2*asin(Incremento/(2*(Rini-6*Incremento))))))+1
nh=(floor(gir/(2*asin(Incremento/(2*(Rini-7*Incremento))))))+1
ni=(floor(gir/(2*asin(Incremento/(2*(Rini-8*Incremento))))))+1

```

```
if (DispNum.le.na) then
```

```

numerofila=1
Dispfi=DispNum
Rl=Rini-Incremento*(numerofila-1)
tetl=tetin+(Dispfi-1)*(2*asin(Incremento/(2*Rini)))

```

```

end if

if ((DispNum.gt.na).and.(DispNum.le.(na+nb))) then

    numerofila=2
    Dispfi2=DispNum-na
    R1=Rini-Incremento*(numerofila-1)
    tet1=tetin+gir-(Dispfi2-1)*(2*asin((Incremento)/(2*(Rini-
1*Incremento))))

end if

if ((DispNum.gt.(na+nb)).and.(DispNum.le.(na+nb+nc))) then
    numerofila=3
    Dispfi3=DispNum-(na+nb)
    R1=Rini-Incremento*(numerofila-1)
    tet1=tetin+(Dispfi3-1)*(2*asin((Incremento)/(2*(Rini-
2*Incremento))))

end if

if ((DispNum.gt.(na+nb+nc)).and.(DispNum.le.(na+nb+nc+nd))) then
    numerofila=4
    Dispfi4=DispNum-(na+nb+nc)
    R1=Rini-Incremento*(numerofila-1)
    tet1=tetin+gir-(Dispfi4-1)*(2*asin((Incremento)/(2*(Rini-
3*Incremento))))

end if

if
((DispNum.gt.(na+nb+nc+nd)).and.(DispNum.le.(na+nb+nc+nd+ne))) then
    numerofila=5
    Dispfi5=DispNum-(na+nb+nc+nd)
    R1=Rini-Incremento*(numerofila-1)
    tet1=tetin+(Dispfi5-1)*(2*asin((Incremento)/(2*(Rini-
4*Incremento))))

end if

if
((DispNum.gt.(na+nb+nc+nd+ne)).and.(DispNum.le.(na+nb+nc+nd+ne+nf))) then
    numerofila=6

```

```

Dispfi6=DispNum-(na+nb+nc+nd+ne)
R1=Rini-Incremento*(numerofila-1)
tet1=tetin+(Dispfi6-1)*(2*asin((Incremento)/(2*(Rini-
5*Incremento))))

end if

if
((DispNum.gt.(na+nb+nc+nd+ne+nf)).and.(DispNum.le.(na+nb+nc+nd+ne+nf+ng)))
then
numerofila=7
Dispfi7=DispNum-(na+nb+nc+nd+ne+nf)
R1=Rini-Incremento*(numerofila-1)
tet1=tetin+(Dispfi7-1)*(2*asin((Incremento)/(2*(Rini-
6*Incremento))))

end if

if
((DispNum.gt.(na+nb+nc+nd+ne+nf+ng)).and.(DispNum.le.(na+nb+nc+nd+ne+nf+ng
+nh))) then
numerofila=8
Dispfi8=DispNum-(na+nb+nc+nd+ne+nf+ng)
R1=Rini-Incremento*(numerofila-1)
tet1=tetin+(Dispfi8-1)*(2*asin((Incremento)/(2*(Rini-
7*Incremento))))

end if

if
((DispNum.gt.(na+nb+nc+nd+ne+nf+ng+nh)).and.(DispNum.le.(na+nb+nc+nd+ne+nf
+ng+nh+ni))) then
numerofila=9
Dispfi9=DispNum-(na+nb+nc+nd+ne+nf+ng+nh)
R1=Rini-Incremento*(numerofila-1)
tet1=tetin+(Dispfi9-1)*(2*asin((Incremento)/(2*(Rini-
8*Incremento))))

end if

if (DispNum.gt.(na+nb+nc+nd+ne+nf+ng+nh+ni)) then
numerofila=13
Dispfi13=DispNum-(na+nb+nc+nd+ne+nf+ng+nh+ni)
R1=Rini-Incremento*(numerofila-1)
tet1=tetin+(Dispfi13-1)*(2*asin((Incremento)/(2*R1)))

end if

```



```

X1=R1*cos(tet1)
Y1=R1*sin(tet1)+Yi

d1=abs(Y1-Yi)
d2=abs(((X1-Xc)**2+(Y1-Yc)**2)**0.5-Rc)

distmin=min(d1,d2)

if (Y1.gt.Yi) then
  F2=distmin/radio
  F=min(F1,F2)
else
  F=0
end if

C    interpolacion pulso de presión

C    1
      PulsoTiempo=ttaltime-((DispNum-1)*TDisp)
      IF (PulsoTiempo.LT.Tiempo1)
1 THEN
      ValorPresion=((Presion1)/(Tiempo1))*PulsoTiempo
      END IF

C    2
      IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo1).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo2))
1 THEN
      ValorPresion=Presion1+((Presion2-Presion1)/(Tiempo2-Tiempo1))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo1)
      END IF

C    3
      IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo2).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo3))
1 THEN
      ValorPresion=Presion2+((Presion3-Presion2)/(Tiempo3-Tiempo2))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo2)
      END IF

C    4
      IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo3).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo4))
1 THEN
      ValorPresion=Presion3+((Presion4-Presion3)/(Tiempo4-Tiempo3))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo3)
      END IF

C    5
      IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo4).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo5))
1 THEN
      ValorPresion=Presion4+((Presion5-Presion4)/(Tiempo5-Tiempo4))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo4)

```

```

        END IF
C 6
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo5).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo6))
1 THEN
        ValorPresion=Presion5+((Presion6-Presion5)/(Tiempo6-Tiempo5))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo5)
        END IF
C 7
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo6).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo7))
1 THEN
        ValorPresion=Presion6+((Presion7-Presion6)/(Tiempo7-Tiempo6))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo6)
        END IF
C 8
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo7).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo8))
1 THEN
        ValorPresion=Presion7+((Presion8-Presion7)/(Tiempo8-Tiempo7))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo7)
        END IF
C 9
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo8).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo9))
1 THEN
        ValorPresion=Presion8+((Presion9-Presion8)/(Tiempo9-Tiempo8))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo8)
        END IF
        IF (PulsoTiempo.GT.Tiempo9)
1 THEN
            ValorPresion=0
        END IF

```

C Distribución espacial del pulso de presion

```

        IF (((curCoords(km,1)-X1)**2+(curCoords(km,2)-
1 Y1)**2).LT.(radio**2
1)) THEN

        aphi=1.49
        value(km)=F*ValorPresion*exp((( -
aphi)/(radio**4.8))*((curCoords(km,1)-X1)**2+(curCoords(km,2)-
1 Y1)**2)**2.4)

        ELSE
            value(km)=0
        END IF

100 continue

```

```

return
end

```

B.3. Subrutinas para simular tratamientos extensos sobre superficies curvas.

En esta sección se presenta la subrutina utilizada para tratar superficies cilíndricas. El movimiento será un rectángulo en el espacio (Z, φ) .

B.3.1. Tratamiento sobre superficie interior cilíndrica realizando una secuencia rectangular en el espacio (z, φ) , garantizando la perpendicularidad entre el haz y la superficie.

```

subroutine vload (
C Read only (unmodifiable)variables -
    1 nblock, ndim, stepTime, totalTime,
    1 amplitud, curCoords, velocity, dirCos, jltyp, sname,
C Write only (modifiable) variable -
    1 value )
C
    include 'vaba_param.inc'
C
    dimension curCoords(nblock,ndim), velocity(nblock,ndim),
    1 dirCos(nblock,ndim,ndim), value(nblock)
    double precision TDisp, radio, Presion1, distmin, F, F2,
F1,d1,d2,d3,d4
    1 Presion2, Presion3,Presion4, Presion6, Presion7, Presion8,
    1 Presion9, Tiempo1, Tiempo2, Tiempo3, Tiempo4, Tiempo5,
    1 Tiempo6, Tiempo7, Tiempo8, Tiempo9, Incremento,
    2 ttaltime,
    3 Z1, X1, PulsoTiempo, ValorPresion,
    4 Dispfila, NumDisTotal, Division, DispNum,aphi
    5 ZInicial, YInicial, R, tet0, numerofila,Ys, Yi,Ys2,Yi2
    character*80 sname

C    DATOS MODIFICABLES

C    Radio del spot

    radio=0.00075

C    Tiempo entre disparos consecutivos (s)

    TDisp=2e-6

```

C Tiempo Total

ttaltime=stepTime

C Posición incial del centro del pulso aplicado

R=0.0125

tet0=-0.698

ZInicial=0.0005

YInicial=0

Yi=0.001

Ys=0.008

Yi2=0

Ys2=0.009

F=0

distmin=0

F2=0

F1=1

d1=0

d2=0

d3=0

d4=0

C Definición pulso de presión (cambia según el tipo de pulso)

C Pulso tipo 1

Presion1=0

Tiempo1=0

Presion2=3.3e+9

Tiempo2=2e-9

Presion3=5.2e+9

Tiempo3=5e-9

Presion4=2.27e+9

Tiempo4=23e-9

Presion5=1.72e+9

Tiempo5=30e-9

Presion6=1.13e+9

Tiempo6=50e-9

Presion7=0.82e+9

Tiempo7=100e-9

Presion8=0.49e+9

Tiempo8=400e-9

Presion9=0

Tiempo9=770e-9

```

C      Distancia de solapamiento

      Incremento=0.0002

C      Disparos por fila

      Dispfila=41

C      numero de disparo

      DispNum=floor(ttaltime/TDisp)+1

C      numero de fila

      numerofila=(floor((DispNum-1)/Dispfila))+1

C      Movimiento centro del pulso

      do 100 km = 1, nblock

      Y1=R*sin(tet0+(Incremento/R)*(floor((DispNum-1)/Dispfila)))
      if (numerofila/2.GT.(floor(numerofila/2))) then
      Z1=ZInicial+Incremento*(DispNum-Dispfila*(numerofila-1)-1)
      else
      Z1=ZInicial+(Dispfila-1)*Incremento-Incremento*
1 (DispNum-Dispfila*(numerofila-1)-1)
      end if

      d1=abs(Z1-Yi)
      d2=abs(Z1-Ys)
      d3=abs(Z1-Ys2)
      d4=abs(Z1-Yi2)

      distmin=min(d1,d2,d3,d4)

      F2=distmin/radio
      F=min(F1,F2)

C      interpolacion pulso de presión

C      1
      PulsoTiempo=ttaltime-((DispNum-1)*TDisp)
      IF (PulsoTiempo.LT.Tiempo1)
1 THEN
      ValorPresion=((Presion1)/(Tiempo1))*PulsoTiempo
      END IF

```

```

C 2
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo1).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo2))
1THEN
    ValorPresion=Presion1+((Presion2-Presion1)/(Tiempo2-Tiempo1))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo1)
    END IF

C 3
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo2).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo3))
1THEN
    ValorPresion=Presion2+((Presion3-Presion2)/(Tiempo3-Tiempo2))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo2)
    END IF

C 4
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo3).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo4))
1THEN
    ValorPresion=Presion3+((Presion4-Presion3)/(Tiempo4-Tiempo3))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo3)
    END IF

C 5
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo4).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo5))
1THEN
    ValorPresion=Presion4+((Presion5-Presion4)/(Tiempo5-Tiempo4))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo4)
    END IF

C 6
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo5).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo6))
1THEN
    ValorPresion=Presion5+((Presion6-Presion5)/(Tiempo6-Tiempo5))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo5)
    END IF

C 7
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo6).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo7))
1THEN
    ValorPresion=Presion6+((Presion7-Presion6)/(Tiempo7-Tiempo6))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo6)
    END IF

C 8
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo7).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo8))
1THEN
    ValorPresion=Presion7+((Presion8-Presion7)/(Tiempo8-Tiempo7))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo7)
    END IF

C 9
    IF ((PulsoTiempo.GE.Tiempo8).AND.(PulsoTiempo.LT.Tiempo9))
1THEN
    ValorPresion=Presion8+((Presion9-Presion8)/(Tiempo9-Tiempo8))*
1 (PulsoTiempo-Tiempo8)

```

```

        END IF
        IF (PulsoTiempo.GT.Tiempo9)
1THEN
        ValorPresion=0
        END IF

C Distribución espacial del pulso de presion

        IF (((curCoords(km,2)-
Y1)/(cos(tet0+(Incremento/R)*(floor((DispNum-
1)/Dispfila))))**2+(curCoords(km,3)-
1 Z1)**2).LT.(radio**2
1)) THEN

        aphi=1.67
        value(km)=F*ValorPresion*exp((( -
aphi)/(radio**4.5))*(((curCoords(km,2)-Y1)/cos(tet0+(Incremento/R)*
1(floor((DispNum-1)/(Dispfila))))**2+((curCoords(km,3)-
Z1)**2)**2.25)
        ELSE
        value(km)=0
        END IF

100    continue

        return
        end

```

B.4. Subrutinas de test de secuencias para simulaciones de alto coste computacional.

La subrutina presentada en esta sección tiene como objetivo permitir de una manera ágil comprobar si una secuencia de pulsos extensa es la deseada. La dinámica de funcionamiento es la misma que la subrutina de aplicación de cargas, solo que no se aplica carga, sino un pulso que dibuja una marca circular sobre la superficie de la pieza. De esta manera, la duración del "pulso" puede ser arbitraria, con lo que se tomará un tiempo de 2 ns con el fin de reducir el coste computacional.

Al no tener que calcularse la propagación de la onda a través del material, el espesor puede ser arbitrario, con lo que se tomará un espesor de 100 μm , con un único elemento en dicha dirección. Finalmente se simulará la secuencia programada, de manera que la superficie de la pieza quedará marcada siguiendo la misma secuencia que se pretende evaluar. Una vez evaluada, se procede a realizar la simulación completa con la subrutina de carga.

El coste computacional de la subrutina es muy bajo, ya que se puede elegir arbitrariamente tanto el tiempo entre pulsos sucesivos como el espesor de la pieza. A continuación, se muestra un ejemplo en el que realiza una secuencia cuadrada

Ejemplo de código de la subrutina de test:

```

      subroutine vusdfld(
c Read only variables -
      1  nblock, nstatev, nfieldv, nprops, ndir, nshr,
      2  jElem, kIntPt, kLayer, kSecPt,
      3  stepTime, totalTime, dt, cmname,
      4  coordMp, direct, T, charLength, props,
      5  stateOld,
c Write only variables -
      6  stateNew, field )
c
      include 'vaba_param.inc'
c
      dimension jElem(nblock), coordMp(nblock,*),
      1          direct(nblock,3,3), T(nblock,3,3),
      2          charLength(nblock), props(nprops),
      3          stateOld(nblock,nstatev),
      4          stateNew(nblock,nstatev),
      5          field(nblock,nfieldv)
      character*80 cmname

      double precision TDisp, radio, Presion1,
      1 Presion2, Presion3, Presion4, Presion6, Presion7, Presion8,
      1 Presion9, Tiempo1, Tiempo2, Tiempo3, Tiempo4, Tiempo5,
      1 Tiempo6, Tiempo7, Tiempo8, Tiempo9, Incremento,
      2 ttaltime,
      3 X1, Y1, PulsoTiempo, ValorPresion,
      4 Dispfila, NumDisTotal, Division, DispNum, aphi, DispNum2
      5 Xinicial, Yinicial, numerofila, numerofila2
      character*80 sname

c      Local arrays from vgetvrn are dimensioned to
c      maximum block size (maxblk)
c
      parameter( nrData=6 )
      character*3 cData(maxblk*nrData)
      dimension rData(maxblk*nrData), jData(maxblk*nrData)

C      Radio del spot

      radio=0.00125

```



```

C      Tiempo entre disparos consecutivos (s)

      TDisp=2e-9

C      Tiempo Total

      ttaltime=totalTime

C      Posición incial del centro del pulso aplicado

      XInicial=0
      YInicial=0.072

C      Distancia de solapamiento

      Incremento=0.0005

C      numero de disparo

      DispNum=floor(ttaltime/TDisp)+1

      Dispfila=145

C      numero de disparo

      DispNum=floor(ttaltime/TDisp)+1

C      numero de fila

      numerofila=(floor((DispNum-1)/Dispfila))+1

      X1=XInicial+Incremento*(floor((DispNum-1)/Dispfila))
      if (((numerofila)/2).GT.(floor((numerofila)/2))) then
        Y1=YInicial-Incremento*(DispNum-Dispfila*(numerofila-1)-1)
      else
        Y1=YInicial-(Dispfila-1)*Incremento+Incremento*
1 (DispNum2-Dispfila*(numerofila-1)-1)
      end if
      do 100 k = 1, nblock

        IF (((coordMp(k,1)-X1)**2+(coordMp(k,2)-
1  Y1)**2).LT.(radio**2
1)) THEN
          field(k,1)=stateold(k,1)+1
          statenew(k,1)=field(k,1)
        ELSE

```

```
        field(k,1)=stateold(k,1)
        statenew(k,1)=field(k,1)
    END IF
    field(k,2)=DispNum2
    statenew(k,2)=field(k,2)
100 continue
return
end
```

Anexo C

Metodología seguida para implementar el modelo de endurecimiento anisótropo de la aleación de magnesio Mg AZ31B en Abaqus.

En este anexo se detalla, paso a paso, cómo implementar en Abaqus, el modelo anisótropo definido para la aleación de magnesio Mg AZ31B. A pesar de estar particularizada para dicho material, gran parte del contenido de la presente sección es de carácter general. De hecho, pretende ser una guía que permita implementar un modelo anisotrópo cualquiera.

Inicialmente, se modelarán convenientemente las curvas de tensión-deformación según la dirección de laminación (RD), transversal (TD) y normal (ND). Dichas expresiones se introducirán en la subrutina "VUSDf" presentada previamente, que permite crear variables internas, field(k,n), donde k identifica un elemento genérico del mallado y n representa la variable interna en cuestión a definir. Dichas variables, se identificarán con parámetros de interés durante el histórico de aplicación de pulsos de presión sobre el material, tales como las tensiones, velocidades de deformación y deformación plástica equivalente, entre otras. Finalmente, las propiedades del material quedarán definidas a partir de cada variable "field(k,n)".

El esqueleto inicial de la subrutina, sin definir ninguna variable, es el siguiente:

```
subroutine vusdfld(
c Read only -
*   nblock, nstatev, nfieldv, nprops, ndir, nshr,
*   jElem, kIntPt, kLayer, kSecPt,
*   stepTime, totalTime, dt, cmname,
*   coordMp, direct, T, charLength, props,
*   stateOld,
c Write only -
*   stateNew, field )
c
    include 'vaba_param.inc'
c
    dimension jElem(nblock), coordMp(nblock,*),
*           direct(nblock,3,3), T(nblock,3,3),
*           charLength(nblock), props(nprops),
*           stateOld(nblock,nstatev),
*           stateNew(nblock,nstatev),
*           field(nblock,nfieldv)
```

```

character*80 cmname
c
c   Local arrays from vgetvrm are dimensioned to
c   maximum block size (maxblk)
c
parameter( nrData=6 )
character*3 cData(maxblk*nrData)
dimension rData(maxblk*nrData), jData(maxblk*nrData)
c
jStatus = 1

c   Aquí el usuario programa la definición de cada variable field(k,n).

return
end

```

A continuación, se incluyen en el programa principal los comandos "call vgetvrm" y "call setField". El comando "call vgetvrm" permite hacer una llamada a algún parámetro de interés, como por ejemplo las tensiones, S, las velocidades de deformación, ER y la deformación plástica equivalente, PEEQ. El comando "call setField" permite identificar las variables internas de Abaqus, field(k,n) con cada uno de los parámetros previamente llamados. Se introducirá la siguiente secuencia en el programa, con el fin de identificar las variables internas con las tensiones, S, velocidades de deformación, ER y deformaciones plásticas equivalentes, PEEQ:

```

call vgetvrm( 'ER', rData, jData, cData, jStatus )

if( jStatus .ne. 0 ) then
  call xplb_abqerr(-2,'Utility routine VGETVRM '//
*    'failed to get variable.',0,zero,' ')
  call xplb_exit
end if

call setField1( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*   rData, stateOld, stateNew, field)

call vgetvrm( 'PEEQ', rData, jData, cData, jStatus )

c
if( jStatus .ne. 0 ) then
  call xplb_abqerr(-2,'Utility routine VGETVRM '//
*    'failed to get variable.',0,zero,' ')
  call xplb_exit
end if

```

```

    call setField2( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*   rData, stateOld, stateNew, field)

    call vgetvrm( 'S', rData, jData, cData, jStatus )

    if( jStatus .ne. 0 ) then
        call xplb_abqerr(-2,'Utility routine VGETVRM '//
*       'failed to get variable.',0,zero,' ')
        call xplb_exit
    end if

    call setField3( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*   rData, stateOld, stateNew, field)

```

Fuera de la interfaz del programa, aunque en el mismo archivo de texto, se definen las funciones setField1, setField2 y setField3 a partir de los parámetros ER, PEEQ y S respectivamente. A continuación, se muestra la definición de las tres funciones, con los comentarios necesarios para su correcta comprensión:

Subrutina setField1: identifica field(k,1), con la velocidad de deformación equivalente, calculada mediante la expresión:

```

    subroutine setField1( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*   strainrate, stateOld, stateNew, field )
c
    include 'vaba_param.inc'
c
    dimension stateOld(nblock,nstatev),
*stateNew(nblock,nstatev),
*field(nblock,nfieldv), strainrate(nblock,nrData)

    do k = 1, nblock

        field(k,1)=(abs((((strainrate(k,1)
1-strainrate(k,2))**2+(strainrate(k,2)-strainrate(k,3))**2+
1(strainrate(k,1)-strainrate(k,3))**2)/2)**0.5))+1)
        stateNew(k,1) = field(k,1)

    end do

    return
end

```

Subrutina setField2: identifica field(k,2), con la deformación plástica equivalente, PEEQ. La variable field(k,3) se identifica con 1 cuando la deformación plástica equivalente supera el valor crítico, $(\Delta\varepsilon_p)_c$, siendo nulo su valor en caso contrario.

```

subroutine setField2( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*   strain, stateOld, stateNew, field )
c
include 'vaba_param.inc'
c
dimension stateOld(nblock,nstatev),
*stateNew(nblock,nstatev),
*field(nblock,nfieldv), strain(nblock,nrData)

do k = 1, nblock

    field(k,2)=strain(k,1)
    stateNew(k,2) = field(k,2)

    if (field(k,2).lt.0.059) then
        field(k,3)=0
        stateNew(k,3) = field(k,3)
    else
        field(k,3)=1
        stateNew(k,3) = field(k,3)
    end if

end do

return
end

```

Subrutina setField3: identifica field(k,4), field(k,5) y field(k,6) con el límite elástico en las direcciones longitudinal, transversal y normal, dividido por el límite elástico inicial en las direcciones transversales. Se distinguen diferentes situaciones en función de la velocidad de deformación, field(k,1):

```

subroutine setField3( nblock, nstatev, nfieldv, nrData,
*   stress, stateOld, stateNew, field )
c
include 'vaba_param.inc'
c
dimension stateOld(nblock,nstatev),
*stateNew(nblock,nstatev),

```

```

*field(nblock,nfieldv), stress(nblock,nrData)

double precision Fmax, Gmax, yield, r1, r2
character*80 sname

Fmax=463
Gmax=426
yield=78
r1=0.001
r2=1000000
do k = 1, nblock

    if ((field(k,1)).lt.(r1)) then

        field(k,5)=(min(((78+80*(1-exp(-
50*field(k,2))))+(field(k,3)*(810*(1-exp(-(5)*(field(k,2)-
0.059))))),Fmax))/yield
        field(k,4)=(min(((78+80*(1-exp(-
50*field(k,2))))+(field(k,3)*(720*(1-exp(-(5)*(field(k,2)-
0.059))))),Gmax))/yield
        field(k,6)=(178+(130)*(1-exp(-(37)*field(k,2))))/yield

        stateNew(k,5)=field(k,5)
        stateNew(k,4)=field(k,4)
        stateNew(k,6)=field(k,6)

    end if

    if (((field(k,1)).ge.(r1)).and.((field(k,1)).lt.(r2))) then

        field(k,5)=(min(((78+80*(1-exp(-
50*field(k,2))))+(field(k,3)*(810*(1-exp(-(5)*(field(k,2)-
0.059))))),Fmax))/yield
        1+ ((field(k,1)-r1)/(r2-r1))*(((78+80*(1-exp(-
50*field(k,2))))+(field(k,3)*(320*(1-exp(-(95)*(field(k,2)-0.059)))))/
2yield - (min(((78+80*(1-exp(-50*field(k,2))))+(field(k,3)*(810*(1-
exp(-(5)*(field(k,2)-0.059))))),Fmax))/yield)

        field(k,4)=(min(((78+80*(1-exp(-
50*field(k,2))))+(field(k,3)*(720*(1-exp(-(5)*(field(k,2)-
0.059))))),Gmax))/yield
        1 + ((field(k,1)-r1)/(r2-r1))*(((78+80*(1-exp(-
50*field(k,2))))+(field(k,3)*(280*(1-exp(-(80)*(field(k,2)-0.059)))))/
2yield - (min(((78+80*(1-exp(-50*field(k,2))))+(field(k,3)*(720*(1-
exp(-(5)*(field(k,2)-0.059))))),Gmax))/yield)

```

```

        field(k,6)=(178+(130)*(1-exp(-(37)*field(k,2)))) /yield +
((field(k,1)-r1)/(r2-r1))*((178+(260)*
1(1-exp(-(55)*field(k,2)))) /yield - (178+(130)*(1-exp(-
(37)*field(k,2)))) /yield)

        stateNew(k,5)=field(k,5)
        stateNew(k,4)=field(k,4)
        stateNew(k,6)=field(k,6)

    end if

    if ((field(k,1)).ge.(r2)) then

        field(k,5)=((78+80*(1-exp(-50*field(k,2)))+(field(k,3)*(320*(1-
exp(-(95)*(field(k,2)-0.059)))))))/yield
        field(k,4)=((78+80*(1-exp(-50*field(k,2)))+(field(k,3)*(280*(1-
exp(-(80)*(field(k,2)-0.059)))))))/yield
        field(k,6)=(178+(260)*(1-exp(-(55)*field(k,2)))) /yield

        stateNew(k,4)=field(k,4)
        stateNew(k,5)=field(k,5)
        stateNew(k,6)=field(k,6)

    end if

end do
return
end

```

En resumidas cuentas, se tiene la siguiente relación de variables internas:

field(k,1) = Velocidad de deformación plástica equivalente, ER.

field(k,2) = Deformación plástica equivalente, PEEQ.

field(k,3) = Función de activación.

field(k,4) = Relación entre el límite elástico en dirección longitudinal frente al inicial.

field(k,5) = Relación entre el límite elástico en dirección transversal frente al inicial.

field(k,6) = Relación entre el límite elástico en dirección normal frente al inicial en la dirección longitudinal o transversal (ambos se han tomado como iguales a 78 MPa).

Una vez establecida la definición de dichas variables a través de la subrutina, se procede a definir las propiedades del material en función de dichas variables. Para ello, es preciso acceder a la pestaña "Property" en la interfaz general de Abaqus. Debe seleccionarse la opción Depvar y establecerse el número de variables en 7 (Una más que las 6 definidas en la subrutina). Además de las características habituales que deben definirse para modelar la propagación de onda (Módulo de Young, E , coeficiente de poisson, ν y densidad, ρ), se establecerá un modelo de comportamiento elástico-perfectamente plástico con 78 MPa de límite elástico. Este límite elástico constante, junto con la opción "Potentials" define completamente la anisotropía del material. Los potenciales, R_{ij} , representan factores de amplificación de la elasticidad en las diferentes direcciones establecidas. Tal y como se han definido en la subrutina las variables field(k,4), field(k,5) y field(k,6), la tabla en Abaqus debe completarse con la siguiente información:

R_{11}	R_{22}	R_{33}	R_{12}	R_{13}	R_{23}	$FV1$	$FV2$	$FV3$	$FV4$	$FV5$	$FV6$
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
10	1	1	10	10	1	1	1	1	10	1	1
1	10	1	10	1	10	1	1	1	1	10	1
1	1	10	1	10	10	1	1	1	1	1	10

Tabla C.1: Relación entre las variables field(k,n), y los diferentes potenciales, R_{ij} .

Finalmente, debe establecerse la correspondencia entre las direcciones 1, 2 y 3 definidas anteriormente con respecto a la orientación del material. Aunque en principio podría correlacionarse con un sistema de coordenadas arbitrario, resulta más sencillo imponer de manera directa una equivalencia con los ejes "x", "y", "z". Para ello, en el módulo de material, se seleccionará "Assign"=> "Material Orientation". Esto permite identificar directamente las direcciones 1, 2 y 3 con x, y, z. En el caso presentado en la tesis, "x" coincidirá con la dirección de laminación, "y" con la transversal y "z" con la dirección de la aplicación de la carga. Siempre que se mantenga una coherencia, se puede redefinir las direcciones de diferentes maneras.

Finalmente, es preciso destacar que el coste computacional crece de manera significativa a medida que se incluyen más variables, con lo que, al crearse un nuevo modelo de material, debe evaluarse con detenimiento si la magnitud de la anisotropía presentada justifica el coste computacional inherente a la definición de dicha anisotropía. En el caso estudiado en la tesis (aleación Mg AZ31B), las simulaciones obtenidas mediante el modelo isotrópico y anisotrópico, junto con su comparación con los resultados experimentales, confirman la relevancia de la consideración explícita de la anisotropía. En otros casos, debe evaluarse inicialmente si dicha anisotropía juega un papel significativo en los resultados.

Anexo D

Resumen de las técnicas experimentales para la medición de las tensiones residuales.

D.1. Introducción.

En esta sección se presentan las dos técnicas experimentales que han proporcionado los resultados presentados en la tesis. La primera es el método del agujero ciego, realizado en las instalaciones del Centro Láser UPM, con la que se han obtenido los resultados en profundidad en la aleación Mg AZ31B. En el caso del Al2624 T39, los resultados del agujero ciego los proporcionó la Universidad de Coventry. Finalmente, los estados tensionales en las secciones de las probetas de Al 5028, se obtuvieron mediante el método del contorno y los proporcionó la Universidad de Coventry.

El método del agujero ciego entra en la categoría de métodos de medida semi destructivos, ya que se practica un pequeño orificio para la obtención de la medida. En ocasiones, se considera que la pieza puede seguir servicio una vez taladrada la misma. En el caso del método del contorno, la pieza es cortada para la obtención del mapa de tensiones residuales, con lo que queda completamente inutilizada tras la realización de la medida, tratándose entonces de un método destructivo.

Existen algunos métodos de medida adicionales de significativa importancia, como el Core ring method (semi destructivo), difracción de rayos X y difracción de neutrones (no destructivos). Al no haber sido utilizados en la presente tesis, se describirán de manera breve: El Core ring method sigue una dinámica muy similar al método del agujero ciego, entrando en la categoría de semi destructivo. En el caso de los métodos de medida por difracción, se obtiene la distancia inter planar, d_I , de diferentes sistemas cristalográficos, que podrá relacionarse con la deformación al compararla con los resultados obtenidos en una pieza no tratada, d_0 .

A continuación, se dedica una sección completa a la descripción del método del agujero ciego y al método del contorno.

D.2. El método del agujero ciego.

El método del agujero ciego entra en la categoría de medida indirecta semi destructiva. Se practica un pequeño agujero que puede llegar a los 2 mm de diámetro, secuencialmente a diferentes profundidades de interés, en las que se obtienen resultados. Al taladrar sobre una

galga extensométrica específica a diferentes profundidades, se relajan las tensiones residuales de compresión introducidas por el tratamiento, lo que se traduce en deformaciones que son medidas por la galga extensométrica. Se muestra una captura de pantalla durante un ensayo en la figura D.1, con fines ilustrativos, extraída de la tesis de David Peral.

Figura D.1: Fotografía que muestra la disposición previa al ensayo (izquierda).

El uso de un algoritmo específico permite convertir las micro deformaciones registradas por la galga extensométrica en las tensiones residuales existentes en el dominio medido. El hecho de que las tensiones se obtengan a partir de las deformaciones registradas supone que se trata de un método de medida indirecta. Además, se considera semi destructivo, pues, aunque se taladra la pieza, la profundidad del agujero practicado (típicamente 1 mm), así como el diámetro de este (alrededor de 2 mm), son muy pequeños en relación a las dimensiones de la mayoría de los componentes en servicio, con lo que es habitual que la pieza pueda seguir con su funcionamiento habitual una vez realizada la medida experimental.

Las galgas extensométricas utilizadas, son muy específicas, disponiendo de una región circular sobre la que se taladra, rodeada por tres resistencias que registran la deformación en el plano de la pieza. Aunque existen bastantes modelos según algunos aspectos característicos de la medida a realizar (profundidad a medir, tipo de material, precisión requerida), las más utilizadas en la comunidad científica son las de geometría cuadrada, de referencia "EA-XX-062RE 120/SE" (ver figura D.2). Existe una variante con forma rectangular, de uso muy extendido también. Se muestra en la figura D.2 el modelo pre soldado suministrado por HBM, de referencia "K-RY61-1.5/120R-3 prewired". Este tipo de galga, permite medir bajo norma regiones cercanas a soldaduras, grietas o límites de la pieza.

Figura D.2: Galga estándar "EA-XX-062RE 120/SE" suministrada por Vishay (izquierda). Galga rectangular pre soldada "K-RY61-1.5/120R-3 prewired" suministrada por HBM (derecha). Para la medida de tensiones residuales se ha seleccionado la galga rectangular "K-RY61-1.5/120R-3 prewired". Al ser rectangular, permite aprovechar mejor el espacio disponible para realizar las medidas. Además, es posible adquirirlas con los cables de conexión soldados (prewired), con lo que se eliminan posibles fuentes de incertidumbre asociadas a resistencias en puntos de soldadura que, de otra manera, tendrían que realizarse manualmente.

Existe la posibilidad de tratar geometrías cuadradas de mayores dimensiones, con el fin de dejar el suficiente espacio para realizar múltiples medidas con las galgas convencionales. Si embargo, esto puede comprometer en gran medida el coste computacional de las simulaciones, con lo que se adoptó como mejor solución aprovechar la ventaja que ofrecen las galgas rectangulares.

En cuanto a las fresas utilizadas, existen varias opciones según la dureza del material a taladrar. La fresa estándar es de carburo de Wolframio, muy utilizada en la industria dental, que puede utilizarse para taladrar acero, aluminio y magnesio. En el caso del titanio, se hace preciso utilizar fresas con un recubrimiento especial que presenta un color característico amarillo, que suele ser de TiN o TiAlN según el fabricante que lo suministre. En la figura D.3 se recoge la descripción de ambas fresas suministradas por la empresa Sint Technology, junto con las durezas correspondientes del material a taladrar.

Figura D.3: Esquema de las fresas suministradas por Sint Technology, junto con las durezas de los materiales que permiten taladrar.

Según el caso de estudio, serán esperables diferentes distribuciones de tensiones residuales, con lo que existen diferentes algoritmos de cálculo, según la tensión residual se mantenga constante para diferentes profundidades o, por el contrario, que los estados tensionales varíen con la profundidad.

En el caso de las piezas tratadas con LSP, se observa típicamente una tendencia decreciente desde 0 a 200 μm , donde se alcanza el mínimo de tensiones (máximo compresivo), situación a

partir de la cual crecen hasta alcanzar un valor pequeño alrededor de 1000 μm . A partir de las 1000 μm , las micro deformaciones registradas por las galgas son muy pequeñas y no se puede garantizar precisión en los resultados, con lo que suelen descartarse. En base al perfil típico de tensiones residuales compresivas en profundidad introducidas por LSP, se puede utilizar el método integral o el H-Drill method, siendo este último el escogido al incluir una corrección por excentricidad en el agujero practicado sobre la galga extensométrica. Se utiliza para la obtención de los resultados el software H-Drill, que incluye los algoritmos de cálculo previamente descritos.

D.3. El método del contorno.

El método del contorno es un procedimiento experimental para la medida de tensiones residuales en el seno de una superficie plana (una sección) del material de estudio, basado en una variación del principio de Bueckners. Fue presentado por primera vez en Londres en el año 2000, y en una revista científica en 2001.

Para la obtención del mapa bidimensional de tensiones residuales, se corta la pieza en dos partes utilizando un dispositivo conocido como EDM (Wire electric discharge machine). En consecuencia, las tensiones residuales presentes en la pieza se relajan en la sección cortada, de manera que esta sufre deformaciones que se asumirán como puramente elásticas. Las deformaciones registradas se introducen posteriormente en un modelo FEM como dato de entrada, obteniéndose como resultado las tensiones residuales finales presentes en la sección cortada.

Hipótesis de cálculo y aproximaciones

En el procedimiento seguido para la obtención de las tensiones residuales, se asumen algunas hipótesis de cálculo, que deben ser tenidas en cuenta, además de algunos factores que implican desviaciones en el comportamiento ideal del material:

- i) Respuesta elástica del material: Se asume que toda deformación que tiene lugar durante el desarrollo del método es puramente elástica. Por lo tanto, la propia eliminación de material mediante EDM no generará deformaciones plásticas en las superficies cuyas tensiones se desean medir. Además, se supondrá que la propia relajación de tensiones durante el corte es totalmente elástica.
- ii) Superficies iniciales planas: En ocasiones, la pieza se corta según dos direcciones perpendiculares entre sí con el fin de obtener un mapa más completo del estado tensional residual. En estas circunstancias, la superficie queda deformada tras el primer corte, afectando en consecuencia a la aplicación del método si se realiza un segundo corte

adicional. Se adopta como hipótesis simplificadora que la superficie se mantiene plana tras el primer corte.

- iii) Simetría en los estados tensionales respecto al plano de corte: De cara a la obtención de los resultados, se promedia el estado tensional obtenido en ambas secciones. La simetría se cumplirá explícitamente en materiales homogéneos en los que el plano de corte es precisamente un plano de simetría de la pieza.
- iv) Relajación de tensiones durante el proceso de corte: Durante la operación de corte, se relajan progresivamente las tensiones correspondientes a las partes del material separadas entre sí, lo que supone que la superficie real cortada no se corresponde con un plano. De cara a la interpretación de resultados, se pueden aplicar una serie de correcciones para considerar explícitamente este fenómeno.
- v) Irregularidades locales en el material: La presencia de defectos o incluso variaciones de composición locales, generan inevitablemente irregularidades en el corte. La propia composición del material implica variaciones en el espesor de material eliminado durante el corte.

Potencialidades y limitaciones existentes. Ejemplos de aplicación con éxito en contraste con otros métodos

El método del contorno se ha aplicado con éxito en materiales metálicos, con una buena correspondencia con los resultados obtenidos mediante otros procedimientos experimentales. La clara ventaja del procedimiento radica en la gran cantidad de información que aporta cada medida, ya que ofrece un mapa completo de las tensiones residuales de la sección ensayada. Además, pueden ensayarse geometrías con formas más complejas, mientras que la aplicabilidad de otros procedimientos convencionales como por ejemplo el método del agujero ciego, se reduce a la caracterización de geometrías planas.

En la bibliografía se documenta una gran cantidad de casos exitosos, en los que el método proporciona resultados muy similares a los que proporcionan otros métodos de caracterización como la difracción de rayos X, especialmente en la determinación experimental de las tensiones residuales en soldaduras por fricción. En los casos de estudio de soldaduras por fusión, existen discrepancias entre los resultados obtenidos por diferentes métodos, resultando difícil distinguir qué metodología proporciona resultados más fiables, pues, en muchas ocasiones, las soldaduras dificultan la obtención de las tensiones residuales mediante difracción de rayos X.

En lo que se refiere a las limitaciones del proceso, deben tenerse en cuenta algunos aspectos:

- i) El primero de ellos es el tamaño de las piezas. Cuanto mayor sean las dimensiones de la pieza ensayada, más precisión se obtendrá en los resultados.
- ii) Incertidumbre en las cercanías a la superficie: La hipótesis de anchura de corte constante es tiene menor validez en las aristas y bordes exteriores de la pieza. En algunos trabajos se han obtenido buenos resultados en las cercanías a la superficie, donde se han tomado precauciones especiales [23, 35, 56]. En cualquier caso, se estima que dicha región se extiende hasta aproximadamente 0.5 mm desde la superficie hasta el interior de la pieza, con lo que los resultados deben considerarse con cierta cautela.
- iii) La relajación de tensiones durante el proceso de corte: Este efecto implica que la superficie de corte no resulta en un plano. Existe un estudio recogido en la bibliografía para estimar esta fuente de incertidumbre, conocida como "bulge error". Se tomó una probeta doblada cuyo estado tensional es conocido, aplicando posteriormente el método del contorno. Las comparaciones entre los resultados muestran que el método del contorno tiende a suavizar la tendencia de la curva de tensiones, incluso una vez se han aplicado criterios de corrección sobre los resultados.
- iv) Plasticidad: La concentración de tensiones durante el proceso de corte puede generar deformaciones plásticas en el material, lo que contradice la hipótesis de relajación de tensiones puramente elástica, con la que se realizan los cálculos. Como es de esperar, la plasticidad durante el corte estará más presente si las tensiones residuales son relativamente altas. Existen algunos estudios en la bibliografía.

Anexo E

Descripción de las instalaciones experimentales utilizadas en el desarrollo de la tesis.

En el presente anexo, se recoge una descripción detallada del equipamiento disponible en el CLUPM para la realización de tratamientos LSP [Porro10].

E.1. Dispositivo láser utilizado en las instalaciones del CLUPM para realizar tratamientos LSP.

Desde sus orígenes, se han utilizado láseres de diferentes tipos abarcando todo el espectro: UV (excímero, Nd:YAG triplicado), visible (Nd:YAG doblado), IR cercano (Nd:YAG, Nd:Vidrio) e IR lejano (CO₂). Se comprobó que el más viable de cara a realizar tratamientos LSP es el Nd:YAG con Q-Switch (conmutación de calidad del resonador), cumpliendo con una serie de características necesarias para dicho proceso: Pulso de rápido crecimiento, alta potencia y longitud de onda transparente al medio confinante. Es deseable también que el láser proporcione gran cantidad de energía por pulso, así como una alta frecuencia de repetición. En la tabla E.1 se muestran algunos ejemplos de láseres utilizados en la actualidad para realizar tratamientos LSP.

Tabla E.1: Dispositivos láser representativos utilizados actualmente en LSP.

Dispositivo	E_L (J)	τ (ns)	λ (nm)	Frecuencia (Hz)
Nd:YAG (Livermore)	100	20	1064	6
Nd:YAG (LSP Technologies)	50	15-30	1064	0.5
Quanta-Ray PRO-Series	2.8	10	1064	10
Quanta-Ray PRO-Series	1	10	532	10

El dispositivo láser utilizado en el CLUPM es un Quanta-Ray PRO de Nd:YAG (neodymium-doped yttrium aluminium garnet) (Ver tabla E.1). Consiste en un láser de estado sólido en el que se dopa un cristal de óxido de itrio y aluminio (Nd:Y₃Al₅O₁₂), una variedad de granate, con iones de neodimio. Opera a una longitud de onda característica, λ , de 1064 nm, es decir, en el infrarrojo cercano. Se muestra una fotografía en la figura E.1

Figura E.1: Quanta-Ray PRO disponible en las instalaciones del CLUPM.

Si bien las altas energías por pulso son deseables en el proceso, un aumento de energía supone una reducción de la frecuencia de repetición. Por ejemplo, los láseres de 10 J suministrados comercialmente tienen frecuencias de 0.25 Hz, mientras que el disponible en el Centro Láser UPM proporciona 2.8 J a una frecuencia de 10 Hz. Por otro lado, en las instalaciones de Livermore, se dispone de un dispositivo láser para uso científico que puede proporcionar 100 J a una frecuencia de 6 Hz. Además, la distribución espacial de los pulsos es de forma cuadrada, lo que supone una mejora en la eficiencia de los tratamientos cuando se pretende abarcar áreas extensas.

En el caso del Quanta-Ray PRO-Series disponible en el CLUPM, la energía proporcionada por un pulso se distribuye en el interior de un círculo, con una intensidad cuya dependencia espacial puede aproximarse a una gaussiana modificada como las presentadas en el capítulo 2. En la figura E.2 se muestra dicha distribución espacial de energía medida en las instalaciones del CLUPM [Porro10].

Figura E.2: Distribución espacial de la energía del pulso del láser Quanta-Ray suministrado por el fabricante.

En los láseres de Nd:YAG, el bombeo se realiza de un modo característico. El Quanta-Ray PRO emplea lámparas de xenón localizadas dentro de las cámaras de bombeo. Sus cámaras de bombeo tienen formas elípticas y están provistas de un recubrimiento de oro (Ver figura E.3). En uno de los focos de la elipse sitúa la barra de Nd:YAG, mientras que en el otro se dispone la lámpara.

Figura E.3: cámara de bombeo del láser Quanta-Ray Pro formado por la barra Nd:YAG y la lámpara de xenón de bombeo.

La representación del esquema de niveles energéticos del Nd:YAG se muestra en la figura E.4. Existe una transición rápida por parte de los electrones, desde su nivel fundamental hasta el nivel $F_{3/2}$, permaneciendo en este durante un tiempo aproximado de 230 μ s, el cual es relativamente alto.

Figura E.4: Diagrama de niveles energéticos del Nd:YAG.

La transición láser de mayor probabilidad es la correspondiente al estado $I_{11/2}$, emitiéndose un fotón de 1064 nm. Sin embargo, la inversión de la población resulta sencilla ya que existe una tendencia marcada por parte de los electrones de relajarse a nivel fundamental. Hay otras transiciones en competencia desde el mismo estado superior (las más importantes son 1319, 1338 y 946 nm) que tienen una ganancia menor que la transición fundamental de 1064 nm.

El dispositivo Q-switch permite acortar notablemente la duración del pulso láser, lo que implica un aumento sustancial del pico de potencia. Se recuerda que este hecho es fundamental de cara a conseguir que el proceso de LSP sea eficaz.

Debido a que el nivel superior de la transición láser tiene un tiempo de vida largo, se puede acumular una elevada población de iones de neodimio excitados en la barra de YAG. Si se evita la oscilación mientras se sigue produciendo inversión de población, la energía acumulada puede ser liberada rápidamente emitiendo un pulso láser de elevada intensidad. Este es el principio de operación de un Q-switch.

El Q-switch es, en este caso, un dispositivo electro-óptico que se añade a la cavidad, introduciendo elevadas pérdidas en la misma y evitando la oscilación. La energía comienza a acumularse hasta un determinado momento en que se pasa rápidamente a un estado de

pérdidas muy bajo, que permite que se produzca oscilación y que la cavidad descargue su energía en forma de pulso de luz.

Figura E.5: Esquema con las distintas partes de un Q-switch.

En la figura E.5 se observan las distintas partes del Q-switch: polarizador, celda Pockels y placa $\lambda/4$. En la celda Pockels se utiliza un cristal especial, con un índice de refracción variable según el voltaje aplicado. Gracias a esto, se consigue un retardo en la polarización, admitiendo el Q-switch dos posiciones:

-Cerrado (pérdidas altas): En ausencia de voltaje aplicado, la luz queda polarizada horizontalmente (polarizador), convirtiéndose en circular gracias a la placa $\lambda/4$. La reflexión posterior de la misma llega de nuevo a la placa $\lambda/4$, quedando polarizada verticalmente. Teniendo en cuenta que el polarizador solo transmite horizontalmente, la luz se refleja nuevamente, generándose grandes pérdidas en la cavidad.

-Abierto (pérdidas bajas): En este caso, la aplicación de un voltaje sobre la Celda Pockels supone la cancelación del retardo de la polarización de la placa $\lambda/4$, con lo que la luz se mantiene horizontalmente polarizada. De esta manera, apenas existirán pérdidas en la cavidad.

Existe un modo de operación denominado "pulso largo". Justo después de que las lámparas emiten un destello, se aplica tensión en la celda Pockels, quedando abierto el Q-switch durante dicho destello. Como resultado, se obtiene un tren de pulsos aproximadamente de $200 \mu s$ de largo, con una separación entre los pulsos individuales de 2 a $4 \mu s$. Este modo de pulso largo permite un alineamiento con mayor seguridad y es útil en experimentos donde la energía total del pulso, no su distribución en el tiempo es un factor crítico. La frecuencia del láser es fija tanto en pulso largo como en pulso corto e igual a 10 Hz.

Gracias al elevado pico de potencia que se obtiene, es posible la conversión de frecuencias en cristales no lineales, como por ejemplo el dideuterio de potasio, KDP. La frecuencia fundamental del Nd:YAG (1064 nm) interacciona con el cristal, generando una segunda onda cuya longitud es 532 nm, correspondiente a la luz verde visible.

Si la onda de 532 nm atraviesa otro cristal, se desdobla de nuevo, generándose una de 266 nm. Existe la posibilidad de mezclarla con el residuo de la fundamental, de 1064 nm, generándose una onda de 355 nm. Estas cuatro posibilidades (266, 355, 532 y 266 nm) abarcan el espectro electromagnético desde el infrarrojo cercano hasta el ultravioleta. Esto supone una gran versatilidad del láser de Nd:YAG.

E.2. Posicionamiento de las probetas a tratar.

En los tratamientos realizados en el Centro Láser UPM, el haz láser queda enfocado en un punto único, siendo la pieza la que realiza un movimiento relativo respecto a esta. La pieza queda fijada a un robot de la marca ABB, modelo IRB 120 (Ver figura E.6), que realiza un movimiento programado y coordinado con la frecuencia de repetición del pulso láser (10 Hz), garantizando así una secuencia y distancia de solapamiento entre pulsos concreta.

Figura E.6: Robot ABB IRB 120, disponible en las instalaciones del Centro Láser UPM para la realización de tratamientos LSP.

E.3. Sistema óptico de guiado del pulso láser.

La elevada intensidad del pulso utilizado imposibilita utilizar la fibra óptica como sistema de guiado, con lo que se hace necesario el uso de un espejo y una lente que permita realizar el enfoque en la zona que se desea tratar. Dependiendo de la longitud de onda en la que se trabaje, existirán ligeras modificaciones en el montaje:

- i) Si se trabaja en verde (532 nm), y además se genera el segundo armónico, se utiliza una trampa de radiación (ver figura E.7), que recoge completamente la luz infrarroja (1064 nm), generada en el resonador.
- ii) Si no se genera el segundo armónico, no será necesario la trampa de radiación al no generarse luz verde. Se empleará entonces únicamente el espejo y la lente de enfoque (1064 nm).
- iii) Si se trabaja en infrarrojo (1064 nm) y además se genera el segundo armónico, será necesario el uso de la trampa de radiación (ver figura E.7), garantizando la eliminación de la luz verde (532 nm). Aunque esta configuración es posible, es preferible la presentada en ii) ya que se tendrá una mayor energía por pulso.

Figura E.7: Trampa de radiación utilizada para eliminar la luz verde (532 nm).

La configuración espejo-lente de enfoque se presenta en la figura E.8. El espejo desvía la radiación 90°, dirigiendo el haz hacia la lente, que enfoca finalmente el haz sobre la superficie de la pieza a tratar. Regulando convenientemente la distancia entre la pieza y la lente, mediante una adecuada programación del robot, se consigue enfocar más o menos el haz, con una consiguiente concentración o dispersión de la energía depositada sobre la superficie de la pieza. Si se enfoca al máximo el haz y se realiza un único disparo, la huella marcada en el material tiene un diámetro característico, ϕ , de 1.5 mm, que es el mínimo que puede obtenerse. Regulando la distancia, se consigue desenfocar el haz, llegándose a diámetros del orden de 3.5 mm, que son

los más grandes con los que se ha llegado a trabajar en las instalaciones del Centro Láser UPM. Es preciso tener en cuenta que el dispositivo proporciona una energía de 2.4 J por pulso en modo repetitivo, con lo que si se desenfoca demasiado el haz el tratamiento puede perder gran parte de su eficacia en tratamientos de LSP.

E.4. Medio confinante.

El confinamiento del plasma es un elemento fundamental en la generación de un pulso de presión razonablemente intenso, marcando significativamente la eficacia o no del tratamiento LSP.

El agua es el elemento utilizado como medio confinante por su flexibilidad y disponibilidad. en los primeros montajes experimentales, la pieza a tratar se disponía completamente sumergida. A pesar del buen aspecto de la pieza tras la irradiación, las tensiones residuales de compresión introducidas eran muy bajas, ya que se perdía gran parte de la energía al atravesarse una capa de gran espesor de agua (unos 18 cm).

Debido alto coeficiente de absorción del agua cuando se trabaja en el infrarrojo (1064 nm), se hace necesario suministrar un chorro de agua continuo, proyectado sobre la zona a tratar. El espesor de la capa de agua resulta lo suficientemente fino como para no absorber notablemente la radiación, y lo suficientemente grueso como para asegurar un correcto confinamiento del plasma, garantizando que se obtienen las presiones adecuadas para el tratamiento mediante LSP. Por el contrario, sí se utiliza la inmersión como estrategia para confinar el plasma en caso de trabajar con luz verde, ya que el coeficiente de absorción del agua es notablemente más bajo que en el infrarrojo.

Tal y como se presentó en la sección 2.1, basta con garantizar un espesor de película de 300 μm , no existiendo diferencias significativas para mayores espesores de película. En cuanto al caudal, debe ser el suficiente para garantizar una película uniforme de agua sobre la zona tratada. En caso de ser excesivo, puede dar lugar a salpicaduras que interfieran con el haz proyectado sobre la pieza, reduciéndose, en consecuencia, la eficacia del tratamiento.

E.5. Equipo de medida de tensiones residuales, Restan MTS3000.

Para la medida de tensiones residuales por el método del agujero ciego (Hole drilling), se ha utilizado el equipo Restan MTS3000, disponible en las instalaciones del Centro Láser UPM, se muestra una imagen del equipo en la figura E.8. Se trata de un dispositivo relativamente moderno, que permite practicar orificios de manera automática, programando previamente el paso entre medidas y la velocidad de avance. Dispone también de un sistema automático de detección de la superficie metálica de la probeta a medir: Un pequeño circuito eléctrico se cierra

cuando la fresa, al entra en contacto con la superficie del metal, una vez ha perforado completamente la galga extensométrica.

Figura E.8: Equipo de medida de tensiones residuales restan MTS3000.

Antiguamente, la experiencia del operario jugaba un papel fundamental en la detección de la superficie del material, identificando la misma en base a criterios como puede ser, por ejemplo, diferencias en el sonido de la fresa justo cuando comienza a taladrar la superficie metálica. El equipo de medida en cuestión ha sido utilizado por David Peral en la elaboración de su tesis doctoral, donde se puede encontrar una amplia y completa descripción tanto del equipo, como su utilización, ofreciendo una sistematización que garantiza medidas precisas de acuerdo con la norma ASTM E837.