Podem treure llum del silici? Nou mètode d'estudi amb el làser d'electrons lliures

M. Forcales*

Introducció

El silici segueix gaudint, des de fa molts anys, del títol de rei indiscutible en el món de l'electrònica. Avui en dia, el 95 % dels aparells electrònics que envolten les nostres vides a casa, al treball o als hospitals estan fets amb la tecnologia del silici. Tot fa pensar que en el futur, en un termini de quinze anys, el silici seguirà sent força important. Recentment, un grup d'investigadors de l'empresa IBM han anunciat un 35 % més de velocitat en els seus xips, gràcies a la modificació del paràmetre de xarxa, cosa que permetrà que els electrons es moguin un 70 % més ràpids sense necessitat de la miniaturització, amb les dificultats que comporta (http://www.research.ibm.com/resources/news.html, 2001). El fet que el silici ens envolti en molts àmbits és degut, entre altres factors, als següents: és un element molt abundant a la terra, és barat i s'ha arribat a un nivell tecnològic tan notable que el seu creixement i control d'impureses es poden fer d'una manera molt precisa. Malauradament, a causa de la seva naturalesa de *bandgap* indirecte, les transicions òptiques vénen acompanyades de transferència de moment ($\Delta P \neq 0$) i, per tant, d'emissions de fonons, de manera que són molt poc probables, quasi inexistents. El silici, doncs, no és el semiconductor més adequat per al camp de l'òptica i l'optoelectrònica com, per exemple, per a amplificadors òptics, díodes electroluminiscents (LED) o fins i tot làsers. L'objectiu principal és aconseguir que el silici pugui ser considerat un bon material fotònic. Recordem que el silici té una banda prohibida (*gap*) de 1.170 MeV a temperatures criogèniques mentre que a temperatura ambient (300 K) està al voltant dels 1.120 MeV. Actualment existeixen dues línies de treball per tractar d'aquest tema. La primera consisteix a modificar l'estructura de bandes del silici fent créixer estructures del tipus Si_xGe_{1-x}, on $0 < x < 1$, a fi d'obtenir un *gap* directe. Existeixen complicacions des del punt de vista aplicat a l'hora de fer créixer aquestes estructures i també perquè, físicament, l'origen de la luminescència no és gaire clar. Simultàniament es treballa en el món de la nanotecnologia del silici, ja que el mètode per fabricar nanopartícules de silici és més senzill. Els resultats són encoratjadors, ja que fa poc més d'un any un grup italià va publicar que havia aconseguit l'amplificació òptica amb nanocristalls de silici (Pavesi, 2000). Més recentment, un grup australià ha dissenyat un LED bastant eficient amb la tecnologia del silici (Green, 2001). La segona línia tracta el problema d'una manera completament diferent a partir del dopatge dels semiconductors amb lantànids, també anomenats *terres rares*. Les terres rares (Er, Nd, Tm, Eu, etc.) són molt importants per a moltes aplicacions fotòniques, des d'una gran varietat de làsers d'estat sòlid fins a dispositius que exhibeixen un ampli ventall de colors. Les terres rares tenen coberta parcialment la capa $4f$ i estan envoltades per les capes exteriors completament cobertes ($5s^2$ i $5p^6$). Aquest fet comporta emissions de llum, a causa de les transicions òptiques determinades per les transicions internes de la capa $4f$, realment estretes en l'espectre, amb longituds d'ona que van des del visible (VIS) fins a l'infraroig (IR) i quasi independentment de la temperatura o del material utilitzat. Els semiconductors utilitzats (Si, GaN, GaAs, InP, etc.), com hem dit, tenen poca influència en la longitud d'ona emesa, però sí que afecten d'una manera molt forta la probabilitat de les transicions radiatives. A mesura que augmentem la temperatura, la intensitat i el temps de vida mitjana de l'estat excitat disminueixen; per això és difícil fer dispositius a temperatura ambient. En aquest treball investiguem com es transfereix l'energia des del silici fins a l'erbi i detectem els camins d'excitació i desexcitació possibles a fi de poder-ho optimitzar en el futur.

Telecomunicacions

Al món de les telecomunicacions hi ha diverses regions d'interès, per exemple als 1,1 μm o 1,5 μm, tal com es veu en la figura 1. Les longituds d'ona corresponen a les regions on l'absorció de la llum és mínima a les fibres òptiques o, dit d'una altra manera, la transmissió és màxima. Actualment és ben conegut i s'utilitza comercialment l'erbi (Er) amb materials aïllants com ara SiO_2 per fabricar EDFA (*erbium doped fiber amplifiers*) (*Physics Today*, gener 1994) o amplificadors òptics. El principal obstacle és que l'excitació de l'erbi dopat amb

***M. Forcales** (Barcelona, 1975) és llicenciat en Física per la Universitat de Barcelona (1998). Actualment està fent el doctorat a la Universitat d'Amsterdam (UvA), al Van der Waals-Zeeman Laboratory, en el grup Electronic Materials. (manuelf@science.uva.nl)

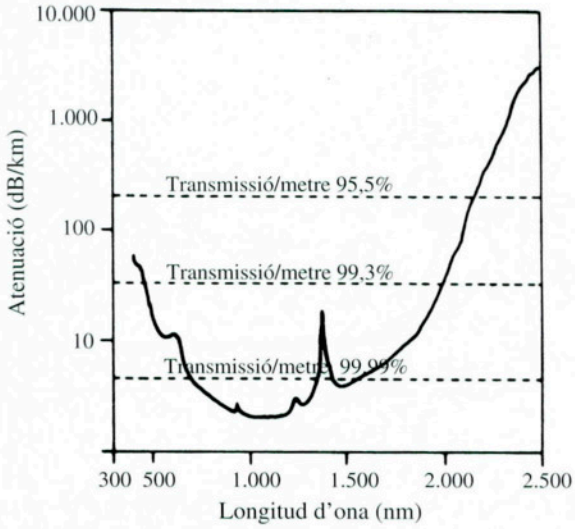

Figura 1: *El gràfic presenta l'atenuació en funció de la longitud d'ona d'una fibra òptica típica des del visible (VIS) fins a l'infraroig (IR). La màxima transmissió es troba a les franges dels 1,1 i 1,5 μm. Figura extreta d'Ocean Optics Inc.*

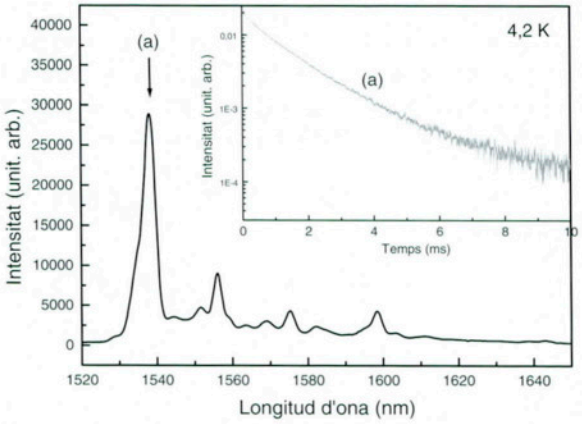

Figura 2: *Espectre de la transició òptica ($^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) de l'erbi dopat amb silici. El fet d'observar múltiples línies és degut a l'efecte Stark amb el cristall. La finestra interior mostra el temps de caiguda de la línia (a) en escala logarítmica sota una excitació polsant amb el làser de Nd:YAG (532 nm)*

SiO_2 només es pot aconseguir amb absorció directa. La seva secció eficaç és molt petita, al voltant de 10^{-21}cm^2, de manera que els amplificadors s'han de bombardejar amb làsers.

Erbi dopat amb silici

Des que al principi dels anys vuitanta es va obtenir per primera vegada emissió de llum de l'erbi dopat amb silici (Ennen, 1983) va sorgir un gran interès en aquest camp. El sistema Si:Er és molt atractiu no només perquè la secció eficaç en l'absorció és sis ordres de magnitud més gran comparada amb materials aïllants, sinó perquè podríem combinar les propietats òptiques i electròniques per primer cop en un sol circuit integrat. Les transicions òptiques de la capa $4f$ són prohibides teòricament, però a causa de la interacció amb el camp elèctric del cristall és possible observar-les. El Er^{3+} té moltes transicions òptiques (MRS, 1999), però la principal és des del primer estat excitat $^4I_{13/2}$ fins a l'estat fonamental $^4I_{15/2}$, és a dir, una transició al voltant dels 800 MeV o als 1,54 μm. La resta dels nivells decauen majoritàriament de manera no radiativa.

Experiments

Durant els darrers anys, molta gent s'ha dedicat a fer experiments de fotoluminescència (PL) a partir de la mesura de l'espectre, de l'amplitud o del temps de vida mitjana als 1,54 μm. Aquests treballs estan basats en la variació de la intensitat d'excitació amb el làser de Ar^+ i en l'increment de la temperatura sota condicions d'equilibri. Amb les dades es pot obtenir informació sobre la secció eficaç o les energies d'activacions responsables en els processos d'excitació i desexcitació. La naturalesa microscòpica per esbrinar de quina manera l'energia flueix no és gens trivial, perquè a mesura que incrementem la temperatura, diversos processos s'activen simultàniament. Nosaltres proposem una manera alternativa de fer experiments a 4,2 K (evitant fenòmens tèrmics) i poder investigar òpticament diferents nivells responsables de transferència d'energia amb el làser d'electrons lliures (FEL) (http://www.rijnh.nl/molecular-and-laser-physics/felix/). La mostra que fem servir en aquest treball presenta un espectre com el que es pot veure en la figura 2. Ens fixarem, doncs, en la típica transició dels 1,54 μm. A la finestra interior de la figura 2 es pot observar que el temps de caiguda del Er és molt lent, uns pocs milisegons. La mostra en particular presenta les característiques següents: oblia de silici de tipus P Cz-Si amb una resistivitat d'1 fins a 10 Ωcm a temperatura ambient. La mostra va ser implantada amb ions d'erbi amb una energia de 300 keV fins a una dosi de 3×10^{12} cm^{-2}. Tot seguit, es va fer una coimplantació amb ions d'oxigen amb una energia de 40 keV fins a una dosi de 3×10^{13} cm^{-2}. A la capa implantada podem obtenir una concentració al voltant de [Er]$\sim 5 \times 10^{17}$ cm^3. La coimplantació amb oxigen es fa perquè en anteriors experiments s'ha trobat que l'oxigen afavoreix l'erbi a l'hora d'emetre llum més intensament, tot i que, microscòpicament, encara se'n discuteix l'origen. Posteriorment, per optimitzar l'emissió de llum i eliminar danys ocasionats amb la implantació dels ions es va fer un tractament *d'annealing* a 900°C durant trenta minuts. Després de les implantacions el material es converteix en tipus N. És conegut al món dels semiconductors que l'oxigen esdevé un donador. Diversos experiments amb DLTS (*deep level transcient spectroscopy*) indiquen que existeixen diversos nivells energètics

sota la banda de conducció (ε_c) relacionats amb l'erbi com a donador. Paral·lelament, s'han trobat energies d'activacions també al voltant dels 150 MeV de manera que tot fa pensar, doncs, que l'erbi és també un donador que es troba a ε_c-150 MeV aproximadament. Els

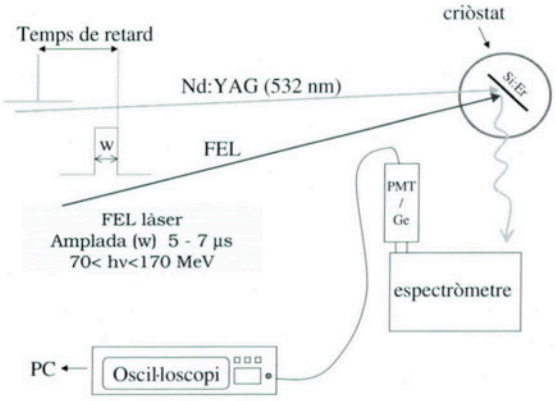

Figura 3: *Esquema dels experiments de dos colors. Primer excitem la mostra amb el làser de Nd:YAG i observem l'emissió de llum als 1,54 μm. Al cap d'un cert temps de retard (controlable) disparem el FEL (variant l'energia dels fotons incidents des de 70 fins a 170 MeV). A partir d'aquest moment podem observar canvis en la luminescència amb un oscil·loscopi i després, amb un PC, tractem les dades*

canvis a la PL produïts pel FEL, com veurem més endavant, succeeixen a totes les mostres mesurades tot i que existeixen diferències en l'amplitud i en les constants de temps. Els experiments amb el FEL, els quals estan representats esquemàticament en la figura 3, es van fer de la manera següent. En primer lloc, vam fer incidir el feix de llum polsat provinent del làser de Nd:YAG al Si:Er (4,2 K). D'aquesta manera obtenim llum a la transició típica ($^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$) dels 1,54 μm detectada amb un detector de germani o un fotomultiplicador (PMT). Després d'un cert temps de retard, un segon feix pulsat provinent del FEL coincideix al Si:Er i produeix canvis a la PL. Cal dir, doncs, que en els nostres experiments podem seguir els canvis en l'amplitud, l'espectre i el temps de caiguda mitjançant un oscil·loscopi. Posteriorment, vam tractar les dades amb el PC.

Resultats i discussió

Un exemple típic del que observem es troba en la figura 4 per a un temps de retard fixat en 3 mil·lisegons (ms). La corba més fosca mostra el temps de caiguda quan excitem Si:Er amb el làser de Nd:YAG. Als 3 ms apareix un altre pic o extra senyal degut a la presència del FEL. Aquest bony extra, a simple vista, sembla estar directament relacionat amb el Er, però ens hem d'assegurar mirant l'espectre. La finestra interior de la figura 4 mostra l'amplitud del senyal extra a través de l'espectròmetre. Només apareix a la regió del Er, de

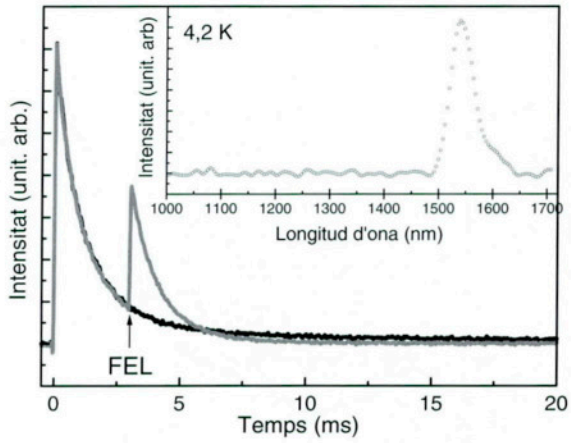

Figura 4: *La corba més fosca presenta el temps de caiguda de la transició als 1,54 μm. Al cap de 3 ms, el FEL incideix al Si:Er i provoca una emissió extra de llum a la mateixa longitud d'ona. La finestra interior mostra l'espectre del senyal extra. Podem estar segurs que només es troba a la típica transició de l'erbi*

manera que amb el FEL estem reexcitant l'erbi. La gràcia d'aquest efecte és que necessitem explícitament la primera font d'excitació. Si solament fem servir el FEL no observem res. L'amplitud del senyal extra ha estat investigat en funció de l'energia dels fotons incidents del

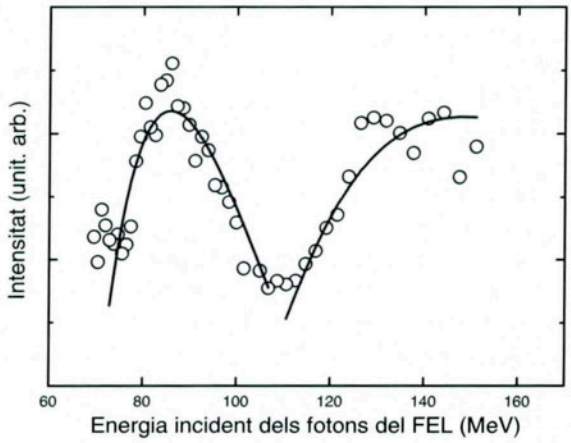

Figura 5: *El gràfic ens mostra l'amplitud del senyal extra en funció de l'energia dels fotons incidents provinents del FEL. Les línies sòlides mostren l'ajust amb la fórmula (1) del text. Tot i que no existeix cap energia ressonant, s'han trobat dos valors energètics de ED~ 70 i 110 MeV*

FEL, dels quals vam obtenir el resultat que es mostra en la figura 5. Si fem una aproximació de les dades amb una teoria d'ionització d'impureses poc profundes de la forma:

$$I \propto \frac{(h\nu - E_D)^{3/2}}{(h\nu)^{3+2\gamma}} \qquad (1)$$

Com E_D és l'energia dels donadors i γ és el paràmetre que descriu el potencial (i.e.: coulombià), aleshores trobem dos valors per a $E_D \approx 70$ i 110 MeV sota la banda de conducció. El nostre grup va investigar aquest efecte no solament en funció de l'energia dels fotons incidents, sinó també en funció de la densitat dels fotons provinents del FEL. Es va trobar que impureses poc profundes, possiblement relacionades amb l'oxigen, eren les responsables d'emmagatzemar energia (Gregorkiewicz, 2000). En aquest treball hem investigat el senyal extra en funció dels temps de retard, fent una atenció especial a la cinemàtica de la luminescència de l'erbi.

En la figura 6 veiem la cinemàtica per a diferents temps de retard i com evoluciona el senyal extra. La finestra interior mostra amb més claredat com aquest senyal va desapareixent en funció del temps de retard. Obtenim una constant de temps d'uns 26 ms fent una aproximació amb una exponencial simple. Per continuar endavant, cal conèixer quin és el temps radiatiu de l'erbi o, si n'hi ha més d'un, per entendre una constant de temps tan lenta com els 26 ms. Si observem la figura 6, s'afegeix un nou problema: no només reexcitem el Er amb un senyal extra sinó que també en desapareix. Buscant una resposta per a les constants de temps als 1,54 μm sense necessitat del FEL, tal com es veu en la figura 7, hem trobat que els valors d'1 ms (ràpid) i 26 ms (lent) són bons per reproduir la corba en la seva totalitat. L'últim joc de mesures, abans de la discussió, va dirigit a esbrinar si es pot reexcitar el Er

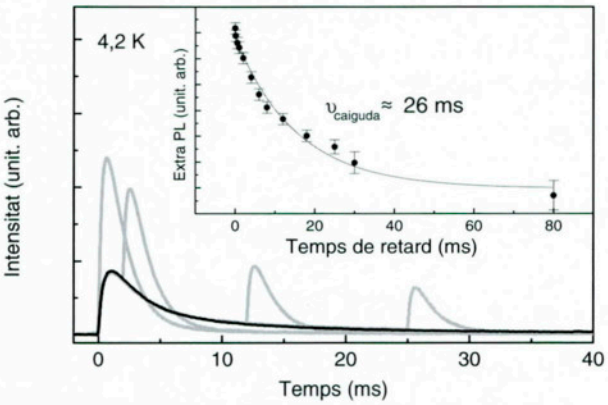

Figura 6: *La figura presenta el temps de caiguda sense el FEL i amb quatre temps de retard diferents. A causa de la baixa intensitat d'excitació del Nd:YAG hem hagut d'utilitzar el detector de germani. A la finestra interior s'observa l'evolució temporal de l'amplitud del senyal extra. La línia sòlida indica l'ajust de la corba amb una funció exponencial simple. La constant que trobem és al voltant dels 26 ms*

a diferentes temperatures. Els resultats es presenten en la figura 8. La figura mostra el temps de caiguda normalitzat als 1,54 μm per a diferents temperatures amb i sense el FEL. Als 20 K encara es pot veure que l'efecte és força gran, però sorgeix un canvi important a partir dels 30 K. A partir dels 45 K ja no és possible observar cap efecte. Cal notar que no observem cap efecte quan el component lent (26 ms) ha desaparegut a temperatures elevades, de manera que han d'estar relacionats. A partir de totes les dades experimentals proposem el model bàsic següent, ilustrat en la figura 9. Després d'excitar la mostra amb energies $\varepsilon > \varepsilon_{gap}$ a 4,2 K amb un pols de picosegons amb el làser de Nd:YAG, es formen partícules lliures: electrons i forats lliures. Tot i que a la bibliografia hi ha diversos mecanismes complicats per excitar els àtoms, a la comunitat científica s'accepta que la recombinació no radiativa, de dues particules com a mínim, produeix una transferència d'energia a la capa $4f$ dels àtoms d'erbi mitjançant una recombinació Auger. Aleshores necessitem dues partícules com a mínim

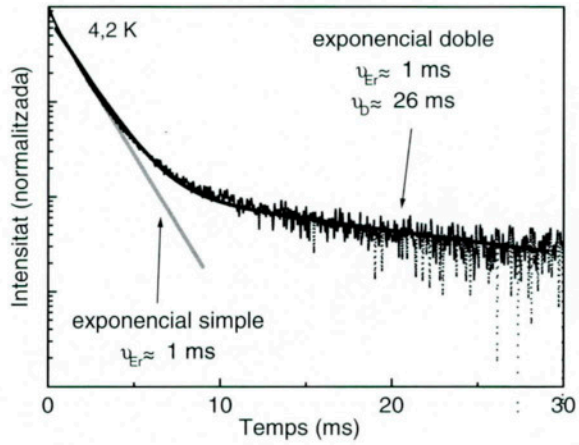

Figura 7: *Temps de caiguda en escala logarítmica a la transició dels 1,54 μm. Com es pot veure clarament, necessitem una exponencial doble per poder ajustar la corba totalment. Les constants que trobem són 1 ms i 26 ms*

per excitar la capa $4f$ de l'erbi. Si fem un recull de tots els treballs amb l'erbi, veurem que tothom assigna un temps radiatiu de caiguda d'1 ms, de manera que anomenem $\tau_{Er} \sim 1$ ms el temps de caiguda de l'erbi des de l'estat excitat fins a l'estat fonamental. A partir del nostre treball anterior (Gregorkiewicz, 2000) podem dir que també tenim donadors poc profunds plens d'electrons. El Si:Er, com tots els sistemes, vol retornar a l'equilibri. Una recombinació directa dels electrons de les impureses amb els forats de la banda de València amb emissió de llum és molt improbable en el silici. La manera més natural és fent una termalització. A la bibliografia podem trobar que el ritme d'emissió tèrmic depèn fortament de la temperatura i la posició de les impureses (E_D). També depèn, entre altres factors, de la velocitat mitjana o la densitat d'estats per als electrons tal com es veu en l'equació 2.

$$\text{emissió tèrmica} \propto \sigma \langle \nu \rangle N_C \propto \exp\left(-\frac{E_D}{K_B T}\right). \quad (2)$$

Així doncs, podem obtenir que a temperatures criogèniques (4,2 K) la probabilitat és tan petita que el temps de termalització pot arribar a ser de l'ordre de desenes de milisegons (ms). Els electrons alliberats recombinaran amb els forats, creiem que possiblement lligats prop dels àtoms d'erbi i *esperant* l'arribada de les partícules, ja que fins ara no coneixem excitons lliures (FE) amb un temps de vida mitjana de 26 ms. Aquesta termalització lenta provoca que el component lent que s'observa en la figura 7 estigui directament relacionat amb una excitació lenta i no amb una recombinació radiativa. A mesura que incrementem la temperatura, la probabilitat de termalització augmenta i el ritme de termalització esdevé molt ràpid, de l'ordre de microsegons (μs). D'aquesta manera no és possible observar cap component lent, tal com hem vist experimentalment. Amb el

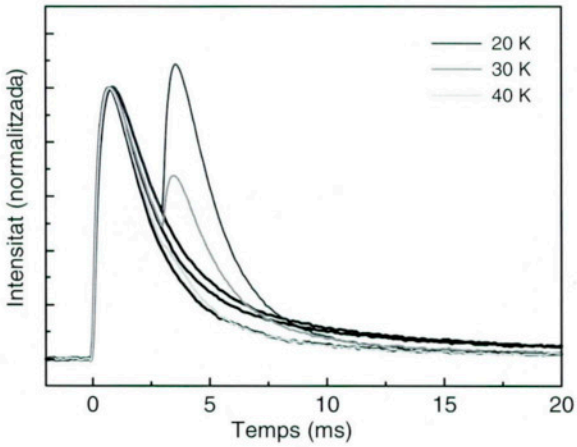

Figura 8: *El gràfic mostra la cinemàtica als 1,54 μm amb i sense el FEL a diverses temperatures. Als 20 K encara es pot apreciar que després de reexcitar l'erbi també desapareix. A partir dels 40 o 50 K ja no és possible observar cap efecte perquè el component de 26 ms ha desaparegut*

FEL podem ionitzar les impureses a baixes temperatures d'una forma òptica, cosa que fa la temperatura de manera natural. Només considerem que ionitzem donadors plens d'electrons perquè el material és de tipus N. En el moment de disparar el FEL a 4,2 K, ionitzem les impureses poc profundes i els electrons passen a la banda de conducció. Durant l'amplada del FEL (5 μs) les impureses són ionitzades contínuament i els electrons probablement recombinaran amb aquells forats que estiguin *esperant* molt a prop dels àtoms d'erbi. En aquest cas observem un increment abrupte de la luminescència, com es veu en la figura 4. Si fem servir el detector de germani, que és més sensible per als senyals que decauen més lents (vegeu la figura 6), aleshores es pot observar clarament que el component lent desapareix completament. Alternativament es pot veure el mateix efecte en la figura 8 per a diverses temperatures. Quan incrementem la temperatura, com que el ritme de termalització és més ràpid, cada vegada queden menys electrons a les impureses poc profundes per ionitzar, de manera que el senyal extra disminueix gradualment. A temperatures superiors a 45 K, com que ja no hi ha electrons a les impureses, no ionitzem res amb el FEL i, per tant, no s'observa cap efecte. És clar que amb el FEL ionitzem les impureses i només creem electrons, mentre que el procés d'excitació de l'erbi és com a mínim de dues partícules; per això, com hem dit abans, creiem que el forat està lligat potencialment amb els àtoms d'erbi. Per ana-

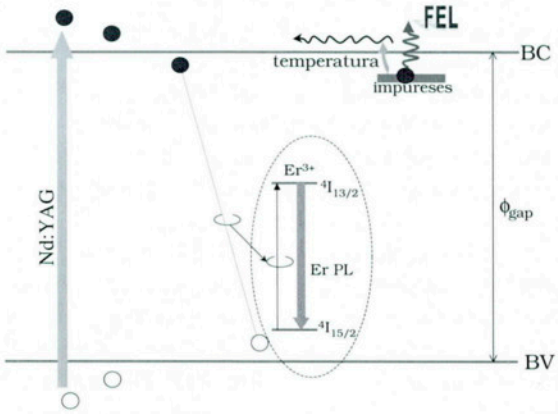

Figura 9: *Esquema del model que representa els diferents processos que tenen lloc al Si:Er. El model està explicat en el text*

litzar aquests processos que hem explicat descriptivament, hem proposat el següent sistema d'equacions lineals de primer grau sense tenir en compte el FEL:

$$\frac{dN_{e-h}}{dt} = G\,\delta(t) - \frac{N_{e-h}}{t_0}, \tag{3}$$

$$\frac{dN_{Er}}{dt} = C_1\, N_{e-h}\left(N_{total(E_r)} - N_{Er}\right) - \frac{N_{Er}}{\tau_{Er}} \tag{4}$$

$$\frac{dN_D}{dt} = C_2\, N_{e-h} \cdot \left(N_{total(D)} N_D\right) - \frac{N_D}{t_D}. \tag{5}$$

En aquesta nomenclatura N_{e-h}, N_{Er} i N_D són el nombre de parells electró-forat, d'erbi a l'estat excitat i la concentració d'impureses poc profundes que han capturat electrons. $N_{total(Er)}$ és el nombre total d'àtoms d'erbi excitables i $N_{total(D)}$ el nombre total d'impureses que poden capturar electrons. L'equació (3) ens informa de com evolucionen els parells electró-forat generats (G) a partir del YAG làser (aproximat amb una delta de Dirac) i que decauen amb un temps efectiu t_0. Anomenem t_0 el temps efectiu perquè és combinació del temps radiatiu i no radiatiu del parell electró-forat. D'aquesta manera obtenim:

$$N_{e-h} = G\, exp(-\frac{t}{t_0}), \tag{6}$$

on aproximem t_0 al voltant de 0,1 μs. Per a l'equació (4) hem tingut en compte que l'erbi és excitat mitjançant les dues partícules (procés Auger d'electrons i forats) amb un coeficient de captura (C_1) i amb la possibilitat d'arribar a la saturació (observat experimentalment); d'aquí ve el terme $(N_{total(Er)} - N_{Er})$. L'erbi decau amb un temps $\tau_{Er} \sim 1$ ms. La solució de l'equació (4) amb la condició inicial $N_{Er}(t=0) = 0$ és:

$$N_{Er}(t) = N_{total(Er)} e^{-t/t_{Er}} \left(1 - \exp\left[C_1\, G\, e^{-t/t_0}\right]\right). \tag{7}$$

De la mateixa manera, per l'equació (5) obtenim:

$$N_D(t) = N_{total(D)} e^{-t/t_D} \left(1 - \exp\left[C_2\, G\, e^{-t/t_0}\right]\right), \tag{8}$$

on $t_D \sim 26$ ms. Físicament, l'evolució de $N_D(t)$ no és correcta ja que n'hem explicat l'origen, però matemàticament el mètode sí que ho és per poder explicar l'efecte produït pel FEL. En el moment de disparar el FEL per a un temps de retard fixat, el qual anomenem t_{FEL}, ionitzem les impureses poc profundes alliberant electrons a la banda de conducció. A partir de t_{FEL} podem considerar el mateix sistema d'equacions, però escollint G_{FEL} com a nou terme de generació, proporcional a la concentració d'impureses en el moment de disparar el FEL, és a dir: $G_{FEL} \propto N_D(t = t_{FEL})$; així obtenim:

$$N'_{e-h}(t') = G_{FEL} e^{-t'/t_0} \quad \text{on} \quad t' = t - t_{FEL},$$

$$\frac{dN_{Er}}{dt'} = C_1 N'_{e-h}(N_{total(Er)} - N_{Er}) - \frac{N_{Er}}{\tau_{Er}}, \tag{9}$$

$$\frac{dN_D}{dt'} = C_2 N_{e-h}(N_{total(D)} - N_D) - \frac{N_D}{t_D}. \tag{10}$$

Tenint en compte que:

$$I_{TOTAL} = \frac{N_{Er}}{\tau_{Er}} + \frac{N_D}{t_D}, \tag{11}$$

podem ajustar els valors de C_1 i C_2, $N_{total(Er)}$ i $N_{total(D)}$ amb la corba de la figura 10 sense tenir en compte el FEL. Els valors que obtenim són $C_1/C_2 \sim 0{,}5$ i $N_{total(Er)} \sim 7N_{total(D)}$. Quan disparem el FEL fent servir aquests paràmetres trobem que el procés de reexcitament de l'erbi és de prop del 40 % ($G_{FEL} \sim 0,4N_D(t = t_{FEL})$) si volem reproduir l'amplitud del senyal extra en funció del temps de retard. Cal dir, però, que aquests valors no són absoluts ja que depenen de la densitat de fotons del làser de Nd:YAG, de la mostra utilitzada, etc. En particular, en la figura 10 hem dibuixat l'evolució cinemàtica amb un ajustament força bo.

Conclusions

A partir de tots els resultats presentats aquí podem concloure que la radiació a la regió de l'infraroig mitjà (70–170 MeV) provoca un reexcitament dels àtoms d'erbi

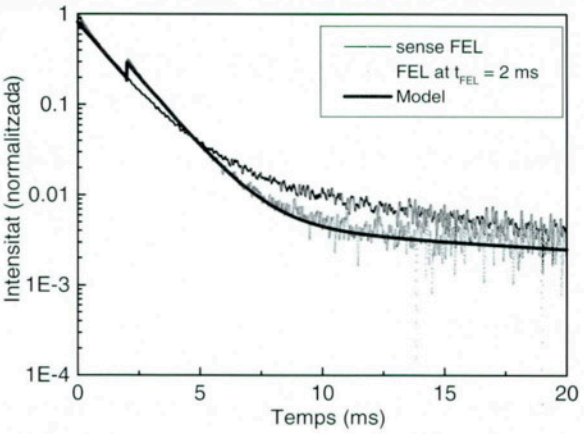

Figura 10: *La corba més fosca indica el temps de caiguda sense el FEL com a referència. La corba més grisa és el temps de caiguda als 1,54 μm quan el FEL incideix amb un retard de 2 ms. La línia sòlida, creada a partir del sistema d'equacions, descriu força bé els resultats experimentals*

quan el sistema Si:Er no està en equilibri. D'aquesta manera, hem identificat que nivells energètics d'impureses poc profundes sota la banda de conducció al silici són les responsables d'emmagatzemar òpticament l'energia encarregada de reexcitar l'erbi. Amb el model proposat podem explicar la dependència amb la temperatura i el fet de tenir un component molt lent al temps de caiguda de l'erbi als 1,54 μm. En conclusió, hem vist que és possible emetre llum del silici, però els camins d'excitació són diversos. El futur depèn, doncs, de l'optimització, ja sigui coimplantant amb impureses profundes i ben definides energèticament a fi d'evitar termalització, però induint un gran efecte amb el FEL. Potser així es podria observar una emissió estimulada.

Agraïments

Voldria agrair la col·laboració dels Drs. J-P. R. Wells i I. V. Bradley per l'ajut durant els experiments fets amb el làser d'electrons lliures, així com la del meu supervisor, el Dr. Gregorkiewicz, per totes les discussions i la motivació a l'hora de fer aquest treball. Finalment, vull agrair els comentaris generals de la Sónia-Vanina.

Bibliografia

http://www.research.ibm.com/resources/news.shtml, juny 2001.
PAVESI, L. et al., *Nature*, **408**, 440 (2000).
GREEN, M. A. et al., *Nature*, **412**, 805 (2001).
ENNEN, H., SCHNEIDER, J., POMRENKE, G. i AXMANN, A., *Appl. Phys. Lett.*, **43**, 943 (1983).
MRS, Bulletin, *September, 1999*, **24**, núm. 9.
GREGORKIEWICZ, T., THAO D. T. X., LANGER J. M., BEKMAN H. H. P. Th., BRESLER M. S., MICHEL, J. i KIMERLING, L. C., *Phys. Rev.*, **B 61**, 5369 (2000).