

UNIVERSIDAD DE GRANADA
FACULTAD DE CIENCIAS - SECCIÓN DE FÍSICAS
* * *
INSTITUTO DE ASTROFÍSICA DE ANDALUCÍA
CONSEJO SUPERIOR DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS

ESTUDIO DE LAS ATMÓSFERAS DE JÚPITER Y
DE SATURNO MEDIANTE EL ANÁLISIS DE MEDIDAS
DE CH₄, NH₃ Y H₂ EN LA REGIÓN ROJA DEL ESPECTRO

Fernando Moreno Danvila
Tesis Doctoral

GRANADA, 1988

BIBLIOTECA UNIVERSITARIA	
GRANADA	
Nº Documento	619646161
Nº Copia	12178849x

BIBLIOTECA
FACULTAD DE CIENCIAS
GRANADA
Estante <u>16</u>
Tabla _____
Núm. <u>80</u>

UNIVERSIDAD DE GRANADA
Facultad de Ciencias
Fecha 27 JUN. 1988
SALIDA NUM. 776

**ESTUDIO DE LAS ATMÓSFERAS DE JÚPITER Y
DE SATURNO MEDIANTE EL ANÁLISIS DE MEDIDAS
DE CH₄, NH₃ Y H₂ EN LA REGIÓN ROJA DEL ESPECTRO**

Visado en Granada a

19 de Mayo de 1988



Director de la Tesis:
Dr. Antonio Molina Cuevas,
Profesor Titular de Física
Aplicada de la Universidad de
Granada.



Memoria presentada para
optar al grado de Doctor
en Ciencias Físicas
Granada, 19 de Mayo de 1988
Firmado: Fernando Moreno Danvila,
Licenciado en Ciencias Físicas



Tesis Doctoral dirigida por el Dr. Antonio Molina Cuevas, Profesor Titular del Departamento de Física Aplicada de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Granada.

Fue leída el 13 de Junio de 1988, obteniendo la calificación de Apto "cum laude" ante el Tribunal formado por los Drs. J. Biel Gayé, R. Hidalgo Álvarez, A. López García, R. Rodrigo Montero y J.J. López Moreno.

AGRADECIMIENTOS

Quiero mostrar mi agradecimiento a todas las personas que contribuyeron a la realización de este trabajo. Especialmente, quisiera destacar la inestimable ayuda recibida por las siguientes personas e instituciones:

Al personal del IAA, por la colaboración y ayuda de todos sus miembros.

A mis compañeros del grupo Sistema Solar, que sin su ayuda este trabajo nunca hubiese podido ser realizado. Agradezco al Dr. Rafael Rodrigo, quien me introdujo en esta línea de investigación, los múltiples consejos y ayudas recibidas. Al Dr. José Juan López Moreno, que me enseñó las técnicas de programación y aspectos relacionados con técnicas de espectrofotometría. Al Dr. Manuel López Puertas, que con su gran visión crítica y rigor científico me ayudó en muchos pasos difíciles que surgieron en el desarrollo de este trabajo. Quisiera también agradecer los ánimos y ayudas prestadas por mis compañeros Esperanza García Álvarez, Miguel Ángel López Valverde, M^a José López González y Eloy Rodríguez Martínez.

A Enrique García Lobo, con quien compartí la tediosa tarea de la calibración en intensidad de los espectros, y con quien mantuve muy interesantes discusiones al respecto.

Al Dr. Jaime David Perea Duarte, por su insustituible ayuda en la realización del "software" de lectura de los espectros de alta resolución de Saturno, así como por la realización de los programas de graficado con los que se han construido todas las gráficas que se presentan en esta Memoria.

Una buena parte del trabajo se realizó usando el telescopio de 1.52 m del Observatorio Astronómico Nacional. Quiero expresar mi agradecimiento, especialmente a Justo Sánchez y a los asistentes de cúpula.

Al Dr. Agustín Sánchez Lavega, quien me facilitó los espectros obtenidos con el telescopio de 2.2 m de Calar Alto y me prestó una valiosísima ayuda

en las observaciones.

A Eduardo Ojero, quien me enseñó a digitalizar los espectros fotográficos, me facilitó programas para la lectura de los ficheros y me prestó parte de su tiempo en el telescopio de 2.2 m.

Al personal del Centro de Cálculo de la Universidad de Granada, quienes realizaron el proceso de conversión de densidad de grabación de los datos en las cintas magnéticas.

Al personal del centro asociado UAM-IBM, que facilitó la infraestructura necesaria para la lectura microdensitométrica de los espectros.

A los Dres. Larry D. Travis y James E. Hansen, del Goddard Institute of Space Studies y a Floyd Herbert, del Lunar and Planetary Laboratory, quienes me facilitaron programas imprescindibles para el desarrollo de los modelos teóricos.

La Dirección General de Universidades de la Junta de Andalucía me concedió la beca que me permitió la realización de este trabajo.

Por último, y de una manera muy especial, quiero destacar a mi amigo Antonio Molina Cuevas, quien puso toda su confianza en mí, por su ayuda, por sus consejos, y por su ánimo constante y con quien tantos momentos buenos y malos he compartido.

A mi mujer

y a mi madre

ÍNDICE

I.- INTRODUCCIÓN	1
II.- LAS ATMÓSFERAS DE JÚPITER Y SATURNO	4
II-1.- COMPOSICIÓN	5
II-2.- ESTRUCTURA TÉRMICA	9
II-3.- FOTOQUÍMICA	12
II-3-1.- Hidrógeno	12
II-3-2.- Hidrocarburos	13
II-3-3.- Amoniacó	16
II-3-4.- Fosfamina	16
II-3-5.- Sulfuro de hidrógeno	19
II-3-6.- Otros compuestos	23
II-4.- ESPECTROSCOPÍA	26
II-4-1.- Generalidades de las observaciones espectroscópicas	26
II-4-2.- Parámetros espectroscópicos del CH ₄ , NH ₃ y H ₂ en la región roja del espectro.	32
II-4-2-1.- Análisis de las bandas de absorción del CH ₄	33
II-4-2-2.- Análisis de las bandas de absorción del NH ₃	34
II-4-2-3.- Líneas cuadrupolares del H ₂	34
II-4-2-3-1.- Estrechamiento colisional	37

II-4-2-3-2.- Desplazamiento por presión	39
II-4-2-3-3.- Razón <i>orto-para</i> hidrógeno	40
II-4-2-4.- Líneas del CH ₄	43
II-4-2-5.- Líneas del NH ₃	45
III.- MODELOS TEÓRICOS DE ESTRUCTURA VERTICAL	49
III-1.- MODELOS DE EQUILIBRIO TERMODINÁMICO	50
III-1-1.- Hipótesis fundamentales y método	50
III-1-2.- Obtención del gradiente adiabático húmedo	51
III-1-3.- Obtención de las presiones de vapor	56
III-1-4.- Cálculo de las densidades	57
III-2.- MODELOS DE TRANSFERENCIA RADIATIVA	60
III-2-1.- La ecuación de transporte radiativo	60
III-2-2.- Aproximación de "scattering" simple	61
III-2-3.- Funciones de reflexión y de transmisión	62
III-2-4.- El "Adding Method"	63
III-2-5.- Aplicación a las estructuras nubosas de Júpiter y Saturno	69
IV.- OBSERVACIONES: INSTRUMENTACIÓN Y TÉCNICAS DE REDUCCIÓN	73
IV-1.- EL ESPECTRÓGRAFO COUDÉ DEL TELESCOPIO DE 1.52 m DEL O.A.N. SISTEMA DE CALIBRACIÓN	74
IV-2.- EL ESPECTRÓGRAFO COUDÉ DEL TELESCOPIO DE 2.2 M DEL C.A.H.A.	85

IV-2-1.- Método de la "escalera"	86
IV-2-2.- Método de Peppel y Finkenzeller	89
IV-3.- REDUCCIÓN	92
IV-3-1.- Lectura de los espectros	92
IV-3-2.- Calibración en longitud de onda	93
IV-3-3.- Calibración en intensidad. Obtención de los espectros reducidos	93
V.- ESTUDIO ESPECTROGRÁFICO DE LA REGIÓN ROJA DEL ESPECTRO: MÉTODO Y RESULTADOS	96
V-1.- MÉTODO DE OBTENCIÓN DE LAS ANCHURAS EQUIVALENTES	97
V-2.- MEDIDAS DE ABSORCIÓN EN EL DISCO DE JÚPITER. DIS- TRIBUCIÓN ESPACIAL	100
V-2-1.- Baja resolución	100
V-2-2.- Media resolución	106
V-2-3.- Alta resolución	113
V-3.- MEDIDAS DE ABSORCIÓN EN EL DISCO DE SATURNO. DIS- TRIBUCIÓN ESPACIAL	120
V-3-1.- Baja resolución	120
V-3-2.- Alta resolución	124
VI.- DISCUSIÓN E INTERPRETACIÓN DE LOS RESULTADOS	142
VI-1.- COMPARACIÓN CON OTRAS MEDIDAS	143
VI-1-1.- Júpiter	143

VI-1-2.- Saturno	154
VI-2.- MEDIDAS DE REFLECTIVIDAD EN EL CONTINUO	160
VI-3.- DESCRIPCIÓN DEL MODELO RADIATIVO EN JÚPITER. INTERPRETACIÓN DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES ..	163
VI-3-1.- Diferencias en la estructura cinturón-zona	186
VI-3-2.- Conclusiones acerca de la abundancia de los gases	188
VI-4.- DESCRIPCIÓN DEL MODELO RADIATIVO EN SATURNO. INTERPRETACIÓN DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES ..	191
VI-4-1.- Variaciones latitudinales de la absorción: Interpretación teórica	208
VI-4-2.- Conclusiones acerca de la abundancia de los gases	210
VII.- CONCLUSIONES	212
BIBLIOGRAFÍA	215

I.- INTRODUCCIÓN

La proximidad de los planetas ha hecho que hayan sido observados desde antiguo. Sin embargo, el estudio de sus atmósferas es relativamente reciente.

Las atmósferas de Júpiter y de Saturno son objeto de interés, tanto en sí mismas como desde el punto de vista de la planetología comparada. Su composición, estructura y dinámica ofrecen grandes similitudes, pero también interesantes diferencias.

La existencia de vehículos espaciales capaces de obtener información en las cercanías de Júpiter y de Saturno (Pionner 10 y 11, Voyager 1 y 2) ha hecho que los esfuerzos científicos realizados en su investigación experimenten un rápido crecimiento. Consciente de ello, nuestro grupo decidió iniciar la realización de estudios sobre las atmósferas de estos planetas, de los que es fruto la presente memoria.

Desde los trabajos pioneros de Hess (Hess, 1953) la aplicación de la espectroscopía al estudio de los planetas ha mostrado ser un medio fructífero.

Entre las razones a considerar a la hora de escoger un tema de investigación están, a nuestro juicio, el interés científico, la actualidad y la disponibilidad instrumental para su realización. De nada sirven las dos primeras si no se dispone de la tercera. En este sentido, la existencia de un centro astronómico como el de Calar Alto, nos proporcionaba tal condición. Sus grandes telescopios ofrecen la posibilidad de obtener espectros con la resolución apropiada. Así, tanto el espectrógrafo Coudé del telescopio español de 1.52 m como el del alemán de 2.2 m, se han utilizado para la obtención de los espectros planetarios. Estas observaciones constituyen la base del presente trabajo.

Aunque existen diversos trabajos basados en estudios espectroscópicos de la región visible, son varias las razones que justifican la obtención de espectros en dicha región. En efecto, las medidas en diferentes posiciones del disco

planetario son necesarias para un estudio de las variaciones centro -limbo de las absorciones de los compuestos de estas atmósferas. La comparación de resultados, obtenidos por diferentes autores, en algunas localizaciones del disco planetario, utilizando distinta instrumentación y método, no son totalmente fiables. Asimismo, es de gran interés el estudio de las variaciones temporales, tema que, actualmente, ocupa la atención de diversos investigadores. Ahora bien, las diferencias entre los resultados obtenidos por distintos equipos de investigación, pueden no necesariamente dar cuenta de las variaciones reales de las atmósferas de estos planetas.

Se hace, pues, necesario obtener un conjunto homogéneo de datos con una buena resolución espacial. La resolución espacial, en el caso de Júpiter, debe permitir resolver los cinturones de las zonas del planeta, con objeto de poder analizar la dependencia (hoy en día en discusión) de las absorciones moleculares, según sean unas u otras las regiones consideradas.

En esta memoria hemos realizado espectros en la región roja del espectro, concretamente, en el rango comprendido entre 6000 y 7000 Å. Esta región espectral tiene un gran interés desde el punto de vista observacional, ya que en ella la reflectividad de ambos planetas, Júpiter y Saturno, es máxima. Además, se pueden obtener espectros de muy alta resolución utilizando, incluso, instrumentación y detectores convencionales. Por otra parte, en esta región espectral están contenidas bandas de absorción de amoniaco, metano y líneas cuadrupolares de hidrógeno molecular. El estudio de las variaciones centro-limbo de las anchuras equivalentes de tales bandas y líneas de los tres compuestos simultáneamente permite obtener una información muy valiosa a la hora de construir modelos teóricos de estructura vertical de la atmósfera. Mediante estos modelos, en los que hemos incluido tanto los efectos del "scattering" por las partículas constituyentes de las nubes existentes en la atmósfera como por los gases existentes, pueden deducirse las propiedades ópticas de tales partículas (albedo y función de fase) y las abundancias relativas de los compuestos mencionados.

El próximo envío de la misión Galileo ha aumentado el interés de la comunidad científica internacional por el estudio de Júpiter, constituyéndose

el International Jupiter Watch Program (IJW), en el que estamos integrados merced al trabajo que venimos realizando y del que esta memoria constituye parte de nuestra aportación a dicho esfuerzo internacional.

II.- LAS ATMÓSFERAS DE JUPITER Y SATURNO

El propósito de este capítulo es exponer aquellos aspectos generales que puedan concernir directamente con las aportaciones del presente trabajo, que se detallan, esencialmente, en los capítulos V y VI. No es, por tanto, una exposición exhaustiva de las atmósferas de estos planetas; así, algunos temas serán tratados solo parcialmente, y otros, incluso, estarán ausentes.

II-1.- COMPOSICIÓN

Los planetas Júpiter y Saturno poseen una densidad muy baja (la de Júpiter es la más baja de todos los planetas del Sistema Solar), lo que indica una composición, fundamentalmente, de elementos ligeros como hidrógeno y helio.

Es sabido que ambos planetas son los más parecidos entre sí de todo el sistema planetario, aunque son notables sus diferencias, mayores de las que se creían antes de la información obtenida por los vehículos espaciales. Estas diferencias son de interés para el estudio de las distintas evoluciones de estos planetas a partir de la primitiva nebulosa solar.

En las tablas II-1a y II-1b se muestra la composición de Júpiter y Saturno, respectivamente. Todos los elementos existentes en Saturno están presentes en Júpiter aunque no ocurre a la inversa. Estos planetas poseen una composición casi solar; es decir, su composición parece haber permanecido inalterable respecto al material primitivo a partir del cual se formó.

Numerosos estudios han revelado la existencia de H_2 , He, NH_3 , CH_4 , PH_3 , H_2O y, posiblemente, SH_2 . Recientemente, los Voyager detectaron también la presencia de acetileno, etano y tetrahidruro de germanio en la atmósfera de Júpiter. También, parece ser, está presente el cianuro de hidrógeno. El hidrógeno y el helio son, con mucho, los elementos más abundantes, constituyendo el 99% en volumen. La razón de hidrógeno a helio es de 9 a 1. A pesar de ello, estos elementos han sido detectados no hace muchos años. El helio había sido supuesto por consideraciones cosmológicas, ya que su detección desde tierra está limitada por su inactividad espectroscópica en el rango accesible. Su primera detección directa en la atmósfera joviana fue realizada por Judge y Carlson en 1974 mediante un fotómetro ultravioleta a partir de medidas de la línea de resonancia en 584 \AA a bordo del Pioneer 10. De idéntica manera se realizó en Saturno, con instrumentación a bordo del Voyager 1 (Broadfoot y col., 1981). El H_2 presenta problemas similares para su detección. Por ser una molécula homonuclear tiene un momento

TABLA II-1a

COMPOSICIÓN DE LA ATMÓSFERA DE JÚPITER

Componente	Concentración relativa en volumen
H ₂	0.89
He	0.11
CH ₄	1.75×10^{-3}
C ₂ H ₂	2×10^{-8}
C ₂ H ₄	7×10^{-9}
C ₂ H ₆	5×10^{-6}
CH ₃ C ₂ H	2.5×10^{-9}
C ₆ H ₆	2×10^{-9}
CH ₃ D	3.5×10^{-7}
NH ₃	1.8×10^{-4}
PH ₃	6×10^{-7}
H ₂ O	$1-30 \times 10^{-6}$
GeH ₄	7×10^{-10}
CO	$1-10 \times 10^{-9}$
HCN	2×10^{-9}

TABLA II-1b

COMPOSICIÓN DE LA ATMÓSFERA DE SATURNO

Componente	Concentración relativa en volumen
H ₂	0.94
He	0.06
CH ₄	1.76×10^{-3}
NH ₃	5×10^{-4}
C ₂ H ₂	1.1×10^{-7}
C ₂ H ₆	4.8×10^{-6}
CH ₃ D	2.3×10^{-7}
PH ₃	2×10^{-6}
CH ₃ C ₂ H	Sin estimar
C ₃ H ₈	Sin estimar
H ₂ O	Sin estimar
GeH ₄	Sin estimar
CO	Sin estimar
HCN	Sin estimar

dipolar permanente por lo que solo están permitidas las débiles transiciones cuadrupolares. Su detección, dificultada por la debilidad de sus líneas espectrales, fue realizada por primera vez por Kiess y col.(1960) en la atmósfera de Júpiter.

El etano y el acetileno se producen, probablemente, mediante la fotodisociación del hidrógeno molecular y de moléculas orgánicas (metano y amoniaco, esencialmente) por la radiación ultravioleta solar.

El fosfino, descubierto en la atmósfera joviana mediante técnicas de espectrometría interferométrica de alta resolución en la región de 8 a 13 μm , presenta un interés particular al estar relacionado con las distintas coloraciones de la atmósfera joviana.

El metano y el amoniaco son dos compuestos de interés en las atmósferas de estos planetas, y su estudio constituye gran parte del presente trabajo. La presencia del CH_4 en estas atmósferas ha sido puesto de manifiesto desde hace algún tiempo, pero su abundancia sigue siendo motivo de investigación. El amoniaco, aunque muy minoritario, es de gran importancia por su presencia, en forma de "hielos", en las nubes, así como por su influencia en el balance térmico, problema de enorme interés si se tiene en cuenta que tanto Júpiter como Saturno emiten una energía doble de la que reciben del Sol, hecho sin una explicación satisfactoria hoy día.

II-2.- ESTRUCTURA TÉRMICA

Hasta que se obtengan medidas "in situ" de temperaturas mediante sondas espaciales (como está, por ejemplo, previsto en las misiones Galileo y Cassini) la obtención de un perfil de temperatura de las atmósferas de Júpiter y de Saturno, ha de realizarse mediante medidas indirectas. Dos son los métodos utilizados para ello: el basado en las ocultaciones y el que utiliza la inversión de medidas en el infrarrojo. El primero (véase, por ejemplo, Kliore y Woiceshyn, 1976) mide las perturbaciones en la amplitud y en la frecuencia Doppler de las ondas de radio emitidas por una nave espacial próxima al planeta cuando éste se interpone entre la nave y la Tierra. Estos datos, después de utilizar el método de la transformada integral de Abel (vease, por ej., Fjeldbo y Eshleman, 1968) proporcionan un perfil vertical del índice de refracción. De este perfil se obtiene la distribución de densidad. La integración de la ecuación barométrica proporciona el perfil de presiones y, haciendo uso de la ecuación de estado, se obtiene finalmente el perfil vertical de temperatura. Las medidas de emisión térmica en determinadas zonas del infrarrojo permiten, mediante inversión, la obtención de perfiles de temperatura. La fuente de emisión usada debe ser un gas de cierta abundancia relativa cuya distribución uniforme sea conocida. Así, en las atmósferas que nos ocupan, suelen escogerse el CH_4 y el H_2 para este propósito. Desde que King (1966) expusiera la idea, varios autores han contribuido a su desarrollo. Los métodos lineales de inversión directa presentan problemas de estabilidad en la solución (vease, por ej., Liou, 1980) por lo que es necesario utilizar, en la mayor parte de las veces, métodos no lineales, como son los métodos iterativos de Chahine (1968, 1970, 1974) y de Smith (1970). Ambos métodos iterativos proporcionan resultados satisfactorios y similares entre sí. En la figura II-1 se muestra un perfil vertical de temperatura de la atmósfera de Júpiter y otro de la de Saturno. A diferencia de los planetas interiores, donde existe una superficie bien definida, en los planetas exteriores es preciso establecer un criterio para la determinación del "origen" de su atmósfera. Es usual considerar para dicho "origen" el nivel de transición entre la región controlada por convección y aquella en que los procesos radiativos gobiernan

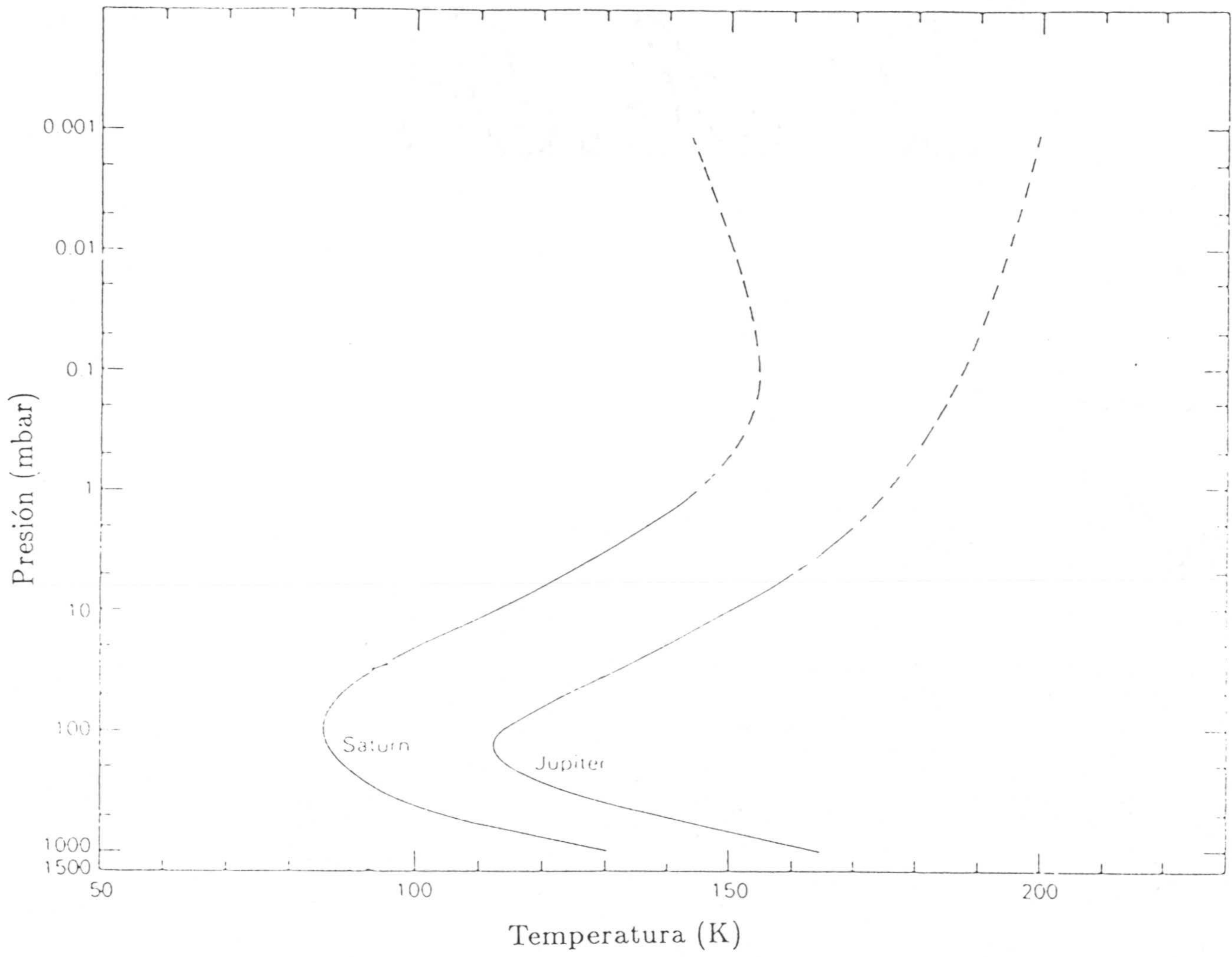


Fig. II-1.- Perfiles de temperatura de Júpiter y Saturno.

la estructura térmica (800-900 mbar).

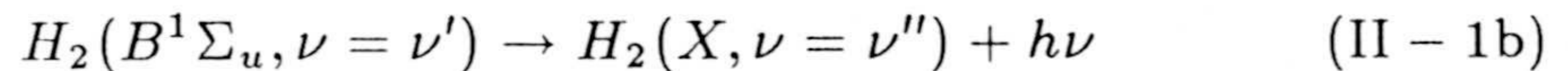
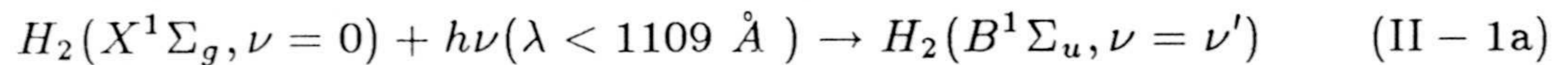
La troposfera, en Júpiter, se extiende hasta un nivel de 150 mb, donde una tropopausa bien definida la separa de la estratosfera, que llega hasta el nivel de 0.1 mb. La rápida disminución de la temperatura con la altura en la troposfera está acompañada de una rápida congelación de amoníaco gaseoso a sólido. Así, la tropopausa, con una $T \simeq 110$ K, constituye una auténtica trampa fría, haciendo que la fracción molar de NH_3 sea inferior a 10^{-7} . La situación es análoga en la troposfera de Saturno, donde la tropopausa presenta una temperatura de unos 25 K más fría que la de Júpiter, lo que explica la dificultad de detectar concentraciones de NH_3 en la atmósfera superior. El aumento de la temperatura con la altura parece ser debido a la absorción de energía solar por una capa de metano junto a etano, acetileno y fosfino, que realizan un papel análogo al O_2 y O_3 de la atmósfera terrestre en el calentamiento estratosférico.

II-3.- FOTOQUÍMICA

El conocimiento sobre la composición y estructura térmica de una atmósfera planetaria es necesario para la comprensión de su fotoquímica, y ésta, lo es a su vez para el conocimiento de su estructura nubosa, ya que algunos de los productos producidos por las reacciones fotoquímicas son condensables en las bajas temperaturas de estas atmósferas.

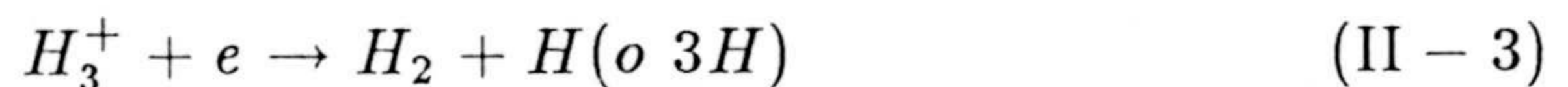
II-3-1.- HIDRÓGENO

El compuesto mayoritario de Júpiter y Saturno, el hidrógeno molecular, sufre procesos de disociación para un continuo inferior a 845 Å , presentando ionización para longitudes de onda inferiores a 804 Å . Además de la disociación mencionada, el H₂ puede disociarse por fluorescencia después de una absorción discreta según



Si $\nu'' > 14$, las bandas de emisión de Lyman dejarán disociado al H₂ en el continuo vibracional del estado base. Si $\lambda < 1009 \text{ \AA}$, es posible la excitación al estado $C^1\Pi_u$ y la posterior radiación en las bandas de Werner.

La ionización del hidrógeno molecular corresponde al siguiente esquema:



Debido a las bajas presiones en las alturas propias de las ionosferas de ambos planetas, no es plausible la recombinación tres cuerpos de átomos de H, produciéndose un transporte hacia regiones de mayor presión con un flujo

estimado de $10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y $10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ para Júpiter y Saturno, respectivamente.

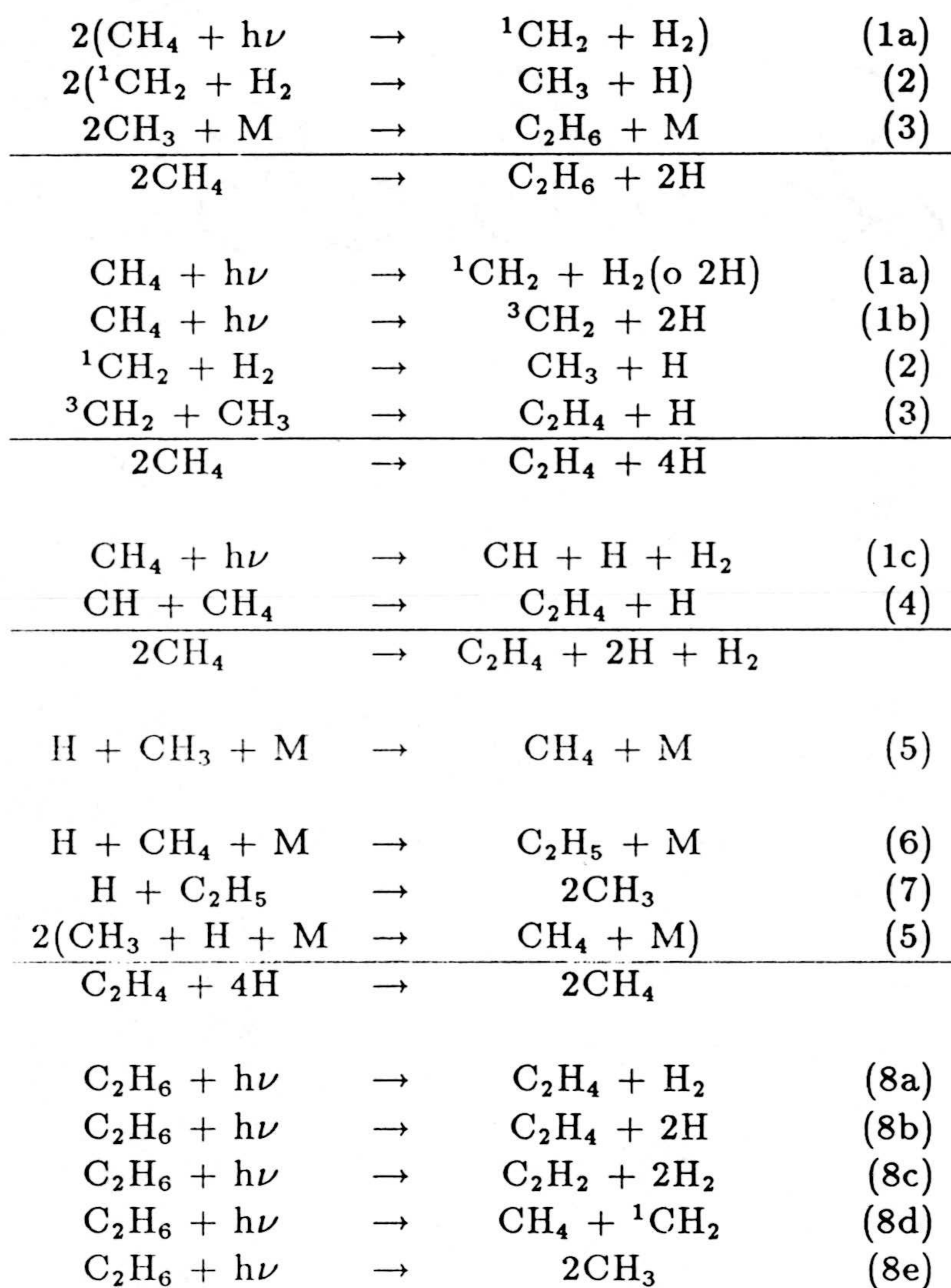
II-3-2.- HIDROCARBUROS

La fotoquímica del metano ha sido estudiada ampliamente en las dos últimas décadas (véase, por ejemplo, el trabajo de Strobel, 1983). El metano se disocia por la absorción de la radiación Lyman α solar, en $\lambda < 1450 \text{ \AA}$, formándose etileno, etano y acetileno. En la figura II-2 se muestra un esquema de esta fotoquímica, cuyas reacciones se presentan en la tabla II-2.

De acuerdo con los cálculos realizados por Gladstone (1982), sobre una quinta parte de los fotones absorbidos por el metano producen etano y solo una décima parte produce etileno. Las reacciones 5 a 7 actúan oponiéndose a la formación de hidrocarburos más pesados a partir del metano. Las últimas reacciones de la tabla (8a-8e) indican la pérdida de parte del etano por fotólisis. Sin embargo, la constante de tiempo para la fotólisis es mayor que la constante de tiempo de transporte, por lo que la mayor parte del etano es conducido a la baja estratosfera. El acetileno es también transportado a dicha región, donde mediante fotólisis produce una disociación neta de metano, en razón comparable a la producida por la disociación directa de la radiación. En general, los hidrocarburos más pesados son transportados a regiones más profundas de la atmósfera. Posteriormente, en las regiones interiores donde reinan altas presiones y temperaturas, esos hidrocarburos se convierten en CH_4 reciclado, que es transportado a la alta atmósfera por convección. De los productos procedentes de la fotólisis del CH_4 , el C_2H_2 y el C_2H_4 pueden dar lugar, mediante fotodisociación, a la formación de polímeros, cuyas propiedades ópticas han sido estudiadas (Podolak y col., 1979). Estos polímeros pueden formar parte de los aerosoles estratosféricos existentes en las altas atmósferas de estos planetas.

TABLA II-2

FOTOQUÍMICA DE LOS HIDROCARBUROS



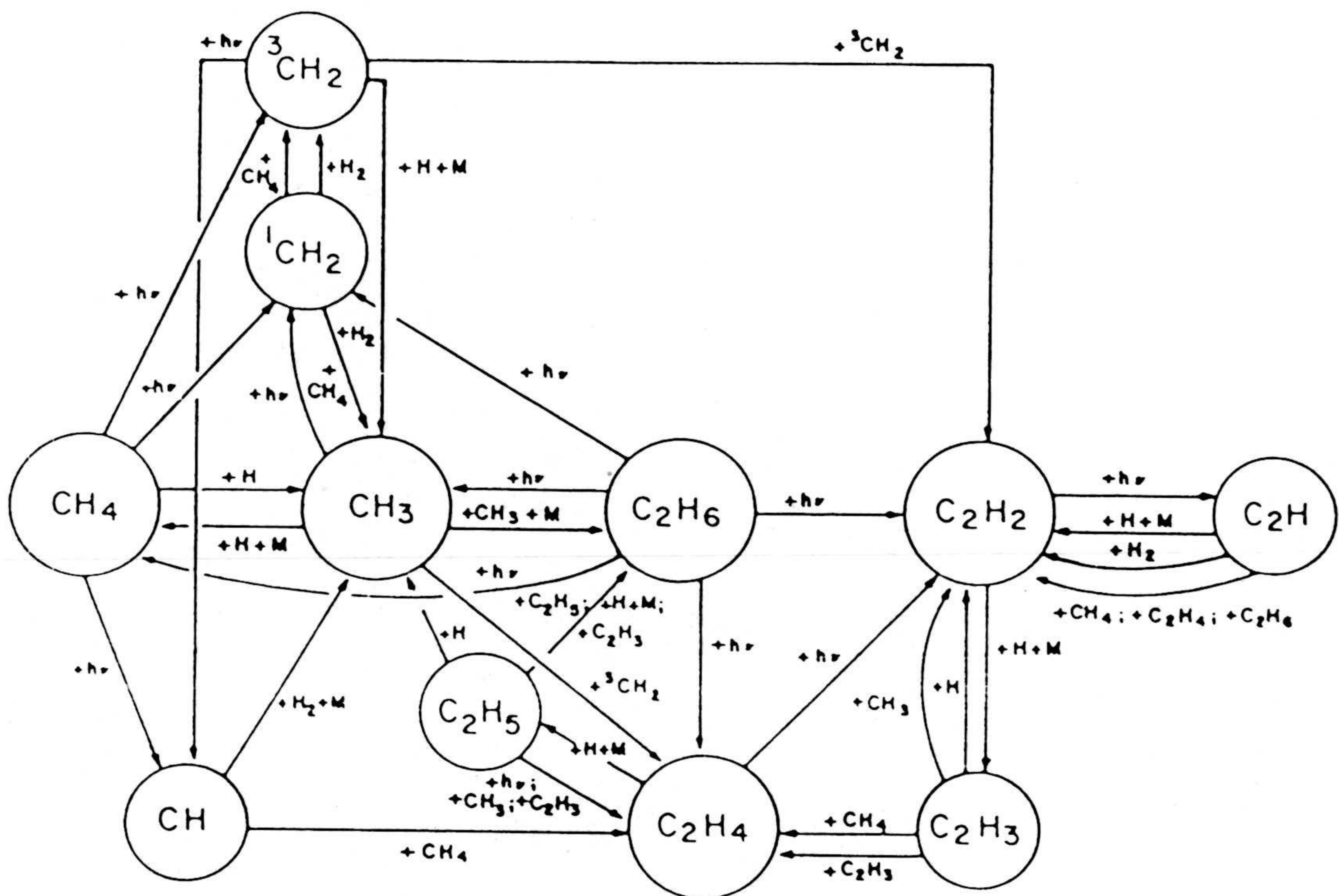


Fig. II-2.- Fotoquímica de los hidrocarburos.

II-3-3.- AMONIACO

Ya se ha indicado anteriormente el gran interés que ofrece el NH_3 en las atmósferas de Júpiter y Saturno. Precisamente, las áreas blanquecinas que presentan ambos planetas en sus imágenes visibles corresponden a las partes superiores de nubes de amoniaco, donde su abundancia viene regida por su presión de saturación de vapor. En la figura II-3 y en la tabla II-3 se representa la fotoquímica del NH_3 . El amoniaco se fotodisocia por la radiación solar entre 1600 y 2300 Å en presiones inferiores a los 600 mb. Alguno de los radicales NH_2 (proceso 1) producidos en el estado base, se recombinan con el H reciclando parte del NH_3 . No obstante, la mayor parte de NH_2 reaccionan entre sí, produciendo hidracina, N_2H_4 (proceso 3). Este compuesto es otro candidato a la formación de aerosoles estratosféricos, ya que puede condensar en las altas atmósferas de estos planetas.

II-3-4.- FOSFAMINA

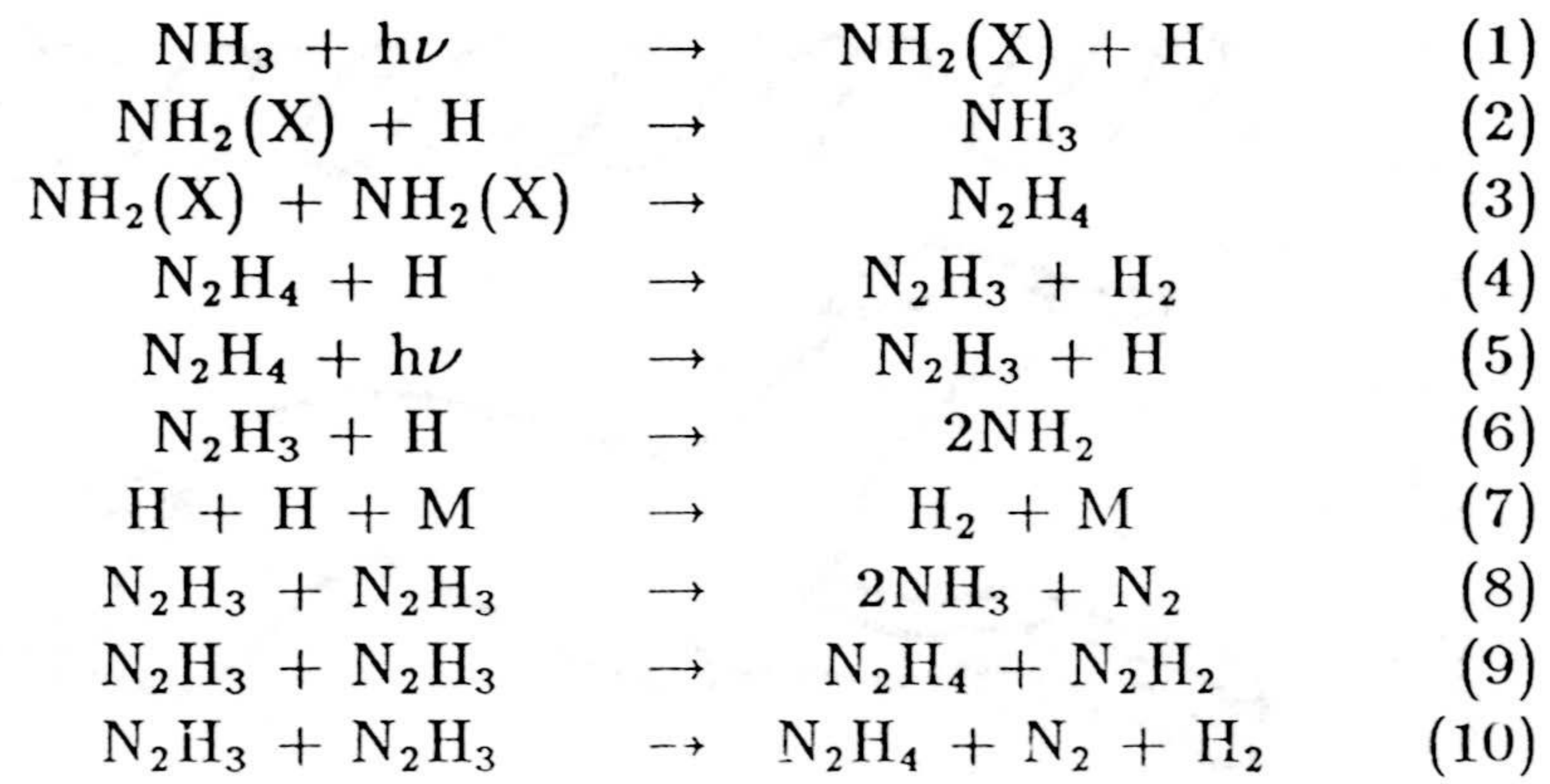
Junto al amoniaco, la fosfamina (así como, probablemente, el sulfuro de hidrógeno) ocupa un lugar destacado en cuanto a la explicación de los colores del aspecto visible de estos planetas.

La fosfamina fue detectada en la atmósfera de Júpiter, por primera vez, por Ridgway (1974) mediante técnicas de espectrometría interferométrica de alta resolución en la región infrarroja de 8 a 13 μm .

Un modelo de equilibrio termoquímico es incompatible con la detección de la fosfamina en la atmósfera joviana, ya que, según el mismo, el PH_3 solo estaría presente en las regiones del planeta con temperaturas superiores a 800 K, es decir, en niveles profundos de la atmósfera, inaccesibles a la observación desde tierra. En los niveles entre 800 y 300 K sería oxidado por el H_2O formando P_4O_6 , compuesto éste, que sería disuelto en los niveles superiores a 300 K en las nubes de agua, estando así, por tanto, ausente en la atmósfera visible.

TABLA II-3

FOTOQUÍMICA DEL AMONIACO



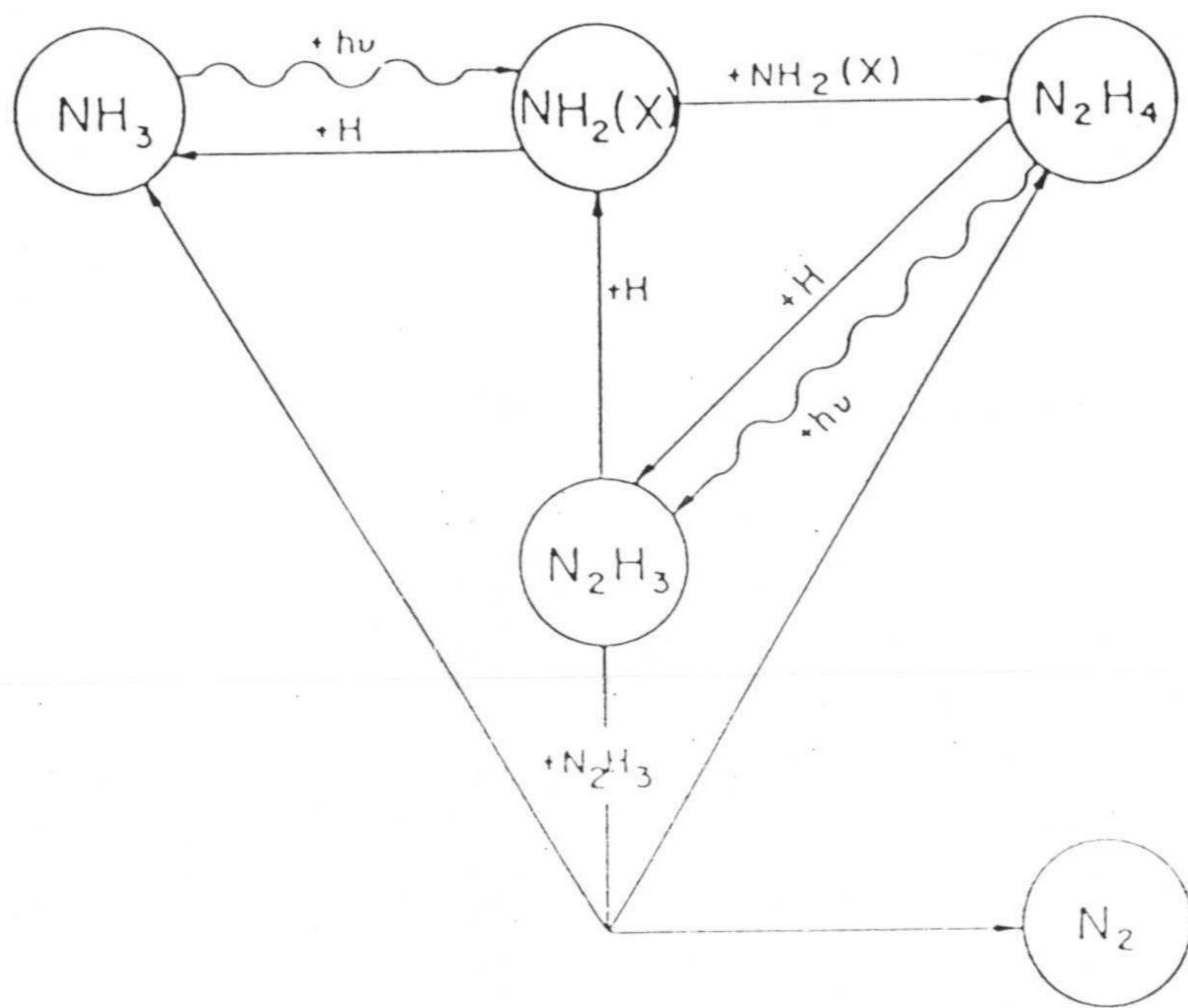


Fig. II-3.- Fotoquímica del NH₃.

El argumento para explicar la detección del fosfino en la troposfera y en la estratosfera de Júpiter fue expuesto, por primera vez, por Prinn y Lewis (1975), quienes indicaron que un transporte vertical de fosfino lo suficientemente rápido podría evitar su oxidación para convertirse en P_4O_6 . Las estimaciones realizadas dan un valor, para la vida media del fosfino en esas regiones, muy superior a la constante de tiempo de la reacción de oxidación, de unos seis días, por lo que tal argumento parece ser posible. Dichos autores propusieron para la fotoquímica del fosfino el esquema que se representa en la tabla II-4.

El fósforo, P_4 , formado por la reacción 5 (tabla II-4) sería fósforo rojo, lo que explicaría el aspecto rojizo de algunas regiones de estos planetas como, por ejemplo, la Gran Mancha Roja. Es preciso indicar que existe cierta controversia sobre el color del fósforo producido por fotólisis del fosfino. Así, hay autores que opinan que es amarillo (Noy y col., 1981) e incluso con un rango del amarillo al violeta (por ej., Corbridge, 1980). Un esquema fotoquímico modificado (muy parecido al del NH_3) para el fosfino fue expuesto por Ferris y Benson (1980), donde aparece el difosfino, P_2H_4 , como producto intermedio para la producción de cristales rojos de fósforo P_4 . Las abundancias de PH_3 y de NH_3 pueden variar de las previstas debido a un acoplamiento entre ambos procesos fotoquímicos. Así, Kaye y Strobel (1983a,b) expusieron el esquema que se muestra en la tabla II-5. El hidrógeno resultante de la reacción (1) acelera (véase la tabla II-5) la destrucción del PH_3 por la reacción (3), lo que daría una fuerte disminución de PH_3 para las alturas superiores a los 200 mb. La rápida condensación del N_2H_4 y del P_2H_4 evita posteriores reacciones químicas que permitirían la formación de N_2 y P_4 .

II-3-5.- SULFURO DE HIDRÓGENO

Uno de los compuestos propuestos para la explicación del aspecto

coloreado de Júpiter es el sulfuro de hidrógeno. A diferencia del fosfino que, en una u otra forma, es considerado como uno de los causantes

TABLA II-4

FOTOQUÍMICA DE LA FOSFAMINA

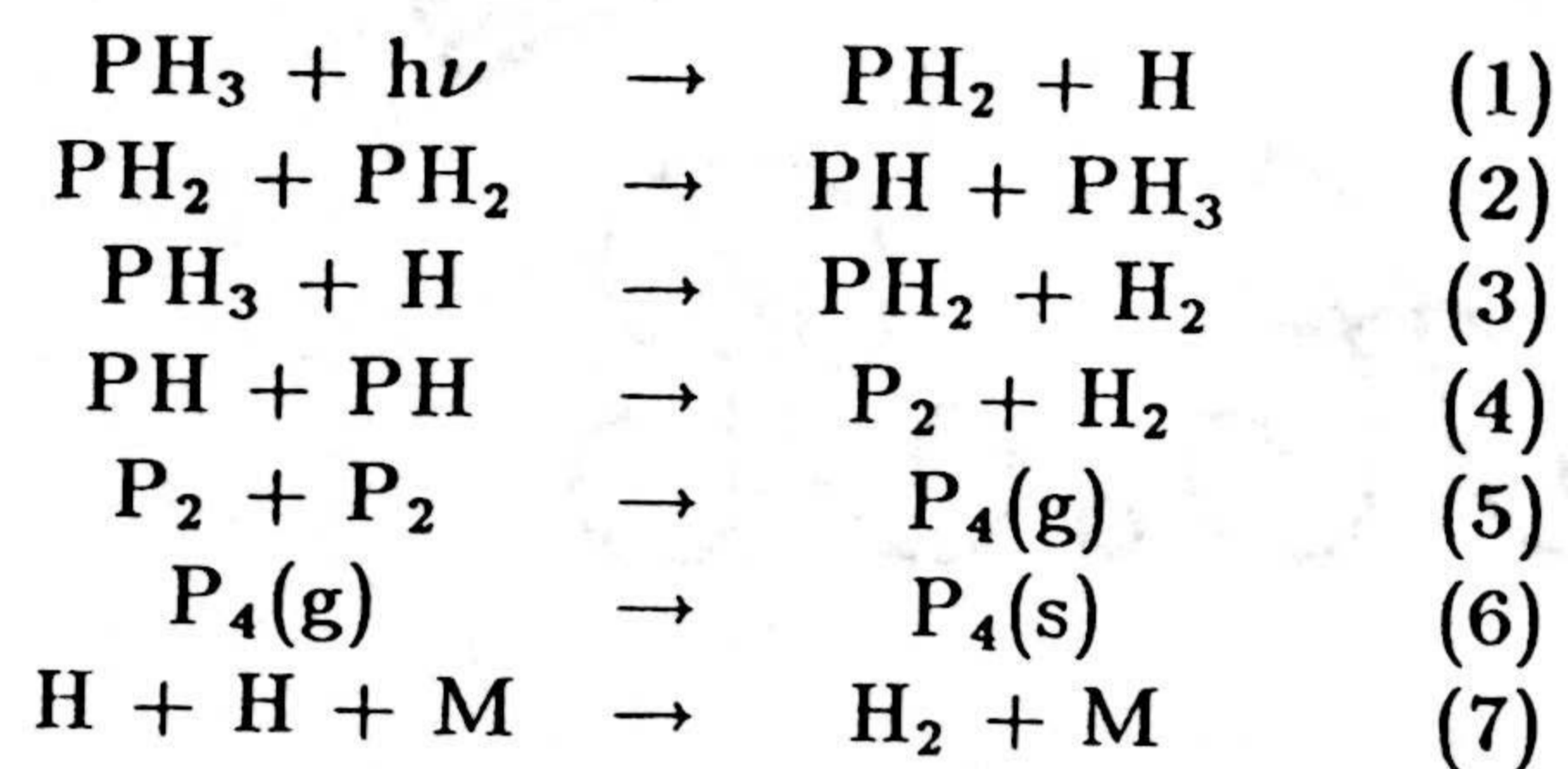
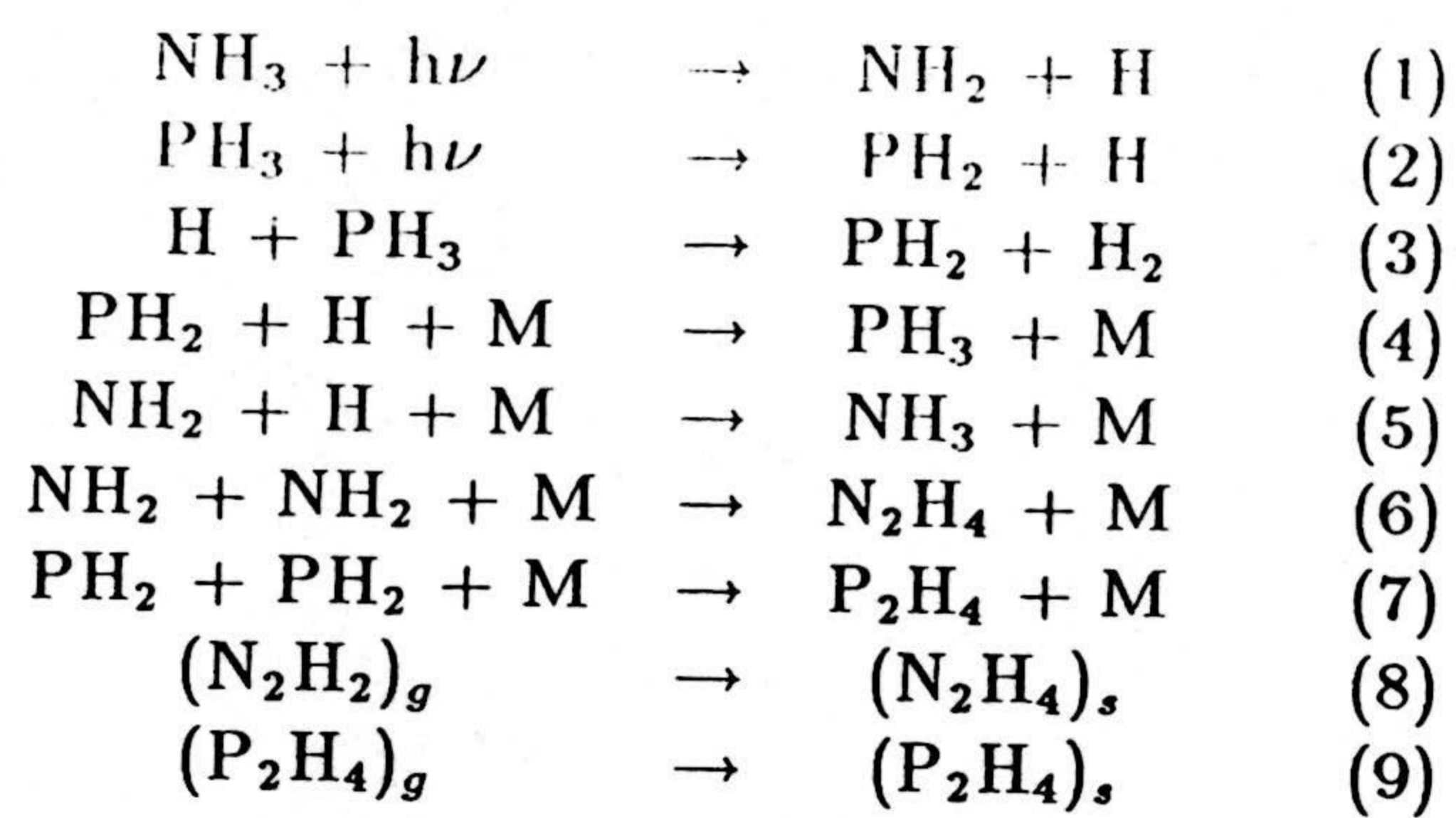


TABLA II-5



del aspecto coloreado de las atmósferas de estos planetas, el SH_2 parece ser descartado después de recientes trabajos (por ej., Larson y col.,1984). No obstante, la importancia de este compuesto en la formación de las nubes de NH_4SH , justifica que expongamos en la tabla II-6 su esquema fotoquímico. Los compuestos S_8 , $[(\text{NH}_4)_x\text{S}_y]$ y H_xS_y (que podrían originarse mediante fotólisis del SH_2) explicarían los tonos amarillos, naranja y pardos, respectivamente. Sin embargo la detección del SH_2 en las atmósferas de estos planetas, sigue sin haberse conseguido. El límite estimado para su abundancia (Bézard y col.,1983; Larson y col.,1984) conduce a una relación S/H de unas mil veces inferior a la respectiva razón solar. Esto, podría conducir a que, en cierto modo, las atmósferas de estos planetas han evolucionado de la primitiva nebulosa solar.

TABLA II-6

FOTOQUÍMICA DEL H₂S

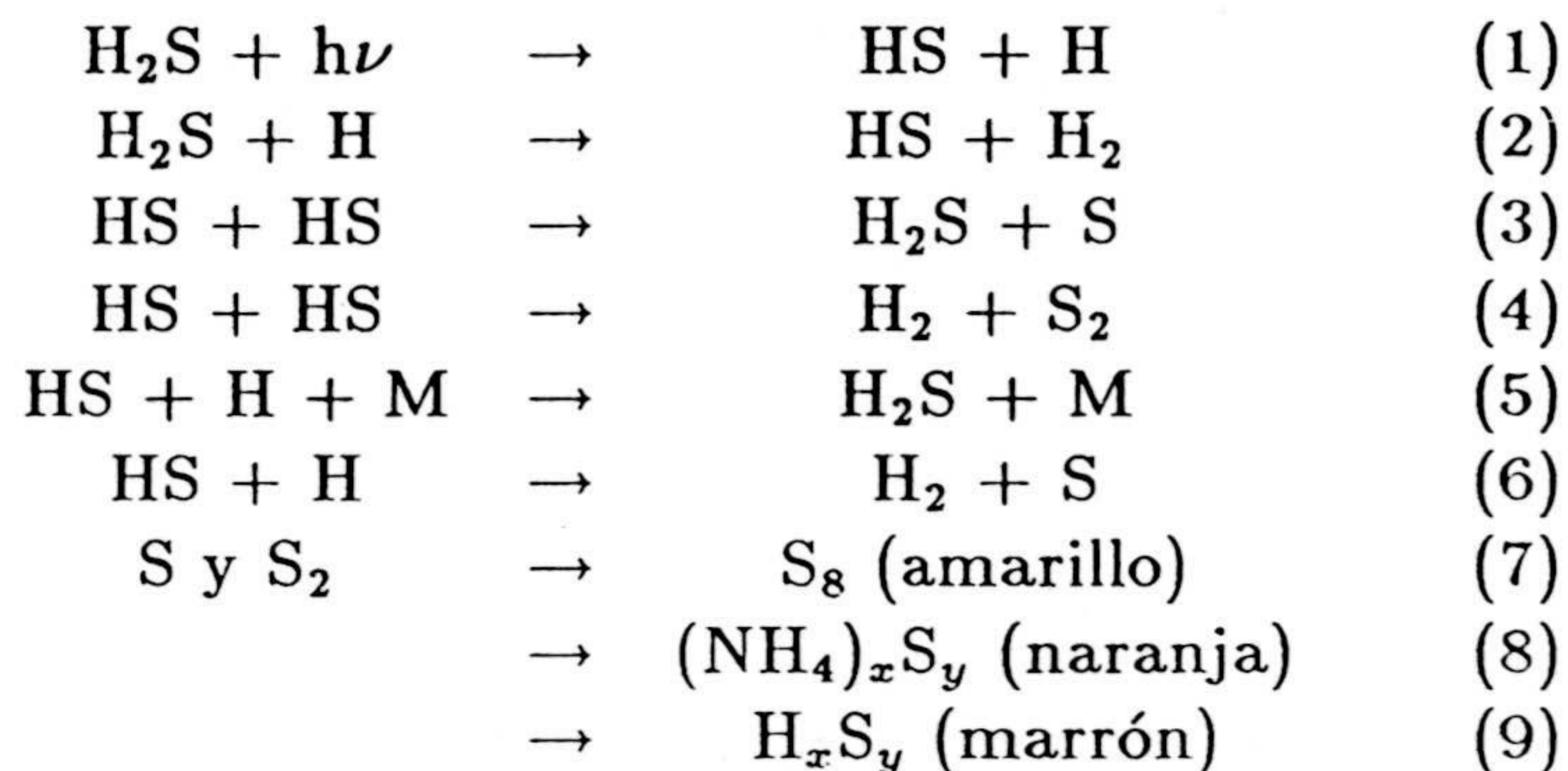
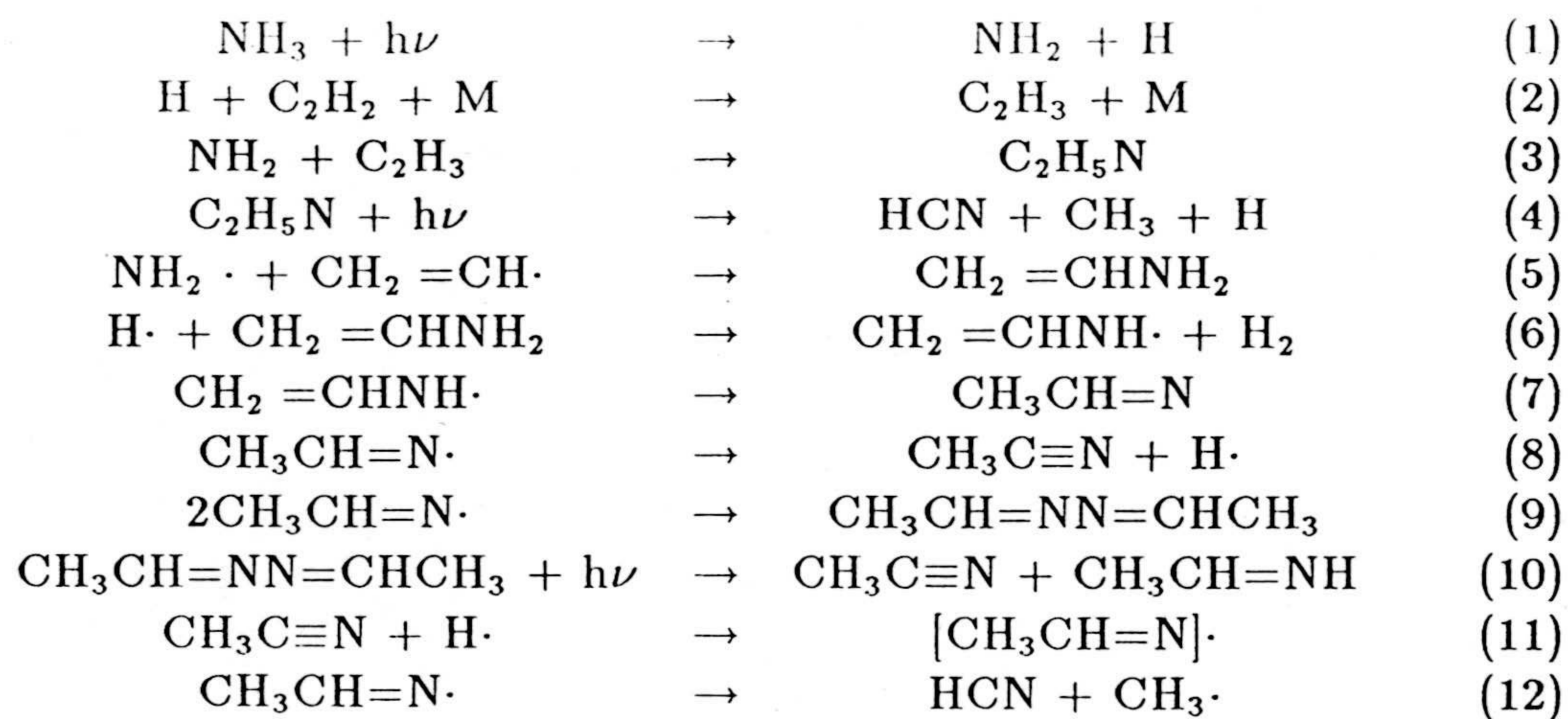


TABLA II-7



II-3-6.- OTROS COMPUESTOS

Un compuesto de particular interés es el cianuro de hidrógeno, debido a ser un precursor de α -aminoácidos y bases acidonucléicos. El CHN fue detectado, por primera vez, en la atmósfera de Júpiter por Tokunaga y col. (1981) mediante estudios de absorción en el infrarrojo, obteniéndose una abundancia de $1.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, estimándose para Saturno un límite superior de $6.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$.

La formación de este compuesto orgánico no saturado, HCN, en una atmósfera tan reductora como la de Júpiter, es un problema aún sin resolver de forma definitiva. Kaye y Strobel (1983a) propusieron el esquema conformado por las reacciones (1-4) de la tabla II-7.

La formación de HCN mediante la fotólisis, en el ultravioleta, de la metilamina, ha sido criticada, recientemente, por Ferris e Ishikawa (1987) quienes, basándose en su trabajo de laboratorio, proponen, junto a las expresiones 1 y 2, las reacciones 5-12 como complemento del esquema fotoquímico para la producción del cianuro de hidrógeno.

Trataremos, por último, en este apartado, otro compuesto de las atmósferas de Júpiter y Saturno: el CO.

Existen razonamientos en pro y en contra de la existencia del CO en las atmósferas de estos planetas gigantes. Por un lado, al considerar que estas atmósferas tienen una composición prácticamente solar, es lógico pensar en la existencia en ellas de compuestos de oxígeno, entre ellos el H_2O , en cantidades apreciables. Por otra parte, cabe suponer que ni el H_2O ni otros compuestos de oxígeno puedan ser detectados, ya que el H_2O se condensaría antes de que alcanzara las regiones donde la fotoquímica tiene lugar. El hecho es que el CO fue detectado en la atmósfera de Júpiter por Beer (1975). Desde entonces, otros autores han obtenido medidas acerca del CO. Beer y Taylor (1978) obtuvieron una densidad integrada de $\sim 4.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ y una temperatura rotacional de $\sim 125 \text{ K}$. Este bajo valor de la temperatura rotacional indica que el CO se concentraría en la región de la tropopausa y, por tanto, la hipótesis

de transporte convectivo de CO desde el interior caliente del planeta a una región preferencialmente, dejaría de ser plausible. En consecuencia, dichos autores, apuntaron la posibilidad de una fuente extraplanetaria de oxígeno.

Las medidas realizadas por Larson y col. (1977) dieron un valor de $8 \times 17 \text{cm}^{-2}$ para una columna densidad de CO y 150-300 K para su temperatura rotacional. Esta temperatura sí es compatible con un transporte convectivo rápido desde regiones interiores calientes ($\sim 1000 \text{K}$) donde la razón de mezcla del CO es de $\sim 10^{-9}$ en la alta troposfera joviana, siendo así detectable espectroscópicamente. Hay que hacer notar que estos autores obtuvieron sus medidas usando el Kuiper Airborne Observatory, eliminándose así las aportaciones telúricas del CO terrestre. La importancia relativa de esta fuente interna de CO a partir del CH_4 y del H_2O interiores frente a las fuentes extraplanetarias es una tarea a determinar. Para no extendernos más en este punto, digamos, solamente, que las fuentes de oxígeno extraplanetario propuestas son: materiales meteoríticos con cantidades apreciables de H_2O que alcanzan estos planetas (Prather y col., 1978) o bien, materiales procedentes de los satélites galileanos ,Io y Europa principalmente (Strobel y Yung, 1979) para el caso de Júpiter y de sus anillos para el caso de Saturno. En la tabla II-8 y en la figura II-4 se exponen los mecanismos por los cuales se formaría el CO de las fuentes extraplanetarias.

TABLA II-8

FOTOQUÍMICA DEL CO

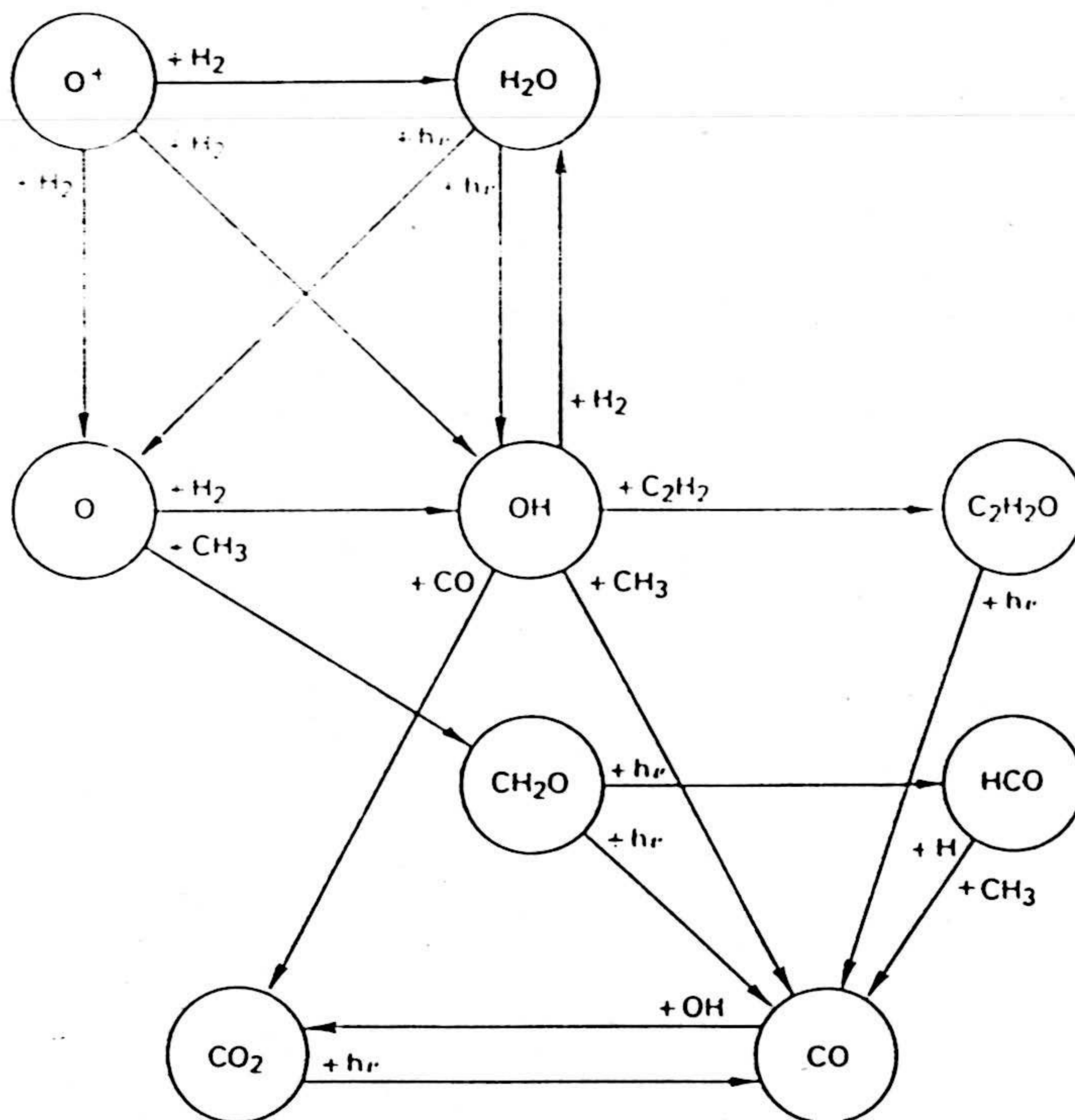
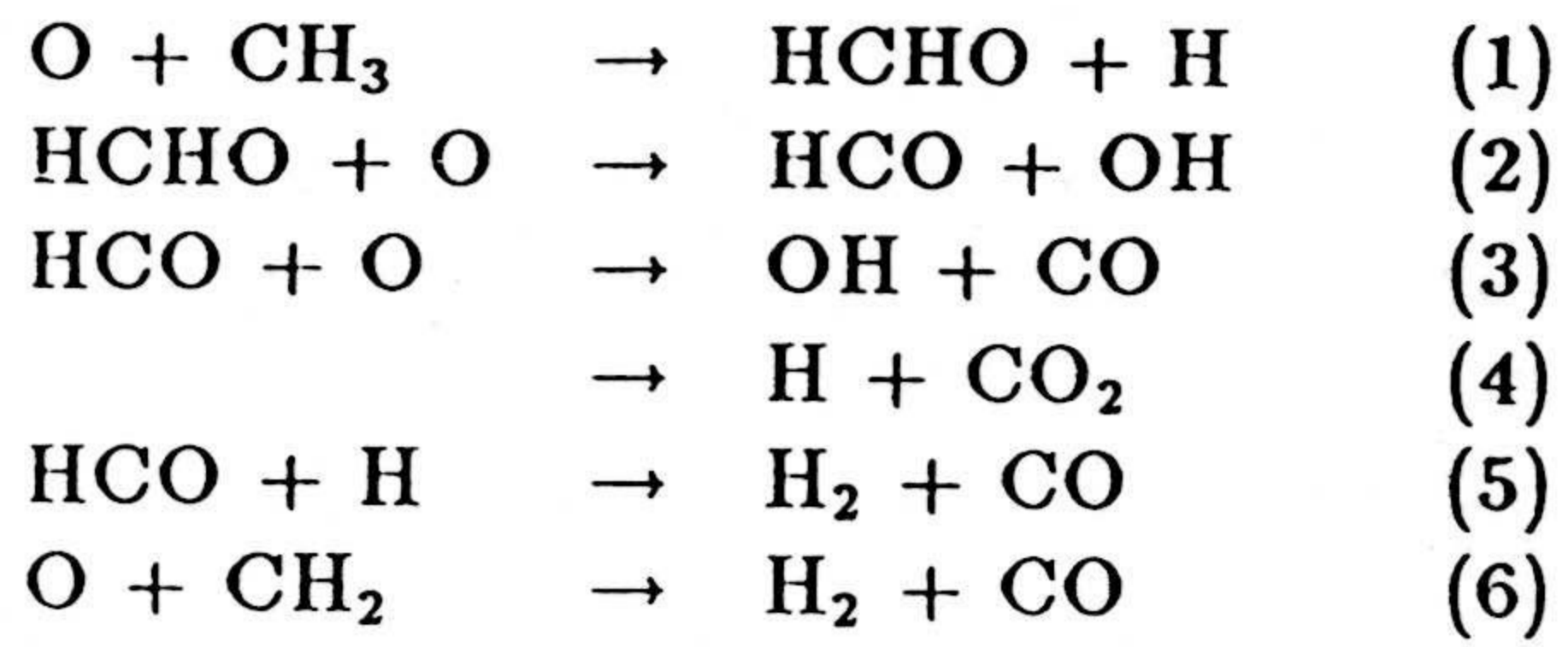


Fig. II-4.- Procesos de formación del CO.

II-4.- ESPECTROSCOPIA

El propósito de este apartado es doble. A saber, por una parte se expone una descripción general de los principales hechos observacionales desde el punto de vista espectroscópico, desde el ultravioleta lejano hasta la región de las ondas centimétricas del espectro; por otra, se describen los parámetros espectroscópicos de las líneas y de las bandas de absorción cuyo estudio son el objeto principal de esta memoria: CH_4 , NH_3 y H_2 en la región roja del espectro.

II-4-1.- GENERALIDADES DE LAS OBSERVACIONES ESPECTROSCÓPICAS.

La espectroscopía en el rango UV proporciona información sobre la composición y estructura de las regiones más altas de la atmósfera de estos planetas, debido, sobre todo, a la opacidad que resulta del "scattering" de Rayleigh y a la fuerte absorción de la radiación por las especies moleculares, principalmente H_2 , NH_3 y CH_4 , como se describió en el apartado dedicado a la fotoquímica.

En el rango del ultravioleta lejano ($\lambda < 1600 \text{ \AA}$), aparecen en ambos planetas las líneas de emisión, producidas por "scattering" resonante de la radiación solar, en 584 \AA y 1215 \AA (HeI y Lyman- α), así como las bandas de Werner y Lyman del H_2 , entre 900 y 1500 \AA . A partir de la medida de intensidad de emisión de la línea centrada en 584 \AA puede estimarse la razón He/H_2 , ya que su intensidad está determinada fundamentalmente por la absorción de H_2 en esa longitud de onda. La intensidad de la emisión en Lyman- α proporciona información sobre la columna de hidrógeno atómico, así como sobre el coeficiente de difusión turbulenta. Además, algunos hidrocarburos (CH_4 , C_2H_2 , C_2H_6) y el NH_3 absorben fuertemente en la región 1000 - 2000 \AA , por lo que este rango espectral es muy valioso para inferir, mediante técnicas espectroscópicas, la distribución de esos compuestos en las

altas atmósferas de estos planetas.

Desde ~ 2300 hasta ~ 3000 Å (véanse figuras II-5 y II-6) el albedo en ambos planetas tiende a disminuir, consecuencia directa de la existencia del "scattering" molecular ("scattering" de Rayleigh). Sin embargo, el albedo experimenta un aumento muy significativo a partir de ~ 3500 Å en ambos planetas, en contra de lo que cabría esperar si el mecanismo del "scattering" molecular fuese el dominante. Además, no existe ningún absorbente en estas atmósferas, en ese rango espectral, que pueda ser responsable de ese aumento en la reflectividad. Axel (1972) propuso la existencia, en Júpiter, de unos aerosoles estratosféricos, probablemente de origen fotoquímico, cuya sección eficaz de absorción variaba proporcionalmente a λ^{-1} . De esta forma, entre ~ 6000 Å y ~ 3500 Å, el mecanismo dominante sería la absorción por aerosoles. Sin embargo, a medida que la longitud de onda es más corta, el aumento de la profundidad óptica producido por el "scattering" de Rayleigh, proporcional a λ^{-4} , se hace cada vez más importante, hasta llegar a ser dominante para $\lambda < 3000$ Å, con el consiguiente aumento del albedo como se observa experimentalmente. Esta hipótesis parece ser válida como se desprende del análisis de la espectrofotometría realizada en el rango espectral 3000-6000 Å. Por ejemplo, Cochran y Slavsky (1979) concluyen que, para explicar el comportamiento centro-limbo de la reflectividad de Júpiter en el UV, es necesaria la presencia de una capa de aerosoles estratosféricos. La existencia de estos aerosoles queda puesta igualmente de manifiesto al realizar el análisis de las medidas de fotometría y espectroscopía obtenidas en Júpiter mediante instrumentación a bordo de los vehículos espaciales Pioneer 10 y 11, en las longitudes de onda 0.44 y 0.64 μm . Estos datos revelan un rápido aumento de la polarización hacia los limbos del planeta en determinadas fases, que solo pueden explicarse por la presencia de tales aerosoles. No obstante, su distribución y composición no están todavía determinadas (Tomasko y col., 1986). En lo que respecta a Saturno, la explicación del descenso del albedo planetario entre 6000 y 3000 Å es la misma. Del análisis de las medidas realizadas mediante instrumentación a bordo del Pioneer 11 y Voyager 2 (West y col., 1983; Tomasko y Doose, 1984) se desprende, como en el caso de Júpiter, la existencia de tales aerosoles. Sin embargo, la profun



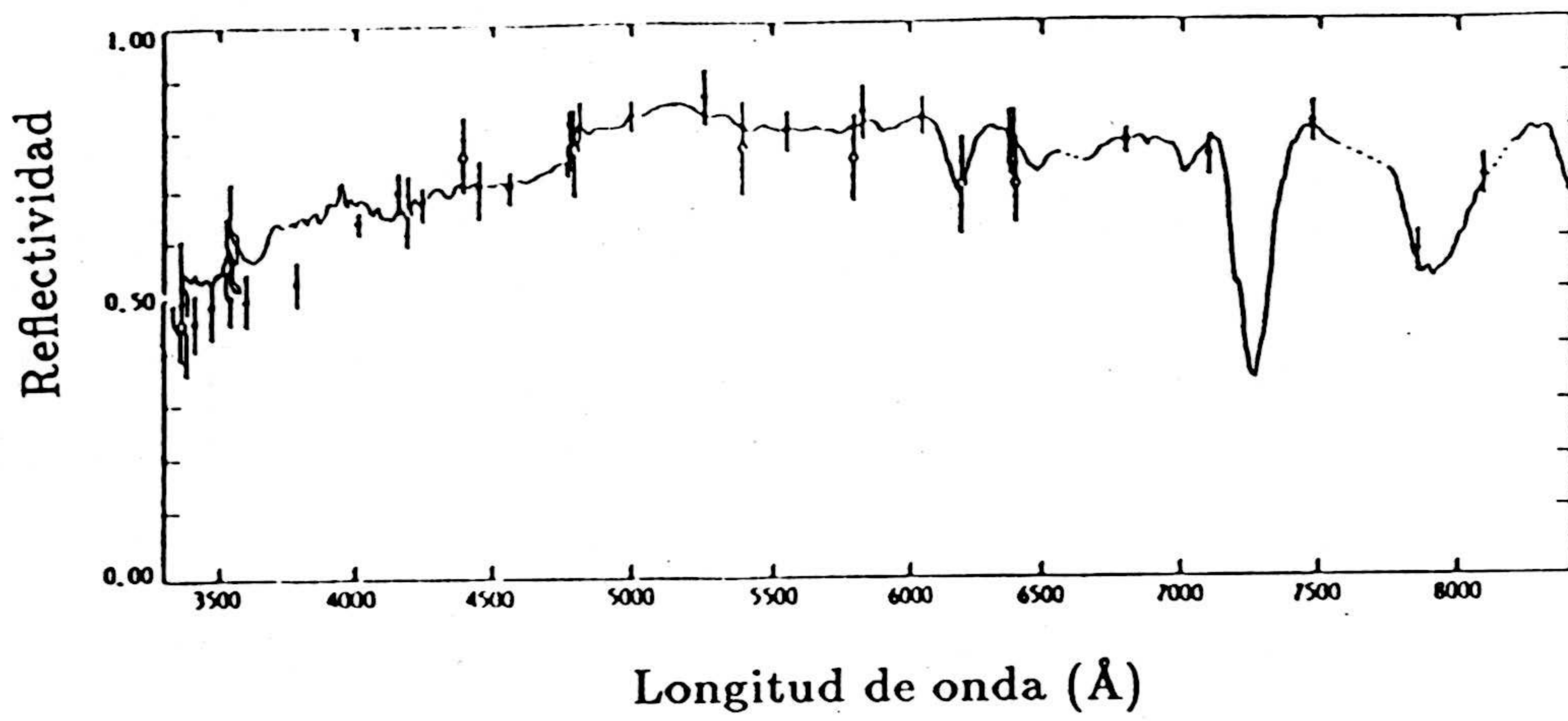


Fig. II-5.- Espectro de Júpiter (Orton, 1975).

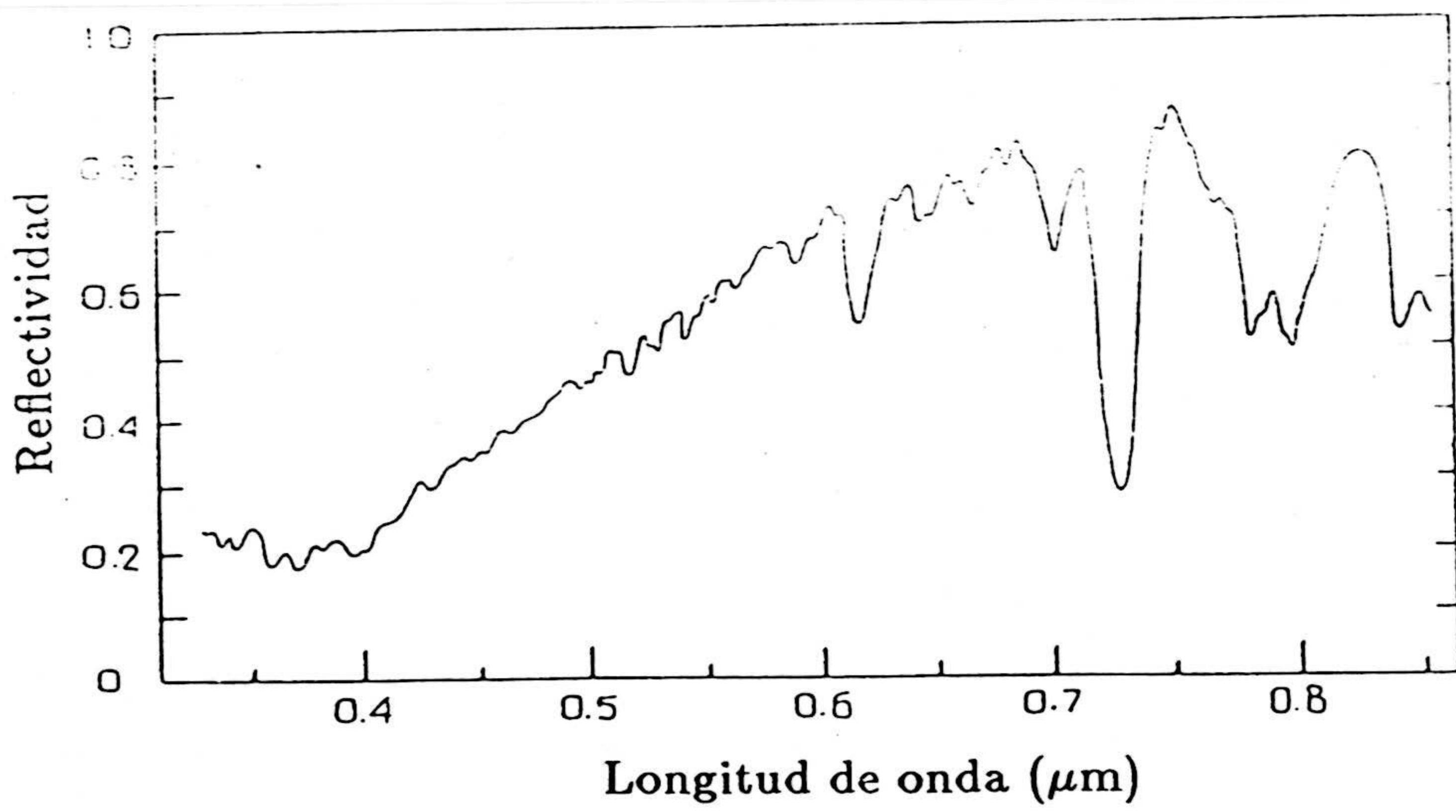


Fig. II-6.- Espectro de Saturno (Bugaenko, 1972).

didad óptica de los mismos parece ser mucho menor en longitudes de onda visibles que en Júpiter, lo que indica que las partículas tienen un tamaño medio mucho menor (Tomasko y col., 1986; West y col., 1983).

La región espectral comprendida entre 0.4 y 1 μm está muy poblada por sistemas de bandas de absorción de CH_4 y de algunas bandas de NH_3 , así como de las bandas vibracionales (3-0) y (4-0) del H_2 y de las bandas (4-0) y (5-0) del HD.

Entre 4000 y 6000 \AA se han detectado bandas de absorción de metano muy débiles centradas en 4860, 5430 y 5760 \AA , tanto en Júpiter como en Saturno y con una anchura equivalente prácticamente igual en ambos planetas (Lutz y col., 1976). También se ha detectado una banda muy débil de NH_3 en Júpiter, centrada en 5520 \AA (Owen, 1971). Esta banda no aparece en el espectro de Saturno. El albedo en ambos planetas es máximo en la región visible del espectro, que es donde hemos realizado la mayor parte de nuestras medidas, y en la que se sitúan las bandas de metano en 6190 y 6815 \AA y de amoniaco en 6450 \AA , así como las líneas cuadrupolares de H_2 (4-0) S(0) y S(1), centradas en 6435 y 6367 \AA respectivamente (esta región espectral será objeto de un estudio más detallado en II-4-2).

En la región infrarroja cercana (0.7-1 μm) existen numerosas bandas de absorción de metano, siendo más intensas a medida que aumenta la longitud de onda. Estas bandas, centradas en 7250, 8650 y 8990 \AA , aparecen en ambos planetas, pero con una mayor intensidad en Saturno. En el espectro de Júpiter aparecen algunas líneas de bandas de amoniaco en 0.79 y 1.04 μm , aunque el solapamiento con las fuertes bandas de metano las hacen poco útiles para el estudio de la distribución de NH_3 en la atmósfera. Otra especie detectable en ambos planetas en el infrarrojo cercano es el H_2 , mediante las líneas cuadrupolares S(0), S(1) y Q(1) de la banda (3-0), en las longitudes de onda 8272, 8151 y 8498 \AA respectivamente. Estas líneas son bastante intensas, lo que las hacen muy adecuadas para el análisis. Sin embargo, están situadas en regiones donde la absorción por el vapor de agua atmosférico comienza a ser muy importante.

El HD ha sido detectado en ambos planetas mediante la observación de las líneas (4-0) P(1) centrada en 7467 Å en Júpiter (Trauger y col., 1973) y la (5-0) R(0) centrada en 6063 Å en Saturno (Macy y Smith, 1978). Las anchuras equivalentes de estas líneas son extremadamente pequeñas (0.29 y 0.4 mÅ, respectivamente) por lo que hay que recurrir a técnicas especiales de espectroscopía de alta resolución para su detección. La comparación de las anchuras equivalentes de estas líneas con las obtenidas de las líneas cuadrupolares de hidrógeno ha permitido la obtención de razones D/H en ambos planetas. El conocimiento de esta razón es muy importante ya que proporciona una estimación de la razón en el momento de la formación del Sistema Solar (Kunde y col., 1982; Encrenaz, 1984). No obstante, la razón D/H obtenida en ambos planetas ($\sim 5 \times 10^{-5}$) es muy alta comparada con el valor esperado para la primitiva nebulosa (Geiss y Reeves, 1972). El otro compuesto detectable que contiene deuterio es el CH₃D, que absorbe en las regiones espectrales de 1.6, 5 y 8.6 μm. A partir de estas medidas se deducen unas razones D/H más bajas (Kunde y col., 1982; de Bergh y col., 1986).

La región infrarroja del espectro (1-5 μm) está muy contaminada por absorción debida al H₂O y CO₂ en la atmósfera terrestre. Por tanto, sólo existen algunas "ventanas" espectroscópicas a través de las que es posible la observación desde tierra. Una de ellas es la región espectral en torno a 1.1 μm, que contiene numerosas líneas de absorción de ¹²CH₄ y ¹³CH₄, fácilmente detectables en Júpiter y Saturno mediante técnicas de interferometría (Maillard y col., 1973; Lecacheux y col., 1976). Todos estos factores hacen que esta región espectral haya sido muy utilizada para el estudio de la distribución de CH₄ y la estructura atmosférica, así como para el estudio de la razón ¹²C/¹³C. Las primeras detecciones de ¹³C fueron realizadas por Fox y col. (1972) en Júpiter y por Combes y col. (1975) en Saturno. En ambos planetas se ha estimado una razón de abundancias prácticamente solar. En esta región espectral se ha detectado la línea Q(1) de la banda (2-0) del H₂ en 8075.3 cm⁻¹ en ambos planetas. Las anchuras equivalentes obtenidas son de 0.08 y 0.087 cm⁻¹ en Júpiter y Saturno, respectivamente (de Bergh y col., 1977). En la región espectral cerca de 1.6 μm se ha detectado la banda 3ν₂ de CH₃D en Saturno, aunque no en Júpiter, a partir de la cual se puede in-

ferir una razón D/H, como ya se ha comentado. En la región espectroscópica alrededor de $1.56 \mu\text{m}$ está situada una banda de NH_3 , detectable claramente en Júpiter, aunque no en Saturno. Se ha realizado espectroscopía de laboratorio de esta banda, y se han medido las anchuras equivalentes en Júpiter (Owen y col., 1977). La presencia de H_2S en esta región espectral ha sido confirmada en Júpiter, en cuyo espectro aparece una línea del compuesto solapada con otra de NH_3 . Se ha estimado una razón $\text{H}_2\text{S}/\text{H}_2 < 1.2 \times 10^{-6}$. A partir de esta estimación y de la observación de las líneas de NH_3 en este mismo rango espectral, Owen y col. (1977) estiman $\text{S}/\text{N} < 10^{-2}$. La razón solar es de 1.34×10^{-1} , lo que implica una seria deficiencia de azufre en Júpiter a no ser que este elemento se encuentre formando parte de los compuestos que forman las nubes, como NH_4SH o $(\text{NH}_4)_2\text{S}$.

La región espectral situada en trono a las $3 \mu\text{m}$ constituye otra "ventana" espectroscópica en los dos planetas pero no es accesible desde tierra debido a la presencia de CO_2 y H_2O en la atmósfera terrestre, de manera que las observaciones han de realizarse mediante instrumentación a bordo de vehículos espaciales. Esta región espectral es potencialmente muy rica, en el sentido de que se puede obtener información de compuestos como el NH_3 , PH_3 ($2.85\text{-}3.05 \mu\text{m}$), C_2H_6 ($3.05\text{-}3.1 \mu\text{m}$), C_2H_2 ($2.4\text{-}2.6 \mu\text{m}$) y H_2S . Todos estos compuestos han sido detectados en Júpiter y también en Saturno, a excepción del H_2S (Larson y col., 1980; Bjoraker y col., 1981). La abundancia de H_2S inferida en Júpiter representa una razón $\text{S}/\text{H} \sim 1.7 \times 10^{-8}$, del orden de mil veces menor que la razón solar, como resultaba a partir de las observaciones en $1.56 \mu\text{m}$.

A partir de $\lambda \sim 3 \mu\text{m}$, en el espectro de estos planetas comienza a predominar la radiación térmica emitida por el planeta sobre la luz solar reflejada. Existen dos "ventanas" espectroscópicas muy útiles para la investigación de la existencia de compuestos minoritarios situadas alrededor de 5 y $12 \mu\text{m}$.

La "ventana" situada en $5 \mu\text{m}$, limitada por las bandas de CO_2 y H_2O terrestres en 4.3 y $6.3 \mu\text{m}$ y las de CH_4 y NH_3 de Júpiter y Saturno en 4.5 y $5.2 \mu\text{m}$, tiene un enorme interés. Las temperaturas de brillo que se obtienen de la observación en esta región espectral ($\sim 230 \text{ K}$ en Júpiter y 190 K en Saturno)

indican que a través de esta "ventana" se "ven" regiones muy profundas de la atmósfera. Existen incluso algunas regiones en estos planetas, las llamadas "hot spots", donde se han detectado temperaturas del orden de 350 K y 210 K en Júpiter y Saturno, respectivamente. Así, a través de las observaciones en esta región espectral se han detectado numerosas especies. Beer y col. (1972) y Beer (1975) detectaron la banda ν_2 de CH_3D en Júpiter, lo que constituía la primera detección de deuterio en una atmósfera planetaria, así como CO. Larson y col. (1975) detectaron vapor de agua, HCN y GeH_4 . Larson y col. (1977) y Beer y Taylor (1979) detectaron PH_3 . En esta región espectral es fácilmente detectable la banda $2\nu_2$ de NH_3 . En Saturno se han detectado PH_3 , H_2O , HCN, SiH_4 , GeH_4 (Larson y col., 1980), NH_3 (Fink y col., 1983) y CH_3D (Fink y Larson, 1978). Recientemente, se ha detectado también la presencia de CO (Noll y col., 1985).

Mediante observaciones realizadas en la "ventana" espectroscópica situada entre 8 y 13 μm se han detectado varios compuestos, como C_2H_6 , C_2H_2 y PH_3 , tanto en Júpiter (Ridway, 1974; Ridway y col., 1976) como en Saturno (Gillet y Forrest, 1974; Tokunaga y col., 1980).

Finalmente, en la región de microondas, la opacidad de estas atmósferas se debe a la absorción producida por la banda de inversión de NH_3 , centrada en ~ 1.3 cm. Mediante observaciones en esta región espectral se han inferido, por métodos indirectos, perfiles de distribución de NH_3 en altura en ambos planetas (Ohring, 1973; Ohring y Lacser, 1976; Marten y col., 1980).

II-4-2.- PARÁMETROS ESPECTROSCÓPICOS DEL CH_4 , NH_3 Y H_2 EN LA REGIÓN ROJA DEL ESPECTRO.

La región visible e infrarroja cercana del espectro de las atmósferas de estos planetas está poblada por bandas y líneas de absorción debidas al metano, amoníaco e hidrógeno molecular. En esta parte se describen los parámetros espectroscópicos asociados a estas líneas y bandas que posteriormente se van a aplicar en los modelos de transferencia radiativa.

II-4-2.1.- ANÁLISIS DE LAS BANDAS DE ABSORCIÓN DEL CH₄.

Las bandas de absorción del CH₄ en la región del espectro comprendida entre 0.43 y 1.1 μm han sido analizadas en el laboratorio por Dick y Fink (1977), Giver (1978) y Lutz y col. (1976, 1982). Dick y Fink (1977) realizaron espectros de absorción a temperatura ambiente y en distintas condiciones de presión y abundancia. Los resultados obtenidos fueron analizados por Fink y col. (1977) en términos de un modelo random de bandas, según el cual la transmisión viene dada por:

$$T = \exp[-K_\nu a / (K_\nu a / \pi Y_\nu p + 1)^{1/2}] \quad (\text{II} - 1)$$

donde K_ν es el coeficiente de absorción, p es la presión, a la abundancia e Y_ν es el coeficiente de presión, definido como $Y_\nu = \alpha_0 / \delta$, siendo α_0 la anchura Lorentz media y δ el espaciado medio entre líneas. Cuando $\delta \rightarrow 0$ hay un solapamiento tan grande entre las líneas que el espectro se comporta como un continuo, y la expresión anterior se reduce a la ley de Beer, $T = e^{-K_\nu a}$. Haciendo uso de la expresión II-1, Fink y col. (1977) calcularon los coeficientes de absorción y los coeficientes de presión, aunque sólo pudieron estimar éstos últimos en las regiones espectrales en torno a ~ 8900 y $\sim 9980 \text{ \AA}$. Los valores de Y_ν en éstas regiones espectrales oscilaban entre los valores 3 y 14 atm^{-1} . Este resultado, junto con las medidas de los coeficientes de ensanchamiento por presión realizadas por Rank y col. (1966) y Varanasi (1971) (0.085 cm^{-1} , en el caso de auto ensanchamiento y 0.075 cm^{-1} por ensanchamiento por H₂), significa un espaciado medio entre líneas de $\sim 0.01 \text{ cm}^{-1}$. Giver (1978) obtuvo también espectros de absorción, que analizó en términos de la ley de Beer, y sus resultados fueron muy similares a los obtenidos por Fink y col. (1977), salvo en la región de $\sim 6200 \text{ \AA}$, donde existe un desplazamiento en longitud de onda entre ambas determinaciones. El error probablemente es de Fink y col., ya que en el caso de Giver, la posición acuerda con las medidas de la banda centrada en 6200 \AA del CH₄ en los planetas exteriores. Lutz y col. (1976, 1982) realizaron un análisis similar. Estos autores obtuvieron los coeficientes de absorción integrados (*band strengths*) utilizando dos métodos diferentes. El primer método se basaba en el uso de la curva de crecimiento, es decir, del estudio de la variación de la anchura equivalente en función de

la abundancia. El segundo consistía en obtener los coeficientes de absorción mediante la ley de Beer y realizar la integración de los mismos para obtener la *band strength*. Ambos procedimientos condujeron a similares resultados, lo que indicaba que, al menos en las condiciones de laboratorio, no existía una estructura rotacional discreta, de acuerdo con los resultados de Fink y col.

Todas estas consideraciones nos permiten suponer que los coeficientes de absorción son independientes de la presión. Por otra parte, la dependencia con la temperatura ha sido investigada por Caldwell (1977) y Ramaprasad y col. (1978) quienes encontraron una variación muy pequeña de los coeficientes. Así pues, en los cálculos hemos utilizado los coeficientes de absorción de Giver (1978) y hemos considerado que son independientes de la presión y temperatura. Estos coeficientes aparecen en la figura II-7.

II-4-2-2.- ANÁLISIS DE LAS BANDAS DE ABSORCIÓN DEL NH₃.

Las bandas de absorción del amoníaco, centradas en 5520 y 6450 Å ha sido investigadas en el laboratorio por Giver y col. (1975) y Lutz y Owen (1980). Los primeros autores determinaron la *band strength* de la banda centrada en 6450 Å, aunque no publicaron ni la curva de crecimiento ni los coeficientes de absorción. Lutz y Owen hicieron un análisis de estas bandas siguiendo un proceso similar al descrito por Lutz y col. (1976, 1982) y calcularon los coeficientes de absorción. Estos coeficientes son los que hemos utilizado en los cálculos, que mostramos gráficamente en la figura II-8.

II-4-2-3.- LINEAS CUADRUPOLARES DEL H₂.

El H₂, componente mayoritario de las atmósferas de Júpiter y Saturno, al ser una molécula homonuclear, no presenta espectro dipolar en el visi

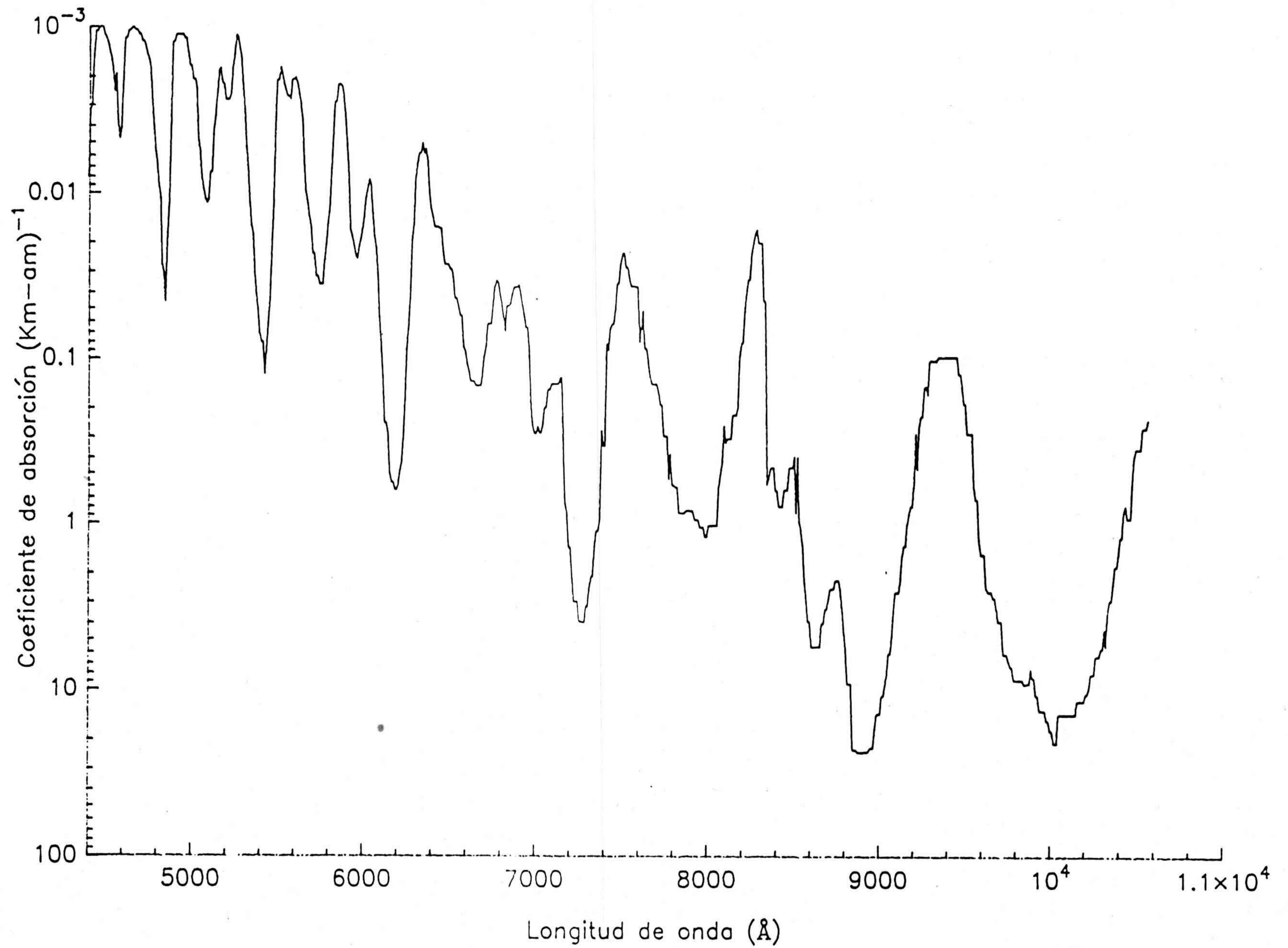


Fig. II-7.- Coeficientes de absorción del CH₄.

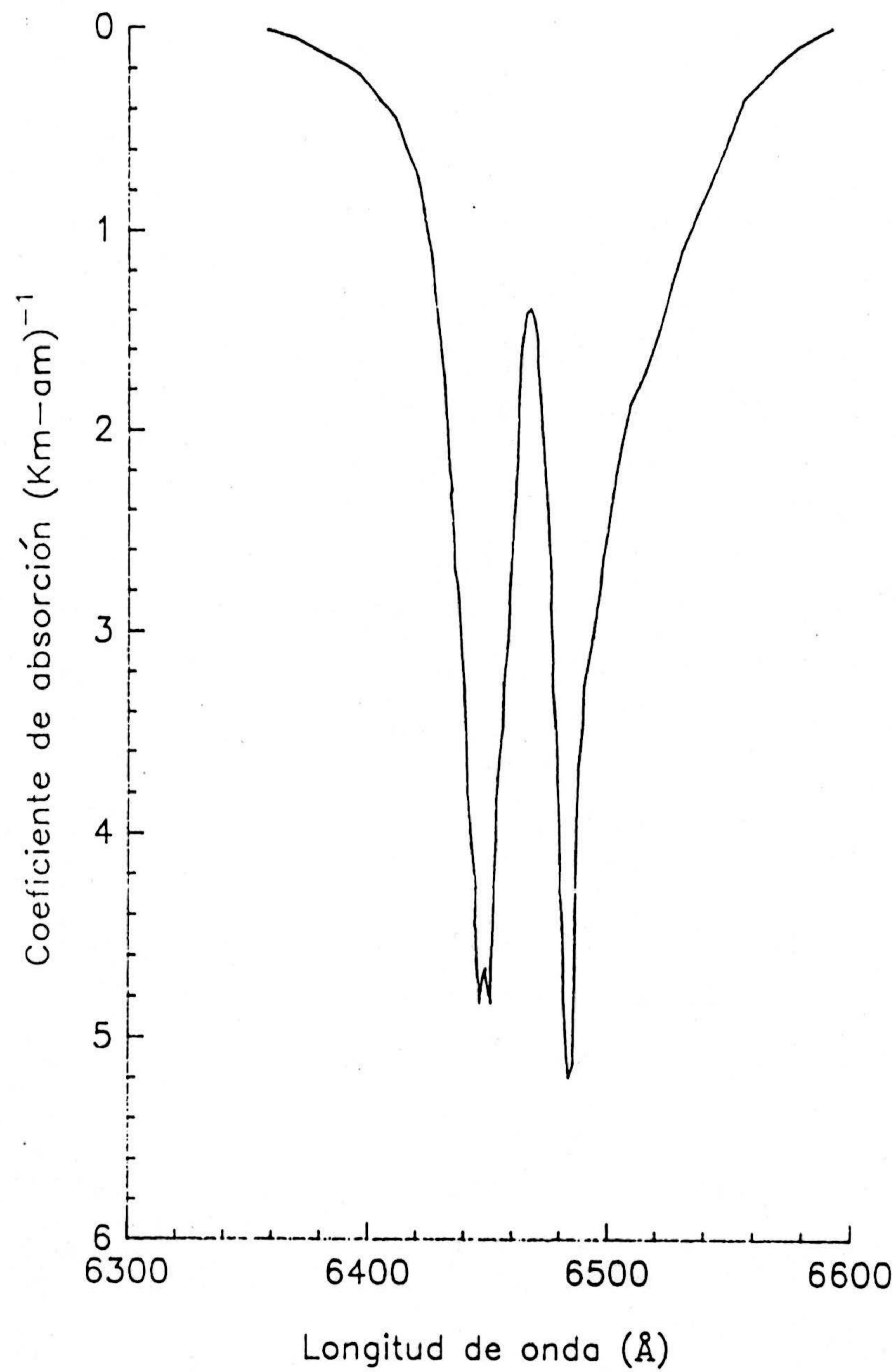
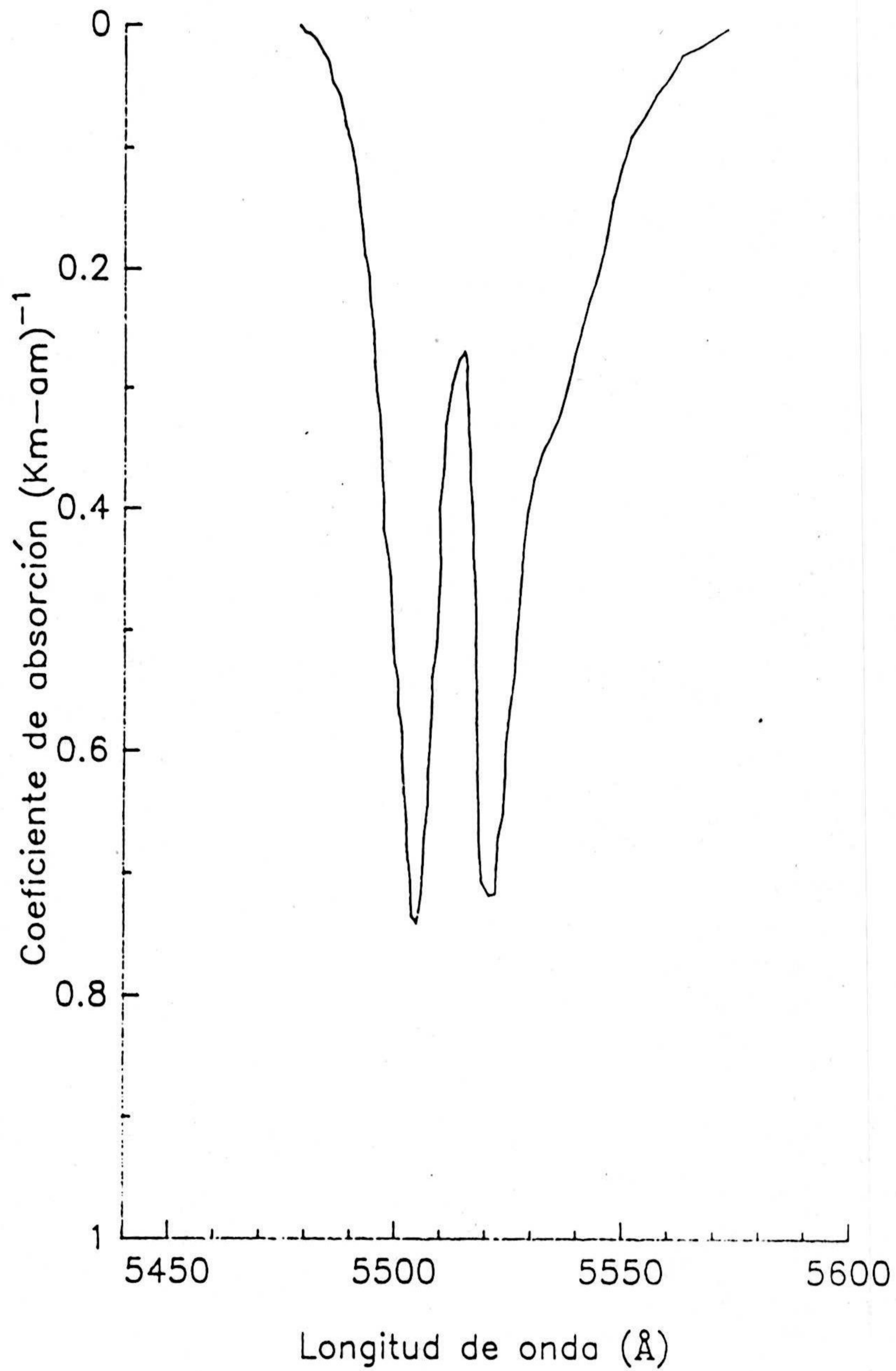


Fig. II-8.- Coeficientes de absorción de NH₃ en las bandas 5520 Å y 6450 Å.

ble, aunque son detectables las líneas cuadrupolares. Herzberg (1938) intuyó que dichas líneas podrían detectarse en las atmósferas de los planetas exteriores, debido a las grandes cantidades de hidrógeno que, posiblemente, estaba presente, y más adelante Kiess y col. (1960) confirmaron ésta hipótesis al detectar, por primera vez, algunas de ellas en la atmósfera de Júpiter. La dificultad de detectar estas líneas en el laboratorio es muy grande, debido a la debilidad de las líneas y al requerimiento de grandes cantidades de H₂. Las posiciones de las líneas y su identificación en lo que se refiere a los números cuánticos es bien conocida, aunque existe alguna controversia respecto a las *line strength*. Las últimas determinaciones de éste y otros parámetros espectroscópicos para las líneas detectadas en las atmósferas de Júpiter y Saturno en la región visible e infrarrojo cercana se encuentran en la tabla II-9 (Bragg, 1981), junto a los valores teóricos (Poll y Wolniewick, 1978). Todas las líneas que aparecen en la tabla han sido detectadas en ambos planetas excepto la (4-0) S(0) en Júpiter, ya que aparece solapada con otra línea del NH₃.

II-4-2-3-1.- ESTRECHAMIENTO COLISIONAL.

El fenómeno conocido como estrechamiento colisional, que afecta a las líneas cuadrupolares del H₂, fue descubierto por Dicke (1953) y observado por primera vez por Rank y col. (1966). En esencia, se trata de un cambio en la forma del perfil de la línea debido a la influencia de las moléculas próximas. Este efecto, aunque está presente en otras moléculas, no es normalmente observable, y sólo en el caso del H₂ y otras, como el HD, debido al valor extremadamente pequeño del coeficiente de ensanchamiento por presión. Una descripción completa del fenómeno puede encontrarse en Galatry (1961), quien obtuvo la siguiente integral para el perfil de la línea:

$$I(x) = \frac{1}{\pi\alpha_D} \int_0^\infty \cos(ux) \exp\left[-uy - \frac{z^2}{2y^2} \left(\frac{uy}{z} - 1 + e^{-\frac{uy}{z}}\right)\right] du \quad (\text{II} - 2)$$

donde

TABLA II-9

PARÁMETROS DE LAS LÍNEAS DE H₂

Línea	λ (Å)	S_0 (medida)*	S_0 (teórica)*	α_0 (cm ⁻¹)
3-0 S(0)	8274.9	2.8±0.02	3.3	0.0062
3-0 S(1)	8152.9	12.1±0.08	12.8	0.0070
4-0 S(0)	6436.8	0.22±0.002	0.37	0.0080
4-0 S(1)	6367.7	1.42±0.02	1.62	0.0085

(*) × 10⁻⁴ cm⁻¹ (km-am)⁻¹

$$x = \frac{\nu - \nu_0}{\alpha_D} \quad y = \frac{\alpha_L}{\alpha_D} \quad z = \frac{2\pi\alpha_L}{\beta} \quad (\text{II} - 3)$$

siendo ν es la frecuencia, ν_0 , la frecuencia central de la línea, α_D es la anchura Doppler, α_L es la anchura Lorentz y β es el llamado coeficiente de fricción dinámica, cuya expresión es:

$$\beta = \frac{kT}{mD} \quad (\text{II} - 4)$$

siendo k la constante de Boltzmann, T la temperatura, m la masa de la molécula y D el coeficiente de difusión, que viene dado por:

$$D = D_0 \frac{P_0}{P} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \quad (\text{II} - 5)$$

donde D_0 es el valor de D para $T_0 = 273K$, $1.34 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (James, 1969). Las anchuras Doppler y Lorentz vienen dadas por:

$$\alpha_D = \frac{\nu_0}{c} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \quad (\text{II} - 6)$$

$$\alpha_L = \alpha_0 \left(\frac{P_0}{P} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{3/4} \quad (\text{II} - 7)$$

donde c es la velocidad de la luz y α_0 es el coeficiente de ensanchamiento por presión en condiciones estándar de presión y temperatura.

El cálculo numérico de la integral de II-2 ha sido desarrollado por Herbert (1974) quien, amablemente, nos proporcionó la subrutina para el cálculo de los perfiles de éstas líneas. La figura II-9 muestra la variación de la anchura de la línea (3-0) S(1) en unidades de anchura Doppler en función de la presión. Como puede apreciarse, la anchura de la línea es menor que la anchura Doppler entre 0 y 3 atmósferas, rango de presiones en el que se forman estas líneas en Júpiter y Saturno.

II-4-2-3-2.- DESPLAZAMIENTO POR PRESIÓN.

El efecto adicional que presentan estas líneas cuadrupolares es el de un desplazamiento por presión, proporcional a la densidad del gas, y que

provoca una asimetría de las líneas en el ala roja de las mismas. Este efecto fue descubierto por McKellar (1974) y confirmado experimentalmente por Bergstralh y col. (1978). La expresión de este desplazamiento (en cm^{-1}) es la siguiente:

$$\Delta\nu = \nu\rho(A + BT + CT^2) \quad (\text{II} - 8)$$

donde ν es el número cuántico vibracional del nivel superior de la transición correspondiente, ρ es la densidad del gas expresada en amagats y A, B y C son constantes (ver McKellar, 1974).

Este efecto no es apreciable en Júpiter y Saturno, donde las densidades de H_2 no son lo suficientemente grandes. Sin embargo si es detectable en Urano y Neptuno, apareciendo las líneas con una fuerte asimetría en el ala roja. Esto se debe a las mayores densidades de H_2 en esos planetas.

II-4-2-3-3.- RAZÓN ORTO-PARA HIDRÓGENO.

Es bien conocido que la molécula de H_2 puede concebirse como una mezcla de dos modificaciones, una con los espines nucleares paralelos (para-hidrógeno) y otra anti-paralelos (orto-hidrógeno). Cuando la temperatura es ≤ 1000 K, casi todo el hidrógeno se encuentra en el estado fundamental, $\text{H}_2(X^1 \Sigma_g^+)$. Para este estado debe aplicarse el caso (b) de la estadística de Hund (Herzberg, 1950). El espín resultante, S, y la componente del momento electrónico angular orbital, Λ , son nulos. Por tanto, los valores del momento angular total, J, y del momento angular total sin espín, S, son iguales. El peso estadístico electrónico es $2S+1=1$ y el peso estadístico rotacional es $2J+1$. Con un espín nuclear $I=1/2$, el peso estadístico del espín nuclear es $(2I+1)I=1$ para los niveles *para* ($J=0,2,4\dots$) y $(2I+1)(I+1)=3$ para los niveles *orto* ($J=1,3,5\dots$). Por tanto las degeneraciones $d(J)$ de los niveles *para* y *orto* vendrán dadas respectivamente por $2J+1$ y $3(2J+1)$. Para hidrógeno

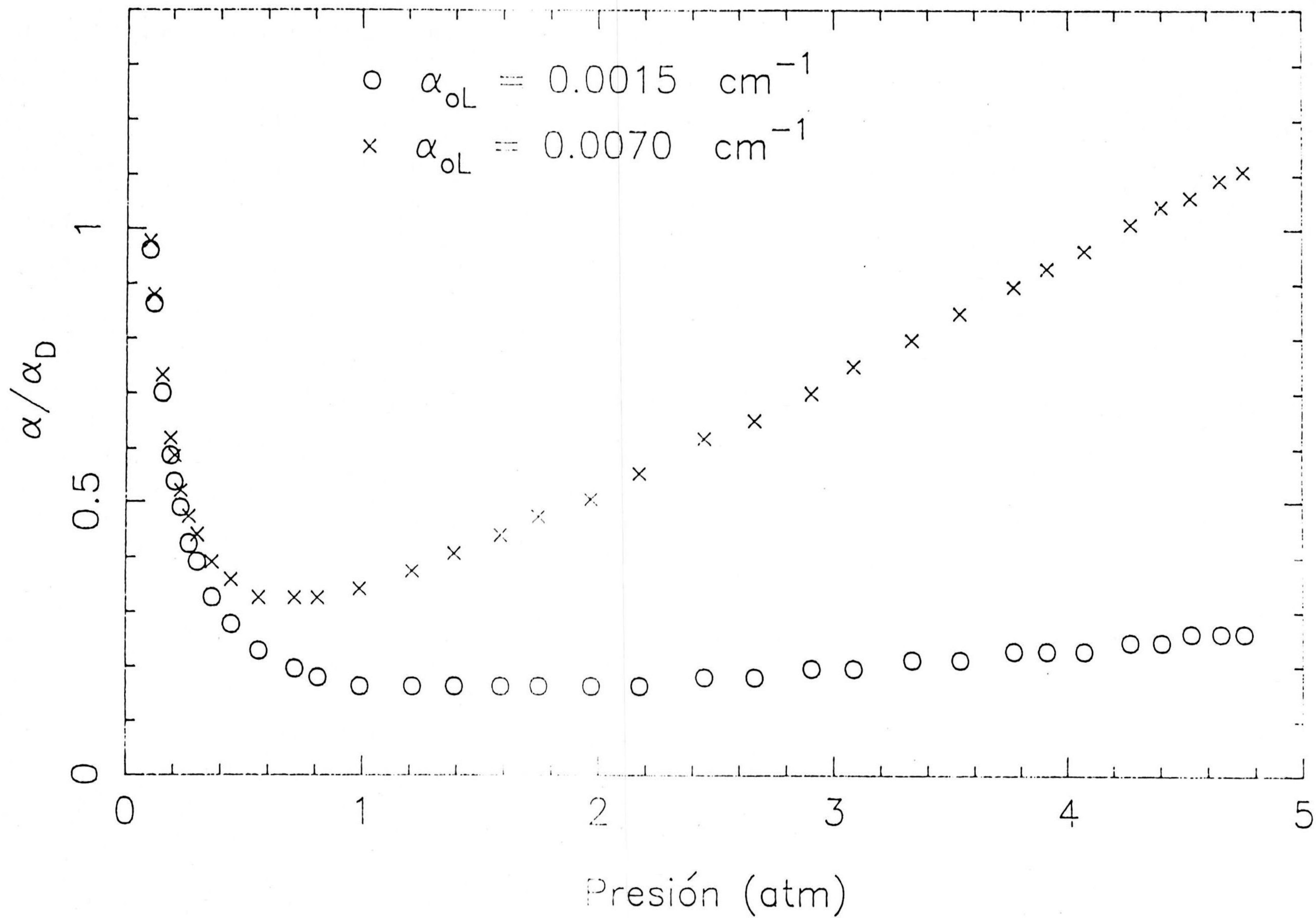


Fig. II-9

en equilibrio, todos los niveles rotacionales son accesibles. En este caso, la fracción de hidrógeno en el nivel rotacional J es:

$$P(J, eq) = \frac{d(J) \exp[-\frac{hc}{kT} F(J)]}{Z(par) + Z(impar)} \quad (II - 9)$$

Las funciones de partición vendrán dadas por:

$$Z(T) = \sum_J d(J) \exp[-\frac{hc}{kT} F(J)] \quad (II - 10)$$

donde la sumatoria se extiende a los niveles $J=1,3,5\dots$ para el *orto* hidrógeno ($Z(impar)$) y a $J=0,2,4\dots$ en el caso del *para* hidrógeno ($Z(par)$). El término $F(J)$ tiene la expresión:

$$F(J) = B_0 J(J + 1) - D_0 J^2 (J + 1)^2 \quad (II - 11)$$

donde las constantes rotacionales vienen dadas por:

$$B_0 = B_e - a_e(v + 1/2) \quad (II - 12)$$

$$D_0 = D_e - \beta_e(v + 1/2) \quad (II - 13)$$

con $B_e = 60.853 \text{ cm}^{-1}$, $a_e = 3.062 \text{ cm}^{-1}$, $D_e = 4.71 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ y $\beta_e = 0$ (Huber y Herzberg, 1979). El nivel vibracional, v , es cero para las transiciones vibracionales (4-0) y (3-0) que aquí se analizan.

La suposición de que el hidrógeno esté en equilibrio se basa en las determinaciones de las anchuras equivalentes de las líneas cuadrupolares. El problema estriba, en establecer qué mecanismo es el responsable de tal equilibrio. Massie y Hunten (1982) han dado una explicación satisfactoria basada en la catálisis de las moléculas de hidrógeno con aerosoles en la región de ~ 1 bar en Júpiter, Saturno y Urano, aunque la cuestión todavía suscita alguna controversia entre algunos investigadores. En la interpretación de las líneas cuadrupolares, supondremos que el H_2 está en equilibrio.

II-4-2-4.- LINEAS DE CH₄.

En la región espectral visible e infrarrojo cercana, el espectro del metano es extremadamente denso, consistiendo en combinaciones de bandas. La consecuencia de este hecho es que, hasta hoy, ninguna línea ha sido espectroscópicamente asignada, salvo en la región de 1.1 μm . Las únicas líneas detectadas en el laboratorio pertenecen a las bandas centradas en 6200 y 6825 Å. En lo que se refiere a la primera banda, las *line strengths* no han sido publicadas, aunque las primeras investigaciones llevadas a cabo revelan que las *line strengths* parecen ser muy dependientes de la temperatura (de Bergh y col., 1984; de Bergh, 1985) y, por tanto, muy adecuadas para el análisis en términos de modelos de estructura vertical de la atmósfera. En cuanto a las líneas de la banda centrada en 6825 Å, sólo se han realizado algunos espectros de laboratorio (Baines y col., 1983) y una determinación de los parámetros espectroscópicos (*line strength*, coeficiente de ensanchamiento) (Keffer y col., 1986). El espectro de laboratorio en la región 6815-6825 Å se muestra en la figura II-10, donde se puede apreciar que existe una componente principal en 6818.9 Å rodeada de al menos ocho componentes mucho más débiles. En nuestros cálculos, despreciaremos las componentes secundarias y asignaremos, a la componente principal, un número cuántico rotacional, J, que variaremos entre 0 y 6 en nuestros modelos, de la misma forma que Baines (1983) realizaron sus cálculos. Supondremos también que, dada la prominencia de la línea en el espectro de laboratorio, la transición se produjo entre un nivel energético determinado y el fundamental, de forma que, en una primera aproximación, los niveles energéticos vienen dados por:

$$E(J) = \beta hcJ(J + 1) \quad (\text{II} - 14)$$

donde la constante rotacional, $\beta = 5.34 \text{ cm}^{-1}$ (Herzberg, 1950). La función de partición viene dada por:

$$Q_r(T) = \sum_{J=0}^{\infty} (2J + 1) \exp(-\beta hcJ(J + 1)/kT) \quad (\text{II} - 15)$$

Puede demostrarse que, salvo que la temperatura sea extremadamente baja, la serie converge a (Herzberg, 1950):

$$Q_r(T) \approx 1.027(T^3/\beta^3)^{1/2} \quad (\text{II} - 16)$$

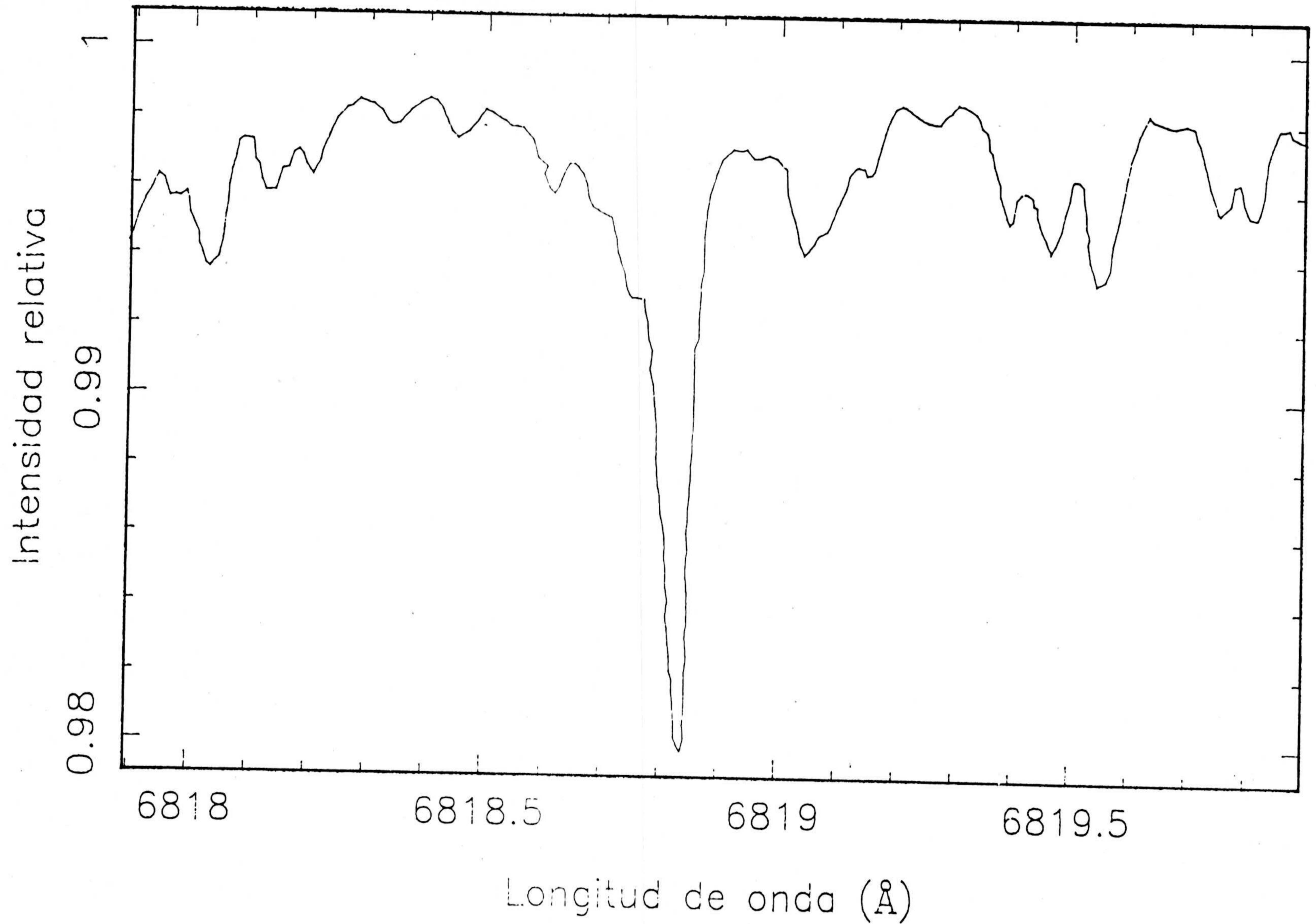


Fig. II-10.- Espectro de laboratorio de CH₄ en la región de 6820 Å. Las condiciones experimentales son: T=296 K; p=0.389 bar; Abundancia de gas, 0.147 km-am (Baines y col., 1983).

En los cálculos hemos supuesto que el perfil de la línea es un perfil Voigt. La anchura Lorentz depende de la presión de acuerdo con (Keffer y col., 1986):

$$\alpha_L = \alpha_0 (P/P_0)(T_0/T)^{0.53} \quad (\text{II} - 17)$$

donde $\alpha_0 = 0.0883 \text{ cm}^{-1}$ (Keffer y col., 1986) es la anchura Lorentz en condiciones standard de presión y temperatura.

Finalmente, la dependencia de la *line strength* con la temperatura viene dada por:

$$S(T) = S_0 \frac{Q_r(T_0)}{Q_r(T)} \exp\left[-\beta J(J+1) \frac{hc}{k} (1/T - 1/T_0)\right] \quad (\text{II} - 18)$$

donde $S_0 = 0.0262 \text{ cm}^{-1}(\text{Km-am})^{-1}$, es la *line strength* en condiciones normales.

II-4-2-5.- LINEAS DE NH₃

Las líneas del NH₃ en el visible, situadas en las regiones espectrales de 5520 y 6450 Å, carecen, como el caso de las de CH₄, de asignaciones rotacionales, aunque en éste caso se ha realizado más trabajo de laboratorio conducente a la determinación de dichas asignaciones así como de otros parámetros espectroscópicos de interés. La banda centrada en 5520 Å es extremadamente débil, y en ella no se ha realizado ninguna determinación de ningún parámetro, salvo los coeficientes de absorción en baja resolución, como se describió anteriormente. En cuanto a la banda en 6450 Å, se han realizado estudios teóricos de la misma (Mc Bride y Nicholls, 1972a, 1972b) así como trabajos de laboratorio, algunos de ellos todavía en fase preliminar (Rank y col. 1966, Giver y col., 1975, Stella y col., 1976 y Lehmann y Coy, 1984), con lo que algunas de las componentes más fuertes de la banda han sido asignadas espectroscópicamente. La banda tiene numerosas líneas, pero la mayoría de ellas aparecen solapadas con otras, por lo que no son adecuadas para el análisis. La tabla II-10 recoge los parámetros espectroscópicos de in-

terés para algunas de las líneas de la banda. En el estudio de estas líneas existe una dificultad adicional, debido a que aparecen en una región del espectro muy contaminada por líneas de Fraunhofer y atmosféricas, principalmente de vapor de agua. De ahí que sólo hayamos seleccionado algunas de ellas para su estudio (concretamente, las líneas centradas en 6452.1, 6457.1 y 6460.5 Å. Para todas las líneas se ha tomado una anchura Lorentz promediada según las medidas de Varanasi (1972), quien utilizó líneas que, con seguridad, son singletes. Como se puede apreciar en la tabla, las medidas de Mason (1970) de las *line strengths* son muy diferentes a las de Giver y col. (1975) y Rank y col. (1966). Estas diferencias parecen ser debidas a que las condiciones de presión en las distintas experiencias fueron diferentes. Mientras Rank y col. y Giver y col. realizaron la experiencia en unas condiciones de presión de 0.15 y 0.061 atm, respectivamente, Mason la realizó a 1.0 atm. Cuando aumenta la presión, las líneas se ensanchan y se mezclan unas con otras, haciendo más dificultosa la determinación del continuo y proporcionando valores de las anchuras equivalentes que pueden estar muy alejados de los valores reales. Por ello, hemos utilizado las determinaciones de Giver y col. (1975) de las *line strengths* de las diferentes líneas. Los niveles energéticos vienen dados por la expresión:

$$E(J, K) = hc[BJ(J + 1) + (A - B)K^2] \quad (\text{II} - 19)$$

donde J y K son los números cuánticos rotacionales y $A=6.3 \text{ cm}^{-1}$ y $B=9.941 \text{ cm}^{-1}$ son las constantes rotacionales (Herzberg, 1950). La *line strength* es función de la temperatura de acuerdo con la expresión:

$$S(T) = S_0 \frac{Q_r(T_0)}{Q_r(T)} \exp\left[-\frac{E(J, K)}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \quad (\text{II} - 20)$$

donde T es la temperatura, S_0 es la *line strength* en condiciones standard y $Q_r(T)$ es la función de partición rotacional, cuya expresión es:

$$Q_r(T) = \frac{\sum_{J=0}^{\infty} \sum_{K=-J}^{K=J} g(J, K) \exp(-E(J, K))}{kT} \quad (\text{II} - 21)$$

donde el peso estadístico del estado (J,K) viene dado por:

$$g(J, K) = 2(2J + 1) \quad \text{si } K = 3n, \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (\text{II} - 22a)$$

$$g(J, K) = 2J + 1 \quad \text{en otro caso} \quad (\text{II} - 22\text{b})$$

Para la anchura Lorentz de las líneas hemos adoptado la expresión:

$$\alpha_L = \alpha_0 (P_0/P) (T/T_0)^{1/2} \quad (\text{II} - 22)$$

donde $\alpha_0 = 0.075 \text{ cm}^{-1}$ (Varanasi, 1972) es la anchura Lorentz en condiciones standard de presión y temperatura. Se ha supuesto que las líneas tienen un perfil Lorentz, ya que el amoniaco gaseoso se encuentra confinado en las regiones profundas de las atmósferas de estos planetas, donde el ensanchamiento de las líneas por la presión es el efecto dominante.

TABLA II-10

PARÁMETROS DE LÍNEAS DE LA BANDA NH₃-6450 Å

λ (Å)	J	K	Giver y col.*	Rank y col.	Mason
6443.8	-	-	2.80	2.8	2.00
6444.5 ^a	3	1	3.56	3.8	1.53
6445.5 ^a	3	2	6.91	5.2	3.86
6446.4 ^a	3	3	5.49	5.6	3.00
6447.1	-	-	3.53	4.0	1.58
6449.2	-	-	1.56	1.4	-
6451.1 ^a	-	-	5.60	3.6	1.92
6452.1	2	0	1.94	1.5	-
6452.6 ^a	2	1	4.83	4.1	-
6454.4	4	4	2.98	-	1.43
6455.8	-	-	2.58	-	1.22
6457.1	1	1	4.96	4.5	3.25
6459.1	-	-	2.03	1.8	-
6460.5	3	3	2.09	1.9	0.85
6465.4 ^a	4	2	3.96	3.6	1.86
6469.6 ^a	-	-	2.80	1.8	-
6470.7 ^a	0	0	2.86	-	1.41
6479.3 ^a	2	2	4.69	2.5	-
6488.2	-	-	4.25	2.9	-
6489.8	-	-	4.52	3.3	1.63
6490.4 ^a	2	1	2.24	1.7	0.93
6500.0	-	-	4.40	-	1.99
6510.9	-	-	2.41	-	1.09

(*) $\text{cm}^{-1}(\text{km-am})^{-1}$

(^a) Mezcla de líneas

III.- MODELOS TEÓRICOS DE ESTRUCTURA VERTICAL

Para una comprensión de las atmósferas de los planetas es necesaria la elaboración de un modelo al que se ajusten los resultados observacionales y, mediante el cual, puedan interpretarse las características de los mismos. No es, pues, una tarea sencilla el satisfacer coherentemente este binomio de observación y teoría si se tiene en cuenta que no es posible el proceso de experimentación que el método científico contiene para ajustar la teoría elaborada. Así, aún hoy día, el estudio del Sistema Solar es, esencialmente, observacional, no existiendo un modelo concluso que satisfaga, plenamente, todos los interrogantes.

III-1.- MODELOS DE EQUILIBRIO TERMODINÁMICO

La confección de un modelo para una atmósfera planetaria conlleva una mayor dificultad cuanto mayor sea el grado de realismo de dicho modelo. Ahora bien, la construcción de modelos sencillos, basados en hipótesis simples, proporcionan una información valiosa a pesar de sus limitaciones. En este capítulo expondremos las ideas generales de los modelos termodinámicos de composición, mediante los cuales obtenemos información acerca de las estructuras nubosas de las atmósferas de estos planetas.

III-1-1.- HIPÓTESIS FUNDAMENTALES Y MÉTODO

Es conocido que las atmósferas de Júpiter y de Saturno presentan nubes espesas que dificultan la observación y, en consecuencia, la obtención de información de las partes interiores de dichas atmósferas respecto a los niveles de dichas nubes. Nos interesa, por tanto, conocer qué tipos de nubes (de qué composición), cuáles son sus densidades y cuales son los niveles donde se encuentran. Para responder a estas preguntas partiremos de las siguientes hipótesis generales:

- a) composición solar (o casi solar) de ambos planetas
- b) equilibrio termodinámico
- c) equilibrio hidrostático

Partiendo de una composición solar, los elementos tales como el Fe, Ni y silicatos de Mg, Al, Ca, K y Na se consideran formando el nucleo de estos planetas en sus partes más internas. En el extremo opuesto se sitúan H_2 , He, Ne, Ar y CH_4 , con distribución uniforme y sin ninguna condensación en las capas exteriores a la tropopausa. Tanto el agua, como el amoníaco son considerados los compuestos más importantes que pueden condensar en los niveles superiores de estas atmósferas. Junto a ellos, el H_2S es el tercer candidato para la formación de las nubes.

El método a seguir consiste, esencialmente, en lo siguiente. Se parte de una composición, temperatura y presión supuestamente conocidos en un nivel lo suficientemente profundo de la atmósfera para poder considerar que ningún compuesto pueda condensarse allí. Se incrementa la altura, obteniéndose, mediante el gradiente adiabático seco, la temperatura del nuevo nivel. La ecuación de equilibrio hidrostático nos permite obtener la presión correspondiente. Conociendo dicha presión y las fracciones molares de los compuestos pueden obtenerse las presiones parciales de cada uno de ellos. Si la presión parcial de cada uno de estos compuestos es mayor que su presión de equilibrio de vapor, parte del compuesto se condensa en dicho nivel, haciéndose su presión parcial igual a la presión de equilibrio de vapor, calculándose el nuevo valor de fracción molar de la parte de compuesto que no ha condensado. La altura es de nuevo incrementada, obteniéndose ahora la temperatura para el nuevo nivel a partir de la expresión del gradiente adiabático húmedo, o bien de la del gradiente adiabático seco en caso de no haberse producido condensación alguna. Un nuevo incremento en la altura hace que se repita el proceso, y así sucesivamente hasta alcanzar la tropopausa. A continuación, parece oportuno exponer algunos detalles de lo indicado.

III-1-2.- OBTENCIÓN DEL GRADIENTE ADIABÁTICO HÚMEDO

Distinguiremos dos casos según sea una especie simple la que condense (por ejemplo, hielo, agua, amoníaco sólido o líquido), o bien, la sustancia que condense sea una disolución o mezcla reactiva.

La primera ley de la termodinámica, para una expansión adiabática de un mol de un gas, puede escribirse en la forma

$$\tilde{c}_v dT + Pdv + ldx = 0 \quad (\text{III} - 1)$$

siendo \tilde{c}_v la capacidad calorífica molar media de la atmósfera a volumen constante a una presión P y temperatura T locales dadas; v es el volumen molar, l es el calor latente molar de condensación y dx es el cambio diferencial en el número de moles del gas condensable.

Considerando la ecuación de gas ideal,

$$Pdv = RdT - vdP \quad (\text{III} - 2)$$

la expresión (III-1) puede escribirse en la forma

$$\tilde{c}_p dT - vdP + ldx = 0 \quad (\text{III} - 3)$$

después de haber utilizado la relación de Mayer para incluir a \tilde{c}_p (capacidad calorífica molar media a presión constante).

Teniendo en cuenta la ecuación de Clausius-Clapeyron de las transiciones de fase de primera especie, la variación de la presión de vapor con la temperatura para la especie condensable j,

$$d(\ln p_j) = l_j \frac{dT}{RT^2} \quad (\text{III} - 4)$$

y la ecuación de estado, $p_j v = x_j RT$, tenemos que

$$dp_j = \frac{p_j l_j dT}{RT^2} = \frac{x_j R dT}{v} + \frac{RT}{v} dx_j, \quad (\text{III} - 5)$$

y, por tanto,

$$dx_j = x_j \left(\frac{l_j}{RT^2} - \frac{1}{T} \right) dT \quad (\text{III} - 6)$$

Considerando (III-3), (III-5) y la ecuación de equilibrio hidrostático,

$$\frac{dp}{p} = \frac{-\tilde{\mu}g}{R\tilde{T}} dz \quad (\text{III} - 7)$$

siendo $\tilde{\mu}$ el peso molecular de la atmósfera media, g la aceleración gravitatoria local, dz un incremento de altura vertical y \tilde{T} la temperatura media en él ($\tilde{T} = T + 1/2dT$), obtenemos

$$\tilde{c}_p dT - \tilde{\mu}g dz + l_j x_j \left(\frac{l_j}{RT^2} - \frac{1}{T} \right) dT = 0, \quad (\text{III} - 8)$$

por lo que el gradiente adiabático húmedo puede escribirse así:

$$-\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\tilde{\mu}g}{\tilde{c}_p + l_j x_j \left(\frac{l_j}{RT^2} - \frac{1}{T} \right)} \quad (\text{III} - 9)$$

siendo j la única especie que pueda condensar.

Para el segundo caso que indicábamos no es posible una derivación del gradiente adiabático húmedo en la misma forma que la que acabamos de exponer, en cuanto que la dependencia de la presión de vapor con la temperatura ya no es directamente calculable mediante una ecuación de Clausius-Clapeyron, que se refiere solo a presiones de vapor de sustancias puras y no a disoluciones o sistemas pluricomponentes reactivos. En principio, cabe utilizar dos expresiones de Clapeyron en el caso de una disolución, o tantas como componentes reactivos tenga la mezcla, pero teniendo presente que dichas ecuaciones deben considerarse acopladas; es decir, incluyendo la dependencia de la variable de la concentración de cada uno de los componentes intervinientes. Tanto Lewis (1969), Weidenschilling and Lewis (1973) como Atreya and Romani (1985) eluden hacerlo de dicha forma. A continuación exponemos el modo de obtener dicho gradiente adiabático, siguiendo los trabajos de los autores citados, pero presentando una sola expresión que sea general para todos los casos de condensación que ocurren en las atmósferas que nos ocupan.

Partimos de la expresión (III-3) que reescribimos ahora en la forma

$$\tilde{c}_p dT - v dP + \sum_k l_k dx_k = 0 \quad (\text{III} - 10)$$

extendiendo la sumatoria a todas las especies que puedan presentar cambios de fase.

Considerando la condición de equilibrio hidrostático (III-7) la expresión (III-10) puede escribirse en la forma

$$\tilde{c}_p dT + \mu g dz + \sum l_k dx_k = 0 \quad (\text{III} - 11)$$

La condición de gas ideal hace lícito que

$$x_k = \frac{p_k}{P}, \quad (\text{III} - 12)$$

por lo que, diferenciando, obtenemos que

$$dx_k = \frac{dp_k}{P} - \frac{p_k}{P^2} dP \quad (\text{III} - 13)$$

Utilizando la expresión (III-4) para la sustancia k,

$$dp_k = \frac{p_k l_k dT}{RT^2} \quad (\text{III} - 14)$$

y la expresión (III-7) de equilibrio hidrostático, la ecuación (III-13) puede reescribirse así:

$$dx_k = \frac{p_k l_k}{RT^2 P} dT + \frac{p_k \tilde{\mu} g}{P RT} dz \quad (\text{III} - 15)$$

o bien, teniendo en cuenta (III-12),

$$dx_k = \frac{x_k l_k}{RT^2} dT + \frac{\tilde{\mu} g x_k}{RT} dz \quad (\text{III} - 16)$$

Sustituyendo (III-16) en (III-11) obtenemos que

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{-\tilde{\mu} g}{\tilde{c}_p} \frac{1 + \frac{1}{RT} \sum_k l_k x_k}{1 + \frac{1}{\tilde{c}_p RT^2} \sum_k l_k^2 x_k} \quad (\text{III} - 17)$$

De no ser una sustancia simple la que condense en la atmósfera, la condensación es generalmente atribuida a una disolución acuosa de amoníaco o bien al producto NH_4SH de la reacción entre los gases de amoníaco y de sulfídrico. Si llamamos C a la concentración en mol de disolución de NH_3 en una disolución acuosa, el cambio del número de moles de disolución será

$$dx_s = \frac{1}{1-C} dx_{\text{H}_2\text{O}} \quad (\text{III} - 18)$$

donde $dx_{\text{H}_2\text{O}}$ indica el cambio del número de moles de agua.

El gradiente adiabático húmedo en una región de condensación de disolución acuosa de NH_3 podrá expresarse por

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{-\tilde{\mu} g}{\tilde{c}_p} \frac{1 + \frac{x_{\text{H}_2\text{O}}}{1-C} \frac{l_s}{RT}}{1 + \frac{x_{\text{H}_2\text{O}}}{1-C} \frac{l_s^2}{\tilde{c}_p RT^2}} \quad (\text{III} - 19)$$

donde l_s es el calor molar latente de condensación de la disolución.

En el caso en que en la región considerada se produzca la reacción



la constante de equilibrio K de la reacción viene dada por (Lewis, 1969)

$$\log K = \log p_{NH_3} p_{SH_2} = 14.82 - \frac{4705}{T}, \quad (\text{III} - 21)$$

estando la presión en atmósferas y la temperatura en grados Kelvin.

Expresando la anterior ecuación en unidades C.G.S. y derivando se obtiene

$$\frac{d[p_{NH_3} p_{SH_2}]}{p_{NH_3} p_{SH_2}} = \frac{10.834}{T^2} dT \quad (\text{III} - 22)$$

que después de desarrollar y teniendo en cuenta (III-12) y que $dx_{SH_2} = dx_{NH_3}$, tenemos que

$$\frac{(x_{SH_2} + x_{NH_3}) dx_{SH_2}}{x_{SH_2} \cdot x_{NH_3}} = \frac{10.834}{T^2} dT - \frac{2dP}{P}. \quad (\text{III} - 23)$$

Tras considerar la expresión (III-7), la ecuación (III-16) quedaría en la forma

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{-\tilde{\mu}g}{\tilde{c}_p} \frac{1 + \frac{1}{RT} \frac{2(x_{SH_2} \cdot x_{NH_3})}{x_{SH_2} \cdot x_{NH_3}} l_{rx}}{1 + \frac{1}{\tilde{c}_p T^2} l_{rx} \cdot 10.834 \frac{x_{SH_2} \cdot x_{NH_3}}{x_{SH_2} + x_{NH_3}}} \quad (\text{III} - 25)$$

III-1-3.- OBTENCIÓN DE LAS PRESIONES DE VAPOR

Como dijimos anteriormente, la comparación entre la presión parcial y la presión de equilibrio de vapor nos indicará si se produce o no alguna condensación del compuesto respectivo.

Existen ecuaciones empíricas para obtener la presión de vapor de sustancias puras que pueden encontrarse fácilmente, por ejemplo, en la International Critical Tables. Ahora bien, en el caso de las presiones de vapor del amoníaco y del agua en disolución solo se tienen para temperaturas comprendidas entre 0 y 90 °C. Es pues necesario obtener expresiones para calcular dichas presiones de vapor fuera de tal rango de temperaturas, ya que en las atmósferas de los planetas gigantes es posible la existencia de nubes de tal disolución a temperaturas inferiores.

Hasta la fecha, dos son los métodos desarrollados para ello. Weidenschilling and Lewis (1973) expresan la presión parcial de vapor de amoníaco y la del agua en la disolución, para cualquier temperatura y presión, como producto de la presión de vapor del compuesto puro en estado líquido a esa temperatura por un polinomio de quinto orden de la concentración. Los coeficientes de dicho polinomio se determinan de forma que cumplan en los valores límites de concentración las leyes de Raoult y de Henry.

Atreya and Romani (1985) parten de la ecuación de Clausius-Clapeyron que, al considerar una dependencia lineal del calor latente con la temperatura, se puede expresar, tras su integración, en la forma

$$\ln P = A + B \frac{1}{T} + C \ln T \quad (\text{III} - 26)$$

siendo P la presión parcial de saturación del vapor de H_2O o del NH_3 en la disolución, a la temperatura T , y siendo A, B y C funciones de la fracción molar de amoníaco en la disolución.

III-1-4.- CÁLCULO DE LAS DENSIDADES

En la hipótesis, ya considerada, de equilibrio hidrostático, el peso de una columna de área unidad, en un nivel J, es igual a la presión en dicho punto P_J , y, por tanto, la masa en la unidad de área de dicha columna será $M_J = P_J/g$, siendo g la aceleración gravitatoria local. Si denotamos por m_J (m_I) la fracción en masa de un componente en el nivel J (I), la densidad media de la nube será

$$D = \frac{(m_I - m_J) \tilde{M}}{\Delta z} \quad (\text{III} - 27)$$

donde Δz es el intervalo de altura entre los niveles I y J y \tilde{M} es la presión media, \tilde{P} , dividida por g. En el caso de condensarse más de un componente la expresión correspondiente es

$$D = \frac{\sum_k [\mu_k (x_{kI} - x_{kJ})] \tilde{P}}{\tilde{\mu} g \Delta z} \quad (\text{III} - 28)$$

cuyos símbolos y forma de obtención de sus valores ha sido ya expuesta.

De esta forma la estructura nubosa de Júpiter y de Saturno quedarían representadas por las figuras III-1 y III-2, respectivamente. En ambos casos se ha supuesto una composición solar y un perfil de temperatura obtenido a partir de observaciones de los Voyager 1 y 2. En el caso de Júpiter, la altura es relativa al nivel en que $T=425$ K y $p=200$ bar. En la estructura correspondiente a Saturno, se ha establecido el origen de alturas para $T=400$ K y $p=330$ bar. La tabla III-1 muestra las características de cada una de las nubes en ambos planetas.

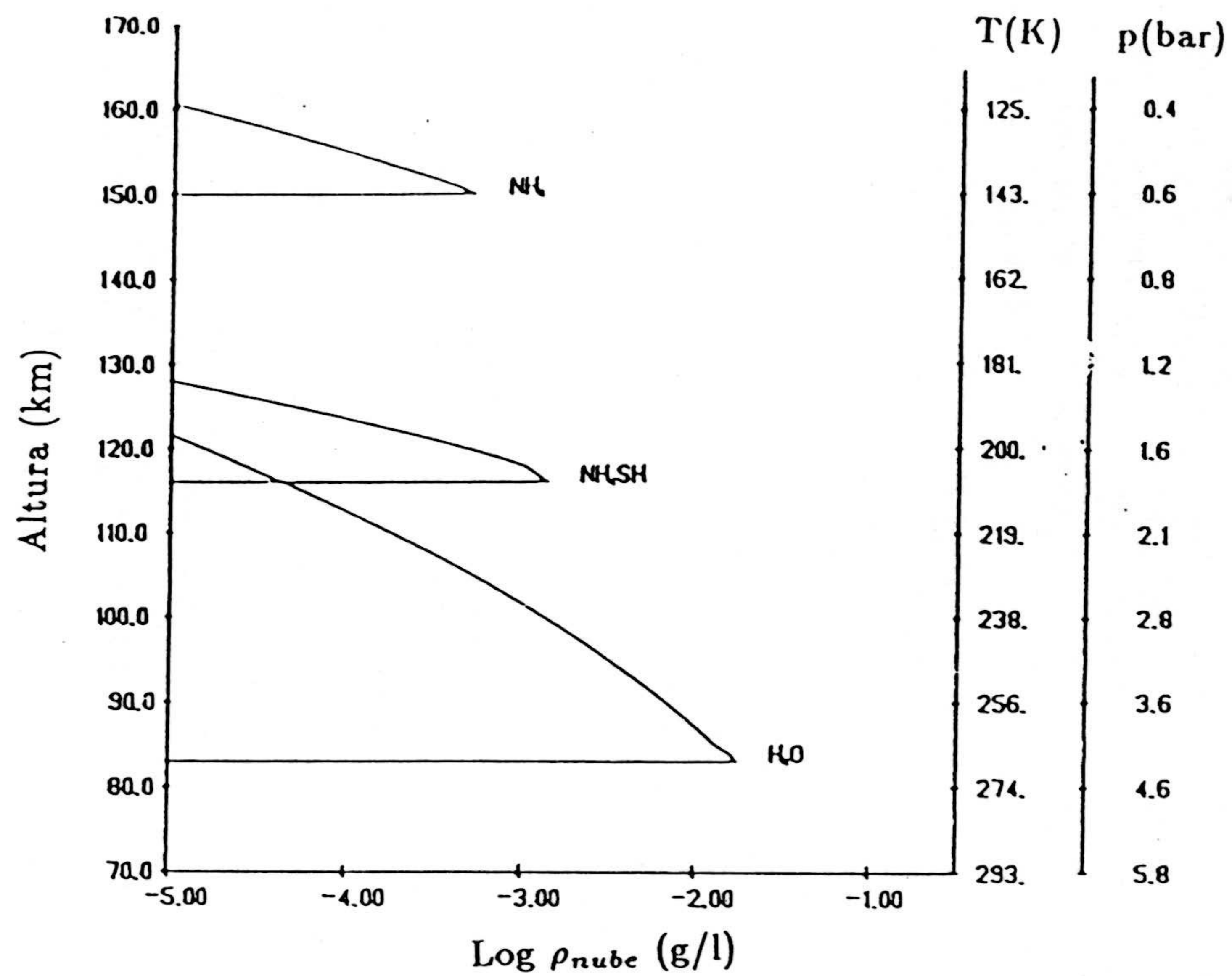


Fig. III-1.- Estructura de nubes en Júpiter.

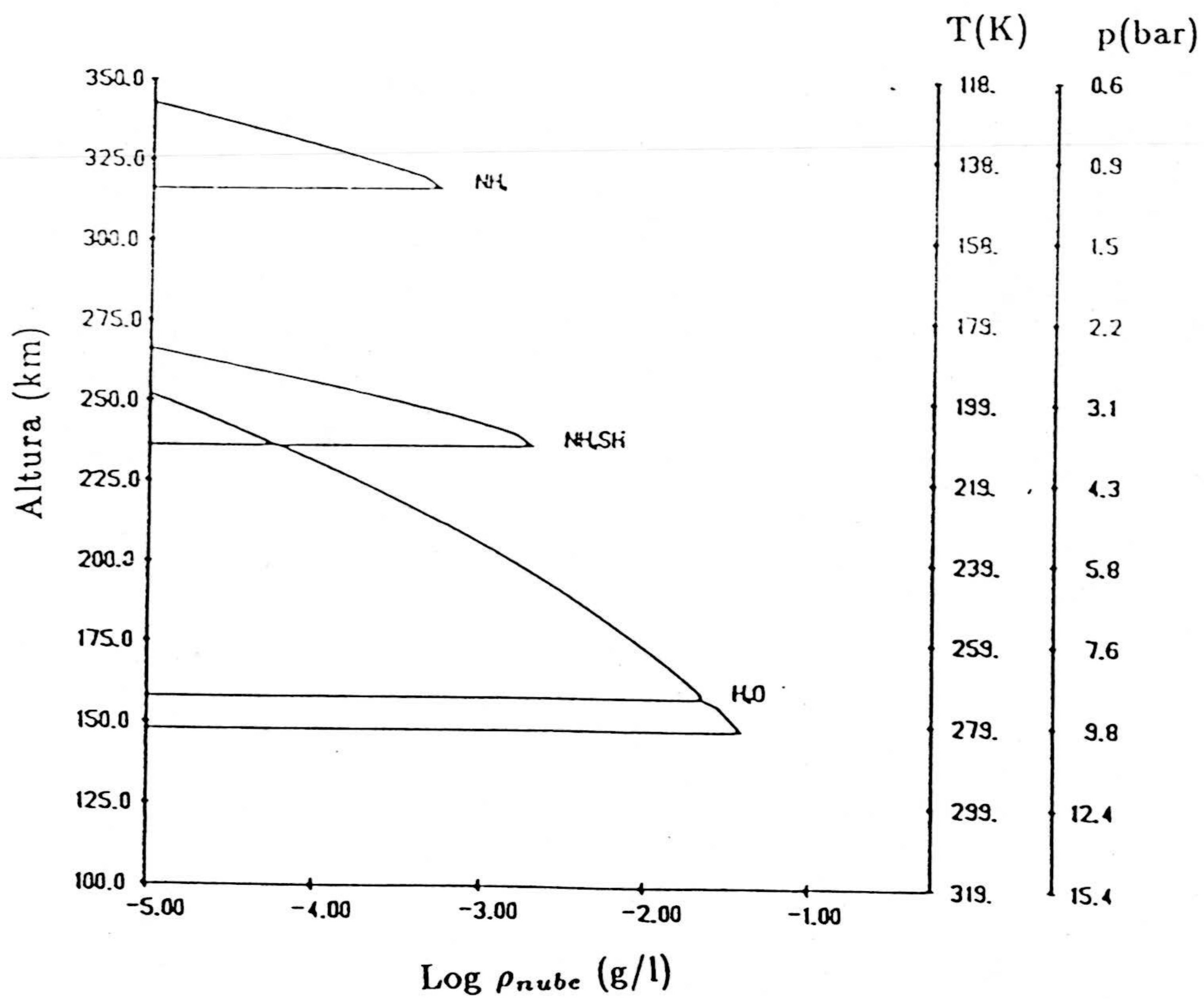


Fig. III-2.- Estructura de nubes en Saturno.

TABLA III-1

DENSIDADES DE LAS NUBES

	SOLUCIÓN NH ₃ -H ₂ O		H ₂ O HIELO		NH ₄ SH(s)		NH ₃ HIELO	
	Júpiter	Saturno	Júpiter	Saturno	Júpiter	Saturno	Júpiter	Saturno
P _i ^a	-	9.94	4.25	9.00	1.76	3.71	0.506	1.070
P _f	-	9.18	1.45	2.99	1.19	2.45	0.299	0.629
T _i ^b	-	280	268	272	207	210	143	145
T _f	-	274	196	197	185	185	122	124
D _b ^c	-	3.9 × 10 ⁻⁵	1.9 × 10 ⁻⁵	2.26 × 10 ⁻⁵	1.4 × 10 ⁻⁷	2.1 × 10 ⁻⁶	5.2 × 10 ⁻⁷	5.6 × 10 ⁻⁷
D _i ^d	-	26.24	12.08	39.88	0.45	1.66	0.16	0.48

(^a)bar

(^b)K

(^c)densidad en la base (g cm⁻³)

(^d)densidad integrada (g cm⁻²)

III-2.- MODELOS DE TRANSFERENCIA RADIATIVA

La presencia de las nubes en las atmósferas de estos planetas da lugar a una estructura vertical heterogénea, en la que capas formadas por gases y por partículas constituyentes de las nubes, aparecen intercaladas. La presencia del "scattering" producido, por una parte, por tales partículas y, por otra, por las moléculas ("scattering" de Rayleigh), dificulta la resolución de la ecuación de transferencia radiativa, que hay que abordar por métodos aproximados, que veremos a continuación.

III-2-1.- LA ECUACION DE TRANSPORTE RADIATIVO

Consideremos una atmósfera plano-paralela, en la que existen procesos de "scattering" y absorción. Supongamos que el "scattering" es coherente, es decir, la frecuencia del fotón incidente y dispersado es la misma. Sea τ_N el espesor óptico de esta atmósfera y consideremos que se encuentra iluminada por un flujo solar πF que forma un ángulo con el zenit local cuyo coseno es μ_0 . Supongamos también que los términos de emisión térmica son nulos, es decir, no existe otra contribución a la emisión que el "scattering" propiamente dicho (atmósfera "scattering"). Teniendo en cuenta todas estas consideraciones, la ecuación de transporte radiativo puede escribirse (Chandrasekhar, 1950) como:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = I(\tau, \mu, \phi) - \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} I(\tau, \mu', \phi') P(\theta) d\mu' d\phi' - \frac{F}{4} e^{-\tau/\mu_0} P(\theta) \omega(\tau) \quad (\text{III} - 29)$$

donde $I(\tau, \mu, \phi)$ es la intensidad específica en la dirección $\cos^{-1} \mu$, τ es la profundidad óptica medida desde el tope de la atmósfera y ϕ es el ángulo azimutal. $\omega(\tau)$ es el albedo de "scattering" simple, definido como $\omega = \frac{K_{sca}}{K_{sca} + K_{abs}}$, donde K_{sca} es el coeficiente de "scattering" y K_{abs} es el de absorción y $P(\theta)$ es la función de fase, que da cuenta de la distribución angular de la luz

dispersada. Puede demostrarse, haciendo uso de la trigonometría esférica, que el ángulo de "scattering" (ángulo que forman las direcciones incidente y dispersada), θ , está relacionado con $(\mu, \mu'; \phi, \phi')$ de acuerdo con la expresión:

$$\cos(\theta) = \mu\mu' + (1 - \mu^2)^{1/2}(1 - \mu'^2)^{1/2} \cos(\phi' - \phi) \quad (\text{III} - 30)$$

La ecuación III-29 es una ecuación integro-diferencial que salvo en casos muy sencillos hay que recurrir a métodos numéricos para su solución. En el caso en que se desprece el término de "scattering", la solución es directa (ley de Beer). Si el "scattering" es isótropo, es decir, $P(\theta)=1$, la ecuación tiene también solución en términos de unas funciones, las llamadas funciones H de Chandrasekhar (1950). Sin embargo, estamos interesados en la obtención de la solución general de la ecuación, sin limitación alguna respecto a las funciones de fase ya que, como veremos, las funciones de fase adecuadas al "scattering" producido por las partículas constituyentes de las nubes de Júpiter y Saturno tienen un grado importante de anisotropía. Veamos, a continuación, los métodos aproximados para la obtención de la solución en el caso más general.

III-2-2.- APROXIMACIÓN DE "SCATTERING" SIMPLE.

Consideremos una capa de una atmósfera de espesor óptico τ tan pequeño que la luz incidente sea dispersada tras sufrir un único proceso de "scattering". En estas condiciones la integral que aparece en la expresión III-29 es nula, con lo que adopta la forma:

$$\frac{dy}{dx} + f(x)y = Q(x) \quad (\text{III} - 31)$$

Multiplicando toda la expresión por el factor integrante $\exp\{\int f(x)dx\}$, tendremos que:

$$d(ye^{\int f(x)dx}) = e^{\int f(x)dx} Q(x)dx \quad (\text{III} - 32)$$

que constituye una diferencial exacta. Introduciendo las variables físicas correspondientes en esta expresión, podremos poner que:

$$d(Ie^{-\tau/\mu}) = -e^{-\tau/\mu} \frac{\pi F}{4\pi\mu} P(\cos \theta) e^{-\tau/\mu} d\tau \quad (\text{III} - 33)$$

y aplicando las condiciones de contorno en el tope y en la base de la capa:

$$I(0) = 0 \quad \mu < 0 \quad (\text{III} - 33)$$

$$I(\tau) = 0 \quad \mu > 0 \quad (\text{III} - 34)$$

tendremos, finalmente, que:

$$I = \frac{\mu_0 F}{4(\mu + \mu_0)} [1 - e^{-\tau/\mu - \tau/\mu_0}] P(\cos \theta) \quad (\text{III} - 35)$$

para la intensidad reflejada y

$$I = \frac{\mu_0 F}{4(\mu - \mu_0)} [e^{-\tau/\mu} - e^{-\tau/\mu_0}] P(\cos \theta) \quad (\text{III} - 36)$$

para la intensidad transmitida. Las expresiones III-35 y III-36 son exactas en el sentido de que no se ha introducido ninguna aproximación respecto a la función de fase.

III-2-3.- FUNCIONES DE REFLEXIÓN Y TRASMISIÓN.

Supongamos una atmósfera (o una capa) de espesor óptico τ_1 , iluminada por un flujo πF . Las intensidades emergente y transmitida serán $I(0, +\mu, \phi)$ y $I(\tau_1, -\mu, \phi)$, respectivamente. Se definen las funciones de reflexión y transmisión, R y T, de la siguiente manera:

$$R(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0) = I(0, +\mu, \phi) / \mu_0 F \quad (\text{III} - 37)$$

$$T(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0) = I(\tau_1, -\mu, \phi) / \mu_0 F \quad (\text{III} - 38)$$

Hay que hacer constar explícitamente que las intensidades transmitida y reflejada se refieren sólo a la luz que ha experimentado uno o más procesos de scattering. Así, por ejemplo, $I(\tau_1, -\mu, \phi)$ no incluye el flujo $\frac{F}{4} e^{-\tau_1/\mu_0}$, directamente transmitido en la dirección $(-\mu_0, \phi_0)$.

III-2-4.- EL "ADDING METHOD".

Este es el método más empleado en la resolución numérica de la ecuación III-29. Este método fue esencialmente descrito ya por Stokes (1862), quien consideró el problema de la reflexión y transmisión de la luz producidas por una pila de láminas de cristal. Mucho después fue desarrollado por Peebles y Plesset (1951) para la teoría del transporte de radiación gamma y por van de Hulst (1963), quien presentó resultados para scattering isótropo. Hansen (1971,a,b) y Hovenier (1971) extendieron el método para el cálculo del estado de polarización de la luz. La esencia del método es bien sencilla: conocidas las funciones de reflexión y transmisión de dos capas contiguas, las funciones R y T totales, correspondientes a las dos capas combinadas, puede obtenerse calculando las reflexiones sucesivas, hacia arriba y hacia abajo, entre ambas capas. De esta forma, la simple inspección de la figura III-3 indica que:

$$R_{12} = R_1 + \tilde{T}_1 R_2 \tilde{T}_1 + \tilde{T}_1 R_2 R_1 R_2 \tilde{T}_1 + \tilde{T}_1 R_2 R_1 R_2 R_1 R_2 \tilde{T}_1 + \dots \quad (\text{III} - 39)$$

donde el símbolo \sim indica que la función correspondiente incluye ambas componentes, directa y difusa. De ésta expresión se tiene que:

$$R_{12} = R_1 + \tilde{T}_1 R_2 \tilde{T}_1 [1 + R_1 R_2 + (R_1 R_2)^2 + \dots] \quad (\text{III} - 40)$$

es decir,

$$R_{12} = R_1 + R_2 \tilde{T}_1^2 (1 - R_1 R_2)^{-1} \quad (\text{III} - 41)$$

donde la suma infinita se ha sustituido por el operador $(1 - R_1 R_2)^{-1}$. Análogamente, se tiene:

$$\tilde{T}_{12} = \tilde{T}_1 \tilde{T}_2 (1 - R_1 R_2)^{-1} \quad (\text{III} - 42)$$

Las expresiones correspondientes a las funciones U y \tilde{D} son (véase la figura III-3):

$$U = \tilde{T}_1 R_2 (1 - R_1 R_2)^{-1} \quad (\text{III} - 43)$$

$$\tilde{D} = \tilde{T}_1 (1 - R_1 R_2)^{-1} \quad (\text{III} - 44)$$

Definimos ahora la función S como:

$$S = R_1 R_2 (1 - R_1 R_2)^{-1} \quad (\text{III} - 45)$$

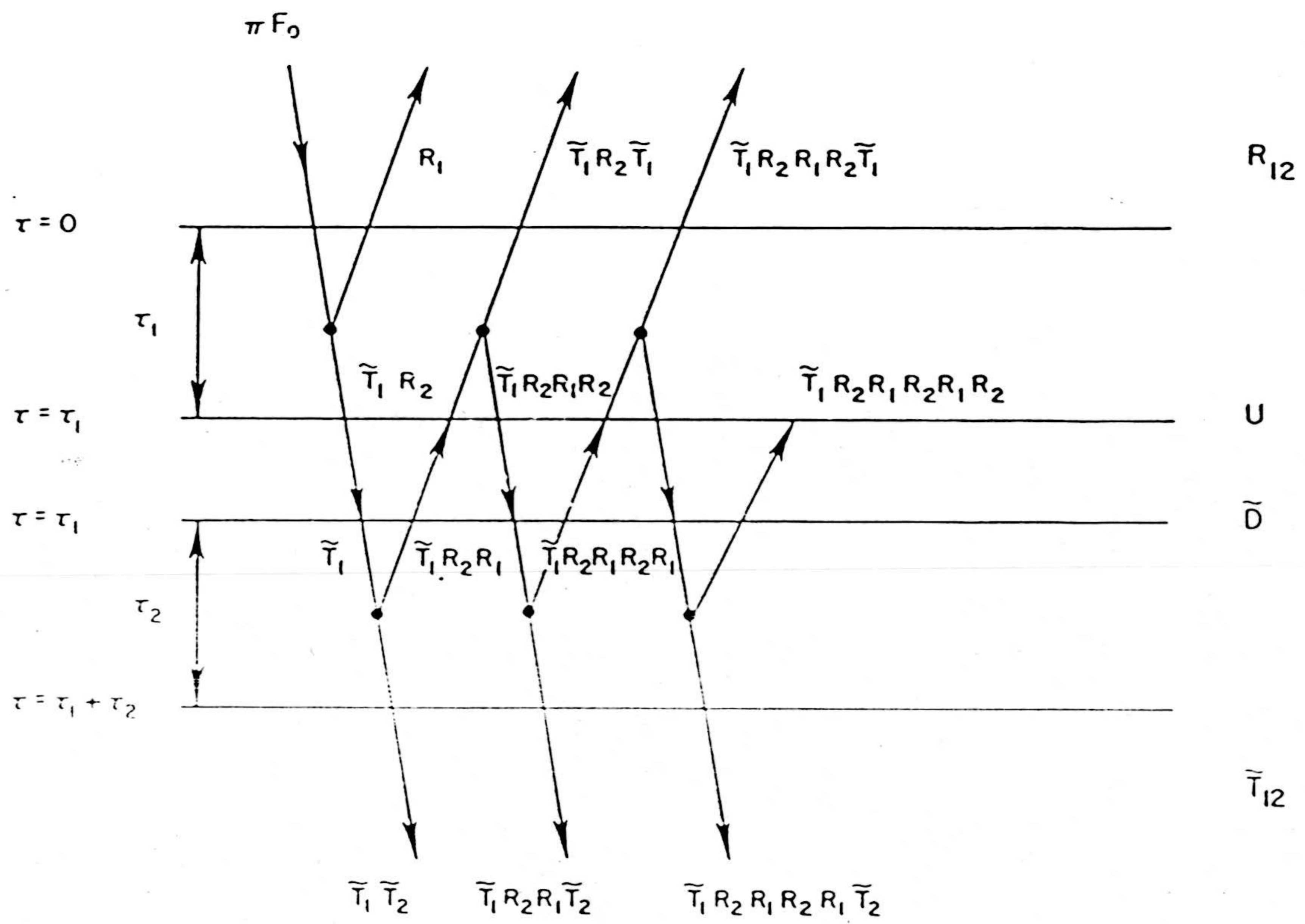


Fig. III-3.- Ilustración del "adding method".

La función de transmisión \tilde{T} es suma de las funciones difusa y directa:

$$\tilde{T} = T + e^{-\tau/\mu} \quad (\text{III} - 46)$$

Así se obtienen, finalmente, las expresiones para las funciones de reflexión y transmisión difusas:

$$D = T_1 + ST_1 + Se^{-\tau_1/\mu_0} \quad (\text{III} - 47)$$

$$U = R_2D + R_2e^{-\tau_1/\mu_0} \quad (\text{III} - 48)$$

$$R_{12} = R_1 + e^{-\tau_1/\mu}U + T_1U \quad (\text{III} - 49)$$

$$T_{12} = e^{-\tau_2/\mu}D + T_2e^{-\tau_1/\mu_0} + T_2D \quad (\text{III} - 50)$$

En todas las expresiones anteriores, el producto de dos funciones cualesquiera implica la integración sobre el ángulo sólido $d\Omega = d\mu d\phi$, es decir si $Z = XY$, esto implica:

$$Z(\mu, \mu_0, \phi, \phi_0) = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} X(\mu, \mu', \phi, \phi') Y(\mu', \mu_0, \phi', \phi_0) \mu' d\mu' d\phi' \quad (\text{III} - 51)$$

Por otra parte, las sumas infinitas, correspondientes a reflexiones entre las dos capas contiguas, convergen rápidamente. En la práctica, un número de términos ~ 5 es suficiente.

La cuestión que se plantea seguidamente es la de cómo calcular las funciones R y T de una capa homogénea cualquiera, especificada por una profundidad óptica total τ_t , un albedo para scattering simple ω y una función de fase $P(\theta)$. El procedimiento estriba en considerar la solución en la aproximación de "scattering" simple. Si aplicamos el "adding method" para una capa ópticamente muy delgada, de profundidad óptica τ y otra contigua idéntica obtendremos las funciones R y T para una capa de espesor óptico 2τ . Si aplicamos nuevamente el método, obtendremos las funciones para una capa de espesor 4τ , y así sucesivamente, encontraremos las funciones R y T para capas de espesor 8τ , 16τ , ..., hasta alcanzar la profundidad óptica de toda la capa, τ_t . La eficacia del método será mayor cuanto menor sea la profundidad óptica inicial, τ , lo que obviamente implica un tiempo de cálculo

mayor. En la práctica es conveniente partir de espesores ópticos iniciales de $\sim 2^{-15}$ (Hansen, 1969).

En el caso en que las funciones dependientes del azimut sean desarrollables en series de Fourier puede disminuirse considerablemente el tiempo de cálculo. Si la función de fase es desarrollable en cosenos del ángulo de "scattering", tendremos que:

$$X(\mu, \mu_0, \phi, \phi_0) = X^0(\mu, \mu_0) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} X_c^m(\mu, \mu_0) \cos m(\phi - \phi_0) \quad (\text{III} - 52)$$

donde X representa a cualquiera de las funciones en las expresiones III-47 a III-50. Puede demostrarse que, entonces, cada término de la serie puede tratarse independientemente en la aplicación del "adding method". Este procedimiento disminuye considerablemente el tiempo de cálculo, ya que ahora, el producto de dos funciones cualesquiera queda reducido a:

$$Z = XY = Z(\mu, \mu_0) = 2 \int_0^1 X(\mu, \mu') Y(\mu', \mu_0) \mu' d\mu' \quad (\text{III} - 53)$$

Este tipo de integrales puede evaluarse fácilmente mediante el método de Gauss, especificando un número determinado de divisiones y pesos en el intervalo (0,1). El cálculo será más preciso cuanto mayor sea el número de divisiones elegido. En la práctica se suele escoger un número de divisiones de ~ 10 .

El número de términos a usar en el desarrollo en serie de la intensidad dependerá de la forma de la función de fase. Este problema será tratado más adelante, con el estudio de la convergencia de las funciones de reflexión en cada caso particular. En definitiva, una vez especificado el número de términos, N , y calculadas las matrices R^m , la reflectividad en un punto del disco planetario vendrá dada por:

$$I/F(\mu, \mu_0, \phi, \phi_0) = [R^0(\mu, \mu_0) + 2 \sum_{m=1}^N R^m(\mu, \mu_0) \cos m(\phi - \phi_0)] \mu_0 \quad (\text{III} - 54)$$

donde las R^0 y R^m son los términos de las funciones de reflexión de toda la atmósfera. La subrutina empleada para el cálculo de las funciones de

reflexión y transmisión fue amablemente proporcionada por los Dres. J.E. Hansen y L.D. Travis, del Goddard Institute of Space Studies (New York).

La relación entre los ángulos μ , μ_0 , ϕ y ϕ_0 con la longitud y latitud de un punto del disco planetario se calcula como sigue. Consideremos el planeta en unas condiciones de fase determinadas (ángulo α en la figura III-4a, en la que S representa el Sol, E la tierra y P el planeta). Sea (véase la figura III-4b) O el centro del planeta, ρ el radio, OE la dirección planeta-tierra y OS la dirección planeta-sol. Sea Q el punto del planeta considerado. Definimos un sistema de coordenadas con origen en O y definido por los planos contenidos en el círculo CESG y el meridiano PEN. Las coordenadas de Q respecto a este sistema son la longitud, ξ y la colatitud, η , es decir, los ángulos que definen los arcos EF y PQ. Tomemos otro sistema de coordenadas (x,y,z) con origen en Q de forma que z esté en la dirección radial OQ y x esté contenido en el plano del horizonte, formando un ángulo tal que el ángulo azimutal del rayo solar incidente, ϕ_0 , sea nulo. Los ángulos de incidencia y reflexión en Q, β y ϑ , viene dados por:

$$\cos \beta = \mu_0 = \sin \eta \cos(\xi - \alpha) \quad (\text{III} - 55)$$

$$\cos \vartheta = \mu = \sin \eta \cos \xi \quad (\text{III} - 56)$$

El ángulo azimutal del rayo reflejado se obtiene a partir de:

$$\cos \phi = \frac{\cos \vartheta \cos \beta - \cos \alpha}{\sin \vartheta \sin \beta} \quad (\text{III} - 57)$$

y

$$\sin \phi = \frac{\sin \alpha \cos \eta}{\sin \vartheta \sin \beta} \quad (\text{III} - 58)$$

Cuando el ángulo de fase es nulo, se tiene $\phi = 180^\circ$, y además:

$$\mu = \mu_0 = \sin \eta \cos \xi \quad (\text{III} - 59)$$

Los planetas Júpiter y Saturno presentan ángulos máximos de fase desde tierra de 12° y 6° , respectivamente, por lo que en muchas ocasiones esta expresión constituye una aproximación adecuada.

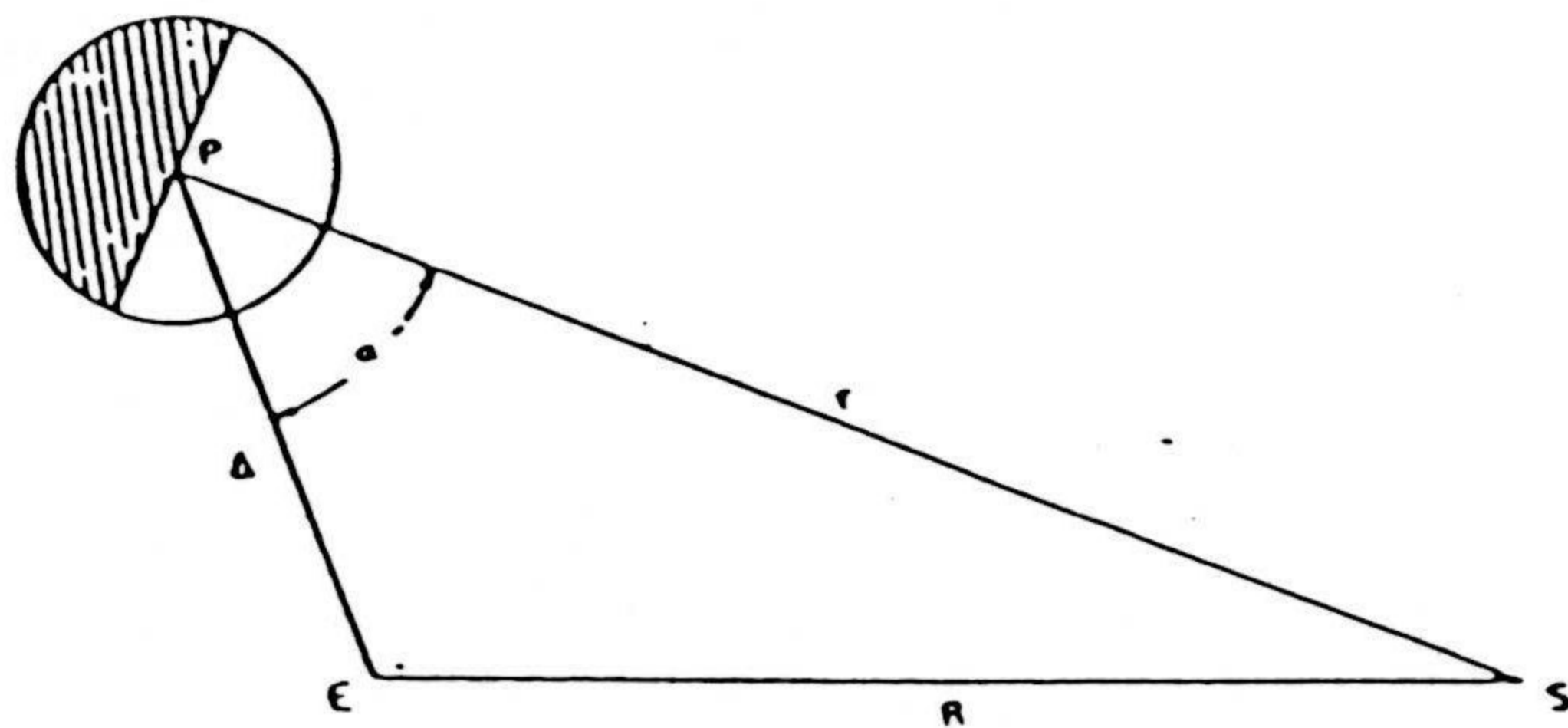


Fig. III-4a

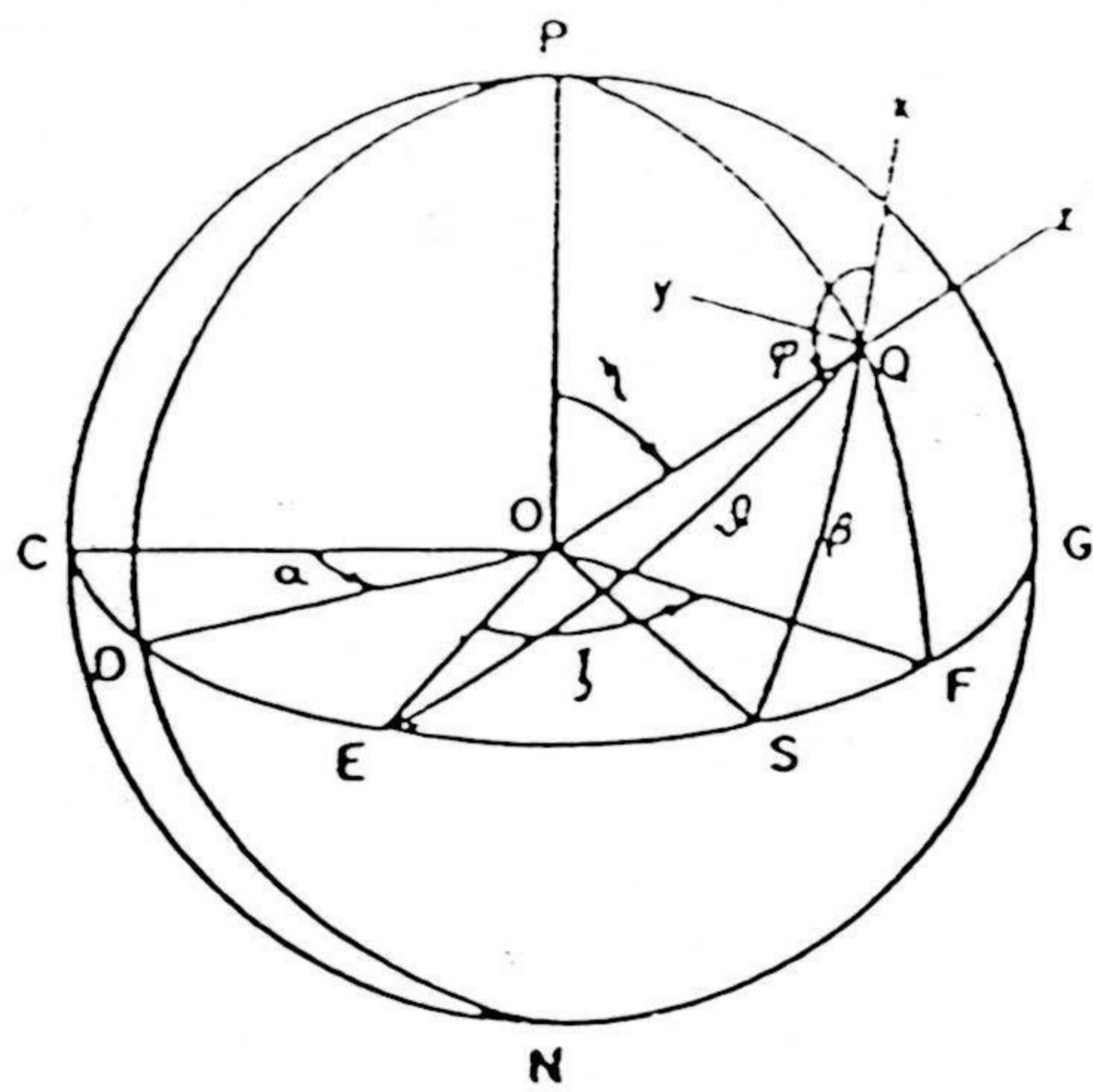


Fig. III-4b

Integrando la intensidad reflejada sobre la colatitud, η , y la longitud, ξ , obtenemos la función:

$$j(\alpha) = \int_{\alpha-\pi/2}^{\pi/2} d\xi \int_0^{\pi} d\eta \sin \eta \mu I(\mu, \mu_0, \phi) \quad (\text{III} - 60)$$

En particular, una magnitud que suele usarse frecuentemente en el campo de la fotometría planetaria es el albedo geométrico, que se define como:

$$\lambda(0) = \frac{j(0)}{\pi F} \quad (\text{III} - 61)$$

III-2-5.- APLICACIÓN A LAS ESTRUCTURAS NUBOSAS DE JÚPITER Y SATURNO

A pesar de las limitaciones, ya indicadas, de los modelos basados en el equilibrio termodinámico, estos han constituido el punto de partida de los modelos más complejos hoy día en uso. Basándose en las estructuras nubosas descritas, ya en 1969 (Danielson y Tomasko, 1969) surgieron las primeras interpretaciones de las variaciones centro-limbo de algunas líneas de absorción del hidrógeno y bandas de metano en la atmósfera de Júpiter, desechando las viejas ideas del RLM ("Reflecting Layer Model") que consideraba a estas atmósferas como un gas homogéneo sobre una superficie reflectante, excluyendo los procesos de "scattering".

El problema fundamental que surge al incluir ambos procesos de "scattering" y absorción estriba en la gran cantidad de parámetros que son desconocidos a priori. Por una parte, existe incertidumbre respecto a los parámetros asociados al "scattering" producido por las partículas constituyentes de las nubes (albedo, función de fase, profundidad óptica total de la nube) y, por otra, respecto a los parámetros asociados a los gases (razón de mezcla o abundancia, perfil de temperatura). Estos parámetros son los que hay que determinar a partir del modelo, de forma que éste explique los distintos resultados experimentales.

Mediante estos modelos pretendemos explicar la variación de la intensidad reflejada de estos planetas en función de frecuencia y la posición, lo que

permitirá posteriormente calcular las variaciones centro-limbo de las bandas y líneas de absorción de los diferentes compuestos, así como las variaciones de reflectividad en el continuo. Para calcular la intensidad hay que partir de una cierta estructura atmosférica. Ya hemos estudiado cómo, a partir de las hipótesis de equilibrio termodinámico e hidrostático y dada una composición determinada (\sim solar), se infiere la existencia de unas capas nubosas en tales atmósferas. Estas nubes estarán formadas por partículas de un tamaño $\geq \lambda$. En el caso en que las partículas sean esféricas y sean conocidas tanto su distribución de tamaños como su índice de refracción, la teoría de Mie puede aplicarse para derivar la función de fase de las mismas. Sin embargo, en general, éste no va a ser el caso, no sólo porque las partículas no sean, en general, esféricas, sino porque tampoco se conoce la distribución de tamaños ni el índice de refracción de las mismas. Por esta razón, vamos a considerar, en una primera aproximación, que las nubes están formadas por una distribución homogénea de partículas que, para propósitos de cálculo, podemos caracterizar por tres parámetros: albedo de las partículas, profundidad óptica y función de fase. Vamos a suponer también que dichas nubes son infinitamente delgadas, de manera que la absorción producida por gases dentro de las mismas es despreciable y su localización espacial viene especificada por un único parámetro: la presión. Este nivel atmosférico puede ser representativo del nivel de la base de la nube. De esta forma se elimina un parámetro (otro nivel de presión) y, lo que es más importante, la presencia de absorción gaseosa y "scattering" por partículas dentro de la misma capa. Esta aproximación constituye un gran ahorro de tiempo de cálculo ya que, como veremos posteriormente, el grado de anisotropía de las funciones de fase es elevado, lo que se traduce en un elevado número de términos en el desarrollo de la intensidad, como ya se ha mencionado, y que habría que calcular para cada frecuencia. Excluyendo la presencia de absorción por gases se calculan las matrices R y T una sola vez, ya que el "scattering" por las partículas no es, ni mucho menos, tan dependiente de la frecuencia como lo es la absorción por los gases, al menos en la región espectral en la que se centra nuestro interés ($0.6-1 \mu\text{m}$).

En las regiones de la atmósfera constituidas fundamentalmente por

gases, la abundancia de un gas (expresada en cm-am*) por encima del nivel de presión p (expresada en $\text{dyn}\cdot\text{cm}^{-2}$), en condiciones de gas ideal y equilibrio hidrostático, puede escribirse como:

$$a = \frac{\tilde{n}pV_0}{\tilde{\mu}g} \quad (\text{III} - 62)$$

donde \tilde{n} es la razón de mezcla del gas, V_0 es el volumen ocupado por un gas ideal en condiciones normales ($22.4 \times 10^3 \text{ cm}^3$), $\tilde{\mu}$ es el peso molecular medio de la atmósfera y g es la aceleración de la gravedad. El coeficiente de "scattering" producido por las moléculas que constituyen el gas viene dado por:

$$K_{sca} = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4 N} \sum_i v_i (4\pi\alpha_{p_i})^2 \frac{6 + 3\delta_i}{6 - 7\delta_i} \quad (\text{III} - 63)$$

donde N es el número de moléculas por unidad de volumen, λ es la longitud de onda, v_i es la fracción en volumen del gas i , δ_i es su factor de depolarización y α_{p_i} su polarizabilidad, que está relacionada con el índice de refracción, $n_{g,i}$ de acuerdo con la expresión:

$$\alpha_{p_i} = \frac{n_{g,i} - 1}{4\pi N} \quad (\text{III} - 64)$$

Si introducimos el coeficiente de scattering por unidad de masa, $\kappa_{sca} = K_{sca}/\rho$, donde ρ es la densidad del gas ($\rho = \tilde{\mu}N$), la profundidad óptica debida al "scattering" de Rayleigh por encima de la altura h viene dada por:

$$\tau_R(h) = \int_h^\infty \kappa_{sca} \rho dh' \quad (\text{III} - 65)$$

En condiciones de equilibrio hidrostático, la presión correspondiente viene dada por:

$$p(h) = \int_h^\infty \rho g dh' \quad (\text{III} - 66)$$

Y si suponemos que la dependencia con la altura de κ_{sca} y g es despreciable obtenemos, finalmente:

$$p = \frac{\tau_R g}{\kappa_{sca}} \quad (\text{III} - 67)$$

* Un centímetro-amagat (abreviadamente, cm-am) es una unidad de densidad integrada de moléculas, igual a 2.687×10^{19} molecules $\cdot \text{cm}^{-2}$

o bien,

$$\tau_R = \frac{p}{g\tilde{\mu}N^2} \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} \sum_i v_i (n_{g,i}^2 - 1)^2 \frac{6 + 3\delta_i}{6 - 7\delta_i} \quad (\text{III} - 68)$$

Esta expresión permite calcular τ_R por encima del nivel de la atmósfera cuya presión es p . Los valores de los índices de refracción y los factores de depolarización de los distintos gases mayoritarios en las atmósferas de estos planetas pueden encontrarse en Allen (1963) y Penndorf (1957), respectivamente.

El espesor óptico total de una capa debido, por una parte, a la absorción gaseosa y, por otra, al "scattering" de Rayleigh, vendrá dado por:

$$\tau = \tau_R + \tau_{gas} \quad (\text{III} - 69)$$

El albedo de "scattering" simple puede escribirse como:

$$\omega = \frac{\tau_R}{\tau_R + \tau_{gas}} \quad (\text{III} - 70)$$

y, finalmente, la función de fase correspondiente será la de Rayleigh:

$$P(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta) \quad (\text{III} - 71)$$

Los parámetros τ , ω y $P(\theta)$, dados por las tres últimas expresiones permiten calcular las funciones R y T en las capas gaseosas de la atmósfera.

Hemos visto cómo calcular las funciones R y T de cada capa de la atmósfera. El siguiente paso es el de calcular las funciones R y T totales, de toda la atmósfera, mediante el "adding method". Comencemos por la capa más profunda de la atmósfera y la situada inmediatamente encima, y sea R_{12} la función de reflexión resultante. La función T_{12} no es necesario calcularla, ya que sólo estamos interesados en la intensidad emergente de la atmósfera. Posteriormente, calcularemos la función R_{123} , correspondiente a las tres capas más profundas, resultante de combinar la función R_{12} , resultante de las dos últimas capas, con la tercera. De esta forma se procede hasta completar todas las capas existentes, con lo que habremos obtenido la intensidad reflejada para una longitud de onda determinada. Este proceso habrá que repetirlo para distintas frecuencias en los cálculos de las anchuras equivalentes de las líneas y bandas de absorción.

IV.- OBSERVACIONES: INSTRUMENTACIÓN Y TÉCNICAS DE REDUCCIÓN

En este capítulo se describen los métodos de observación, así como de adquisición, lectura y reducción de los espectros realizados de Júpiter y Saturno. El proceso de reducción comprende la calibración de los espectros en longitud de onda e intensidad, así como la de sustracción del espectro solar de los espectros planetarios.

Las observaciones han sido realizadas mediante la instrumentación existente en el Observatorio de Calar Alto (Almería), haciendo uso de los espectrógrafos instalados en los telescopios de 1.52 m, propiedad del Observatorio Astronómico Nacional (O.A.N.), y del 2.2 m, propiedad del Instituto Max Planck. Esta instrumentación ha sido necesaria para obtener espectros con la suficiente resolución espacial y espectral.

IV-1.- EL ESPECTRÓGRAFO COUDÉ DEL TELESCOPIO DE 1.52 m DEL O.A.N. SISTEMA DE CALIBRACIÓN

Es un espectrógrafo de tipo "échelle" que admite trabajar en dos configuraciones distintas: dispersión simple y cruzada, pudiéndose alcanzar dispersiones entre 10 y 60 Å/mm en el caso de dispersión simple y entre 4 y 9 Å/mm en el de dispersión cruzada, dependiendo del dominio espectral deseado. La abertura relativa de la cámara es $F/1.6$ y tiene una distancia focal de 24 cm. El campo plano que posee es de $\pm 3.39^\circ \times \pm 3.09^\circ$, lo que corresponde a un campo útil sobre la placa de unos $28 \times 26 \text{ mm}^2$. La escala de imagen se obtiene a partir de la focal, 45 m. Teniendo en cuenta que un radián equivale a 206265 segundos de arco ("), la escala de imagen será igual a $206265/45000$, es decir, a 4.58 "/mm . La abertura óptima de la rendija, para un grano de placa típico de $20 \mu\text{m}$, es de $240 \mu\text{m}$, que proyecta aproximadamente $1.1''$ en el cielo.

La fórmula de las redes de difracción es:

$$n\lambda = \sigma(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (\text{IV} - 1)$$

donde n es el orden de interferencia, α es el ángulo de incidencia de la radiación en la red, β es el ángulo de difracción, y σ es la constante de la red, que vale $\sigma = \frac{10^7}{t}$, siendo t el número de trazos por mm de la red. Teniendo en cuenta IV-1, la dispersión angular de la red viene dada por:

$$\frac{\partial \beta}{\partial \lambda} = \frac{n}{\sigma \cos \beta} \quad (\text{IV} - 2)$$

y la dispersión lineal corresponderá a:

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x} = f \frac{\partial \lambda}{\partial \beta} = \frac{\sigma \cos \beta}{nf} \quad (\text{IV} - 3)$$

donde f es la focal de la cámara. La redes "échelle" están dispuestas en el espectrógrafo de forma que $\alpha = \beta = \phi$, siendo ϕ el llamado ángulo de "blaze", con lo que:

$$n\lambda = 2\sigma \sin \phi \quad (\text{IV} - 4)$$

y

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x} = \frac{\sigma \cos \phi}{nf} \quad (\text{IV} - 5)$$

por lo que se obtiene, finalmente,

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x} = \frac{\lambda}{2f \tan \phi} \quad (\text{IV} - 6)$$

Si particularizamos esta expresión para las redes "échelle" existentes de 79 y 52 trazos/mm, se obtiene, respectivamente:

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x} = \frac{\lambda}{960} \quad (\text{IV} - 7)$$

y

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x} = \frac{\lambda}{1029} \quad (\text{IV} - 8)$$

En cuanto a las redes "échellete", el ángulo total de desviación es de 50° , o sea, $\beta = \alpha + 50^\circ$. Estas redes trabajan en el primer orden y, por tanto:

$$\lambda = 2\sigma \cos 25^\circ \sin(\alpha + 25^\circ) \quad (\text{IV} - 9)$$

siendo la dispersión lineal de

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x} = \frac{\sigma \cos(\alpha + 50^\circ)}{f} \quad (\text{IV} - 10)$$

Se dispone de tres redes "échellete", de 600, 1200 y 1800 trazos/mm. Las figuras IV-1a y IV-1b presentan la longitud de onda central, el dominio espectral cubierto y la resolución que se obtiene en función de la red o combinación de redes elegida y del ángulo de incidencia, para las redes de 600 y de 1200 trazos/mm, respectivamente. Adelantaremos aquí que la red de 1200 trazos/mm es la que hemos usado para la obtención los espectros planetarios.

La rendija de entrada del espectrógrafo puede graduarse mediante un tambor giratorio graduado de forma que una división corresponde a una anchura de rendija de $10\mu\text{m}$. Dado que tiene un total de 20 divisiones, un

giro completo del tambor corresponde a una anchura de $200\mu\text{m}$. Las máscaras o mandíbulas delimitan la altura de la rendija. Su menor o mayor altura

puede graduarse asimismo con otro tambor giratorio graduado con un total de 19 divisiones, representando cada una de ellas una anchura de 1 mm. La relación entre la anchura física del espectro en el detector (en nuestro caso, en la placa fotográfica), A_d , y el tamaño del objeto observado (A_o) viene dado en función de las focales de la cámara y el colimador mediante la simple expresión:

$$A_d(\text{mm}) \times \frac{f_{col}}{f_{cam}} \times \text{escala de imagen}(\text{"/mm}) = A_o(\text{"}) \quad (\text{IV} - 11)$$

Así, en el espectrógrafo del telescopio de 1.52 m, siendo las focales de 240 y 2887 mm, respectivamente, un milímetro en la placa fotográfica representa a 55.09".

Existen cuatro lámparas para la calibración en longitud de onda de los objetos estelares, Fe, Ne, Cs y Hg, dependiendo del rango espectral en el que se trabaje. En nuestro caso hemos usado la de Ne, ya que nuestras observaciones se han realizado en la parte roja del espectro. La luz procedente de las lámparas de calibración recorre el mismo camino óptico que la del astro a observar. También puede ponerse en funcionamiento, si se desea, un motor que provoca un movimiento oscilante de una lámina plano-paralela de vidrio que sirve para ensanchar el espectro en la placa fotográfica. Este dispositivo solo tiene sentido usarlo en el caso en que se observe un objeto cuasi puntual.

Se dispone, también, de un contador de fotones, constituido por un fotomultiplicador de 14 etapas de amplificación, que permite realizar un control de la intensidad luminosa proveniente del astro objeto de estudio, lo que permite obtener espectros en igualdad de flujo recibido y no en función del tiempo de exposición, ya que las condiciones atmosféricas (transparencia, "seeing", etc.) pueden variar a lo largo de la noche de observación. El flujo luminoso que llega al fotomultiplicador puede ser ajustado mediante una rueda de filtros situada a la entrada del mismo y graduada en cuatro posiciones, siendo 10 la razón del flujo luminoso recibido entre una posición determinada y la contigua. Esta rueda debe ajustarse hasta que el ritmo de

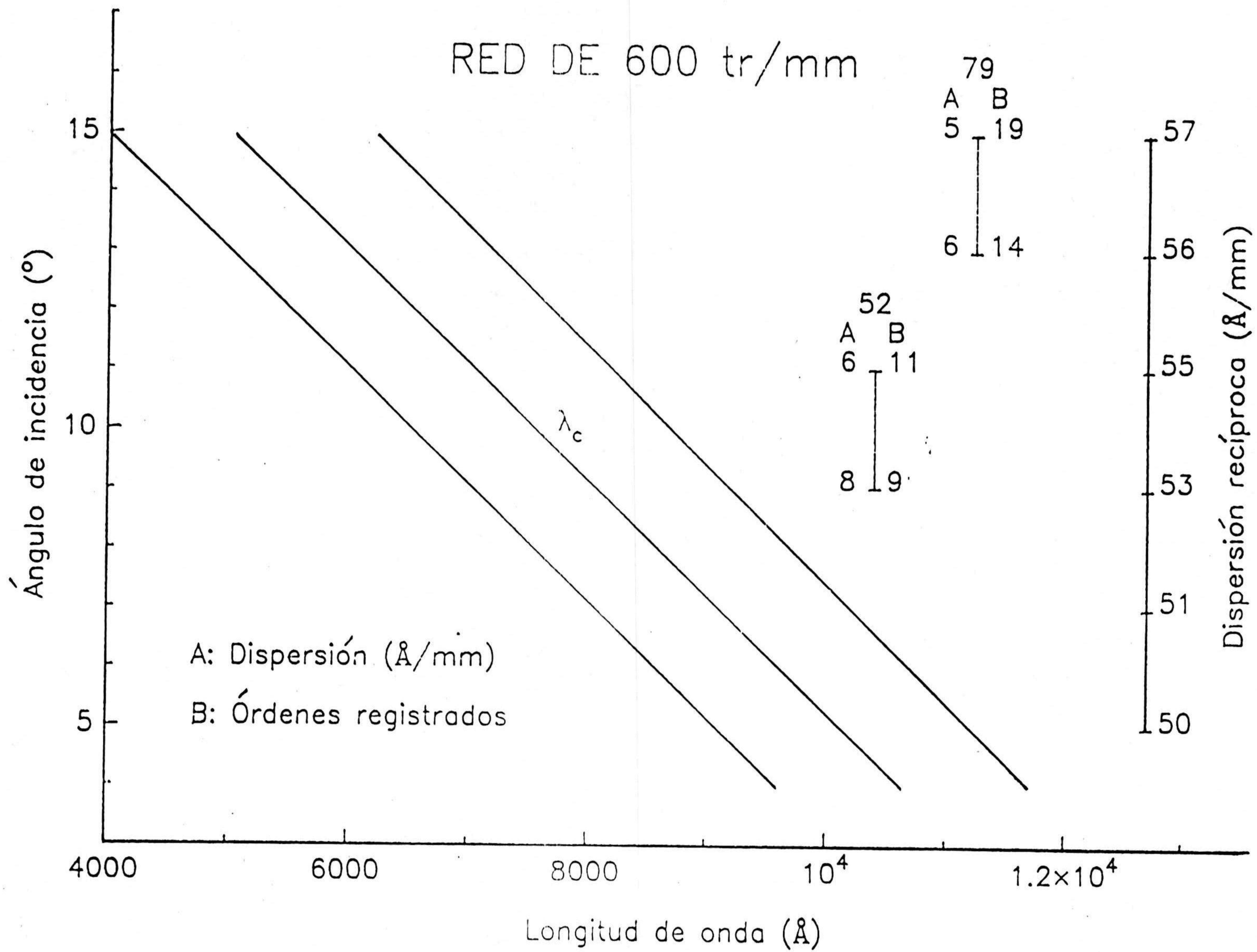


Fig. IV-1a

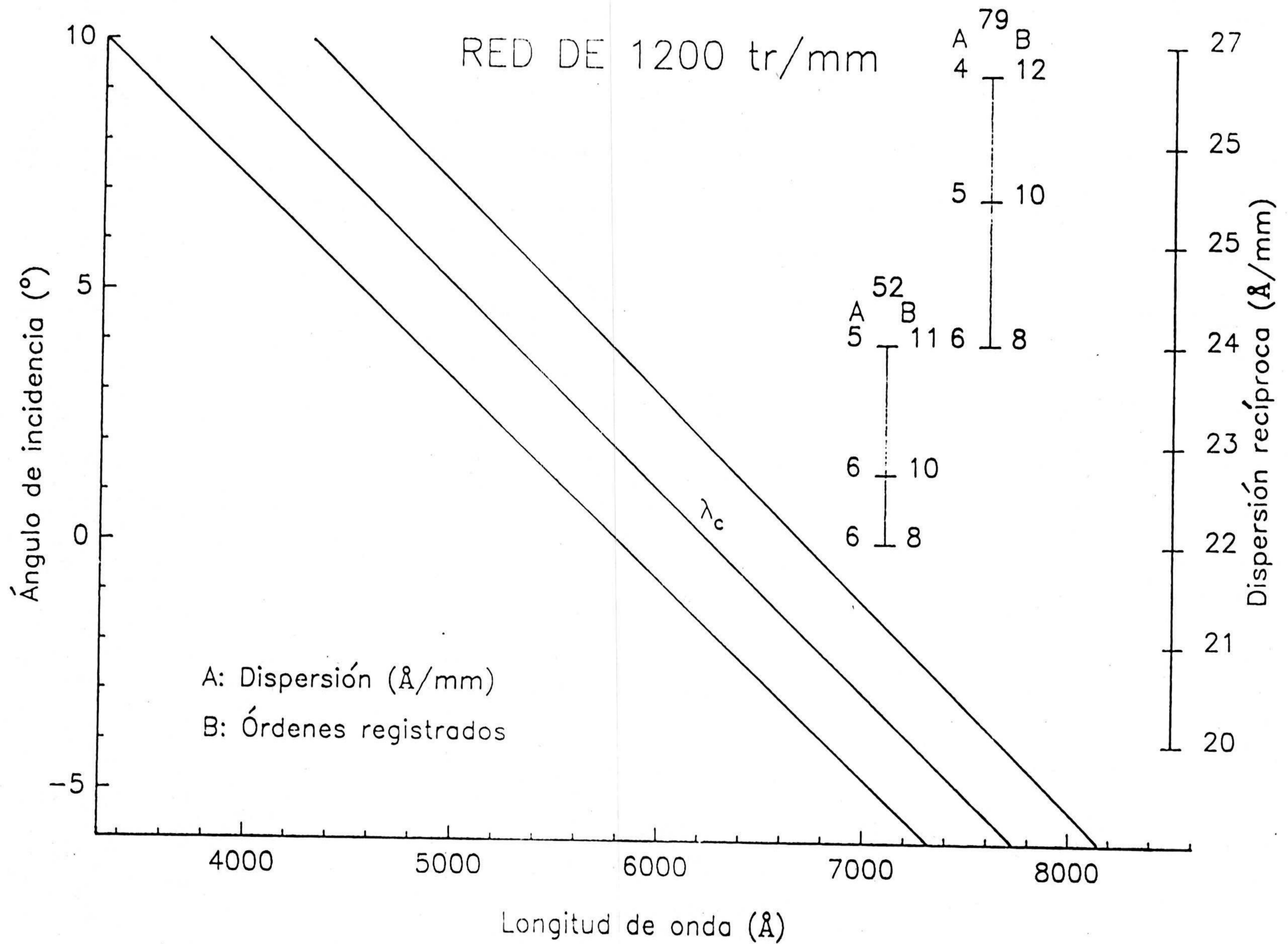


Fig. IV-1b

conteo sea del orden de una cuenta por segundo, y su posición no afecta al flujo luminoso que llega a las redes de difracción y posteriormente a la placa fotográfica.

Otro dispositivo auxiliar, pero imprescindible en el caso de la espectroscopía de objetos extensos, es el rotador de campo, situado a la entrada del espectrógrafo y cuya misión es la de anular la rotación del campo estelar a medida que el telescopio sigue a un determinado objeto. De esta forma, se puede orientar la imagen del planeta en la posición deseada.

Para realizar la calibración fotométrica de los espectros obtenidos se dispone, en la misma sala donde se ubica el espectrógrafo principal, de un espectrógrafo cuya rendija de entrada tiene una altura total de 4 cm y está dividida en once escalones, figura IV-2, de igual altura, pero con unas anchuras que presentan una razón entre escalones sucesivos de 1.46. Esta rendija se ilumina mediante una fuente constituida por una pequeña lámpara de incandescencia colocada en el interior de una esfera integrante de Ulbrich. Tras pasar la rendija, la luz incide sobre una red de difracción de 300 trazos/mm que permite obtener espectros de calibración con las características mostradas en la tabla IV-1.

A uno y otro lado de la rendija de entrada del espectrógrafo de calibración existen otras dos, de 0.1 mm de anchura, destinadas a obtener el espectro de comparación de estas placas, como puede apreciarse también en la figura IV-2.

Existe, asimismo, un juego de filtros neutros para regular la intensidad luminosa que, finalmente, incidirá en la placa de calibración. Estos filtros actúan atenuando la radiación procedente de la lámpara de incandescencia y permiten realizar espectros de calibración en condiciones similares de iluminación a los espectros objeto de estudio.

La placa de calibración servirá para la obtención de las curvas características, es decir, para conocer la respuesta de la placa en intensidad en una determinada longitud de onda. Dicha placa, presentará una serie de bandas con una razón de intensidad luminosa proyectada entre una y la adyacente de

1.46. La digitalización y posterior calibración en longitud de onda permite obtener una gráfica como se muestra en la figura IV-3, que corresponde a una placa del tipo IIIa-F, que ha sido la utilizada en la

obtención de los espectros. A partir de esta gráfica, la obtención de las curvas características es inmediata. Para una cierta longitud de onda, λ , buscamos el punto de corte, con λ constante, con la primera banda. Denotaremos por D_1 a la densidad del punto. A este punto le atribuiremos, de una manera arbitraria una intensidad, cuyo logaritmo sea $\log I_{max}$. Este va a ser el primer punto de la curva característica. Continuando hacia la segunda banda, λ constante, encontraremos un punto de densidad D_2 . Su segunda coordenada vendrá dada ahora por el logaritmo de la relación de intensidades, es decir, $\log I_2 = \log I_{max} - \log(1.46)$. A partir de este punto se obtienen todos los demás siguiendo el mismo procedimiento, de manera que, finalmente, se obtiene, en el espacio $\log I - D$, una serie de puntos como se muestra la figura IV-4, para $\lambda=6200 \text{ \AA}$ (puntos inferiores) y para $\lambda=6600 \text{ \AA}$ (puntos superiores). El ajuste a estos puntos es lo que se denomina curva característica para la longitud de onda λ . Dichos ajustes, tanto de las curvas características como de las curvas de calibración, se han realizado usando la subrutina LSORTH (Peterson, 1979) que, en esencia, se trata de un ajuste polinómico por mínimos cuadrados usando polinomios ortogonales.

TABLA IV-1

Dominio espectral	Dispersión	Orden
3200-5300 Å	16 Å/mm	2°
4500-6600 Å	16 Å/mm	2°
5000-7100 Å	16 Å/mm	2°
4700-9000 Å	32 Å/mm	1°

TABLA IV-2

Elemento	Longitud focal (m)	Apertura (m)	Razón focal	Escala en la placa ("/mm)
Cámara I	0.90	0.30	F/3	31.3
Cámara II	3.60	0.30	F/12	7.8

TABLA IV-3

Orden	Cámara F/3		Cámara F/12	
	Dispersión (Å/mm)	Intervalo espectral (Å)	Dispersión (Å/mm)	Intervalo espectral (Å)
1	17.3	4300	4.4	2200
2	8.5	2100	2.2	1100
3	5.8	1400	1.5	750
4	4.3	1000	1.1	550



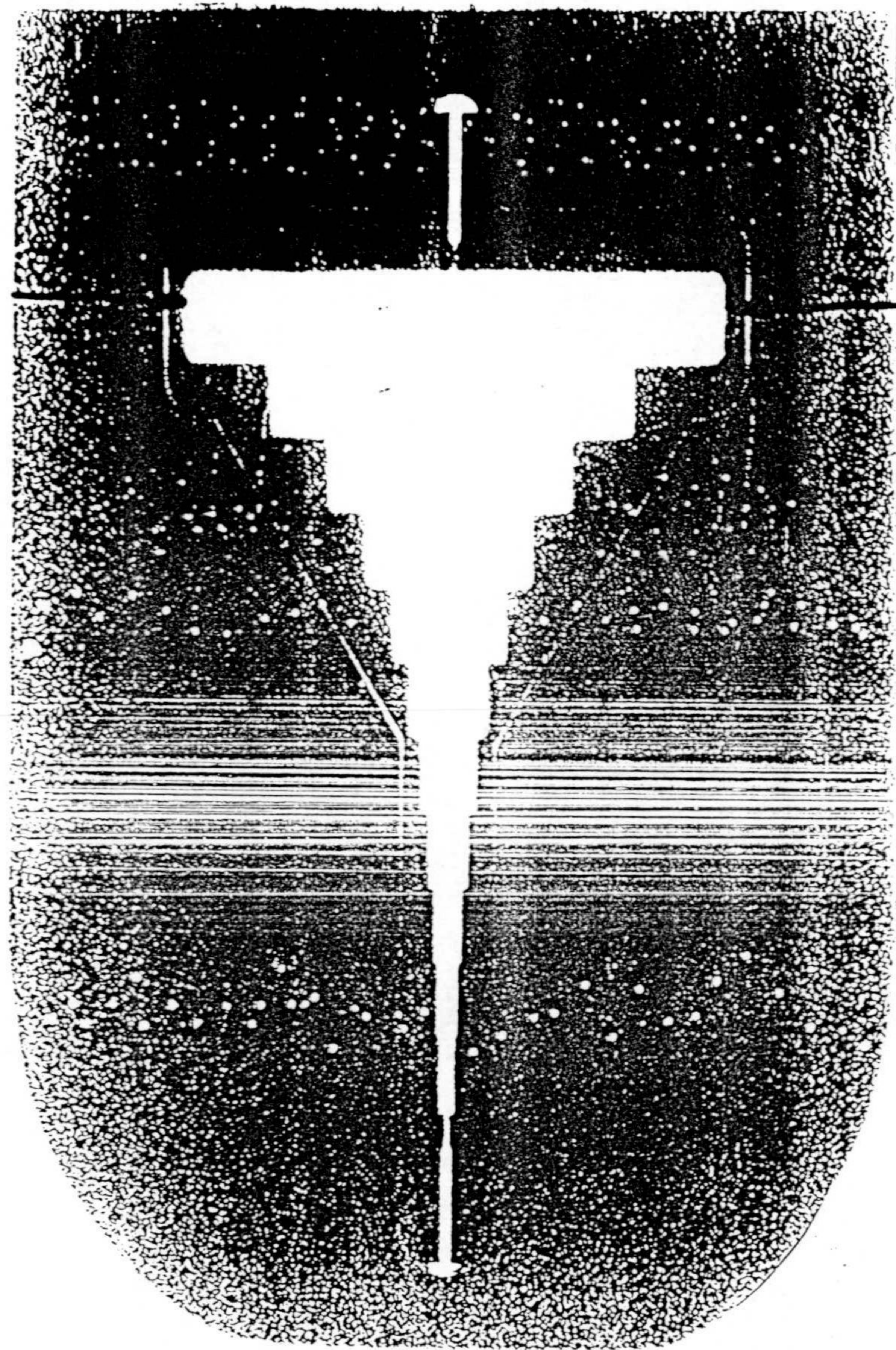


Fig. IV-2

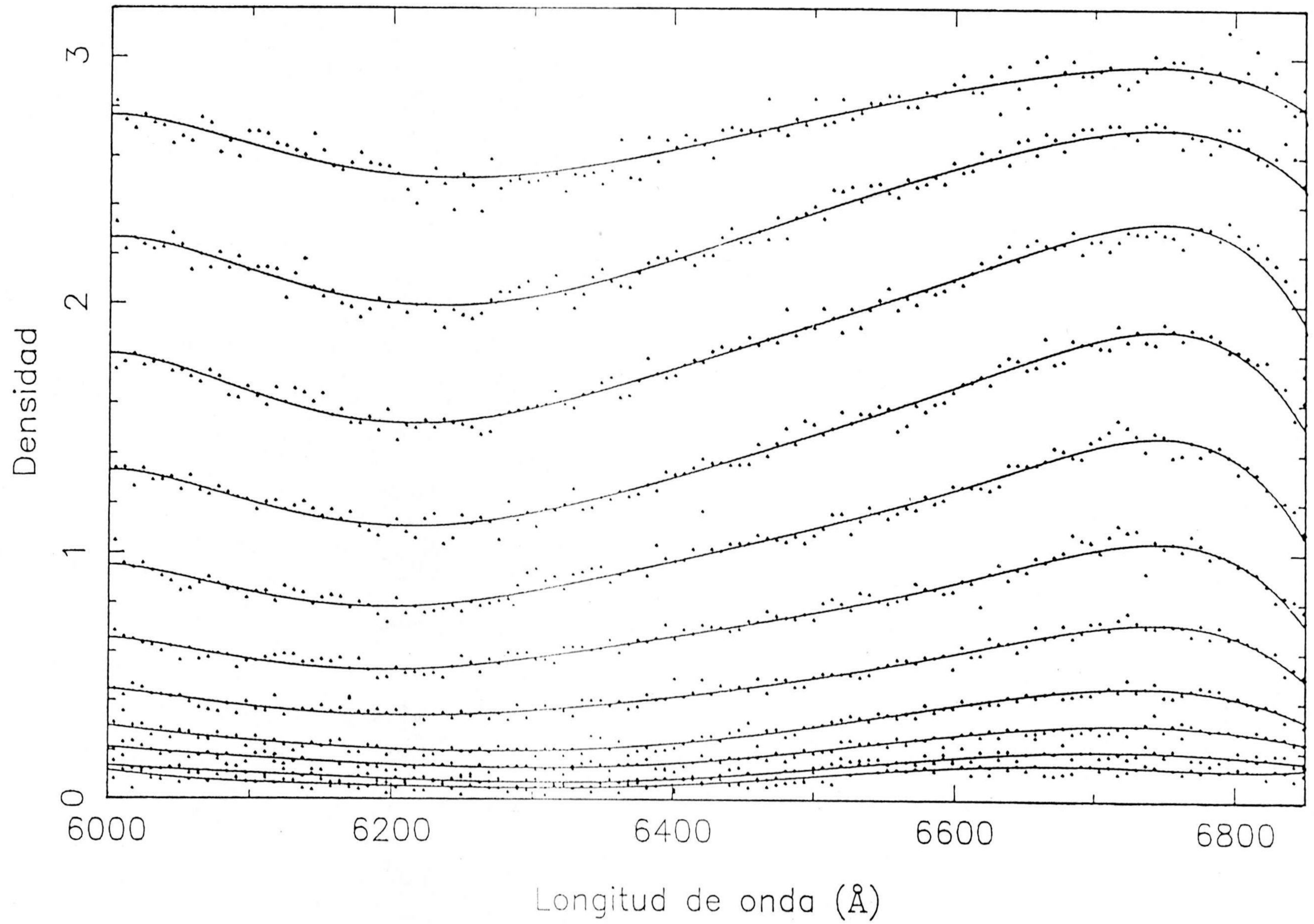
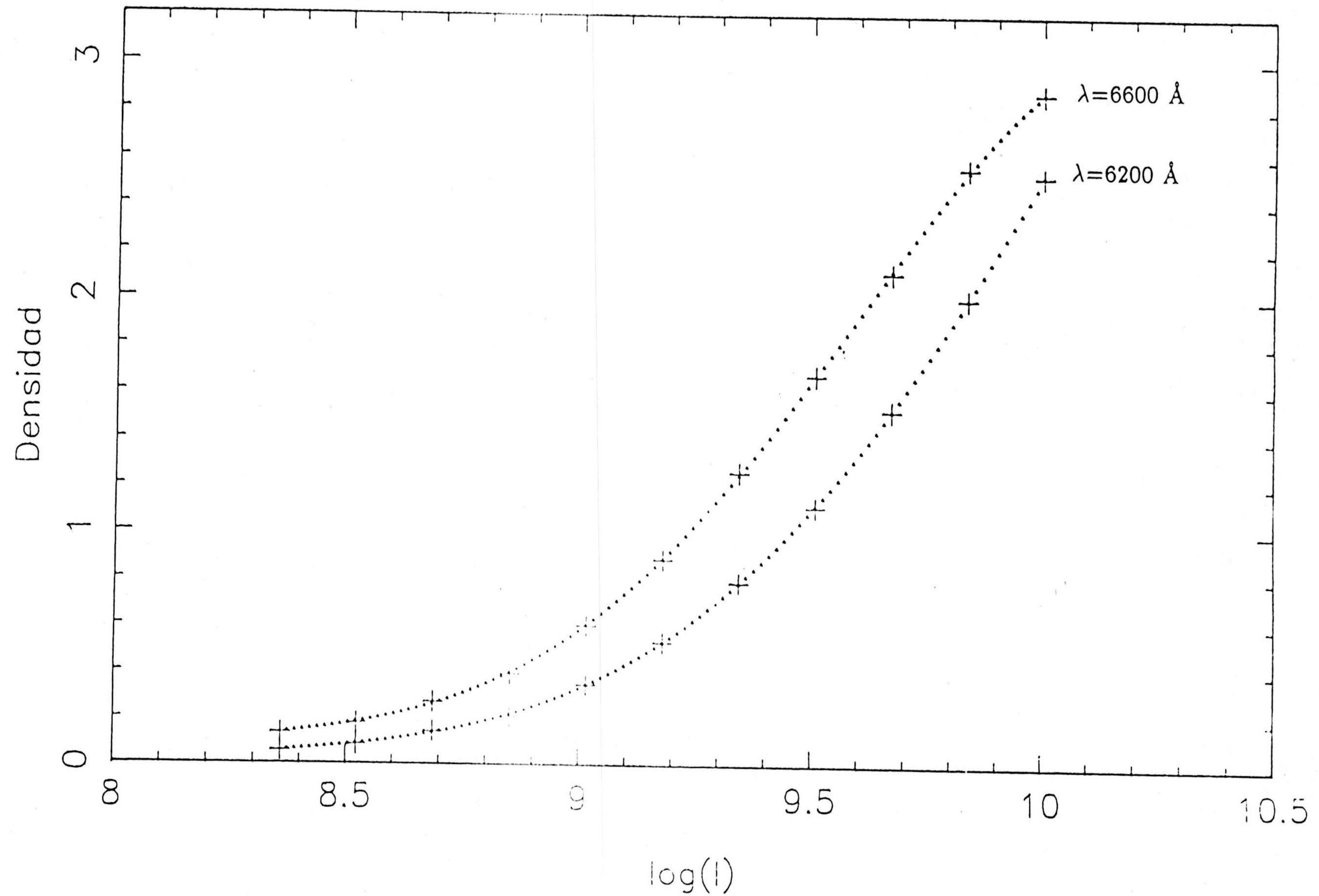


Fig. IV-3



$\log(I)$

Fig. IV-4

IV-2.- EL ESPECTRÓGRAFO COUDÉ DEL TELESCOPIO DE 2.2 m DEL C.A.H.A. SISTEMA DE CALIBRACIÓN

El foco Coudé del espectrógrafo del telescopio de 2.2 m tiene una longitud de 88.8 m y, por tanto, la razón focal es $F/40.36$. La escala de la imagen es de 2.35 "/mm y la longitud focal del colimador es de 12 m. En este espectrógrafo se pueden usar dos cámaras diferentes (véase tabla IV-2), cada una, a su vez, con dos posibilidades, las de trabajar con el foco directo o con el foco newtoniano. Existen dos redes de difracción, ambas de 632 trazos/mm trabajando en ángulos de blaze diferentes siendo, de esta manera, una más eficiente en el rojo y otra en el azul. Se puede trabajar aprovechando los distintos órdenes de difracción de la red, existiendo filtros de corte para suprimir los órdenes no deseados. La tabla IV-3 presenta las características dispersivas y el intervalo espectral recogido correspondiente a cada configuración. Una descripción detallada de la relación entre el ángulo de incidencia y el dominio espectral recogido en cada caso, así como de una descripción de los distintos instrumentos auxiliares, puede encontrarse en Ojero, 1983.

El sistema de calibración en intensidad para las placas obtenidas haciendo uso de este espectrógrafo, está basado en el uso de un filtro Lyot. Este filtro está constituido por una lámina de cristal de cuarzo colocada entre dos polarizadores paralelos mediante el cual se obtienen dos espectros de intensidad variable en función de la longitud de onda incidente que posteriormente se utilizan para calibrar los espectros en intensidad. Estos espectros se realizan en la misma placa donde se obtiene el espectro del objeto observado, lo que representa una ventaja respecto a los sistemas de calibración convencionales, ya que los procesos de revelado son necesariamente los mismos para ambos espectros.

El sistema, brevemente, funciona de la siguiente manera. Se hace incidir un rayo de luz sobre el primer polarizador, y la luz que resulta, linealmente polarizada, penetra en el cristal birrefringente, dispuesto de forma que el eje óptico es paralelo a las caras del cristal, y se desdobra en las componentes ordinaria y extraordinaria. Estos rayos salen del cristal con una diferencia

de fase que vendrá dada por:

$$\delta = 2\pi h \left(\frac{n' - n''}{\lambda} \right) \quad (\text{IV} - 12)$$

donde h es el espesor del cristal, λ la longitud de onda, y n' y n'' los índices de refracción del rayo ordinario y extraordinario, respectivamente. El segundo polarizador selecciona una componente de cada rayo, combinándolas en un solo rayo linealmente polarizado. La intensidad emergente del filtro Lyot tiene, finalmente, la expresión (Born y Wolf, 1970):

$$I = I_o \left(\cos^2 \psi - \sin 2\phi \sin 2(\phi - \psi) \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) \quad (\text{IV} - 13)$$

donde ψ es el ángulo entre los planos de polarización que forman los dos polarizadores, ϕ es el ángulo formado por el eje óptico del cristal y el plano de polarización del primer polarizador y δ es la diferencia de fase dada por la expresión (IV-12). En el caso concreto que nos ocupa, $\psi = 90^\circ$ y $\phi = 45^\circ$. Por tanto,

$$I = I_o \sin^2 \frac{\delta}{2} = I_o \left(\sin^2 \frac{\pi h (n' - n'')}{\lambda} \right) \quad (\text{IV} - 14)$$

Antes de incidir en la placa fotográfica, la luz pasa por dos rendijas de áreas diferentes, obteniéndose sobre la placa dos espectros como muestra la figura IV-5, cuya relación de intensidades es de 0.63, y que servirán para obtener las curvas características.

IV-2-1.-MÉTODO DE LA "ESCALERA"

Consideremos el rango espectral ocupado por los dos espectros anteriores de calibración entre dos mínimos adyacentes, figura IV-6a, siendo λ_1 y λ_2 esas dos posiciones. Consideremos la "campana" dividida en dos regiones, izquierda y derecha. Fijémonos en la parte de la izquierda. Al punto máximo de la curva superior, de densidad D_1 , le atribuiremos un valor de $\log I_1$, arbitrario (por ej., el valor 10). A partir de este punto, con $\lambda = cte$, disminuimos la densidad hasta encontrar el punto de corte con

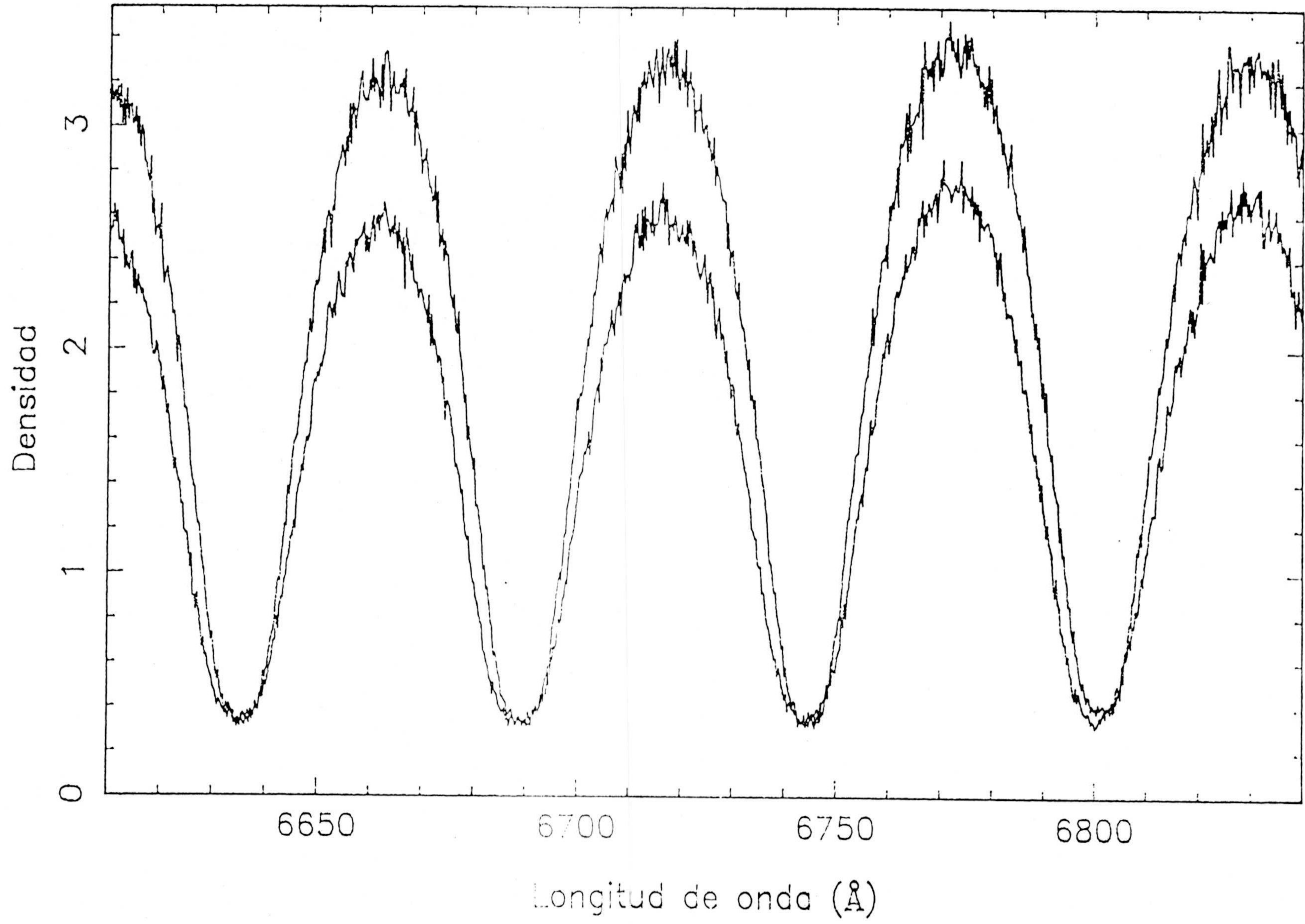


Fig. IV-5

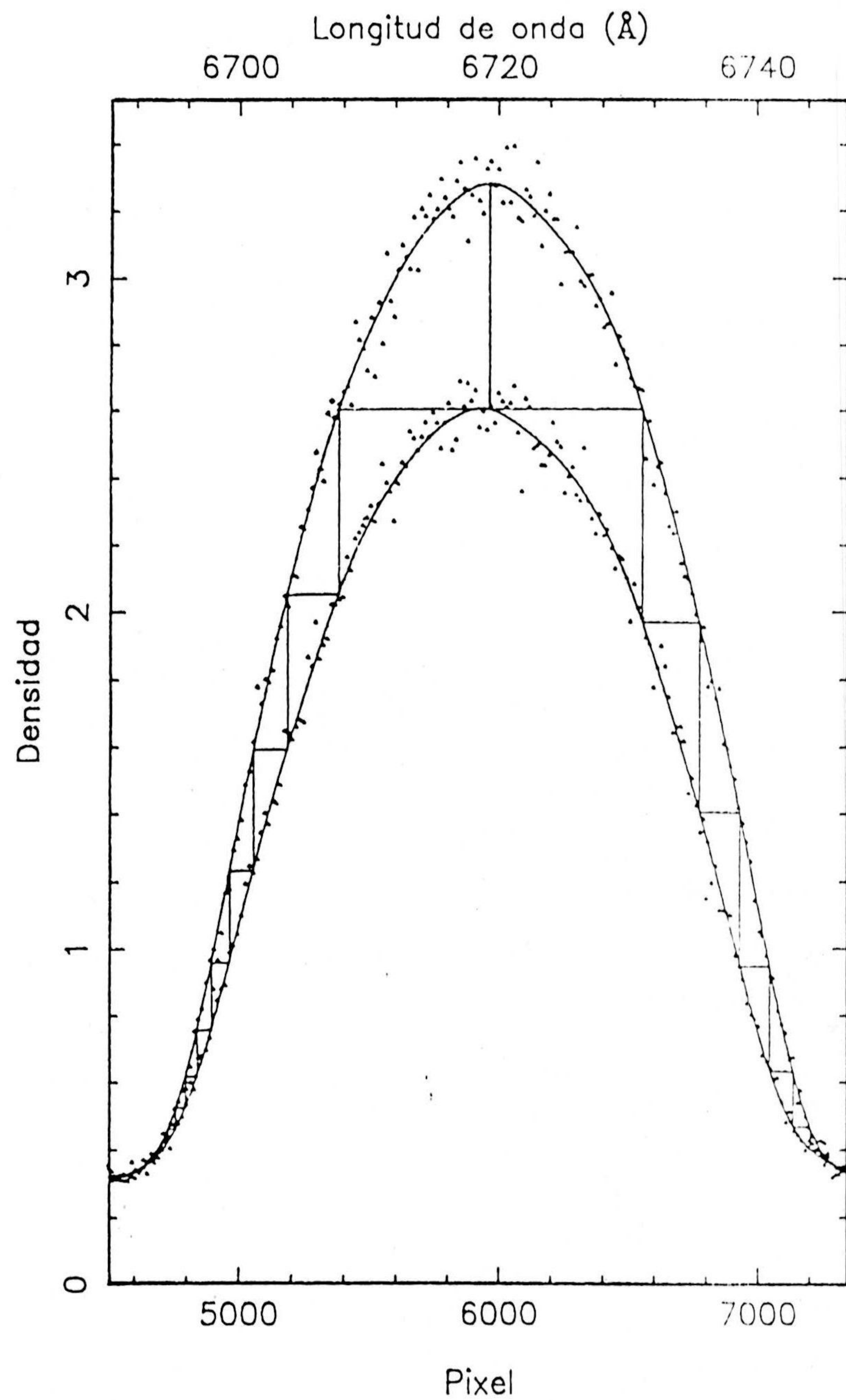


Fig. IV-6a

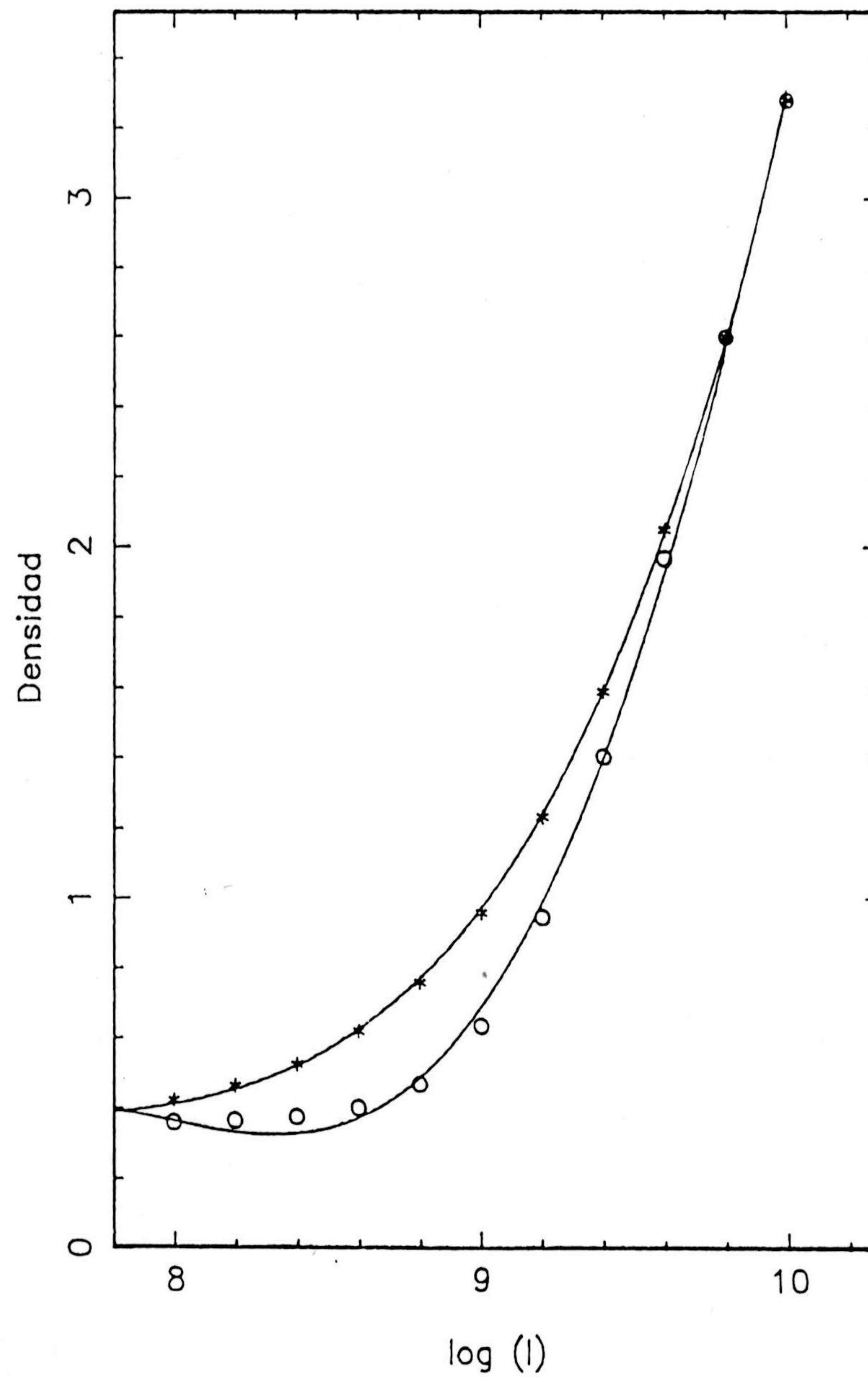


Fig. IV-6b

el segundo espectro de calibración. Este punto de corte tendrá unas coordenadas $(\log I_2, D_2)$, donde $\log I_2 = \log I_1 - R$, donde R es el logaritmo de la relación de intensidades, $R = \log(0.63)$. Si ahora nos desplazamos horizontalmente a la izquierda encontraremos el punto de la primera curva de igual densidad que el punto anterior, D_2 . A partir de este punto, y siguiendo un proceso análogo al anterior, encontraremos el punto de coordenadas $(\log I_3, D_3)$, donde $\log I_3 = \log I_2 - R$. Así sucesivamente, se van construyendo los puntos que configuran la curva característica, que hemos representado en la figura IV-6b mediante los símbolos (*). Si procedemos ahora con la parte derecha de la "campana", obtenemos la otra curva característica, definida por los símbolos (o). Las diferencias entre ambas curvas características que, *a priori* debían ser prácticamente idénticas, son evidentes, y se deben a la asimetría que existe entre ambas "campanas". Este hecho nos ha obligado, pues, a desechar este método para realizar la calibración en intensidad de los espectros.

IV-2-2.-MÉTODO DE PEPPEL Y FINKENZELLER

Este método, ideado por Peppel y Finkenzeller (1984), está basado en la expresión analítica de la intensidad de las curvas de calibración. Para aplicar este método se utiliza una sola de estas curvas, ya que la otra contiene, en principio, la misma información. Tomemos una región cualquiera que contenga tres máximos consecutivos de una de las curvas de calibración. La distribución de la intensidad puede expresarse como:

$$I(x) = (Ax^2 + Bx + C) \cos^2\left(\frac{D}{x - E}\right) \quad (\text{IV} - 15)$$

donde x representa una escala arbitraria (pixel o longitud de onda). El polinomio de segundo grado que aparece en la expresión da cuenta de la dependencia con la longitud de onda de la intensidad. Como la intensidad puede normalizarse arbitrariamente, se puede elegir $C = 1$, con lo que quedan por determinar los coeficientes A , B , D y E . Los coeficientes D y E se determinan a partir de las propiedades ópticas del filtro Lyot. En los tres

mínimos de la función, cuyas abcisas son x_{01} , x_{02} y x_{03} , se tiene que:

$$\frac{D}{x_{01} - E} = \left(n - \frac{1}{2}\right)\pi \quad (\text{IV} - 16)$$

$$\frac{D}{x_{02} - E} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (\text{IV} - 17)$$

$$\frac{D}{x_{03} - E} = \left(n - \frac{3}{2}\right)\pi \quad (\text{IV} - 18)$$

donde n es un entero. Por otra parte, los parámetros A y B se obtienen considerando el principio básico de la fotometría fotográfica, que establece que si dos puntos tienen la misma densidad, las intensidades correspondientes son iguales. Este principio sólo es estrictamente válido cuando la radiación es monocromática, aunque aquí lo supondremos válido en toda la región espectral comprendida entre los puntos P_1 y P_4 en la figura IV-7a. En dichos puntos la función \cos^2 es máxima, verificándose:

$$\cos^2\left(\frac{D}{\mu_i - E}\right) = 1 \quad i = 1, 2 \quad (\text{IV} - 19)$$

donde μ_i son las coordenadas x de los puntos P_i , $i = 1, 2$. Los puntos P_2 y P_3 , de densidad igual a la de los puntos P_1 y P_4 respectivamente, vienen definidos por las coordenadas:

$$P_2 = (\chi_1, D(\chi_1)) \quad P_3 = (\chi_2, D(\chi_2)) \quad (\text{IV} - 20)$$

donde los χ_i vienen definidos por la condición:

$$D(\chi_i) = D(\mu_i) \quad i = 1, 2 \quad (\text{IV} - 21)$$

y, por el principio de la fotometría fotográfica, se tiene, por tanto:

$$I(\chi_i) = I(\mu_i) \quad i = 1, 2 \quad (\text{IV} - 22)$$

lo que implica que:

$$(A\mu_i^2 + B\mu_i + 1) = (A\chi_i^2 + B\chi_i + 1) \cos^2\left(\frac{D}{\chi_i - E}\right) \quad i = 1, 2 \quad (\text{IV} - 23)$$

ecuaciones que permiten calcular A y B .

Los cálculos necesarios para la obtención de las curvas características a partir de estos parámetros están basados en la subrutina LYOT, que aparece en el trabajo de Peppel y Finkenzeller (1984), y que ha sido incluida en nuestros programas de calibración de los espectros. Así, la curva característica obtenida aparece en la figura IV-7b.

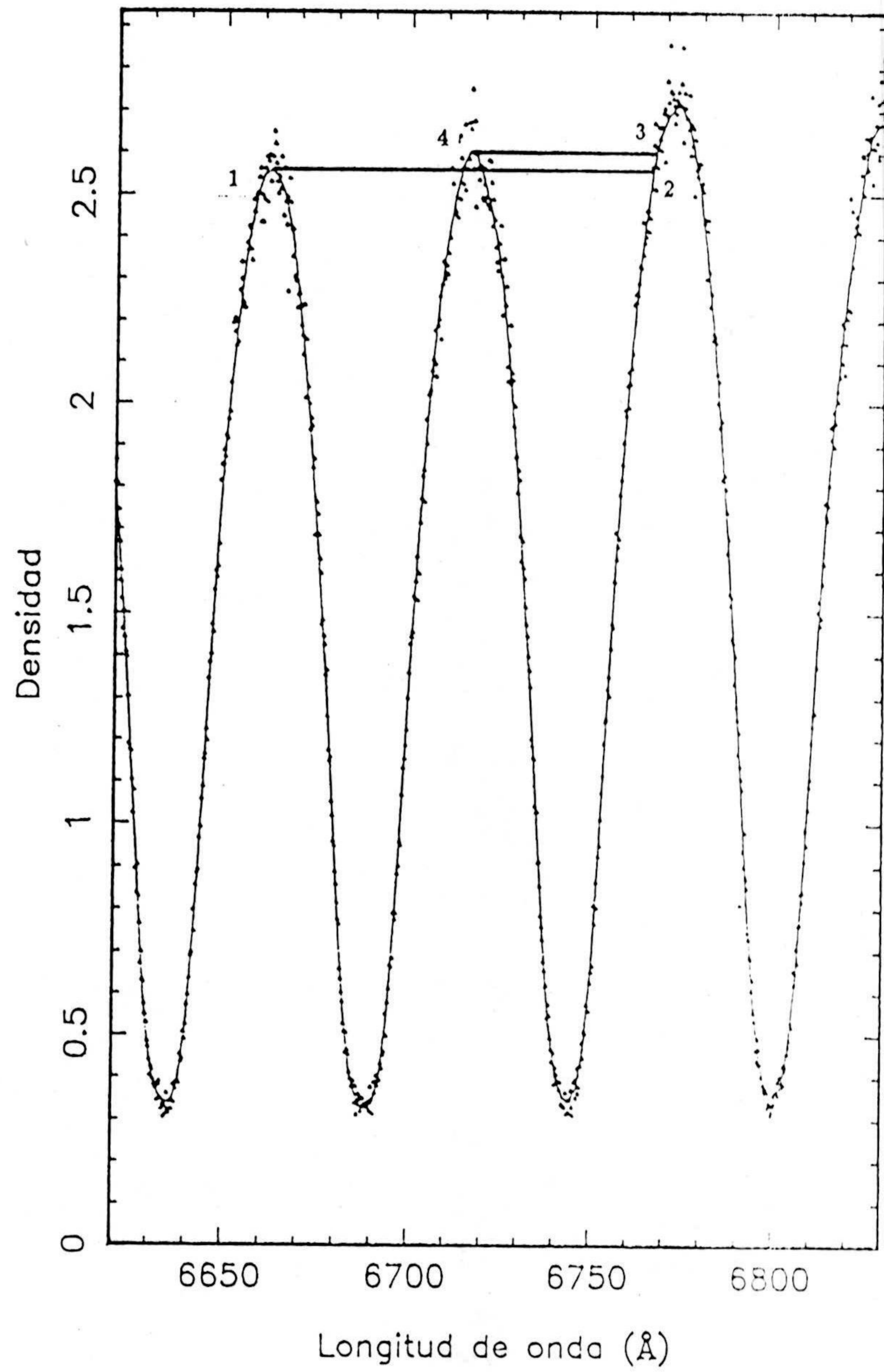


Fig. IV-7a

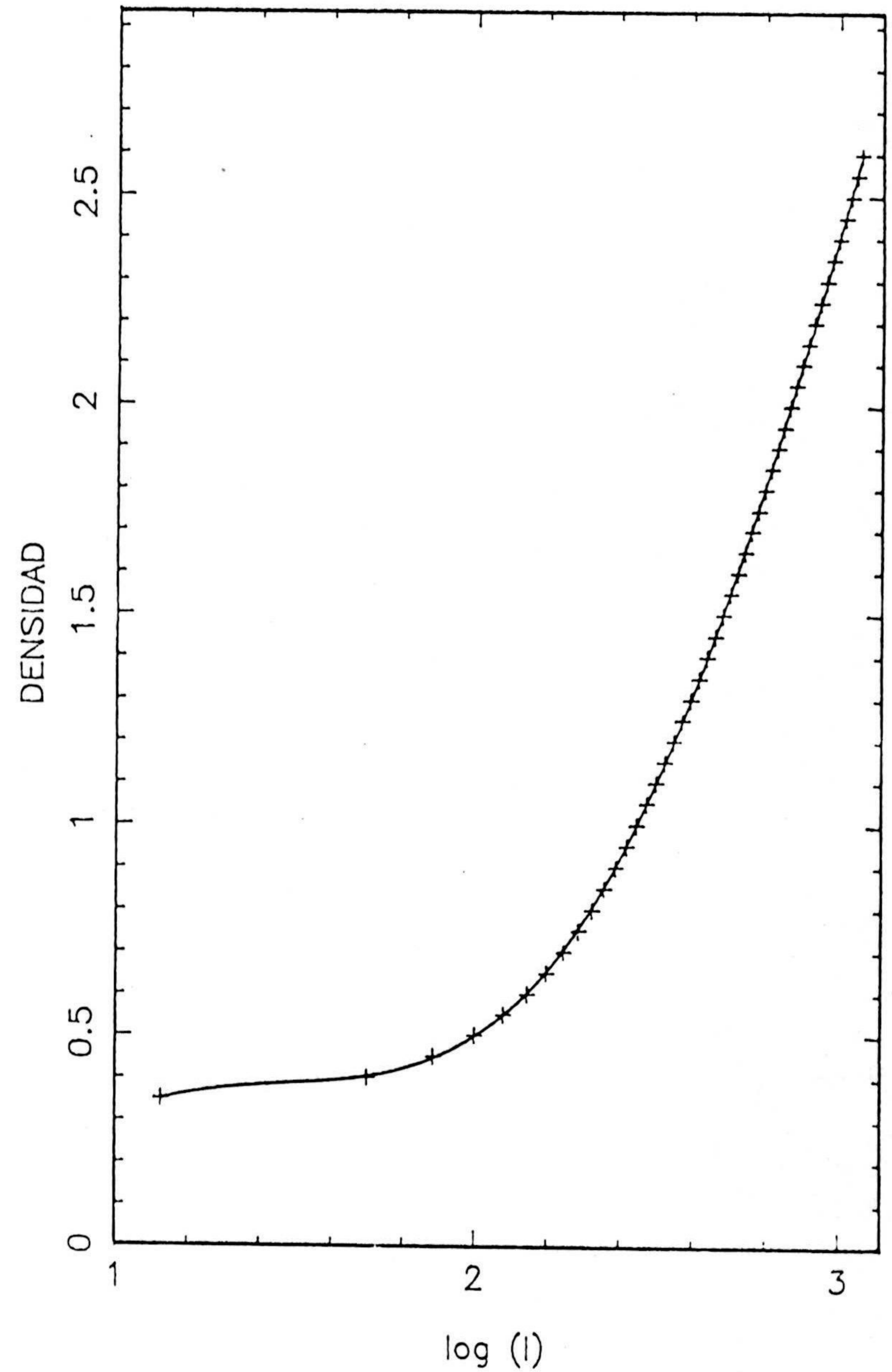


Fig. IV-7b

IV-3.- REDUCCION

IV-3-1.- LECTURA DE LOS ESPECTROS

La digitalización de los espectros ha sido llevada a cabo utilizando un microdensitómetro PDS de la casa Perkin-Elmer en el centro asociado IBM de la Universidad Autónoma de Madrid. En esencia, el aparato está destinado a medir transmisión o densidades ópticas en las placas fotográficas. Las lecturas son posteriormente convertidas en información digital, la cual es almacenada en una cinta magnética. El aparato posee dos motores de alta precisión para el movimiento en unos ejes x e y de una pletina donde se colocan los espectros a digitizar. Esta pletina puede girarse para el alineado de los espectros con el movimiento del eje x . La precisión en la posición, en ambos ejes, es de una micra. El sistema funciona de la siguiente forma. La luz, procedente del sistema óptico instalado debajo de la pletina, incide sobre la placa fotográfica y llega a otro sistema óptico, simétrico al primero. Esta luz incide finalmente sobre un fotomultiplicador con un amplificador de señal lineal, si se desean medidas de transmisión, o logarítmico, en cuyo caso se registran medidas de densidad, siendo la relación entre ambas magnitudes $D = -\log T$. Las rendijas deben seleccionarse de acuerdo con el tamaño del pixel de la placa y la dispersión del espectro, teniendo que ser lo suficientemente grandes como para evitar una pérdida de relación señal/ruido en la lectura y lo suficientemente pequeñas como para no perder resolución espectral. En nuestro caso, el tamaño aproximado del pixel es de $20\mu\text{m}$, por lo hemos elegido una rendija de $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ con un paso de muestreo de $10\mu\text{m}$.

Como se ha mencionado, el equipo incluye una unidad de cinta para el almacenamiento de los datos. La densidad de grabación es de 800 bytes por pulgada (bpi), lo que hace necesaria una transformación para convertirlos a 1600 bpi, ya que la lectora de cintas que poseemos en el IAA tiene ésta característica. Este proceso ha sido llevado a cabo en el Centro de Cálculo de la Universidad de Granada. Una vez realizada la transformación, para el

análisis de los datos ha sido necesaria la elaboración de diversos programas de cálculo.

IV-3-2.- CALIBRACIÓN EN LONGITUD DE ONDA

Para calibrar los espectros en longitud de onda, como se ha mencionado anteriormente, se ha utilizado una lámpara de neón. El procedimiento a seguir es el siguiente. Una vez digitalizado el espectro de comparación e identificadas todas las líneas de emisión, representamos gráficamente la posición de las líneas (pixel) frente a su longitud de onda. Posteriormente se realiza un ajuste de la función $\lambda = f(\text{pixel})$, para la que normalmente basta un polinomio de 2° grado, en el sentido de que la dispersión del ajuste a los puntos está por debajo o es del mismo orden de la resolución espectral. Esta misma función será la que corresponda al espectro del objeto observado. Posteriormente, se corrige de desplazamiento Doppler mediante la comparación de la longitud de onda observada en las líneas solares que aparecen en el espectro con las tabuladas, haciendo uso de un atlas solar. Para ello hemos usado el atlas de Moore y col. (1964).

IV-3-3.- CALIBRACIÓN EN INTENSIDAD. OBTENCIÓN DE LOS ESPECTROS REDUCIDOS.

Este es el paso más importante en la reducción de los espectros obtenidos haciendo uso de placas fotográficas, ya que se trata de un detector no lineal. Para realizar el proceso hacemos corresponder a cada punto del espectro de densidad D_i una intensidad I_i de acuerdo con la función de la respuesta de la placa (curva característica). Esta calibración puede chequearse posteriormente midiendo las anchuras equivalentes de las líneas solares del espectro con las que aparecen en el atlas del espectro solar (p. ej., Moore y col., 1964).

En el caso de los espectros obtenidos con el espectrógrafo del telescopio de 1.52 m, la calibración se ha realizado a partir de las distintas curvas características obtenibles a partir de las placas de calibración, para cada uno de los puntos del espectro. En el caso del espectrógrafo del telescopio de 2.2 m, los espectros fueron calibrados utilizando el método analítico desarrollado por Peppel y Finkenzeller (1984), anteriormente expuesto.

Una vez obtenidos los espectros calibrados, el último paso consiste en obtener los espectros puramente planetarios, es decir, realizar la sustracción de los espectros solar y atmosférico de los espectros planetarios. La técnica consiste en realizar, durante la noche de observación, distintos espectros lunares, procurando hacerlo en las mismas condiciones de masa de aire que los planetarios. Una vez obtenidos ambos espectros, lunar y planetario, se procede a efectuar la división planetario/lunar, lo que conduce a la obtención de otro espectro, en el que deben aparecer canceladas todas las líneas solares y atmosféricas, y que debe contener, al menos en teoría, el espectro propio del planeta. Este proceso se ilustra en la figura IV-8, en la que presentamos un espectro lunar (a), un espectro de Júpiter (b) y el espectro correspondiente a la división de ambos (c). La cancelación de las líneas no es perfecta, debido al ensanchamiento que sufren las líneas solares debido a la rápida rotación del planeta. Las depresiones que aparecen en las regiones en torno a ~ 6200 y $\sim 6450 \text{ \AA}$ constituyen las bandas de absorción de metano y amoniacó que van a ser objeto de análisis en los próximos capítulos, donde estableceremos los procedimientos de cálculo de las anchuras equivalentes y los distintos modelos teóricos para explicar la distribución de la absorción molecular en los planetas objeto de estudio.

La lámina V-1 muestra uno de los espectros obtenidos estudiados. Se obtuvo con la cámara F-12 del espectrógrafo del telescopio de 2.2 m del C.A.H.A. Su resolución es de 2 \AA/mm . Los espectros de calibración vienen indicados por b_1 y b_2 , y c señala el espectro de comparación. Entre los espectros de sus anillos, a, se encuentra el del disco de Saturno, e.

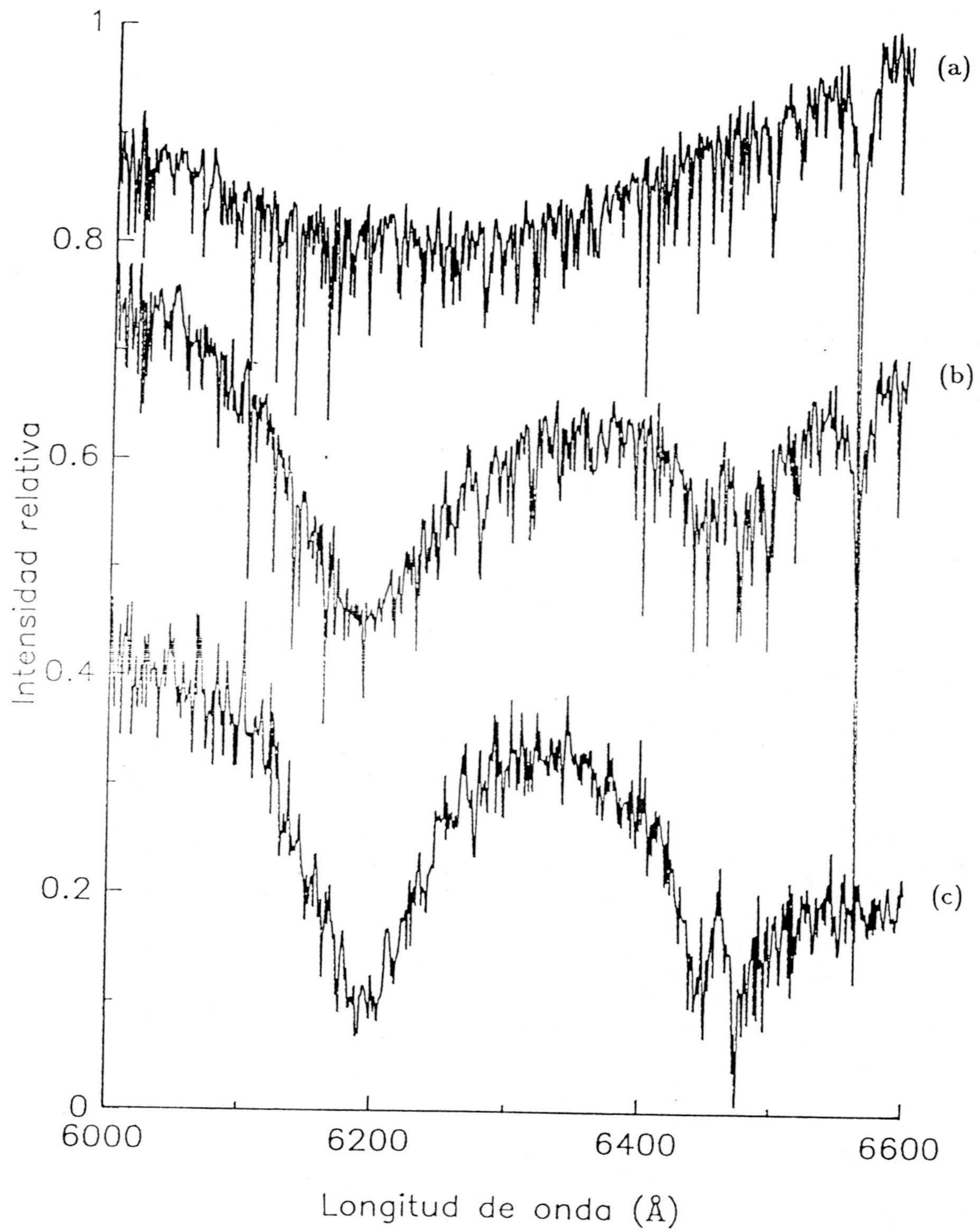


Fig. IV-8

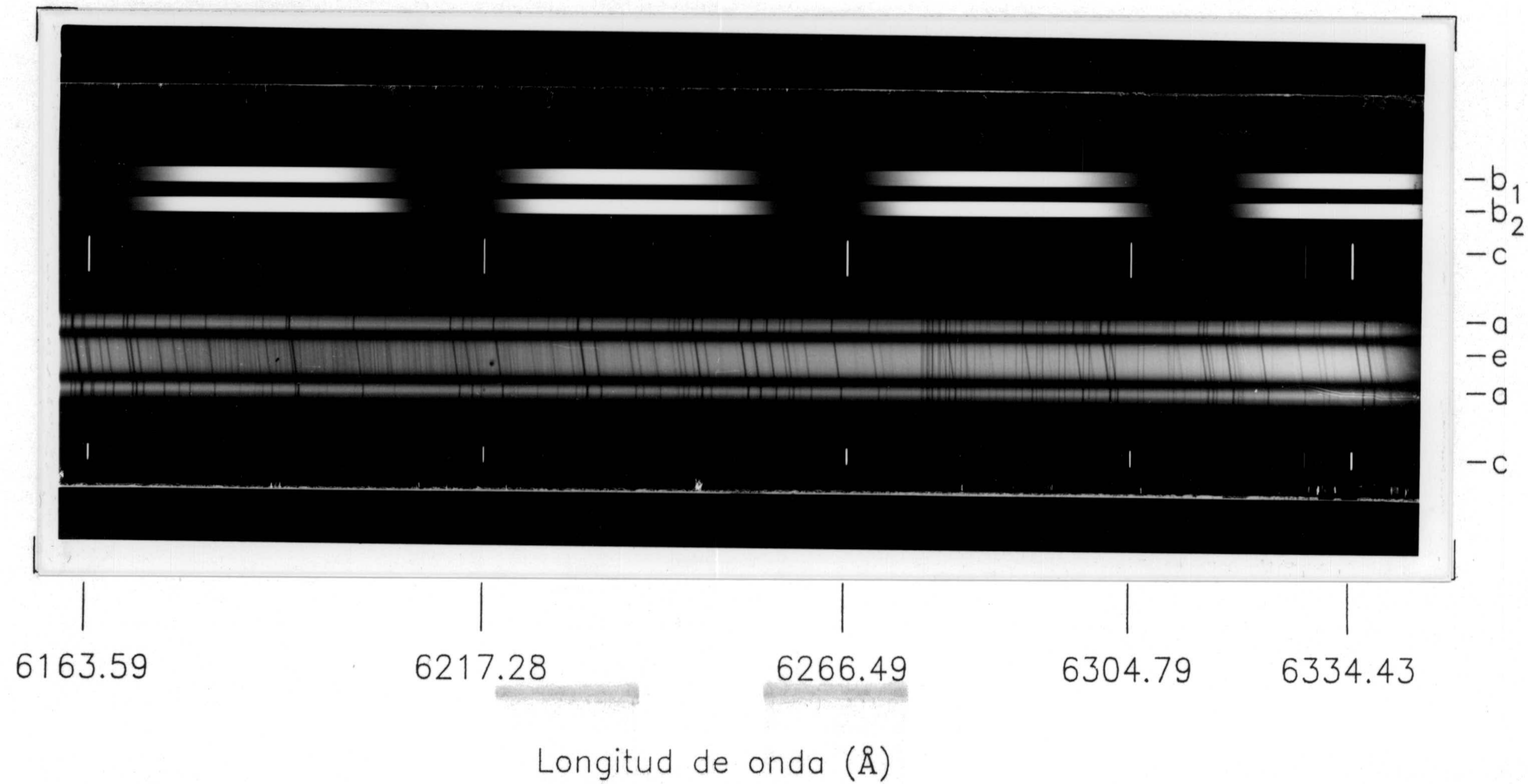


LÁMINA IV-1

V.- ESTUDIO ESPECTROGRÁFICO DE LA REGIÓN ROJA DEL ESPECTRO: MÉTODO Y RESULTADOS.

Como ya ha sido indicado, es la región roja del espectro la que centra la atención del presente trabajo; concretamente, las absorciones del metano, amoniaco y del hidrógeno molecular en la región de 600-700 nm. Estos hechos espectroscópicos objeto de estudio son, por una parte, bandas de absorción; y por otra, líneas de absorción. Según sean unos u otros los considerados, serán distintos tanto el método como la instrumentación utilizado.

Si bien los estudios realizados mediante las líneas de absorción necesitan instrumentos que faciliten una mayor resolución espectral, es en el caso de las bandas de absorción donde el método a utilizar presenta problemas notables. Por tanto, dedicamos un primer apartado, en este capítulo, al método utilizado para la obtención de las anchuras equivalentes de las bandas de absorción. El resto del mismo, se emplea para describir las medidas realizadas con distintas resoluciones espectrales, tanto para Júpiter como para Saturno. La discusión e interpretación de estos resultados se presentan en el capítulo siguiente.

V-1.- MÉTODO DE OBTENCIÓN DE LAS ANCHURAS EQUIVALENTES

La anchura equivalente de una banda, o de una línea, de absorción, W , viene dada por

$$W_{\lambda} = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{I_c}{I_{\lambda}}\right) d\lambda \quad (\text{V} - 1)$$

siendo λ la longitud de onda, I_{λ} la intensidad de la banda (o de la línea) e I_c la intensidad en el continuo. Su significado físico justifica su nombre; a saber: W es la anchura que tendría dicha banda (o línea) si fuese totalmente absorbente, manteniendo el mismo área que presenta el perfil real de la banda (o línea).

La anchura equivalente es, sin duda, el parámetro idóneo para caracterizar un hecho espectroscópico. Está relacionado con la abundancia de la molécula absorbente, lo que indica la importancia de su conocimiento si deseamos saber la composición de una atmósfera planetaria. Ahora bien, para la obtención de las abundancias de los componentes ha de tenerse en cuenta un determinado modelo y, por tanto, la consideración de determinadas hipótesis. Por ésta razón, los resultados que se exponen en este capítulo se harán en forma de valores de anchuras equivalentes.

Las causas de error en la determinación espectrográfica de las anchuras equivalentes son múltiples. Es usual en la bibliografía referirse al trabajo de Bergstralh (1981) en lo relativo a esta cuestión. En el citado trabajo, se realiza una clasificación clásica de los errores aplicada a este caso concreto, y ciertas estimaciones de los mismos. No obstante, es bien conocido, que la contribución mayor a la incertidumbre del valor obtenido en la determinación de una anchura equivalente proviene de la colocación del continuo. Efectivamente, este factor es tan decisivo que el resto de las causas de error, a pesar de ser numerosas, tiene una importancia pequeña.

La colocación del nivel del continuo ha sido habitualmente realizada de forma subjetiva, según el buen criterio de cada científico. Pero, para un mismo espectro, dos investigadores colocan el nivel del continuo de forma diferente, lo que conduce a valores de la anchura equivalente con diferencias

significativas. Estas diferencias son más o menos apreciables en cada caso; así, en algunos espectros son prácticamente nulas, pero en otros sucede lo contrario. Este hecho hace que la comparación, no ya de abundancias de un compuesto, sino incluso de anchuras equivalentes obtenidas por diferentes autores, sea de dudosa fiabilidad. Además, al ser medidas referentes a distintos tiempos, puede inducir a pensar en variaciones temporales en las atmósferas de estos planetas de sospechosa credibilidad. Algunos autores han establecido criterios sencillos con intención de objetivizar el método, tales como el criterio de los puntos más altos (e.g., Encrenaz y Owen, 1974), aunque en la práctica sus consecuencias, a veces, posean cierto grado de inverosimilitud. Sin duda, el esfuerzo de mayor interés en este sentido ha sido realizado por Cochran y Cochran (1980). La intención de estos investigadores ha sido la de dotar de un medio objetivo y fácilmente reproducible para la colocación del continuo. Consiste en ajustar un polinomio de segundo grado a puntos del espectro de las dos regiones contiguas a la depresión de la banda. El problema consiste en la elección de estas regiones. Según sea dicha elección los resultados serán más o menos razonables para todos los espectros a estudiar, pero el mantenimiento del carácter objetivo del método exige fijar dichas regiones

En nuestro trabajo hemos seguido estos criterios dados por Cochran, escogiendo los mismos límites para las regiones consideradas que los utilizados por dichos autores.

Las observaciones realizadas cerca de los limbos son críticas. Además de aumentar la importancia de la precisión en el posicionamiento espacial, los perfiles de la banda de metano, 6190 Å, muestran grandes variaciones, como fue notado por Avery y col. (1974). Al ser menor la reflectividad en los limbos que en las zonas centrales del disco, las observaciones necesitan un mayor tiempo de exposición. De esta forma, la razón señal ruido disminuye considerablemente. Moreno y col. (1988) han mostrado como la utilización de regiones más amplias para el ajuste del continuo, proporciona valores más realistas, disminuyendo las variaciones centro-limbo reportadas por estos autores en un trabajo anterior (Moreno y col., 1986). Ellos utilizaron los límites empleados por Boyce (1968), que son: 6045-6120 Å y 6285-6360 Å en

el caso de la banda en 6190 Å del metano, y los límites usados por Cochran y Cochran (1980) para la banda del NH₃ en 6450 Å, 6365-6404 Å y 6528-6584 Å. Asimismo, estos autores estudiaron la dependencia entre la anchura de las regiones utilizadas para el ajuste del continuo y el valor obtenido para las anchuras equivalentes de las bandas de absorción según la razón señal ruido del espectro. Ellos concluyen que la diferencia entre los valores de las anchuras equivalentes obtenidas usando los intervalos de longitud de onda de Cochran y Cochran (1980) y los utilizados por Boyce (1968) es dos veces la pequeña diferencia que resulta usando ambos intervalos para espectros con alta razón señal/ruido.

Como se ha indicado, existen otras fuentes de error, de mucha menor importancia, en la determinación de las anchuras equivalentes. Entre ellas, destacamos las provenientes de la calibración fotográfica. Estas dependen de factores tales como los errores asociados a los procesos de revelado, los inherentes al proceso de lectura microdensitométrica y aquellos derivados del proceso de elaboración de las curvas características. Además, estos errores son controlables y pueden determinarse al comparar las anchuras equivalentes de las líneas solares del espectro con las de un atlas de las líneas del espectro solar. De hecho, este procedimiento es el seguido por numerosos autores a la hora de estudiar la precisión fotométrica de sus espectros.

V-2.- MEDIDAS DE ABSORCIÓN EN EL DISCO DE JÚPITER. DISTRIBUCIÓN ESPACIAL.

V-2-1.- BAJA RESOLUCIÓN

Los espectros utilizados para el estudio de las bandas del metano (6190 Å) y de amoniacó (6450 Å) fueron obtenidos en la campaña del 1 al 5 de Septiembre de 1985, haciendo uso del espectrógrafo Coudé del telescopio de 1.52 m de Calar Alto. De entre los espectros obtenidos, hemos seleccionado cinco de ellos que, por su calidad, sirvan como base para el estudio de las variaciones centro-limbo a lo largo de la región ecuatorial del planeta. La configuración espectrográfica usada fue la de la red de 1200 trazos/mm con una inclinación de -0.5° . De esta forma, el rango espectral cubierto es de 6000-6600 Å, con una dispersión de 22 Å/mm (véase la figura IV-1b). El tiempo de exposición fue de ~ 5 min en todos los casos. La apertura de la rendija, de 240 μm , proyecta un ángulo de $1.1''$. La apertura de las mandíbulas permitían cubrir una región, en el disco planetario, de $\pm 10^\circ$ entorno al ecuador del planeta. La imagen fue orientada con la ayuda de un rotador de campo. La figura V-1 muestra la posición de la rendija en cada una de las observaciones. Las placas fotográficas utilizadas fueron del tipo IIIa-F, previamente sensibilizadas durante unas 4 horas en N_2 .

Las figuras V-2a a V-2e presentan los espectros reducidos tras la eliminación de la parte solar de los mismos, tal como se ha expuesto en el capítulo anterior. Las posiciones, en la región ecuatorial, corresponden al centro, a 0.3 y a 0.75 fracciones del radio planetario, hacia el este y el oeste. La incertidumbre estimada en estas posiciones es de unos $2.2''$, lo que equivale a un error de $\sim 8\%$. En dichas figuras se muestran los continuos establecidos según lo ya expuesto. Los intervalos en longitud de onda escogidos para ello son los de Cochran y Cochran (1980) y los de Boyce (1968) para las bandas de amoniacó y etano respectivamente.

En la tabla V-1 se muestran los datos concernientes a las observaciones

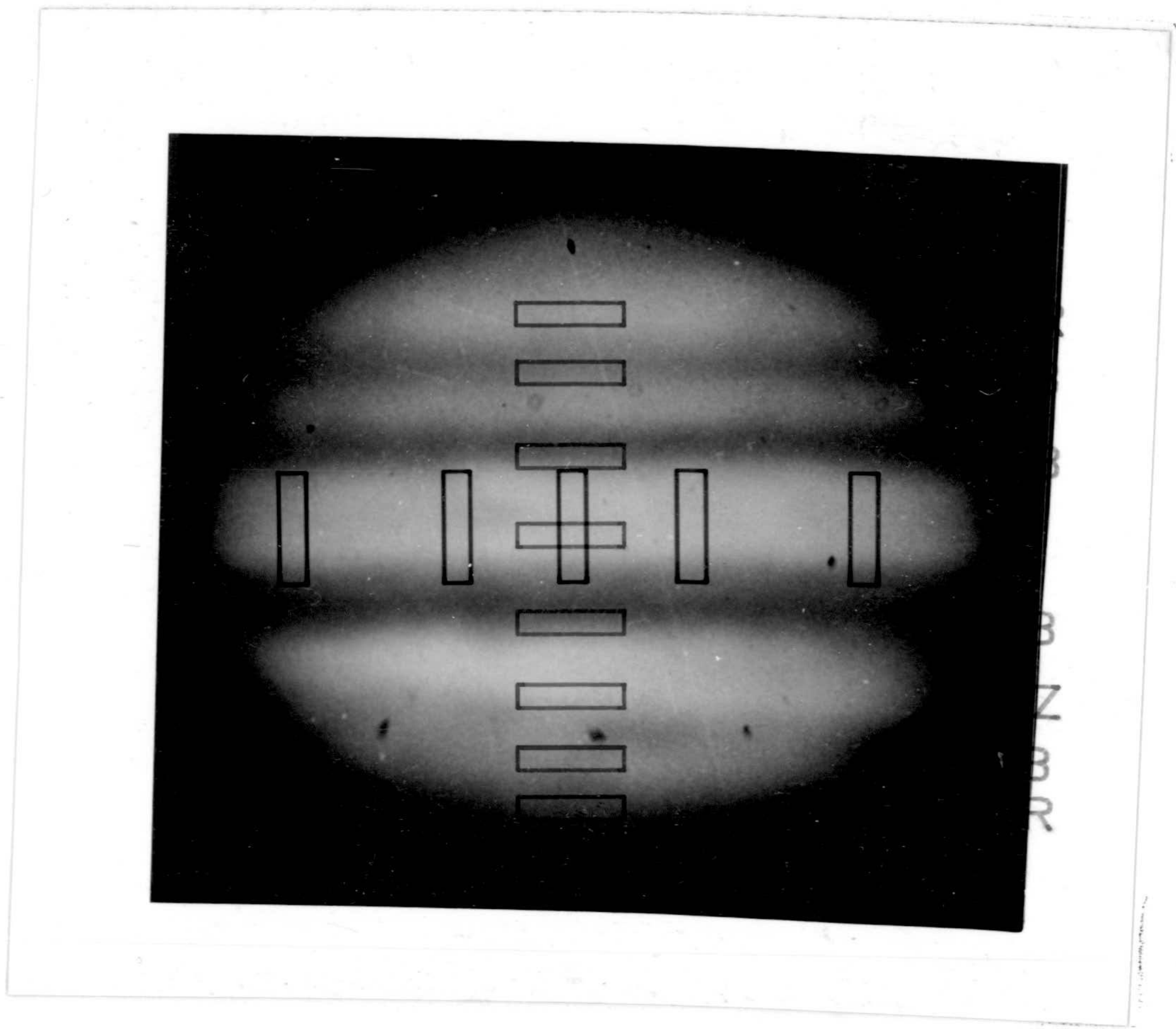


Figura V-1

Figura V-3

TABLA V-1

Localización	Fecha-hora (TU)	"seeing"	Masa de aire
r/R=0.75 E	3/Sept/85-21:00	~2"	2.1
r/R=0.33 E	3/Sept/85-20:54	~2"	2.1
Centro	4/Sept/85-22:35	~1"	1.8
r/R=0.33 O	3/Sept/85-21:11	~2"	2.1
r/R=0.75 O	4/Sept/85-23:04	~1"	1.8

TABLA V-2

Localización	W_λ CH ₄ -6190 (Å)	W_λ NH ₃ -6450 (Å)
r/R=0.75 E	9.1	1.9
r/R=0.33 E	13.2	4.4
Centro	16.2	7.7
r/R=0.33 O	11.1	4.9
r/R=0.75 O	9.7	6.1

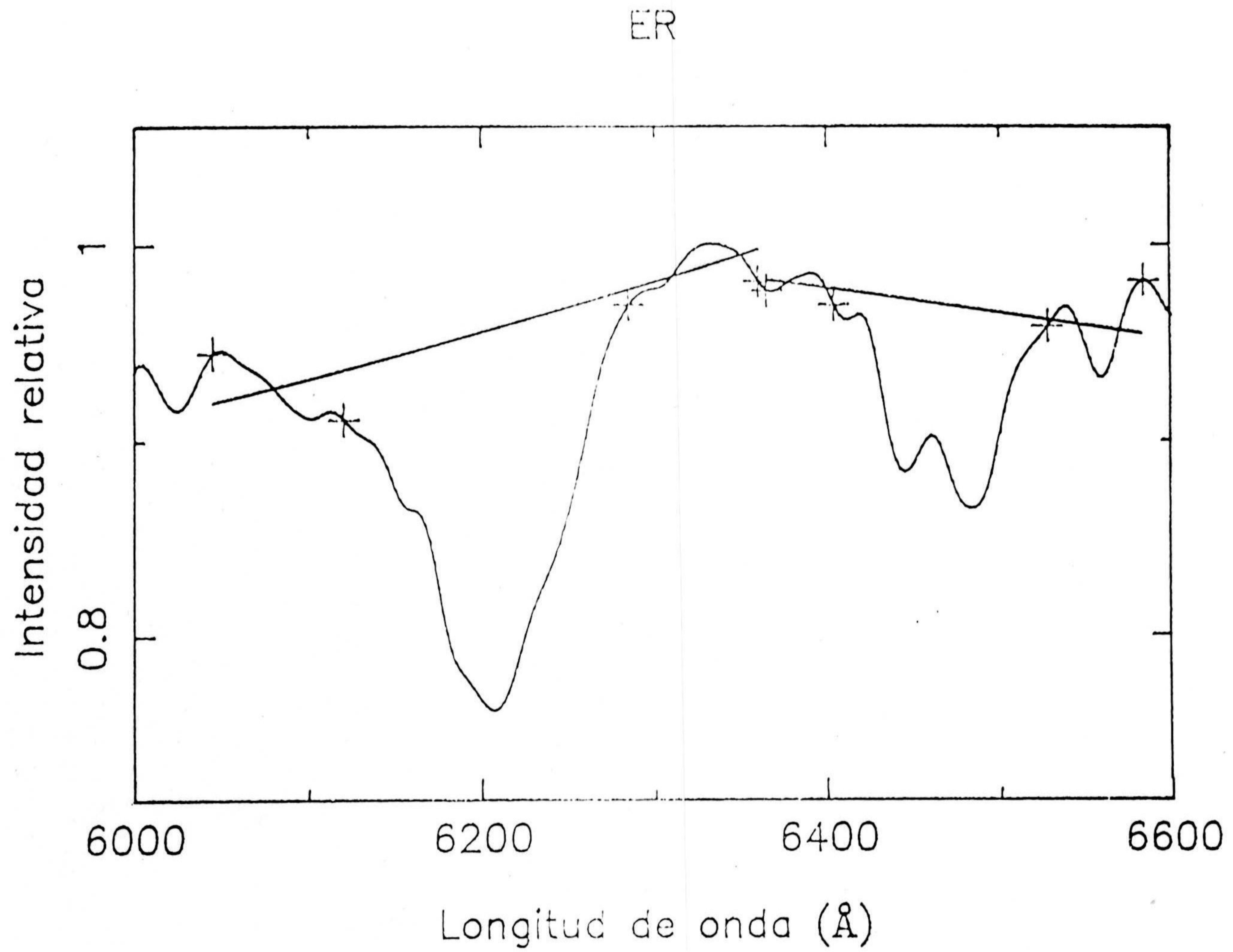


Fig. V-2a

ER--E($r/R=0.3$)

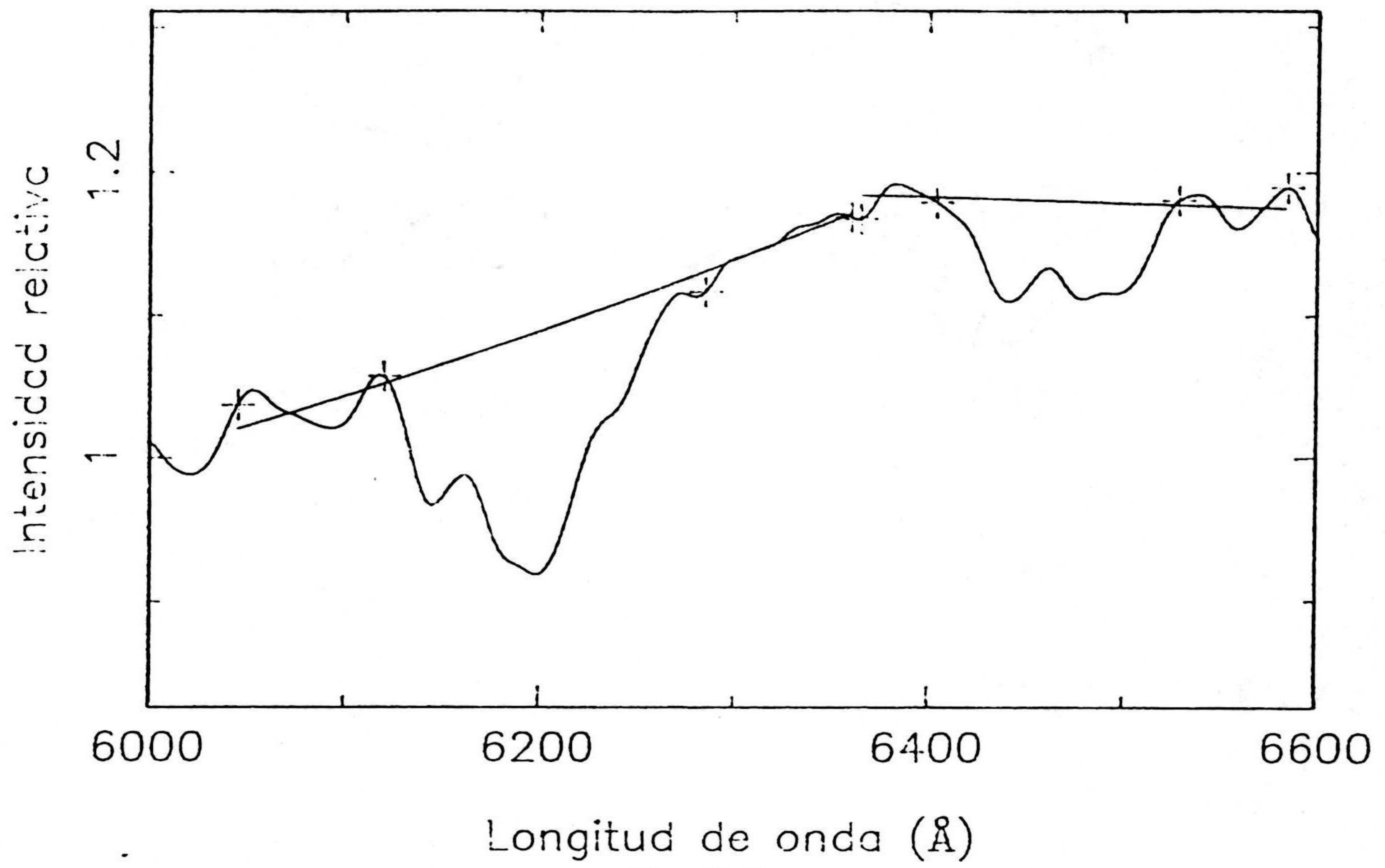


Fig. V-2b

ER--E($r/R=0.75$)

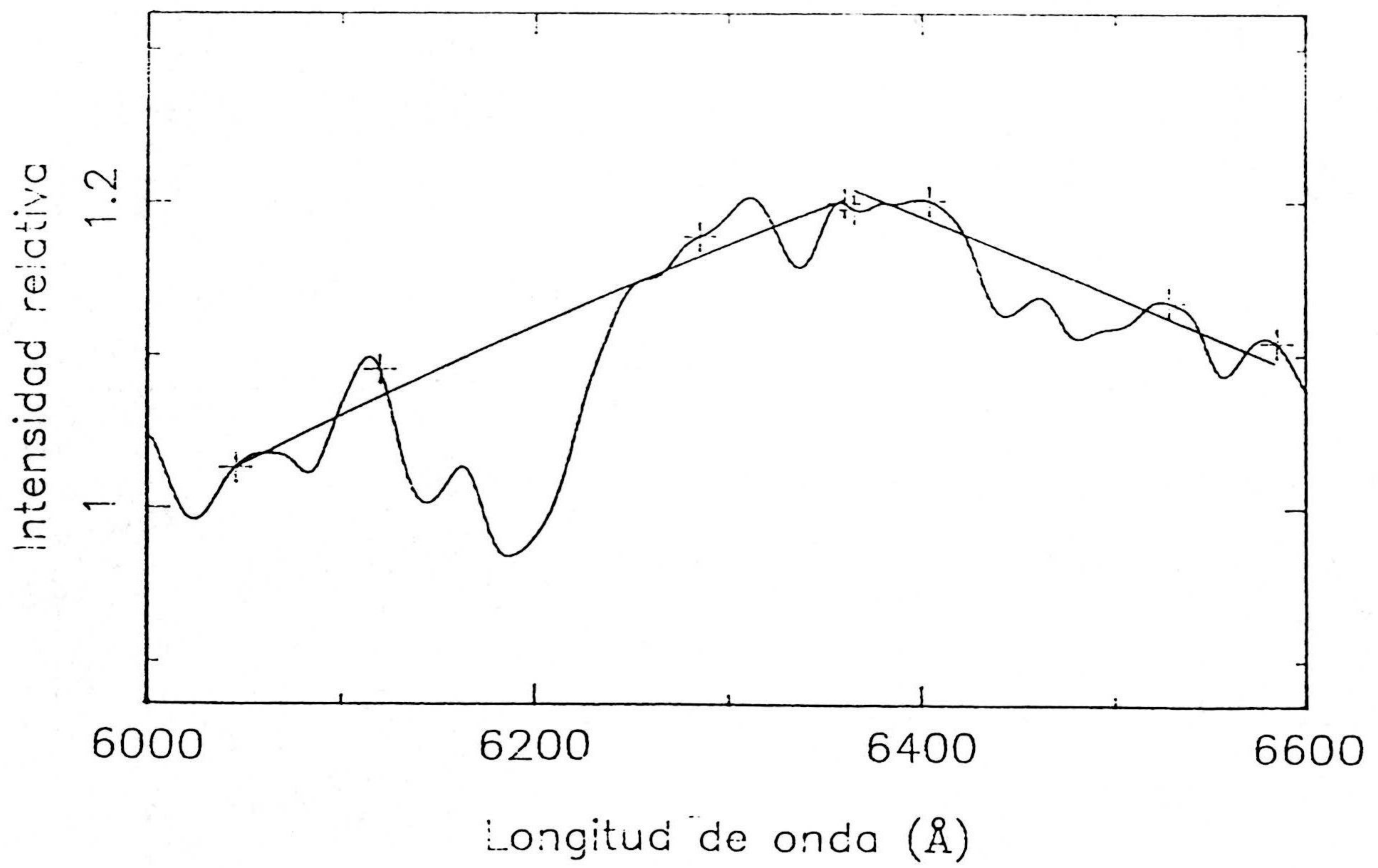


Fig. V-2c

ER--0($r/R=0.3$)

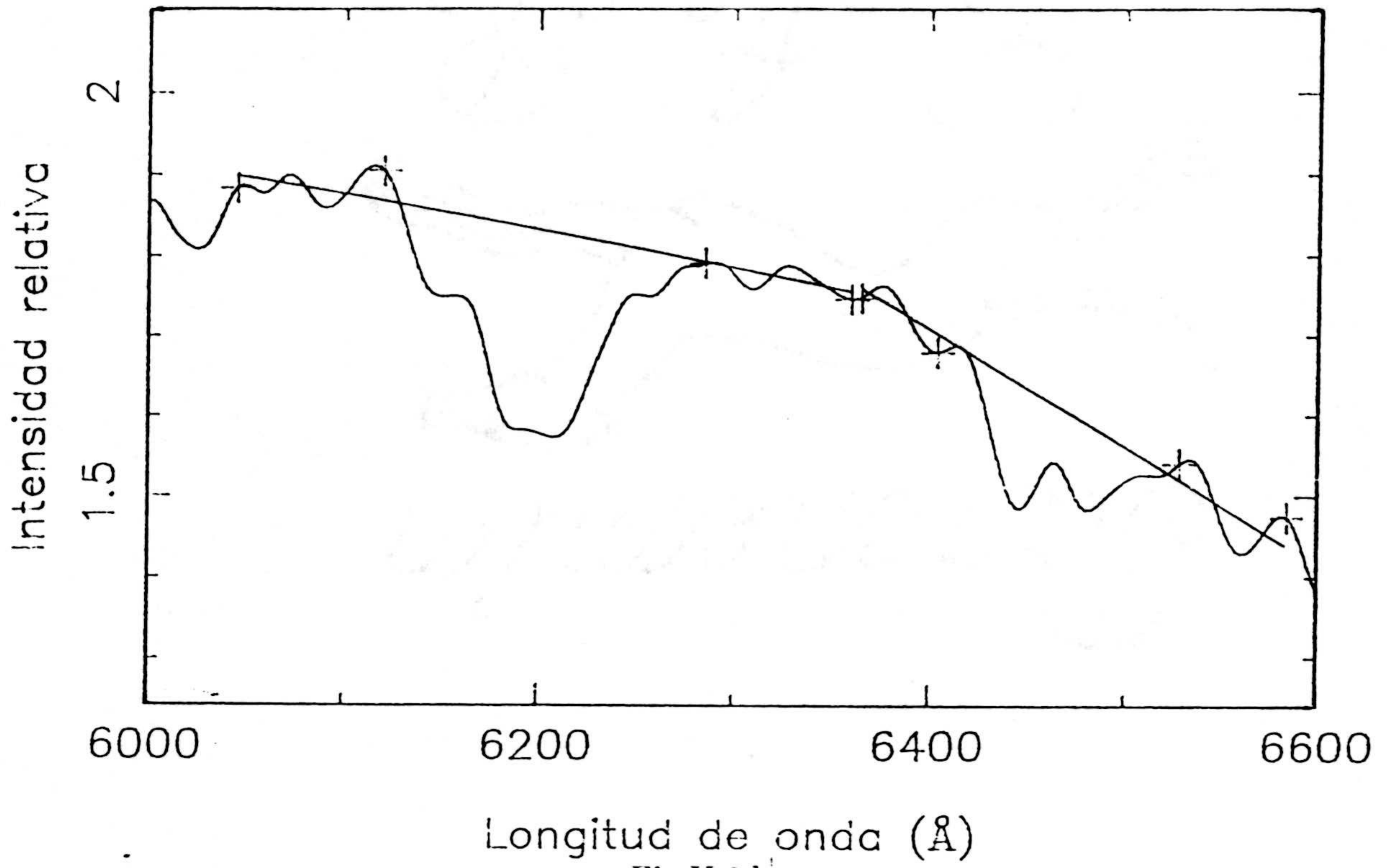


Fig. V-2d

ER--0($r/R=0.75$)

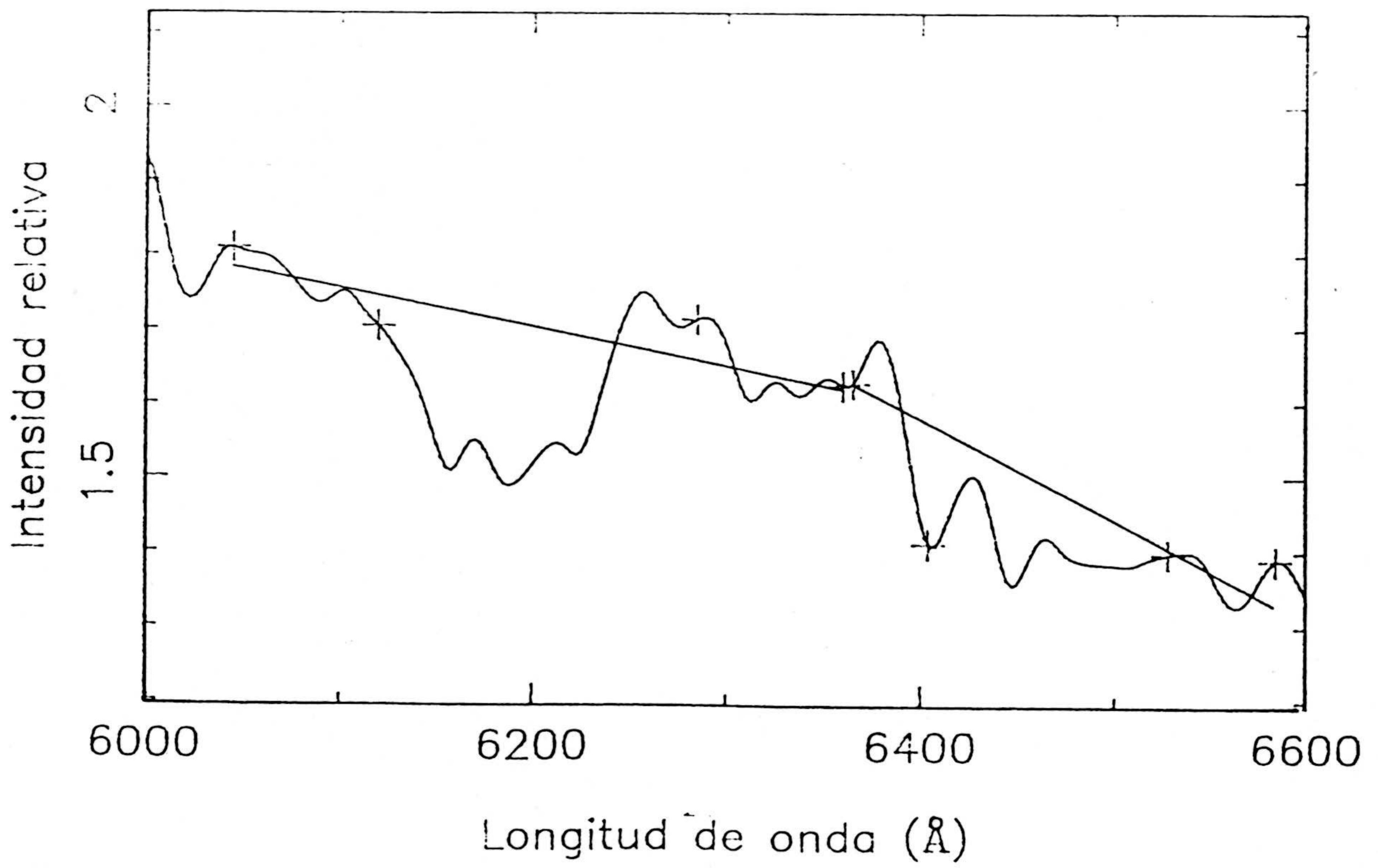


Fig. V-2e

realizadas.

El ángulo de fase del planeta era de $\sim 6^\circ$ y el diámetro ecuatorial aparente de $\sim 47''$.

Las anchuras equivalentes obtenidas de estos espectros se muestran en la tabla V-2.

V-2-2.- MEDIA RESOLUCIÓN

Con objeto de obtener la distribución latitudinal de las anchuras equivalentes de las bandas ya mencionadas de CH_4 y de NH_3 , se obtuvieron espectros en distintas zonas y cinturones del planeta. Para ello, se hizo uso del espectrógrafo Coudé del telescopio de 2.2 m de Calar Alto que, al tener una enor escala de imagen que el de 1.52 m, permite una mayor resolución espacial. Se hizo uso de la cámara F/3. La configuración espectrográfica elegida fue la de la red 3 con un ángulo de incidencia de 42° . De esta forma es posible cubrir un rango espectral entre los 6000 \AA y los 6600 \AA con una dispersión nominal de 9 \AA/mm . El tiempo de exposición fue del orden de unos 4 min. Las placas fotográficas utilizadas fueron del tipo IIIa-F, sensibilizadas en nitrógeno durante unas 8 horas. La rendija de entrada del espectrógrafo fue de $350 \mu\text{m}$, que proyecta $0.8''$ sobre el disco planetario. La imagen fue orientada, con la rendija en la dirección este-oeste, mediante un rotador de campo. La apertura utilizada para las mandíbulas posibilitaron cubrir $9.4''$ en el planeta, lo que nos asegura que los espectros corresponden a regiones muy cercanas al meridiano central en todos los casos. Las regiones observadas fueron, de sur a norte, las siguientes: SPR, STB, STrZ, SEB, EZ, NEB, NTB y NPR, como se muestra en la figura V-3, en la que se ilustra la posición de la rendija durante las observaciones. Como en el caso de los espectros realizados con el telescopio de 1.52 m, se obtuvieron espectros lunares a distintos ángulos cenitales, con objeto de reducir, posteriormente, los espectros planetarios. La tabla V-3 muestra los datos referentes a las observaciones.

TABLA V-3

Localización	Fecha-hora (TU)	"seeing"	Masa de aire
SPR	30/Sept/85-21:22	~2"	1.9
STB	30/Sept/85-21:03	~2"	1.9
STrZ	30/Sept/85-20:58	~2"	1.9
SEB	30/Sept/85-20:32	~2"	1.8
EZ	30/Sept/85-20:04	~2"	1.8
NEB	30/Sept/85-20:11	~2"	1.8
NTB	30/Sept/85-21:27	~2"	1.9
NPR	30/Sept/85-20:25	~2"	1.8

TABLA V-4

Localización	W_{λ} CH ₄ -6190 (Å)	W_{λ} NH ₃ -6450 (Å)
SPR	17.6	5.6
STB	16.2	5.7
STrZ	18.2	7.8
SEB	22.5	9.8
EZ	18.5	7.8
NEB	14.7	4.9
NTB	15.0	5.7
NPR	19.5	7.2

SPR

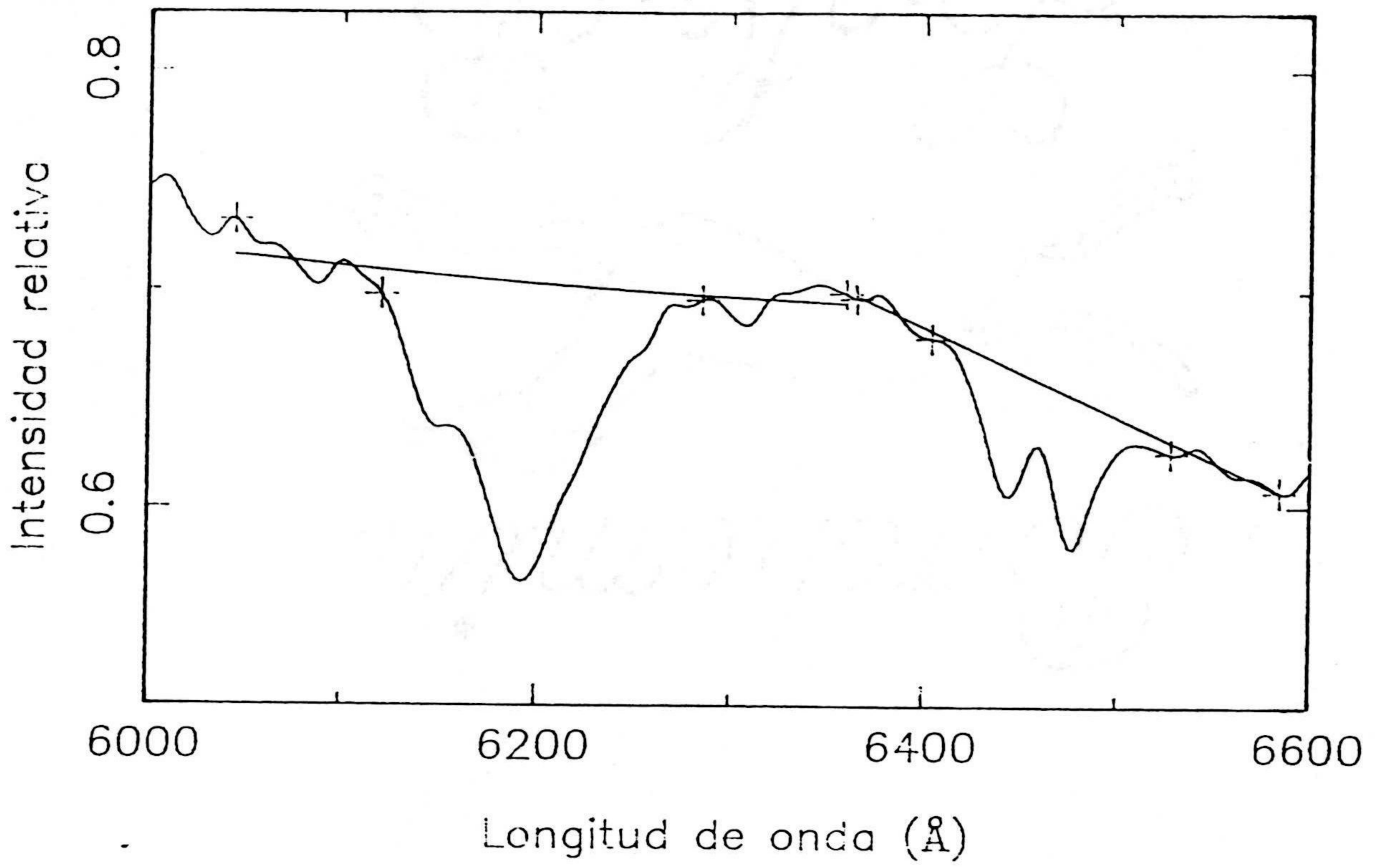


Fig. V-4a

STB

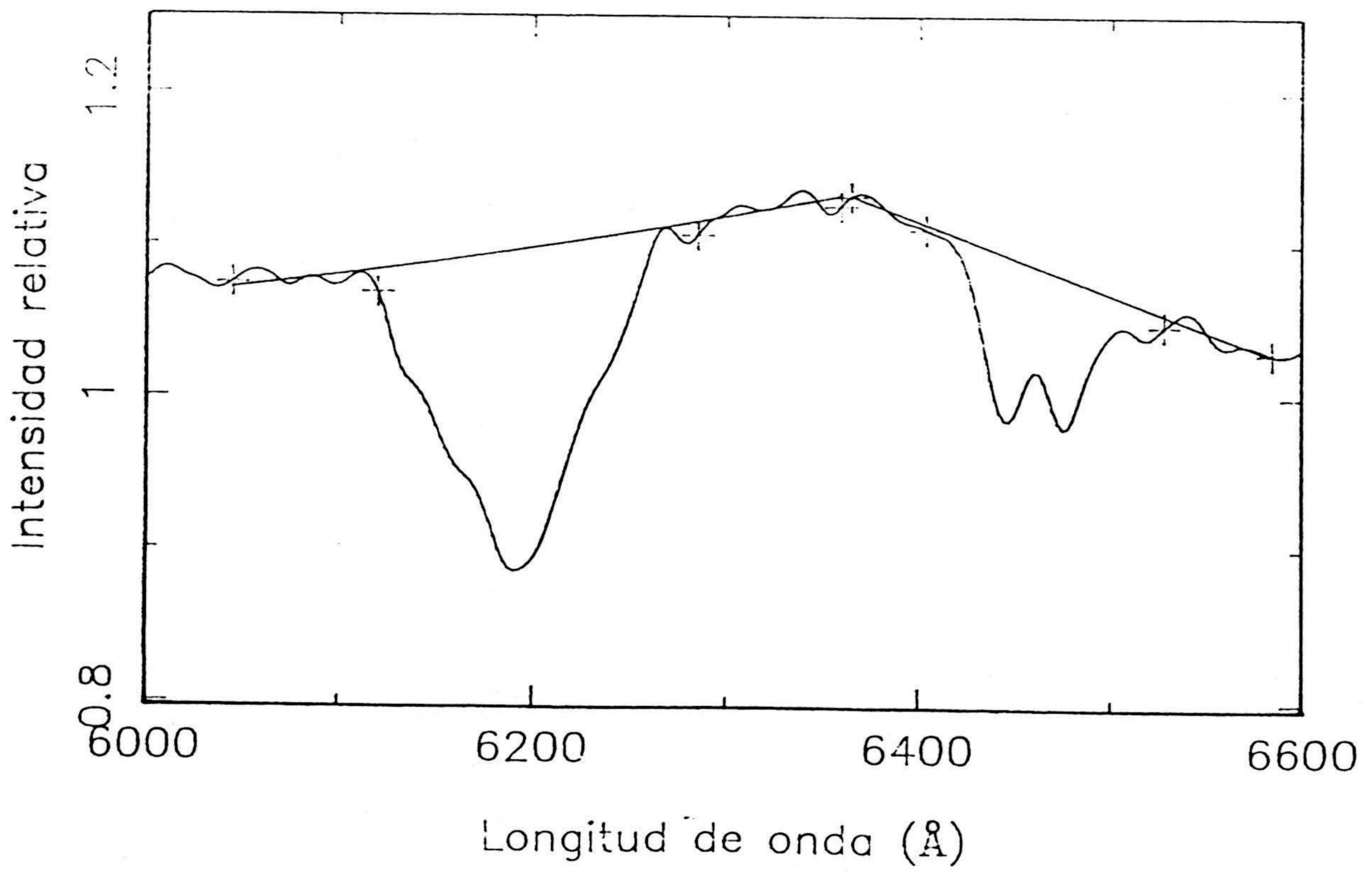


Fig V-4b

STrZ

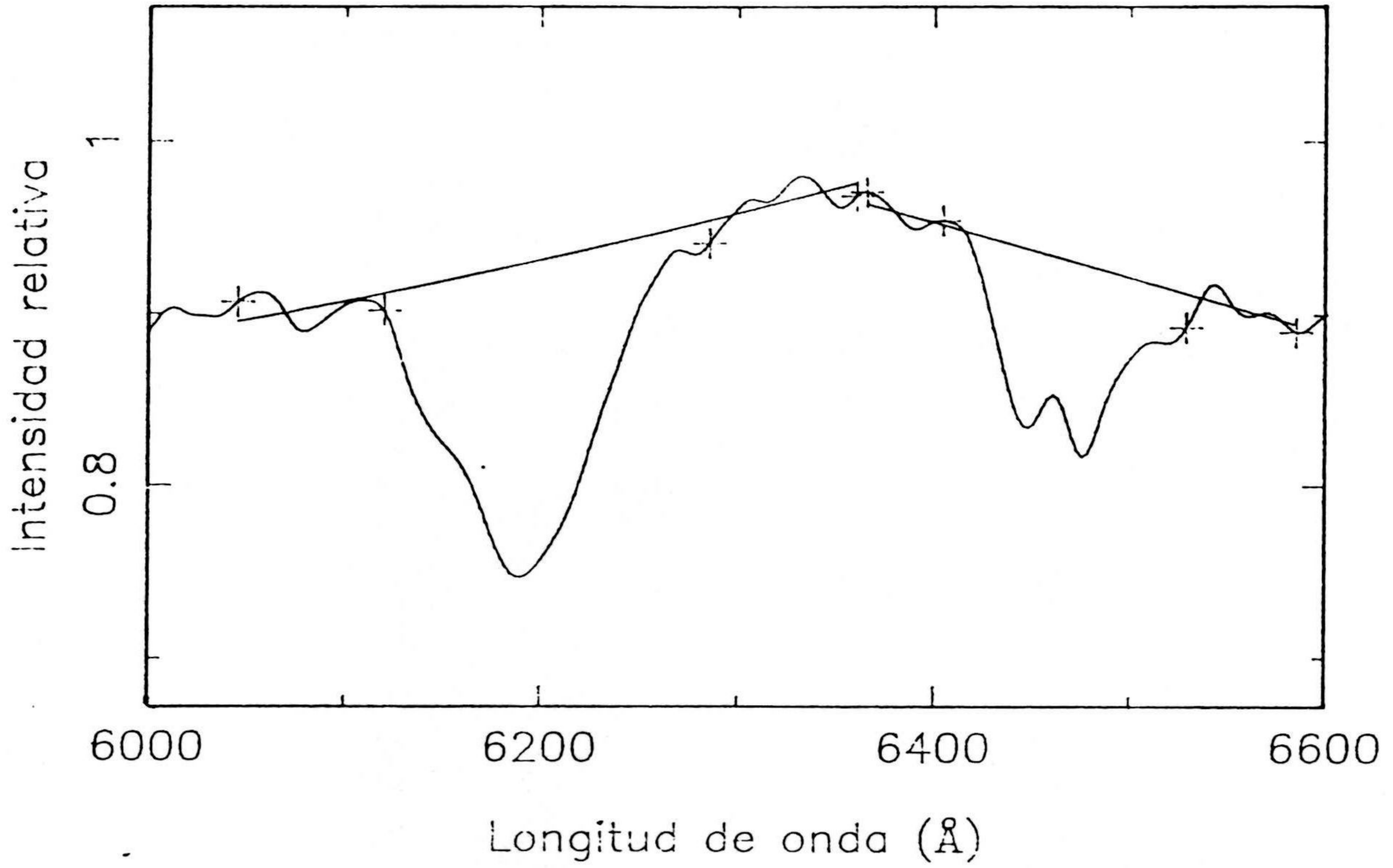


Fig V-4c

SEB

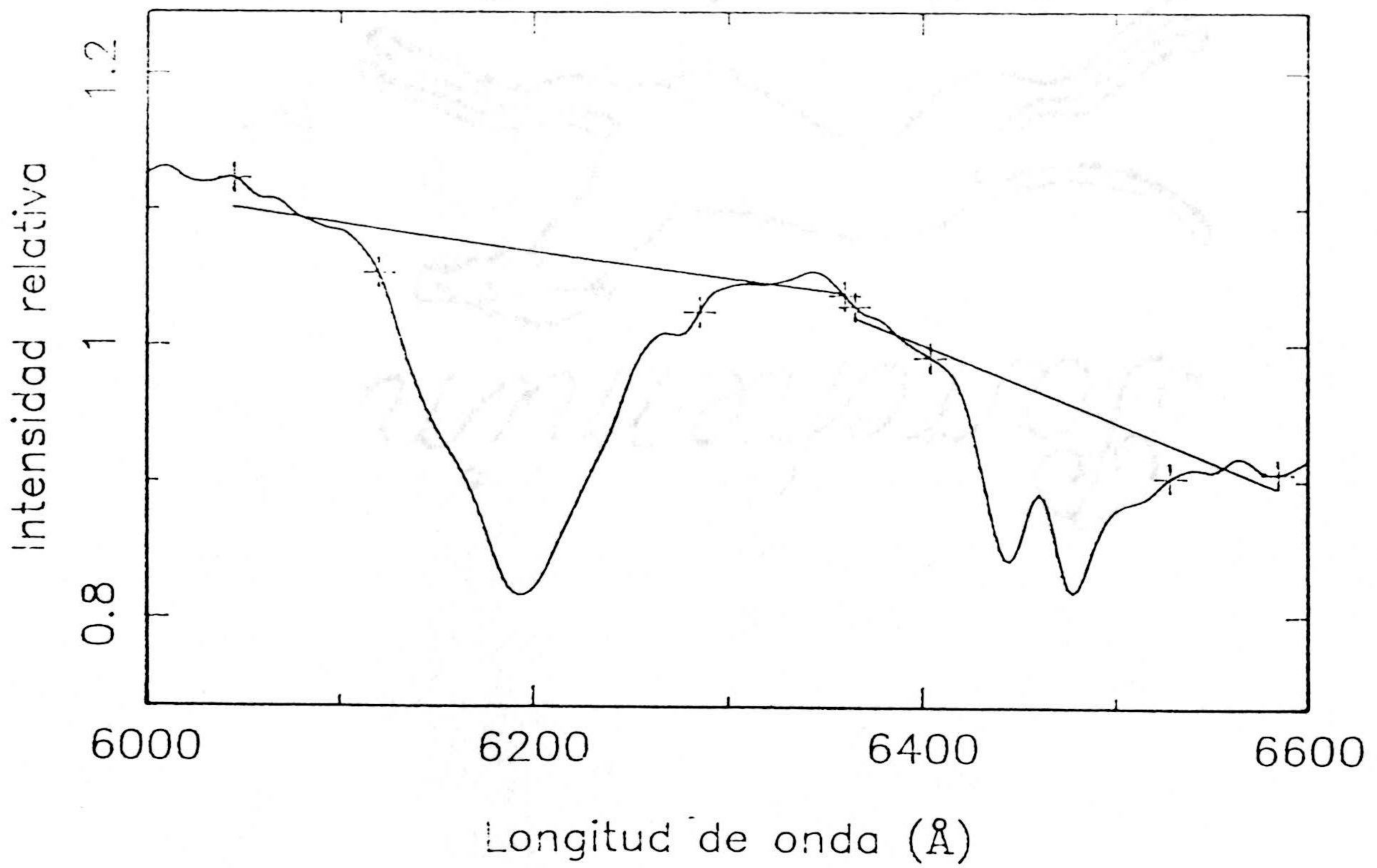
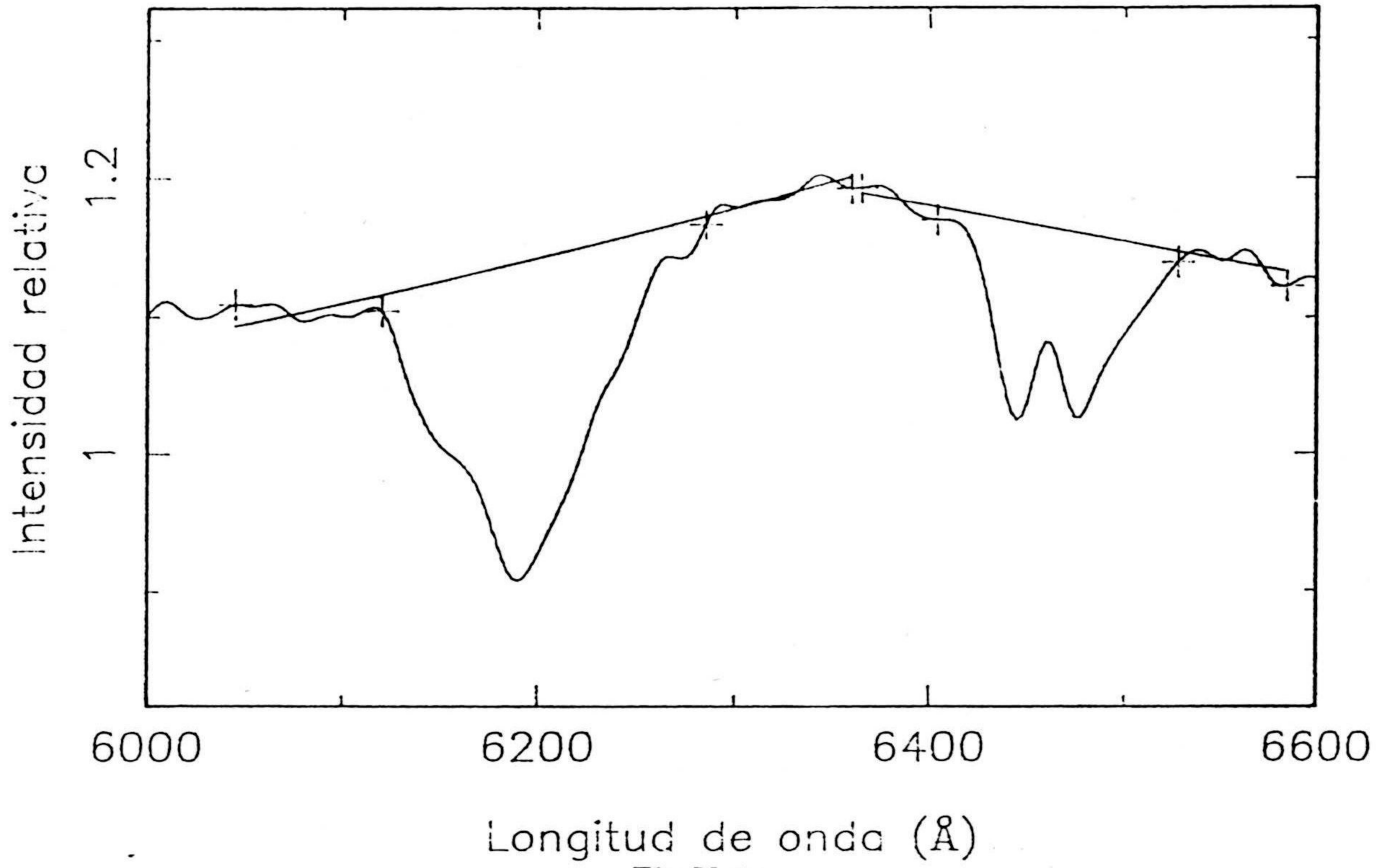
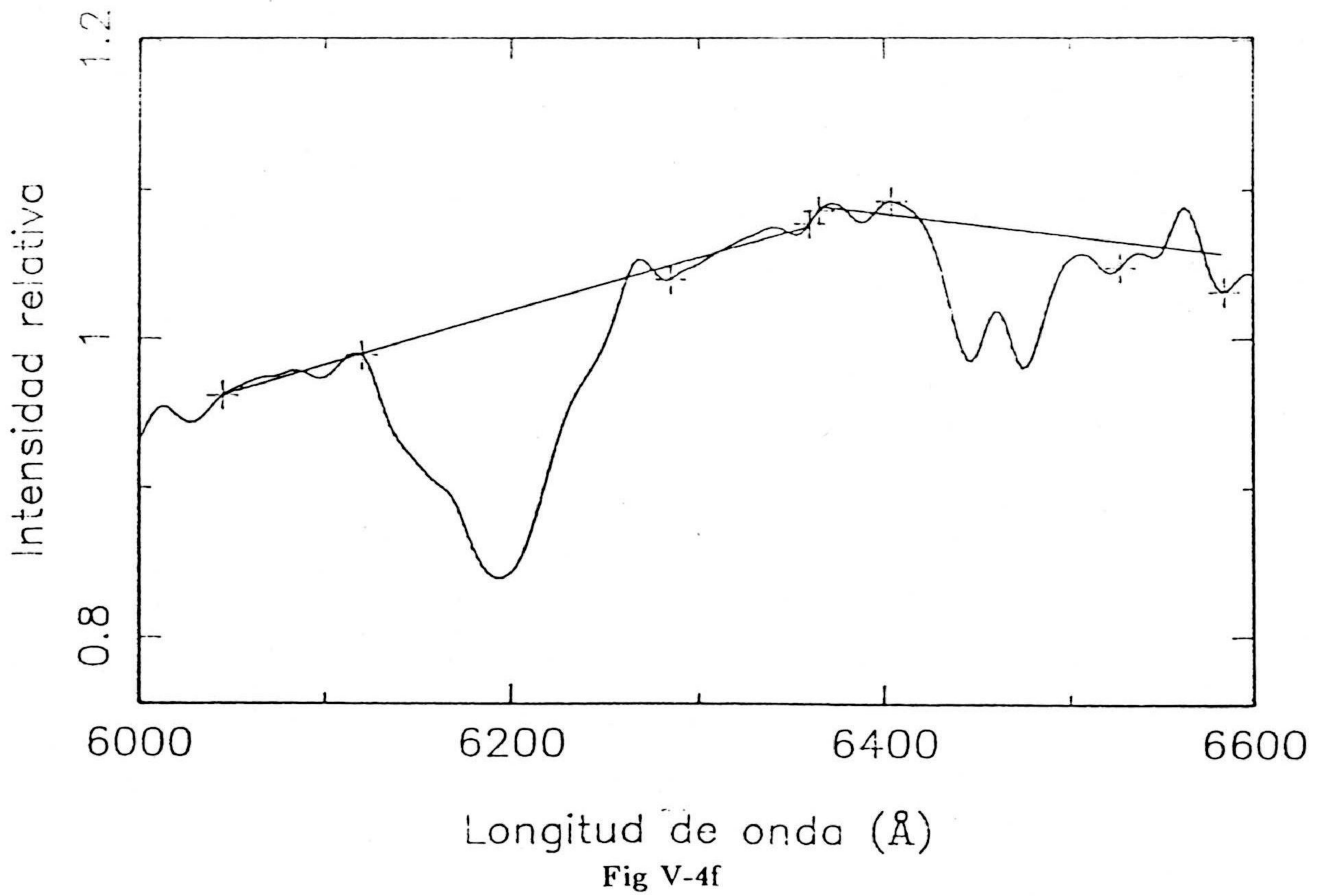


Fig V-4d

EZ



NEB



NFB

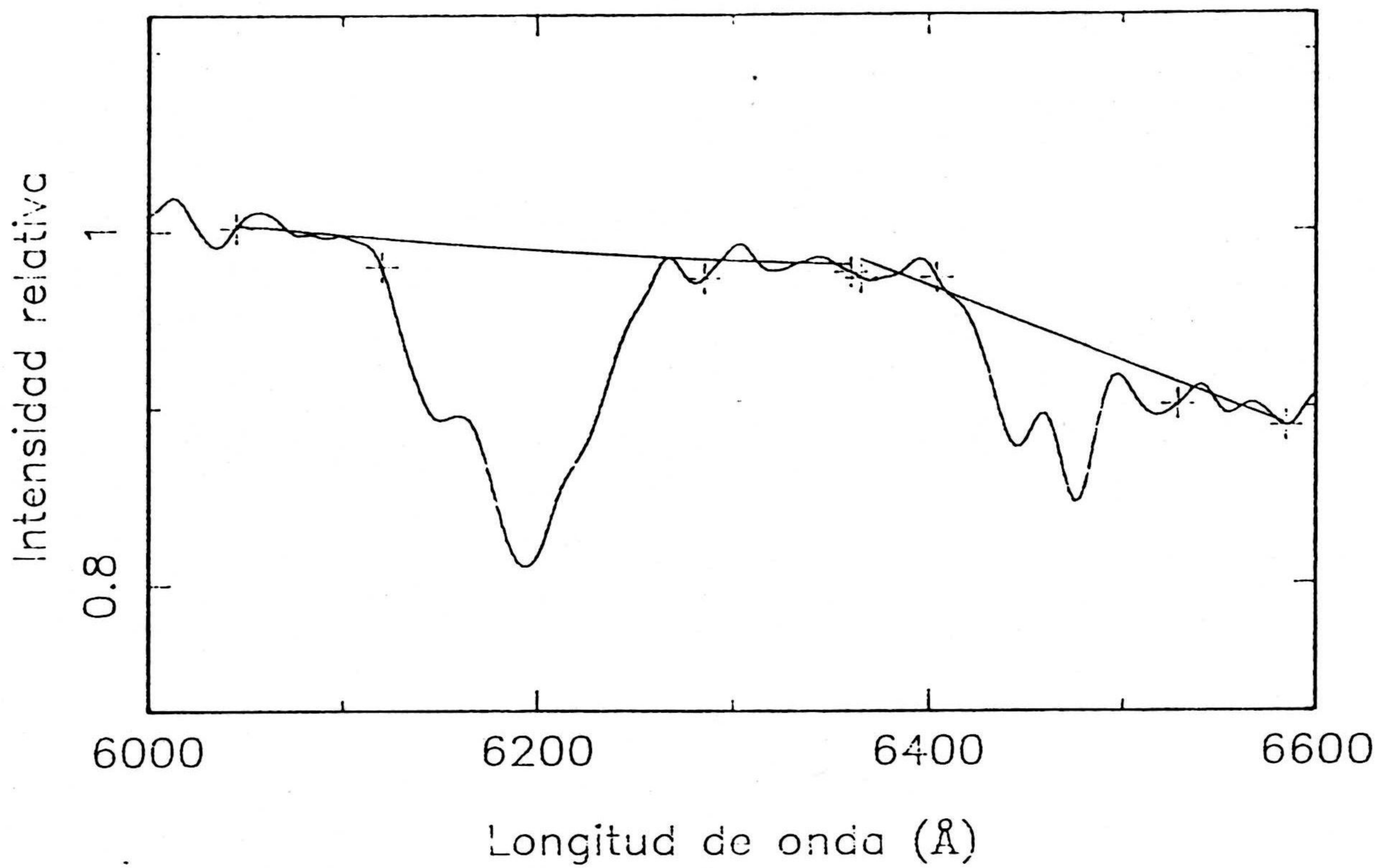


Fig V-4g

NPR

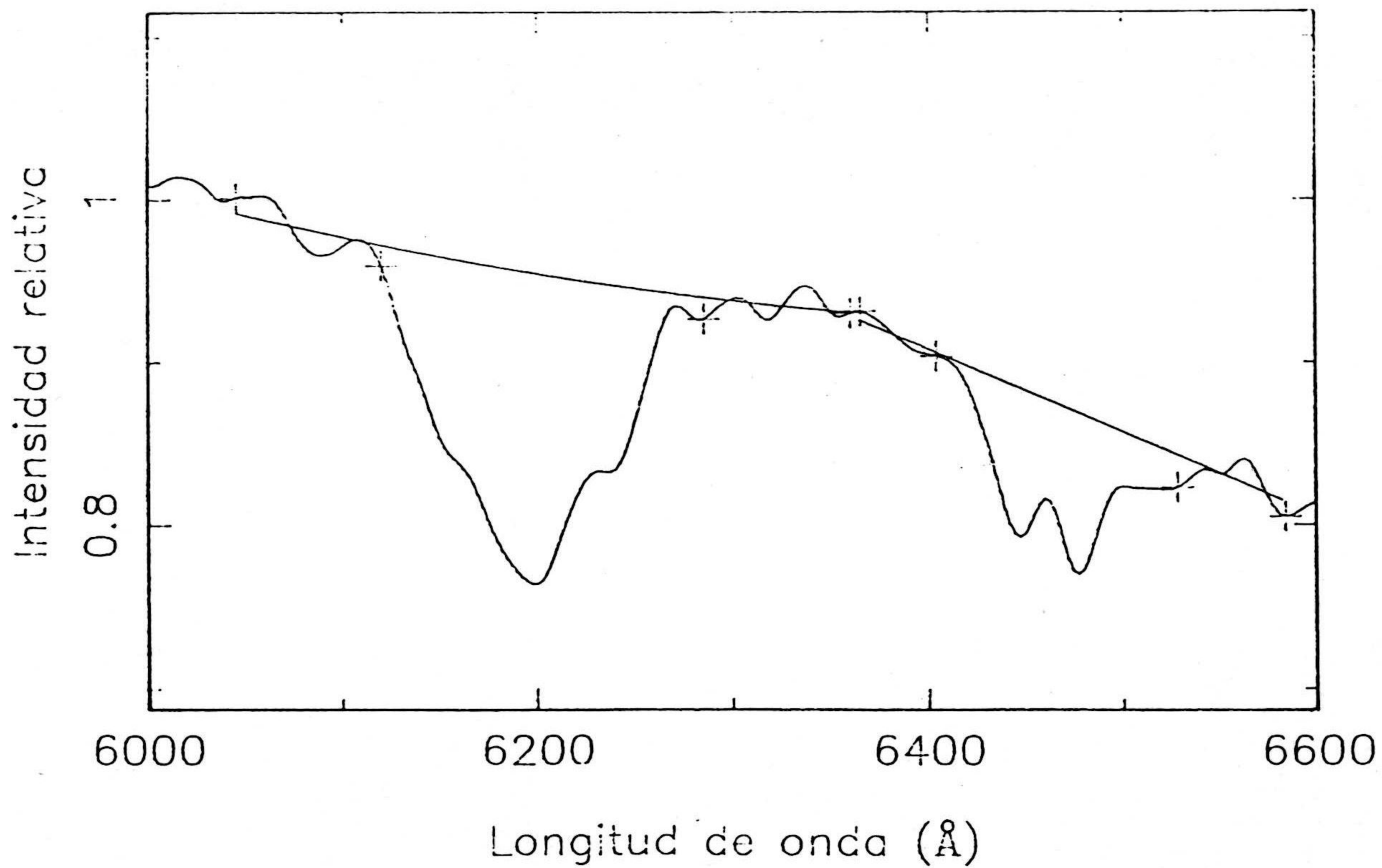


Fig V-4h

El ángulo de fase del planeta era de $\sim 10^\circ$, presentado un diámetro ecuatorial de $44''$.

Los espectros resultantes se muestran en las figuras V-4a a V-4h, donde también se muestran los continuos usados para cada caso, con los límites usados por Boyce (1968) para la banda del metano y los usados por Cochran y Cochran (1980) para la del amoniaco.

Las anchuras equivalentes, para cada región observada, se muestran en la tabla V-4.

V-2-3.- ALTA RESOLUCIÓN

Con objeto de obtener, simultaneamente, las anchuras equivalentes de las líneas de absorción de NH_3 , CH_4 y de H_2 , se han realizado espectros de alta resolución en el centro de Júpiter. Se hizo uso del telescopio de 2.2 m del C.A.H.A. con la cámara F/12, red 3 y un ángulo de incidencia de 28° , lo que proporciona una resolución alta de 2.2 \AA/mm , cubriendo, sobradamente, el rango espectral 6000-6850 \AA . La apertura utilizada para la rendija fue de $300 \mu\text{m}$, y la de las mandíbulas permitía cubrir una región de $6''$ en el disco del planeta.

El diámetro ecuatorial era de $44''$ y el ángulo de fase de 10° .

Los datos referentes a estas observaciones se muestran en la tabla V-5.

Las líneas de absorción analizadas corresponden a las de la banda del amoniaco centrada en 6450 \AA , la línea cuadrupolar del H_2 centrada en los 6367.7 \AA y la centrada en 6818.9 relativa al metano.

La figura V-5 representa la región espectral entorno a la línea del H_2 junto con un espectro lunar para comparación, en la parte superior de la misma. La posición de la línea está señalada con una flechita. Las figuras V-6 y V-7 muestran los fragmentos del espectro planetario donde se encuen

TABLA V-5

Localización	Fecha	Hora comienzo (TU)	t_{exp}	"seeing"	Masa aire media
EZ	29/9/85	20:00	1 ^h 30 ^{min}	~2"	1.8

TABLA V-6

λ (Å)	Compuesto	Anchura equivalente (mÅ)
6367.7	H ₂	8
6443.0	NH ₃	17
6443.8	NH ₃	19
6444.5	NH ₃	17
6445.5	NH ₃	56
6446.4	NH ₃	48
6447.1	NH ₃	42
6451.1	NH ₃	42
6452.1	NH ₃	17
6452.6	NH ₃	32
6457.1	NH ₃	53
6460.5	NH ₃	22
6465.4	NH ₃	23
6470.7	NH ₃	22
6818.9	CH ₄	11

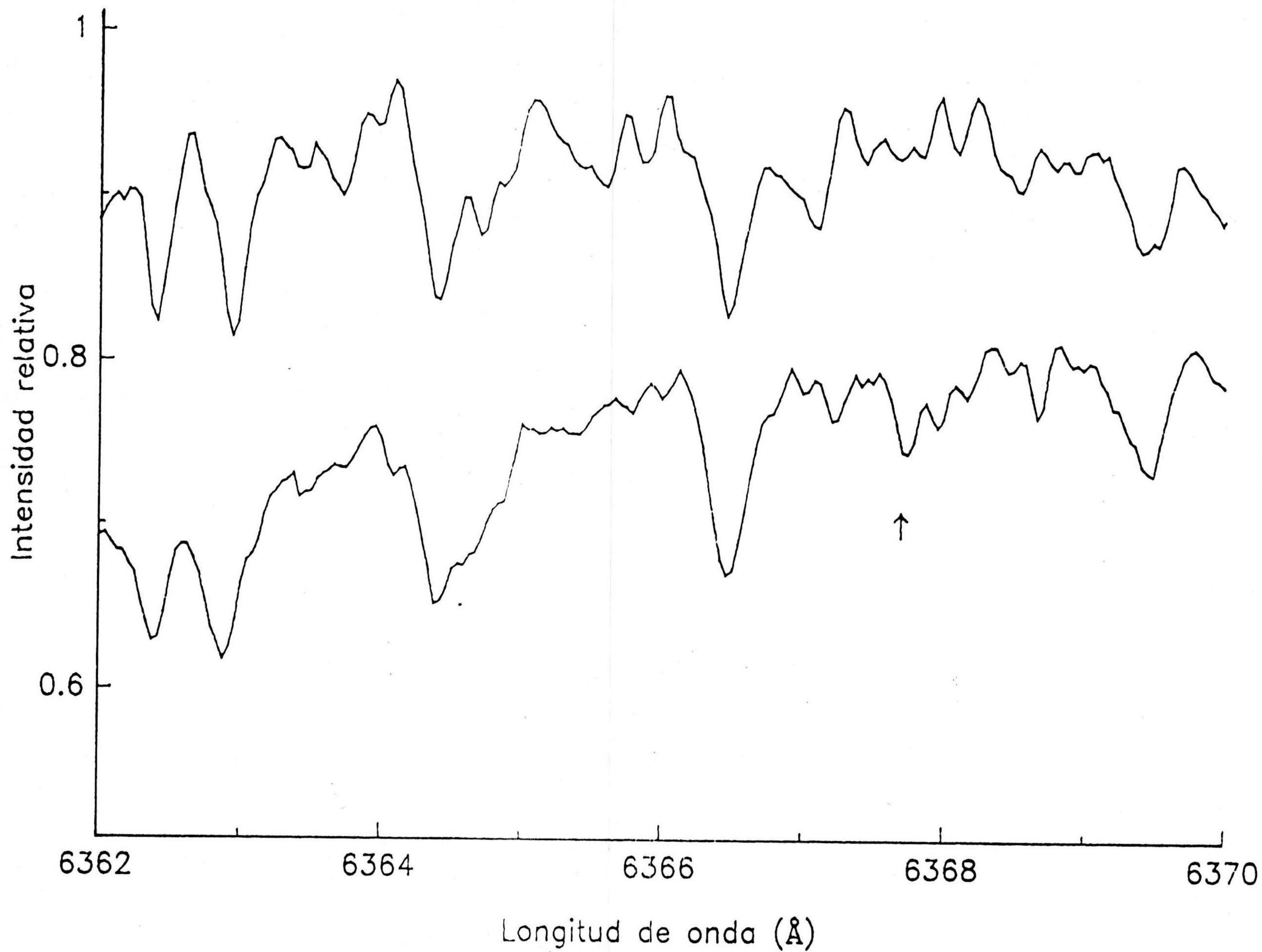


Fig. V-5.- H₂-6367.7 Å en Júpiter.

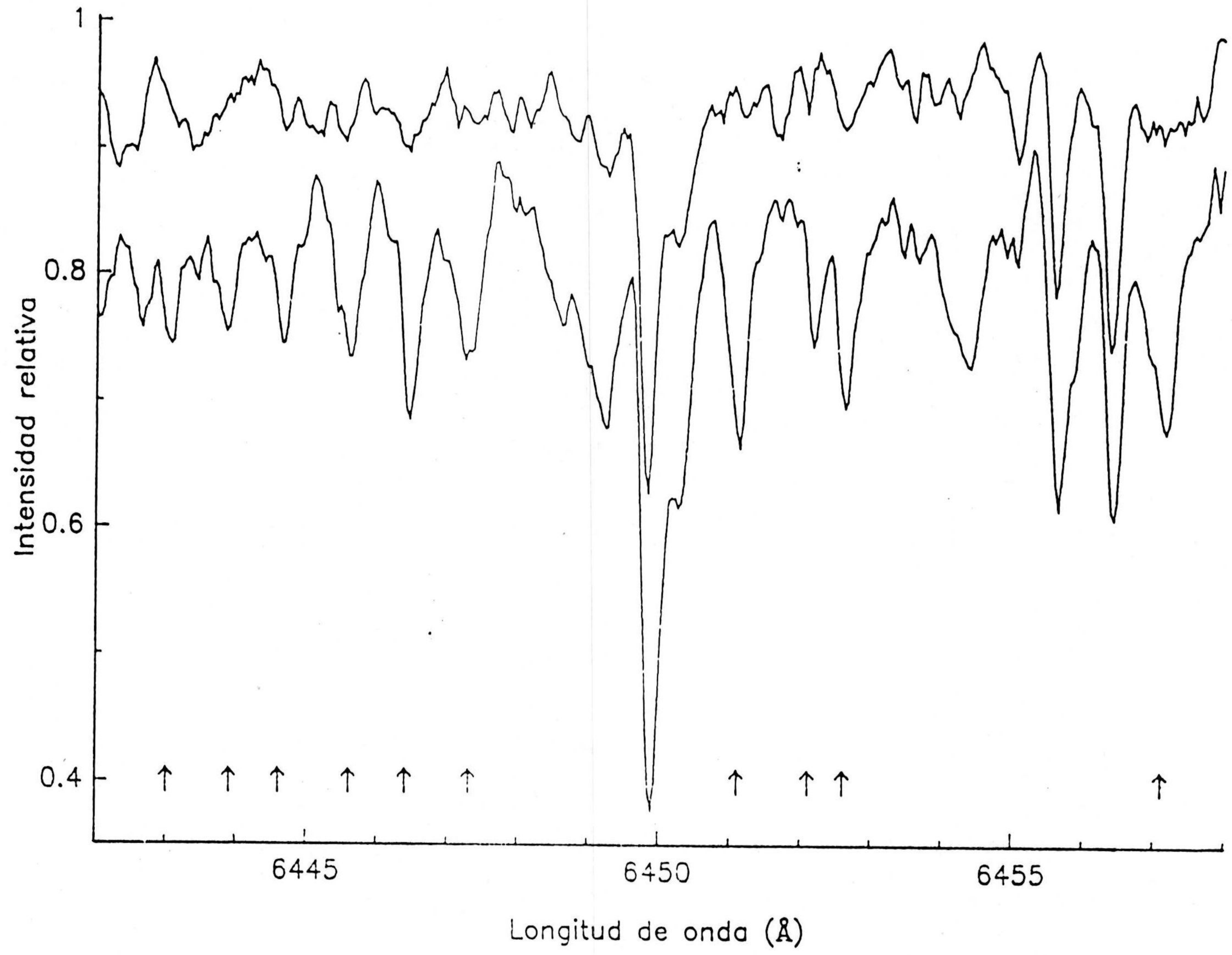


Fig. V-6.- NH₃-6450 Å en Júpiter.

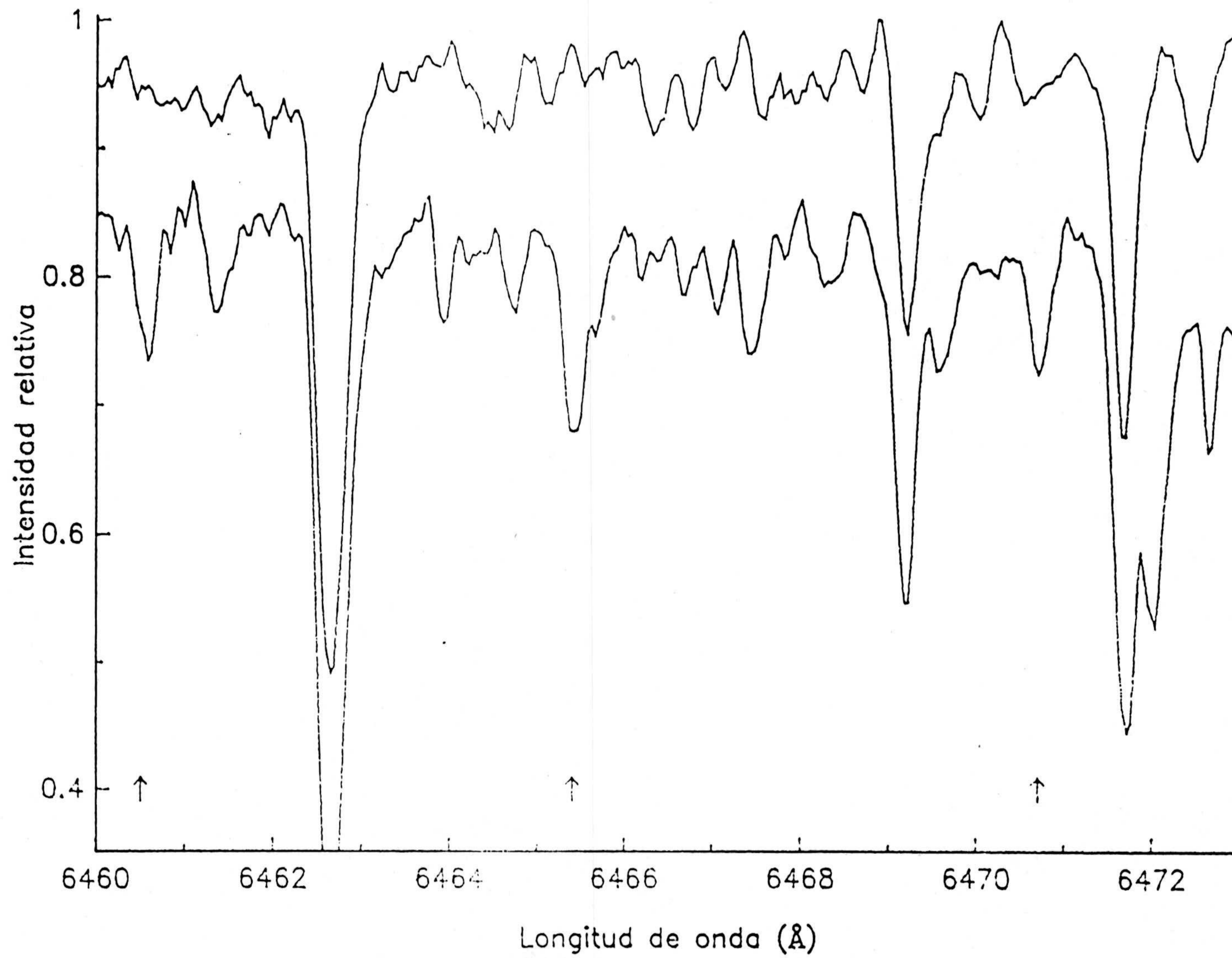


Fig. V-7.- NH₃-6450 Å en Júpiter.

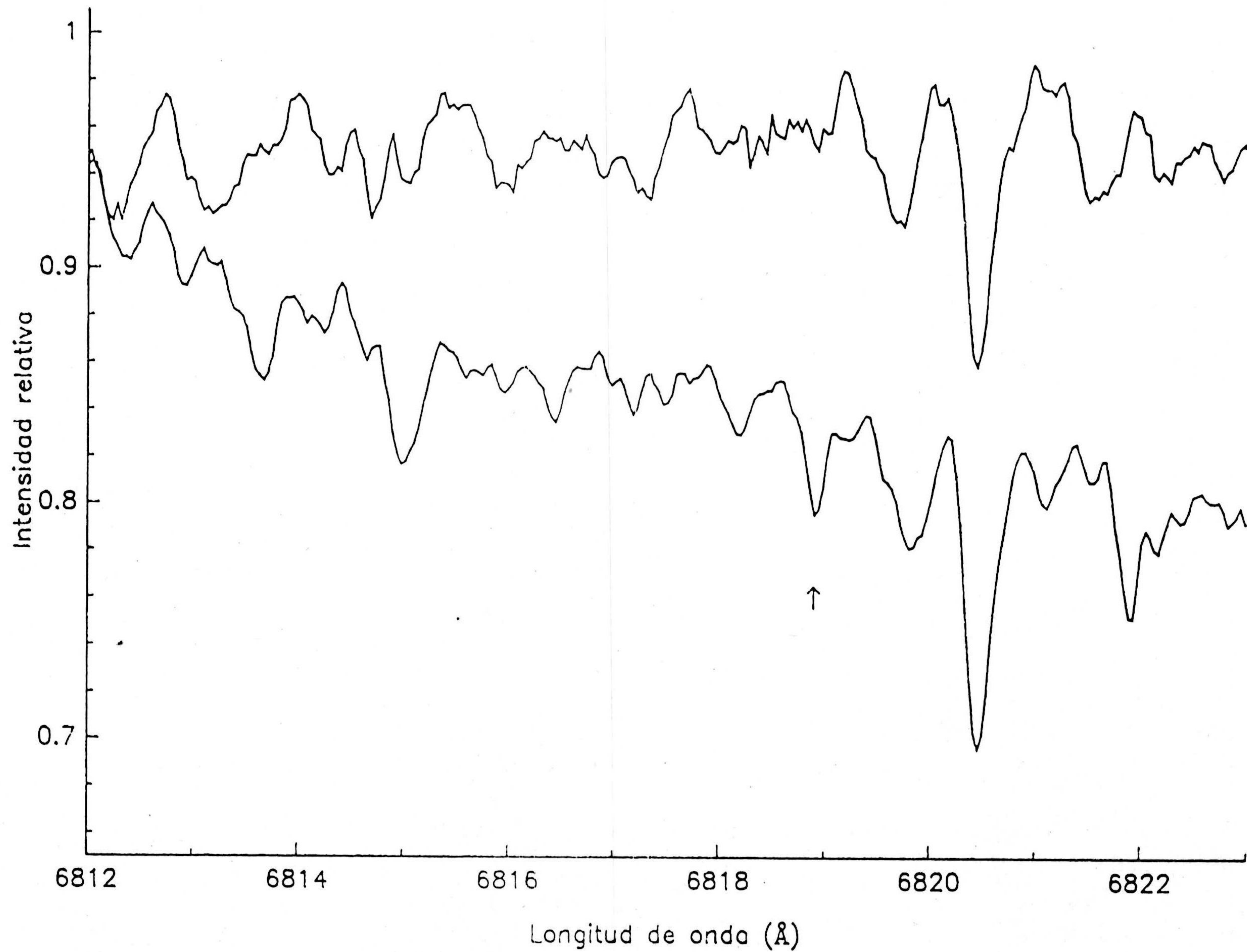


Fig. V-8.- CH₄-6818.9 Å en Júpiter.

tran las líneas del amoníaco entorno a los 6450 Å, así como sus respectivos espectros lunares. La figura V-8 muestra, asimismo, el correspondiente a la línea centrada en 6818.9 Å del metano. Las flechas indican las posiciones de las líneas, cuyas anchuras equivalentes quedan mostradas en la tabla V-6. Para la obtención de las mismas, el continuo ha sido establecido mediante la recta que une las partes más altas de las líneas de absorción.

V-3.- MEDIDAS DE ABSORCIÓN EN EL DISCO DE SATURNO. DISTRIBUCION ESPACIAL.

V-3-1.- BAJA RESOLUCIÓN

Los espectros utilizados para el estudio de las variaciones espaciales de las anchuras equivalentes de las bandas de absorción del metano y del amoníaco en Saturno, fueron obtenidos, por una parte, en la campaña realizada durante los días 1 al 5 de Septiembre del 1985 y, por otra, en la campaña llevada a cabo durante los días del 19 al 23 de Mayo de 1986. En ambas, se hizo uso del espectrógrafo Coudé del telescopio de 1.52 del C.A.H.A con la misma configuración que la utilizada para la obtención de los espectros de Júpiter de baja resolución, ya descrita. En ambas campañas, la inclinación de los anillos, permitía solo la observación del hemisferio norte del planeta (la latitud saturnicéntrica de la Tierra referida al plano de los anillos era de $\sim 23^\circ$).

En la primera campaña, el uso de una apertura de rendija para el estudio de determinadas regiones del planeta, junto al menor tamaño aparente del mismo frente al de Júpiter, hizo que solo se pudieran obtener tres espectros a lo largo de la región ecuatorial; a saber, uno en el centro del disco y los otros dos cerca de ambos limbos. La rendija utilizada fue de $240 \mu\text{m}$, proyectando la apertura de las mandíbulas empleada una región de $\pm 20^\circ$ en torno al ecuador, como muestra la figura V-9. La tabla V-7 muestra algunos datos relativos a la observación. El diámetro ecuatorial de Saturno era de $\sim 16''$, siendo el ángulo de fase de 6° . El tiempo de exposición empleado fue de unos 20 a 25 min, usándose como detector placas fotográficas del tipo IIIa-F, sensibilizadas en nitrógeno, previamente, durante unas cuatro horas. Uno de los espectros obtenidos, el correspondiente al limbo oeste, se muestra en la figura V-10. Las anchuras equivalentes obtenidas se muestran en la tabla V-8. Los espectros no presentan una buena relación señal/ruido, debido a diversos factores, entre los que podemos destacar la baja altura sobre

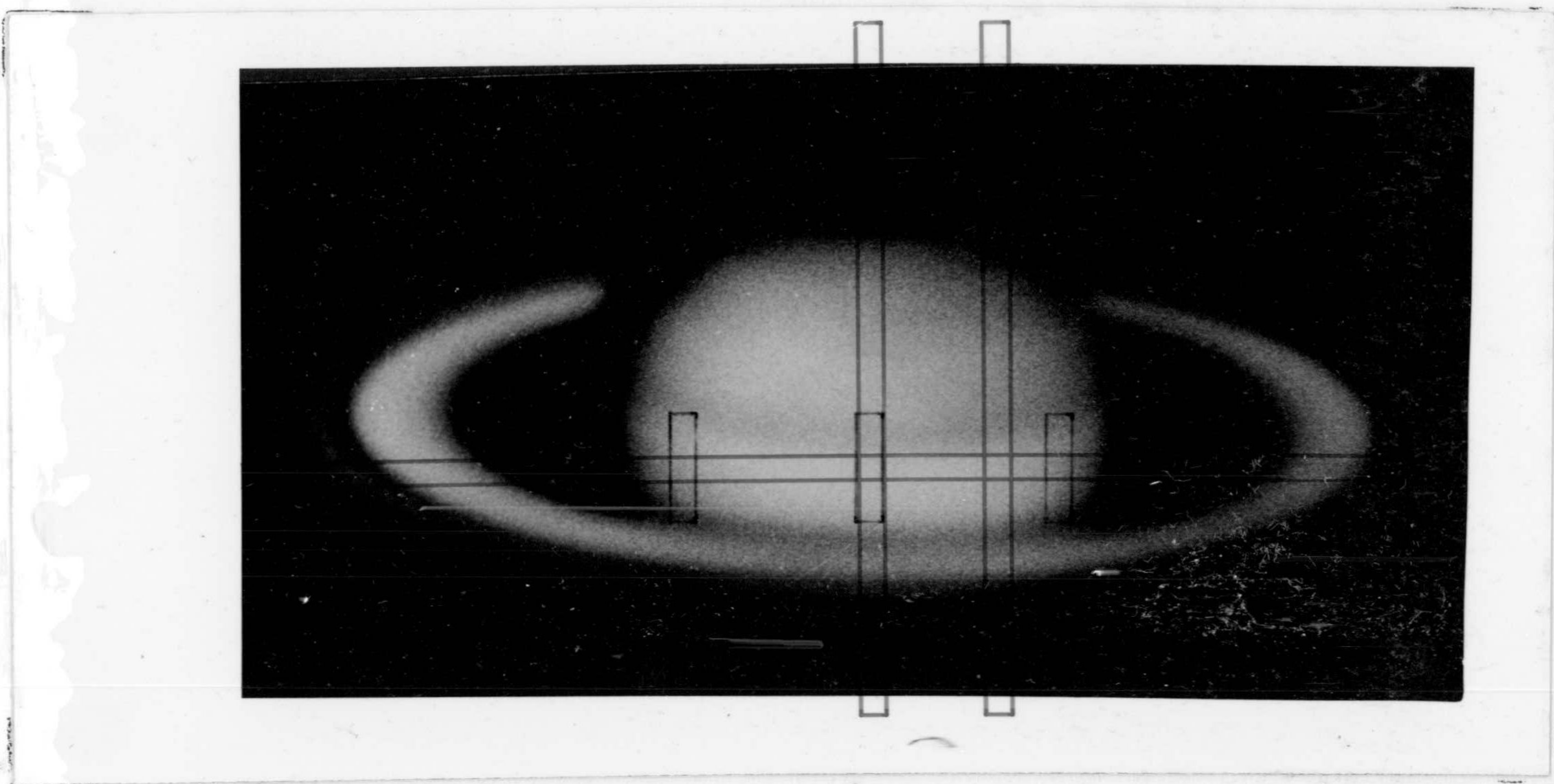


Figura V-9

Figura V-11

TABLA V-7

Localización	Fecha	Hora(TU)	"seeing"	Masa aire
r/R~0.8 E	1/Sep/85	19:40	2.5"	2.0
Centro	1/Sep/85	19:02	2.5"	1.9
r/R~0.8 O	3/Sep/85	19:22	2.5"	1.9

TABLA V-8

Localización	W_{λ} CH ₄ -6190 (Å)	W_{λ} NH ₃ -6450 (Å)
r/R~0.8 E	27	3
Centro	29	3
r/R~0.8 O	21	1

TABLA V-9

Localización	Fecha	Hora(TU)	"seeing"	Masa aire
EZ+NEB (~15°) E-O	22/Mayo/86	22:10	1.5"-2"	2.1
Meridiano central N-S	22/Mayo/86	23:10	2"-4"	1.9
r/R~0.5 N-S	23/Mayo/86	1:40	2"-4"	1.8



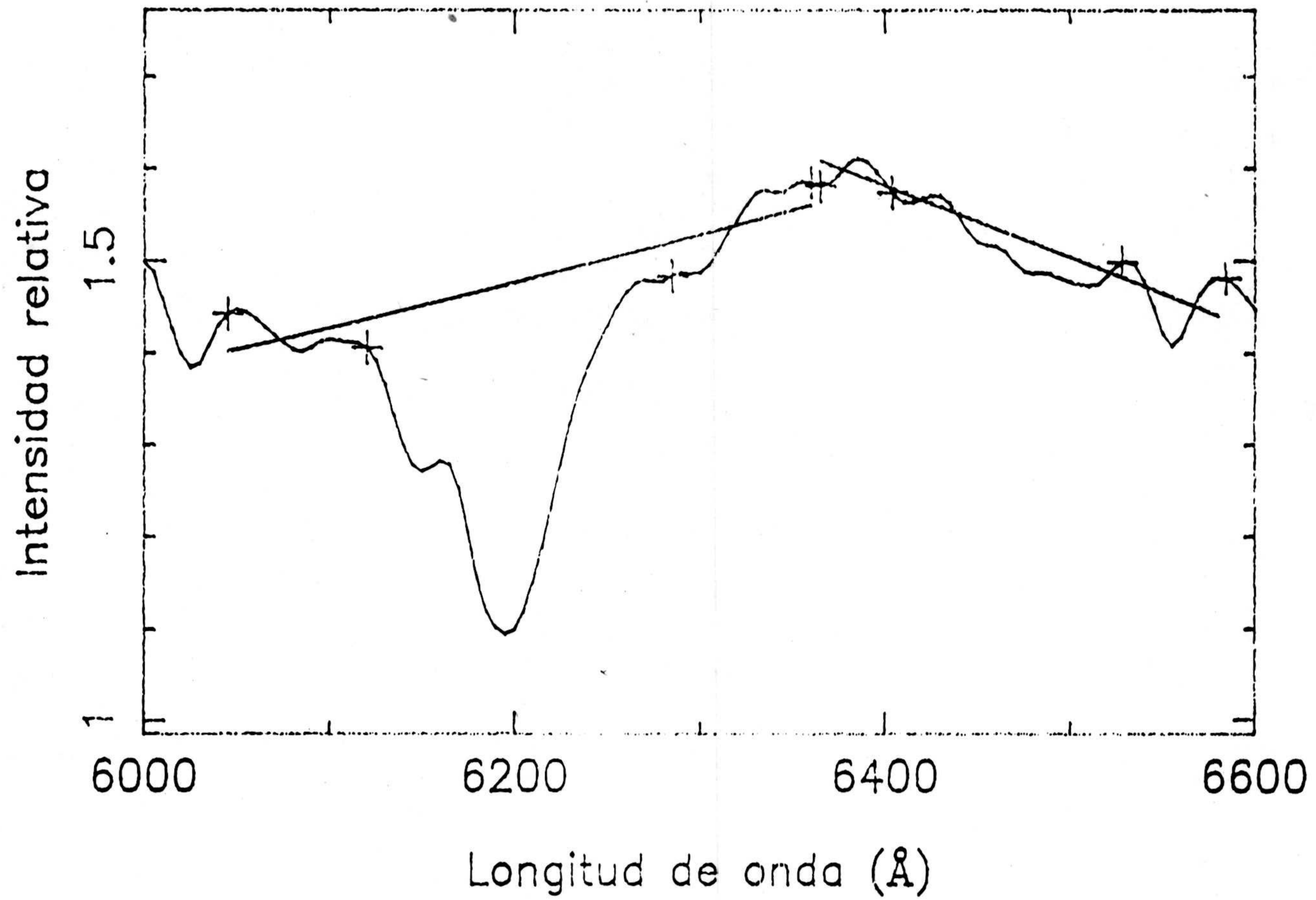


Fig. V-10.- Espectro de Saturno correspondiente al limbo oeste en la región ecuatorial ($r/R \sim 0.8$).

el horizonte, alguna luminosidad al principio de las observaciones debida a restos del twilight, así como a cortos tiempos de exposición. Así, los valores de las anchuras equivalentes, sobre todo en el caso de la banda de amoniaco, hay que considerarlos con amplio margen de incertidumbre.

En la segunda campaña las condiciones de observación fueron más favorables. El diámetro ecuatorial aparente del disco era de 18.4", y el planeta presentaba un ángulo de fase de 1°. En esta ocasión se hizo uso de una rendija larga, con lo que los espectros que se obtuvieron tienen resolución espectral y espacial (en la dirección perpendicular a la dispersión). La localización espacial de la rendija para las diferentes exposiciones realizadas se muestra en la figura V-11. La tabla V-9 muestra las características de la observación. Los tiempos de exposición fueron del orden de 30-35 minutos. Las figuras V-12a a V-12k muestran los diferentes espectros en función del radio obtenidos correspondientes a la imagen obtenida con la rendija paralela al ecuador. La tabla V-10 presenta los resultados concernientes a las anchuras equivalentes de las bandas de metano y amoniaco de esta imagen. Por último, en la tabla V-11 se muestran los valores obtenidos para las anchuras equivalentes de dichas bandas correspondientes a las dos imágenes obtenidas con la rendija alineada según el meridiano central y paralela a éste a ~0.5 unidades del radio ecuatorial hacia el Este.

V-3-2.- ALTA RESOLUCIÓN

Utilizando la misma configuración empleada en la espectroscopía de alta resolución obtenida en Júpiter, se ha realizado también un espectro de Saturno, con objeto de obtener las anchuras equivalentes de las líneas de absorción de los diferentes compuestos que ya hemos mencionado. Se utilizó una rendija larga, como en el caso de los de baja resolución que acabamos de exponer, en la dirección este-oeste, en una latitud aproximada de 15°N, la misma posición en la que se realizó el espectro de baja resolución para obtener la distribución longitudinal en la absorción. Los detalles relativos a

TABLA V-10

Posición (r/R)	W_{λ} CH ₄ -6190 (Å)	W_{λ} NH ₃ -6450 (Å)
0.90 O	17.9	1.0
0.75 O	19.9	1.4
0.60 O	21.9	2.6
0.45 O	23.1	2.9
0.30 O	22.8	2.4
0.15 O	22.3	2.4
0.00	21.0	2.9
0.15 E	21.2	2.9
0.30 E	21.4	2.3
0.45 E	21.1	1.7
0.60 E	20.8	1.2
0.75 E	20.1	1.2
0.90 E	18.9	1.0

TABLA V-11

Meridiano central			r/R~0.5 E		
Latitud (°)	W_{λ} CH ₄ (Å)	W_{λ} NH ₃ (Å)	Latitud (°)	W_{λ} CH ₄ (Å)	W_{λ} NH ₃ (Å)
-5	19.8	1.8	0	19.5	1.5
20	22.7	2.3	16	21.1	1.5
32	21.0	1.9	25	17.7	1.5
42	18.2	1.7	39	17.5	1.4
59	17.6	1.5	52	17.9	1.3
73	16.4	1.2	66	18.0	0.6

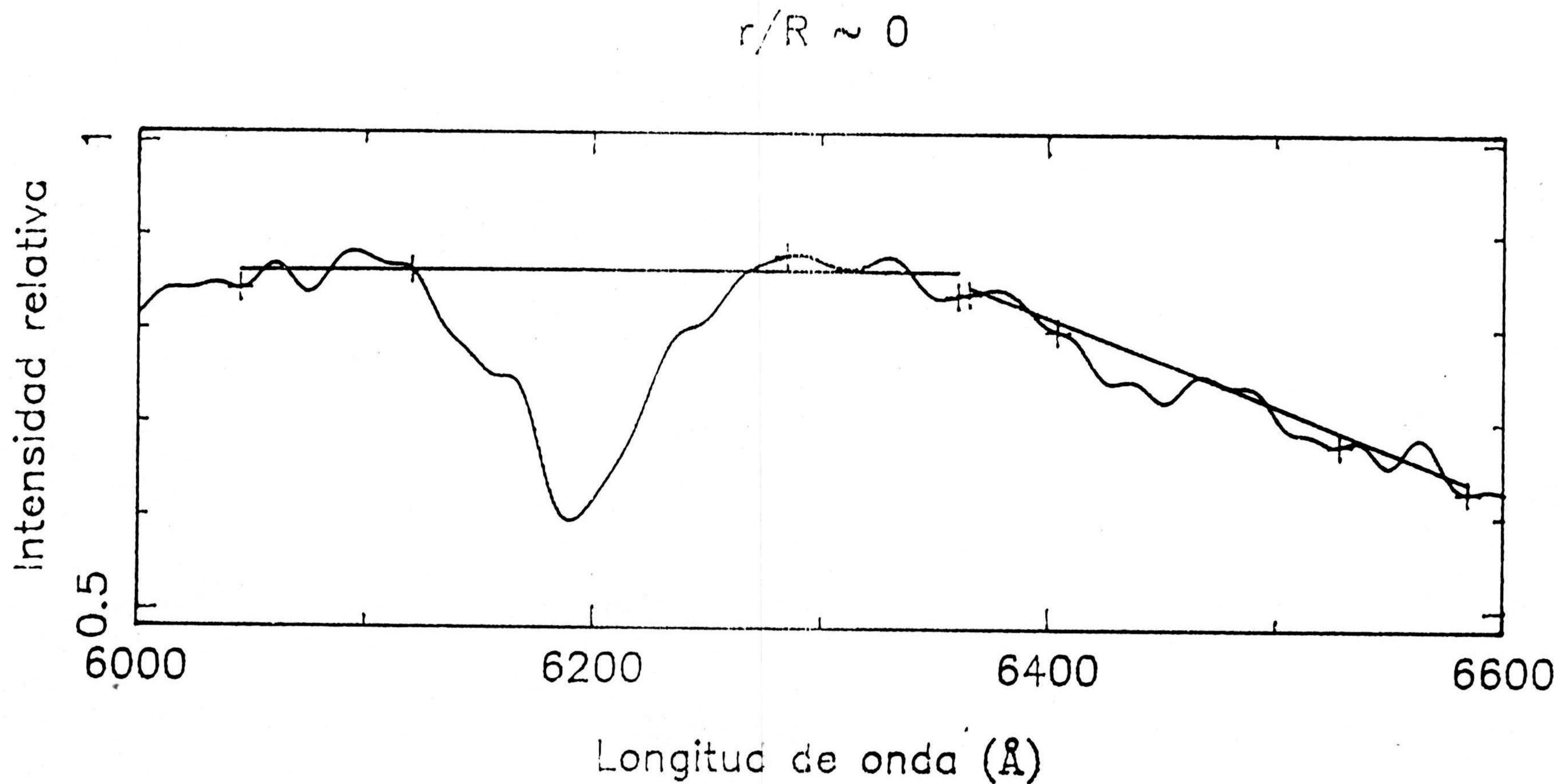
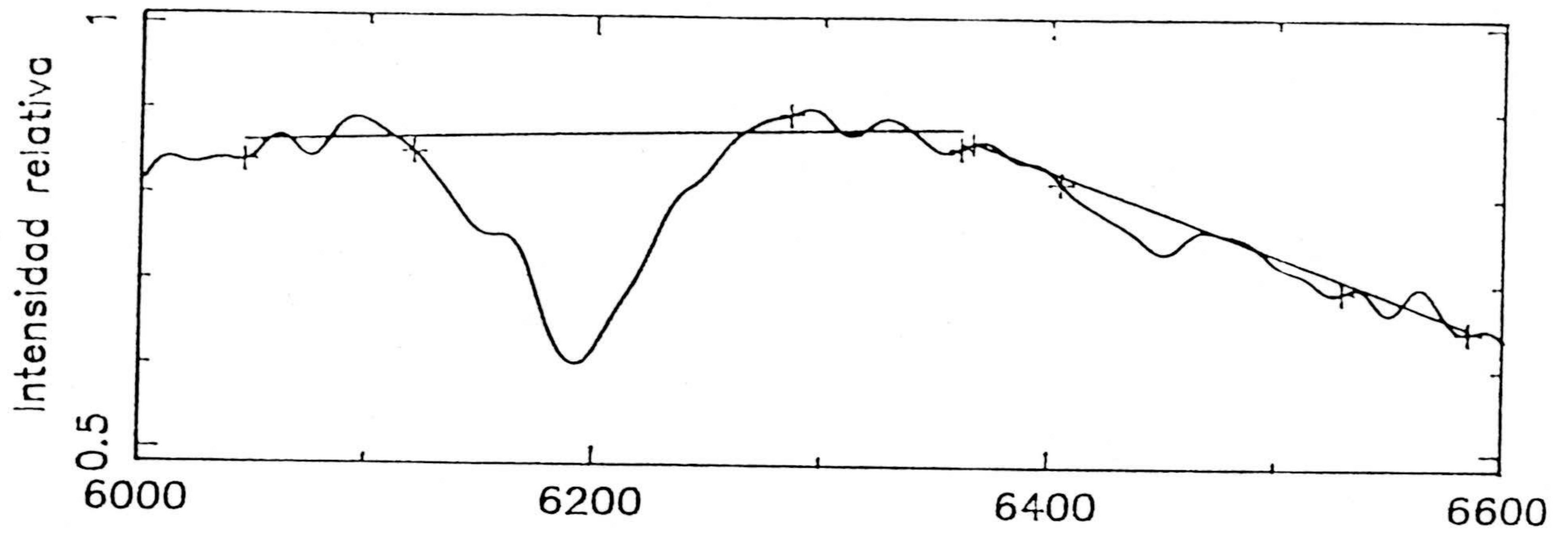


Fig. V-12a

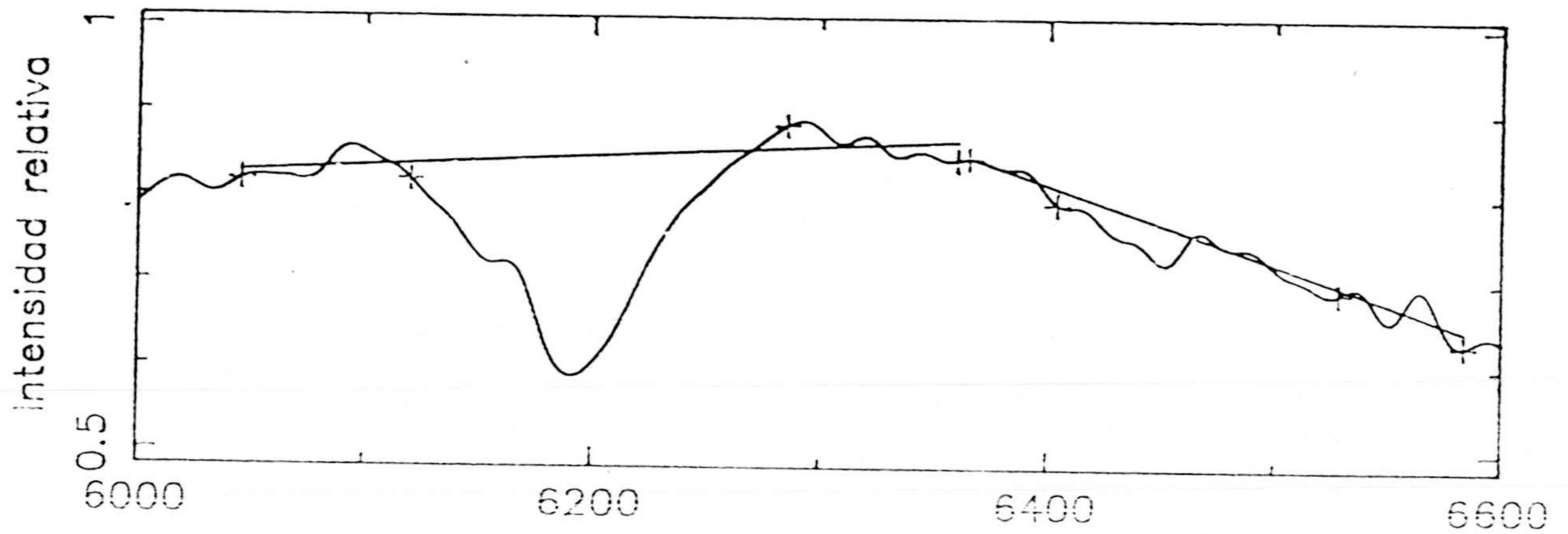
$r/R \sim 0.15 E$



Longitud de onda (Å)

Fig. V-12b

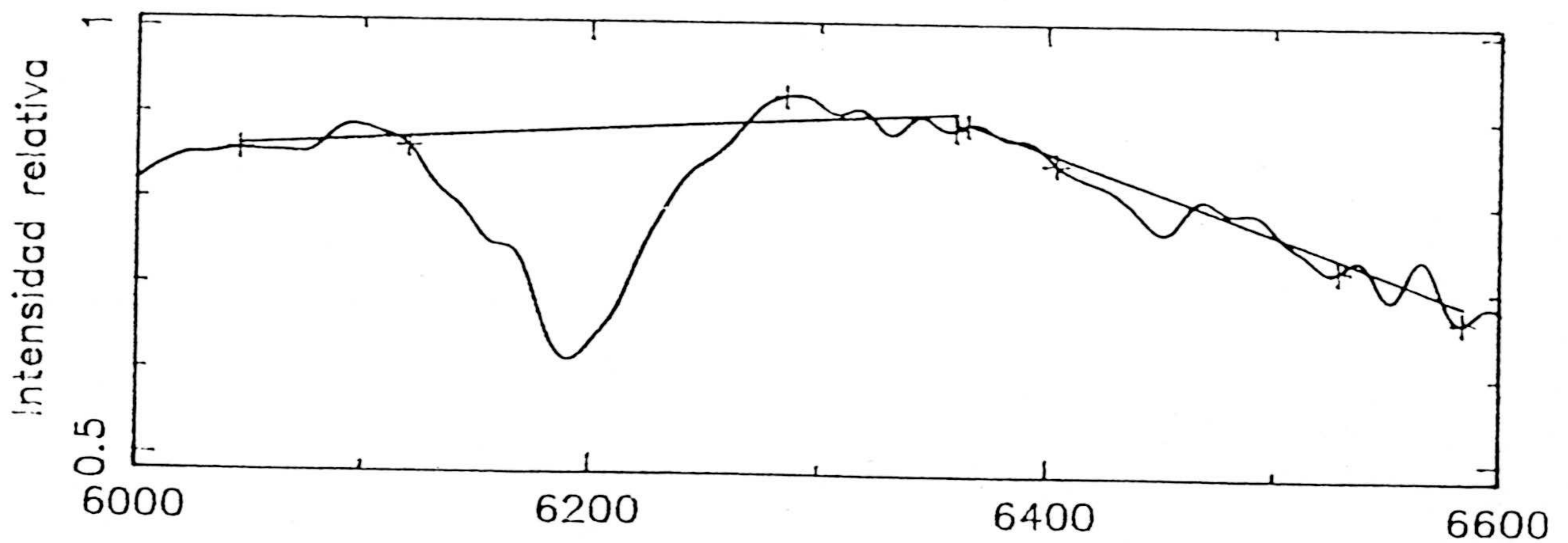
$r/R \sim 0.3 E$



Longitud de onda (Å)

Fig. V-12c

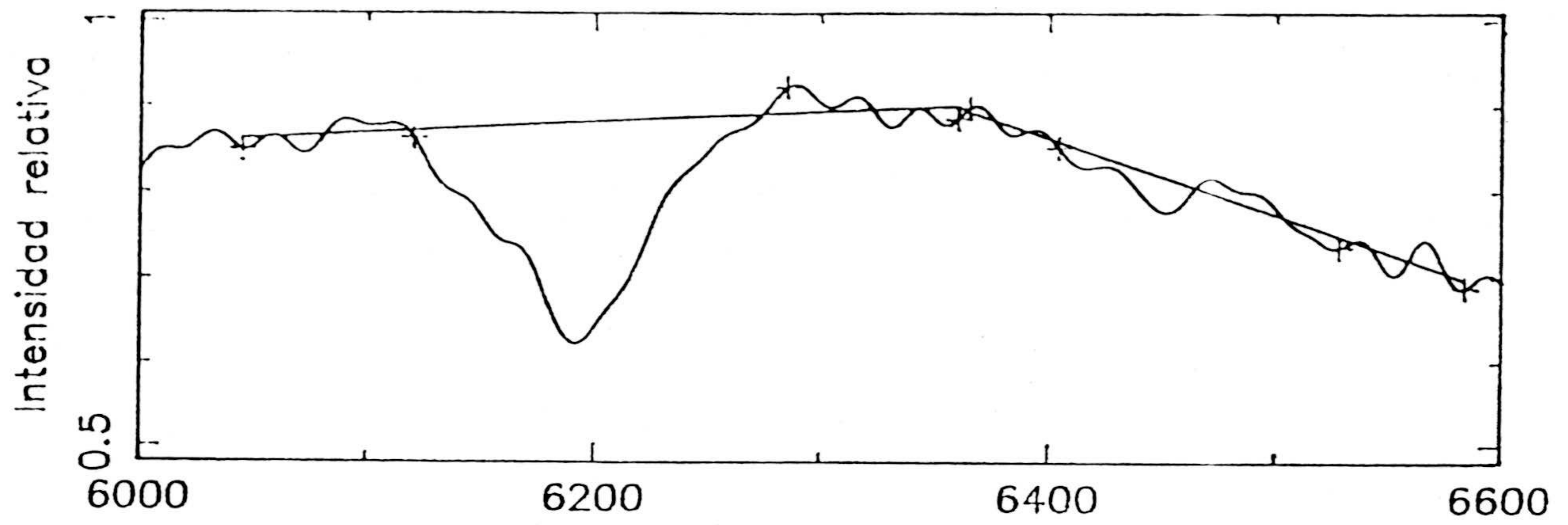
$r/R \sim 0.45 E$



Longitud de onda (Å)

Fig. V-12d

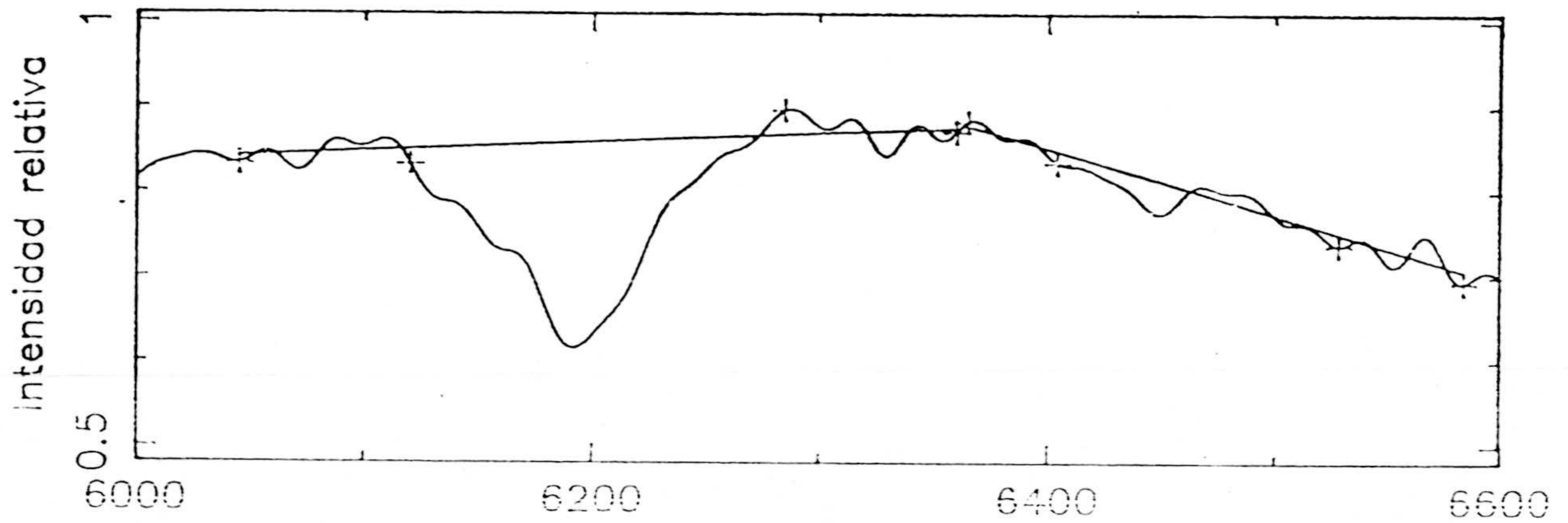
$r/R \sim 0.6 E$



Longitud de onda (Å)

Fig. V-12e

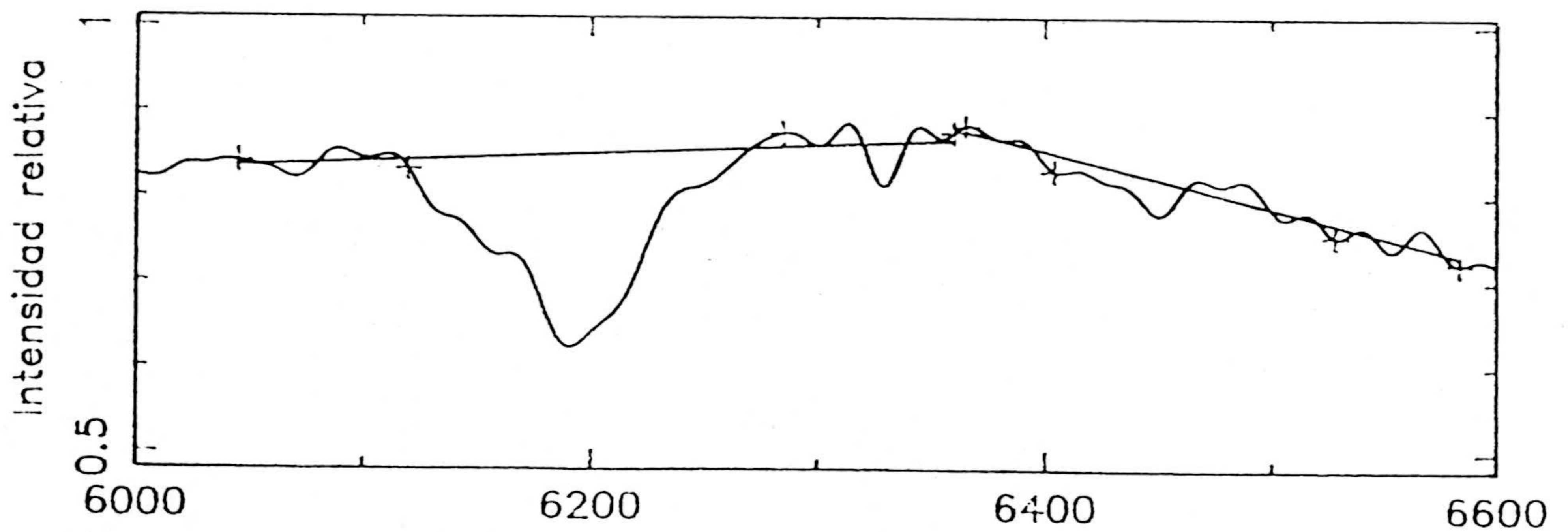
$r/R \sim 0.75 E$



Longitud de onda (Å)

Fig. V-12f

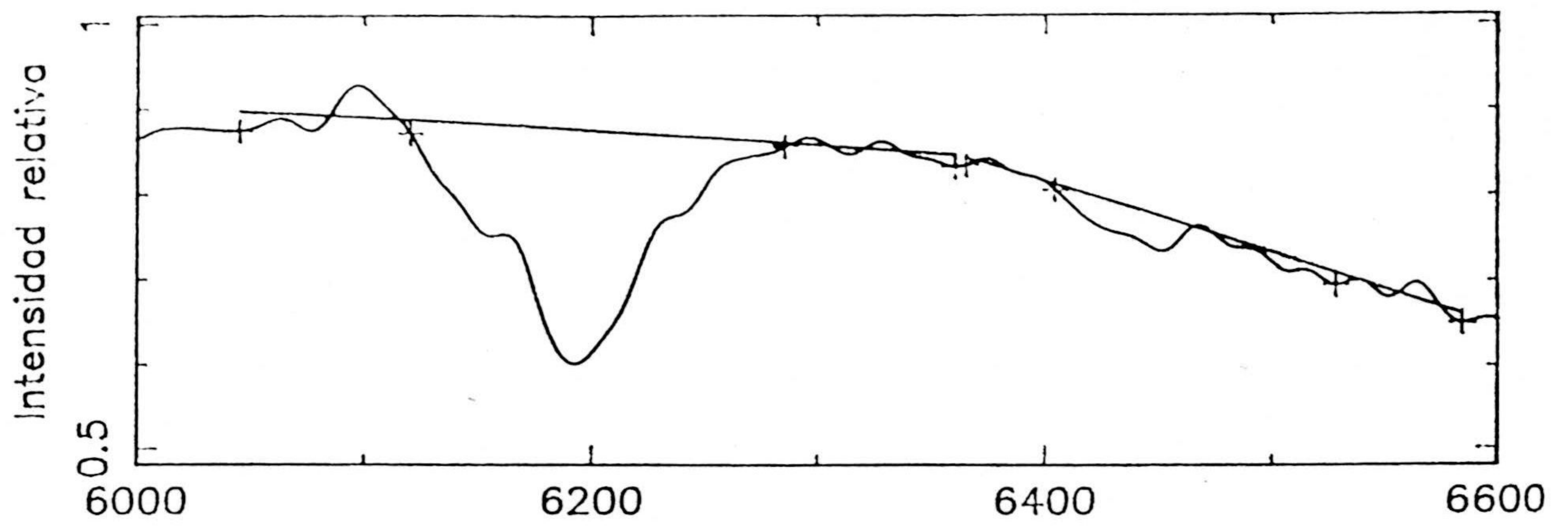
$r/R \sim 0.9 E$



Longitud de onda (Å)

Fig. V-12g

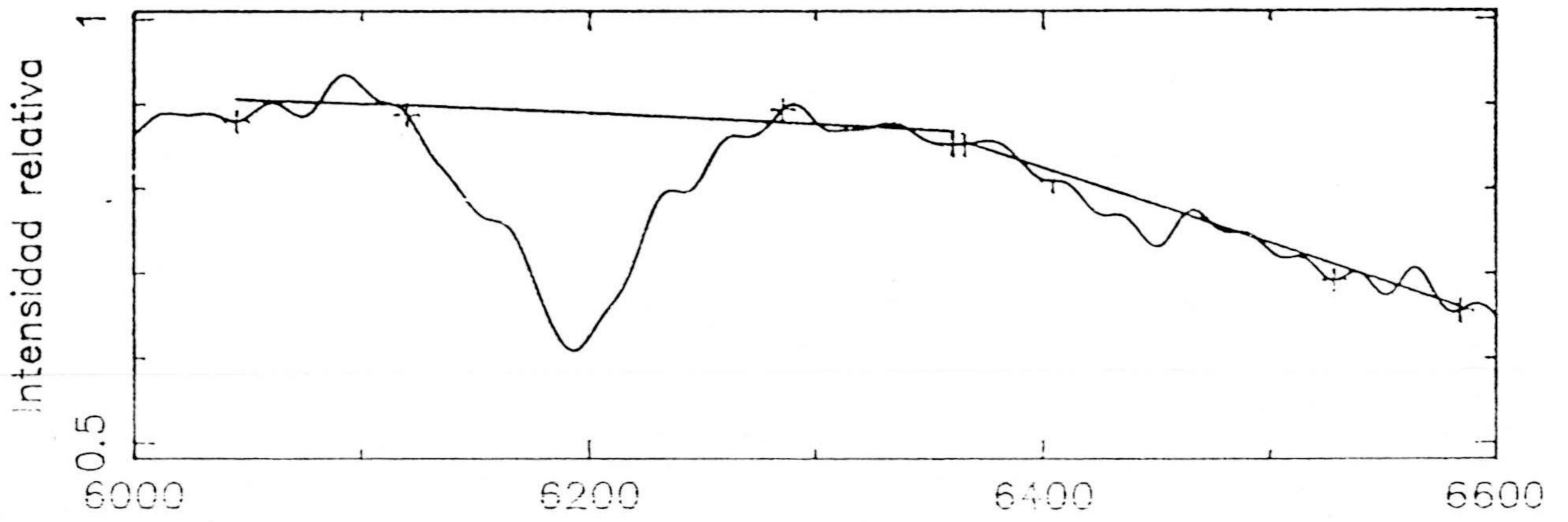
$r/R \sim 0.450$



Longitud de onda (Å)

Fig. V-12j

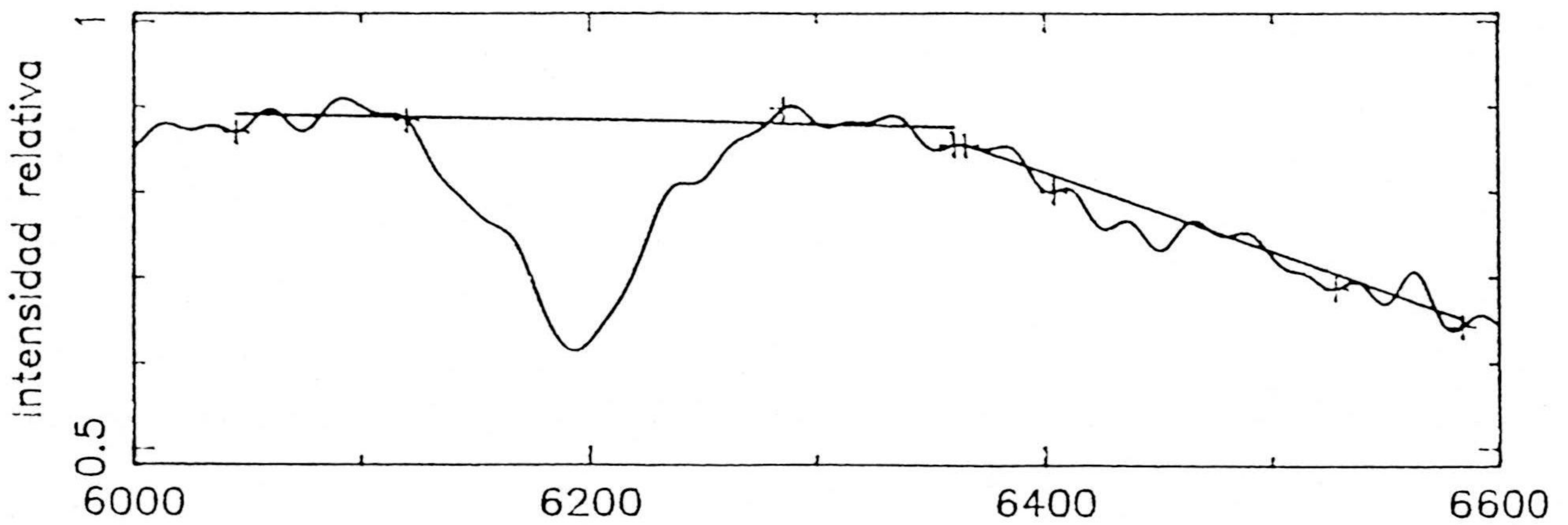
$r/R \sim 0.300$



Longitud de onda (Å)

Fig. V-12i

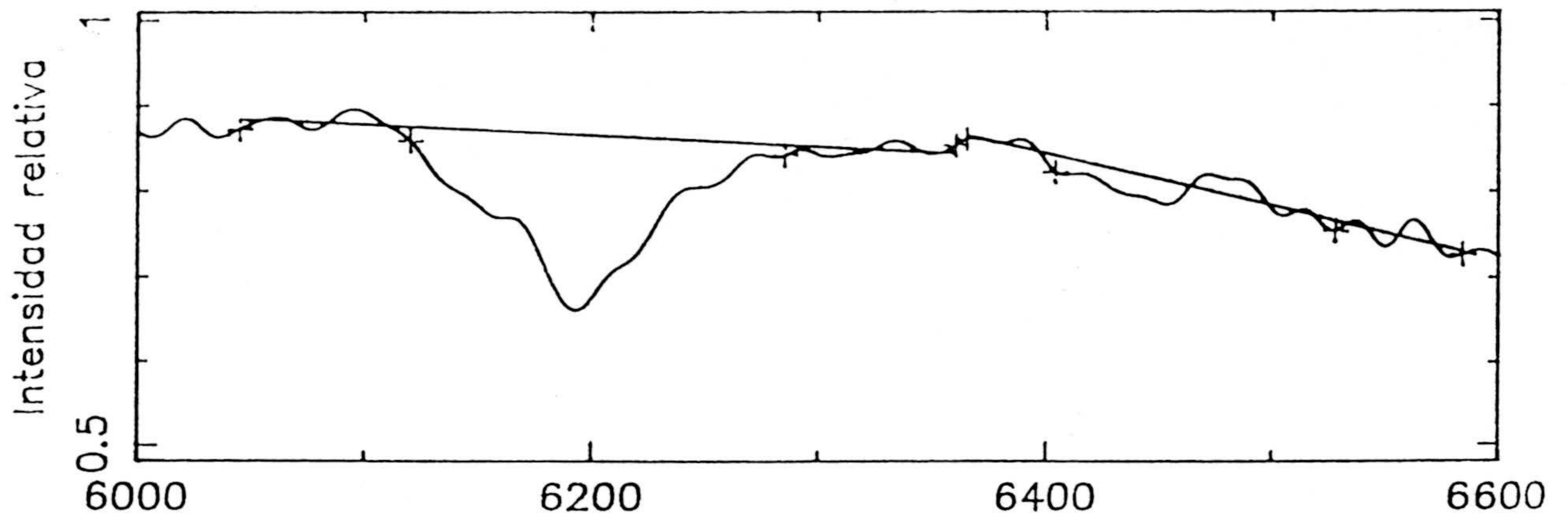
$r/R \sim 0.150$



Longitud de onda (Å)

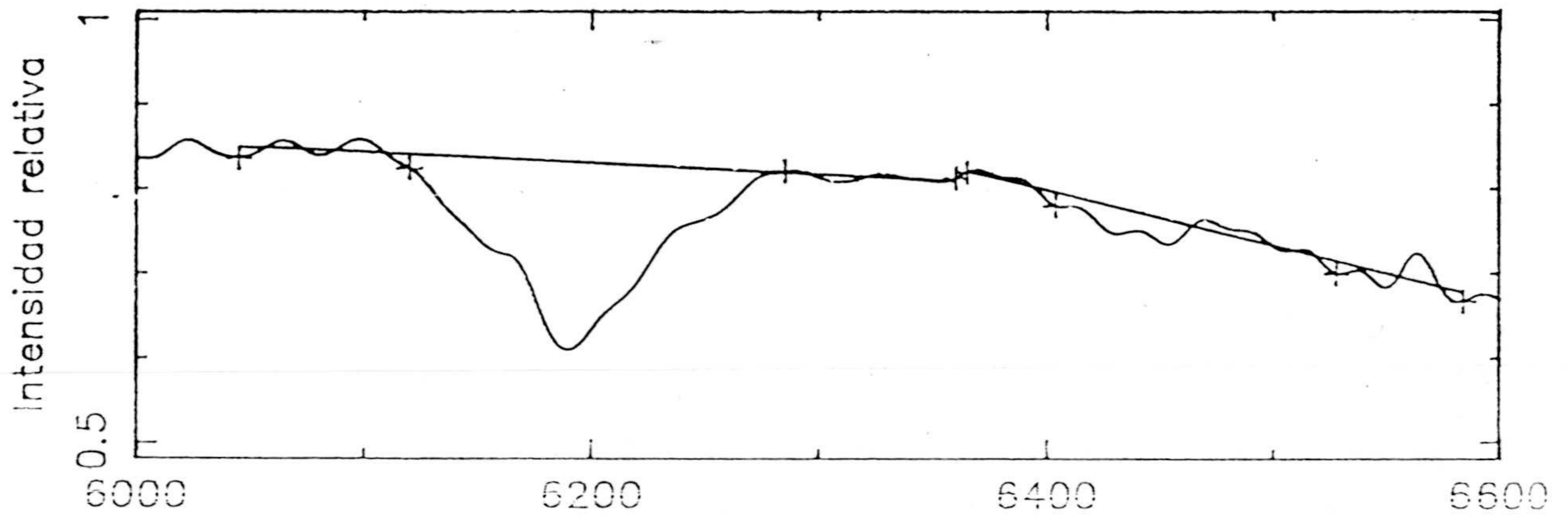
Fig. V-12h

$r/R \sim 0.90$



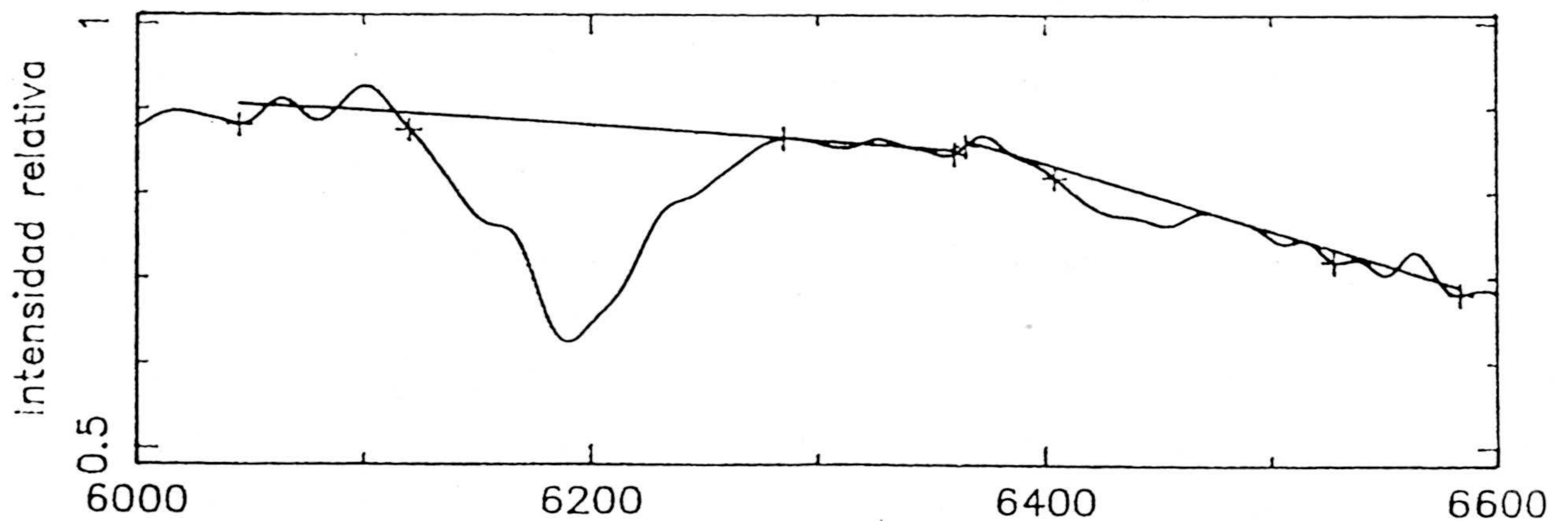
Longitud de onda (Å)
Fig. V-12m

$r/R \sim 0.750$



Longitud de onda (Å)
Fig. V-12l

$r/R \sim 0.60$



Longitud de onda (Å)
Fig. V-12k

la exposición se encuentran en la tabla V-12. Hay que señalar explícitamente que el espectro se realizó durante la misma noche de observación que los ya descritos de baja resolución de Saturno, por lo que los resultados obtenidos mediante ambos conjuntos de datos son directamente comparables. En este caso se realizaron un total de 120 barridos del espectro, lo que permitió posteriormente sumar espectros con objeto de aumentar la relación señal/ruido. Como resultado, las figuras V-13 a V-16 muestran fragmentos de los espectros en las diferentes regiones espectrales de interés, donde están situadas las líneas correspondientes a las distintas bandas de absorción de los compuestos CH_4 , H_2 y NH_3 . Cada una de las figuras muestra, a su vez, diferentes espectros correspondientes a zonas diferentes en la dirección esta-oeste. Finalmente, la tabla V-13 muestra los resultados concernientes a los valores obtenidos para las anchuras equivalentes de las líneas de absorción en las distintas zonas. Como puede apreciarse, en este caso se incluye en el análisis la línea cuadrupolar del H_2 $S_4(0)$, centrada en 6435 \AA , ya que en este caso las líneas de NH_3 son mucho más débiles. Por otra parte, este hecho ha determinado que sólo determinadas líneas de este compuesto hayan sido analizadas y se haya obtenido su anchura equivalente. Para el resto de las líneas de NH_3 no se ha podido determinar con precisión alguna sus anchuras equivalentes, dada la dificultad en establecer propiamente el continuo.

TABLA V-12

Localización	Fecha	Hora comienzo (TU)	t_{exp}	"seeing"	Masa aire media
NEB+EZ (15°) (E-O)	22/5/86	22 ^h 40 ^{min}	3 ^h 20 ^{min}	2"-4"	1.9

TABLA V-13

ANCHURAS EQUIVALENTES DE LAS LÍNEAS EN SATURNO (mÅ)

Posición (r/R)	H ₂		CH ₄	NH ₃			
	S ₄ (1)-6367 Å	S ₄ (0)-6435 Å	6818.9 Å	6447.2 Å	6451.1 Å	6457.1 Å	6460.5 Å
0.9 O	11.4	8.7	15.3	4.9	7.6	7.9	-
0.7 O	6.3	8.4	20.1	4.9	5.8	6.0	-
0.5 O	7.1	7.4	21.1	4.8	5.1	14.4	-
0.3 O	8.4	7.6	26.7	6.7	5.7	10.1	2.2
0.1 O	7.2	8.6	25.6	4.9	7.7	9.4	1.2
0.1 E	10.6	11.1	30.0	5.8	5.1	11.7	1.0
0.3 E	5.7	8.8	28.9	3.8	9.1	10.7	3.6
0.5 E	7.3	8.0	29.1	2.5	2.9	5.9	1.7
0.7 E	5.7	4.4	24.2	2.6	5.8	4.9	2.8
0.9 E	6.4	3.7	17.4	1.4	4.1	4.2	1.2

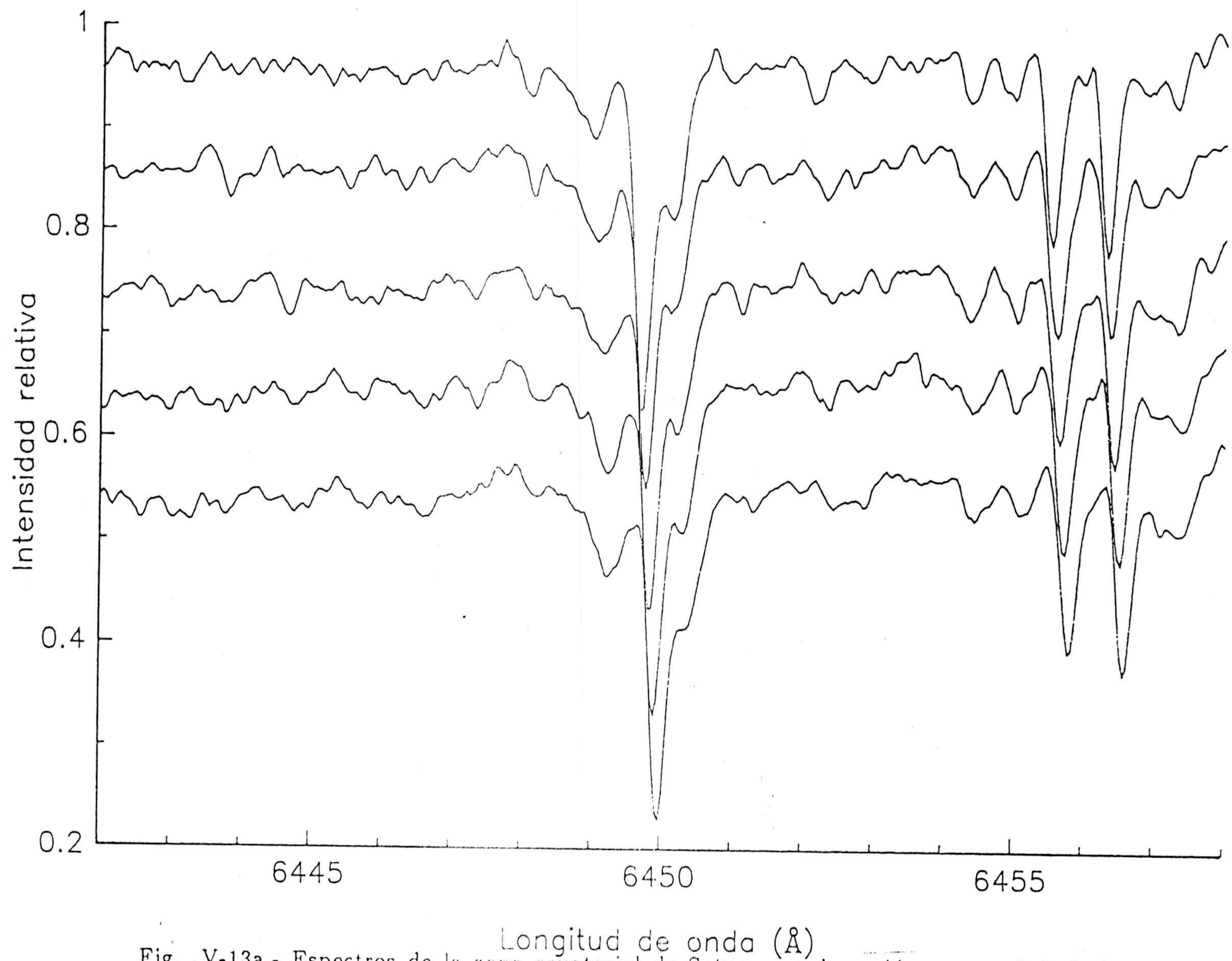


Fig. V-13a.- Espectros de la zona ecuatorial de Saturno en la región espectral de la banda NH_3 -6450 Å. De arriba abajo, los espectros corresponden a las posiciones relativas (r/R) de 0.9, 0.7, 0.5, 0.3 y 0.1 hacia el oeste. Los espectros han sido desplazados en el eje de intensidad para facilitar su comparación y no están corregidos de efecto Doppler.

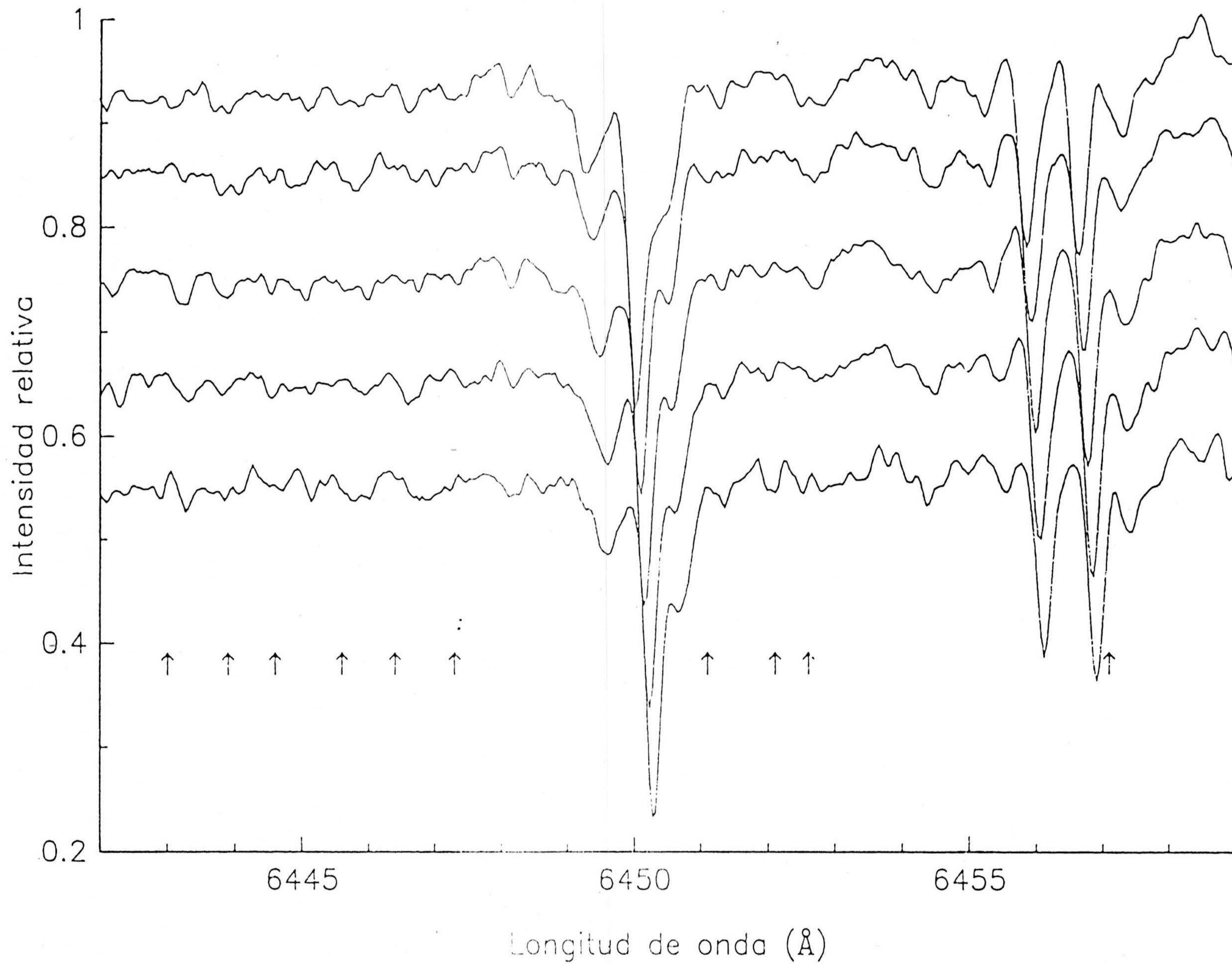


Fig. V-13b.- Como la figura V-13a, salvo para las posiciones relativas, de arriba abajo, de 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, hacia el este.

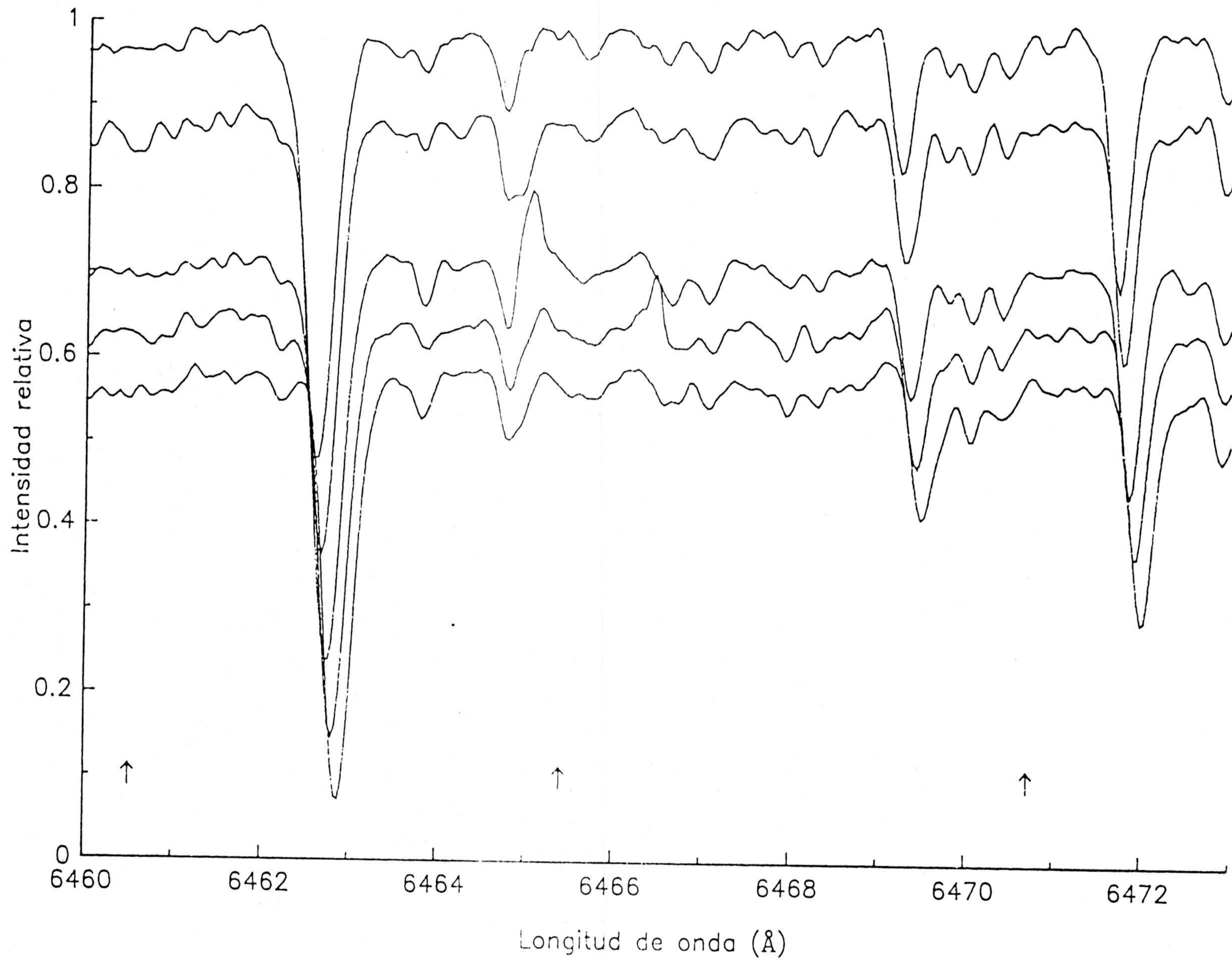


Fig. V-14a.- Como la figura V-13a, salvo para otra región espectral de la banda NH_3 -6450 Å.

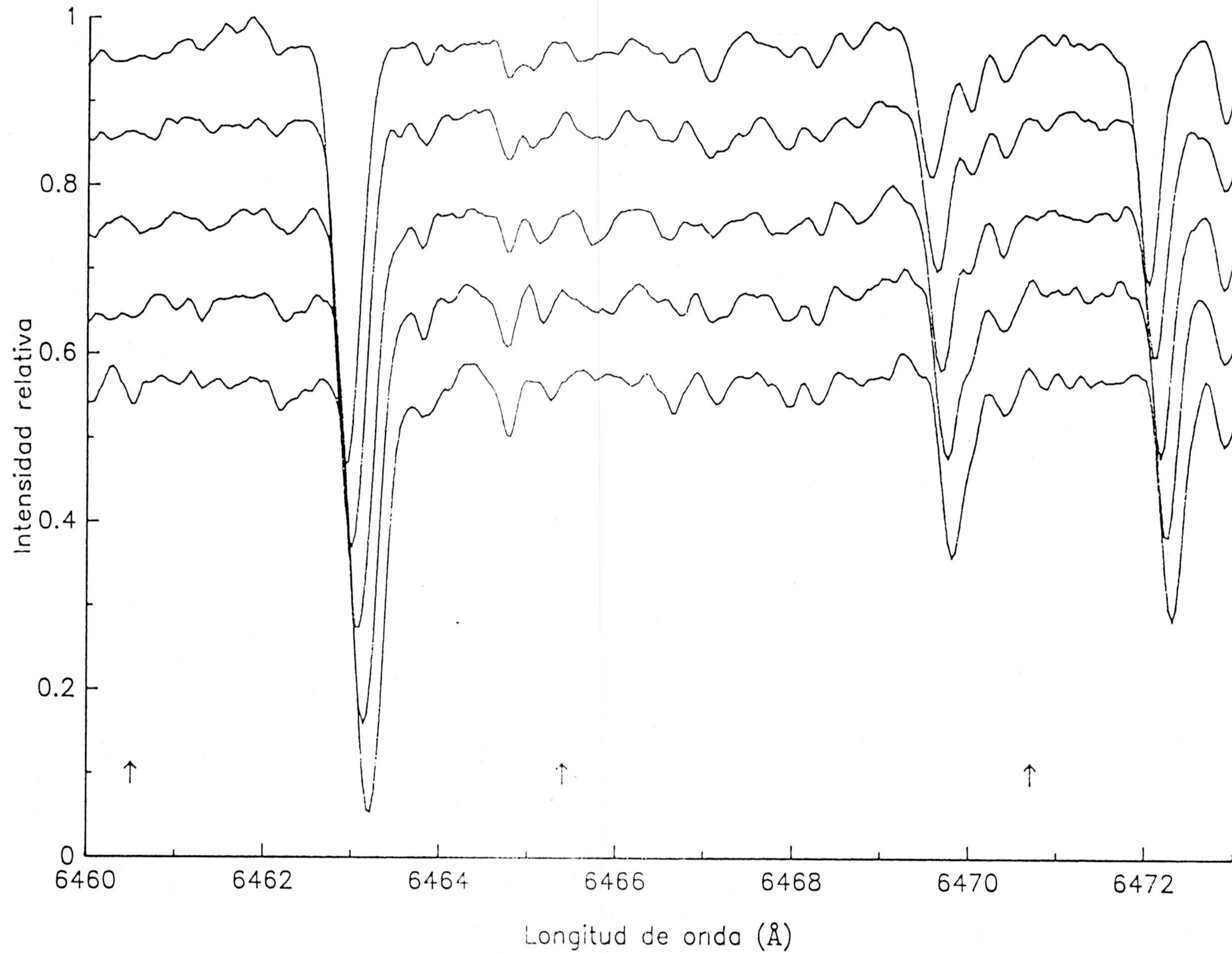


Fig. V-14b.- Como la figura V-13b, salvo para otra región espectral de la banda NH_3 -6450 Å.

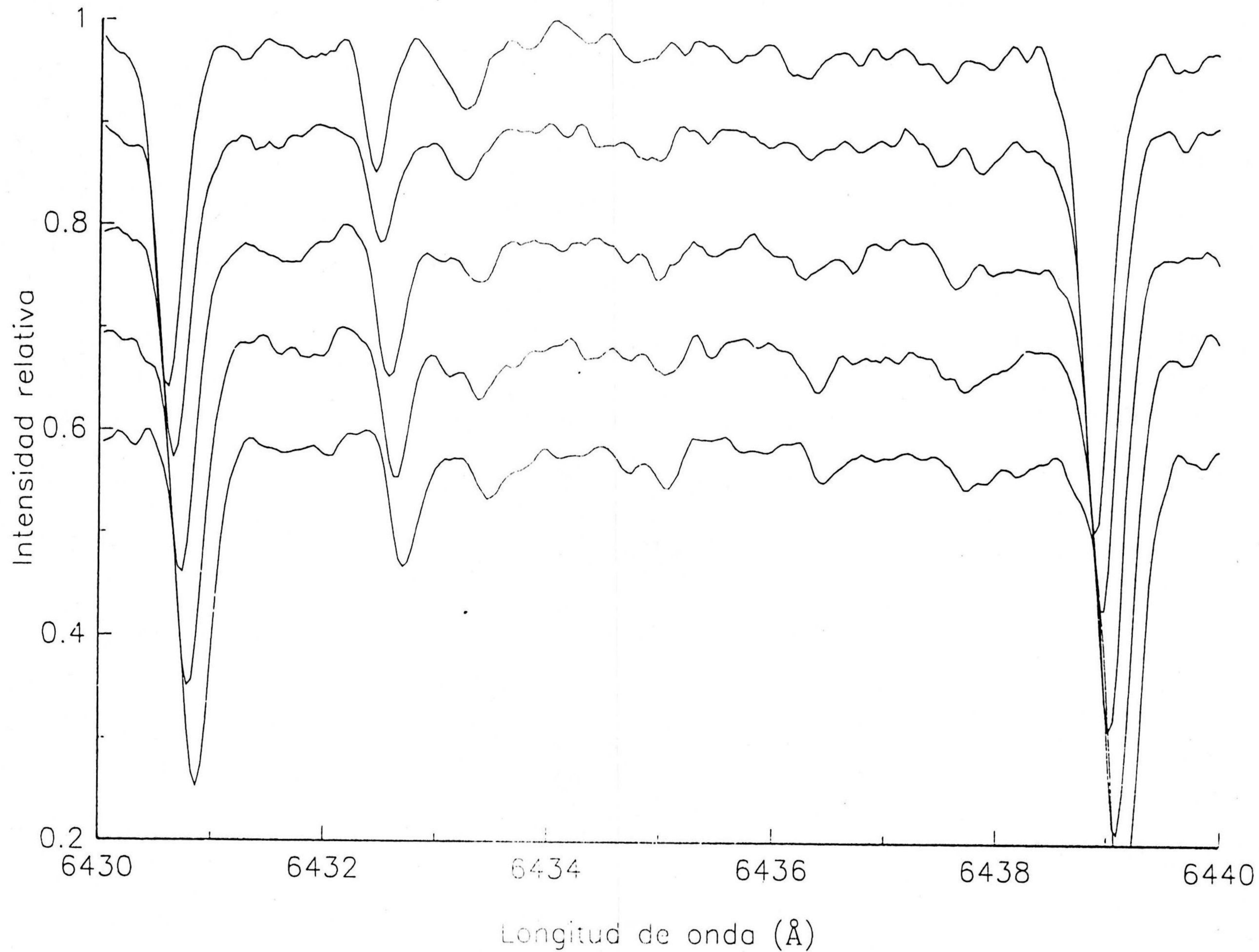


Fig. V-15a.- Como la figura V-13a, salvo para la línea H₂-6435 Å.

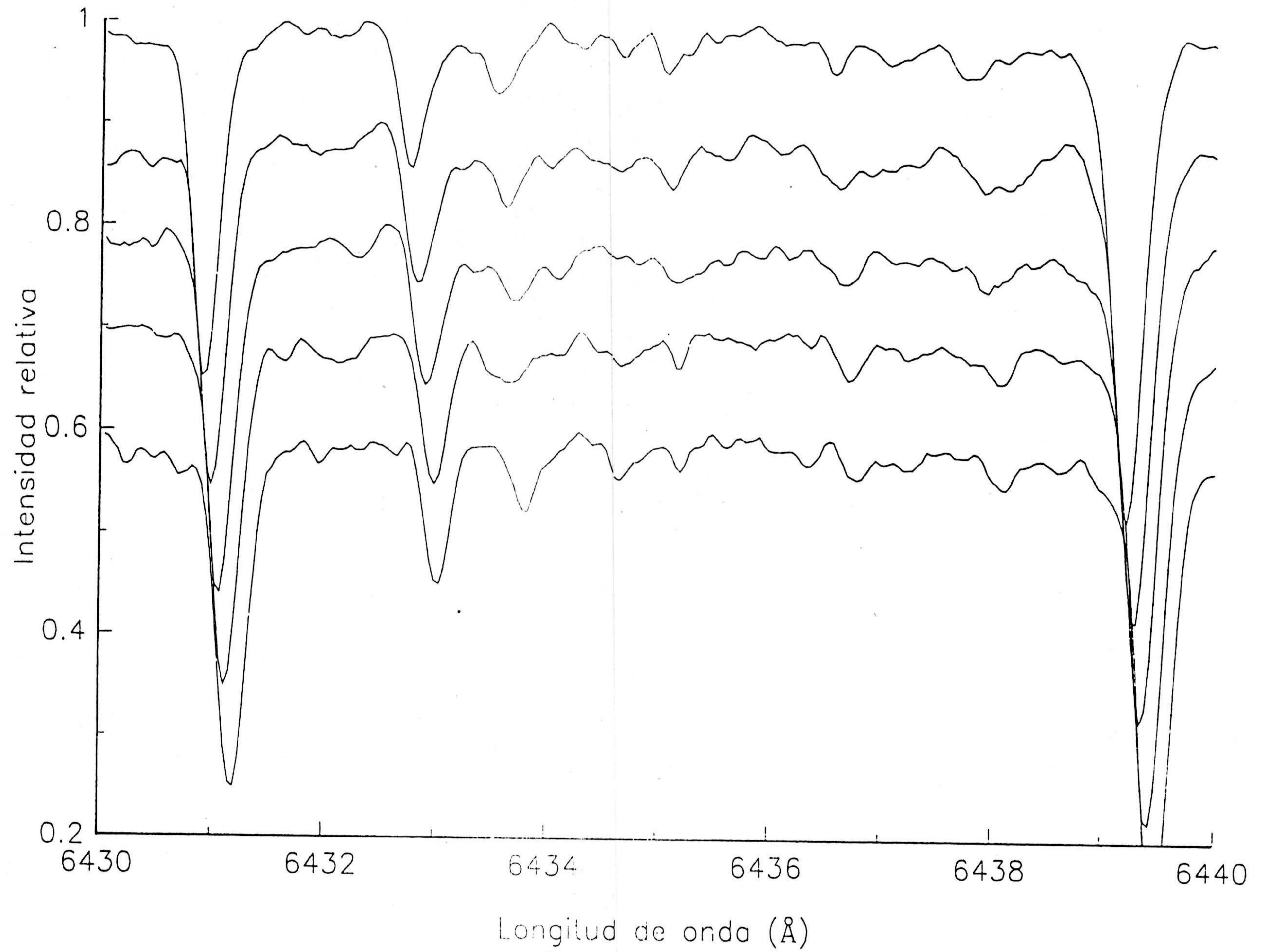


Fig. V-15b.- Como la figura V-13b, salvo para la línea H₂-6435 Å.

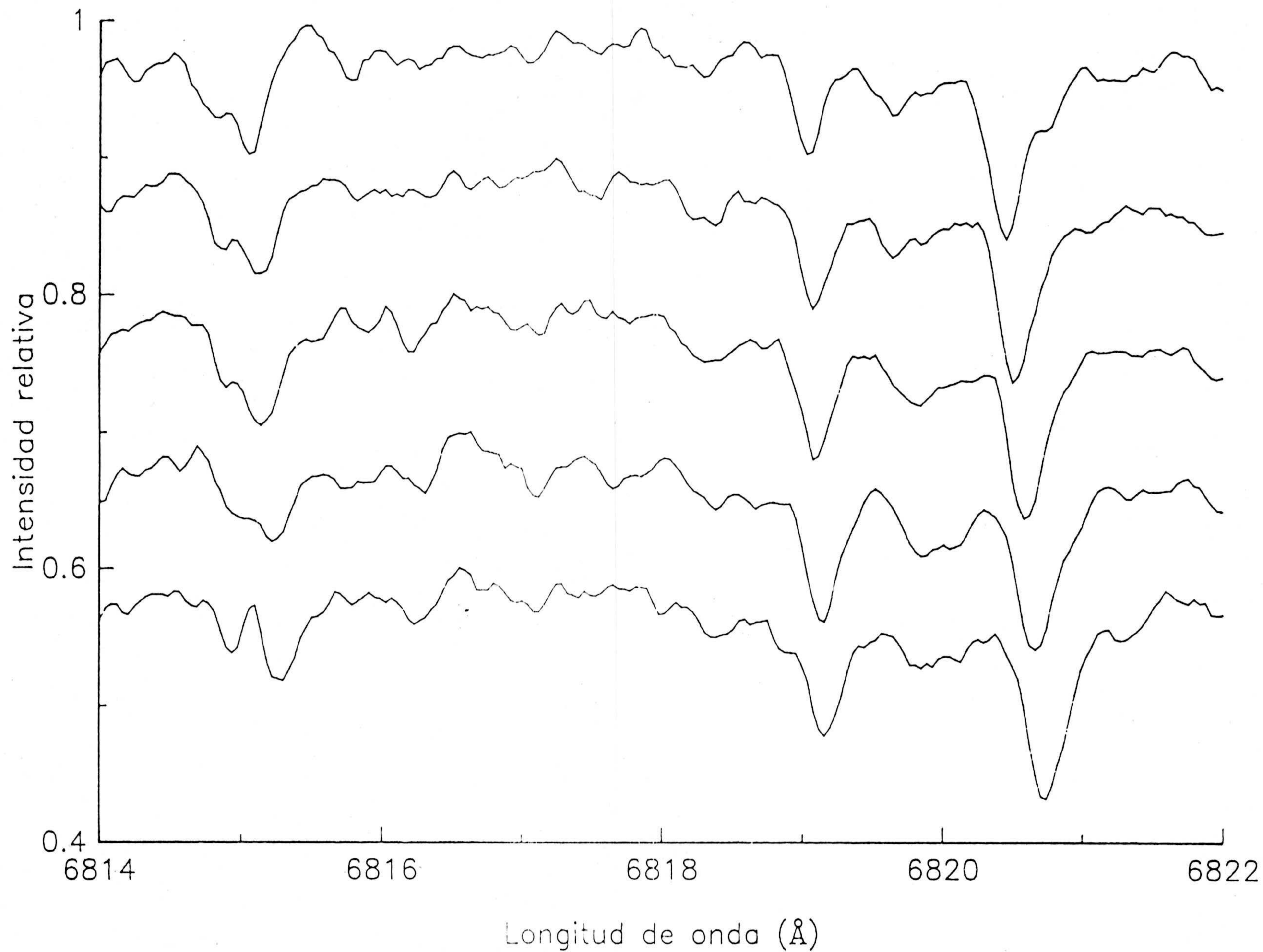


Fig. V-16a.- Como la figura V-13a, salvo para la línea CH₄-6818.9 Å.

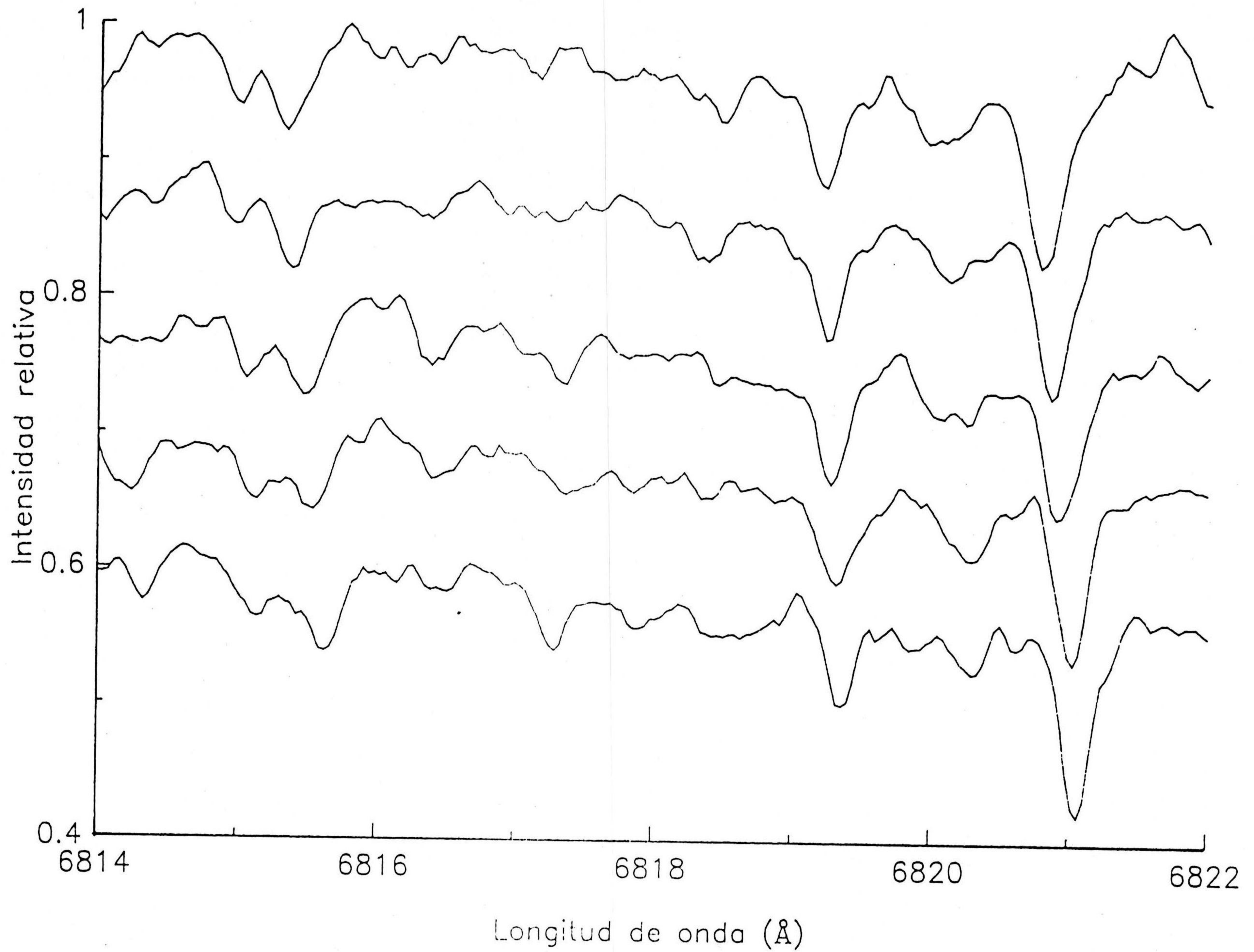


Fig. V-16b.- Como la figura V-13b, salvo para la línea CH₄-6818.9 Å.

VI.- DISCUSIÓN E INTERPRETACIÓN DE LOS RESULTADOS

Este capítulo está dedicado, finalmente, a la discusión e interpretación de las medidas realizadas. Después de establecer una comparación con las medidas realizadas por otros autores, pasaremos a la interpretación de las mismas haciendo uso de modelos teóricos de estructura vertical en ambos planetas, cuyas bases fueron descritas en el capítulo III. Dado el elevado número de parámetros relacionado con dichas estructuras atmosféricas, haremos uso de medidas obtenidas por otros autores con objeto de imponer el máximo número de constricciones a los modelos.

VI-1.- COMPARACIÓN CON OTRAS MEDIDAS

VI-1-1.- JÚPITER

En la literatura existen una variedad de medidas realizadas por otros autores en la región roja del espectro. Comenzando la discusión por las bandas de absorción de metano y amoníaco, centradas en 6190 y 6450 Å, las primeras medidas de las anchuras equivalentes de estas bandas en diferentes posiciones del disco joviano datan de fechas tan remotas como los años 50 (Hess, 1953). No obstante, el número total de medidas realizadas hasta la fecha no es muy elevado, como se muestra en la tablas VI-1 y VI-2, en las que hemos separado explícitamente las medidas referentes al ecuador y al resto de cinturones y zonas del planeta. En la tabla VI-3 mostramos los resultados obtenidos por otros autores referentes a las medidas de la anchura equivalente de la banda de CH₄ centrada en 7250 Å, que posteriormente servirá como una información adicional para el establecimiento de los modelos teóricos. En las tablas VI-1 y VI-2 hemos incluido también nuestras determinaciones. En lo que respecta a las medidas referentes a la distribución longitudinal de las anchuras equivalentes de dichas bandas en el ecuador del planeta, nuestros valores pueden considerarse normales o típicos, estando situados dentro del rango del resto de las medidas. Nuestras medidas revelan una apreciable disminución de las anchuras equivalentes de ambas bandas de absorción hacia los limbos del planeta, como generalmente ocurre. Woodman y col. (1979) también obtuvieron una variación muy similar, como puede apreciarse en la figura VI-1. Otras medidas, como las de Hess (1953) y Avery y col. (1974), revelan una menor disminución hacia los limbos. Nuestras determinaciones revelan una mayor disminución relativa hacia los limbos en el caso de la banda de amoníaco que en el de la de metano, lo que está de acuerdo con el resto de determinaciones que aparecen en la tabla VI-1.

A la vista de la tabla VI-1, y salvo algunas excepciones, como los valores relativamente bajos reportados por Pilcher y col. (1973), los valores de las

TABLA VI-1

ANCHURAS EQUIVALENTES DE LA BANDAS CH₄-6190 Y NH₃-6450 EN LA ZONA ECUATORIAL DE JÚPITER

Referencia	W _λ CH ₄ -6190 (Å)			W _λ NH ₃ -6450 (Å)			Fecha obs.
	Limbo O.	Limbo E.	Centro	Limbo O.	Limbo E.	Centro	
Hess (1953)	15.3±1.4	15.6±0.8	16.2±1.9	1.1±0.3	0.71±0.1	1.16±0.16	Oct/49
Boyce (1968)		18.9 ¹	16.9				Abril/68
Teifel (1969)			20.4±2.0 21.4±2.6 21.4±0.5			4.2±1.4 6.4±1.4 5.5±0.3	6,7 May/68 7,8 May/68 27,28 Abr/68
Pilcher y col.(1973)			11-12				-
Avery y col.(1974)	15.7±1.2 ²	15.7±1.2	17.6±1.2	1.6±0.6 ²	1.6±0.6	3.3±0.6	Julio/72
Encrenaz y col.(1974)						8±1	Oct/73
Woodman y col.(1977)			18.6±1.0			7.2±0.4	Feb/74
Woodman y col.(1979)	11.7±2.1 ³ 15.1±1.8 ⁴ 13.9±1.8 ⁵	11.8±2.1	17.1±2.1 17.4±2.1 19.0±2.1 18.3±1.8 19.3±1.8	2.6±1.3 ³ 4.2±1.3 ⁴ 4.4±1.3 ⁵	2.0±1.3	5.0±1.3 7.1±1.3 6.7±1.3 5.5±1.3 6.2±1.3	Nov/76
Cochran&Cochran(1980)			~17±0.3			~6±0.2	Feb/79
Lutz y Owen (1980)			19.5			11.3	Feb/77
Cochran y col.(1981)			19.9±2				Feb/79
Lutz y col.(1982)			19.7				-
Cochran&Cochran(1983)			~19±0.3			~7±0.2	Feb/80
Este trabajo	9.7 ⁷ -11.9 ⁶	9.1 ⁷ -13.2 ⁶	16.2-18.5	6.1 ⁷ -4.9 ⁶	1.9 ⁷ -4.4 ⁶	7.7-7.8	Sep/85

(¹) r/R~0.6 (11.3" hacia el Este)

(²) r/R=0.8

(³) r/R=0.9

(⁴) r/R=0.7

(⁵) r/R=0.85

(⁶) r/R=0.33

(⁷) r/R=0.75

TABLA VI-2

ANCHURAS EQUIVALENTES DE LA BANDAS CH₄-6190 Y NH₃-6450 EN "BELTS" Y "ZONES" DE JÚPITER

Referencia	Localización	W _λ CH ₄ -6190 (Å)			W _λ NH ₃ -6450 (Å)		
		Limbo O.	Limbo E.	Centro	Limbo O.	Limbo E.	Centro
Hess (1953) Oct/49	NPR (60°N)			13.9±2.2			0.98±0.13
	NEB&SEB(±10°)			13.7±1.4			1.08±0.3
	NTrZ&STrZ(±30°)			12.2±1			0.82±0.17
Orton (1975)	STrZ	12±3		14±2			
Woodman y col.(1979) Nov/76	NEB	12.4±2.1 ^a	11.9±2.1 ^a	15.4±2.1	1.7±1.3 ^a	1.8±1.8 ^a	4.5±1.3
	NTrZ	12.2±2.1 ^a	12.1±2.1 ^a	11.6±2.1	1.5±1.3 ^a	1.8±1.3 ^a	2.8±1.3
	NEB	12.1±1.8 ^b		15.2±1.8	1.9±1.3 ^b		4.7±1.3
	NEB	13.2±1.8 ^c			2.7±1.3 ^c		
	NTrZ	11.0±1.8 ^b		12.9±1.8	2.4±1.3 ^b		3.3±1.3
	NTrZ	13.2±1.8 ^c			2.0±1.3 ^c		
Lutz y Owen (1980) Feb/77	STrZ			18.77			11.04
	SEB			20.46			12.90
	NEB			17.17			8.59
Cochran y col.(1981) Feb/79	NPR			16.0±2			
	NTrZ			17.3±2			
	NEB			17.6±2			
	SEB			19.7±2			
	STrZ			17.6±2			
	SPR			17.8±2			
Este trabajo Sep/85	SPR			17.6			5.6
	STB			16.2			5.7
	STrZ			18.2			7.8
	SEB			22.5			9.8
	NEB			14.7			4.9
	NTB			15.0			5.7
	NPR			19.5			7.2

(^a) r/R=0.9

(^b) r/R=0.85

(^c) r/R=0.70

TABLA VI-3

ANCHURAS EQUIVALENTES DE LA BANDA CH₄-7250 Å EN JÚPITER (Å)

Referencia	NPR	NTrZ	NEB	EQ	SEB	STrZ	SPR
Teifel (1969) Mayo/68				76.5±5.8 78.9±3.2 81.0±1.5			
Pilcher y col.(1973) -				68-72			
Avery y col. (1974) Julio/72				72.8±2.3 65±4(r/R=0.95)			
Orton (1975) -				72.8±2.3 65.0±4.0(limbo)		77±5 82±8(limbo)	
Woodman y col.(1979) Nov/76		69.0±3.2 70.6±3.2(WL) ^a 69.7±3.2(EL) ^a	87.0±3.2 72.5±3.2(WL) ^a 71.7±3.2(EL) ^a	80-82±3.2 68.7±3.2(WL) ^a 69.8±3.2(EL) ^a			
Cochran y col.(1981) Feb-Mar/79	81±3	78.8±3	82.6±3	80.2 ±3	83.6±3	81.9±3	80.2±3
Lutz y col. (1982) 1977				88.3			

(^a) WL y EL indican posiciones cerca de los limbos (r/R~0.9), hacia el Oeste y el Este.

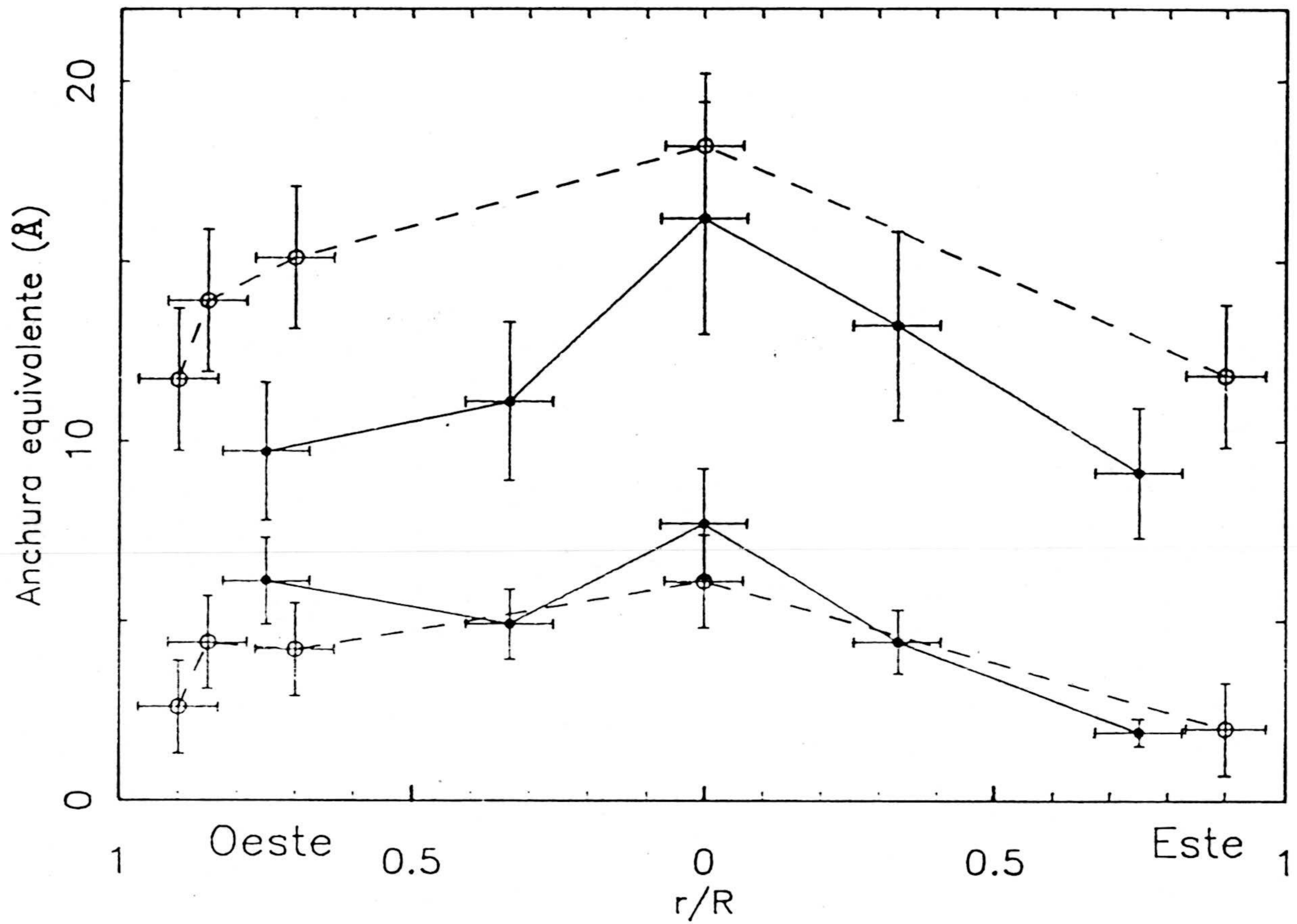


Fig. VI-1.- Variación longitudinal de las anchuras equivalentes de las bandas CH₄-6190 Å (líneas superiores) y NH₃-6450 Å (líneas inferiores). ○ Woodman y col. (1979); ● Este trabajo.

anchuras equivalentes de la banda de metano centrada en 6190 \AA en el centro del disco están en torno a los $\sim 17 \text{ \AA}$. Por ello las variaciones temporales en la absorción relativa a este compuesto parecen ser despreciables. En este sentido, las medidas realizadas por Cochran y Cochran (1980, 1983) en el centro del disco y con un intervalo de un año, revelan unos cambios temporales en la absorción menores de un 15%, que está prácticamente dentro del margen de error de muchas determinaciones experimentales. En el caso de la banda de NH_3 , las variaciones temporales no pueden excluirse, dada la gran dispersión en las medidas experimentales, que oscilan entre valores próximos a $\sim 3 \text{ \AA}$ y valores en torno a $\sim 11 \text{ \AA}$, aunque parte de estas variaciones son probablemente achacables a errores de tipo metodológico.

Respecto a las variaciones latitudinales de la absorción, la tabla VI-2 presenta las determinaciones realizadas, en la que también hemos incluido nuestras medidas. De nuestras medidas experimentales puede concluirse, por una parte, que existe una fuerte correlación entre las variaciones de anchuras equivalentes en ambas bandas de absorción y, por otra, que no existen diferencias sistemáticas en la absorción en las zonas brillantes respecto a los cinturones o bandas oscuras del planeta. De las medidas experimentales realizadas por otros autores, las más adecuadas para establecer una comparación con las nuestras son las reportadas por Lutz y Owen (1980), ya que estos autores realizaron sus determinaciones experimentales en regiones comunes a las que hemos analizado y, además, midieron simultáneamente ambas bandas de absorción. La figura VI-2 muestra los resultados obtenidos en ambos casos. En dicha figura puede apreciarse la fuerte correlación existente entre ambos conjuntos de medidas. Los valores máximo y mínimo en la absorción, que corresponden a la SEB y NEB respectivamente, han sido encontrados también, en las mismas posiciones, por Cochran y col. (1981) para la banda de CH_4 . En el caso de las medidas de la banda de NH_3 , es de destacar la discrepancia existente entre ambos conjuntos de medidas, aún manteniendo una cierta relación entre ellas. Esa discrepancia puede atribuirse, en principio, tanto a una posible variación temporal en la absorción de NH_3 como a una diferente metodología usada, probablemente, en la determinación del continuo del espectro.

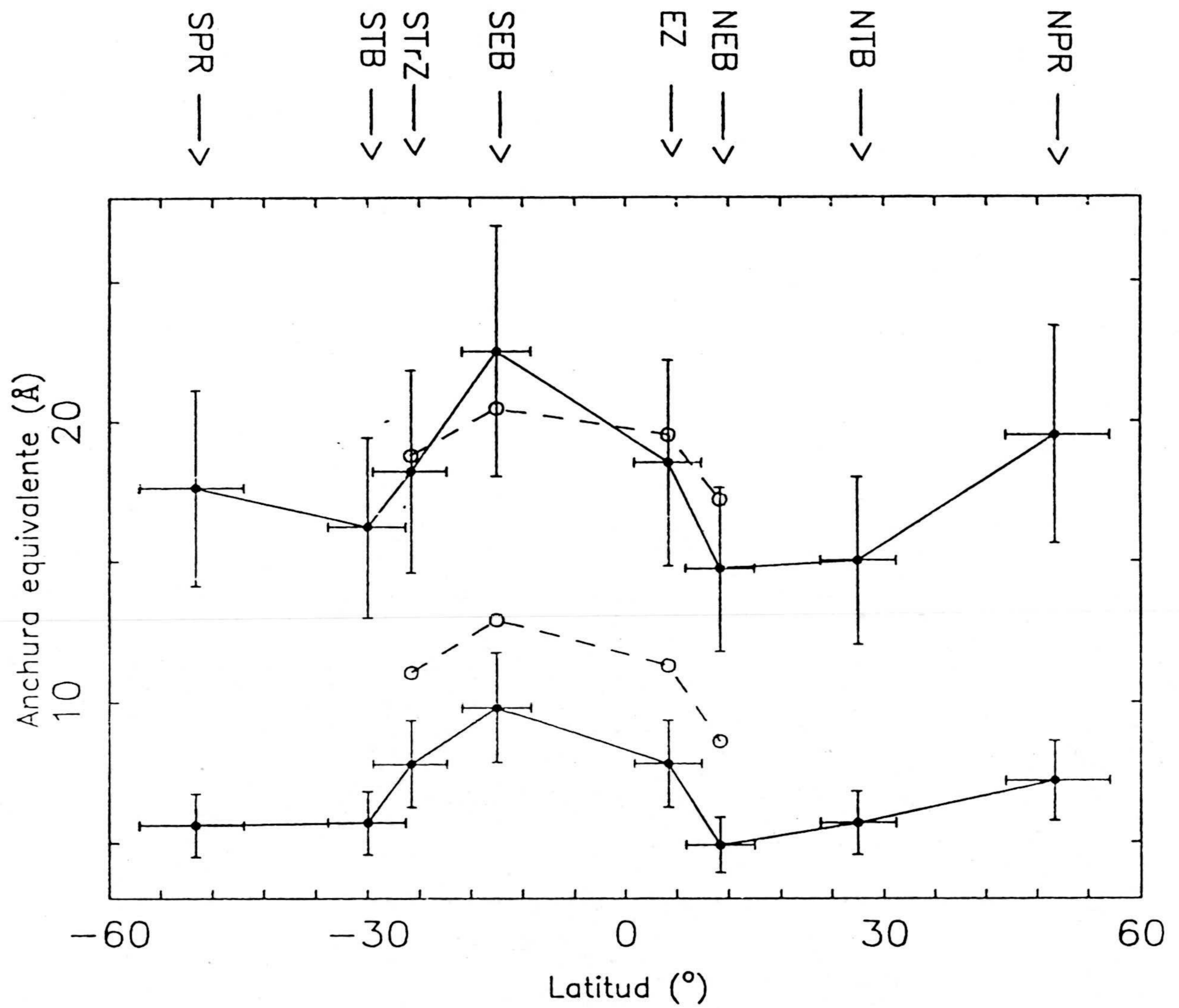


Fig. VI-2.- Variación latitudinal de las anchuras equivalentes de las bandas CH₄-6190 Å (líneas superiores) y NH₃-6450 Å (líneas inferiores). ○ Lutz y Owen (1980); ● Este trabajo.

Con objeto de mostrar la correlación existente entre las anchuras equivalentes de ambas bandas de absorción en diferentes latitudes, la figura VI-3 muestra nuestros resultados, así como los de Woodman y col. (1979) y los de Lutz y Owen (1980), en todos los casos correspondiendo al meridiano central del planeta. Si tomamos nuestros valores junto con los de Woodman y col. (1979), se obtiene, para la recta de mínimos cuadrados, un coeficiente de correlación de 0.9. La recta que aparece dibujada en la figura es la recta de regresión correspondiente a este caso. Si consideramos nuestras medidas y las de Woodman y col. (1979) separadamente obtenemos unas rectas de regresión muy similares. Sin embargo, se aprecia como las medidas de Lutz y Owen (1980) se apartan de la recta dibujada. No obstante, estas medidas son consistentes entre sí, revelando también una cierta correlación entre las anchuras equivalentes de ambas bandas, que es lo que pretendemos demostrar. Esta correlación entre las anchuras equivalentes de ambas bandas concuerda con la obtenida por Cochran y Cochran (1980, 1983) en su estudio de las variaciones longitudinales intrínsecas en el centro del disco de Júpiter de ambas bandas de absorción.

Respecto a las medidas de alta resolución, el número de determinaciones experimentales es más escaso, estando recogidas las existentes en las tablas VI-4 a VI-6, junto con nuestras medidas. La tabla VI-4 recoge las anchuras equivalentes de las líneas más prominentes de la banda centrada en 6450 Å del NH₃. En general, estos valores concuerdan entre sí, aunque en el caso de las medidas de Spinrad y Trafton (1963) las anchuras equivalentes muestran unos posibles cambios temporales muy importantes. En otras ocasiones existen discrepancias debidas, probablemente, al hecho de haber considerado un grupo de líneas muy próximas en longitud de onda como una sola para el cálculo de la anchura equivalente, como en el de la línea centrada en 6447.1 Å (compárese el valor reportado por Mason, 1970 y el que hemos encontrado nosotros y Encrenaz y col., 1974). Este problema no es relevante a la hora del análisis en términos de los modelos teóricos, ya que, como dijimos, sólo vamos a considerar líneas que no estén solapadas.

En cuanto a las medidas realizadas de la anchura equivalente de la línea S₄(1) de H₂ centrada en 6367.7 Å, la tabla VI-5 presenta los resultados

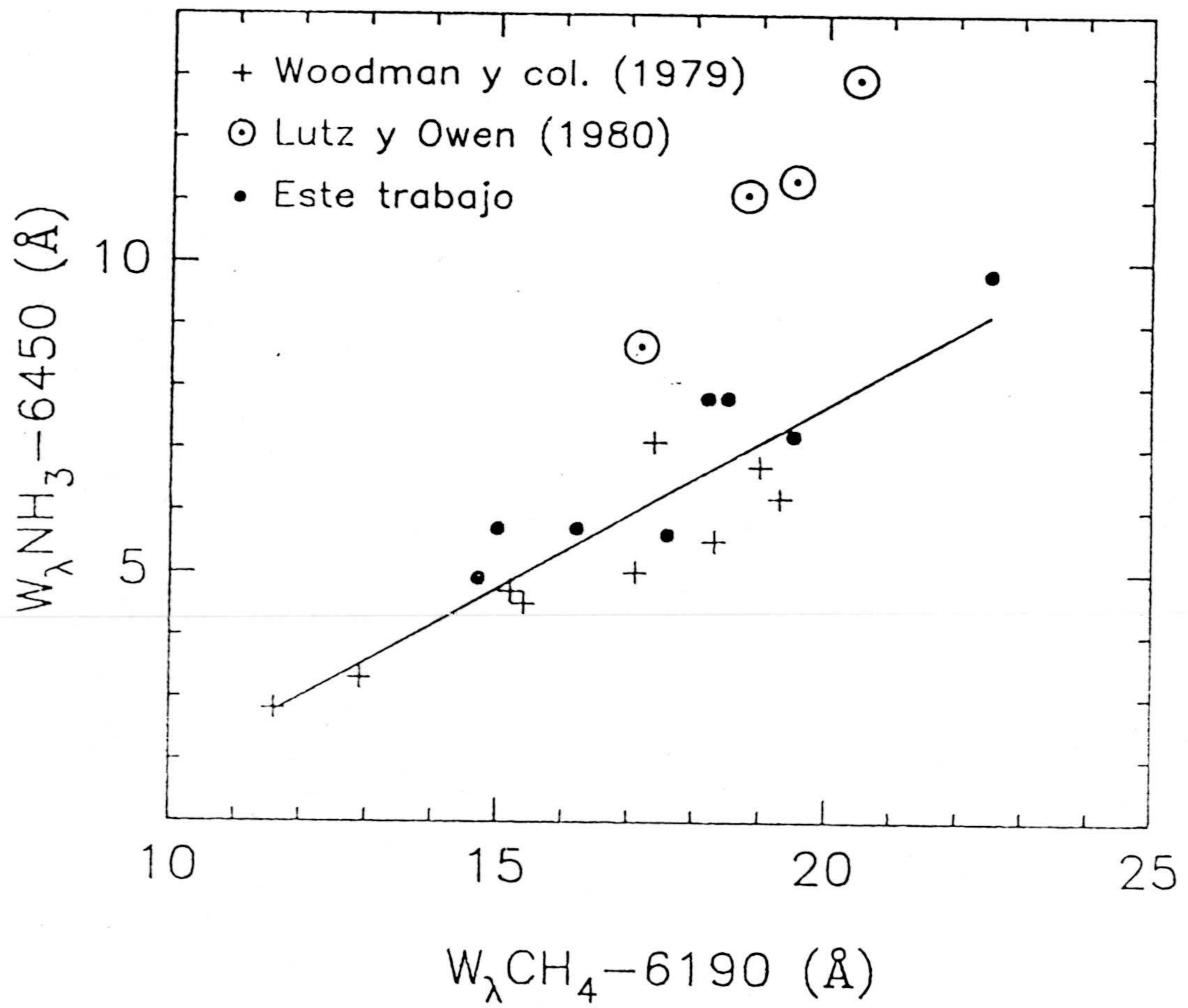


Fig. VI-3

TABLA VI-4

ANCHURAS EQUIVALENTES DE LAS LINEAS NH₃-6450 Å

$\lambda(\text{Å})$	Spinrad&Trafton (1963)	Mason (1970)	Encrenaz y col.(1974)	Smith y col.(1980)	Este trabajo
6443.0		15±1	15 ⁺² ₋₂		17
6443.8	14- -	23±3			19
6444.5	14- -	18±2	14 ⁺⁴ ₋₂		17
6445.5	13-25	29±3			56
6446.4	16-43	32±2			48
6447.1	12-35	23±5	40 ⁺³ ₋₂		42
6451.1	13-44	25±4		45±9	42
6452.1	10-26	20±3			17
6452.6	14-31	31±6			32
6457.1	28-62	47±9	53 ⁺⁴ ₋₃		53
6460.5		18±6			22
6465.4	31-37	31±7			23
6470.7		31±7			22

TABLA VI-5

ANCHURAS EQUIVALENTES DE LAS LINEAS DE H₂ EN JÚPITER (mÅ)

Referencia	S ₃ (0)-8274 Å	S ₃ (1)-8150 Å	S ₄ (1)-6367 Å
Zabriskie (1962)		80	
Spinrad&Trafton(1963)	31	28(ER) 40(CM)	8±2
Beckman (1967)			6.0±2.5
Owen&Mason(1968)		49±6(CM)	8.5±1.5(CM)
Fink&Belton (1969)	45±8	71±8(ER)	9±2
Emerson y col.(1969)			7.8±1.2
Trafton (1972)		53±2	
Trauger y col.(1973)			8.1±0.2
Carleton&Traub (1974)			8.5±0.5(ER)
		35-50 (SEZ)	8.2±0.2(SEZ)
			8.7±0.4(NEB)
Cochran y col.(1976)			7.3±1(STrZ)
			8.3±1(NEB)
Hunt&Bergstralh(1977)	min 22.4±2.9 max 45.9±3.0	34.5±5.0 62.6±2.2	4.5±0.7 12.5±1.4
Este trabajo			8±2

TABLA VI-6

W_λ CH₄-6818.9 Å EN JÚPITER

Referencia	Anchura equivalente (mÅ)
Baines y col. (1983)	12±1
Este trabajo	11±2

obtenidos. El acuerdo entre nuestro valor y la mayoría de las medidas es excelente, con un valor muy próximo a los 8 mÅ. Estas medidas sugieren una fuerte invariabilidad temporal en la absorción, que contrasta con la fuerte variabilidad de las anchuras equivalentes de líneas de la banda (3-0), que aparecen recogidas en la misma tabla. Sin embargo, existen líneas de vapor de agua atmosférico que, debido a la proximidad espectral, es muy probable contaminen a dichas líneas, siendo tal vez este hecho, al menos en parte, responsable de las variaciones observadas.

En lo que respecta a la línea centrada en 6818.9 Å de CH₄, las dos únicas determinaciones experimentales existentes de su anchura equivalente son la de Baines y col. (1983) y la nuestra, que aparecen en la tabla VI-6. El acuerdo entre ambas medidas es excelente dentro de los errores experimentales en cada caso. La falta de medidas de los parámetros espectroscópicos de esta línea en el laboratorio hasta recientemente (Smith, 1982, en condiciones de temperatura ambiente) es la causa principal por la que no existen análisis de esta línea en las atmósferas planetarias hasta fechas muy recientes. La prominencia de la línea en los espectros de los planetas exteriores la hace muy útil para el estudio de la distribución de metano en dichos planetas, aún con métodos de espectroscopía convencionales, por lo que sería muy valioso disponer de medidas referentes a los diferentes parámetros espectroscópicos en las condiciones de temperatura de estos planetas, así como realizar paralelamente un estudio teórico del espectro encaminado a la determinación de las asignaciones rotacionales de la línea.

VI-1-2.- SATURNO

El número de determinaciones espectroscópicas realizadas en Saturno es más escaso que en Júpiter. El menor tamaño aparente del disco planetario y el hecho de poseer el conocido sistema de anillos dificultan las observaciones con resolución espacial.

En lo que respecta a las bandas de absorción de CH₄ y NH₃ centradas en

6190 y 6450 Å, la tabla VI-7 presenta las observaciones realizadas, en la que hemos incluido algunos de nuestros valores para comparación con aquellas, concretamente a las regiones cerca del ecuador en el meridiano central y en las regiones próximas a los limbos. También se incluyen las medidas realizadas de la banda de CH₄ centrada en 7250 Å, que después será de ayuda como una restricción adicional en la construcción de los modelos teóricos. Como puede apreciarse, las anchuras equivalentes de la banda de CH₄ centrada en 6190 Å oscila entre valores comprendidos entre ~21 y ~30 Å. En el caso de la banda de NH₃, que a veces no ha sido detectada, el valor máximo está en torno a ~3 Å para su anchura equivalente. Nuestras medidas se sitúan dentro de estos límites, aunque los valores son diferentes en las dos ocasiones en que se realizaron las observaciones. Hemos observado un ligero descenso hacia los limbos del planeta en la banda de CH₄ y un descenso también, pero mucho más acusado en el caso de la banda de NH₃. En lo que respecta a la variación latitudinal, nuestras medidas revelan un ligero aumento de la absorción hacia latitudes ~20°N respecto al ecuador y una disminución de la absorción a medida que aumenta la latitud. Ambas características, longitudinal y latitudinal, para la banda de CH₄ están de acuerdo con las medidas obtenidas por West y col. (1982) de las profundidades de la banda haciendo uso de filtros interferenciales. Las medidas de Hess (1953) revelan también un aumento de absorción respecto al ecuador, pero en altas latitudes. En este sentido, el conjunto de medidas más extenso es el realizado por Teifel (1974), quien encontró, en todos los casos, aumentos relativos de la absorción respecto a los valores ecuatoriales, tanto en el hemisferio norte (como es nuestro caso) como en el hemisferio sur, a lo largo de diferentes campañas de observación realizadas entre los años 1965 y 1970.

Otra conclusión que se obtiene de nuestras medidas es que, aunque el número de puntos es muy escaso como para establecer una conclusión definitiva, parece que existe una cierta correlación entre ambas medidas, igual que ocurría en Júpiter. De una manera totalmente análoga también, Cochran y Cochran (1981) encontraron una fuerte correlación entre las anchuras equivalentes de las dos bandas en el estudio de las variaciones intrínsecas de la absorción en el centro del disco planetario.

TABLA VI-7

BANDAS DE DE METANO Y AMONIACO EN SATURNO

Referencia	W_{λ} CH ₄ -6190 (Å)	W_{λ} CH ₄ -7250 (Å)	W_{λ} NH ₃ -6450 (Å)	Fecha obs.
Hess (1953)	23.2±2.8(ER) 27.2±2.8(55°S) 28.2±2.8(45°N)	- - -	No detectado	Abr-May/50
Teifel y col. (1971)	22.6-26.4	78.6-90.5	-	1968
Teifel (1974)	29.2(CM) 26.5(Limbo)	- -	- -	1969
Teifel (1974)	25.7±0.4 (+13°, -3°) 27.9±0.4 (+1°, -14°)	110.7±1.2 122.5±1.2	- -	1971
Encrenaz y col. (1974)	-	-	1±0.3	Oct/73
Woodman y col.(1977)	- - -	- - -	1.55±0.2(ER) 0.79±0.1(WL) 1.37±0.12(SPR)	Nov/74 Enero/76 Enero/76
Cochran&Cochran(1981)	~21	-	~2	Marzo/80
Dlugach y col. (1983)	25.5±0.4 25.4±0.4 24.8±0.6(SPR)	100±3 94.2±0.8 101±0.9(SPR)	2.5±0.3 2.4±0.2 2.7±0.3(SPR)	1969 1970 1970
Este trabajo	29.3(ER) 27.0(WL) 19.8(EL)		2.8(ER) 2.9(WL) 1.1(EL)	Sep/85
Este trabajo	21.0(ER) 17.9(WL) 19.0(EL)		2.9(ER) 1.0(WL) 1.0(EL)	Mayo/86

En lo que concierne a las medidas de alta resolución, y comenzando la discusión por las líneas cuadrupolares del H_2 , la tabla VI-8 presenta las medidas realizadas, todas referentes al centro del disco. Hemos incluido nuestras determinaciones de las líneas $S_4(0)$ y $S_4(1)$. Las medidas de las líneas de la banda (4-0) son consistentes entre sí, si exceptuamos algunas de las determinaciones de Giver y Spinrad (1966). Nuestras medidas muestran un acuerdo con el resto de determinaciones. En el caso de la banda (3-0), las medidas muestran también una gran consistencia, salvo quizás la determinación de Tanaka (1967). Otra vez, como en el caso de Júpiter, tal variabilidad puede haberse producido por una fuerte contaminación de vapor de agua atmosférico en el espectro planetario. Respecto a las variaciones centro-limbo de las líneas de la banda (4-0) que hemos obtenido, inexistentes en la literatura, encontramos una ligera disminución de la anchura equivalente en ambos casos.

Las medidas de la anchura equivalente de la línea centrada en 6818.9 Å de CH_4 son también muy escasas, como ocurría en Júpiter. La tabla VI-9 presenta las dos únicas determinaciones existentes en la literatura, junto a nuestro valor obtenido en el centro del disco. Nuestra medida y la obtenida por Baines (1983) en el centro del disco son prácticamente coincidentes dentro de los errores experimentales. Sin embargo, el valor obtenido por Encrenaz y Owen (1973) es muy inferior. Nuestras medidas de la variación centro-limbo de la anchura equivalente de esta línea indican un moderado descenso hacia los limbos del planeta.

Respecto a las líneas de NH_3 de la banda centrada en 6450 Å, ya vimos como su detección es dificultosa debido a la debilidad y a la dificultad en elegir el continuo de las mismas. Las líneas que hemos detectado con un cierto nivel de confianza en la elección del continuo aparecen en la tabla VI-10 junto con el resto de medidas realizadas de estas líneas, existiendo un buen acuerdo entre todas las determinaciones. Nuestras medidas referentes a la variación centro-limbo de estas líneas muestran un descenso importante, dentro de los errores, en las anchuras equivalentes.

TABLA VI-8

ANCHURAS EQUIVALENTES DE LAS LINEAS DE H₂ EN SATURNO (mÅ)

Referencia	S ₃ (0)-8274 Å	S ₃ (1)-8150 Å	S ₄ (0)-6435 Å	S ₄ (1)-6367 Å
Giver&Spinrad(1966)			7.8±2 14.4±3 16.5±5	10.9±2.6 10.5±2.9 15.3±4.1
Tanaka (1967)		77		
Owen (1969)		65±10	11.1±5	11.9±3
Encrenaz&Owen(1973)	48 ⁺⁴ ₋₇	41 ⁺⁷ ₋₃	9 ⁺⁵ ₋₃	8 ⁺³ ₋₂
Trafton (1977) ¹	47.2	47.8	7.6	10.7
Trafton (1985) ²	46.2	46.5	11.1	12.2
Este trabajo			10±2	9±2

(¹) Valores medios correspondientes al periodo 1970-1976

(²) Valores medios correspondientes al periodo 1977-1983

TABLA VI-9

W_λ CH₄-6818.9 Å EN SATURNO

Referencia	Anchura equivalente (mÅ)
Encrenaz y Owen (1973)	15 ⁺³ ₋₂
Baines y col. (1983)	24±5 (CD) 32±5 (NTZ)
Este trabajo	28±5 (CD)

TABLA VI-10

ANCHURAS EQUIVALENTES DE LAS LINEAS DE NH₃-6450 EN SATURNO (mÅ)

$\lambda(\text{Å})$	Encrenaz y col. (1974)	Smith y col. (1980)	Avramchuck y Karmelyuk (1984)	Este trabajo
6447.2	5±3	3±1 (centro) 3±1 (SPR) 5.1±1.2 (CM)	4.4	5±1
6451.1			6.9	6.4±1
6457.1	10 ⁺³ ₋₁		10.4	10±2
6460.5			3.7	1±0.5

VI-2.-MEDIDAS DE REFLECTIVIDAD EN EL CONTINUO

En este apartado vamos a exponer las medidas referentes a las reflectividades en las regiones del continuo de la parte roja del espectro en ambos planetas, información que vamos a utilizar adicionalmente para construir los modelos teóricos. Es usual caracterizar las variaciones espaciales de reflectividad en los discos planetarios mediante la ley de Minnaert:

$$I/F = (I/F)_0 \mu_0^K \mu^{K_0-1} \quad (\text{VI} - 1)$$

donde I/F es la reflectividad de un punto del disco de coordenadas (μ, μ_0) , $(I/F)_0$ es la reflectividad en el centro del disco y K_0 es el coeficiente de oscurecimiento hacia el limbo ("limb darkening coefficient"). Las variaciones de reflectividad experimentales en los discos planetarios pueden ajustarse teóricamente mediante la ecuación VI-1. Para valores de K_0 próximos a 1 la expresión anterior se reduce a la ley de Lambert, y si $K_0=0.5$, no existiría variación de reflectividad hacia el limbo (recordemos que estamos tratando con planetas que presentan ángulos de fase muy pequeños).

En la tabla VI-11 mostramos gran parte de las medidas de reflectividad referentes a Júpiter en diferentes regiones, así como el coeficiente de Minnaert (a la derecha de la medida correspondiente de reflectividad). Como puede observarse, existen importantes variaciones en las reflectividades de diferentes zonas y cinturones que son generalmente aceptadas como variaciones temporales reales. Sin embargo, en todos los casos el coeficiente K_0 es, por un lado, independiente de la latitud y, por otro, no exhibe ninguna variación temporal. Además tiene un valor muy próximo a 1, lo que indica que los perfiles de reflectividad en Júpiter son prácticamente Lambertianos.

Las medidas de reflectividad en el continuo en Saturno se muestran en la tabla VI-12. Como puede apreciarse, en este caso el coeficiente K_0 es siempre menor que 1, indicando que la variación de reflectividad no es Lambertiana. El número de medidas es, como siempre, menor que en Júpiter, por lo que sería quizá prematuro asegurar cambios temporales en la reflectividad del planeta, al menos de la magnitud de los observados en las diferentes regiones de Júpiter.

TABLA VI-11

Referencia	NPR	NTyZ	NEB	EZ	SEB	STrZ	STB	STZ	SPR
Binder&McCarthy(1973) Mayo/71 $\lambda = 0.64 \mu m$	0.72-1		0.65-1	0.66-1		0.78-1	0.72-1	0.81-1	0.65
Pilcher y col.(1973) - $\lambda = 0.63 \mu m$		0.84	0.85	0.91		0.95			
Clements(1974) - $\lambda = 0.92 \mu m$						0.68-0.93			
Orton(1975) Dic/73 $\lambda = 0.63 \mu m$						0.83			
Teifel(1976) Sep/73 $\lambda = 0.63 \mu m$					0.65	0.77-1.07			
Tomasko y col.(1978) Dic/73 $\lambda = 0.644 \mu m$						0.83-1.05			
West (1979) Feb/77 $\lambda = 0.635 \mu m$	0.79	0.96-1.08		0.83-1.07	0.79-1.07	0.91-1.1		0.91-1.12	0.63
Woodman y col.(1979) Nov/79 $\lambda = 0.63 \mu m$		0.76-1.03	0.70-1.07	0.70-1.23					
Klimenko y col.(1980) May-Nov/78 $\lambda = 0.63 \mu m$		0.78	0.63	0.70	0.61	0.701			
Cochran&Cochran(1980) Feb/79 $\lambda = 0.635 \mu m$				~0.60					
Cochran y col.(1981) Feb/79 $\lambda = 0.60 \mu m$	0.38	0.72	0.66	0.70	0.62	0.65			
Cochran&Cochran(1983) Feb/80 $\lambda = 0.635 \mu m$				~0.65					



TABLA VI-12

Referencia	λ (μm)	I/F(EZ)	K_0	Fecha
Teifel y col.(1971)	0.635	0.72	-	Sept/68
Bugaenko (1972)	0.635	0.76	-	-
Binder&McCarthy(1973)	0.590	-	0.90 ¹	Nov/72
Binder&McCarthy(1973)	0.590	-	0.85 ²	Nov/72
Grigorjeva&Teifel(1979)	0.556	-	0.88	1971
Bertgstralh y col.(1981)	0.635	0.60	-	Abril/79
Cochran&Cochran (1981)	0.635	0.73	-	Marzo/80
Cochran (1982)	0.600	0.62	-	Marzo/81
West y col.(1982)	0.635	0.77	0.85	Abril/79

(¹) Barrido N-S

(²) En latitudes menores de 35°

TABLA VI-13

Parámetro	Valor nominal
ω_{inf}	0.997
p_{inf}	1.6 bar
ω_{cl}	0.986
τ_{cl}	3.0
p_{cl}	0.4 bar
ω_h	0.950
τ_h	0.375
p_h	0.1 bar
$[\text{CH}_4]/[\text{H}_2]$	1.8×10^{-3}
$[\text{NH}_3]/[\text{H}_2]$	$1.4 \times 10^{-4*}$

(*) Entre 0.4 y 1.6 bar

VI-3.- DESCRIPCIÓN DEL MODELO RADIATIVO EN JÚPITER. INTERPRETACIÓN DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES.

Una vez establecido todo el conjunto de observables que va a ser objeto de análisis, vamos a describir los modelos radiativos correspondientes a Júpiter y Saturno cuyas bases teóricas fueron establecidas en el capítulo III.

Comenzando por el caso de Júpiter, ya hemos visto como, partiendo de las hipótesis de equilibrio termodinámico, equilibrio hidrostático y una composición solar, se podían explicar la presencia de nubes, formadas por partículas de diferentes compuestos, situadas en diferentes niveles de la atmósfera. Teniendo como base estos modelos surgieron los modelos de "scattering". Dos de los modelos más elaborados hasta la fecha, basados en análisis de medidas realizadas en la parte roja e infrarrojo cercana del espectro, son los modelos de Sato y Hansen (1979) y West y Tomasko (1980). Las estructuras atmosféricas deducidas por estos autores son notablemente diferentes. Este hecho es debido, en parte, a haber usado diferentes valores en los parámetros asociados al "scattering" por las partículas. En ambos casos se utilizaron algunos parámetros espectroscópicos asociados a determinadas líneas de absorción que hoy están obsoletos. Por estas razones, los modelos necesitan ser revisados cada vez que se disponga de nuevas determinaciones de los parámetros espectroscópicos de las líneas y bandas de absorción, así como de los asociados al "scattering" por las partículas. En los modelos que vamos a describir vamos a tener en cuenta estos hechos, así como la determinación prácticamente simultánea de las anchuras equivalentes de bandas y líneas de absorción de diferentes compuestos dentro del mismo rango espectral que hemos realizado.

En la figura VI-4 presentamos la estructura de nubes que proponemos, en la que, adicionalmente, aparece una nube, ópticamente delgada, en la región de ~ 0.1 bar que podría producirse por la condensación y/o polimerización de compuestos derivados de la fotólisis del metano y amoníaco, como vimos en el apartado que dedicamos a la fotoquímica. La presencia de esta nube explica el comportamiento centro-limbo de la absorción de las bandas

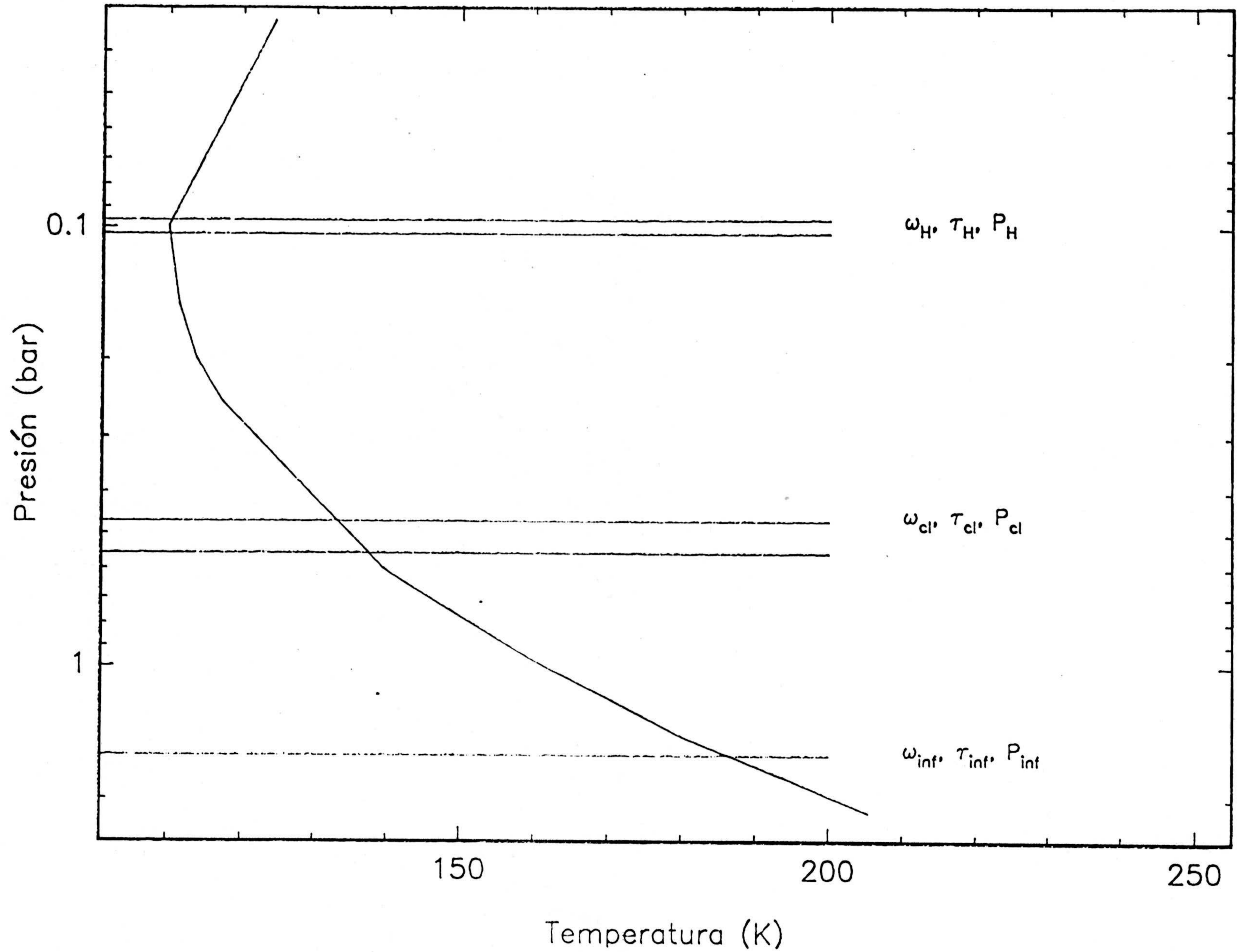


Fig. VI-4.- Estructura de la atmósfera de Júpiter.

fuertes del metano en el infrarrojo cercano, como veremos posteriormente. Asimismo, su presencia se pone de manifiesto al intentar explicar el descenso de reflectividad del planeta hacia el ultravioleta, así como las variaciones centro-limbo de la reflectividad en esa región espectral (Cochran y Slavsky, 1979).

Las nubes situadas en las regiones de ~ 0.4 y ~ 1.2 bar están compuestas, respectivamente, por cristales formados por la condensación de NH_3 y NH_4SH y/o H_2O . Esta nube vamos a considerarla semi-infinita en los cálculos, como es usual. Estas nubes vamos a caracterizarlas por cuatro parámetros: albedo de las partículas, función de fase, profundidad óptica y nivel o presión media en la que se encuentran. El perfil de presión-temperatura que aparece en la figura y que hemos adoptado en los cálculos es el obtenido por Lindal y col. (1981), a partir del análisis de las medidas de radio-ocultación realizadas mediante instrumentación a bordo de los vehículos espaciales Voyager 1 y 2. Hemos dividido la atmósfera en un total de 45 niveles, cada uno de ellos caracterizado por una presión p_i y una temperatura T_i . Para obtener las abundancias de los gases en las distintas capas de la atmósfera hemos usado un peso molecular medio de la atmósfera $\bar{m}=2.22$, que se obtiene a partir de considerar unas razones de mezcla para el hidrógeno molecular y el helio de 0.89 y 0.11, respectivamente (Gautier y col., 1981). Estas proporciones son prácticamente las existentes en el sol. Para la aceleración de la gravedad hemos tomado el valor $g=2322 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$ (Smoluchoswki, 1976). Las razones de mezcla de los gases han sido consideradas como parámetros libres, que trataremos de determinar.

En cuanto a los procesos de "scattering" producido por el gas, se ha considerado el "scattering" molecular (Rayleigh), en la forma descrita en el capítulo III. Por otra parte, en cuanto a los procesos de "scattering" producido por las partículas constituyentes de las diferentes nubes, las funciones de fase se han tomado de las deducidas por Tomasko y col. (1978, 1984) en la interpretación de las medidas fotométricas y polarimétricas realizadas en la región roja del espectro ($0.64 \mu\text{m}$) mediante instrumentación a bordo de las sondas espaciales Pioneer 10 y 11. Estas medidas cubrieron ángulos de fase comprendidos entre 34° y 117° , rango de ángulos inaccesible desde tierra.

El uso de estas funciones de fase se justifica en base a que dicho parámetro es, obviamente, el más sensible a la variación de la intensidad reflejada del planeta con la fase. Tomasko y col. encontraron que las funciones de fase de las nubes de NH_3 y NH_4SH habían de tener un fuerte pico para ángulos de “scattering” próximos a 0° (“forward scattering”) y un pico moderado para ángulos próximos a 180° (“backward scattering”). La forma matemática más adecuada para representar estas funciones la constituye la función de Henyey-Greenstein de dos términos:

$$P(\theta) = f_1 P(h_1, \theta) + (1 - f_1) P(h_2, \theta) \quad (\text{VI} - 2)$$

donde:

$$P(h, \theta) = \frac{1 - h^2}{(1 + h^2 - 2h \cos \theta)^{3/2}} \quad (\text{VI} - 3)$$

En la ecuación VI-2, θ es el ángulo de “scattering” y h es el parámetro de asimetría:

$$h = \langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P(\theta) \cos \theta d(\cos \theta) \quad (\text{VI} - 4)$$

En la ecuación VI-2, f_1 es la fracción de “forward scattering” y $1-f_1$ es la fracción de “backward scattering”. Los parámetros adecuados a la región roja del espectro son, según Tomasko y col., los siguientes: $f_1=0.938$, $h_1=0.80$ y $h_2=-0.70$. La figura VI-5 muestra la función de fase VI-2 con estos parámetros.

En el caso de la nube delgada situada en ~ 0.1 bar, Tomasko y col. determinaron una función de fase representable por una función de Henyey-Greenstein de un único término, siendo el parámetro de asimetría de $h=0.75$, que también mostramos gráficamente en la figura VI-5.

En todos los casos, hemos considerado un total de 11 términos en el desarrollo en serie de la intensidad reflejada en función de la frecuencia, y diez divisiones de Gauss para especificar los valores de μ y μ_0 en las cuadraturas. Estos valores aseguran una convergencia adecuada de las funciones R y T que se obtienen para cada una de las nubes, como muestra la figura VI-6. En los procesos de integración en frecuencia de las líneas de absorción hemos utilizado también la técnica de Gauss. Para ello, y dada la simetría de las

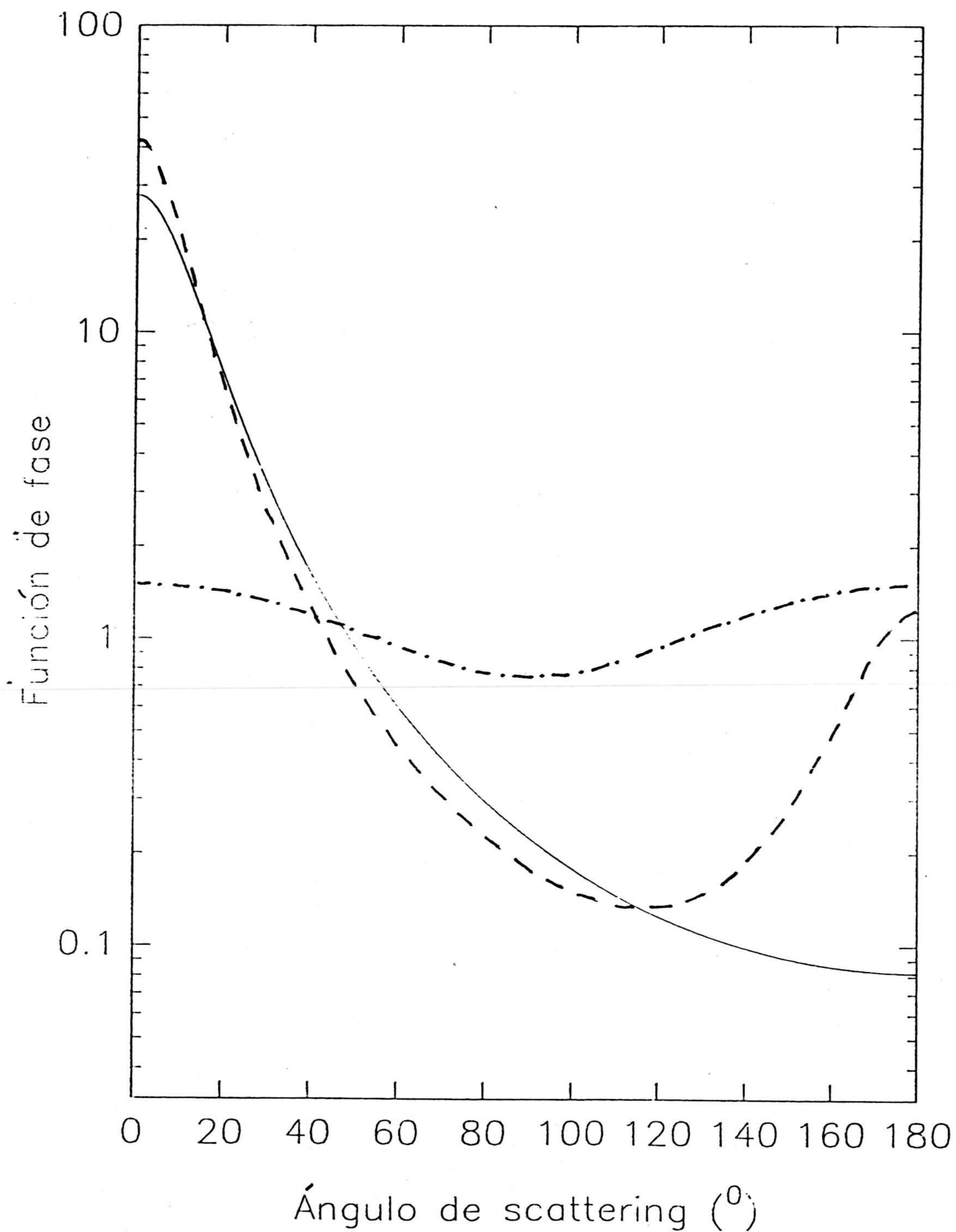


Fig. VI-5.- Funciones de fase de las partículas constituyentes de las nubes de Júpiter. — Función de H-G de un término, $h=0.75$; - - - Función de H-G de dos términos, con $h_1=0.80$, $h_2=-0.70$, $f_1=0.938$; -·-·-· Función de fase de Rayleigh.

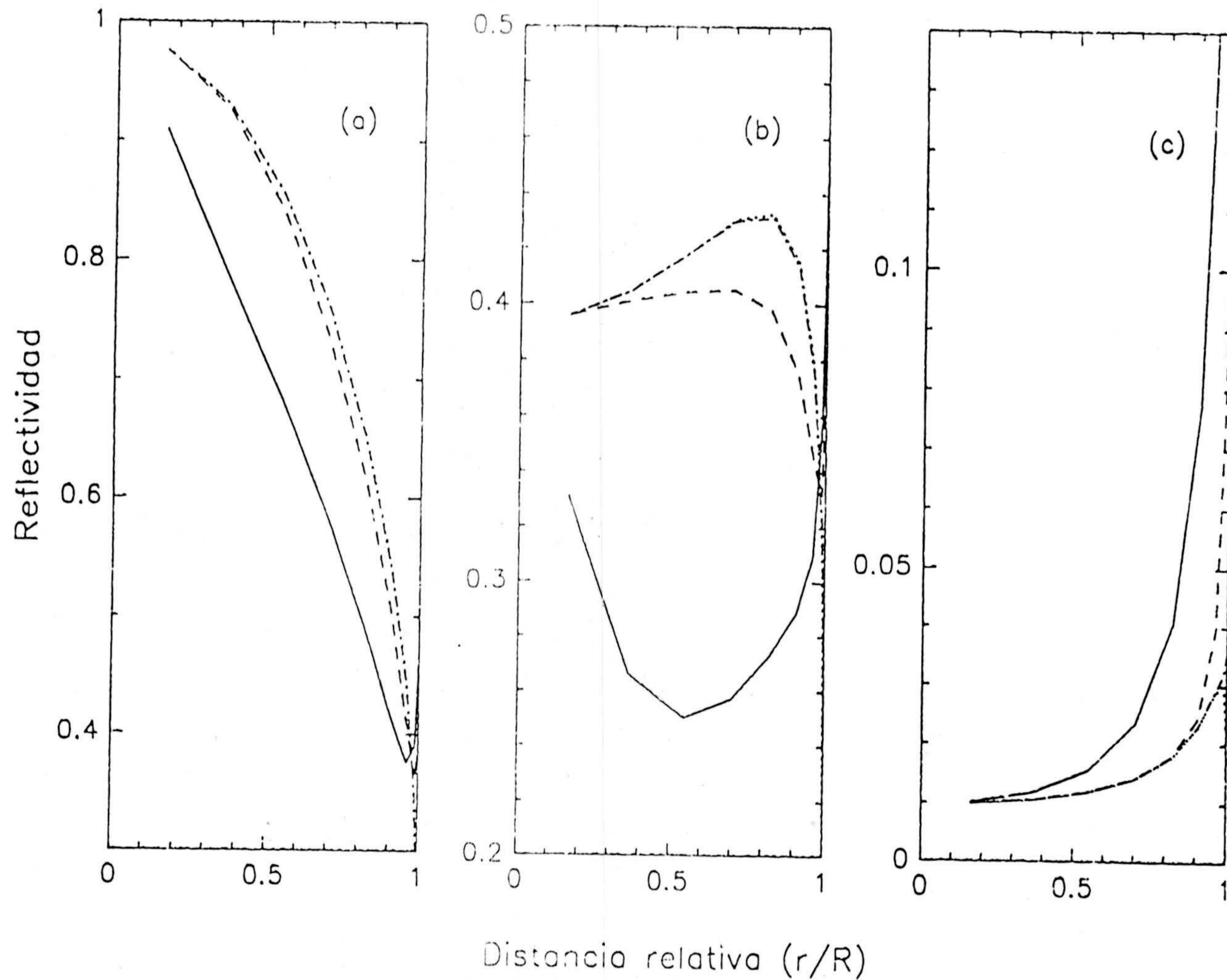


Fig. VI-6.- Convergencia de las funciones de reflexión. En las tres figuras, — representa la reflectividad obtenida considerando un sólo término en el desarrollo de la intensidad; - - - reflectividad obtenida haciendo uso de 5 términos; la reflectividad obtenida considerando 11 términos (- · - · -) y 21 términos (····) son indistinguibles en todos los casos. La parte (a) corresponde a la nube semi-infinita cuyo tope se encuentra en la región de ~ 1.6 bar, la parte (b) a la nube de NH_3 , y la parte (c) a la nube ópticamente delgada situada alrededor de ~ 0.1 bar.

líneas, hemos utilizado 8 puntos para cada media línea. Hemos considerado en los cálculos unas condiciones de fase nulas, que muy aproximadamente se cumplen dado el limitado rango de fases visible desde tierra (0-12°).

El resto de parámetros asociados a los procesos de "scattering" producido por partículas hasta ahora no explícitamente especificados son parámetros libres cuyos valores o rango de valores entre los que pueden estar situados vamos a intentar deducir.

Los parámetros asociados a las propiedades del continuo en la atmósfera de Júpiter van a ser mantenidos constantes en todo el rango espectral en el que se centra esta investigación (0.6-1 μm). Esto es consistente con que las reflectividades que se obtienen en los continuos espectrales existentes en dicha región espectral son muy similares (Woodman y col. 1979; West, 1979a).

La tabla VI-13 presenta los valores escogidos, para cada uno de los parámetros que hemos considerado como libres, como valores nominales o de referencia. La elección de estos parámetros no ha sido ni mucho menos casual. Veamos como dichos valores constituyen el conjunto más adecuado de parámetros para explicar los diferentes observables en la región roja e infrarrojo cercana de la atmósfera joviana. Con objeto de mostrar la bondad del ajuste de dicho modelo de referencia a los diferentes resultados experimentales, la figura VI-7 presenta los resultados que se obtienen a partir del modelo, así como los resultados experimentales obtenidos para su comparación.

Las determinaciones experimentales referentes a la variación de reflectividad con el coeficiente de absorción del metano, que posteriormente permite calcular las anchuras equivalentes y profundidades de las bandas de absorción de dicho compuesto, están tomados del trabajo de Woodman y col. (1979). No obstante, debido al hecho de que existen variaciones en la reflectividad en el continuo, cualquier otra combinación de los parámetros del modelo que diese lugar a valores diferentes sería, en principio, igualmente aceptable. Por otra parte, el coeficiente de Minnaert que se obtiene a partir de este modelo es de 1.01, es decir, está de acuerdo con el hecho de que los

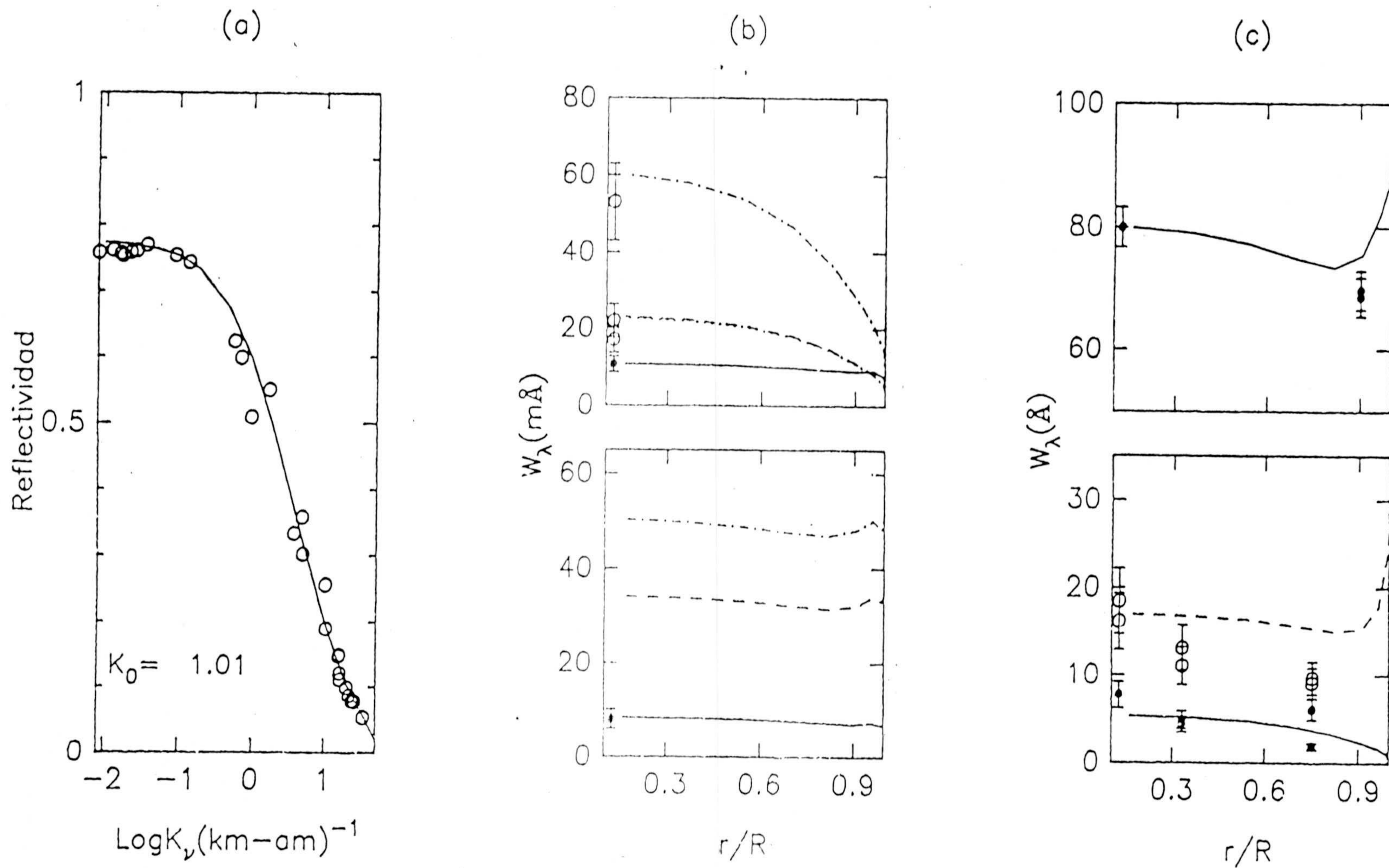


Fig. VI-7.- Comparación del modelo de referencia con las observaciones experimentales.

(a) Variación de reflectividad en función del coeficiente de absorción del metano. Los puntos (o) corresponden a las observaciones de Woodman y col. (1979) y la línea continua al modelo. K_0 es al coeficiente de Minnaert obtenido mediante el modelo.

(b) Variación centro-limbo de las anchuras equivalentes de las líneas de absorción analizadas. En la parte superior se muestran las de CH_4 y NH_3 : — CH_4 -6818.9 Å; - - - NH_3 -6460.5 Å; ··· NH_3 -6452.1 Å; -·-·- NH_3 -6457.1 Å. Nuestros resultados experimentales están representados por o para las líneas de NH_3 y por • para la línea de CH_4 -6818.9 Å. En la parte inferior se muestran las líneas cuadrupolares de H_2 : — $\text{S}_4(1)$ -6367.7 Å; - - - $\text{S}_3(0)$ -8274.9 Å; ··· $\text{S}_3(1)$ -8152.9 Å. El punto • corresponde a nuestra determinación experimental de la línea H_2 -6367.7 Å.

(c) Variación centro-limbo de las bandas de absorción de CH_4 y NH_3 . La parte superior corresponde a la variación centro-limbo de la banda CH_4 -7250 Å, junto con las determinaciones de Woodman y col. (1979). La parte inferior muestra nuestros resultados experimentales para las bandas CH_4 -6190 Å (o) y NH_3 -6450 Å (•), junto con los resultados del modelo, representados por - - - y — para las mismas bandas, respectivamente.

perfiles de reflectividad son prácticamente Lambertianos.

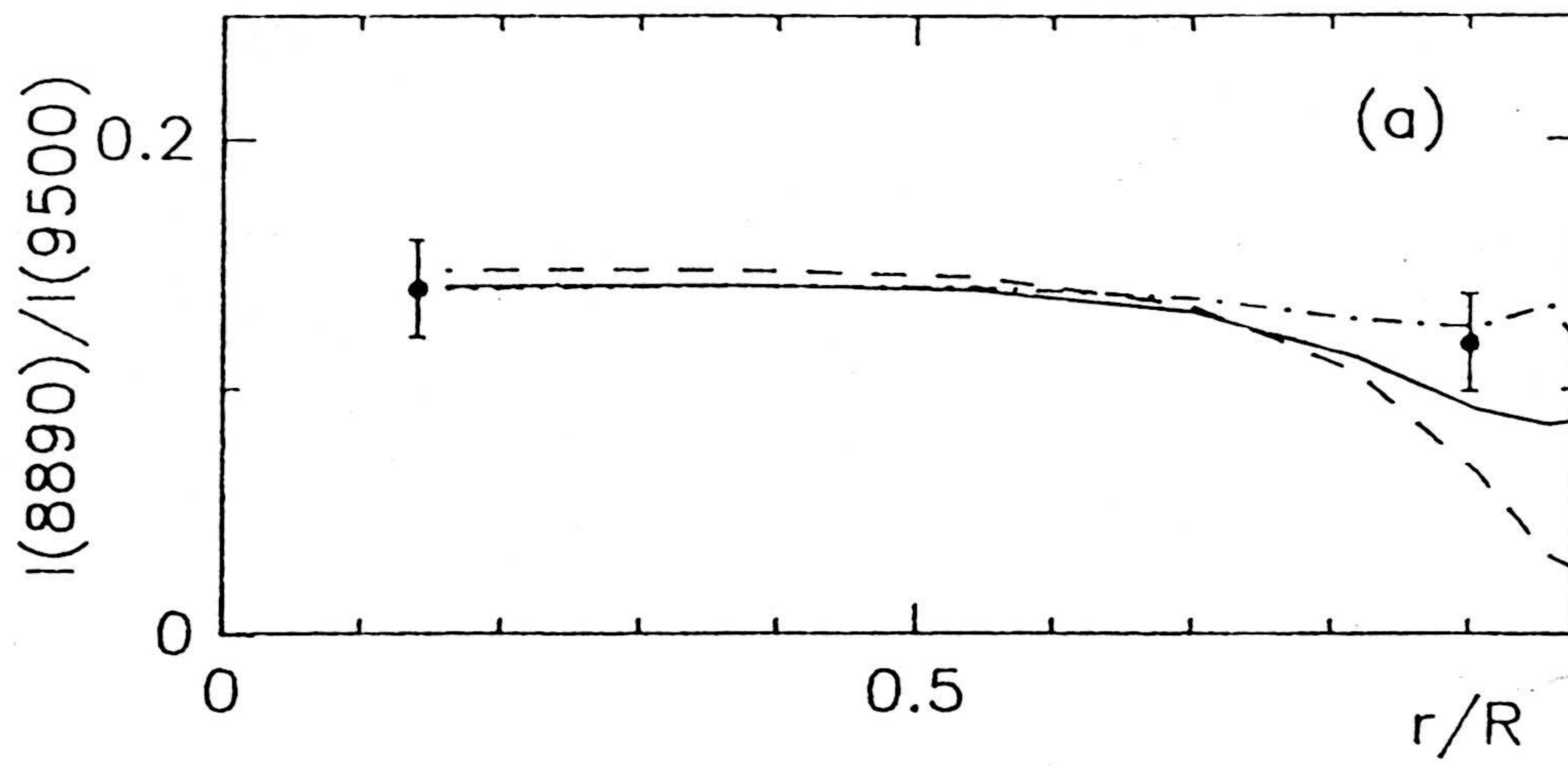
Los valores experimentales de las anchuras equivalentes de las líneas de NH_3 , de la de CH_4 , centrada en 6818.9 \AA , y de la de H_2 , centrada en 6367.7 \AA , corresponden a nuestros valores experimentales. El acuerdo entre los resultados experimentales y el modelo es excelente en los casos del CH_4 y H_2 , y muy bueno en el caso de las líneas de amoniaco. La variación centro-limbo de las anchuras equivalentes de las líneas que predice el modelo es despreciable en todos los casos, excepto para las líneas de NH_3 , que acusan una fuerte disminución hacia los limbos del planeta. Estos hechos son consistentes con las determinaciones experimentales que existen al respecto. Así, Cochran y col. (1976) obtuvieron una variación centro-limbo despreciable de la línea de H_2 . Mason (1970) obtuvo valores cerca de los limbos del planeta para las líneas de la banda de NH_3 . En muchos casos, este autor observó una fuerte disminución que podría estar de acuerdo con los resultados que predice el modelo. Desgraciadamente, este autor no proporcionó la posición exacta que corresponden a sus medidas. La razón de las anchuras equivalentes en el centro del disco al limbo obtenida oscila entre ~ 1.2 y ~ 1.7 . El cociente que proporciona el modelo en las posiciones $r/R=0.7$ y $r/R=0.8$ es de 1.3 y 1.6, respectivamente. Esto podría indicar un buen acuerdo entre aquellos resultados experimentales y el modelo si las medidas se hubiesen realizado entre esas posiciones, lo cual es bastante razonable.

Las medidas de las líneas de H_2 de la banda (3-0) muestran grandes variaciones, como anteriormente describimos. A partir del modelo, que supone una razón *orto/para* de equilibrio, se obtienen unos valores de 34.2 y 50.4 mÅ para las líneas $S_3(0)$ y $S_3(1)$ respectivamente, en el centro del disco. Por tanto, hemos obtenido un cociente entre las anchuras equivalentes $W_{S_3(1)}/W_{S_3(0)}$ de ~ 1.5 . Las medidas de Hunt y Bergstralh (1977), cuyos valores máximo y mínimo obtenidos expusimos en la tabla VI-5, proporcionan unos valores para dicho cociente comprendidos entre 1.2 y 1.8, con un grupo de valores en torno a 1.5, lo que indica un buen acuerdo con nuestro modelo. Además, si se desprecian aquellas medidas obtenidas por estos autores, que proporcionan valores muy altos, o muy bajos, del cociente entre las anchuras equivalentes, y también se excluyen las medidas de la línea $S_3(1)$ cuando no

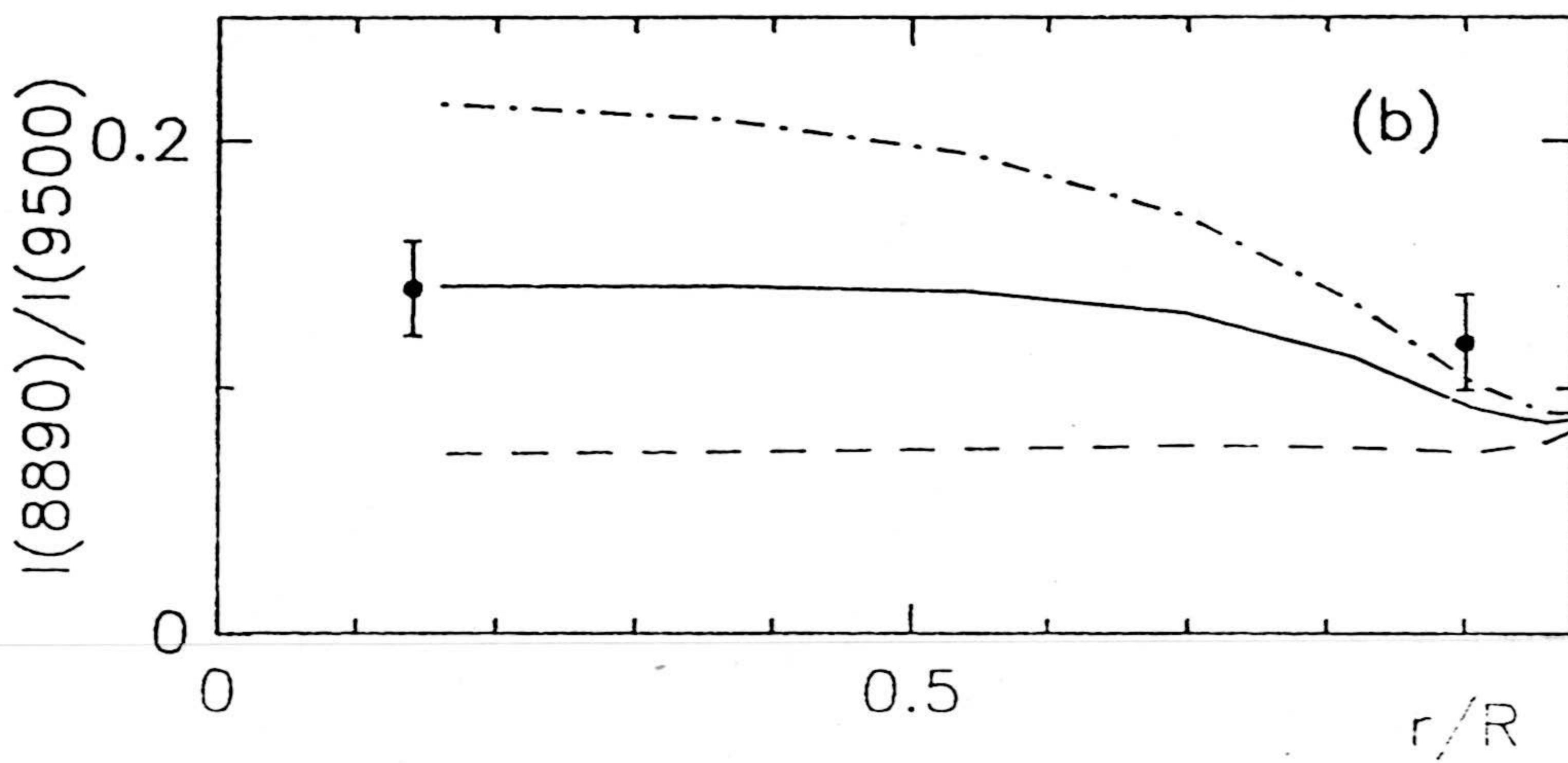
existan medidas simultáneas de la $S_3(0)$, la anchura equivalente de la línea $S_3(1)$ quedaría comprendida entre los valores 51 y 63 mÅ, rango de valores próximo al deducido. Todas estas consideraciones favorecen, pues, el hecho de que la razón *orto/para* esté muy próxima al valor de equilibrio en la atmósfera de Júpiter.

En cuanto a los resultados obtenidos para las bandas de absorción, también se muestran, en la figura, los valores que hemos obtenido junto con los producidos por el modelo. En el caso de la banda de NH_3 , el acuerdo es bastante bueno. En lo que respecta a la banda de CH_4 , el acuerdo entre el valor experimental en el centro del disco y el que se obtiene a partir del modelo es excelente, aunque no lo es tanto para los valores próximos a los limbos, ya que el modelo predice una variación mucho más suave. En cuanto a la banda de CH_4 centrada en 7250 Å, el modelo reproduce de una manera excelente los resultados experimentales. Por ejemplo, Woodman y col. (1979) obtienen unos valores de las anchuras equivalentes en torno a ~ 80 Å en el centro del disco y ~ 70 Å en los limbos, mientras el modelo predice ~ 80 Å y 73 Å en dichas posiciones.

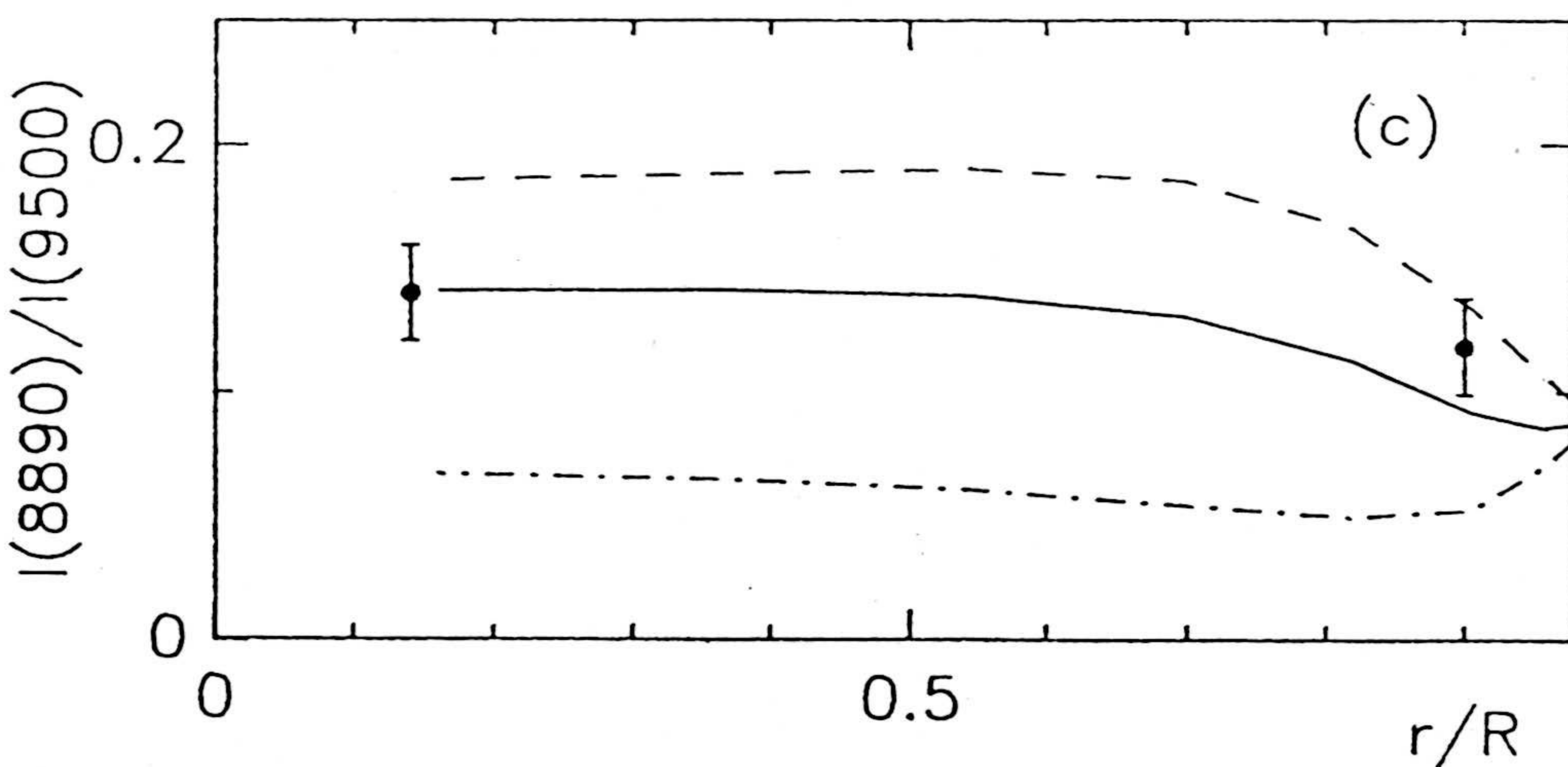
Finalmente, y aunque la información está implícitamente dada en la variación de reflectividad en función del coeficiente de absorción del metano, hemos obtenido las profundidades de la banda centrada en 8900 Å del CH_4 respecto al continuo en 9500 Å, es decir, el cociente de reflectividades $I(8900)/I(9500)$. Dado que el coeficiente de absorción de la banda es muy elevado ($K_\nu \sim 20 \text{ (km-am)}^{-1}$), dicho cociente será muy sensible a los parámetros característicos de las regiones más altas de la atmósfera. Concretamente, los parámetros cuya variación afecta de una forma importante al cociente de intensidades son las profundidades ópticas de las dos nubes más altas y el nivel de presión o la altura en que está situada la nube de NH_3 . Los efectos de cada parámetro por separado pueden apreciarse en la figura VI-8, en la que se compara con el cociente obtenido por Woodman y col. (1979) en el centro y los limbos del planeta. Como puede apreciarse, la variación centro-limbo del cociente de intensidades es despreciable. Esta ausencia de variación ha sido encontrada también por West (1979a), quien obtuvo unos valores del cociente del orden de 0.16, dentro del margen de error de las me



(a) Efecto de variación de τ_H :
 — Modelo nominal, $\tau_H=0.375$
 - - - $\tau_H=0.100$.
 - · - $\tau_H=0.600$.



(b) Efecto de variación de τ_{ct} :
 — Modelo nominal, $\tau_{ct}=3.0$
 - - - $\tau_{ct}=1.0$
 - · - $\tau_{ct}=6.0$



(c) Efecto de variación de p_{ct} :
 — Modelo nominal, $p_{ct}=0.4$ bar
 - - - $p_{ct}=0.3$ bar
 - · - $p_{ct}=0.7$ bar

Fig. VI-8.- Variación centro-limbo del cociente de intensidades $I(8890)/I(9500)$.

didadas de Woodman y col. La parte (a) de la figura muestra la necesidad de la existencia de una nube situada en las regiones altas de la atmósfera cuya profundidad óptica sea de, al menos, la que aquí se ha establecido en nuestro modelo de referencia.

Las partes (b) y (c) de la figura confirman que tanto el nivel de altura de la nube de NH_3 como su espesor óptico han sido correctamente elegidos para explicar el cociente de intensidades y todos los observables antes mencionados.

Una vez demostrado el buen ajuste que nuestro modelo de referencia proporciona a los distintos observables, vamos a ver cual es la respuesta del mismo a cambios producidos en los diferentes parámetros. Mediante este estudio se pretenden también investigar diferentes aspectos de la estructura atmosférica y su variación espacial que iremos examinando en apartados sucesivos.

1.- Efecto de variación de ω_∞ .

La figura VI-9 presenta el efecto en los distintos observables de la variación de ω_∞ . Como puede apreciarse en la figura, la variación de este parámetro tiene un efecto muy importante en la reflectividad en el continuo, siendo mayor cuanto mayor es ω_∞ . También afecta, de una manera importante, a las anchuras equivalentes de bandas y líneas de absorción, y en el mismo sentido en el que lo hace la reflectividad, aumentando cuando lo hace el parámetro, aunque actúa de una forma diferencial, siendo la magnitud de la variación mayor cuanto más débil es la línea o banda de absorción, en los casos del H_2 y CH_4 . Las variaciones producidas en las anchuras equivalentes de las bandas y líneas de NH_3 son muy fuertes. La variación de este parámetro también afecta al coeficiente K_0 , que tiende a disminuir al hacerlo ω_∞ .

2.- Efecto de variación de ω_{cl} .

La figura VI-10 presenta el efecto producido al modificar ω_{cl} . Como puede apreciarse, el efecto sobre las anchuras equivalentes de líneas y ban

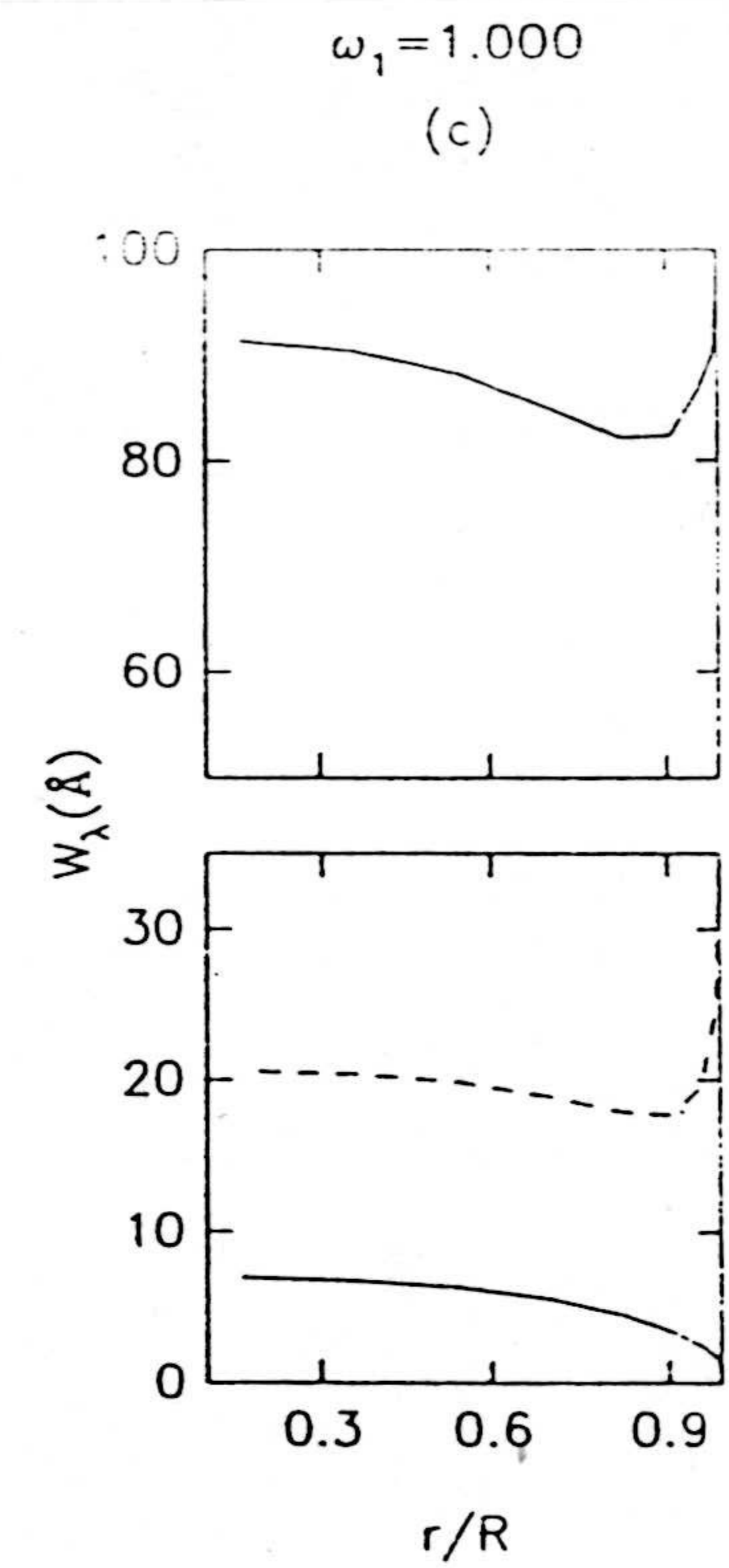
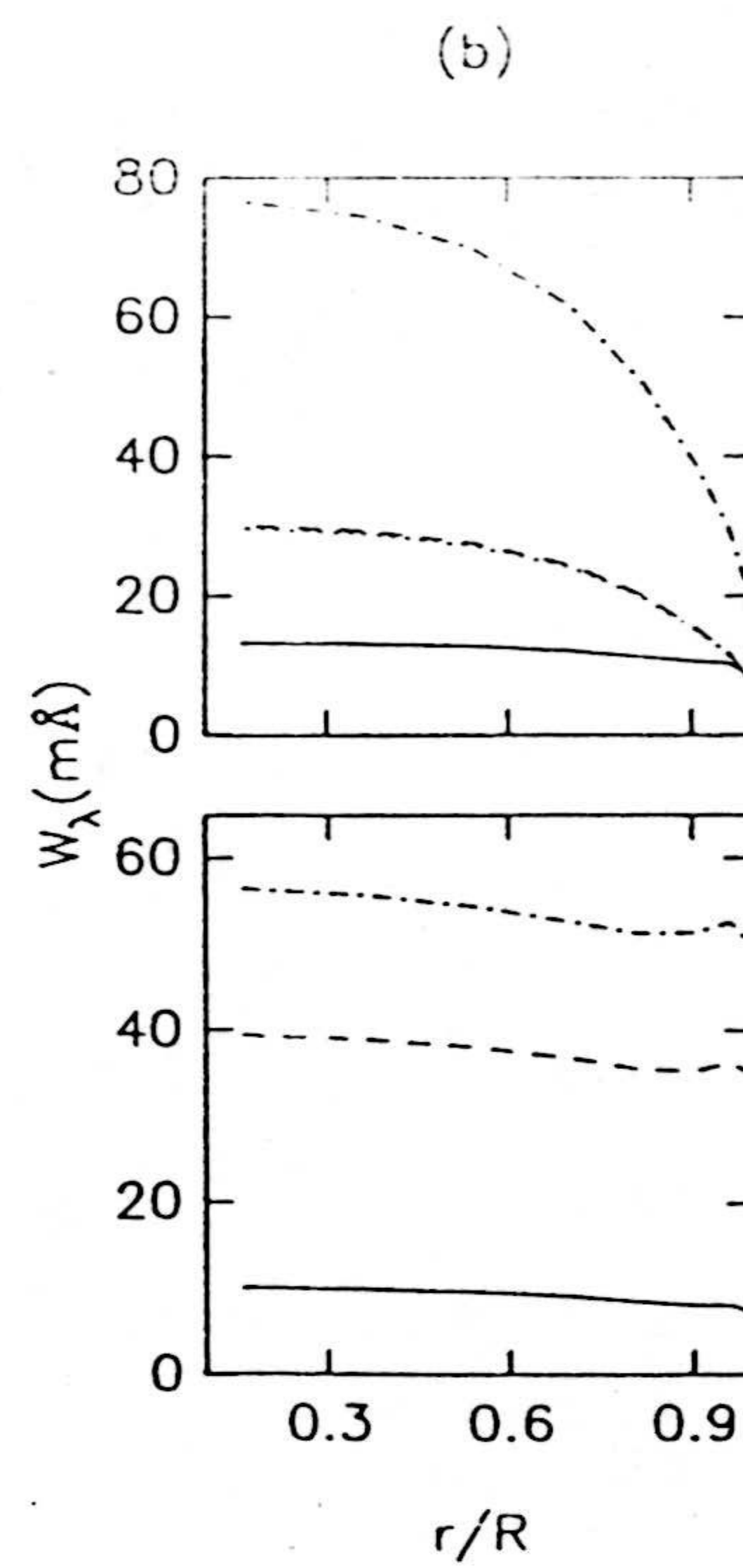
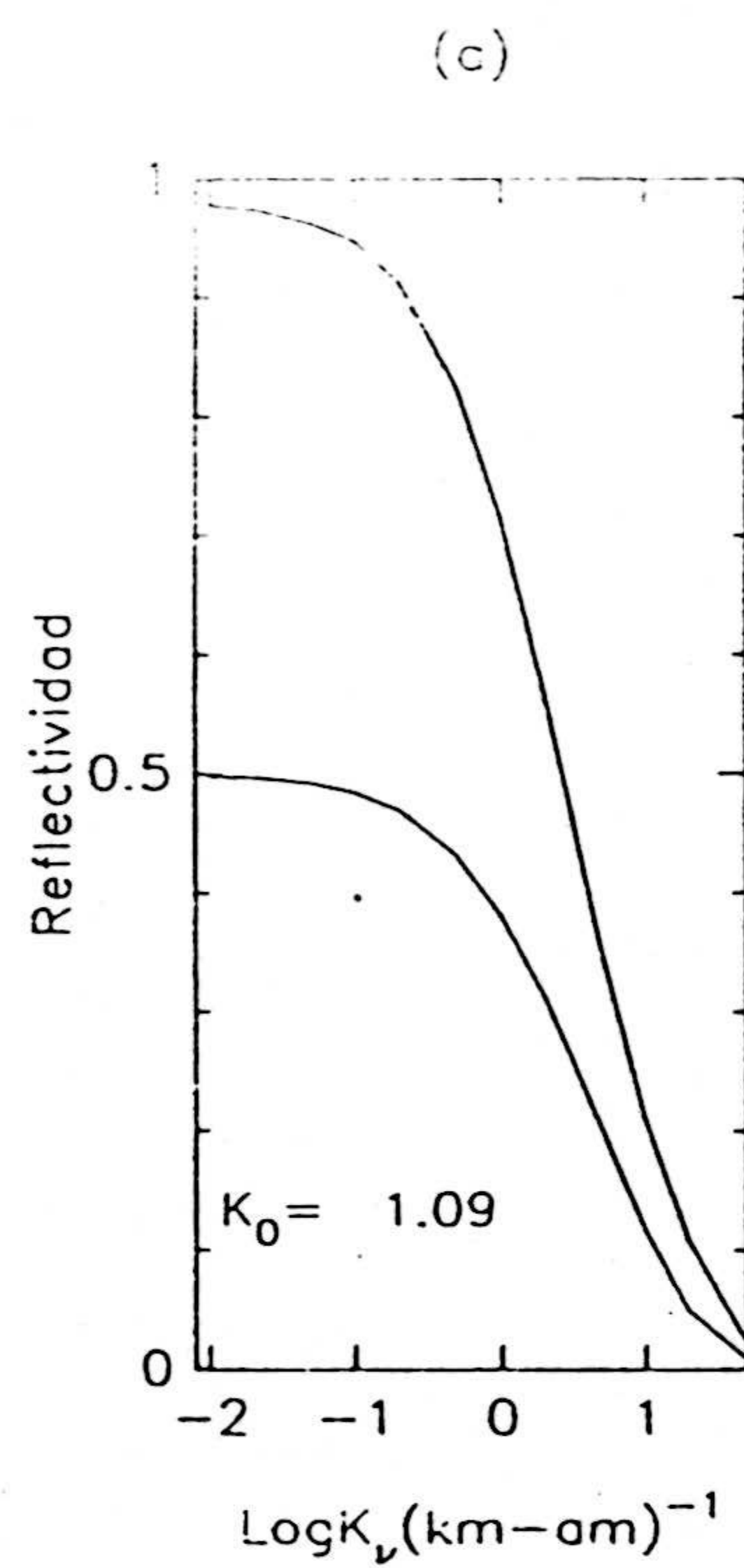
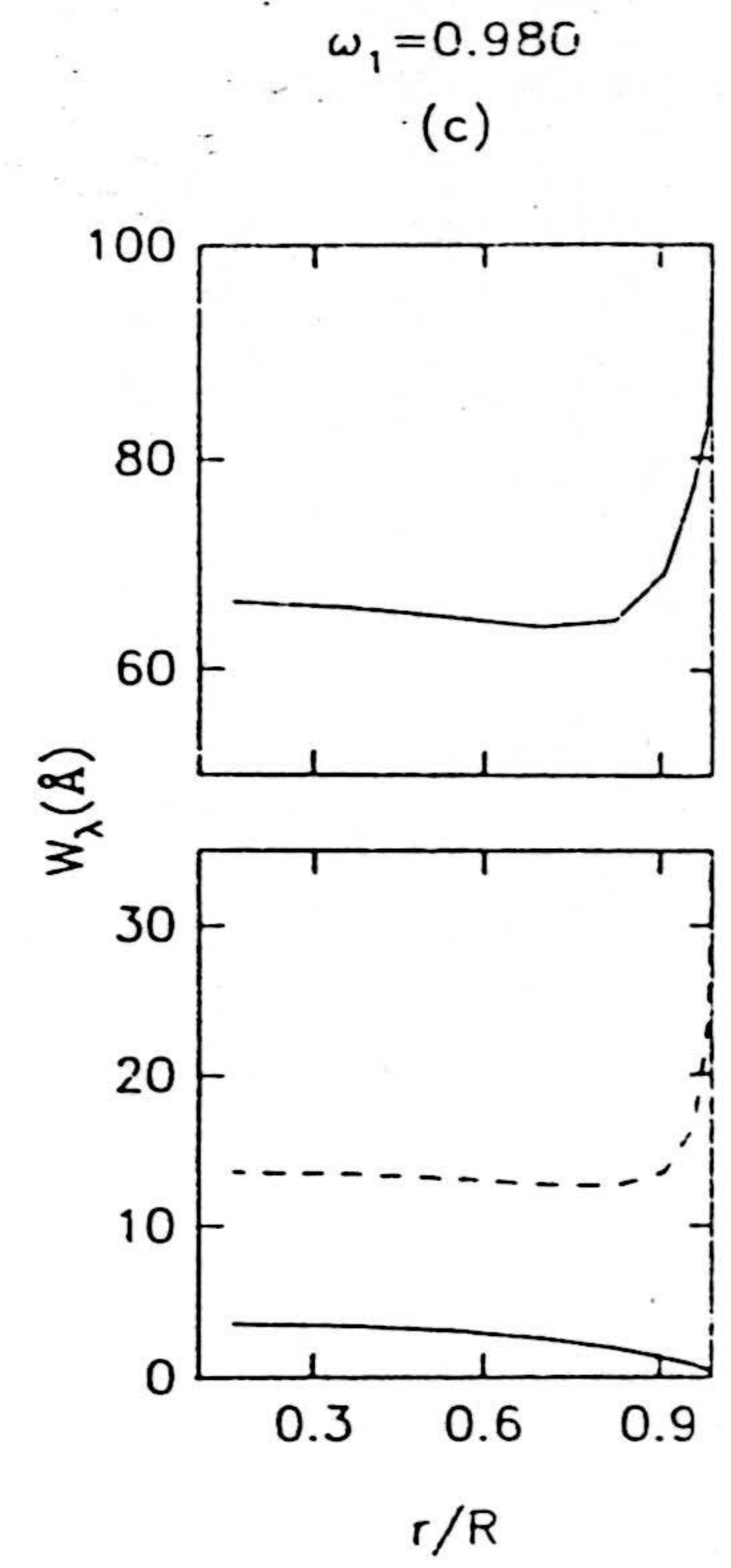
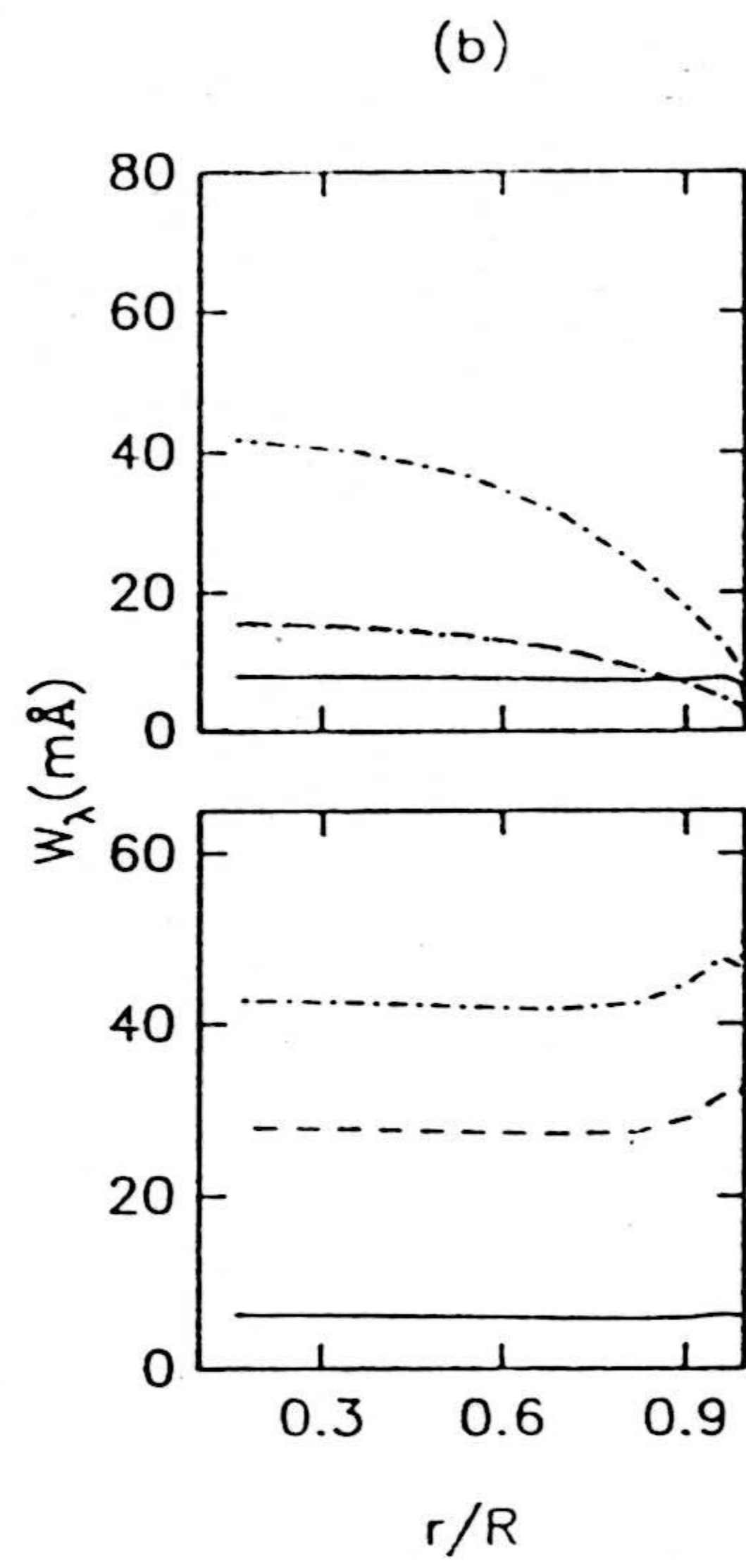
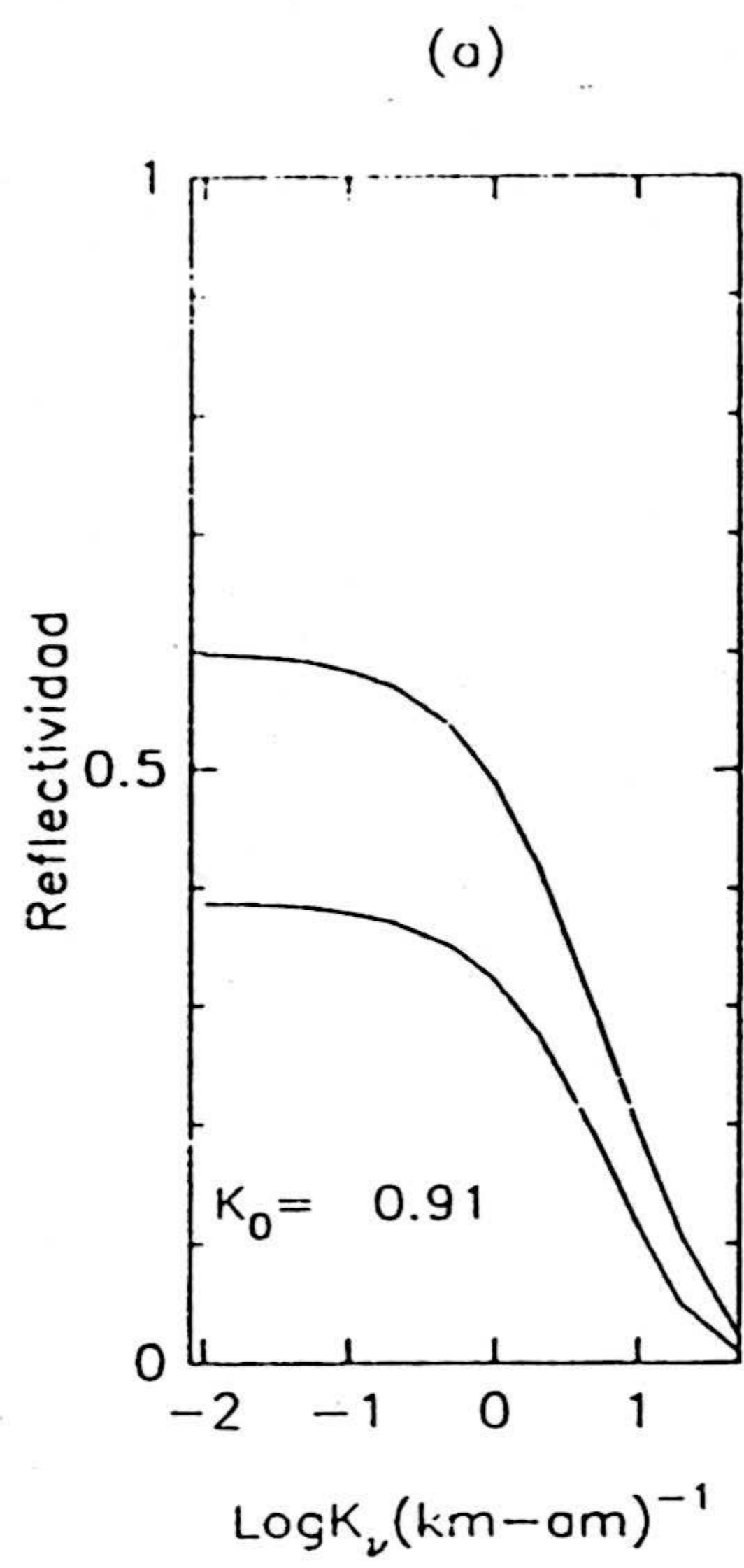


Fig. VI-9.- Efecto de variación de ω_∞ (ω_1).

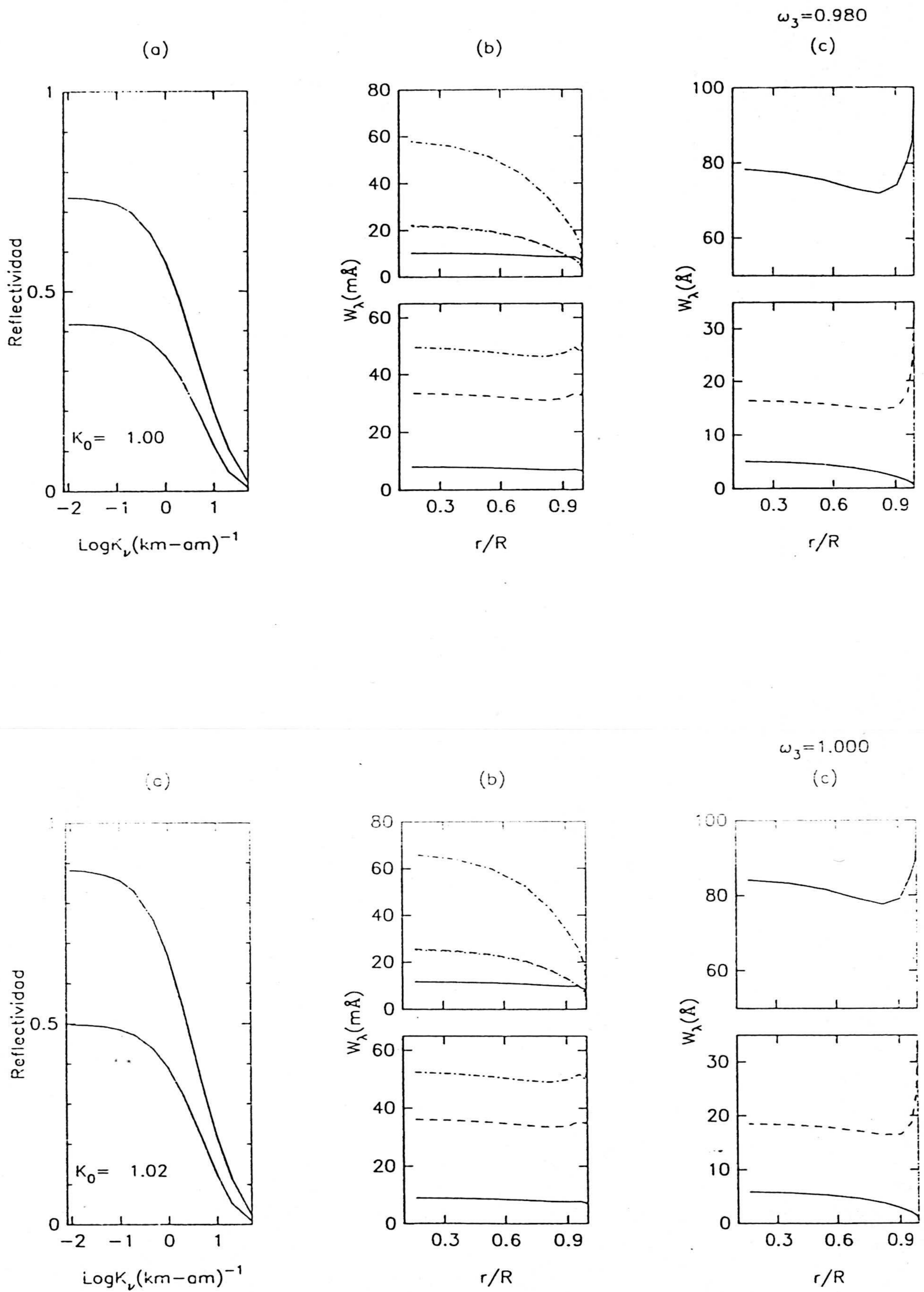


Fig. VI-10.- Efecto de variación de ω_{cl} (ω_3).

das es pequeño, tendiendo al aumento cuando el parámetro aumenta. Sin embargo, afecta de una forma importante a la reflectividad en el continuo, la cual aumenta cuando lo hace el parámetro. El coeficiente de Minnaert no experimenta una variación importante, es decir, la pendiente de la variación centro-limbo de la reflectividad se mantiene prácticamente constante con las variaciones del parámetro.

3.- Efecto de variación de τ_{cl} .

El aumento de este parámetro implica una importante disminución de tanto la reflectividad en el continuo como de las anchuras equivalentes de las líneas y de las bandas (figura VI-11). La disminución en estas anchuras equivalentes es ligeramente mayor cuanto más intensa es la línea o la banda. Además, este parámetro afecta de una manera determinante a la forma de la variación centro-limbo de las anchuras equivalentes de líneas y bandas de absorción, haciendo que dichas anchuras equivalentes aumenten ligeramente hacia el limbo cuando la profundidad óptica de la nube es pequeña o que disminuyan hacia los limbos cuando aquella es suficientemente grande. El coeficiente K_0 se mantiene prácticamente invariable con el cambio en τ_{cl} .

4.- Efecto de variación de ω_H .

Este parámetro actúa sobre de una forma muy ligera sobre la reflectividad en el continuo sin afectar prácticamente nada a las anchuras equivalentes de líneas y bandas (figura VI-12). Tampoco tiene un efecto importante en la variación de la pendiente de la curva de reflectividad en función de la posición.

5.- Efecto de variación de τ_H .

La variación de este parámetro, véase la figura VI-13, afecta muy ligeramente a las anchuras equivalentes de líneas y bandas, que tienden a aumentar ligerísimamente cuando lo hace τ_H , mientras se produce una importante disminución en la reflectividad y aumenta considerablemente la pendiente de la curva de reflectividad en el continuo en función de la posición en el disco planetario.

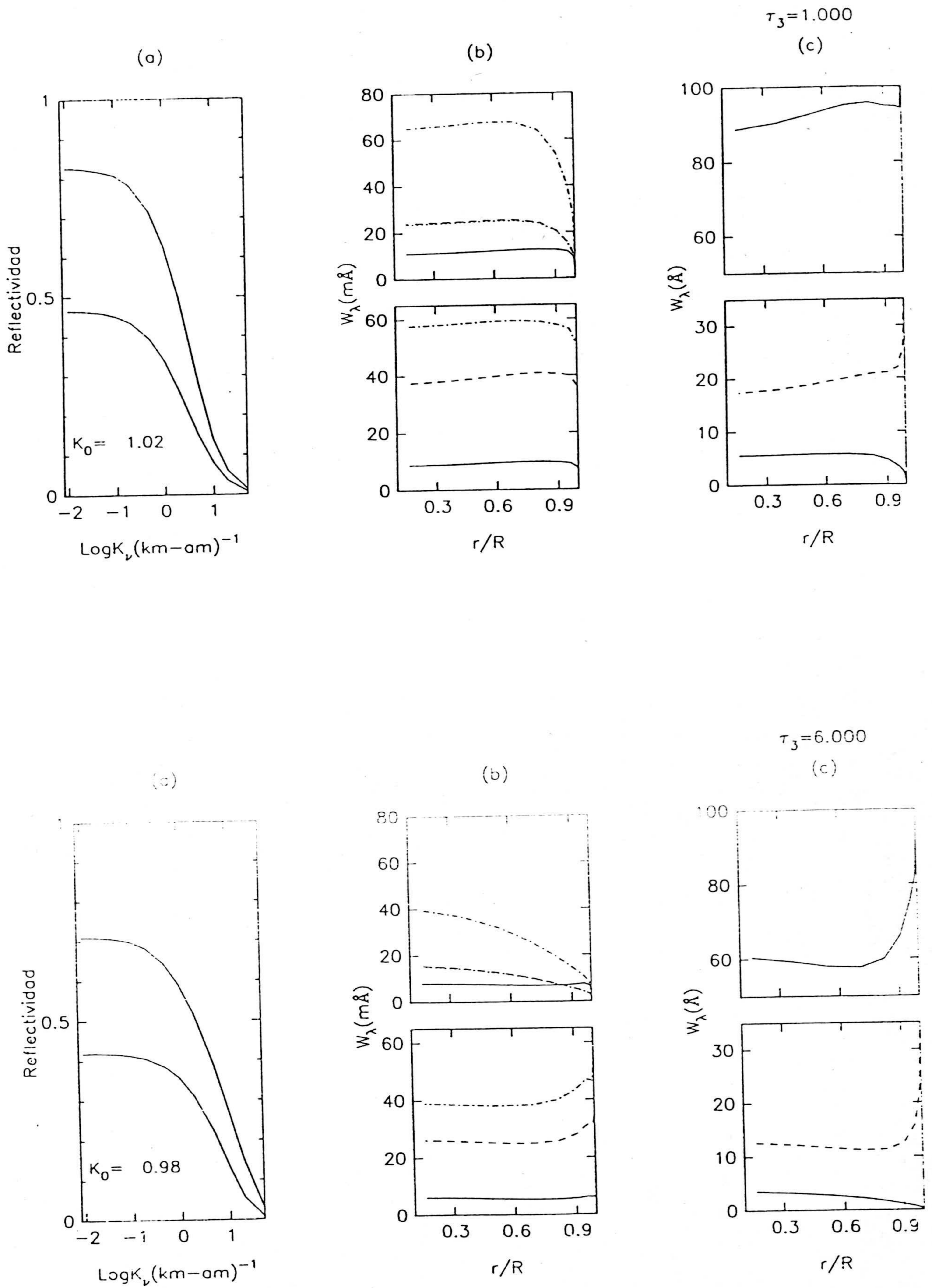


Fig. VI-11.- Efecto de variación de τ_{cl} (τ_3).

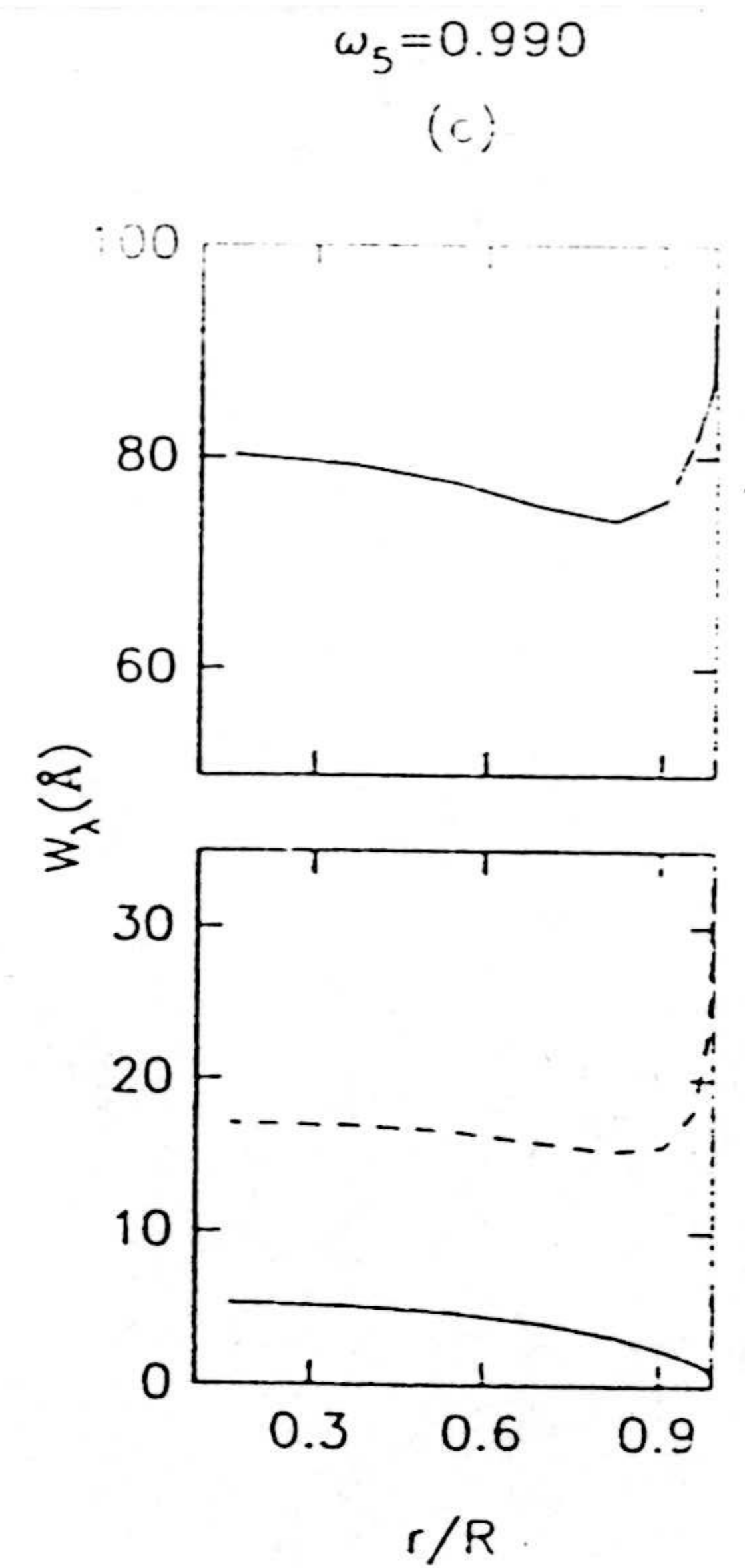
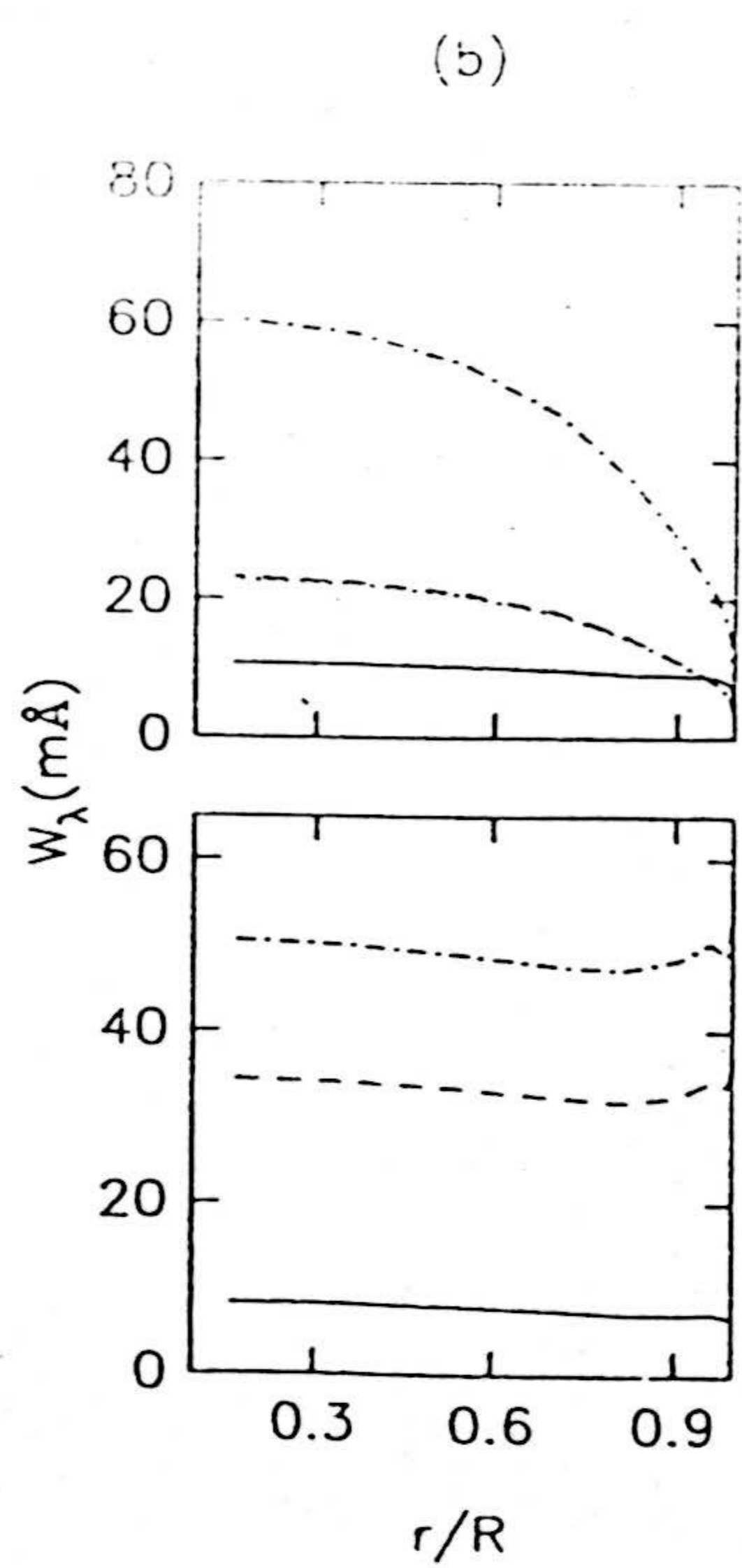
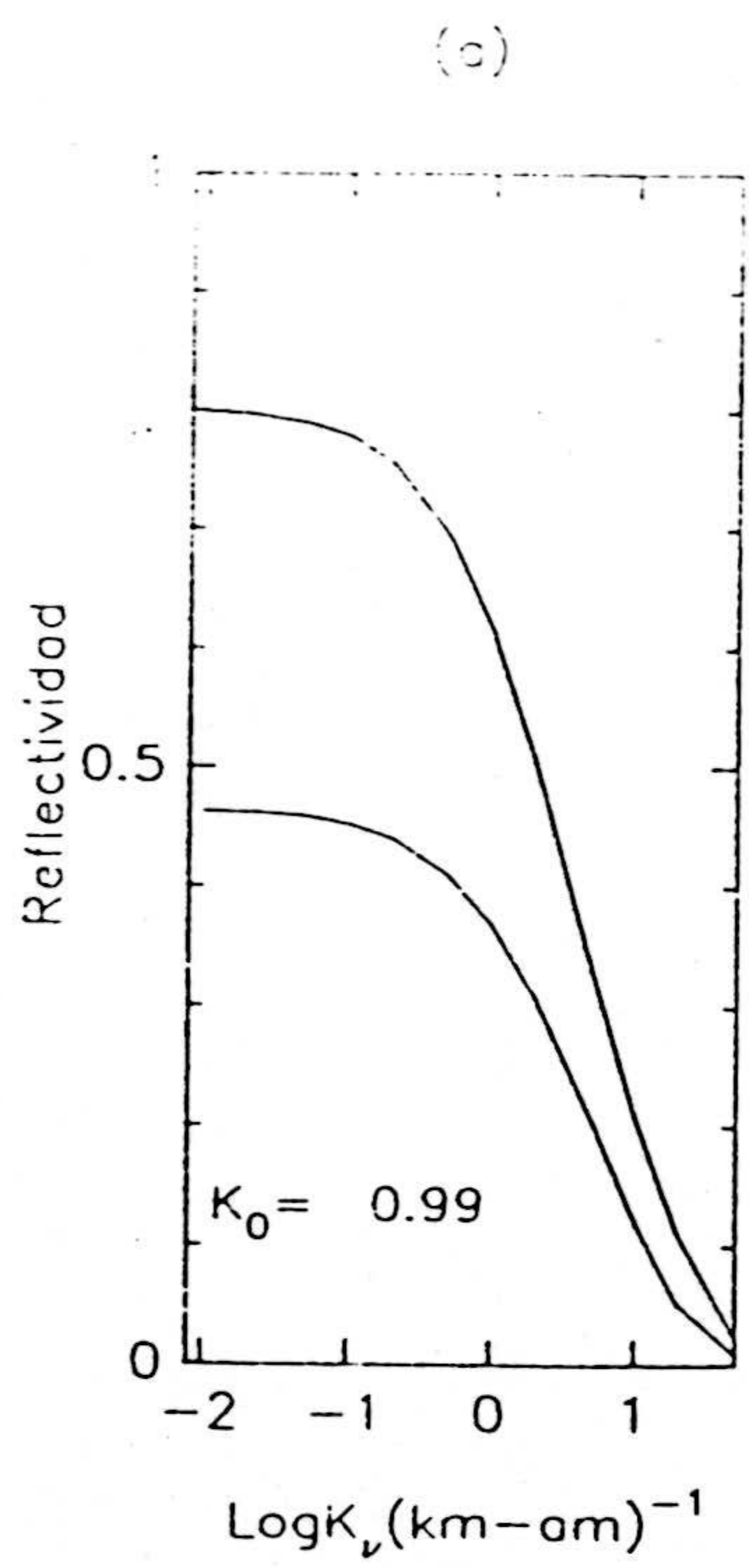
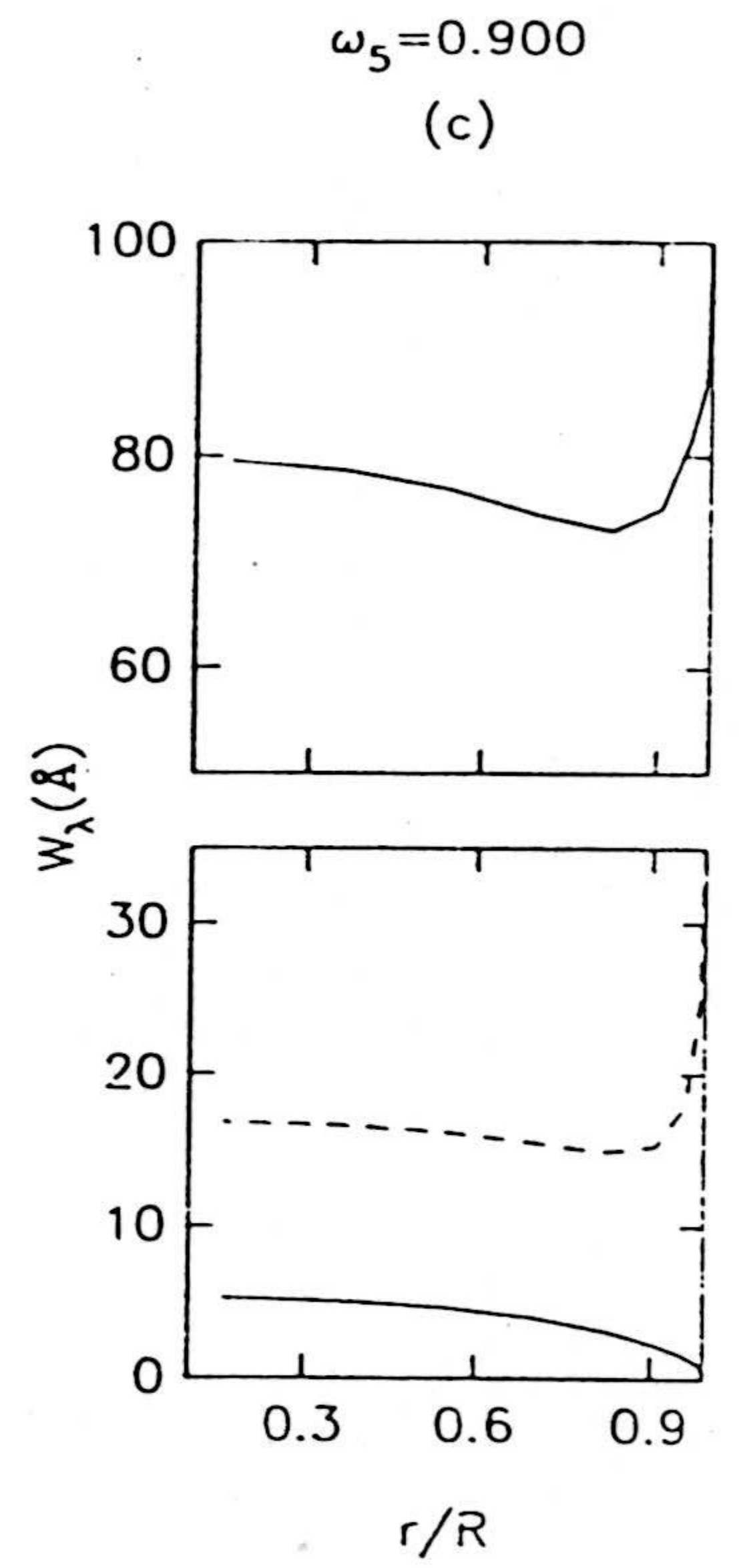
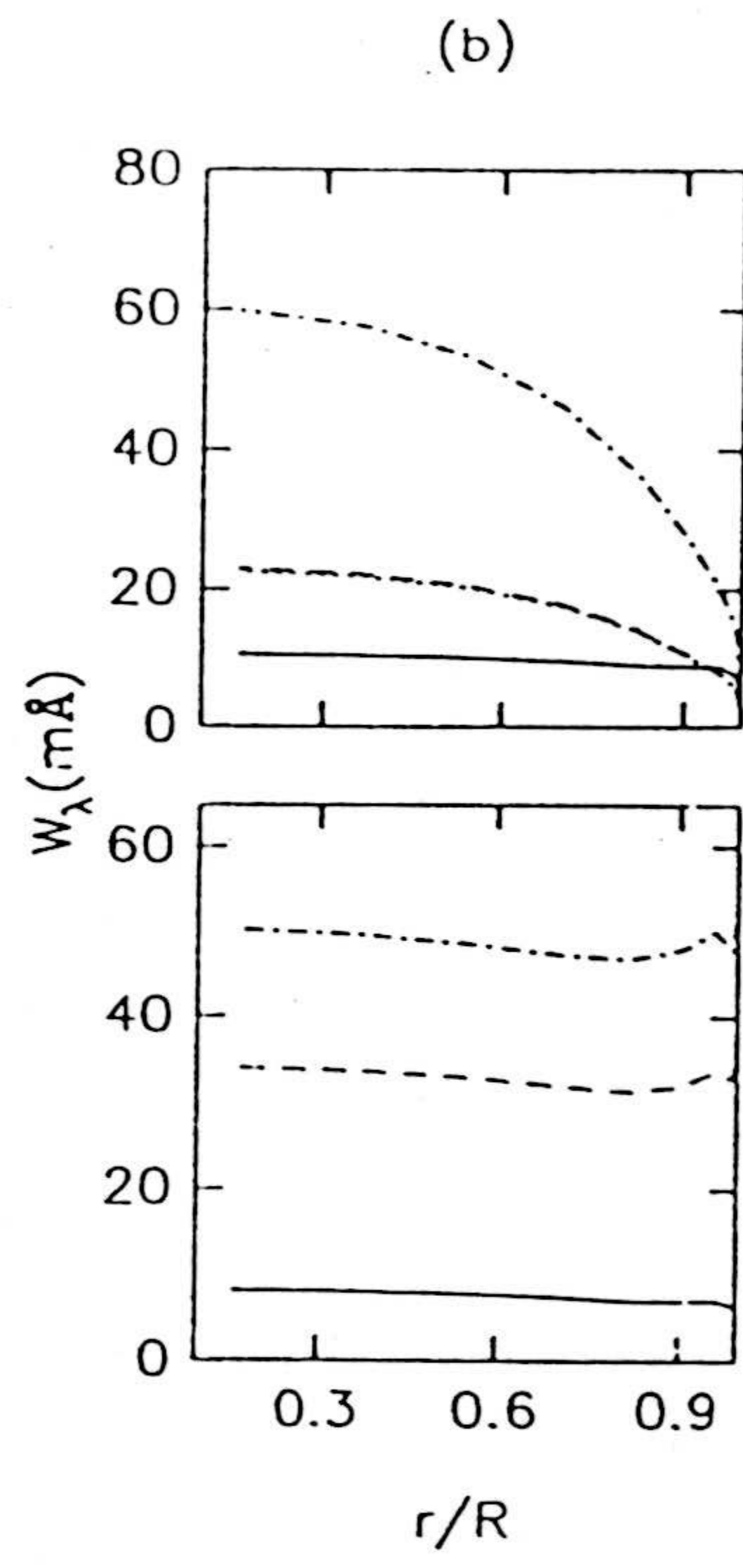
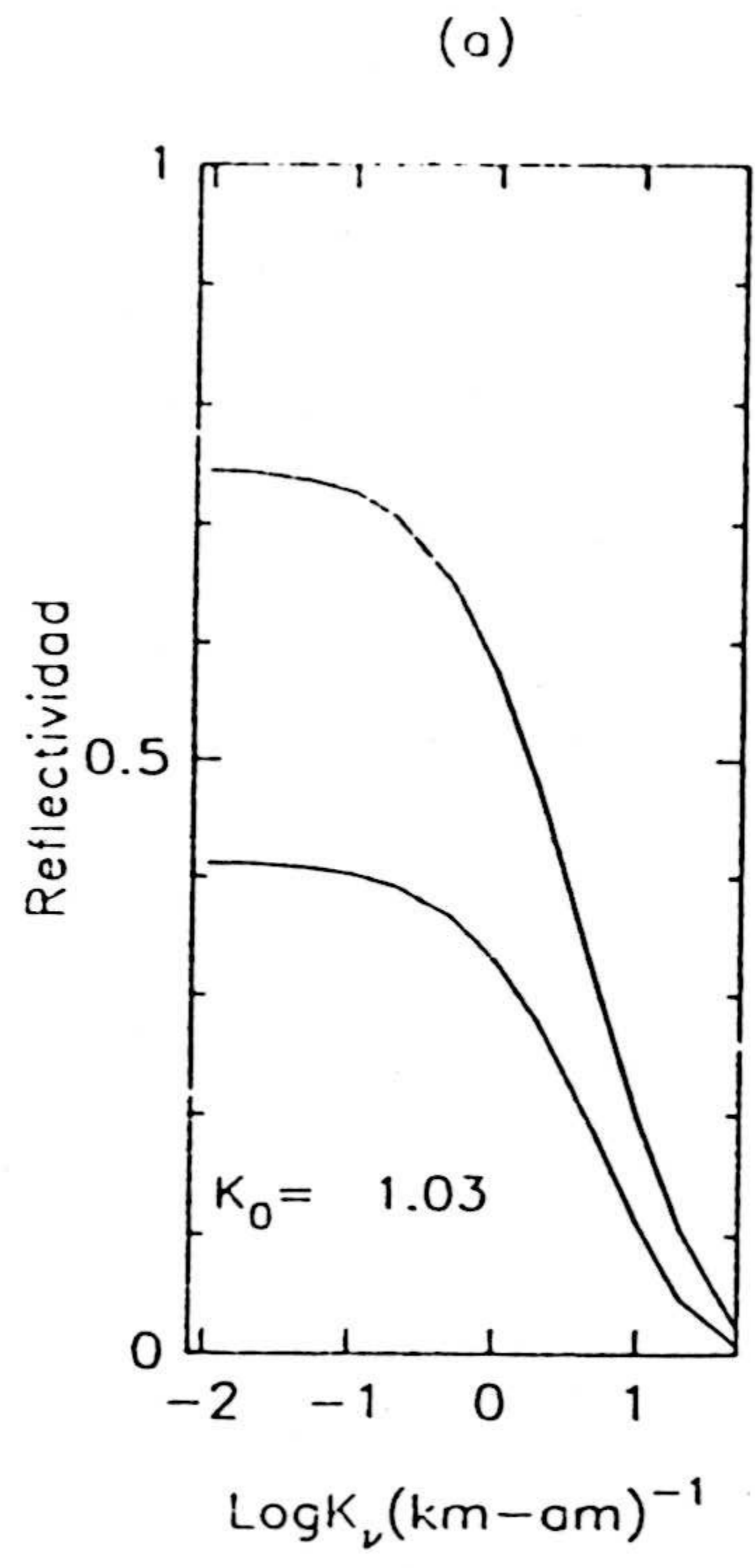


Fig. VI-12.- Efecto de variación de ω_H (ω_s).

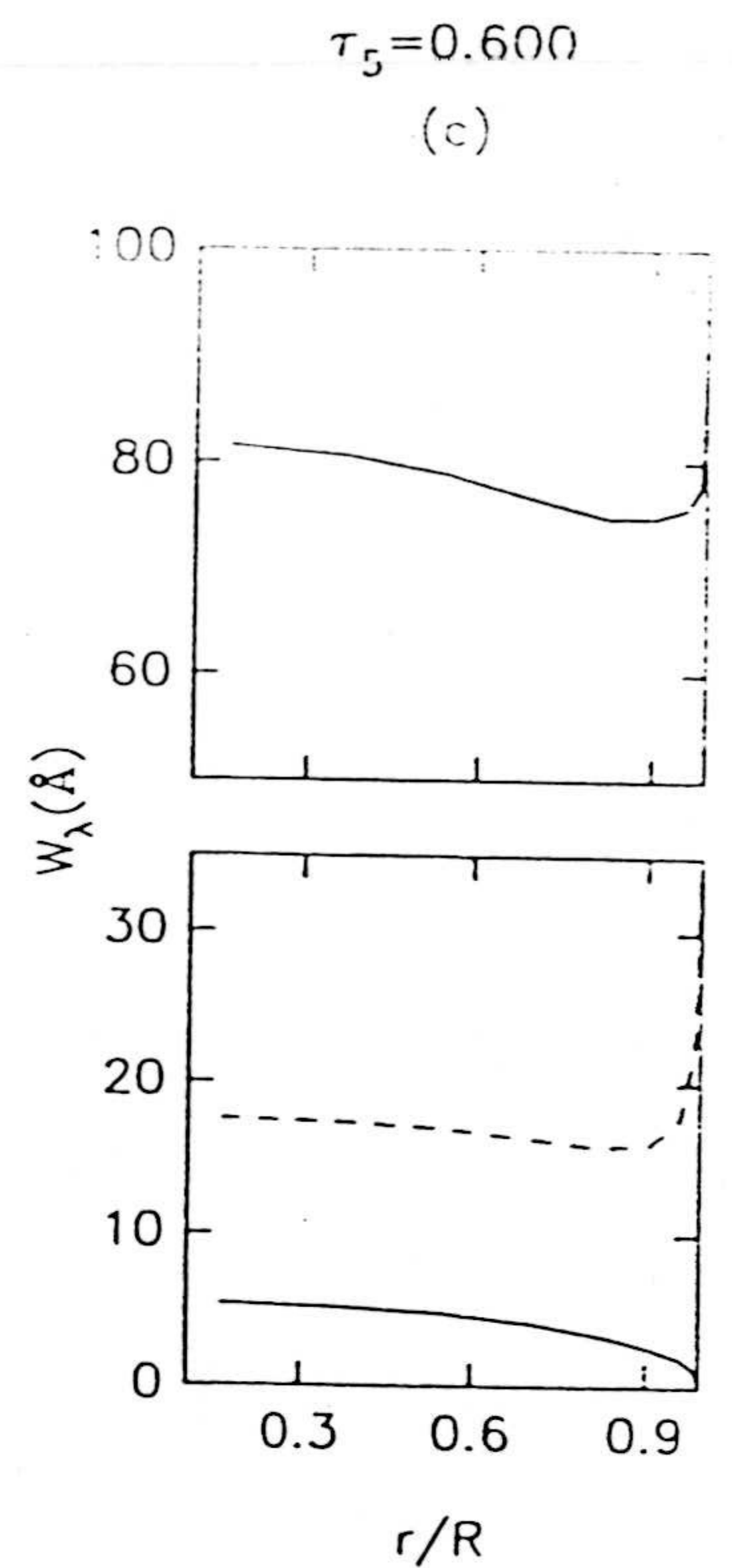
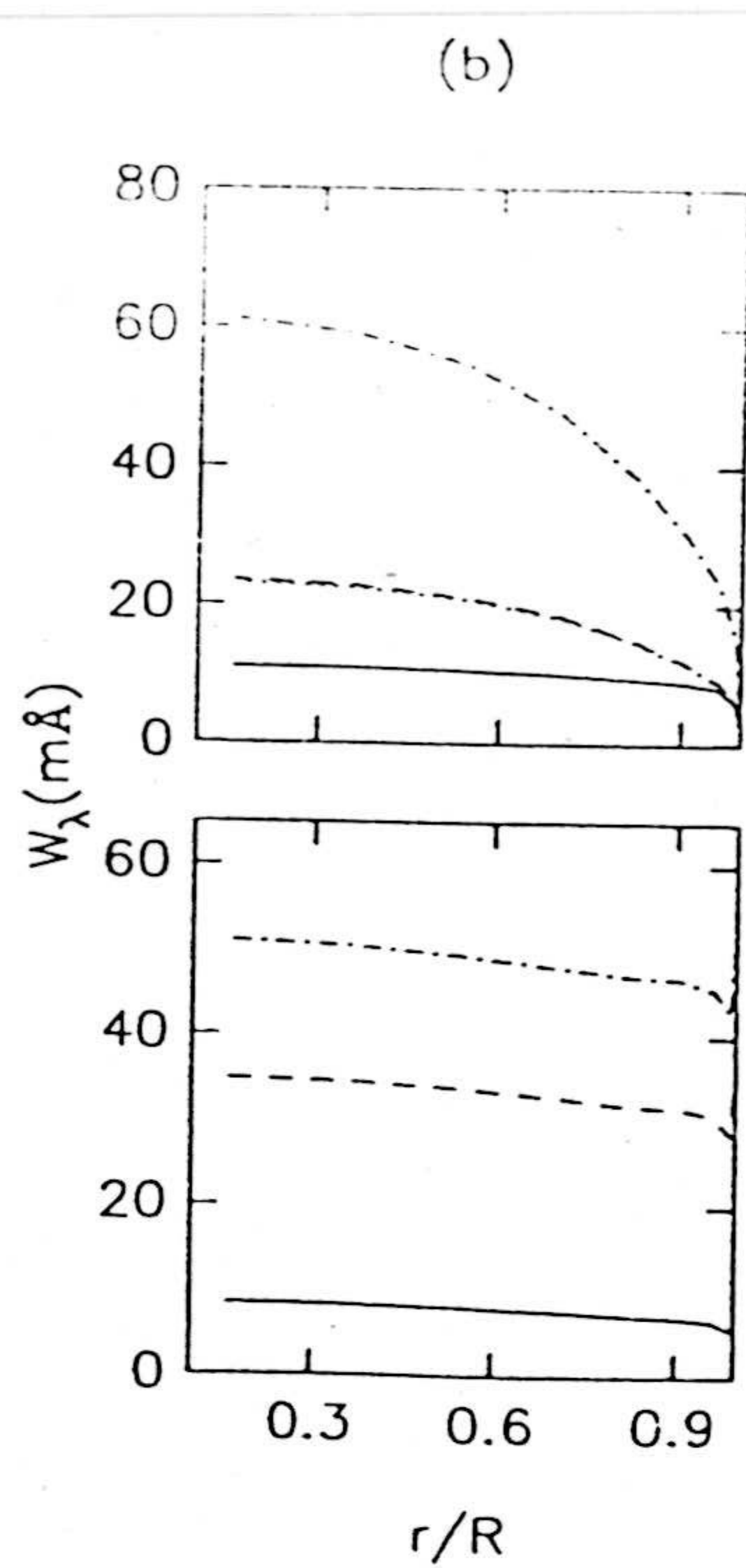
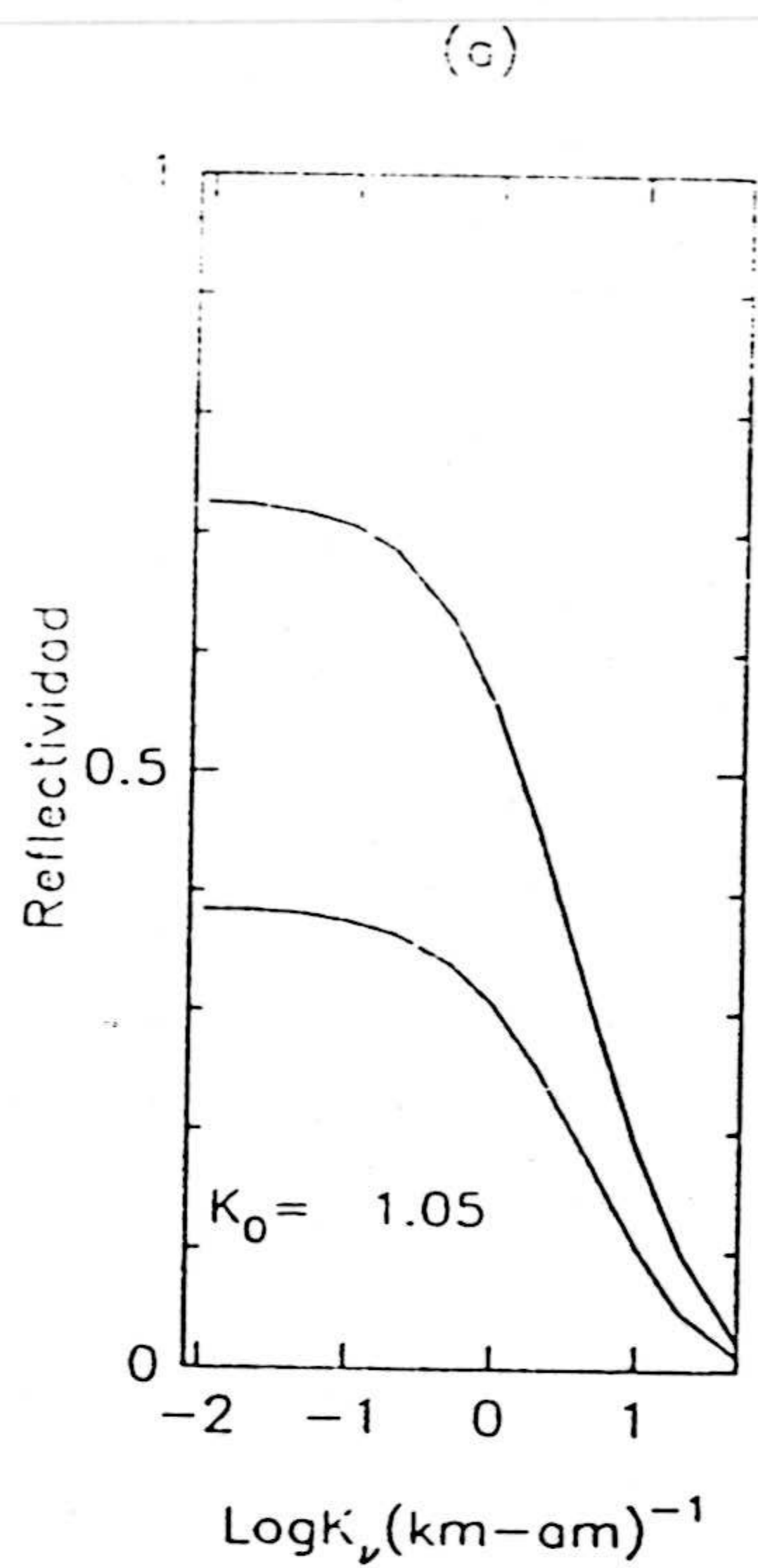
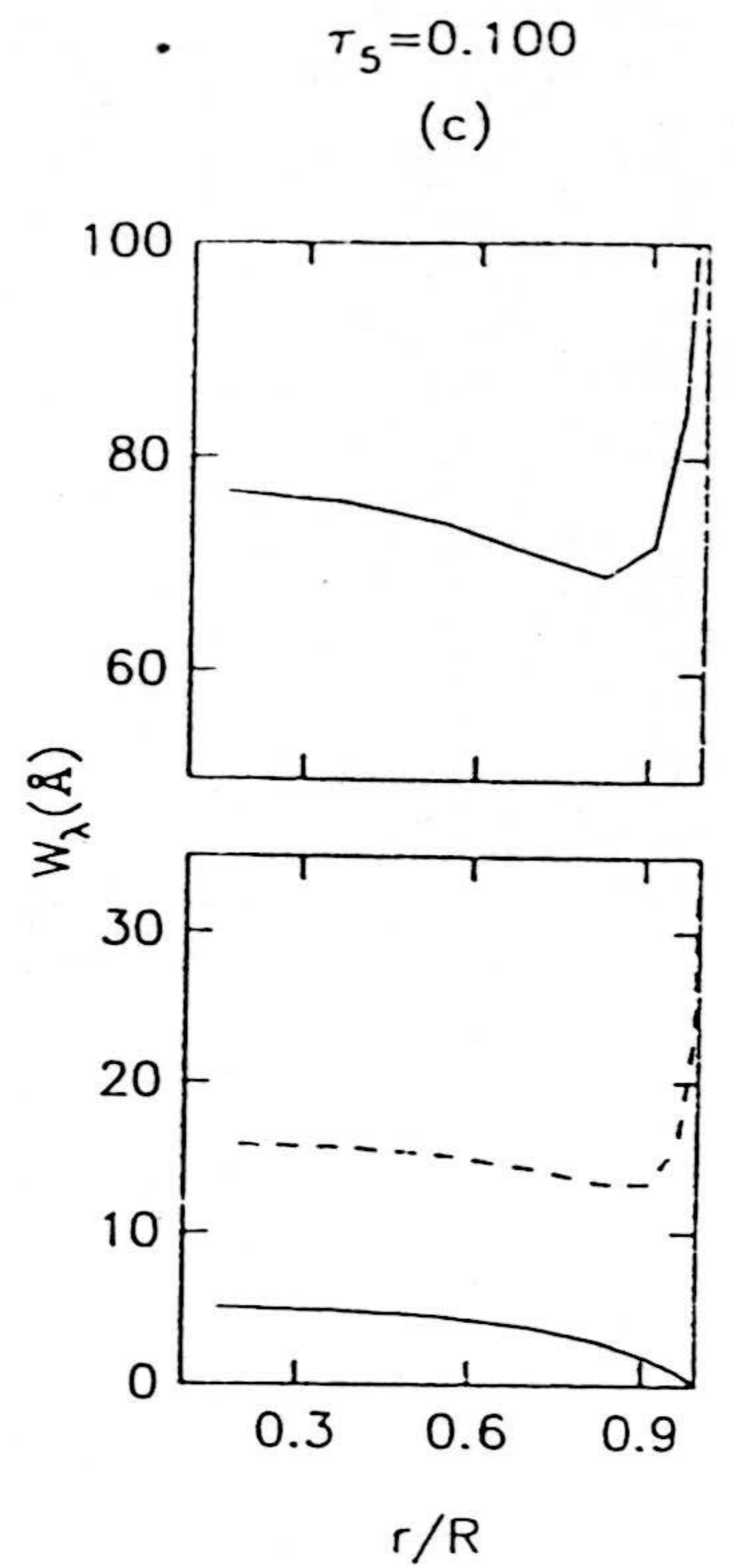
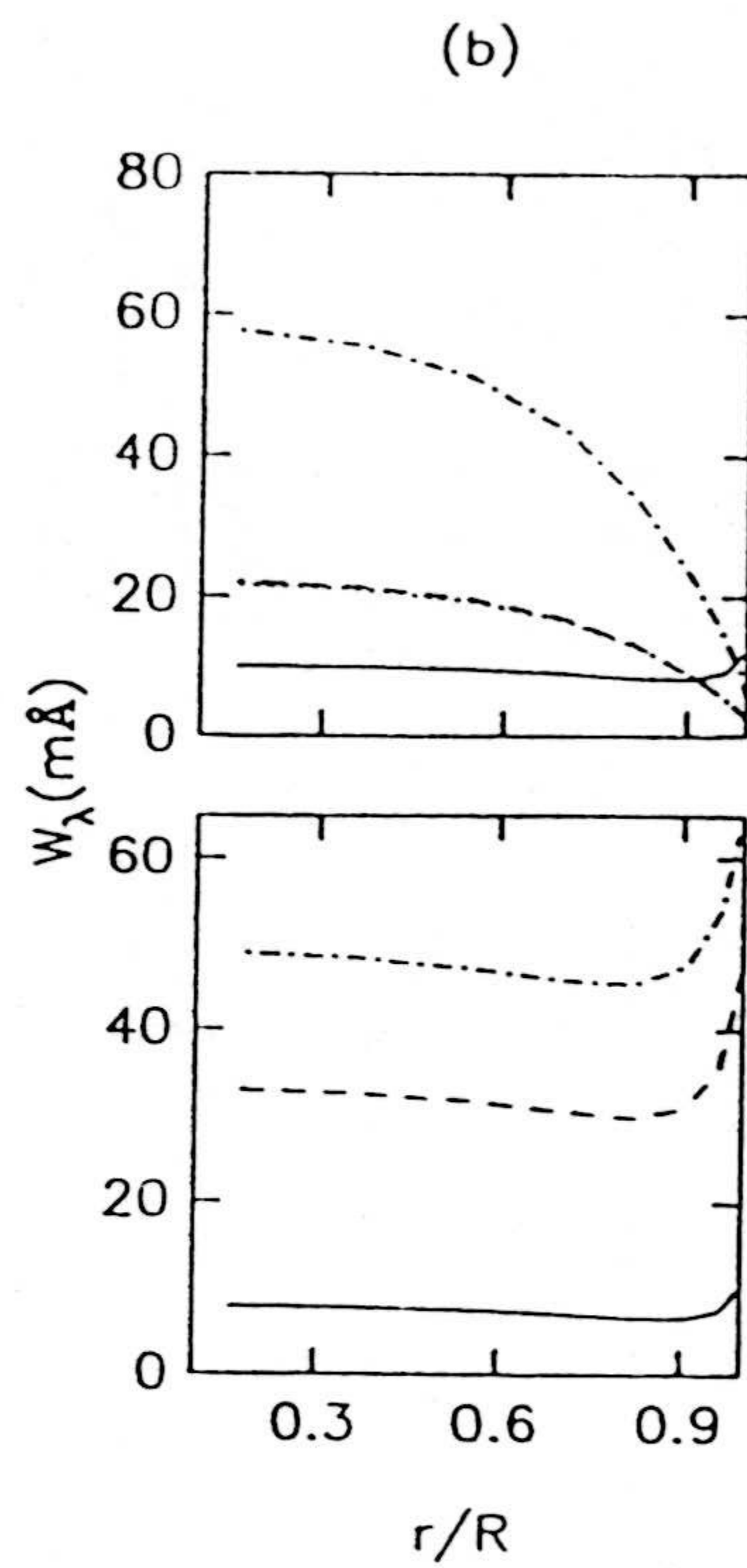
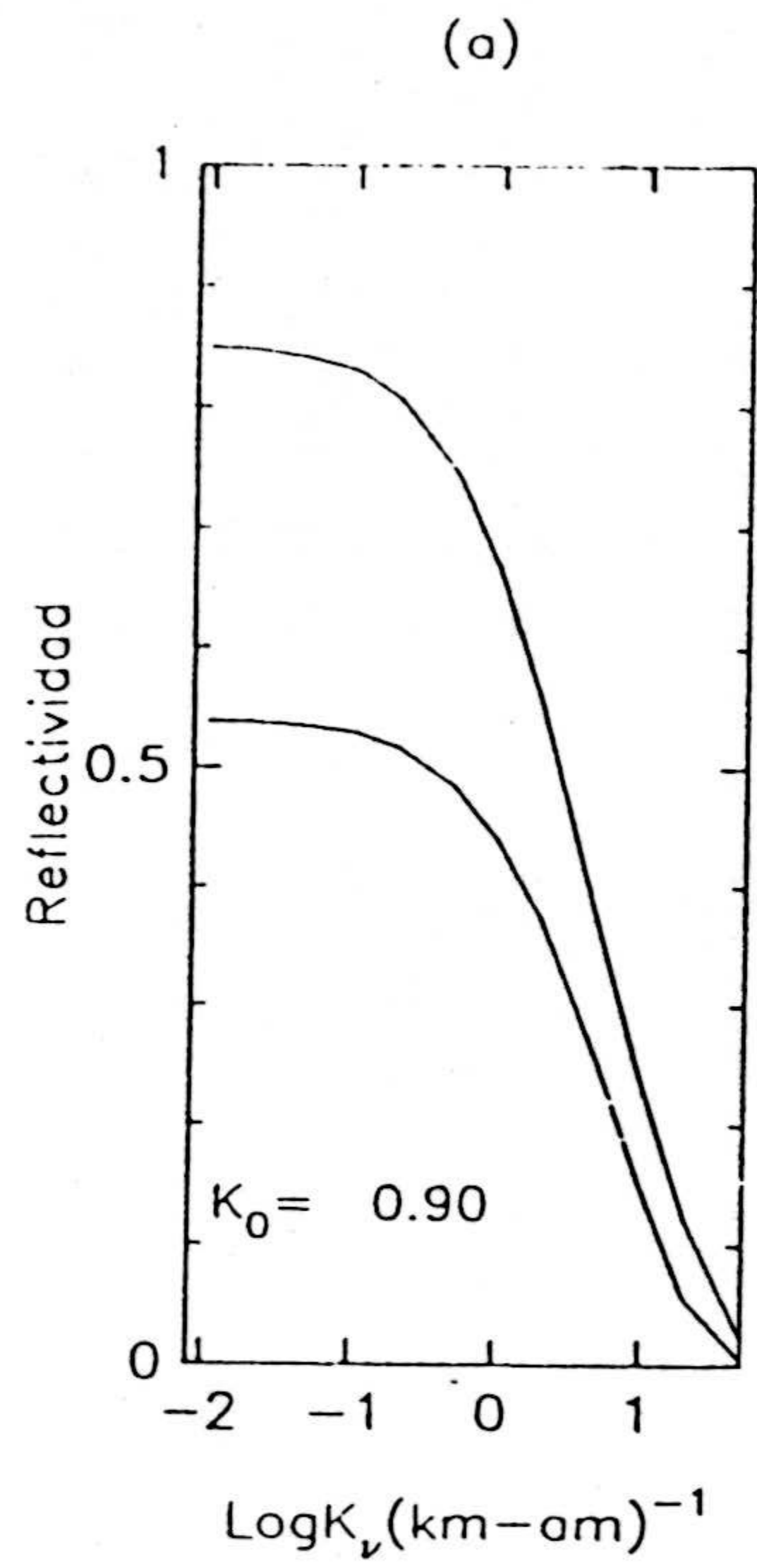


Fig. VI-13.- Efecto de variación de τ_H (τ_5).

6.- Efecto de variación de p_{∞} .

El aumento o disminución de este parámetro no afecta en absoluto ni a la reflectividad en el continuo ni al coeficiente de la ley de Minnaert (figura VI-14). Sin embargo, afecta de una manera muy importante a las anchuras equivalentes de líneas y bandas de absorción, que tienden a aumentar a medida que aumenta la presión. Además, también controla la forma de la variación centro-limbo de estas líneas y bandas, haciéndose más fuerte la disminución a medida que la presión aumenta.

7.- Efecto de variación de p_{cl} .

Como en el caso anterior, la variación de este parámetro no afecta a la reflectividad en el continuo ni al coeficiente de Minnaert, aunque tiene efectos muy importantes sobre las anchuras equivalentes de las bandas y líneas de absorción (figura VI-15). El aumento de P_{cl} afecta considerablemente a las líneas y bandas del amoníaco, haciéndolas disminuir a medida que P_{cl} aumenta, provocando, simultáneamente, una disminución de la pendiente de la variación centro-limbo de las anchuras equivalentes. Las líneas y bandas débiles del metano e hidrógeno no se ven afectadas en absoluto con las variaciones del nivel de esta nube en el centro del disco, aunque a medida que nos alejamos del mismo se aprecian diferencias importantes en la absorción, es decir, la variación de p_{cl} afecta a la pendiente de la variación centro-limbo de la absorción, aunque no al valor en el centro del disco cuando las bandas o líneas son débiles. Por otra parte, en el caso de bandas o líneas del metano e hidrógeno fuertes, la anchura equivalente en el centro del disco deja de ser constante al variar p_{cl} , tendiendo a aumentar a medida que P_{cl} aumenta. También la forma de la variación hacia el limbo es diferente, teniendo las mismas características que en el caso de las líneas y bandas débiles.

8.- Variación en la razón de mezcla de los gases.

Finalmente, el aumento o disminución de la razón de mezcla de los gases se traduce, lógicamente en un aumento o disminución de las anchuras equivalentes de líneas y bandas de absorción sin tener, obviamente, efecto alguno en la reflectividad en el continuo ni en el coeficiente de Minnaert (véanse las

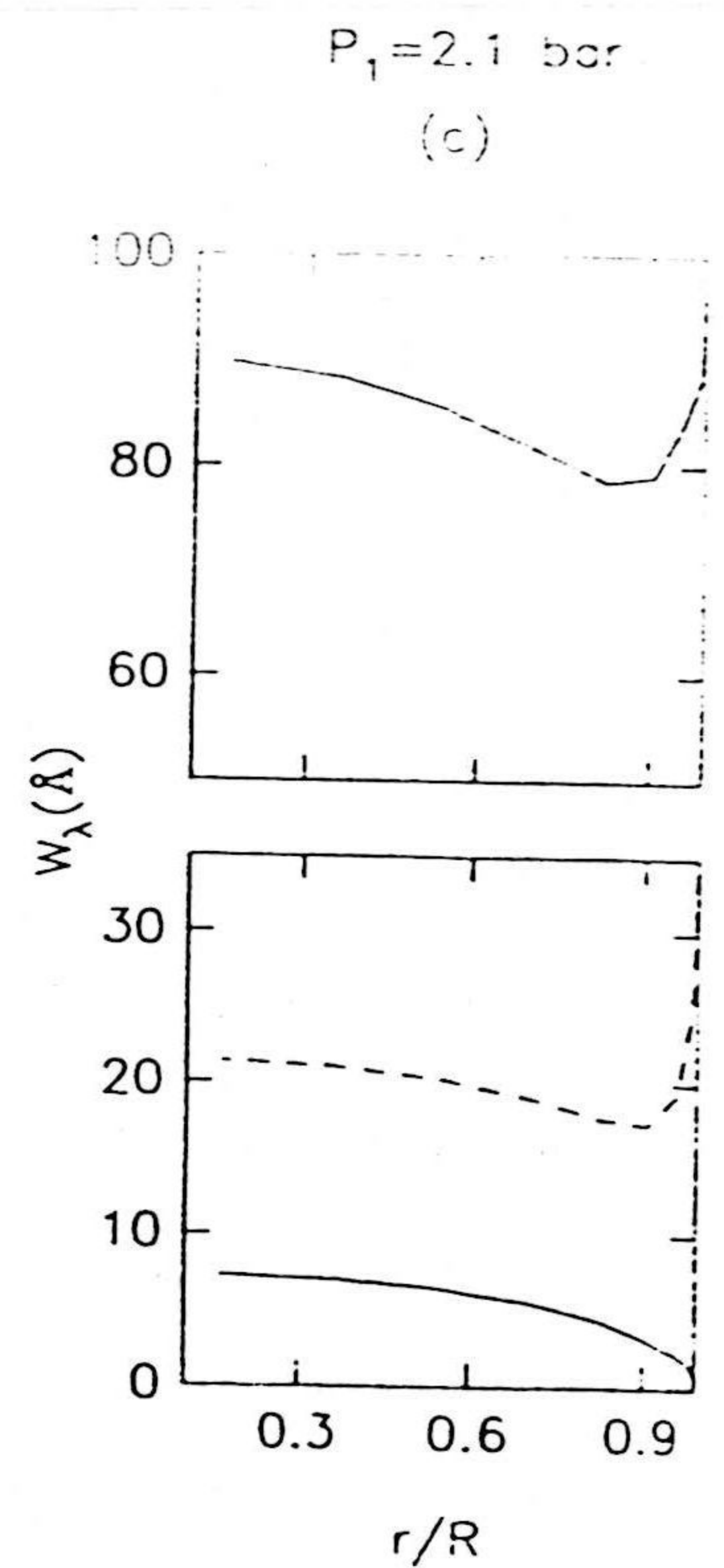
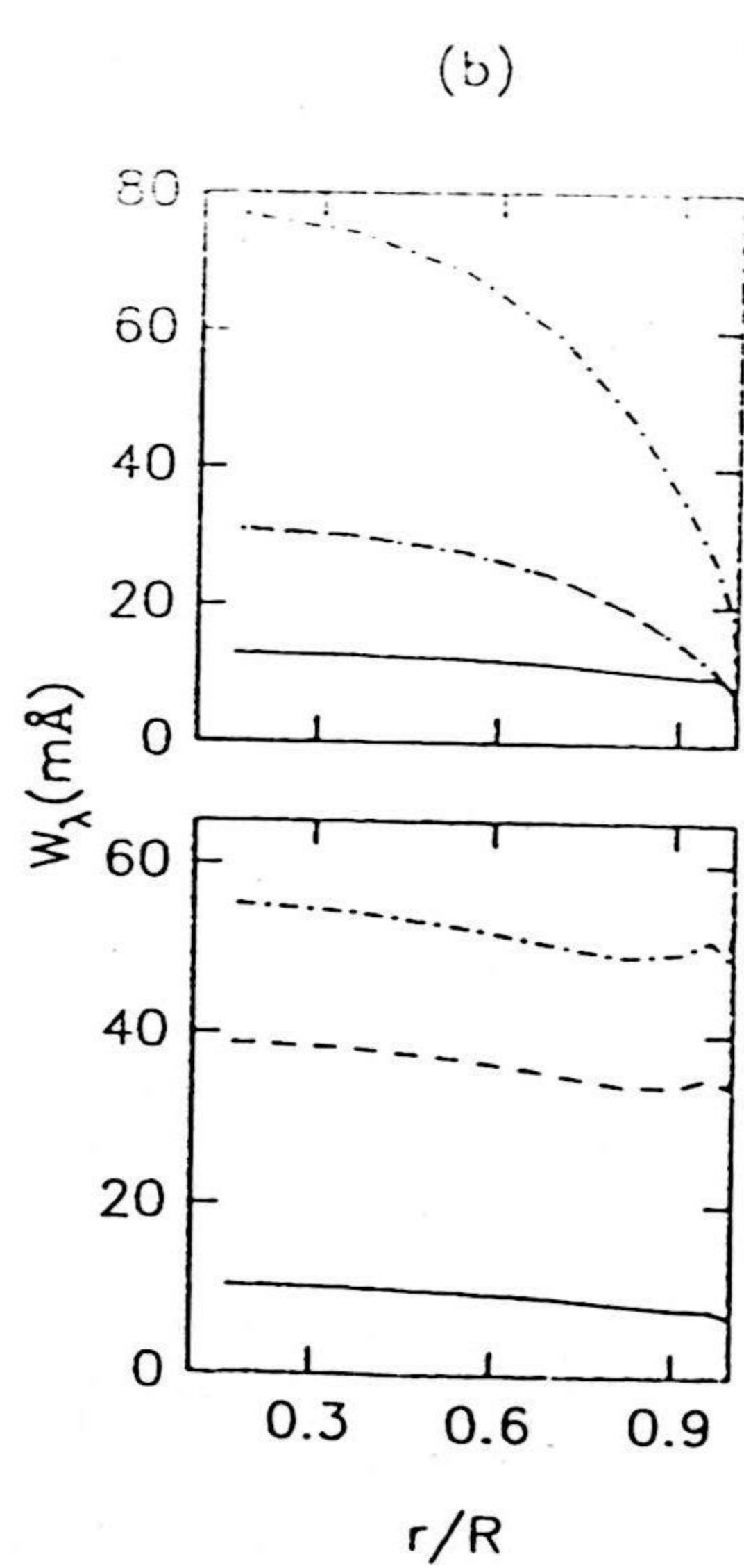
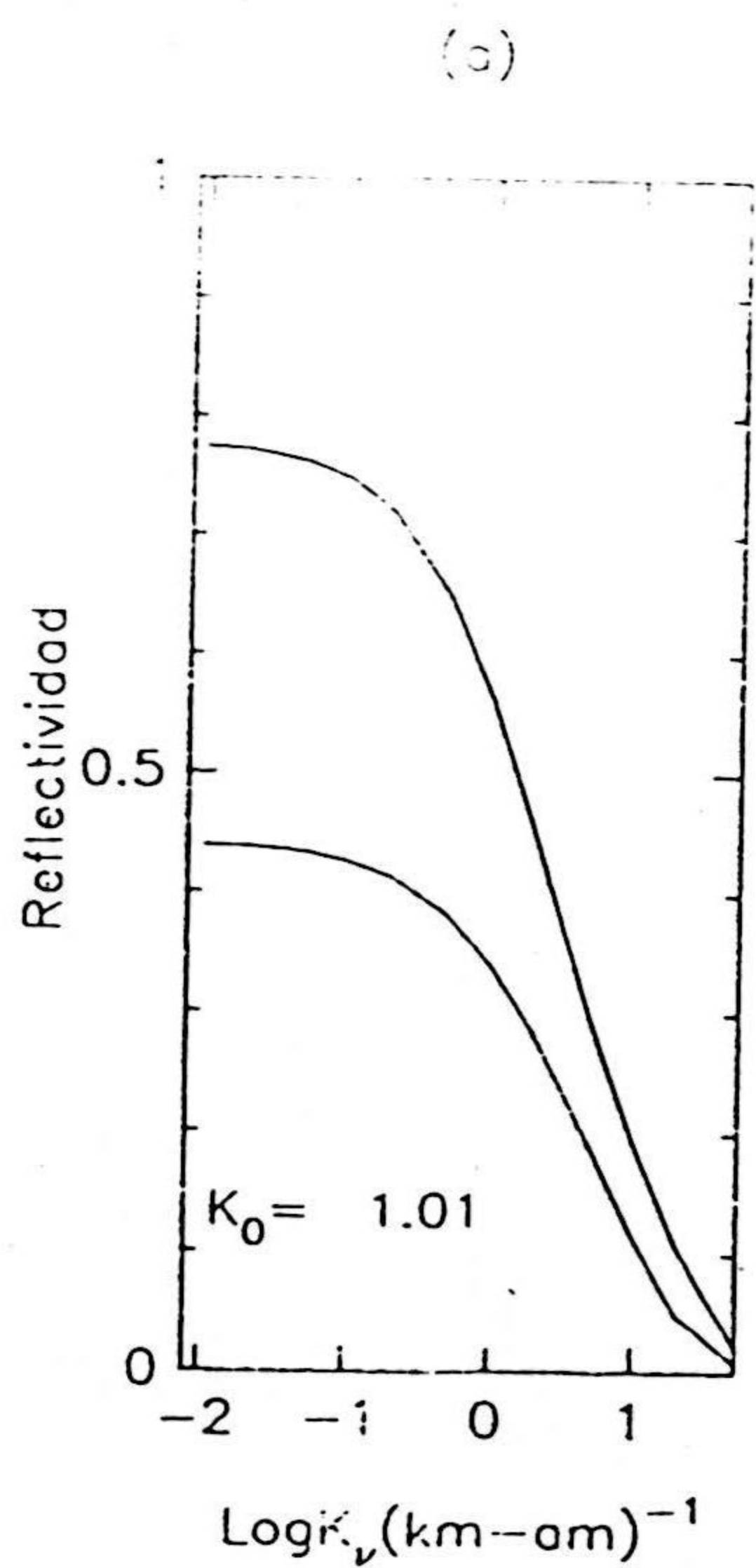
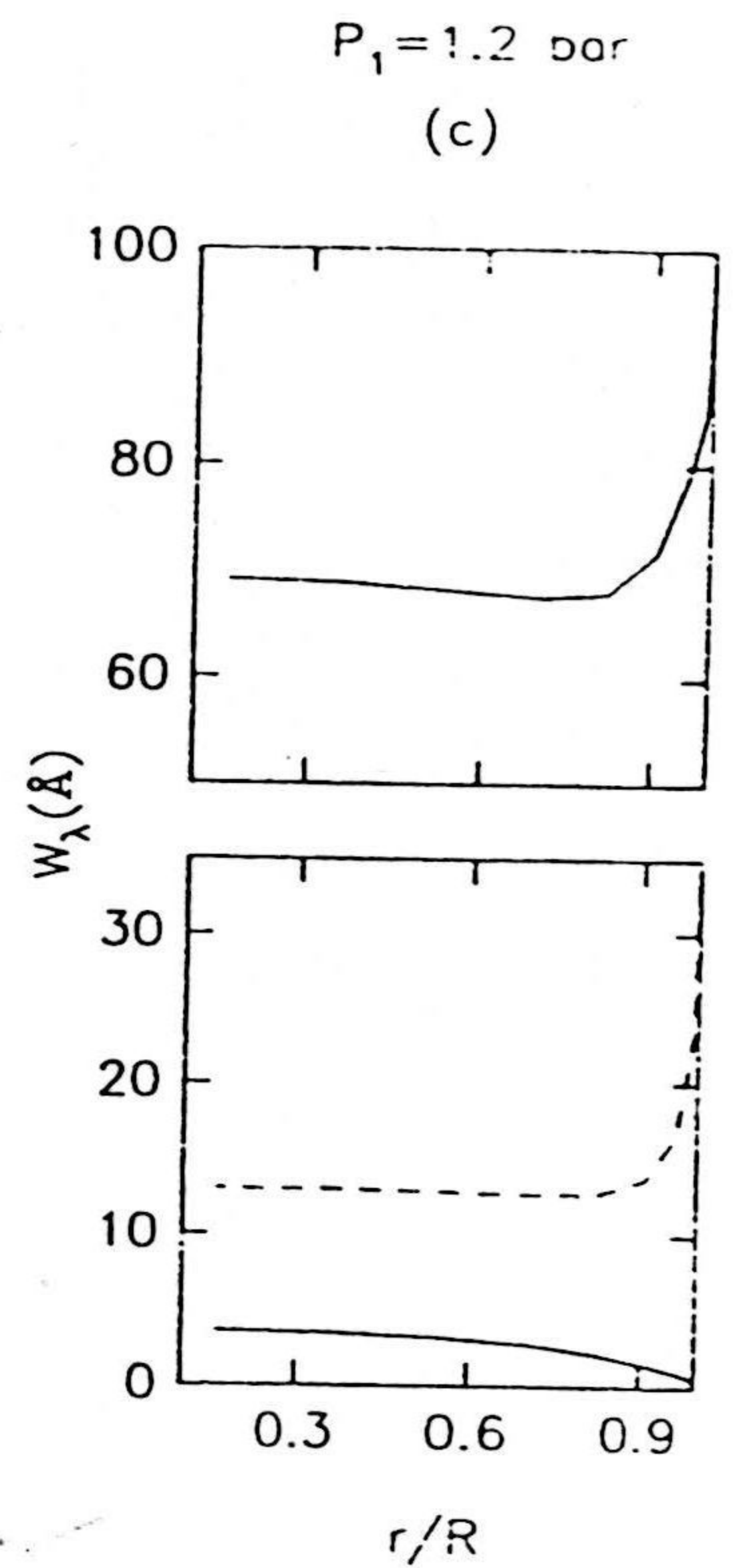
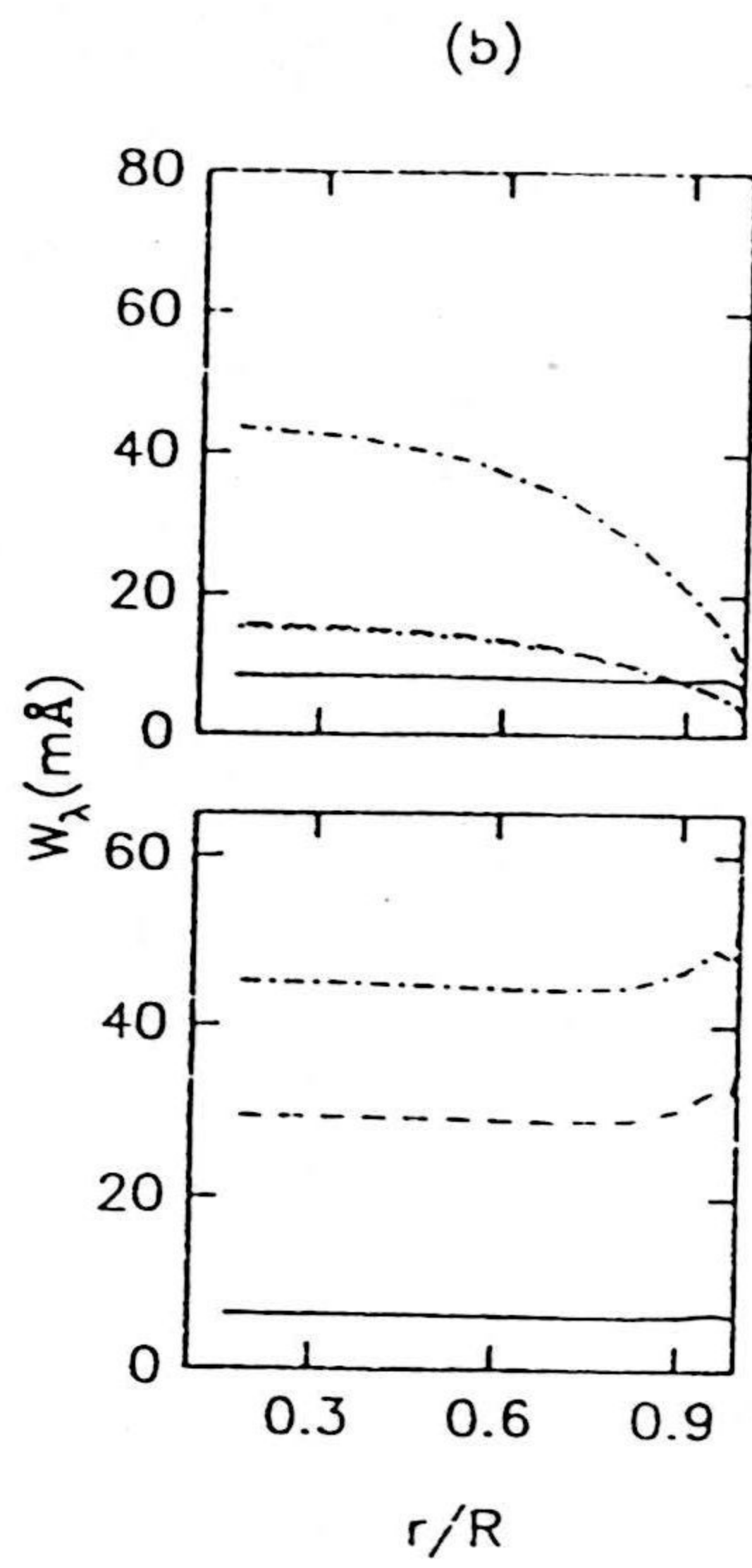
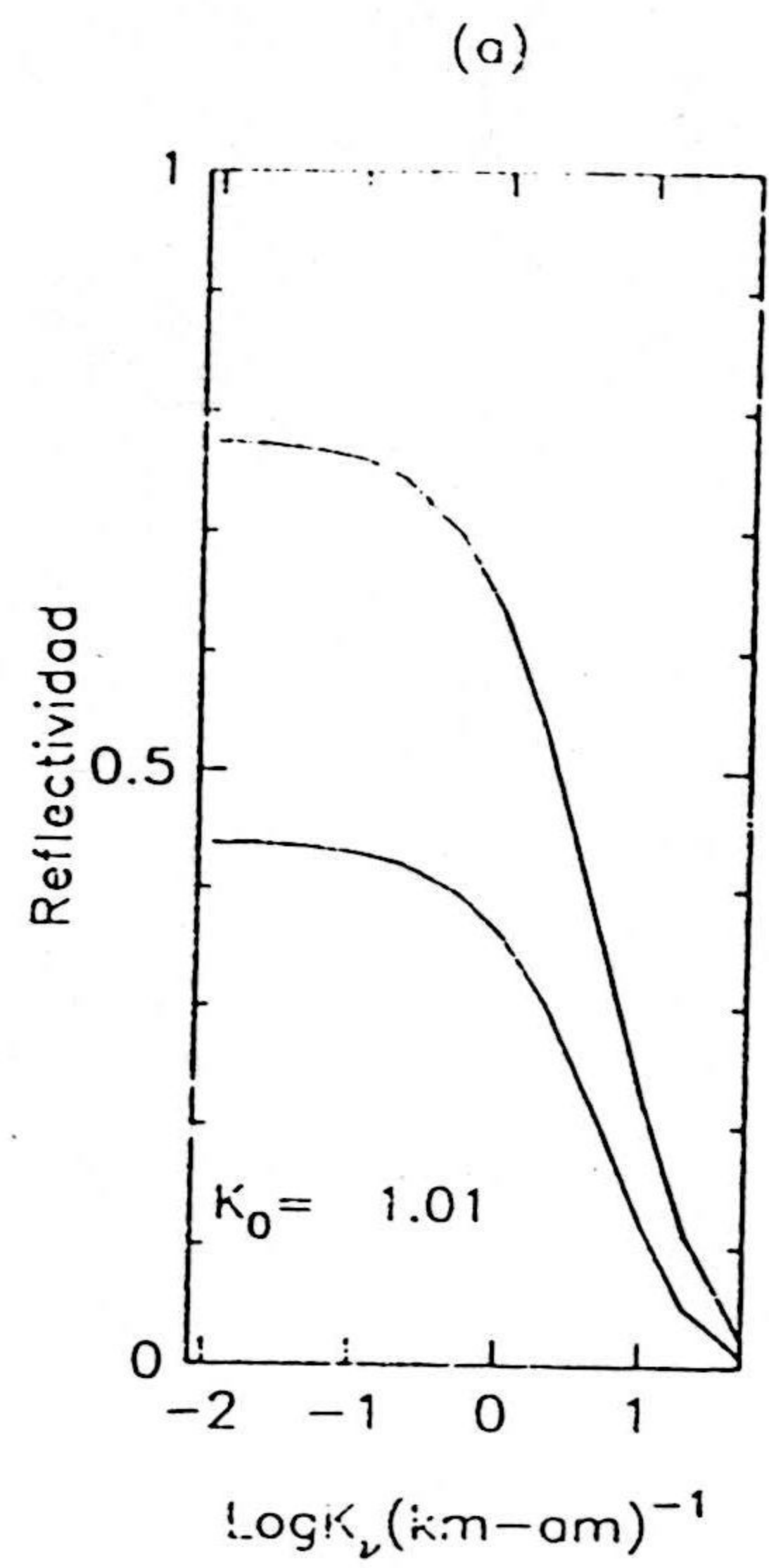


Fig. VI-14.- Efecto de variación de p_∞ (p_1).

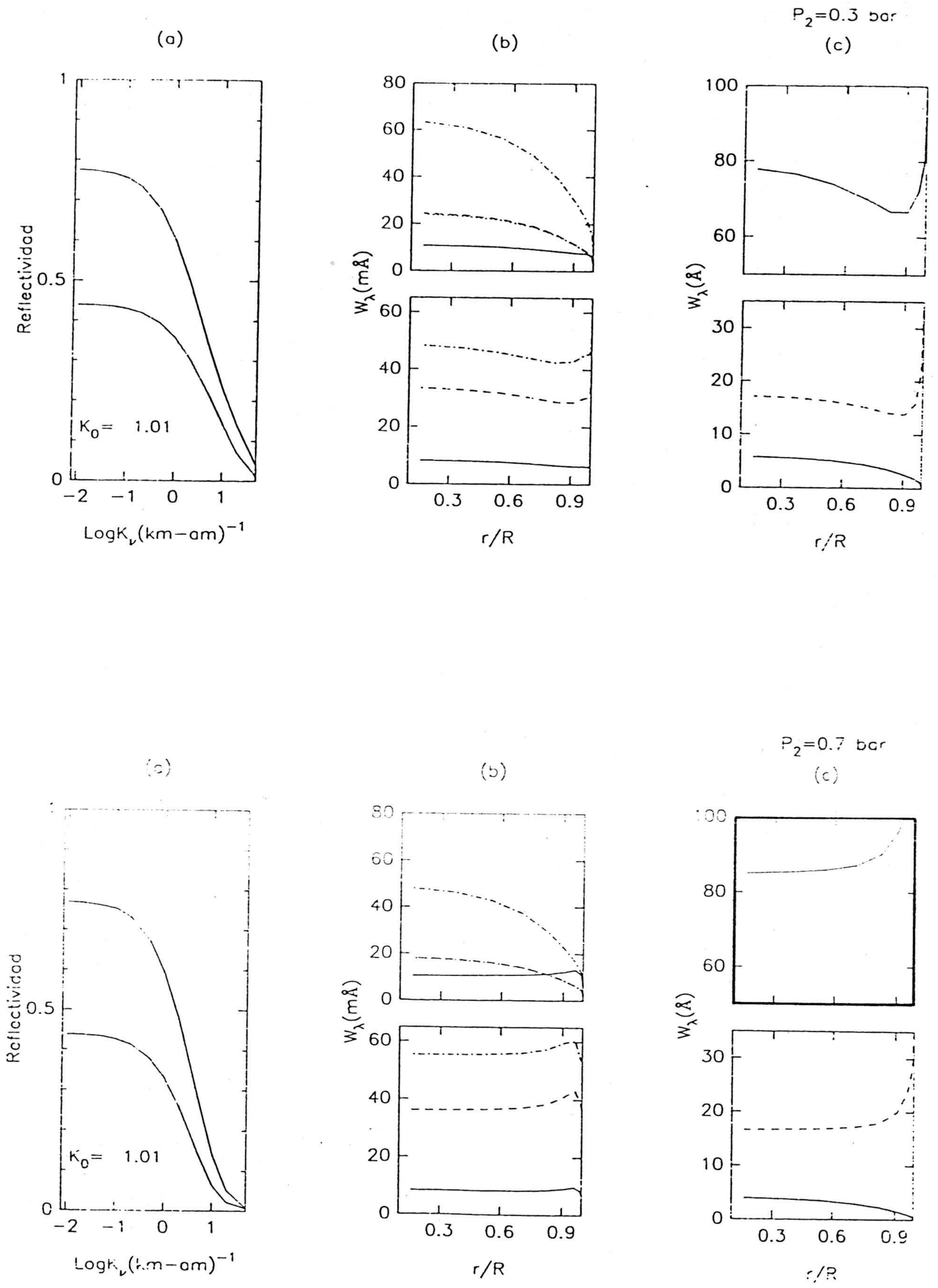


Fig. VI-15.- Efecto de variaci3n de p_{cl} (p_2).

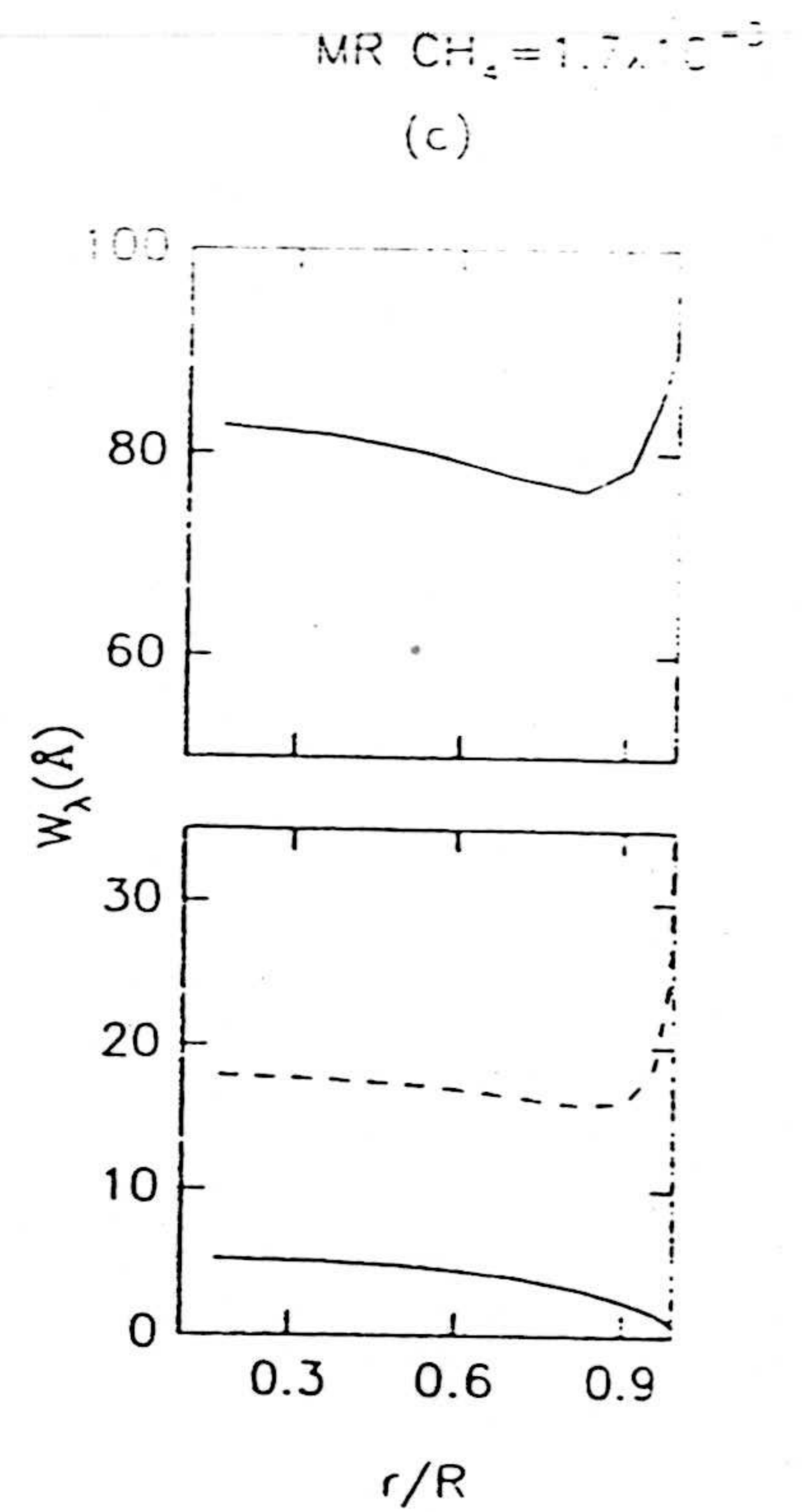
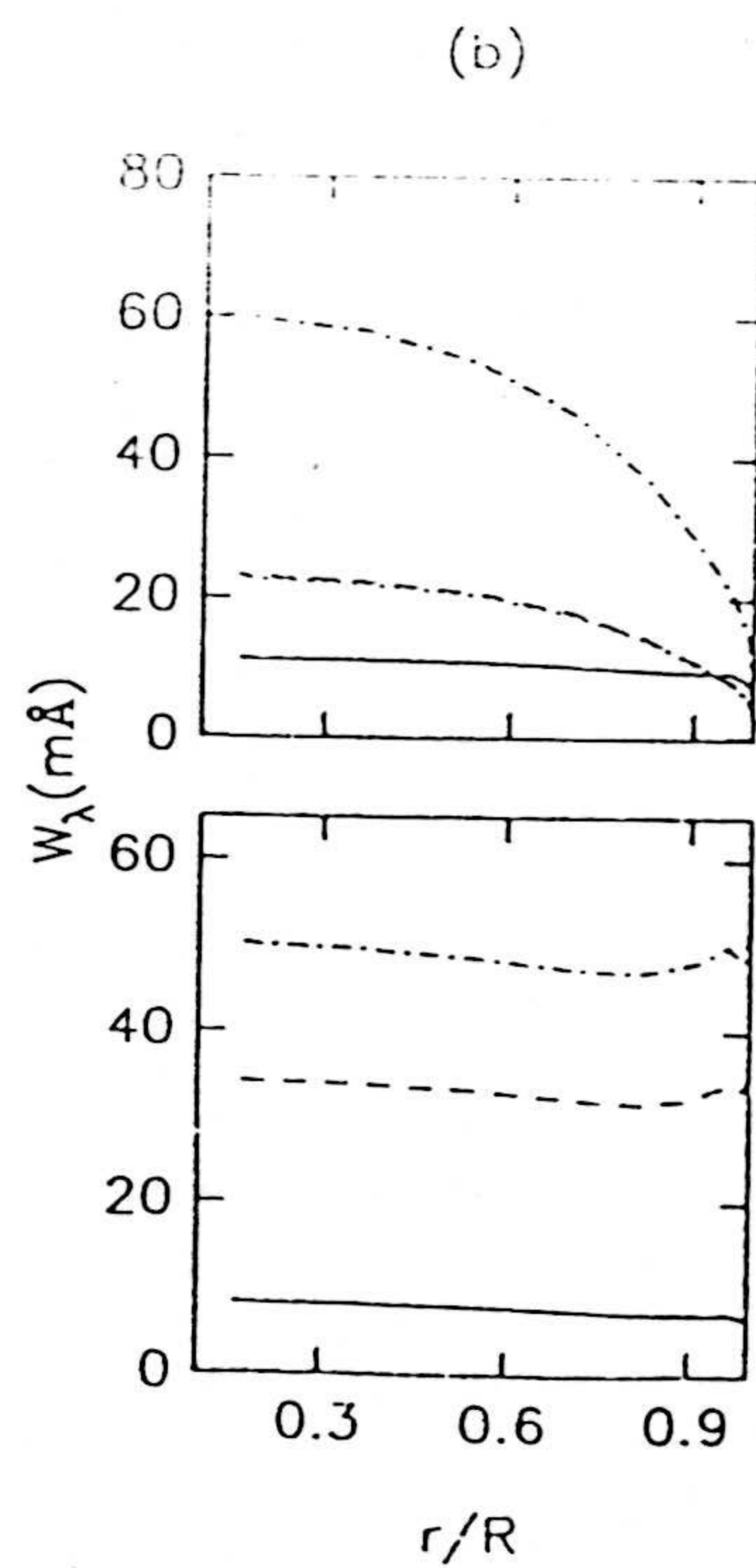
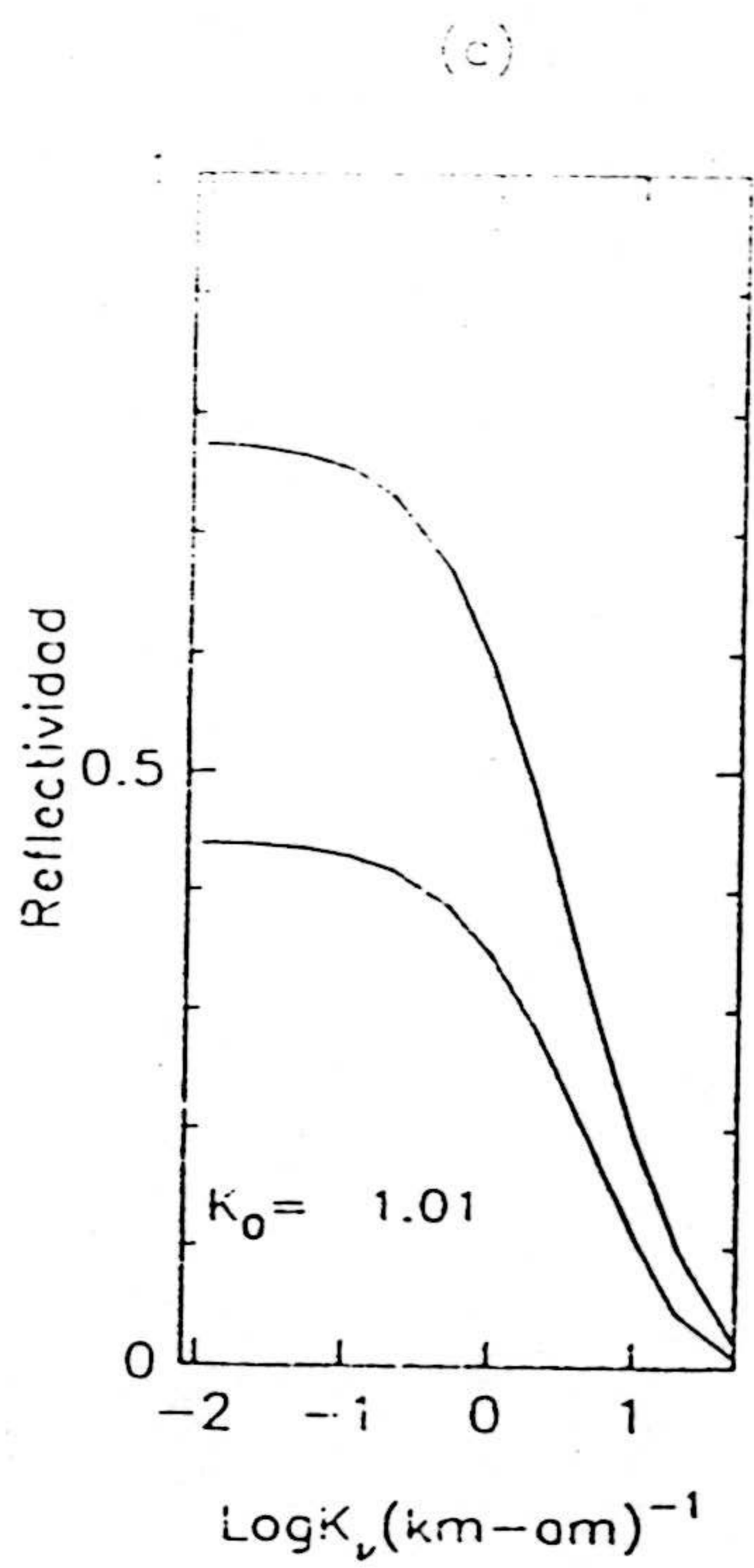
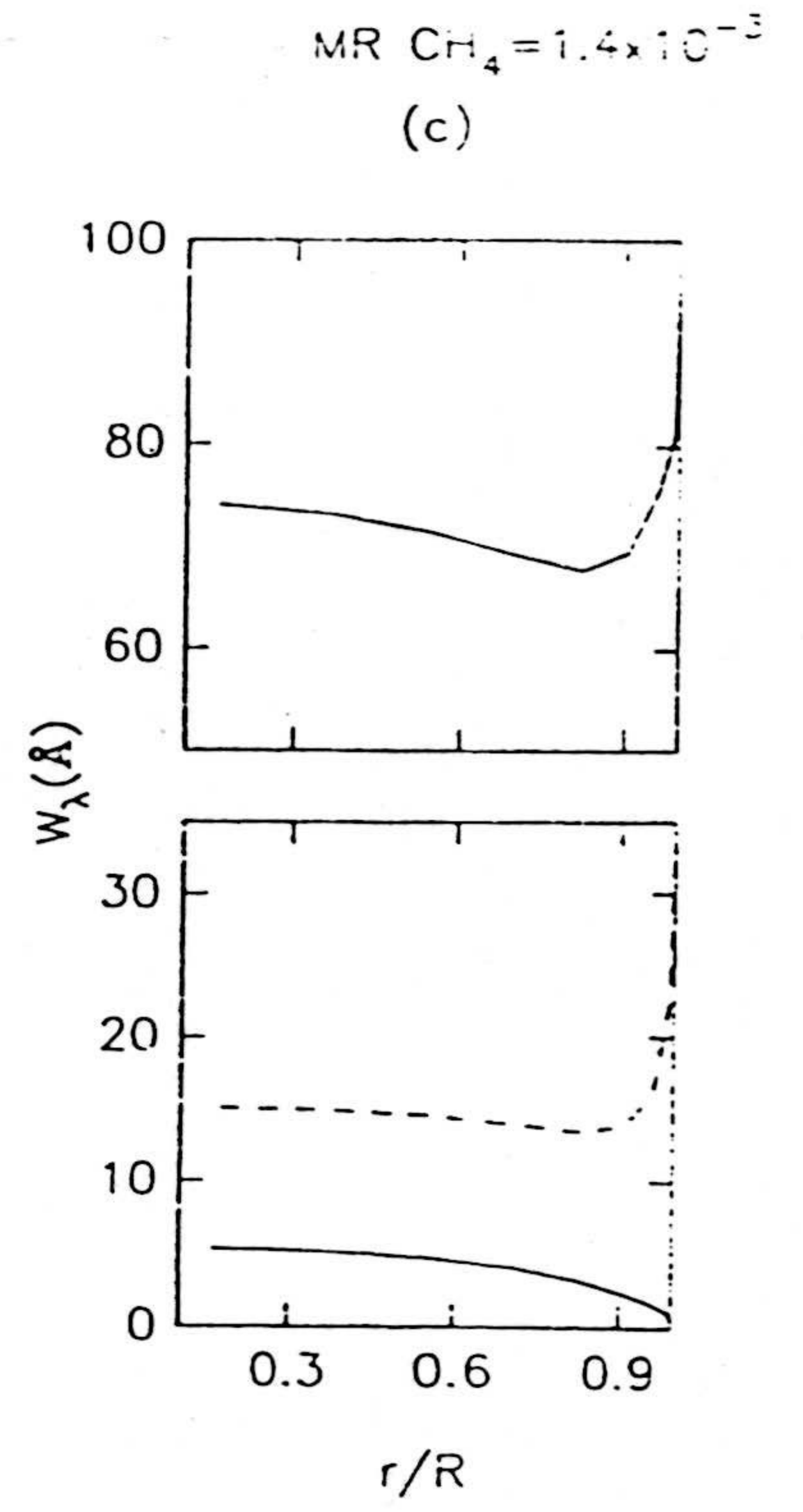
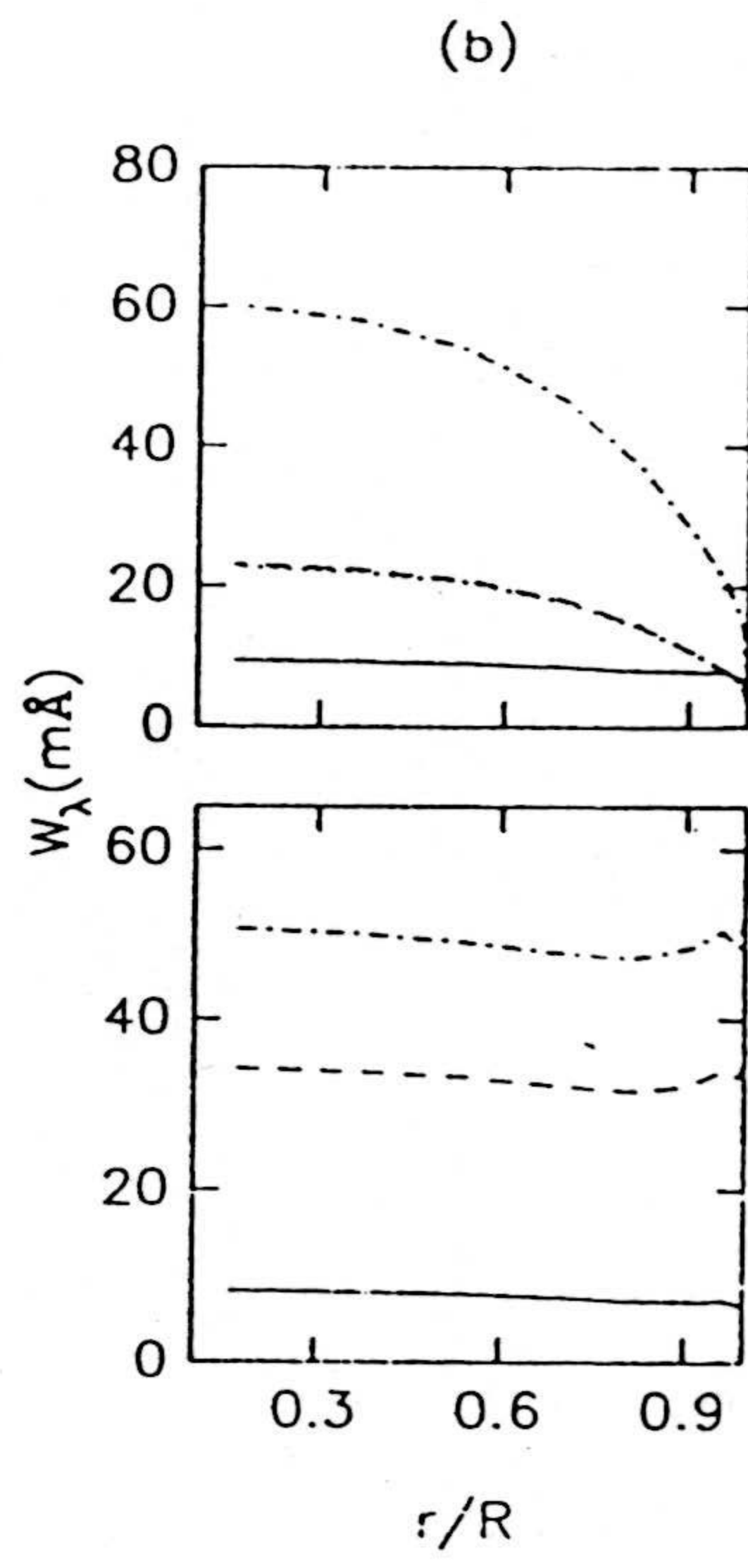
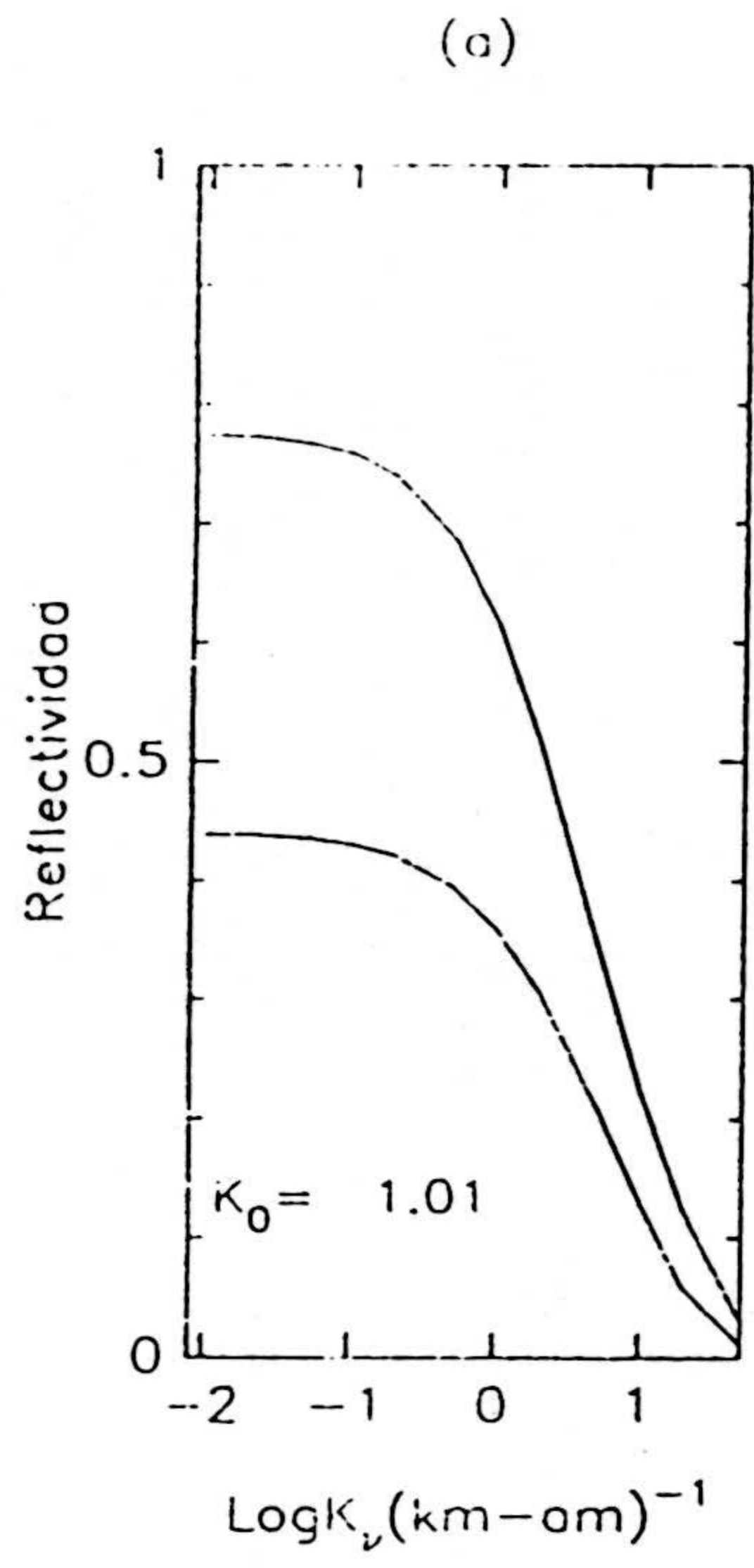


Fig. VI-16.- Efecto de variación de $[\text{CH}_4]$.

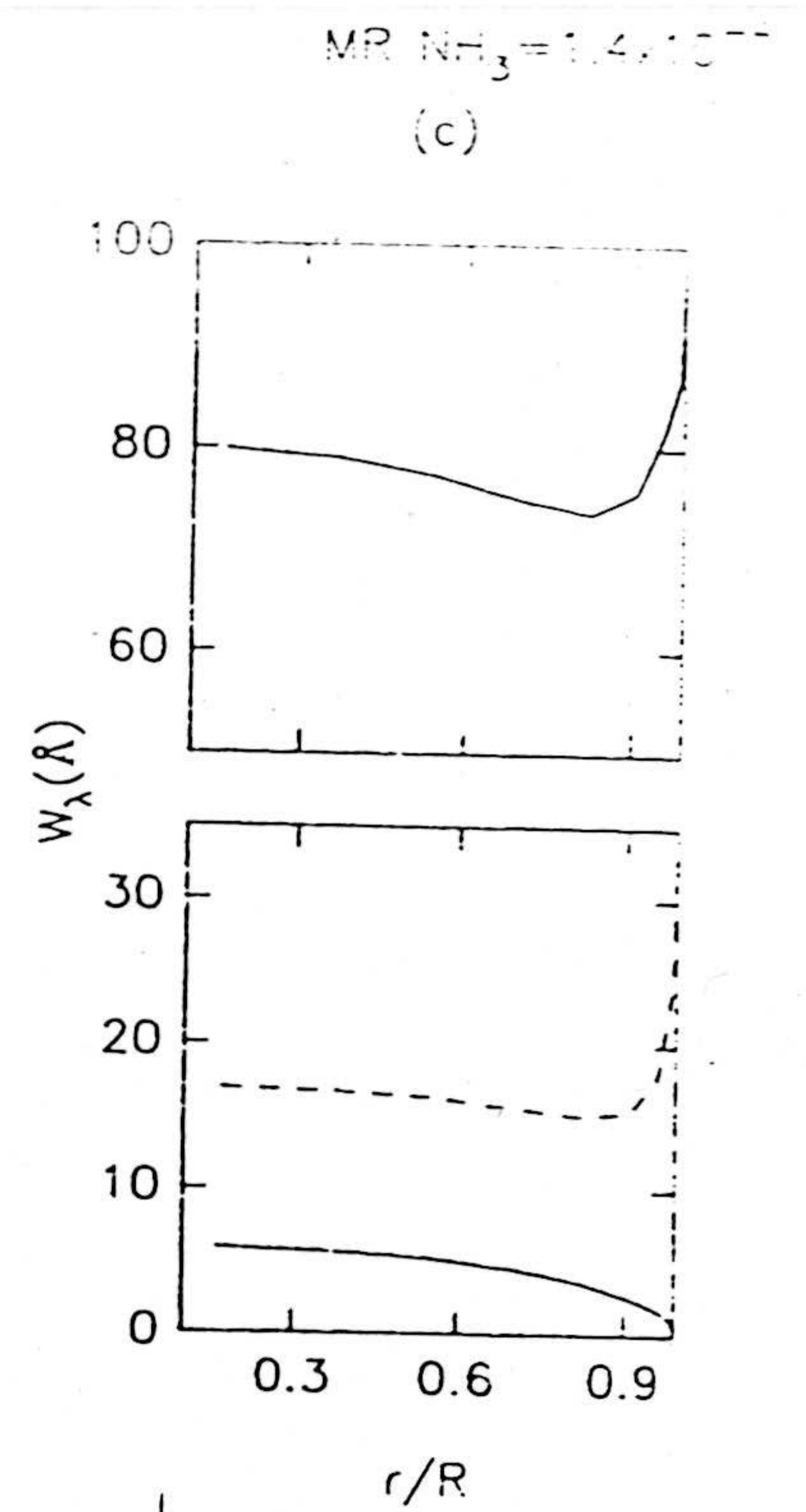
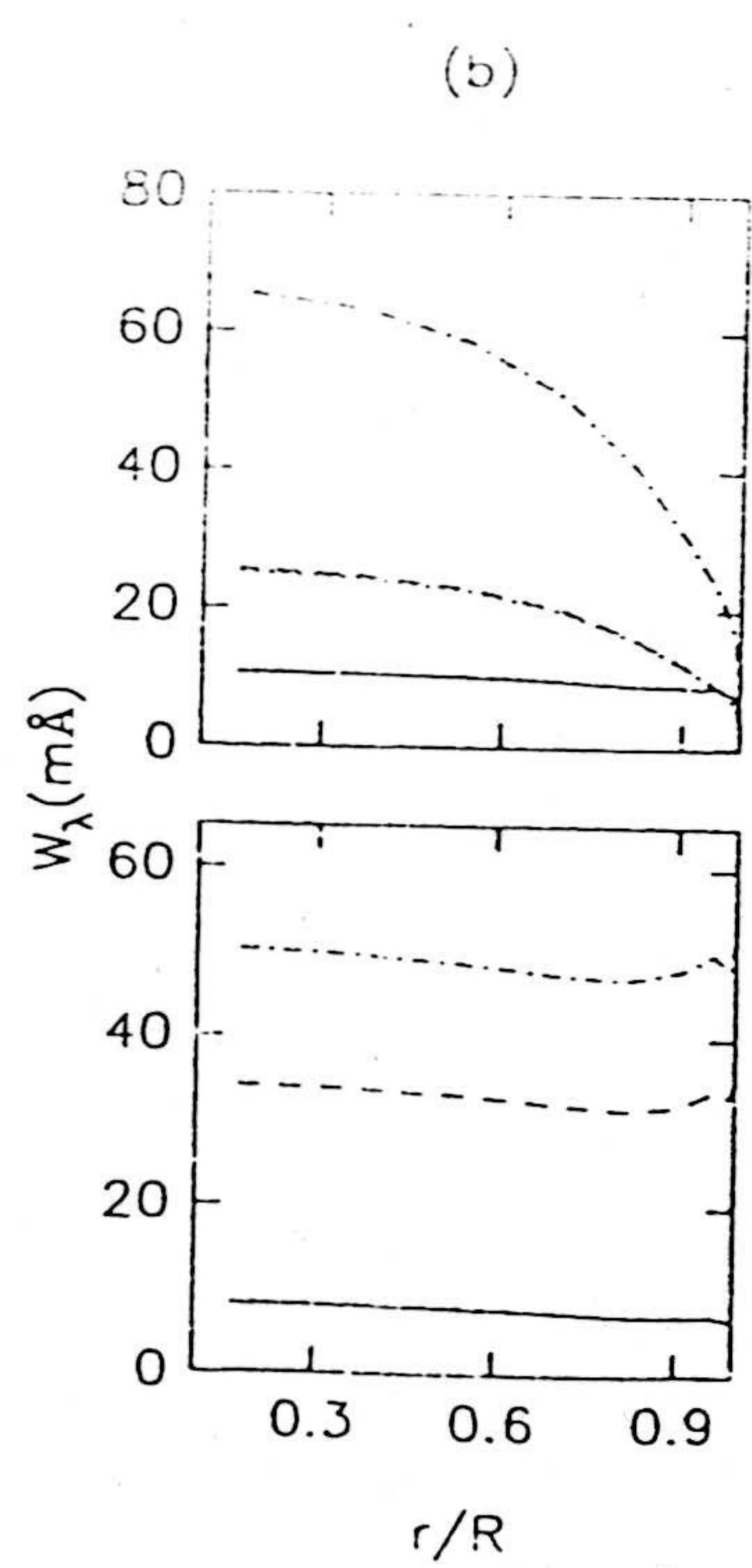
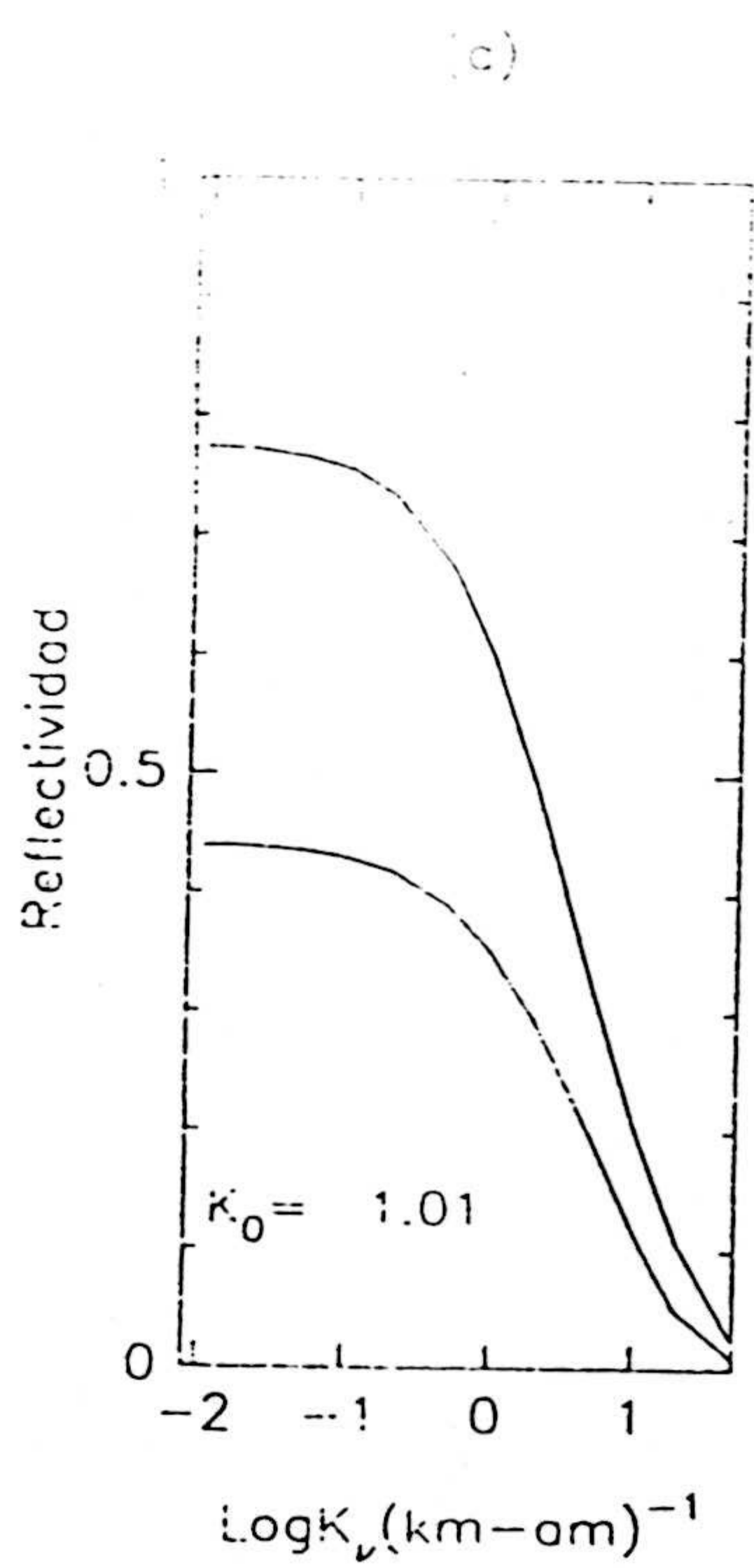
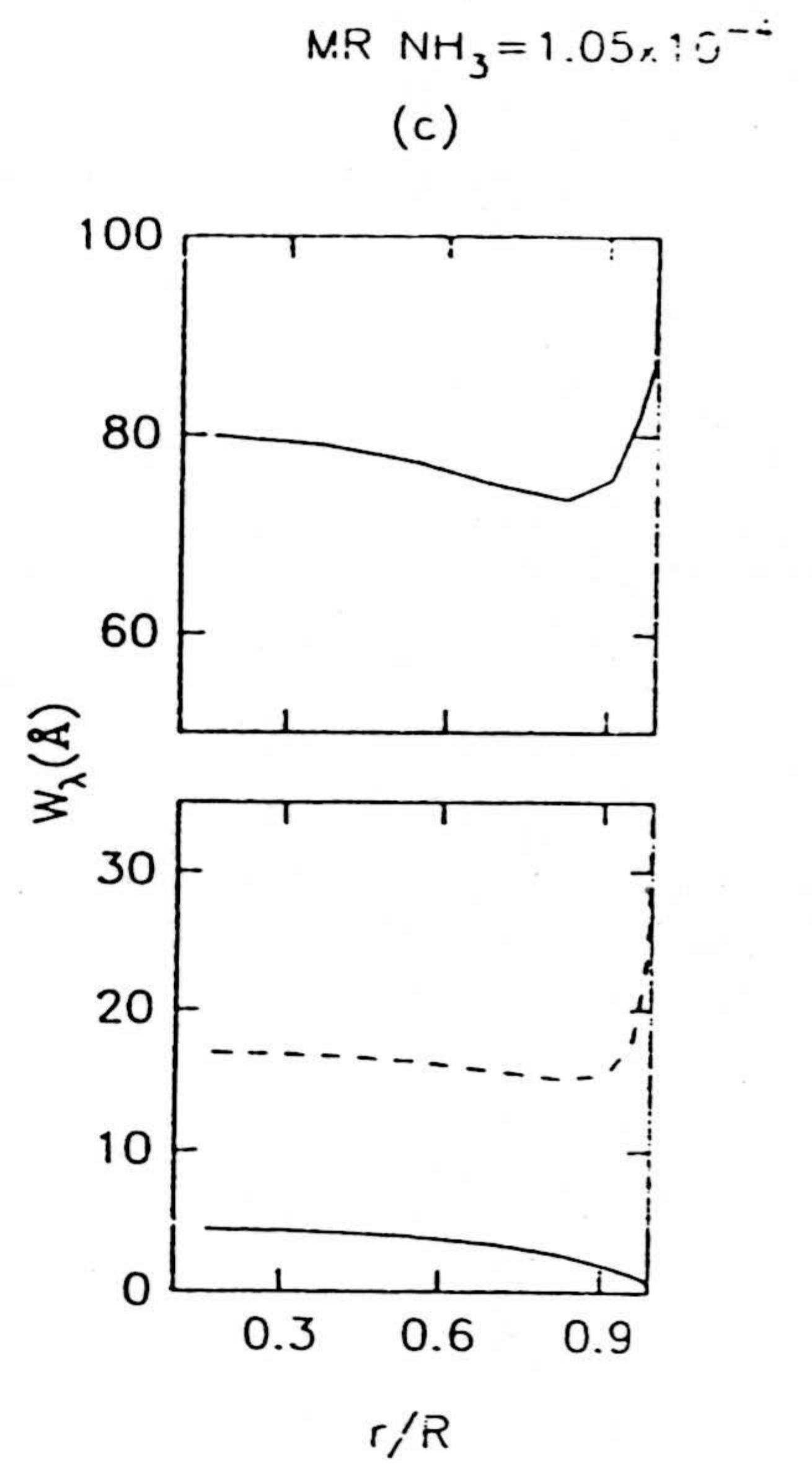
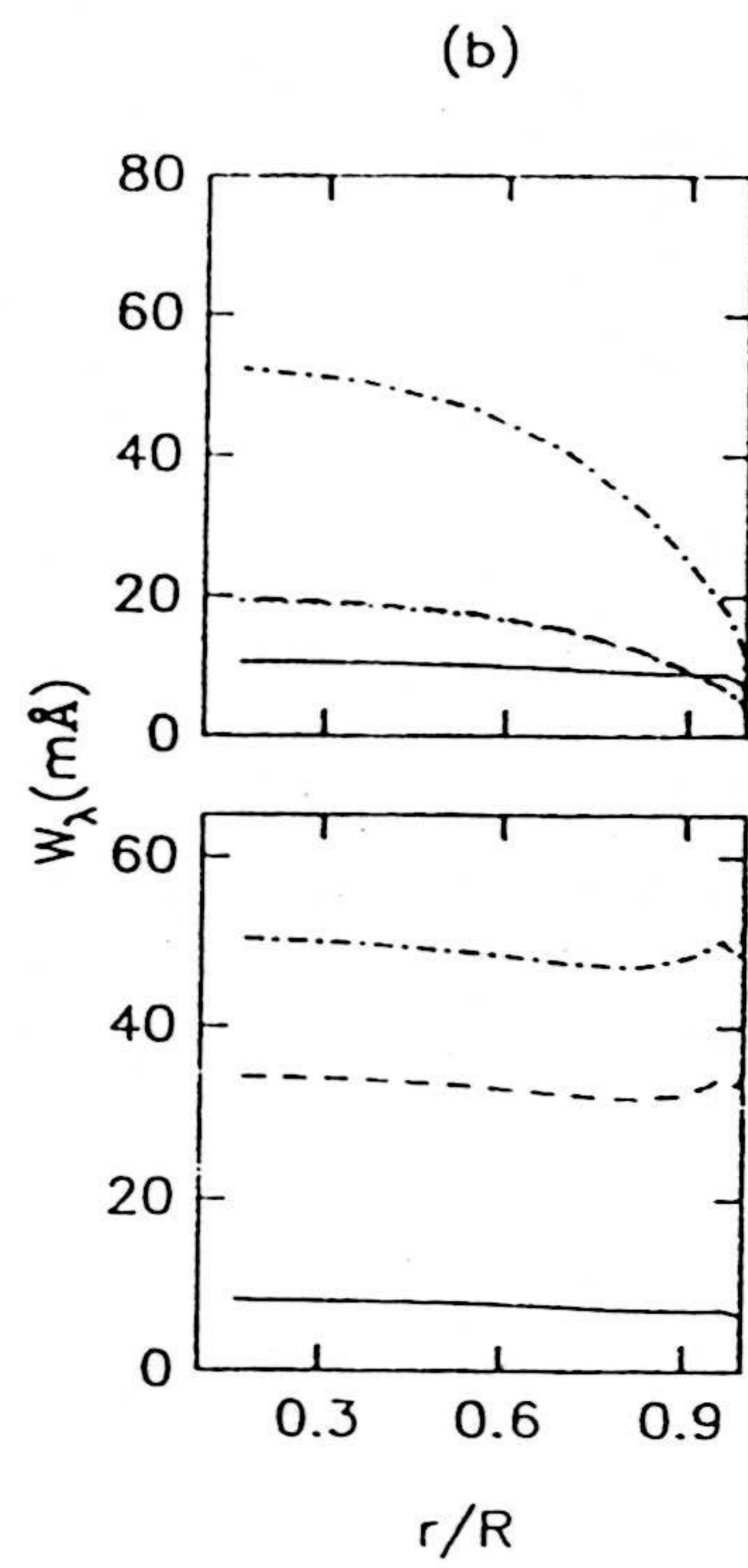
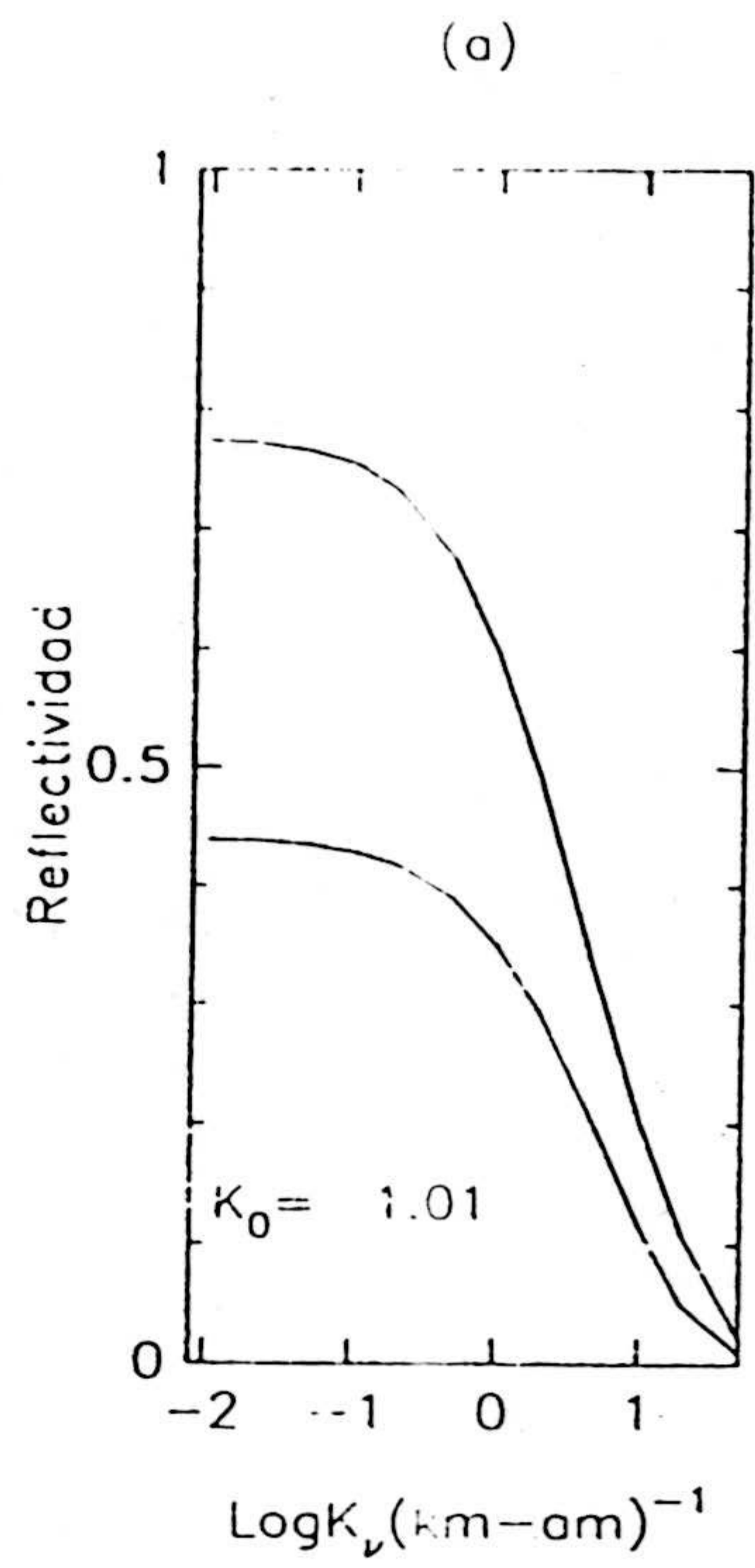


Fig. VI-17.- Efecto de variación de $[\text{NH}_3]$.

figuras VI-16 y VI-17).

VI-3-1.-DIFERENCIAS EN LA ESTRUCTURA CINTURÓN-ZONA

Anteriormente expusimos nuestras determinaciones referentes a diferentes cinturones y zonas en el disco de Júpiter. Estas medidas, así como las realizadas por otros autores (Woodman y col., 1979; Lutz y Owen, 1980) indican que las diferencias estructurales existentes entre los cinturones y las zonas deben ser compatibles con el hecho de existir una fuerte correlación entre las anchuras equivalentes de las bandas de absorción de CH_4 y NH_3 centradas en 6190 y 6450 Å respectivamente. Por otra parte, las diferencias estructurales han de explicar también las diferentes reflectividades observadas en los cinturones y zonas. Para explicar estos hechos, vamos a establecer una discusión en la que vamos a considerar nuestras medidas referentes a las anchuras equivalentes de ambas bandas de absorción y las medidas de reflectividad que han obtenido otros autores. Dado que los conjuntos de medidas no están realizados simultáneamente, y considerando las posibles variaciones temporales existentes en reflectividad y/o absorción, se pretenden establecer algunas conclusiones, aunque sólo puedan ser cualitativas, referentes a las diferencias estructurales ligadas a las diferentes regiones atmosféricas entre los cinturones y las zonas del planeta.

Nuestras medidas de las anchuras equivalentes de las bandas mencionadas en función de la latitud revelan la existencia de cinturones en los que la absorción es menor que en todas las zonas examinadas (NEB, NTB, STB). Por otra parte, el máximo de absorción se produce también en un cinturón, la SEB.

Consideremos primero el caso de alta absorción y baja reflectividad (SEB). Excluyendo la existencia de una variación latitudinal en la razón de mezcla del CH_4 , las variaciones de tal magnitud en las anchuras equivalentes respecto a los valores que establece el modelo podrían ser producidas por una disminución del nivel (mayor presión) de la nube más baja o bien

por un aumento en el albedo de las partículas constituyentes de dicha nube. Dado que en el último caso el aumento de absorción va acompañado de un aumento de reflectividad en contra de lo observado experimentalmente, la única posibilidad es que el parámetro que varíe sea la presión de la nube. Sin embargo, de esta manera se mantiene constante la reflectividad, por lo que se necesita el concurso de otro parámetro que actúe haciéndola disminuir. La única posibilidad que existe en este sentido es que se produzca un aumento en la profundidad óptica de la nube más alta, cuyo efecto sería, fundamentalmente, producir una disminución en la reflectividad.

Consideremos ahora el resto de cinturones analizados, NEB, NTB y STB. En los tres casos las anchuras equivalentes de las bandas son ligeramente menores o del mismo orden que los valores que produce el modelo de referencia. Por tanto hay que considerar parámetros que produzcan disminución tanto en la reflectividad como en las anchuras equivalentes de las bandas de absorción. En principio, existen tres parámetros cuya variación podría explicar estos hechos: albedo de las partículas de las dos nubes inferiores y profundidad óptica de la nube de amoníaco. Mediante las observaciones existentes no se puede discernir entre ninguna de estas posibilidades. Si el cambio fuese debido a una variación en la profundidad óptica en la nube de NH_3 , serían detectables las diferencias obtenidas en el cociente $I(8900)/I(9500)$ (figura VI-8). También existirían diferencias en la forma de la variación centro-limbo de las líneas y bandas de absorción. La posibilidad de discriminar entre los albedos de las dos nubes sería muy difícil, ya que el único efecto diferente sería la de tener un coeficiente K_0 muy ligeramente distinto. En este sentido, las medidas de fotometría y polarimetría realizadas mediante instrumentación a bordo de los vehículos espaciales Pioneer 10 y 11 indican unas diferencias de reflectividad acompañadas de variaciones muy pequeñas en la polarización (Tomasko y col., 1978; Tomasko y Doose, 1984), lo que podría interpretarse mediante una diferencia en el albedo de las partículas de la nube de NH_3 .

VI-3-2.-CONCLUSIONES ACERCA DE LA ABUNDANCIA DE LOS GASES

En las atmósferas reductoras de Júpiter y Saturno, el nitrógeno y el carbono se encuentran en forma de NH_3 y CH_4 . Por tanto, las estimaciones de las abundancias $[\text{CH}_4]/[\text{H}_2]$ y $[\text{NH}_3]/[\text{H}_2]$ proporcionan los valores de las razones C/H y N/H en éstas atmósferas. Dado que el tiempo de escape molecular de estos planetas, tan masivos y fríos, es mucho mayor que la edad del Sistema Solar, incluso para el H_2 , las desviaciones de la composición de estos planetas respecto a la composición solar son indicativas de los procesos ocurridos durante su formación. Referente a este problema, dos tipos de modelos se han propuesto hasta la fecha. En el primero de ellos (de Campli y Cameron, 1979), se suponen los planetas gigantes formados homogéneamente a partir de una fragmentación de la primitiva nebulosa solar producida por inestabilidades gravitacionales. La parte más interna (el *core* planetario) se formaría, según este modelo, en una segunda etapa, en la que los metales y silicatos, fundamentalmente, fluirían hacia el centro del planeta. En el segundo de ellos (Mizuno, 1980) se supone que el *core* planetario se forma en primer lugar, conteniendo rocas y hielos. Este *core* crecería posteriormente mediante procesos de acreción, siendo finalmente atrapados los gases volátiles, una vez que la gravedad fuese suficientemente alta.

Según el primer modelo, dado que el planeta se formó de una forma homogénea, no existe motivo alguno para que la razón de abundancias en los planetas sean diferentes que las razones solares. Considerando el segundo modelo, los hielos contenidos en el *core* inicial (CH_4 , NH_3 , H_2O) podrían haberse vaporizado en las etapas posteriores de calentamiento interno dando lugar, por tanto, a unas razones C/H, N/H y O/H mayores que la correspondiente razón solar.

En la tabla VI-14 se muestran los valores de las razones $[\text{CH}_4]/[\text{H}_2] = 2\text{C}/\text{H}$ obtenidos por diversos autores, utilizando técnicas y rangos espectrales diferentes, así como nuestra determinación, según nuestro modelo de referencia. Teniendo en cuenta las incertidumbres existentes, existe una consistencia

TABLA VI-14

Referencia	Método de obtención	$[\text{CH}_4]/[\text{H}_2]$
Orton (1975)	8-14 μm	2×10^{-3}
Smith y Greene (1978)	Eclipse satélites	$(1.3 \pm 0.7) \times 10^{-3}$
Sato y Hansen (1979)	Visible 0.4-1.1 μm	$(1.8 \pm 0.4) \times 10^{-3}$
Buriez y de Bergh (1980)	1.1 μm	$(2.6 \pm 1.2) \times 10^{-3}$
Encrenaz y col.(1980)	Banda ν_4 de CH_4 en 8.5 μm	$< 2 \times 10^{-3}$
Gautier y Owen (1983)	IRIS Voyager (180-2500 cm^{-1})	$(2.18 \pm 0.18) \times 10^{-3}$
Bjoraker y col.(1986)	Banda $\nu_3-\nu_4$ de CH_4 en 5 μm	$(3 \pm 1) \times 10^{-3}$
Este trabajo	Visible 0.6-0.9 μm	1.8×10^{-3}

$(\text{C}/\text{H})_{\odot} = 4.7 \times 10^{-4}$ (Lambert, 1978)

TABLA VI-15

Referencia	Método de obtención	$[\text{NH}_3]/[\text{H}_2]$
Klein y Gulkis (1978)	Radio (1.25 cm)	2×10^{-4}
Sato y Hansen (1979)	Visible 0.4-1.1 μm	$(2.8 \pm 1.0) \times 10^{-4}$
Smith y col.(1980)	Visible 6451.1 \AA	2×10^{-4}
Marten y col.(1980)	Radio (1.35-21.3 cm) - IR (10 μm)	2×10^{-4}
Lindal y col.(1981)	Radio-ocultación Voyager	2.5×10^{-4}
Kunde y col.(1982)	IRIS Voyager (180-2500 cm^{-1})	$(1.78 \pm 0.89) \times 10^{-4}$
de Pater y Massie (1985)	Radio (1.3-20.5 cm)	$3.0-3.8 \times 10^{-5}$
Este trabajo	Visible 0.6-0.9 μm	1.4×10^{-4}

$(\text{N}/\text{H})_{\odot} = 9.8 \times 10^{-5}$ (Lambert, 1978)

general entre todos los valores, indicando una proporción de carbono de un factor 2 respecto al valor solar, lo que favorecería el modelo de Mizuno (1980).

Respecto a la razón $[\text{NH}_3]/[\text{H}_2]=2\text{N}/\text{H}$, las determinaciones existentes se encuentran en la tabla VI-15, en la que incluimos nuestro valor usando el modelo de referencia. Los valores mostrados se refieren a los obtenidos en la región atmosférica comprendida entre ~ 0.5 y ~ 1.5 bar, ya que la razón de mezcla no es constante con la altura. Por esta razón es difícil obtener una razón de mezcla global para este compuesto. Las distintas determinaciones oscilan entre valores del orden de 4 ó 5 veces menores que la razón solar (de Pater y Massie, 1985) y valores del mismo orden que la solar o ligeramente superiores (Lindal y col., 1981; Kunde y col., 1982) en el rango de presiones antes mencionado. Nuestro valor corresponde a una razón N/H que es un factor 1.4 menor que la razón solar, estando dentro del rango establecido por el resto de determinaciones experimentales.

VI-4.- DESCRIPCIÓN DEL MODELO RADIATIVO EN SATURNO. INTERPRETACIÓN DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES.

Los modelos de "scattering" para la atmósfera de Saturno han seguido un desarrollo paralelo a los de Júpiter, partiendo de las estructuras de nubes inferidas por Lewis (1969) y Weidenschilling y Lewis (1973). Dadas las menores temperaturas reinantes en la atmósfera de Saturno, el espesor de la nube es mucho mayor, estando la troposfera completamente ocupada por aerosoles y gas. Este hecho implica que hay que obtener, necesariamente, las funciones de transmisión y reflexión de dicha nube para cada frecuencia, lo que exige tiempos de cálculo muy grandes en los modelos. Con objeto de simplificar el problema, Baines (1983) ideó un procedimiento basado en la separación del gas de los aerosoles, considerando la extensa nube formada discretamente por capas conteniendo sólo gases o sólo aerosoles. Este procedimiento permite disminuir enormemente el tiempo de cálculo sin perder apenas precisión en el cálculo de las reflectividades planetarias.

La figura VI-18 constituye nuestro modelo de referencia de la atmósfera de Saturno, en la que puede apreciarse como la región comprendida entre ~ 0.2 y ~ 1.3 bar está separada en distintas capas conteniendo aerosoles o gas. Este mismo número de subdivisiones fue el que empleó Baines (1983), quien demostró que tal número era suficiente. Por debajo del nivel caracterizado por $p=1.3$ bar vamos a suponer la existencia de una nube semi-infinita, análogamente al caso de Júpiter. Esta estructura es muy similar a algunos modelos ya propuestos (Macy, 1977; Buriez y de Bergh, 1981), aunque aquí vamos a utilizar las últimas determinaciones correspondientes a parámetros espectroscópicos así como relacionados con el "scattering" producido por las partículas constituyentes de las nubes.

El perfil de temperatura que aparece en la figura es el obtenido por Lindal y col. (1985) a partir del análisis de las medidas de radio-ocultación realizadas mediante instrumentación a bordo de los Voyager 1 y 2. La atmósfera ha sido dividida en un total de 45 niveles caracterizados por una presión p_i y una temperatura T_i . Con objeto de obtener la abundancia de los gases en

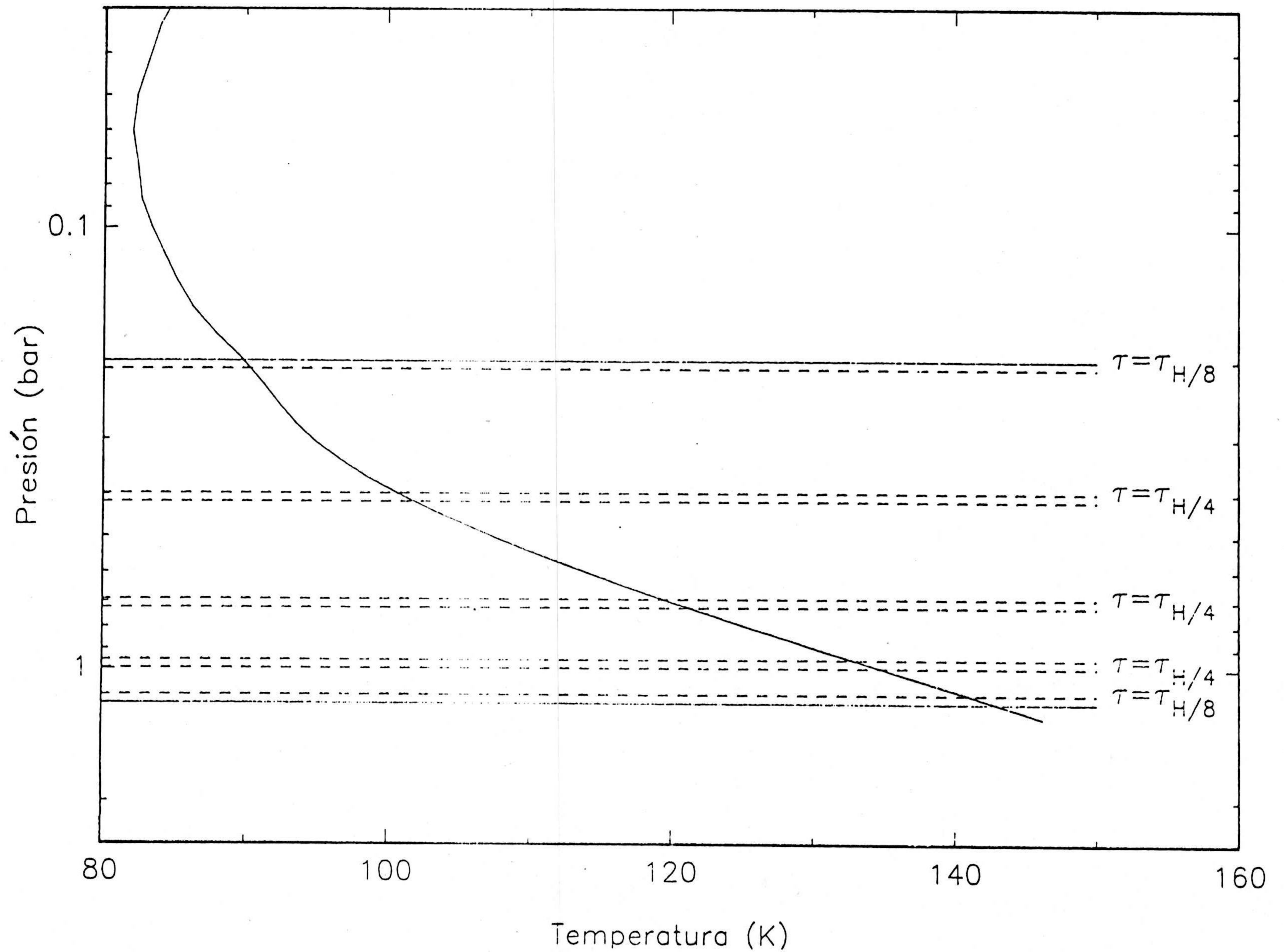


Fig. VI-18.- Estructura de la atmósfera de Saturno.

los distintos niveles de la atmósfera hemos usado un peso molecular medio \bar{m} , obtenido a partir de considerar unas razones de mezcla para el hidrógeno y helio de 0.94 y 0.06 respectivamente (Hanel y col., 1981). Hemos usado un valor para la aceleración de la gravedad de $g=905 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$, correspondiente al ecuador. Las razones de mezcla de los gases NH_3 y CH_4 van a constituir parámetros libres del modelo, a los que más adelante nos referiremos. El "scattering" de Rayleigh se ha considerado en la forma descrita en el capítulo III.

La función de fase de las partículas ha sido tomada de la obtenida por Tomasko y col. (1980), en el análisis de las medidas de fotometría y polarimetría en la región roja ($0.64 \mu\text{m}$) llevadas a cabo por el Pioneer 11. Esta función de fase es representable analíticamente por una función de Henyey-Greenstein de dos términos, como en el caso de Júpiter. Los valores de los parámetros h_1 , h_2 y f_1 son 0.58, -0.20 y 0.67, respectivamente. Esta función de fase se muestra en la figura VI-19, junto con la correspondiente a las nubes de NH_3 de Júpiter. Como puede apreciarse, el "scattering" en la dirección $\theta=0^\circ$ es mucho menos eficiente en Saturno que en Júpiter. El número de términos usado para el desarrollo en serie de la intensidad ha sido de 8, siendo 10 el número de divisiones de Gauss utilizado para realizar las integraciones. Hemos realizado los cálculos suponiendo unas condiciones de fase nulas.

Los parámetros asociados al "scattering" por partículas restantes, como la profundidad óptica y el albedo de las partículas constituyen parámetros libres que vamos a tratar de determinar.

De una forma análoga a como hicimos en Júpiter, los parámetros asociados al continuo van a suponerse constantes en todo el rango espectral considerado ($0.6\text{-}1 \mu\text{m}$).

La tabla VI-16 muestra los valores de los parámetros de referencia del modelo que hemos establecido como parámetros libres. Veamos como este conjunto de parámetros proporciona el mejor ajuste a los diferentes observables en la región espectral considerada.



TABLA VI-16

Parámetro	Valor nominal
ω_{inf}	0.990
τ_h	6.5
ω_h	0.989
$[\text{CH}_4]/[\text{H}_2]$	2.1×10^{-3}
$[\text{NH}_3]/[\text{H}_2]$	$1.2 \times 10^{-5*}$

(*) En el nivel $p=1$ bar

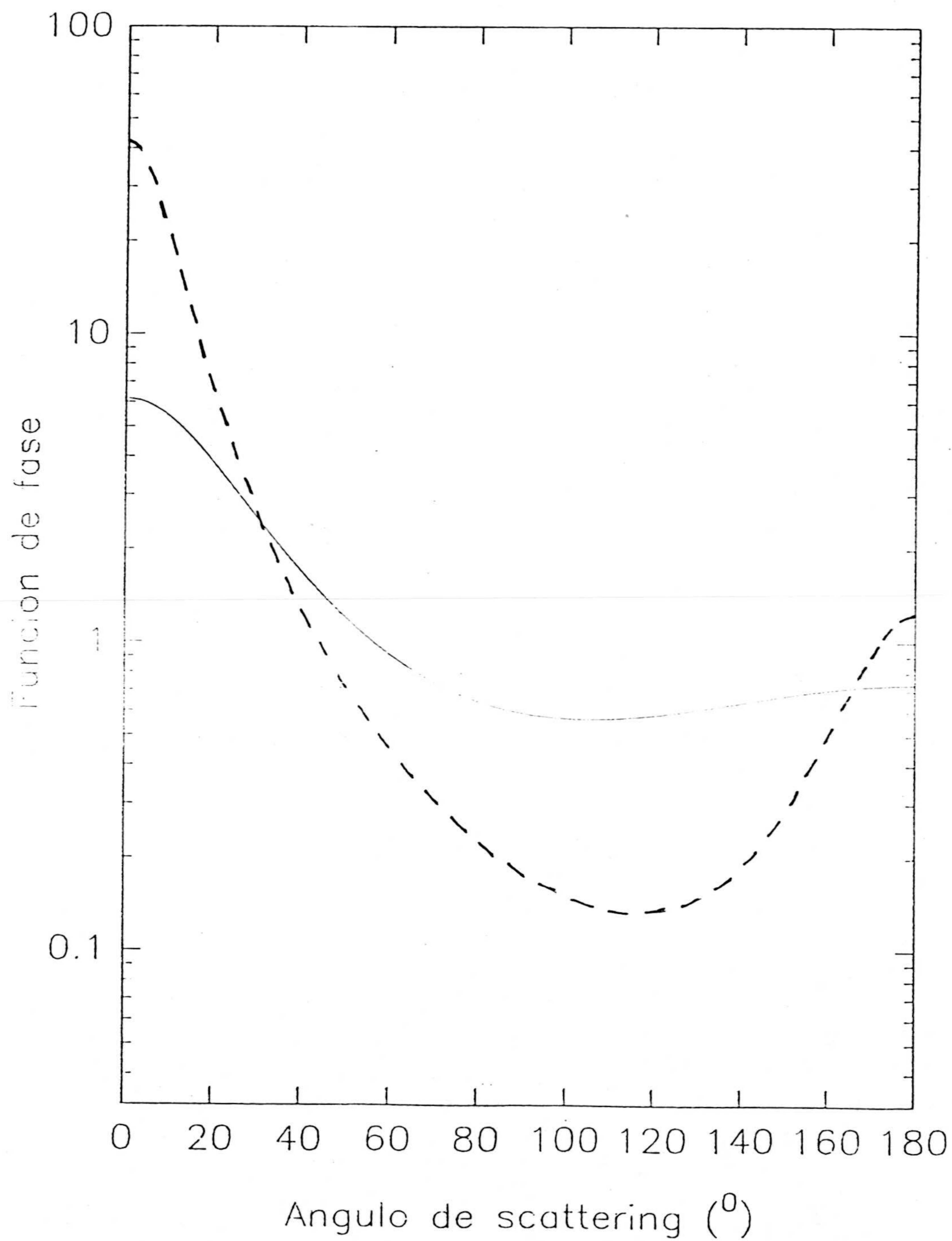


Fig. VI-19.- Funciones de fase de las partículas constituyentes de las nubes de Júpiter (- - - -) y Saturno (—).

Los resultados obtenidos mediante el modelo de referencia se muestran en la figura VI-20, y las figuras VI-21 a VI-24 presentan la comparación del modelo con los resultados experimentales. Según se aprecia en la figura VI-21, el acuerdo entre los resultados experimentales y el modelo en lo que se refiere a las medidas de reflectividad en función del coeficiente de absorción del CH_4 es muy bueno. El coeficiente de Minnaert obtenido es de 0.9, con lo que también el modelo explica el comportamiento no lambertiano del perfil de reflectividad. La figura VI-22 muestra los ajustes a las dos líneas cuadrupolares $S_4(0)$ y $S_4(1)$. En ambos casos el acuerdo es algo marginal, aunque el ajuste no puede ser mejor, ya que la modificación de cualquier parámetro del modelo tendería a proporcionar un peor ajuste en una de las líneas para mejorar el ajuste en la otra. Por otra parte, el modelo proporciona unos valores que se sitúan dentro del rango de las determinaciones experimentales realizadas por otros autores. Respecto a las líneas de la banda (3-0), el modelo proporciona unos valores de 42.5 y 53.9 mÅ en el centro del disco para las líneas $S_3(0)$ y $S_3(1)$, respectivamente. Los valores experimentales tienen unos valores muy próximos a éstos.

En la figura VI-23 mostramos los resultados experimentales referentes a la variación de las anchuras equivalentes de la banda de CH_4 centrada en 6190 Å y la línea del mismo compuesto centrada en 6818.9 Å. En ambos casos se muestra el efecto de reducir en un factor 2 la razón de mezcla respecto al valor nominal. Para la banda de absorción, el acuerdo entre los resultados experimentales y el modelo es bueno para uno de los conjuntos de medidas (Sep/85), siendo relativamente marginal para el otro conjunto (Mayo/86). La mayoría de las determinaciones experimentales tienden a favorecer una razón de mezcla mayor que la que hemos establecido como nominal. Estos hechos nos llevan a concluir para la razón de mezcla de CH_4 un valor de $(1.7 \pm 0.3) \times 10^{-3}$.

En cuanto a las medidas referentes al NH_3 , la figura VI-24 presenta los resultados obtenidos para la banda centrada en 6450 Å y la línea centrada en 6457.1 Å. En este caso las medidas referentes a la banda de absorción tienden a favorecer una razón de mezcla más alta en un factor 2 para el NH_3 , en cuyo caso el acuerdo del modelo y las medidas experimentales es

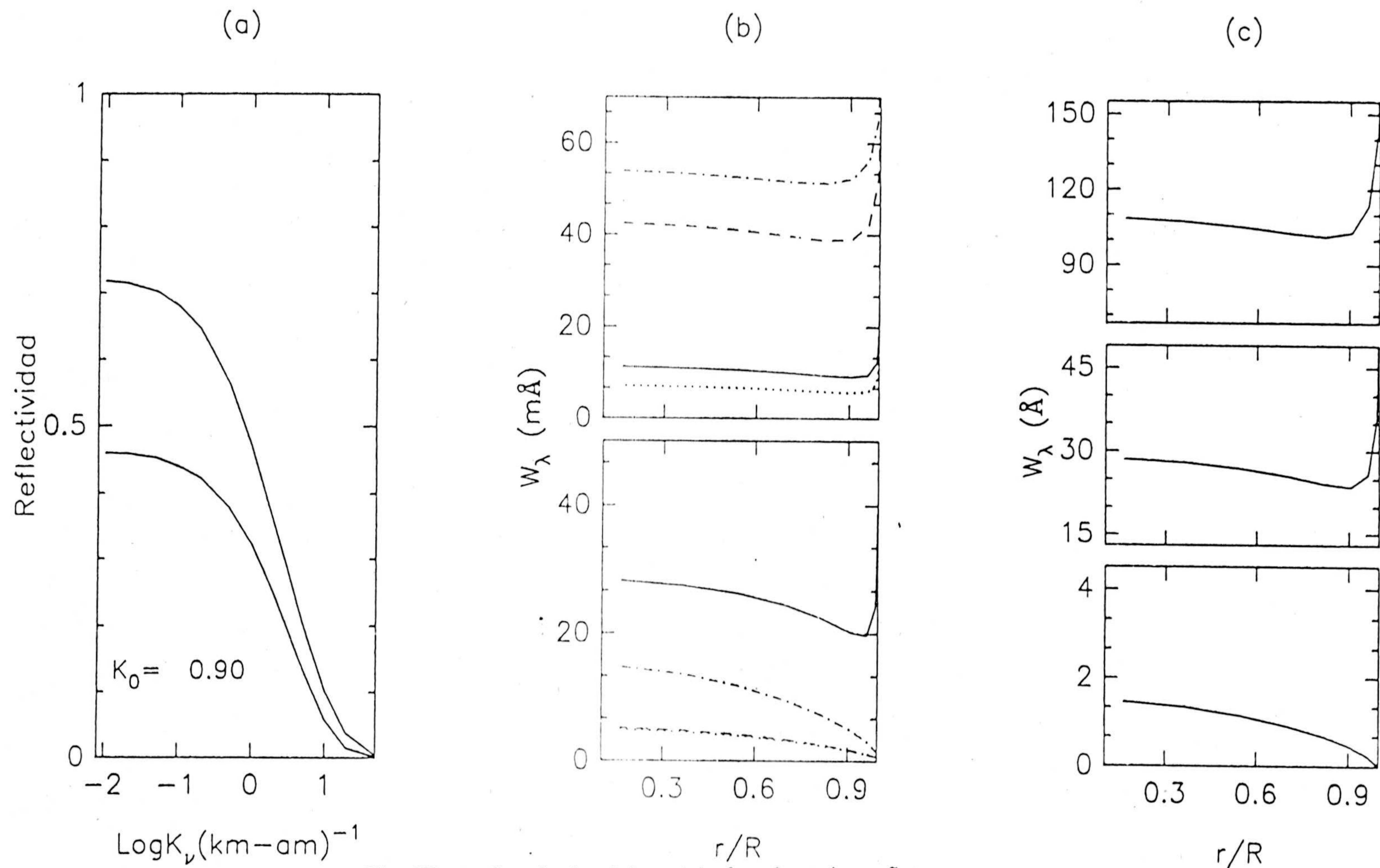


Fig. VI-20.- Resultados del modelo de referencia en Saturno.

(a) Variación de reflectividad en función del coeficiente de absorción del CH_4 . La curva superior corresponde al centro del disco y la inferior al limbo ($r/R=0.9$).

(b) Variación centro-limbo de las líneas de absorción. La parte superior corresponde a las líneas cuadrupolares del H_2 : — $\text{S}_4(1)$ -6367 Å; ... $\text{S}_4(0)$ -6435 Å; - · - · - $\text{S}_3(0)$ -8152.9 Å; - - - $\text{S}_3(1)$ -8274.9 Å. La parte inferior corresponde a las líneas de CH_4 y NH_3 : — CH_4 -6818.9 Å; - · - · - NH_3 -6457.1 Å; - - - NH_3 -6460.5 Å; ... NH_3 -6452.1 Å.

(c) Variación centro-limbo de las bandas de absorción de CH_4 y NH_3 . Parte superior, CH_4 -7250 Å. Parte central, CH_4 -6190 Å. Parte inferior, NH_3 -6450 Å.

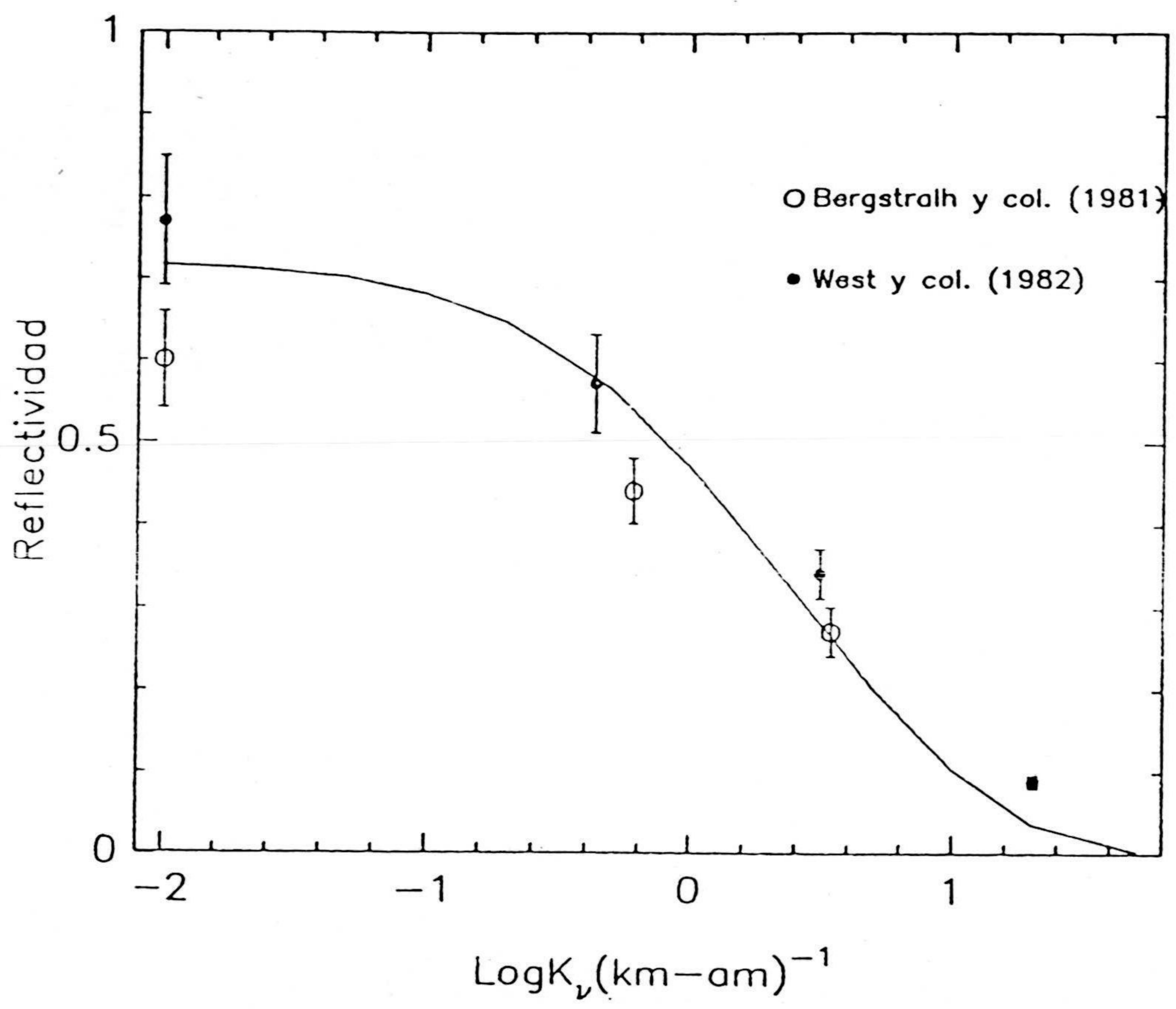


Fig. VI-21

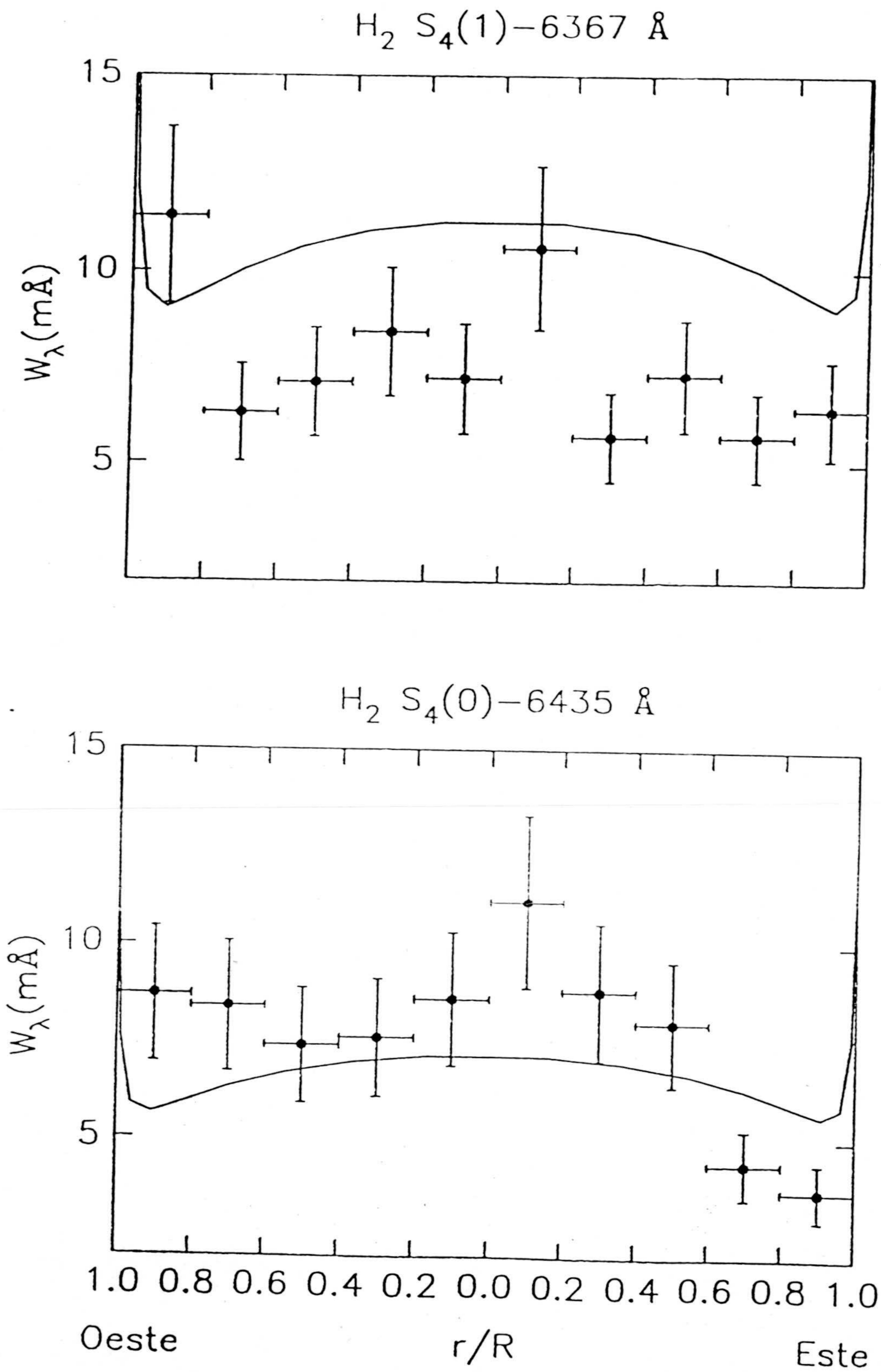


Fig. VI-22.- Variación centro limbo de las anchuras equivalentes de las líneas cuadrupolares de H_2 de la banda (4-0). Los puntos corresponden a nuestras determinaciones experimentales. Las líneas continuas corresponden al modelo.

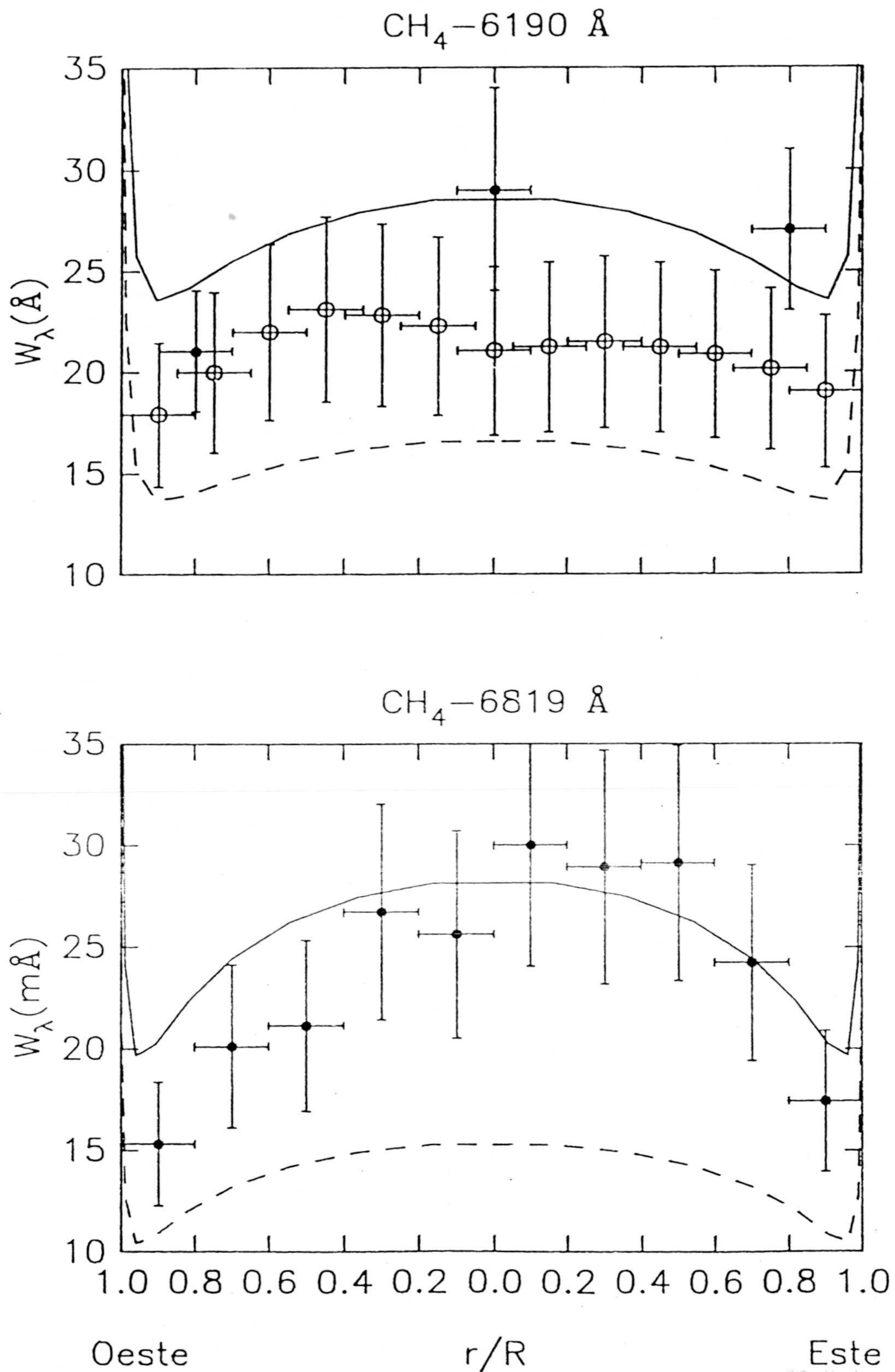


Fig. VI-23.- Variación centro-limbo de las anchuras equivalentes de la banda CH₄-6190 Å y la línea 6818.9 Å del CH₄. — [CH₄]/[H₂] = 2.1 × 10⁻³; - - - [CH₄]/[H₂] = 1.05 × 10⁻³. En la parte superior, • corresponden a los datos de Sept/85 y los o, al periodo de Mayo/86.

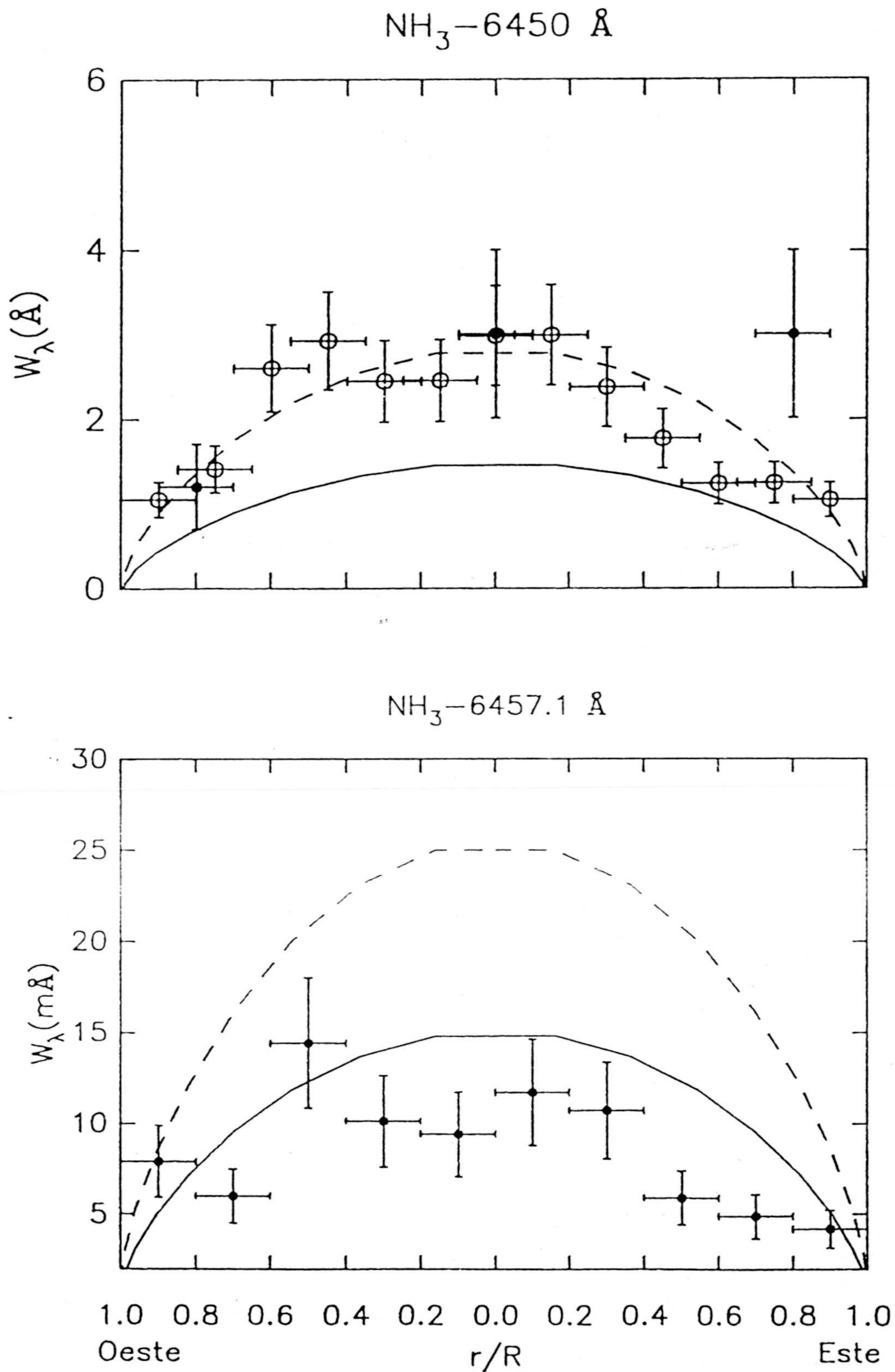


Fig. VI-24.- Variación centro-limbo de las anchuras equivalentes de la banda NH₃-6450 Å y la línea 6457.1 Å del CH₄. — $[NH_3]/[H_2] = 10^{-5}$ ($p=1$ bar); - - - $[NH_3]/[H_2] = 2 \times 10^{-5}$ ($p=1$ bar). En la parte superior, • corresponden a los datos de Sept/85 y los o, al periodo de Mayo/86.

excelente, al contrario de lo que ocurre para la línea de absorción, en cuyo caso se favorecería una razón de mezcla ligeramente menor que la del modelo de referencia. Respecto al resto de medidas experimentales, existen medidas de la banda que establecen una anchura equivalente de $\sim 1 \text{ \AA}$, lo que estaría de acuerdo con el modelo nominal. Esto nos lleva a aceptar un valor de compromiso para la razón de mezcla del NH_3 del $(1.5 \pm 0.5) \times 10^{-5}$ en regiones próximas al nivel cuya presión es de $\sim 1 \text{ bar}$.

Una vez establecidos los parámetros del modelo de referencia, veamos cual es, en este caso, la respuesta del modelo a los cambios en los distintos parámetros que hemos elegido como variables. Esta información la usaremos posteriormente en el estudio de las posibles variaciones latitudinales y temporales en la atmósfera.

1.- Efecto de variación de ω_∞ .

La disminución de este parámetro hace disminuir tanto a las anchuras equivalentes de las bandas y líneas de absorción como a las reflectividades (véase figura VI-25). También afecta al coeficiente de Minnaert, que tiende a aumentar cuando lo hace ω_∞ . Afecta drásticamente en las anchuras equivalentes de las líneas y bandas del amoníaco, y en mucha menor medida en las de los demás compuestos. Las líneas y bandas más débiles se ven más afectadas por las variaciones del parámetro que las más fuertes.

2.- Efecto de variación de τ_H .

El cambio en este parámetro no afecta prácticamente a la reflectividad en el continuo, ni tampoco al coeficiente de Minnaert. Su efecto es, sin embargo, muy notable en las anchuras equivalentes de bandas y líneas de absorción, que tienden a disminuir cuando τ_H aumenta, sobre todo en el caso de las de amoníaco (figura VI-26).

3.- Efecto de variación de ω_H .

La variación en este parámetro provocaría grandes cambios en la reflectividad, así como en el coeficiente de Minnaert, en ambos casos aumentando

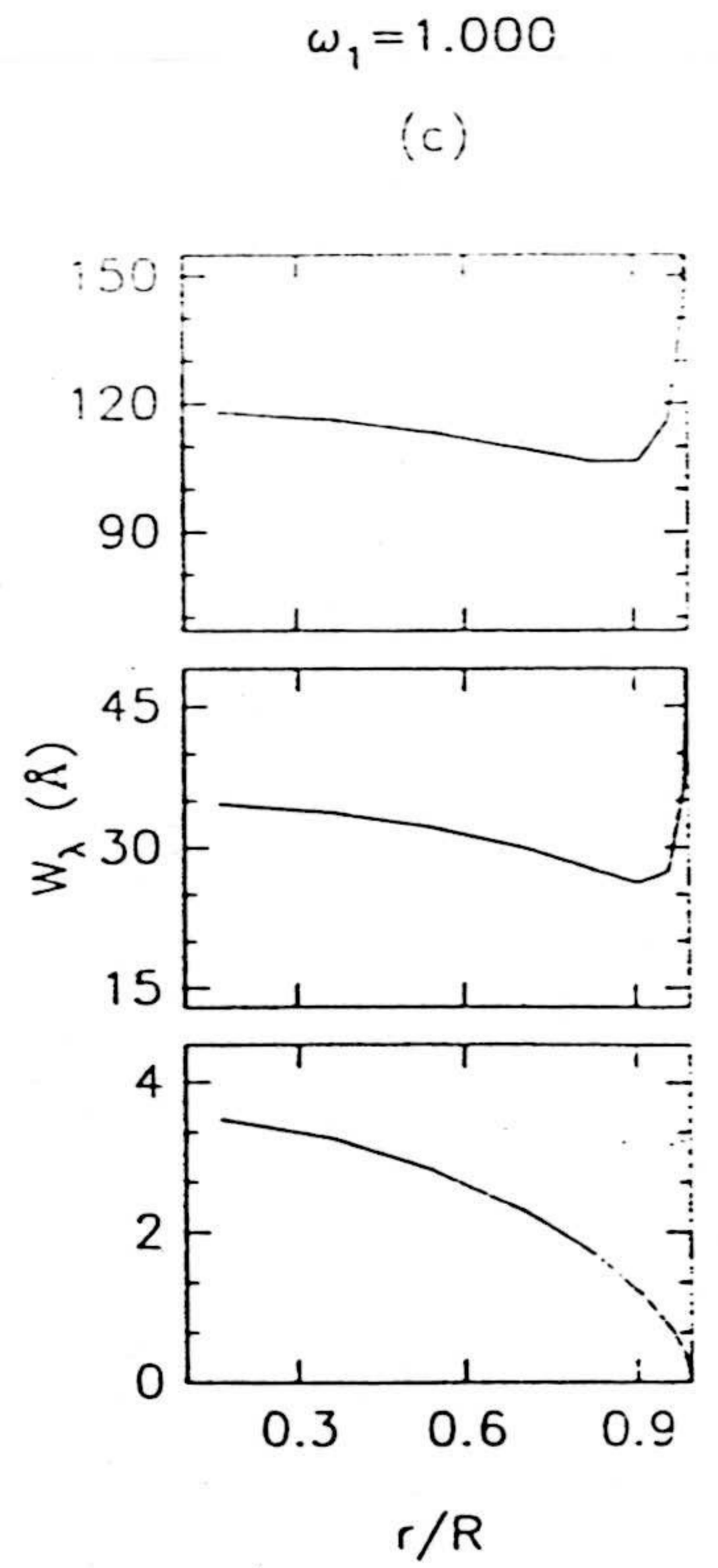
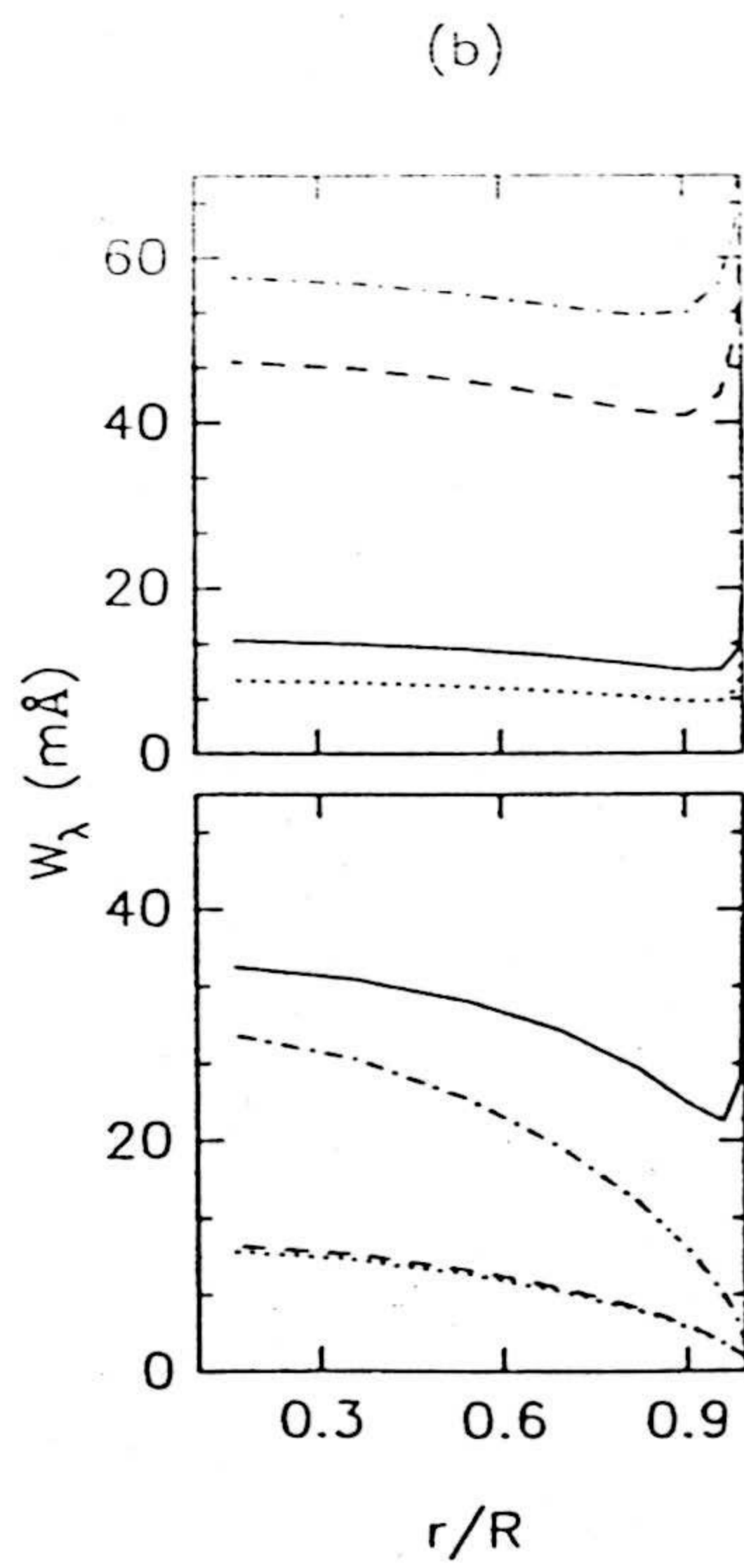
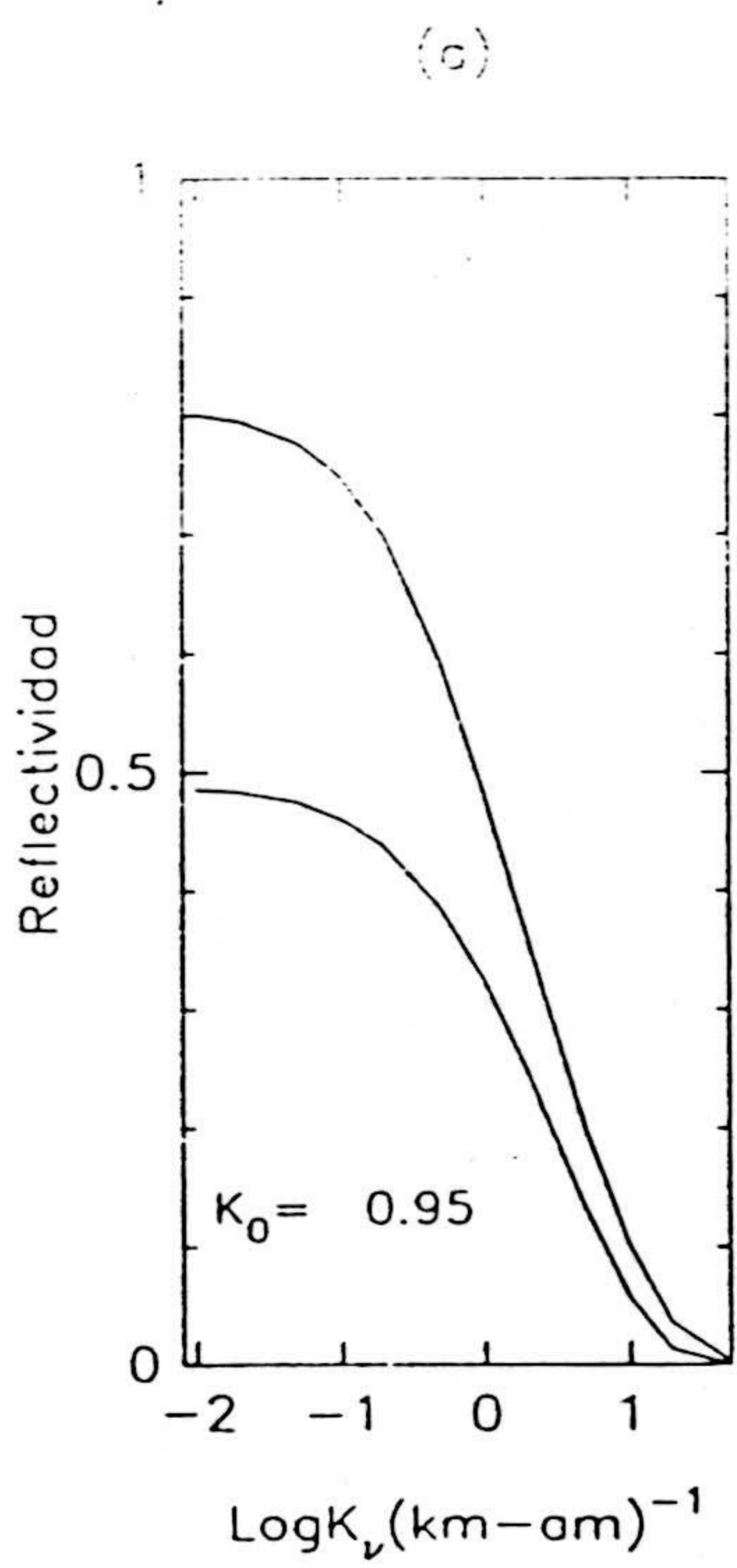
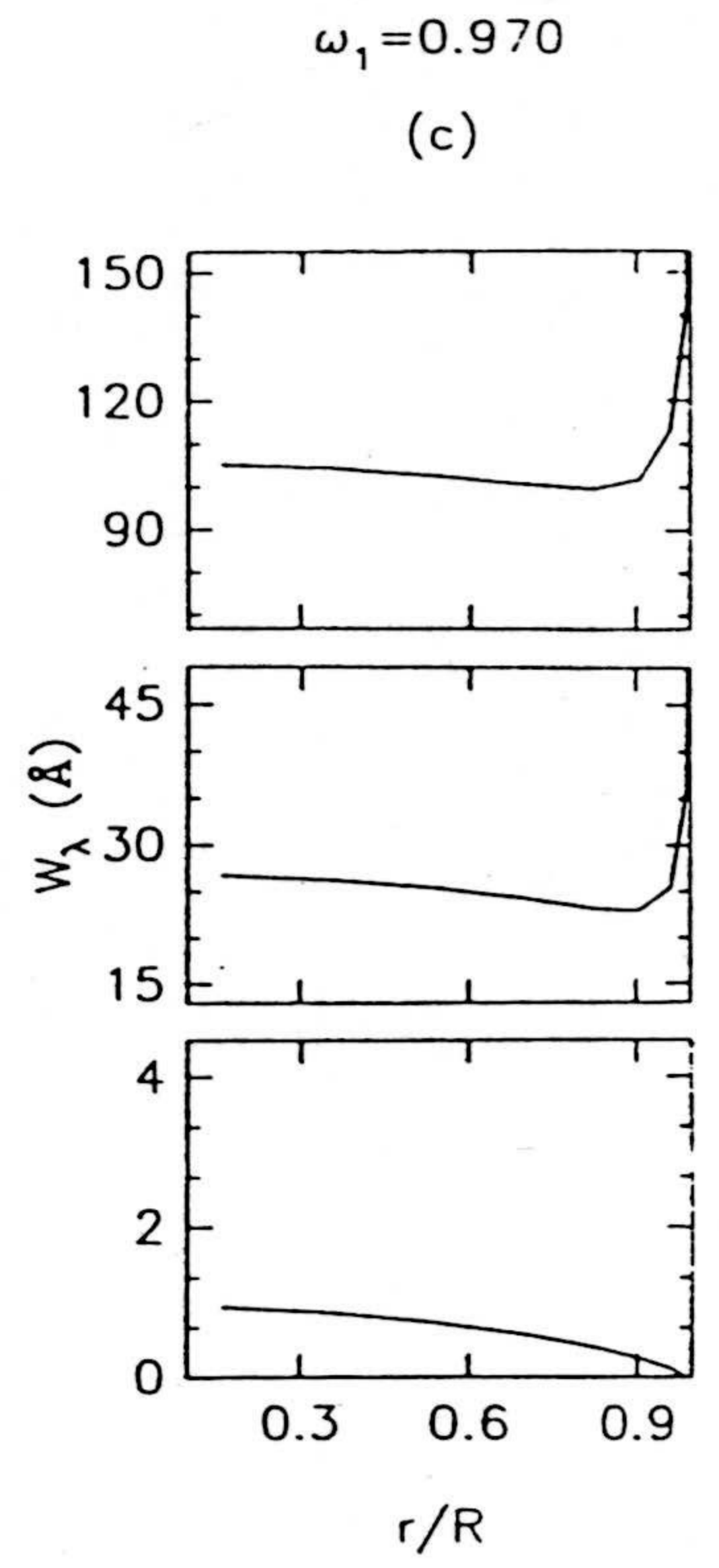
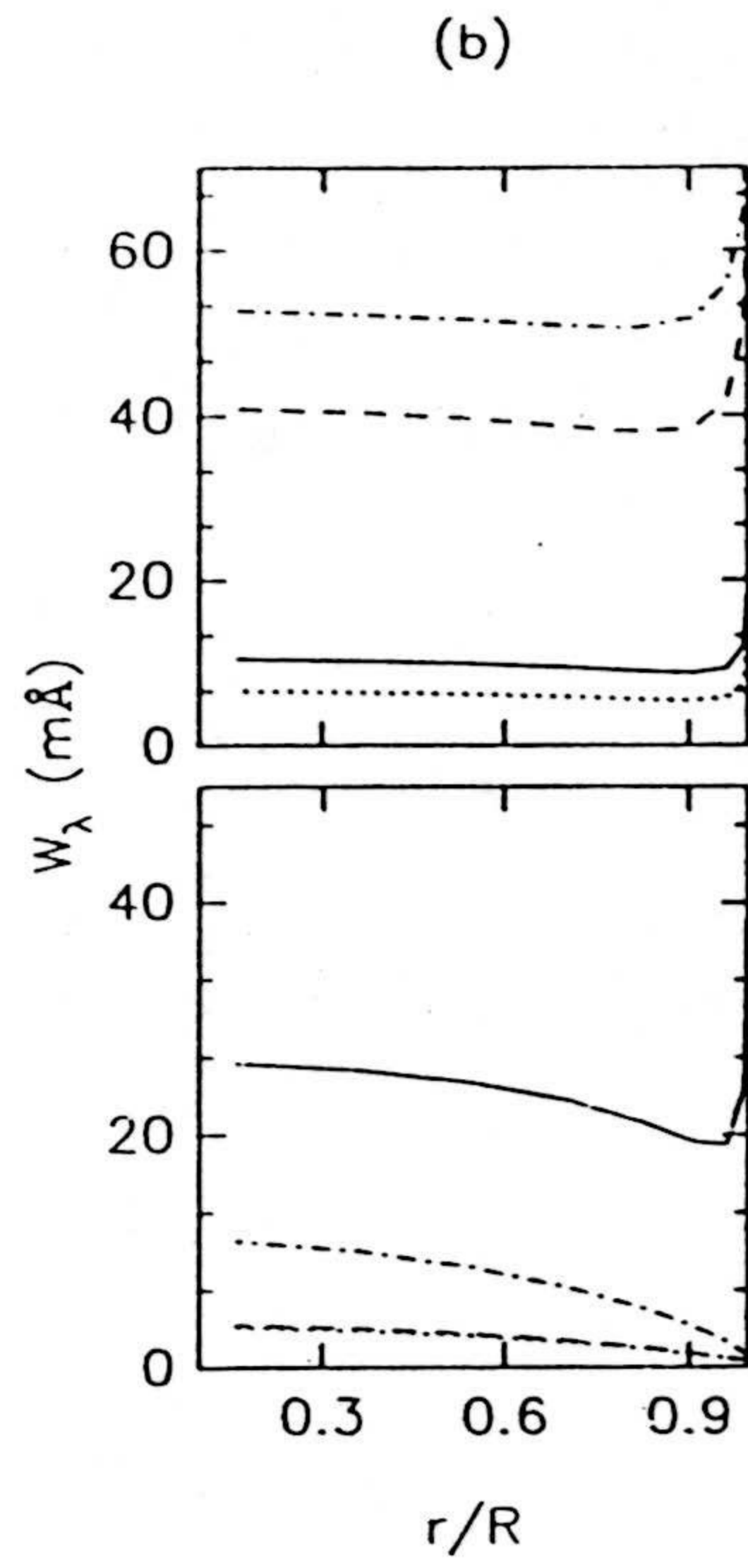
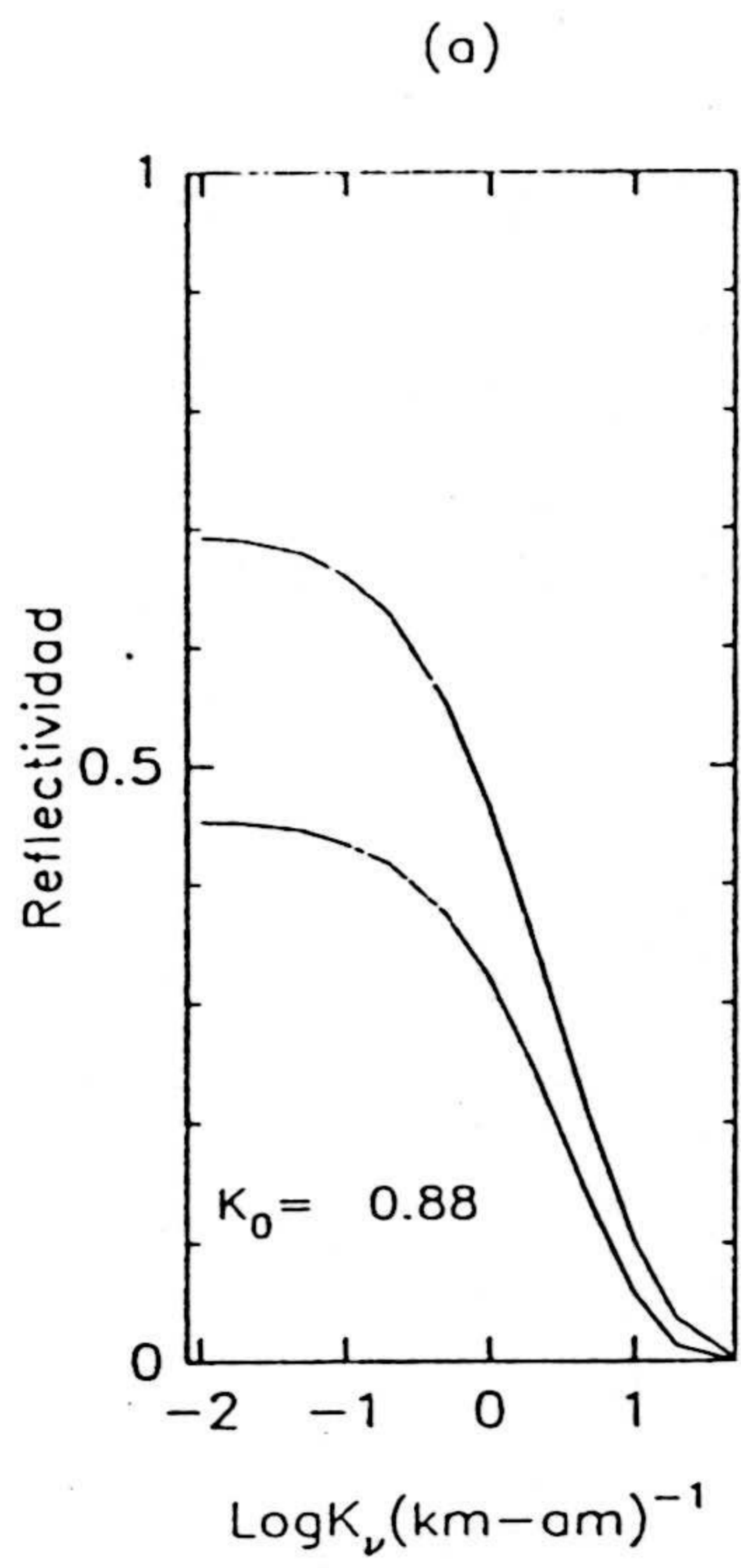


Fig. VI-25.- Efecto de variación de ω_∞ (ω_1).

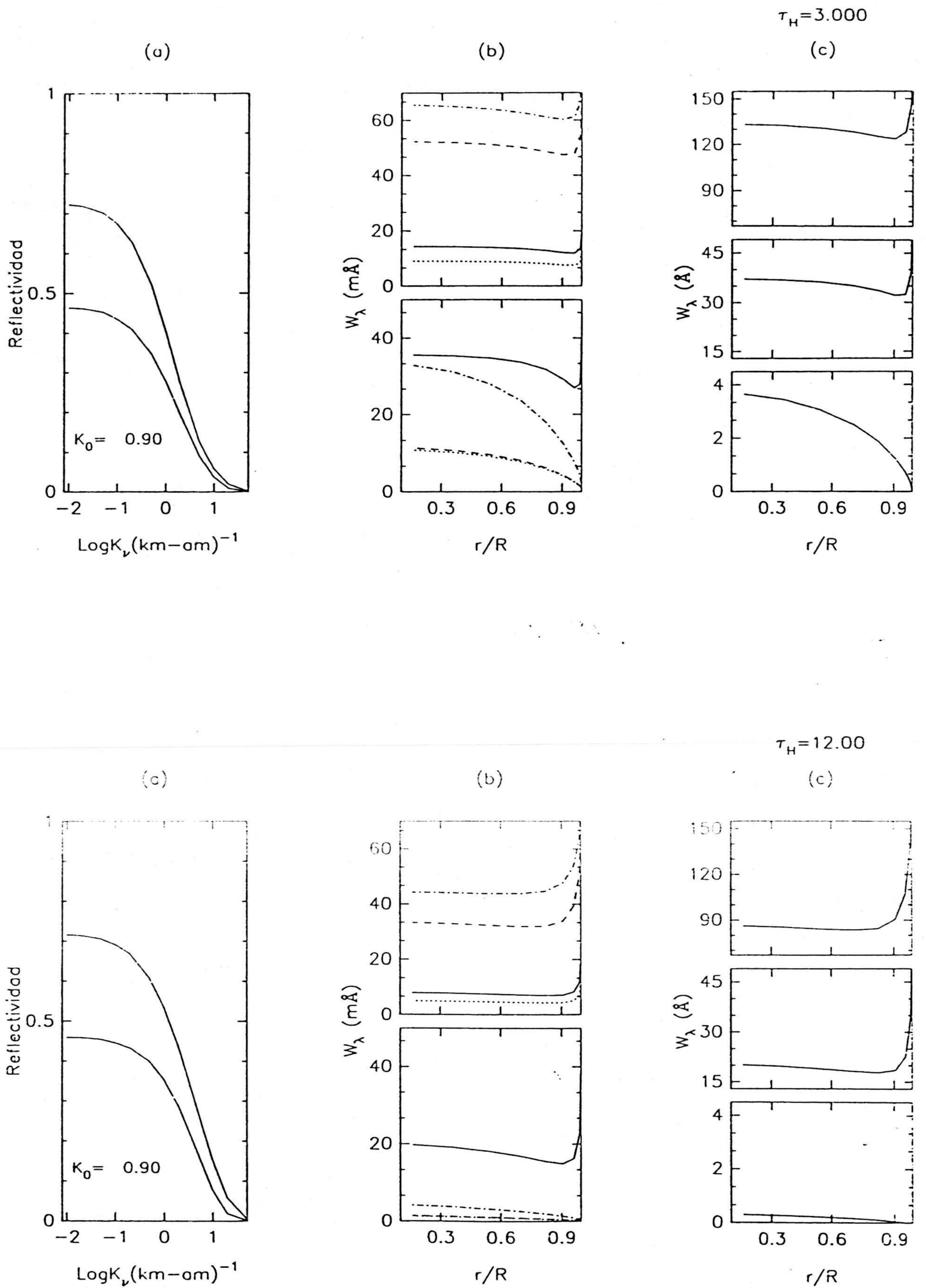


Fig. VI-26.- Efecto de variación de τ_H .

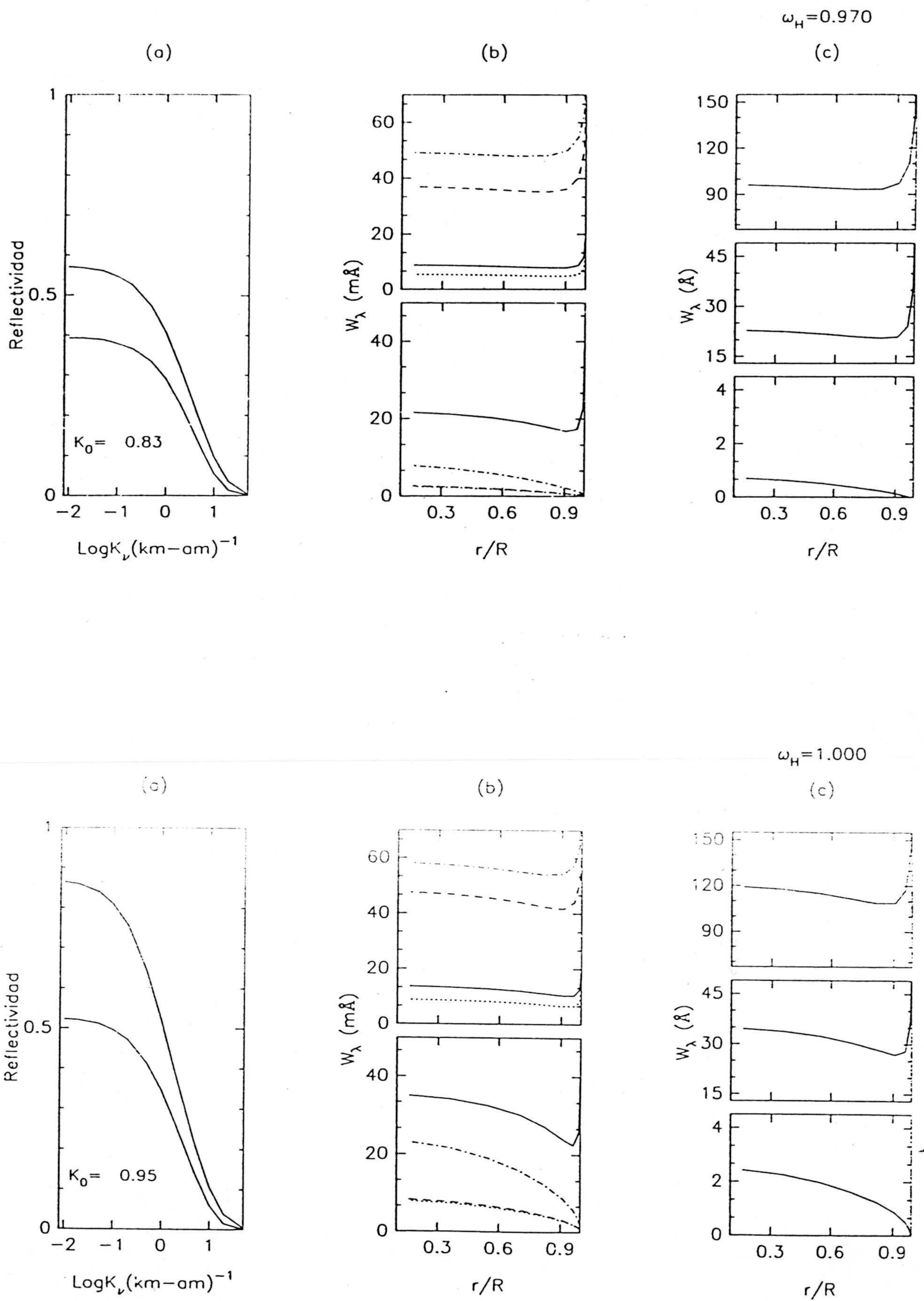


Fig. VI-27.- Efecto de variación de ω_H .

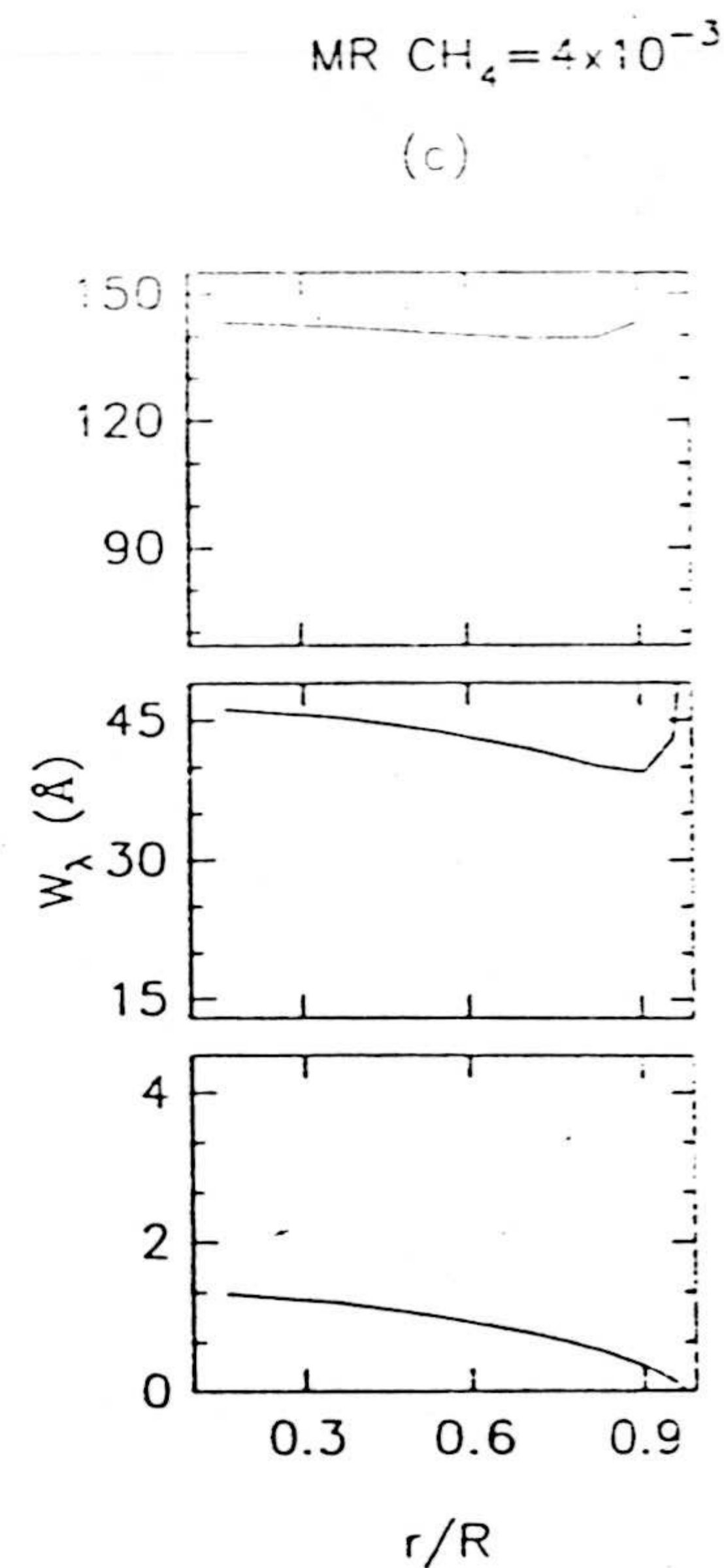
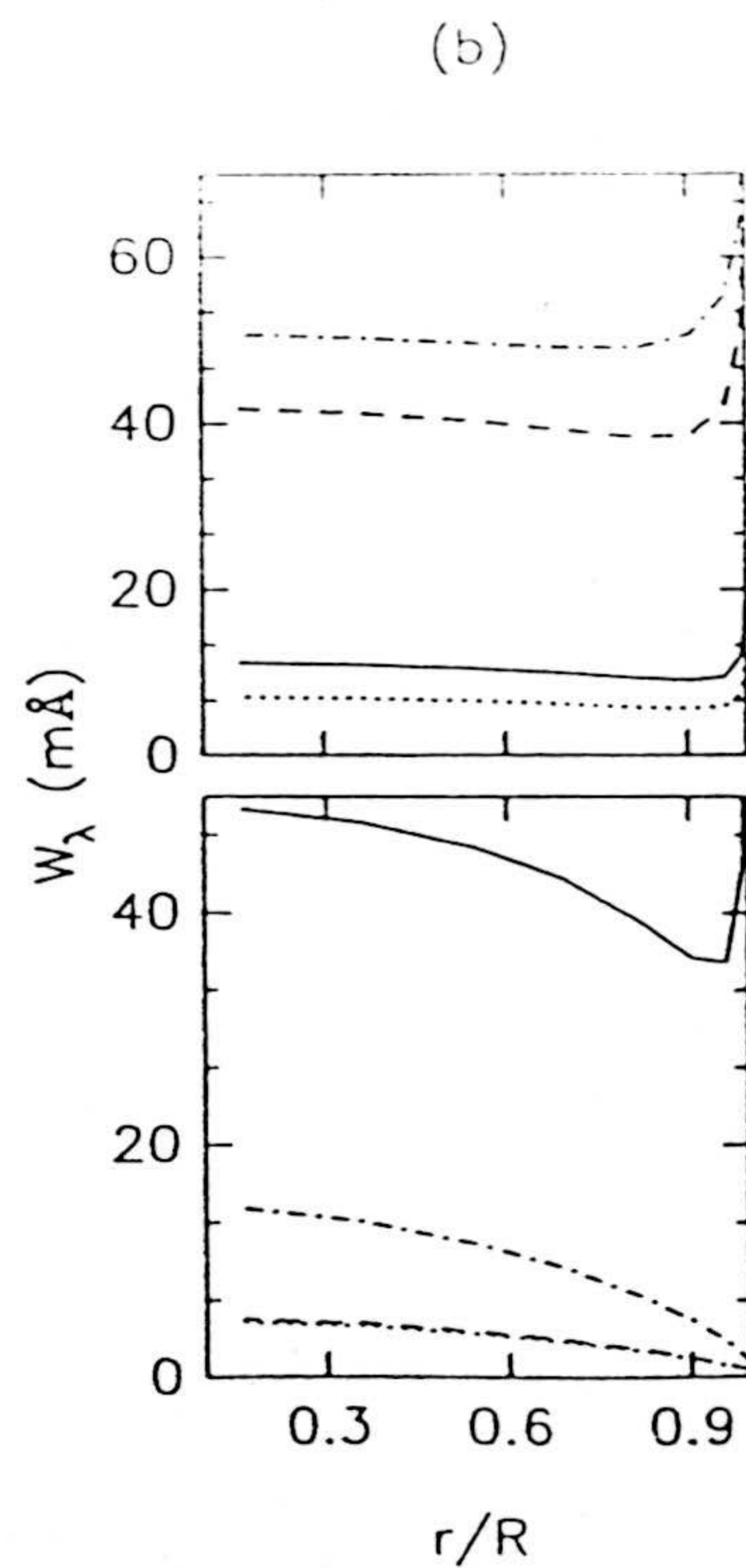
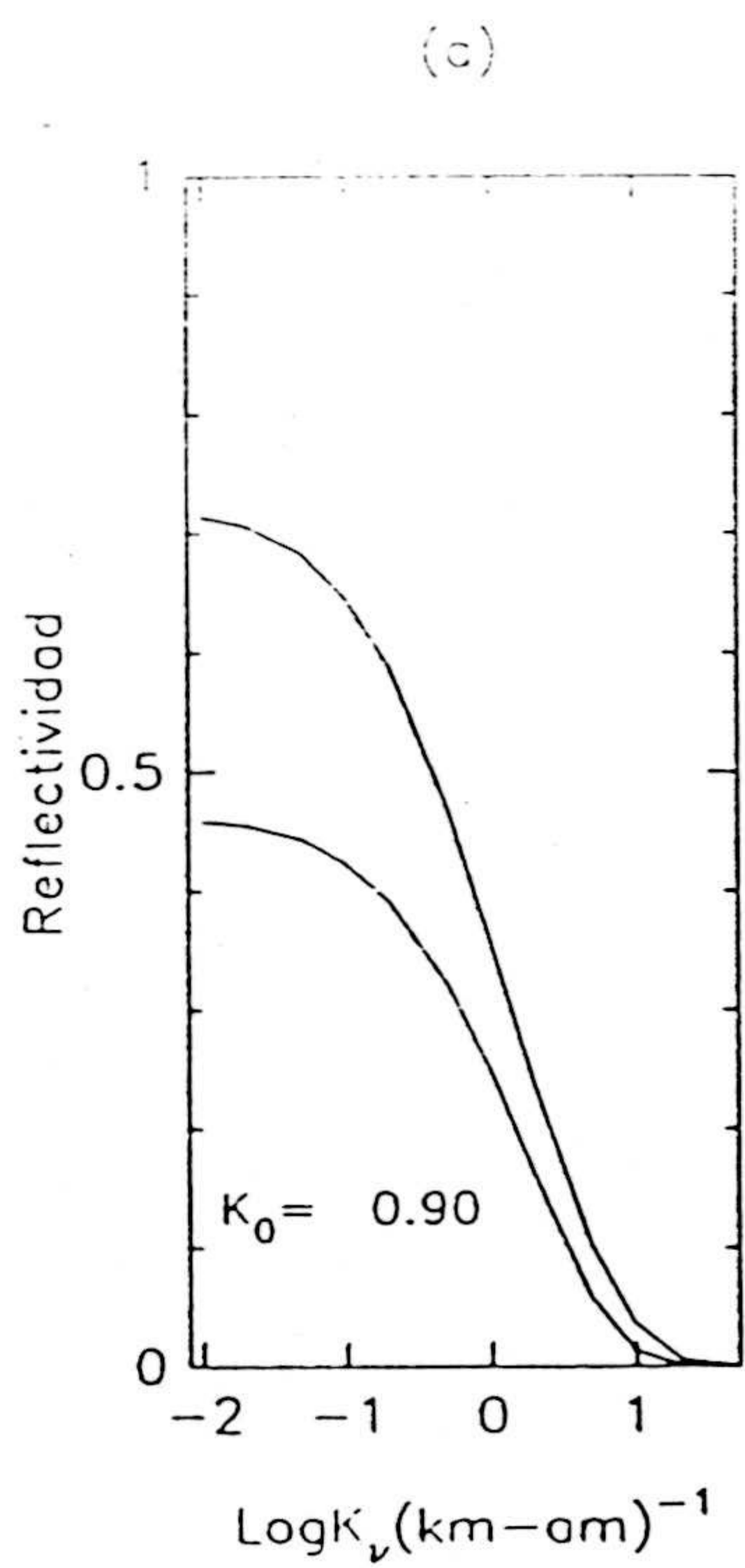
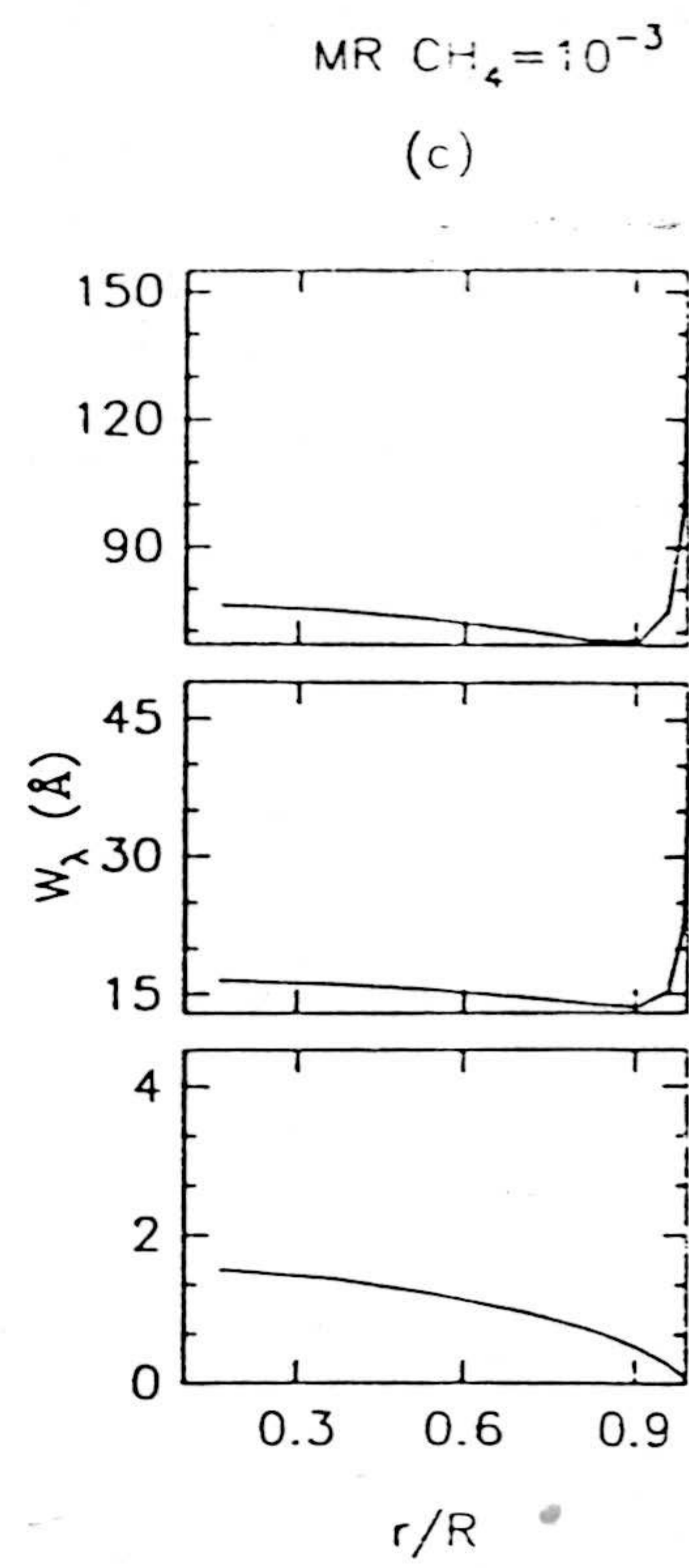
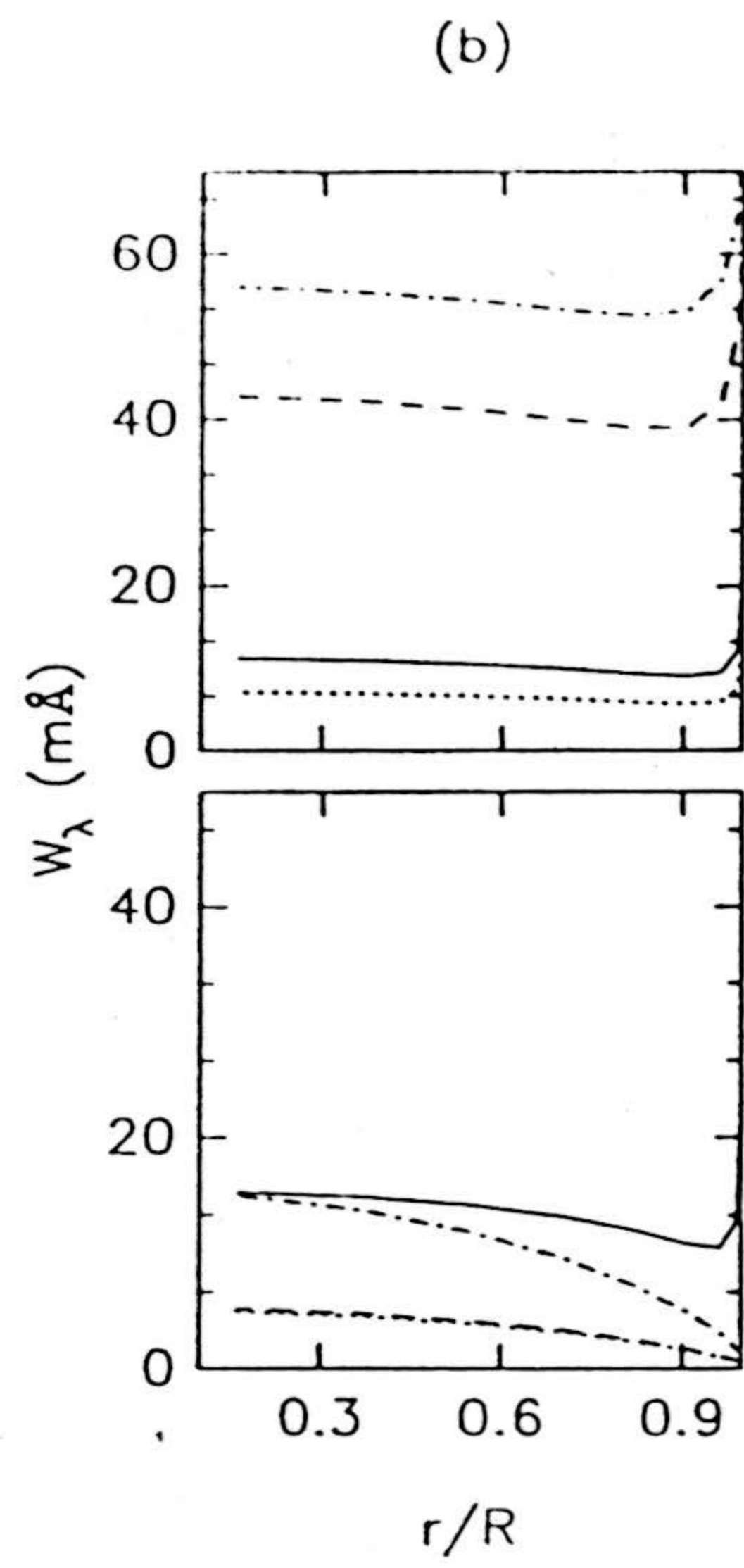
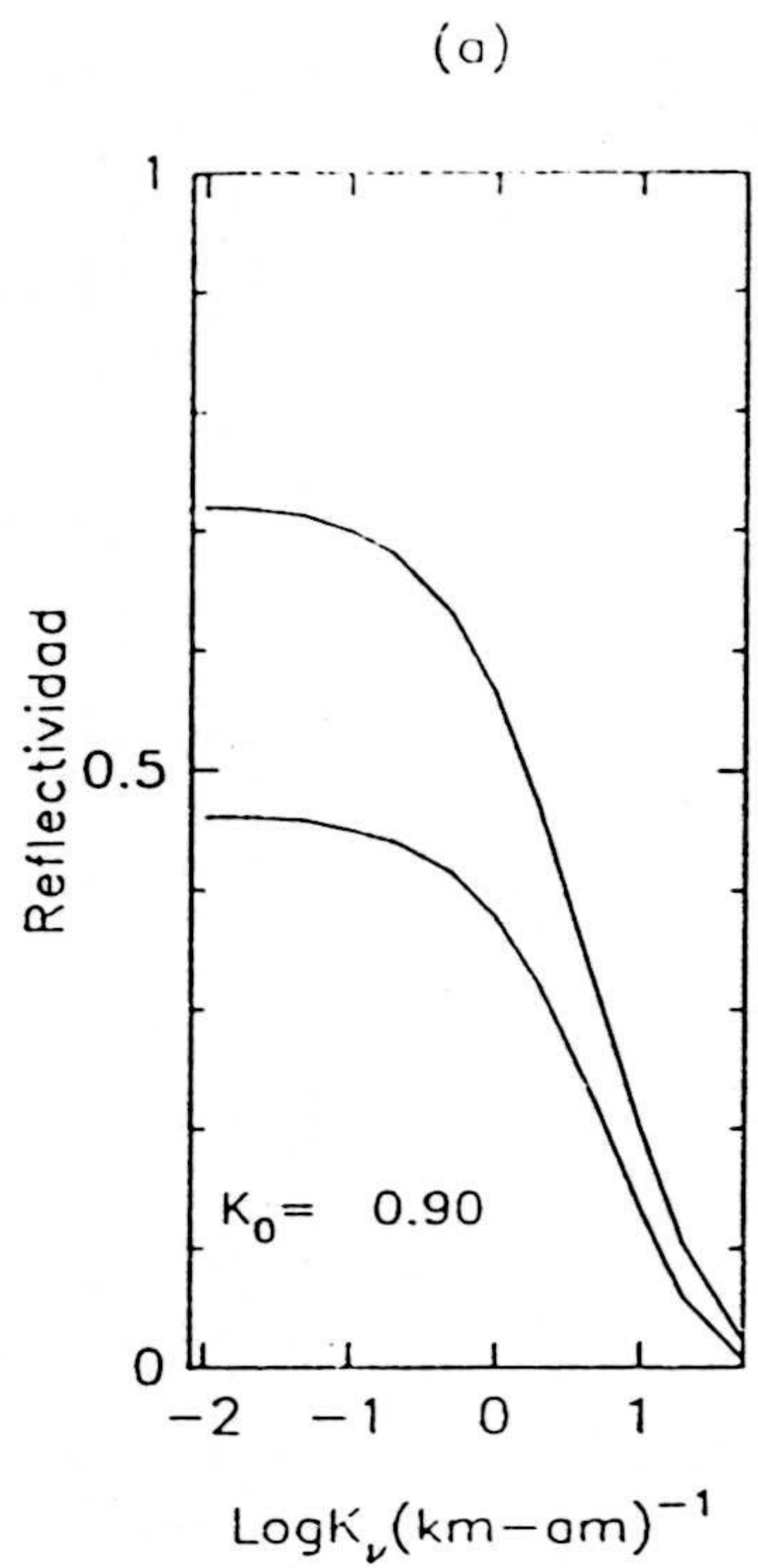


Fig. VI-28.- Efecto de variación de $[\text{CH}_4]$.

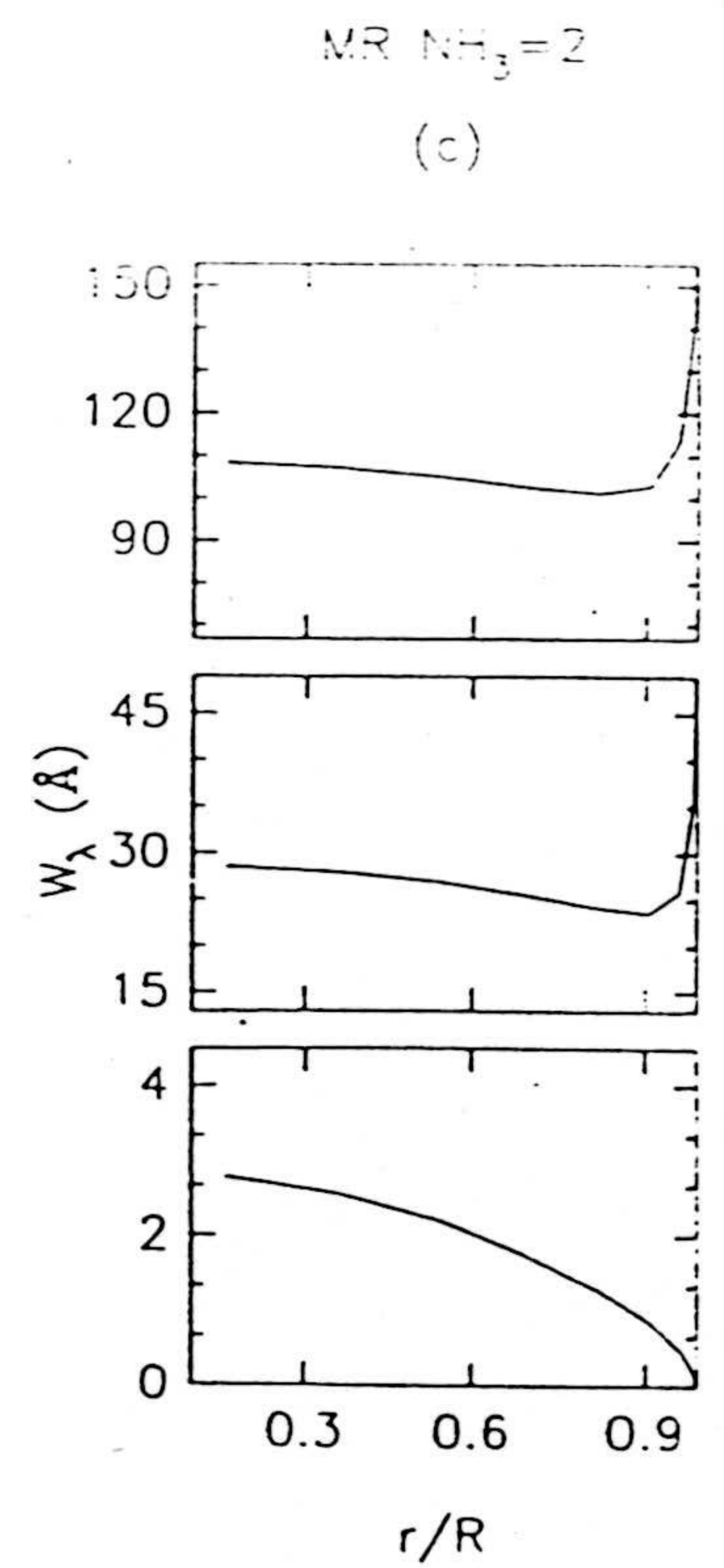
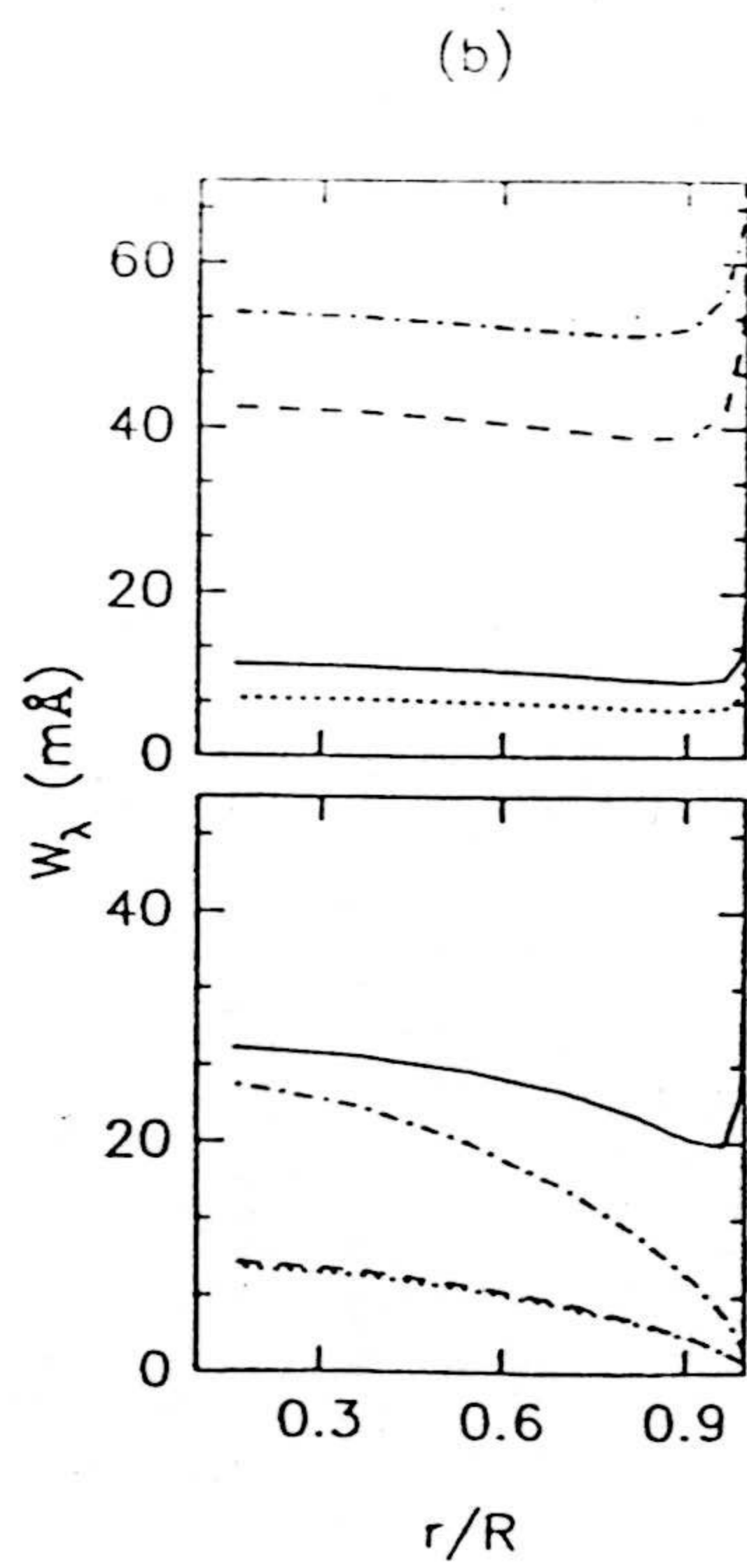
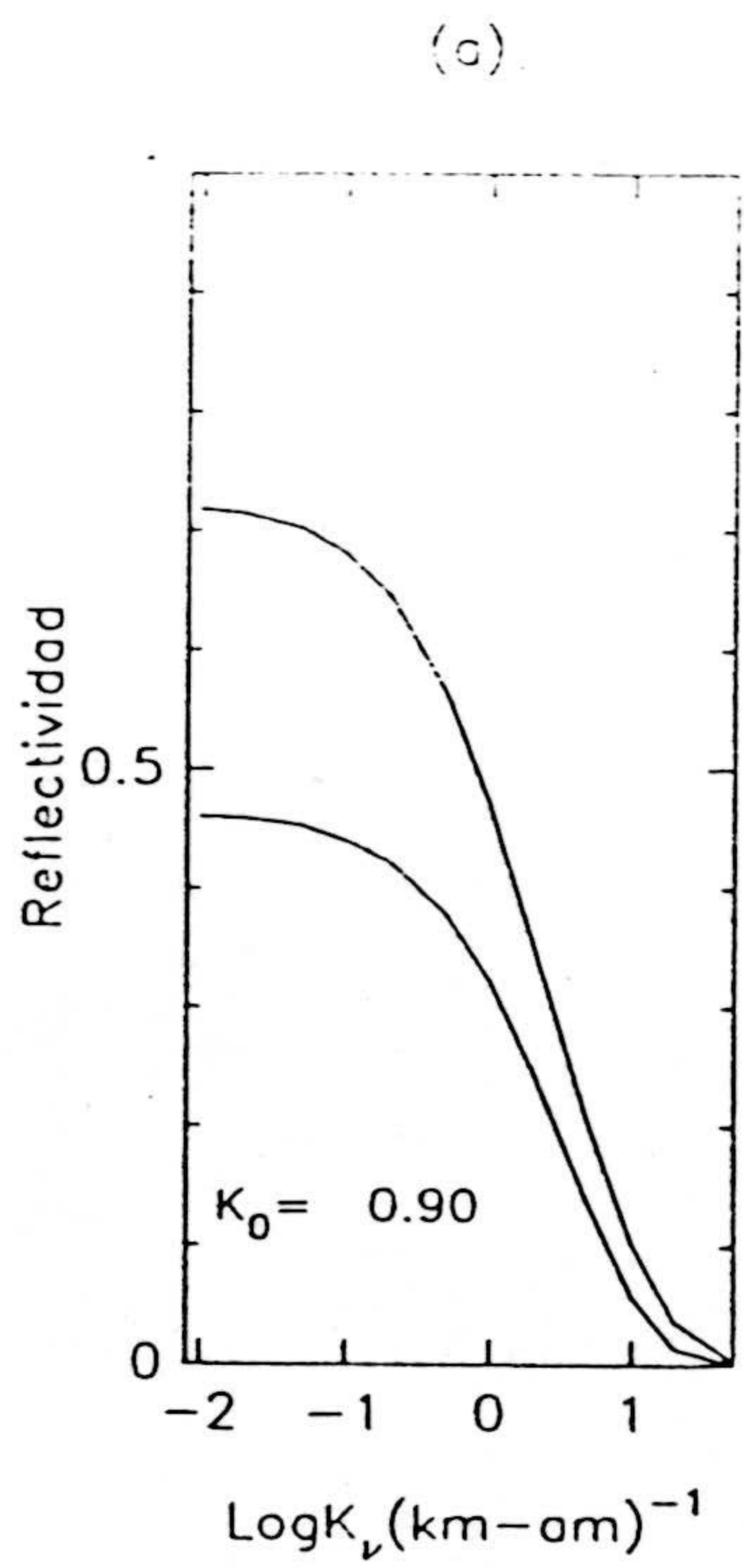
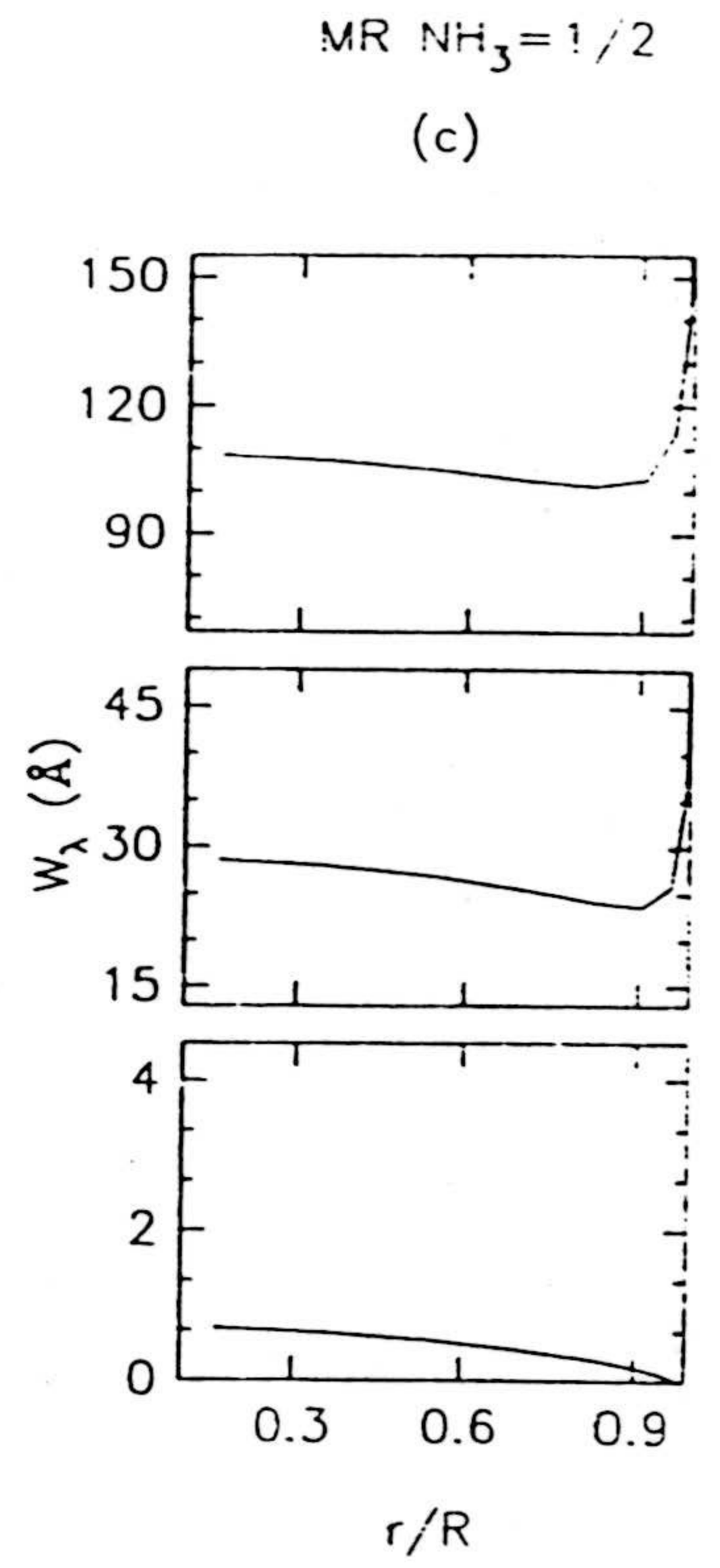
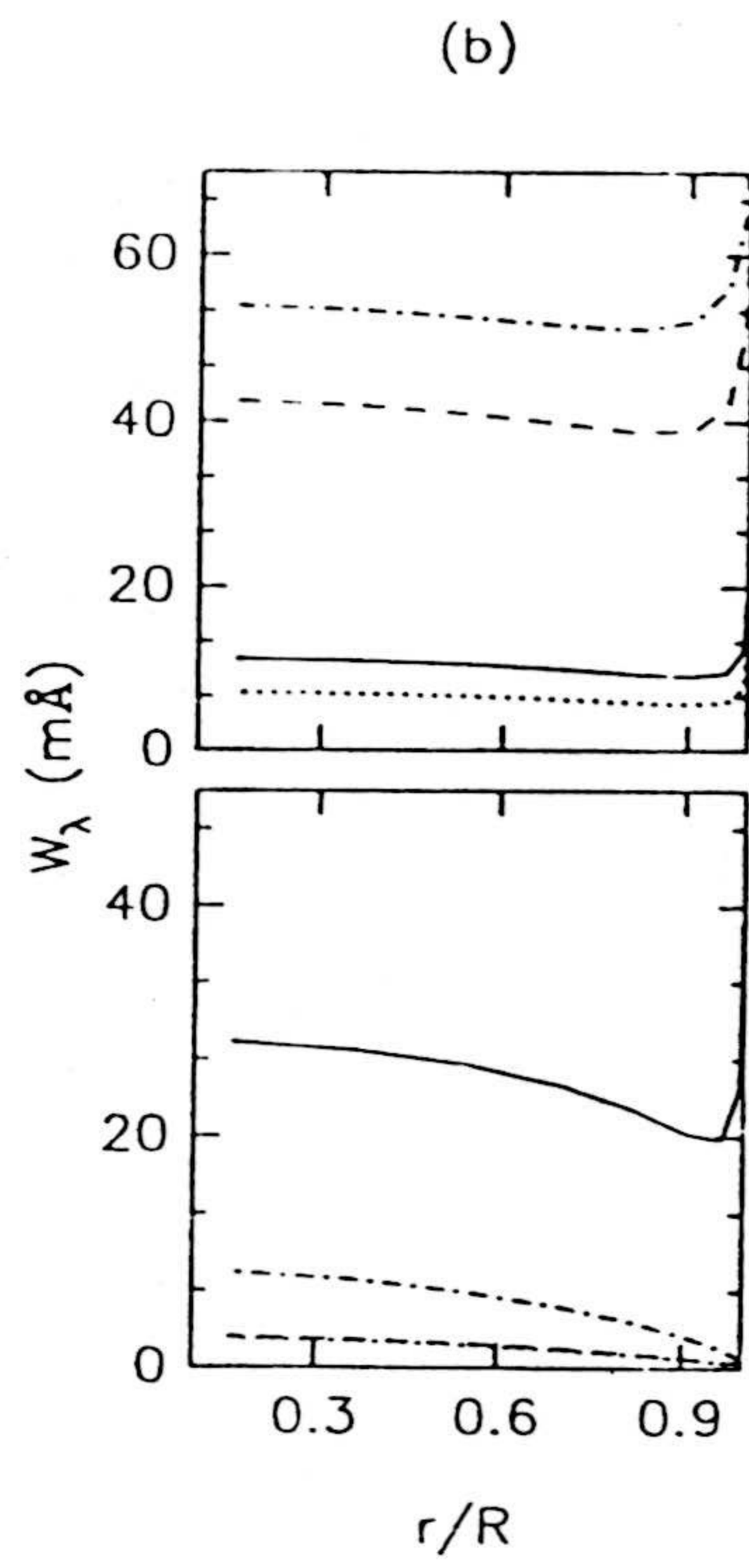
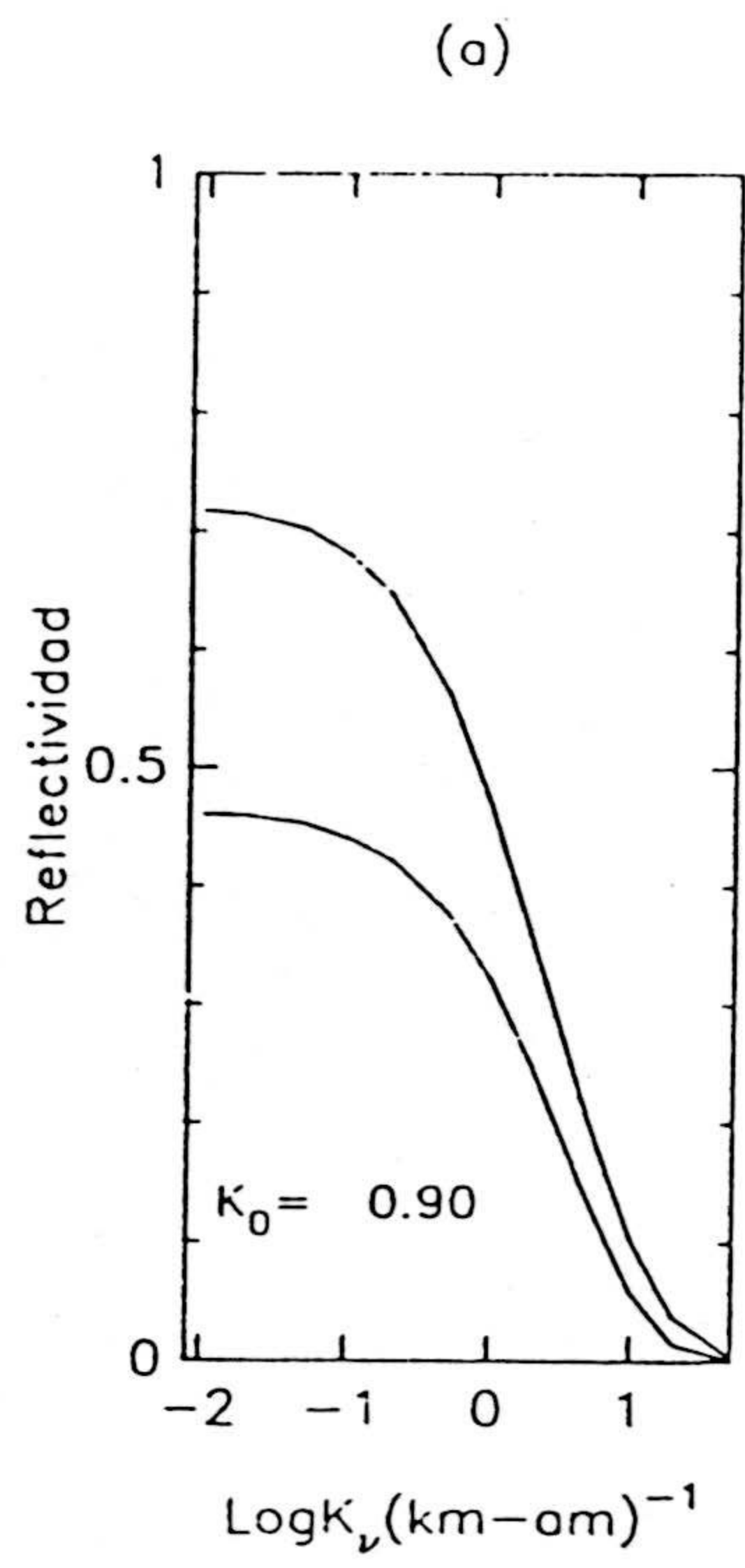


Fig. VI-29.- Efecto de variación de $[\text{NH}_3]$.

cuando lo hace el parámetro. También afecta a las bandas y líneas de absorción, que experimentarían, igualmente, un aumento, sobre todo en el caso de las líneas y bandas de amoniaco (figura VI-27).

4.- Efecto de variación de las razones de mezcla en los gases.

Este cambio provoca un aumento en las anchuras equivalentes del gas cuya razón de mezcla varíe sin afectar a la reflectividad en el continuo ni al coeficiente K_0 (véanse las figuras VI-28 y VI-29).

VI-4-1.- VARIACIONES LATITUDINALES EN LA ABSORCIÓN: INTERPRETACIÓN TEÓRICA.

En el capítulo anterior describimos las observaciones realizadas con objeto de obtener la distribución latitudinal en Saturno de las bandas de CH_4 y NH_3 centradas en 6190 y 6450 Å. Las figuras tal y tal muestran los resultados obtenidos para el meridiano central y a 0.5 unidades del radio hacia el este. Como ya hemos comentado, estas medidas revelan un ligero aumento de absorción desde el ecuador hacia los $\sim 20^\circ\text{N}$, latitud a partir de la cual la absorción disminuye hacia los polos (figura VI-30). Este ligero aumento de absorción podría estar de acuerdo con las medidas realizadas por otros autores. Así, por ejemplo, West y col. (1982) encontraron un aumento de absorción hacia latitudes templadas y una posterior disminución hacia los polos en las bandas de CH_4 centradas en 6190, 7250 y 8900. Baines y col. (1983) observaron una mayor absorción hacia latitudes medias en la línea de CH_4 centrada en 6818.9 Å. Teifel y Kharitonova (1974) y Teifel (1977) encontraron el mismo efecto en las bandas centradas en 6190 y 7250 Å.

Estos aumentos de absorción pueden explicarse mediante una disminución en la profundidad óptica de la nube (τ_H). En efecto, si τ_H disminuye, se produce un aumento en las anchuras equivalentes de las bandas y líneas de absorción de los compuestos. Este aumento en la absorción se produce sin alterarse la reflectividad en el continuo, como hemos visto en el apartado

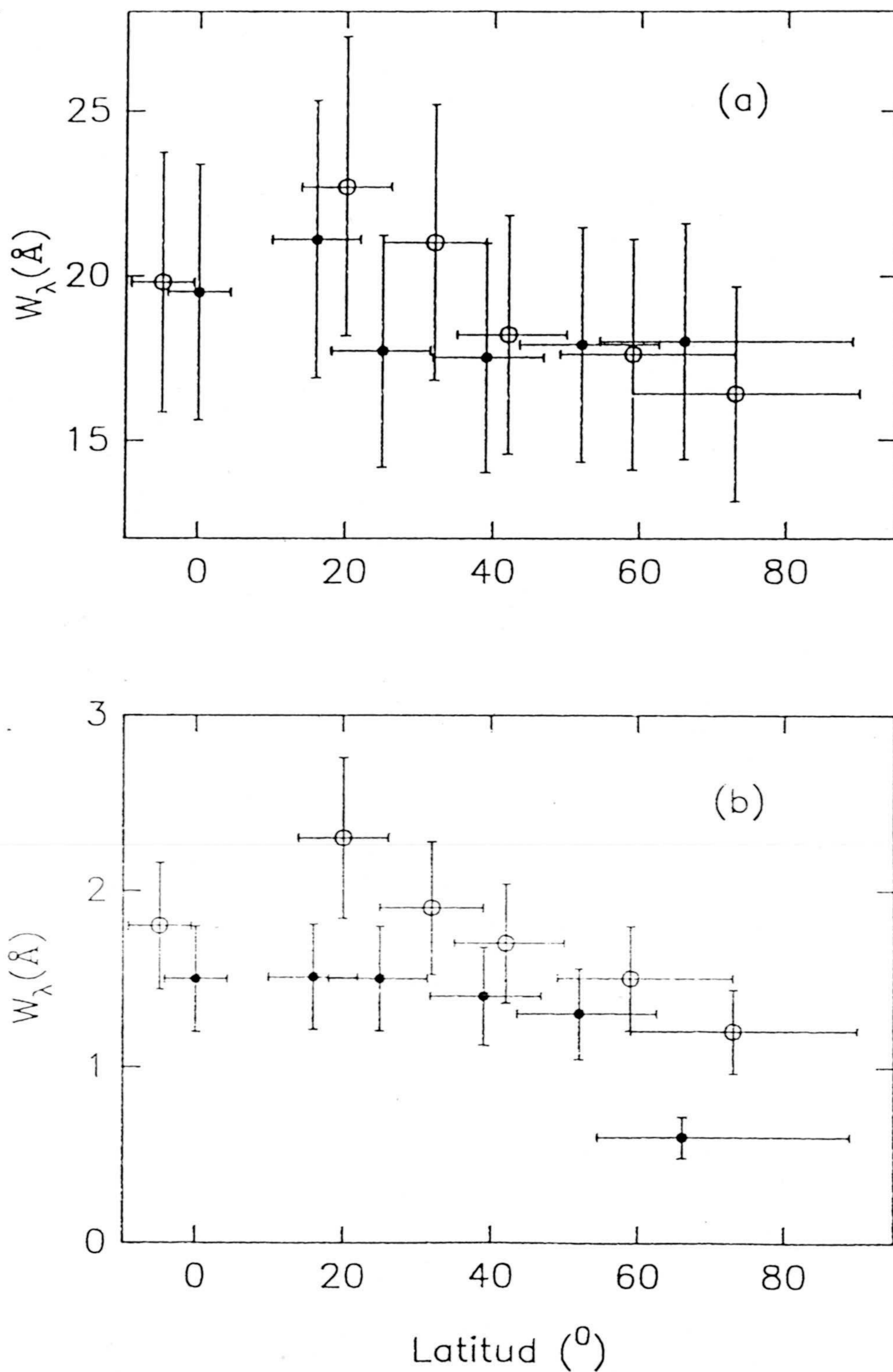


Fig. VI-30.- Variación latitudinal de la absorción en la atmósfera de Saturno. (a) Banda CH_4 -6190 Å. (b) Banda NH_3 -6450 Å. En ambas figuras, o representan a los puntos pertenecientes al meridiano central, y • a los puntos obtenidos sobre la paralela al meridiano central a una distancia de $r/R=0.5$ respecto al ecuador hacia el Este.

anterior. Según nuestras medidas, el aumento relativo en las anchuras equivalentes de las bandas de absorción de metano y amoniaco podría explicarse por un aumento en un factor ~ 1.3 respecto al valor de referencia.

VI-4-2.- CONCLUSIONES ACERCA DE LA ABUNDANCIA DE LOS GASES.

Los valores obtenidos para las razones de mezcla de los gases CH_4 y NH_3 se exponen en las tablas VI-17 y VI-18 junto a otros valores existentes en la literatura.

En cuanto al CH_4 , nuestra determinación se sitúa dentro del rango de las demás medidas, siendo, dentro de los errores, igual que la obtenida en Júpiter, es decir, la razón C/H obtenida es un factor dos más elevada que la solar.

La razón de mezcla del NH_3 obtenida es de $[\text{NH}_3]/[\text{H}_2] = (1.6 \pm 0.5) \times 10^{-5}$ en el nivel de ~ 1 bar. Este valor es, aproximadamente, un orden de magnitud menor que el existente en Júpiter en las mismas condiciones de presión. Sin embargo, este resultado no implica necesariamente un mayor proporción global de amoniaco en Júpiter, ya que la proporción de amoniaco existente en los niveles sondeados mediante observaciones en el rojo no es representativa de la razón global de mezcla. Esa razón global sólo puede determinarse mediante observaciones en las longitudes de onda de radio, que son sensibles a niveles de la atmósfera más profundos. Así, como puede apreciarse en la tabla VI-18, las observaciones en estas longitudes de onda proporcionan valores para el cociente $[\text{NH}_3]/[\text{H}_2]$ entre $\sim 0.7 \times 10^{-4}$ y 7.8×10^{-4} . El rango de variación es bastante amplio, debido, en parte, al desconocimiento de otras fuentes de opacidad adicionales y a las incertidumbres en el perfil de temperatura en el rango de alturas a la que son sensibles las medidas.

TABLA VI-17

Referencia	Método de obtención	$[\text{CH}_4]/[\text{H}_2]$
Podolak y Danielson (1977)	Visible	$(2.5-3.9) \times 10^{-3}$
Macy (1977)	UV-1.1 μm	2×10^{-3}
Fink y Larson (1979)	0.8-2.5 μm	2.3×10^{-3}
Buriez y de Bergh (1981)	1.1 μm	$(4 \pm 2) \times 10^{-3}$
Courtin y col. (1982)	IRIS Voyager	$1.85^{+1.2}_{-0.5} \times 10^{-3}$
Baines (1983)	CH_4 -6818.9 \AA	$(3-5) \times 10^{-3}$
Courtin y col. (1984)	Voyager 7.7 μm	$4.5^{+2.4}_{-1.9} \times 10^{-3}$
Tomasko y Doose (1984)	Fotom.&Polarim. Pioneer 11	2.5×10^{-3}
Bézard y col. (1985)	IR cercano+7.7 μm	$3.5^{+1.4}_{-1.0} \times 10^{-3}$
Este trabajo	Visible 0.6-0.9 μm	$(1.8 \pm 0.3) \times 10^{-3}$

$$(\text{C}/\text{H})_{\odot} = 4.7 \times 10^{-4} \text{ (Lambert, 1978)}$$

TABLA VI-18

Referencia	Método de obtención	$[\text{NH}_3]/[\text{H}_2]$
Klein y col. (1978)	Radio ($p > 3$ bar)	5×10^{-4}
Courtin y col. (1982)	5 μm ($p \sim 1$ bar)	1.6×10^{-5}
Fink y col. (1983)	5 μm ($p \sim 2$ bar)	$< 0.7 \times 10^{-4}$
Courtin y col. (1984)	5 μm ($p \sim 2$ bar)	$(0.5-2) \times 10^{-4}$
de Pater y Massie (1985)	Radio ($p > 3$ bar)	5×10^{-4}
Este trabajo	Visible 0.6-0.9 μm ($p = 1$ bar)	$(1.5 \pm 0.5) \times 10^{-5}$

$$(\text{N}/\text{H})_{\odot} = 9.8 \times 10^{-5} \text{ (Lambert, 1978)}$$

VII.- CONCLUSIONES

Las anchuras equivalentes obtenidas, de las bandas y líneas de absorción de CH_4 , NH_3 y H_2 en diferentes regiones de Júpiter y de Saturno, nos han permitido ampliar los conocimientos sobre la estructura de las atmósferas de estos planetas.

Los valores obtenidos para las anchuras equivalentes de las bandas de CH_4 , en 6190 \AA , y de la del NH_3 , en 6450 \AA , son de $16-18 \text{ \AA}$ y de $7-8 \text{ \AA}$, respectivamente, en el centro del disco de Júpiter. Estos valores, similares a los obtenidos por otros autores, disminuyen hacia ambos limbos del planeta, lo que confirma la necesidad de considerar la existencia de procesos de "scattering" en esa atmósfera. La disminución es más acusada en el caso de la banda de NH_3 . El descenso, hacia los limbos, de los valores de las anchuras equivalentes de la banda de CH_4 es algo mayor que los obtenidos por otros investigadores, aunque concordante con ellos considerando los errores estimados.

La utilización de espectroscopía de muy alta resolución (2 \AA/mm) nos ha permitido calcular las anchuras equivalentes de la línea cuadrupolar $S_4(1)$ del hidrógeno molecular, así como de las de CH_4 , centrada en 6818.9 \AA y de las de NH_3 , en torno a los 6450 \AA . Es de destacar el hecho de la detección simultánea de estas líneas. Esta simultaneidad es sólo posible mediante el uso de un detector que pueda cubrir tan amplio rango en longitud de onda con esa alta resolución, como lo es la placa fotográfica, no pudiéndose conseguir mediante el uso actual de detectores de estado sólido, a pesar de su mayor comodidad y eficiencia cuántica. El valor obtenido para la anchura equivalente de la línea 6818.9 \AA del CH_4 , 11 m\AA , es próximo al del único otro, conocido por nosotros, reseñado en la bibliografía.

La información proporcionada conjuntamente por el análisis de las bandas y líneas de absorción mencionadas, nos ha permitido la elaboración de un modelo adecuado a la atmósfera Joviana. Este modelo, que incluye efectos de

absorción y "scattering", presenta una atmósfera estructurada en capas, tres de las cuales, situadas en los niveles 0.1 bar, 0.4 bar y 1.6 bar, están formadas por aerosoles. El modelo proporciona valores del albedo de las partículas y de la profundidad óptica de las nubes, siendo compatible con los resultados de reflectividad en el continuo presentes en la bibliografía, así como con la información espectrofotométrica existente en el infrarrojo cercano (0.7-0.9 μm).

Las variaciones en la absorción, de las bandas de CH_4 y NH_3 , entre los cinturones y las zonas, encontradas en el presente trabajo, son significativas. El máximo valor lo presenta el cinturón ecuatorial sur (SEB). El valor mínimo encontrado corresponde también a otro cinturón del planeta, el cinturón ecuatorial norte (NEB). Nuestro modelo consigue interpretar satisfactoriamente estos resultados considerando que la nube de NH_4SH está situada en niveles inferiores y que la profundidad óptica de la nube superior es mayor que en la región ecuatorial en la SEB. En las regiones de baja reflectividad y baja absorción, como la NEB, las partículas constituyentes de la nube de NH_3 tienen un menor albedo, o su profundidad óptica es menor.

Los resultados correspondientes que hemos obtenido para el disco de Saturno muestran una disminución centro-limbo muy pequeña para el metano y el hidrógeno molecular, siendo muy pronunciada en el caso del NH_3 . Este resultado es independiente de que se consideren bandas o líneas.

La detección simultánea de las bandas y de las líneas de absorción de los compuestos mencionados, así como de sus dependencias tanto latitudinales como longitudinales, nos ha permitido la elaboración de un modelo adecuado para la atmósfera de Saturno. Este modelo, que incluye también efectos de absorción y "scattering", muestra una estructura diferente a la de la atmósfera joviana, presentando una gran nube entre los niveles 0.2 y 1.2 bar. Los gases y aerosoles se encuentran mezclados en esa región. Como en el caso de Júpiter, se han estimado las propiedades ópticas de los aerosoles.

Los valores encontrados de las anchuras equivalentes de las bandas de metano y amoníaco, a lo largo del meridiano central del planeta, muestran

un aumento hacia latitudes medias. Este incremento queda justificado por el modelo confeccionado al disminuir la profundidad óptica de las nubes troposféricas en esas latitudes.

Por último, hemos obtenido valores de la razón C/H próximos al doble de los que presenta la atmósfera solar. Este resultado, también encontrado por otros autores, es, hoy día, objeto de análisis desde el punto de vista cosmológico.

BIBLIOGRAFÍA

- Allen, C.W. (1963) "Astrophysical Quantities". Athlone Press, Londres.
- Appleby, J.F. y Hogan, J.S. (1984) *Icarus*, 59, 336.
- Atreya, S.K. Donahue, T.M. y Kuhn, W.R. (1977) *Icarus*, 31, 348.
- Atreya, S.K. y Romani, P.N. (1985) "Recent Advances in Planetary Meteorology", Cambridge Univ. Press, pág. 17.
- Avery, R.W., Michalsky, J.J. and Stokes, R.A. (1974) *Icarus*, 21, 47.
- Avramchuk, V.V. y Karmelyuk, A.I. (1984) *Astrom. Astrofiz.*, 51, 51.
- Axel, L. (1972) *Ap. J.* 173, 451.
- Baines, K.H. (1983) *Icarus* 56, 543.
- Baines, K.H., Schempp, W.V. y Smith, W.H. (1983) *Icarus* 56, 534.
- Beckman, J.E. (1967) *Planet. Space Sci.*, 15, 1211.
- Beer, R. (1975) *Ap. J.* 200, L167.
- Beer, R. y Taylor, F.W. (1978) *Ap. J.* 221, 1100.
- Beer, R. y Taylor, F.W. (1979) *Icarus*, 40, 189.
- Beer, R., Farmer, C.B., Norton, R.H., Martonchick, J.V., Barnes, T.G., (1972) *Science*, 175, 1360.
- Bergstralh, J.T., Margolis, J.S. y Brault, J.W. (1978) *Ap. J.*, 224, L39.
- Bergstralh, J.T., Orton, G.S., Diner, D.J., Baines, K.H., Neff, J.S. y Allen, M.A. (1981) *Icarus* 46, 27.
- Bézard, B., Marten, A., Baluteau, J.P., Gautier, D., Fland, J.M. y Camy-Peyret, C.

(1983) *Icarus*, 55, 259.

Binder, A.B. y McCarthy, D.W. (1973) *Astron. J.*, 78, 939.

Bjoraker, G., Larson, H., Fink, U. y Smith, H.A. (1981) *Ap. J.* 248, 856.

Bjoraker, G., Larson, H. y Kunde, V.G. (1986) *Icarus*, 66, 579.

Born, M. y Wolf, E. (1970) "Principles of Optics", Pergamon Press, Oxford.

Boyce, P.B. (1968) *Lowell Obs. Bull.*, 7, 93.

Bragg, S.L. (1981) Ph. D. Thesis, Universidad de Washington.

Broadfoot, A.L., Sandel, B.R., Shemansky, B.E., Holberg, J.B., Smith, G.R., Strobel, D.F., McConell, J.C., Kumar, S., Hunten, D.M., Atreya, S.K., Donahue, T.M., Moos, H.W., Bertaux, J.L., Blamont, J.E., Pomphrey, R.B., y Linick, S. (1981) *Science*, 212, 206.

Bugaenko, L.A. (1972) *Astron. Vestn.*, 6, 19.

Buriez, C. y de Bergh, C. (1980) *Astron. Astrophys.*, 83, 149.

Buriez, C. y de Bergh, C. (1981) *Astron. Astrophys.*, 94, 382.

Caldwell, J. (1977) *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 9, 537.

Carleton, N.P. y Traub, W.A. (1974) "Exploration of the Planetary System" D. Reidel.

Cess, R.D. y Khetan, S. (1973) *J. Quant. Spectros. Rad. Transfer*, 13, 995.

Chahine, M.T. (1968) *J. Opt. Soc. Amer.*, 58, 1634.

Chahine, M.T. (1970) *J. Atmos. Sci.*, 27, 960.

Chahine, M.T. (1974) *J. Atmos. Sci.*, 31, 233.

Clements, A.E. (1974) Ph. D. Thesis, Univ. de Arizona.

- Chandrasekhar, S. (1950) "Radiative Transfer", Dover, New York.
- Cochran, W.D. (1977) *Icarus*, 31, 325.
- Cochran, W.D. y Slavsky, D.B. (1979) *Icarus*, 37, 84.
- Cochran, W.D. y Cochran, A.L. (1980) *Icarus*, 42, 102.
- Cochran, A.L. y Cochran, W.D. (1981) *Icarus*, 48, 488.
- Cochran, W.D. y Cochran, A.L. (1983) *Icarus*, 56, 116.
- Cochran, W.D., Gelfand, J. y Smith, W.H. (1976) *Ap. J.* 207, 639.
- Cochran, A.L., Trafton, L.M., Cochran, W.D. y Barker, E.S. (1981) *Astron. J.*, 86, 1101.
- Combes, M., Encrenaz, T., Vapillon, L., Zeau, Y. y Lesquereau, C. (1974) *Astron. Astrophys.* 34, 33.
- Combes, M., de Bergh, C., Lecacheux, J. y Maillard, J.P. (1975) *Astron. Astrophys.* 40, 81.
- Corbridge, D.C. (1980) "Phosphorus, An Outline of its Chemistry, Biochemistry, and Technology". 2ª edic., pág. 37, Elsevier, Amsterdam.
- Courtin, R., Gautier, D., Marten, A. y Maguire, W. (1982) "Saturn Conference", Tucson, Arizona.
- Courtin, R., Gautier, D., Marten, A., Bézard, B. y Hanel, R. (1984) *Ap. J.*, 287, 899.
- Danielson, R.E. y Tomasko, M.G. (1969) *J. Atmos. Sci.*, 26, 889.
- de Bergh, C. (1985) "The Atmospheres of Saturn and Titan". Proceedings of an International Workshop held in Alpbach, Austria, ESA Pub. Div., Estec, Noordwijk, The Netherlands.
- de Bergh, C., Lecacheux, J. y Maillard, J.P. (1977) *Astron. Astrophys.*, 56, 227.



- de Bergh, C., Brault, J., Shererer, G.J., Lehmann, K.K., Kemplerer, W. y Pine, A.S. (1984) *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 16, 669.
- de Bergh, C., Lutz, B.L., Owen, T., Brault, J. y Chauville, J. (1986) *Ap. J.*, 311, 501.
- de Campli, W.M. y Cameron, A.G.W. (1979) *Icarus*, 38, 367.
- de Pater y Massie, S.T. (1985) *Icarus*, 62, 143.
- Dick, K.A. y Fink, U. (1977) *J. Quant. Spectros. Rad. Transfer*, 18, 433.
- Dicke, R.H. (1953) *Phys. Rev.* 89, 472.
- Dlugach, J.M., Morozhenko, A.V., Vidmachenko, A.P. y Yanovitskij, E.G. (1983) *Icarus*, 54, 319.
- Emerson, J.P., Eddy, J.A. y Dulk, G.A. (1969) *Icarus*, 11, 413.
- Encrenaz, T. (1984) *Space Sci. Rev.* 38, 35.
- Encrenaz, T. y Owen, T. (1973) *Astron. Astrophys.*, 8, 119.
- Encrenaz, T., Owen, T. y Woodman, J.H. (1974) *Astron. Astrophys.* 37, 49.
- Encrenaz, T., Combes, M. y Zeau, Y. (1980) *Astron. Astrophys.*, 84, 148.
- Ferris, J.P. y Benson, R. (1980) *Nature* 285, 156.
- Ferris, J.P. e Ishikawa, Y. (1987) *Nature*, 326, 777.
- Fink, U. y Belton, M.J. (1969) *J. Atmos. Sci.*, 26, 952.
- Fink, U. y Larson, H.P. (1978) *Science*, 201, 343.
- Fink, U. y Larson, H.P. (1979) *Ap. J.* 233, 1021.
- Fink, U., Benner, D.C. y Dick, K.A. (1977) *J. Quant. Spectros. Rad. Transfer*, 18, 447.

- Fink, U., Larson, H.P., Bjoraker, G.L. y Johnson, J.R. (1983) *Ap. J.* 268, 880.
- Fjeldbo, G. y Eshleman, V.R. (1968) *Planet. Space Sci.*, 16, 1035.
- Fox, K., Owen, T. y Rao, K. (1972) *Ap. J.* 176, L81.
- Galatry, L. (1961) *Phys. Rev.* 122, 1218.
- Gautier, D. y Owen, T. (1983) *Nature*, 304, 691.
- Gautier, D., Conrath, B., Flasar, M., Hanel, R., Kunde, V., Chedin, A. y Scott, N. (1981) *J. Geophys. Res.*, 86, 8713.
- Geiss, J. y Reeves, H. (1972) *Astron. Astrophys.*, 18, 126.
- Gillet, F.C. y Forrest, W.J. (1974) *Ap. J.* 187, L37.
- Gillet, F.C., Low, F. y Stein, W.A. (1969) *Ap. J.*, 157, 925.
- Giver, L. (1978) *J. Quant. Spectros. Rad. Transfer*, 19, 311.
- Giver, L. y Spinrad, H. (1966) *Icarus*, 5, 586.
- Giver, L., Miller, J.H. y Boese, R.W. (1975) *Icarus*, 25, 34.
- Gladstone, G.R. (1982) Ph. D. Thesis, Caltech, Pasadena, California.
- Grigorjeva, Z.V. y Teifel, V.G. (1979) *Trudy Astrophys. Ins. Acad. Sci. KazSSR*, 35, 98.
- Hanel, R., Conrath, B., Flasar, F.M., Kunde, V., Maguire, W., Pearl, J., Pirraglia, J., Samuelson, R., Herath, L., Allison, M., Cruikshank, D., Gautier, D., Gierash, P., Horn, L., Koppany, R. y Ponnamparuma, C. (1981) *Science*, 212, 192.
- Hansen, J.E. (1969) *Ap. J.*, 155, 565.
- Hansen, J.E. (1971a) *J. Atmos. Sci.*, 28, 120.
- Hansen, J.E. (1971b) *J. Atmos. Sci.*, 28, 1400.

- Herbert, F. (1974) *J. Quant. Spectros. Rad. Transfer*, 14, 943.
- Herzberg, G.H. (1938) *Ap. J.*, 87, 428.
- Herzberg, G.H. (1950) "Molecular Spectra and Molecular Structure. I. Spectra of Diatomic Molecules". Van Nostrand Reinhold, New York.
- Hess, S.L. (1953) *Ap. J.* 118, 151.
- Hovenier, J.W. (1971) *Astron. Astrophys.*, 13, 7.
- Hubber, K.P. y Herzberg, G.H. (1979) "Molecular Spectra and Molecular Structure. IV. Constants of Diatomic Molecules". Van Nostrand Reinhold, New York.
- Hunt, G.E. y Bergstralh, J.T. (1977) *Icarus*, 30, 511.
- International Critical Tables (1928) McGraw Hill, New York.
- James, T.C. (1969) *J. Opt. Soc. Amer.*, 59, 1602.
- Judge, D.L. y Carlson, R.W. (1974) *Science*, 183, 317.
- Kuiper, G.P. (1952) "The atmospheres of the Earth and planets", Univ. of Chicago Press.
- Kaye, J.A. y Strobel, D.F. (1983a) *Icarus* 54, 417.
- Kaye, J.A. y Strobel, D.F. (1983b) *Icarus* 55, 399.
- Keffer, C.E., Conner, C.P. y Smith, W.H. (1987) *J. Quant. Spectros. Rad. Transfer*, in press.
- Kiess, C.C., Corliss, C.H. y Kiess, H.K. (1960) *Ap. J.*, 132 221.
- King, J.I.F. (1966) *J. Atmos. Sci.* 21, 324.
- Klein, M.J. y Gulkis, S. (1978) *Icarus*, 35, 44.
- Klein, M.J., Janssen, M.A., Gulkis, S. y Olsen, E.T. (1978) "The Saturn System", NASA Conf. Pub.

- Klimenko, V.M., Morozhenko, A.V. y Vidmachenko, A.P. (1980) *Icarus*, 42, 354.
- Kliore, A.J. y Woiceshyn, P.M. (1976) "Jupiter", The Univ. of Arizona Press.
- Kuhn, W.R., Atreya, S.K. y Chang, S. (1977) *Geophys. Res. Lett.* 4, 203.
- Kunde, V., Hanel, R., Maguire, W., Gautier, D., Baluteau, J.P., Marten, A., Chedin, A., Husson, N. y Scott, N. (1982) *Ap. J.* 263, 443.
- Lasker, B.M. (1963) *Ap. J.* 138, 709.
- Larson, H.P., Fink, U., Treffers, R.R. y Gautier, T.N. (1975) *Ap. J.*, 197, L137.
- Larson, H.P., Treffers, R.R. y Fink, U. (1977) *Ap. J.* 211, 972.
- Larson, H.P., Fink, U., Smith, H.A. y Davis, D.S. (1980) *Ap. J.* 240, 327.
- Larson, H.P., Davis, D.S., Hoffmann, R. y Bjoraker, G.L. (1984) *Icarus* 60, 621.
- Lecacheux, J., de Bergh, C., Combes, M. y Maillard, J.P. (1976) *Astron. Astrophys.* 53, 29.
- Lehmann, K.K. y Coy, S.L. (1984) *J. Chem. Phys.* 81, 3744.
- Lewis, J.S. (1969) *Icarus*, 10, 365.
- Lindal, G.F., Sweetnam, D.N. y Eshleman, V.R. (1985) *Astron. J.* 90, 1136.
- Lindal, G.F., Wood, G.E., Levy, G.S., Anderson, J.D., Sweetnam, D.N., Hotz, H.B., Buckles, B.J., Holmes, D.P. y Doms, P.E. (1981) *J. Geophys. Res.*, 86, 8721.
- Liou, K.N. (1980) "An Introduction to Atmospheric Radiation", Academic Press, New York.
- Lutz, B.L. y Owen, T. (1980) *Ap. J.* 235, 285.
- Lutz, B.L., Owen, T. y Cess, R.D. (1976) *Ap. J.* 203, 541.
- Lutz, B.L., Owen, T. y Cess, R.D. (1982) *Ap. J.* 258, 886.

- Macy, W. (1977) *Icarus*, 32, 328.
- Macy, W. Jr. y Smith, W.H. (1978) *Ap. J.* 222, L73.
- Maillard, J.P., Combes, M., Encrenaz, T. y Lecacheux, J. (1973) *Astron. Astrophys.* 25, 219.
- Marten, A., Courtin, R., Gautier, D. y Lacombe, A. (1980) *Icarus* 41, 410.
- Mason, H.P. (1970) *Astrophys. Space Sci.* 7, 424.
- Massie, S.T. y Hunten, D.M. (1982) *Icarus* 49, 213.
- McBride, J.O.P. y Nicholls, R.W. (1972a) *Can. J. Phys.* 50, 93.
- McBride, J.O.P. y Nicholls, R.W. (1972b) *J. Phys. B.* 5, 408.
- McKellar, A.R.W. (1974) *Icarus* 22, 212.
- Mizuno, H. (1980) *Prog. Theoret. Phys.*, 64, 554.
- Moore, C.E., Minnaert, M.G.J. y Houtgast, J. (1966) "The Solar Spectrum 2935 to 8870 Å. N.B.S., Washington.
- Moreno, F., García Álvarez, E., Sánchez Lavega, A. y Molina, A. (1986) *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 18, 755.
- Moreno, F., Rodrigo, R., Sánchez Lavega, A. y Molina, A. (1988) *Astron. Astrophys.*, in press.
- Noll, K.S., Knacke, R.F., Geballe, T. y Tokunaga, A.T. (1985) "The Conference of the Jovian Atmosphere", G.I.I.S., New York.
- Noy, N., Podolak, M. y Bar-Nun, A. (1981) *J. Geophys. Res.*, 86, 985.
- Ohring, G. (1973) *Ap. J.* 184, 1027.
- Ohring, G. y Lacser, A. (1976) *Ap. J.*, 206, 622.
- Ojero, E. (1983) Manual del espectrógrafo Coudé del telescopio de 2.2 m del Centro

Astronómico Hispano-Alemán, Calar Alto, Almería.

Orton, G.S. (1975a) *Icarus*, 26, 142.

Orton, G.S. (1975b) *Icarus*, 26, 159.

Owen, T. (1969) *Icarus*, 10, 355.

Owen, T. (1971) *Ap. J.* 164, 211.

Owen, T. y Mason, H.P. (1968) *Ap. J.* 154, 317.

Owen, T., McKellar, A.R.W., Encrenaz, T., Lecacheux, J., de Bergh, C. y Maillard, J.P. (1977) *Astron. Astrophys.* 54, 291.

Peebles, G.H. y Plesset, M.S. (1951) *Phys. Rev.* 81, 430.

Peppel, U. y Finkenzeller, U. (1984) *AAS Photo Bull.*, 37, 3.

Penndorf, R. (1957) *J. Opt. Soc. Amer.* 47, 176.

Peterson, D.M. (1979) *Pub. Astron. Soc. Pacific* 91, 546.

Pilcher, C.B., Prinn, R.G. y McCord, T.B. (1973) *J. Atmos. Sci.*, 30, 302.

Podolak, M. y Danielson, R.E. (1977) *Icarus*, 30, 479.

Podolak, M., Noy, N. y Bar-Nun, A. (1979) *Icarus* 40, 193.

Poll, J.D. y Wolniewick, L. (1978) *J. Chem. Phys.* 68, 3053.

Prather, M.J., Logan, J.A. y McElroy, M.B. (1978) *Ap. J.* 223, 1072.

Prinn, R.G. y Lewis, J.S. (1975) *Science*, 190, 274.

Prinn, R.G. y Olaguer, O.P. (1981) *J. Geophys. Res.*, 86, 9895.

Ramaprasad, K.R., Caldwell, J. y McClure, D.S. (1978) *Icarus*, 35, 400.

Rank, D.H., Fink, U. y Wiggins, T.A. (1966) *Ap. J.* 143, 980.

- Ridgway, S.T. (1974a) *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 6, 376.
- Ridgway, S.T. (1974b) *Ap. J.* 187, L41.
- Ridgway, S.T., Wallace, L. y Smith, G.R. (1976) *Ap. J.* 207, 1002.
- Sato, M. y Hansen, J.E. (1979) *J. Atmos. Sci.*, 36, 1133.
- Slipher, V.M. (1933) *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 93, 9.
- Smith, W.L. (1970) *Appl. Optics*, 9, 1993.
- Smith, D.W. y Greene, T.F. (1978) *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 10, 559.
- Smith, P.H. y Tomasko, M.G. (1984) *Icarus* 58, 35.
- Smith, W.H., Macy, W. y Cochran, W. (1980) *Icarus*, 42, 93.
- Smoluchowsky, R. (1976) "Jupiter", Univ. Arizona Press.
- Spinrad, H. y Trafton, L.M. (1963) *Icarus* 2, 19.
- Stella, G. Gelfand, J. y Smith, W.H. (1976) *Chem. Phys. Lett.* 39, 146.
- Stokes, G.G. (1862) *Proc. Roy. Soc.* 11, 545.
- Strobel, D.F. (1983) *Int. Rev. Phys. Chem.*, 3, 145.
- Strobel, D.F. y Yung, Y.L. (1979) *Icarus*, 37, 256.
- Tanaka, W. (1967) *Proc. Japan Acad.*, 43, 971.
- Teifel, V.G. (1969) *J. Atmos. Sci.* 26, 854.
- Teifel, V.G. (1974) "Exploration of the Planetary System" I.A.U. Symp. No. 65, 415.
- Teifel, V.G. (1976) "Jupiter", Arizona Univ. Press.
- Teifel, V.G. (1977) *Solar System Res.* 11, 10.

- Teifel, V.G. y Kharitonova, G.A. (1974) *Astron. Zh.*, 51, 167.
- Teifel, V.G., Usoltzeva, L.A. y Kharitonova, G.A. (1971) *Astron. Zh.*, 48, 380.
- Tokunaga, A.T., Beck, S.C., Geballe, T.R. y Lacy, J.H. (1980) *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 12, 669.
- Tokunaga, A.T., Beck, S.C., Geballe, T.R., Lacy, J.H. y Serabyn, E. (1981) *Icarus* 48, 283.
- Tomasko, M.G. (1974) *Ap. J.* 187, 641.
- Tomasko, M.G. y Doose, L.R. (1984) *Icarus* 58, 1.
- Tomasko, M.G., West, R.A. y Castillo, N.D. (1978) *Icarus* 33, 558.
- Tomasko, M.G., Karkoschka, E. y Martinek, S. (1986) *Icarus*, 65, 218.
- Trafton, L.M. (1967) *Ap. J.* 147, 765.
- Trafton, L.M. (1972) *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 4, 359.
- Trafton, L.M. (1977) *Icarus* 31, 369.
- Trafton, L.M. (1985) *Icarus* 63, 374.
- Trauger, J.T., Roesler, F.L., Carleton, N.P. y Traub, W.A. (1973) *Ap. J.* 184, L137.
- van de Hulst (1963) *Tech. Rept. Inst. Space Studies, NASA, New York.*
- Van Flandern, T.C. y Pulkkinen, (1979) *Ap. J. Supp. Ser.*, 41, 391.
- Varanasi, P. (1971) *J. Quant. Spectros. Rad. Transfer* 11, 1711.
- Varanasi, P. (1972) *J. Quant. Spectros. Rad. Transfer* 12, 1283.
- Wallace, L., Hunten, D.M. y Belton, M. (1974) *Ap. J.* 193, 481.
- Weidenschilling, S.J. y Lewis, J.S. (1973) *Icarus* 20, 465.

- West, R.A. (1979a) *Icarus* 38, 12.
- West, R.A. (1979b) *Icarus* 38, 34.
- West, R.A. y Tomasko, M.G. (1980) *Icarus* 41, 278.
- West, R.A., Tomasko, M.G., Smith, B.A., Wijensinghe, M.P., Doose, L.R., Reitsema, H.J. y Larson, S.M. (1982) *Icarus*, 51, 51.
- West, R.A., Sato, M., Hart, H., Lane, A.L., Hord, C.W., Simmons, K.E., Esposito, L.W., Coffeen, D.L. y Pomphrey, R.B. (1983) *J. Geophys. Res.* 88, 8679.
- West, R.A., Kupferman, P.N. y Hart, H. (1985) *Icarus*, 61, 311.
- West, R.A., Strobel, D.F. y Tomasko, M.G. (1986) *Icarus*, 65, 161.
- Wilson, J.A. (1925) *Eng. Exp. Sta. Bull.*, 146.
- Woodman, J.H., Trafton, L.M. y Owen, T. (1977) *Icarus*, 32, 314.
- Woodman, J.H., Cochran, W.D. y Slavsky, D.B. (1979) *Icarus*, 37, 73.
- Zabriskie, F. (1962) *Astron. J.* 67, 168.