

16. Estudi de $l^3\text{He}$ bidimensional parcialment polaritzat

L'estudi de $l^3\text{He}$ a polaritzacions intermitges permet conèixer millor el comportament del líquid entre els dos casos extrems de polarització nul·la i total. En el sistema 2D aquest estudi no s'havia fet mai abans. Fins i tot en el cas de 3D tampoc existeixen estudis microscòpics quantitativament acurats. En part, aquest estudi en 3He homogeni s'ha vist dificultat per la patologia que presenta la funció d'ona Jastrow-Slater sense backflow. Com ja s'ha comentat anteriorment, en absència dels termes de backflow la fase més estable és la totalment polaritzada, fet que lògicament és fals. La introducció del backflow, a nivell variacional, corregeix aquest defecte. Malgrat això la qualitat del resultat per $\Delta = 0$ i $\Delta = 1$ no és la mateixa, i per tant, l'estudi en polarització presenta un important grau d'incertesa. Amb la tècnica DMC aquestes dificultats es poden véncer, perquè es pot garantir una mateixa qualitat de resultats en tot el rang de Δ .

En aquest apartat es presenten resultats sobre el sistema 2D obtinguts a polarització variable. Els mètodes de càlcul emprats (capítol 2) donen, amb un alt grau de confiança resultats representatius del sistema infinit, i permeten una anàlisi quantitativament acurada.

16.1 Elecció dels sistemes a calcular

En el sistema format per N àtoms d' ^3He , els diferents graus de polarització (Δ) s'obtenen amb les proporcions adequades d'àtoms amb spin up (N_\uparrow) i spin down (N_\downarrow).

Parlem de polarització nul·la quan $N_\uparrow = N_\downarrow = \frac{N}{2}$, i d' ^3He totalment polaritzat quan $N_\uparrow = N$ i $N_\downarrow = 0$.

Amb la intenció d'obtenir resultats del sistema a polaritzacions intermitges s'han triat tres valors per a la polarització. El grau de polarització queda definit per

$$\Delta = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N} \quad \text{amb} \quad N_\uparrow + N_\downarrow = N \quad (16.1)$$

Els criteris per escollir aquests valors han estat els següents:

primer: mantenir capes plenes

segon: escollir un número total de partícules similar als emprats en $\Delta = 0$ i $\Delta = 1$

tercer: triar valors de Δ ben distribuïts entre 0 i 1

D'acord amb aquests criteris s'han seleccionat els següents sistemes:

$$\begin{bmatrix} \Delta = 0.19 & N = 62 & N_\uparrow = 37 & N_\downarrow = 25 \\ \Delta = 0.55 & N = 58 & N_\uparrow = 45 & N_\downarrow = 13 \\ \Delta = 0.76 & N = 42 & N_\uparrow = 37 & N_\downarrow = 5 \end{bmatrix}$$

En cadascun d'ells s'ha procedit com en els casos de polarització total i nul·la, optimitzant primer els paràmetres de Jastrow i backflow.

16.2 Càlcul dels paràmetres per a cada grau de polarització

Igual que succeïa en els sistemes normal i completament polaritzat, s'ha observat aquí també que els paràmetres rellevants són: b en la funció de Jastrow i λ_B en la interacció de backflow. La resta de paràmetres que intervenen en l'expressió de les correlacions de backflow no mostren cap canvi significatiu, com ja s'havia observat en els sistemes $\Delta = 0$ i $\Delta = 1$.

S'ha fet l'optimització variacional partint dels valors previstos de les constants per interpolació lineal entre els corresponents als sistemes $\Delta = 0$ i $\Delta = 1$. Els resultats obtinguts mostren una variació pràcticament lineal dels paràmetres, com es pot veure a la figura 16.1.

Δ	b	λ_B
0	1.160	0.40
0.19	1.150	0.35
0.55	1.145	0.24
0.76	1.132	0.17
1	1.130	0.10

Taula 16.1

Paràmetres òptims per a cada grau de polarització. La constant b s'expressa en σ .

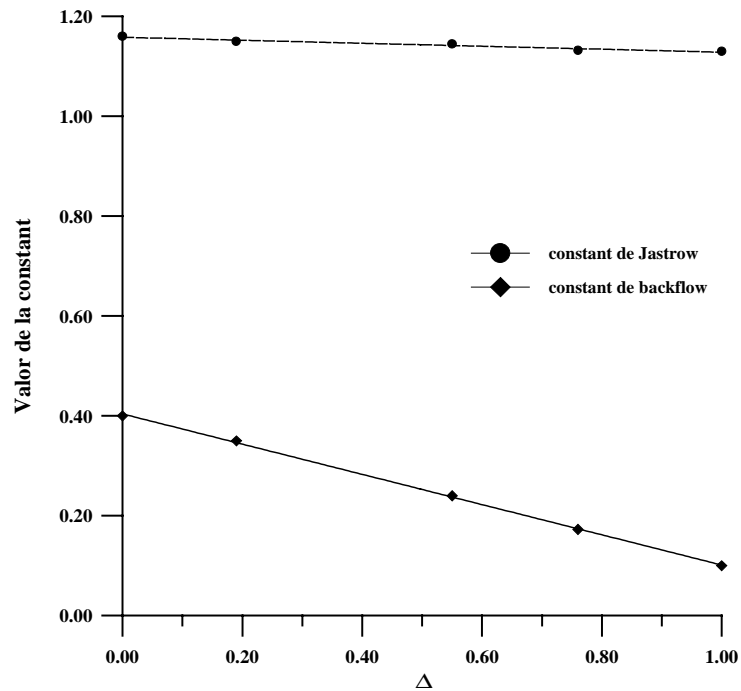


Figura 16.1

Constants òptimes a diferents polaritzacions

16.3 L'energia de Fermi en els sistemes parcialment polaritzats

L'energia de Fermi per a una polarització qualsevol Δ es pot escriure com la suma de les energies de Fermi corresponents a les fraccions de partícules amb spin up i spin down:

$$E_F^P = E_F^\uparrow + E_F^\downarrow \quad (16.2)$$

i escrivint-la per partícula obtenim l'expressió:

$$e_F^P = x_\uparrow e_F^\uparrow + x_\downarrow e_F^\downarrow \quad (16.3)$$

on x_\uparrow , x_\downarrow són les fraccions de partícules up i down respectivament:

$$x_\uparrow = \frac{N_\uparrow}{N} \quad x_\downarrow = \frac{N_\downarrow}{N} \quad (16.4)$$

i les energies parcials de Fermi són:

$$e_F^{\uparrow,\downarrow} = \frac{E_F^{\uparrow,\downarrow}}{N} = \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar^2}{2m} (k_F^{\uparrow,\downarrow})^2 \right) \quad (16.5)$$

havent definit els moments $k_F^{\uparrow,\downarrow}$ amb les densitats parcials $\rho_{\uparrow,\downarrow}$ de partícules up i down:

$$k_F^{\uparrow,\downarrow} = \sqrt{4\pi\rho_{\uparrow,\downarrow}} \quad (16.6)$$

Pot obtenir-se fàcilment la relació entre l'energia de Fermi per a una polarització qualsevol i la corresponent a la mateixa densitat per polarització total:

$$e_F^P(\rho) = (x_{\uparrow}^2 + x_{\downarrow}^2) \cdot e_F^1(\rho) \quad (16.7)$$

Aquest resultat permet construir fàcilment taules per a les energies de Fermi, que depenen de les fraccions de partícules up i down emprades per a cadascun dels diferents graus de polarització, i calcular així l'estimació de l'energia per al sistema infinit. Els valors necessaris en aquest estudi es recullen a les taules de l'apèndix B.

16.4 Resultats per a l'energia

Els següents resultats s'han obtingut amb els paràmetres optimitzats i ja inclouen la correcció de l'energia de Fermi. A efectes de comparació s'inclouen també els resultats dels sistemes normal i totalment polaritzat prèviament obtinguts.

	$\Delta=0$	$\Delta=0.19$	$\Delta=0.55$	$\Delta=0.76$	$\Delta=1$
$\rho=0.01\sigma^{-2}$	0.0262	0.0287	0.0385	0.0472	0.0653
$\rho=0.06\sigma^{-2}$	0.0971	0.1012	0.1355	0.1661	0.2213
$\rho=0.10\sigma^{-2}$	0.1244	0.1391	0.1712	0.2104	0.2724
$\rho=0.17\sigma^{-2}$	0.2204	0.2231	0.2532	0.2933	0.3440
$\rho=0.23\sigma^{-2}$	0.3939	0.4011	0.4264	0.4501	0.4860
$\rho=0.30\sigma^{-2}$	0.8369	0.8360	0.8660	0.8784	0.8917

Taula 16.2

Energia per partícula en K per a diferents polaritzacions

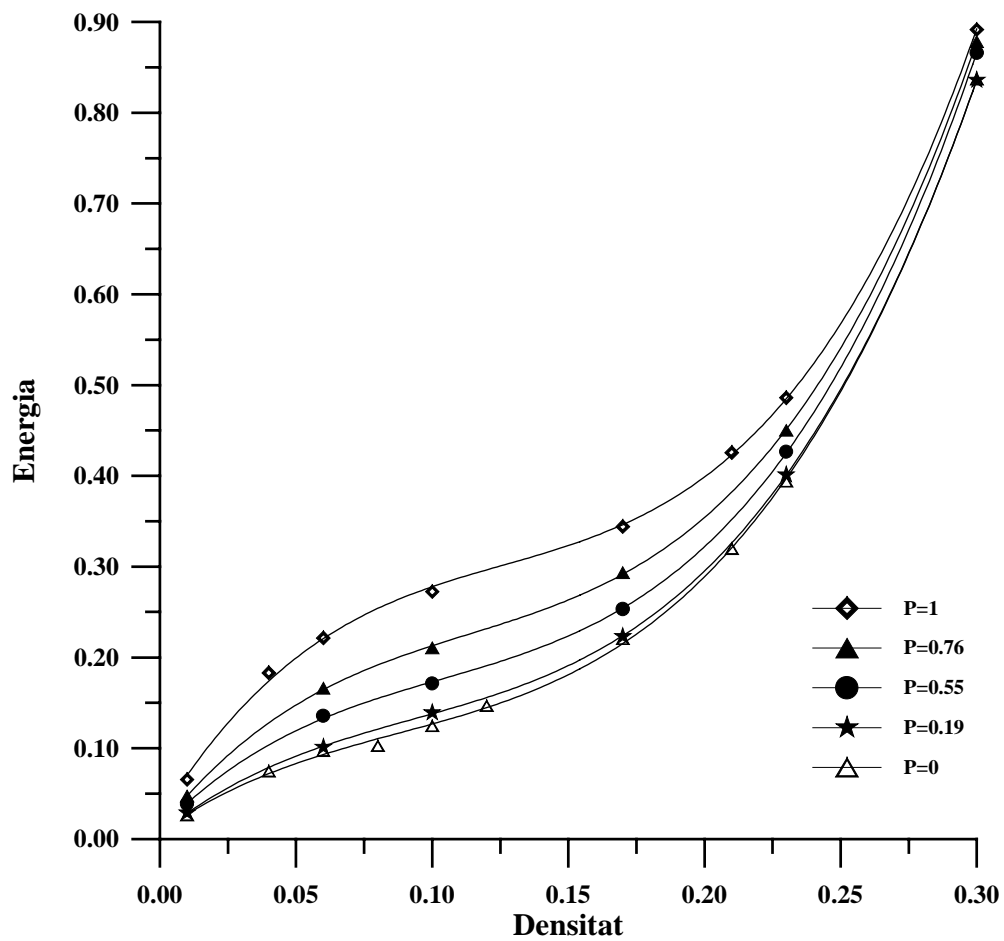


Figura 16.2

Energia per partícula (K) en funció de la densitat (σ^2) per a diferents polaritzacions

La figura 16.3 és una representació tridimensional de l'energia com a funció de la densitat i de la polarització. En ella, i degut a l'escala, són poc evidents les diferències en energia per a diferents polaritzacions, ja que es tracta d'una corba de variació molt suau. No obstant dóna una clara imatge de la forma en que l'energia augmenta en les direccions de polarització i densitat creixents. La curvatura de la superfície és la que dóna lloc als atípics comportaments de propietats com la compressibilitat o la velocitat del so.

A la figura 16.4 s'ha fet una representació en corbes de nivell de l'anterior superfície. L'energia es representa en escala de grisos sobre el pla densitat-polarització. Les zones més fosques corresponen a les energies més baixes, i les més clares a les zones d'energia més alta. Pot veure's en aquesta figura que cap de les corbes de nivell és una línia recta vertical. L'existència de línies verticals significaria igualar les energies del sistema a diferents polaritzacions, fet que entraria en contradicció amb l'evidència experimental de que l'estat menys polaritzat és el més favorable energèticament. Una peculiaritat que posa de relleu aquesta figura és que a densitats mitjanes (situades més o menys entre els $0.05\sigma^{-2}$ i els $0.25\sigma^{-2}$) els sistemes polaritzats són molt més inestables que els corresponents sistemes a molt baixes o molt altes densitats: vegi's que si es traça una línia a densitat constant dins d'aquest rang de valors, en passar de l'estat polaritzat al normal, ràpidament l'energia disminueix fins a situar-se en un valor força més baix. En canvi, en les zones de densitats molt altes o molt baixes, les corbes de nivell s'apropen força a una recta vertical, indicant una diferència molt petita entre les energies dels estats polaritzat i normal (en la figura 16.2 això queda reflectit per la convergència cap a un mateix valor de totes les corbes). La tendència del sistema polaritzat al normal seria en aquestes zones molt menys acusada. El mateix comportament és el que il·lustra la corba de la figura 15.3, on es veu que les energies dels sistemes normal i polaritzat prenen valors molt similars tant a baixes com a altes densitats.

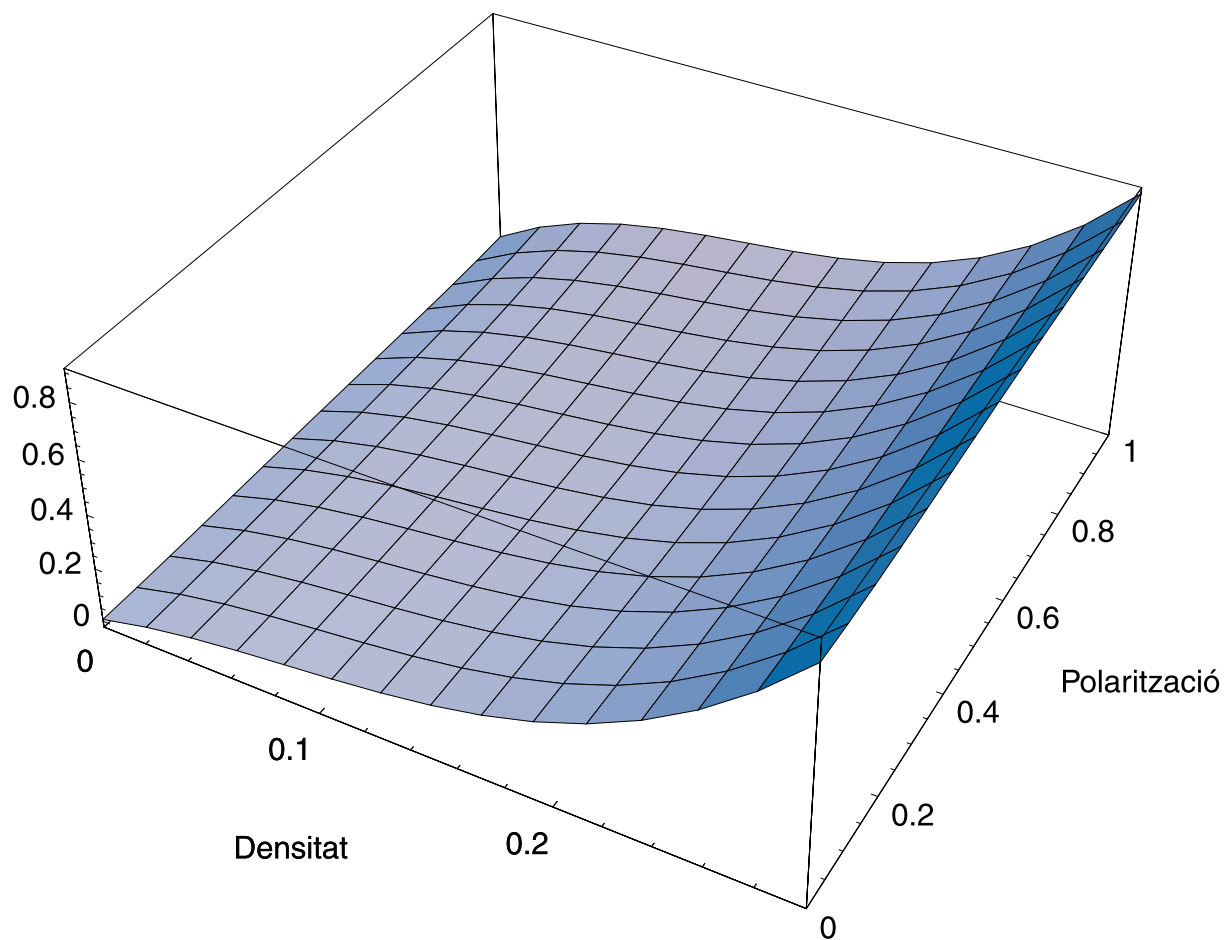


Figura 16.3.

Energia per partícula (K) del sistema bidimensional en funció de la densitat (σ^{-2}) i la polarització

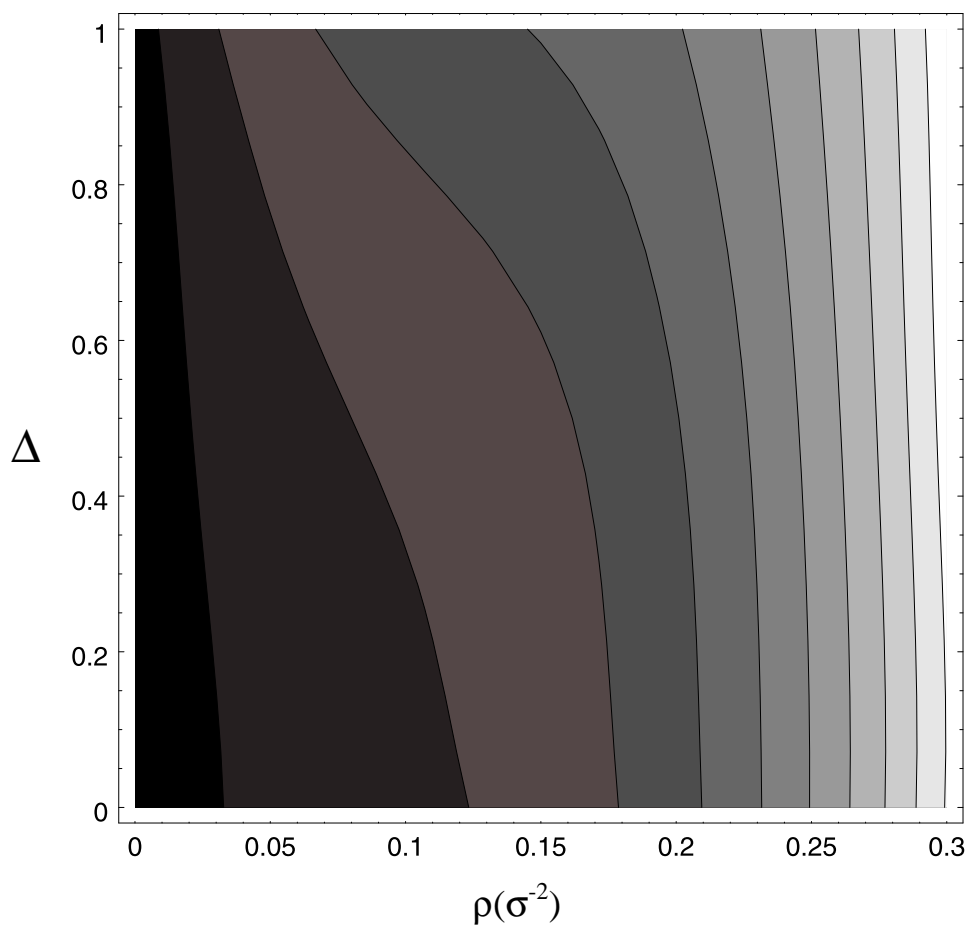


Figura 16.4

Representació de les corbes de nivell de l'energia per partícula (K) del sistema bidimensional en funció de la densitat (σ^{-2}) (eix horitzontal) i la polarització (eix vertical). Les zones més clares corresponen a valors més alts de l'energia.

16.5 Algunes propietats dels sistema: pressió, compressibilitat i velocitat del so

La pressió del sistema pot obtenir-se a través de la relació:

$$P = \rho^2 \frac{\partial e}{\partial \rho} \quad (16.8)$$

Quan es representa la pressió en funció de la densitat per a diferents polaritzacions (figura 16.5) s'observa en les corbes un pas gradual entre els sistemes normal i totalment polaritzat. A baixes densitats qualsevol augment en el grau de polarització provoca un increment en la pressió del sistema, que a densitat fixa assoleix el seu màxim quan $\Delta=1$. A densitats situades entre $0.11\sigma^{-2}$ i $0.12\sigma^{-2}$ les corbes es tallen, i inverteixen la seva posició relativa, de manera que a densitats més altes un increment en la polarització del sistema provoca una disminució de la pressió. Pot veure's també aquest comportament a la figura 16.6, en que s'ha representat la pressió com una superfície funció de la densitat i la polarització. A efectes de claredat s'hi ha representat per separat les zones de baixa i mitja densitats, on s'observa més clarament aquesta estructura. No s'ha inclòs la superfície corresponent a altes densitats, ja que les diferències de pressió entre els diversos graus de polarització són molt petites.

La compressibilitat:

$$\frac{1}{\kappa} = \rho \frac{\partial P}{\partial \rho} \quad (16.9)$$

s'ha representat en funció de la densitat a la figura 16.7, i mostra també dues zones diferents: a baixes densitats la compressibilitat dels sistema disminueix en augmentar la polarització, i a densitats altes el comportament és el contrari. Les corbes corresponents mostren un pas gradual entre els estats $\Delta=0$ i $\Delta=1$. La primera zona està compresa entre zero i, més o menys, $0.07\sigma^{-2}$. A partir d'aquesta densitat els sistemes polaritzats passen a situar-se per sobre de la corba $\Delta=0$, invertint finalment la disposició anterior i situant-se tant més per sobre com més gran és la seva polarització. El sistema totalment polaritzat

presenta un acusat màxim a l'entorn de $0.09\sigma^{-2}$, màxim que només apareix a molt altes polaritzacions, ja que a valors tan alts com $\Delta=0.76$ encara no s'observa. El rang de densitats en que es produeix aquest canvi en el comportament de la compressibilitat és el mateix en el que la velocitat del so mostra un comportament anòmal.

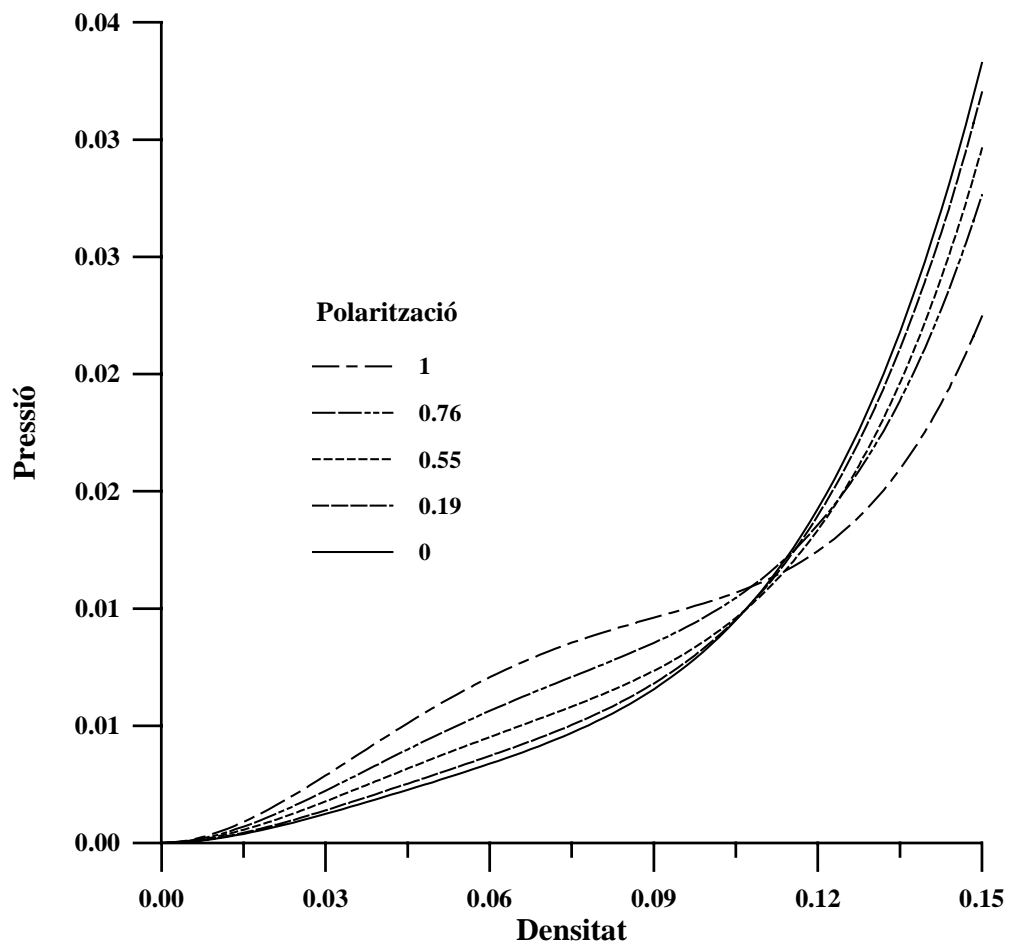


Figura 16.5

Pressió ($K\sigma^{-2}$) en funció de la densitat (σ^{-2}) per a diferents graus de polarització

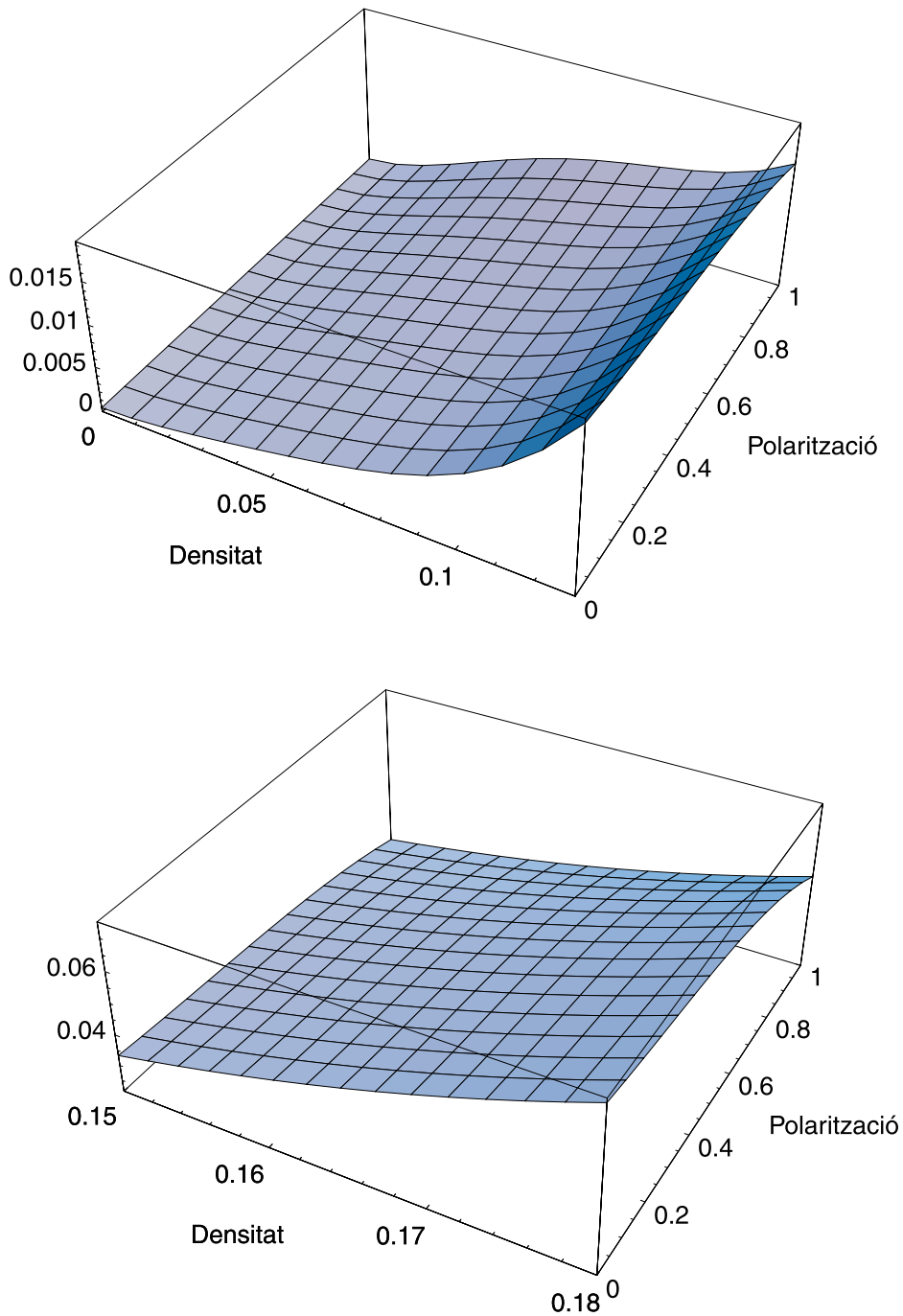


Figura 16.6.

Pressió ($K\sigma^2$) en funció de la densitat (σ^2) i la polarització en les zones de baixa i mitja densitat

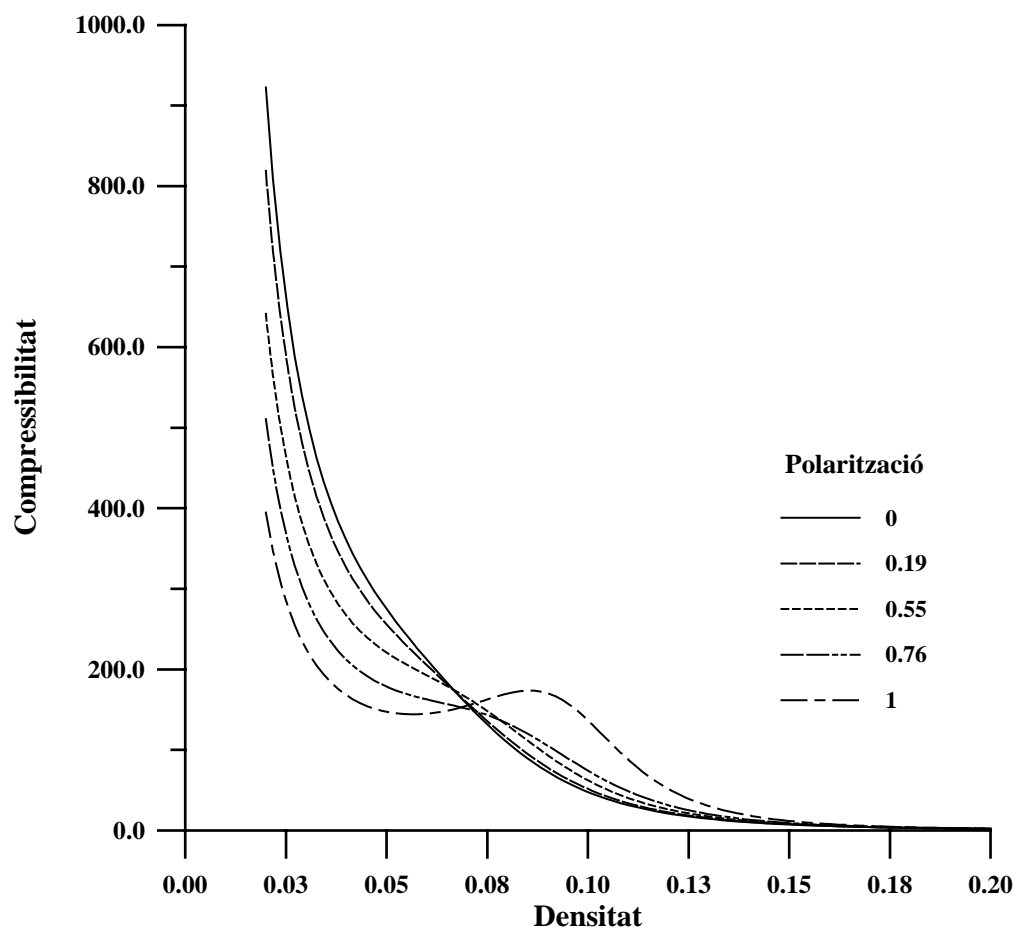


Figura 16.7

Compressibilitat ($K^{-1}\sigma^2$) en funció de la densitat (σ^{-2}) a diferents graus de polarització

La velocitat del so també pot ser calculada analíticament via la relació:

$$c^2 = \frac{1}{m} \frac{\partial P}{\partial \rho} \quad (16.10)$$

Els resultats obtinguts per la velocitat del so a diferents densitats i polaritzacions presenten unes característiques més complicades (figura 16.8).

Deixant a banda el cas $\Delta=1$, per als altres s'hi poden distingir tres zones de diferent comportament en funció de la polarització:

zona I: baixes densitats, $\rho < 0.03\sigma^{-2}$

A densitat fixa la velocitat del so creix amb la polarització

$\rho \approx 0.03 - 0.07\sigma^{-2}$ en aquest rang de densitats les corbes presenten primer un pendent nul i inverteixen després la seva disposició relativa.

zona II: densitats mitjanes, $0.07\sigma^{-2} < \rho < 0.20\sigma^{-2}$

A densitat fixa la velocitat del so decreix amb la polarització.

$\rho \approx 0.20 - 0.25\sigma^{-2}$ gradualment les corbes corresponents a polarització no nul·la tornen a tallar la corresponent a $\Delta=0$, tendint a adquirir novament la disposició de la zona I (figura 16.10).

zona III: densitats altes, $0.25\sigma^{-2} < \rho < 0.30\sigma^{-2}$

Es recupera el comportament de la zona I en que la velocitat del so creix amb la polarització.

El cas totalment polaritzat difereix força dels altres: a densitats baixes (figura 16.9) la corba $\Delta=1$ queda situada entre les corresponents a $\Delta=0.19$ i $\Delta=0.55$. A partir de la densitat $\rho \approx 0.05\sigma^{-2}$ la corba $\Delta=1$ talla la corba $\Delta=0$ i es situa a valors inferiors als de qualsevol altre grau de polarització. Els canvis graduals que mostra la corba entre $\Delta=0$ i $\Delta=0.76$ s'accentuen per a molt altes polaritzacions, i fan que la corba del sistema totalment

polaritzat mostri un aspecte substancialment diferent de les altres. A densitats altes la diferència en el valor de la velocitat del so entre el cas $\Delta=1$ i la resta de polaritzacions tendeix a fer-se cada cop més gran, ja que la corba $\Delta=1$ mostra constantment un pendent més petit que les altres (figura 16.10).

És molt peculiar també el comportament de la velocitat del so en funció de la densitat per a alts graus de polarització, ja que existeix un rang de densitats en el qual la velocitat del so disminueix quan la densitat augmenta. El fet és absolutament anòmal però podria relacionar-se amb algun canvi en l'estructura del sistema. Com s'observa a la figura 16.8 el sistema normal només mostra una petita disminució del pendent, igual que el sistema a baixa polarització. Però a partir de polaritzacions de l'ordre del 50% apareix aquest nou comportament, situat a densitats baixes, entre $\rho \approx 0.03 - 0.09\sigma^{-2}$ i que és tant més acusat com major és el grau de polarització del sistema.

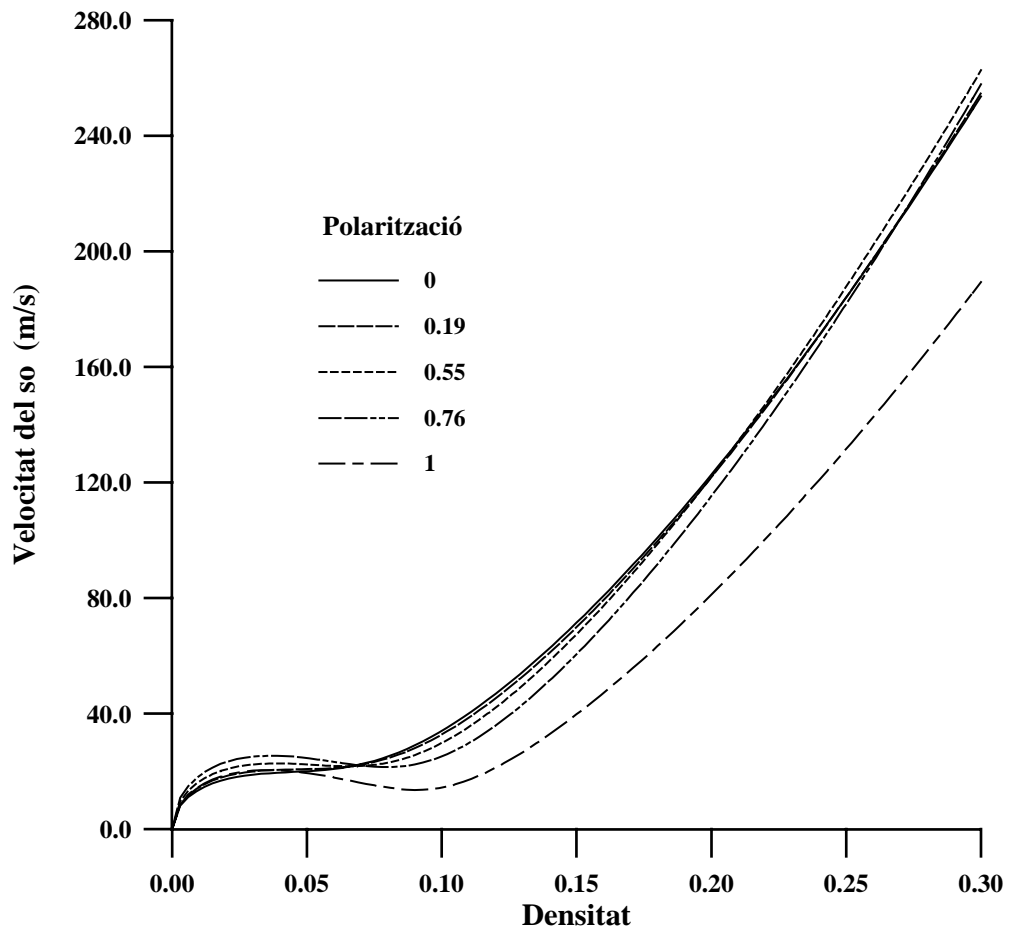


Figura 16.8

Velocitat del so (m/s) en funció de la densitat (σ^2) per a diferents graus de polarització

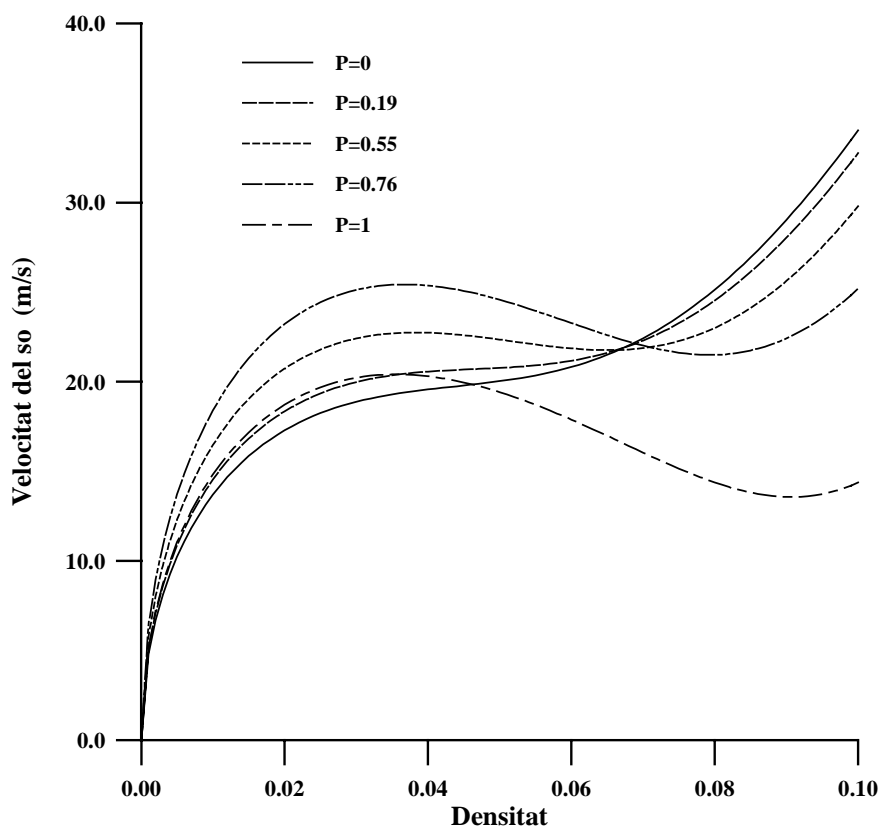


Figura 16.9

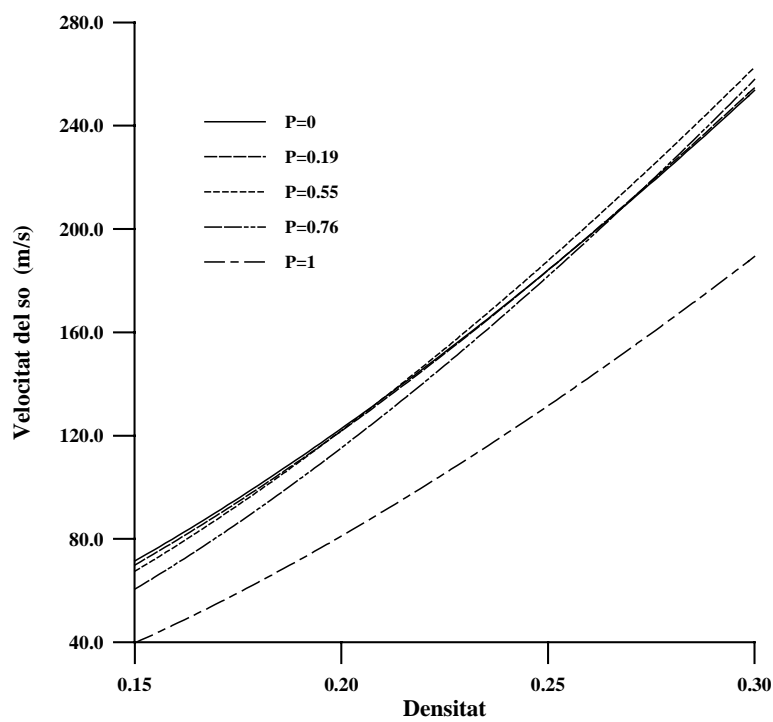


Figura 16.10

Detalls de la figura 16.8 a baixa i alta densitat (16.9 i 16.10 respectivament)

Finalment a la figura 16.11 es representa la dependència del potencial químic amb la densitat per a les diferents polaritzacions calculades.

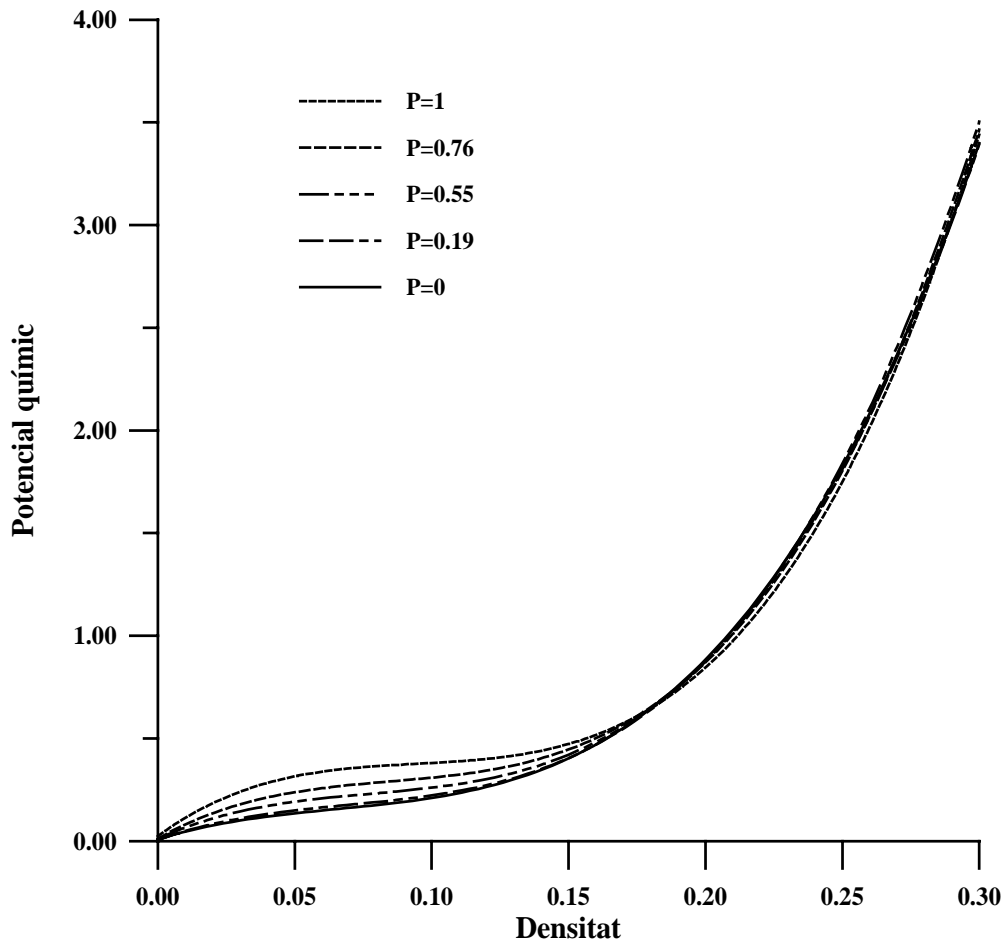


Figura 16.11

Potencial químic (K) en funció de la densitat (σ^2) per diferents graus de polarització

16.6 Susceptibilitat magnètica del sistema.

L'any 1985 en experiments amb ^3He tridimensional parcialment polaritzat Puech, Bonfait, Castaing i Thoulouze [PBC86] [BPCT86], van observar que la susceptibilitat magnètica del sistema presentava un fort pic quan la polarització era propera al 20%. A la pressió i temperatura estudiada van veure que el valor de la susceptibilitat es duplicava, i van suggerir l'existència d'una transició cap a una fase metamagnètica. En aquest nou estat el sistema presenta imanacions molt fortes. El mateix grup va analitzar la velocitat del so a pressió constant [BPHC87], ja que era una quantitat que podia ser mesurada fàcilment i amb gran precisió, i en la que s'esperava trobar-hi reflectit d'alguna manera el canvi de fase. Els resultats però, no van mostrar cap indicatiu d'aquesta transició en el líquid polaritzat, i així en el mateix article es comenta que o bé els canvis són massa petits per ser detectats o bé s'estava mesurant en una regió on no apareix el metamagnetisme. Stringari [St86] va comparar les prediccions teòriques sobre susceptibilitat i el canvi en la velocitat del so fetes en diferents aproximacions i els resultats experimentals. Les prediccions depenen molt del model teòric adoptat, arribant a predir comportaments ben diferents, però els resultats experimentals mostren acord en que per a valors de la polarització inferiors a $\Delta=0.3$, el canvi relatiu en la velocitat del so presenta una variació lineal amb el quadrat de la polarització.

En general però, els resultats presenten algunes incerteses, i no donen cap solució definitiva a la pregunta de si existeix o no la transició cap a una fase metamagnètica [GHN98], [SBPNL87]. A hores d'ara aquesta qüestió resta encara oberta per al sistema tridimensional, en tant que sobre el sistema bidimensional no hi havia encara cap resultat. Es presenta a continuació una anàlisi teòrica de la susceptibilitat del sistema estrictament bidimensional.

La possibilitat d'un canvi de fase en el sistema tridimensional planteja la qüestió de si en el sistema bidimensional també pot existir una transició similar. El sistema bidimensional aquí estudiat mostra comportaments atípics a densitats baixes o intermitjtes, com s'ha vist a l'apartat anterior (apartat 16.5), suggerint la possibilitat que siguin reflex de l'esmentada transició de fase. S'ha abordat doncs el càlcul de la susceptibilitat magnètica del sistema, per a veure si l'anàlisi DMC podia o no donar-ne una resposta.

En el present treball han estat calculades cinc polaritzacions diferents:

$$\Delta = 0, 0.19, 0.55, 0.76, 1$$

Tot i ser pocs valors per a obtenir-ne una anàlisi acurada, han permès inferir dades per a tot el rang continu de polaritzacions entre 0 i 1. Aquests primers resultats sobre la susceptibilitat mostren un canvi brusc de les propietats magnètiques de l' ^3He bidimensional a polaritzacions intermitjes.

Per a obtenir aquesta magnitud ha estat necessari calcular la segona derivada de l'energia respecte a la polarització a pressió constant, ja que la susceptibilitat ve definida per la relació:

$$\chi = \rho \frac{1}{\left(\frac{\partial^2 e}{\partial \Delta^2}\right)_p} \quad (16.11)$$

A partir de les dades a polarització constant (figura 16.2) s'ha calculat la derivada $\left(\frac{\partial^2 e}{\partial \Delta^2}\right)_p$ per a diferents valors de la pressió. Per a cada pressió la simulació Monte Carlo proporciona cinc valors de l'energia, corresponents a les cinc polaritzacions calculades. A partir d'aquests cinc valors s'ha obtingut numèricament una estimació de la segona derivada de l'energia respecte a la polarització (triangles de la figura 16.12).

També, fent ús de les propietats dels operadors lineals, s'ha calculat el valor de la segona derivada de forma ontínua (cercles de la figura 16.12) en tot el rang de polaritzacions. L'obtenció d'aquesta corba és el que ha permès generar les corbes de susceptibilitat de la figura 16.13. Les dues estimacions donen resultats coincidents com es veu a la figura 16.12, on es representa el valor de la segona derivada de l'energia respecte a la polarització a pressió constant.

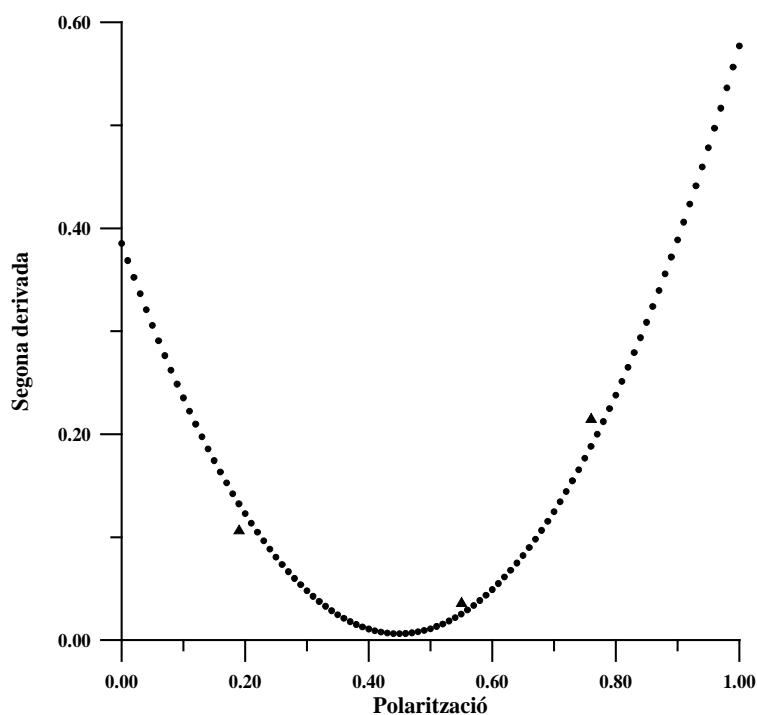


Figura 16.12

Resultats comparats del valor de la segona derivada de l'energia respecte a la polarització a pressió constant amb els dos mètodes comentats al text. $P=0.0061$

A la figura 16.13 es representa la susceptibilitat magnètica en funció de la polarització a pressió constant. A baixes pressions es troba una forta divergència per a polaritzacions mitjanes, divergència que desapareix molt ràpidament quan augmenta la pressió. Aquesta corba és similar a la trobada en el sistema tridimensional [BPCT86], i que indica l'existència d'una transició metamagnètica. La divergència apareix per a polaritzacions de l'ordre del 50%, mentre que el sistema tridimensional mostra el pic per a polaritzacions de l'ordre del 20%.

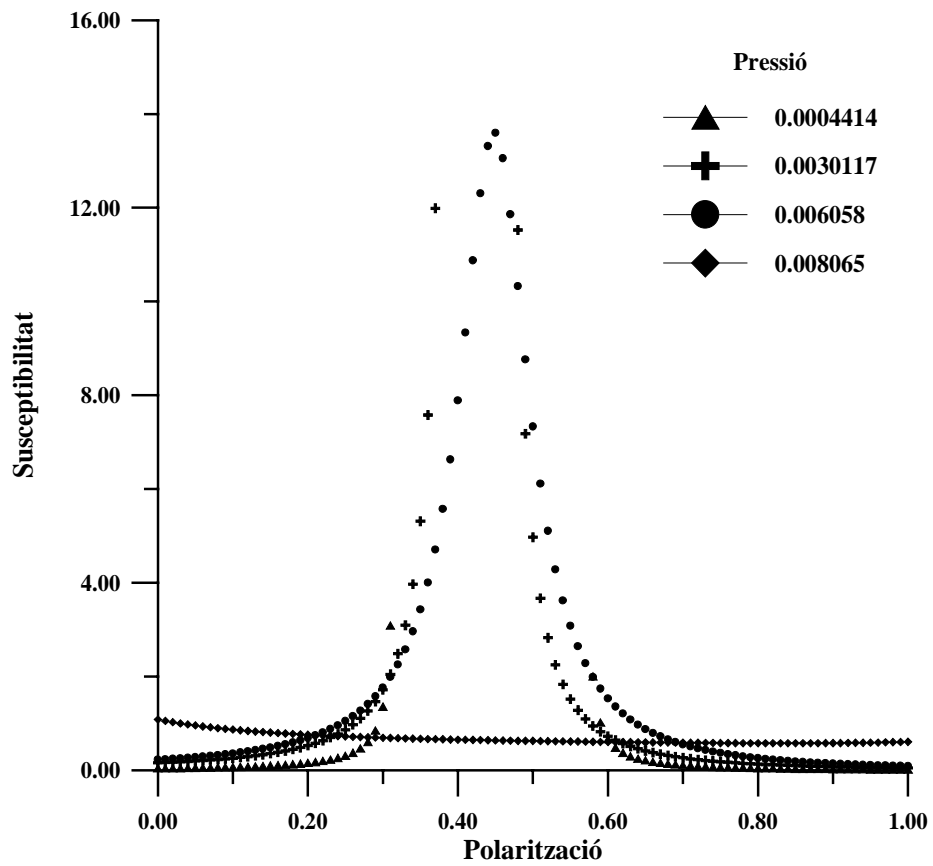


Figura 16.13

Càlcul de la susceptibilitat magnètica ($\text{K}^{-1}\sigma^{-2}$) del sistema d' ^3He bidimensional a pressió ($\text{K}\sigma^{-2}$) constant

La figura 16.14 permet entendre perquè la susceptibilitat augmenta tant en aquest rang de polaritzacions. En ella s'ha representat l'energia per a cada valor de la polarització en funció de la pressió. Per als valors més baixos de la pressió, on s'observa la divergència en la susceptibilitat, es veu que els canvis en polarització impliquen canvis molt petits en l'energia, en particular pot veure's que per a pressions inferiors a 0.005 les energies corresponents a diferents polaritzacions i pressió fixa pràcticament coincideixen. És a dir, en aquestes condicions el sistema mostrarà una alta susceptibilitat, ja que augmentar la seva polarització li representa una escassíssima diferència d'energia. Si s'aplica sobre el sistema un camp magnètic creixent, l' ^3He es polaritza a un determinat ritme, però a partir d'un cert valor en el camp magnètic aplicat la despesa energètica per a polaritzar-lo és molt baixa i, a poc que augmenti el camp, el sistema adquireix fàcilment alts graus de polarització.

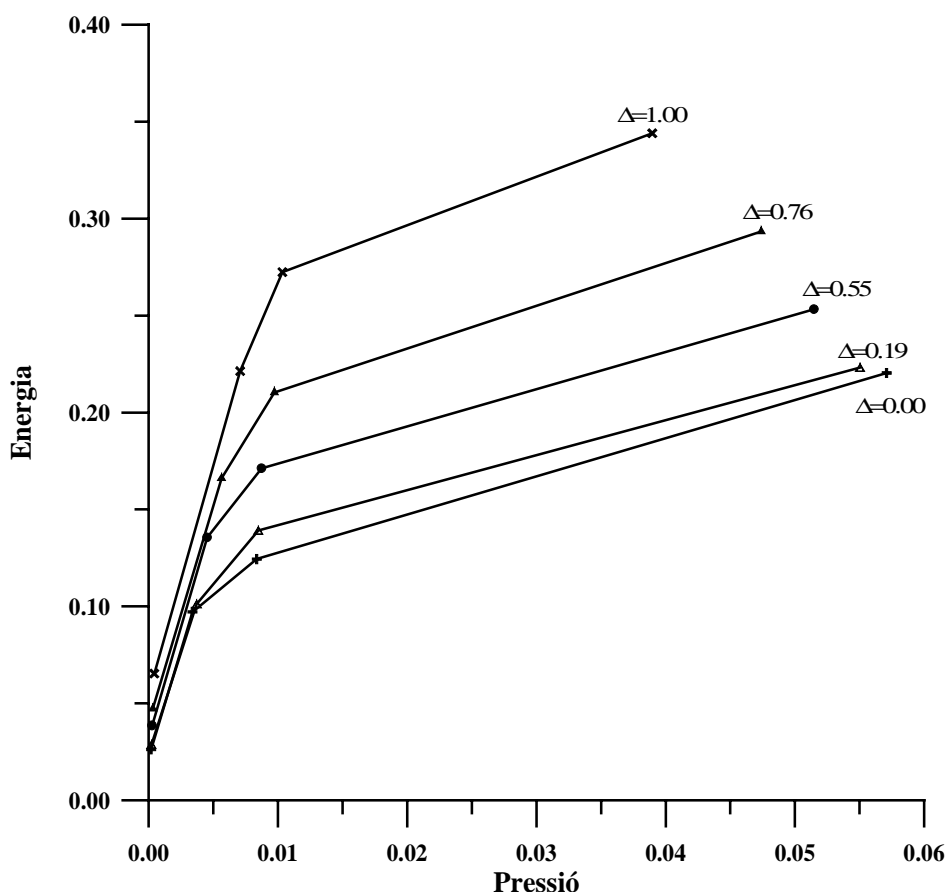


Figura 16.14

Energia (K) en funció de la pressió ($K\sigma^{-2}$) per a cadascuna de les cinc polaritzacions

A [BPHC87] es suggereix la possibilitat d'observar els efectes d'aquesta transició en les mesures de la velocitat del so, i com ja s'ha explicat els resultats van ser negatius. La mateixa anàlisi numèrica emprada en el càlcul de la susceptibilitat magnètica permet ara obtenir la velocitat del so en tot el rang de polaritzacions entre 0 i 1., i és per aquest motiu que es contrueixen els gràfics a pressió constant i comparar així amb aquells resultats experimentals, tot i correspondre al sistema tridimensional.

A les figures 16.15 i 16.16 s'hi representen els resultats obtinguts a diferents pressions. Es representa la velocitat del so en funció de la polarització a pressió constant, ja que la mesura experimental de la velocitat del so es fa a pressió constant ([BPHC87]).

La primera figura correspon als cinc valors més baixos de pressió calculats, i la figura 16.16 inclou els cinc valors més alts de la pressió. Aquests dos gràfics no són de comparació immediata amb 16.8, ja que a pressió constant petits canvis en la polarització poden representar grans canvis en la densitat del sistema, situant-nos sobre punts molt allunyats de la figura 16.8.

S'observa en ells una variació contínua i bastant suau de les corbes en augmentar la pressió. Quan aquestes són baixes la velocitat del so sempre augmenta amb la polarització, però a partir de pressions de l'ordre de $P \approx 0.03$, que correspon a densitats properes a $\rho \approx 0.03\sigma^{-2}$, el comportament canvia, mostrant un descens global quan augmenta la polarització. En tot cas no s'observa cap canvi en la velocitat del so que pugui ser un reflex de l'existència d'una nova fase per polaritzacions de l'ordre del 50%.

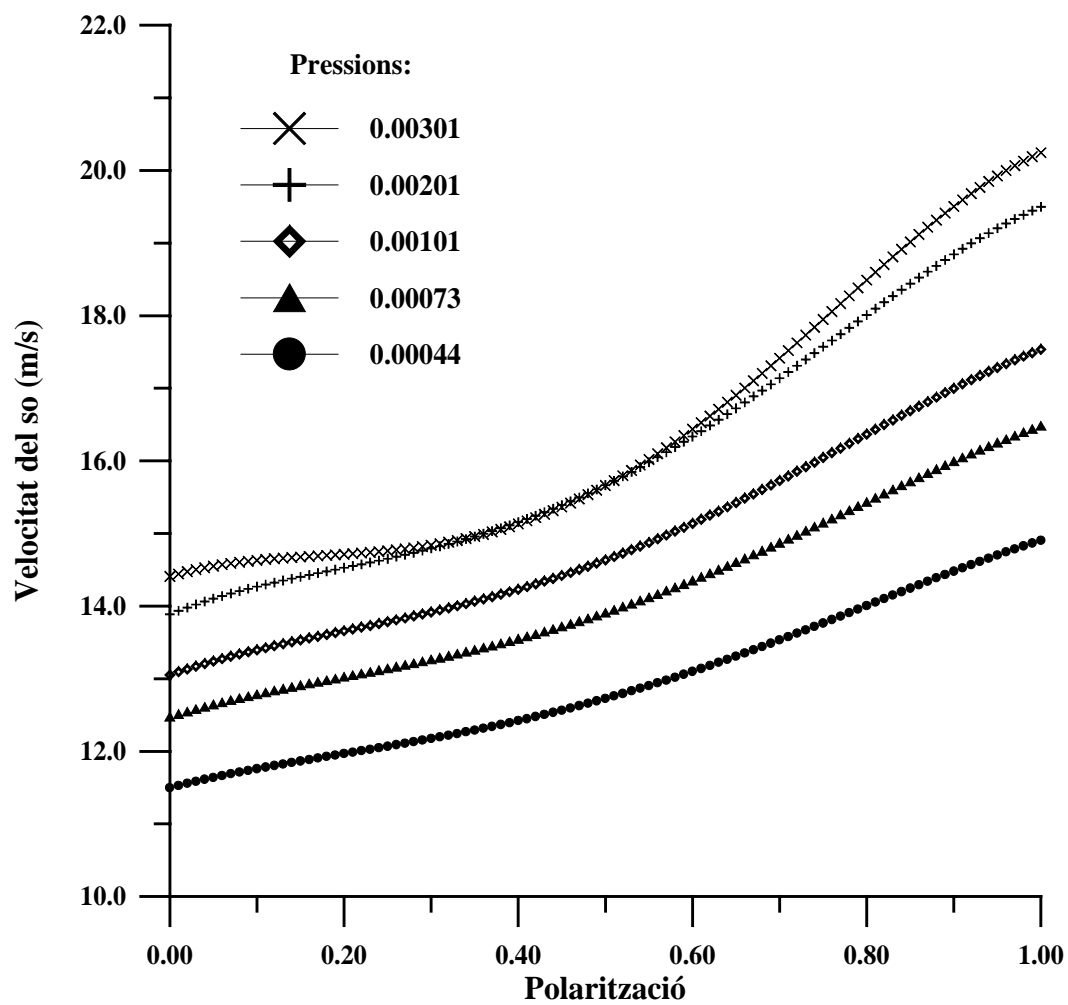


Figura 16.15

Velocitat del so (m/s) en funció de la polarització a pressió ($K\sigma^2$) constant

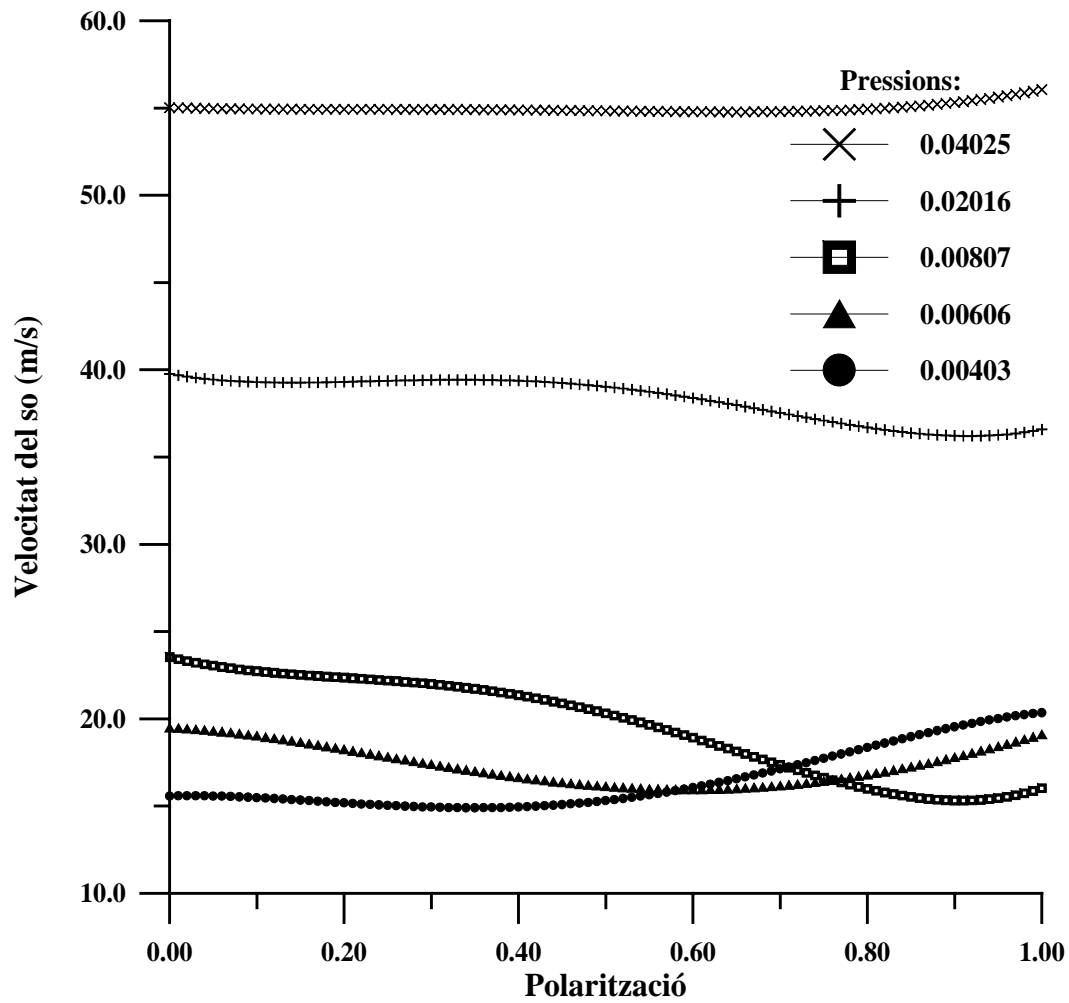


Figura 16.16

Velocitat del so (m/s) en funció de la polarització a pressió ($\text{K}\sigma^{-2}$) constant.

A la referència citada es calcula el canvi relatiu en la velocitat del so representant-lo en funció del quadrat de la polarització a pressió constant, i observen dins d'un rang de polaritzacions, un comportament lineal. Per a comprovar si en el sistema 2D també succeeix s'ha construït la figura 16.17. En ella s'hi representa la variació relativa en la velocitat del so enfront de Δ^2 . Tal com s'observa en el sistema tridimensional, el sistema bidimensional presenta tot un rang de pressions a polaritzacions intermitges que mostren un creixement lineal de la velocitat del so. Aquest rang pot situar-se entre $0.03 \leq \Delta^2 \leq 0.3$ en tant que a baixes polaritzacions, aproximadament per $\Delta^2 \leq 0.03$, apareixen clares desviacions d'aquest comportament. Per a polaritzacions més altes desapareix aquest comportament lineal.

Pot veure's que el comportament de la velocitat del so és complicat, en qualsevol cas no s'ha sabut trobar cap senyal de la transició de fase.

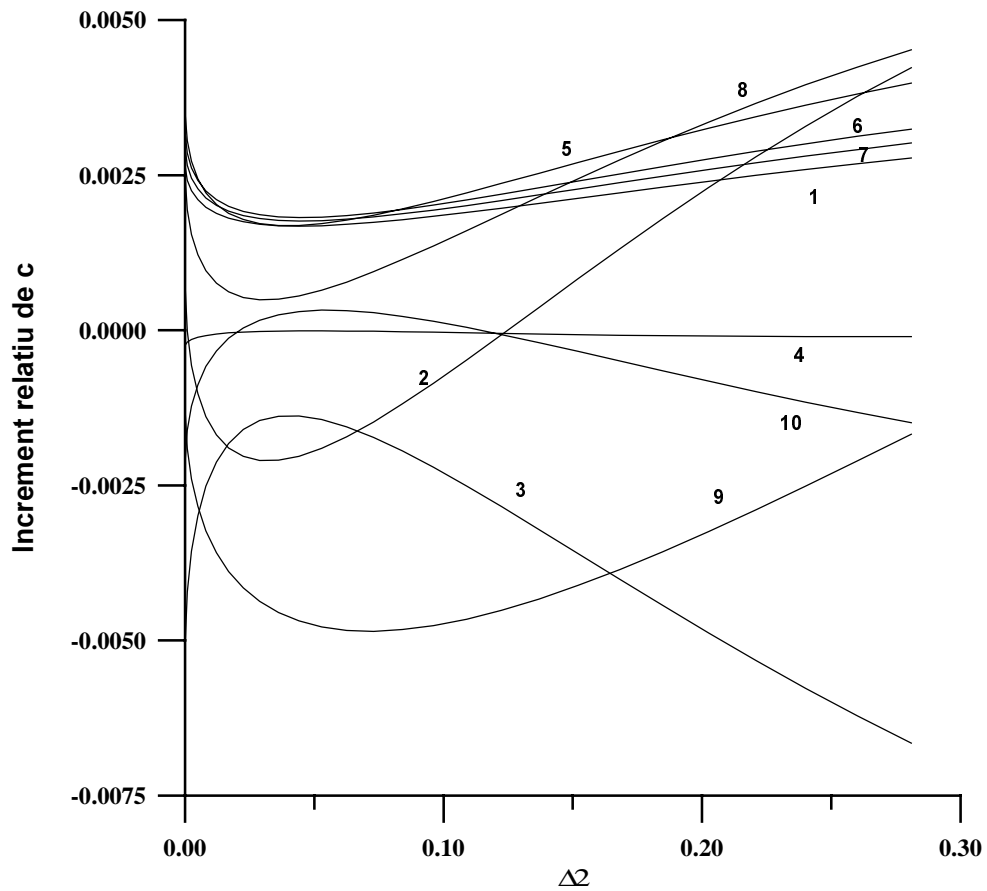


Figura 16.17

Increment relatiu de la velocitat del so a pressió constant en funció del quadrat de la polarització. Les corbes numerades de l'1 al 10 corresponen respectivament a les pressions: 0.00044, 0.00073, 0.00101, 0.00201, 0.00301, 0.00403, 0.00606, 0.00807, 0.04025 ($\text{K}\sigma^{-2}$)