

TRANSICIONES SUPERRADIANTES EN GASES NOBLES

Lic. MARIO O. GALLARDO

A mis padres, esposa e hija.

CENTRO DE INVESTIGACIONES OPTICAS  
CONICET - UNLP - CIC  
CASILLA DE CORREO 124  
1900 LA PLATA REP. ARGENTINA

INDICE

CAPITULO I.-Introducción.....Pag. 1

CAPITULO II.-Equipo Experimental.....Pag. 5

CAPITULO III.-Resultados Experimentales.....Pag. 15

CAPITULO IV.-Discusión y Conclusiones.....Pag. 28

BIBLIOGRAFIA.-.....Pag. 39

El autor expresa aquí su agradecimiento a:

-Swedish International Development Authority, por la beca otorgada para participar del período 1966-67 del International Seminar for Research and Education in Physics.

-Dr. Kjell Bockasten, que dirigió y supervisó la investigación realizada en Suecia.

-Dr. Mario Caravaglia, padrino de este trabajo, que con su permanente estímulo y ayuda, hizo posible concretar todas las etapas previas.

-Lic. Osvaldo Andrade, por su importante guía y activa colaboración.

-Swedish Natural Science Research Council, que aportó los fondos necesarios.

-Facultad de Ciencias Fisicomatemáticas de la Universidad Nacional de La Plata, bajo cuyo contrato se realizó este trabajo de Tesis.

Comisión de Investigaciones de la Provincia de Buenos Aires, que hizo posible realizar el viaje a Suecia.

## CAPITULO I

### Introducción

Poco tiempo después de la aparición del primer laser de Rubí, construido por Maiman<sup>1</sup> en 1960, Javan, Bennett y Herriott<sup>2</sup>, hacen operar en forma continua el primer laser gaseoso de He-Ne.

Ellos observaron a fines de ese mismo año, emisión estimulada en cinco líneas del Ne I, en la región comprendida entre 1,1 y 1,3  $\mu$ .

A este descubrimiento, sigue una serie de trabajos entre los que se destacan la aparición de la primer línea laser visible en 6,328 Å, obtenida por White y Rigden<sup>3</sup> y el descubrimiento por parte de Mathias y Parker<sup>4,5</sup> en 1963, de transiciones laser pulsadas, en nitrógeno molecular y monóxido de carbono.

En 1963, Gordon, White y Rigden<sup>6</sup>, reportan por primera vez la aparición del efecto de superradiancia. Utilizando un tubo que contenía He-Ne en la proporción 5:1, de 2 m de longitud y 6 mm de diámetro interno, obtienen emisión superradiante colimada, en la línea 3,39  $\mu$  del Ne I.

Este fenómeno de superradiancia, que según Bloch<sup>7</sup> resulta "cuando el medio, dentro del tubo, puede ser completamente saturado en un extremo, por la emisión espontánea amplificada proveniente del otro extremo", es observado al hacer desaparecer la cavidad resonante.

Eriessen y Lidholt<sup>8</sup>, definen una línea espectral como superradiante, cuando ésta puede ser observada en emisión estimulada sin el uso de espejos resonadores.

Gordon y colaboradores utilizaron en su trabajo un espejo dorado de 5 m de radio de curvatura colocado en un extremo para reflejar, según ellos, la radiación espontánea dentro del tubo de descarga.

En 1964, Bennett, Knutson, Mercer y Detch<sup>9</sup>, publicaron un trabajo en el que se reporta emisión estimulada en varias líneas del  $Ar^+$ , tres de las cuales en  $4.765 \text{ \AA}$ ,  $4.880 \text{ \AA}$  y  $4.965 \text{ \AA}$  se presentan también como superradiantes. En este trabajo, aparece por primera vez emisión superradiante en descarga pulsada.

Otra investigación importante realizada en este mismo año, fue la llevada a cabo por Heard y Paterson<sup>10</sup>, quienes

además de obtener amplificación en las líneas  $5.940 \text{ \AA}$  y  $6.118 \text{ \AA}$  del Ne I, realizaron un estudio de la emisión superradiante. En dicho estudio observaron un rayo no colimado, que inmediatamente fuera del tubo tenía un diámetro de  $300 \mu$  y en el que solamente aparecía el modo TEM axial de menor orden. También observaron, en medida realizada a una distancia de  $30 \text{ m}$ , que la divergencia del haz era de  $1 \text{ mrad}$ .

Ericsson y Lidholt<sup>8</sup>, en su trabajo publicado en 1967, notaron que para todas las líneas superradiantes obtenidas, el rayo mostraba la contracción característica de la emisión estimulada y que en las líneas visibles, se observaba la estructura granular de la iluminación coherente.

Para completar el panorama de antecedentes, es necesario citar también las investigaciones realizadas por Rosenberger<sup>11,12</sup> en Ne, Ar, Kr y Xe y Cluni, Thorn y Trezise<sup>13</sup> y Leonard, Neal y Gerry<sup>14</sup> en líneas del Ne.

Debe tenerse en cuenta el hecho de que no solamente aparece el efecto de superradiancia en gases. Por ejemplo, Koess<sup>15</sup> en una de sus investigaciones obtuvo emisión superradiante en la línea  $6.943 \text{ \AA}$  del Rubí.

Otras investigaciones, también realizadas en gases nobles, serán consideradas en otros capítulos y completarán la bibliografía consultada sobre el tema.

Para concluir, debemos citar este trabajo, realizado en el Instituto de Tecnología de Lund, Suecia, bajo la dirección del Dr. Kjell Eekasten, en el que se reporta emisión superradiante en varias transiciones infrarrojas en He, Ar, Kr y Xe, utilizando una descarga pulsada y se presenta un estudio de los diagramas de niveles de energía que explica, en general, el mecanismo de excitación.

## CAPITULO II

### Equipo Experimental

Para la realización de la investigación, se utilizó un tubo totalmente construido en Pirex, de 7 mm de diámetro interno y 104 cm de longitud.

Mediante juntas cónicas, se adosaron al tubo tres electrodos de tungsteno recubiertos de aluminio, colocados a una distancia de 500 mm uno del otro. Estos electrodos podían ser cambiados fácilmente en caso de rotura.

El tubo fue conectado al equipo de vacío y circulación de gases, por medio de un sistema compuesto de juntas esféricas que le permitían el movimiento necesario para su alineación dentro del sistema óptico.

Como puede verse en la figura 1, el tubo se completaba con ventanas de cuarzo, colocadas mediante juntas cónicas según el ángulo de Brewster.

El sistema de vacío y circulación de gases, se basó en el descrito por Tolanski <sup>16</sup>.

El gas fue excitado, descargando a través del tubo un sistema de condensadores cuya capacidad total era de 3 nF.

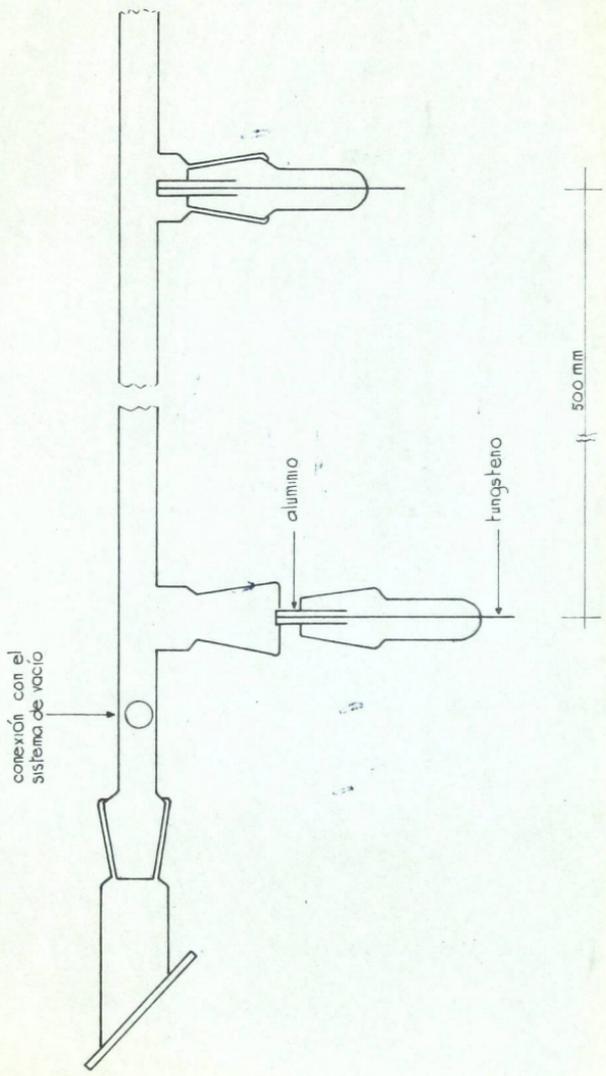


Fig. 1

Dicho sistema estaba compuesto por cuatro condensadores cerámicos de 5 nF y 20 kV de tensión de ruptura cada uno, colocados de a pares, en paralelo.

Con una fuente de 26 kV de salida máxima, se cargaba el sistema de condensadores, a través de una resistencia de 20 M $\Omega$ . La fuente fue diseñada y construida en los talleres del Instituto de Tecnología de Lund, Suecia.

Los dos electrodos exteriores se conectaron a tierra. Al electrodo central se le dio alto voltaje, positivo o negativo según la opción ofrecida por la fuente de tensión empleada.

Para estudiar la corriente a través del tubo, se utilizó un shunt de Högberg<sup>17</sup>, que tenía una resistencia de grafito de 75 m $\Omega$  y baja inductancia. Del mismo partía un cable coaxial, hacia el osciloscopio donde se registraba el pulso.

Tal como aparece en la figura 2, el circuito se completó con un espinterómetro y una resistencia de 50 M $\Omega$ , que fijaba el potencial entre electrodos.

El tubo fue ajustado al resto del sistema, por medios ópticos, utilizando un laser comercial de He-Ne. A continua-

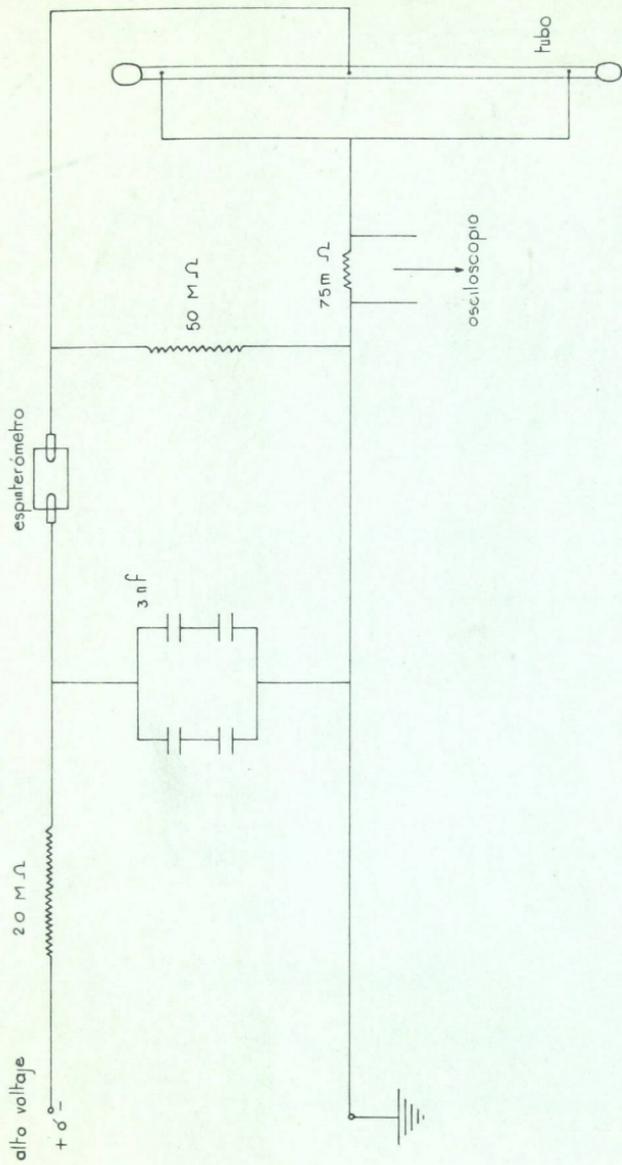


Fig. 2

ción se colocó frente a los extremos del tubo un juego de espejos cóncavos recubiertos de oro, para formar una cavidad resonante.

Se introdujo en el tubo  $N_2$  para obtener efecto laser en la banda 2-1 del primer sistema positivo y así mejorar el ajuste.

Luego se quitó el espejo delantero, dejando solamente el trasero de 1,5 m de radio de curvatura y 0,5 % de transmisión en  $\lambda = 2\mu$ .

La luz fue analizada en un espectrógrafo a red plana montaje Ebert, de 2 m de distancia focal. Las longitudes de onda se midieron en distintos órdenes, con un error de apreciación de un segundo de arco, en el valor del ángulo de giro de la red de difracción. Como detector se utilizó un fotoconductor de sulfuro de plomo y las señales se observaban en un osciloscopio Tektronix tipo 556.

Placas espectroscópicas Kodak, se emplearon para fotografiar las líneas por debajo de los 10.000 Å. Como espectro de comparación se utilizaron líneas del Ne I en distintos órdenes.

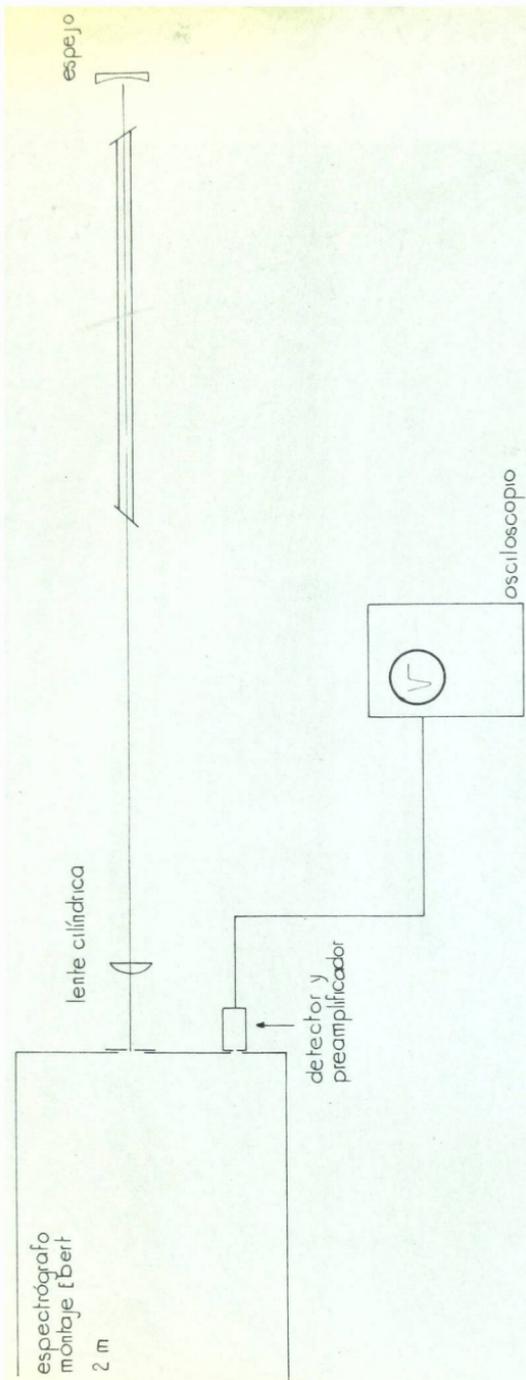
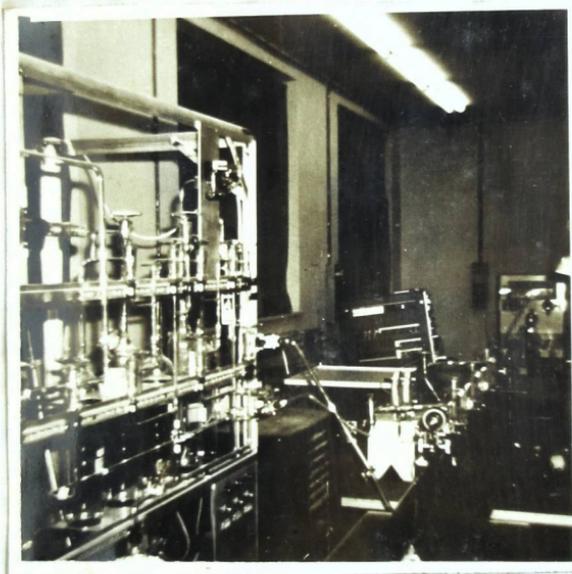


Fig. 3



Vista del laboratorio.

### CAPITULO III

#### Resultados Experimentales

Se comenzó el trabajo excitando argón puro. Se obtuvo amplificación en las líneas  $17.914 \text{ \AA}$  y  $23.966 \text{ \AA}$  ya publicadas en emisión laser por Bennett, Patel y otros<sup>18-21</sup> y como superradiantes por Brisbane<sup>22</sup> durante el desarrollo de nuestro trabajo.

Estas líneas se amplificaron a una presión comprendida entre 0,5 y 2,5 torr, con un voltaje de 19 a 21 kV.

Al aumentar la tensión hasta aproximadamente 24 kV, se obtuvo amplificación en las líneas  $12.139 \text{ \AA}$ ,  $12.402 \text{ \AA}$ ,  $12.702 \text{ \AA}$ , reportadas como superradiantes por Becksten y colaboradores<sup>23</sup>, y en la  $23.133 \text{ \AA}$ , publicada por Patel, Faust y otros<sup>20,21</sup> en emisión laser. Esta última aparece por primera vez como superradiante.

Al no obtener nuevos resultados, después de haber barrido todo el rango de presiones y voltajes, se estudió la relación entre la salida, medida en el osciloscopio, y la presión, utilizando como parámetro una tensión para la cual cada línea parecía tener máxima salida.

En este estudio no se tuvieron en cuenta las líneas obtenidas por Becksten.

Una vez finalizada esta primera etapa con argón, se pasó a investigar el neón a bajas presiones y altos voltajes.

De esta manera se obtuvo amplificación en las líneas 11.143 Å y 11.766 Å, publicadas anteriormente por Bennett, Mac Farlane, Javan y otros<sup>2,19,24</sup> y por Zitter<sup>25</sup> en emisión laser; pero ahora se presentaban por primera vez como superradiantes.

A esta altura de la investigación se probó un circuito de descarga coaxial, tratando de reducir el tiempo de duración del pulso de corriente, medido con la ayuda del shunt de Högberg<sup>17</sup>. El nuevo sistema efectivamente disminuyó a la mitad la duración del pulso y eliminó gran parte del ruido producido por la descarga. Pero al observar el pulso de luz en las condiciones óptimas de presión y voltaje usadas con el viejo circuito, la salida en el osciloscopio era casi nula.

Al hacer un estudio del problema se descubrió que se debía a que en el circuito coaxial, la alta tensión era dada a los electrodos exteriores del tubo, mientras que el central

era conectado a tierra.

Al no poder cambiar la disposición en el nuevo sistema, que además presentaba otras fallas de construcción, se decidió proseguir con el circuito anterior, ya que resultaba crítico dar alta tensión al electrodo central.

Hasta este momento del trabajo, al electrodo central le era aplicado alto voltaje negativo, mientras que el positivo era conectado a tierra.

Los cambios y pruebas realizados durante el estudio del problema creado por el circuito coaxial, permitieron descubrir también que "la ganancia de las líneas a una dada presión, dependía críticamente de la polaridad dada al electrodo central".

Probando con las líneas obtenidas hasta ese momento, de Ar I y HeI, se observó que en muchos casos, el efecto de superradiancia desaparecía completamente al cambiar la polaridad del electrodo central.

Al reanudar el trabajo con el neón, en las mismas condiciones de presión, pero ahora con el máximo alto voltaje positivo, colocando el negativo a tierra, se obtuvo amplificación

en la línea  $11.522 \text{ \AA}$ .

Dicha línea, publicada como laser por Bennett<sup>19</sup>, Javan y otros<sup>2</sup> y por Zitter<sup>25</sup>, apareció ahora por primera vez como superradiante.

Una vez agotada la posibilidad de obtener nuevas líneas, se estudió la intensidad de las ya detectadas en función de la presión de neón dentro del tubo.

En la figura 4 se muestran las curvas correspondientes a las diferentes líneas, en las que se usó como parámetro una tensión de 26 kV.

Al retornar al argón para aplicar la nueva experiencia recogida, se observó amplificación en la línea  $14.094 \text{ \AA}$ , que no había sido encontrada hasta la fecha en emisión estimulada.

También se encontró que la línea  $23.133 \text{ \AA}$ , aparecía más intensa con el electrodo negativo conectado a tierra.

Todo esto, hizo necesario un nuevo estudio de la relación presión-salida. En la figura 5 aparece graficado dicho estudio, con la tensión óptima de cada línea.

Ya con una sistemática probada con éxito en los gases

Ne

26 kV

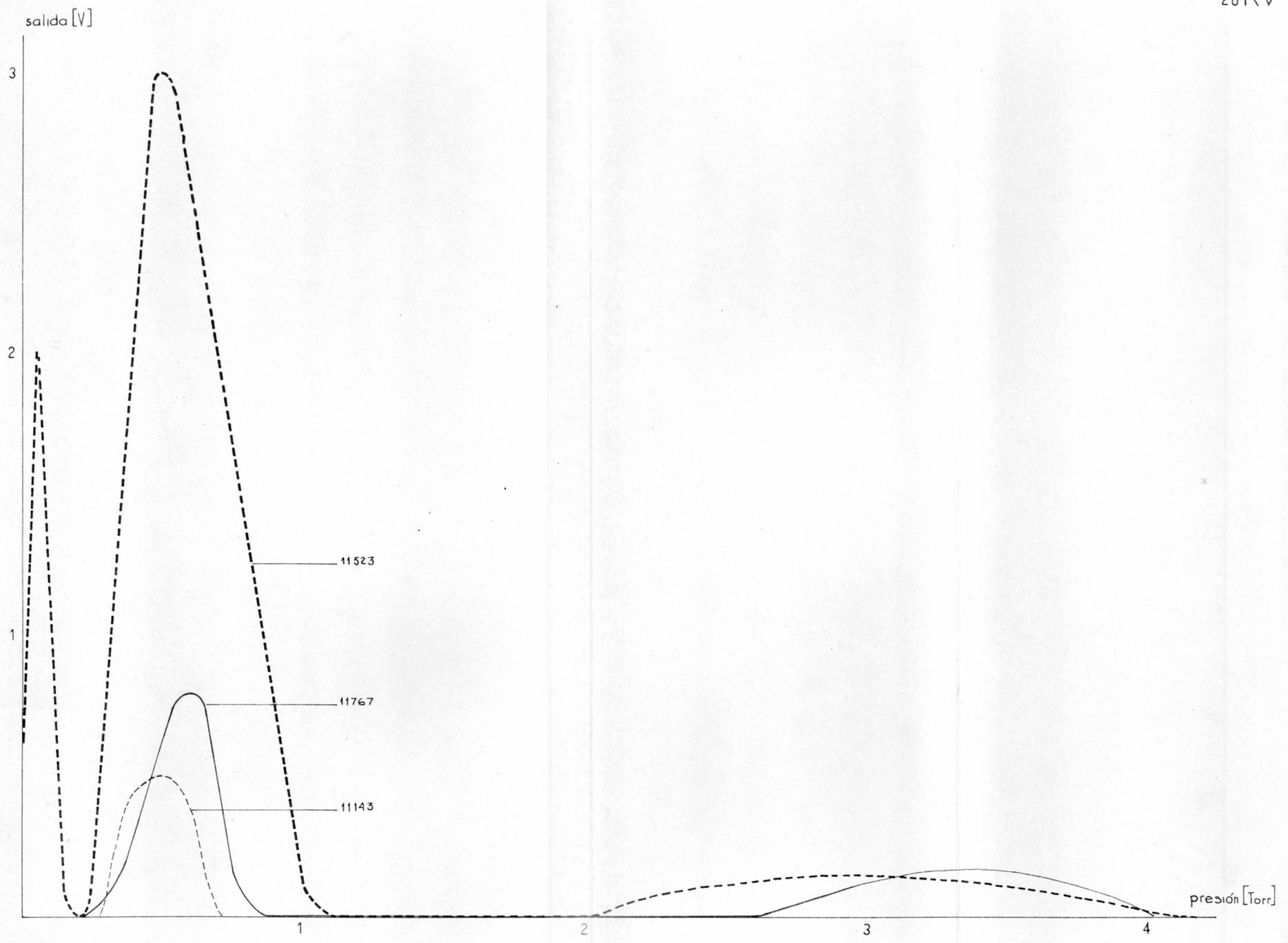


fig. 4

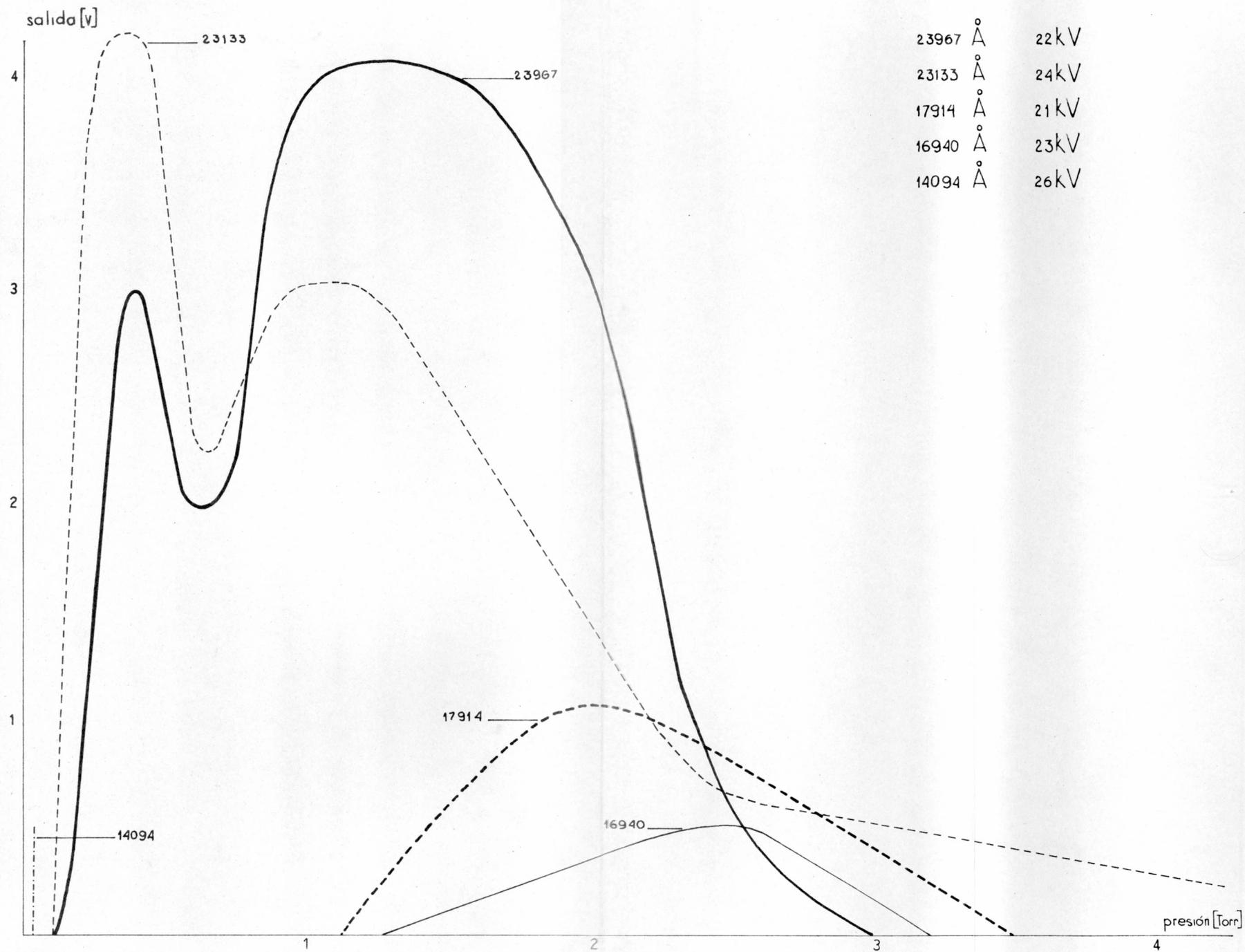


fig.5

anteriores, se inició el estudio del kriptón y se obtuvo amplificación en las líneas 28.610 Å, 25.234 Å, 21.902 Å y 16.896 Å. Estas líneas ya reportadas en emisión laser por Faust y otros<sup>21</sup> la primera, Mac Farlane y otros<sup>26</sup>, Bennett<sup>19</sup> y Mc Mullin<sup>27</sup> la segunda, estos dos últimos, Patel y colaboradores<sup>18</sup> la tercera; Patel, Bennett y colaboradores<sup>18,19</sup> la cuarta, aparecen ahora como superradiantes.

También se logró amplificar la línea 8.104 Å, publicada como superradiante por Ericsson y Lidholt<sup>8</sup> durante el desarrollo de nuestro trabajo.

Pero lo más importante en esta etapa de la investigación fue la obtención de seis líneas nuevas en emisión estimulada cuyas longitudes de onda aproximadas son: 11.457 Å, 13.177 Å, 13.622 Å, 14.426 Å, 14.765 Å y 16.853 Å.

En la figura 6, se graficó la relación presión-salida obtenida para todas las líneas a una tensión de 24 kV.

El último gas noble estudiado, fue el xenón. En este gas, con el procedimiento anterior, se obtuvo superradiancia en las líneas 26.511 Å reportada por Bennett<sup>19</sup>, Patel, Faust y colaboradores<sup>28,29</sup> y Walter y Jarrett<sup>30</sup> y 17.325 Å publicada

Kr  
24kV

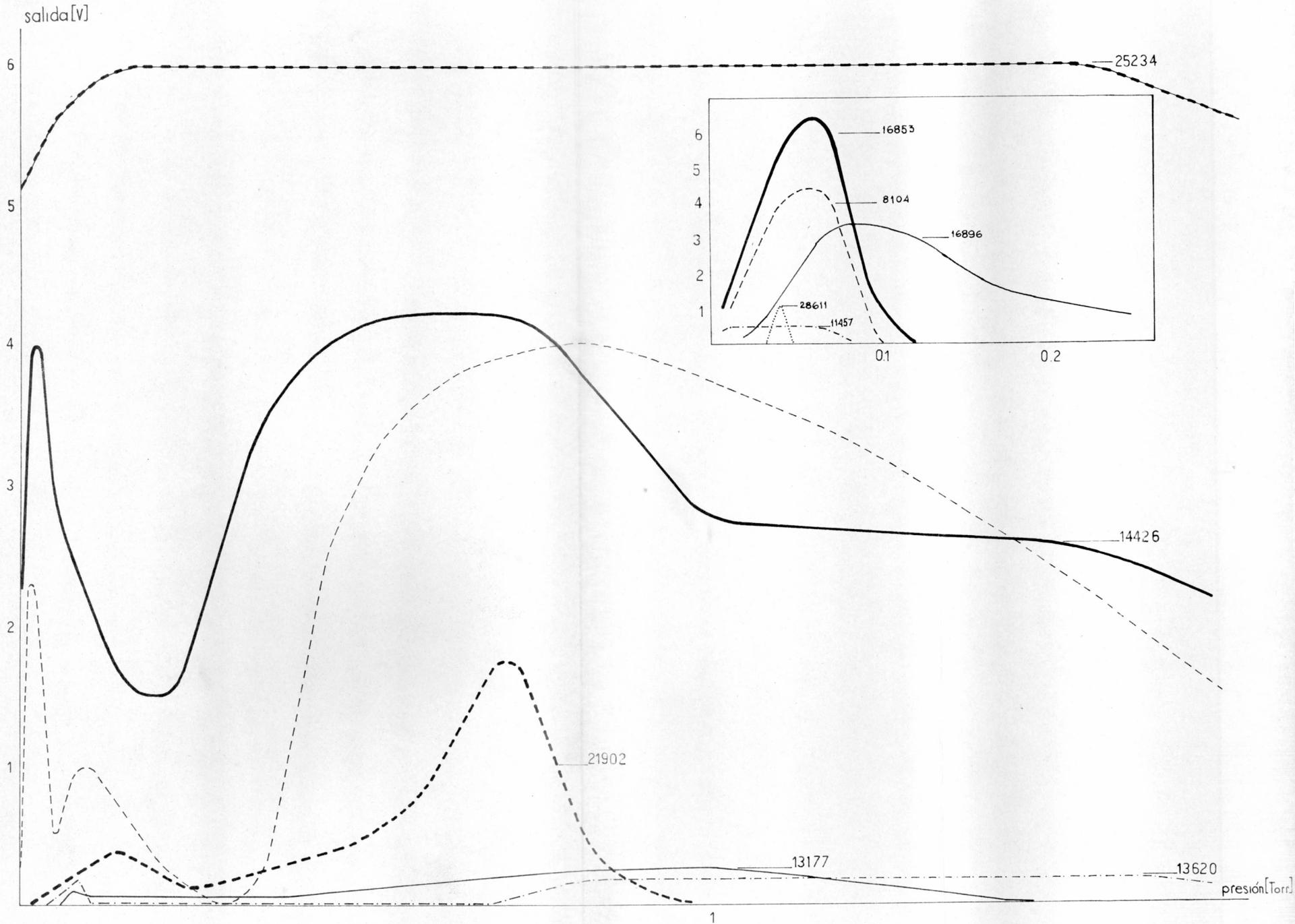


fig. 6

por Courville y colaboradores<sup>31</sup> en emisión laser.

También se obtuvo amplificación en las líneas 13.656 Å y 16.052 Å, que aparecen por primera vez en emisión estimulada y en las líneas 9.045 Å y 20.262 Å obtenidas anteriormente como superradiantes por Rosenberger<sup>11</sup> la primera y por Caravaglia<sup>32</sup> la segunda.

Otra línea en la que se obtuvo superradiancia fue la 8.409 Å, que puede ser la reportada en emisión laser por Sinclair<sup>33</sup> en  $8.408 \pm 3$  Å sin identificación.

Para completar el trabajo con xenón, se estudió como en los casos anteriores, la relación presión-salida y los resultados, con la tensión óptima como parámetro, aparecen graficados en la figura 7.

Todas las líneas del Kr I y Xe I obtenidas, se amplificaron con la disposición electrodo negativo a tierra; pero algunas de ellas, como por ejemplo la 20.262 Å y 17.325 Å del Xe I, la 25.234 Å del Kr I y otras, aparecían con bastante intensidad al cambiar la polaridad.

Las líneas observadas por encima de 10.000 Å, fueron medidas en distintos órdenes con la ayuda del detector de PbS.

Xe

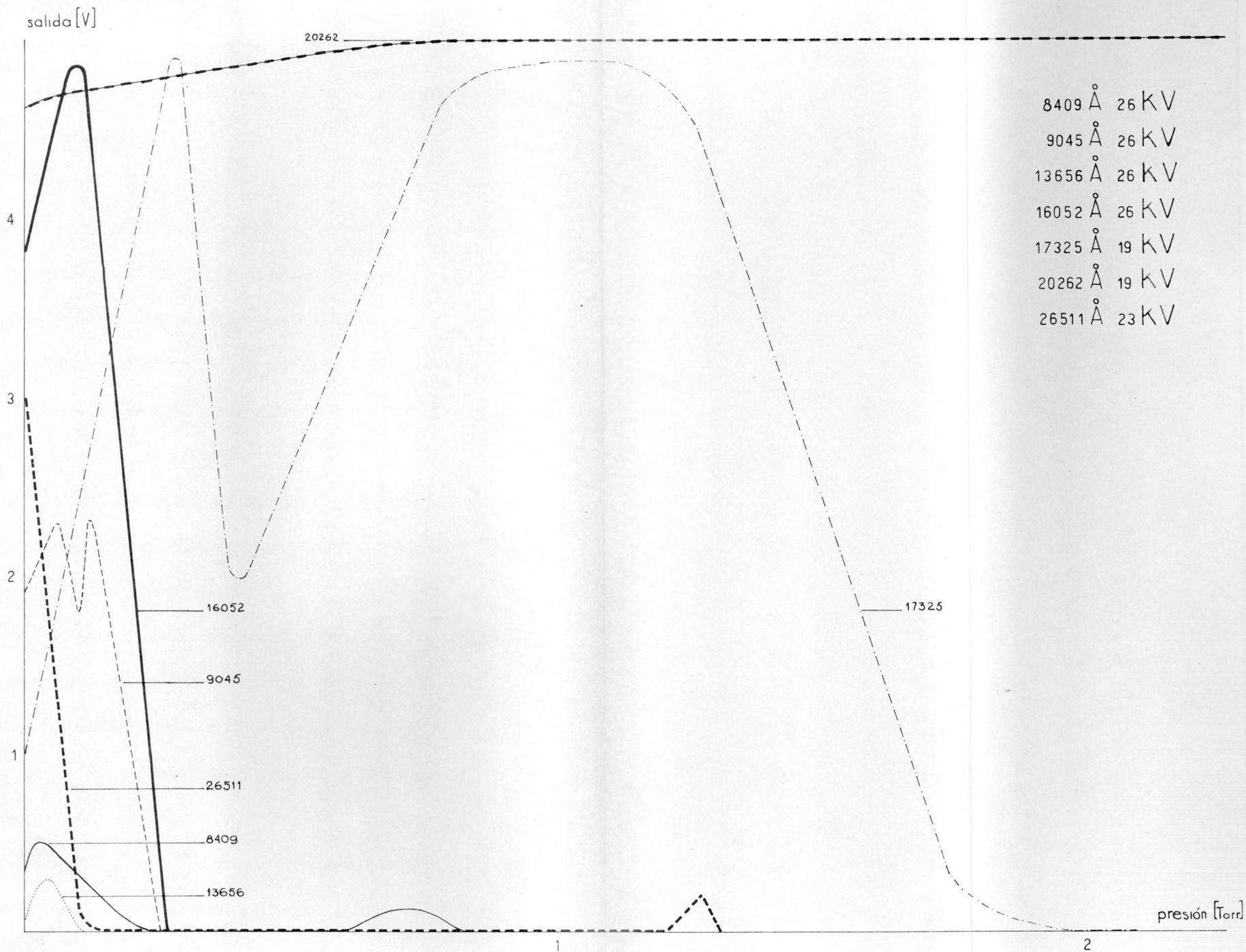


fig. 7

con un error que se incrementaba con la longitud de onda entre 1 y 3 Å. Por debajo de 10.000 Å, el error estimado en las medidas era menor que 0,1 Å.

Todas las líneas obtenidas, fueron clasificadas como transiciones correspondientes al espectro neutro y la lista completa, juntamente con la longitud de onda en emisión espontánea, presiones y voltajes óptimos, intensidades relativas y observaciones previas, es dada en la Tabla I. La polaridad del electrodo central se observa como + ó - en la columna correspondiente a los voltajes.

Las líneas obtenidas previamente como superradiantes se indicaron con una única referencia, que corresponde al que las reportó primero como tales.

En todas las líneas se comparó la salida obtenida sin espejo trasero con la obtenida cuando era usado un espejo cóncavo o un espejo plano recubiertos de oro. Al colocar el espejo, la salida de todas las líneas se incrementaba de 4 a 20 veces.

La última parte de la investigación consistió en el estudio del pulso de corriente a través de los electrodos exte-

riores.

Al tener calibrado el osciloscopio y conocer el valor de la resistencia del shunt de Hgberg (75 m. $\Omega$ ), fue posible medir los valores de dicha corriente con bastante aproximación, a pesar del ruido producido por la descarga. Se observaron picos de 500 Amp. y cada descarga tenía de 4 a 6 oscilaciones de 600 ns de período.

Como dato interesante, debe agregarse que el pulso de corriente mostró poca dependencia respecto de la presión del gas dentro del tubo.

TABLA I

obs. en aire (A)	en emisión espontánea (A)	transición	presión óptima (torr)	voltaje óptimo (kV)	intensidad relativa	obs. previas
Ne I 11.144,1	11.143,020 (a)	4s $\left[ \frac{1}{2} \right]_1^0 - 3p \left[ \frac{3}{2} \right]_2$	0,05	-26	débil	19,24,25
11.523,5	11.522,746 (a)	4s' $\left[ \frac{3}{2} \right]_1^0 - 3p' \left[ \frac{1}{2} \right]_2$	0,06	+26	media	2,19,25
11.767,3	11.766,792 (a)	4s' $\left[ \frac{3}{2} \right]_1^0 - 3p' \left[ \frac{3}{2} \right]_1$	0,05	-26	débil	19,24,25
Ar I 14.094,8	14.093,640 (b)	3d $\left[ \frac{1}{2} \right]_1^0 - 4p \left[ \frac{3}{2} \right]_0$	0,04	+26	débil	35
16.939,5	16.940,584 (b)	3d $\left[ \frac{1}{2} \right]_2^0 - 4p \left[ \frac{1}{2} \right]_2$	2,5	-23	media	18,19
17.915,0	$\left[ \begin{array}{l} 17.914,629 (a) \\ 17.914,726 (a) \end{array} \right]$	$\left[ \begin{array}{l} 3d \left[ \frac{3}{2} \right]_0^0 - 4p \left[ \frac{1}{2} \right]_1 \\ 3d \left[ \frac{3}{2} \right]_1^0 - 4p \left[ \frac{1}{2} \right]_2 \end{array} \right]$	2,0	-21	media	22
23.133,9	23.133,204 (b)	3d $\left[ \frac{3}{2} \right]_1^0 - 4p' \left[ \frac{3}{2} \right]_1$	0,4	+24	fuerte	20,21
23.966,7	23.966,518 (a)	3d $\left[ \frac{3}{2} \right]_0^0 - 4p' \left[ \frac{3}{2} \right]_1$	1,2	-22	fuerte	22

TABLA I (continuación)

Kr I	8.104,33	8.104,365 (o)	5p [2½] <sub>2</sub>	- 5s [1½] <sup>0</sup> <sub>2</sub>	0,05	+26	media	8
	11.458,2	11.457,481 (b)	6s [1½] <sup>0</sup> <sub>1</sub>	- 5p [½] <sub>1</sub>	0,04	+26	débil	35
	13.177,5	13.177,412 (b)	6s [1½] <sup>0</sup> <sub>1</sub>	- 5p [2½] <sub>2</sub>	0,06	+26	media	35
	13.622,6	13.622,416 (b)	4d [1½] <sup>0</sup> <sub>1</sub>	- 5p [2½] <sub>2</sub>	0,03	+26	media	35
	14.426,9	14.426,793 (b)	6s [1½] <sup>0</sup> <sub>1</sub>	- 5p [1½] <sub>1</sub>	0,08	+26	fuerte	35
	14.764,8	14.765,471 (b)	6s [1½] <sup>0</sup> <sub>1</sub>	- 5p [1½] <sub>2</sub>	0,2	+26	fuerte	35
	16.853,3	16.853,498 (b)	4d [3½] <sup>0</sup> <sub>3</sub>	- 5p [2½] <sub>3</sub>	0,07	+26	fuerte	35
	16.896,5	16.896,765 (b)	4d [½] <sup>0</sup> <sub>1</sub>	- 5p [½] <sub>1</sub>	0,08	+26	media	18,19
	21.902,0	21.902,532 (b)	4d [1½] <sup>0</sup> <sub>2</sub>	- 5p [1½] <sub>2</sub>	0,7	+26	media	18,19,27
	25.234,2	25.233,849 (b)	4d [½] <sup>0</sup> <sub>1</sub>	- 5p [1½] <sub>2</sub>	1,0	+26	muy fuerte	18,26,27
	28.613,4	28.610,419 (b)	6p [2½] <sub>2</sub>	- 6s [1½] <sup>0</sup> <sub>2</sub>	0,04	+26	débil	21

TABLA I (continuación)

Xe I	8.409,19	8.409,193 (d)	6p $\left[1\frac{1}{2}\right]_1 - 6s \left[1\frac{1}{2}\right]_2^0$	0,04	+26	débil	33
	9.045,39	9.045,450 (d)	6p $\left[2\frac{1}{2}\right]_2 - 6s \left[1\frac{1}{2}\right]_2^0$	0,12	+26	media	11
	13.656,2	13.657,01 (b)	7s $\left[1\frac{1}{2}\right]_1^0 - 6p \left[2\frac{1}{2}\right]_2$	0,04	+26	débil	35
	16.051,9	16.053,27 (b)	7s $\left[1\frac{1}{2}\right]_1^0 - 6p \left[1\frac{1}{2}\right]_2$	0,1	+26	fuerte	35
	17.325,4	17.325,78 (b)	5d $\left[1\frac{1}{2}\right]_1^0 - 6p \left[2\frac{1}{2}\right]_2$	0,15	+19	muy fuerte	31
	20.262,3	20.262,29 (b)	5d $\left[1\frac{1}{2}\right]_1^0 - 6p \left[1\frac{1}{2}\right]_1$	2,0	+19	muy fuerte	32
	26.514,6	26.510,93 (b)	5d $\left[1\frac{1}{2}\right]_1^0 - 6p \left[\frac{1}{2}\right]_0$	0,04	+23	media	19, 28, 29, 30

(a)-B. Edlén, Trans. Int. Astr. Un. XIIB, 183-184 (1966).

(b)-K. Narahari Rao, C. J. Humphreys y D. H. Rank, Wavelength Standards in the Infrared (Academic Press, New York, 1966).

(c)-Littlefield y Sharp, Trans. Int. Astr. Un. XIII A, 143 (1965).

(d)-C. J. Humphreys y E. Paul, Jr., NOLC Report 688, Naval Ordnance Laboratory Corona (1966).

## CAPITULO IV

### Discusión y Conclusiones

Una vez concluida la parte experimental de la investigación, es necesario intentar explicar el mecanismo de excitación, que hizo posible la inversión de población en las transiciones superradiantes obtenidas.

Según Lengyel<sup>34</sup>, "solamente ocurre una emisión estimulada de radiación, neta, cuando se da la condición de inversión de población o estado de absorción negativa; esta es una condición de no-equilibrio, caracterizada por la existencia de un par de niveles de energía, en los que el nivel superior está más densamente poblado que el inferior".

En nuestro caso, esta superpoblación del nivel superior, puede ser atribuida a una excitación por impacto electrónico o por procesos de cascada, según el estudio realizado por Andrade, Gallardo y Bockasten<sup>35</sup> de los diagramas de niveles de energía y la experiencia recogida por otros investigadores.

Los niveles superiores de la mayoría de las líneas encontradas, tienen paridad opuesta al nivel fundamental. Esta su-

popoblación de niveles tan particulares, coincide con el modelo de excitación directa por impacto electrónico con átomos en el estado fundamental.

Un ejemplo de lo dicho, puede ser observado en la figura 8, donde se muestra el diagrama de los niveles de energía del Ne y las líneas superradiantes obtenidas. El nivel fundamental del Ne, es el  $2p^6 1s_0$  y una excitación de este tipo lleva al átomo a un nivel s, confirmando la regla  $\Delta l = \pm 1$  para el número cuántico orbital, observada anteriormente por otros investigadores.

También debe notarse, el hecho de que los tres niveles superiores, tienen un  $J = 1$  y por ello son los únicos ópticamente conectados con el nivel fundamental.

Esto último fue observado en líneas superradiantes del Ar I, por Bockasten, Lundholm y Andrade<sup>25</sup>, quienes indican que los niveles ópticamente conectados con el fundamental, tienen una gran sección eficaz para excitación por impacto electrónico.

Esto está en completo acuerdo con los cálculos aproximados realizados por Stutz, Tang y Koster<sup>36</sup>, quienes, para esta

tipo de excitación suponen, que en relación con las energías de los estados atómicos, las de los electrones son más altas.

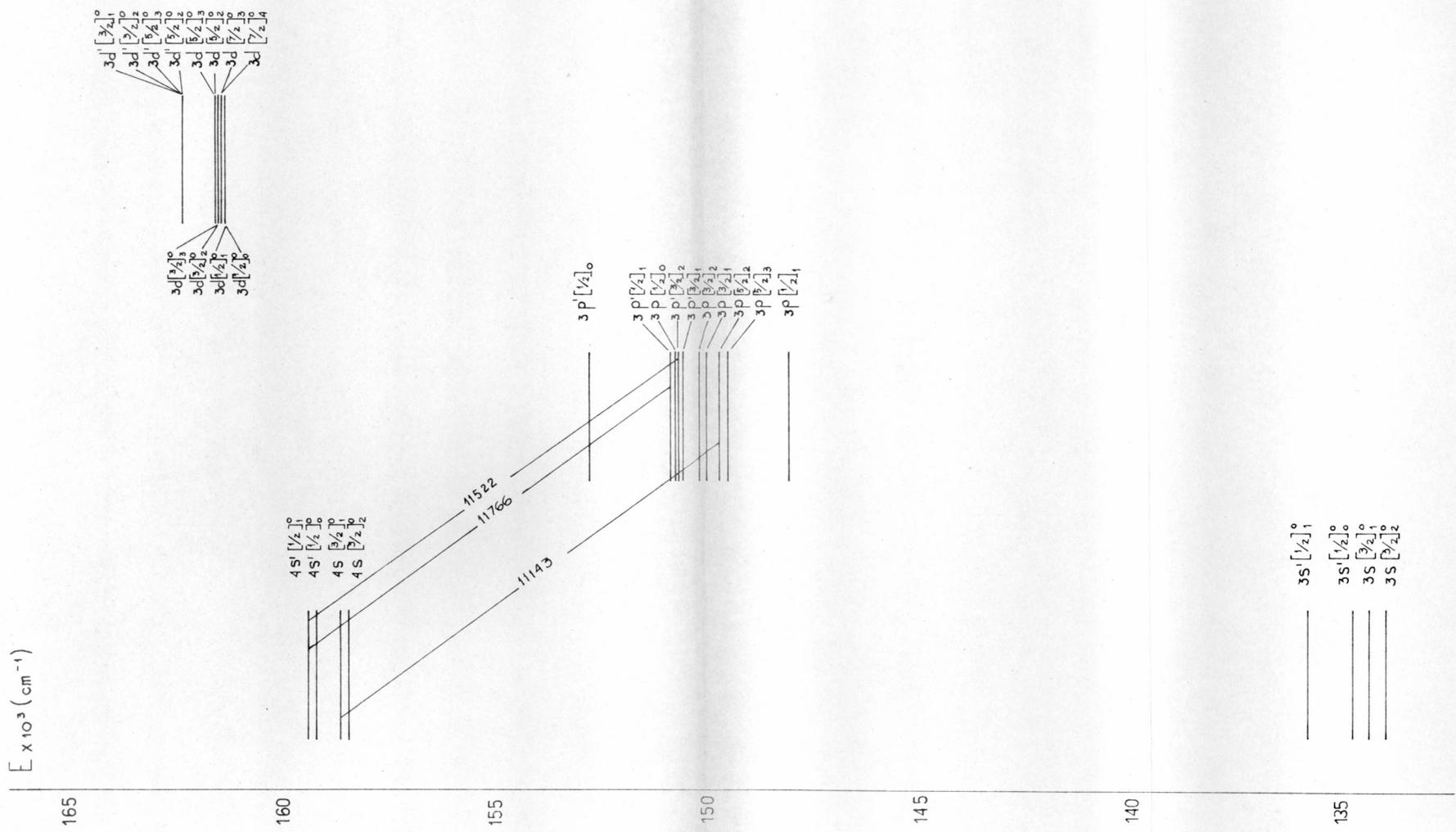
Ellos indican, coincidiendo con Massey y Burhop<sup>58</sup>, que en el límite de altas energías, la sección eficaz  $Q_{on}$  para excitación por impacto electrónico desde el fundamental a un nivel  $n$  es :

$$Q_{on} \approx (4 \pi^2 e^3 / k^2 n^3) |H_{on}|^2 \ln [2mv^2 / (E_n - E_0)]$$

donde  $m$  es la masa electrónica,  $e$  es la carga electrónica,  $k$  es el vector propagación del electrón,  $H_{on}$  es el elemento de matriz del radio vector  $\mathbf{r}$  de un electrón entre el estado fundamental  $o$  y el estado excitado  $n$ ,  $v$  es la velocidad del electrón y  $E_n$  y  $E_0$  son las energías de los estados atómicos  $n$  y  $o$ .

Partiendo de esta expresión, en la que la única incógnita es el elemento de matriz  $H_{on}$  y aplicando solamente razones de simetría, Stutz y colaboradores llegan a la importante conclusión de que los únicos niveles que pueden ser excitados, son los que tienen  $J = 1$ .

Como se observa en la figura 9, el mismo caso ocurre con el Xe, en las líneas que tienen los niveles superiores  $7s$  y  $5d$ . Aquí, el nivel fundamental es el  $5p^6 1S_0$  y los niveles



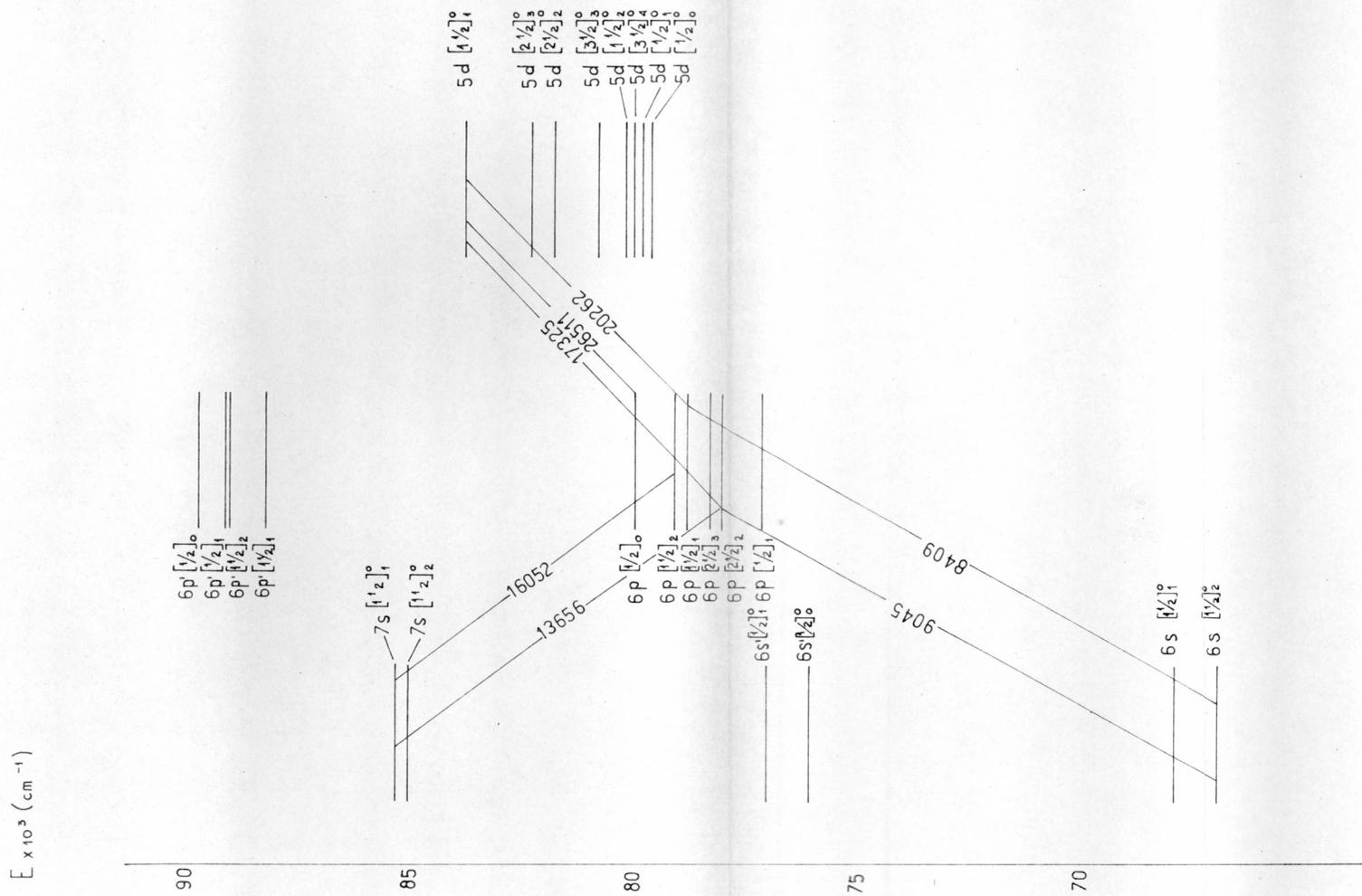


fig. 9

superpoblados son de paridad opuesta al fundamental con

$$J = 1.$$

En la figura 10, se puede observar el diagrama de niveles de energía del Ar y las transiciones superradiantes entre las que se incluyen las líneas 12.139 Å, 12.402 Å y 12.702 Å, obtenidas por Becksten y colaboradores<sup>23</sup>. En este caso el nivel fundamental es el  $3p^6 1S_0$  y los niveles superiores de las transiciones son  $d$ , de acuerdo con la regla  $\Delta l = \pm 1$ , pero no todos con  $J = 1$ .

Varias observaciones experimentales muestran que los niveles superiores de muchas líneas fuertes en emisión estimulada, tienen valores de  $J$  diferentes de 1.

Es concebible, según Stutz y colaboradores, que los niveles excitados con  $J$  distinto de 1, sean poblados a través de choques secundarios con los niveles  $J = 1$ , superpoblados por impacto electrónico directo. Sin embargo agregan, serían necesarias para esto, grandes secciones eficaces, lo que haría poco razonable la explicación anterior.

Un caso similar ocurre en algunos niveles superiores  $4d$  de las transiciones superradiantes del Kr I, en donde

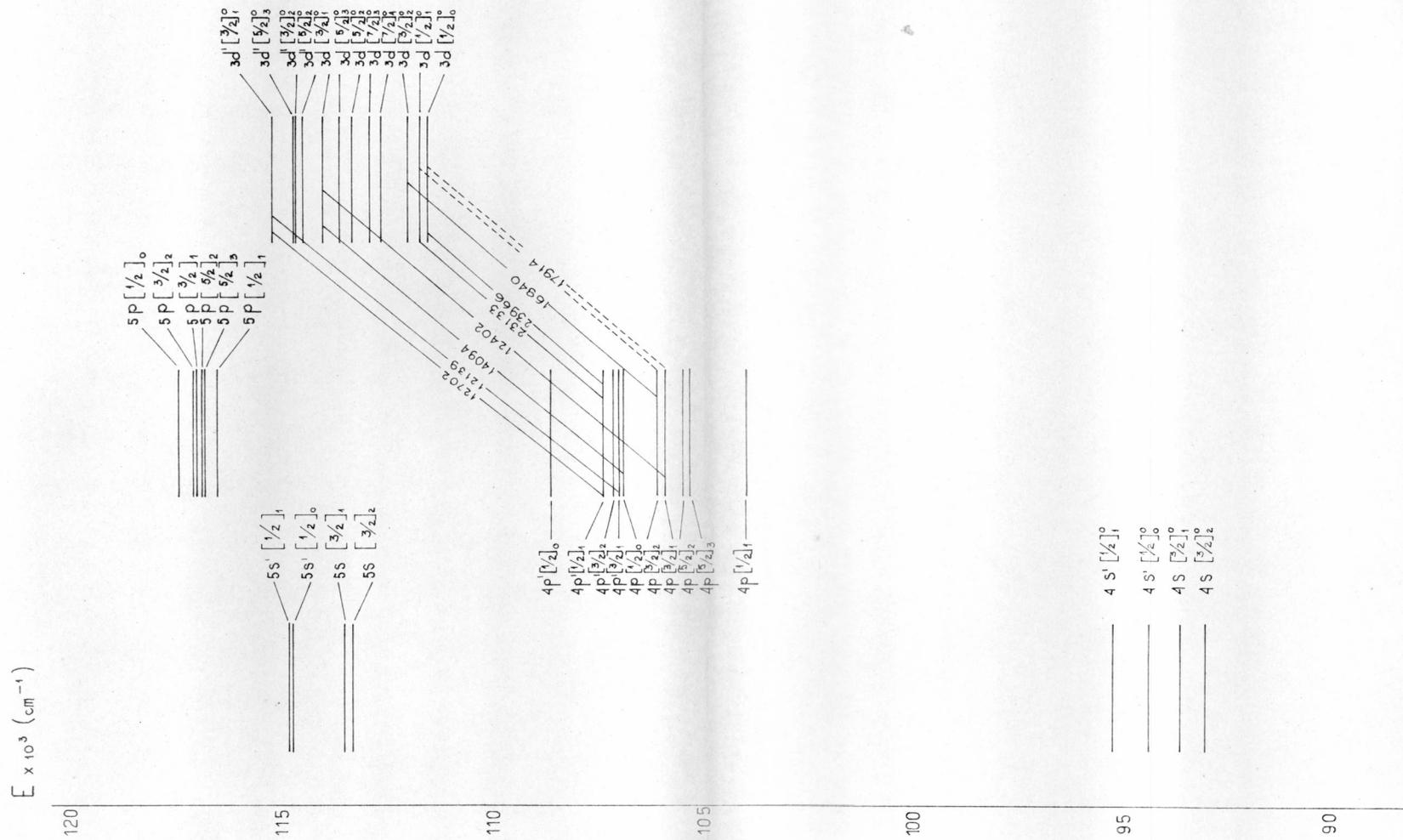


fig.10

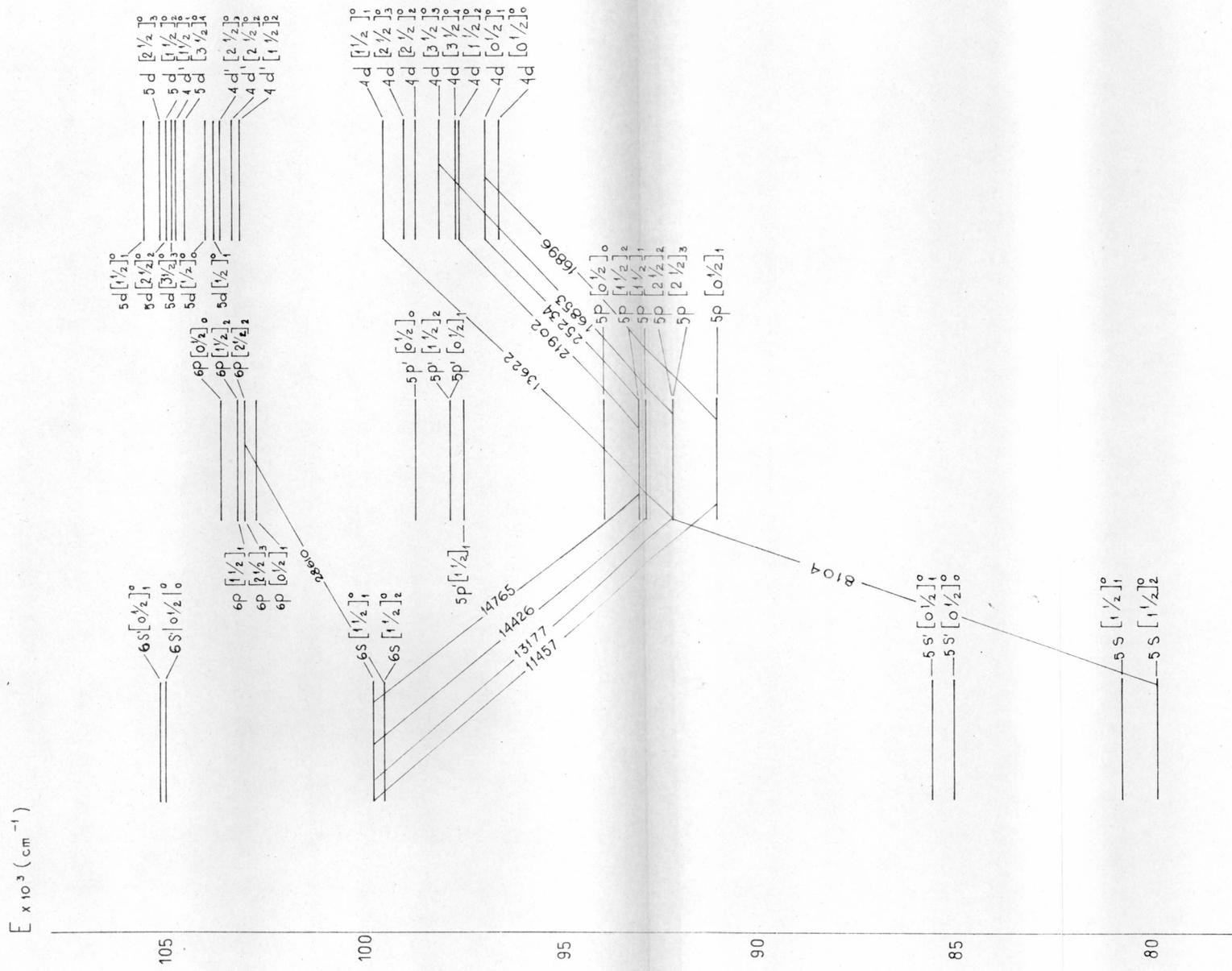
aparecen superpoblados, niveles con  $J = 1, 2, 3$ . Esto no sucede en los niveles  $s$ , ya que cuatro transiciones tienen por nivel superior el  $6s$  con  $J = 1$ .

En la figura 11, se muestra el diagrama de niveles de energía del Kr y las transiciones superradiantes obtenidas en este último ejemplo de excitación por impacto electrónico.

En algunos casos, como ya hemos visto, la inversión de población puede producirse al superpoblarse el nivel superior por procesos de cascada. En el Kr I - figura 11 -, el nivel inferior común de las líneas  $13.177 \text{ \AA}$  y  $13.622 \text{ \AA}$ , forma el nivel superior de la  $8.104 \text{ \AA}$ . En el Xe I - figura 9 -, el nivel inferior común de las líneas  $17.325 \text{ \AA}$  y  $13.656 \text{ \AA}$ , es el superior de la  $9.045 \text{ \AA}$  y el nivel inferior de la  $20.262 \text{ \AA}$ , es el superior de la  $3.409 \text{ \AA}$ .

En las figuras 6 y 7 del capítulo II, se observa, que en la relación presión-salida, las líneas de Kr I y Xe I, que forman transiciones en cascada muestran picos de intensidad aproximadamente a la misma presión.

La única línea que no se explica con los esquemas vistos hasta el momento, es la  $28.610 \text{ \AA}$  del Kr I. Como el nivel



fundamental es el  $4p^6 1s_0$  y el nivel superior de esta transición también es  $p$ , no podría explicarse la inversión de población de esta línea, como producida por impacto electrónico con átomos en el estado fundamental.

Como se observa en la figura 11, la línea 28,610 Å del grupo  $6p - 6s$  corresponde justamente a la línea 8,104 Å del grupo  $5p - 5s$ . Andrade, Gallardo y Bockasten<sup>35</sup>, en su publicación, sugieren que la línea 28,610 Å puede ser una transición en cascada después de una línea del grupo  $5d - 5p$  ó  $6s - 5p$ . Dicha línea, que sería similar a las que pueblan el nivel superior de la 8,104 Å, estaría en la región de  $\lambda = 4\mu$ , fuera del alcance del detector de FbS usado.

En conclusión, en este trabajo, se obtuvieron 29 líneas superradiantes, en Ne, Ar, Kr y Xe en la región comprendida entre 8.000 y 29.000 Å.

De estas 29 líneas, 8 fueron observadas como superradiantes con anterioridad a esta investigación. De las 8 citadas, 5 ya habían sido obtenidas y estudiadas por Bockasten y colaboradores, con un equipo similar, de modo que no fue necesario realizar un nuevo estudio.

De las 21 líneas restantes, 9 de longitud de onda 14.094 Å en Ar I; 11.457 Å, 13.177 Å, 13.622 Å, 14.426 Å, 14.765 Å y 16.853 Å en Kr I y 13.656 Å y 16.052 Å en Xe I, fueron reportadas por primera vez en emisión estimulada.

La línea 8.409 Å en Xe I, posiblemente observada por Sinclair<sup>33</sup> en 8.408 ± 3 Å, fue medida con precisión e identificada.

Las 11 líneas restantes, de longitud de onda 11.143 Å, 11.522 Å y 11.766 Å en Ne I; 16.940 Å y 23.133 Å en Ar I, 16.896 Å, 21.902 Å, 25.234 Å y 28.610 Å en Kr I y 17.325 Å y 26.511 Å en Xe I, publicadas anteriormente en emisión laser, aparecen por primera vez como superradiantes.

Además, salvo en las líneas del Ne I, las publicaciones anteriores se refieren solamente a las líneas laser obtenidas en operación continua. De modo que 8 líneas en Ar, Kr y Xe, se observan por primera vez en descarga pulsada.

Las líneas del Ne I, fueron observadas por Chebotayev y Vasilenko<sup>37</sup>, utilizando un cátodo hueco con descarga pulsada.

BIBLIOGRAFIA

- 1.-T.H. Maiman, Nature 187,493 (1960).
- 2.-A.Javan, W.R. Bennett y D.R. Herriott, Phys. Rev. Lett. 6, 106 (1961).
- 3.-A.D. White y J.D. Rigden, Proc. IRE 50, 1967 (1963).
- 4.-L.E.S. Mathias y J.T. Parker, Phys. Lett. 7, 194 (1963).
- 5.-L.E.S. Mathias y J.T. Parker, Appl. Phys. Lett. 3, 16 (1963).
- 6.-E.I. Gordon, A.D. White y J.D. Rigden, Proc. of the Symposium on Optical Maser (Polytechnic Press, Brooklyn 1963) pp.309.
- 7.-A.L. Bloom, Appl. Opt. 5, 1500 (1966).
- 8.-K.G. Ericsson y L.R. Lidholt, IEEE J. of QE, QE-3, 94 (1967).
- 9.-W.R. Bennett, J.M. Knutson, G.N. Mercer y J.L. Detch, Appl. Phys. Lett. 4, 180 (1964).
- 10.-H.G. Heard y J. Peterson, Proc. IEEE 52, 1258 (1964).
- 11.-D. Rosenberger, Phys. Lett. 14, 32 (1965).
- 12.-D. Rosenberger, Phys. Lett. 13, 228 (1964).
- 13.-D.M. Clunie, R.S.A. Thorn y K.E. Trezise, Phys. Lett. 14, 28 (1965).
- 14.-D.A. Leonard, R.A. Neal y E.T. Gerry, Appl. Phys. Lett. 7, 175 (1965).
- 15.-D. Reess, Proc. IEEE 52, 853 (1964).
- 16.-S. Tolansky, High Resolution Spect. (Oxford Univ. Press).

17. -L. Högberg, *J. Sci. Instrum.*, **42**, 278 (1965).
18. -C. K. N. Patel, W. R. Bennett, W. L. Faust y R. A. Mac Farlane, *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 102 (1962).
19. -W. R. Bennett, *Appl. Opt. Suppl.*, **1**, 24 (1962).
20. -C. K. N. Patel, R. A. Mac Farlane y W. L. Faust, *Quantum Electronics III* (Columbia Univ. Press, New York 1964) pp. 561.
21. -W. L. Faust, R. A. Mac Farlane, C. K. N. Patel y C. G. B. Garrett, *Phys. Rev.*, **135**, A1476 (1964).
22. -A. D. Erisbane, *Nature* **211**, 75 (1967).
23. -K. Becksten, T. Lundholm y O. Andrade, *Phys. Lett.*, **22**, 145 (1966).
24. -R. A. Mac Farlane, C. K. N. Patel, W. R. Bennett y W. L. Faust, *Proc. IRE* **50**, 2111 (1962).
25. -R. N. Zitter, *J. Appl. Phys.*, **35**, 3070 (1964).
26. -R. A. Mac Farlane, W. L. Faust, C. K. N. Patel y C. G. B. Garrett, *Quantum Electronics III* (Columbia Univ. Press, New York 1964) pp. 573.
27. -F. G. Mc Mullin, *Appl. Opt.*, **3**, 641 (1964).
28. -C. K. N. Patel, W. L. Faust y R. A. Mac Farlane, *Appl. Phys. Lett.* **1**, 84, (1962).
29. -W. L. Faust, R. A. Mac Farlane, C. K. N. Patel y C. G. B. Garrett,

- Appl. Phys. Lett., 1, 85 (1962).
30. -W. T. Walter y S. M. Jarrett, Appl. Opt., 3, 789 (1964).
31. -G. E. Courville, P. J. Walsch y J. H. Wasko, J. Appl. Phys., 35, 2547 (1964).
32. -M. Garavaglia, Tesis Doctoral Univ. Nac. La Plata (1965).
33. -D. C. Sinclair, J. Opt. Soc. Am., 55, 571 (1965).
34. -B. Lengyel, Introduction to Laser Physics (John Wiley and Sons, Inc. New York 1966).
35. -O. Andrade, M. Gallardo y K. Bockasten, Appl. Phys. Lett., 11, 99 (1967).
36. -H. Stutz, C. L. Tang y G. F. Koster, J. Appl. Phys., 34, 2625 (1963).
37. -V. P. Chebotayev y L. S. Vasilenko, Soviet Phys. JETP 21, 109 (1965).
38. -H. S. W. Massey y E. H. S. Burhop, Electronic and Ionic Impact Phenomena (Clarendon Press, Oxford, England 1952) pp. 140.