

Tesis de Posgrado

Comportamiento dinámico y problema del diseño de etapas amplificadoras de láseres de colorantes orgánicos

Hnilo, Alejandro Andrés

1985

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Hnilo, Alejandro Andrés. (1985). Comportamiento dinámico y problema del diseño de etapas amplificadoras de láseres de colorantes orgánicos. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1928_Hnilo.pdf

Cita tipo Chicago:

Hnilo, Alejandro Andrés. "Comportamiento dinámico y problema del diseño de etapas amplificadoras de láseres de colorantes orgánicos". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1985.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1928_Hnilo.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

COMPORTAMIENTO DINAMICO Y PROBLEMA DEL DISEÑO DE ETAPAS

AMPLIFICADORAS DE LASERES DE COLORANTES ORGANICOS.

Tesis de Doctorado en Ciencias Físicas de

Alejandro Andrés Hnilo.

Octubre 1985.

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
de la Universidad Nacional de Buenos Aires.

1988
E 2

Director de la Tesis: Dr. Eduardo Jaime Quel.

Lugar de Trabajo: CEILAP (Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones), dependiente de CITEFA (Instituto de Investigaciones Científicas y Técnicas de las Fuerzas Armadas) y del CONICET (Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Tecnológicas).

Mesa Examinadora:

I N D I C E.

	pág.
AGRADECIMIENTOS	1
GLOSARIO	5
RESUMEN	7
INTRODUCCION	11
CAPITULO I	
ANTECEDENTES DEL PROBLEMA.	
I.1 Etapas amplificadoras de láseres de colorantes orgánicos	19
I.2 Primeros modelos teóricos	23
I.3 Descripción del modelo de Ganiel et al.	24
I.4 Comentarios	31
CAPITULO II	
NUEVO MODELO PARA AMPLIFICADORES DE LASERES DE COLORANTES.	
II.1 El modelo completo	34
II.2 Solución numérica	38
II.3 Resultados experimentales	45
.3.1 Ganancia de pequeña señal, G_{ss}	47
.3.2 Perfil de $N_1(x)$	47
.3.3 ASE en función del bombeo	56
II.4 Comentarios	58

CAPITULO III

MODELO SIMPLIFICADO. CASO DE SENAL DOMINANTE.

III.1 Deducción del modelo simplificado	61
III.2 Validez de la aproximación $\omega_a = 0$. Ajuste con los resultados numéricos de Ganiel et al.	66
III.3 La aproximación de estado estacionario	67
.3.1 Cuando $I_s(0) \neq 0$ (señal dominante)	67
.3.2 Cuando $I_s(0) = 0$ (ASE dominante)	67
III.4 Ajuste con el parámetro I_0	74
III.5 La aproximación cuasiestática	76
.5.1 $\Gamma = \Gamma(\omega, I_s)$	77
.5.2 Γ en función del retraso entre pulsos	79
.5.3 Forma del pulso amplificado	81
III.6 Comentarios	86

CAPITULO IV

MODELO SIMPLIFICADO. CASO DE ASE DOMINANTE.

IV.1 Expresión para la ganancia	88
IV.2 Comentarios a la fórmula IV.15	93
IV.3 Medición de $j = j(\omega, p)$	94
IV.4 Trazado de curvas $j=j(\omega, p)$ para valores intermedios de p	101
IV.5 Comentarios	104

CAPITULO V

APLICACION DE LAS CURVAS $j = j(\omega, p)$.

V.1 Energía almacenada y energía aprovechable	105
V.2 Casos de uso de las curvas universales	106

.2.1 Amplificador saturado	106
.2.1 Amplificador no saturado	111
V.3 Un ejemplo numérico	112
.3.1 Caso de saturación total o parcial de los amplificadores	114
.3.2 Caso de no saturación de los amplificadores	120
V.4 Caso en que λ (láser) \neq λ (ASE)	121
V.5 Comentarios	125

CAPITULO VI

MEDICION DIRECTA DE LA ENERGIA ACUMULADA EN UN AMPLIFICADOR.

VI.1 El dispositivo experimental	127
VI.2 Oscilaciones de relajación	130
VI.3 Detalles experimentales	132
.3.1 Corrección por no saturación	133
.3.2 Repoblamiento del DLA durante el pasaje del pulso ...	135
VI.4 Resultados obtenidos	136
VI.5 Comentarios	138

CONCLUSIONES	141
--------------------	-----

REFERENCIAS	147
-------------------	-----

APENDICE 1

DESCRIPCION DE LOS PROGRAMAS DE CALCULO NUMERICO.

A1.1 Programa AMP6BA	
.1.1 Idea general del programa AMP6BA	151
.1.2 Descripción del listado de AMP6BA	153

.1.3	Uso del programa y descripción de la salida	156
	Listado de AMP6BA	157
A1.2	Programa RNZ	
.2.1	Idea general del programa RNZ	164
.2.2	Descripción del listado	165
.2.3	Uso del programa RNZ.....	166
	Listado de RNZ	167
A1.3	Programa POST85	
.3.1	Idea general del programa POST85	173
.3.2	Descripción del listado	174
.3.3	Uso del programa y descripción de la salida	175
	Listado de POST85	178

APENDICE 2

DESCRIPCION DE LOS LASERES DE BOMBEO.

A2.1	El láser de nitrógeno	185
A2.2	El láser de Nd:YAG	187

APENDICE 3

EXPRESIONES ASINTOTICAS PARA LAS CURVAS DE FIG.V.1

A3.1	Región de bombeos bajos (asíntota de máxima eficiencia)	191
A3.2	Región de bombeos altos	192

COPIAS DE REFERENCIAS IMPORTANTES.

AGRADECIMIENTOS.

En toda Tesis en física experimental el mérito de los resultados no corresponde únicamente al autor, sino a todo un grupo, que presta el apoyo imprescindible para que el trabajo pueda realizarse.

En este sentido, la mayor parte del mérito es de mis compañeros del laboratorio de láseres sólidos: quiero agradecer en primer lugar y muy especialmente al Dr. Oscar Martínez, quien, durante todo este trabajo de Tesis, tanto colaboró en la parte experimental como discutió cada nueva idea que iba surgiendo e indicó las vías posibles para superar los obstáculos que se presentaban. Oscar es el profesional en física más brillante que conozco, y une a ésta la rara, valiosa y estimulante cualidad de extender la lucidez de su pensamiento a todos los aspectos de la vida. Quiero agradecerle, además de su participación específica en este trabajo, el haber aprendido de él la mayor parte de las cosas buenas y útiles de nuestra profesión, y también el haber desaprendido unas cuantas de las malas.

También fue inestimable la ayuda de mi amigo de tantos años, el Lic. Mario Marconi, quien no sólo armó conmigo el láser de Nd:YAG utilizado en la segunda parte de la Tesis (lo que nos llevó más de un año, totalmente improductivo para su propia Tesis), sino que fue quien en los momentos en que todo salía mal (o sea muy a menudo) me dió con su buen humor y sus bromas los ánimos necesarios para seguir adelante.

Ya fuera del pequeño ámbito del laboratorio de láseres sólidos, quiero agradecer al Dr. Eduardo Quel, a la vez director de esta Tesis y del CEILAP, el apoyo que brindó permanentemente y en todo sentido. En especial, quiero agradecer los consejos que fueron

encauzando esta Tesis y evitaron que (por la natural tendencia dispersiva del autor) terminara desparramándose por todo el espacio accesible de la física del láser.

Quiero agradecer también al Dr. Francisco Manzano, quien construyó el láser de nitrógeno utilizado durante la primera parte de esta Tesis, y que fue quien me enseñó, ya durante mi Seminario, a trabajar con láseres en el laboratorio.

La construcción del YAG no habría sido posible sin la experiencia del Dr. Francisco Diodati, quien nos sacó a Mario y a mí de más de un atolladero. Muchas gracias, en especial, por aquel engorroso trabajo de desarmar los moduladores.

Las máscaras para definir los haces sobre el amplificador, así como una multitud imposible de recordar de dispositivos e ideas ingeniosas para resolver problemas de montaje y alineación fueron debidas a Osvaldo Vilar, la persona de habilidad artesanal más extraordinaria que yo haya conocido. Recuerdo haberle pedido que hiciera un agujero redondo de 0.4 mm de diámetro sobre una placa de latón (para hacer un diafragma). Me la devolvió diciendo: "me salió un poco chico". Al medirlo, tenía 0.38 mm. El agujero era, además, perfectamente redondo. Anécdotas como ésta fueron muy comunes durante estos años.

Gran parte de la óptica utilizada fue construída por Carlos Piaggio y su grupo, sin cuyo "apoyo logístico" ni este trabajo ni ningún otro en el CEILAP habrían sido posibles.

Quiero agradecer especialmente al Ing. Rolando Korch, quien pasó largas horas desentrañando las fallas de los circuitos eléctricos del YAG, y a Adrián Dalle y Alejandro Tourón, que construyeron y repararon parte de esos circuitos.

Inestimable fue también el aporte de José Silvestri, quien siempre estuvo cerca para dar lo que hizo falta: ya fuera un equipo o un repuesto de características poco comunes o el modo de reemplazarlos, o los planos de equipos preexistentes de ignoto diseño.

Y, quien más quien menos, todos en el CEILAP han aportado a este trabajo: el Ing. Mauricio Pagura y Juan Luque en el taller, don Ladislao Fajertaj en el tablero de dibujo, el Ing. Rodolfo Díaz en las computadoras personales en las que se escribió este texto (las que presentaron no pocos problemas); y todos, todos, en el préstamo de equipos (gracias al Ing. Hector Mancini por el variac y el posicionador de rotación) o en dar una mano cuando hizo falta (gracias especiales al Lic. Emilio Petriella, que hizo conmigo la medición de la figura VI.2, que fue la más "limpia" de todas).

Gracias también, aunque ya no trabaje en el CEILAP, al amigo Roberto Basch, quien hizo el mantenimiento del láser de Nitrógeno mientras F. Manzano estuvo en el exterior; y al Dr. Jorge Tocho, del CIOp, que me ayudó a "doblar" el YAG.

Ya fuera del CEILAP, un especial agradecimiento al Grupo Computación de CITEFA (dirigido por el Lic. Jorge Alvarez), quienes durante tantos años vieron salir los listados de los diversos GAN.DAT de la larga historia de esta Tesis. Gracias en particular a Graciela Carballo por su afecto y simpatía.

Un agradecimiento especial también a Graciela Padula del PRINSO que tuvo la gentileza y la paciencia de pesar los colorantes, trabajo absolutamente necesario en el que siempre se corre el riesgo de quedar teñido de naranja.

Gracias también al Ing. Jorge Salvador, de Microelectrónica, quien nos prestó los filtros millipor para los circuitos de circula-

ción del colorante, y a Hugo Mancini del mismo grupo, que nos prestó la cámara seca cuando hubo que desarmar los moduladores electroópticos.

Gracias en general a todo el personal de CITEFA, y a sus autoridades, las que proveyeron el ambiente de interés y aceptación y el apoyo de infraestructura imprescindibles para que este trabajo pudiera llevarse a cabo.

Deseo terminar estas páginas de gratitud recordando al Dr. Alfredo Burgos, maestro, compañero y amigo, con quien tuve la alegría de publicar mi primer trabajo científico, quien me aconsejó tomar este tema de Tesis, y cuya ausencia demasiado temprana sentimos todos los días.

GLOSARIO

El uso de abreviaciones está en general considerado un vicio de composición en este tipo de trabajos. Sin embargo, las he considerado imprescindibles para lograr una lectura ágil. Desde ya pido disculpas al lector por este recurso al que parece condenarnos la creciente especialización. Con el propósito de minimizar los problemas que produce su uso, creí conveniente incluir una breve lista de las abreviaturas usadas:

DLA : Dye Laser Amplifier, amplificador de láser de colorantes.

DL : Dye Laser, láser de colorantes.

ASE : Amplified Spontaneous Emission, amplificación de la emisión espontánea (ver secc.I.2).

s.e. : solución estacionaria. Es la solución de las ecuaciones de balance que se obtiene partiendo de que $dN_1/dt = 0$. Su validez se discute en detalle en la secc.III.3

FWHM : Full Width at Half Maximum, ancho total (del pulso, en general) a mitad de la altura.

OTROS SIMBOLOS EMPLEADOS EN EL TEXTO:

$E(\lambda)$: Perfil espectral de la fluorescencia (emisión espontánea) normalizado de modo que su integral sea igual a ϕ .

ϕ : Eficiencia cuántica de fluorescencia.

ϕ' : Integral de $E(\lambda)$ sobre el intervalo espectral de emisión del ASE. $\phi' < \phi$.

δ : Duración total (en la base) del pulso de bombeo (ver ec.II.7)

τ : Duración del tiempo de trepada de la señal de entrada (ver ec.II.8)

W : Bombeo (en fotones/seg).

$I^+(x,t,\lambda)$, $I^-(x,t,\lambda)$: intensidad del ASE que se propaga hacia $x+$ y $x-$, en función de la posición dentro de la celda (x) y para la longitud de onda λ , en $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{A}^{-1}$.

$I_s(x,t,\lambda)$: intensidad de la señal a amplificar, ídem anterior.

$N_1(x,t)$: Concentración de inversión de población en el estado excitado (cm^{-3}).

$N_0(x,t)$: Concentración de moléculas en el estado fundamental. Como en este trabajo se desprecia la población en el estado triplete, $N_0(x,t) + N_1(x,t) = N$, que es la concentración del colorante.

w, i, S, z, Z, σ_r : ver adimensionalización ecs. IV.3

$\sigma_{al}, \sigma_{ee}, \sigma_{ap}, \sigma_{ep}, \bar{\sigma}_a, \bar{\sigma}_e$: ver Tabla II.1 y secc. II.1.

I : en general, cuando aparece esta letra sin ningún índice significa la intensidad total de radiación $I = I_s + I^+ + I^-$.

G : Ganancia, en general.

G_{ss} : Ganancia de pequeña señal.

Γ : Ganancia en energía. $\Gamma = \int I_s(L,t).dt / \int I_s(0,t).dt$

j : $j = \ln(G_{ss}) = \int_0^L dx. [\sigma_e.N_1(x,t) - \sigma_a.N_0(x,t)]$

E_e : Energía de la señal de entrada.

E_{sat} : Energía de saturación de un amplificador (ver ec.V.4)

E_{ap} : Energía aprovechable en un amplificador (ver ec.V.3).

E_b : Energía de bombeo (ver ec.V.5)

$g(x')$: Factor geométrico para el ASE usado en Ganiel et al.

$g(x,x')$: Factor geométrico correcto usado en este trabajo (ver fig. I.2).

RESUMEN

Este trabajo está dirigido a dar pautas prácticas para el diseño de amplificadores de láseres de colorantes bombeados por pulsos láser de aproximadamente 10 ns de duración.

A pesar de ser equipos que se usan activamente desde hace años, de su importancia y de la extensa bibliografía sobre el tema, no existía hasta el momento un modelo teórico capaz de predecir con precisión razonable la ganancia de un amplificador de láseres de colorantes. Este trabajo comienza entonces con una crítica a los modelos teóricos anteriores sobre láseres de colorantes, en especial el publicado por U. Ganiel, A. Hardy, G. Neumann y D. Treves (GANIEL et al. 1975), que es la referencia más importante y base de casi todos los trabajos posteriores sobre el tema. (Previo a este primer capítulo hay una breve introducción que presenta aspectos generales de los láseres de colorantes y que puede ser obviada por quien conozca el tema).

Se halló que la causa de la discrepancia teórico-experimental en el valor de la ganancia y de la distribución espacial de la inversión de población en el trabajo de Ganiel et al. es el haber partido de un sistema de ecuaciones que considera una errónea geometría de propagación de la amplificación de la emisión estimulada (Amplified Spontaneous Emission, ASE).

En el capítulo II se presenta un nuevo sistema de ecuaciones, que es resuelto numéricamente. Los resultados presentan una muy satisfactoria concordancia con los valores experimentales. Este modelo da predicciones precisas, pero requiere un largo tiempo de cálculo. Con el propósito de contar con un método más manejable para el diseño,

se resolvió el sistema de ecuaciones bajo ciertas aproximaciones, que son diferentes según si la señal a amplificar determina la evolución del sistema (amplificación de pulsos de ns) o si en cambio está ausente durante la mayor parte de la evolución del sistema (amplificación de pulsos de subns).

En el capítulo III se presenta un modelo simplificado para el primer caso (pulsos de ns). Se encuentra una expresión analítica que reproduce los resultados numéricos de Ganiel et al. para valores del bombeo y señal de entrada de interés práctico. Por supuesto, las predicciones de esta expresión analítica comparten con las del trabajo citado el presentar una fuerte discrepancia con los valores experimentales, pero este error puede corregirse mediante un parámetro de ajuste, que está relacionado con la geometría errónea mencionada anteriormente y la aproximación de estado estacionario. Esta aproximación, aceptada como válida en todos los trabajos anteriores, es discutida en detalle en este capítulo, mostrándose que tiene un rango de validez limitado.

El valor conveniente del parámetro de ajuste puede conocerse a través de una única medición de la ganancia de pequeña señal, G_{ss} . Usando este valor y una aproximación llamada "cuasiestática", válida para pulsos de ns, es posible calcular muy sencillamente, a partir de la expresión analítica mencionada, varias propiedades dinámicas del sistema. El ajuste teórico - experimental es satisfactorio y puede mejorarse empleando un valor diferente del parámetro para cada valor del bombeo.

En el capítulo IV se discute un modelo simplificado para el caso en que el ASE es dominante (pulsos de ps). Se halla una expresión que permite calcular G_{ss} a partir de la medición del ASE emitida en

cada dirección y para distribución espacial arbitraria del bombeo. Este modelo es útil no sólo para el rango de ASE dominante, sino también para hallar el valor conveniente del parámetro de ajuste del capítulo III, ya que es mucho más fácil medir el ASE que la ganancia de pequeña señal Gss.

Para el caso de bombeo transversal se trazaron curvas en función de parámetros adimensionalizados que cubren todas las posibilidades de diseño de un amplificador de láseres de colorantes. En el capítulo V se explica el uso de esas curvas y se dan ejemplos numéricos del diseño de amplificadores.

En el capítulo VI se verifica la precisión de las predicciones del modelo del capítulo IV mediante la medición directa de Gss para pulsos de entrada menores que el ns. Se halló que el modelo del capítulo IV ajusta a los resultados experimentales mejor que la predicción obtenida por cálculo numérico.

Desde el punto de vista de la construcción de equipos y mediciones, se montó un amplificador de láser de colorantes bombeado por un láser de nitrógeno con el que se generaron pulsos sintonizables en la región 550-630 nm de 4 ns de duración FWHM, 0.1 nm de ancho de línea y hasta 1 mJ de energía por pulso. Con este equipo se midió la ganancia en función del bombeo y la señal de entrada para pulsos en el rango de ns, el ASE total emitido en función del bombeo y la distribución espacial de la inversión de población (cap. II). También se midió, agregando un sistema de espejos, la ganancia en función del retraso entre pulsos y la forma del pulso amplificado para retraso fijo y varios valores de señal de entrada y bombeo (capítulo III).

Para la parte de amplificación de pulsos cortos, se construyó co-

mo láser de bombeo un láser de Nd:YAG Q-switchado, con un cristal doblador, que emite en 532 nm pulsos de 7-8 ns de duración FWHM y 10 mJ de energía por pulso. Con este láser se bombeó un oscilador de láser de colorantes que emite pulsos de 20 a 30 nJ de energía y 0.6 a 0.8 ns de duración, generados por el método de oscilaciones de relajación. También se bombeó el amplificador, sobre el que se midió la energía acumulada para varios valores del bombeo y del parámetro geométrico. El pulso amplificado tenía una duración de 0.8 a 1 ns FWHM y hasta 0.2 mJ de energía (capítulo VI).

En síntesis, se ha encontrado un modelo teórico que predice el comportamiento de los amplificadores de láseres de colorantes pulsados que salva las discrepancias teórico - experimentales de los modelos anteriores. Se desarrollaron, con el fin de facilitar el diseño práctico de amplificadores, dos modelos simplificados que cubren los dos rangos de duración de los pulsos de entrada que son de interés, y se ha realizado una extensa y detallada verificación experimental de las predicciones teóricas.

INTRODUCCION

El desarrollo de los láseres de colorantes orgánicos permite contar con fuentes sintonizables de luz monocromática de gran intensidad. La característica de poder seleccionar la longitud de onda de la radiación de salida en forma continua sobre un amplio rango espectral desde el UV hasta el IR cercanos los ha convertido en una poderosa herramienta de investigación en diversos campos de la física, la química y la biología.

Esta característica de sintonizabilidad continua es posible gracias a que, al contrario de las líneas angostas y aisladas de los espectros atómicos o de la complicada estructura fina de las bandas roto - vibracionales de las moléculas simples, los colorantes orgánicos tienen un espectro de emisión continuo de varias decenas de nanómetros de ancho. El origen físico de este espectro peculiar se comprende fácilmente si se piensa que una molécula de colorante está formada por 50 o más átomos que dan lugar a unos 150 modos normales de vibración, los que combinados con sus armónicos cubren el espectro en forma compacta, desde unos pocos números de onda hasta los 3000 cm^{-1} . Estos modos de vibración están en general acoplados a los distintos estados electrónicos de la molécula, haciendo que los niveles electrónicos se desdoblén en gran cantidad de subniveles vibracionales separados entre sí típicamente unos 1500 cm^{-1} . Agregando el desdoblamiento debido a los niveles rotacionales (de menor energía) y el ensanchamiento de todos los niveles debido a las interacciones electrostáticas y por colisión con moléculas del solvente, se encuentra que cada nivel electrónico es en realidad una ancha banda continua de energías permitidas para el sistema.

Dentro de cada nivel electrónico Si (ver fig. 1) la distribución

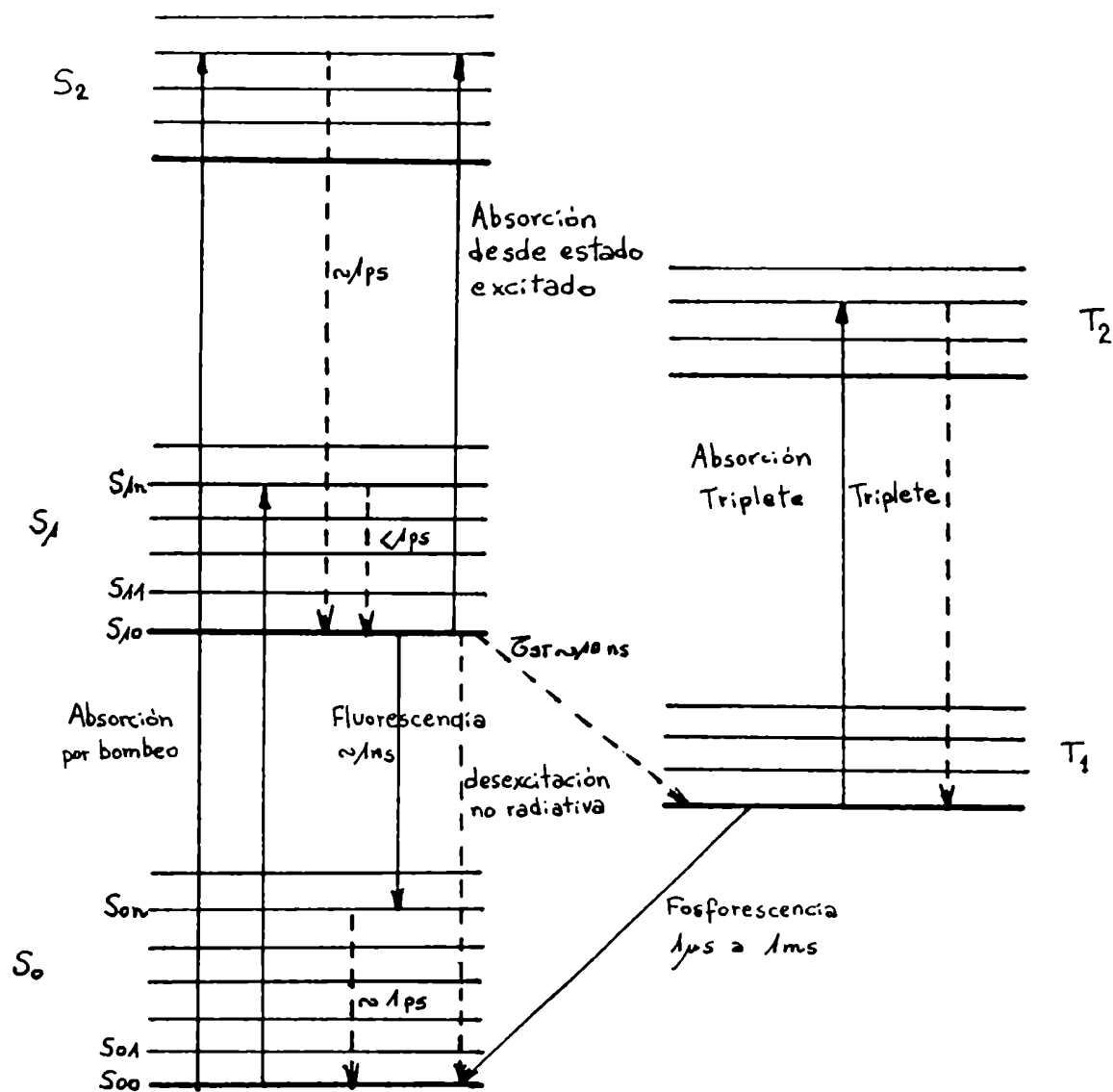


Fig.1: Estructura de niveles de energía de una molécula de colorante orgánico. Las líneas verticales indican las transiciones, radiativas las líneas llenas, no radiativas las punteadas. Se indican también los tiempos típicos de decaimiento. La transición de fluorescencia es la usada para el efecto laser.

de la población en equilibrio térmico sigue la ley de Stefan-Boltzmann. A temperatura ambiente la mayor parte de las moléculas se encuentra en el subnivel más bajo del nivel: S_{i0} .

Si se produce alguna modificación, el choque con moléculas del solvente lleva nuevamente el sistema al equilibrio térmico. A concentración y temperatura usuales una molécula de colorante sufre unas 10^{12} colisiones por segundo con moléculas del solvente, desexcitándose no radiativamente. En consecuencia, el tiempo típico en el cual una molécula en un subnivel excitado S_{ij} decae al subnivel más bajo del correspondiente nivel electrónico, S_{i0} , puede estimarse del orden del picosegundo (ps). Experiencias recientes llevadas a cabo con pulsos láser de 0.1 ps de duración, en las que fue imposible "quemar un agujero" en la banda de absorción indican que este tiempo de relajación podría ser significativamente menor. De este modo, es lícito suponer que toda la población de un determinado nivel electrónico está concentrada en su subnivel más bajo. Existe, sin embargo, la posibilidad de transiciones a los subniveles vacíos. Una transición desde el nivel electrónico fundamental S_0 al primer nivel electrónico excitado S_1 tiene lugar entonces desde el subnivel más bajo del estado fundamental, S_{00} (donde está prácticamente toda la población en el equilibrio térmico) hasta cualquier subnivel del estado excitado, S_{1i} (ver fig.1). La multiplicidad de energías posibles para tal transición es la causa de los anchos espectros de absorción observados. Existen varias bandas de absorción separadas en el espectro, según si la transición se produce al primer nivel electrónico excitado (S_1), al segundo (S_2), etc.

La transición de desexcitación desde el estado excitado S_1 al fundamental S_0 es radiativa, y es la que se emplea para la emisión

láser. A la radiación emitida en forma espontánea se la denomina fluorescencia. Dado que la transición se produce desde el subnivel más bajo de S_1 el espectro de emisión se halla desplazado respecto del de absorción hacia las longitudes de onda largas (ver fig.2). Como hay una multiplicidad de subniveles "de llegada" posibles (ver fig.1) el espectro de emisión es también una ancha banda continua, y en general tiene una forma que es casi imagen especular del de absorción.

La estructura de niveles de energía de una molécula de colorante presenta otras complicaciones. Dos electrones de los orbitales moleculares deben tener sus spines necesariamente antiparalelos si ocupan el mismo nivel, como debe suceder en el estado fundamental S_0 , en el que todos los electrones están apareados. Pero si están en niveles distintos (la molécula está por lo tanto en algún nivel electrónico excitado S_1) existe la libertad de que tengan sus spines antiparalelos o paralelos. En el primer caso la configuración mantiene un spin total igual a cero, pero en el segundo caso el spin total es uno y el estado es lo que se conoce como un triplete. No existe degeneración en la energía entre los estados singlete (S_1) y los triplete (T_1), los últimos siempre son de menor energía que los estados singlete que corresponden a la misma configuración electrónica (SCHAFER, 1977). Las moléculas en el estado S_1 pueden decaer al estado T_1 a través de una transición no radiativa conocida como "cruza-miento intersistema" (las transiciones radiativas singlete-triplete son prohibidas). El tiempo típico de esta transición es $T_{st} = 10^{-7}$ s.

El poblamiento del triplete es una causa muy importante de pérdidas en el medio láser por dos motivos distintos:

a) ofrece un camino alternativo, no radiativo, a la desactivación de

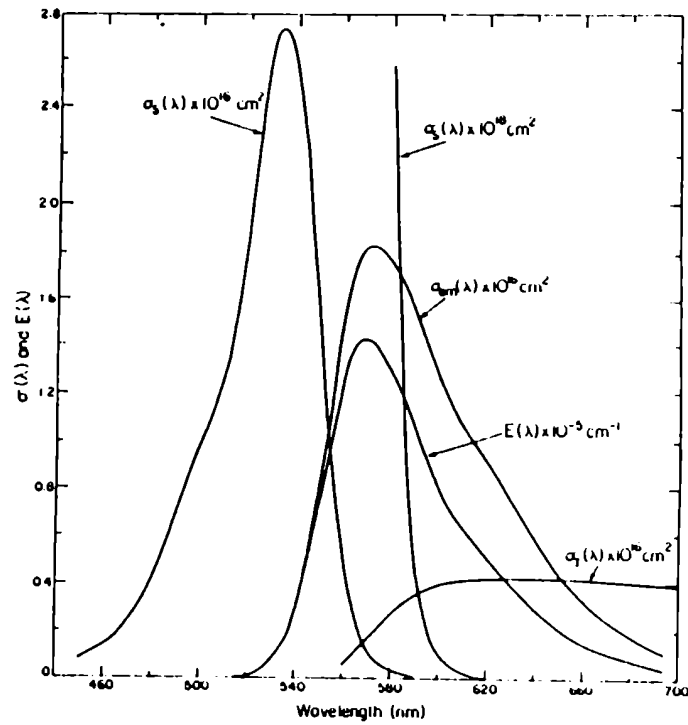


Fig.2: Espectro de absorción y emisión de Rodamina 6G en alcohol (de SCHAFER,1977). σ_s : sección eficaz de absorción. σ_{em} : de emisión σ_t : de emisión del triplete (fosforescencia). $E(\lambda)$: espectro de fluorescencia normalizado.

las moléculas en el estado S1.

b) aumenta la absorción del colorante, ya que moléculas en el estado T1 pueden absorber fotones a través de transiciones del tipo T1→T2, que no son prohibidas. La curva de absorción de esta transición se superpone, en la mayoría de los casos, con la de emisión S1→So.

Además de las cuestiones de eficiencia, es importante evitar el poblamiento del triplete ya que éste es particularmente reactivo químicamente, pudiendo ocasionar la destrucción de la molécula.

Lamentablemente, el tiempo de decaimiento T1→So, que despuebla el triplete, es mucho mayor que el tiempo T de decaimiento por fluorescencia. Según el tipo de solvente usado y ciertas condiciones experimentales puede llegar a ser de un ms (SNAVELY, 1969). Esta emisión "demorada" se denomina fosforescencia.

Existen causas adicionales de pérdidas: absorción entre niveles singletes superiores (SAHAR et al., 1976; ver también secc.1.3), transiciones S1→So no radiativas y transferencia de energía a moléculas vecinas, pero son en general menos importantes.

Un simple cálculo (SCHAFER, 1977) muestra que es imposible, en términos de potencia de bombeo, alcanzar el umbral láser sin poblar el triplete. Una solución es transmitir la energía al colorante en un tiempo mucho menor que el del cruzamiento intersistema, de modo de despoblar el nivel S1 por emisión estimulada antes de que la población en T1 se haga importante. Se entrega entonces energía al colorante mediante pulsos de radiación de otros láseres (láseres de bombeo), tales que la duración del pulso sea mucho menor que Tst.

Se puede hacer así una división muy general de los láseres de colorantes en dos grandes grupos: por un lado, los láseres de colorantes de emisión temporal continua (bombeados en general por un láser

continuo de argón) y pulsados bombeados por lámparas flash, para los que hay un significativo poblamiento del triplete; y por otro lado, los láseres de colorantes bombeados por láseres de pulsos cortos (decenas de ns o menos).

El primer grupo ha ido especializándose en los usos en los que se requiere un ancho de línea muy angosto, y se aprovecha la ancha banda de emisión para variar la longitud de onda de su emisión. Sus aplicaciones son básicamente en espectroscopía de alta resolución en frecuencia. Láseres de colorantes continuos y estabilizados permiten hacer espectroscopía de resolución inalcanzable por otros métodos, hasta por debajo del ancho de línea natural.

En cambio, las aplicaciones más interesantes de los láseres del segundo grupo están en emplear la corta duración de los pulsos generados para hacer espectroscopía de resolución temporal. La investigación se ha dirigido a obtener pulsos más y más cortos. El límite inferior a la duración de un pulso está dado por el ancho de banda del medio láser, que limita las componentes espectrales de la transformada de Fourier del pulso. La banda de emisión excepcionalmente ancha de los colorantes puede aprovecharse así para obtener pulsos más cortos que los alcanzables con cualquier otro tipo de láseres.

La técnica de mode - locking pasivo, en la que un absorbente saturable se combina con la elevada ganancia provista por el láser de colorantes, permitió alcanzar pulsos de ps de duración (NEW 1972, NEW et al. 1976, ver también SHAPIRO, 1978). Técnicas novedosas como los láseres de colorantes de realimentación distribuida (distributed feedback dye lasers), en los que se genera una red de difracción dentro del medio activo por interferencia de dos haces de bombeo, permiten alcanzar ese rango con equipos de bajo costo (BOR 1980, BOR et

al. 1982, 1983).

Finalmente, láseres mode-locked en los que se produce una compresión dinámica por colisión de dos pulsos que se propagan en sentidos contrarios dentro de una cavidad en anillo (Colliding pulse mode locking dye lasers, CPML) generan pulsos menores que 0.1 ps (FORK et al. 1981). Usando técnicas de compresión por pares de redes se llegó a pulsos de 30 fs FWHM (FORK et al. 1982).

El límite no se ha alcanzado todavía: introduciendo el pulso de fs en una fibra óptica es posible ensanchar su espectro Fourier por automodulación de fase en el material de la fibra, y, comprimiéndolo a la salida, tener un pulso más corto aún (FORK et al., 1983). Los pulsos más cortos obtenidos hasta el momento (8 fs, SHANK et al. 1985) se alcanzaron introduciendo dentro de la cavidad del CPML un sistema de prismas que produce una dispersión de la velocidad de grupo ajustable (FORK et al., 1984). Un pulso de 8 fs centrado alrededor de los 600 nm tiene sólo 4 oscilaciones del campo eléctrico.

En general, los pulsos así generados tienen muy poca energía, y es necesario amplificarlos, ya sea para su uso en alguna aplicación (FORK et al. 1981; MIGUS et al. 1982) o bien para acortarlos aún más: la automodulación de fase es un fenómeno no lineal que depende de la potencia del pulso y cada pasaje por el par de redes de compresión introduce pérdidas por reflexión.

El presente trabajo está dedicado al estudio de las etapas amplificadoras de láseres de colorantes. En particular, está dirigido a hallar las condiciones de diseño que optimizan la amplificación de pulsos láser cortos. Se verá que hay dos rangos: cuando la duración del pulso a amplificar es del mismo orden que la del pulso de bombeo (≈ 10 ns) o cuando es mucho más corta que la de éste.

CAPITULO I

ANTECEDENTES DEL PROBLEMA.

En este capítulo se muestra la importancia de predecir el comportamiento de un amplificador de láseres de colorantes. Se discuten los modelos teóricos existentes, en particular el de Ganiel et al., y se muestra cómo las predicciones de este modelo presentan una severa discrepancia numérica con los valores experimentales. Se da una explicación del origen de esta discrepancia: se debe a que se ha asumido una geometría de propagación de la amplificación de la emisión estimulada incorrecta.

I.1 Etapas amplificadoras de láseres de colorantes orgánicos.

El gran ancho de banda espectral y elevada ganancia de los láseres de colorantes (dye lasers, DL) permite generar ya sea pulsos o señales continuas de ancho de línea muy angosto, sintonizables sobre un amplio rango espectral, o bien, en el otro extremo de la transformada de Fourier, pulsos ultracortos.

En general, la señal láser generada con las características deseadas tiene muy poca energía tal como sale de la fuente inicial. Esto se debe en el caso de señales de ancho de línea pequeño a los filtros espectrales insertados y, en el caso de los pulsos ultracortos, a que se aprovecha la energía entregada al sistema durante sólo un intervalo de tiempo muy breve. Aumentar la energía de la señal durante su generación implica necesariamente deteriorar el ancho de línea o ensanchar el pulso. También puede suceder que para obtener un buen modo espacial haya que insertar diafragmas con la consiguiente pér-

dida de energía.

La solución para aumentar la energía sin perder las características deseables de la señal es utilizar uno o más amplificadores. Un amplificador de láser de colorantes (dye laser amplifier, DLA) es un volumen de solución de colorante excitado, ya sea por lámpara flash o por un láser, a través del cual pasa la señal ya generada en otro DL (que se llama, genéricamente, el "oscilador"). Un DLA óptimo es aquel que permite una gran amplificación sin deteriorar (en lo posible, mejorando) las características espaciales, temporales y espectrales de la señal entregada por el oscilador. Por lo tanto, tener un modelo teórico que permita conocer cómo será la señal a la salida de un DLA en función de los diversos parámetros del sistema y la señal de entrada es un tema de gran interés práctico.

En particular, este trabajo se centra en DLA bombeados por pulsos láser de unos 10 ns de duración. Este es el tipo de amplificador más difundido, y se usa tanto para amplificar señales continuas de ancho de banda muy reducido (injection locking, GANIEL et al. 1976 a y b) como pulsos de ns (WALLENSTEIN et al. 1975), ps y hasta fs (FORK et al. 1982) de duración.

En el caso de los pulsos de ps generados por un oscilador mode-locked, se usa no sólo para aumentar la energía del pulso, sino como un medio fácil de separar un único pulso del tren de pulsos que sale del oscilador (SCHMIDT, 1975).

Varios tipos de láseres generan pulsos de 10 ns de duración aptos para bombear DL: el láser de nitrógeno molecular (337.1nm), de Nd:YAG Q-switchado (1.06 μ m la emisión fundamental), láseres de rubí, de excímeros, etc. Los dos primeros son los más difundidos.

El DLA en sí es una celda o bien un "jet" con una solución de co-

lorante, en la que se ilumina con el láser de bombeo un cierto volumen, que constituye el medio activo. El bombeo puede incidir en la misma dirección que la señal a amplificar (bombeo longitudinal), o bien transversalmente, en cuyo caso es enfocado con una lente cilíndrica y la región excitada está inmediatamente detrás de la pared de la celda (ver fig. I.1). En esta configuración suele suponerse que el bombeo es uniforme dentro de un volumen cilíndrico de radio r y largo L , donde r es la longitud de penetración de la radiación de bombeo, que es función de la concentración de colorante N y de la sección eficaz de absorción del bombeo σ_b .

La energía acumulada en un DLA está dada básicamente por la energía del bombeo. Por encima de cierto valor del bombeo, sin embargo, el crecimiento de la energía acumulada está limitado por las pérdidas que introduce la emisión espontánea amplificada (ASE, amplified spontaneous emission). La fluorescencia espontánea, al hallarse en un medio de elevada ganancia, se propaga amplificándose varios órdenes de magnitud, llevándose una fracción importante de la energía acumulada. Este despoblamiento del nivel excitado es proporcional a la suma del ASE que se propaga hacia $x+$ y del que se propaga hacia $x-$. Como el ASE alcanza su mayor amplificación en el extremo de la celda opuesto al que arrancó, el despoblamiento es mayor en los extremos de la celda. Esta inhomogeneidad de la distribución de la inversión de población (y por lo tanto, de la ganancia) complica las descripciones teóricas. En la siguiente sección se discuten brevemente los modelos ensayados para describir la influencia del ASE en los DLA.

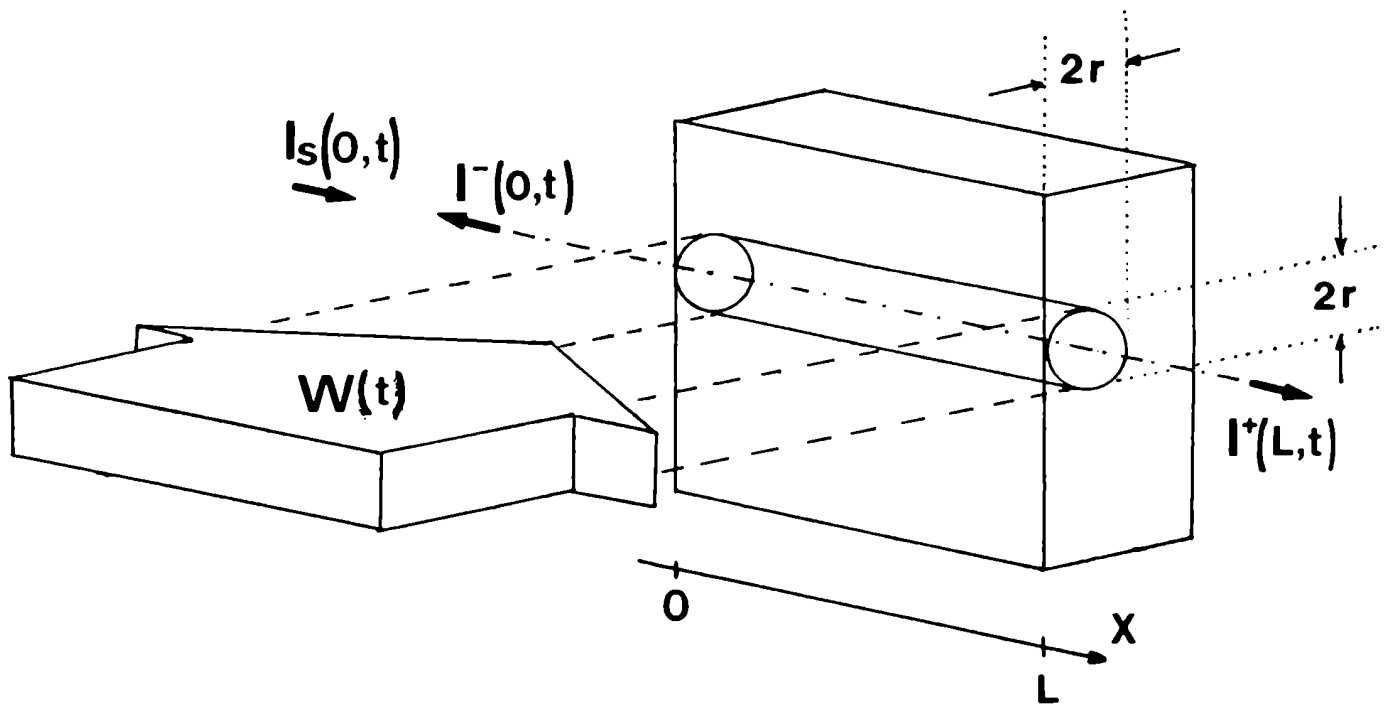


Fig.I.1: Esquema del DLA empleado en este trabajo, según la notación de Ganiel et al. Se supone que el volumen excitado es cilíndrico de radio $r = 1/\sigma_b \cdot N$, donde σ_b es la sección eficaz de absorción en la longitud de onda del bombeo. $I_s(0,t)$ es la señal que proviene del oscilador. $W(t)$ es el bombeo (transversal). $I^-(0,t)$ es el ASE que sale en sentido opuesto a la señal de entrada, $I^+(L,t)$ incluye aquí la señal amplificada y el ASE. En la notación del capítulo III se separa la señal amplificada del ASE.

I.2 Primeros modelos teóricos.

El ASE(*) ha sido objeto de estudio no sólo para calcular la energía acumulada en un DLA. En efecto, dado que tiene algunas características de la radiación láser propiamente dicha (baja divergencia, coherencia espacial, angostamiento espectral respecto de la emisión espontánea) es posible encontrar utilidad al ASE mismo (láseres superradiantes, ver LIN et al.1973; distributed feedback dye lasers, BOR 1980).

Aunque hay algunas referencias anteriores, el primer tratamiento teórico completo sobre el ASE y su influencia en la limitación de la ganancia fue hecho por ALLEN y PETERS (1971) en tres extensos trabajos. El modelo fue pensado para la transición de $3.39 \mu\text{m}$ de un láser de He-Ne, cuya estructura de niveles es muy distinta a la de uno de colorantes, por lo que sus conclusiones no pueden trasladarse directamente. Los modelos que originalmente se aplicaron a DL consideraban que las distintas magnitudes eran constantes dentro de la cavidad (SOROKIN et al.1967), lo que se ha visto que es incorrecto en principio. FLAMANT et al. (1973) incluyeron la dependencia espacial y hallaron la solución estacionaria (s.e.) para el caso de un DLA bombeado por lámpara flash, pero despreciando la existencia del ASE, por lo que sus resultados tienen validez sólo para bombeos muy débiles, en los que el ASE puede ignorarse, o señales de entrada muy grandes, que dominan el despoblamiento del sistema. Ninguno de esos casos es de interés práctico. Además, la s.e. puede ponerse razonablemente en duda cuando el pulso de bombeo tiene unos 10 ns de duración (ver secc. III.3). Una ampliación de este tratamiento incluyendo variaciones de la ganancia transversales al eje fue hecha por BURLAMACCHI

et al. (1975) sin modificar esencialmente los resultados anteriores.

El primer trabajo que tiene en cuenta todos los parámetros del sistema es debido a GANIEL et al. (1975, se hará cita a menudo de este trabajo) que es la referencia fundamental de todos los trabajos sobre ASE y/o amplificación en DL.

I.3 Descripción del modelo de Ganiel et al.

Aquí se supone un DLA bombeado transversalmente por un láser de nitrógeno ($T_{\text{bombeo}}=10$ ns). La zona excitada es cilíndrica, de radio $r = 1/\sigma_b \cdot N$ y largo L ($L \gg r$), y se supone también que el bombeo es uniforme dentro de ese volumen. Despreciando la absorción de los estados singletes superiores desde el primer singlete excitado (transiciones $S_1 \rightarrow S_i$, $i > 1$) las ecuaciones que describen un DLA son:

$$dN_1(x,t)/dt = W(t) \cdot N_0(x,t) - N_1(x,t)/T - N_1(x,t) \cdot \int d\lambda \cdot \quad \text{I.1}$$

$$\sigma_e(\lambda) \cdot [I^+(x,t,\lambda) + I^-(x,t,\lambda)] + N_0(x,t) \cdot \int d\lambda \cdot \sigma_a(\lambda) \cdot [I^+(x,t,\lambda) + I^-(x,t,\lambda)]$$

$$dN_t(x,t)/dt = K_{st} \cdot N_1(x,t) - N_t(x,t)/T_f \quad \text{I.2}$$

$$N_0(x,t) + N_1(x,t) + N_t(x,t) = N \quad \text{I.3}$$

$$\pm dI^\pm(x,t,\lambda)/dx = N_1(x,t) \cdot \sigma_e(\lambda) \cdot I^\pm(x,t,\lambda) + \quad \text{I.4}$$

$$+ N_1(x,t) \cdot E(\lambda) \cdot g^\pm(x)/T - \sigma_a(\lambda) \cdot N_0(x,t) \cdot I^\pm(x,t,\lambda) - \sigma_r(\lambda) \cdot N_t(x,t) \cdot I^\pm(x,t,\lambda)$$

Donde N_0 , N_1 y N_t son respectivamente las poblaciones en el nivel fundamental, el primer estado electrónico excitado (S_1) y el triplete (T_1). $W(t)$ representa el flujo del bombeo (s^{-1}). $I^\pm(x,t,\lambda)$ representan la radiación que se propaga en cada dirección (I.4 es en rea-

lidad 2 ecuaciones, una para I^+ y otra para I^-). τ es el tiempo de decaimiento espontáneo desde S_1 (fluorescencia) y τ_f desde T_1 (fosforescencia), K_{st} es el flujo de cruzamiento entre S_1 y T_1 . $\sigma_e(\lambda)$, $\sigma_a(\lambda)$ y $\sigma_T(\lambda)$ son respectivamente las secciones eficaces de emisión estimulada para la transición $S_1 \rightarrow S_0$, de absorción $S_0 \rightarrow S_1$ y de absorción desde T_1 a los tripletes superiores. La función $E(\lambda)$ es el espectro de fluorescencia normalizado de tal modo que $\int E(\lambda) \cdot d\lambda = \phi$ donde ϕ es la eficiencia cuántica de la fluorescencia. $g^{\pm}(x)$ es un factor geométrico, que es la fracción de la emisión espontánea que pasa a formar parte del ASE, teniendo en cuenta que la emisión espontánea es isotrópica. Aquí se toma el ángulo sólido de la abertura de salida vista desde x (ver fig. I.2a y ec. 7 de Ganiel et al.). Como se verá más adelante, esta forma del factor geométrico lleva a error.

Mediante la resolución numérica de I.1-4 en estado estacionario ($dN_1/dt=0$) Ganiel et al. describieron una gran cantidad de fenómenos. En particular, que la población del triplete puede ser despreciada (lo que se esperaba, ya que $T_{bombeo} \ll K_{st}^{-1}$), y que la inversión de población varía fuertemente con x dentro de la zona excitada, teniendo un máximo para $x=L/2$ cuya altura depende del bombeo. En cambio la inversión de población en los extremos casi no varía con el bombeo. También calcularon el angostamiento espectral del ASE y su dependencia con el bombeo y, finalmente, la ganancia en función de la energía del bombeo y de la señal de entrada. Todo esto fue calculado en la aproximación de s.e. ($dN_1/dt=0$) que, como se verá en la secc. III.3 no es siempre válida.

Aunque los resultados obtenidos coinciden cualitativamente con los experimentales, aparece una fuerte discrepancia al comparar los valores numéricos. En el régimen de pequeña señal, la ganancia predi-

cha es mucho mayor (2 a 3 órdenes de magnitud) que la que se encuentra experimentalmente. Por ejemplo, si el bombeo es $W=10^8 \text{ s}^{-1}$: $G(\text{calculada})=10^7$ ($L=1 \text{ cm}$, $R6G$ en etanol $5 \times 10^{-3} \text{ M}$) pero en este laboratorio, con la misma configuración experimental, no se ha logrado medir más de 3×10^4 . Se predicen ganancias mayores que 10^6 para $W=5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ pero lo más que se ha llegado a medir en este laboratorio es 10^5 , y para valores del bombeo 3 veces mayores. No hay referencias de que ganancias tan elevadas como 10^8 , que son predichas para valores del bombeo usuales, hayan sido medidas alguna vez. Las discrepancias son severas también cuando se comparan los perfiles de la inversión de población en función de la posición dentro de la celda, $N_1(x)$. Para $W=10^8 \text{ s}^{-1}$ la inversión de población en el centro debería ser, según Ganiel et al., de cerca del 100%, y alrededor del 1% en los extremos de la celda. Como la figura de $N_1(x)$ es simétrica, y la inversión de población en los extremos de la celda depende poco del bombeo, el valor de la inversión de población total, y por lo tanto de la energía acumulada y de la ganancia están determinadas por el valor de $N_1(x)$ en el centro de la celda. Una pequeña variación de $N_1(x=L/2)$ o del ancho de la figura cambia significativamente el valor de la ganancia debido a su dependencia exponencial con N_1 . Definiendo R_g como:

$$R_g = N_1(x=L/2) / N_1(x=0)$$

se halla que para un bombeo típico de 10^8 s^{-1} : $R_g(\text{predicho})=30$. KETSKEMETY et al. (1977) midieron $N_1(x)$ fotografiando la fluorescencia emitida lateralmente, y obtuvieron $R_g=2.3$ aún para $W=1.4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$. Además de más baja, la figura obtenida experimentalmente es mucho más ancha: el ancho total a mitad de la altura es $x/L=0.2$ contra una predicción teórica de $x/L=0.04$.

La discrepancia teórico-experimental es demasiado grande para ser

explicada por la variación del bombeo transversal al eje o por la saturación de la emulsión fotográfica. Repetida la medición en este laboratorio usando una técnica diferente (ver secc. II.3) se obtuvo $R_g = .7$, aún demasiado bajo, y 0.3 para el ancho.

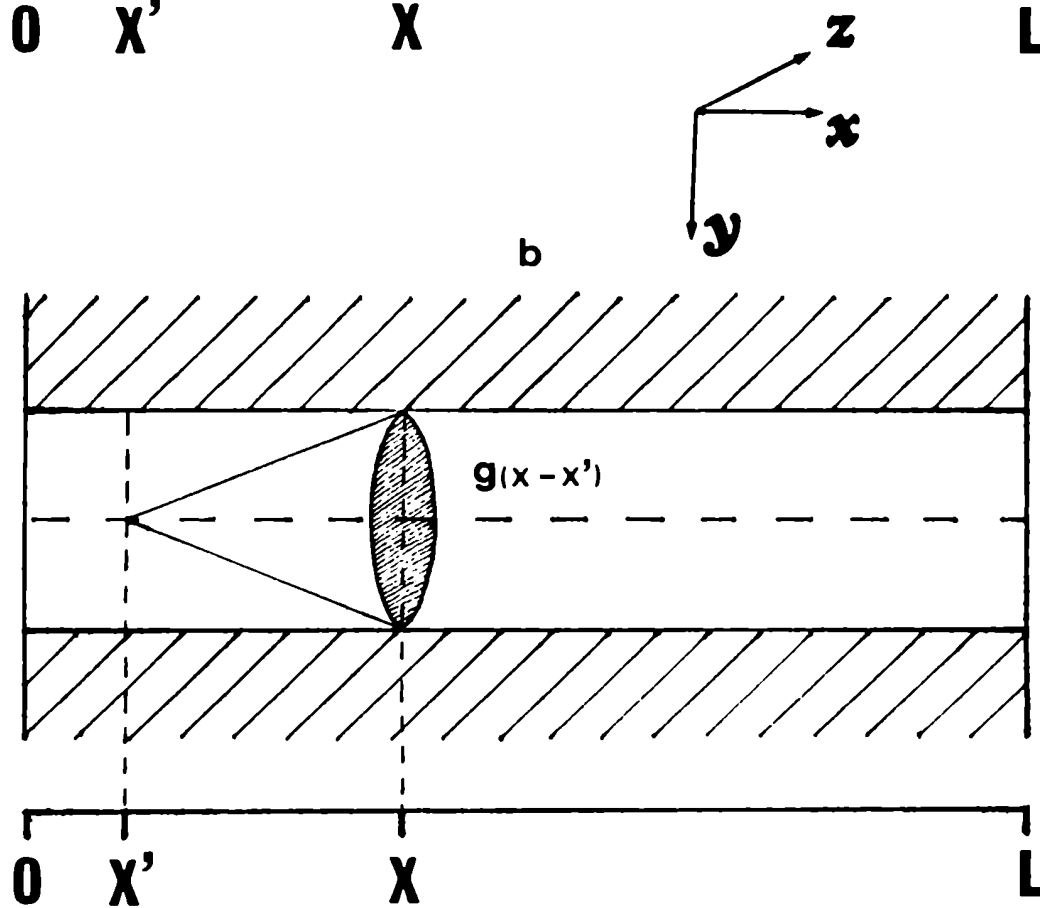
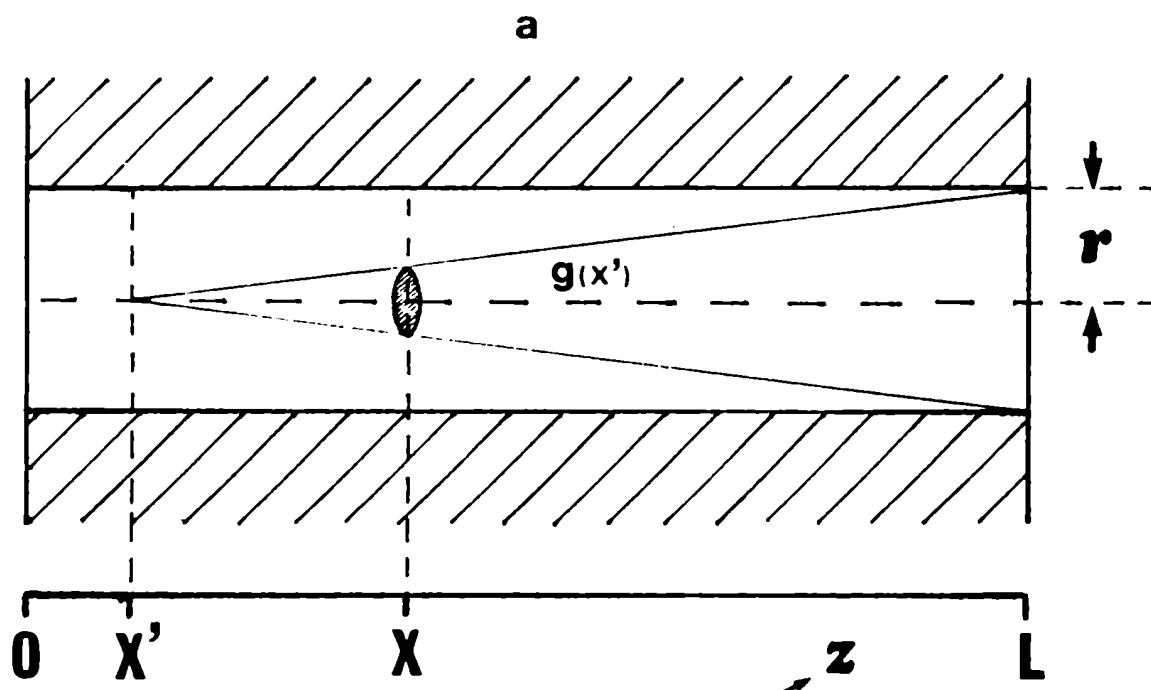
Dado que, como se discutió antes, la ganancia de pequeña señal está fijada básicamente por la inversión de población en el centro, ambas discrepancias se reducen a una sola: una incorrecta predicción del perfil de $N_1(x)$ y por lo tanto de la inversión de población total.

El motivo de esta discrepancia es el siguiente: en I.1-4 se considera que la emisión espontánea en x' que contribuye al ASE en x es la fracción emitida dentro del ángulo sólido bajo el que aparece la apertura de salida vista desde x' (ver fig. I.2a). Si bien éste es todo el ASE que sale junto con la señal amplificada, la fracción del ASE emitido desde x' que contribuye al despoblamiento en x es mucho mayor (ver fig. I.2b), por lo que emplear $g(x')$ lleva a subestimar el papel del ASE en la evolución del sistema. La expresión correcta es un $g(x-x') = \Omega(x-x')/4\pi$.

La diferencia es muy importante, tal como puede apreciarse en el siguiente ejemplo: para $x=L/2$ y $x'=0$ la fracción de emisión espontánea que contribuye al ASE es 4 veces más grande (para un volumen largo y finito) si se usa $g(x-x')$ que si se usa $g(x')$. Como la emisión espontánea que proviene de los extremos de la celda es la que experimenta mayor ganancia, este factor 4 implica un ASE 4 veces mayor en el centro de la celda, y por lo tanto, un despoblamiento también 4 veces mayor. En general, usar $g(x')$ en lugar del factor correcto $g(x-x')$ lleva a subestimar el peso del ASE en la evolución del sistema. La discrepancia es mayor para la región cercana al centro de la celda que es donde, como ya se vió, está acumulada la mayor

Fig.I.2: Esquema de la celda amplificadora. La parte no rayada representa la zona bombeada. El bombeo se propaga en la dirección z y se supone que es constante en una profundidad $2r$ (ver fig.I.1). No se tienen en cuenta las variaciones de inversión de población transversales (direcciones y, z) ni los puntos situados fuera del eje, ya que el modelo es unidimensional, lo que se justifica por la condición $L \gg r$.

- a) La fracción de emisión espontánea emitida desde x' que contribuye al ASE en x es $g(x')$, según los modelos usuales. $g(x') = \Omega(L-x')/4\pi$.
- b) La fracción correcta de emisión espontánea emitida desde x' que contribuye al ASE en x es de $g(x-x') = \Omega(x-x')/4\pi$.



parte de la ganancia. El factor $g(x-x')$ produce un perfil de $N_1(x)$ más bajo y ancho, y un valor de ganancia de pequeña señal mucho menor, salvando la discrepancia.

En trabajos posteriores se aplicó el modelo con $g(x')$ (ecs. I.1-4) a analizar el caso de un DLA en el que la señal de entrada es un láser monocromático (GANIEL et al. 1976a), uno pulsado (GANIEL et al. 1976b) y finalmente al caso de medios activos de diferentes geometrías, como discos y esferas (HARDY et al. 1979). Ninguno de estos trabajos presentó verificación experimental.

DUJARDIN y FLAMANT (1978a y b) y también el autor de este trabajo (HNILO, 1979) dedujeron expresiones para la ganancia a partir de las ecuaciones I.1-4 suponiendo estado estacionario, despreciando la absorción y tomando un valor promedio para $g(x')$, hallando que si se deja un parámetro libre es posible ajustar a los resultados experimentales (ver cap. III).

Otros tratamientos en los que se recurre a la s.e., un $g(x)$ promedio y a parámetros de ajuste son los de NAROVLANSKAYA et al. (1978), MIGUS et al. (1980) y BOR et al. (1982). En estos trabajos se supone que la ganancia de pequeña señal es dato. HAAG et al. (1983), en un extenso trabajo teórico, emplean erróneamente un factor geométrico constante y la s.e., cuya justificación derivan de los trabajos de Ganiel et al. y Migus et al. ya citados. La aproximación de s.e. es discutida en detalle en la secc. III.3, donde se indican sus estrechos límites de validez.

El empleo de un factor geométrico equivocado y la aproximación de s.e. (que no es válida en general) llevó a explicar la discrepancia observada con los valores experimentales dando mayor peso a otras fuentes posibles de pérdidas, ya fueran éstas absorción desde el tri-

plete (NAGASHIMA et al.1980) o desde el singlete excitado (KIM et al.1979, SAHAR et al.1976, WYATT 1980, que no usan la s.e. y LEHENY et al.1975, que usa la s.e. discutiéndola con cierto detenimiento). Modelos aún mas complicados tienen en cuenta la dependencia de la ganancia con la polarización del bombeo y la señal de entrada para analizar el ASE generado por un pulso de bombeo de ps (FALKENSTEIN et al. 1978, PENZKOFER et al.1978). Allí se tienen en cuenta las poblaciones de los singletes y tripletes excitados (en total, 8 poblaciones diferentes) pero se usa un factor geométrico constante y se desprecia el ASE que se propaga en sentido contrario a la señal, lo que constituye un grueso error. Este modelo no es utilizado como herramienta de diseño sino para medir los distintos parámetros del colorante por ajuste con los datos experimentales. Dado que basta un solo parámetro variable para que las ecuaciones I.1-4 ajusten a la experiencia (ver secc.III.4), no es sorprendente que con 11 ecuaciones y 18 parámetros se logre llevar las curvas teóricas a las experimentales. En particular, el tiempo de relajación dentro del singlete se toma en este trabajo como de 1 ps, cuando en realidad es mucho menor. Solamente esto ya implica introducir pérdidas adicionales en el modelo que no existen en la realidad.

Un caso similar es el de DUNCANSON et al.(1981), en el análisis del láser de ps de cavidad ultracorta, en el que hay 8 ecuaciones y una cantidad enorme de variables,básicas y derivadas,pero el ángulo sólido termina siendo una constante promedio, y parámetro de ajuste.

I.4 Comentarios

En este capítulo se ha señalado la importancia de tener un modelo

teórico que permita predecir las características de una señal pulsada amplificada. También se ha indicado la importancia que tiene el ASE en el comportamiento de los DLA y cómo los modelos teóricos existentes no toman en cuenta correctamente la geometría de la propagación del ASE. Esto lleva a una fuerte discrepancia teórico - experimental que los trabajos mencionados salvan mediante el uso de uno o más parámetros de ajuste o por una innecesaria complicación del modelo teórico, en la que el ajuste necesario se diluye entre varios parámetros de difícil medición directa. En el capítulo siguiente se muestra cómo basta con tomar el factor geométrico correcto y seguir la evolución temporal completa del sistema para obtener una satisfactoria concordancia teórico-experimental, tanto en el valor de la ganancia como en la distribución de la inversión de población y el ASE total emitido en función del bombeo.

Seguir la evolución completa del sistema en forma numérica tiene el inconveniente de requerir un largo tiempo de cómputo. Con el fin de facilitar el trabajo de diseño, se desarrollaron expresiones aproximadas más sencillas. Un modelo simplificado para el rango de pulsos de entrada de ns de duración se presenta en el capítulo III, junto con su verificación experimental. En el capítulo IV se presenta un modelo simplificado para el rango de pulsos de subnanosegundos, que es el de mayor interés actualmente, y en el capítulo V se ejemplifica el uso de los resultados obtenidos en el diseño de DLA. En el capítulo VI se presenta la verificación experimental directa del modelo para pulsos de subns.

NOTAS:

(*): No debe confundirse el ASE (amplificación incoherente de la emisión espontánea) con la superfluorescencia (amplificación coherente), ver p.ej. SCHUURMANS (1980).

CAPITULO II

NUEVO MODELO PARA AMPLIFICADORES DE LASERES DE COLORANTES.

En este capítulo se desarrolla un nuevo modelo teórico para DLA, que parte de considerar la correcta geometría de propagación del ASE. Las ecuaciones son resueltas numéricamente, siguiendo la evolución dinámica completa del sistema. Se muestra, a través de cuidadosas mediciones experimentales, que el nuevo sistema da predicciones precisas. Se discuten las aproximaciones hechas, y también se explica el origen de las discrepancias de los modelos anteriores.

II.1 El modelo completo.

La fuente del ASE es la emisión espontánea que se produce independientemente (incoherentemente) en cada diferencial de volumen de la región excitada. La intensidad de la fluorescencia emitida por un diferencial de volumen de sección igual a la del cilindro excitado y largo dx es proporcional a la inversión de población en ese punto $N_1(x)$ e inversamente proporcional al tiempo de decaimiento T . La distribución espectral de esa emisión está dada por $E(\lambda)$. La intensidad de la fluorescencia emitida por un elemento de volumen en x' es entonces: $dI(x') = dx \cdot N_1(x') \cdot E(\lambda) / T$. Esta emisión es isotrópica, por lo que la fracción que llega a un elemento de volumen similar en x será (ver fig. I.2b): $dI(x') \cdot \Omega(x-x') / 4\pi$. Además, a medida que se propaga en el medio activo, la fluorescencia sufre una amplificación. El factor de ganancia al propagarse de x' a x sale de la ecuación I.4 (ahora SIN el término de emisión espontánea) y es, despreciando la población del triplete: $\exp \int_{x'}^x [\sigma_e(\lambda) \cdot N_1(x'') - \sigma_a(\lambda) \cdot N_0(x'')] \cdot dx''$.

El ASE en la posición x que se propaga hacia $x+$ es la suma incoherente de todos los $dI(x')$ situados en $x' < x$, luego:

$$I^+(x, t, \lambda) = \int_0^x dx' \cdot \frac{N1(x', t) E(\lambda)}{T} \cdot g(x-x') \quad \text{II.1}$$

$$\cdot \exp \int_{x'}^x dx'' \cdot [N1(x'', t) \cdot \sigma_e(\lambda) - N0(x'', t) \cdot \sigma_a(\lambda)]$$

y una análoga para $I^-(x, t, \lambda)$. Las otras ecuaciones del sistema son:

$$N0(x, t) + N1(x, t) = N \quad \text{II.2}$$

$$dN1(x, t) = W(t) \cdot N0(x, t) - N1(x, t)/T - N1(x, t) \cdot \int \sigma_e(\lambda) \cdot$$

$$\cdot [I^+(x, t, \lambda) + I^-(x, t, \lambda) + Is(x, t, \lambda)] \cdot d\lambda + N0(x, t) \cdot$$

$$\int \sigma_a(\lambda) \cdot [I^+(x, t, \lambda) + I^-(x, t, \lambda) + Is(x, t, \lambda)] \cdot d\lambda$$

Se ha omitido el uso de variables retardadas, suponiendo que no se produce cambio significativo de la inversión de población en un tiempo de tránsito a través de la celda (45 ps). Se ha aprovechado el resultado de Ganiel et al. despreciando la población de los triplete, aproximación que es válida para pulsos de bombeo de ns de duración. La ecuación I.1 puede deducirse a partir de la II.1 si se reemplaza $g(x-x')$ por $g(x-L)$, tal como se desprende de la fig. I.2b.

Se ha desglosado la señal a ser amplificada, $Is(x, t)$, del ruido ASE: $I^{\pm}(x, t)$. La ecuación que describe el ASE es II.1 y la que describe la señal es:

$$dIs(x, t)/dx = [N1(x, t) \cdot \sigma_e(\lambda_e) - N0(x, t) \cdot \sigma_a(\lambda_e)] \cdot Is(x, t) \quad \text{II.4}$$

que obviamente no tiene término de emisión espontánea. La depen-

dencia en longitud de onda ha sido omitida, suponiendo que $I_s(0,t)$ tiene un ancho de línea lo bastante angosto para que pueda suponerse que las secciones eficaces son constantes. Es decir, se supone una señal de entrada monocromática de longitud de onda λ_l . Esta aproximación no puede hacerse para el ASE, que tiene una dispersión espectral importante. Para obtener el comportamiento espectral completo del ASE el método usual es dividir la banda de fluorescencia en segmentos y seguir numéricamente la evolución de cada uno. Sin embargo, este proceso requiere mucho tiempo de cómputo y, dadas las complicaciones adicionales que introduce el factor $g(x-x')$ (ver A1) haría inmanejable la solución numérica del problema. Afortunadamente este proceso es innecesario, ya que no se está interesado en los detalles de la evolución espectral del ASE sino en el comportamiento temporal global y en su competición con la señal. Un análisis de la evolución espectral en DLA (bombeados por lámpara flash) puede hallarse en MEYER et al. (1976).

Se promedia entonces II.1 en longitudes de onda, con la siguiente justificación: la campana de la emisión espectral del ASE tiende a angostarse sin cambiar la posición de su máximo si se aumenta el bombeo. Esto es así debido a que el medio láser tiene ganancia muy elevada y la dependencia espectral de esta ganancia está en el exponente (en II.1). Por ejemplo, para una ganancia total de 10^6 la ganancia luego de cruzar la mitad de la celda será de más de 1000 y así una reducción del 20% en el exponente debida a un apartamiento del máximo espectral reducirá el ASE apartado más de 4 veces respecto del ASE centrado en el máximo, angostando rápidamente el espectro. Como el ASE que contribuye de modo importante en II.3 es el que está en la segunda mitad de la celda, es posible considerar un ASE cuasi

monocromático y escribir II.1 como:

$$I^+(x,t) = \int_0^x dx' . [N_1(x',t)/T] . \phi' . g(x-x') . \exp \int_{x'}^x dx'' . [N_1(x'',t) . \sigma_{ep} - N_0(x'',t) . \sigma_{ap}] \quad \text{II.5}$$

donde σ_{ep} y σ_{ap} son las secciones eficaces de emisión y absorción en el pico de emisión del ASE. ϕ' es una fracción de la eficiencia cuántica, definida como la integral de $E(\lambda)$ sobre el intervalo espectral de emisión del ASE. Para ser estrictos, ϕ' es una función de x , ya que el ASE se angosta espectralmente a medida que se propaga, pero su variación es suave comparada con la del factor exponencial, por lo que no se comete un error muy grande al suponer ϕ' constante.

La ecuación II.3 también puede ser promediada en λ , recurriendo al teorema del valor medio:

$$\begin{aligned} dN_1(x,t)/dt = & W(t) . N_0(x,t) - N_1(x,t)/T - N_1 . \bar{\sigma}_e . [I^+(x,t) + I^-(x,t)] + \\ & N_0 . \bar{\sigma}_a . [I^+(x,t) + I^-(x,t)] + \\ & I_s(x,t) . [N_0(x,t) . \sigma_{ae} - N_1(x,t) . \sigma_{ae}] \end{aligned} \quad \text{II.6}$$

donde σ_{ae} y σ_{el} son las secciones eficaces para la longitud de onda de la señal de entrada.

Como el ASE tiene su máximo en el flanco de longitudes de onda largas, el valor medio $\bar{\sigma}_e$ no diferirá mucho de σ_{ep} ni $\bar{\sigma}_a$ de σ_{ap} , por lo que es posible usar los mismos valores sin cometer mucho error. Esta misma aproximación de "ASE monocromático" ha sido usada en varios trabajos anteriores (DUJARDIN et al. 1978, WYATT 1980, MIGUS et al. 1982) sin la justificación detallada que se ha dado aquí.

Si la ganancia no es lo bastante elevada para angostar el ASE la aproximación hecha puede fallar, pero de todos modos no conducirá a

un error significativo ya que en el caso de baja ganancia la señal saturará rápidamente el DLA y el ASE tendrá un papel poco importante en II.3.

El promedio en longitud de onda lleva a una significativa simplificación de las ecuaciones, pero tiene la desventaja de que se debe conocer a priori la posición del pico del ASE. Esta puede calcularse a partir de modelos como los expuestos en DUJARDIN et al. (1978a) o MIGUS et al. (1982), pero dada la incerteza existente en los valores de los diferentes parámetros y los corrimientos espectrales debidos al solvente y calidad del colorante, es preferible medirla directamente, que es lo que se hizo en este trabajo.

II.2 Solución numérica.

La forma del pulso de bombeo fue aproximada por:

$$W(t) = W_{\text{pico}} (\text{sen } x/x)^2 \quad \text{II.7}$$

con $x = 2\pi (t/\delta - 1/2)$, donde δ es la duración total del pulso (en la base). Si $\delta = 16$ ns el perfil obtenido reproduce satisfactoriamente la forma del pulso de bombeo usado (ver A2). Para la señal de entrada, que es asimétrica, se usó:

$$I_s(0,t) = I_s(0)_{\text{pico}} \cdot (t/\tau) \cdot \exp [1 - (t/\tau)^2] / 2 \quad \text{II.8}$$

donde τ es el tiempo de trepada del pulso. Aquí $\tau = 3$ ns reproduce la forma del pulso de salida del oscilador.

Los cálculos se hicieron según el siguiente esquema: la longitud de la celda y el tiempo fueron divididos en intervalos Δx y Δt . Después de cada incremento en t se calcula $W(t + \Delta t)$ y $I_s(0, t + \Delta t)$.

Un vector conserva la distribución $N_1(x,t)$ anterior. La señal y los ASE son calculados simplemente reemplazando las derivadas por cocientes incrementales y las integrales por sumas, usando $N_1(x,t)$. Una vez calculados $I^+(L)$, $I_s(L)$, $I^-(0)$, se calcula el nuevo $N_1(x,t+\Delta t)$ usando la ecuación II.3. La información deseada se guarda en vectores auxiliares para ser extraída al final de la corrida, que termina luego de transcurrida una cantidad T de intervalos de tiempo. Cuando fue necesario también se usó un vector para $W(x)$ (bombeo inhomogéneo, ver secc.II.3). El tamaño de Δx y Δt dependía del valor de la intensidad del bombeo y la concentración del colorante. La precisión y estabilidad de la partición fue comprobada en cada caso dividiendo Δt y Δx por la mitad hasta que no hubo diferencia apreciable entre los resultados obtenidos con Δx , Δt y $\Delta x/2$ y $\Delta t/2$. Ordenes de magnitud típicos son $\Delta t = 10$ ps y $\Delta x = L/500$.

Poner a punto este programa y su utilización continuada, así como la generación de programas accesorios y variaciones del programa principal, representó una parte importante del trabajo de Tesis. Una explicación más detallada de los programas utilizados puede encontrarse en el apéndice A1. Los valores de los parámetros utilizados están reunidos en la Tabla II.1 (comparar con Tabla I de Ganiel et al.).

Como se discutió en la secc.I.3, las discrepancias teórico - experimentales del modelo de Ganiel et al. se hacían evidentes en la forma del perfil de la inversión de población, $N_1(x)$, y en el valor de la ganancia de pequeña señal G_{ss} . También se ha visto que ambas discrepancias son en el fondo una sola, y que son la prueba crucial para un modelo teórico de DLA.

En la figura II.1 se muestra $N_1(x)$ tal como se obtiene resolviendo

T A B L A II.1

Parámetros del DLA de este capítulo. El colorante es Rodamina 6G en etanol. Datos extraídos de SNAVELY (1969) y de GANIEL et al. (1975).

Parámetro	Símbolo	Magnitud
Longitud del medio activo	L	1 cm.
Radio del medio activo	r	0.02 cm.
Sección eficaz de emisión en λ (láser)	σ_{el}	$1.8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$
Sección eficaz de emisión media	$\bar{\sigma}_e$	$1.96 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$
Sección eficaz de absorción en λ (láser)	σ_{ae}	$1.44 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$
Sección eficaz de absorción media	$\bar{\sigma}_a$	10^{-18} cm^2
Sección eficaz de absorción del bombeo (337 nm)	σ_b	$2.4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$
Sección eficaz de absorción del bombeo (532 nm)	σ_b	$3.75 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$
Concentración	N	$3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Tiempo de fluorescencia	T	5.5 ns
Eficiencia cuántica de fluorescencia	ϕ	0.83
Índice de refracción de la solución (\approx etanol)	n	1.36

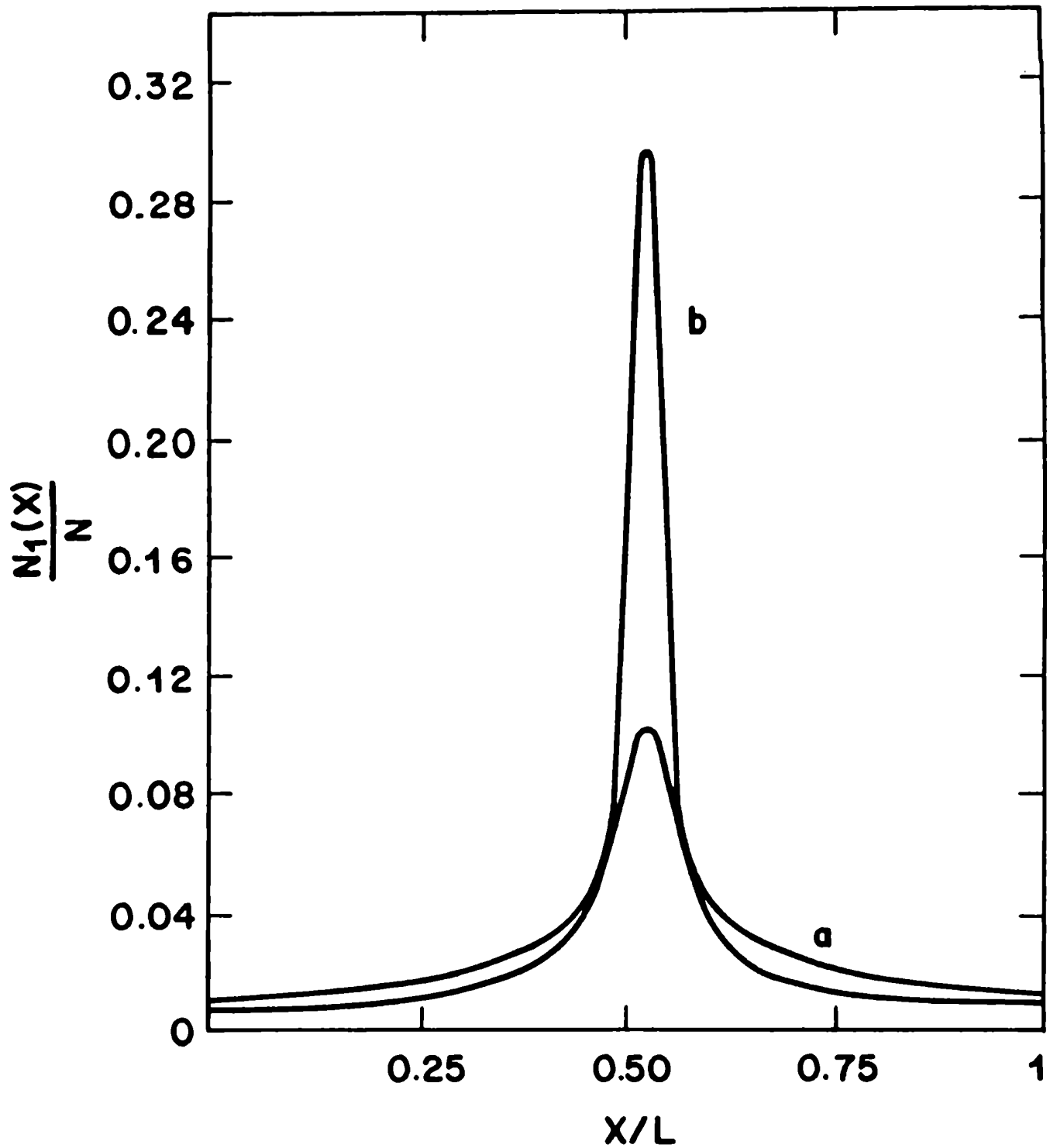


Fig.II.1: Perfil espacial de la inversión de población relativa, para un bombeo de $W = 10^8 \text{ s}^{-1}$, $L = 1 \text{ cm}$.

a) obtenida usando $g(x-x')$ y evolución temporal completa del sistema en el instante en el que la inversión de población total es máxima.
 b) obtenida usando la aproximación de estado estacionario y el factor $g(x')$, como en Ganiel et al.

do II.5-6 en $t = \delta/2$, máximo del bombeo (fig.II.1a), y también usando la s.e. de las ecuaciones I.1-4 (fig.II.1b). Se usaron los mismos parámetros en ambos casos, de modo que las diferencias se deben únicamente a los modelos. Puede notarse que con el factor geométrico correcto el perfil se ensancha y el máximo en el centro es más bajo, lo que reduce la ganancia para el ASE, hallándose mayor inversión en los extremos.

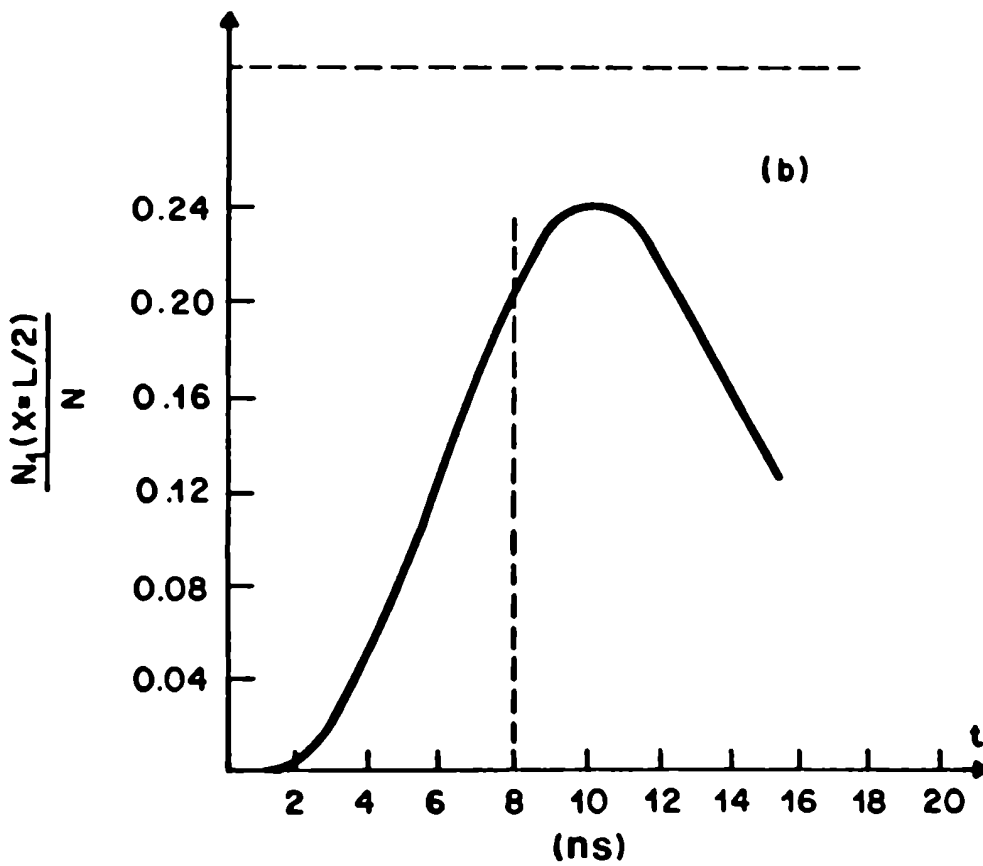
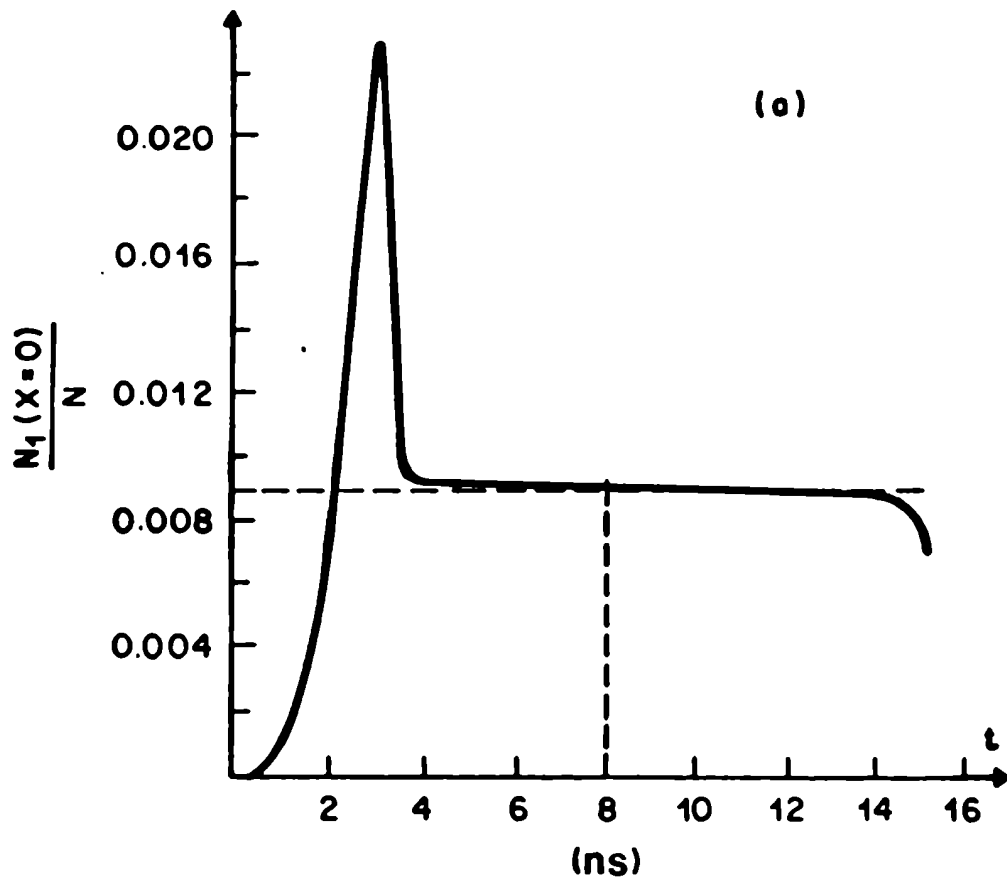
Para separar las diferencias que provienen de factores geométricos de aquellas que vienen de suponer estado estacionario, se calculó la inversión de población en el centro y un extremo de la celda en función del tiempo, usando el modelo con $g(x')$ (de Ganiel et al.) pero sin suponer s.e. (fig II.2). La s.e. está indicada con una línea de rayas horizontales. Se puede ver que la diferencia entre la solución dinámica y la s.e. es despreciable en los extremos (fig.II.2b) y de un 20% en el centro, por lo que la mayor parte de la diferencia entre las figuras II.1a y II.1b viene del factor geométrico y no de haber supuesto s.e. (ver la secc.III.3 para una discusión detallada de la validez de la s.e.). Para este caso particular la G_{ss} es 3×10^4 según el modelo geométrico nuevo, contra 8×10^6 del que usa $g(x')$. Esto significa que, para este ejemplo, la inversión de población acumulada (y por lo tanto la energía) resulta sobreestimada en un 50% si se usa el modelo geométrico de Ganiel et al.

Vale la pena mencionar aquí que en un trabajo previo DUJARDIN et al.(1978a), empleando las ecuaciones I.1-4, aproximaron $g(x')$ por un valor constante $\langle g \rangle$ igual a su promedio lineal, obteniendo un perfil ancho para $N_1(x)$ y un valor razonable para G_{ss} . En realidad, un promedio lineal lleva a una sobreestimación del ASE, ya que $g(x')$ tiene el factor de peso de la ganancia (ver ec.II.1), que favorece los va-

Fig.II.2: Inversión de población en función del tiempo para $W=10^8 \text{ s}^{-1}$
 $L=1 \text{ cm}$ y sin señal de entrada.

- a) en un extremo de la celda ($x=0$).
- b) en el centro de la celda ($x=L/2$).

La línea de puntos horizontal indica el valor calculado suponiendo estado estacionario. La línea vertical indica la posición del máximo del pulso de bombeo. El pulso de bombeo termina en $t=16 \text{ ns}$. Nótese el pico inicial en a y la diferencia de escala vertical entre a y b.



lores pequeños de $g(x')$. Esta sobreestimación de $\langle g \rangle$ compensó por casualidad la subestimación que surge de usar $g(x)$ en vez de $g(x-x')$. Este valor $\langle g \rangle$ resulta ser así el parámetro de ajuste necesario para una concordancia en el valor de G_{ss} , pero, como se verá en la secc. III.4 un solo parámetro no es suficiente para un buen ajuste sobre un rango amplio de energías de bombeo.

II.3 Resultados experimentales.

La disposición experimental es la de la figura II.3. Un láser de nitrógeno construido en este laboratorio (ver A2) bombea el oscilador y el amplificador. El colorante es Rodamina 6G, .005 M en etanol tanto para el oscilador como para el amplificador.

El divisor de haz fue construido en este laboratorio y tiene una reflectividad de 30% para la radiación de bombeo (337.1 nm) incidiendo a 45° . Para las mediciones, la red que cierra la cavidad del oscilador fue reemplazada por un espejo metálico, para mejorar el modo del haz y aumentar el rango de energía de señal accesible. Además, así se asegura el estar trabajando en el máximo espectral de la ganancia.

La celda del amplificador era de 1 cm de largo y, para reducir la incerteza en el ancho de la zona activa, se insertó una rendija horizontal de 0.4 mm de ancho limitando el haz de bombeo. El diámetro del haz de la señal de entrada también fue definido mediante un diafragma de 0.4 mm de diámetro, alineado muy cuidadosamente con la rendija.

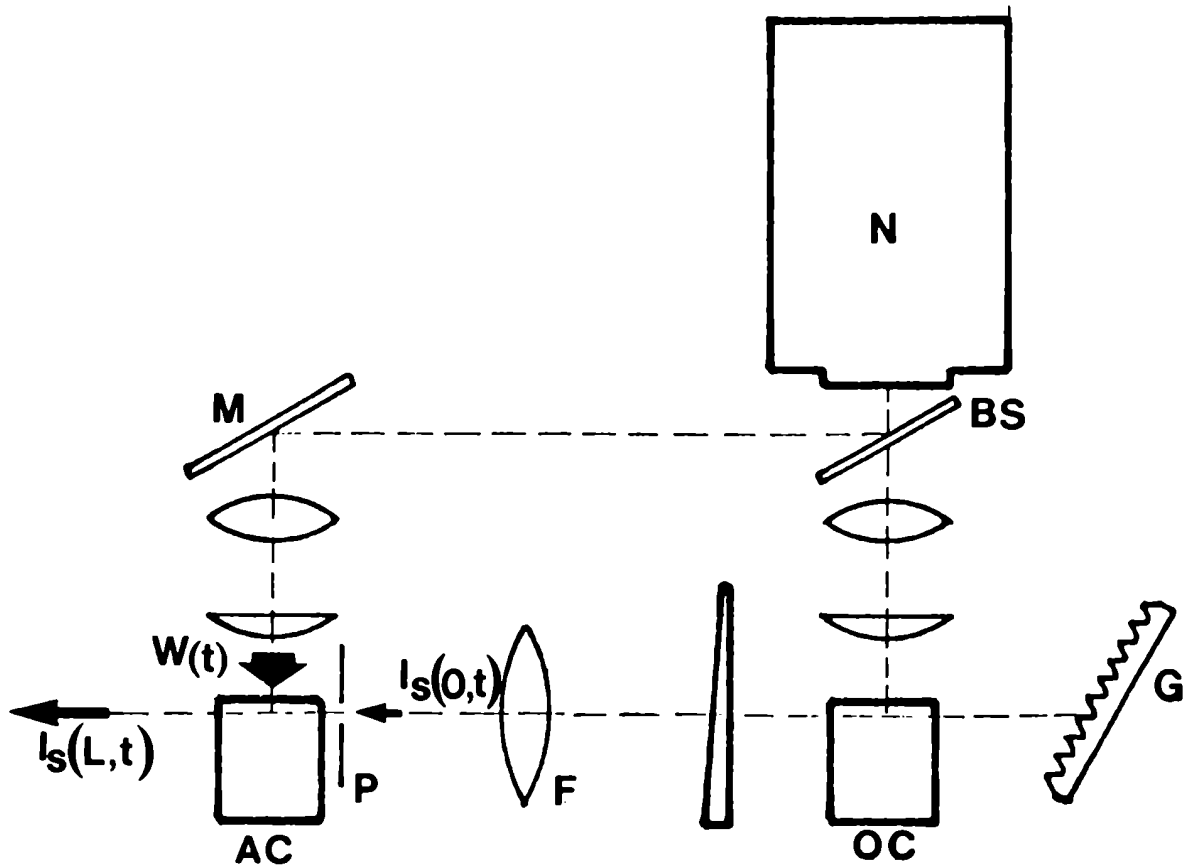


Fig.II.3: Disposici3n experimental para la medici3n de la ganancia.
 N: laser de nit3rgeno.BS: divisor de haz ($R=30\%$ a 45° para 337.1nm).M: espejo de $R=100\%$ a 45° .G: red de difracci3n en montaje Littrow o espejo 100% .OC: celda del oscilador.AC: celda del amplificador.F: lente de enfoque.P: diafragma de 0.4mm de diámetro. La rendija horizontal de 0.4mm de ancho no est indicada, para mayor claridad del dibujo. $I_s(0,t)$ es la señal de entrada; $I_s(L,t)$ es la salida y $W(t)$ es el bombeo. Se insertaron filtros antes de M y F para variar el bombeo y la señal de entrada.

II.3.1 Ganancia de pequeña señal, G_{ss} .

La ganancia se midió como el cociente entre la energía (ver secc. III.5) de la señal de salida y la de entrada (respectivamente: $E_s = \int I_s(L,t).dt$ y $E_e = \int I_s(0,t).dt$) usando dos fotodiodos lentos previamente calibrados. La señal de entrada fue atenuada mediante filtros neutros hasta que el cociente E_s/E_e se hizo constante. Este método garantiza que la medida se hizo sin saturar la ganancia. Los valores de G_{ss} medidos y calculados según los dos modelos de propagación del ASE son comparados en la Tabla II.2 para tres valores distintos del bombeo. Este se varió insertando filtros neutros en el camino del haz. El nuevo modelo presenta una muy buena concordancia teórico - experimental, que se extiende también a la zona de ganancia saturada (ver cap. III).

II.3.2 Perfil de $N_1(x)$.

Se midió el perfil de $N_1(x)$ como una prueba crucial de la validez del nuevo modelo. Esto se hizo para varios bombeos (fig. II.4), mostrándose en la fig. II.5 un resultado típico, para el valor intermedio de bombeo $W = 6 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. Vale la pena recordar (secc. I.3) que según el modelo de Ganiel et al. la relación pico-base R_g debía ser de 30, pero que no había podido medirse más que 2.5, aún para un bombeo 40% mayor.

Dos efectos independientes son los que ayudan a salvar esta discrepancia:

1) Lo que se observa sobre una placa fotográfica no es el $N_1(x,t)$ calculado sino un perfil integrado en el tiempo, $N_1(x) = \int N_1(x,t).dt$. En particular, la inversión de población presenta un máximo mucho más ancho al principio del pulso, cuando el bombeo es bajo, lo que

T A B L A II.2

Valores de la ganancia de pequeña señal para distintos valores del bombeo, predichos por los dos modelos teóricos en discusión, y valores medidos.

W (s^{-1})	medido	$g(x-x')$ y evolu- ción dinámica.	$g(x')$ y solución estacionaria.
10^8	3.5×10^4	3×10^4	8×10^6
1.5×10^7	2.6×10^3	3.7×10^3	4.5×10^5
5×10^6	10	16	100

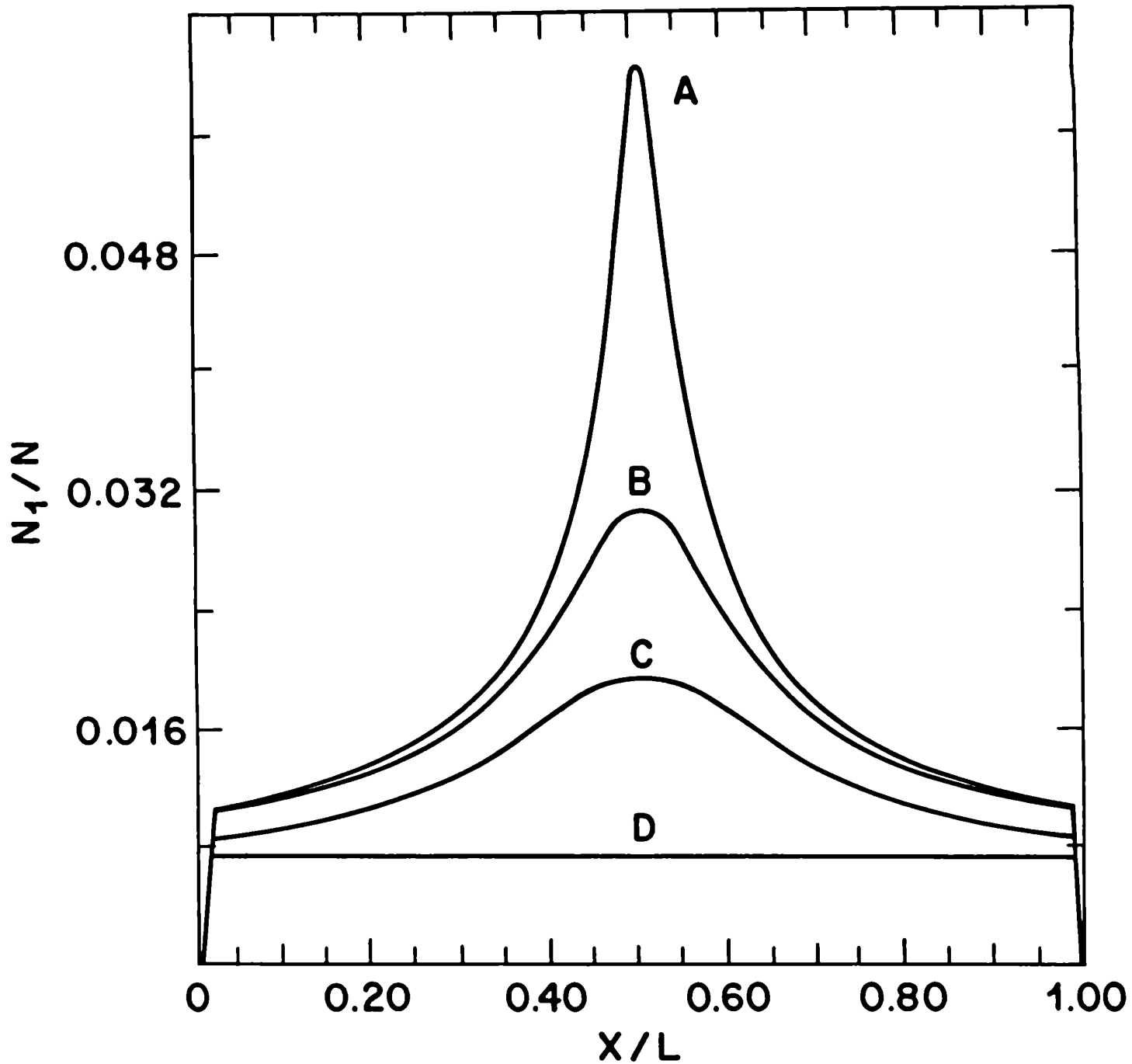


Fig.II.4: Inversión de población en función de la posición dentro de la celda, integrada en el tiempo y renormalizada. $L=1$ cm y varios valores de bombeo (en s^{-1}): $A=10^8$, $B=3 \times 10^7$, $C=2 \times 10^7$, $D=5 \times 10^6$. Nótese que aquí la escala vertical es lineal. Compárese con fig.3 de Ganiel et al.

hace que la curva "integrada" sea más ancha que la "instantánea". De cálculos propios, esto hace bajar R_g de 30 a 10, pero la forma predicha del perfil sigue siendo mucho más puntiaguda que la observada, que es casi triangular.

2) La discrepancia en el ancho se debe justamente a que las ecuaciones I.1-4 dan escaso peso al despoblamiento por ASE en las partes medias de la celda. Al utilizar las ecuaciones correctas para $W = 6 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ el perfil se ensanchó y R_g se redujo a 4 (ver fig.II.5) valor menor que el observado experimentalmente. Este resultado inesperado hizo sospechar de la homogeneidad espacial del bombeo. Medido el perfil del haz de bombeo, se halló una cierta inhomogeneidad que se utilizó como factor de corrección $W(x)$. La nueva predicción muestra un muy buen ajuste con los resultados experimentales, no sólo en el valor de la relación pico-base: $R_g(\text{exp}) = 6.2$, $R_g(\text{teór}) = 6.3$, sino también en la forma general de la figura (ancho total a mitad de la altura, teórico $0.2 \times/L$, medido $0.3 \times/L$).

Aunque la corrección para el perfil de bombeo no es mayor que un 20% en ningún punto, es suficiente para modificar fuertemente la forma de $N_1(x)$. Se ha supuesto que la corrección $W(x)$ no cambia en el tiempo, lo que es probablemente incorrecto.

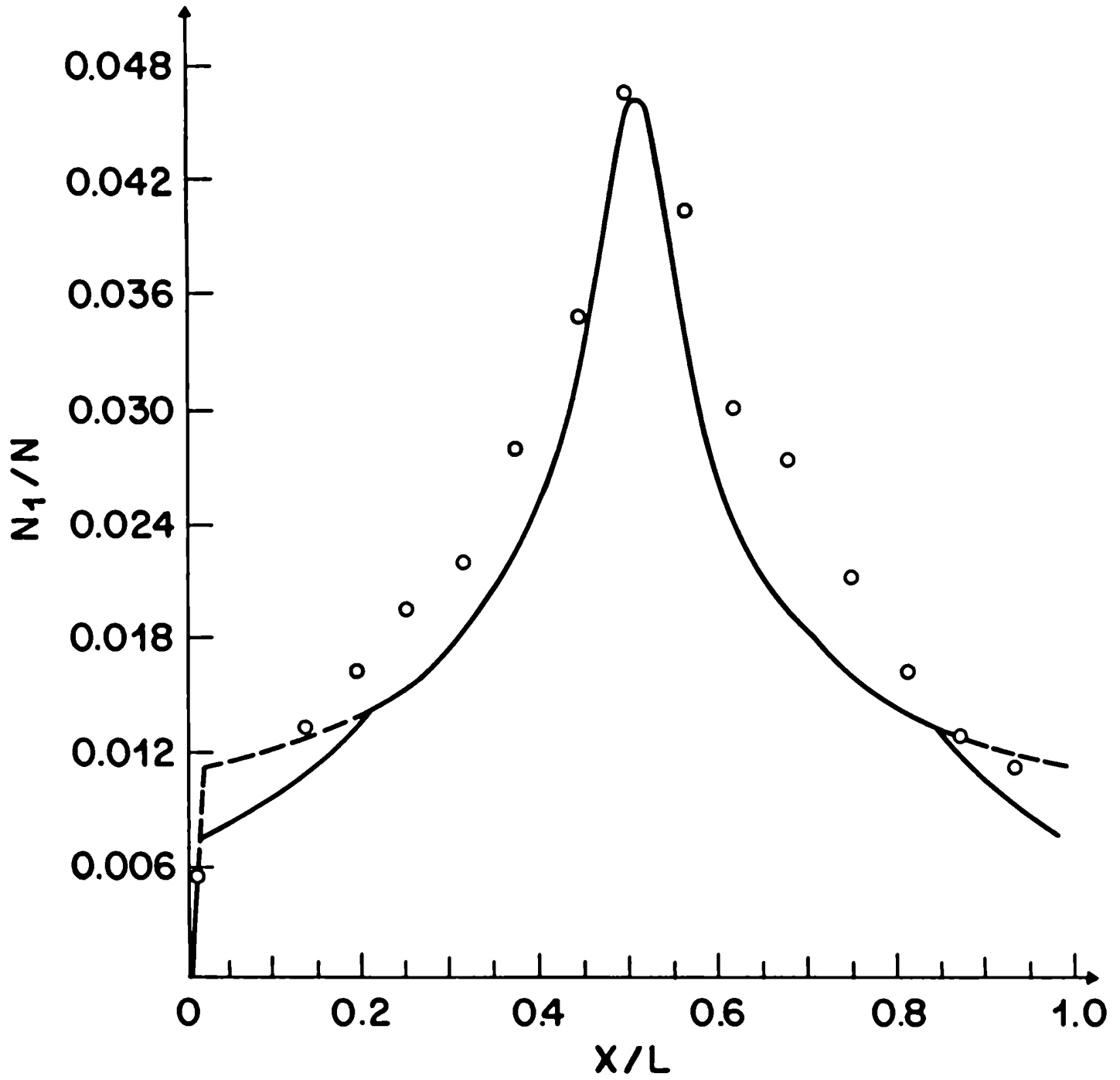
KETSKEMETY et al. (1977) hacen mención a un corrimiento del máximo de $N_1(x)$ cuando se coloca un espejo cerca de la celda. El mismo fenómeno ocurre en un DLA si hay señal de entrada, y el corrimiento aumenta con la intensidad de la señal. Si ésta es muy grande, el máximo desaparece y $N_1(x)$ simplemente decae monótonamente con x .

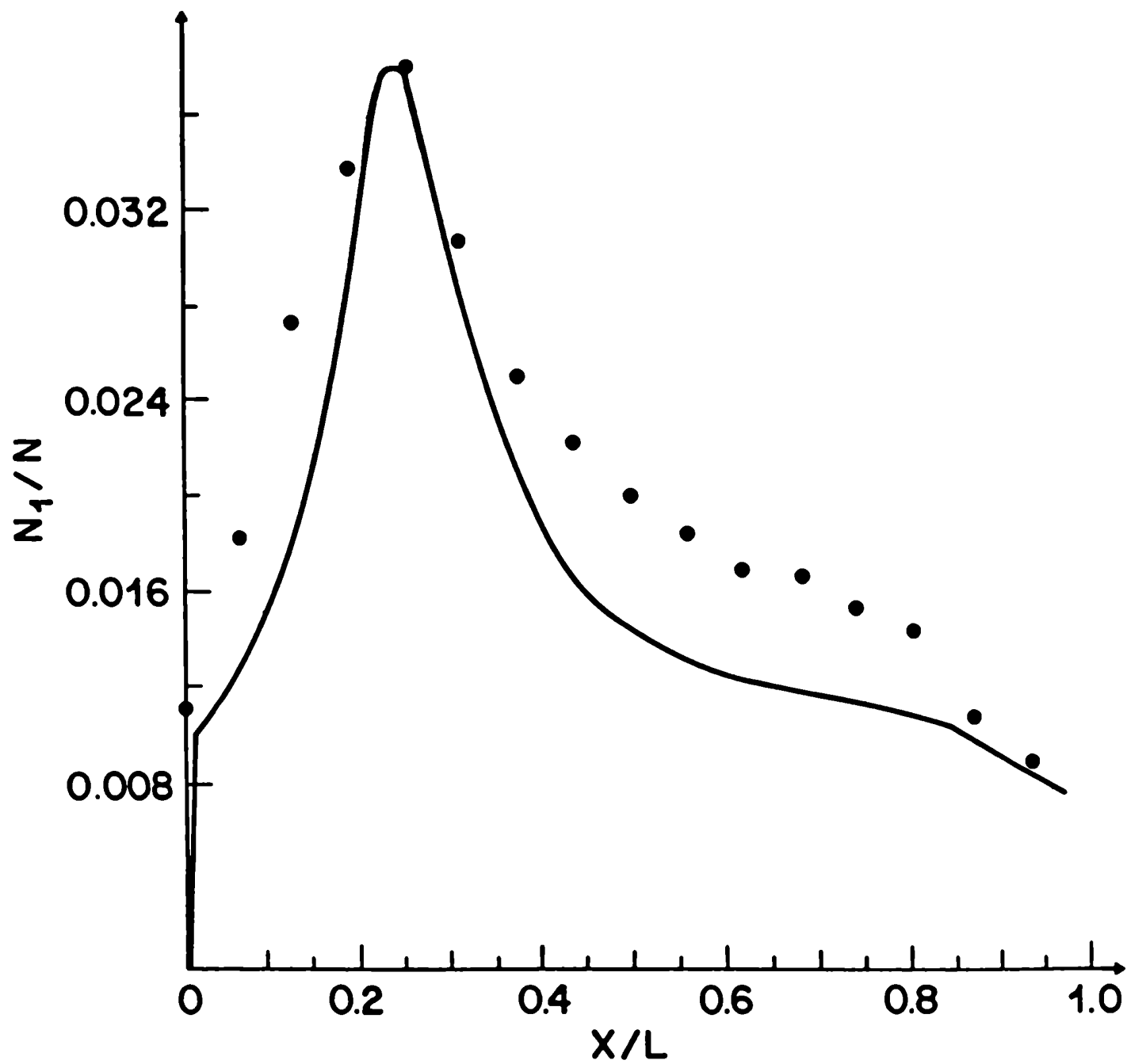
En general, la posición del máximo es función del tiempo.

En la figura II.6 se muestra el $N_1(x)$ medido y el calculado cuando se coloca un espejo de 95% de reflectividad a 2 cm del borde de

Fig.II.5: Perfil espacial de la inversión de población, integrada en el tiempo y renormalizada para $W=6 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $L=1\text{cm}$ y sin señal de entrada. La línea de puntos se obtuvo por cálculo numérico suponiendo un bombeo homogéneo. La línea llena se obtuvo incluyendo como corrección el perfil espacial medido del bombeo. Los círculos indican los resultados experimentales obtenidos (ver fig.II.7). Estos resultados fueron renormalizados para dar el mismo valor de pico.

Fig.II.6: Idem que fig.II.5, pero ahora con señal de entrada, obtenida por realimentación parcial del ASE colocando un espejo. La fracción de ASE reinyectado se calculó teniendo en cuenta la reflectividad del espejo, la divergencia del ASE y la distancia entre el espejo y la celda (ver fig.II.7).





la celda. La posición predicha del máximo es correcta, así como la forma general. Al igual que en la fig.II.5, el ancho teórico es $x/L = 0.2$ contra un ancho medido de 0.3. La diferencia es causada por la contribución de zonas del colorante alejadas de la ventana por la que entra el bombeo, donde éste es menor. Se ha supuesto en los cálculos que el bombeo es uniforme dentro del volumen excitado, lo que no es cierto: las regiones inmediatamente detrás de la celda son bombeadas por encima del promedio y dan un perfil más agudo e intenso y las más alejadas reciben un bombeo menor que el promedio, y dan un perfil más ancho y bajo. La integración en perspectiva de estos distintos perfiles conduce a un leve ensanchamiento de la figura. Una estimación de la influencia de este efecto puede hacerse como sigue: una fracción $\exp(-2) = 0.132$ del bombeo incidente es absorbido más allá de la zona cilíndrica de radio $r = 1/\sigma_0 N$. En el caso de las figuras II.5 y 6, equivale a un bombeo por detrás de la zona excitada de $6 \times 10^7 \times 0.132 = 8 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$. Esto suma un fondo aproximadamente constante de $N_1 = 0.008$ (de fig.II.4) a todo el perfil. Luego, las curvas calculadas en fig.II.5-6 deben levantarse 0.008 y renormalizarse para poder ser comparadas con las curvas experimentales. El nuevo ancho medio resulta ser así de $x/L = 0.276 \approx 0.3$, coincidiendo con el valor medido.

El perfil $N_1(x)$ se midió enfocando una imagen real de la región activa sobre una pantalla colocada delante de un fotodiodo (ver fig. II.7). La pantalla tenía un agujero de 100 μm de diámetro que transmitía una muestra de la fluorescencia, que era recogida por el fotodiodo. El conjunto podía desplazarse con un tornillo micrométrico, de manera de barrer todo el perfil. Con este método era muy fácil saber, para cualquier punto de la imagen, si el detector estaba satura-

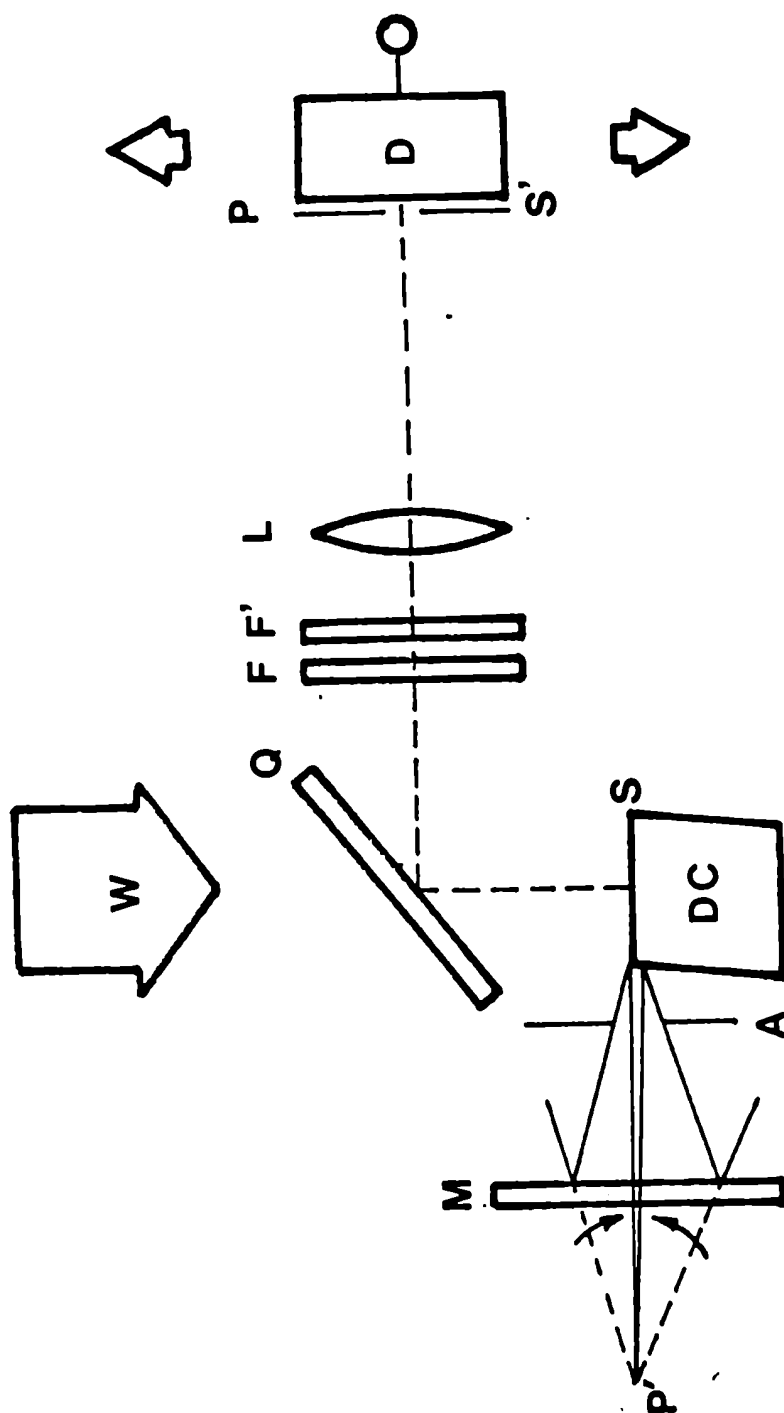


Fig.II.7: Distribución experimental para medir el perfil de la inversión de población $N_1(x)$ (figs.5 y 6). W : bombeo. DC : celda de colorante. Q : sustrato de cuarzo. FF' : filtros para absorber la radiación UV de bombeo reflejada en la primera cara de la celda. La lente L produce en el plano P del diafragma una imagen S' del perfil $N_1(x)$ real en S . D : fotodiodo. Para la fig.II.6 se agregó el espejo M . A : apertura de diámetro conocido, para medir la divergencia del ASE. P' : punto fuente del ASE realimentado.

do. Los filtros UV absorbían la radiación de bombeo que, reflejada en la ventana del frente de la celda, pudiera estar volviendo hacia el detector. La única desventaja de este dispositivo era que las reflexiones en las dos caras del sustrato de cuarzo producían imágenes dobles, que aparecían muy juntas y deterioraban la figura medida. Para evitar esto el sistema debía ser levemente desalineado.

El perfil del haz de bombeo que, normalizado, es el factor de corrección $W(x)$, se midió de la misma manera, produciendo una imagen real del haz sobre una pantalla perforada que cubría un detector piroeléctrico.

II.3.3 ASE en función del bombeo.

Como una prueba adicional del ajuste teórico-experimental del nuevo modelo, se midió el ASE total emitido en función del bombeo. No es posible comparar directamente valores en potencia, ya que la s.e. no es válida y por lo tanto la curva cambiaría de acuerdo al instante peculiar elegido. En particular, debe señalarse que el máximo del ASE no coincide necesariamente con el máximo del bombeo, y que además la duración del pulso de ASE es también función del bombeo (ver secc. III.3). Se grafica, entonces, energía total del ASE (dividida por un tiempo típico de 8 ns para poder comparar los órdenes de magnitud con los de la figura 2 de Ganiel et al.) vs. potencia de bombeo. El ASE fue medido recogiendo la radiación con una lente de gran diámetro (apertura numérica 0.1) colocada lejos de la celda para evitar realimentaciones parásitas. La radiación fue enfocada en un detector piroeléctrico que integró toda la energía emitida en el pulso.

En la fig. II.8 se observa la curva teórica (línea llena) y los

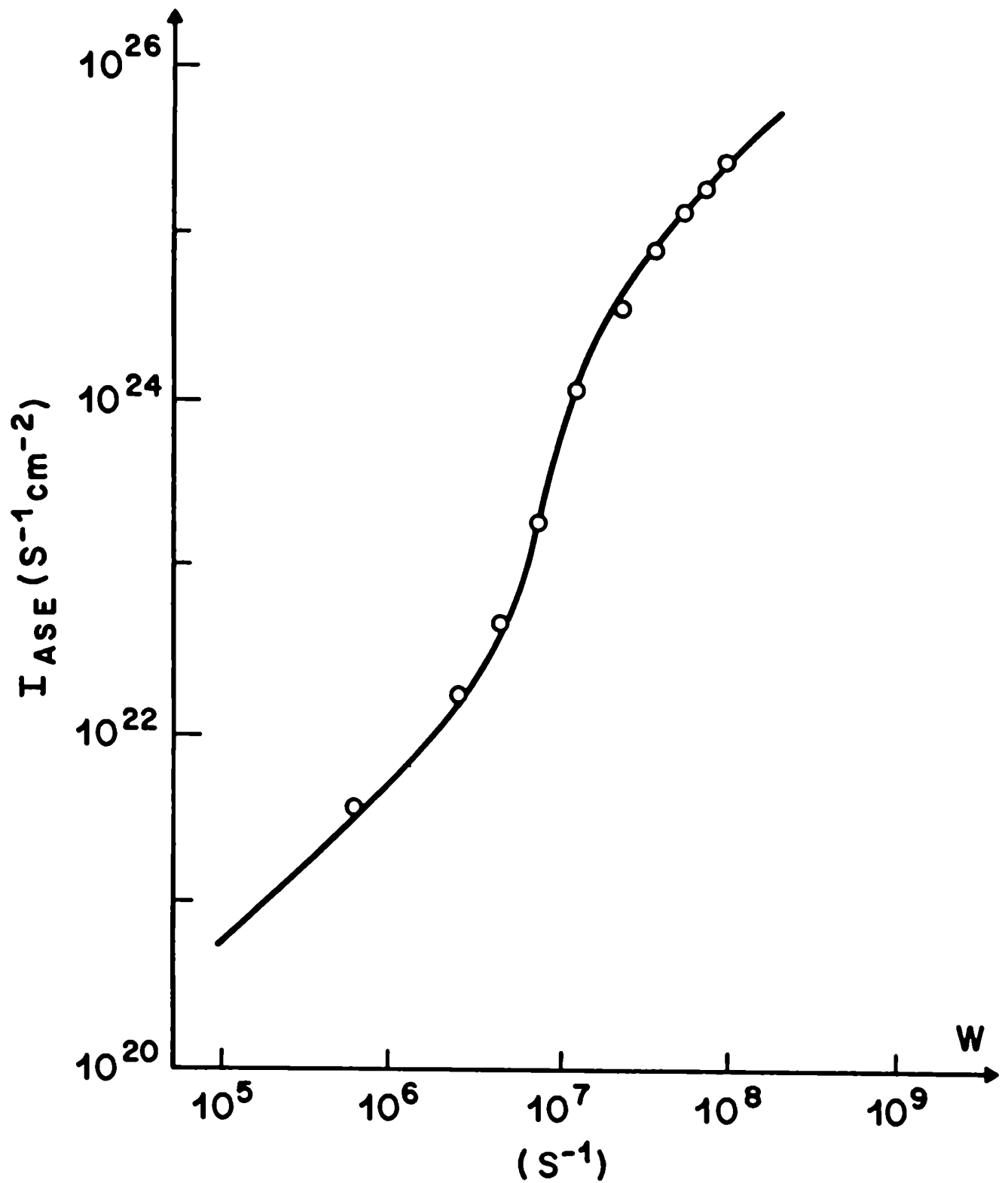


Fig.II.8: Densidad de energía (ver secc.II.3.3) del ASE en función del bombeo ($L=1\text{cm}$). La línea llena fue obtenida mediante la solución numérica del sistema completo (ecs.II.5-6), los redondeles indican los resultados experimentales. Compárese con fig.2 y 7 de Ganiel et al.

resultados experimentales. El ajuste es excelente (compárese por ejemplo con fig.7 de Ganiel et al.). Nótese las tres regiones: de emisión espontánea sin amplificación, para bombeos muy bajos, luego, para $W \approx 3 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, la emisión estimulada comienza y el ASE crece rápidamente (umbral ASE), hasta que satura el amplificador y toda la energía adicional entregada al sistema es llevada por el ASE ($W > 3 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$).

II.4 Comentarios.

En este capítulo se ha presentado un nuevo sistema de ecuaciones para describir el comportamiento de un DLA el que, teniendo en cuenta apropiadamente la geometría de propagación del ASE, permite obtener un satisfactorio ajuste teórico-experimental. En todos los cálculos realizados en este capítulo se utilizaron los valores de los parámetros de la tabla II.1 y los modelos numéricos descritos en A1, y en ningún caso se emplearon parámetros de ajuste. El modelo fue probado para varios valores del bombeo y señal de entrada y lo que se presentó aquí son sólo casos típicos. De ahora en más, puede considerarse al sistema II.5-6 como el que describe apropiadamente los DLA bombeados por pulsos de ns. Esto significa que no es necesario emplear un modelo más complicado. En efecto, modelos mucho más complejos tienen en cuenta la orientación de las moléculas (FALKENSTEIN et al. 1978) y su influencia directa en la ganancia (PENZKOFER et al. 1978) o indirecta, afectando el autoenfoque del ASE (RUBINOV et al. 1983). Otros fenómenos no tenidos en cuenta en las ecuaciones II.5-6 son la aparición de modos libres que pueden afectar la geometría supuesta (GRIENEISEN et al. 1978), influencia del triplete por oxígeno

disuelto en el solvente (NAGASHIMA et al.1980), existencia de ondas de choque en el medio activo que pueden difractar el ASE (MORGAN, 1979), etc. Tener en cuenta todos estos fenómenos haría el modelo más engorroso y ciertamente inútil para el diseño práctico de DLA. El demostrar que son innecesarios es una simplificación importante del problema.

A pesar de ser un modelo que proporciona soluciones notablemente precisas, el presentado en este capítulo tiene la desventaja de requerir la solución numérica de un sistema de ecuaciones integro - diferenciales, lo que lo hace muy lento para ser usado en el diseño de DLA, donde varios parámetros pueden ser cambiados simultáneamente. Por otra parte, la larga serie de números o curvas que son la salida de una simulación numérica no dan una visión íntima de las propiedades del sistema. Sería deseable una expresión analítica, aunque fuera menos precisa.

Tales expresiones existen, pero tienen distinta forma, de acuerdo a si la duración de los pulsos a amplificar es del orden de la del bombeo (τ), en cuyo caso la señal es dominante y el ASE juega un papel menor, o si los pulsos a amplificar son de mucha menor duración, en cuyo caso el ASE domina la evolución del sistema durante la mayor parte del tiempo. A partir de aquí, entonces, las simplificaciones del modelo "exacto" de este capítulo se bifurcan: para el caso de señales de entrada de τ (señal dominante) o mucho más cortos que el τ (ASE dominante).

En el capítulo siguiente se presenta una expresión analítica que permite calcular la ganancia en el caso de señal dominante, requiriéndose un parámetro de ajuste cuyo valor numérico se encuentra a partir del valor de la ganancia de pequeña señal, y en el capítulo

IV un modo sencillo de conocer la ganancia cuando la señal de entrada no satura el DLA (pequeña señal) o bien cuando es de muy corta duración, y la evolución del sistema queda dominada por el ASE.

CAPITULO III

MODELO SIMPLIFICADO. CASO DE SENAL DOMINANTE.

Como se discutió al final del capítulo anterior, la simulación numérica completa (ecs.II.5-6), si bien da predicciones precisas sobre los DLA para todos los rangos, no es un método de diseño muy práctico. Es posible obtener a partir de las ecuaciones de Ganiel et al. (incorrectas) una expresión analítica para la ganancia. Obviamente, usada con los valores de los parámetros que surgen de la teoría, esta solución analítica comparte con la numérica de Ganiel et al. el predecir una ganancia demasiado grande y un perfil $N_1(x)$ incorrecto. Sin embargo, si se deja libre el valor de uno de los parámetros es posible corregir el efecto de las aproximaciones incorrectas y obtener un buen ajuste experimental. Para hacer este ajuste es necesario conocer el valor de la ganancia de pequeña señal G_{ss} . El mayor interés de esta fórmula radica pues en que, conocida G_{ss} , permite calcular la ganancia para cualquier valor de la señal.

El presente capítulo está dedicado a la deducción de esta fórmula, a fijar sus límites de validez y a mostrar algunas de sus aplicaciones. En particular, la aproximación de solución estacionaria limita la validez de la fórmula al rango en que la señal inyectada domina el desdoblamiento del nivel excitado, lo que da el nombre a este capítulo.

III.1 Deducción del modelo simplificado.

Las bandas de absorción y emisión de los colorantes se superponen en una región pequeña del espectro (ver SNAVELY 1969, SCHAFFER 1977)

y el ASE, el láser y la ganancia son mayores obviamente donde $\sigma_e \gg \sigma_a$. Por lo tanto, es posible despreciar la absorción sin cometer un error muy grande. Siguiendo el criterio de otros autores, se supone también que el sistema alcanza una solución estacionaria, en la que se cumple que $dN_1/dt = 0$. Se deja la discusión detallada de la validez de estas aproximaciones para más adelante (secc. III.2 y 3) para no interrumpir la deducción. Las ecuaciones II.1-4 toman ahora la forma:

$$\pm dI^\pm(x, \lambda)/dx = N_1(x) \cdot \sigma_e(\lambda) \cdot I^\pm(x, \lambda) + N_1(x) \cdot E(\lambda) \cdot g^\pm(x)/T \quad \text{III.1}$$

$$dI_s(x)/dx = N_1(x) \cdot \sigma_{ee} \cdot I_s(x) \quad \text{III.2}$$

$$0 = W \cdot N_0(x) - N_1(x)/T - N_1(x) \cdot \int d\lambda \cdot \sigma_e(\lambda) \cdot [I^+(x, \lambda) + I^-(x, \lambda) + I_s(x)] \quad \text{III.3}$$

donde el I^+ de Ganiel et al. ha sido separado en un término para el ASE y otro para la señal. Al igual que en secc. II.1, se promedian las ecuaciones en longitudes de onda. Se define:

$$k = \sigma_e(\text{ASE}) / \sigma_e(\text{láser}) = \sigma_e / \sigma_{ee}$$

Para el caso particular de este trabajo (R6G en etanol) $k = 1.1$.

Se define el parámetro I_0 como:

$$I_0 = \int_{\Delta\lambda} d\lambda \cdot 8\pi n^2 \cdot g(x) \cdot c/k \lambda^4 = \frac{g(x)}{k \cdot T \cdot \sigma_{ee}} \cdot \int_{\Delta\lambda} E(\lambda) \cdot d\lambda \quad \text{III.4}$$

donde n es el índice de refracción de la solución (≈ 1.36) y $\Delta\lambda$ es el ancho espectral del ASE. $\Delta\lambda$ es función del bombeo y por lo tanto también ϕ' . Para bombeos altos $\Delta\lambda \approx 5$ nm y es posible estimar, de la curva de $E(\lambda)$ (SNAVELY 1969) $\phi' = 0.2$.

Una simplificación importante surge de reemplazar $g(x)$ por un cierto valor medio $\langle g \rangle$. De III.1 se puede concluir que el segundo término, que contiene a $g(x)$ y representa la emisión espontánea, es importante sólo en los extremos de la celda. En esa región, la amplificación es pequeña todavía, por lo que la fluorescencia crece linealmente con x hasta una cierta distancia x_0 :

$$x < (\sigma_{el} \cdot k \cdot N_1)^{-1} = x_0 \quad \text{III.5}$$

$N_1(x)$ no cambia mucho en los extremos de la celda, ni con x ni con W (ver secc. I.3), por lo que una buena estimación es $N_1 = \text{cte} = 0.01$. De este modo es posible estimar un valor para $x_0 = 2 \text{ mm}$. Para $x > x_0$, la contribución de la emisión espontánea es despreciable. Luego, como el término que contiene a $g(x)$ es importante sólo en los extremos, el valor razonable de $\langle g \rangle$ debe ser cercano a $g(0) = 10^{-4}$. Usando los valores de ϕ' y $\langle g \rangle$ así obtenidos, $I_0 = 2 \times 10^{19} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Este es el valor teórico de I_0 .

Las ecuaciones III.1-3 pueden integrarse ahora:

$$I^+(x) = I_0 \cdot \exp \int_0^x k \cdot N_1(x) \cdot \sigma_{el} \cdot dx - 1 \quad \text{III.6a}$$

$$I^-(x) = I_0 \cdot \exp \int_L^x k \cdot N_1(x) \cdot \sigma_{el} \cdot dx - 1 \quad \text{III.6b}$$

$$I_S(x) = I_S(0) \cdot \exp \int_0^x N_1(x) \cdot \sigma_{el} \cdot dx \quad \text{III.7}$$

y se define la ganancia como:

$$G(x) = I_S(x) / I_S(0) = \exp \int_0^x N_1(x) \cdot \sigma_{el} \cdot dx \quad \text{III.8}$$

Nótese que esta expresión no incluye al ASE en el cociente (es decir no incluye el ruido). Reemplazando $N_1(x)$ obtenido de III.3 en III.2:

$$dI_s(x)/dx = \frac{W.N. \mathcal{G}_{ee} . I_s(x)}{W + 1/T + \mathcal{G}_{ee} . [I_s(x) + k . I^+(x) + k . I^-(x)]} \quad \text{III.9}$$

y empleando III.5-7 en III.9 y que $G(L)/G(x) = \exp \int_x^L N_1(x) . \mathcal{G}_{ee} . dx$ es posible integrar en x y obtener:

$$I_s(L) = I_s(0) + WNL - \frac{W + 1/T}{\mathcal{G}_{ee}} . \ln G - 2 . I_0 . (G^k - k . \ln G - 1) \quad \text{III.10}$$

que es la expresión buscada. Nótese que los parámetros de emisión espontánea están todos en el último término, que es importante sólo en el rango de pequeña señal. Si el bombeo es muy alto, $G \gg 1$ y III.10 se aproxima por:

$$G = WNL / [I_s(0) + 2 . I_0] \quad \text{III.11}$$

donde se ve que I_0 determina el valor de la ganancia de pequeña señal. Dado que proviene del término de emisión espontánea, es posible interpretar a I_0 como una señal de entrada equivalente que introduce pérdidas iguales a las del ASE.

La ecuación III.10 puede resolverse con una calculadora de bolsillo en unos pocos minutos, y el resultado son las curvas en línea de rayas de $G(W, I_s)$ en la figura III.1. El ajuste con las curvas obtenidas por resolución numérica de las ecuaciones I.1-4 (de Ganiel et al.) es perfecto para $W > 10^7 \text{ s}^{-1}$, que es el límite de validez de las aproximaciones (ver secc. siguientes). Para bombeos menores, la condición III.14 no se cumple y la absorción ya no puede ser despreciada. Además, la dispersión espectral del ASE es mayor, y por lo tanto el valor de I_0 . En consecuencia, la ganancia predicha por III.10 para bombeos bajos es mayor que la obtenida por cálculo numérico. De

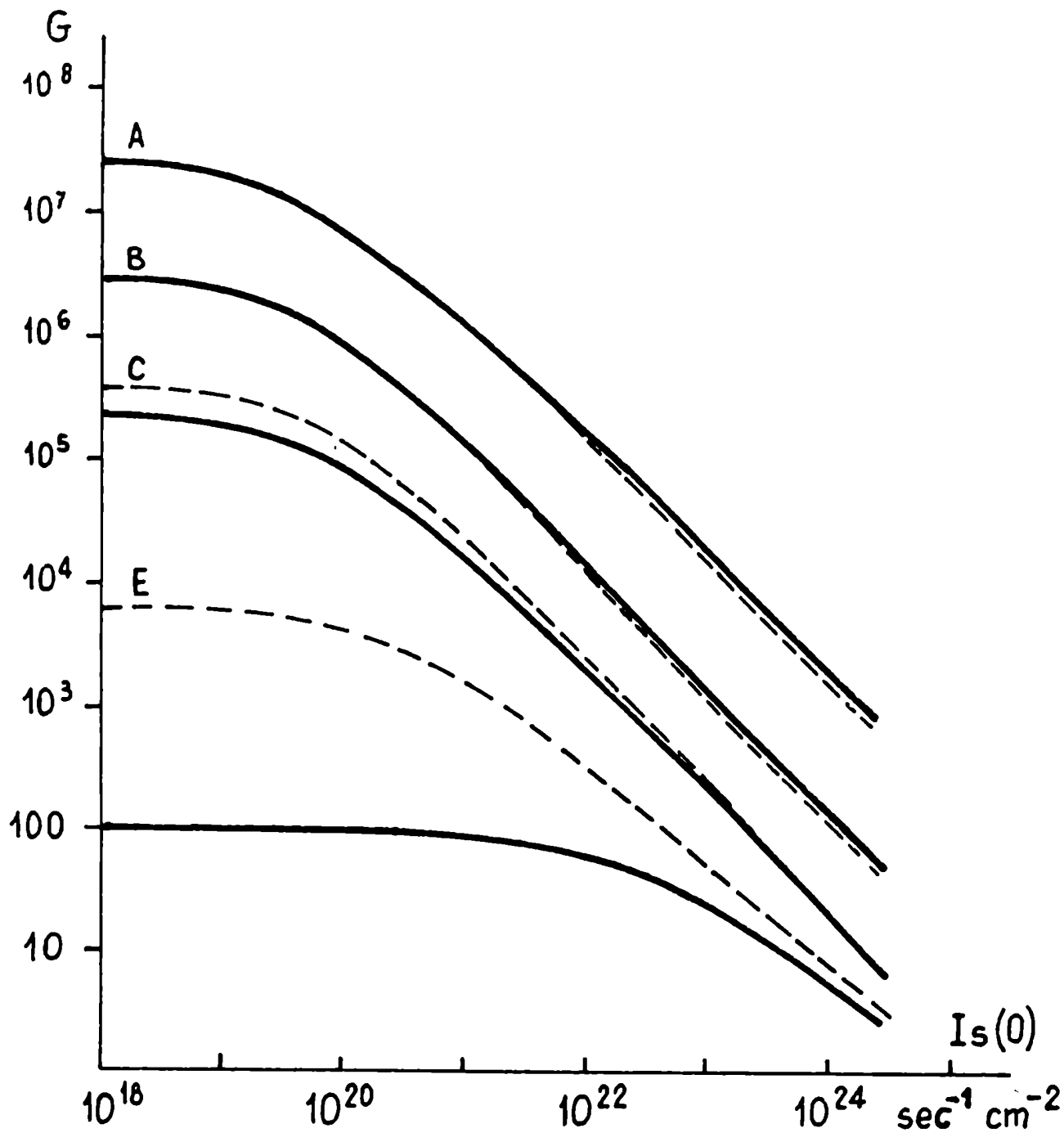


Fig.III.1: Ganancia en función de la señal de entrada, para varios valores del bombeo. Línea llena: de acuerdo a la simulación numérica de Ganiel et al. Línea cortada: de acuerdo a la expresión analítica III.10, desarrollada en este trabajo, con $I_0 = 2 \times 10^{19} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. A: $5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$. B: $5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. C: 10^7 s^{-1} . E: $3 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$.

todos modos, III.10 reproduce los mismos resultados que se obtienen de resolver I.1-4 numéricamente para un amplio rango de bombeos y señales de entrada.

III.2 Validez de la aproximación $\sigma_a = 0$. Ajuste con los resultados numéricos de Ganiel et al.

Es válido despreciar la absorción cuando se cumple que:

$$\sigma_e N_1 \gg \sigma_a N_0 \Rightarrow N_1 \gg \sigma_a / (\sigma_e + \sigma_a) \quad \text{III.12}$$

donde N_1 es la fracción de la población total que está en el nivel excitado. De la ec. III.3 se obtiene:

$$N_1 \approx \frac{W + I \cdot \sigma_a}{W + 1/T + I \cdot (\sigma_e + \sigma_a)} \quad \text{III.13}$$

donde $I = I^+ + I^- + I_s$. Reemplazando III.13 en III.12, y usando que $\sigma_e \gg \sigma_a$: $W + I \cdot \sigma_a \gg (W + 1/T) \cdot \sigma_a / \sigma_e + I \cdot \sigma_a$, de donde se deduce la condición para el bombeo:

$$W \gg \sigma_a / \sigma_e \cdot T = 10^6 \text{ s}^{-1} \quad \text{III.14}$$

Condición que vale si se cumple simultáneamente que:

$$I < W / \sigma_a \Rightarrow I < 10^{26} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad \text{III.15}$$

Las condiciones III.14-15 se cumplen para casi todos los valores de bombeo de interés práctico. ($W = 10^6 \text{ s}^{-1} = 1\text{KW}$ para los láseres de este capítulo).

III.3 La aproximación de estado estacionario.

III.3.1 Cuando $I_s(0) \neq 0$ (señal dominante).

A pesar de ser una aproximación usual (GANIEL et al. 1975, 1976 a y b, MIGUS 1982, etc), es en realidad de validez discutible, e impone una restricción adicional a la validez de III.10. El sistema depende del tiempo según:

$$dN_1/dt \approx W (1 - N_1) - \sigma_e . N_1 . I - N_1/T$$

Por lo que el sistema tiene un tiempo de respuesta típico de:

$$t \approx (W + \sigma_e . I + 1/T)^{-1} \quad \text{III.16}$$

La aproximación de estado estacionario valdrá si t es mucho menor que el tiempo típico de variación del pulso de bombeo, aquí ≈ 1 ns.

En sistemas reales el tiempo de fluorescencia T nunca es mucho más corto que el pulso de bombeo. Luego, para alcanzar la s.e. es necesario un bombeo muy elevado ($W \gg 1/T_{\text{pulso}}$) o la intensidad ya sea del ASE o de la señal o de las dos sumadas, debe ser lo bastante elevada como para despoblar el nivel excitado muy rápidamente ($\sigma_e . I \gg 1/T_{\text{pulso}}$). Cuando hay señal de entrada, este último criterio puede ser satisfecho en toda la celda, lo que ocurre cuando el DLA está saturado completamente (señal dominante). Esto se cumple para casi todos los valores de señal de entrada de interés práctico, para pulsos de ns de duración. En este caso la s.e. es una aproximación válida.

III.3.2 Cuando $I_s(0)=0$ (ASE dominante).

El único criterio seguro cuando no hay señal de entrada, en cambio, es que $W \gg 1/T_{\text{pulso}}$. Sin embargo, bombeos tan altos son raramente usados sobre una sola etapa amplificadora, ya que un bombeo

muy fuerte no incrementa la energía acumulada (ver MIGUS et al. 1982 también secc.V.3). Para un bombeo típico de 10^8 s^{-1} , el tiempo de respuesta está determinado por $(\sigma_e \cdot I)^{-1}$. La s.e. podrá considerarse una buena aproximación si $I > 5 \times 10^{24} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Usando los valores numéricos de la fig.4 de Ganiel et al. (obtenidos suponiendo válida la s.e.), donde se grafica ASE(x), se ve que $I > 5 \times 10^{24}$ sólo en la segunda mitad de la celda. En el centro, $I \ll 5 \times 10^{24}$ y la aproximación de estado estacionario no es consistente. La existencia de efectos dinámicos es evidente al graficar $N_1(x,t)$, por ejemplo para $x=0$ y $x=L/2$, siempre para $W = 10^8 \text{ s}^{-1}$ (ver fig.II.2, capítulo anterior). En $x=0$ (fig.II.2a) la población sube con el pulso de bombeo hasta que comienza la emisión estimulada. El ASE despuebla el nivel superior rápidamente, y el resultado es un máximo en la inversión de población para $t \approx 3 \text{ ns}$. Luego se alcanza la s.e., como ya se discutió (*). Nótese, sin embargo, que ésta es alcanzada 5 ns después del comienzo del bombeo. En este sentido, la s.e. no es completamente válida, ni siquiera en los extremos de la celda.

$N_1(t)$ en el centro de la celda (fig II.2b) sigue la forma del pulso de bombeo, pero con un retraso de unos 3 ns, debido a la inercia del sistema. Cuando el bombeo termina, la inversión de población no ha caído todavía a la mitad de su valor de pico. Además, es siempre menor que el valor estacionario. La forma de fig.2b muestra claramente que no es posible suponer $d/dt=0$ en el centro de la celda. Si se comparan las escalas verticales de las figuras II.2a y b, se ve que es en el centro donde está acumulada la mayor parte de la energía. Luego, suponer estado estacionario es erróneo precisamente donde ocurren los fenómenos importantes.

MIGUS et al. (1980,1982) basan su aproximación de estado estacio-

nario en el hecho de que la inversión de población alcanzada cuando hay ASE, N_1'' , es menor que la alcanzada cuando no hay ASE, N_1' . Ese valor N_1' es alcanzado con un tiempo de respuesta dado por $(W + 1/T)^{-1}$, ya que no hay ASE. Luego, como $N_1'' < N_1'$, se deduciría que cuando sí hay ASE el sistema alcanza el estado estacionario en un tiempo menor. Este razonamiento falla como se acaba de ver, porque la inversión de población no evoluciona monótonamente hacia su valor final. En efecto, en la fig.II.2a se ve que N_1 alcanza cualquier valor N_1' y recién entonces decae al valor estacionario N_1'' . Luego, que $N_1'' < N_1'$ no implica que el tiempo para alcanzar N_1'' sea menor que el requerido para alcanzar N_1' . De acuerdo a la estimación de Migus et al. el valor estacionario debería alcanzarse en 1.7 ns, mientras que en realidad tarda 5 ns (para el caso de la fig.II.2). Este pico aparece en los extremos de la celda. En el centro, el ASE no domina la evolución del sistema, por lo que suponer estado estacionario es un error a menos que haya señal inyectada.

El comportamiento detallado de $N_1(x,t)$ no es fácil de describir, porque la dependencia temporal no es la misma para todos los valores de x y también varía con el bombeo. Para bombeos elevados y para valores intermedios de x , $N_1(t)$ alcanza dos máximos: uno justo antes de la aparición del ASE (pico causado por el almacenamiento de energía hasta ese momento) y otro coincidente con el pico del pulso de bombeo. Cuando hay señal de entrada, el máximo espacial se corre hacia la fuente (ver secc.II.3) y el máximo temporal depende de las intensidades de los pulsos y del retraso entre ellos.

La falla de la s.e. cuando $I_s=0$ para bombeos usuales es clara si se observa el comportamiento temporal del ASE, obtenido con el modelo numérico completo (fig.III.2). Para un bombeo débil el pulso es

muy largo, con un tiempo de decaimiento similar al de fluorescencia (fig.2a). A medida que se incrementa el bombeo, el pulso se acorta y sigue aproximadamente la forma del bombeo (fig.2b). Para energías algo mayores, cuando la emisión estimulada comienza, la intensidad del ASE aumenta bruscamente y la forma del pulso se torna fuertemente asimétrica, con un tiempo de trepada de pocos ns (fig.2c). Este comportamiento es la explicación de por qué el pulso de un láser de colorantes es asimétrico, a pesar de que proviene de un pulso de bombeo casi simétrico.

Nótese que en la fig.2c el ASE alcanza el máximo antes que el bombeo. En efecto, la inversión de población producida durante el comienzo del bombeo es almacenada, de tal modo que cuando la emisión estimulada comienza, dispone de una elevada proporción de la población invertida. Este exceso de inversión de población se pierde rápidamente al comenzar el ASE, originando un pico en el pulso de salida. El almacenamiento de la inversión de población es claramente un fenómeno dinámico del sistema, que hace evidente la invalidez de la aproximación de s.e. cuando no hay señal de entrada. Este fenómeno puede ser aprovechado para obtener pulsos con un tiempo de trepada muy corto.

En resumen, la s.e. falla para valores usuales de W cuando no hay señal de entrada o cuando ésta no satura la ganancia. Por lo tanto, la expresión III.10 es válida sólo cuando la señal de entrada domina el despoblamiento del sistema (rango de "señal dominante"). Recuerdese que, aún en este caso, el valor de ganancia predicho es demasiado alto, debido al uso del factor geométrico incorrecto $g(x')$. Afortunadamente, esta falla puede corregirse dejando libre un parámetro de ajuste, tal como se explica en la próxima sección.

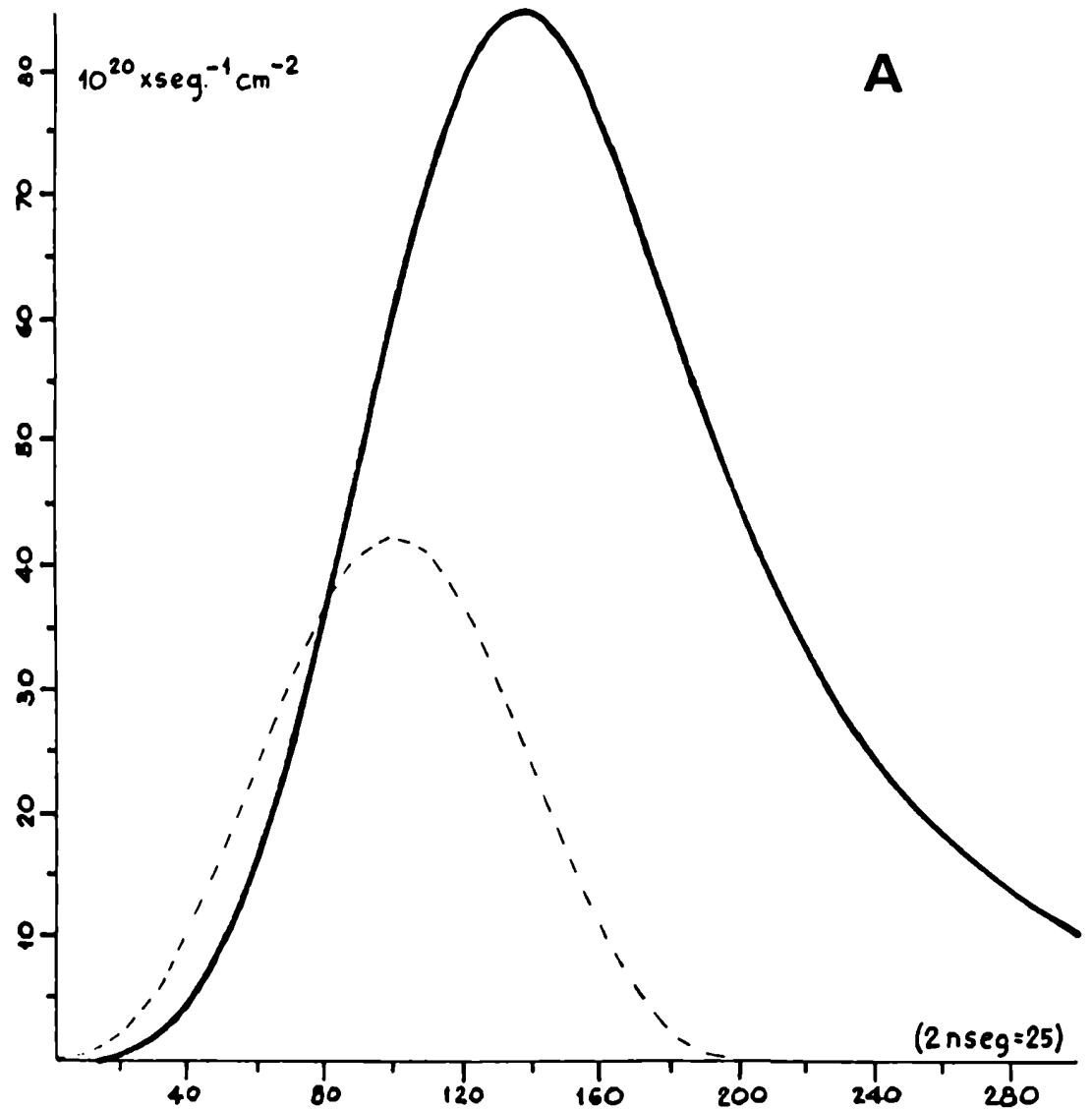
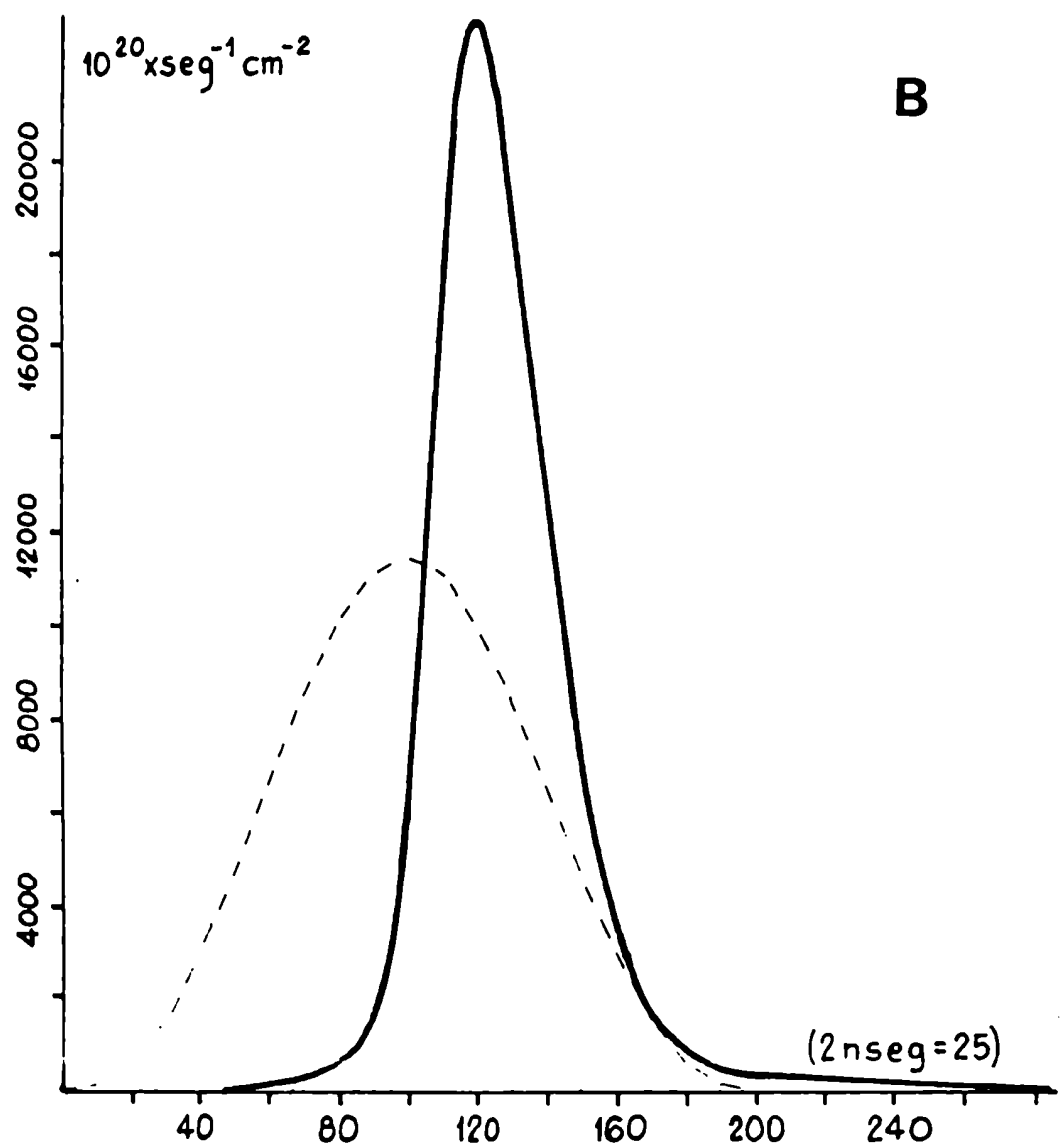
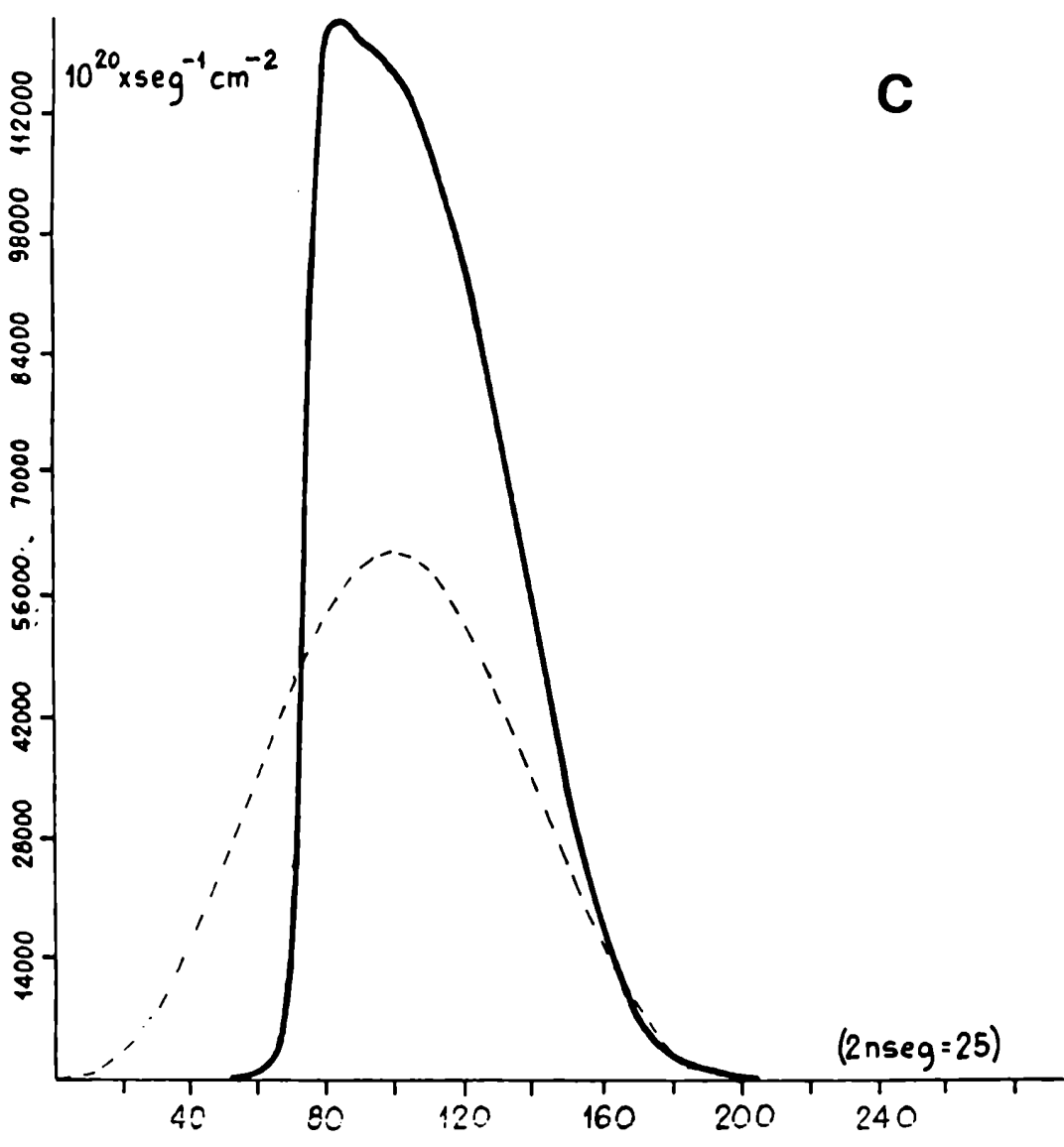


Fig.III.2: Forma temporal del ASE emitido, para distintos valores del bombeo (en s^{-1}), obtenidos por resolución numérica del modelo correcto, ecs.II.5-6. A: 10^6 . B: 8×10^6 . C: 2×10^7 . Compárese con la fig.II.8 y nótese que A está en la parte de la curva en que no hay emisión estimulada (o sea, debajo del umbral ASE) B justo en el umbral ASE y C completamente dentro del régimen ASE. Nótese la diferente escala vertical en cada caso, y el acortamiento del pulso (y la consiguiente concentración de la energía) a medida que el bombeo aumenta. En línea de puntos se indica la forma del pulso de bombeo (la escala vertical es arbitraria). Nótese como disminuye el desplazamiento del máximo del ASE respecto al máximo del bombeo al aumentar éste.





III.4 Ajuste con el parámetro I_0 .

A pesar de que III.10 comparte con las predicciones de Ganiel et al. la severa discrepancia con los valores experimentales ya comentados en I.3, ésta puede corregirse si se deja I_0 libre como parámetro de ajuste. En efecto, si fuera posible reducir el valor de la ganancia cuando $I_s(0) \rightarrow 0$, el ajuste teórico-experimental de las curvas de la fig.III.1 mejoraría significativamente. De III.11, se tiene:

$$\log G = \log WNL - \log [I_s(0) + 2.I_0] \quad \text{III.17}$$

Esta ecuación, representada en un gráfico log-log es una línea recta de pendiente -1 cuando $I_s(0) \gg I_0$. El término $\log WNL$ da la ordenada al origen. En el rango $I_0 \gg I_s(0)$ (pequeña señal), $\log G \approx \text{constante} = \log WNL - \log 2.I_0$. Luego, es posible ajustar la asíntota de la ganancia variando únicamente el valor de I_0 . Un valor apropiado para I_0 puede hallarse a partir de una sola medición de la ganancia en el rango de pequeña señal. A partir de ahí toda la curva puede ser calculada fácilmente. La ventaja de este procedimiento es que una sola medición o el cálculo numérico con el modelo completo de un solo punto determinan la posición del codo de la curva, donde el sistema pasa de tener ganancia constante a tener señal de salida constante. Este punto determina la intensidad de la señal de entrada óptima. Nótese que tanto la resolución numérica de I.1-4 (Ganiel et al.) como III.10 con el I_0 teórico predicen valores erróneos para la posición del codo.

De este modo, si III.10 es usada con el valor de I_0 teórico, da los mismos resultados que la solución numérica de I.1-4, que utiliza

el parámetro $g(x)$ incorrecto (Ganiel et al.). Si por el contrario I_0 se deja como parámetro de ajuste, es posible obtener un buen acuerdo con la experiencia. Por ajuste con las curvas $G(I_s, W)$ obtenidas experimentalmente (ver secc. III.5) se halló un I_0 corregido $I_0' = 4 \times 10^{21} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (200 veces el I_0 teórico).

El motivo de que este ajuste sea posible con un solo parámetro es el siguiente: llamando $\langle N1 \rangle$ a un valor constante tal que $G_{ss} = \exp(\langle N1 \rangle \cdot L)$, donde G_{ss} es la ganancia de pequeña señal, y usando III.11:

$$\ln [WNL / (I_s + 2I_0)] = \sigma_e \cdot L \cdot \langle N1 \rangle \quad \text{III.18}$$

El valor de $\langle N1 \rangle$ puede hallarse a partir de G_{ss} . Por ejemplo, para $W = 10^8 \text{ s}^{-1}$, de la tabla II.2 se obtiene:

$$\langle N1 \rangle \text{ (según Ganiel)} = .0265 \times N$$

$$\langle N1 \rangle \text{ (medido)} = .0174 \times N$$

Es posible escribir III.18 para cada una de estas poblaciones. La "medida" usa el valor corregido I_0' :

$$\ln(WNL) - \ln(2 \cdot I_0) = \sigma_e \cdot L \cdot \langle N1 \rangle \text{ (Ganiel)}$$

$$\ln(WNL) - \ln(2 \cdot I_0') = \sigma_e \cdot L \cdot \langle N1 \rangle \text{ (medida)}$$

de donde:

$$\langle N1 \rangle \text{ (G.)} - \langle N1 \rangle \text{ (m.)} = \ln(I_0' / I_0) / \sigma_e \cdot L$$

de donde, usando los valores de $\langle N1 \rangle$ de arriba, se deduce que $I_0' / I_0 = 235$, que está en razonable concordancia con el factor 200 hallado por ajuste global con los resultados experimentales.

El hecho de que un solo parámetro de ajuste sea suficiente se explica porque corrige el exceso de inversión de población que genera tomar un modelo incorrecto para la propagación del ASE. Como I_0 es proporcional a $\langle g \rangle$, un I_0 mayor (es decir, un $\langle g \rangle$ mayor, una mayor influencia del ASE en el despoblamiento del nivel excitado) compensa

"a posteriori" la subestimación del ASE que se hizo al usar el modelo con el factor geométrico incorrecto $g(x)$. Es precisamente de este modo, sobreestimando el valor de $\langle g \rangle$ (por lo tanto, de I_0) que DUJARDIN et al. (1978a) lograron, por casualidad, un buen ajuste con los valores experimentales.

La expresión III.10, empleada con el factor I_0' , es una herramienta muy útil en el caso en que la señal de entrada es dominante, ya que permite conocer rápidamente y con razonable precisión una serie de propiedades del DLA, inclusive algunas relacionadas con su comportamiento dinámico, que de otro modo requerirían un largo tiempo de computadora. En principio, es necesario ajustar un valor I_0' distinto para cada valor del bombeo, pero es posible emplear un valor constante para simplificar los cálculos. Un solo valor I_0' da un ajuste pobre, pero ajustándolo para los bombeos altos, donde se concentra la mayor parte de la energía, el error es aceptable para una aplicación práctica. En la próxima sección se muestran los resultados de esta aproximación y se los compara con las predicciones de la simulación numérica completa y con los resultados experimentales.

III.5 La aproximación cuasiestática.

Como tanto el bombeo como la señal de entrada son funciones del tiempo, la ganancia que se mide experimentalmente no es en realidad $G(W, I_s)$ tal como se ha definido en Ganiel et al., donde se ha supuesto s.e., sino una ganancia integrada en el tiempo, o ganancia en energía:

$$\Gamma = \int I_s(L, t) \cdot dt / \int I_s(0, t) \cdot dt \quad \text{III.19}$$

para diferenciarla de la ganancia "instantánea" G .

Si se supone que $d/dt = 0$ en todo momento, es decir, que el sistema pasa de estado de equilibrio a estado de equilibrio (de ahí el nombre de aproximación "cuasiestática") es posible calcular esta ganancia Γ mediante III.10 calculando $I_s(L,t)$ a partir de los valores instantáneos de $I_s(0,t)$ y $W(t)$. Así, esta aproximación cuasiestática permite calcular parámetros dinámicos del sistema como Γ en función del retraso entre los pulsos de bombeo y señal de entrada y la forma del pulso de salida.

En las siguientes sub-secciones se comparan las predicciones obtenidas con la aproximación cuasiestática ($I_0' = 4 \times 10^{24} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ en todos los casos) con el modelo completo (solución numérica de las ecuaciones II.5-6) y los resultados experimentales. Las expresiones para la forma de los pulsos son las mismas empleadas en el capítulo II, es decir: II.7 y II.8.

$$\text{III.5.1} \quad \Gamma = \Gamma(W, I_s(0)).$$

En la figura III.3 se grafican las curvas de ganancia predichas por el modelo cuasiestático (línea de trazos), la resolución numérica completa de II.5-6 (líneas llenas) y los resultados experimentales (puntos aislados) para tres valores distintos del bombeo. El ajuste es excelente para $W = 10^8 \text{ s}^{-1}$, pero para bombeos menores el modelo cuasiestático no ajusta bien. Esto es razonable, pues se ha despreciado la absorción. Además, I_0' para los bombeos menores debería ser mayor para tener en cuenta la mayor dispersión espectral del ASE y el mayor valor de x_0 (ver ec. III.5). El ajuste mejora muchísimo si se toma un I_0' diferente para cada valor del bombeo.

La solución numérica completa de II.5-6 ajusta bien para todos los rangos de W y $I_s(0)$, mucho mejor que cualquier otro estudio teó-

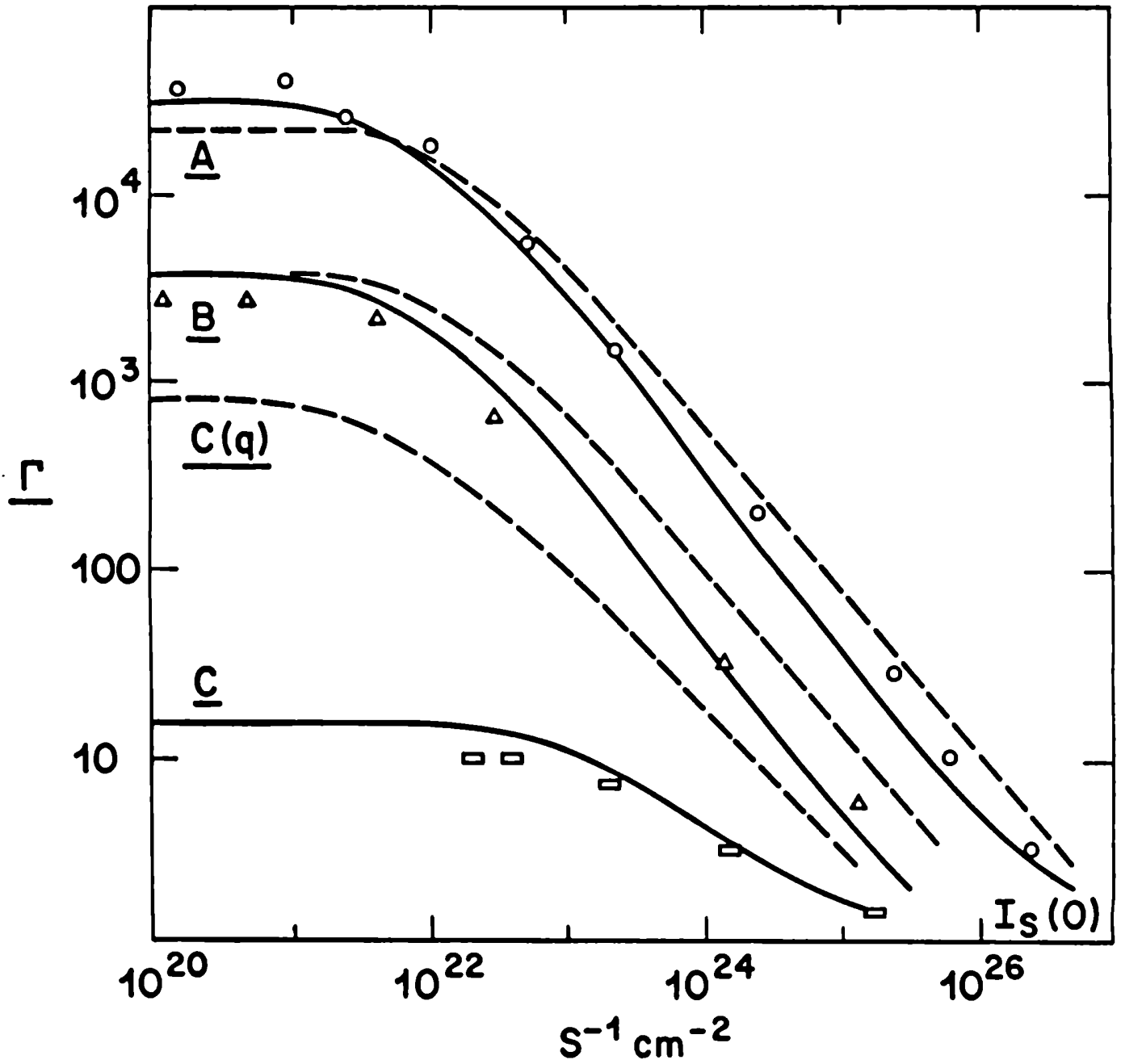


Fig.III.3: Ganancia integrada Γ en función del bombeo y la señal de entrada.

—: predicha por la resolución numérica del sistema completo.
 ----: predicha por el modelo cuasiestático con $I_0' = 4 \times 10^{21} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

A: 10^8 s^{-1} (experimental: \circ), B: $5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ (exp: Δ), C: $5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ (exp: \square).
 El retraso entre pulsos era de 2 ns.

rico publicado hasta ahora. Vale la pena repetir que este modelo no usa parámetros de ajuste. La medición de ganancia se realizó con el mismo esquema descrito en la secc.II.3, sólo que ahora no se restringió al valor de pequeña señal únicamente.

III.5.2 Γ en función del retraso entre pulsos.

En figura III.4 se presenta la ganancia en función del retraso para bombeo $W = 5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ y señal de entrada $I_s(0) = 3 \times 10^{24} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^2$. Se define que el retraso entre los pulsos es igual a cero si el comienzo de los dos pulsos coincide al llegar a la celda amplificadora y positivo si la señal de entrada llega después que el pulso de bombeo. Si no se introducen retrasos adicionales el retraso es de 5 ns, es decir, los máximos del pulso de bombeo y señal de entrada quedan aproximadamente coincidentes.

En línea llena se muestra la solución numérica completa, y en línea a trazos la del modelo cuasiestático. Los círculos son los resultados experimentales. La diferencia entre ambas predicciones teóricas se hace menor para los retrasos positivos muy altos, que es cuando la superposición entre los dos pulsos es mayor, es decir, cuando las condiciones III.14-15 se cumplen durante mayor parte del intervalo de integración en III.19. Se observa un máximo para 3 ns, de donde se concluye que puede obtenerse un leve incremento en la ganancia (10%) si se introduce un retraso adicional en el pulso de bombeo de aproximadamente 60 cm (2ns) sobre la configuración "directa", en la que el haz desviado es paralelo a la señal que sale del oscilador, como en la fig.II.3. Debe señalarse que este valor de 2 ns es particular de los valores de bombeo y señal de este ejemplo, pero, como se trata de valores típicos, se ha hallado que es válido para

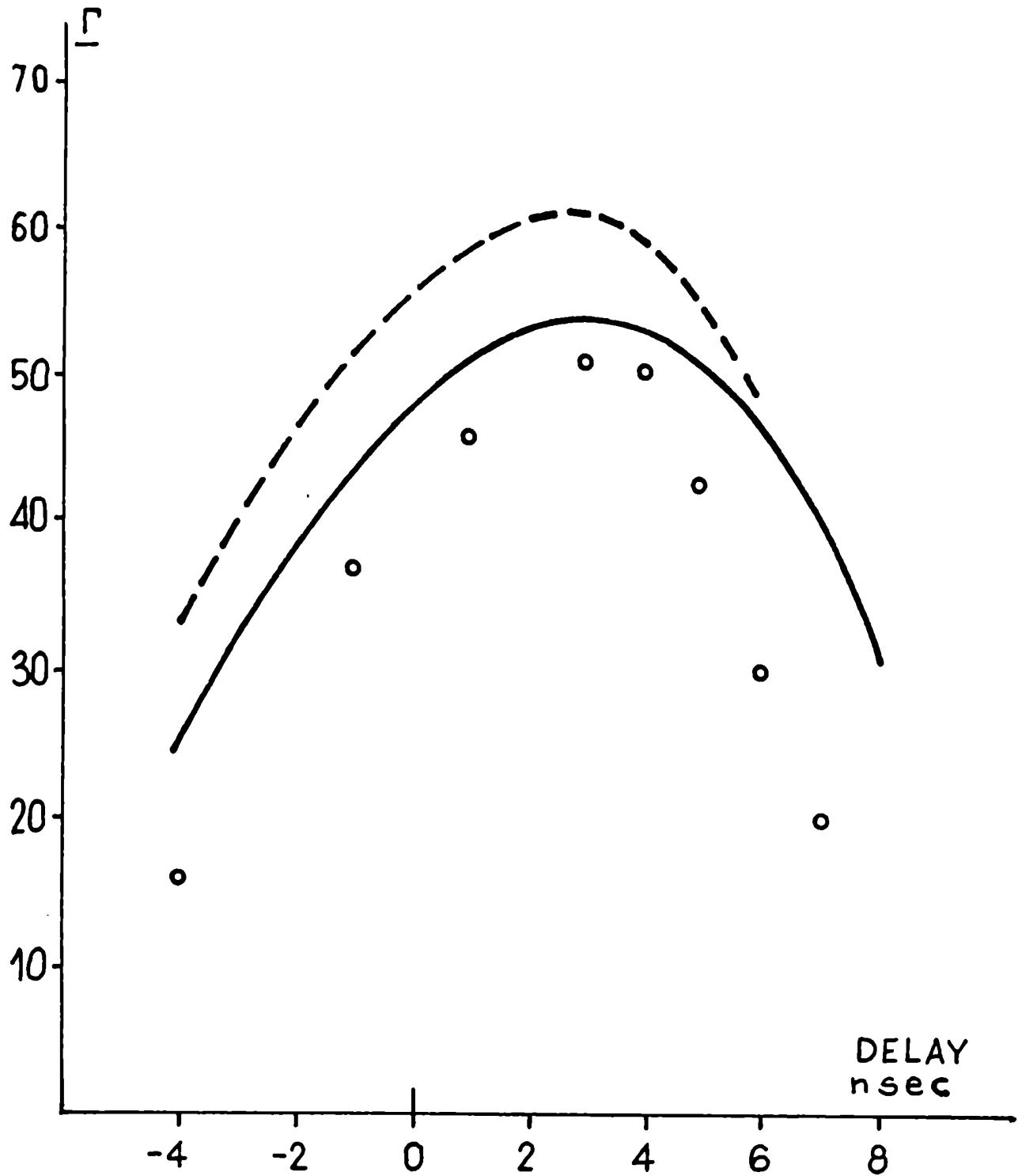


Fig. III.4: Ganancia integrada Γ en función del retraso entre pulso de bombeo y de señal. $W = 5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $I_s(0) = 3 \times 10^{24} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

—: predicha por la resolución numérica del sistema completo.
 - - - : predicha por el modelo cuasiestático con $I_0' = 4 \times 10^{21} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.
 o : resultados experimentales.

casi todos los casos de interés práctico.

La ganancia se midió de igual forma que en II.3 y III.5.1, y los distintos valores de retraso se obtuvieron cambiando el recorrido de los haces mediante espejos colocados a diferentes distancias.

III.5.3 Forma del pulso amplificado, $I_s(L,t)$.

En la figura III.5 se muestra la forma predicha del pulso de salida según ambos modelos teóricos, y fotografías del pulso obtenidas mediante un fotodiodo rápido (risetime < 0.5 ns) y un osciloscopio de memoria Tektronix 7B34 (base de tiempo 7B92A, 400 MHz). Se eligió retrasar mucho el pulso de bombeo (retraso = -4 ns) para tener claramente resueltos los dos máximos, y obtener una forma de pulso de salida interesante y fácil de comparar con las predicciones teóricas.

Nótese cómo la elevada ganancia produce una estructura doble. El primer máximo corresponde a la señal de entrada transmitida directamente ($W=0$), el segundo es la amplificación de la "cola", y sigue la forma del bombeo. Se define R como la relación entre las amplitudes del segundo y primer pico. Para $W=10^8 \text{ s}^{-1}$, $I_s(0) = 10^{26} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ los valores de R obtenidos son: $R(\text{cuasiestático})=2.9$, $R(\text{dinámico})=2.86$, $R(\text{experimental})=2.8$ (fig.5a). Para la misma señal, y la mitad del bombeo, $R(\text{c.})=1.42$, $R(\text{d.})=1.33$, $R(\text{e.})=1.3$ (fig.5b). Para bombeo nuevamente de 10^8 s^{-1} , y señal la cuarta parte de las anteriores, $R(\text{c.})=10.8$, $R(\text{d.})=12.5$, $R(\text{e.})=11$ (ver fig.5c).

Puede concluirse que los efectos dinámicos y de absorción mencionados anteriormente influyen poco en la forma de $I_s(L,t)$ para bombeos y señales de entrada de varios ns de duración y de intensidad usual ("señal dominante"). En la figura III.5 la escala vertical de las dos descripciones teóricas no fue ajustada. La predicción no

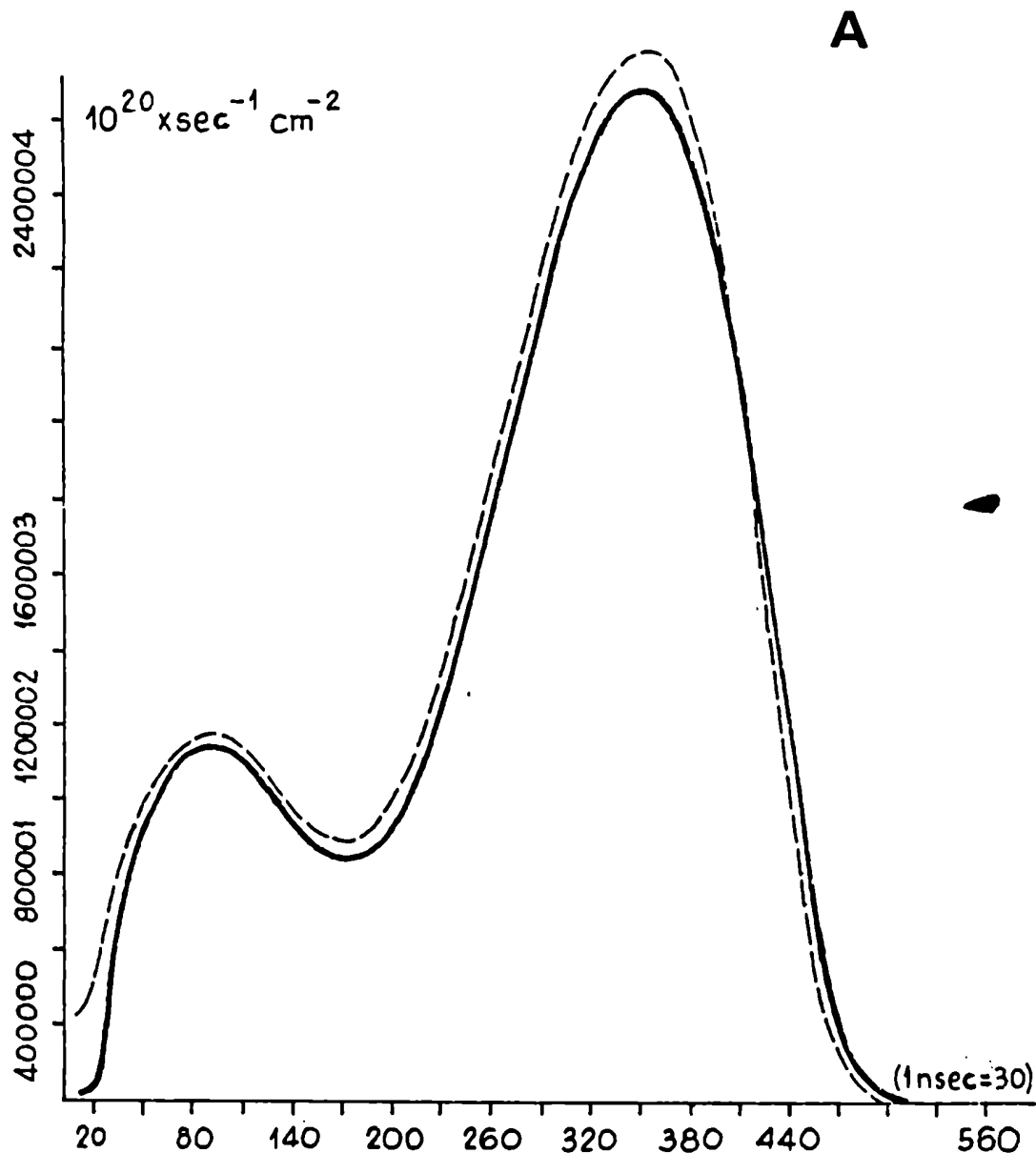
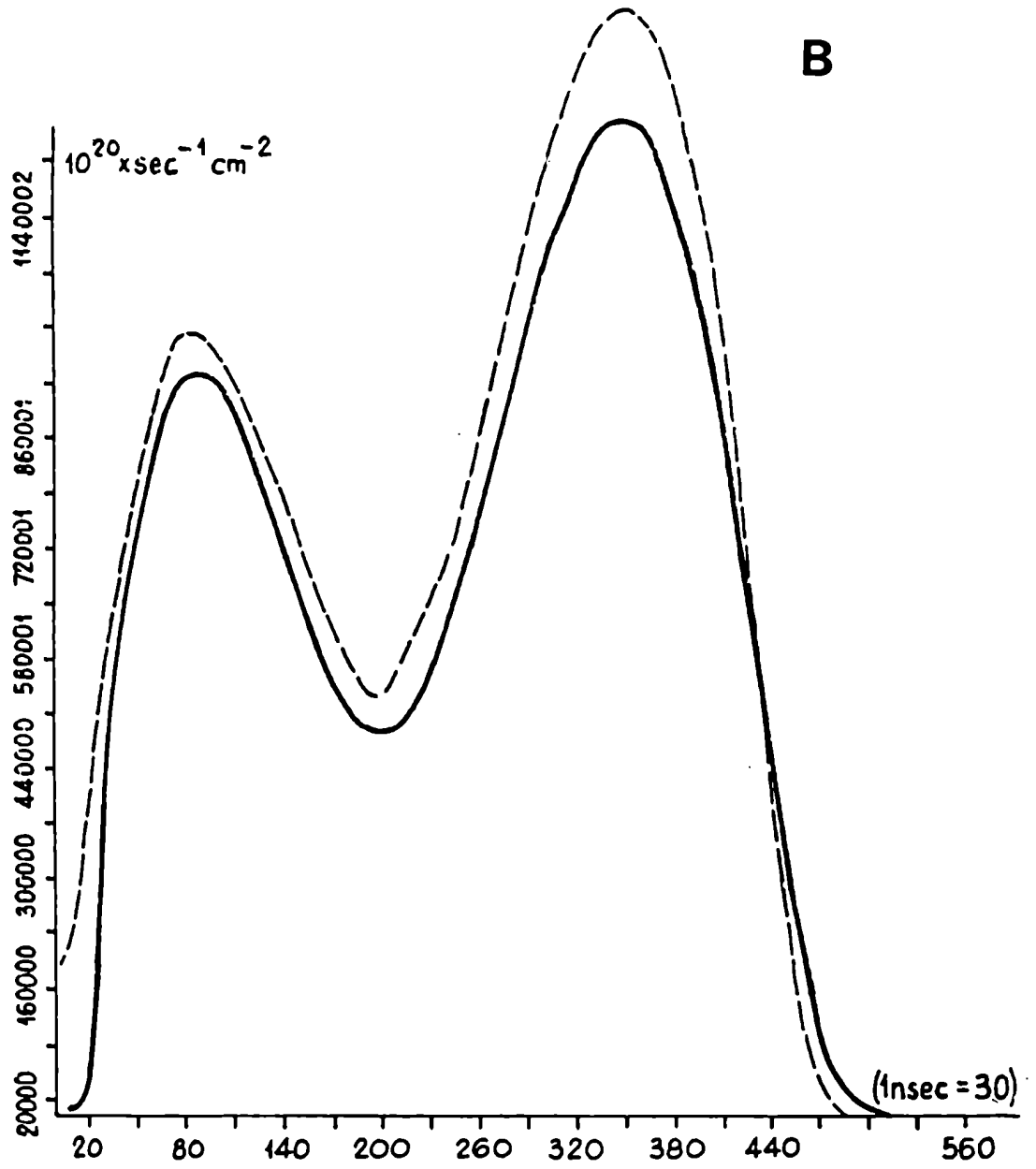


Fig.III.5: Forma del pulso amplificado. La línea llena indica la predicción obtenida por resolución del sistema completo, la de rayas la obtenida por el modelo cuasiestático, como en las figs.3 y 4. Compárese con las fotografías del pulso amplificado real.

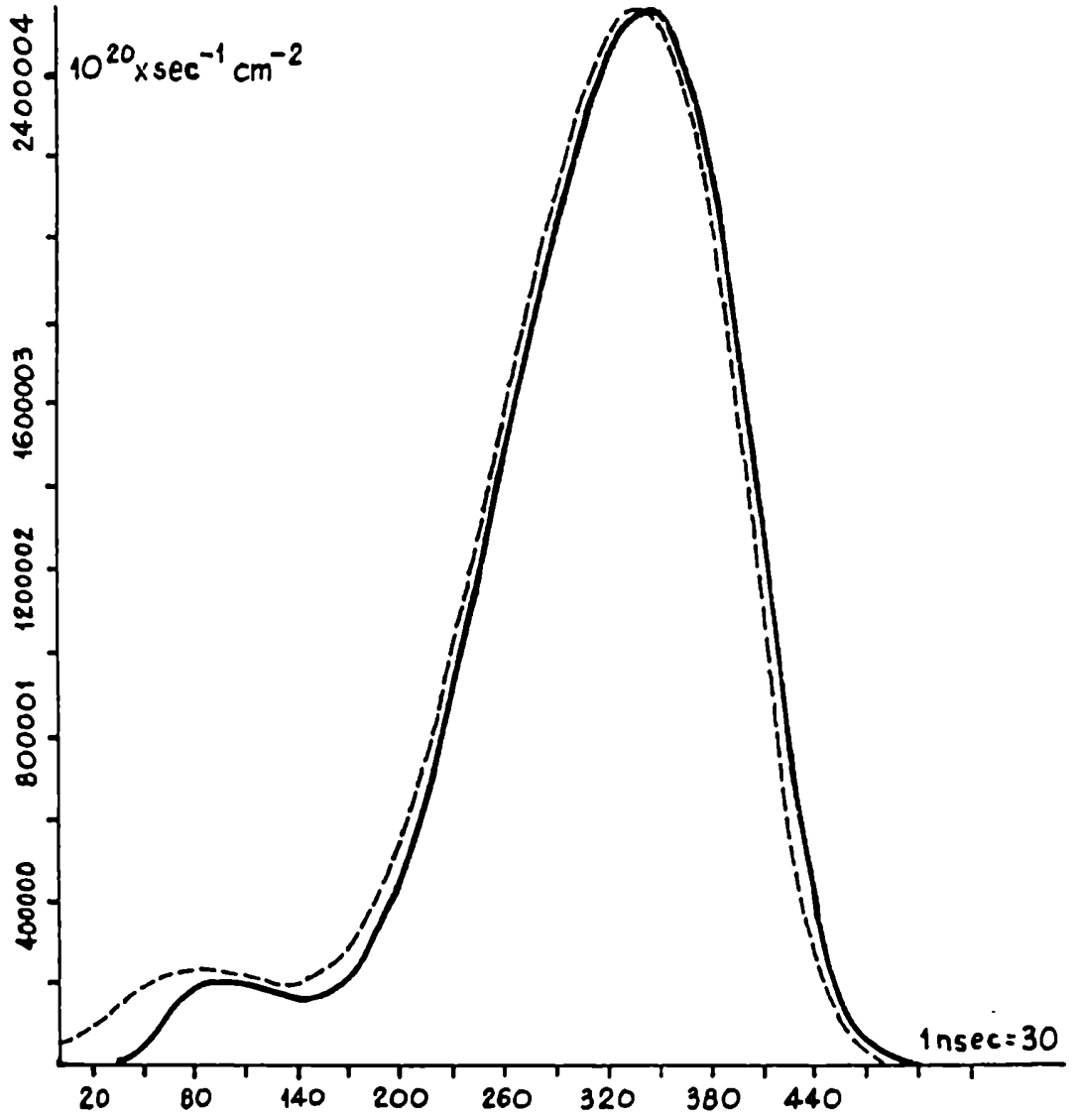
A: $W = 10^6 \text{ s}^{-1}$, $I_s(0) = 10^{26} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$; $R(\text{cuasiestático}) = 2.9$, $R(\text{modelo completo}) = 2.9$, $R(\text{experimental}) = 2.8$.

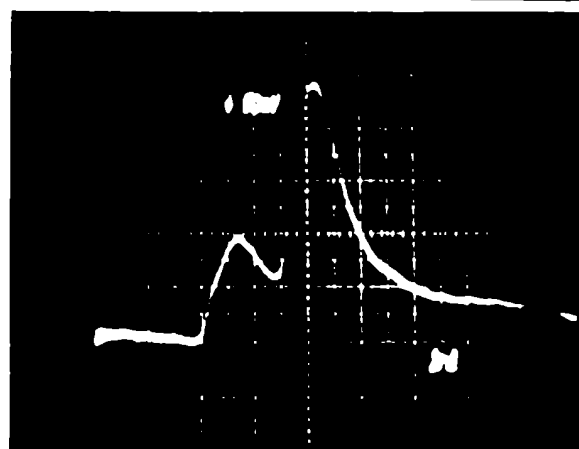
B: $W = 5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $I_s(0) = 10^{26} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$; $R(\text{cuas.}) = 1.4$, $R(\text{mod.}) = 1.3$, $R(\text{exp.}) = 1.3$.

C: $W = 10^6 \text{ s}^{-1}$, $I_s(0) = 2.5 \times 10^{25} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$; $R(\text{cuas.}) = 10.8$, $R(\text{mod.}) = 12.5$, $R(\text{exp.}) = 11$.



C

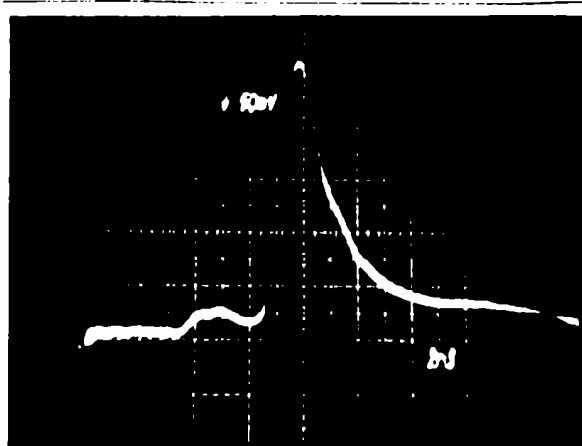




A



B



C

sólo de la forma, sino también de las magnitudes absolutas es uno de los logros más interesantes del modelo cuasiestático.

El modelo cuasiestático puede usarse así confiablemente si se desea calcular la forma del pulso de salida en los rangos de interés práctico para pulsos de duración del orden de varios ns.

III.6 Comentarios.

En este capítulo se ha desarrollado un modelo analítico que, gracias a un parámetro de ajuste que corrige las consecuencias de suponer una errónea geometría de propagación del ASE en las ecuaciones de partida, logra predecir aceptablemente la ganancia de un DLA en el rango de señal dominante. El modelo permite calcular inclusive una serie de propiedades dinámicas del sistema, gracias a la aproximación cuasiestática. La notable concordancia observada se debe a que la señal inyectada domina la evolución del sistema, haciendo que la aproximación de estado estacionario sea válida. El valor I_0' corrige la geometría. El valor del parámetro de ajuste puede determinarse a partir de una sola medición de la ganancia o simulación numérica completa en el rango de baja señal.

Medir ganancia, sin embargo, no es sencillo experimentalmente, y además debería hacerse para cada valor del bombeo si se quiere tener un buen ajuste. Por otra parte, el modelo cuasiestático (o sea, la aproximación de solución estacionaria) no puede extenderse a la amplificación de pulsos más cortos que el ns, debido a que en ese rango la evolución del DLA se realiza básicamente sin la presencia de la señal de entrada (o sea, régimen de ASE dominante) hasta la llegada del pulso corto, que puede considerarse deltiforme y se lleva

la energía acumulada hasta ese momento.

Con el doble propósito de proveer un método sencillo y rápido de ajustar el valor de I_0 , y de dar las condiciones de diseño de DLA para el rango de ASE dominante, se desarrolló un segundo modelo aproximado, que será descrito en el siguiente capítulo.

NOTAS:

(*): La existencia de este pico inicial fue obtenida originalmente por LIN (1975) en el caso de cavidades con grandes pérdidas (aquí no hay cavidad alguna). FLAMANT (1978) objetó el tratamiento de Lin interpretando el pico inicial como un fenómeno puramente numérico del programa de cálculo, sin realidad física. En el caso de este trabajo de Tesis, se tomaron precauciones extraordinarias, reduciendo el intervalo temporal desde 45 a 10 ps, sin que se observara cambio alguno en la forma del pico. La condición $\Delta I/I \ll 1$, requerida por Flamant, se cumple en los cálculos de este trabajo, por lo que la realidad física del pico de la fig.II.2a está confirmada.

CAPITULO IV

MODELO SIMPLIFICADO. CASO DE ASE DOMINANTE.

En el presente capítulo se deduce una expresión analítica que permite conocer la ganancia de pequeña señal de un DLA a partir de medir el ASE emitido. Cuando el bombeo es transversal es posible trazar curvas de ganancia en función de parámetros adimensionalizados que permiten diseñar un DLA con requerimientos cualesquiera. En este capítulo se explica cómo se recogieron experimentalmente esas curvas universales, se discuten los errores posibles y se las compara con las obtenidas con la simulación numérica del sistema.

IV.1 Expresión para la ganancia.

En el caso de amplificación de pulsos ultracortos (ps o menos) el mecanismo es el siguiente: un pulso de bombeo de ns de duración excita el DLA que evoluciona sin señal de entrada (por lo tanto, el ASE domina la evolución del sistema), hasta que aparece el pulso corto. Durante la amplificación de este pulso, puede considerarse que el sistema no evoluciona por otros motivos que no sean la amplificación del mismo pulso. Este se lleva la energía acumulada hasta ese momento, la que está determinada por las pérdidas que introdujo el ASE cuando no había señal de entrada. Cuando el ASE domina la evolución del sistema la aproximación de s.e. no es válida y es crucial, además, usar la geometría correcta. Por lo tanto, para conocer la ganancia es ineludible partir de las ecuaciones II.5-6, que utilizan el parámetro correcto $g(x-x')$.

Conviene definir una función $j(x',x,t)$:

$$j(x', x, t) = \int_{x'}^x dx'' \cdot [N1(x'', t) \cdot \sigma_e - N0(x'', t) \cdot \sigma_a] = \ln G_{ss} \quad \text{IV.1}$$

donde ya se ha hecho el promedio sobre λ de la secc. II.1 y para simplificar se anota $\bar{\sigma}_e = \sigma_{ep} = \sigma_e$ (y lo mismo con σ_a). La ecuación II.1 queda ahora:

$$I^+(x, t) = \int_0^x dx' \cdot \frac{N1(x', t) \cdot \phi'}{T} \cdot g(x-x') \cdot \exp j(x, x', t) \quad \text{IV.2}$$

y análogamente para I^- . Vale la pena utilizar la adimensionalización:

$$i(z, S) = \sigma_e \cdot T \cdot I(x, t) \quad \text{IV.3a}$$

$$n(z, S) = N1(x, t) / N \quad \text{IV.3b}$$

Empleando I.3 e ignorando el triplete, $N_0 = 1-n$.

$$w = WT \quad \text{IV.3c}$$

$$\sigma_r = \sigma_a / \sigma_e \quad \text{IV.3d}$$

$$z = x / L, \quad S = t / T \quad \text{IV.3e}$$

Las ecuaciones que describen al sistema ($I_s = 0$) quedan ahora:

$$\dot{n}(z, S) = w(z, S) \cdot (1-n) + \sigma_r \cdot (i^+ + i^-) \cdot (1-n) - n \cdot (i^+ + i^- + 1) \quad \text{IV.4}$$

$$i^+(z, S) = C \cdot \int_0^z dz' \cdot n(z, S) \cdot g(z-z') \cdot \exp j(z, z', S) \quad \text{IV.5}$$

donde, para mayor generalidad, se permite que el bombeo sea función de la posición. La constante $C = \sigma_e \cdot NL$. El factor ϕ' ha quedado incluido dentro de $g(z-z')$:

$$g(z-z') = \phi' / 2 \cdot [1 - (z-z') / \sqrt{(1/p)^2 + (z-z')^2}] \quad \text{IV.6}$$

que es la expresión apropiada para el ángulo sólido de la fig. I.2b, como puede demostrarse fácilmente. $p = L/r$ se llama factor de aspecto del volumen excitado.

Usando que $j(z',z) = j(0,z) - j(0,z')$, IV.5 se escribe:

$$i^+(z,S) = C \cdot \exp j(0,z,S) \cdot \int_0^z dz' \cdot n(z,S) \cdot g(z,z') \cdot \exp -j(0,z',S) \quad \text{IV.7}$$

Si $G_{ss} \gg 1$, que es el caso usual, el integrando en IV.7 se achica rápidamente a medida que z' crece, debido al factor $\exp -j = G_{ss}$. En otras palabras, el integrando aporta a la suma sólo al principio, cuando j no es muy grande aún y por lo tanto $\exp -j$ aún no es $\ll 1$. A los efectos del cálculo, entonces, es posible reemplazar los primeros factores del integrando por sus valores en el extremo de la celda, que salen de la integral.

Como en el extremo de la celda $n(z')$ varía poco con z' (ver sec. I.3) es posible aproximar: $j(0,z') \approx [n(0) - \sigma_r] \cdot z'$, con lo que la integral se resuelve elementalmente, y queda:

$$\begin{aligned} i^+(z,S) &= \exp j(0,z,S) \cdot \frac{n(0,S) \cdot g(z,0)}{[n(0,S) - \sigma_r]} \cdot (1 - \exp -z \cdot [n(0,S) - \sigma_r]) \\ &= \exp j(0,z,S) \cdot n(0,S) \cdot g(z,0) / [n(0,S) - \sigma_r] \quad \text{IV.8} \end{aligned}$$

En el extremo de la celda la inversión de población alcanza un estado estacionario una vez que el ASE ha comenzado (ver sec. III.3) por lo tanto, para $z=0,1$ la solución estacionaria es válida, y es posible obtener una expresión explícita para $n(0,S)$ de IV.4:

$$n(0,S) = \frac{w(0,S) + \sigma_r \cdot i^-(0,S)}{w(0,S) + \sigma_r \cdot i^-(0,S) + i^-(0,S) + 1} \quad \text{IV.9}$$

pues $i^+(0,S)=0$. Despejando i^- y usando que, en general, $\sigma_r \ll 1$:

$$i^-(0) \cdot [n(0) - \sigma_r] = w(0) - n(0) \cdot [w(0) + 1] \quad \text{IV.10}$$

donde se sobreentiende la dependencia en S para aligerar la notación. Como $j(0,1)=j(1,0)$, llamándolo j para simplificar, es posible escribir, análogamente a IV.10 y, para $z=1$ (el otro extremo de la celda) a IV.8:

$$i^-(0) [n(1) - \sigma_r] = n(1) \cdot g(1,0) \cdot \exp j \quad \text{IV.11a}$$

$$i^+(1) [n(1) - \sigma_r] = w(1) - n(1) \cdot [w(1) + 1] \quad \text{IV.11b}$$

El sistema IV.8-10-11 tiene 4 ecuaciones y 5 incógnitas (i^+ , i^- , $n(0)$, $n(1)$, j), pero puede resolverse si se miden una o más de ellas experimentalmente. Es fácil en la práctica medir el ASE emitido (i^+ ó i^-). Supóngase que se coloca, para medir i^+ , un detector de igual diámetro que la zona excitada a una distancia Z ($Z > 1$, obviamente), y otro ubicado simétricamente para medir i^- (ver fig.IV.1). El i^+ medido de esta forma será, de IV.8:

$$i^+(Z) = n(0) \cdot g(0,Z) \cdot \exp j / [n(0) - \sigma_r] \quad \text{IV.12}$$

ya que la integral de IV.7 va ahora de 0 a Z , pero $n(z')=0$ para $z' > 1$. Despejando $n(0)$:

$$n(0) = \sigma_r \cdot i^+(Z) / [i^+(Z) - g(0,Z) \cdot \exp j] \quad \text{IV.13}$$

otra expresión para $n(0)$ sale de IV.8 y IV.10:

$$n(0) = w(0) \cdot i^+(1) / [g(1,0) \cdot i^-(0) \cdot \exp j + w(0) \cdot i^+(1) + i^+(1)] \quad \text{IV.14}$$

Igualando IV.13 y 14, se obtiene:

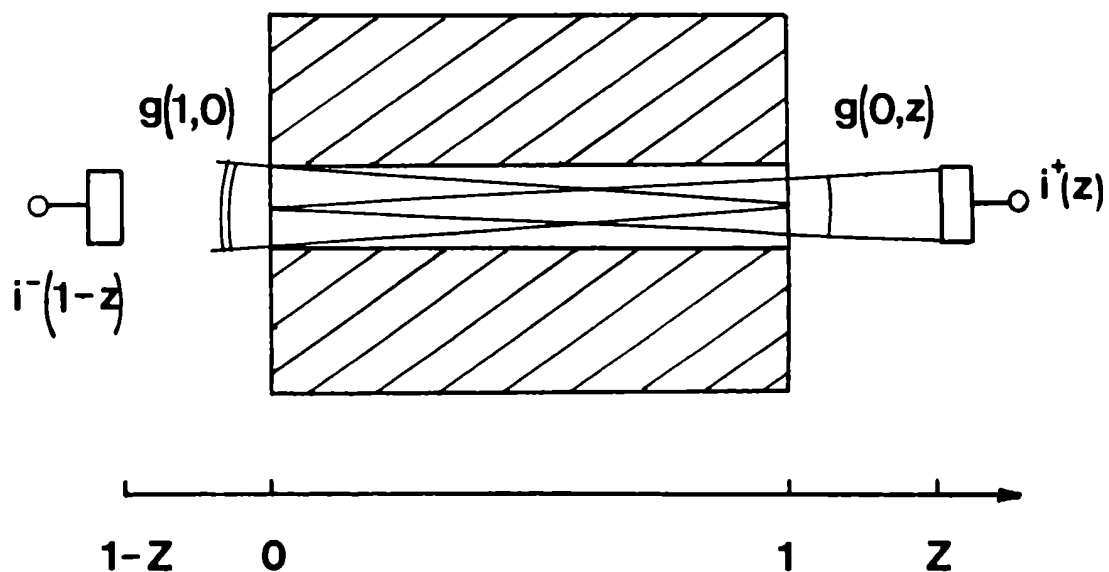


Fig.IV.1: Esquema de la celda de colorantes en el que aparece indicado el volumen excitado (zona no rayada) y los ángulos sólidos bajo los que se emite y detecta el ASE. $g(0,z) < g(0,1) = g(1,0)$.

$$\exp j = \frac{i^+(Z) \cdot w(0)}{g(0,1) \cdot \sigma_r \cdot i^-(1-Z) + w(0) \cdot g(0,Z)} \quad \text{IV.15}$$

expresión que vale instante a instante, pues la aproximación de solución estacionaria se utilizó sólo para los extremos de la celda, donde se sabe que es válida una vez que el ASE está establecido.

IV.2 Comentarios a la fórmula IV.15.

La expresión IV.15 es válida para cualquier distribución espacial del bombeo. Esta independencia de la forma de $w(x)$ parece extraña, pero puede comprenderse del siguiente modo: j es una magnitud que no depende de la forma particular de la distribución $N_1(x)$, sino sólo de su integral $\int N_1(x) \cdot dx$. Los valores de $i^+(1)$ y $i^-(0)$ son variables "integradas" (aunque también dependen de $N_1(x)$, cuya forma está determinada en gran parte por $w(x)$). La expresión IV.15 dice que es posible conocer la integral $\int N_1(x) \cdot dx$ midiendo $i^-(0)$ y $i^+(1)$ sin necesidad de conocer $N_1(x)$. La información está contenida, ya integrada, en los valores de i^+, i^- . Es decir, que aún para distribuciones de bombeo muy diferentes, la ganancia está determinada por la intensidad de la radiación ASE que es emitida en ambas direcciones. Por supuesto, $w(x)$ muy diferentes generan ganancias muy diferentes, pero también los valores de $i^-(0)$, $i^+(1)$ serán diferentes. Es decir: el DLA realiza por sí mismo la integración de II.5-6, que en la simulación numérica lleva unos 90' de máquina (ver A1). Es como usar una "computadora analógica" 5×10^{11} veces más rápida, cuya "salida" es $i^-(0), i^+(1)$. Para mejor, esta computadora es el mismo sistema físico bajo estudio, por lo que contiene los valores reales de los pa-

rámetros y "modela" más fielmente que la simulación numérica (ver secc.VI.4).

Cuando el bombeo es transversal y homogéneo, $w(x) = \text{constante} = w$ y la simetría del problema hace que $i^+(1) = i^-(0)$. En este caso la ec.IV.15 se escribe:

$$\exp j = \frac{i(Z) \cdot w}{g(0,1) \cdot \sigma_r \cdot i(Z) + w \cdot g(0,Z)} \quad \text{IV.16}$$

El j que se obtiene de IV.16 (ó 15) es proporcional a la energía acumulada en el medio activo pero no es directamente la ganancia de pequeña señal G_{ss} de la celda usada como amplificador, ya que ésta depende de la longitud de onda de la señal de entrada. Un $j(\lambda)$ puede hallarse a partir del j hallado en IV.15-16 (que sería el j del ASE) según la expresión:

$$j(\lambda) = j \cdot \sigma_e(\lambda) / \sigma_e + N.L. [\sigma_e(\lambda) \cdot \sigma_a / \sigma_e - \sigma_a(\lambda)] \quad \text{IV.17}$$

que permite que una sola curva, trazada para el j en la longitud de onda del ASE, $j(\text{ASE})$, permita calcular la G_{ss} para una señal de entrada de cualquier longitud de onda. Conocida G_{ss} , es posible calcular I_0 y de allí la curva completa de ganancia en función de la señal de entrada.

IV.3 Medición de $j = j(w,p)$.

Esto se hizo para el caso de bombeo transversal, midiendo i en función de w para varios valores de p con el dispositivo de la figura IV.2.

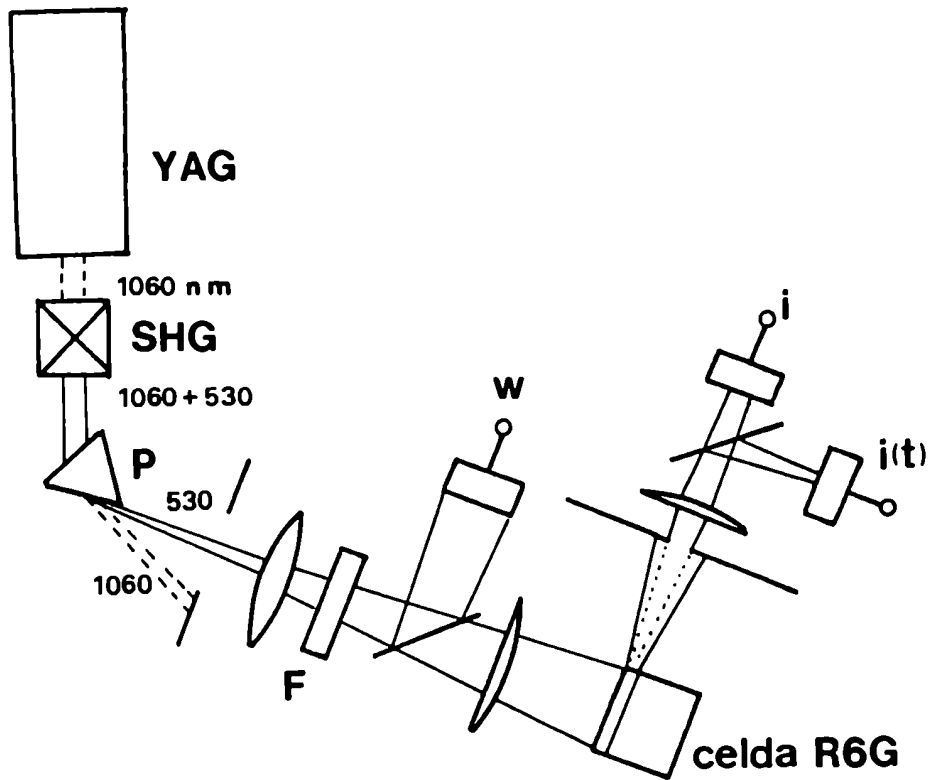


Fig.IV.2: Esquema del dispositivo montado para la medición de las curvas de $j=j(w,p)$. Nótese los dos fotodiodos, para medir la energía total (i) y la forma temporal ($i(t)$) del ASE. w es el bombeo normalizado, que se varía insertando los filtros neutros F.

Como bombeo se utilizó la segunda armónica de un laser de Nd:YAG construido en este laboratorio (ver A2), separada de la radiación fundamental mediante un prisma de espectrómetro. El bombeo consiste en pulsos de 7-8 ns de duración FWHM y energía de hasta 10 mJ por pulso en 530 nm. Esta radiación fue enfocada mediante un sistema de lentes sobre una celda con una solución de colorante Rodamina 6G en etanol. El enfoque fue variado en cada caso de modo de tener un volumen excitado cilíndrico, con radio $r = 1/\sigma_b \cdot N$, donde $\sigma_b = 3.75 \times 10^{-16}$ cm² es la sección eficaz de absorción del bombeo y N la concentración de la solución (cm⁻³).

En IV.16 (bombeo transversal) $g = g(p) = g(\sigma_b \cdot N \cdot L)$, por lo que es posible levantar curvas de j vs. w para cualquier celda variando solamente el parámetro adimensional $p=L/r$. El procedimiento elegido fue variar la concentración de la solución, para L constante. De este modo el límite superior para p está fijado por el mínimo ancho que es posible dar a la zona bombeada con el sistema de enfoque y el laser disponibles (ver secc.V.5). Se observó que el mínimo para este caso era de $r = 45$ um, es decir $N < 6 \times 10^{17}$ cm⁻³ (L = 0.8 cm). Para estos valores, se tiene que $p(\text{máximo}) = 180$.

Una variación en el valor de p (o sea, r) afecta los resultados de modo importante, así que es crítico determinarlo con exactitud. Para lograrlo se montó una máscara sobre una base con desplazamiento micrométrico marca Line Tool graduada con precisión de 25 um.

Primero se estableció la geometría cilíndrica ajustando el enfoque del bombeo de modo que el spot del ASE tuviera una forma aproximadamente circular. Luego, desplazando la máscara descripta justo contra la ventana anterior de la celda, cubriendo el bombeo, y observando la aparición y desaparición del ASE y el brillo de la zona

excitada, fue posible determinar r con precisión entre 5 y 10%. Este es un valor muy satisfactorio, si se tiene en cuenta que en realidad la zona excitada no tiene un límite perfectamente definido. Se halló que en general la expresión $r = 1/\sigma_b \cdot N$ se cumple dentro del error experimental.

El bombeo (w) se midió desviando parte del haz sobre un fotodiodo previamente calibrado. Se determinó el ángulo sólido $g(0,Z)$ posicionando un diafragma de radio variable (R) a una distancia " d " medida desde el extremo opuesto de la celda. La radiación que pasaba por el diafragma era luego enfocada sobre un fotodiodo calibrado para medir la energía del pulso ASE. Una muestra de esta radiación era desviada sobre un fotodiodo rápido (risetime < 0.1 ns) para medir la duración del pulso ASE (que varía con el bombeo, ver secc.III.3) y poder calcular así el valor de pico de i . De modo análogo se calculó el valor de pico de w , y se calculó j mediante la ec.IV.16. Los resultados obtenidos se muestran en la fig.IV.3.

Nótese que j , para p fijo, crece linealmente con el logaritmo de w para w mayor que un cierto valor de "umbral". La pendiente es casi la misma para todo valor de p (ver secc.IV.4). Para w fijo, j baja rápidamente con p . En efecto, cuanto menor es el número de aspecto, el factor geométrico g es mayor, el ASE es más intenso y despuebla más el nivel excitado reduciendo la ganancia.

En línea de rayas se muestran los resultados obtenidos de la resolución numérica completa del sistema II.5-6 para el instante del máximo del bombeo. Teniendo en cuenta un error global del 15%, debido principalmente al error en la determinación de N y las secciones eficaces, el ajuste es bueno en general, existiendo algunas discrepancias para w bajos.

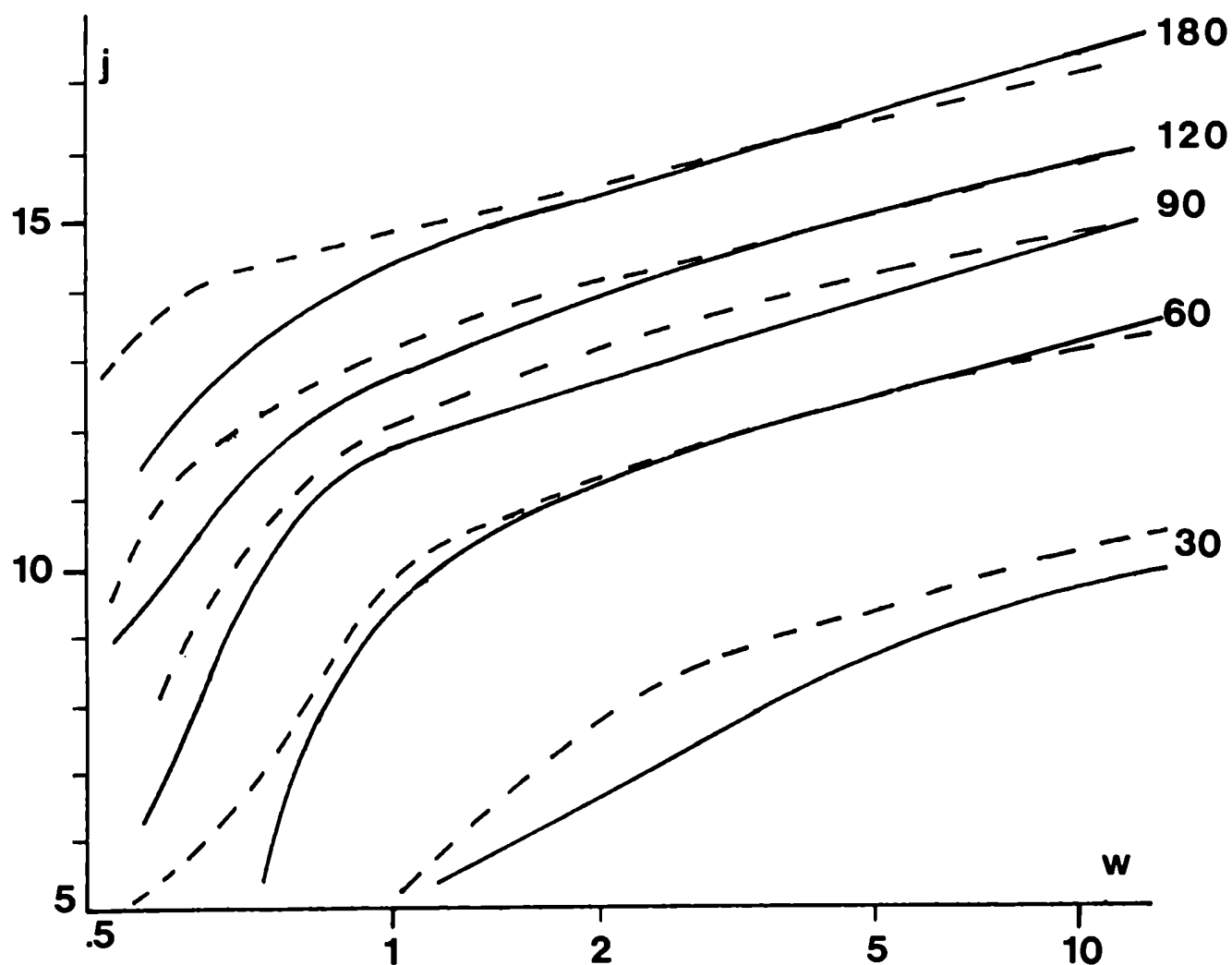
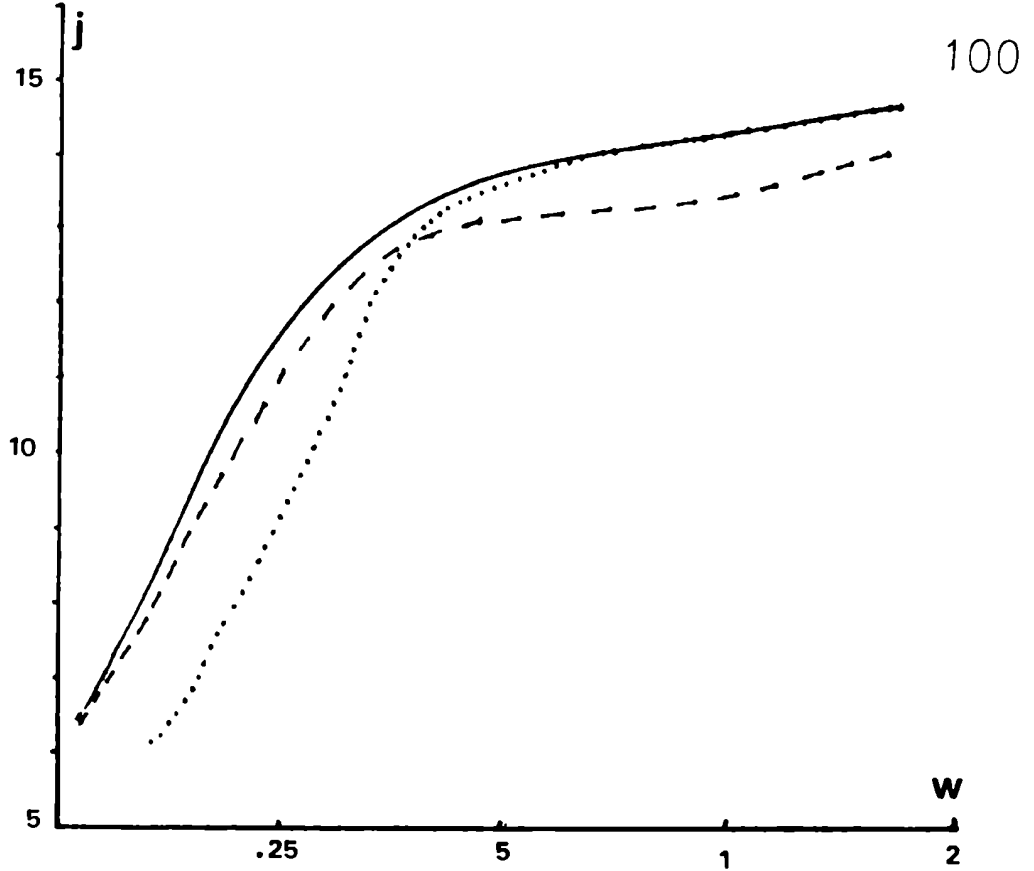


Fig.IV.3: Curvas universales de j en función de w y p de un DLA bombeado transversalmente. Línea llena: resultados obtenidos midiendo "i" y "w" y aplicando la ecuación IV.16. Línea de rayas: j calculado por la resolución numérica del sistema completo, para $t =$ pico del pulso de bombeo. Se indican, para cada curva, los valores respectivos del parámetro p .

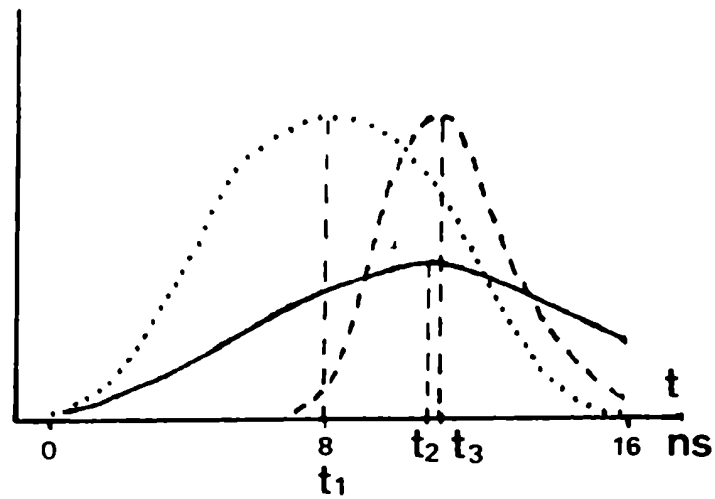
Una de las razones de esa discrepancia es que se midió j empleando los valores de pico de i y w . Al resolver II.5-6 numéricamente se halló que j depende del tiempo de un modo bastante fuerte. Véase la fig.IV.4a, donde se grafica j vs. w para tres instantes distintos: cuando la inversión de población es máxima (máximo j obtenible), el máximo en la intensidad del ASE (instante bien determinado experimentalmente) y el máximo del pulso de bombeo ($t = 8$ ns). Como se puede apreciar, el instante del máximo del ASE no coincide con el del bombeo, ni éstos con el de la ganancia. Como las ecs.IV.15-16 valen instante a instante, hay una incongruencia en los datos empleados, pues en el instante pico del ASE, p.ej., el valor de w no es el de pico.

Sin embargo, como medir el valor del ASE y el bombeo en el mismo instante era experimentalmente imposible debido a la estructura temporal inestable del pulso de bombeo (ver secc.VI.2 y 3), se prefirió trabajar con los valores de pico. La alternativa sería mejorar la estructura temporal del pulso de bombeo insertando un etalón en la cavidad del YAG (a costa de perder energía) y repetir las mediciones empleando fotodiodos rápidos. De todos modos, el error en el ajuste numérico del valor absoluto del j obtenible es razonablemente pequeño, por lo que las curvas tal como están permiten hallar los valores de los parámetros (N , L , etc.) que dan el óptimo j , lo que es, en definitiva, el objetivo de este trabajo.

Vale la pena, además, hacer un breve comentario acerca de qué se entiende por "error". Por ejemplo, para bombeos muy altos (muy bajos) hay regiones fuera (dentro) del volumen cilíndrico considerado que están sobre (debajo) del umbral y emiten (dejan de emitir) ASE, alterando la geometría cilíndrica supuesta. Experimentalmente, la



(a)



(b)

Fig.IV.4: a) $j=j(w)$ obtenida por resolución numérica completa de las ecs.II.5-6 ($p=180$) para distintos instantes:

-: $t=t_1$, máximo del pulso de bombeo.
- : $t=t_2$, máximo de la inversión de población.
- : $t=t_3$, máximo del ASE.

b) Esquema en el que aparecen superpuestos los pulsos de bombeo (.....), la energía almacenada en función del tiempo (————) y el pulso de ASE (-----), para aclarar el significado de t_1, t_2 y t_3 ($w=0.25$).

geometría cilíndrica se asegura para el valor de bombeo con el que se alinea. Para valores mayores o menores, el apartamiento de la geometría cilíndrica es un fenómeno no tenido en cuenta por el modelo numérico que supone un volumen cilíndrico perfecto. Esto explica la discrepancia para valores bajos de w , ya que el r real es menor que el teórico. Nótese también que la asíntota para bombeos altos tiene mayor pendiente que la calculada. Nuevamente, esto se debe a que el volumen excitado es mayor que el que sale de suponer un volumen cilíndrico de radio $1/\sigma_b.N$. Como este efecto es tenido en cuenta "automáticamente" al medir i , se puede concebir que la curva más precisa sea la medida, y el "error" sea en realidad la desviación que presenta el modelo numérico. Esta es una ventaja más de la "computadora analógica" sobre la simulación numérica. Para decidir fehacientemente cuál de las curvas es la que da una predicción mejor, es necesario medir j (o la energía acumulada) directamente con un pulso corto. Esto se hace en el capítulo VI, comprobándose que la curva obtenida a partir de medir el ASE y la expresión IV.16 es la que da el valor de j más cercano al verdadero.

IV.4 Curvas $j=j(w)$ para valores intermedios de p .

Es de interés tener un método que permita calcular curvas para valores de p distintos (intermedios) de los graficados. Esto puede lograrse, con razonable aproximación, a partir de las curvas disponibles.

En el rango de bombeos altos puede verse de la fig.IV.3 que j crece casi linealmente con el logaritmo de w . Esta relación puede deducirse analíticamente: si el bombeo es muy grande, vale que $w \gg 1$

y IV.16 se aproxima por:

$$j = \ln[i/g(0,1)] = \ln(4.i.p^2 / \phi') \quad \text{IV.18}$$

En el rango de bombeos altos es posible aproximar $i = k.w$, donde k es función de p . Es una función complicada, ya que tiene en cuenta la fracción de ASE que deja el volumen excitado a través de su superficie lateral (si se considera el aumento del volumen excitado discutido en la sección anterior, es también función de w). Luego:

$$j = \ln[4.p^2.k(p)/\phi'] + \ln w \quad \text{IV.19}$$

El primer término de IV.19 no puede hallarse analíticamente (precisamente, hace falta resolver numéricamente el sistema completo de ecuaciones o medir i) pero una expresión aproximada sale de despreciar el ASE que se pierde por la superficie lateral del volumen excitado. En ese caso, $I = WNL/2$ y IV.18 se escribe:

$$\begin{aligned} j &= \ln(\sigma_e.WNL.T.4.p^2 / 2.\phi') = \ln(2.\sigma_e.w.p^3 / \sigma_b.\phi') = \\ &= \ln(2.\sigma_e / \phi'.\sigma_b) + 3.\ln p + \ln w \end{aligned} \quad \text{IV.20}$$

La expresión IV.20 predice valores de j demasiado altos, pero la diferencia con el valor real, $D = j(\text{de IV.20}) - j(\text{real})$ es una función suave que cae con p creciente. En la fig.IV.5 se grafica D en función de $\ln p$, con datos sacados de las curvas de la fig.IV.3 para $w = 10$. Si se desea obtener la curva $j=j(w)$ para un valor de p intermedio a los graficados sólo hay que calcular j para $w=10$ según la expresión IV.20 y corregirlo según el valor de D que sale de la fig. IV.5. Con el valor de j así obtenido y conocida la pendiente ($=1$) ya se puede trazar la asíntota para bombeos altos. La posición del codo y la rama de la curva para bombeos bajos puede obtenerse a partir de

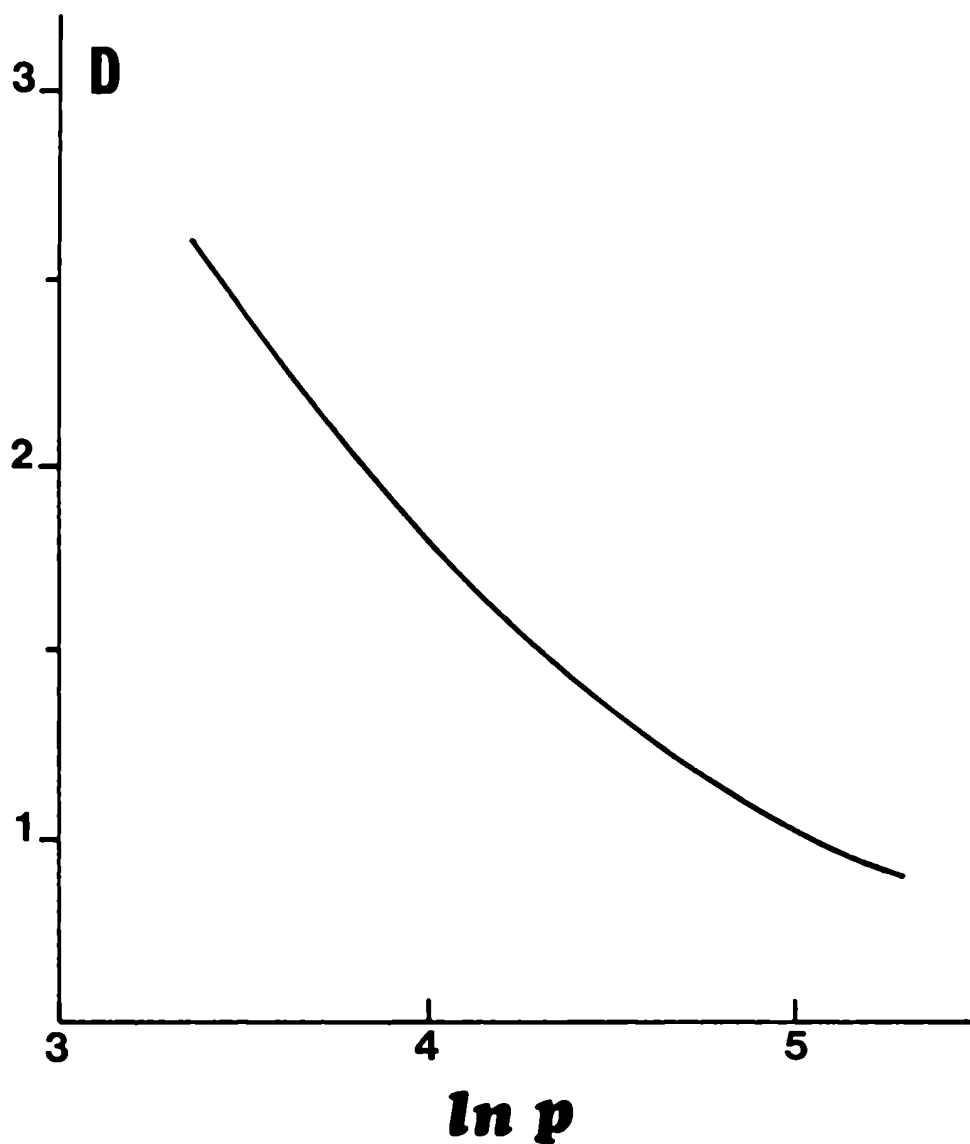


Fig.IV.5: Desviación, en función del logaritmo natural de p , entre los valores de j calculados según la ecuación IV.20 y los reales, para $w=10$. $D = j(\text{calculado}) - j(\text{medido})$.

la asíntota de bombeos bajos de las curvas de energía acumulada en función de energía de bombeo, ver secc.V.6 y A3.

IV.5 Comentarios.

En este capítulo se ha presentado un modelo que permite calcular la ganancia de un DLA en el régimen de ASE dominante a partir de una simple medición del ASE emitido. La expresión ha sido deducida a partir del sistema de ecuaciones que tiene en cuenta correctamente la geometría de propagación del ASE. La expresión en función de parámetros adimensionales permite trazar curvas "universales" que valen para todo DLA bombeado transversalmente. Nótese que $j=j(\omega, p, \sigma_r)$ únicamente. El cociente entre las secciones promedio en el pico del ASE, $\sigma_r = \sigma_a / \sigma_e$ caracteriza al colorante, pero como j depende débilmente de σ_r para valores de interés práctico, las curvas de fig. IV.3 pueden extenderse a todos los colorantes para los que σ_r esté dentro de un 20% del valor para la R6G, (0.0076) que son casi todos. Las curvas también son válidas para distintos láseres de bombeo. Por ejemplo, $p=30$ corresponde ($L=0.8$ cm) a $N = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ para un bombeo de 530 nm y también a $N = 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ si el bombeo es de 337.1 nm, etc.

En el próximo capítulo se explica cómo utilizar las curvas de la fig.IV.3 en el diseño práctico de DLA.

CAPITULO V

APLICACION DE LAS CURVAS DE $j = j(\omega, p)$

En este capítulo se deducen curvas de energía aprovechable en función de la energía de bombeo y se dan criterios generales y ejemplos numéricos del diseño de DLA para las dos situaciones de interés práctico: máxima extracción de energía (amplificador saturado) y máxima ganancia (amplificador no saturado).

V.1. Energía almacenada y energía aprovechable.

Cuando la energía del pulso no es lo bastante alta para saturar el DLA, la ganancia es la de pequeña señal $G_{ss} = \exp(j)$. En este caso, una fracción importante de la energía almacenada en el amplificador queda sin extraer (ver secc. VI.3).

Cuando la señal de entrada sí satura el amplificador, tampoco se lleva toda la energía almacenada en él sino sólo una parte, que se define como energía aprovechable (E_{ap}):

$$E_{ap} = E \text{ almacenada} - E \text{ que queda en el equilibrio}$$

El segundo término es proporcional a la inversión de población que queda después del pasaje del pulso. Esta cumple la condición de equilibrio:

$$N_1(\text{eq}) \cdot \sigma_e = [N - N_1(\text{eq})] \cdot \sigma_a \quad \text{V.1}$$

La E almacenada, en cambio, es proporcional a la inversión de población antes de la llegada del pulso. De V.1:

$$E_{ap} = h\nu \cdot [N_1 \cdot LA - NLA \cdot \sigma_a / \sigma_e] \quad \text{V.2}$$

donde A es la sección normal del volumen excitado ($= \pi L^2 / p^2$) y se ha

usado que $\sigma_a \ll \sigma_e$. Usando la definición de j (ec. IV.1):

$$E_{ap} = h\nu \cdot \pi L^2 \cdot j / \sigma_e \cdot p^2 \quad V.3$$

con ν , σ_e y σ_a para la longitud de onda de la señal de entrada. La energía mínima para saturar el amplificador, o energía de saturación (E_{sat}) está dada por el flujo de radiación tal que para cada molécula del medio haya por lo menos un fotón incidente, o sea:

$$E_{sat} / h\nu \cdot A = 1 / \sigma_e \quad , \text{ es decir: } E_{sat} = \pi h\nu L^2 / \sigma_e \cdot p^2 \quad V.4$$

donde ν y σ_e son para la longitud de onda de la señal de entrada. Nótese que $E_{ap} / E_{sat} = j$.

V.2 Casos de uso de las curvas universales.

El problema de optimizar el diseño de un DLA se encara de manera distinta según si el pulso de entrada satura o no el amplificador.

V.2.1 Amplificador saturado.

Aunque los requerimientos del diseño pueden ser muy variados, probablemente el caso más común es cuando se dispone de una señal del oscilador de energía definida, E_e , y de una cierta energía de bombeo E_b , y se quiere diseñar el DLA de modo de aumentar la energía del pulso del oscilador lo más posible. En este caso, convendrá trabajar saturando el DLA, es decir, haciendo que $E_e > E_{sat}$. Como ahora la ganancia no será la de pequeña señal, no hay que maximizar j sino E_{ap} . Luego, convendrá transformar las curvas según V.3 y graficar E_{ap} vs. E_b en lugar de j vs. w . La relación entre w y E_b es:

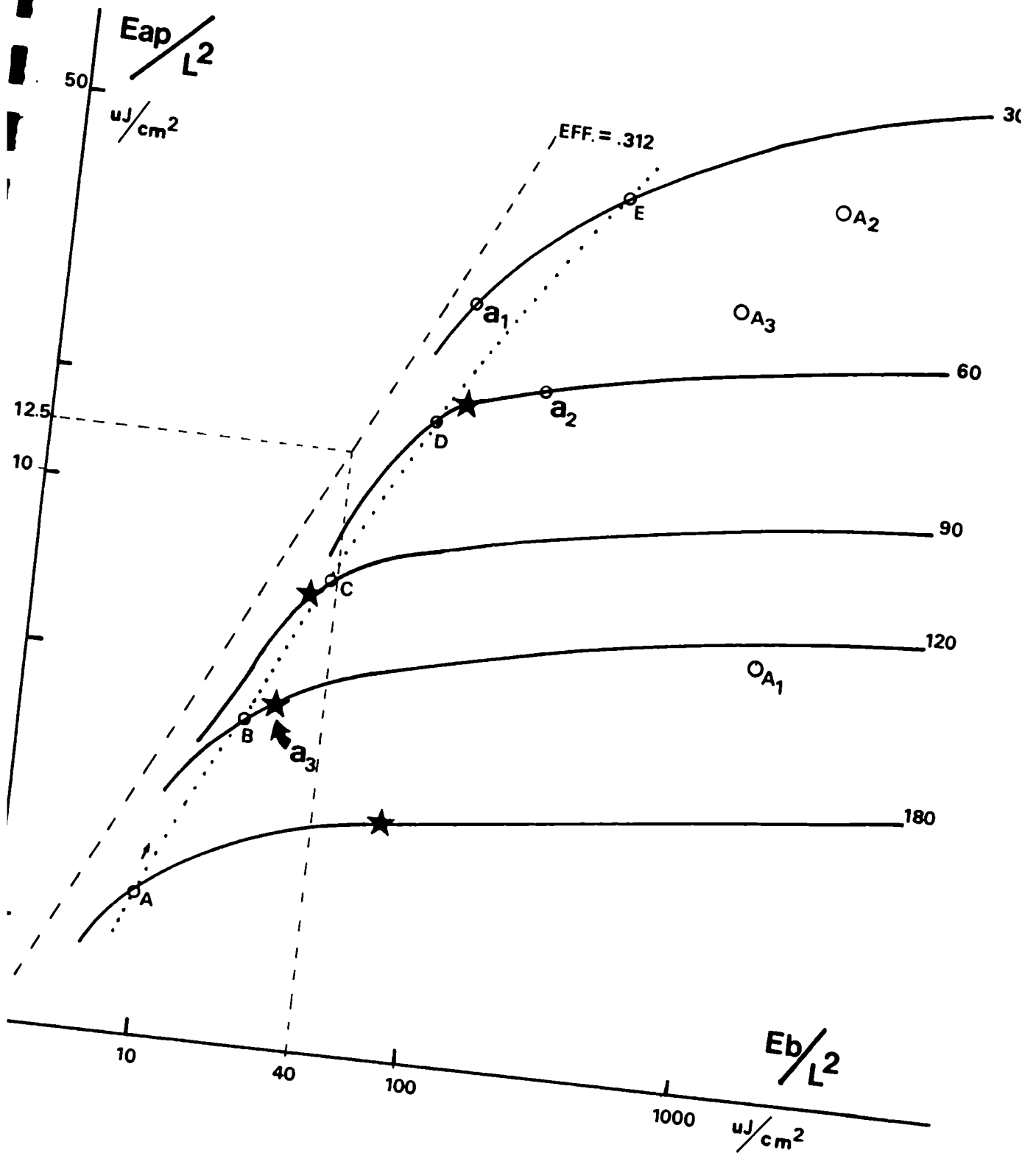
$$w = W.T = E_b.T / \pi h\nu . r^2 . L . N . T_p = \frac{E_b . T . \sigma_b . p}{L^2 . T_p . \pi h\nu} \quad V.5$$

donde T_p es la duración del pulso de bombeo. Las curvas de E_{ap}/L^2 vs. E_b/L^2 están graficadas en fig.V.1, deducidas a partir de las de la fig.IV.3 ($T_p = 8\text{ns}$ y $h\nu$ para el pico del ASE).

Puede verse que, para L y E_b fijos la energía aprovechable crece rápidamente al bajar p . Este crecimiento se debe al aumento del volumen activo, ya que para bajar p sin acortar la celda se debe subir el valor de r . Esto equivale a moverse sobre una línea vertical, p.e. la que corresponde a 40 uJ/cm^2 (supóngase $L=1 \text{ cm}$ para que los valores en los ejes sean directamente de energía). La energía aprovechable crece rápidamente al pasar de $p=180$ (2.63uJ) a $p=120$ (4.9uJ) y a $p=90$ (7.4uJ), pero el crecimiento es pobre al pasar de 90 a 60 (8.7uJ) y si se sigue bajando el valor de p el incremento es cada vez menor. En el límite se alcanza la asíntota, que corresponde al máximo aprovechamiento posible de la energía (ver Apéndice A3).

Nótese que para p altos el punto de trabajo está en la parte de la curva en la que el ASE es importante. Al ir bajando p la densidad de energía de bombeo cae, y al mismo tiempo sube el ángulo sólido para el ASE. El primer efecto hace que el punto de trabajo caiga hacia el umbral de aparición del ASE, mientras que el segundo efecto baja este umbral, alejándolo del punto de trabajo. Que el primer efecto sea el dominante es una conclusión de las curvas de fig.V.1 que no podía preverse. Así, al llegar a $p=90$ el punto de trabajo llega al codo de la curva, que marca el pasaje (el umbral) al régimen en el que no hay ASE. Siendo el ASE la mayor fuente de pérdidas, la geometría que se tenga a partir de allí es poco importante. En

Fig.V.1: Curvas de energía aprovechable en función de energía de bombeo para DLA bombeados transversalmente por un pulso de 8 ns de duración en 532 nm, para varios valores de p , deducidas a partir de las curvas universales de fig.IV.3. L es la longitud de la zona activa. La línea recta a rayas indica la condición de máxima eficiencia ideal, para la que la mayor parte posible de la energía de bombeo se convierte en energía aprovechable (ver A3). Se indican sobre cada curva los valores correspondientes de p . A1,A2,A3 indican los puntos de trabajo de los amplificadores de Migus et al. (ver fig.V.3a). a1,a2,a3 son los de la cadena optimizada diseñada en secc.V.3.1. (ver fig.V.3b). Los puntos ABCDE sobre la línea punteada corresponden a los puntos de trabajo de un DLA saturado para r fijo ($=1/180$ cm) y L variable (secc.V.2.1). Las estrellas corresponden al caso de un DLA parcialmente saturado con E_{salida} y L fijos y r variable (secc.V.3.1).



otras palabras: no habiendo ASE, es casi lo mismo tener $p=30$ ó $p=10$ ya que la energía entregada al sistema se queda allí esperando ser extraída. Esto se ve reflejado en el amontonamiento de las curvas contra la asíntota. El máximo de la energía aprovechable está en la intersección de la línea de 40uJ con la asíntota. Por supuesto, este punto no es alcanzable experimentalmente. La recomendación práctica (para L y E_b constante) es subir el radio del volumen excitado hasta alcanzar el codo de alguna de las curvas. Esto es conveniente, a pesar de que el punto de trabajo quedará algo alejado de la asíntota, pues se aprovecha la poca variación de E_{ap} con E_b en esa parte de la curva (ver A3) aumentando así la estabilidad del amplificador.

Si se fija r y se deja libre L , la situación es menos evidente. Supóngase que se parte de $E_b=10\text{uJ}$, $L=1\text{cm}$ y $p=180$ (punto A) y se va acortando la celda. El punto de trabajo se irá desplazando hacia arriba (por la caída del valor de p) y a la derecha (por el aumento de E_b/L^2), sobre la línea de puntos. En la primera parte esta línea es casi paralela a la asíntota, por lo que puede esperarse que la variación de la eficiencia (y por lo tanto de E_{ap}) con L sea suave: $E_{ap}=1.8\text{uJ}$ para $p=180$, que crece a 1.9uJ para $p=120$ (B, justo en el codo de la curva), debido al rápido incremento de E_{ap}/L^2 en la parte de la curva en que no hay ASE. A partir del codo de la curva, por el contrario, E_{ap}/L^2 no sube tan rápido sobre las curvas como lo que aumenta L^2 , lo que hace caer el valor de E_{ap} (C: 1.8uJ , D: 1.7uJ , E: 1.2uJ). Esto se ve gráficamente en el apartamiento de la asíntota. Si bien el máximo está en $p=120$, dado que la variación con L es suave, el mejor punto de trabajo para fines prácticos se obtendrá con un p algo menor ($p=90$ p.ej.) para dar mayor estabilidad al láser.

En resumen, la condición óptima para amplificador saturado es la siguiente: el punto de trabajo debe estar sobre el codo de la curva y lo más cerca posible de la asíntota de máxima eficiencia. Puede ser conveniente, si no hace falta optimizar el aprovechamiento de energía, correrse hacia la zona de bombeo alto para aumentar la estabilidad. Nunca tendrá sentido trabajar hacia la derecha del gráfico, donde E_{ap} crece muy lentamente con E_b debido a que el ASE se lleva la mayor parte de la energía entregada.

V.2.2. Amplificador no saturado.

Cuando la señal a amplificar es un pulso ultracorto, en general se requiere amplificar sin saturar, para no ensanchar el pulso. En este caso la ganancia será la de pequeña señal $G_{ss} = \exp(j)$ y la óptima extracción de energía se obtendrá cuando el pulso sature el amplificador justo a la salida, o sea:

$$E(\text{salida}) = E_{sat} = E_e \cdot \exp j \quad V.6$$

donde E_e es la energía del pulso a la entrada y es uno de los datos del problema. En general, el otro dato es la energía de bombeo disponible E_b . Teniendo en cuenta las expresiones de w en función de E_b (ec.V.5) y de E_{sat} (ec.V.4), es posible obtener una expresión que relaciona E_b con E_{sat} :

$$E_{sat} = K \cdot E_b / w_p \quad V.7$$

donde $K = T \cdot \sigma_b \cdot \lambda(\text{bombeo}) / T_p \cdot \sigma_e \cdot \lambda(\text{ASE}) = 1.21$ en este caso.

Reemplazando V.6 en V.7 se obtiene finalmente:

$$w_p \cdot \exp j = K \cdot E_b / E_e \quad V.8$$

El sistema no está determinado todavía, pues si bien el cociente

E_b/E_e es dato hay infinitos puntos de trabajo posibles que satisfacen la ec.V.8. La ec.V.6 sugiere que basta con maximizar j , pero un criterio físico indica que no tiene sentido trabajar en la parte de bombeos altos, donde la mayor parte de la energía se pierde como ASE. Por otro lado, en la rama de bombeos muy bajos la ganancia es demasiado chica. Nuevamente el punto de trabajo óptimo estará sobre el codo de las curvas. Esta condición, impuesta a la ec.V.8 determina unívocamente el punto de trabajo para cada valor de E_b/E_e .

Con ese propósito se extrajo de la fig.IV.3 el valor de w , p y j para los codos de las curvas. En fig.V.2 aparecen graficados j , el producto $w p$ y $j + \ln(w p)$ en función de p . Para $p=30$ la posición del codo no está bien definida, por lo que en esa zona las curvas tienen mucho error.

Los láseres disponibles definen E_b/E_e , y K es función de parámetros del colorante y de la duración del pulso de bombeo. Nótese que los parámetros del colorante aparecen solamente en K . Con K y E_b/E_e como datos se halla de ec.V.8 el valor de $j + \ln(w p)$ conveniente, que se traza en la fig.V.2 determinando el valor de p y de ahí, usando las otras curvas, los de w y j . Determinado así el punto de trabajo, sólo hace falta emplear la ec.V.5 para conocer L y de ahí el radio del volumen excitado y la concentración del colorante.

V.3 Un ejemplo numérico.

Es conveniente dar un ejemplo numérico, con valores típicos, para clarificar el uso de las curvas. Para empezar, vale la pena mencionar que en los DLA descritos en trabajos publicados se emplean bombeos mucho más elevados que los necesarios debido a sus deficiencias de

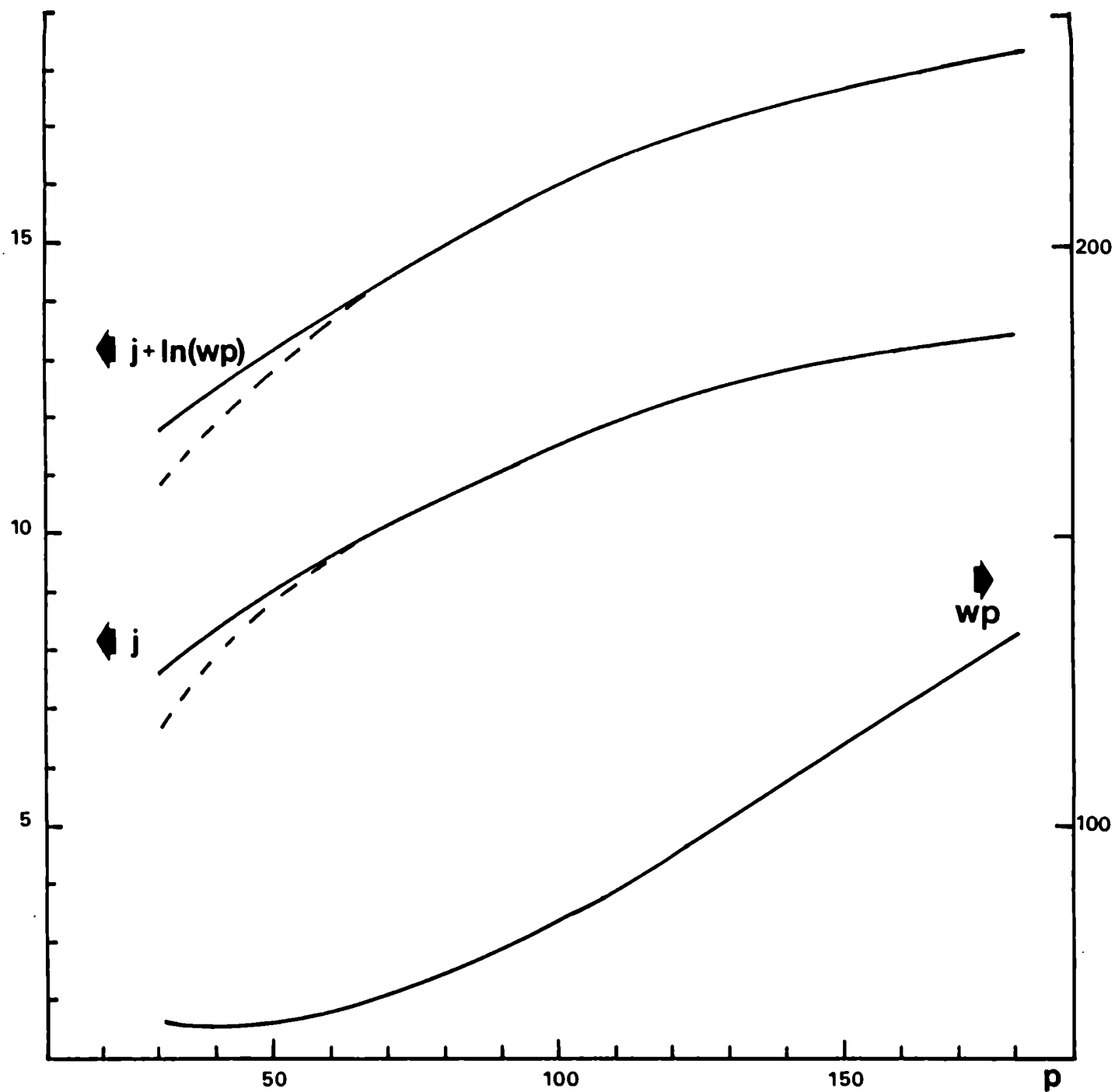


Fig.V.2: Valores de wp , $j + \ln wp$ y j en los codos de las curvas de la fig.IV.3, en función de p .

diseño. En MIGUS et al. (1982) se describe en detalle una cadena de 3 DLA en serie para amplificar pulsos de 0.5 ps, bombeada por 120 mJ de la segunda armónica de un láser de Nd:YAG. Esta considerable cantidad de energía se dividió en 6 mJ para la primera etapa ($r=0.15$ mm $L=2$ cm) 18 mJ para la segunda ($r=1.25$ mm, $L=3$ cm) y unos 95 mJ para la tercera ($r=3.5$ mm, $L=10$ cm), ver fig.V.3a. Con estos datos se deducen las posiciones (aproximadas) de los respectivos puntos de trabajo A1, A2, A3 graficados en la fig V.1. Estos puntos están muy lejos de la asíntota de máxima eficiencia y de los codos de las curvas que dan el diseño óptimo, lo que explica que a pesar de saturar parcialmente los amplificadores la eficiencia de amplificación haya sido muy baja (de 2 nJ del pulso a la entrada a 1.5 mJ a la salida, con 120 mJ de bombeo). Un buen ejemplo del uso de las curvas es rediseñar esta cadena de amplificadores para los dos casos de interés posibles: saturando los DLA (máxima eficiencia en energía) o sin saturarlos (para no deformar el pulso).

V.3.1 Caso de saturación total o parcial de los amplificadores. :

a) Diseño de la tercera etapa de la cadena.

Conviene comenzar por la tercera etapa pues es donde se acumula la mayor parte de la energía. Un bombeo de 100 mJ como en Migus et al. obliga a usar celdas muy largas para evitar que el punto de trabajo caiga lejos de la asíntota. Es conveniente partir de un bombeo mucho menor: 10 mJ, que da, para el límite manejable de longitud de celda ($L=10$ cm) un valor de $E_b/L^2 = 100\text{uJ}/\text{cm}^2$. Como éste es el último amplificador de la cadena y el que recibe la mayor parte de la energía, su eficiencia prácticamente determina la del conjunto, así que se busca que su punto de trabajo quede lo más próximo posible a la

asintota. Se elige $p=30$, quedando determinado el punto de trabajo a_1 (ver fig.V.1). Este corresponde a una $E_{ap}=2.4$ mJ. Para extraer toda esa energía hay que saturar el DLA (de ec.V.4 $E_{sat}=0.61$ mJ), lo que fija la E_{ap} que debe tener la etapa anterior.

b) Diseño de la etapa intermedia.

Se pide $E_{ap}=0.65$ mJ para la etapa del medio para tener un poco de margen. Como en esta etapa la eficiencia no es tan importante, es posible favorecer la estabilidad del DLA corriendo el punto de trabajo un poco hacia la derecha. Tomar $L=3$ cm como en el láser de Migus et al. lleva a que $E_{ap}/L^2 = 72$ uJ/cm², valor que corta las curvas disponibles demasiado lejos de la zona de los codos. Vale la pena bajarlo, aumentando el valor de L . Para $L=6$ cm, $E_{ap}/L^2 = 18$ uJ/cm², que corta la curva de $p=60$ en un punto satisfactorio, que se elige como punto de trabajo del segundo DLA (a_2). El bombeo necesario es de 7.2 mJ y $E_{sat}=55$ uJ. Ahora, el amplificador anterior deberá tener una $E_{ap}=55$ uJ y la salida del anterior a éste deberá ser capaz de saturarlo, y así se va retrocediendo en la cadena, imponiendo que E_{sat} del amplificador "n" sea igual a la E_{ap} en el "n-1", hasta que el pulso de 2 nJ pueda saturar el amplificador. De esta manera se logra una máxima eficiencia. Sin embargo, el ahorro de energía es interesante sólo para las últimas etapas de la cadena. En las primeras, donde el bombeo es muy bajo, el ahorro de unos pocos uJ no compensa las complicaciones de trabajar con muchas etapas. Lo razonable es pedir que la primera etapa sea capaz de amplificar el pulso de 2 nJ a 55 uJ. Esto significa una ganancia de $\exp(10.2)$.

c) Diseño de la primera etapa.

Una manera de alcanzar ese valor es aprovechando el elevado valor de G_{ss} de un DLA no saturado. En este caso, la óptima extracción de

energía se obtiene cuando $E(\text{salida})=E_{\text{sat}}$. Es razonable usar los mismos parámetros que para el segundo amplificador, así tienen la misma E_{sat} . La condición que se impone al punto de trabajo es que $j=10.2$. Volviendo a la fig.IV.3 se tiene que $w=1.25$ ($p=60$) que corresponde a $E_b/L^2=95 \text{ uJ/cm}^2$ (de ec.V.5) por lo que $E_b=3.4 \text{ mJ}$. Puede obtenerse una mayor eficiencia si se satura parcialmente el amplificador. Para esto es necesario bajar E_{sat} y E_{ap} manteniendo $E(\text{salida})=55 \text{ uJ}$. La energía de salida viene dada en el caso de un DLA parcialmente saturado por la expresión (ver secc.VI.3.1, ec.VI.3):

$$E(\text{salida}) = j.E_{\text{sat}} - E_{\text{sat}}.\ln(E_{\text{sat}}/E_e) + E_{\text{sat}} \quad \text{V.9}$$

Dejando fijo $L=6 \text{ cm}$, se sube el valor de p con lo que baja E_{sat} .

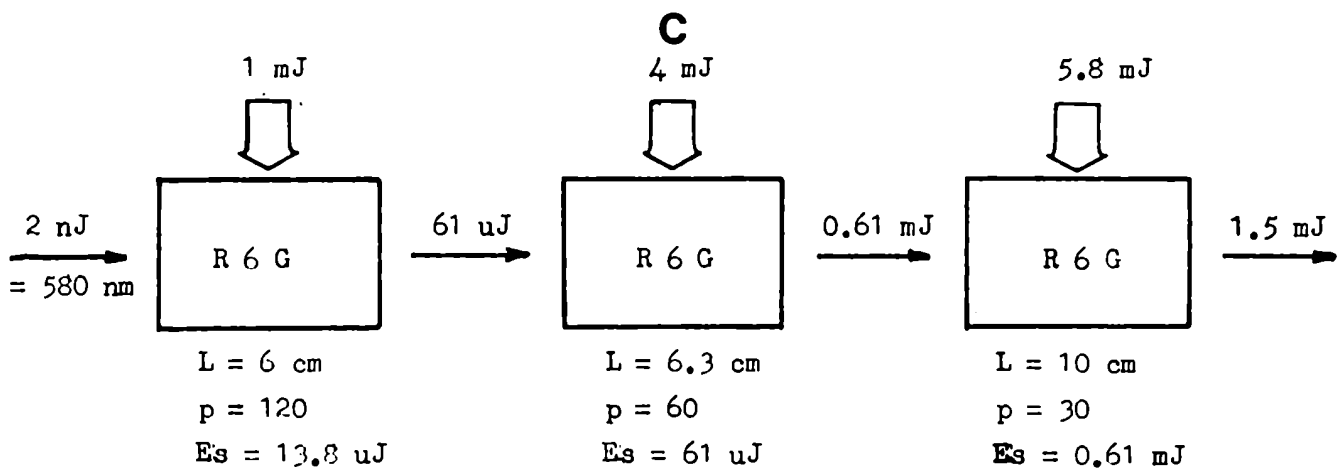
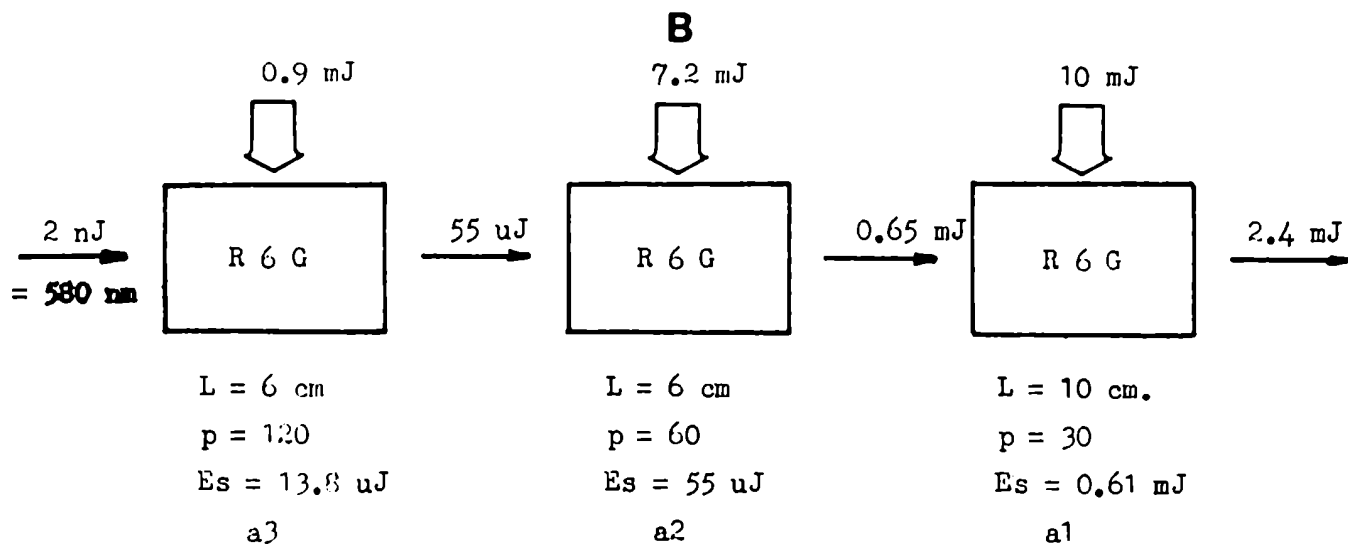
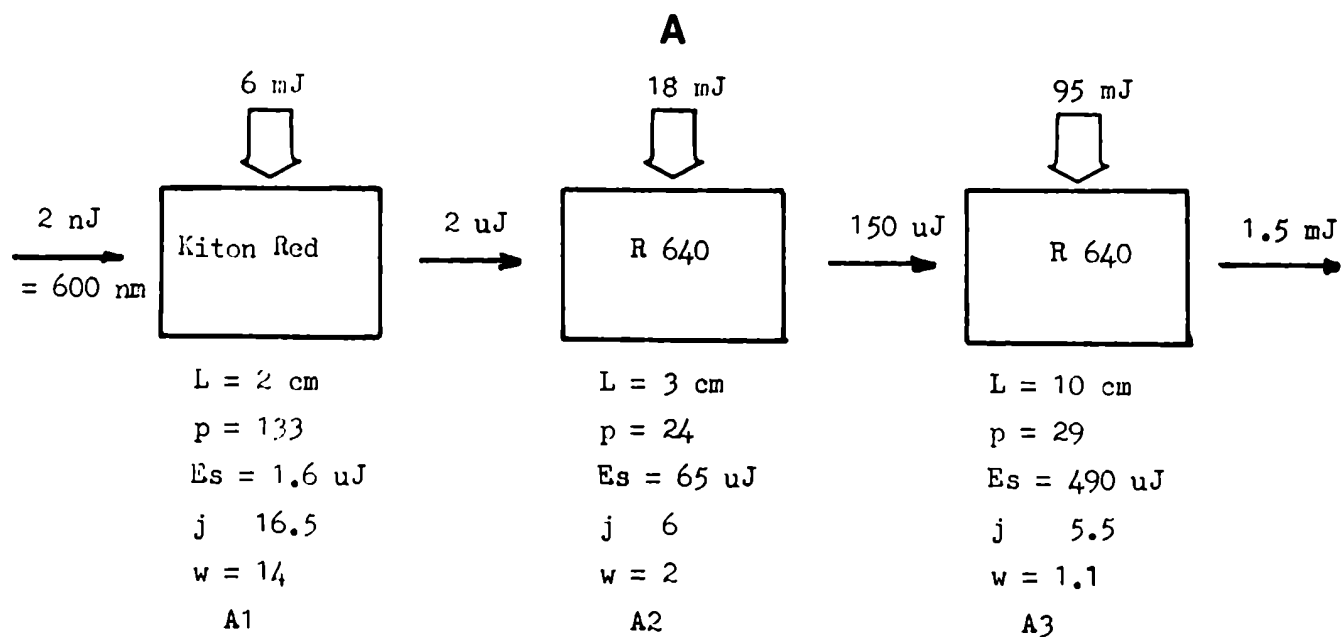
Para mantener la igualdad en ec.V.9 es necesario aumentar j . Así, para $p=90$: $E_{\text{sat}}=25 \text{ uJ}$ y de V.9 sale que $j=10.6$, luego $E_{\text{ap}}=265 \text{ uJ}$. Con j y p de la fig.IV.3 sale que $w=0.65$ y de ahí que $E_b=1.2 \text{ mJ}$. Repitiendo el procedimiento, para $p=120$ se tiene $E_{\text{sat}}=13.8 \text{ uJ}$, $E_{\text{ap}}=163 \text{ uJ}$, $j=11.8$, $w=0.68$, $E_b=0.9 \text{ mJ}$. Un pequeño incremento en j compensa la caída de E_{sat} (a $E_{\text{salida}}= \text{constante}$) mientras el punto de trabajo se mantenga cerca de la zona de los codos, donde j varía rápidamente. Si la caída de E_{sat} es muy grande, j debe subir hasta alejarse de la zona de los codos y la eficiencia baja muchísimo. Así, para $p=180$: $E_{\text{sat}}=6.1 \text{ uJ}$, $j=16$, $E_{\text{ap}}=100 \text{ uJ}$, $w=2.95$ y $E_b=2.7 \text{ mJ}$. Los puntos de trabajo de estos 4 diseños posibles están graficados en fig.V.1(★). Se elige el más eficiente ($p=120$) que es entonces a3. La cadena completa está esquematizada en fig.V.3b. Como se ve, bastan 18 mJ para producir un pulso de 2.4 mJ a partir de uno de 2 nJ (en 580 nm, el pico del ASE del colorante). Reajustando el bombeo (fig.V.3c) esta cadena genera un pulso de 1.5 mJ a partir de uno de 2 nJ con menos

Fig.V.3: Cadenas de amplificadores (I).

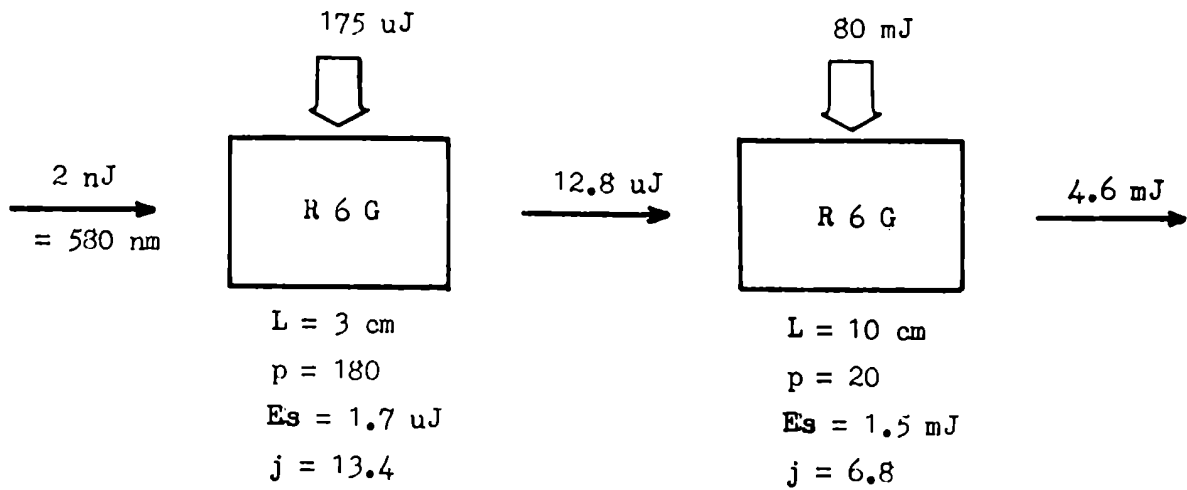
- a) distribución del bombeo en la cadena de Migus et al. (1982). Los amplificadores están parcialmente saturados.
- b) cadena diseñada optimizando el aprovechamiento del bombeo de acuerdo a los criterios y curvas expuestos en este capítulo, y permitiendo la saturación total o parcial de los amplificadores. Nótese que el bombeo total utilizado es menor que 20 mJ y que la salida es 2.4 mJ, contra 120 mJ y 1.5 mJ respectivamente de la cadena a).
- c) idem a la cadena b), rediseñada para que dé 1.5 mJ a la salida. Nótese que el bombeo total requerido es menor que 11 mJ.

Fig.V.4: Cadenas de amplificadores (II).

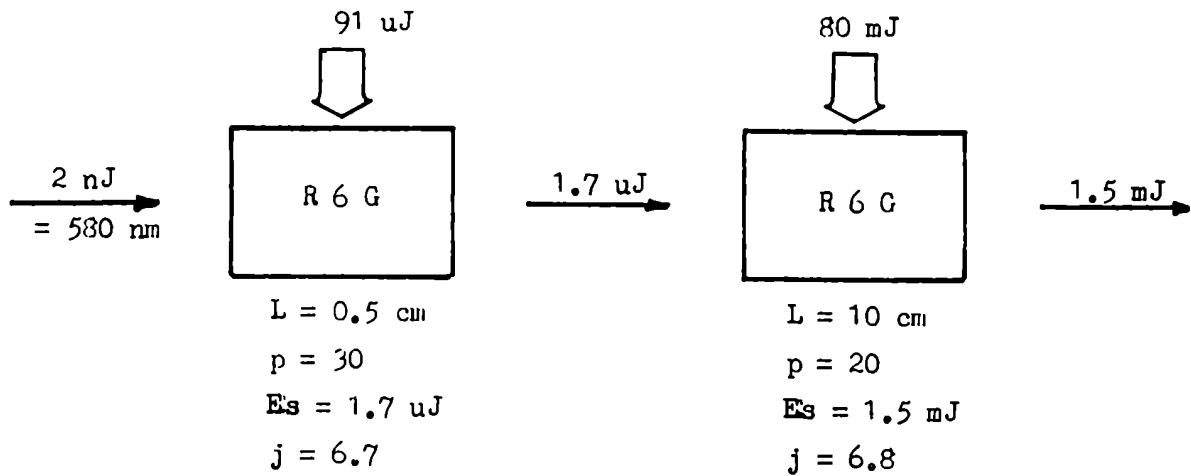
- a) Cadena de amplificadores débilmente saturados.
- b) Cadena de amplificadores estrictamente no saturados que amplifica un pulso de 2 nJ a 1.5 mJ.
- c) Idem que b), modificada para una señal de entrada en 600 nm. Los valores entre paréntesis corresponden a la cadena levemente saturada. Compárese con fig.V.3a. Se emplean 46 mJ en lugar de 120 y la salida es de 2.2 mJ contra 1.5, usando un solo colorante en lugar de dos.



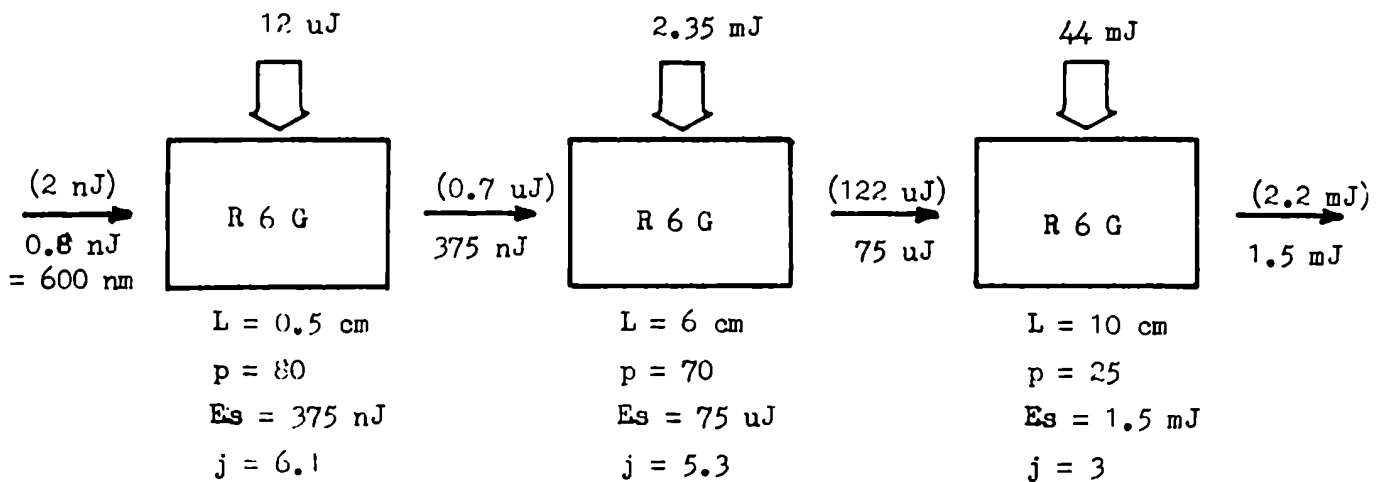
A



B



C



de 11 mJ de bombeo. Ninguna de estas cadenas es la óptima. Una cadena es más eficiente cuanto más próximos a la asíntota estén los puntos de trabajo de todos los amplificadores.

V.3.2 Caso de no saturación de los amplificadores.

Si se aplica directamente el método de la secc.V.2.2 se tiene lo siguiente: de $E_b=120$ mJ, $E_e=2$ nJ sale que $j+\ln(wp)=18.1$, valor que usado en la fig.V.2 permite obtener $p=165$, $w_p=124$, $j=13.3$ y $w=0.75$. Este punto de trabajo está efectivamente en el codo de la curva de $p=165$, (condición de diseño óptimo) pero, de ec.V.5: $L=76$ cm, que es inmanejable, y por otra parte $E(\text{salida})=E_{\text{sat}}=1.2$ mJ, muy bajo. No es conveniente, por lo tanto, emplear una única etapa.

a) Diseño de la última etapa.

Supóngase entonces que se tiene el amplificador de $L=10$ cm de los ejemplos anteriores. Como $E_{\text{sat}}=1.5$ mJ, se tiene de ec.V.4 que $p=19$. Conocido p , de fig.V.2 salen los valores de w y j en el codo de la curva: $w=3.4$ y $j=6.8$. De ec.V.5 $E_b=80$ mJ, y la energía del pulso a la entrada deberá ser $E_e=E_{\text{sat}}.\exp(-j)=1.7$ uJ.

b) Diseño de la primera etapa.

Ahora hay que amplificar el pulso de 2 nJ a 1.7 uJ. Si se usa la misma celda que Migus et al. ($L=3$ cm), como $E_{\text{sat}}=1.7$ uJ, se deduce de ec.V.4 que $p=170$, y de este valor en fig.V.2 que $w=0.74$ ($E_b=175$ uJ) y que $j=13.4$, por lo que $E_e=2.5$ pJ < 2 nJ. Esto significa que el pulso a la entrada es demasiado intenso y que saturará parcialmente el amplificador. Una saturación parcial no ensancha el pulso (al menos para pulsos de 0.5 ps, según Migus et al.). La $E(\text{salida})$ del primer amplificador será, de ec.V.9, 12.8 uJ, que a su vez saturará el segundo amplificador. La energía a la salida de la cadena será de

4.6 mJ. Esta cadena está esquematizada en la fig.V.4a.

Si se impone estrictamente la condición de no saturación, el primer amplificador se diseña del siguiente modo: $E_e=2$ nJ y $E_{sat}=1.7$ uJ luego $j=\ln(1.7\text{uJ}/2\text{nJ})=6.7$. Volviendo a la fig.V.2, se ve que el punto de trabajo $j=6.7$ está en el codo de la curva de $p=30$, con $w=2.2$. De ec.V.4 se obtiene ahora que $L=0.5$ cm y de ec.V.5 que $E_b=90$ uJ. Esta cadena optimizada con amplificadores no saturados se muestra en la fig.V.4b.

V.4 Caso en que $\lambda(\text{láser}) \neq \lambda(\text{ASE})$.

Los ejemplos anteriores fueron para el caso en que la longitud de onda de la señal es próxima al pico del ASE. Cuando esto no es así, el $j(\text{láser})$ se obtiene a partir del $j(\text{ASE})$ mediante la expresión IV.17, que también puede escribirse:

$$j(\text{láser}) = a.j + p.b \quad \text{V.10}$$

donde $a = \sigma_e(\text{láser})/\sigma_e$ y $b = a.\sigma_a/\sigma_b - \sigma_a(\text{láser})/\sigma_b$. Esta transformación hace necesario un rediseño de los DLA. Hacer un análisis general es muy complicado, aunque en un caso numérico determinado y ante opciones concretas las fórmulas son fáciles de usar.

Supóngase rediseñar la cadena de fig.V.3c para una señal de entrada en 600 nm: $\sigma_a(\text{láser})=0$, $\sigma_e(\text{láser})=10^{-16}$ cm², luego $a=0.5$ y $b=.001$. Los requerimientos son mantener la energía de salida y el largo de los amplificadores, ya que no sería muy práctico tener que cambiar la celda según la longitud de onda de la señal de entrada. Quedan libres E_b y p .

a) Diseño de la última etapa.

Es conveniente imponer que la E_e para cada etapa sea la misma que

en el caso anterior. Luego, $E_{sat}=0.61$ mJ y de ec.V.4 (con valores para 600nm) y $L=10$ cm sale que $p=40$. De ec.V.3, con $E_{ap}=1.5$ mJ sale que $j(\text{láser})=2.3$. Sobre curvas $j=j(w,p)$ trazadas transformando la fig.IV.3 según la ec.V.10 (o bien, antitransformando el valor de j del láser) se observa que el punto de trabajo $j=2.3, p=40$ corresponde a $w=0.65$, así que $E_b=7.2$ mJ. El proceso se repite para cada etapa de la cadena.

Si no se quiere saturar los amplificadores, es necesario rediseñar la cadena de fig.V.4b. Para la última etapa se impone que $E_{sat}=1.5$ mJ y de ec.V.4 se tiene que $p=26$ ($L=10$ cm). Para hallar los valores de j, w que corresponden al codo de la curva es necesario transformar la fig.V.2 para $j(\text{láser})$, de donde se obtiene $w=2.5, j=3$. Con estos valores se tiene $E_b=44$ mJ y $E_e=75$ uJ.

b) Diseño de la primera (y segunda) etapa.

Ese valor de entrada para la última etapa obliga a que la salida de la etapa anterior sea mayor que los 1.7 uJ provistos por la cadena original. Si se quiere conservar el valor de E_e es necesario renunciar a mantenerse en el codo de la curva. El valor de j requerido es $\ln(1.5\text{mJ}/1.7\text{uJ})=6.8$, que se alcanza para valores de w muy elevados. Esto se debe a la menor ganancia alcanzable para esta longitud de onda (pues σ_e ha caído a la mitad). Luego, para obtener un amplificador no saturado eficiente es necesario recurrir a una etapa más.

Intercalando entonces una celda de $L=6$ cm y pidiendo como siempre que $E(\text{salida})=E_{sat}=75$ uJ, se obtiene de ec.V.4 que $p=70$, y con este valor en la fig.V.2 transformada: $j=5.3$ (de donde $E_e=375$ nJ) y $w=1$ (de donde $E_b=2.35$ mJ) y ya se tienen todos los datos de la etapa intercalada. Como primer amplificador se vuelve a usar la celda de $L=0.5$ cm, con $E_{sat}=375$ nJ, de donde $p=83, j=6.1, w=0.91$ ($E_b=12$ uJ) y

$E_e = 0.8 \text{ nJ} < 2 \text{ nJ}$ por lo que sobra energía de entrada. Si se permite la consiguiente saturación, la energía al final de la cadena será de 2.2 mJ . La cadena completa está esquematizada en fig.V.4c.

Nótese que la energía de bombeo total necesaria es menor que en las figuras V.4a y b. Esto se debe a que hay una etapa más, lo que aumenta la eficiencia de la cadena.

Como ahora $\lambda = 600 \text{ nm}$, es posible hacer una comparación directa con la cadena de Migus et al. (fig.V.3a). La cadena optimizada produce un pulso de salida de igual energía empleando la tercera parte del bombeo y sin saturar los amplificadores. Además, se emplea un sólo colorante. Si se permite una leve saturación (como la hay en la cadena de Migus et al.) la energía de salida es un 50% mayor.

Si $\lambda(\text{láser}) = 550 \text{ nm}$, $\sigma_e(\text{láser}) = 10^{-16} \text{ cm}^2$ nuevamente, pero ahora $\sigma_a(\text{láser}) = 5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$, así que $b = -0.132$. Ahora no conviene subir p más allá de cierto valor, pues el segundo término de V.7, negativo, comenzará a hacer caer el valor de $j(\text{láser})$ aunque j suba, por lo que debe existir un valor óptimo de p .

Si se decide trabajar fuera de la zona de los codos (p.ej. para aumentar la estabilidad), es posible simplificar el problema aproximando $i = K.w$ (K es una constante genérica). Volviendo a la expresión IV.16, y usando que $g \approx 1/p^2$, se deduce entonces que:

$$j = \ln(A.w.p^2)$$

donde A es una constante que no interesa. Luego, de V.10:

$$j(\text{láser}) = a.\ln(A.w.p^2) + p.b \quad \text{V.11}$$

Imponiendo la condición $E_b = \text{constante}$, de V.5:

$$j(\text{láser}) = a.\ln(B.E_b.p^3/L^2) + p.b \quad \text{V.12}$$

que tiene un máximo para L constante:

$$p(\max) = 3.a/|b|$$

Como $p(\max)$ no es función de L, es el máximo absoluto. Para el ejemplo dado, $p(\max) = 11.4 \gg 1$, así que la teoría sigue valiendo.

Fijos p y E_b , es posible ver que no hay extremos por la variación de L en V.12, sólo que conviene usar la celda más larga posible. Esto vale hasta que se llega al codo de la curva, en cuyo caso la aproximación $i = K.w$ deja de valer. El punto óptimo es pues $p = 11.4$ y L tal que el punto de trabajo del DLA quede justo antes del codo de la curva $j = j(p=11.4, w)$.

De V.11 salen otros máximos interesantes cuando $b < 0$:

$$p(\max) = 2 a / |b| \quad (a w = \text{cte.}) \quad \text{V.13a}$$

$$L(\text{óptimo}) = a / |b| N \quad (a N = \text{cte.}, E_b = \text{cte.}) \quad \text{V.13b}$$

$$N(\text{óptimo}) = 3 a / |b| L \quad (a L = \text{cte.}, E_b = \text{cte.}) \quad \text{V.13c}$$

que son útiles para diseñar las etapas intermedias de una cadena, donde la eficiencia en energía no es tan importante y se pueda trabajar en la zona donde la aproximación $i = K.w$ se cumple.

En conclusión, el uso de las curvas universales permite mejorar muy significativamente el diseño de cadenas de DLA, ya sea para el caso de amplificador saturado o no, disminuyendo la energía de bombeo y/o el número de etapas necesarias y aumentando la energía del pulso amplificado. Los presentados aquí son sólo ejemplos típicos. Las curvas de figuras IV.3, V.1 y 2 son lo bastante generales como para permitir el diseño óptimo de DLA para cualquier requerimiento.

V.5 Comentarios

En este capítulo se ha explicado el uso de las curvas "universales" recogidas en el capítulo anterior, indicando sus propiedades generales y también dando ejemplos numéricos típicos. Se ha comprobado que su empleo permite un acercamiento racional y sistemático al problema del diseño de cadenas de DLA, disminuyendo significativamente los requerimientos de energía de bombeo y/o número de etapas. Los ejemplos de este capítulo fueron hechos todos para la condición $E_b =$ constante, pero para otros usuarios podría haber otras condiciones de interés. Podría tenerse como variable fija w , porque una potencia de bombeo mayor generaría efectos indeseables en el solvente, o tener un cierto L máximo, ya que más allá de cierta longitud el pulso comenzaría a ensancharse debido a fenómenos no lineales en la solución, etc.

Es imposible tener en cuenta en este trabajo todas las combinaciones posibles de requerimientos y geometrías. El objetivo de estos dos últimos capítulos fue presentar un modelo simple para calcular la ganancia en un DLA y enseñar cómo usarlo. Una de las ventajas más importantes de este modelo es que para cada caso particular, ya sea un nuevo colorante o un tipo peculiar de bombeo, puede recogerse rápidamente un juego nuevo de curvas que permitirá conocer la energía almacenada para todas las combinaciones de los parámetros en las condiciones reales del laboratorio.

Sería imposible cubrir las curvas para todos los colorantes y todas las configuraciones de bombeo, pero vale la pena comentar muy brevemente el caso del bombeo longitudinal, que es la otra configura-

ción más común. En este caso, el radio del volumen excitado ya no depende de la concentración, lo que agrega una variable al sistema (si bien L queda limitado en cierta forma), y por lo tanto el juego de curvas universales ya no puede dibujarse completo en dos dimensiones. Pero cada interesado puede construir a partir de unas pocas menciones (ver Conclusiones y A3) su propio juego de curvas cubriendo el rango de su interés particular y optimizar así un DLA bombeado longitudinalmente adaptado a sus necesidades.

CAPITULO VI

MEDICION DIRECTA DE LA ENERGIA ACUMULADA EN UN AMPLIFICADOR.

En este capítulo se describe la amplificación de un pulso corto (≈ 0.6 ns) generado por el método de oscilaciones de relajación. Este experimento fue realizado con el propósito de medir E_{ap} y verificar así directamente las predicciones de los capítulos IV y V.

La idea es bombear el DLA con un pulso de 10 ns de duración y dejarlo evolucionar libremente hasta que llegue el pulso corto (en la secc.VI.2 se define qué se entiende exactamente por "pulso corto"), que se lleva la energía acumulada hasta ese instante.

VI.1 El dispositivo experimental.

Se montó el conjunto oscilador-amplificador esquematizado en la fig.VI.1. El láser de bombeo fue el Nd:YAG Q-switchado y doblado utilizado antes para obtener las curvas del capítulo IV.

El divisor de haz BS es simplemente un sustrato de cuarzo ($R=4\%$) ya que el oscilador precisa muy poca energía. Un polarizador Pz permite ajustar el bombeo de modo que esté justo por encima del umbral, para generar el pulso corto mediante oscilaciones de relajación (ver secc.VI.2). A pesar de que no hay en la cavidad elemento alguno que introduzca una polarización, al incidir con un bombeo polarizado la salida del oscilador también queda polarizada (REYZER et al.1980), así que se insertó entre oscilador y amplificador una lámina de cuarto de onda P para que la señal de entrada en el DLA estuviera circularmente polarizada. Tener en cuenta las polarizaciones relativas de señal y bombeo complicaría el tratamiento del modelo, requiri-

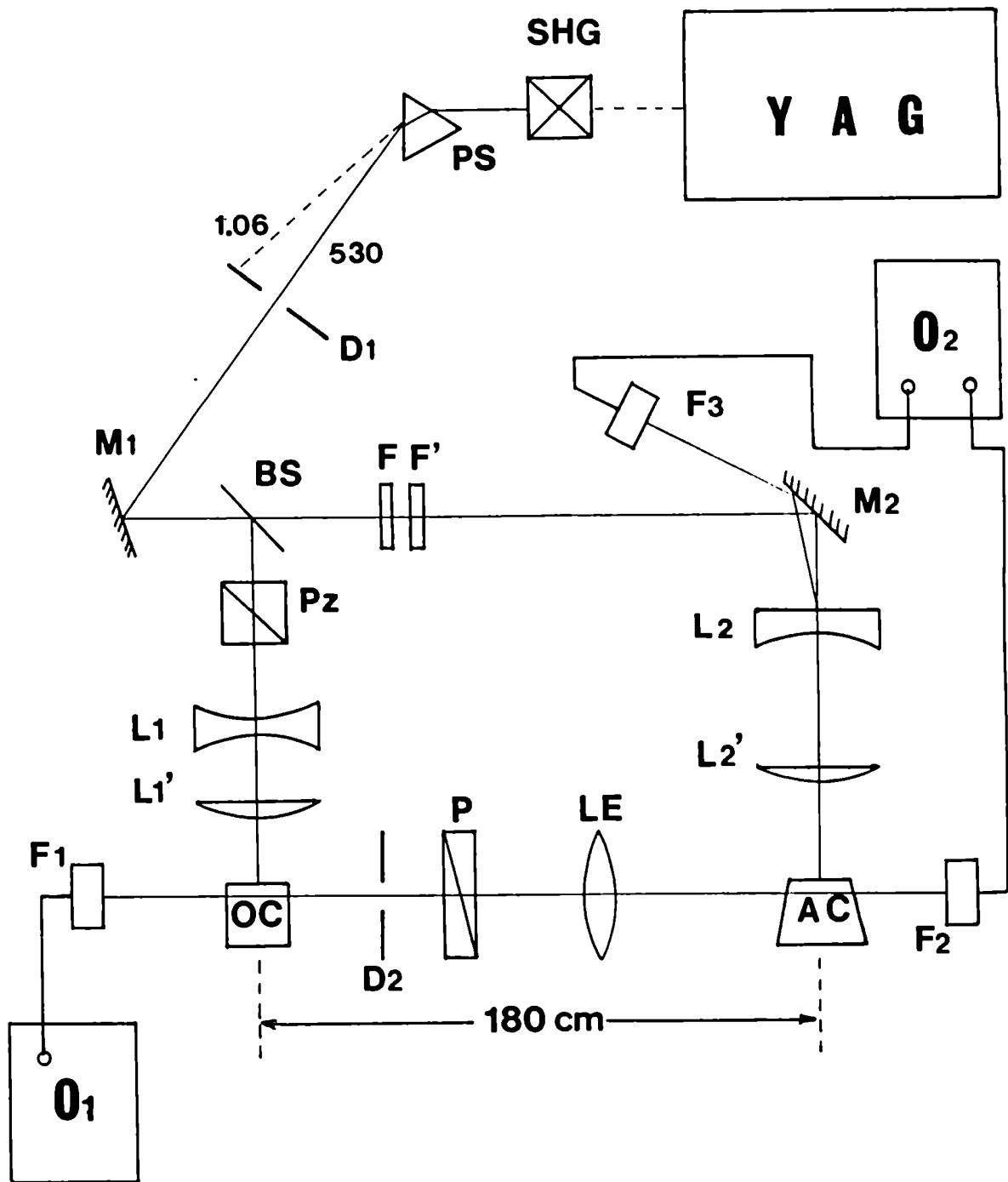


Fig.VI.1: Esquema del sistema montado para medir directamente la energía acumulada en un DLA. El laser de Nd:YAG emite pulsos de 100 mJ, 10 ns FWHM a 3 Hz en 1.06 μm . SHG: cristal doblador. PS: prisma separador de la radiación de 532 nm. D1, D2: diafragmas. D1 detiene la radiación en 1.06 μm remanente. M1, M2 son espejos 100%. BS: divisor de haz, en este caso es simplemente un sustrato de vidrio sin recubrimiento alguno ($R=4\%$). Fz: polarizador. L1, L1': lentes de enfoque del bombeo sobre el oscilador. OC: celda (y al mismo tiempo cavidad) del oscilador. P: lámina de cuarto de onda. LE: lente de enfoque de la señal de entrada sobre el amplificador. AC: celda del amplificador. L2, L2': lentes de enfoque del bombeo sobre el amplificador. FF: filtros neutros para variar el bombeo. F1: fotodiodo rápido que mide la forma del pulso generado por el oscilador. F2: fotodiodo lento que mide el ASE total emitido. F3: fotodiodo lento que mide el bombeo a través de una reflexión en la lente L2. O1: osciloscopio de memoria de 400 MHz de ancho de banda. O2: osciloscopio de memoria de doble haz.

riendo el uso de cálculo tensorial (YAROSHENKO et al., 1981).

La variación de la ganancia con la polarización de la señal es un efecto conocido (WU et al. 1973, URISU et al. 1980) del cual uno desea independizarse, ya que no es el objetivo de este trabajo.

En cuanto a la polarización del bombeo, el tiempo de relajación orientacional de la molécula de R6G en etanol es lo bastante corto (0.3 ns, ver CHUANG et al. 1971 y von JENA et al. 1979) para considerar que la distribución de orientaciones es isótropa cuando llega la señal de entrada, unos 8 ns después de comenzado el bombeo.

En las mediciones del capítulo III este efecto no era importante, ya que la radiación del láser de nitrógeno no está polarizada.

La posición de las lentes de enfoque se ajustó de modo de tener $p(\text{oscilador}) = 60$, $N = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; el p del amplificador fue variado entre 30 y 120.

El oscilador consistía en una simple celda de vidrio de caras paralelas, alineada de modo que las reflexiones en las paredes generaran la cavidad. Así se tiene una cavidad muy corta ($L = 8 \text{ mm}$), con grandes pérdidas que, bombeada cerca del umbral, puede generar pulsos de subns por oscilaciones de relajación (ver secc VI.2). La celda amplificadora era una celda comercial de cuarzo marca Moletron DL-261, que permite la circulación de la solución de colorante, y que tiene un perfil que asegura un flujo laminar, $L = 1 \text{ cm}$.

El pulso corto aparece justo en el máximo del pulso de bombeo. La distancia entre oscilador y amplificador se ajustó teniendo en cuenta dos requerimientos:

- 1) Que el pulso a ser amplificado llegue al DLA coincidiendo con el máximo del bombeo, para dar mayor estabilidad al sistema. Esto se logra haciendo que el camino óptico a partir del divisor de haz hasta

el amplificador sea igual por las dos vías posibles.

2) Para evitar acoplamientos entre las dos celdas, la distancia entre ellas se hizo lo bastante larga como para que el comienzo del ASE emitido por el amplificador llegara al oscilador cuando el pulso corto ya hubiera sido emitido. De otro modo, es imposible obtener pulsos cortos en el oscilador (ver sección siguiente).

VI.2 Oscilaciones de relajación.

La generación de pulsos de subns en láseres de colorantes bombeados apenas sobre el umbral fue reportada por LIN et al. (1973) y explicada teóricamente por LIN (1975).

La idea es aprovechar el transitorio del acoplamiento entre el campo en la cavidad y la inversión de población. Como se vió en secc. III.3 el tiempo de respuesta de un medio láser está dado básicamente por el bombeo. Si éste es muy fuerte, el sistema alcanza un estado estacionario y el láser sigue al bombeo. Para bombeos menores, aparece al comienzo del pulso láser una oscilación que se amortigua rápidamente. En el caso del ASE(t) (fig. III.2) esta oscilación no aparecía ya que no hay cavidad, pero la oscilación aparece tan pronto como se agrega una realimentación.

Si el bombeo baja lo suficiente es posible reducir esas oscilaciones a un único pico inicial, de duración típica entre 0.5 y 1 ns. Por supuesto, la energía que lleva este pico inicial es muy baja. Es fundamental, para que este sistema funcione, que el láser pase por encima del umbral sólo en el máximo del bombeo, para que no haya oportunidad de repoblar el nivel excitado y generar un segundo pulso. Este es el motivo de aislar oscilador y amplificador en el esque-

ma de fig VI.1. De no tener en cuenta este requerimiento, el ASE inyectado desde el amplificador llevaría al oscilador por encima del umbral antes de que el bombeo llegara al máximo. Esto no ocurre para ese mismo valor del bombeo si no hay señal inyectada, ya que en este caso el láser tiene que arrancar a partir de la emisión espontánea. La inyección de ASE desde el amplificador genera pulsos anchos (que siguen al bombeo) o varios pulsos cortos.

La solución analítica de las ecuaciones del láser y del campo en la cavidad en la aproximación lineal (LIN, 1975) muestra que aparece un pulso inicial si:

$$T/t_c > m^2/4.(m-1) \quad \text{VI.1}$$

donde t_c es el tiempo de vida del fotón en la cavidad y T es el tiempo de fluorescencia del colorante, $m = W/W_u$ es la relación entre la potencia de bombeo empleada y la potencia de bombeo umbral.

El oscilador usado en este trabajo es una celda de $L=8$ mm, sin espejos, luego $t_c \approx 45$ ps, o sea $T/t_c = 100$, por lo que VI.1 se cumple fácilmente. Sin embargo, un estudio numérico detallado muestra que aparece más de un pulso si $m > 6$. La aparición de más de un pulso depende además de la forma del pulso de bombeo.

En el caso del láser usado en este trabajo, el pulso de bombeo presentaba una estructura de picos de amplitud y posición que variaban aleatoriamente con cada disparo, por lo que no era posible obtener la generación del pulso de subns en todos los disparos. La inestabilidad del bombeo hizo así que a veces el oscilador no laseara, y otras veces que emitiera más de un pulso. Esto obligó a estar controlando constantemente la forma del pulso durante las mediciones. De todos modos, con esta técnica se logró generar pulsos de 0.6 a 0.8 ns FWHM o menos, y entre 20 y 30 nJ de energía por pulso.

La duración del pulso se midió con un detector rápido y un osciloscopio de memoria (ver secc.VI.3). Previamente se había determinado, mediante pulsos de ≈ 10 ps de un Nd:YAG mode-lockeado, que el tiempo de respuesta del sistema de detección es de 0.8 ns, por lo que la duración medida está en el límite de detección del equipo. No se espera un pulso de duración mucho menor, ya que aunque la teoría predice pulsos tan cortos como 0.25 ns, LIN et al. (1974) obtuvieron pulsos en el rango 0.6-0.8 ns usando la misma configuración descrita aquí.

VI.3 Detalles experimentales.

Como el colorante usado es el mismo en el amplificador que en el oscilador, y en éste no hay elementos selectores de la longitud de onda, la señal está centrada en el pico espectral de emisión del ASE por lo que se midió directamente, sin tener que hacer la corrección por longitud de onda de la ecuación V.7.

Dada la inestabilidad del bombeo, se midió simultáneamente la forma del pulso de salida del oscilador, la potencia de bombeo y la energía del pulso amplificado mediante tres detectores y dos osciloscopios (ver fig.VI.1).

1) Con F1 se controló la forma del pulso del oscilador para ver si su duración era aceptable y no aparecían pulsos dobles. A la vez se medía la energía del pulso mediante una calibración hecha previamente entre el valor de pico observado en F1 y la energía medida en un detector piroeléctrico (Nótese que el oscilador emite la misma señal hacia izquierda y derecha). El dato de la energía del pulso de entrada es necesario para corregir el valor medido de E_{ap} (ver sección

VI.3.1).

- 2) Con F2, se midió la energía del pulso amplificado o, interrumpiendo el haz, el ASE para ese mismo valor de bombeo.
- 3) Con F3, que recoge una reflexión del haz de bombeo en una de las lentes de enfoque, se midió el bombeo sobre el amplificador. F3 se calibró previamente contra un detector piroeléctrico (Molelectron ED-200).

F1 era un detector rápido Lasermetrics 3117 (risetime 0.1 ns), y la señal se recogió en un osciloscopio Tektronix 7834 (400 MHz) con unidad vertical 7A19 y base de tiempo 7B92A con resolución de hasta 0.5 ns/div. El tiempo de respuesta de este sistema de medición era de 0.8 ns. Para F2 se empleó alternativamente (según el rango de la energía) los detectores piroeléctricos Molelectron J3-02 (2.5 V/mJ) ó J3-05 (8.5 V/mJ). Para F3 se usó un fotodiodo RCA C 30822. La salida de F2 y F3 se observó en un osciloscopio de memoria Tektronix 549 con una unidad de doble haz 1A1.

Se levantaron curvas de E_{ap} en función del bombeo intercalando filtros neutros en el camino del haz.

Interrumpiendo la señal de entrada o, directamente, el bombeo sobre el oscilador, se midió el ASE en función del bombeo y se levantaron curvas de $j=j(\omega, p)$ como las del capítulo IV, es decir, curvas de ganancia para el amplificador ya montado en sus condiciones experimentales reales.

VI.3.1 Corrección por no saturación.

Como se discutió en la secc.V.2, para poder extraer toda la E_{ap} de un DLA (y poder así medirla) es necesario saturarlo. Sin embargo, la energía del pulso provisto por el oscilador es demasiado baja pa-

ra saturar el DLA desde el principio, por lo que parte de la E_{ap} queda sin extraer. Esto lleva a un error sistemático en las mediciones, que es importante sobre todo para valores de p bajos (que es cuando E_{sat} es mayor). Afortunadamente este error puede corregirse si se conoce la energía de la señal de entrada, E_e .

Sea $E_e < E_{sat}$ y $E(x)$ la energía del pulso a medida que atraviesa el amplificador. Pueden ocurrir dos cosas:

1) Que $E(x) = E_{sat}$ antes de salir del amplificador. Entonces, la señal se amplifica sin saturar hasta llegar a x , y a partir de allí satura y se lleva toda la energía aprovechable remanente. Sea $\exp[j(x)]$ la ganancia en el tramo no saturado. Luego, $E_{sat} = E_e \cdot \exp j(x)$. La energía del pulso medida a la salida del DLA será:

$$E(\text{medida}) = [j - j(x)] \cdot E_{sat} + E_{sat} - E_e \quad \text{VI.2}$$

donde el primer término es la E_{ap} en el tramo saturado (de acuerdo a la ec.V.4) y el segundo término la energía que tenía el pulso justo antes de entrar al tramo saturado. Se resta la energía de entrada, ya que ésta no forma parte de la energía acumulada en el DLA. Es de todos modos un término de poca importancia, pues $E_e < E_{sat}$.

La energía aprovechable total es $j \cdot E_{sat}$, por lo que el defecto en la medición, $d(1) = E_{ap} - E(\text{medida})$ es:

$$d(1) = j \cdot E_{sat} - [j - j(x) + 1] \cdot E_{sat} = E_{sat} \cdot \ln(E_{sat}/E_e) - E_{sat} + E_e$$

$$\text{luego:} \quad d(1) = E_{sat} \cdot [\ln(E_{sat}/E_e) - 1] + E_e \quad \text{VI.3}$$

2) También puede ocurrir que $E(x)$ no llegue a alcanzar a E_{sat} , aún después de atravesar todo el DLA (o sea $E(L) < E_{sat}$). En este caso la amplificación es íntegramente no saturada, y $E(\text{medida}) = E_e \cdot \exp(j) -$

E_e , donde nuevamente se ha tenido en cuenta que la energía de entrada no forma parte de la energía acumulada. Luego, el defecto en la medición para esta situación será:

$$d(2) = E_{ap} - E(\text{medida}) = j \cdot E_{sat} - E_e \cdot \exp(j) + E_e, \text{ o sea:}$$

$$d(2) = E_{sat} \ln[(E_m/E_e)+1] - E_m \quad \text{VI.4}$$

Nótese que VI.3 y 4 coinciden en el límite $E_m = E_{sat}$ ($\exp j \gg 1$).

E_{sat} depende sólo del colorante y de las dimensiones geométricas de la zona excitada, por lo que es un dato conocido del sistema. E_m y E_e se miden directamente, por lo que las correcciones VI.3 y 4 son fáciles de hacer. En general, el pulso del oscilador no saturaba el DLA desde el comienzo pero sí a la salida, por lo que se usó la expresión VI.3 y sólo muy rara vez la VI.4 durante este trabajo.

VI.3.2 Repoblamiento del DLA durante el pasaje del pulso.

Para que valga la aproximación de pulso deltiforme mencionada al comienzo de este capítulo es necesario que el sistema no evolucione significativamente durante el tiempo de amplificación debido a cualquier otra causa que no sea el pasaje del pulso mismo. En particular como lo que se quiere medir es la E_{ap} acumulada, es necesario que el bombeo no repueble el nivel excitado durante el pasaje del pulso. Esto impone un límite superior al bombeo que puede ser alcanzado en esta medición, límite que es función de la duración del pulso disponible o, inversamente, define cuantitativamente cuándo un pulso puede ser considerado deltiforme.

El bombeo lleva la inversión de población a un cierto valor de estado estacionario $N_1(0)$ con constante de tiempo $1/W$, pero el ASE introduce pérdidas e impide que se alcance ese valor $N_1(0)$. Luego,

la inversión de población alcanza por efecto combinado del bombeo y el ASE un valor menor que $N_1(0)$, con una constante de tiempo:

$$T(\text{típico}) = 1/(W + \sigma_e \cdot I[\text{ASE}])$$

El repoblamiento durante el pasaje del pulso será despreciable si $T_{\text{típico}} \gg T_{\text{pulso}}$ (la duración del pulso a amplificar), o, usando la adimensionalización de ecs. IV.3:

$$1/(w+i) = T_{\text{pulso}} / T \approx 1.5 \quad \text{VI.5}$$

$$\Rightarrow w + i \ll 1.5$$

que permite definir con precisión qué se entiende por pulso corto. Como se ve en la próxima sección, la ec. VI.5 no se cumple para todo el rango de bombeos alcanzable.

VI.4 Resultados obtenidos.

Se midió la E_{ap} directamente, a través de la energía del pulso amplificado y las correcciones de secc.VI.3.2, y también indirectamente a través de la medición del ASE y las expresiones del capítulo V. En la fig.VI.2 se grafican los resultados de $j=j(w)$ obtenidos para $p=90$, como ejemplo típico. En línea de puntos se muestran los resultados de la resolución numérica de II.5-6, en línea llena los que salen de medir el ASE y aplicar la ecuación IV.16 y los círculos los que salen de la medición directa.

Como se ve, el acuerdo con la curva que sale de medir el ASE es mejor que con la que sale de la simulación numérica, corroborando que el DLA (la "computadora analógica") se modela a sí mismo mejor que la simulación numérica. El ajuste es excelente hasta $w=1$, a partir de donde la E_{ap} medida directamente se hace mucho mayor que

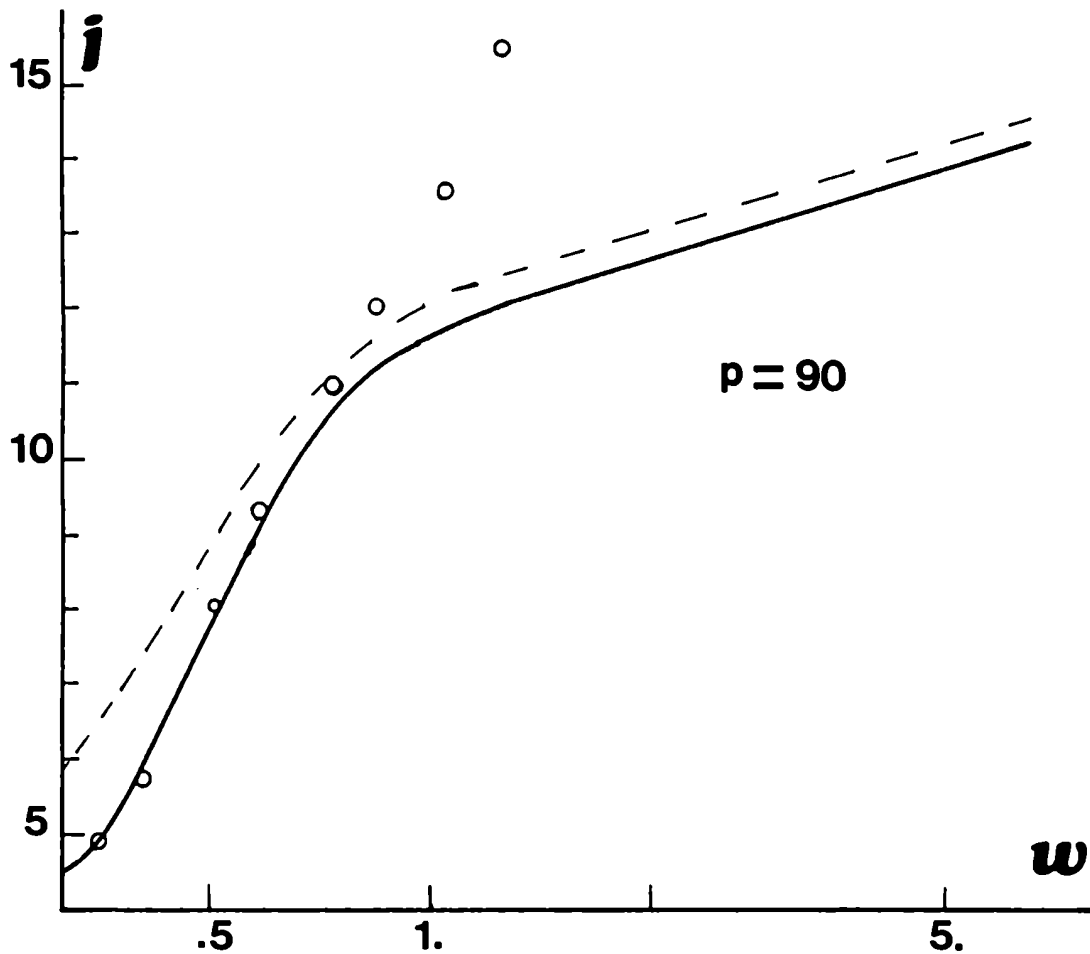


Fig.VI.2: j en función del bombeo en un DLA, $p=90$. La línea de rayas indica los resultados obtenidos de la resolución numérica del sistema completo, la línea llena la obtenida a partir de medir "i" y "w" y aplicar la ec.IV.16, y los redondeles indican los resultados experimentales obtenidos amplificando pulsos de 0.6 - 0.8 ns de duración en el sistema esquematizado en la fig.VI.1. Nótese cómo éstos divergen de los valores calculados a partir de $w > 1$. Esto se debe a que el pulso ya no puede considerarse deltiforme para ese valor del bombeo (ver secc.VI.3.2).

la predicha por cualquiera de los dos métodos. Esto sucede porque deja de cumplirse VI.5 y el bombeo repuebla el nivel excitado durante el pasaje del pulso, aumentando su energía de salida. En la tabla VI.1 se muestran algunos valores típicos.

Como se ve, la E(medida) se separa rápidamente de los valores predichos a medida que VI.5 deja de cumplirse. Una estimación de la energía adicional que proporciona el bombeo durante el pasaje del pulso sale sencillamente de hacer:

$$E(\text{total}) / E(\text{instantánea}) = 1 + (T_{\text{pulso}}/T_{\text{típico}}) \quad \text{VI.6}$$

Como E_{ap} es proporcional a j , el primer miembro de VI.6 es igual al cociente entre el j que sale de la medición directa y el j calculado a partir del ASE, lo que se muestra en la sexta columna de la Tabla VI.1. El segundo miembro de VI.6 aparece en la séptima columna para $T_{\text{pulso}} = 0.6 \text{ ns}$, observándose una buena concordancia.

VI.5 Comentarios.

En este capítulo se ha medido la energía aprovechable en un DLA en forma directa, encontrándose un excelente ajuste con la curva deducida a partir de la medición del ASE (cap.IV), mejor que con la curva surgida de la simulación numérica (cap.II). También se ha encontrado una adecuada explicación para la discrepancia que se observa para bombeos altos. Debe señalarse que, dentro del rango de bombeos empleado y de la limitada resolución temporal del sistema de medición, el repoblamiento no produjo un ensanchamiento del pulso.

Ya no desde el punto de vista de la corroboración de los modelos teóricos de los capítulos II, III y IV, sino del de la construcción

T A B L A VI.1

Re poblamiento durante el pasaje del pulso. Valores de j medidos y deducidos a partir de la medición del ASE, para varios valores del bombeo. El j medido se aparta del valor teórico a medida que el tiempo de repoblamiento se hace menor que la duración del pulso (en la séptima columna, $T_{\text{pulso}} = 0.6 \text{ ns}$).

w	i	Trepobl. (ns)	$j(\text{med.})$	$j(\text{ASE})$	$\frac{j(m)}{j(\text{ASE})}$	$\frac{T_{\text{pul.}}}{T_{\text{rep.}}} + 1$
.36	.004	15.2	4.9	4.9	1.0	1.0
.73	1.51	2.5	11	11	1.0	1.2
1.6	6.4	.68	23.3	12.4	1.9	1.9
3.0	15.1	.30	42.3	13.3	3.2	3.0
5.8	35.8	.13	78.6	14.1	5.6	5.5

de equipos, puede decirse que se ha montado un sistema oscilador -
- amplificador de láser de colorantes que genera pulsos de 0.6 a 0.8
ns de duración FWHM (por el método de oscilaciones de relajación) y
hasta 0.2 mJ de energía ($p=40$) a 3 Hz, centrados en 570 nm y 1 nm de
ancho de línea.

CONCLUSIONES

En el comienzo de este trabajo se ha hecho una breve revista de los modelos sobre DLA, indicándose la severa discrepancia que presentan sus predicciones con los resultados experimentales. Esta se debe esencialmente a suponer un sistema de ecuaciones de partida erróneas, producto de una concepción incorrecta de la geometría de propagación del ASE, la que conduce a una subestimación del papel del ASE en el despoblamiento del sistema y por lo tanto a una subestimación de las pérdidas (cap.I).

Se propuso un nuevo sistema de ecuaciones (ecs.II.5-6), que presenta una excelente concordancia entre los valores que surgen de su resolución numérica y los resultados de mediciones cuidadosas de la ganancia de pequeña señal, perfil espacial de la inversión de población con y sin señal de entrada y ASE total emitido en función del bombeo. Esto permite concluir que es la geometría empleada (fundamentalmente) y la aproximación de estado estacionario (en menor medida), ambas aproximaciones hechas en los modelos anteriores, la causa de la discrepancia mencionada. Los modelos más complicados propuestos en otros trabajos son innecesarios para una satisfactoria descripción del sistema. Vale la pena repetir que el modelo presentado en esta parte de la Tesis (cap.II) no emplea parámetros de ajuste, a diferencia de los modelos más complicados recién mencionados.

El sistema de ecuaciones II.5-6 puede considerarse así como la descripción correcta y esencialmente completa de un DLA.

Como la resolución del sistema de ecuaciones II.5-6 requiere un largo tiempo de cómputo, no es un modelo fácilmente manejable para

el diseño de DLA. Un primer modelo simplificado, deducido a partir de las ecuaciones de Ganiel et al. reproduce los valores que se obtienen de la resolución numérica de estas ecuaciones. Por supuesto, este modelo simplificado comparte con las predicciones numéricas de Ganiel et al. el presentar una severa discrepancia con los resultados experimentales. Sin embargo, si se deja libre el parámetro I_0 (que está relacionado con el peso del ASE en la evolución del sistema) es posible obtener un buen ajuste.

Suponiendo que instante a instante vale la aproximación $dN_1/dt=0$, (aproximación cuasiestática) es posible calcular una serie de propiedades dinámicas del sistema. Una análisis detallado de la aproximación $dN_1/dt=0$ permite concluir que ésta es válida sólo cuando hay señal inyectada que satura el amplificador (rango de "señal dominante") o el bombeo es muy elevado ($>10^9 \text{ s}^{-1}$), caso este último que no es de interés práctico si no hay señal inyectada, ya que en ese rango la mayor parte de la energía entregada se perdería en forma de ASE.

Las predicciones de este primer modelo simplificado con parámetro de ajuste se compararon con los resultados experimentales y con los de la resolución numérica completa del sistema de ecuaciones correcto (ecs. II.5-6). Se estudió el caso de la ganancia integrada o ganancia en energía en función del bombeo para todo el rango de intensidades de señal de entrada (saturante y no saturante), en función del retraso entre pulsos y también la forma del pulso amplificado, obteniéndose una satisfactoria concordancia con los resultados experimentales.

Es posible concluir así que el modelo simplificado que emplea la aproximación cuasiestática y el parámetro de ajuste I_0 permite predecir con razonable precisión el comportamiento de un DLA cuando la

señal inyectada domina la evolución del sistema. Esta es la situación corriente cuando se amplifican pulsos de ns de duración, por lo que este modelo es una herramienta muy útil para el diseño de DLA "convencionales" (cap.III).

Para ajustar el valor de I_0 es necesario hacer una medición de la ganancia de pequeña señal, lo que no es muy fácil de hacer experimentalmente, o bien resolver numéricamente el sistema de ecuaciones II.5-6. Es deseable tener alguna otra manera, más fácil y más rápida, de conocer la ganancia de pequeña señal. Además, es de especial interés contar con un modelo simplificado para el caso en que es el ASE el que domina la evolución del sistema. Este caso corresponde a la amplificación no saturada (o sea ganancia de pequeña señal) y a la amplificación de pulsos mucho más cortos que el de bombeo.

Las aproximaciones que llevan al modelo simplificado anterior ya no son válidas pero, a partir de las ecuaciones correctas II.5-6 es posible deducir una segunda expresión simplificada, sin parámetros de ajuste, que permite conocer la ganancia de pequeña señal de un DLA a partir de la medición del ASE emitido. Se ha propuesto la imagen de que el DLA es una especie de "computadora analógica", cuya salida es el ASE, y que se modela a sí misma. Esta computadora resuelve el problema 10^{44} veces más rápido que la simulación numérica y proporciona resultados más precisos, como se comprueba al hacer la verificación experimental directa (cap.VI).

El modelo vale para toda configuración del bombeo, pero en el caso de bombeo transversal el número de variables involucradas permite trazar curvas universales en función de parámetros adimensionalizados (cap.IV).

El uso de estas curvas en el diseño de cadenas de DLA permite concluir que es posible reducir muy significativamente los requerimientos de energía de bombeo si se optimiza su diseño de acuerdo a los criterios expuestos. Se reduce además el nivel de ASE disperso, lo que facilita la aislación entre las diversas etapas (cap.V).

Este modelo simplificado es extraordinariamente fácil de usar: cubriendo parte de la zona bombeada con una pantalla (de modo de acortar el L efectivo) es posible variar fácilmente el parámetro p y levantar así rápidamente un juego de curvas universales para el colorante, celda y configuración particulares del caso, en las condiciones reales de trabajo. Si el pulso a amplificar es más corto que 1 ns , estas curvas permiten optimizar el diseño del DLA, encontrando los valores del bombeo y concentración que permiten alcanzar la ganancia mayor con menores pérdidas, ya sea que se requiera o no saturar el amplificador.

Las predicciones de este segundo modelo simplificado se verificaron midiendo directamente la amplificación de pulsos de 0.6 ns generados por oscilaciones de relajación. Se obtuvo una excelente concordancia dentro del rango de bombeos accesible con el pulso de entrada disponible verificándose además la superioridad de las predicciones de la "computadora analógica" por sobre las de la simulación numérica (cap.VI).

Si el pulso a amplificar es de duración de ns o más, las curvas universales permiten calcular el valor del parámetro de ajuste I_0 para cada caso y a partir de ahí, mediante la aproximación cuasiestática, calcular cualquier característica del pulso amplificado.

Es posible, a partir de los modelos presentados, calcular rápidamente y con precisión los valores esperables de ganancia saturada y

no saturada, de forma del pulso amplificado en función del bombeo, señal y retraso entre pulsos, de ASE emitido (total y su dependencia temporal), etc. Toda esta es información de gran interés que no era posible obtener con los modelos anteriores a este trabajo. En particular, el conocer la verdadera distribución espacial de la inversión de población dentro del DLA permite avanzar sobre el problema de la deformación (en especial, el ensanchamiento) de pulsos ultracortos durante su amplificación. Este es un problema crucial en la actual tecnología de procesos ultrarrápidos.

La información que se desprende de las curvas de diseño es especialmente valiosa: permite construir, empleando energías de bombeo un orden de magnitud menores, cadenas de DLA con igual energía de salida que las construidas en laboratorios de mayores recursos. Dadas las limitaciones en equipo existentes en nuestro medio, esto marca la diferencia entre lo que es realizable y lo que sería imposible hacer.

Además de este nada despreciable motivo de orden "local", un empleo apropiado de la energía de bombeo es conveniente aún si no hay limitaciones en el valor accesible de la energía de bombeo. En efecto, aumentar la eficiencia disminuye el nivel de ASE disperso reduciendo el engorroso problema de la aislación entre las distintas etapas de la cadena. Esta aislación suele hacerse insertando celdas con absorbentes saturables, lo que duplica la complejidad del sistema.

En síntesis: se ha encontrado la razón de la discrepancia con la experiencia de los modelos anteriores sobre DLA, proponiéndose un nuevo modelo que proporciona predicciones precisas. Dado que este

nuevo modelo requiere la resolución numérica de un sistema de ecuaciones integro - diferenciales, lo que lo hace poco manejable para el diseño práctico de DLA, se desarrollaron dos modelos simplificados, válidos según si la duración del pulso de la señal de entrada es mucho menor o del orden de la del de bombeo. Ambos modelos simplificados fueron verificados comparándolos con las predicciones del modelo numérico y también directamente con los resultados experimentales.

Puede decirse entonces que se ha dado una solución completa al problema del diseño de DLA.



Lic. Alejandro A. Hnilo.

Tesista



Dr. Eduardo J. Quel.

Director

REFERENCIAS

- ALLEN L. y G.I.Peters; J.Phys.A (Gen.Phys.) Vol.4 p.564 (1971).
- BOR Z.; IEEE J. of Quantum Electron. QE-16 p.517 (1980).
- BOR Z., A.Muller, B.Racz y F.P.Schafer; Appl.Phys. B27 p.9 (parte I)
p.77 (parte II) (1982).
- BOR Z., B.Racz y F.P.Schafer; Sov.J. of Quantum Electron. Vol.12(8)
p.1050 (1982).
- BOR Z. y F.P.Schafer; Appl.Phys. B31 p.1 (1983).
- BURLAMACCHI P., R.Pratesi y R.Salimbeni; Appl. Optics Vol.14 p.1311
(1975).
- CHUANG T.J. y K.B.Eisenthal; Chem. Phys. Lett. Vol.11 p.368 (1971).
- DUJARDIN G. y P. Flamant; Optica Acta Vol.25 p.273 (1978a).
- DUJARDIN G. y P. Flamant; Opt.Comm. Vol.24 p.243 (1978b).
- DUNCANSON J.A. y W.S.Struve; J.Appl.Phys. Vol.52(6) p.3800 (1981).
- FALKENSTEIN W., A.Penzkofer y W.Kaiser; Opt.Comm. Vol.27 p.151
(1978)
- FLAMANT P. y Y.H.Meyer; Opt.Comm. Vol.7 p.146 (1973).
- FLAMANT P.; Opt.Comm. Vol.25 p.247 (1978).
- FORK R.L., B.I.Greene y C.V.Shank; Appl.Phys.Lett.Vol.38 p.671 (1981)
- FORK R.L., C.V.Shank y R.T.Yen; Appl.Phys.Lett. Vol.41 p.223 (1982).
- FORK R.L., C.V.Shank, R.Yen y C.A.Hirllimann; IEEE J. of Quantum
Electron. QE-19 p.500 (1983).

FORK R.L., O.E.Martinez y J.P.Gordon; Optics Lett.Vol.9 p.150 (1984)

GANIEL U., A.Hardy, G.Neumann y D.Treves; IEEE J. of Quantum
Electron. QE-11 p.881 (1975).

GANIEL U. y A.Hardy; Opt.Comm. Vol.19 p.14 (1976a).

GANIEL U., A.Hardy y D.Treves; IEEE J. of Quantum Electron. QE-12
p.704 (1976b).

GRIENEISEN H.P., R.E.Francke y A.Lugo;Appl.Phys. Vol.15 p.281 (1978)

HAAG G., M.Munz y G.Marowsky; IEEE J. of Quantum Electron. QE-19
p.1149 (1983).

HARDY A. y D.Treves; IEEE J. of Quantum Electron. QE-15 p.887 (1979)

HNILD A.A.; Trabajo de Seminario, FCE y N (1979).

JENA VON y H.E.Lessing; en Laser Handbook III, Editor M.L.Stitch,
North-Holland Pub.Comp. (1979).

KETSKEMETY I., Z.Bor, B.Racz y L.Kozma;Opt.Comm.Vol.21 p.25 (1977)

KIM D.M. y C.T.Chen; Opt.Comm. Vol.29 p.91 (1979).

LEHENY R.F. y J.Shah; IEEE J. of Quantum Electron. QE-11 p.70 (1975)

LIN C.; IEEE J. of Quantum Electron. QE-11 p.602 (1975).

LIN C., T.K.Gustafson y A.Dienes; Opt.Comm. Vol.8 p.210 (1973).

LIN C. y C.V.Shank; Appl.Phys.Lett. Vol.26 p.389 (1975).

MEYER Y.H. y P.Flamant; Opt.Comm. Vol.19 p.20 (1976).

MORGAN E.J.; Opt.Comm. Vol.28 p.369 (1979).

MIGUS A., J.L.Martin, R.Astier y A.Orszag; en Picosecond Phenomena

- II p.59, Series in Chemical Physics 14, Springer Verlag (1980).
- MIGUS A., C.V.Shank, E.P.Ippen y R.L.Fork; IEEE J. of Quantum Electron. QE-18 p.101 (1982).
- NAGASHIMA K. y T.Asakura; IEEE J. of Quantum Electron. QE-16 p.699 (1980).
- NAROVLANSKAYA N.M. y E.A.Tihkonov; Sov.J. of Quantum Electron. 8(2) p.173 (1978).
- NEW G.H.C.; Opt.Comm. Vol.6 p.188 (1972).
- NEW G.H.C., K.E.Orkney y M.J.W.Nock; Optical and Quantum Electron. Vol.8 p.425 (1976).
- PENZKOFER A. y W.Falkenstein; Optical and Quantum Electron. Vol.10 p.399 (1978).
- REYZER K.C. y L.W.Casperson; J.Appl.Phys. Vol.51 p.6083 (1980).
- RUBINOV A.N., B.A.Bushuk, A.A.Murav'ov y P.Stupak; Appl.Phys B30 p.99 (1983).
- SAHAR E., D.Treves y I.Wieder; Opt.Comm. Vol.16 p.124 (1976).
- SCHAFER F.P.; en Dye Lasers 2a.Ed., Springer Verlag (1977).
- SCHUURMANS M.F.H.; Opt.Comm. Vol.34 p.185 (1980).
- SCHMIDT A.J.; Opt.Comm. Vol.14 p.287 (1975).
- SHANK C.V.; Postdeadline submission to CLEO 85, Laser Focus Vol.21 n.5 p.10 (May 1985).
- SHAPIRO S.L.; en Picosecond Phenomena, Editores: C.V.Shank, E.P.Ippen y S.L.Shapiro, Springer Verlag (1978).
- SNAVELY B.B.; Proc. of the IEEE Vol.57 p.1374 (1969).
- SOROKIN P.P., J.R.Lankard, E.C.Hammond y V.L.Moruzzi; IBM J.Res. Develop. Vol.II p.130 (1967).

URISU T., T.Sugeta y Y.Mizushima; J.Appl.Phys. Vol.51 p.904 (1980).

WALLENSTEIN R. y T.W.Hansch; Opt.Comm. Vol.14 p.353 (1975).

WU C.Y. y J.R.Lombardi; IEEE J.of Quantum Electron. QE-9 p.26 (1973).

WYATT R.; Appl.Phys. Vol.21 p.353 (1980).

YAROSHENKO O.J. y K.I.Rudik; Sov.J. of Quantum Electron. Vol.11(3)
p.354 (1981).

NOTA: Al final del texto de esta Tesis (después de los Apéndices) se incluyen copias de las referencias que están subrayadas.

APENDICE 1

DESCRIPCION DE LOS PROGRAMAS DE CALCULO NUMERICO.

Durante el trabajo de Tesis se confeccionaron y utilizaron muchos programas distintos, según qué datos se querían conocer o qué parámetros se variaban. Básicamente, se emplearon tres tipos de programas:

1) Un programa que resuelve las ecuaciones de Ganiel et al. (ecs. I.1-4) pero incluyendo además la evolución temporal del sistema. Este programa no tiene interés práctico, ya que produce resultados erróneos (reproduce los de Ganiel et al.). Vale la pena comentarlo, sin embargo, pues fue la base de los programas posteriores.

2) Un programa que resuelve el sistema de ecuaciones II.5-6, que es el que se usó para calcular la ganancia integrada en energía en función de varios parámetros del sistema, y es la fuente de la mayor parte de los resultados del capítulo II.

3) Una simplificación del largo programa (2) para el caso en que no hay señal de entrada, y que proporciona directamente el valor de j . Este es el programa que se utilizó para trazar las curvas de los capítulos IV, V y VI.

En las siguientes secciones se describe cada uno de los programas en detalle. Todos fueron escritos en lenguaje FORTRAN IV y corridos en la computadora DIGITAL PDP-11/60 de CITEFA.

A1.1 PROGRAMA AMP6BA

A1.1.1 Idea general del programa AMP6BA.

El programa es una simulación numérica del sistema de ecuaciones

diferenciales acopladas I.1-4, con condiciones de contorno dadas por la forma de los pulsos de bombeo y entrada.

Consta básicamente de dos DO, uno dentro del otro. El DO principal, exterior, cuenta el tiempo en intervalos DT , y el DO interior la distancia de 0 a L (el largo del medio activo) en segmentos DX . Tanto DT como DX son lo bastante pequeños para que las derivadas puedan aproximarse por cocientes incrementales. El tamaño apropiado de estos diferenciales se ajustó corriendo el programa y achicando su valor a la mitad hasta que los resultados obtenidos usando $DX/2$, $DT/2$ no difirieran de los obtenidos usando DX , DT .

Para un valor del tiempo (el contador T del DO exterior) determinado, las subrutinas $W3$ y $S03$ calculan respectivamente el bombeo y la señal de entrada, de acuerdo a las expresiones de las formas de pulso II.7-8. Sin variar el valor de T , el DO interior calcula la señal y el ASE que se propaga acompañándola barriendo el largo de la celda en el mismo sentido de la propagación de la señal. $I_s(x+dx)$ y $I^+(x+dx)$ se calculan a partir de los valores inmediatamente "a su izquierda" (o sea, los valores de la "vuelta" anterior del DO interior) $I_s(x)$, $I^+(x)$.

Un problema surge para el cálculo de $I^-(x)$, que se propaga en sentido contrario. A medida que la variable x va de 0 a L , una variable $y=L-x$ va de L a 0, y I^- se hace función de y . Para poder hacer esto, se guardan en un vector auxiliar los valores $I^-(y)$ de la vuelta anterior del DO temporal.

Luego de calcular los campos, se ajusta la inversión de población para ese valor de x usando los valores de $I^+(x)$ y $I_s(x)$ recién calculados y el valor de $I^-(x)$ guardado en el vector, que es el calculado en la vuelta anterior (del DO temporal) para la primera mitad

de la celda, y el recién calculado para la segunda mitad. Esta asimetría no introduce desviaciones significativas para DX, DT lo bastante pequeños.

Cuando se llega a L, Is es Is(L,t), que se suma al Is(L,t-dt) para tener la energía total del pulso de salida. Luego se incrementa el DO exterior un paso y se recomienza. Cuando el DO exterior llega al valor de tiempo límite fijado, el programa finaliza o bien da paso a un DO más exterior, que varía por ejemplo la señal de entrada, para ir trazando una curva como las de la fig.III.1.

A1.1.2 Descripción del listado de AMP6BA.

Las líneas 1-5 abren archivos, dimensionan los vectores y determinan el tipo de variables. De los archivos de salida, GAN.DAT es un archivo de control, muy similar en todos los programas utilizados. PULS.DAT es la forma del pulso de salida en un formato apropiado para ser graficado en un plotter, y RN1.LST es la inversión de población. Este último archivo se lista sólo cuando aparece algún problema, como una oscilación de los valores de salida o un overflow, para detectar la causa de lo ocurrido (en general, un valor demasiado grande de DX ó DT).

De la línea 5 a la 15 se entran los datos, en este orden:

(números reales:)

WP: valor de pico del primer valor de bombeo a ser calculado (hay la posibilidad de ir "barriendo" el bombeo, ver más adelante), en s^{-1} .

SP0: es 1/10 del valor de pico del primer valor de la señal de entrada a ser calculado, dividido por el factor DL, en $s^{-1} cm^{-2}$.

C1: Parámetro del sistema físico. Es la inversa del tiempo de fluorescencia T en s^{-1} .

C3: Parámetro del sistema físico, es igual a ϕ/T en s^{-1} .

SEML: sección eficaz de emisión para la longitud de onda de la señal de entrada, en cm^2 .

SEMM: ídem, valor promediado discutido en secc.II.1.

SO1L: sección eficaz de absorción para la longitud de onda de la señal de entrada.

SO1M: ídem, valor promediado discutido en secc.II.1.

(números enteros:)

TIE: límite del DO exterior, límite en el tiempo (en múltiplos de DT).

LF: paso del incremento en la variación del retraso entre el pulso de bombeo y el de señal. Es posible "barrer" el retraso para trazar curvas como la de la fig.III.4 (ver más adelante).

LIM: límite del DO interior, es el número de segmentos en que se divide el largo del medio activo.

TW: duración TOTAL del pulso de bombeo (no su duración FWHM), en unidades de DT.

TS: tiempo de trepada del pulso de señal, en unidades de DT.

R: radio de la zona activa, según la adimensionalización $R = r.LIM/L$.

NSP: límite del DO que varía la señal de entrada.

NWP: ídem, del que varía el bombeo.

ND: ídem, del que varía el retraso.

F: valor inicial del retraso entre pulsos.

(números reales:)

DL } factores de escala, en general se tomaron iguales a 10^{20} .
DR }

DX: longitud del diferencial espacial multiplicado por la concentración del colorante, o sea $DX = L.N/LIM$.

DT: duración del diferencial temporal, directamente en segundos. Su valor típico va de 5 a 55 ps.

El programa permite hacer varias corridas sucesivas variando el bombeo, la señal de entrada o el retraso entre ambos, independientemente. Con ese fin hay tres DO uno dentro del otro (líneas 15-21). El bombeo se varía en múltiplos del valor de pico ingresado inicialmente (línea 18), el retraso con incrementos fijos LF a partir de un valor de retraso inicial F (1.73) y la señal de entrada de a décadas del valor inicial SFO (1.21). Los valores empleados en cada corrida quedan registrados en el archivo de control (1.22-23).

En las líneas 24-36 se blanquean vectores y variables que pudieran haber quedado cargados de corridas anteriores (cuando se usan los DO que barren los parámetros).

El cálculo propiamente dicho comienza con el DO exterior en la línea 37. El contador T indica el tiempo en múltiplos de DT.

Los carteles indican el cálculo de cada una de las variables del sistema, por transcripción directa de las ecs. I.1-4 a cocientes incrementales. La expresión "RUIDO MAS" significa $I^+(x,t)$ y "RUIDO MENOS" $I^-(x,t)$.

La función S03 calcula $I_s(0,t)$ para un cierto valor de tiempo de trepada, TS, y de valor de pico SP. La función W3 da el valor del bombeo en cada instante en función de la duración del pulso, TW, y el retraso F con la señal. G(J,LIM,R) es el factor geométrico $g(x)$ usado por Ganiel et al.

Cada vez que T es igual a la variable L (que toma valores múltiplos de 20) se escribe una línea en el archivo de control (1. 55), que contiene la siguiente información: valor de bombeo para ese valor de T (WS), ídem, de la señal de entrada (SU) y salida (SE), el

ASE $I^+(L,t)$ (o sea RA) y $I^-(0,t)$ (o sea RE), y 9 puntos equiespaciados de la distribución espacial de la inversión de población $N_1(x,t)$ para ese valor de T.

La forma del pulso amplificado se escribe en un formato conveniente para su graficación (1.59-63). "IT" es un "fusible" para salir del DO exterior si el programa se hace demasiado largo. El cálculo propiamente dicho termina en la línea 66, el resto son formatos de las salidas. Las funciones W3,S03,G, son transcripciones directas de sus expresiones matemáticas.

A1.1.3. Uso del programa AMP6BA y descripción de la salida.

Supóngase que se desea correr el programa para $W = 10^7 \text{ s}^{-1}$, un retraso entre pulsos de 2 ns y varios valores de señal de entrada, empezando con $10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, para un DLA de Rodamina 6G concentración 0.005 M en etanol en una celda de 1 cm de largo; es decir, que se quiere trazar la curva C de la figura III.1. Se supone que las formas de los pulsos están representadas adecuadamente por las expresiones II.7 y II.8. Se decide dividir la celda en 100 partes y el diferencial temporal se toma de 33.3 ps (estos valores deben achicarse si en el archivo de control aparece alguna oscilación rápida de los valores o hay un overflow).

Luego de la orden RUN el programa escribe en la terminal en que se está trabajando el cartel de la línea 7 y se queda esperando los datos, que deben ser entrados en el orden de los ACCEPT de líneas 8, 10 y 12, o sea escribir, exactamente:

```
1.E7,1.E-3,1.51E-12,1.82E8,1.8E-16,1.96E-16,1.44E-18,1.E-18 <CR>
480,0,100,480,90,2,8,1,1,60 <CR>
1.E20,1.E20,3.E16,3.333E-11 <CR>
```

AMP6BA.FTN;1

/F77/OF/TR:BLOCKS/WR

```

C      PROGRAMA AMP6BA.FTN
C      OBJETO: Calcula la ganancia de una etapa amplificadora de laseres
C              de colorantes.
C      SUBPROGRAMAS: NO
C      ARCHIVO DE ENTRADA: NO
C      ARCHIVO DE SALIDA: GAN.DAT; PULS.DAT
C      ANALISTA-PROGRAMADOR: Alejandro Huilo.
C      LENGUAJE: FORTRAN-IV
C      NO HAY OTROS REQUERIMIENTOS ESPECIALES.
C
C
0001      DIMENSION RN1(2001),RE(2001),SUM(2001),FUL(2001)
0002      INTEGER T,TIE,F,TW,TS,R
0003      CALL ASSIGN(3,'GAN.DAT')
0004      CALL ASSIGN(4,'PULS.DAT')
0005      CALL ASSIGN(2,'RN1.LST')
0006      TYPE 10
0007      10  FORMAT(' ENTRAR DATOS,WP,SPD,C1,C3,SEML,SEMM,SOIL,SOIM,,TIE,
C          2  LF,LIM,TW,TS,R,NSP,NWP,ND,F,,DL,DR,DX,DT')
0008      ACCEPT 20, WP,SPD,C1,C3,SEML,SEMM,SOIL,SOIM
0009      20  FORMAT(1X,8E9.6)
0010      ACCEPT 25, TIE,LF,LIM,TW,TS,R,NSP,NWP,ND,F
0011      25  FORMAT(1X,6I5,5I3)
0012      ACCEPT 26, DL,DR,DX,DT
0013      26  FORMAT(1X,4E9.6)
0014      WRITE(3,30) WP,SPD,C1,C3,SEML,SEMM,SOIL,SOIM,TIE,LF,LIM,TW,
C          2  TS,R,NSP,NWP,ND,F,DL,DR,DX,DT
0015      30  FORMAT(1X,1P8E12.3,/,10I6,1P4E10.3)
C
C      VARIAR BOMBEO
0016      WPO=WP
0017      DO 42 IWP=1,NWP
0018      WP=WPO*IWP
C
C      VARIAR DELAY
0019      DO 43 ID=1,ND
C
C      VARIAR SENAL ENTRADA
0020      DO 40 ISP=1,NSP
0021      SP=SPD*(10**ISP)
0022      WRITE(3,100) WP,SP,F
0023      100  FORMAT(1X,/,/'BOMBEO=',1PE10.4,' SENAL=',1PE10.4,' DELAY=',I5,
C          3  /,/'BOMBEO',3X,/' ENT',4X,/' SAL',4X,/' RMAS',5X,/'RMENOS',/)
C
C      BLANQUEO DE ARRAYS Y DE E/S
0024      ENT=0
0025      SAL=0
0026      DO 50 I=1,LIM+1
0027      RN1(I)=0
0028      SUM(I)=0
0029      50  RE(I)=0
C
0030      I1=LIM/3
0031      I2=LIM/2
0032      I3=LIM*2/3

```

```

0033      L=L+20
0034      X=0
0035      Y=0
0036      WRITE(4,101)X,Y
C
0037      COMIENZO DEL CALCULO
0038      DO 60 T=1,TIE
0039      SE=S03(T,TS,SE)
0040      SU=SE
0041      RA=0
0042      ENT=ENT+SE
C
0043      INTEGRO LA SENAL
0044      DO 70 I=2,LIM
C
0045      CALCULO DE SENAL
0046      J=I-1
0047      AUX=(SEML*RN1(J)*SE-SO1L*(1-RN1(J))*SE)
0048      SE=SE+DX*AUX
C
0049      CALCULO DE RUIDO MAS
0050      AUX=(SEMM*RN1(J)*RA+CI*RN1(J)*G(J,LIM,R)-SO1M*(1-RN1(J))*RA)
0051      RA=RA+DX*AUX
C
0052      CALCULO DE RUIDO MENOS
0053      K=LIM-I+2
0054      AUX=(SEMM*RN1(K)*RE(K)-SO1M*(1-RN1(K))*RE(K)+RN1(K)*CI*
C
0055      G(J,LIM,R))
0056      RE(K-1)=RE(K)+DX*AUX
C
0057      CALCULO DE RN1
0058      WS=W3(T,TW,WF,F)
0059      SUM(I)=SUM(I)+RN1(I)/(4*TS+F)
0060      RN1(I)=RN1(I)+DT*(W3(T,TW,WF,F)*(1-RN1(I))-C3*RN1(I)-RN1(I)*
2
0061      (SEML*SE*DL+SEMM*DR*(RA+RE(I)))+(1-RN1(I))*(SO1L*SE*DL+SO1M*
3
0062      DR*(RA+RE(I))))
0063      IF(T.NE.L) GO TO 65
0064      WRITE(3,91) WS,SU,SE,RA,RE(1),RN1(2),RN1(LIM/8),RN1(LIM/4),
2
0065      RN1(3*LIM/8),RN1(LIM/2),RN1(5*LIM/8),RN1(3*LIM/4),RN1(7*LIM/8),
3
0066      RN1(LIM)
0067      91  FORMAT(1X,1P14E9.2)
0068      L=L+20
0069      65  SAL=SAL+SE          !INTEGRA SALIDA
0070      FUL(T)=SE
0071      X=1
0072      Y=FUL(T)
0073      WRITE(4,101)X,Y
0074      101  FORMAT(2E)
0075      IT=TW*F
0076      IF(T.GT.IT) GO TO 61
0077      60  CONTINUE
0078      D  WRITE(2,220) (RN1(I), I=1,LIM)
0079      220  FORMAT(1X,1P10E8.1)
C
0080      61  GAN=SAL/ENT
0081      80  FORMAT(1X,'GANANCIA= ',1PE24.4)
0082      WRITE(3,80) GAN
0083      CALL CLOSE(4)
0084      40  CONTINUE
0085      43  F=F+LF
0086      42  CONTINUE

```

AMP6BA.FTN;1

/F77/OF/TR:BLOCKS/WR

```

0075      TYPE 200
0076      200      FORMAT(1X,/, 'TERMINO PROGRAMA GAN, LISTAR  GAN.DAT')
0077      STOP
0078      END

```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	003564 954	RW,I,CON,LCL
\$PDATA	000626 203	RW,D,CON,LCL
\$VARS	076634 16076	RW,D,CON,LCL
\$STEMPS	000026 11	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 103274 17246

AMP6BA.FTN#1

/F77/DP/TR:BLOCKS/WR

```
0001      FUNCTION G(M,LIM,J)
0002      A=LIM-H
0003      B=J
0004      G=(1-(A/SQRT(A**2+B**2)))/2
0005      RETURN
0006      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size		Attributes
\$CODE1	000114	38	RW,I,CON,LCL
\$IDATA	000004	2	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000010	4	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 000130 44

```
0001      FUNCTION S03(T,TS,SP)
0002      INTEGER T,TS
0003      I=T
0004      IF(I.LE.0) GO TO 11
0005      S03=SP*I*EXP(0.5-(I/(TS*1.414))**2)/TS
0006      RETURN
0007  11      S03=0
0008      RETURN
0009      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	000164 58	RW,I,CON,LCL
\$FDATA	000004 2	RW,D,CON,LCL
\$IDATA	000004 2	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000002 1	RW,D,CON,LCL
\$TEMPS	000010 4	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated 000206 67

AMP&BA.FTN;1

/F77/OF/TR:BLOCKS/WR

```
0001      FUNCTION W3(T,TW,WF,F)
0002      INTEGER T, TW,F
0003      IX=T-F
0004      IF(IX.GE.TW) GO TO 41
0005      IF(IX.LE.0) GO TO 41
0006      X=6.2832*(IX-(TW/2))/TW
0007      IF(X.EQ.0) GO TO 51
0008      W3=WF*((SIN(X)/X)**2)
0009      GO TO 61
0010 41      W3=0
0011      GO TO 61
0012 51      W3=WF
0013 61      CONTINUE
0014      RETURN
0015      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size		Attributes
\$CODE1	000210	68	RW,I,CON,LCL
\$FDATA	000004	2	RW,D,CON,LCL
\$IDATA	000004	2	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000006	3	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated 000226 75

1.000E+07 1.000E-03 1.510E-12 1.820E+08 1.800E-16 1.961
 480 0 100 480 90 2 8 1 1 60 1.000E+07

OMBED=1.0000E+07 SENAL=1.0000E-02 DELAY= 60

OMBED	ENT	SAL	RNAS	RMENDS				
6.08E+04	0.00E-01	0.00E-01	5.67E-01	5.67E-01	1.82E-05	1.82E-05	1.82E-05	1.82E-05
3.65E+05	0.00E-01	0.00E-01	4.70E+00	4.70E+00	1.51E-04	1.51E-04	1.51E-04	1.51E-04
9.01E+05	0.00E-01	0.00E-01	1.66E+01	1.66E+01	5.30E-04	5.29E-04	5.29E-04	5.29E-04
1.71E+06	3.57E-03	9.26E-05	4.12E+01	4.12E+01	1.29E-03	1.29E-03	1.29E-03	1.29E-03
2.78E+06	6.64E-03	3.47E-04	8.37E+01	8.37E+01	2.57E-03	2.57E-03	2.57E-03	2.57E-03
4.05E+06	8.80E-03	1.28E-03	1.51E+02	1.51E+02	4.44E-03	4.43E-03	4.43E-03	4.43E-03
5.45E+06	9.87E-03	5.50E-03	2.52E+02	2.52E+02	6.93E-03	6.93E-03	6.93E-03	6.93E-03
6.84E+06	9.88E-03	2.82E-02	4.18E+02	4.18E+02	9.99E-03	1.00E-02	1.00E-02	1.00E-02
8.11E+06	9.04E-03	1.64E-01	7.98E+02	7.98E+02	1.35E-02	1.35E-02	1.35E-02	1.35E-02
9.12E+06	7.65E-03	9.66E-01	2.34E+03	2.35E+03	1.72E-02	1.73E-02	1.73E-02	1.73E-02
9.77E+06	6.03E-03	4.84E+00	1.06E+04	1.08E+04	2.03E-02	2.08E-02	2.11E-02	2.11E-02
1.00E+07	4.46E-03	1.38E+01	3.88E+04	4.05E+04	2.00E-02	2.28E-02	2.43E-02	2.43E-02
9.77E+06	3.10E-03	1.54E+01	6.60E+04	6.87E+04	1.56E-02	2.17E-02	2.63E-02	2.63E-02
9.12E+06	2.03E-03	9.75E+00	6.84E+04	7.06E+04	1.24E-02	1.87E-02	2.63E-02	2.63E-02
8.11E+06	1.25E-03	5.00E+00	5.96E+04	6.11E+04	1.11E-02	1.62E-02	2.63E-02	2.63E-02
6.84E+06	7.33E-04	2.24E+00	4.70E+04	4.81E+04	1.07E-02	1.47E-02	2.52E-02	2.52E-02
5.45E+06	4.05E-04	8.73E-01	3.36E+04	3.43E+04	1.05E-02	1.38E-02	2.39E-02	2.39E-02
4.05E+06	2.12E-04	2.91E-01	2.15E+04	2.20E+04	1.04E-02	1.33E-02	2.25E-02	2.25E-02
2.78E+06	1.05E-04	8.10E-02	1.23E+04	1.26E+04	1.02E-02	1.27E-02	2.10E-02	2.10E-02
1.71E+06	4.95E-05	1.88E-02	6.30E+03	6.43E+03	9.87E-03	1.21E-02	1.95E-02	1.95E-02
9.01E+05	2.21E-05	3.69E-03	3.03E+03	3.07E+03	9.27E-03	1.12E-02	1.78E-02	1.78E-02
GANANCIA=			7.217E+02					

OMBED=1.0000E+07 SENAL=1.0000E-01 DELAY= 60

OMBED	ENT	SAL	RNAS	RMENDS				
6.08E+04	0.00E-01	0.00E-01	5.67E-01	5.67E-01	1.82E-05	1.82E-05	1.82E-05	1.82E-05
3.65E+05	0.00E-01	0.00E-01	4.70E+00	4.70E+00	1.51E-04	1.51E-04	1.51E-04	1.51E-04
9.01E+05	0.00E-01	0.00E-01	1.66E+01	1.66E+01	5.30E-04	5.29E-04	5.29E-04	5.29E-04
1.71E+06	3.57E-02	9.26E-04	4.12E+01	4.12E+01	1.29E-03	1.29E-03	1.29E-03	1.29E-03
2.78E+06	6.64E-02	3.47E-03	8.37E+01	8.37E+01	2.57E-03	2.57E-03	2.57E-03	2.57E-03
4.05E+06	8.80E-02	1.28E-02	1.51E+02	1.51E+02	4.44E-03	4.43E-03	4.43E-03	4.43E-03
5.45E+06	9.87E-02	5.50E-02	2.52E+02	2.52E+02	6.93E-03	6.93E-03	6.93E-03	6.93E-03
6.84E+06	9.88E-02	2.82E-01	4.18E+02	4.18E+02	9.99E-03	1.00E-02	1.00E-02	1.00E-02
8.11E+06	9.04E-02	1.64E+01	7.98E+02	7.98E+02	1.35E-02	1.35E-02	1.35E-02	1.35E-02
9.12E+06	7.65E-02	9.66E+00	2.34E+03	2.35E+03	1.72E-02	1.73E-02	1.73E-02	1.73E-02
9.77E+06	6.03E-02	4.84E+01	1.06E+04	1.08E+04	2.03E-02	2.08E-02	2.11E-02	2.11E-02
1.00E+07	4.46E-02	1.38E+02	3.88E+04	4.05E+04	2.00E-02	2.28E-02	2.43E-02	2.43E-02
9.77E+06	3.10E-02	1.54E+02	6.59E+04	6.87E+04	1.56E-02	2.17E-02	2.63E-02	2.63E-02
9.12E+06	2.03E-02	9.74E+01	6.83E+04	7.05E+04	1.24E-02	1.87E-02	2.63E-02	2.63E-02
8.11E+06	1.25E-02	5.00E+01	5.95E+04	6.11E+04	1.11E-02	1.62E-02	2.63E-02	2.63E-02
6.84E+06	7.33E-03	2.24E+01	4.69E+04	4.81E+04	1.07E-02	1.47E-02	2.52E-02	2.52E-02
5.45E+06	4.05E-03	8.73E+00	3.35E+04	3.43E+04	1.05E-02	1.38E-02	2.39E-02	2.39E-02
4.05E+06	2.12E-03	2.90E+00	2.15E+04	2.20E+04	1.04E-02	1.33E-02	2.25E-02	2.25E-02
2.78E+06	1.05E-03	8.10E-01	1.23E+04	1.26E+04	1.02E-02	1.27E-02	2.10E-02	2.10E-02
1.71E+06	4.95E-04	1.88E-01	6.30E+03	6.43E+03	9.87E-03	1.21E-02	1.95E-02	1.95E-02
9.01E+05	2.21E-04	3.69E-02	3.02E+03	3.07E+03	9.27E-03	1.12E-02	1.78E-02	1.78E-02
GANANCIA=			7.1963E+02					

OMBED=1.0000E+07 SENAL=1.0000E+00 DELAY= 60

1.440E-18 1.000E-18
0E+20 3.000E+16 3.333E-11

.82E-05	1.82E-05	1.82E-05	1.82E-05	1.82E-05	1.82E-05
.51E-04	1.51E-04	1.51E-04	1.51E-04	1.51E-04	1.51E-04
.29E-04	5.29E-04	5.29E-04	5.29E-04	5.29E-04	5.30E-04
.29E-03	1.29E-03	1.29E-03	1.29E-03	1.29E-03	1.30E-03
.57E-03	2.57E-03	2.57E-03	2.57E-03	2.57E-03	2.57E-03
.43E-03	4.43E-03	4.43E-03	4.43E-03	4.43E-03	4.44E-03
.93E-03	6.93E-03	6.93E-03	6.93E-03	6.93E-03	6.93E-03
.00E-02	1.00E-02	1.00E-02	1.00E-02	1.00E-02	9.99E-03
.35E-02	1.35E-02	1.35E-02	1.35E-02	1.35E-02	1.35E-02
.74E-02	1.74E-02	1.74E-02	1.73E-02	1.73E-02	1.71E-02
.12E-02	2.12E-02	2.12E-02	2.11E-02	2.09E-02	2.01E-02
.47E-02	2.48E-02	2.47E-02	2.43E-02	2.31E-02	1.94E-02
.76E-02	2.79E-02	2.77E-02	2.64E-02	2.26E-02	1.50E-02
.97E-02	3.03E-02	2.99E-02	2.72E-02	2.03E-02	1.21E-02
.09E-02	3.19E-02	3.12E-02	2.70E-02	1.80E-02	1.10E-02
.12E-02	3.26E-02	3.17E-02	2.62E-02	1.64E-02	1.06E-02
.07E-02	3.24E-02	3.13E-02	2.50E-02	1.53E-02	1.05E-02
.96E-02	3.14E-02	3.03E-02	2.37E-02	1.46E-02	1.04E-02
.79E-02	2.98E-02	2.86E-02	2.22E-02	1.39E-02	1.02E-02
.59E-02	2.76E-02	2.65E-02	2.06E-02	1.32E-02	9.89E-03
.36E-02	2.52E-02	2.42E-02	1.88E-02	1.22E-02	9.29E-03

.82E-05	1.82E-05	1.82E-05	1.82E-05	1.82E-05	1.82E-05
.51E-04	1.51E-04	1.51E-04	1.51E-04	1.51E-04	1.51E-04
.29E-04	5.29E-04	5.29E-04	5.29E-04	5.29E-04	5.30E-04
.29E-03	1.29E-03	1.29E-03	1.29E-03	1.29E-03	1.30E-03
.57E-03	2.57E-03	2.57E-03	2.57E-03	2.57E-03	2.57E-03
.43E-03	4.43E-03	4.43E-03	4.43E-03	4.43E-03	4.44E-03
.93E-03	6.93E-03	6.93E-03	6.93E-03	6.93E-03	6.93E-03
.00E-02	1.00E-02	1.00E-02	1.00E-02	1.00E-02	9.99E-03
.35E-02	1.35E-02	1.35E-02	1.35E-02	1.35E-02	1.35E-02
.74E-02	1.74E-02	1.74E-02	1.73E-02	1.73E-02	1.71E-02
.12E-02	2.12E-02	2.12E-02	2.11E-02	2.09E-02	2.01E-02
.47E-02	2.48E-02	2.47E-02	2.43E-02	2.31E-02	1.94E-02
.76E-02	2.79E-02	2.77E-02	2.64E-02	2.26E-02	1.50E-02
.97E-02	3.03E-02	2.99E-02	2.72E-02	2.03E-02	1.21E-02
.09E-02	3.19E-02	3.12E-02	2.70E-02	1.80E-02	1.10E-02
.12E-02	3.26E-02	3.17E-02	2.62E-02	1.64E-02	1.06E-02
.07E-02	3.24E-02	3.13E-02	2.50E-02	1.53E-02	1.05E-02
.96E-02	3.14E-02	3.03E-02	2.37E-02	1.46E-02	1.04E-02
.79E-02	2.98E-02	2.86E-02	2.22E-02	1.39E-02	1.02E-02
.59E-02	2.76E-02	2.65E-02	2.06E-02	1.32E-02	9.89E-03
.36E-02	2.52E-02	2.42E-02	1.88E-02	1.22E-02	9.29E-03

(el símbolo <CR> significa apretar la tecla RETURN).

El DO exterior llega hasta que termina el pulso de bombeo (16 ns, TIE=480 para DT= 33.3 ps). El programa correrá para los 8 (NSP=8) valores de señal de entrada pedidos, a partir de 10^{16} hasta $10^{26} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ sin variar el retraso (LF=0,ND=1) ni el bombeo (NWP=1).

Al final de la corrida aparece el cartel de línea 76. Se incluye en este apéndice una copia de la primera página del listado del archivo de control GAN.DAT. Nótese que en el encabezamiento vuelve a escribir los parámetros del sistema, para saber si fueron leídos correctamente, y para cada corrida menor, sólo los valores que pudieron haber variado. Al final de cada corrida menor aparece el valor de la ganancia integrada Γ . La forma del pulso de salida se obtiene en el archivo para graficar PULS.DAT. Otras curvas, como la inversión de población en función de la posición, integrada en el tiempo o para un instante particular, o el ASE(t) pueden obtenerse con modificaciones menores de los archivos de salida.

A1.2 PROGRAMA RNZ

A1.2.1 Idea general del programa RNZ.

Este es el programa que resuelve las ecuaciones II.5-6, es decir, el que tiene en cuenta la correcta geometría de propagación del ASE. Debido a esto, se agregan dos DO adicionales a los que había en el AMP6BA. Para cada valor del DO interior, es decir, para cada posición dentro del medio activo, el programa calcula el ASE en ese punto debido a las contribuciones de todos los puntos situados a la izquierda (I^+) y derecha (I^-) de ese punto. Una vez calculado el ASE correcto, el valor es usado en la ecuación para N1.

Este nuevo nivel de DO alarga considerablemente el tiempo de cál-

culo y obliga a utilizar vectores adicionales, en especial el vector SUMP(I) que corresponde a la integral parcial de 0 a x de $N_1(x,t)$. El factor geométrico correcto está en la nueva función OMEGA, que depende de la distancia entre el punto de la celda en que se está calculando la señal y la inversión de población (dado, como antes, por el contador I) y el punto cuya contribución al ASE se está calculando. SUMX(I) es un vector intermedio que facilita el cálculo de SUMP. Para eliminar la asimetría entre I^+ y I^- que tenía el programa anterior se emplea otro vector intermedio RN1V(I) de modo que ambos ASE son calculados con la inversión de población calculada para el mismo instante.

A1.2.2 Descripción del listado.

Dado que este programa es mucho más largo que el AMP6BA, era razonable correrlo una sola vez para cada valor de los parámetros, así que se eliminaron los DO que variaban la señal, el bombeo y el retraso dentro de una misma corrida. Para facilitar el ingreso de datos se incluyeron como instrucciones del programa la asignación de valores numéricos a una serie de parámetros del sistema que en la práctica se variaron muy poco, tales como secciones eficaces, tiempos de relajación y factores de escala (l. 25-32). La función SO(T,F,TS) es igual a la SO3 así como la W a la W3.

El DO temporal empieza en 36 y el espacial en 40. Primero se calcula la señal, del mismo modo que en el programa anterior (l.42-44). La diferencia aparece en el cálculo de I^+ , que se hace mediante un DO que integra el ASE debido a todos los puntos situados "a la izquierda" del punto "I" (es decir, para $J < I$), y teniendo en cuenta el factor geométrico apropiado. Del mismo modo se calcula el I^- (l.59 -

-72).

En la línea 70 se conserva el valor viejo de $N1(x)$ para ser usado en la vuelta siguiente en el cálculo de I^+ , y en la línea 71 se calcula el nuevo valor de $N1(x)$.

En la línea 72 se calcula $\int N1(x,t).dt$, que luego saldrá por el archivo de graficación INVZ.DAT, para obtener, por ejemplo, las curvas de las figuras II.4, 5 y 6 (sin corrección por inhomogeneidad del bombeo, como dicen los carteles al comienzo).

RAX, REX son los valores del ASE en los extremos de la celda. El DO de línea 73 corrige los errores "de borde" del vector SUMX para que SUMP sea el valor correcto de la integral parcial $\int_0^x N1(x,t).dx$. Las variables SRA, SRE son el valor del ASE total emitido en cada dirección (para trazar, por ejemplo, la curva de la fig.II.8 o las líneas de puntos en la fig.IV.3).

En líneas 82-85 se escribe la forma del pulso de salida en un formato apropiado para su posterior graficación. En línea 87 se escribe un renglón del archivo de control GANZ.DAT, análogo al GAN del programa anterior, sólo que ahora escribe cada 10 intervalos de tiempo en lugar de 20 (ver 1.90).

El cartel de 92 aparece en la terminal cada 10 intervalos, para poder calcular el tiempo que falta para que termine el programa (típicamente de 70 a 150 minutos según la carga del sistema operativo). La instrucción 96 evita una división por 0 en el caso en que no hay señal de entrada.

De línea 100 en adelante son carteles, cierres de archivos, etc.

A1.2.3 Uso del programa RNZ.

La entrada de datos es mucho más ágil que en el programa anterior

```
C      PROGRAMA RNZ114.FTN
C      OBJETO: Calcular la inversion de poblacion dentro de un amplificador
C      de isseres de colorantes.
C      SUB-PROGRAMAS: NINGUNO
C      ARCHIVO DE ENTRADA: NINGUNO
C      ARCHIVO DE SALIDA: GANZ.DAT; INVE.DAT; ASEZ.DAT
C      ANALISTA-PROGRAMADOR: Alejandro Hnilo.
C      LENGUAJE: FORTRAN-IV
C      NO HAY OTROS REQUERIMIENTOS ESPECIALES.

C
C      ESTE ES EL PROGRAMA EXACTO PARA CALCULO DE RNL.ADMITE
C      CALCULO DE BANANCIA Y NO INCLUYE W(X).
C      NO HAY ARCHIVO DE ENTRADA, Y LOS DE SALIDA SE LLAMAN
C      GANZ.DAT , INVE.DAT Y SALZ.DAT, QUE ES EL PULSO AMPLIFICADO.
0001      DIMENSION RNL(255),SUM(255),SUNP(255),SUMX(255),RNIV(255)
0002      INTEGER T,TIE,TW,R,F
0003      CALL ASSIGN(3,'GANZ.DAT')
0004      CALL ASSIGN(2,'SALZ.DAT')
0005      TYPE 10
0006      10  FORMAT(' ENTRAR DATOS,WP,SFO,DX,DX2,DT,TIE,LIN,TW,R,INT ')
0007      ACCEPT 20, WP,SFO,DX,DX2,DT
0008      20  FORMAT(5E9.3)
0009      ACCEPT 21, TIE,LIN,TW,R,INT,F
0010      21  FORMAT(5I4)
0011      WRITE(3,30) WP,SFO,TIE,LIN,TW,R,INT,DX,DX2,DT
0012      30  FORMAT(1X,1P2E12.3,/,5I6,1P3E10.3)
C
0013      WRITE(3,100)
0014      100  FORMAT(1X,/, ' BOMBEO',3X, ' ENT',4X, ' RMAS ',5X, 'RMENOS',/)
C      BLANQUEO DE ARRAYS Y DE E/S
0015      DO 50 I=1,LIM+1
0016      RN1(I)=0
0017      SUM(I)=0
0018      SUMX(I)=0
0019      RNIV(I)=0
0020      50  SUMF(I)=0
0021      I=10
C      COMIENZO DEL CALCULO
0022      IT=TIE
0023      SRA=0
0024      SRE=0
0025      C1=1.51E-12
0026      C2=1.82E8
0027      S01W=1.E-10
0028      S01L=1.44E-10
0029      SFRM=1.98E-16
0030      SEML=1.3E-16
0031      DL=1.E20
0032      DR=1.E20
0033      X=0
0034      Y=0
0035      WRITE(2,101)X,Y
0036      DO 30 T=1,TIE
0037      SE=SFO*50(T,F,TS)
```

RNZCCD.FTN#1

#E77#DE#TR#BLOCKS#WR

```

0038      GO 51
0039      ENT=ENT+SE
          C      INTEGRO LA SENAL
0040      DO 70 I=2,LIM-1
0041      SUMX(I)=0
          C      CALCULO DE SENAL
0042      JJ=I-1
0043      AUX=(SENL*RN1(JJ)*SE-SCIL*(1-RN1(JJ))*SE)
0044      SE=SE+DX*AUX
0045      RA=0
          C      CALCULO DE RUIDO MAS
0046      DO 71 J=1,I-1,INT
0047      IF(J.NE.1) GO TO 86
0048      AUX=0
0049      GO TO 87
0050      86      CONTINUE
0051      X=(I-1)*DX
0052      XE=EXP((SEMM+SDIM)*(SUMP(I-1)-SUMP(J-1))-SO1M*X)
0053      IA=1
0054      JA=J
0055      AUX=C1*OMEGA(IA,JA,R)*RN1V(J)*XE
0056      87      CONTINUE
0057      RA=RA+AUX*DX2
0058      71      CONTINUE
          C      CALCULO DE RUIDO MENOS
0059      RE=0
0060      DO 72 K=1,LIM-I,INT
0061      M=LIM-K+1
0062      X=(M-1)*DX
0063      XE=EXP((SEMM+SDIM)*(SUMP(M)-SUMP(I))-SO1M*X)
0064      MA=M
0065      IA=I
0066      AUX=C1*OMEGA(MA,IA,R)*RN1(M)*XE
0067      RE=RE+AUX*DX2
0068      72      CONTINUE
          C      CALCULO DE RN1
0069      WS=W(T,TW,WF)
0070      RN1V(I)=RN1(I)
0071      RN1(I)=RN1(I)+DT*(W(T,TW,WF)*(1-RN1(I))-C3*RN1(I)-RN1(I)*
          2      (SEML*SE*DL+SEMM*DR*(RA+RE))+
          3      (1-RN1(I))*(SCIL*SE*DL+SO1M*
          DR*(RA+RE)))
0072      SUM(I)=SUM(I)+RN1(I)/TIE
0073      SUMX(I)=SUMX(I-1)+RN1(I)*DX
0074      KF=LIM-1
0075      IF(I.EQ.KF) RAX=RA
0076      IF(I.EQ.2) REX=RE
0077      70      CONTINUE
0078      DO 73 N=1,LIM
0079      73      SUMP(N)=SUMX(N)+RN1(2)*DX
0080      SUMP(LIM)=SUMX(LIM-1)+RN1(LIM-1)*DX
0081      SRA=SRA+RAX*DT
0082      SRE=SRE+REX*DT
0083      X=T
0084      Y=SI
0085      WRITE(2,101)X,Y

```


NZCCC.FTN;1

/F77/OF/TR:BLOCKS/WR

```

0086      IF(T.NE.L) GO TO 65
0087      WRITE(3,91) WS,SU,SE,RAX,REX,RN1(2),RN1(LIM/8),RN1(LIM/4),
          2 RN1(3*LIM/8),RN1(LIM/2),RN1(5*LIM/8),RN1(3*LIM/4),RN1(7*LIM/8),
          3 RN1(LIM-1)
0088      SAL=SAL+SE
0089      91      FORMAT(1X,1P14E9.2)
0090      L=L+10
0091      TYPE 150, L
0092      150     FORMAT(1X,' RNZ: VOY FOR ',I4)
0093      IT=TIL
0094      65     IF(T.GT.IT) GO TO 61
0095      60     CONTINUE
          C
0096      IF(ENT.EQ.0) GO TO 62
0097      61     GAN=SAL/ENT
0098      GO TO 610
0099      62     GAN=0
0100      610    CONTINUE
0101      WRITE(3,80) SRA,SRE
0102      80     FORMAT(1X,' RUIDOS + Y = ',1P2E12.4)
0103      WRITE(3,81) GAN
0104      81     FORMAT(1X,' GANANCIA = ',1P2E4.4)
0105      CALL ASSIGN(4,'INVZ.DAT')
0106      X=0
0107      Y=0
0108      WRITE(4,101)X,Y
0109      DO 31,I=1,LIM
0110      X=X+1
0111      Y=Y+SUM(I)
0112      31     WRITE(4,101)X,Y
0113      101    FORMAT(2E)
0114      CALL CLOSE(2)
0115      CALL CLOSE(4)
0116      TYPE 200
0117      200    FORMAT(1X,/,,'TERMINO PROGRAMA RNZ,LISTAR GANZ.DAT')
0118      STOP
0119      END
    
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
CODE1	004174 1086	RW,I,CON,LCL
\$PDATA	000576 191	RW,D,CON,LCL
VARS	012212 2629	RW,D,CON,LCL
TEMPS	000016 7	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated 017222 3913

```
0001      FUNCTION S0(T,F,TS)
0002      INTEGER T,F,IS
0003      I = T-F
0004      IF (I.LT.0) GO TO 11
0005      S0 = I*EXP(0.5-(I/(TS*1.414))**2)/TS
0006      RETURN
0007 11      S0 = 0
0008      RETURN
0009      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
CODE1	000162	RW,I,CON,LCL
\$PDATA	000004	RW,D,CON,LCL
IDATA	000004	RW,D,CON,LCL
VARS	000004	RW,D,CON,LCL
\$TEMPS	000010	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated 000206 67

RNZCC.FTN)1

/F77/DF/TR:BLOCKS/WF

```
0001      FUNCTION W(T,TW,WP)
0002      INTEGER T, TW
0003      IF(T.GE.TW) GO TO 41
0004      X=0.2832*(T-(TW/2))/TW
0005      IF(X.EQ.0) GO TO 51
0006      W=WP*((SIN(X)/X)**2)
0007      GO TO 61
0008 41      W=0
0009      GO TO 61
0010 51      W=WP
0011 61      CONTINUE
0012      RETURN
0013      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	000176 63	RW,I,CON,LCL
\$PDATA	000004 2	RW,D,CON,LCL
\$IDATA	000004 2	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000004 2	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 000212 69

```
0001      FUNCTION OREGA(N,R)
0002      INTEGER R
0003      X=N-R
0004      Y=ABS(X)
0005      SQ=SQRT((Y**2)+(FLOAT(R)**2))
0006      XF=Y/SQ
0007      XQ=1-XF
0008      OREGA=XQ/R
0009      RETURN
0010      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	000164	4a RW,T,CON,LCL
\$IDATA	000004	3 RW,D,CON,LCL
\$VARS	000024	10 RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated 000164

ya que muchos valores numéricos ya están incluidos en el programa fuente. Las variables son las mismas, con las siguientes variables adicionales: DX2 e INT.

DX2 es el largo del segmento en que se produce la variación de los DO que calculan el ASE. Para acortar el tiempo de cálculo la partición de estos DO suele hacerse más gruesa que la partición principal. En general, tomar una partición el doble de gruesa (la mitad de segmentos) no introduce error apreciable. DX2 es igual a DX por la variable INT, por lo que hay entrada de datos redundante.

Por lo demás, la entrada de datos es totalmente análoga a la descrita en A1.1.3 así como el formato del archivo de control. En formato apto para graficar salen $I_s(L,t)$ en SALZ.DAT y la integral función de x : $\int N_1(x,t).dt$ en INVZ.DAT.

A1.3 PROGRAMA POST85.

A1.3.1 Idea general del programa POST85.

Esta es una versión reciente de los programas empleados para calcular j y E_{ap} (capítulo IV,V y VI). En cuanto a la parte de cálculo es idéntico a RNZ, pero contiene varias simplificaciones y mejoras: en primer lugar, no tiene sentido calcular la señal amplificada ni la ganancia para pulsos de ns, pues ya se sabe que en el caso de señal dominante el modelo cuasiestático con el I_0 corregido es suficiente (cálculo que se puede hacer, como de hecho se hizo en este trabajo de Tesis, en una calculadora programable como la TI-85). Para la amplificación de pulsos ultracortos (ps y fs) lo que importa es conocer la E_{ap} en el amplificador en el momento en que entra el pulso, y ésta depende de la evolución del sistema hasta ese momento, la que ocurre sin la presencia de una señal externa.

En este programa, por lo tanto, no hay cálculo de señal de entrada (ni se puede calcular, por lo tanto, la ganancia) pero sí se calcula explícitamente j , para varias condiciones: para el máximo de la inversión de población (o sea, el máximo j) y también para el máximo del bombeo ($T=TW/2$); y esto se hace calculándolo a partir de la integral $\int_0^L N_1(x,t).dx$ y también usando la fórmula IV.16 con los valores de i y w calculados por el programa. Los 4 valores de j así obtenidos aparecen en el archivo de control, que también contiene otras informaciones que antes no se extraían (ver A1.3.3).

Con programas de este tipo se calcularon las curvas de los capítulos IV al VI.

A1.3.2. Descripción del listado.

Es muy parecido al de RNZ. Nótese que hay un solo archivo de salida (el de control, GANB.DAT) pero es posible sacar información en forma de formato de graficación (2E), como la inversión de población en función de la posición para un instante determinado haciendo uso de los valores conservados en el vector $RN_1(I)$, o el $ASE(t)$ usando las salidas RAX, REX o la inversión de población en función del tiempo para varios puntos dentro de la celda (como la fig.II.2). Nótese que la entrada de datos ha sido optimizada, siendo mucho más corta y fácil de usar que en los programas anteriores (1.5-9). El cartel de línea 14 es un remanente de los programas RNZ (ver más adelante).

El cálculo propiamente dicho, con el DO exterior (temporal) comienza en la línea 32. A partir de allí, y salvo que aquí no hay señal de entrada (no hay función S_0 , por lo tanto) este programa es idéntico al RNZ hasta llegar al cartel de 73, donde se aprovecha el espacio libre dejado por las columnas de señal de entrada y salida

para listar la inversión de población total en ese instante.

De 79 en adelante hay una serie de instrucciones destinadas a reconocer el momento de máxima inversión de población y conservar ese valor en RNINT. Para ese mismo instante ($T=TMX$) se guardan los valores del ASE (RASEX) y el bombeo (WSX). También se conservan los valores de ASE (RASEM) e inversión de población (RNMIT) en el máximo del bombeo ($T=TW/2$).

Luego de terminado el DO exterior (l. 92) esos valores se usan para calcular j en esos instantes, por integración directa (XJX,XJM) o a través de la expresión IV.16 conociendo los valores del ASE y del bombeo (XJAX,XJAM) (l. 106-113).

A1.3.3 Uso del programa POST85.

Las entradas de este programa están adimensionalizadas de acuerdo a las ecuaciones IV.3, y R puede tomar valores reales, no solamente enteros, como en los programas anteriores.

A la orden de RUN sale el cartel de línea 5 y el sistema queda esperando la entrada de datos. Supóngase que se quiere un punto de la curva $j=j(\omega)$ para $p=180$, y para Rodamina 6G.

Los parámetros del colorante ya están en las instrucciones 25-30 (nótese que sólo están las secciones eficaces promediadas para el ASE, ya que no hay señal de entrada) así que sólo hay que entrar la concentración (determinada por DX), intensidad y duración del bombeo (dados por WP y TW), la geometría de la región activa (dada por p) y los parámetros del programa (es decir, el tamaño de los diferenciales DT, DX y DX2).

El valor $p=180$ corresponde, para R6G y un bombeo en 532 nm a una concentración $N = 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Luego, $DX=L.N/LIM$ es $DX = 9.6 \times 10^{15} \text{ pa-}$

ra $L = 8$ mm y $LIM = 50$. Para los DO que calculan los ASE se halló que puede emplearse sin cometer error apreciable una partición espacial el doble de gruesa, por lo que $INT = 2$ y por lo tanto $DX2 = 1.92 \times 10^{16}$. El radio R cumple $R = r.LIM/L = LIM/p = 0.2777$.

Sea el bombeo $w = W.T = 0.158$ (corresponde a $W = 2.87 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$). Para esa intensidad de bombeo una partición temporal de 50 ps es suficiente, así que la duración del pulso (16 ns) en unidades de DT será $TW = 320$. Como el sistema alcanza el máximo de inversión de población antes de que termine el bombeo, no vale la pena hacer correr el programa (que tarda bastante) hasta el final, así que se lo puede hacer terminar antes. Se toma $TIE = 300$ para estar seguros.

Luego de la instrucción `RUN`, el programa escribe el cartel de línea 5, y se entran los valores escribiendo, exactamente :

```
.158,9.6E15,1.92E16,5.E-11,.2778 <CR>
300,50,320,2 <CR>
```

Cada 10 vueltas del DO exterior el programa escribe en la terminal en que se está trabajando el cartel:

```
"POST85: VOY POR ..."
```

con el valor del índice T correspondiente. El programa termina en $T = TIE = 300$, escribiendo el cartel de línea 123.

Se incluye una copia del archivo de control `GANB.DAT`. La primera columna indica el valor de W (bombeo no adimensionalizado) en ese instante, las dos siguientes los ASE $I^+(L)$ y $I^-(0)$ en $\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ divididos por el factor 10^{20} . La cuarta columna indica la concentración total de moléculas excitadas (inversión de población) en ese instante, en cm^{-3} . Las columnas restantes son los valores de la inversión de población relativa $N1/N$ en distintas posiciones dentro de la región activa (ver 1.73). Con un redondel hecho a mano está indicado

el máximo de la inversión de población.

En los carteles al final del listado en columnas están indicados los valores integrados en el tiempo del ASE total emitido en cada dirección, la inversión de población máxima (en cm^{-3}) y el instante para el que ocurrió ese máximo, en unidades de DT. También el valor del ASE en ese máximo y en el máximo del bombeo ($T=TW/2$), y la inversión de población en el máximo del bombeo. Al final, los valores de j ya discutidos.

Una corrida como ésta tarda típicamente entre 45 y 120 minutos, según la carga del sistema.

```

C      PROGRAMA POST85.FTN
C      OBJETO:Calcula la inversion de poblacion dentro de un amplificador
C      de laseres de colorantes con un minimo de aproximaciones.
C      SUBPROGRAMAS: NO
C      ARCHIVO DE ENTRADA: NO
C      ARCHIVO DE SALIDA: GANB.DAT
C      ANALISTA-PROGRAMADOR: Alejandro Huilo.
C      LENGUAJE: FORTRAN-IV
C      NO HAY OTROS REQUERIMIENTOS ESPECIALES.
C
C      ESTE ES EL PROGRAMA MODIFICADO POST85.FTN(EX POST2B)
C      EL VALOR 'R' ES AQUI REAL,NO ENTERO.
C      GANB.DAT ES EL ARCHIVO DE CONTROL.IMPRIME LA INV.DE POBL.
C      TOTAL EN T=TW/2 Y LA INV. TOTAL MAXIMA Y EL MOMENTO EN QUE
C      ESTA OCURRE.
C      NO INCLUYE CORRECCION POR NITROGEN BEAM.
0001      DIMENSION RN1(502),SUMP(502),SUMX(502),RN1V(502)
0002      INTEGER T,TIE,TW,TMX,TMED
0003      CALL ASSIGN(3,'GANB.DAT')
0004      TYPE 10
0005      10      FORMAT(' ENTRAR DATOS,WP,DX,DX2,DT,R,<CR>,TIE,LIM,TW,INT ')
0006      ACCEPT 20, WP,DX,DX2,DT,R
0007      20      FORMAT(5E9.6)
0008      ACCEPT 21, TIE,LIM,TW,INT
0009      21      FORMAT(4I4)
0010      WRITE(3,30) WP,TIE,LIM,TW,INT,R,DX,DX2,DT
0011      TYPE 30,WP,TIE,LIM,TW,INT,R,DX,DX2,DT
0012      30      FORMAT(1X,1P1E12.3,/,4I6,1P4E10.3)
C
0013      WRITE(3,100)
0014      100     FORMAT(1X,/,/' BOMBEO',3X,/' ENT',4X,/' RMAS',5X,/' RMENS',/)
C      BLANQUEO DE ARRAYS Y DE E/S
0015      DO 50 I=1,LIM+1
0016      RN1(I)=0
0017      SUMX(I)=0
0018      RN1V(I)=0
0019      50     SUMP(I)=0
0020      L=10
C      COMIENZO DEL CALCULO
0021      IT=TIE
0022      TMED=TW/2
0023      SRA=0
0024      SRE=0
0025      C1=1.51E-12
0026      RNINT=0.
0027      C3=1.82E8
0028      S01M=1.E-18
0029      SEMM=1.76E-16
0030      SRR=S01M/SEMM
0031      DR=1.E20
0032      DO 30 T=1,TIE
0033      DO 70 I=2,LIM-1
0034      SUMX(I)=0
0035      RA=0

```

POST85.FTN:5

ZF77/GP/TR:BLOCKS/WR

```

C      CALCULO DE RUIDO MAS
0036      DO 71 J=1,I-1,INT
0037      IF(J.NE.1) GO TO 86
0038      AUX=0
0039      GO TO 87
0040      86      CONTINUE
0041      X=(I-J)*DX
0042      XE=EXP((SENN+SDIM)*(SUMP(I-1)-SUMP(J-1))-SDIM*X)
0043      IA=I
0044      JA=J
0045      AUX=C1*OMEGA(IA,JA,R)*RNIV(J)*XE
0046      87      CONTINUE
0047      RA=RA+AUX*DX2
0048      71      CONTINUE
C      CALCULO DE RUIDO MENOS
0049      RE=0
0050      DO 72 K=1,LIM-I,INT
0051      M=LIM-K+1
0052      X=(M-I)*DX
0053      XE=EXP((SENN+SDIM)*(SUMP(M)-SUMP(I))-SDIM*X)
0054      MA=M
0055      IA=I
0056      AUX=C1*OMEGA(MA,IA,R)*RN1(M)*XE
0057      RE=RE+AUX*DX2
0058      72      CONTINUE
C      CALCULO DE RN1
0059      WS=W(T,TW,WF)*C3
0060      RNIV(I)=RN1(I)
0061      RN1(I)=RN1(I)+DT*(WS*(1-RN1(I))-C3*RN1(I)-RN1(I)*
2      SENN+DR*(RA+RE)+(1-RN1(I))*SDIM*
3      DR*(RA+RE))
0062      SUMX(I)=SUMX(I-1)+RN1(I)*DX
0063      NF=LIM-1
0064      IF(I.EQ.NF) RAX=RA
0065      IF(I.EQ.2) REX=RE
0066      70      CONTINUE
0067      DO 73 N=1,LIM
0068      73      SUMP(N)=SUMX(N)+RN1(2)*DX
0069      SUMP(LIM)=SUMX(LIM-1)+RN1(LIM-1)*DX
0070      SRA=SRA+RAX*DT
0071      SRE=SRE+REX*DT
0072      IF(T.NE.L) GO TO 65
0073      WRITE(3,91) WS,RAX,REX,SUMP(LIM),RN1(LIM/8),RN1(LIM/4),
2      RN1(3*LIM/8),RN1(LIM/2),RN1(5*LIM/8),RN1(3*LIM/4),RN1(7*LIM/8),
3      RN1(2)
0074      91      FORMAT(1X,1F12E9.2)
0075      TYPE 150, L
0076      150      FORMAT(1X,' POST85: VOY POR ',I4)
0077      L=L+10
0078      65      CONTINUE
0079      IF (T.EQ.TMED) GO TO 601
0080      602      CONTINUE
0081      IF(SUMP(LIM).GE.RNINT) GO TO 62
0082      GO TO 60
0083      62      RNINT=SUMP(LIM)

```

```

0084      RASEX=RAX
0085      THX=T
0086      WSX=WS/C3
0087      GO TO 60
0088      601  RNMIT=SUMP(LIM)
0089      RASEM=RAX
0090      WSM=WS/C3
0091      GO TO 602
0092      60  CONTINUE
      C
0093      61  CONTINUE
0094      WRITE(3,80) SRA,SRE
0095      80  FORMAT(1X,' RUIBOS + Y = ; ',1P2E12.4)
0096      WRITE(3,81) RNINT
0097      81  FORMAT(1X,' INV.DE POBL.MAXIMA: ',1P1E12.4)
0098      WRITE(3,82) THX
0099      82  FORMAT(1X,' TIEMPO DE MAXIMO: ',I4)
0100      WRITE(3,83) RNMIT
0101      83  FORMAT(1X,' INV.DE POBL. EN TW/2: ',1P1E12.4)
0102      WRITE(3,84)RASEX
0103      84  FORMAT(1X,' ASE EN INV.DE POBL.MAXIMA: ',1P1E12.4)
0104      WRITE(3,85)RASEM
0105      85  FORMAT(1X,' ASE EN T=TW/2 : ',1P1E12.4)
0106      XASQ=SQRT((R/LIM)**2+1)
0107      XFG=.415*(1-(1/XASQ))
0108      XJX=RNINT*SEM-501M*DX*LIM
0109      XJM=RNMIT*SEM-501M*DX*LIM
0110      RIX=RASEX*SEM*DR/C3
0111      RIM=RASEM*SEM*DR/C3
0112      XJAX=ALOG(1+(RIX*WSX/(RIX*SRR+WSX))/XFG)
0113      XJAM=ALOG(1+(RIM*WSM/(RIM*SRR+WSM))/XFG)
0114      WRITE(3,180)XJX
0115      180  FORMAT(1X,' J EN THAX POR INTEGRAL: ',1P1E12.4)
0116      WRITE(3,181)XJM
0117      181  FORMAT(1X,' J EN TW/2 POR INTEGRAL: ',1P1E12.4)
0118      WRITE(3,182)XJAX
0119      182  FORMAT(1X,' J EN THAX POR FORMULA EXACTA ASE: ',1P1E12.4)
0120      WRITE(3,183)XJAM
0121      183  FORMAT(1X,' J EN TW/2 POR FORMULA EXACTA ASE: ',1P1E12.4)
0122      TYPE 200
0123      200  FORMAT(1X,/,/, 'TERMINO PROGRAMA POST85,LISTAR GANB.DAT')
0124      STOP
0125      END
  
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	004252 1109	RW,I,CON,LCL
\$FDATA	001154 310	RW,D,CON,LCL
\$VARS	020020 4104	RW,D,CON,LCL
\$TEMPS	000016 7	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocation: 025464 5530

```
0001      FUNCTION W(T,TW,WP)  
0002      INTEGER T, TW  
0003      IF (T.GE.TW) GO TO 41  
0004      X=6.2832*(T-(TW/2))/TW  
0005      IF (X.EQ.0) GO TO 51  
0006      W=WP*((SIN(X)/X)*42)  
0007      GO TO 61  
0008 41      W  
0009      GO TO 61  
0010 51      W=WP  
0011 61      CONTINUE  
0012      RETURN  
0013      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	000176	RW,I,CON,LCL
\$PDATA	000004	RW,D,CON,LCL
\$IBDATA	000004	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000004	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 000212 69

POST85.FTN;5

/F77/DP/TR:BLOCKS/WR

```
0001      FUNCTION OMEGA(M,N,R)
0002      X=M-N
0003      Y=ABS(X)
0004      SQ=SQRT((Y**2)+(R**2))
0005      XP=Y/SQ
0006      XQ=1-XP
0007      OMEGA=XQ/2
0008      RETURN
0009      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	000134 46	RW,I,CON,LCL
\$IDATA	000004 2	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000024 10	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 000164 58

BOMBEO	ENT	RMAS	RMENS				
1.26E+05	3.64E-03	3.64E-03	1.09E+13	2.33E-05	2.33E-05	2.33E-05	2.33E-
5.57E+05	3.35E-02	3.35E-02	9.64E+13	1.84E-04	1.84E-04	1.84E-04	1.84E-
1.36E+06	1.22E-01	1.22E-01	2.98E+14	6.35E-04	6.35E-04	6.35E-04	6.35E-
2.59E+06	3.07E-01	3.07E-01	7.26E+14	1.54E-03	1.54E-03	1.54E-03	1.54E-
4.26E+06	6.30E-01	6.30E-01	1.45E+15	3.08E-03	3.08E-03	3.08E-03	3.08E-
6.37E+06	1.14E+00	1.14E+00	2.54E+15	5.39E-03	5.39E-03	5.39E-03	5.39E-
8.86E+06	1.88E+00	1.88E+00	4.05E+15	8.60E-03	8.60E-03	8.60E-03	8.60E-
1.17E+07	2.93E+00	2.93E+00	6.02E+15	1.28E-02	1.28E-02	1.28E-02	1.28E-
1.46E+07	4.36E+00	4.36E+00	8.45E+15	1.80E-02	1.80E-02	1.80E-02	1.80E-
1.77E+07	6.29E+00	6.29E+00	1.13E+16	2.41E-02	2.41E-02	2.41E-02	2.41E-
2.06E+07	8.92E+00	8.92E+00	1.46E+16	3.10E-02	3.10E-02	3.10E-02	3.10E-
2.33E+07	1.26E+01	1.26E+01	1.81E+16	3.85E-02	3.85E-02	3.85E-02	3.85E-
2.56E+07	1.76E+01	1.76E+01	2.19E+16	4.65E-02	4.65E-02	4.65E-02	4.65E-
2.73E+07	2.58E+01	2.58E+01	2.56E+16	5.45E-02	5.45E-02	5.45E-02	5.45E-
2.84E+07	3.82E+01	3.82E+01	2.93E+16	6.24E-02	6.24E-02	6.24E-02	6.24E-
2.84E+07	5.74E+01	5.74E+01	3.28E+16	6.97E-02	6.97E-02	6.97E-02	6.97E-
2.84E+07	8.61E+01	8.61E+01	3.59E+16	7.63E-02	7.63E-02	7.63E-02	7.63E-
2.73E+07	1.25E+02	1.25E+02	3.85E+16	8.18E-02	8.19E-02	8.19E-02	8.19E-
2.56E+07	1.70E+02	1.70E+02	4.06E+16	8.62E-02	8.62E-02	8.62E-02	8.62E-
2.33E+07	2.13E+02	2.13E+02	4.20E+16	8.91E-02	8.92E-02	8.92E-02	8.92E-
2.06E+07	2.42E+02	2.42E+02	4.27E+16	9.07E-02	9.08E-02	9.09E-02	9.09E-
1.77E+07	2.49E+02	2.49E+02	4.28E+16	9.09E-02	9.10E-02	9.11E-02	9.11E-
1.46E+07	2.31E+02	2.31E+02	4.23E+16	8.97E-02	8.99E-02	9.00E-02	9.00E-
1.17E+07	1.97E+02	1.97E+02	4.12E+16	8.74E-02	8.76E-02	8.77E-02	8.77E-
8.86E+06	1.56E+02	1.56E+02	3.96E+16	8.45E-02	8.42E-02	8.43E-02	8.44E-
6.37E+06	1.18E+02	1.18E+02	3.76E+16	7.99E-02	8.00E-02	8.01E-02	8.02E-
4.26E+06	8.64E+01	8.64E+01	3.54E+16	7.51E-02	7.53E-02	7.53E-02	7.54E-
2.59E+06	6.30E+01	6.30E+01	3.30E+16	6.99E-02	7.01E-02	7.02E-02	7.02E-
1.36E+06	4.64E+01	4.64E+01	3.05E+16	6.46E-02	6.47E-02	6.48E-02	6.48E-
5.57E+05	3.50E+01	3.50E+01	2.80E+16	5.93E-02	5.94E-02	5.95E-02	5.95E-

PUIDOS + Y = : 1.0909E-06 1.0909E-06

INV.DE POBL.MAXIMA: 4.2650E+16

TIEMPO DE MAXIMO: 216

INV.DE POBL. EN T*/2: 3.2796E+16

ASE EN INV.DE POBL.MAXIMA: 2.4923E+02

ASE EN T*/2: 5.7446E+01

J EN T*/2 POR INTEGRAL: 7.9186E+00

J EN T*/2 POR INTEGRAL: 5.7441E+00

J EN T*/2 POR FORMULA ASE: 8.3367E+00

J EN T*/2 POR FORMULA ASE: 6.5700E+00

P=080

-05	2.33E-05	2.33E-05	2.33E-05
-04	1.84E-04	1.84E-04	1.84E-04
-04	6.35E-04	6.35E-04	6.35E-04
-03	1.54E-03	1.54E-03	1.54E-03
-03	3.08E-03	3.08E-03	3.08E-03
-03	5.39E-03	5.39E-03	5.39E-03
-03	8.60E-03	8.60E-03	8.60E-03
-02	1.28E-02	1.28E-02	1.28E-02
-02	1.80E-02	1.80E-02	1.80E-02
-02	2.41E-02	2.41E-02	2.41E-02
-02	3.10E-02	3.10E-02	3.10E-02
-02	3.85E-02	3.85E-02	3.86E-02
-02	4.65E-02	4.65E-02	4.65E-02
-02	5.45E-02	5.45E-02	5.45E-02
-02	6.24E-02	6.24E-02	6.24E-02
-02	6.97E-02	6.97E-02	6.98E-02
-02	7.63E-02	7.63E-02	7.64E-02
-02	8.19E-02	8.18E-02	8.19E-02
-02	8.62E-02	8.62E-02	8.63E-02
-02	8.92E-02	8.92E-02	8.92E-02
-02	9.08E-02	9.08E-02	9.08E-02
-02	9.10E-02	9.09E-02	9.10E-02
-02	8.99E-02	8.98E-02	8.98E-02
-02	8.76E-02	8.75E-02	8.75E-02
-02	8.43E-02	8.41E-02	8.41E-02
-02	8.01E-02	7.99E-02	7.99E-02
-02	7.53E-02	7.51E-02	7.52E-02
-02	7.01E-02	7.00E-02	7.00E-02
-02	6.48E-02	6.46E-02	6.47E-02
-02	5.95E-02	5.94E-02	5.94E-02

APENDICE 2

DATOS SOBRE LOS LASERES DE BOMBEO.

Durante este trabajo se emplearon los dos tipos más usuales de láseres de bombeo de DL pulsados: el de nitrógeno molecular (337.1 nm) y la segunda armónica de un láser Nd:YAG Q-switchado (532 nm). El primero fue usado para la parte de amplificación de pulsos de duración de ns, y el segundo para recoger las curvas universales de la fig.IV.3 y para la medición directa de la energía aprovechable en un DLA (cap.VI).

A2.1 El láser de N₂.

Este láser fue diseñado y construido por el Dr. F.A. Manzano y había sido utilizado ya durante el Seminario del autor de este trabajo. Es un láser gaseoso de baja presión, la energía se entrega al sistema mediante una descarga entre electrodos colocados transversalmente a la cavidad óptica. La emisión autoterminante del láser de nitrógeno molecular permite obtener pulsos de ns de duración sin ningún tipo de dispositivo adicional.

En la fig.A2.1 se muestra un esquema del circuito eléctrico. Una fuente de alta tensión carga el banco de capacitores Ca. Cuando se cierra la llave rápida L la energía es transferida a los capacitores de distribución Cd, que están dentro de la cavidad láser montados como separación entre los electrodos. Estos capacitores son los que, al descargarse sobre el medio gaseoso, causan la inversión de población. Es importante optimizar la transferencia de energía entre Ca y Cd, para lo que es preciso ajustar sus valores relativos, así como minimizar la inductancia del circuito de descarga. Le, Re son

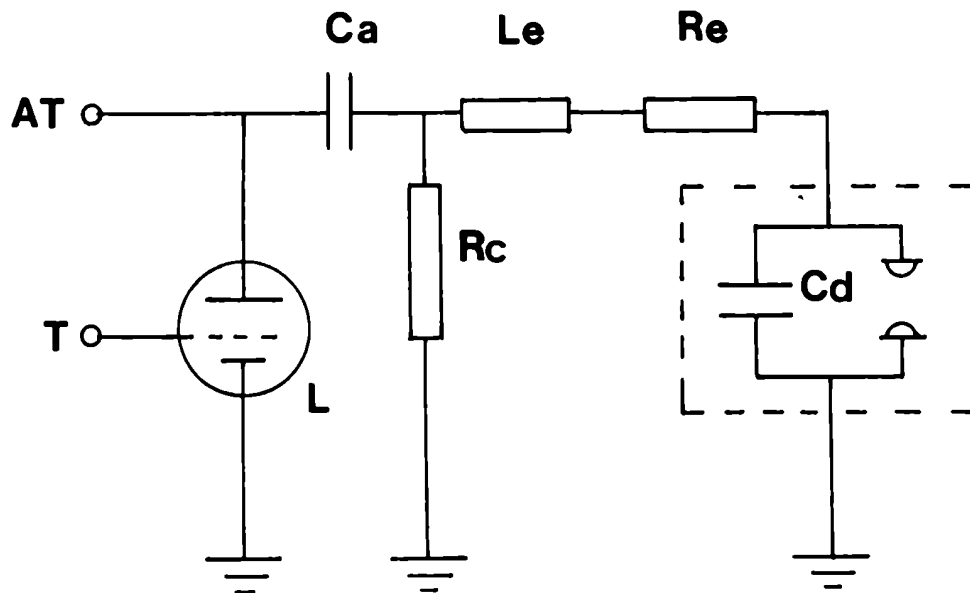


Fig.A2.1: Esquema del circuito del laser de nitrógeno utilizado en este trabajo. AT: salida de la fuente de alta tensión. L: llave rápida, válvula tiratrón. Ca: capacitor de acumulación. Cd: capacitores de descarga. Le, Re: inductancia e impedancia resistiva equivalentes del circuito de descarga. Rc: resistencia de carga. Dentro de la línea cortada se indican los componentes que están dentro de la caja del laser. Los capacitores de descarga están montados directamente sobre los electrodos.

las inductancia e impedancia resistiva equivalentes de todo el circuito de descarga. La impedancia de la descarga propiamente dicha se ajusta variando la separación entre los electrodos.

En el láser utilizado en este trabajo el capacitor de acumulación era un capacitor para alta tensión (35 KV) marca Condenser Products modelo EB 104 de 0.1 μF . Se usaron 7 capacitores de distribución, montados en paralelo a lo largo de los electrodos, marca Sprague modelo 715C-2 de 25 nF cada uno y con aislación hasta 30 KV.

La llave L era una válvula tiratrón marca EEV modelo FX-2519A, que limitaba la tensión utilizable a 20 KV. De todos modos, el rango de trabajo estuvo entre 10 y 16 KV, según la potencia que se quisiera extraer del láser.

Se usó una presión típica de 80 Torr de nitrógeno 4 bandas. El largo de los electrodos era de 40 cm y el de la cavidad 50 cm. La separación entre electrodos era de 1.5 cm y el alto de la descarga de 7 mm, por lo que el haz de salida era rectangular.

Usando espejos dieléctricos multicapa, de $R=100\%$ y $R=30\%$ (espejo de salida) se obtuvo 5 mJ por pulso, con una duración de pulso de 8 a 10 ns, a una repetición de 5 pulsos por segundo.

A2.2 El láser de Nd:YAG.

Este láser fue construido por el autor de este trabajo y su compañero de laboratorio, el Lic. M.C. Marconi. La fig.A2.2 es un esquema del sistema.

Al cerrarse una llave (L) se descarga el banco de capacitores C, cargado previamente a una tensión V_1 , sobre una lámpara flash (LF). Los valores de C y V_1 variaron según los casos, entre 100 y 300 μF y entre 0.8 y 1.2 KV. La lámpara LF permanece encendida entre disparo

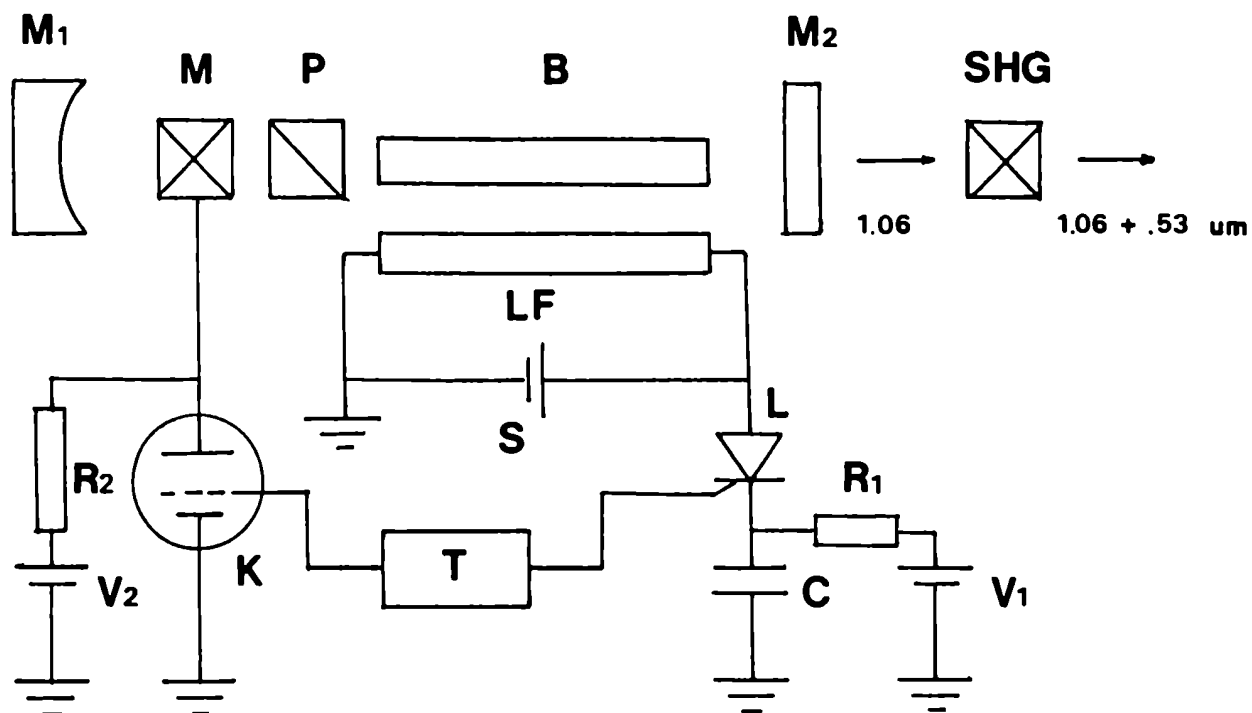


Fig.A2.2: Esquema del laser de Nd:YAG Q-switchado utilizado en este trabajo. M1,M2: espejos que forman la cavidad.P: polarizador.B: barra de material activo.SHG: cristal doblador. LF: lámpara flash.S: fuente Simmer.L: llave tiristor.C: capacitor de acumulación.V1: fuente de alimentación de alta tensión.R1,R2: resistencias de carga.M: modulador electroóptico.V2: fuente de polarización de alta tensión. K: válvula de descarga rápida Krytron.T: fuente de disparo.

y disparo gracias a la fuente de corriente continua S (fuente Simmer). El propósito de esta fuente es facilitar la descarga principal y poder así aumentar la repetición de los disparos (la otra limitación a la repetición es la disipación térmica de la cavidad).

La lámpara LF y la barra de Nd:YAG (B) están dentro de una cavidad cilíndrica espejada, de modo que la luz emitida por la lámpara es absorbida por la barra, generándose una inversión de población. Durante ese proceso el modulador electroóptico (M) está cargado a una tensión V_2 ($V_2 = 3.6$ KV) de cuarto de onda. El modulador es una celda de Pockels, que varía su birrefringencia de acuerdo a la tensión aplicada. De este modo, la fluorescencia emitida por la barra, luego de pasar por el polarizador P sale circularmente polarizada del modulador, y luego de reflejarse en el espejo M1 pasa nuevamente por el modulador, de donde sale con la polarización cruzada y es extraída de la cavidad por el polarizador.

Un tiempo T (ajustable, de modo de optimizar la salida del láser) después del cierre de la llave L se envía un pulso a la grilla de la válvula ultrarrápida K (una Krytron KN-22), descargándose el modulador a través de ella en un tiempo menor que 10 ns. Ahora la barra con toda la energía acumulada se encuentra dentro de la cavidad formada por los espejos M1, M2 produciéndose la emisión de un pulso láser gigante.

Durante el trabajo de Tesis se emplearon varios pares diferentes de espejos M1, M2. La combinación que resultó más conveniente fue usar como M1 un espejo dieléctrico multicapa totalmente reflectante, curvo, con radio de curvatura 2 m (cóncavo), y como M2 una lente menisco convergente de 0.5 dioptrías, sin recubrimiento alguno ($R=4\%$). La distancia entre espejos era de 44 cm.

La barra era marca Adolf Meller Co., de 6 mm de diámetro y 60 mm de longitud, de caras en ángulo recto con recubrimiento antirreflex. El modulador era marca INRAD, de campo longitudinal, lo que dificultaba su alineación. El método más confiable era centrar, mirando a través de la barra, la cruz de malta que se puede observar colocando el modulador entre dos polarizadores cruzados.

Con $C=100 \mu\text{F}$ y $V=0.85 \text{ KV}$ se obtuvieron pulsos de 100 mJ y 8 ns de duración FWHM en 1.06 μm , a 3 pulsos por segundo. La limitación a la repetición estaba dada aquí por el tiempo de carga de la fuente de alta tensión.

Luego de pasar por el cristal doblador de KDP cortado para phase matching tipo II (LASERMETRICS S-2C, con recubrimiento antirreflex para 1.06 μm) se obtenían pulsos en 532 nm de 7 a 10 mJ de energía por pulso (según la estructura del haz) y 6 a 8 ns FWHM de duración.

Esto significa un flujo de bombeo disponible 40 veces mayor que el del láser de nitrógeno descrito en A2.1, dado que por la mayor sección eficaz de absorción de la Rodamina 6G y la menor energía del fotón, el flujo para 532 nm es 20 veces mayor que para 337.1 nm, a igualdad de energía.

APENDICE 3

EXPRESIONES ASINTOTICAS PARA LAS CURVAS DE FIG.V.1

Estas expresiones auxiliares han sido utilizadas extensamente en los ejemplos del capítulo V para calcular los puntos de trabajo para valores de p intermedios a los graficados en figuras IV.3, V.1 y V.2.

A3.1 Región de bombeos bajos (asíntota de máxima eficiencia).

Las curvas de E_{ap}/L^2 vs. E_b/L^2 tienen una asíntota común para bajos bombeos, que corresponde a la recta $E_{ap}/L^2 = f \cdot E_b/L^2$ donde $f = 0.312$. Ese valor, obtenido teóricamente, indica la máxima eficiencia de energía alcanzable en las condiciones en que se recogieron las curvas, y está indicado en línea cortada en la fig.V.1. Las fuentes de pérdida que hacen que f sea menor que 1 son las siguientes:

a) Pérdidas debido a menor energía del fotón emitido.

La energía de bombeo es radiación de 532 nm y el ASE en el rango de bajo bombeo está centrado (para R6G en etanol) en 590 nm, por lo que:

$$f_1 = 532/590 = 0.9017$$

b) Las curvas se recogieron para el pico del pulso de bombeo. Hasta ese momento se había entregado sólo la mitad de la energía de bombeo total, así que:

$$f_2 = 0.5$$

c) A medida que se produce el bombeo de moléculas al nivel superior éstas van decayendo con el tiempo de fluorescencia espontánea T (en el límite asíntótico de bajos bombeos no hay ASE, sólo emisión espontánea). La cantidad de moléculas que quedan en el nivel superior

luego de transcurrido un tiempo t está dada por:

$$I = \int_0^t W(t') \cdot \exp(t-t')/T \cdot dt'$$

donde $W(t')$ está dado por la expresión II.7. La proporción de moléculas que quedan en el nivel superior respecto de la cantidad total de transiciones producidas es:

$$f_3 = I / \int_0^t W(t') \cdot dt' = 0.693$$

De a), b) y c) se tiene $f = f_1 \cdot f_2 \cdot f_3 = 0.312$. Como se ve en la fig. V.1 este valor para la asíntota ajusta muy bien a las curvas obtenidas experimentalmente.

A3.2 Región de bombes altos.

Al revés que en la sección anterior, ahora el ASE domina el des-poblamiento del sistema, y se puede despreciar el decaimiento espontáneo. En secc. IV.4 se dedujo una expresión para la asíntota de j en el rango de alto bombeo (ec. IV.19). Usando que $E_{ap}/L = A \cdot j/p$ y que $E_b/L = B \cdot w/p$, se tiene:

$$E_{ap}/L = A \cdot \ln \left(\frac{4 \cdot p^3 \cdot K(p) \cdot E_b}{\phi' \cdot B \cdot L^2} \right) / p^2$$

Esta relación hace que $\log(E_{ap}/L^2)$ sea una función complicada de $\log(E_b/L^2)$ (fig. V.1), aún para p constante. Sin embargo, en el rango de alto bombeo la relación tal por lo que se ve en la figura, parece ser lineal. Esto se debe a que:

$$\frac{d \log(E_{ap}/L^2)}{d \log(E_b/L^2)} = \left\{ \ln \frac{4 \cdot p^3 \cdot K(p) \cdot E_b}{\phi' \cdot B \cdot L^2} \right\}^{-1} = 1/j \quad (\text{de ec. IV.19})$$

Para bombes altos $j \gg 1$ y las curvas son de pendiente muy baja, casi horizontales, dando la impresión de ser líneas rectas.

Aproximándolas a los fines prácticos por rectas, sólo falta conocer un punto de la curva en el rango de bombeos altos para poder trazarla toda, ya que se conoce la asíntota para bombeos bajos (ver sección anterior). Este punto puede hallarse a partir del valor de j obtenido según el método de la secc.IV.4, usando la expresión IV.20 y el término de corrección D de la fig.IV.5.

AMPLIFIED SPONTANEOUS EMISSION AND SPATIAL DEPENDENCE OF GAIN IN DYE AMPLIFIERS

G. DUJARDIN and P. FLAMANT

*Groupe de Physique Moléculaire, Ecole Polytechnique,
17, rue Descartes, 75230 Paris Cedex 05, France*

Received 8 December 1977

Dye amplifiers are studied theoretically in the presence of amplified spontaneous emission (A.S.E.). The set of coupled rate equations is solved analytically in the steady state regime. Analytical relations are derived which express the spectral and spatial dependence of A.S.E. From the spatial dependence of A.S.E., the spatial dependence of the excited state population is obtained. A case of practical interest is treated: that of a rhodamine 6G amplifier transversely excited by a neodymium laser.

1. Introduction

The spatially non-uniform saturation of the gain by amplified spontaneous emission (A.S.E.) in a dye laser medium has been recently studied by Ganiel et al. [1]. They treat the problem of a dye amplifier transversely pumped by a nitrogen laser. The relevant rate equations which included amplified spontaneous emission are solved numerically. When no external input signal is present, the calculations show that under strong pumping conditions the population of the first excited singlet state along the amplifying path exhibits as a function of the abscissa a sharp maximum (near the center of the cell). However the spatial dependence of the population of the excited state in a dye laser medium is not only due to A.S.E. The spatial dependence of the population of the excited state and the resulting saturation of gain were previously reported by Flamant and Meyer [2] in a theoretical and experimental study on single pass flashlamp pumped dye amplifiers. They consider the strong input signal regime (when A.S.E. can be neglected) and measure the dependence of the total amplification of an amplifier on its length. Gain saturation was also reported by Burlamacchi et al. [3] in a planar dye laser. More recently the direct experimental evidence of the spatially non-uniform distribution of the excited state population was obtained by Ketskemety et al. [4].

In the present paper we consider a single-pass dye amplifier in which A.S.E. takes place when no input signal is present. The rate equations are solved analytically with the steady state approximation. Analytical relations are derived which give the spectral and spatial dependence of A.S.E. Using A.S.E. values calculated for each abscissa along the amplifying medium, we obtain the spatial dependence of the excited state population.

2. Rate equations

A simplified energy level scheme for laser dyes is used: only the lowest singlet state S_0 and the first excited electronic state S_1 are taken into account. Higher excited singlet states are neglected since radiationless transitions back to S_1 are very fast. Radiationless transitions from S_1 to the first triplet state are also neglected: the time constants involved are several orders of magnitude larger than the time scale of interest here (nanosecond range). Transient absorptions between excited states both in the fluorescence spectral region and at the pumping wavelength are not taken into account.

The A.S.E. in the dye medium is described by means of two flux spectral densities ϕ_λ^+ and ϕ_λ^- which are propagating respectively in the $+z$ direction and the $-z$ direction (fig. 1).

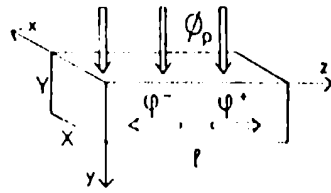


Fig. 1. Dye laser amplifier with transversal excitation. The dimensions are: $X = Y = 0.05$ cm; $l = 2$ cm.

$$\frac{\partial N_1(z)}{\partial t} = \left(\sigma_p \Phi_p(z) + \int_0^{\infty} \sigma_a(\lambda) \varphi_\lambda(z) d\lambda \right) N_0(z) - \left(k + \int_0^{\infty} \sigma_e(\lambda) \varphi_\lambda(z) d\lambda \right) N_1(z), \quad (1)$$

where $\varphi_\lambda(z) = \varphi_\lambda^+(z) + \varphi_\lambda^-(z)$. N_0 is the lowest singlet state population. The initial concentration of molecules N (molecules/cm³) is assumed to be constant at any time and abscissa, and equal to the sum of N_0 plus N_1 . Φ_p (photons cm⁻² s⁻¹) is the excitation flux. The time and the x, y, z dependence of the different quantities used will be explicitly written only if necessary. The parameters σ_p , $\sigma_a(\lambda)$ and $\sigma_e(\lambda)$ are respectively the absorption cross section (cm²) at the excitation wavelength λ_p , the absorption and stimulated emission cross sections at the A.S.E. wavelengths. The constant k (s⁻¹) is the inverse of the fluorescence decay time.

Gain equations for A.S.E. are

$$d\varphi_\lambda^\pm(z)/dz = \pm [(\sigma_e(\lambda)\varphi_\lambda^\pm(z) + b(\lambda))N_1(z) - \sigma_a(\lambda)\varphi_\lambda^\pm(z)N_0(z)], \quad (2)$$

and it is the spontaneous emission term $b(\lambda) = E(\lambda)kg$ which initiates A.S.E. from fluorescence. The geometrical parameter g [1] used here is a mean value (5): $g = 4Y/l$. The parameters l and Y are the active length and the transverse dimension of the excited region. $E(\lambda)$ is the fluorescence spectrum normalized so that $\int_0^\infty E(\lambda) d\lambda = Q$, Q being the quantum yield.

When a transverse laser excitation is used, the pump attenuation in the y direction is given by

$$d\Phi_p(y, z)/dy = -\sigma_p \Phi_p(y, z) N_0(y, z). \quad (3)$$

3. Spectral dependence of A.S.E.

In the case of φ_λ^+ , considering eq. (2) for two wavelengths λ_1 and λ_2 , and eliminating N_1 between these two equations, one obtains

$$\frac{d\varphi_1^+(z) + \sigma_{a1}\varphi_1^+(z)N dz}{\varphi_1^+(z)(\sigma_{e1} + \sigma_{a1}) + b_1} = \frac{d\varphi_2^+(z) + \sigma_{a2}\varphi_2^+(z)N dz}{\varphi_2^+(z)(\sigma_{e2} + \sigma_{a2}) + b_2}, \quad (4)$$

$\varphi_i^+(z)$, σ_{ai} , σ_{ei} , b_i , $i = 1, 2$, are the $\varphi_{\lambda_i}^+(z)$, $\sigma_a(\lambda_i)$, $\sigma_e(\lambda_i)$, $b(\lambda_i)$ values for the wavelengths λ_1 and λ_2 .

The integration of eq. (4) from 0 to z yields a relation between $\varphi_1^+(z)$ and $\varphi_2^+(z)$:

$$\varphi_2^+(z) = a_2 \left(\frac{\varphi_1^+(z)}{a_1} \right)^{(\sigma_{e2} + \sigma_{a2})/(\sigma_{e1} + \sigma_{a1})} \times \exp \left[Nz \left(\sigma_{a1} \left(\frac{\sigma_{e2} + \sigma_{a2}}{\sigma_{e1} + \sigma_{a1}} \right) - \sigma_{a2} \right) \right], \quad (5)$$

where $a_i = b_i/(\sigma_{ei} + \sigma_{ai})$. Prior to integration, the approximation $\varphi_i^+(z) \gg a_i$ is assumed to be valid except in the vicinity of $z = 0$. After integration we use in (5) $\varphi_1^+(0) = 0$ which results from initial conditions.

From eq. (5), when $z = l$, one can redraw the spectrum of $\varphi_\lambda^+(l)$. The wavelength λ_m of the maximum of $\varphi_\lambda^+(l)$ depends on the product Nl (concentration, active length) and on the excitation by the $\varphi_1^+(l)/a_1$ value. We shall assume that λ_m depends only on the concentration (see fig. 3) and we shall verify that it does not depend very much on the $\varphi_1^+(l)/a_1$ value (see fig. 2).

In the same way, for $\varphi_1^-(z)$ and $\varphi_2^-(z)$ one obtains

$$\varphi_2^-(z) = a_2 \left(\frac{\varphi_1^-(z)}{a_1} \right)^{(\sigma_{e2} + \sigma_{a2})/(\sigma_{e1} + \sigma_{a1})} \times \exp \left[Nz(l-z) \left(\sigma_{a1} \left(\frac{\sigma_{e2} + \sigma_{a2}}{\sigma_{e1} + \sigma_{a1}} \right) - \sigma_{a2} \right) \right]. \quad (6)$$

By symmetry $\varphi_1^-(0) = \varphi_1^+(l)$. From eq. (6) it appears that $\varphi_2^-(0)$ is maximal at the same wavelength λ_m as $\varphi_2^+(l)$.

From now on, we shall consider that under laser excitation the A.S.E. can be represented by a monochromatic flux $\varphi(z) = \varphi^+(z) + \varphi^-(z)$ at the wavelength λ_m .

4. Spatial dependence of A.S.E.

Assuming that $\varphi^+(z)$ and $\varphi^-(z)$ are monochromatic at λ_m ,

$$d\varphi^{\pm}(z)/dz$$

$$= \pm [(a_{em}\varphi^{\pm}(z) + b)N_1(z) - a_{am}\varphi^{\pm}(z)N_0(z)], \quad (7)$$

where $a_{em} = \sigma_e(\lambda_m)$; $a_{am} = \sigma_a(\lambda_m)$; $b = kg$.

In eq. (7) the population N_0 can be replaced by $N_0 = N - N_1$. Then writing (7) for $\varphi^+(z)$ and $\varphi^-(z)$, and eliminating N_1 , the integration from 0 to z yields a relation between $\varphi^+(z)$ and $\varphi^-(z)$

$$\varphi^-(z) = a \left(\frac{\varphi^+(l) + a}{\varphi^+(z) + a} - 1 \right), \quad (8)$$

where $a = kg/(a_{em} + a_{am})$. Also the approximation $\varphi^{\pm}(z) \gg a$, is assumed to be valid. After integration we use in (8): $\varphi^+(0) = \varphi^-(l) = 0$ and $\varphi^+(l) = \varphi^-(0)$, which results from initial conditions and symmetry.

Assuming a steady state regime (which is a good approximation for intense laser-pumping sources) and substituting (8) in eq. (1) one gets in the transversal pumping case

$$N_1(z) = (-\partial\Phi_p/\partial y)$$

$$\times \left\{ k + a_{em} \left[\varphi^+(z) + a \left(\frac{\varphi^+(l) + a}{\varphi^+(z) + a} - 1 \right) \right] \right\}^{-1}. \quad (9)$$

Eq. (9) is obtained taking $a_{am}\varphi^{\pm}(z) \ll a_p\Phi_p$. This assumption is fulfilled in the practical case treated here (paragraph 5).

Integration of eq. (7) can be performed when reabsorption of A.S.E. (at λ_m) is neglected. Integration of eq. (7) written for $\varphi^+(z)$, from 0 to z when $N_1(z)$ is replaced by eq. (9), gives

$$\left(\frac{k}{a_{em}} - 2a \right) \ln \left(\frac{\varphi^+(z) + a}{a} \right) + \varphi^+(z) + \varphi^+(l) + a \left(1 - \frac{\varphi^+(l) + a}{\varphi^+(z) + a} \right) = \int_0^z \frac{\partial\Phi_p}{\partial y} dz. \quad (10)$$

Using eq. (10) we find $\varphi^+(z)$ at any abscissa z . Then substituting $\varphi^+(z)$ in eq. (9) one can deduce the spatial dependence of N_1 .

In order to solve eq. (10) we must evaluate at any abscissa the integral

$$-\int_0^z \frac{\partial\Phi_p}{\partial y} dz = \int_0^z a_p\Phi_p N_0 dz. \quad (11)$$

We consider an amplifier in which the transversal dimension Y is of the order of magnitude of $(a_p N_0)^{-1}$. It is assumed that $\partial\Phi_p/\partial y$ is constant (linear approximation). Then from eq. (10) $\varphi^+(z)$ does not depend on y . Consequently, using eq. (9), we show that $N_0(z)$ does not depend on y . The quantity $\partial\Phi_p/\partial y$ is replaced by $\Delta\Phi_p/\Delta y = (\Phi_p(0) - \Phi_p(Y))/Y$, with $\Phi_p(Y) = \Phi_p(0) \exp(-Y a_p N_0)$. Eq. (11) can be expressed by

$$\int_0^z \frac{\partial\Phi_p}{\partial y} dz = \frac{\Phi_p(y=0)}{Y} - \int_0^z [1 - \exp(-Y a_p N_0(z))] dz \quad (12)$$

5. Numerical applications

We consider a parallelepipedic cell (fig. 1) containing a solution of rhodamine 6G in ethanol excited by a frequency doubled neodymium laser ($\lambda_p = 530$ nm). Absorption and emission cross sections and the decay time constant of rhodamine 6G in ethanol were obtained from refs. [6] and [7]. The pumping flux has a square wave form in t and lasts 20 ns. The pulse energy used is between 0.1 mJ and 10 mJ. A pumping energy of 1 mJ corresponds to a pumping flux of 1.33×10^{24} photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

5.1. Spectra of A.S.E.

In fig. 2, we show the spectral dependence of $\varphi_{\lambda}^+(l)$

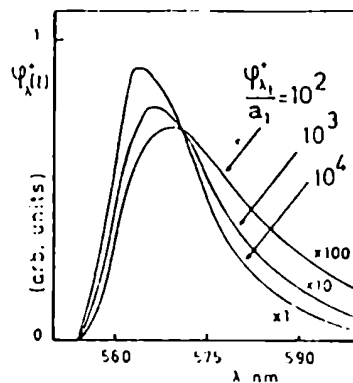


Fig. 2. Spectra of the A.S.E. emitted by the amplifier for different values of $\varphi_{\lambda_1}^+/a_1$. The concentration of rhodamine 6G in ethanol is 10^{-4} mole l^{-1} .

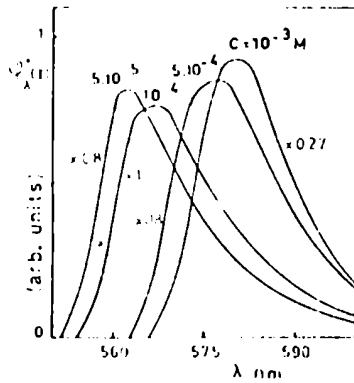


Fig. 3. Spectra of the A.S.E. emitted by the amplifier for different concentrations of rhodamine 6G. $\varphi_1^+/a_1 = 10^3$.

calculated from eq. (5). We chose a concentration of 1×10^{-4} mole l^{-1} of rhodamine 6G and $\lambda_1 = 570$ nm. Several values of $\varphi_1^+(l)/a_1$ are used, and we show that the wavelength λ_m depends not very much on $\varphi_1^+(l)/a_1$ since λ_m varies from 570 nm to 565 nm when $\varphi_1^+(l)/a_1$ varies from 10^2 to 10^4 .

In fig. 3 we plot the spectral dependence of $\varphi_\lambda^+(l)$ calculated from eq. (5) for $\varphi_1^+(l)/a_1 = 10^3$ and different values of the concentration ($\lambda_1 = 570$ nm). λ_m depends very much on the concentration since it varies from 563 nm to 580 nm when the concentration varies from 5×10^{-5} mole l^{-1} to 10^{-3} mole l^{-1} . From now on, we shall use a concentration of 10^{-4} mole l^{-1} . Then from fig. 2 we have $\lambda_m = 565$ nm.

5.2. Spatial distribution of $N_1(z)$ and $\varphi^+(z)$

In order to determine $N_1(z)$ and $\varphi^+(z)$ for each abscissa z we used a step by step method with eqs. (9), (10) and (12). Starting from $z = 0$, we used a step of 1 mm. For $z = 0$, the approximation $N_0 \approx N$ is valid. Using eq. (12) one obtains the right member of eq. (10). From eq. (10) the $\varphi^+(z)$ value for $z = 1$ mm is reckoned. The $\varphi^+(l)$ value used in (9) is obtained from eq. (10) with $z = l$ and from eq. (12) assuming $N_0 \approx N$ everywhere. $N_1(z)$ for $z = 1$ mm is calculated from (9) and (12) with $N_0(0)$ and $\varphi^+(1$ mm). Knowing $N_1(1$ mm) one obtains $\varphi^+(z)$ for $z = 2$ mm with eqs. (12) and (10), and so on. If the $\varphi^+(l)$ value calculated by the step by step method is too different of the initial value used assuming $N_0 \approx N$ everywhere, the calculation is performed anew with the value of $\varphi^+(l)$ obtained by the step by step calculation.

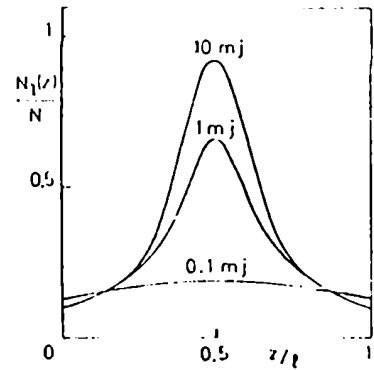


Fig. 4. Spatial variation of the relative excited state population $N_1(z)/N$ along the dye medium. Three pumping energies at $\lambda_p = 530$ nm are used: 0.1 mJ, 1 mJ, 10 mJ. The pulse width is 20 ns and the pumping area is 0.1 cm^2 . The molar concentration is $C = 10^{-4}$ mole l^{-1} .

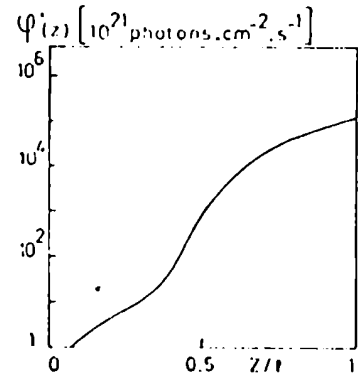


Fig. 5. Spatial variation of the positively propagating flux of A.S.E. along the dye medium. The pumping energy is 10 mJ and $C = 10^{-4}$ mole l^{-1} .

In fig. 4, when the pumping energy is greater than 0.1 mJ, the spatial distribution of the population $N_1(z)$ is inhomogeneous. At the end of the cell the dye medium is strongly saturated by A.S.E. In the center of the cell N_1 is maximum.

In fig. 5 we plot the spatial distribution of $\varphi^+(z)$ ($\varphi^-(z)$ is the mirror image of $\varphi^+(z)$ around the middle of the cell). The total A.S.E. flux $\varphi(z) = \varphi^+(z) + \varphi^-(z)$ is minimum for $z = l/2$. Consequently N_1 is maximum where φ is minimum.

References

- [1] U. Ganiel, A. Hardy, G. Neumann and D. Treves, IEEE J. Quant. Electron 11 (1975) 881.
- [2] P. Flamant and Y.H. Meyer, Optics Commun. 7 (1973) 146.
- [3] P. Burlamacchi, R. Pratesi and U. Vanni, Applied Optics 15 (1976) 2684.
- [4] I. Ketskemety, Zs. Bor, B. Racz and I. Kozma, Optics Commun. 21 (1977) 25.
- [5] G. Dujardin and P. Flamant, to be published, Optica Acta.
- [6] O.G. Peterson, J.P. Webb and W.C. Colgin, J. Appl. Phys. 42 (1971) 1917.
- [7] B.B. Snavely, Proc. IEEE 57 (1969) 1374.

- ethyl sulfate." *Phys. Rev.*, vol. 159, pp. A2008-A2016, Sept. 1965.
- [24] G. M. Zverev, G. Ya. Kolodny, and A. M. Onishchenko, "Non-radiative transitions between levels of trivalent rare-earth ions in yttrium-aluminum garnate crystals," *Sov. Phys. JETP*, vol. 33, pp. 497-501, Sept. 1971.
- [25] M. J. Weber, "Multiphonon relaxation of rare-earth ions in yttrium orthoaluminate," *Phys. Rev. B*, vol. 8, pp. 54-64, July 1973.
- [26] —, "Radiative and multiphonon relaxation of rare-earth ions in Y_2O_3 ," *Phys. Rev.*, vol. 171, pp. 283-291, July 1968.
- [27] L. A. Riseberg, and H. W. Moos, "Multiphonon orbit-lattice relaxation of excited states of rare-earth ions in crystals," *Phys. Rev.*, vol. 174, pp. 429-438, Oct. 1968.
- [28] J. B. Gruber, W. L. Krupke, and J. M. Poindexter, "Crystal-field splitting of trivalent thulium and erbium J levels in yttrium oxide," *J. Chem. Phys.*, vol. 41, pp. 3363-3377, Dec. 1964.
- [29] M. J. Weber, "Chromium-rare earth energy transfer in $YAlO_3$," *J. Appl. Phys.*, vol. 44, pp. 4058-4064, Sept. 1973.
- [30] —, private communication.
- [31] K. W. Martin and L. G. DeShazer, "Indices of refraction of the biaxial crystal $YAlO_3$," *Appl. Opt.*, vol. 12, pp. 941-943, May 1973.
- [32] L. F. Johnson and H. J. Guggenheim, "Electronic- and phonon-terminated laser emission from Ho^{3+} in BaY_2F_8 ," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-10, pp. 442-449, Apr. 1974.

Amplified Spontaneous Emission and Signal Amplification in Dye-Laser Systems

U. GANIEL, MEMBER, IEEE, A. HARDY, G. NEUMANN, MEMBER, IEEE, AND D. TRÉVES, MEMBER, IEEE

Abstract—Transversely pumped dye-laser systems are investigated theoretically and experimentally. A set of coupled rate equations for the excited-state population densities and for the photon fluxes in both directions, at all wavelengths, is presented. Both the temporal and spatial dependence of these quantities are accounted for. The equations are solved numerically for a variety of practical situations, and analytical approximations for some limiting cases are discussed. The results describe the dependence of the amplified-spontaneous-emission (ASE) output flux on pumping rate, the spectral narrowing process, and the effects of gain saturation. It is found that under practical laboratory conditions the gain of such dye systems saturates rapidly. Consequently, at high pumping rates the output varies linearly with pump intensity, and the conversion efficiency from pump to ASE photons approaches unity. The performance of dye-laser amplifiers is described by the same set of equations, and the gain characteristics of such systems are analyzed as a function of input signal intensity and pumping rate. The theoretical calculations are compared with the results of a set of experiments, and good agreement is found. The operation characteristics of a dye-laser amplifier are evaluated and utilized in the design of a narrow-band oscillator-amplifier system.

1. INTRODUCTION

EVER SINCE the first successful operation of organic dye lasers [1], these systems have become the subject of intensive research.¹ Many dye systems exhibit high gains even when pumped by flashlamps where the pumping rates are

relatively low [2]. Much higher pumping rates can be achieved in laser-pumped systems, and this approach has been used extensively both in pulsed systems and in CW operation, which to date has been achieved only with a laser as the pumping source [3]. In high-gain systems, particularly under strong pumping conditions, consideration of the phenomenon of amplified spontaneous emission (ASE) [4]² becomes all important for understanding the behavior of such systems. This is true in particular for dye solutions when excited in a transverse pumping configuration [5]. In such systems the spontaneous emission is amplified as it propagates along the excited medium, and even without feedback the emitted radiation exhibits "laserlike" properties, i.e., low divergence and spectral narrowing. Operation of dye solutions in this ASE mode has been reported in recent years [6]. The effect of ASE must also be considered in analyzing the gain characteristics of dye oscillator-amplifier systems, where the ASE can interfere with the process of amplification of the input signal, causing excessive background noise in the output.

Spectral narrowing in ASE was treated in the past by various authors. Yariv and Leite [7] considered a simple model in which they calculated an approximate expression for the narrowing of the spectrum of the spontaneous emission, due to the gain profile of the medium at which it originates. Saturation was not accounted for in this model. Casperson and Yariv [8] dealt with spectral narrowing in lasers at steady state, extending their treatment to include saturation in amplifiers

Manuscript received April 16, 1975.

U. Ganiel, A. Hardy, and D. Treves are with the Department of Electronics, the Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel.

G. Neumann is with Tadiran, Israel Electronic Industries, on leave from the Department of Electronics, the Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel.

¹A number of excellent review articles appear in F. P. Schäfer, Ed. *Dye Laser*. New York: Springer, 1973.

²ASE is often referred to as "superradiance," although this term should probably be reserved for a completely different phenomenon, discussed first by Dicke [4a].

by the amplified radiation. These authors obtained analytic results for certain limiting cases, and their results apply mainly to high-gain gas lasers with a Doppler-broadened gain profile. Casperson [9], [10] extended these results by including in the rate equations the effect of power flow in both directions, which was absent in previous treatments. Allen and Peters [11] considered ASE and amplification of external signals. Their discussion concentrated on high-gain gas-laser systems (mainly the 3.39- μ transition in He-Ne), and solutions of the relevant rate equations were obtained and fitted to experimentally determined parameters. The relevant level scheme in dye systems is generally more complex (ground-state absorption, triplet-state effects, etc.), and some of the assumptions which apply to the experimental situation in gas lasers cannot be made for dye-laser systems. Thus the extensive work of Allen and Peters [11] cannot be applied directly in the investigation of these systems. ASE in dye lasers has not been analyzed in detail in the past. Most authors dealing with dye-laser oscillators follow the approach introduced by Sorokin *et al.* [12] in which rate equations are written down for the (single-mode) photon density, the population inversion, and the triplet-state population. With various modifications, this approach was followed also by Keller [13] and by Pappalardo *et al.* [14]. In this approach the quantities are all assumed to be uniform along the cavity. Since in many laser-pumped dye-laser systems the gain is very high, and consequently the optimum output coupling rather large (in some cases a ~ 4 -percent-reflectivity quartz wedge gives the highest output [15]), this assumption is probably invalid for such systems. Weber and Bass [16] and Snively [17], on the other hand, considered rate equations for the populations at threshold in order to calculate the gain. They did not include stimulated emission in these equations, and hence saturation effects are excluded from this description. Recently, Atkinson and Pace [18] introduced a more complete approach, including also frequency selective elements in their analysis. Again, they assume all quantities uniform along the cavity, an approximation which, as already mentioned, can introduce serious errors in cases of high output coupling (see [19]).³

Dye-laser amplifiers have been considered by a number of investigators. Huth [20] measured the gain of a flashlamp-pumped rhodamine 6G (R6G) laser. His data fit into the weak pumping regime, below saturation by ASE or by the injected signal. Hence his results could be fit to calculated gain coefficients which are uniform along the medium. Shank *et al.* [21] described an elegant gain-measurement scheme in which the gain is extracted from direct measurement of the ASE. Their method, however, applies only in the regime of weak enough pumping where no saturation occurs. More recently, Flamant and Meyer [22] studied the steady-state gain of a flashpumped dye amplifier. They recognize the importance of the spatial dependence of the gain along the active medium. Spontaneous emission is excluded from their photon flux equation. Their results are thus valid only for strong

enough input signals, so that the competing effect of ASE can be ignored.

In this work we shall treat the problem of a transversely pumped dye medium. Rate equations will be written in a general form so that numerical solutions can be obtained from them for both pure ASE and laser-amplifier situations. Both the temporal and spatial dependence will be accounted for so that no *a priori* assumptions will be needed concerning the magnitude of either the pumping intensity or the laser radiation. In Section II we present the rate equations and explain the details of the physical model used. Section III is devoted to a discussion of the solutions for ASE with no external input. The behavior of the solutions at the various regimes of pumping rates is explained with an emphasis on its physical significance. Some analytical approximations, which are helpful for anticipating the results in certain limiting cases, are also derived. In Section IV the characteristics of dye-laser amplifiers are discussed, and again the discussion is based both on numerical solutions of the rate equations and on some analytical approximations which are shown to be valid on physical grounds. Section V deals with a set of experiments which were aimed at checking the theory and obtaining the characteristics of the operation of dye-laser amplifiers. Finally, a narrow-band output oscillator-amplifier system is described.

II. RATE EQUATIONS

The energy level scheme we shall consider is shown schematically in Fig. 1. S_0 is the lowest singlet vibration-rotation manifold, S_1 is the first excited (electronic) singlet manifold, and T_1 is the first triplet manifold. Higher excited manifolds ($S_i, T_i, i > 1$) are not shown since radiationless transitions back to S_1 (or T_1) are known to be fast ($\sim 10^{-12}$ - 10^{-11} s) on the time scales of interest to us [23]. Nonradiative decay within each manifold is also a fast process, so that only the lowest level populations within each manifold will be considered. We assume a transversely excited region of length L and width $2r$ ($r \ll L$), so that the pump power $P(t)$ is uniformly incident on an area $A = 2rL$. Reduction of $P(t)$ in the transverse direction (into the medium) due to absorption is neglected. This assumption is not expected to affect the results appreciably, and it reduces the complication of the numerical treatment considerably.

Let $I^+(x, t, \lambda)$ be the photon flux per unit wavelength (photon $\cdot s^{-1} \cdot cm^{-3}$) at coordinate x ($0 \leq x \leq L$), time t , and wavelength λ , propagating in the $+x$ direction, and let $I^-(x, t, \lambda)$ be the corresponding quantity for the radiation propagating in the $-x$ direction. Then the following coupled set of rate equations holds for the photon flux and populations:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_1(x, t)}{\partial t} = & W(t)N_0(x, t) - \tau^{-1}N_1(x, t) \\ & - N_1(x, t) \int \sigma_e(\lambda) [I^+(x, t, \lambda) + I^-(x, t, \lambda)] d\lambda \\ & + N_0(x, t) \int \sigma_{01}(\lambda) [I^+(x, t, \lambda) + I^-(x, t, \lambda)] d\lambda \end{aligned} \quad (1)$$

³For reflectivities of $R \geq 50$ percent, the approximation of uniform gain coefficient along the medium is reasonable, but for low reflectivities it is no longer valid.

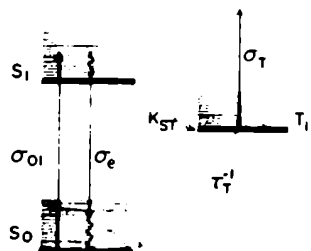


Fig. 1. Energy level scheme assumed in the calculation. Straight arrows denote radiative transitions, wiggled arrows denote radiationless transitions.

$$\frac{\partial N_T(x, t)}{\partial t} = K_{ST}N_1(x, t) - \tau_T^{-1}N_T(x, t) \quad (2)$$

$$N_0(x, t) + N_1(x, t) + N_T(x, t) = N \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \pm \frac{d}{dx} [I^2(x, t, \lambda)] = & N_1(x, t)\sigma_e(\lambda)I^2(x, t, \lambda) \\ & + \tau_1^{-1}N_1(x, t)E(\lambda)g^2(x) \\ & - \sigma_{01}(\lambda)N_0(x, t)I^2(x, t, \lambda) \\ & - \sigma_T(\lambda)N_T(x, t)I^2(x, t, \lambda). \end{aligned} \quad (4)$$

The quantities in (1)–(4) are defined as follows. $N_i(x, t)$, $i = 0, 1, T$, is the population density (molecules \cdot cm $^{-3}$) in S_0 , S_1 , and T_1 . $W(t)$ is the pumping rate, given generally by

$$W(t) = [P(t)/A] \int \sigma_{01}(\lambda)f(\lambda) (\lambda/hc) d\lambda \quad (5)$$

where $\sigma_{01}(\lambda)$ is the absorption cross section (cm 2) from S_0 to S_1 at wavelength λ , and $f(\lambda)$ is the normalized spectral distribution of the pump radiation ($\int f(\lambda)d\lambda = 1$). τ is the lifetime of the S_1 state in the absence of stimulated emission. $\sigma_e(\lambda)$ is the stimulated-emission cross section, given by⁴

$$\sigma_e(\lambda) = [\lambda^4 E(\lambda)]/8\pi c\eta^2 \tau \quad (6)$$

where $E(\lambda)$ is the $S_1 \rightarrow S_0$ fluorescence spectrum normalized so that $\int E(\lambda)d\lambda = \Phi$, Φ being the quantum efficiency, η is the refractive index of the dye solution, K_{ST} is the $S_1 \rightarrow T_1$ intersystem crossing rate (s $^{-1}$), and τ_T is the T_1 lifetime. $g^2(x)$ are geometrical factors which determine the fraction of the spontaneous emission which is emitted into the solid angle at which the output aperture is seen from position x in the medium. $\sigma_T(\lambda)$ is the absorption cross section from T_1 to higher triplet states. In (1), the first term describes excitation by the pump source from S_0 to S_1 , the second term accounts for spontaneous decay from S_1 via all available channels, the third term describes the effect of stimulated emission by radiation of all wavelengths on N_1 , and the last term gives the rate of increase of N_1 due to self-absorption by ground-state molecules. Equation (2) describes the temporal evolution of N_T by intersystem crossing $S_1 \rightarrow T_1$ and by relaxation to the ground state. In (4), $(d/dx)I^2 = (\partial/\partial x)I^2 \pm (\eta/c)(\partial/\partial t)I^2$. The terms in (4) describe, in that order, stimulated emission, spon-

⁴See [17]. $\sigma_e(\lambda)$ given in (6) differs from Snavely's expression by a factor of η^{-3} . This difference was already noted previously (see [21]).

TABLE I
PARAMETERS USED IN THE COMPUTATIONS

Parameter	Numerical Value	Reference
1. Material parameters (ke-1)		
τ_1 (lifetime)	5.6×10^{-11} [sec.]	24
τ_T	1.30	17
K_{ST}	Figure 9 in reference	17
σ_{01}	Figure 9 in reference	17
K_{ST}	3.4×10^6 [sec. $^{-1}$]	25
τ_T	1.5×10^{-10} [sec.]	25
η	Figure 9 in reference	26
2. Parameters used in our numerical example		
L (cm)	1	
r (cm)	2×10^{-2}	
λ_p (pump wavelength)	337.1 nm	
I_p (photons \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$)	1.4×10^{17}	
N	3×10^{18} (molecules \cdot cm $^{-3}$)	
3. Generalized pump power (pumping rate) $W(t)$ (photons \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$)		
	$1 \text{ kW} = 1 \text{ W cm}^{-2} = 1 \text{ W} \cdot 10^{18} \text{ (photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$	

taneous emission into the appropriate solid angle, absorption from the ground state, and triplet-state absorption. Variations in the transverse dimension of I^2 and N_i are not accounted for in this model. It is assumed that the active region is a cylinder of radius r , within which the rate of excitation is constant. Hence we have

$$\begin{aligned} g^+(x) &= \frac{1}{2} \{ 1 - (L-x)/[(L-x)^2 + r^2]^{1/2} \} \\ g^-(x) &= \frac{1}{2} \{ 1 - x/(x^2 + r^2)^{1/2} \}. \end{aligned} \quad (7)$$

As long as the depth of the excited region is of the same order of magnitude as its width $2r \ll L$, its exact geometric shape is not too important, and g^2 will have the same x dependence. Equations (1)–(4) are written for a homogeneously broadened medium so that the same $N_1(x, t)$ is assumed for the interaction with radiation at all wavelengths λ within the fluorescence band.

Equations (1)–(4) were solved numerically on an IBM 370/165 computer for a large variety of practical solutions. We chose a solution of the dye rhodamine 6G (R6G) in ethanol for our computations since the material parameters for this system are well known. The parameters needed for the computation are given in Table I. The geometry was chosen to correspond to our experimental arrangement (see Section V), $L = 1$ cm, $r = 0.02$ cm. Although various pumps and dye concentrations were studied, we shall report here only on our studies for a nitrogen-laser-pumped dye solution. The pump is monochromatic ($\lambda_p = 337.1$ nm, $\sigma_{01}(\lambda_p) = 2.4 \times 10^{-17}$ cm 2), and a dye concentration of $N = 3 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$ (5×10^{-3} mol \cdot l $^{-1}$) is used.

For a monochromatic pump source, $W(t) = \sigma_{01}(\lambda_p)I_p(t)$, $I_p(t)$ being the pump photon flux (photons \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$). The

analysis is somewhat simplified by assuming $I_p(t)$ to be of a square wave form in t . For fast rise-time pumps this is a reasonable approximation, so that in the following discussion we write $W(t) = W$ for $0 \leq t \leq T$, T being the pump pulse-width. If T is large enough so that steady state is reached ($(\partial/\partial t) = 0$), we have from (1)-(4)

$$N_1(x) = N \left\{ W + \int \sigma_{01}(\lambda) [I^+(x, \lambda) + I^-(x, \lambda)] d\lambda \right\} \cdot \{ W(1 + K_{ST}\tau_T) + \tau^{-1} + \int [\sigma_{01}(\lambda) \cdot (1 + K_{ST}\tau_T) + \sigma_e(\lambda)] [I^+(x, \lambda) + I^-(x, \lambda)] d\lambda \} \quad (8)$$

$$N_T(x) = N_1(x)K_{ST}\tau_T. \quad (9)$$

By direct integration we have

$$I^+(x, \lambda) = I^+(0, \lambda) \exp \left[\int_0^x \alpha(\xi, \lambda) d\xi \right] + E(\lambda)\tau^{-1} \int_0^x dy N_1(y) g^+(y) \cdot \exp \left[\int_y^x \alpha(\xi, \lambda) d\xi \right] \quad (10)$$

$$I^-(x, \lambda) = I^-(L, \lambda) \exp \left[\int_x^L \alpha(\xi, \lambda) d\xi \right] + E(\lambda)\tau^{-1} \int_x^L dy N_1(y) g^-(y) \cdot \exp \left[\int_x^y \alpha(\xi, \lambda) d\xi \right] \quad (11)$$

where

$$\alpha(\xi, \lambda) = [\sigma_e(\lambda) + \sigma_{01}(\lambda)[N_1(\xi) + [\sigma_{01}(\lambda) - \sigma_T(\lambda)]N_T(\xi)] - \sigma_{01}(\lambda)N. \quad (12)$$

The first term on the right-hand side in (10) and (11) describes the amplified input signal while the second results from ASE. The gain of the medium at steady state is conveniently defined as

$$G(\lambda) = \exp \left[\int_0^L \alpha(\xi, \lambda) d\xi \right]. \quad (13)$$

In a general situation (8)-(13) are obviously not very useful, and (1)-(4) have to be solved numerically on a computer. In the following we shall use (8)-(13) as a starting point for discussing a number of limiting cases of practical interest.

III. AMPLIFIED SPONTANEOUS EMISSION

A. Dependence of the ASE on Pumping Rate

In most pulsed laser-pump sources (nitrogen laser, Q -switched Nd^{3+} YAG or ruby, and their harmonics, etc.), the pumping

pulse is short (~ 5 -30 ns) compared to K_{ST}^{-1} , so that the effect of triplet states is negligible since no appreciable population $N_T(x)$ can build up.⁵ We shall therefore assume henceforth $N_T = 0$ in our analysis. The steady-state assumption, introduced previously, is still reasonable, as will be discussed in the following, and it is certainly a very good one for strong pumping sources which are of main interest here.

In Fig. 2 we plot the results of the numerical calculation of the ASE, assuming no triplet-state population. In the graph giving the results with no ground-state absorption ($\sigma_{01}(\lambda) = 0$)⁶ one clearly discerns the fluorescence region, which is the regime of weak pumping rates. In this region $N_1(x)$ remains so low that there is practically no stimulated emission, and the output consists of that part of the total fluorescence which is collected at the output aperture. Therefore, in the transverse pumping configuration, the conversion efficiency from absorbed pump photons to output is very low.

As the pump rate increases, there is a smooth transition to a regime in which the output increases exponentially with W . This is obviously due to the effect of stimulated emission. It should be noted, however, that there is no discontinuity in the graph so that the concept of threshold for the onset of ASE [11] is mainly qualitative.

As indicated in Fig. 2, this exponential regime spans only about one order of magnitude of pumping intensities since the exponential dependence of $G(\lambda)$ on W causes I^{\pm} to grow very quickly with W and saturation becomes important. (In the numerical example (Fig. 2), the output increases by a factor of $\sim 10^4$ as W changes from 3×10^5 to 3×10^6 .)

With $\sigma_{01}(\lambda) = 0$, $I^{\pm}(\lambda)$ peaks at the peak of $E(\lambda)$ (~ 555 nm for R6G), but spectral narrowing sets in [7], [8]. The approximate analytical treatment by Yariv and Leite [7] is adequate in this regime, but its validity breaks down as soon as saturation effects become important. In the present treatment, $E(\lambda)$ is not available to us in analytical form, so no attempt was made to analyze this effect beyond numerical evaluation of $I^{\pm}(\lambda)$ as a function of λ . In the numerical computation, the fluorescence band of R6G (520-630 nm) was divided into segments of 5 nm each.⁷ In Fig. 2 the effect of spectral narrowing is indicated by the difference between the curve describing the total photon flux and the curve giving the photon flux within a 5-nm bandwidth around the peak of the ASE. The stronger the pumping, the closer these two curves become, indicating that a larger portion of the radiation is concentrated in the central bandwidth.

The conversion efficiency from pump photons to I^{\pm} is still low at the lower end ($W \sim 2 \times 10^5$) of the exponential regime.

⁵This assumption is definitely invalid for flashlamp-pumped dye lasers, where the pulses are in the microsecond regime (see [13], [14]), or for CW dye lasers, where the triplet-state populations are of primary importance.

⁶In some dyes, such as 4-methyl-umbelliferone [21], the emission and absorption bands do not overlap so that $\sigma_{01} = 0$ is a realistic assumption. This is definitely not the situation for R6G, but we deal with it nonetheless since it helps in understanding the physical behavior of the system.

⁷Finer divisions were used in trial runs, and this increased the computer time needed significantly. We found that the division into segments of 5 nm was adequate, and no substantial information was gained by using a finer grid in λ .

analysis is somewhat simplified by assuming $I_p(t)$ to be of a square wave form in t . For fast rise-time pumps this is a reasonable approximation, so that in the following discussion we write $W(t) = W$ for $0 \leq t \leq T$, T being the pump pulse-width. If T is large enough so that steady state is reached ($(\partial/\partial t) = 0$), we have from (1)-(4)

$$N_1(x) = N \left\{ W + \int \sigma_{01}(\lambda) [I^+(x, \lambda) + I^-(x, \lambda)] d\lambda \right\} / \left\{ W(1 + K_{ST}\tau_T) + \tau^{-1} + \int [\sigma_{01}(\lambda) + (\sigma_e(\lambda) + \sigma_{01}(\lambda))] [I^+(x, \lambda) + I^-(x, \lambda)] d\lambda \right\} \quad (8)$$

$$N_T(x) = N_1(x) K_{ST}\tau_T. \quad (9)$$

By direct integration we have

$$I^+(x, \lambda) = I^+(0, \lambda) \exp \left[\int_0^x \alpha(\xi, \lambda) d\xi \right] + E(\lambda)\tau^{-1} \int_0^x dy N_1(y) g^+(y) \exp \left[\int_y^x \alpha(\xi, \lambda) d\xi \right] \quad (10)$$

$$I^-(x, \lambda) = I^-(L, \lambda) \exp \left[\int_x^L \alpha(\xi, \lambda) d\xi \right] + E(\lambda)\tau^{-1} \int_x^L dy N_1(y) g^-(y) \exp \left[\int_x^y \alpha(\xi, \lambda) d\xi \right] \quad (11)$$

where

$$\alpha(\xi, \lambda) = [\sigma_e(\lambda) + \sigma_{01}(\lambda)] N_1(\xi) + [\sigma_{01}(\lambda) - \sigma_T(\lambda)] N_T(\xi) - \sigma_{01}(\lambda) N. \quad (12)$$

The first term on the right-hand side in (10) and (11) describes the amplified input signal while the second results from ASE. The gain of the medium at steady state is conveniently defined as

$$G(\lambda) = \exp \left[\int_0^L \alpha(\xi, \lambda) d\xi \right]. \quad (13)$$

In a general situation (8)-(13) are obviously not very useful, and (1)-(4) have to be solved numerically on a computer. In the following we shall use (8)-(13) as a starting point for discussing a number of limiting cases of practical interest.

III. AMPLIFIED SPONTANEOUS EMISSION

A. Dependence of the ASE on Pumping Rate

In most pulsed laser-pump sources (nitrogen laser, Q-switched Nd³⁺ YAG or ruby, and their harmonics, etc.), the pumping

pulse is short (~ 5 -30 ns) compared to K_{ST}^{-1} , so that the effect of triplet states is negligible since no appreciable population $N_T(x)$ can build up.⁵ We shall therefore assume henceforth $N_T = 0$ in our analysis. The steady-state assumption, introduced previously, is still reasonable, as will be discussed in the following, and it is certainly a very good one for strong pumping sources which are of main interest here.

In Fig. 2 we plot the results of the numerical calculation of the ASE, assuming no triplet-state population. In the graph giving the results with no ground-state absorption ($\sigma_{01}(\lambda) = 0$)⁶ one clearly discerns the fluorescence region, which is the regime of weak pumping rates. In this region $N_1(x)$ remains so low that there is practically no stimulated emission, and the output consists of that part of the total fluorescence which is collected at the output aperture. Therefore, in the transverse pumping configuration, the conversion efficiency from absorbed pump photons to output is very low.

As the pump rate increases, there is a smooth transition to a regime in which the output increases exponentially with W . This is obviously due to the effect of stimulated emission. It should be noted, however, that there is no discontinuity in the graph so that the concept of threshold for the onset of ASE [11] is mainly qualitative.

As indicated in Fig. 2, this exponential regime spans only about one order of magnitude of pumping intensities since the exponential dependence of $G(\lambda)$ on W causes I^{\pm} to grow very quickly with W and saturation becomes important. (In the numerical example (Fig. 2), the output increases by a factor of $\sim 10^4$ as W changes from 3×10^5 to 3×10^6 .)

With $\sigma_{01}(\lambda) = 0$, $I^{\pm}(\lambda)$ peaks at the peak of $E(\lambda)$ (~ 555 nm for R6G), but spectral narrowing sets in [7], [8]. The approximate analytical treatment by Yariv and Leite [7] is adequate in this regime, but its validity breaks down as soon as saturation effects become important. In the present treatment, $E(\lambda)$ is not available to us in analytical form, so no attempt was made to analyze this effect beyond numerical evaluation of $I^{\pm}(\lambda)$ as a function of λ . In the numerical computation, the fluorescence band of R6G (520-630 nm) was divided into segments of 5 nm each.⁷ In Fig. 2 the effect of spectral narrowing is indicated by the difference between the curve describing the total photon flux and the curve giving the photon flux within a 5-nm bandwidth around the peak of the ASE. The stronger the pumping, the closer these two curves become, indicating that a larger portion of the radiation is concentrated in the central bandwidth.

The conversion efficiency from pump photons to I^{\pm} is still low at the lower end ($W \approx 2 \times 10^5$) of the exponential regime,

⁵This assumption is definitely invalid for flashlamp-pumped dye lasers, where the pulses are in the microsecond regime (see [13], [14]), or for CW dye lasers, where the triplet-state populations are of primary importance.

⁶In some dyes, such as 4-methyl-umbelliferone [21], the emission and absorption bands do not overlap so that $\sigma_{01} = 0$ is a realistic assumption. This is definitely not the situation for R6G, but we deal with it nonetheless since it helps in understanding the physical behavior of the system.

⁷Finer divisions were used in trial runs, and this increased the computer time needed significantly. We found that the division into segments of 5 nm was adequate, and no substantial information was gained by using a finer grid in λ .

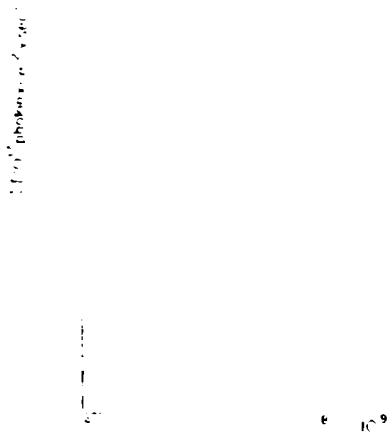


Fig. 2. Calculated ASE output (I) as a function of pumping rate (W), for R6G with parameters listed in Table 1. \cdots photon flux within a bandwidth of 5 nm around the peak of the ASE spectrum with $\sigma_{01} \neq 0$. \cdots photon flux within a bandwidth of 5 nm around the peak of the ASE assuming $\sigma_{01} = 0$. --- total photon flux with $\sigma_{01} \neq 0$. --- total photon flux with $\sigma_{01} = 0$.

but it grows rather quickly with W as the strong pumping regime is approached.

For still larger values of W , saturation causes the dependence of I^+ on W to become weaker than exponential. In our numerical example, with $\sigma_{01} = 0$, about one more decade in W (2×10^6 – 2×10^7) spans this transition region in which this dependence changes from exponential to linear.

The effect of ground-state absorption ($\sigma_{01} \neq 0$) is twofold. First, it shifts the peak of the ASE towards longer wavelengths where σ_{01} is smaller. In our numerical example the spectrum peaks at 590 nm for $W \leq 10^5$ (s^{-1}), but as W becomes larger the peak gradually shifts towards shorter wavelengths. For $W > 5 \times 10^6$ (s^{-1}), the peak appears at $\lambda = 575$ nm, and it remains at this wavelength for all higher values of W for which calculations were performed. Note that at the peak of the fluorescence ($\lambda = 555$ nm) the absorption cross section is $\sigma_{01} = 0.11 \sigma_e$, with $\sigma_e = 3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, while at the peak of the ASE ($\lambda = 575$ nm), $\sigma_{01} \sim 0.008 \sigma_e$, with $\sigma_e = 1.8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$.

The second effect of ground-state absorption is to lower the conversion efficiency at low pumping rates. At higher pumping rates this effect becomes less pronounced until at high enough values of W the efficiency is the same whether $\sigma_{01} \neq 0$ or $\sigma_{01} = 0$. This can be shown analytically as follows. Starting from (4), we have, with $N_T = 0$,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} [I^+(x, \lambda) - I^-(x, \lambda)] &= N_1(x) [\sigma_e(\lambda) + \sigma_{01}(\lambda)] [I^+(x, \lambda) \\ &+ I^-(x, \lambda)] + \tau^{-1} N_1(x) E(\lambda) [g^+(x) \\ &+ g^-(x)] - \sigma_{01}(\lambda) N [I^+(x, \lambda) \\ &+ I^-(x, \lambda)]. \end{aligned} \quad (14)$$

Integration over λ yields

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} [I^+(x) - I^-(x)] &= N_1(x) \int [\sigma_e(\lambda) + \sigma_{01}(\lambda)] [I^+(x, \lambda) \\ &+ I^-(x, \lambda)] d\lambda + \tau^{-1} N_1(x) [g^+(x) \\ &+ g^-(x)] \Phi - N \int \sigma_{01}(\lambda) [I^+(x, \lambda) \\ &+ I^-(x, \lambda)] d\lambda \end{aligned} \quad (15)$$

where $I^\pm(x) = \int I^\pm(x, \lambda) d\lambda$. Since the triplet-state population is neglected, we have from (8)

$$\begin{aligned} N_1(x) &= N \left\{ W + \int \sigma_{01}(\lambda) [I^+(x, \lambda) + I^-(x, \lambda)] d\lambda \right\} / \\ &\cdot \left\{ W + \tau^{-1} + \int [\sigma_{01}(\lambda) + \sigma_e(\lambda)] [I^+(x, \lambda) \right. \\ &\left. + I^-(x, \lambda)] d\lambda \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Substituting (16) into (15) we obtain

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} [I^+(x) - I^-(x)] &= N_0(x) W - \tau^{-1} N_1(x) \\ &\cdot \{ 1 - [g^+(x) + g^-(x)] \Phi \} \end{aligned} \quad (17)$$

For large values of W ($W \geq \tau^{-1}$) stimulated emission becomes the dominant process. Over most of the medium (except a narrow region around $x = L/2$ which we shall discuss later) we can assume $\int [\sigma_{01}(\lambda) + \sigma_e(\lambda)] [I^+(x, \lambda) + I^-(x, \lambda)] d\lambda \gg \tau^{-1} + W$ so that $N_1(x) \ll N$. This leads to the approximation

$$\frac{d}{dx} [I^+(x) - I^-(x)] \approx WN \quad (18)$$

and since with no external signal $I^+(L) = I^-(0)$, we have

$$I^+(L) = I^-(0) \approx \frac{1}{2} WNL. \quad (19)$$

This means that the total ASE output becomes linear with pumping intensity, and the conversion efficiency from absorbed pump photons to ASE approaches unity. This conclusion holds even in the presence of ground-state absorption, in spite of the shift of the peak of the ASE to longer wavelengths, where σ_e is smaller. This decrease in σ_e is compensated for by the fact that the excited-state (S_1) population $N_1(x)$ is higher than what it would have been if σ_{01} were zero. The net gain thus obtained overall (stimulated emission minus ground-state absorption) becomes equal to what it would have been for $\sigma_{01} = 0$.

Note that when excited-triplet-state absorption is neglected, as is done here based on the preceding arguments, and the quantum efficiency Φ is close to unity, there is practically no mechanism for loss of photons. In other words, the overall conversion efficiency from absorbed pump photons to photons emitted by the dye solution, including both ASE and fluorescence, is always close to unity. At low pumping rates, however, most of the emitted photons go into (unamplified) fluorescence. As the pumping rate increases, more and more of the photons are emitted into the ASE mode. For the values used in our numerical example, we find that (19) is a very good

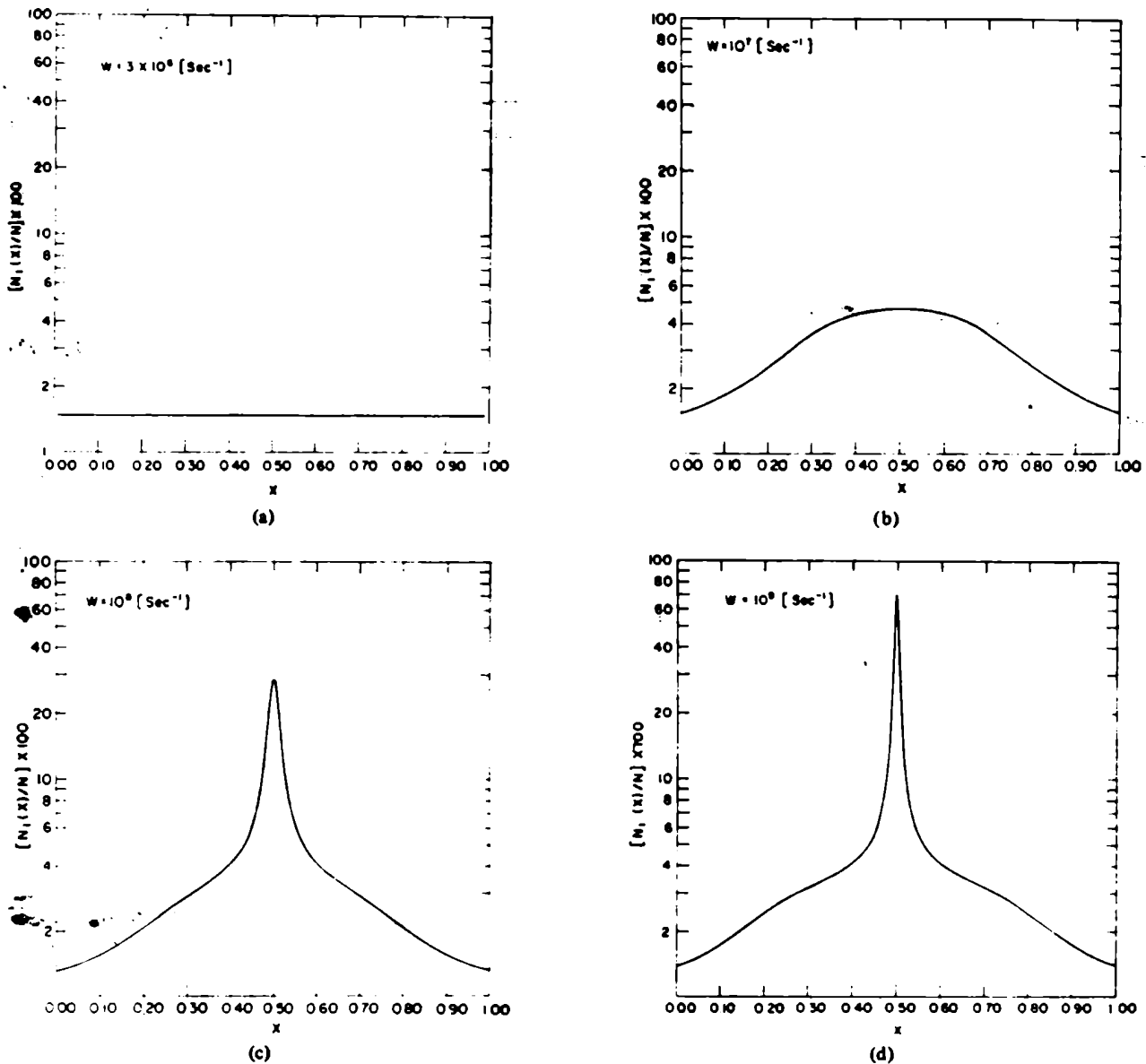


Fig. 3. Excited-state population ($N_1(x)$) in percent of total concentration (N), as a function of position in the medium (x), for various pumping rates. Material parameters are listed in Table I. (a) $W = 3 \times 10^6$ (s^{-1}). (b) $W = 10^7$ (s^{-1}). (c) $W = 10^8$ (s^{-1}). (d) $W = 10^9$ (s^{-1}).

approximation at pumps for which $W > 2 \times 10^7$ (Fig. 2) (corresponding to intensities above ~ 500 $\text{kW} \cdot \text{cm}^{-2}$ at 337.1 nm, or ~ 20 kW for the geometry we deal with).

The process of spectral narrowing, which starts already in the exponential regime, continues to take place in the saturated regime, as can be clearly seen from Fig. 2. For $W = 10^9$, about 70 percent of the total radiation is contained within the bandwidth of 5 nm around the peak of the spectrum. The rate of spectral narrowing with increasing W is much slower here than in the exponential (intermediate pumping) regime, as is obvious from Fig. 2. This fact agrees with the analysis of Casperson and Yariv [8] for a homogeneously broadened medium.

B. Spatial Distribution of the Gain: $N_1(x)$

Let us consider the saturated (strong pumping) regime first, and values of x in the vicinity of $x = L$. By symmetry, the same considerations will apply for $x \sim 0$. From (18) and

(19) we have

$$I^*(x) = I^-(x) + WN(x - L/2), \quad (x \sim L). \quad (20)$$

For $x \sim L$, $I^*(x) \gg I^-(x)$, so that we obtain from (16)

$$N_1(x) \sim [1 + \bar{\sigma}_{01}N(x - L/2)]^{-1} \{(\bar{\sigma}_e + \bar{\sigma}_{01}) \cdot (x - L/2)\}, \quad (x \sim L) \quad (21)$$

where $\bar{\sigma}_{01}$ and $\bar{\sigma}_e$ are some appropriate weighted average values of $\sigma_{01}(\lambda)$ and $\sigma_e(\lambda)$ over the bandwidth for which $I^*(\lambda)$ is significantly large. Equation (21) and a similar one for $x \sim 0$ (obtained by replacing x by $L - x$ on the right-hand side) are useful approximations at the edges of the medium at strong pumping intensities, and show $N_1(x)$ to be independent of W . On the other hand, we know from the previous discussion that the total output (whether $\sigma_{01} = 0$ or $\sigma_{01} \neq 0$) is proportional to W in this regime, so that for λ in the region of the spectral peak, $\int \beta \alpha(\lambda, \xi) d\xi$ must increase with W approximately with a

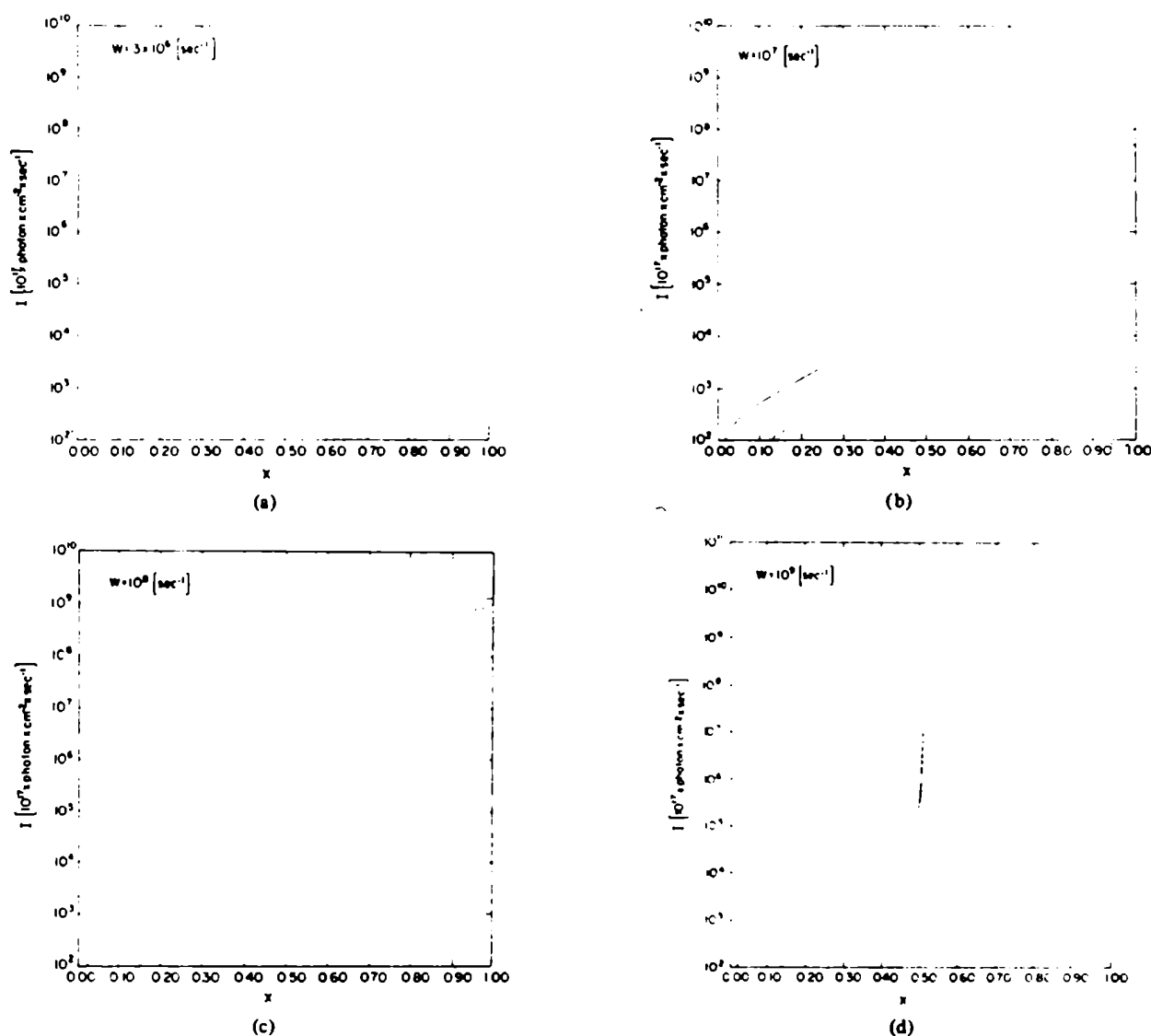


Fig. 4. Photon flux (I) as a function of position in the medium for various pumping rates. Only $I^+(x)$ is plotted. Solid line—total flux. Broken line—photon flux within 5 nm around the peak of the ASE spectrum. Material parameters are listed in Table I. (a) $W = 3 \times 10^6$ (s^{-1}). (b) $W = 10^7$ (s^{-1}). (c) $W = 10^8$ (s^{-1}). (d) $W = 10^9$ (s^{-1}).

logarithmic dependence, as can be seen by a detailed analysis of (10). This increase comes about mainly by an increase of $N_1(x)$ in the central region of the medium, where $I^+(x) + I^-(x)$ is smaller than at the edges. The behavior of $N_1(x)$ for various values of W is plotted in Fig. 3. At the low and intermediate pumping regimes, where saturation is not important yet, $N_1(x)$ is constant along the medium. However, as W increases and saturation effects become important, the function $N_1(x)$ develops a peak around $x = L/2$. It is seen clearly that at $x \sim 0$ and $x \sim L$, for large W , $N_1(x)$ does not change much, but the central peak increases sharply so as to render the correct total gain [(12), (13)]. This particular behavior of $N_1(x)$ (or a similar behavior of the fractional gain $\alpha(x, \lambda)$) comes about by the simultaneous effect of I^+ and I^- .

A similar effect to the one described here has been described by Allen and Peters [11] who calculated the saturated gain coefficient for a He-Ne ($3.39\text{-}\mu\text{m}$) system as a function of position in the medium. However, as pointed out by these authors, observation of this central peak is not feasible in

laboratory He-Ne. In the dye system we consider, our calculations show that the peak in $N_1(x)$ should be easily observable in the laboratory.

In the discussion leading to the approximation (18), we have assumed $N_1(x) \ll N$ over most of the region $0 \leq x \leq L$. Around $x = L/2$ this assumption fails, but although (18) is not valid in the vicinity of $x = L/2$, our numerical analysis shows that the integrated result (19) is still a very good approximation. This is explained by the fact that the central region, where $N_1(x)$ becomes large, is very narrow so that it does not appreciably affect the integration leading from (18) to (19). The narrow region around $x = L/2$ is, however, of primary importance in the evolution of the intensity. Consider $I^+(x)$ in the strong pumping region. It starts from fluorescence at $x = 0$ and increases rather slowly with x , since for $0 < x < L/2 - \epsilon$ (with ϵ some typical half-width of the central peak) $N_1(x)$ is quenched to small values by the intense $I^-(x)$. As we enter the central peak region, $N_1(x)$ becomes large and $I^+(x)$ increases very rapidly. Once we move out of the central peak

($x > L/2 + \epsilon$), $I^+(x)$ is already very large, $N_1(x)$ accordingly small, and the growth becomes approximately linear with x . The same behavior is exhibited by $I^-(x)$, which is the mirror image of $I^+(x)$ around $x = L/2$. This qualitative description is verified by the numerical results shown in Fig. 4, where we plot $I^+(x)$ for various pumping rates W . Clearly, the larger W , the more the behavior fits the previously given description.

It should be emphasized that this spatial behavior of $N_1(x)$ and of $I^\pm(x)$ is typical of ASE, and a different behavior is expected in the case of a laser oscillator. There $I^+(0)$ and $I^-(L)$ are not zero, and due to the feedback from the mirrors both $I^+(x)$ and $I^-(x)$ reach high values all over the medium. Since at steady state $1 - R_1 R_2 G^2 \approx 0$ in a laser (R_1, R_2 are the mirror reflectivities), G is much smaller than in the case of ASE, and hence $N_1(x)$ is also much smaller. The problem of a laser oscillator will be treated in more detail elsewhere.

C. Temporal Behavior

All the discussion in Sections III-A and III-B, as well as Figs. 2-4, refer to steady-state solutions. In cases where the pumping pulse has a temporal width of ~ 10 ns, the validity of the steady-state assumption may be questioned. In the weak and intermediate pumping regimes (unsaturated regime, $W \leq 5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$), and assuming very fast rise times of the pump pulse, the typical time constant for the evolution of $N_1(x, t)$ to steady state is $\sim \tau$. The evolution of $I^+(L, t, \lambda)$ (or $I^-(0, t, \lambda)$) is not exponential, in general. For very weak pumps, $I^+(L, t)$ is simply proportional to $N_1(t)$, and hence approaches steady state exponentially at the same rate as $N_1(t)$. For W in the intermediate regime, $N_1(x, t)$ still evolves exponentially in time, but since $I^+(L, t, \lambda)$ depends approximately exponentially on the integral of $N_1(x)$ along the medium, it will approach steady state more slowly than N_1 . The exact details depend on the particular set of parameters which are used in the calculation. In general, it can be stated that in the exponential regime ($5 \times 10^5 < W < 5 \times 10^6$), the intensities I^\pm will reach steady state more slowly than an exponential with a time constant τ (typical times of 2τ - 4τ were found to elapse before $I^+(L, t, \lambda)$ reached ~ 70 percent of its steady-state value). The situation is different at strong pumps (saturated regime) since there the stimulated-emission terms begin to dominate the temporal evolution of both $N_1(x, t)$ and of $I^\pm(x, t, \lambda)$ very quickly. As a result, steady state is reached at times much shorter than τ . For the numerical parameters chosen as previously, we find that for $W = 10^6$ equilibrium is reached in less than 2 ns, whereas at $W = 10^9$ the system is at steady state already after 0.5 ns. Hence for intense laser-pump sources, with pulses of ~ 10 ns, the steady-state description is certainly a good approximation to the actual physical situation.

IV. DYE-LASER AMPLIFIERS

The general expressions (10) and (11) are valid as before, but here we shall consider an input signal given by $I^+(0, \lambda)$ such that $I^+(0, \lambda) \neq 0$ over some bandwidth $\Delta\lambda$.

A useful concept in dealing with amplifiers in general is the equivalent noise input signal. In the systems we consider,

background noise is inherently present in the form of spontaneous emission, so we have a distributed noise source. Let us define $I_0(\lambda)$ such that

$$\sigma_e(\lambda) I_0(\lambda) N_1 = E(\lambda) \tau^{-1} g N_1 \quad (22)$$

where $g = g^+(0)$. This can be interpreted to mean that $I_0(\lambda)$ is that input photon flux per unit wavelength for which the rate of stimulated emission equals the rate of spontaneous emission into the same spatial mode [in (4)]. Using (6), we have

$$I_0(\lambda) = 8\pi\eta^2 g c / \lambda^4 \quad (23)$$

so that $I_0(\lambda)$ depends only on wavelength and on the geometrical configuration, and not on the particular gain medium. Typically, for $g = 10^{-4}$, $I_0(\lambda) \sim 10^{17}$ [photon $\cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} / \text{\AA}$] in the visible, or ~ 35 [mW $\cdot \text{cm}^{-2} / \text{\AA}$].

Assuming first $\sigma_{01} = 0$ and an input signal of $I^+(0, \lambda) = p I_0(\lambda)$, we obtain from (10) and (11), neglecting triplet states as before,

$$\begin{aligned} I^+(L, \lambda) &= p I_0(\lambda) G(\lambda) + I_0(\lambda) [G(\lambda) - 1] \\ I^-(0, \lambda) &= I_0(\lambda) [G(\lambda) - 1] \end{aligned} \quad (24)$$

where $G(\lambda) = \exp[\sigma_e(\lambda) \int_0^L N_1(\xi) d\xi]$. In deriving (24), we assumed $g^\pm(x) = g^\pm(0) = g$. This approximation can be seen to be valid if the contribution of fluorescence to $I^\pm(x, \lambda)$ is important mainly at the edges of the medium. This is indeed the situation for large enough values of W . The weak pumping regime, for which this assumption is not correct, is of no practical interest in amplifier applications since there $G \approx 1$.

In cases of interest for amplifier applications, $G(\lambda) \gg 1$ so that $I_0(\lambda)$ represents an input signal ($p = 1$) for which the output at wavelength λ is double its value with no input, which justifies its identification as a noise equivalent input signal. In (24) the second term on the right-hand side represents the background due to ASE, while the first term is the amplified input signal. One can therefore define the amplified signal to background noise $S/N \approx p$.

The amplification is properly given by $G(\lambda)$ since

$$G(\lambda) I^+(0, \lambda) = I^+(L, \lambda, \text{total}) - I^+(L, \lambda, \text{background}). \quad (25)$$

In the *exponential regime* and in the *strong pumping regime*, $G(\lambda) \gg 1$ for not-too-large input signals. When the input signal is small, i.e., when

$$\sigma_e(\lambda) I^+(0, \lambda) \Delta\lambda < \int \sigma_e(\lambda') I_0(\lambda') d\lambda' \quad (26)$$

(the integration performed over the fluorescence bandwidth) $G(\lambda)$ will be approximately equal to its value in the absence of an input signal since the population of the excited state is then unaffected by the addition of the input signal. Hence the *small-signal gain* at each wavelength is simply proportional to the ASE output at that wavelength in the absence of an input signal (24), except for a weak λ^{-4} dependence (23). As p becomes larger, saturation by the amplified signal will cause a decrease in $G(\lambda)$. However, even in this case one sees from (24) that $S/N \approx p$ (provided G is still large enough).

When $\sigma_{01}(\lambda) \neq 0$, we obtain from (10), assuming again

$$\begin{aligned}
 I^*(0, \lambda) &= pI_0(\lambda), \\
 I^*(L, \lambda) &= pI_0 G(\lambda) + I_0(\lambda) \{ \sigma_e(\lambda) / [\sigma_e(\lambda) \\
 &\quad + \sigma_{01}(\lambda)] \} [G(\lambda) - 1] + I_0(\lambda) \sigma_{01}(\lambda) \\
 &\quad \cdot N \{ \sigma_e(\lambda) / [\sigma_e(\lambda) + \sigma_{01}(\lambda)] \} \int_0^L \\
 &\quad \cdot \exp \left[\int_y^L \alpha(\xi, \lambda) d\xi \right] dy \quad (27)
 \end{aligned}$$

where $G(\lambda) = \exp [\int_0^L \alpha(\xi, \lambda) d\xi]$, $\alpha(\xi, \lambda)$ is defined in (12), and we assume as before $N_T(\xi) = 0$. This expression is similar to (24), the two last terms on the right-hand side representing the background due to ASE. In Fig. 5 we plot the calculated values of $G(\lambda)$, as a function of $I^*(0, \lambda)$, for a wide range of pump intensities W . In the calculation we concentrated on amplification of narrow-band signals, assuming an input signal with a bandwidth of 0.05 nm at a wavelength of $\lambda = 575$ nm, which is the peak of the ASE spectrum and hence the peak of $G(\lambda)$ at all pump intensities for which $W > 3 \times 10^6$. It turns out that also in this case the small-signal gain is approximately proportional to the ASE output at the same wavelength. Since spectral narrowing of this output is significant at high pump intensities, the small-signal gain of a dye-laser amplifier will drop sharply away from the peak of the ASE (see also Section V). In Fig. 5 the initial range of values for which $G(\lambda)$ is independent of the input is clearly seen. For higher input signals there is a gradual decrease of $G(\lambda)$ with increasing inputs.

Finally, for very high input signals, such that

$$\sigma_e(\lambda) I^*(0, \lambda) \Delta\lambda \gg \int I_0(\lambda') \sigma_e(\lambda') d\lambda' \quad (28)$$

and high pumping rates, $G(\lambda)$ becomes inversely proportional to $I^*(0, \lambda)$, as is expected in the regime where the conversion efficiency is close to unity. This can also be shown analytically as follows. Integrating (17) with $I^*(0) = I^*(0, \lambda) \Delta\lambda$, $I^-(L) = 0$, yields

$$\begin{aligned}
 I^*(L) - I^*(0) + I^-(0) &= W \int_0^L N_0(x) dx \\
 - \tau^{-1} \int_0^L N_1(x) \{ 1 - [g^+(x) + g^-(x)] \Phi \} dx. \quad (29)
 \end{aligned}$$

The assumption (28) means that $I^-(x)$ is quenched to negligible values everywhere in the medium so that $I^-(0)$ can be neglected in (29). Furthermore, the high pumping-rate assumption means that $WN_0(x) \gg \tau^{-1} N_1(x)$ so that (29) simplifies to

$$I^*(L) \approx I^*(0) + WNL \quad (30)$$

from which

$$G(\lambda) \approx 1 + NWL / I^*(0) \quad (31)$$

so that as long as $G(\lambda) \gg 1$, it is inversely proportional to

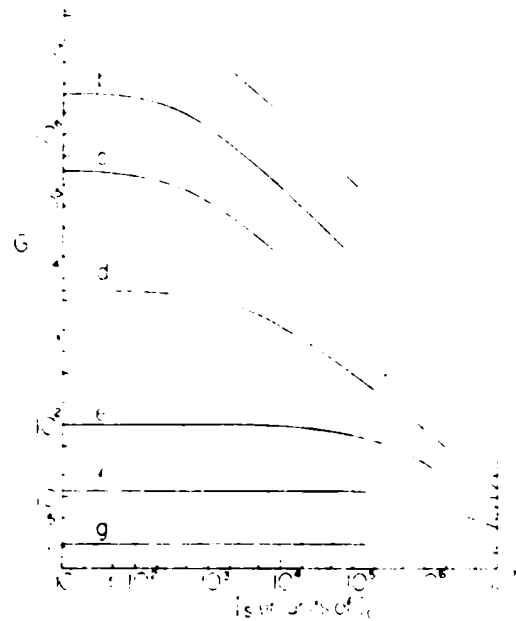


Fig. 5. Calculated gain (G) of a dye-laser amplifier as a function of input signal (I_0^*). I_0^* is given in units of I_0 [in (23)]. A bandwidth of 0.05 nm is assumed at $\lambda = 575$ nm. Material parameters are listed in Table I. (a) $W = 5 \times 10^8$ (s^{-1}). (b) $W = 5 \times 10^7$ (s^{-1}). (c) $W = 10^7$ (s^{-1}). (d) $W = 5 \times 10^6$ (s^{-1}). (e) $W = 3 \times 10^6$ (s^{-1}). (f) $W = 2 \times 10^6$ (s^{-1}). (g) $W = 10^6$ (s^{-1}).

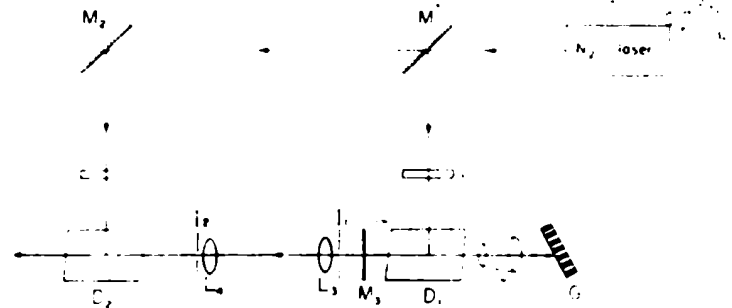


Fig. 6. Experimental setup. M_1 —beam-splitting mirror for $\lambda = 337.1$ nm. M_2 —totally reflecting mirror at $\lambda = 337.1$ nm. L_1, L_2 —cylindrical lenses ($f = 50$ nm). G —reflection grating. T —telescope (magnification; 20 \times). D_1 —oscillator dye cell. M_3 —output coupler. I_1, I_2 —iris diaphragms. L_3 —collimating lens. L_4 —focusing lens. D_2 —amplifier dye cell.

$I^*(0)$, as stated in the preceding. The strong signal regime was also treated by Flamant and Meyer [22] in their study of the dependence of the total gain of a flashlamp-pumped dye-laser amplifier on its length.

V. EXPERIMENT

A. Experimental Setup

Our experiments were performed using the setup shown schematically in Fig. 6. The pump beam of a longitudinally excited pulsed nitrogen laser ($\lambda = 337.1$ nm, full width at half maximum (FWHM) of 8 ns) is divided by the beam-splitting mirror M_1 into two beams with equal intensities. The two beams pump transversely a laser oscillator and an amplifier. One beam is focused by the cylindrical lens L_1

(focal length 50 mm) into the dye cell D_1 . The dye cell is wedged at 8° to prevent feedback by reflection from the cell's windows. D_1 in conjunction with the output coupler M_3 (a quartz wedge), the telescope T (magnification: 20X) and the grating G form the dye-laser oscillator. The part of the pump beam which is transmitted by M_1 is reflected by the mirror M_2 through the cylindrical lens L_2 into the dye cell D_2 . L_2 and D_2 are identical to their counterparts in the oscillator branch of the system. The cylindrical lenses focus the nitrogen laser beam to a strip of 1 cm by 4×10^{-2} cm on the dye cell, centered in a 3-cm-long dye region. The optically pumped dye cell D_2 forms the amplifier in the system. Optical coupling between the oscillator and the amplifier is accomplished through a lens system L_3 and L_4 . Lens L_3 is used to collimate the oscillator output and lens L_4 focuses it into the amplifier. The diaphragms are used for spatial filtering. The parallelogram $M_1M_2D_2D_1$ provides equal path length for the paths $M_1D_1D_2$ and $M_1M_2D_2$. This assures temporal overlap in the amplifier between the pump beam and the input beam from the oscillator to the amplifier. With this simple configuration, the problem of synchronization, which is very critical when the oscillator and the amplifier are pumped by two different nitrogen lasers [27], is easily overcome. Throughout the experiment, we used a concentration of 5×10^{-3} mole \cdot l^{-1} rhodamine 6G in ethanol.

B. Measurements of the ASE

The first experiment we performed consisted of measuring the total ASE output of the dye cell D_2 as a function of pump power. To this end the mirror M_1 was removed from the system. In Fig. 7 we show the results of this experiment. The circles represent the measured total photon flux, averaged over the pulse length (total pulse energy divided by the FWHM of the pulse), as a function of pumping rate W . The absorption cross section of rhodamine 6G at 337.1 nm is $\sigma_a = 2.4 \times 10^{-17}$ cm^2 , and with a pumped area of 0.04 cm^2 the pumping rate W is related to the nitrogen laser power P by $W (\text{s}^{-1}) = 10^6 P (\text{kW})$ (see Table I). Again, P is the average of the measured nitrogen laser power. The experimental results are compared to the steady-state solutions of (1)–(4) (solid curve), assuming, however, $N_T = 0$. As previously discussed, this is an appropriate approximation at high pumping rates. At low pumping rates, steady state may not be reached during the short pump pulses, so that one would expect the measured values to be somewhat below the calculated ones. The absorption depth $(\sigma_a N)^{-1}$ at the dye concentration used is 1.4×10^{-2} cm. This dimension was used for calculating the ASE photon flux I (photons \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}) from the measured ASE power. As the dye region in D_2 is 3 cm long, self-absorption of the ASE in the pumped dye region must be taken into account. The computer calculations used to generate the continuous curve took into consideration the fact that the ASE generated in the 1-cm-long excited region is attenuated by traveling through 1 cm of unpumped region. No adjustable parameters were used in the calculation. The measurements could be performed accurately over two decades of W . As seen in Fig. 7, there is good agreement between theory and

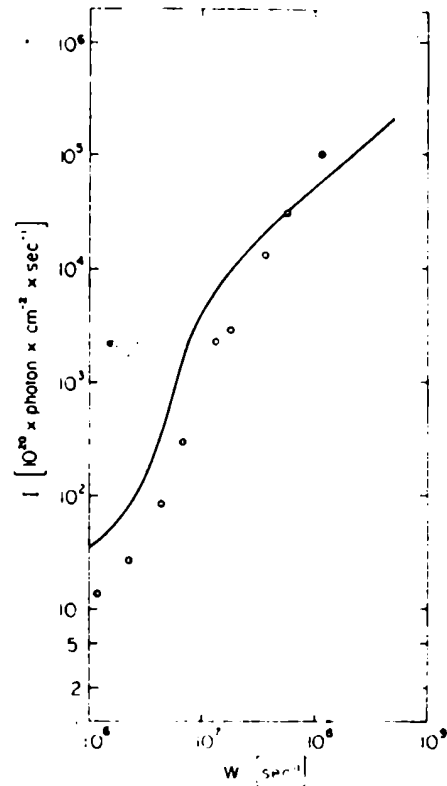


Fig. 7. ASE output (I) as a function of pumping rate (W). Circles denote experimentally measured values; the solid curve is calculated as explained in the text.

experiment. We conclude that the model analyzed in Section III gives a satisfactory description of the physical situation.

C. Gain Measurements

In order to measure the gain of the dye amplifier as a function of the signal input for various amplifier pumping rates, we replaced the mirror M_1 in the dye system. In this arrangement the oscillator output serves as the amplifier input. By placing calibrated filters between M_1 and M_2 , and L_3 and L_4 , both the amplifier pump rate and the amplifier input could be easily controlled. In this experiment G was a ruled grating with 1200 lines/mm and the oscillator linewidth was 5×10^{-2} nm. The oscillator temporal FWHM was 5 ns. The experiment was performed with the oscillator tuned at 595 nm since at this wavelength the amplifier output was largest. This wavelength is considerably larger than $\lambda = 555$ nm, the fluorescence peak, and it reflects the tradeoff between gain and self-absorption in our oscillator-amplifier system. The experimental data and a calculated curve are shown in Fig. 8.

In order to compare the experimental data with the theoretical calculation, the data were corrected to account for self-absorption in the unpumped regions of the amplifier cell. The dashed curve is calculated for the highest pumping rate used ($W = 6.9 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, corresponding to ~ 70 -kW nitrogen laser power), and again no adjustable parameters are used in the calculation. The difference between the calculated and the corresponding experimental curve represents a difference of at most 15 percent in the value of $\int_0^L \alpha(\xi, \lambda) d\xi$ [(12), (13)]. This

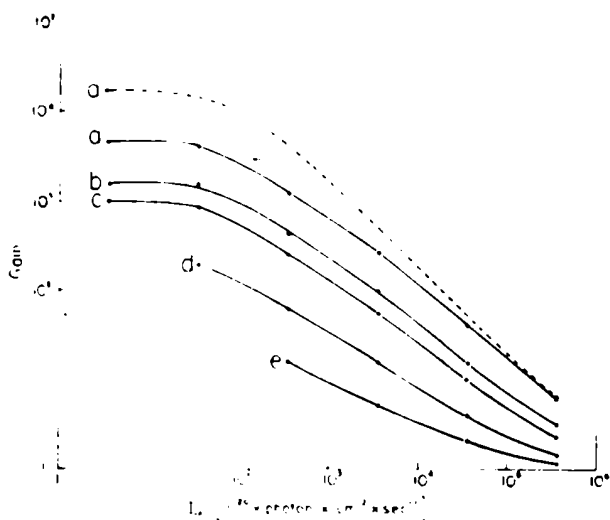


Fig. 8. Measured gain of a R6G amplifier, at $\lambda = 595$ nm, as a function of input photon flux (I_{in}), for various pumping rates. Points represent the measured values, and the solid curves are hand drawn through them. The dashed curve is calculated for the value of W that corresponds to the highest pumping rate. (a) $W = 6.9 \times 10^7$ (s^{-1}). (b) $W = 3.4 \times 10^7$ (s^{-1}). (c) $W = 2.2 \times 10^7$ (s^{-1}). (d) $W = 1.2 \times 10^7$ (s^{-1}). (e) $W = 6.9 \times 10^6$ (s^{-1}).

represents a much better fit than one would expect in view of the uncertainty of the constants used in the calculation and the approximation of the model. The behavior of the experimental curves in Fig. 8 agrees with the description given in Section IV and these curves are qualitatively similar to the theoretical curves shown in Fig. 5. For very small input signals the gain is constant, but as the input signal becomes more intense saturation effects reduce the gain. As explained previously in (31), at high pump rates and high enough input signals, the gain becomes approximately proportional to the pump rate and inversely proportional to the signal input.

D. Narrow-Band Amplification

From Fig. 8 it can be seen that with the amplifier pumped by 70 kW, its peak power output at 5950 Å (with $\Delta\lambda = 5 \times 10^{-2}$ nm) was 40 kW for an input of 6.7 kW. However, for a 20-dB attenuation of the input signal the amplifier output is reduced by 3 dB only. Consequently, if a Fabry-Perot etalon is placed in the space between the lenses L_3 and L_4 , we can expect to greatly reduce the linewidth of the dye system without suffering a serious reduction in the power output. As already noted by Hänsch [5b)], in nitrogen-laser-pumped systems, the oscillator linewidth will not be much smaller than that of the intracavity Fabry-Perot filter because of the short duration of the pulse. However, a high-finesse intracavity etalon causes an appreciable reduction of the oscillator narrow-band output power due to insertion losses. We therefore found it advantageous for further line narrowing to place the etalon between the oscillator and amplifier stages of the system. We replaced the ruled grating in Fig. 6 by a holographic grating with 2900 lines/mm, and placed a Fabry-Perot etalon with a free spectral range of 2×10^{-2} nm and a reflective finesse of 20 between the lenses L_3 and L_4 . With the amplifier pumped by 70 kW, this system gave an output peak power

of 20 kW at 595 nm with a linewidth of $\Delta\lambda = 2 \times 10^{-3}$ nm. These results demonstrate that a dye-laser oscillator-amplifier system is a convenient tool for generating high-power narrow-band emission.

REFERENCES

- [1] P. P. Sorokin and J. R. Lankard, "Stimulated emission observed from an organic dye chloroaluminum phthalocyanine," *IBM J. Res. Develop.*, vol. 10, pp. 162-163, Mar. 1966.
- [2] M. H. Gassman and H. Weber, "Flashlamp-pumped high gain laser dye amplifiers," *Opt. Electron.*, vol. 3, pp. 177-184, 1971.
- [3] B. B. Snavely, "Continuous wave dye lasers," in *Dye Lasers*, F. P. Schäfer, Ed. New York: Springer, 1973, ch. 2.
- [4] a) R. H. Dicke, "Coherence in spontaneous radiation processes," *Phys. Rev.*, vol. 93, pp. 99-110, Jan. 1954.
b) L. Allen and G. I. Peters, "Superradiance, coherence brightening and amplified spontaneous emission," *Phys. Lett. A*, vol. 31, pp. 95-96, Feb. 1970.
- [5] a) G. Capelle and D. Phillips, "Tuned nitrogen laser pumped dye laser," *Appl. Opt.*, vol. 9, pp. 2742-2745, Dec. 1970.
b) T. W. Hänsch, "Repetitively pulsed tunable dye laser for high resolution spectroscopy," *Appl. Opt.*, vol. 11, pp. 895-989, Apr. 1972.
- [6] a) M. E. Mack, "Superradiant traveling-wave dye laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 15, pp. 166-168, Sept. 1969.
b) S. L. Chin and G. Bedard, "High efficiency superradiant traveling-wave dye laser," *Opt. Commun.*, vol. 3, pp. 299-300, July 1971.
c) C. Lin, T. K. Gustafson, and A. Dienes, "Superradiant picosecond laser emission from transversely pumped dye solution," *Opt. Commun.*, vol. 8, pp. 210-215, July 1973.
- [7] A. Yariv and R. C. C. Leite, "Super radiant narrowing in fluorescence radiation of inverted populations," *J. Appl. Phys.*, vol. 34, pp. 3410-3411, Nov. 1963.
- [8] L. W. Casperson and A. Yariv, "Spectral narrowing in high-gain lasers," *IEEE J. Quantum Electron. (Part I of Two Parts)*, vol. QE-8, pp. 80-85, Feb. 1972.
- [9] L. W. Casperson, "Saturation and power in a high-gain gas laser," *IEEE J. Quantum Electron. (Corresp.)*, vol. QE-9, pp. 250-252, Feb. 1973.
- [10] —, "Spectral narrowing in double-pass superradiant lasers," *Opt. Commun.*, vol. 8, pp. 85-87, May 1973.
- [11] L. Allen and G. I. Peters, "Amplified spontaneous emission and external signal amplifications in an inverted medium," *Phys. Rev. A*, vol. 8, pp. 2031-2047, Oct. 1971. (See also a series of articles by the same authors, cited in [11, ref. 1]).
- [12] a) P. P. Sorokin, J. R. Lankard, E. C. Hammond, and V. L. Moruzzi, "Laser pumped stimulated emission from organic dyes: Experimental studies and analytical comparisons," *IBM J. Res. Develop.*, vol. 11, pp. 130-147, Mar. 1967.
b) P. P. Sorokin, J. R. Lankard, V. L. Moruzzi, and E. C. Hammond, "Flashlamp pumped organic-dye lasers," *J. Chem. Phys.*, vol. 48, pp. 4726-4741, May 1967.
- [13] R. A. Keller, "Effect of quenching of molecular triplet states in organic dye lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-6, pp. 411-416, July 1970.
- [14] R. Pappalardo, H. Samelson, and A. Lempicki, "Calculated efficiency of dye lasers as a function of pump parameters and triplet lifetimes," *J. Appl. Phys.*, vol. 43, pp. 3776-3787, Sept. 1972.
- [15] U. Ganiel and G. Neumann, "Power output coupling in a dye laser pumped by a nitrogen laser," *Opt. Commun.*, vol. 12, pp. 5-7, Sept. 1974.
- [16] M. J. Weber and M. Bass, "Frequency- and time-dependent gain characteristics of dye lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-5, pp. 175-188, Apr. 1969.
- [17] B. B. Snavely, "Flashlamp-excited organic dye lasers," *Proc. IEEE*, vol. 57, pp. 1374-1390, Aug. 1969.
- [18] J. B. Atkinson and F. P. Pace, "The spectral linewidth of a flashlamp-pumped dye laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-9, pp. 569-574, June 1973.
- [19] W. W. Rigrod, "Saturation effects in high gain lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 2487-2490, Aug. 1965.
- [20] B. G. Huth, "Direct gain measurements of an organic dye ampli-

- fier," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 16, pp. 185-188, Feb. 1970.
- [21] C. V. Shank, A. Dienes, and W. T. Silfvast, "Single pass gain of Exciplex 4-MU and Rhodamine 6G dye laser amplifiers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, pp. 307-309, Oct. 1970.
- [22] P. Flamant and Y. J. Meyer, "Steady-state gain equation in a flashpumped dye amplifier," *Opt. Commun.*, vol. 7, pp. 146-149, Feb. 1973.
- [23] F. P. Schafer, "Principles of dye laser operation," in *Dye Lasers*, F. P. Schafer, Ed. New York: Springer, 1973, sec. 1.3, pp. 28-32.
- [24] M. E. Mack, "Measurements of nanosecond fluorescence decay times," *J. Appl. Phys.*, vol. 39, pp. 2483-2485, Apr. 1968.
- [25] J. P. Webb, W. C. McColgin, O. G. Peterson, D. L. Stockman, and J. G. Eberly, "Intersystem crossing rate and triplet state lifetime for a lasing dye," *J. Chem. Phys.*, vol. 53, pp. 4227-4229, Dec. 1970.
- [26] D. N. Dempster, T. Morrow, and M. F. Quinn, "The photochemical characteristics of Rhodamine 6G-ethanol solutions," *J. Photochem.*, vol. 2, pp. 343-359, 1973/1974.
- [27] I. Itzkan and F. W. Cunningham, "Oscillator-amplifier dye-laser system using N_2 laser pumping," *IEEE J. Quantum Electron.* (Part II of Two Parts. Special Issue on 1971 IEEE/OSA Conference on Laser Engineering and Applications), vol. QE-8, pp. 101-105, Feb. 1972.

Theory of the Nitrogen Laser Excited by a Relativistic Electron Beam

DAVID A. MCARTHUR AND J. W. POUKEY

Abstract—The 3371-Å nitrogen laser power produced by a relativistic electron beam propagating into nitrogen gas is calculated. The excitation contribution of cascade electrons is found to be negligible, compared to the excitation caused by plasma electrons drifting in the inductive electric field produced by the beam. The extensive experimental data on nitrogen are used wherever possible in the calculation, and the sensitivity of the calculation to the various input data is given. The mechanism of excitation by plasma electrons alone yields agreement within experimental uncertainty for such parameters as the peak laser power, the laser pulsewidth and delay, and the dependence of the laser power on gas pressure. For a larger drift tube radius, the plasma electron mechanism predicts higher power and a different pressure dependence, in agreement with experimental trends. In calculating the laser power, the beam propagation details, excitation to the upper and lower laser levels, collisional quenching, a threshold for amplified spontaneous emission, and excitation and deexcitation by plasma electrons are included, but coherent dipole moment effects are neglected.

I. INTRODUCTION

PULSED relativistic electron beams [1]-[4] have recently been used to excite laser action in gases such as N_2 and H_2 , providing intense sources of short wavelength radiation useful in applications such as plasma heating and spectroscopy. The theory of such laser action has not been treated in detail, probably because the interaction of a relativistic electron beam with an initially neutral gas is complex, involving strong spatial and time variations of the plasma parameters [5]. It has been proposed that in the case of the N_2 laser, excitation proceeds via a cascade of secondary electrons produced in ionization events caused by the primary beam electrons, the presence of an electric field in the beam-produced plasma being of little importance [2].

In order to understand the propagation of relativistic electron beams, a detailed model of the plasma produced by the beam was recently developed for the well-understood case of N_2 gas [5], [6]. In this model, the electrons produced initially by the primary beam drift through the weakly ionized N_2 gas, because the plasma contains an axial electric field. The electric field in the relativistic electron beam case is the inductive electric field caused by the rapidly rising beam current waveform. As a result of this drift process, the initial secondary electrons acquire a new energy distribution determined by the electric field and the gas pressure. The measured transport coefficients of this distribution can then be used to calculate the resulting avalanche ionization and further plasma current production in the gas. The additional plasma current caused by avalanche ionization subtracts from the primary beam current, tending to reduce the inductive electric field, and eventually "shutting off" the avalanche ionization process. Fig. 1 shows representative waveforms of the beam current (I_b), plasma current (I_p), and net current ($I_n = I_b - I_p$). The resulting plasma properties thus vary rapidly in space and time. Without adjustable parameters, the model has been shown to describe the measured net current waveform well for beams of different peak currents and energies, over a wide pressure range [6].

The detailed time- and space-dependent plasma properties provided by the model can equally well be applied to the N_2 laser situation, provided accurate measurements of the excitation cross sections to the upper and lower laser levels are available. In this paper detailed calculations are made for the case studied experimentally by Patterson [7], with certain simplifying assumptions concerning the calculation of the laser power since we are primarily concerned with identifying the excitation mechanism. Preliminary calculations have already been reported briefly [8], and also a summary of more com-

Manuscript received May 15, 1975.

The authors are with the Sandia Laboratories, Albuquerque, N. Mex. 87115.

Amplification of Subpicosecond Optical Pulses: Theory and Experiment

ARNOLD MIGUS, CHARLES V. SHANK, ERICH P. IPPEN, SENIOR MEMBER, IEEE, AND RICHARD L. FORK

Abstract—Laser-pumped dye amplifiers are the most convenient way to amplify ultrashort light pulses. In this paper, we develop an analytical theory of a transverse-pumped dye amplifier and compute the steady-state distribution of the excited state population and the total stored energy. The equation for the traveling amplified pulse is then solved for a given distribution of excited state molecules. The efficiency of an amplification stage associated with the distortion of the temporal pulse shape is obtained as a function of the input and stored energy density, normalized to the saturation level. The theoretical results are then compared to measurements obtained from an experimental arrangement of a three-stage optically pumped dye laser amplifier, which amplifies subpicosecond pulses from a passively mode-locked CW dye laser, to produce pulses with a peak intensity of 3 GW while maintaining a 0.5 picosecond pulsewidth.

I. INTRODUCTION

DEVELOPMENT of subpicosecond dye lasers [1] has greatly improved the accuracy of time-resolved spectroscopy and has led to a variety of applications in the study of ultrafast processes [2]. Many additional applications become accessible when these pulses are amplified to powers in the gigawatt range. With these pulses one can better utilize nonlinear optical phenomena to generate pulses at different wavelengths, and also hope to perform studies with very dilute and weakly interacting samples, or under conditions of highly nonlinear excitation. The short pulse duration helps to avoid catastrophic optical breakdown that limits the intensities that one can transmit through materials for spectroscopic purposes. High-power pulses can be used to generate other wavelengths by stimulated Raman scattering, parametric conversion, or continuum generation [3]. The use of this continuum with an optical multichannel analyzer to obtain high resolution time-resolved spectra has recently been demonstrated [4] and is now being applied to a variety of molecular physics and solid-state studies.

Design considerations for laser-pumped dye amplifiers have been discussed previously [5], [6], but not for the specific case where the amplified pulse is short compared to the pump pulse duration. In this latter case, the signal experiences an amplification dependent on the steady-state excited population, which in turn is determined by the balance between the

generation rate of excited dye molecules and the depletion rate due to amplified spontaneous emission (ASE). The theoretical study of such an amplifier can be divided into two parts: the computation of the stored energy and the computation of the energy obtained at the output in the amplified beam. To obtain the value of the stored energy we must develop a model taking into account the losses through ASE, which dominate under strong pumping conditions [7]. In this work we begin (Section II) with the problem of a transversely pumped dye medium with no external input. Rate equations are solved for the case where ASE is the dominant process. These yield analytical solutions showing the spectral narrowing of the ASE, the spatial distribution of the excited state population, and the total energy stored in such an amplifier. We then present in Section III the equation for the traveling pulse in a medium with a given excited state population distribution. The coupled equations for the excited state population and the traveling pulse are solved analytically. Relationships between input energy, stored energy, and efficiency of conversion between output and stored energy are given and related to the degree of distortion of the pulse temporal shape. Section IV deals with the experimental setup and compares experimental results with theoretical predictions.

II. AMPLIFIED SPONTANEOUS EMISSION AND STEADY-STATE EXCITED POPULATION

A. The Model

We consider a uniform transversely excited gain medium of width $2r$ and length L , with $r \ll L$ (Fig. 1). We assume no reduction of the pump intensity in the width dimension, but average this uniform excitation in the transverse direction to half its value at the entrance.

A simplified two-energy-level scheme is assumed, with S_0 the ground state and S_1 the excited state. Thermalization of higher excited states is known to be very fast compared to the nanosecond range time scale of the pump, and the transition from S_1 to the first triplet state is typically much slower (microsecond range).

We use the following definitions.

- 1) $I_\lambda^\pm(x, t)$ is the photon flux per unit wavelength, propagating in the $\pm x$ direction at coordinate x , time t , wavelength λ .
- 2) N is the total dye number density.
- 3) N_0 (N_1) is the population density of the level S_0 (S_1).
- 4) I_p is the excitation flux approximated as a square waveform in t .

Manuscript received August 4, 1980; revised August 11, 1981.

A. Migus is with Laboratoire d'Optique Appliquée, Ecole Polytechnique, E.N.S.T.A., Palaiseau, France.

C. V. Shank and R. L. Fork are with Bell Laboratories, Holmdel, NJ 07733.

E. P. Ippen is with Bell Laboratories, Holmdel, NJ 07733. He is now with the Department of Electrical Engineering and Computer Science, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139.

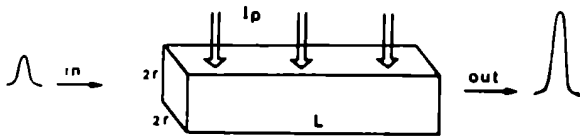


Fig. 1. Geometry of transverse pumping of a dye cell.

If the absorption cross section at the pump wavelength is σ_p and the absorption and emission cross sections at the ASE wavelength λ are $\sigma_a(\lambda)$ and $\sigma_e(\lambda)$, respectively, then

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{\lambda^4 E(\lambda)}{8\pi n^2 c \tau} \quad (1)$$

where τ is the lifetime of the S_1 state, n is the refractive index of the solvent, and $E(\lambda)$ is the $S_1 \rightarrow S_0$ fluorescence spectral intensities normalized so that $\int E(\lambda) d\lambda = \phi$ is the quantum yield.

5) W , the rate of pumping, is therefore given by

$$W = \sigma_p I_p. \quad (2)$$

6) Finally, $g^\pm(x)$ is the fraction of spontaneous emission emitted into the solid angle over which the fluorescence is amplified.

The time derivative of the first excited state population is given by

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_1}{\partial t} = & W N_0 - \tau^{-1} N_1 - N_1 \int \sigma_e(\lambda) [I_\lambda^+(x, t) + I_\lambda^-(x, t)] d\lambda \\ & + N_0 \int \sigma_a(\lambda) [I_\lambda^+(x, t) + I_\lambda^-(x, t)] d\lambda. \end{aligned} \quad (3)$$

Since we have assumed a two-level system

$$N = N_0 + N_1 \quad (4)$$

and the gain equation for the ASE is

$$\begin{aligned} \pm \frac{\partial}{\partial x} I_\lambda^\pm + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} I_\lambda^\pm = & N_1 \sigma_e(\lambda) I_\lambda^\pm + \tau^{-1} N_1 E(\lambda) g^\pm(x) \\ & - \sigma_a(\lambda) N_0 I_\lambda^\pm \end{aligned} \quad (5)$$

with the initial values, $I_\lambda^+(0) = I_\lambda^-(L) = 0$.

The ground for the discussion of the ASE and the excited state population is now ready. The following sections deal with the resolution of the system of (3)–(5) and, in particular, discuss the assumptions and approximations which enable us to get analytical solutions.

B. Temporal Behavior

In this paper we consider only steady-state solutions. The usefulness of this approach might appear questionable in our case, since the pump pulse is the order of 5–10 ns. This issue, however, has already been examined numerically [7], and it has been shown that in the case of strong pumping the equilibrium is reached in a time much shorter than the pump pulse duration (~ 10 ns). This result can be demonstrated with simple arguments. For this purpose, and only for this section, let us develop a simplified model in which

2) variations of intensity with time are considered much smaller than variations with the corresponding propagation, and

3) the stimulated emission dominates the spontaneous emission.

If we neglect the spontaneous emission [assumption 3)], we get a good approximation of $g^\pm(x)$, given by its value at the input end for $g^+(x)$ and at the output end for $g^-(x)$. That is,

$$g^+(x) \sim g^-(x) \sim g^\pm = \left(\frac{r}{2L}\right)^2. \quad (6)$$

Defining a parameter $\psi^\pm(x)$ close to the flux of photons, but which represents the source of the ASE

$$\psi^\pm(x) = I^\pm(x) + \frac{g^\pm}{\sigma_e \tau} \quad (7)$$

(5) becomes

$$\pm \frac{\partial \psi^\pm}{\partial x} = \sigma_e N_1 \psi^\pm \quad (8)$$

because we have neglected $\partial \psi^\pm / \partial t$ and $\sigma_a N_0 I$ [respectively, assumption 2) and 3)]. Averaging N_1 and the solutions of (8) along the cell, (3) becomes

$$\tau \frac{dN_1}{dt} = NW\tau - N_1(1 + W\tau) - \frac{2g^\pm}{\sigma_e L} \exp(\sigma_e L N_1). \quad (9)$$

In this equation, the population N_1 is determined by the balance between the rate of pumping and the depletion due to spontaneous and amplified spontaneous emission. The transition from dominant spontaneous emission to dominant ASE losses takes place when the quantity

$$\frac{1}{2g^\pm} (1 + W\tau) - \frac{\exp(\sigma_e L N_1)}{\sigma_e L N_1} \quad (10)$$

becomes zero. As long as the above is positive, the gain region is not saturated by the ASE. In that case N_1 approaches its steady-state value

$$N_1' = \frac{NW\tau}{1 + W\tau} \quad (11)$$

exponentially with a time constant equal to $\tau/(1 + W\tau)$. That situation is, however, inconsistent with the hypothesis 3) of strong pumping. In the latter case the steady-state value of N_1 is limited by ASE to

$$N_1'' = \frac{1}{\sigma_e L} \ln \left[\frac{W\tau}{2g^\pm} N_1 \sigma_e \right] \quad (12)$$

which is typically much smaller than N_1' for the same value of the parameters. Thus the steady-state value is therefore reached in a time much shorter than the time constant $\tau/(1 + W\tau)$. This conclusion validates our steady-state assumptions. We therefore proceed to solve the system of (3)–(5) for the steady state.

C. ASE Spectral Distribution

Our next step is to show that (3) and (5) can be averaged in wavelength because of the spectral narrowing, and to find the

$$\frac{dI_{\lambda}^*}{dx} = \sigma_e N_1 \psi_{\lambda}^* - \sigma_a I_{\lambda}^* N_0 \quad (13)$$

$$\frac{dI_{\lambda_0}^*}{dx} = \sigma_e N_1 \psi_{\lambda_0}^* - \sigma_a I_{\lambda_0}^* N_0 \quad (14)$$

and eliminate N_1

$$\frac{d\psi_{\lambda}^*}{\psi_{\lambda}^*} + \sigma_a \frac{I_{\lambda}^*}{\psi_{\lambda}^*} N dx = \frac{d\psi_{\lambda_0}^*}{\psi_{\lambda_0}^*} + \sigma_a \frac{I_{\lambda_0}^*}{\psi_{\lambda_0}^*} N dx \quad (15)$$

where $\psi_{\lambda}^*(x)$ is, as in (7), close to the flux of photons per unit wavelength

$$\psi_{\lambda}^*(x) = I_{\lambda}^*(x) + \frac{g^{\pm} E(\lambda)}{(\sigma_e + \sigma_a)} \quad (16)$$

If we assume that the ASE is predominant, the second term of the right-hand side (RHS) of (16) is negligible compared to the first one everywhere in the cell except at the entrance for ψ^+ and the exit for ψ^- . Using the approximation $I_{\lambda}^*/\psi_{\lambda}^* \sim 1$, we integrate (15) from $x = 0$ to L and obtain

$$\begin{aligned} \psi_{\lambda}^*(L) = \psi_{\lambda}^*(0) \exp \left[\frac{\sigma_e(\lambda) + \sigma_a(\lambda)}{\sigma_e(\lambda_0) + \sigma_a(\lambda_0)} \cdot \gamma_0 \right] \\ \cdot \exp \left[-NL [\sigma_a(\lambda) - \sigma_a(\lambda_0)] \cdot \frac{\sigma_e(\lambda) + \sigma_a(\lambda)}{\sigma_e(\lambda_0) + \sigma_a(\lambda_0)} \right] \end{aligned} \quad (17)$$

where γ_0 is the logarithmic gain of the ASE at the wavelength λ_0

$$\gamma_0 = \ln \frac{\psi_{\lambda_0}^*(L)}{\psi_{\lambda_0}^*(0)}$$

If λ_0 is chosen so that the emission cross section $\sigma_e(\lambda_0)$ is not too small but the absorption cross section $\sigma_a(\lambda_0)$ is negligible, (17) can be approximated by

$$\psi_{\lambda}^*(L) = \psi_{\lambda}^*(0) \exp \left[\frac{\gamma_0}{\sigma_e(\lambda_0)} \sigma_e(\lambda) \right] \exp(-NL\sigma_a(\lambda)). \quad (18)$$

This equation thus yields the spectral dependence of the ASE as a function of the pump intensity and the population density.

The first exponential in (18) shows the spectral narrowing [9] of the ASE as the gain γ_0 increases (with the pump intensity), while the second exponential shows that a concentration increase leads to a shift of the spectrum towards the longer wavelengths where the absorption cross section $\sigma_a(\lambda)$ decreases faster than the emission cross section $\sigma_e(\lambda)$. Due to this last term, the ASE peak λ_m will never coincide with the fluorescence peak, but will be located towards longer wavelengths. On the other hand, an increase of the gain will shift λ_m towards the fluorescence peak, but only slightly because the gain enters logarithmically.

In Fig. 2 we plot the value of λ_m and the wavelengths at the half peak value $\lambda_m(\pm 1/2)$ for the case of a solution of rhodamine 6G ($N = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and $L = 1 \text{ cm}$) as a function of the value of the gain at the peak wavelength λ_m . This plot shows that for high gain we can approximate the ASE flux as monochromatic with a wavelength λ_m deduced from the gain. In fact, the exact procedure will be to compute the gain for different values of λ_m (our next step) then, back to Fig. 2, to

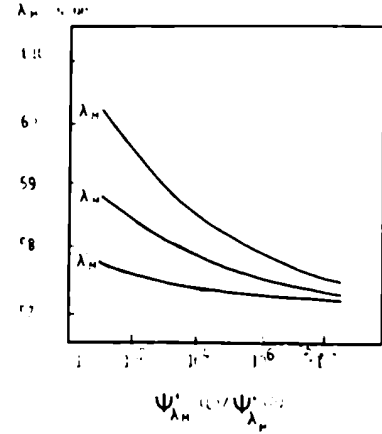


Fig. 2. Spectrum of ASE as a function of the gain at the peak λ_m . The three curves represent λ_m and the wavelengths at the half value $\lambda_m(\pm 1/2)$.

and we can easily determine the quantities $\sigma_{em} = \sigma_e(\lambda_m)$ and $\sigma_{am} = \sigma_a(\lambda_m)$. From symmetry considerations we expect the same value for I^- .

We thus proceed with the assumption of a monochromatic ASE flux

$$\psi^{\pm}(x) = I^{\pm}(x) + \frac{g^{\pm} \phi}{(\sigma_{em} + \sigma_{am}) \tau} \quad (19)$$

Here we have assumed that in our case of strong pumping, g^{\pm} is a constant (6).

D. Spatial Dependence

For our assumed conditions of steady state and domination by the ASE, the rate equations (3)–(5) become

$$N_1 = N \frac{W + \sigma_{am}(\psi^+ + \psi^-)}{W + \tau^{-1} + (\sigma_{em} + \sigma_{am})(\psi^+ + \psi^-)} \quad (20)$$

$$\pm \frac{d\psi^{\pm}}{dx} = (\sigma_{em} + \sigma_{am}) \psi^{\pm} N_1 - \sigma_{am} N \psi^{\pm} \quad (21)$$

The elimination of N_1 through the last two equations yields

$$\psi^+(x) \cdot \psi^-(x) = \left[\psi^+ \left(\frac{L}{2} \right) \right]^2 \quad (22)$$

The product of the two propagating fluxes is independent of position along the cell. Although the gain is not constant all along the cell, we have found a property of exponential amplification. By eliminating N_1 from the rate equations (20) and (21) and the result in (22), we obtain a differential equation whose solution is

$$\begin{aligned} x = \frac{L}{2} + \frac{1 + W\tau}{N\sigma_{em}W\tau} \ln G(x) + \frac{(\sigma_{em} + \sigma_{am}) \psi^+(L/2)}{N\sigma_{em}W\tau} \\ \cdot \left[G(x) - \frac{1}{G(x)} \right] \end{aligned} \quad (23)$$

where, by reason of symmetry, $G(x)$ is the gain of the flux ψ^+ defined as starting from the middle of the cell. That is,

$$\psi^+(x) = G(x) \psi^+ \left(\frac{L}{2} \right) \quad (24)$$

Returning to (20), (21), and (24) we find

$$N_1 = N \frac{W\tau + \sigma_{am}\tau\psi^+(L/2)(G(x) + G^{-1}(x))}{W + \tau^{-1} + (\sigma_{em} + \sigma_{am})(\psi^+ + \psi^-)} \quad (25)$$

Equations (24) and (25) give, respectively, the spatial dependence of the flux of photons ψ^\pm and the excited population N_1 as a parametric function of the gain G . At this stage the only unknown quantity is $\psi^*(L/2)$. For $x = L$ (23) gives

$$\psi^*(L) + \frac{1 + W\tau}{2(\sigma_{em} + \sigma_{am})\tau} \ln \left[\frac{\psi^*(L)}{\psi^*(0)} \right] = \frac{\sigma_{em}}{\sigma_{em} + \sigma_{am}} \frac{\sigma_p V I_p}{2} \quad (26)$$

where

$$\psi^*(L/2) = [\psi^*(0) \psi^*(L)]^{1/2}$$

In the case of very strong pumping, the logarithmic term in (26) has practically no effect. N_1 becomes strongly dependent on the location in the cell. With a weaker pumping the ASE is not so important and N_1 approaches a constant. This situation is described in Figs. 3 and 4 where we have plotted N_1/N and ψ^* using the numerical parameters of [7], i.e., for rhodamine 6G in methanol, $\tau = 5 \times 5 \cdot 10^{-9}$ s, $N = 3 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$, $r = 2 \times 10^{-2}$ cm, $L = 1$ cm, and $\lambda_p = 337.1$ nm. Fig. 3 corresponds to a very strong pumping ($W\tau = 5.5$) and Fig. 4 to a weak pumping ($W\tau = 5.5 \times 10^{-2}$). Our analytical curves are very close to the numerical results of [7]. In particular we can see, in the middle of the cell, the spike of excited population which corresponds to a very high gain for the flux ψ^+ or ψ^- at this location.

E. Stored Energy

The most important parameter for the study of the amplification of subpicosecond pulses is the stored energy in the amplifier. We express E_{st} , this energy, as the number of excited molecules in the amplifier (one excited molecule has the potential to deliver one photon at the wavelength of the amplified pulse)

$$E_{st} = 4r^2 \int_0^L N_1(x) dx = 4r^2 \int_{G^{-1}(L)}^{G(L)} N_1(G) \left(\frac{dx}{dG} \right) (dG) \quad (27)$$

Differentiating (23) and neglecting $G^{-1}(L)$ in comparison with $G(L)$, we find $E_{st} = 4r^2 N_{st}$ with

$$N_{st} = \frac{2\sigma_a \psi^*(L)}{\sigma_{em} W\tau - \sigma_{am}} + \frac{W\tau}{\sigma_{em} W\tau - \sigma_{am}} \ln \left[\frac{\psi^*(L)}{\psi^*(0)} \right] \quad (28)$$

which in case of strong pumping becomes

$$N_{st} = \frac{\sigma_{am}}{\sigma_{em}} NL + \frac{1}{\sigma_{em}} \ln \left[\frac{\psi^*(L)}{\psi^*(0)} \right] \quad (29)$$

We finally arrive at the very simple result that the flux ψ^+ (or ψ^-) is amplified with an exponential gain corresponding to a constant population N_1 along the cell. This demonstrates the inefficiency of overpumping to create inversion. For example, with the parameters used for Figs. 3 and 4, we find, respectively, $N_{st} = 1.5 \times 10^{17}$ cm $^{-2}$ and $N_{st} = 10^{17}$ cm $^{-2}$, which corresponds to only a 50 percent increase of the inversion for an increase in pump intensity of a factor of one hundred. Thus, most of the pump photons are not stored, but emitted as ASE, and the ratio of stored photons to pump photons decreases as

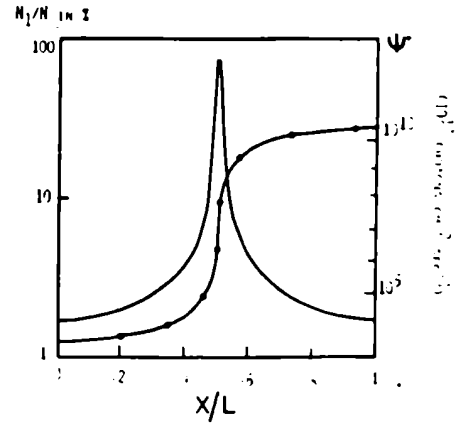


Fig. 3. Flux ψ^* (dotted line) and part of excited state population N_1/N as a function of position in the medium in case of very high pumping ($W\tau = 5.5$).

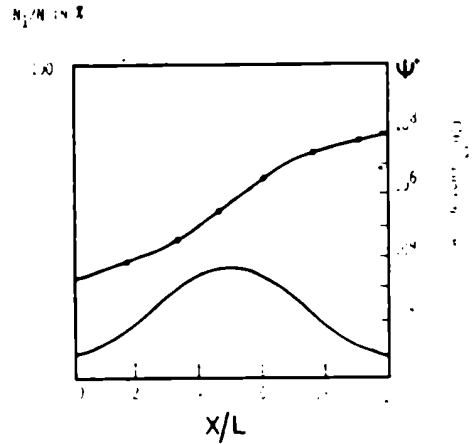


Fig. 4. Flux ψ^* (dotted line) and part of excited state population N_1/N function of position in the medium in case of lower pumping ($W\tau = 5.5 \times 10^{-2}$).

III. AMPLIFICATION OF ULTRASHORT PULSES

A. Gain of an Amplifier Stage

Once the steady state is reached, a very short pulse, typically 0.5 ps, travels in the pumped medium along the $+x$ longitudinal direction. The propagation equation is

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) I_l(t, x) = [(\sigma_l + \sigma_a) N_1(x, t) - \sigma_a N] I_l(t, x) \quad (30)$$

Here $I_l(x, t)$ is the intensity of the pulse at time t and location x ; σ_l and σ_a are the emission and absorption cross sections at the wavelength of the pulse. $N_1(t, x)$ is the population of level S_1 , with the initial value

$$N_1(t = -\infty, x) = N_1[G(x)] \quad (31)$$

as deduced from (25). The rate equation is

$$\frac{\partial N_1}{\partial t}(t, x) = [-(\sigma_l + \sigma_a) N_1 + \sigma_a N] I_l \quad (32)$$

We apply the transformation $x' = x$, $t' = t - (n/c)x$ where t' is the local time of the pulse. Then (30) and (32) become

$$\frac{\partial I_l}{\partial t'} = [(\sigma_l + \sigma_a) N_1 - \sigma_a N] I_l \quad (33)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t'} = [-(\sigma_l + \sigma_a)N_1 + \sigma_a N] I_l \quad (34)$$

If we use the quantity

$$E(x', t') = \int_{-\infty}^{t'} I_l(x', t) dt \quad (35)$$

which is the number of photons per unit area contained in the pulse from the far leading edge to a point of the pulse defined by its local time t' , (34) can be written as

$$N_1 = \frac{\sigma_a}{\sigma_l + \sigma_a} N + \left[N_1(-\infty) - \frac{\sigma_a}{\sigma_l + \sigma_a} N \right] \cdot \exp [-(\sigma_l + \sigma_a) E] \quad (36)$$

which introduced into (33) yields [with the notation $N_1(-\infty) = N_1(t = -\infty, x')$]

$$\frac{\partial E}{\partial x'} = [(\sigma_l + \sigma_a)N_1(-\infty) - \sigma_a N] \int_{-\infty}^{t'} \cdot \exp [-(\sigma_l + \sigma_a) E] \frac{\partial E}{\partial t} dt. \quad (37)$$

Using (28), we obtain

$$E(L, t') = \frac{1}{(\sigma_l + \sigma_a)} \ln \left[1 + [\exp(\sigma_l + \sigma_a) E(0, t') - 1] \cdot \exp [(\sigma_l + \sigma_a) N_{sr} - \sigma_a NL] \right]. \quad (38)$$

If we define the saturation level $E_{sat} = (\sigma_l + \sigma_a)^{-1}$ and normalize the input and output to this value $\bar{E}_0(t') = E(x' = 0, t')/E_{sat}$, $\bar{E}_L(t') = E(x' = L, t')/E_{sat}$, we find [10]

$$\bar{E}_L(t') = \ln [1 + (\exp \bar{E}_0(t') - 1) \exp Z] \quad (39)$$

where Z is the normalized stored energy

$$Z = (\sigma_l + \sigma_a) N_{sr} - \sigma_a NL = \frac{\sigma_l + \sigma_a}{\sigma_{em}} \ln \left[\frac{\psi^*(L)}{\psi^*(0)} \right] + NL \left[\frac{(\sigma_l + \sigma_a) \sigma_{am} - \sigma_a \sigma_{em}}{\sigma_{em}} \right]. \quad (40)$$

In the typical case where $\sigma_a \ll \sigma_l$

$$Z \sim \frac{\sigma_l}{\sigma_{em}} \ln \left[\frac{\psi^*(L)}{\psi^*(0)} \right]. \quad (41)$$

Returning to the intensities (35) we find

$$I_l(L, t') = \frac{\exp Z \exp \bar{E}_0(t')}{1 + (\exp \bar{E}_0(t') - 1) \exp Z} I_l(0, t'). \quad (42)$$

We can then define the instantaneous gain of the amplifier stage as

$$g(t') = \frac{I_l(L, t')}{I_l(0, t')}. \quad (43)$$

The total energy gain \bar{g} and the conversion efficiency ϵ of stored quanta to output quanta (Fig. 5) are, respectively,

$$\bar{g} = \frac{\bar{E}_L(+\infty)}{\bar{E}_0(+\infty)}, \quad \epsilon = \frac{\bar{E}_L(+\infty) \cdot \bar{E}_0(+\infty)}{Z}. \quad (44)$$

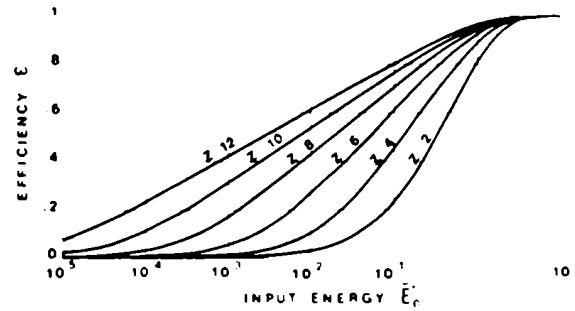


Fig. 5. Efficiency of conversion from stored to output photons for different values of the stored energy parameter $Z = N_{sr}/N_{sat}$.

$$\bar{E}_L(t') = (\exp Z) E_0(t')$$

$$g(t') = \bar{g} = \exp Z \quad \text{and} \quad \epsilon \sim \bar{E}_0(+\infty) \frac{\exp Z}{Z} \quad (45)$$

which is the small-signal case.

For deep saturation ($\bar{E}_0 \gg 1$) we obtain

$$\bar{E}_L(t') \sim Z + \bar{E}_0(t'). \quad (46)$$

In this case virtually all the stored energy is transferred to the amplified pulse; however, the output pulse will be significantly changed in shape.

In our experiment the amplifier stages are typically operated in the intermediate range

$$\exp -Z \ll \bar{E}_0(+\infty) \ll 1 \quad (47)$$

$$\bar{E}_L(t') \sim Z + \ln \bar{E}_0(t') \quad (48)$$

where

$$g(t') \sim \frac{1}{\bar{E}_0(t')}, \quad \epsilon \sim 1 + \frac{\ln \bar{E}_0(+\infty)}{Z}, \quad \text{and} \quad \bar{g} \sim \frac{Z}{\bar{E}_0(+\infty)}. \quad (49)$$

B. Pulse Shape Distortion

In this section we deal with the question of whether amplification distorts the temporal pulse shape and, in particular, whether or not the pulse duration is increased. It happens that we can give an exact analytical solution by inspection of (42). The magnitude of distortion given by the gain $g(t')$ is fundamentally linked to the shape of the input pulse and, in particular, yields opposite effects on leading and trailing edges.

For example, let us consider a pulse with an exponential trailing wing

$$I_0(t') = \bar{E}_0 \frac{\ln 2}{\Delta t} \exp \left(-\ln 2 \frac{t'}{\Delta t} \right), \quad t' \geq 0 \quad (50)$$

where \bar{E}_0 is the total number of photons per area unit contained in the pulse and Δt is the full width at half maximum. We find in the case of no saturation ($\bar{E}_0 \ll 1$) an amplified pulse intensity

$$I_L(t') \sim \exp Z \cdot \bar{E}_0 \frac{\ln 2}{\Delta t} \exp(-\ln 2 t'/\Delta t)$$

with a full width at half maximum

$$\delta t = \frac{\Delta t}{\ln 2} \ln \left[\frac{2 + \bar{E}_0 \cdot \exp Z}{1 + \bar{E}_0 \cdot \exp Z} \right] \quad (52)$$

In the experimental conditions (47) this width becomes

$$\delta t \sim \Delta t \frac{1.45}{\bar{E}_0 \cdot \exp Z} \quad (53)$$

implying an important shortening of the pulsewidth.

Now let us analyze the case of an exponential leading wing pulse

$$I_0(t') = \bar{E}_0 \frac{\ln 2}{\Delta t} \exp \left(\ln 2 \frac{t'}{\Delta t} \right), \quad t' \leq 0 \quad (54)$$

which gives the output pulse

$$I_0(t') = \bar{E}_0 \frac{\ln 2}{\Delta t} \frac{\exp(\ln 2 t'/\Delta t)}{1 + \bar{E}_0 \exp Z \exp(\ln 2 t'/\Delta t)} \quad (55)$$

with a full width at half maximum

$$\delta t = \frac{\Delta t}{\ln 2} \ln (2 + \bar{E}_0 \exp Z) \quad (56)$$

which in the range (47) becomes

$$\delta t \sim 1.45 \bar{E}_L (+\infty) \Delta t \quad (57)$$

resulting in a broadening of the pulse shape.

The above thus defines the distortion of pulses as a function of the steepness of the edges in the particular case where the pulse consists of a single-sided exponential trailing or leading profile. However, experimental measurements [12] on CW passively mode-locked dye lasers have shown that, well above threshold, relatively long pulses are obtained with an envelope described by a secant hyperbolic. When the laser is near threshold, as in our case, shorter pulses of subpicosecond duration are produced, whose autocorrelations are different from those of a secant hyperbolic, but show exponential wings. Our study implies that in this last case the trailing edge will shorten during the amplification, while the leading edge will broaden. In the case of secant hyperbolic pulses, only the far leading and trailing edges are really exponential, and the distortion is then less important but leads to an increase of the pulse duration of the order of 50 percent, depending on the value of $\bar{E}_0 \exp Z$. Some of these results can be found in [11]. In this same paper it has been shown also that for Gaussian input, with wings much steeper than exponential profile, the increase of the pulse duration is negligible but the effect of distortion leads to an asymmetrical pulse with a steeper leading edge.

The introduction of a saturable absorber between stages is then fundamental to prevent over amplification of this leading edge [11]. In our experimental work we found that the parameters of the amplifier can be optimized to obtain a balance between the effect of pulse broadening due to the amplification and pulse shortening in the saturable absorber. The possibility of experimentally realizing shorter pulses remains possible.

IV. EXPERIMENTAL ARRANGEMENT

A. Introduction

The initial pulse is obtained by cavity dumping a pulse from a passively mode-locked CW dye laser. The pulse entering the amplifier has an energy of 2 nJ, a duration of 0.5 ps, and a wavelength tunable from 605 to 615 nm. To obtain a few millijoules at the output requires a gain of 10^6 in the amplifier. By looking at the curves (Fig. 5), we immediately see that it is impossible to realize such an amplification with a single amplifier. A multistage arrangement is thus essential in that it permits the use of different beam cross sections for the different stages of amplification. Furthermore, it allows discrimination against ASE with a spatial and dichroic filter, or saturable absorbers between stages.

The choice of the pump source is quite limited. We require a source delivering high-power pulses (>10 MW), a few nanoseconds in duration, and a wavelength strongly absorbed by dyes which provide efficient gain near 610 nm. Only Q-switched frequency-doubled Nd-YAG lasers at present fit this requirement. Our Nd-YAG laser generated pulses of 8 ns duration, with a 120 mJ energy at 530 nm for a 10 Hz repetition rate.

The choice of the dyes is governed by several constraints, namely,

- 1) high absorption cross section at 530 nm and
- 2) low absorption, but good emission cross section, around 612 nm.

The dye concentration must be adjusted so that the penetration depth of the pump fits the transverse dimension of the amplified pulse. This dimension is determined by the condition that the number of photons per unit area be sufficiently large to obtain good efficiency (Fig. 5). In the first stage where the input pulse energy is low, the transverse dimension must be small, which implies a high dye concentration. The high concentration in turn implies the need to use a dye with a minimum of absorption at the laser wavelength, even if the emission cross section is not maximum. In the subsequent stages, the amplified beam is expanded and the dye concentration decreased. Absorption in these later stages is thus less significant and allows the use of a dye centered farther in the red. This is one reason why the optimum dye differs from stage to stage. In the first stage the best amplifying medium is a highly concentrated ($N \sim 5 \times 10^{-4}$ M/l) solution of Kiton Red in a 2 percent aqueous solution of Ammonix L.O. This dye has practically a zero absorption cross section at the laser wavelength; it has maximum absorption at 555 nm and a maximum emission near 580 nm [13]. At 612 nm its emission cross section remains relatively large ($\sigma_l \sim 1.5 \times 10^{-16}$ cm²), which explains its good efficiency for the first stage of amplification. For the next stages more dilute solutions of rhodamine 640 were found to be the best medium. This dye has emission and absorption curves shifted approximately 150 Å toward the red as compared to Kiton Red, and hence higher absorption and emission cross sections at 612 nm.

Rhodamine 640 has been effectively used for the second and third amplifier stages in circulating water solution, with about 2 percent Ammonix L.O.

B. Amplifier Configuration

The specific amplifier configuration used in our experiments, (Fig. 6) employs three stages. The incident pulse obtained by cavity dumping is focused to a spot diameter of 250 μm in the first stage. The entrance and exit windows are tilted to avoid feedback. About 5 percent of the 120 mJ pump energy is used to drive the first stage, with an active region 2 cm long and 300 μm in diameter. The second stage utilizes 15 percent of the pump for a region 2.5 mm in diameter and 3 cm long. The amplified beam diameter is increased to 2 mm in this cell and then expanded to 7 mm diameter in the final stage. This last stage is 10 cm long and is pumped longitudinally with the pump pulse propagating oppositely to the amplified pulse for best conversion and beam quality. Rhodamine 640 was used in the last two stages, with concentrations, respectively, of 10^{-4} and 10^{-5} M/l. A lens and pinhole combination helped to isolate the second stage from the first. A dichroic beam-splitter which transmitted the pulse and reflected most of the ASE (centered near 600 nm) also provided spectral separation. A jet of saturable absorber (malachite green in ethylene glycol), with a small signal attenuation factor, isolates the second stage from the third and helps to control the leading edge of the pulse before final amplification. For the same purpose a saturable absorber glass filter (Schott, RG 630) separates the second from the first stage.

A time reference for triggering the Pockels cell in the Nd-YAG laser is obtained from pulses reflected from an internal Brewster surface in the CW mode-locked laser and imaged on a photodiode. Appropriate delay electronics were used to synchronize the cavity dumper with the Pockels cell firing. The use of fast logic electronics provided a synchronization, with a jitter of the order of a nanosecond. Furthermore, slight over pumping of the amplifier at the expense of efficiency provided less sensitivity of the gain to pump power and to the amplified pulse arrival time.

C. Gain Measurements

Since we are operating close to the saturation regime, the gain is very dependent on the incoming pulse energy. We found it more meaningful to determine, for each stage, the output energy as a function of the input energy. More precisely, using a calibrated diode and variable calibrated optical densities, the output pulse energy $W_L(\alpha)$ has been measured as a function of the input pulse energy αW_0 , where α is the attenuation factor in the input path, and W_0 the input energy without any density.

The experimental points, reported in Fig. 7, have been obtained by varying the factor α , and are then fitted to (39). This fit, realized in fact, with only relative quantities gives surprisingly, all the parameters of the amplifier. The steps are the following:

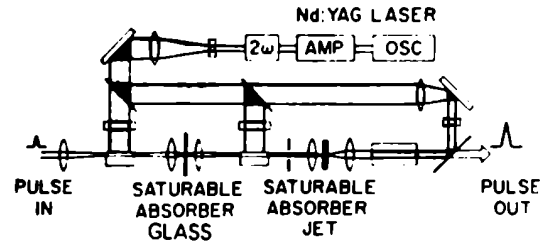


Fig. 6. Three-stage subpicosecond pulse amplifier.

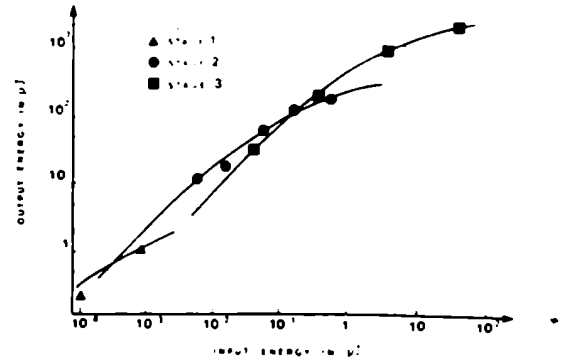


Fig. 7. Energy of amplified pulse as a function of the input pulse energy. Triangles, circles, and squares denote experimentally measured values for the stages 1, 2, and 3, respectively; the solid curves are calculated as explained in the text.

for each stage we compute a best-fit value

$$u = \bar{E}_0 \exp Z \quad (58)$$

so that

$$\frac{W_L(\alpha)}{W_L(\alpha=1)} = \frac{\ln[1+\alpha u]}{\ln[1+u]} \quad (59)$$

this last equation being a direct consequence of (39), in which we introduced the approximation $\exp \bar{E}_0(t) - 1 \sim \bar{E}_0(t)$.

Using this best-fit value u in (39), we deduce

$$\bar{E}_L = \ln[1+u] \quad (60)$$

From the measured gain $W_L(\alpha)/W_0$, we get

$$\bar{E}_0 = \frac{\alpha W_0}{W_L(\alpha)} \ln[1+u] \quad (61)$$

and finally, the stored energy parameter

$$Z = \ln[u/\bar{E}_0] \quad (62)$$

The values of \bar{E}_0 , \bar{E}_L , and Z , for all three stages, deduced from this analysis and the experimental points of Fig. 7, are listed in Table 1.

We can point out that this analysis is independent of the longitudinal or transversal pumping because the amplification does not depend on the spatial distribution of the excited state population, but only on this total population. This explains why the last stage, although pumped longitudinally, follows (59).

On the other hand, the parameter Z can be obtained from (40) and the method exposed in Sections II-C and II-D. The

TABLE I
AMPLIFIER PARAMETERS, RESPECTIVELY DEDUCED FROM FIG. 7, USED
IN THE COMPUTATIONS AND DEDUCED FROM SECTIONS II-C AND II-D

Stage	Deduced from Fig. 7			Parameters used in II.3 and II.4				Deduced from II.3 and II.4	
	E_0	E_L	Z	τ (ns)	W (s^{-1})	ρ_0 (cm^{-2})	NI (cm^{-2})	ρ_{em} (cm^{-2})	Z
1	$2 \cdot 10^{-3}$	1.5	8	3	$5 \cdot 10^9$	$1.5 \cdot 10^{-16}$	$6 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{-16}$	3
2	$4 \cdot 10^{-3}$	2.8	7.5	3	$1.5 \cdot 10^9$	$2.5 \cdot 10^{-16}$	$1.8 \cdot 10^{17}$	$3.2 \cdot 10^{-16}$	3
3 (Transverse)	10^{-1}	4.2	6.5	3	$3.5 \cdot 10^8$	$2.5 \cdot 10^{-16}$	$2.1 \cdot 10^{17}$	$3.2 \cdot 10^{-16}$	3

parameter used in this analysis and the resulting stored energy parameter Z appear also in Table I. For the last stage of amplification we have assumed a transverse pumping, with the same diameter for the excited region as in the case of longitudinal pumping. The concentration has been adjusted so that $\sigma_p N \sim 3$.

We notice that the computed values Z are typically 15 percent higher than the values deduced from the measurements. This should not be very surprising because, in order to allow a spatial discrimination between the ASE and the amplified pulse, the pump is kept slightly off axis.

The widths of the pulse before and after amplification were measured using second-harmonic generation (SHG) and standard autocorrelation techniques. If conditions of strong saturation are avoided, we have observed that 0.5 ps pulses do not broaden after amplification. These SHG techniques give information on the pulsewidth and the wings shape, but nothing on the pulse asymmetry.

Recent third-order autocorrelation, using optical Kerr effect measurements [14], tend to reveal that the amplified pulses are asymmetric, with exponential wings whose time constants are typically from 0.2 to 0.5 ps. This latter fit was found to be valid over about four orders of magnitude.

V. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

In the above sections, we have developed a theory of a laser-pumped dye amplifier for the specific case where the amplified pulse is very short compared to the pump pulse duration and to the excited state lifetime. The theory gives the stored energy and its spatial dependence as a function of pumping, geometry, and dye characteristics. We could check that assumptions of steady-state and strong pumping were legitimate. The assumption of a uniform inversion profile in the transverse dimension is not expected to affect the results appreciably because of the saturation effect, but reduces greatly the complication of the theory.

Furthermore, this theory determines the gain and the degree of distortion undergone by a given input pulse, traveling in an amplifier stage containing a given excited state population distribution. In particular, this study demonstrates the necessity to control the broadening of the leading edge with the saturable absorber, and the need to avoid the case of very deep

saturation, mainly when the pulses present exponential wings.

This theory was then checked and found to be in reasonable agreement with the characteristics of a three-stage dye laser amplifier which amplifies at a 10 Hz repetition rate, nanojoule subpicosecond pulses from a passively mode-locked CW dye laser, and produces pulses with a peak intensity up to 3 GW while maintaining a 0.5 ps pulsewidth.

REFERENCES

- [1] C. V. Shank and E. P. Ippen, "Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked CW dye laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 24, pp. 373-375, 1974.
- [2] E. P. Ippen and C. V. Shank, "Techniques for measurement," in *Ultrashort Light Pulses*, S. L. Shapiro, Ed. Berlin: Springer, 1977, ch. 3, pp. 83-122.
- [3] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, "Picosecond spectroscopy using the inverse Raman effect," *Chem. Phys. Lett.*, vol. 8, pp. 631-633, 1971.
- [4] C. V. Shank, R. L. Fork, F. F. Leheny, and J. Shah, "Dynamics of photo excited GaAs band-edge absorption with subpicosecond resolution," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 42, pp. 112-118, 1979.
- [5] M. H. Gassman and H. Weber, "Flashlamp-pumped high gain laser dye amplifiers," *Opto. Electron.*, vol. 3, pp. 166-184, 1971.
- [6] R. Wallenstein and T. W. Hänsch, "Powerful dye laser oscillator-amplifier system for high resolution spectroscopy," *Opt. Commun.*, vol. 4, pp. 353-357, 1975.
- [7] U. Ganiel, A. Hardy, G. Neumann, and D. Treves, "Amplified spontaneous emission and signal amplification in dye-laser systems," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-11, pp. 881-892, 1975.
- [8] G. Dujardin and P. Flamant, "Conversion d'énergie dans les amplificateurs à colorants en présence de superfluorescence," *Optica Acta*, vol. 25, pp. 273-283, 1978.
- [9] A. Yariv and R.C.C. Leite, "Super radiant narrowing in fluorescence radiation of inverted populations," *J. Appl. Phys.*, vol. 34, pp. 3410-3411, 1963.
- [10] G.H.C. New, "Mode-locking of quasi-continuous lasers," *Opt. Commun.*, vol. 6, pp. 188-192, 1972.
- [11] A. Migus, J. L. Martin, R. Astier, and A. Orszag, "A model of ultrashort pulse amplification," in *Picosecond Phenomena II*, Springer Series in Chemical Physics, vol. 14, R. Hochstrasser, W. Kaiser, and C. V. Shank, Eds. Berlin: Springer, 1980, pp. 59-63.
- [12] H. A. Haus, C. V. Shank, and E. P. Ippen, "Shape of passively mode locked laser pulses," *Opt. Commun.*, vol. 15, pp. 29-31, 1975.
- [13] J. M. Drake, R. I. Morse, R. N. Steppel, and D. Young, "Kiton red S and rhodamine B. The spectroscopy and laser performance of red laser dyes," *Chem. Phys. Lett.*, vol. 35, pp. 181-188, 1975.
- [14] J. Etchepare, G. Grillon, A. Antonetti, and A. Orszag, "Slow and fast response of the optical Kerr effect," in *Picosecond Phenomena II*, Springer Series in Chemical Phys., vol. 14, R. Hochstrasser, W. Kaiser, and C. V. Shank, Eds. Berlin Springer, 1980, pp. 123-127.