

LA SUPERFLUIDEZ EN EL ^3He : EL DESCUBRIMIENTO Y LA EXPLICACIÓN¹

Douglas D. Osheroff

*Department of Physics
Stanford University
Stanford, California 94305-4060, USA*

I. El Descubrimiento

Al comenzar a escribir esta charla me acuerdo de la excitación general que permeaba el campo de la física de bajas temperaturas en 1971. Se habían desarrollado nuevas tecnologías de enfriamiento, y todos sentían que una física nueva, interesante e importante, estaba esperando ser descubierta en el mundo de las temperaturas ultrabajas para ser accesible el estudio a través de estas técnicas.

Yo había llegado a Cornell para hacer trabajo de grado en lo que entonces se llamaba física del estado sólido, pero fui rápidamente atraído al prometedor campo de la física de bajas temperaturas por una charla que Bob Richardson dio en el otoño de 1967, en la cual describía cómo trabajaban los refrigeradores de dilución. En ese momento, yo estaba trabajando como asistente de Dave Lee. Dave parecía pensar que yo era bastante brillante, y me invitó a unirme al grupo. Al final de mi primer año en Cornell, Jim Sites, un estudiante graduado mayor, y yo habíamos construido el refrigerador de dilución que posteriormente se usaría en el descubrimiento de la superfluidéz en el ^3He .

Un refrigerador de dilución es un aparato que utiliza la solubilidad no nula ($\sim 6\%$) del ^3He líquido en el ^4He superfluido a bajas

¹El Premio Nobel de Física de 1996 fue compartido por David M. Lee, Douglas D. Osheroff, y Robert C. Richardson. Esta conferencia es el texto de la conferencia del Profesor Osheroff en la premiación.

temperaturas para *evaporar* en forma efectiva el ^3He líquido hasta temperaturas arbitrariamente bajas. Debido a que el ^3He a temperaturas de mK es un fluido de Fermi degenerado cuya entropía es proporcional a la temperatura, tal aparato tiene una capacidad de enfriamiento que disminuye al menos tan rápido como el cuadrado de la temperatura. En aquellos días, tales refrigeradores podían alcanzar sólo cerca de 15 mK.

Sites intentaba medir la susceptibilidad magnética del ^3He sólido tan cercana a la temperatura de ordenamiento del espín nuclear como fuera posible, la cual se esperaba que fuera alrededor de 2 mK. Las interacciones efectivas del espín en este sistema resultan del intercambio átomo-átomo a frecuencias tan altas como 40 MHz. En contraste, para el silicio se calcula una frecuencia de intercambio átomo-átomo que es menor que uno sobre la edad del universo. El refrigerador de dilución era sólo el primer paso en el nuevo proceso de enfriamiento de Jim. La segunda etapa de refrigeración era a través de la solidificación adiabática del ^3He , o la refrigeración de Pomeranchuk, llamada así por el teórico ruso que había sugerido el proceso en 1950 (Pomeranchuk, 1950), antes de que nadie hubiera creado el ^3He líquido. Pomeranchuk razonó que el ^3He líquido resultaría ser un fluido de Fermi degenerado a bajas temperaturas debido a su espín semi-entero. De este modo, a temperaturas suficientemente bajas su entropía dependería linealmente de la temperatura. A bajas temperaturas el sólido poseería una entropía dominada por los espines nucleares desordenados, $S_{\text{sólido}} \sim R \ln 2$, y por lo tanto, a temperaturas suficientemente bajas, la entropía del líquido disminuiría por debajo de la del sólido. En esta situación bastante peculiar, el calor latente de fusión sería negativo, y por lo tanto, si uno comprimiera para solidificar parte de una muestra de líquido a entropía constante, el líquido se debería enfriar. La tasa de enfriamiento real es de cerca de 1 mK por cada centésima parte del líquido que se convierte en sólido. Pomeranchuk había argumentado que este proceso continuaría bajando la temperatura hasta alcanzar la temperatura en la cual el espín del sistema sólido se ordena, haciéndolo un vehículo ideal para estudiar el ordenamiento

nuclear en el sólido.²

El principal problema con la propuesta de Pomeranchuk era que, cerca de la temperatura de ordenamiento del sólido, el trabajo hecho sobre el sistema para solidificar el líquido, $P_{fusion} \cdot (V_{sólido} - V_{líquido})$, excedía el calor latente por dos o tres órdenes de magnitud. ¿Cuán reversible podía ser el proceso de compresión? Anufriyev en Rusia había mostrado en 1964 que el proceso funcionaba, pero sólo alcanzó una temperatura de cerca de 20 mK en sus experimentos (Anufriyev, 1965). Nadie había demostrado que este proceso pudiera alcanzar temperaturas significativamente por debajo de aquellas accesibles con un refrigerador de dilución, mucho menos por debajo de la temperatura de ordenamiento del sólido. Tanto el grupo de John Wheatley en La Jolla (Universidad de California en San Diego) como el nuestro en Cornell estábamos apostando a resultados positivos. A pesar de estas y otras complicaciones, el experimento de Sites funcionó (Sites *et al.*, 1969) durante mi segundo año de estudios de postgrado, y Jim se graduó en el verano de 1969, dejándome su crióstato. Jim fue el único miembro del grupo de bajas temperaturas en obtener el doctorado en sólo cuatro años.

En mi tercer año, me puse a mejorar el refrigerador de dilución que Sites y yo habíamos construido, y también a construir una nueva celda de Pomeranchuk basada en un diseño que yo había desarrollado el año anterior, mientras me recuperaba de una lesión en la rodilla que siguió a un accidente de esquí. Sites había usado un arreglo bastante complicado de tres cámaras llenas con helio y dos fuelles metálicos para disminuir el volumen de la región de ^3He , necesario para comprimir y solidificar el líquido. En su celda las convoluciones de los fuelles que contenían el ^3He se cerraban cuando había compresión. Si el sólido se formaba en las convoluciones, aparecería una deformación plástica de ese sólido, y por lo tanto un calentamiento irreversible. Mi celda era más simple, basada en sólo dos cámaras de helio con fuelles en forma de prensas hidráulicas, como se muestra en la figura 1. El ^4He superfluido se introducía a presión dentro de los grandes arreglos de fuelles en la parte superior,

²Véase R. C. Richardson, *Rev. Mod. Phys.* **69**, 683 (1997).

forzando hacia abajo al pistón central, y extendiendo los fuelles inferiores hacia abajo a la región llena con ^3He . En la figura 2 se muestra una fotografía del fuelle superior conectado al refrigerador de dilución.

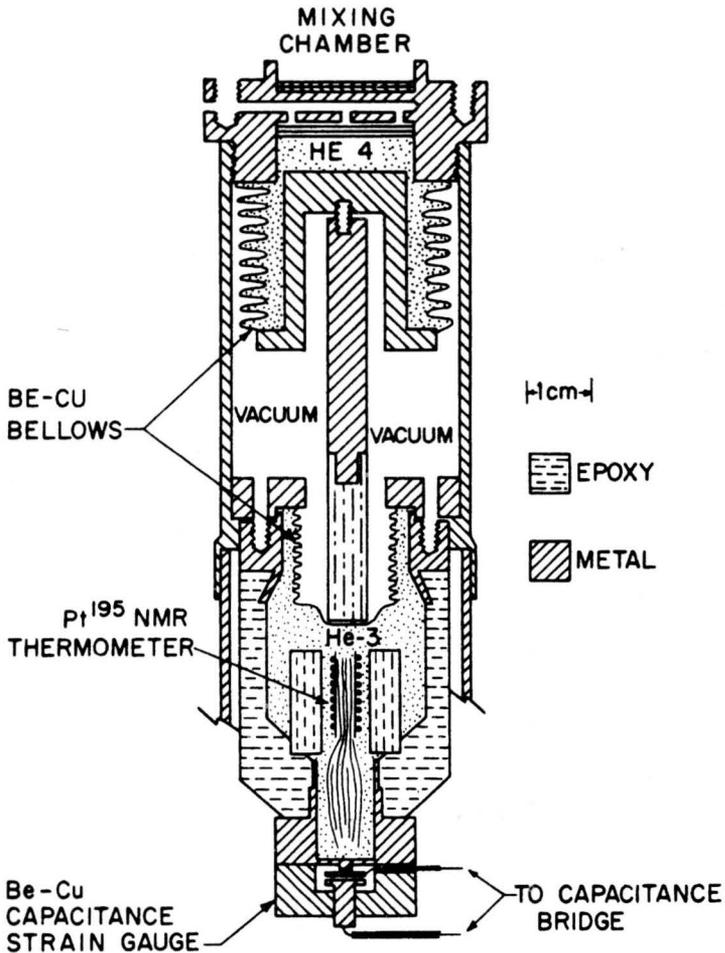


Figura 1. Diagrama esquemático de la celda de Pomeranchuk usada en el descubrimiento de la superfluidez del ^3He . El ^4He superfluido se agrega bajo presión al sistema de fuelles superiores, forzando a los fuelles inferiores hacia la región llena con ^3He . El transductor de presión capacitiva está en el fondo.

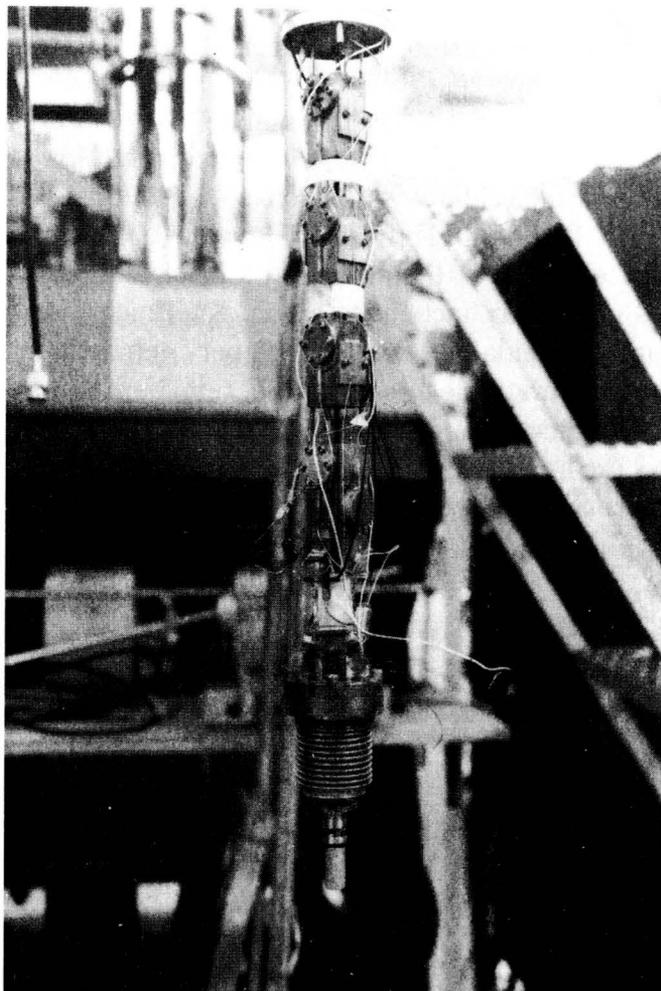


Figura 2. Fotografía de la parte inferior del refrigerador de dilución usado en el descubrimiento, que muestra la columna de intercambio de calor, conectado por debajo con la cámara de fuelles para el ^4He y el pistón para la celda de Pomeranchuk.

Al comenzar mi cuarto año de estudios de postgrado, la nueva etapa de refrigeración doble ya estaba operando, y también había mejorado nuestro esquema de termometría NMR. Para utilizar el

sistema para estudiar física, algo con lo cual aún no me sentía a gusto haciéndolo yo mismo, me uní con Linton Corruccini, un estudiante en el grupo que estaba un año adelante de mí. Linton deseaba verificar una predicción inusual de Leggett y Rice (Leggett and Rice, 1968a, 1968b; Leggett, 1970) que resultaba de los efectos de campos moleculares sin colisiones que surgen del comportamiento tipo líquido de Fermi del ^3He , en el cual el coeficiente de difusión del espín en el líquido variaría con el ángulo con el cual los espines estuvieran inclinados en un experimento de NMR pulsado. Usamos la celda de Pomeranchuk para enfriar indirectamente una muestra separada de ^3He hasta cerca de 6 mK. El experimento funcionó (Corruccini *et al.*, 1971) y fuimos capaces de estimar el parámetro de Landau del líquido de Fermi F_1^a por primera vez usando la teoría de Leggett–Rice.

Pronto iría a ser mi quinto y presumiblemente último año de estudios de postgrado. Yo me había casado con Phyllis S. K. Liu en Agosto de 1970, sólo dos semanas después que ella había defendido en forma exitosa su tesis doctoral, y estaba trabajando como postdoc en bioquímica, esperando que yo completara mi tesis. David Lee deseaba que yo detectara ordenamiento de espín nuclear en ^3He sólido usando mi aparato. Yo no estaba completamente seguro de cómo hacer esto, pero no mucho después Dave me mostró un preprint de un artículo del grupo de John Wheatley (Johnson *et al.*, 1971) de la Universidad de California en San Diego en el cual se midió la disminución de la presión de fusión del ^3He en función de la temperatura para varios campos magnéticos. Esta supresión debería ser una medición directa de la diferencia en magnetización entre el líquido de Fermi y el sólido. Los resultados del grupo sugerían una magnetización anómalamente grande en el sólido para campos magnéticos bajos. Decidimos que verificaríamos este resultado inesperado con nuestro aparato, que usaba un esquema de termometría muy diferente al del grupo de La Jolla.

Infortunadamente, resultó que el efecto reportado por el grupo de La Jolla había sido un efecto de la termometría del grupo, y el grado de supresión que yo encontré fue pequeño y difícil de medir

(Osheroff, 1973). A pesar del hecho de que esto no se veía como un buen experimento de tesis, insistí tenazmente. Finalmente, Bill Tomlinson, un postdoc del grupo, y Jim Kelly, otro estudiante de postgrado, argumentaron que yo ya había monopolizado bastante el único imán MNR del laboratorio, y que era su turno para usarlo. De mala gana estuve de acuerdo en ceder el imán, pero mantuve mi aparato frío en caso de que el de ellos tuviera fugas, como a menudo sucedía en esos días.

Mientras estaba esperando el veredicto acerca del experimento de ellos, decidí ver qué tan bajas temperaturas se podían alcanzar con mi celda de Pomeranchuk. Sabíamos que el alambre de cobre de nuestro termómetro NMR perdía contacto térmico con el ^3He líquido en la celda por debajo de los 2.7 mK, pero creía que podía extrapolar nuestra termometría a temperaturas más bajas usando la pendiente esperada de la curva de fusión del ^3He , que ya había sido medida en La Jolla (Johnson *et al.*, 1970) y por mí por debajo de los 3 mK. Mi experimento consistía en formar ^3He sólido a una tasa muy lenta, y graficar la presión de fusión en términos del tiempo en un registrador de papel. Es importante observar que estaba usando un transductor de presión capacitiva del tipo desarrollado por primera vez por Straty y Adams (Straty and Adams, 1969) en la Universidad de Florida. En tal diseño la presión cambia un diafragma metálico delgado al cual se ha conectado una placa de un condensador de placas paralelas, que de este modo cambia la separación del condensador, la cual se medía con un puente de condensadores de CA. Tenía mucha mejor resolución que cualquier otra cosa que hubiera estado disponible antes. Las partes de mi transductor de presión se muestran en la figura 3.

El primero de tales experimentos se llevó a cabo el 24 de Noviembre de 1971, el día antes de las vacaciones del Día de Acción de Gracias Americano. Mientras miraba, la presión subía lentamente a medida que se enfriaba la celda. Repentinamente, a una temperatura que estimé alrededor de 2.6 mK, la tasa de enfriamiento cayó bruscamente por un factor cercano a dos. Intuí que esta disminución en la tasa de enfriamiento señalaba la aparición de calor

debido a la deformación plástica del ^3He por los fuelles móviles, y pronto decidí terminar la compresión. En la figura 4 se muestra una parte de la curva de presurización resultante que ilustra esta peculiaridad. Los números escritos a mano fueron añadidos cuatro días más tarde. Después de fundir el sólido en la celda por descompresión, decidí dejar que la celda se pre-enfriara hasta una temperatura tan baja como se pudiera alcanzar con mi refrigerador de dilución durante los cuatro días de vacaciones, y luego intentar nuevamente el experimento el lunes. Si comenzaba a 15 mK en vez de 20 mK, habría un 30 % menos de sólido en la celda a 2.6 mK de lo que hubo en la compresión del 24 de Noviembre.



Figura 3. Fotografía del transductor de presión capacitiva para la celda de ^3He durante el montaje. A la izquierda se ve la placa móvil del condensador conectada al diafragma metálico, mientras que la placa estacionaria está a la derecha.

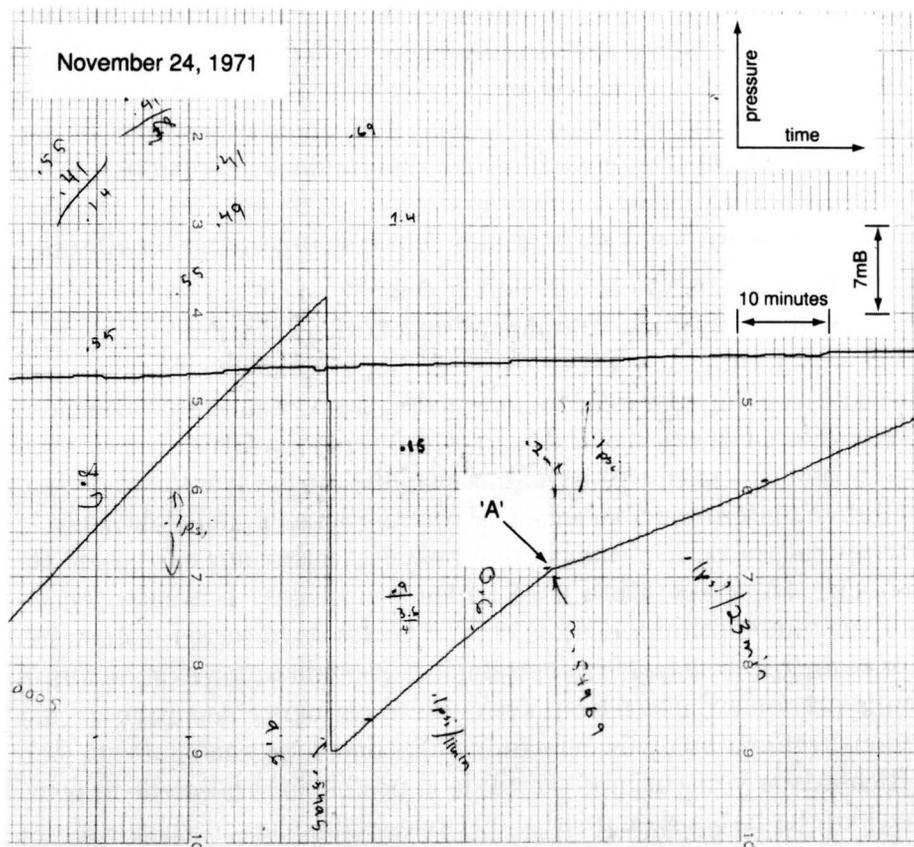


Figura 4. Curva de presurización tomada el 24 de Noviembre de 1971 que muestra la primera observación de la transición A. La presión aumenta verticalmente mientras el tiempo aumenta hacia la derecha. Los saltos abruptos en la curva de presurización ocurrían cuando se rebalanceaba el puente de capacitancia. La línea irregular es la temperatura del refrigerador de dilución.

Ese lunes memorable entré a mi laboratorio cerca de mediodía, comí un almuerzo ligero como era mi hábito y comencé la compresión alrededor de las 12:35 pm. Cerca de las 5:50 pm me aproximé a la presión a la cual se había visto el decrecimiento repentino de la

tasa de enfriamiento la vez anterior. Yo no esperaba que apareciera un cambio ni menos a la misma presión. No obstante, pronto vi otro cambio en la curva de presurización, y podía decir que estaba cerca de la misma presión a la cual había ocurrido antes. Se me paró el corazón. Entonces hice una determinación cuidadosa de las presiones a las cuales habían aparecido estos cambios, y encontré que las dos presiones eran iguales dentro de una parte en 50.000.

En ese momento la adrenalina comenzó a fluir a través de mis venas, dado que inmediatamente reconocí que la probabilidad de que la deformación plástica empezara en mi celda exactamente a la misma presión con compresiones sucesivas en condiciones iniciales muy diferentes era casi nula. Una explicación más lógica para esta coincidencia era que este cambio señalaba alguna transición de fase altamente reproducible en mi celda. ¿Había logrado alcanzar la temperatura de la transición de fase magnética nuclear en el ^3He sólido? La temperatura parecía demasiado alta. Entonces repetidamente comprimí y descomprimí a través de la región del cambio para asegurarme que era reproducible, y medir su presión de forma más precisa. En la figura 5 se muestra la curva de presurización inicial ese día a través del cambio. Entonces me encontré con Bob Richardson y discutimos acerca de la posible naturaleza de la transición que había descubierto. Estuvimos de acuerdo en que si era una transición de primer orden en el sólido en el cual el sistema de espín perdía quizás un 30 % de su entropía, se podría entender el cambio en la pendiente de la curva de presurización. Esta discusión resultó en un posible diagrama de fase magnético para el sistema de espín sólido que se estaba registrando en mi libro de laboratorio, el cual se muestra en la figura 6. En esa época no hubo discusión de ningún tipo de una posible transición de fase en el líquido.

Obsérvese que al extremo derecho de la figura 5 se puede ver una pequeña caída abrupta en la curva de la presión en términos del tiempo. Pronto me di cuenta que esta característica, que siempre se veía, pero no a la misma presión, también era una transición. Pero esta transición exhibía un grado sustancial de superenfriamiento. Con este pequeño escalón siempre estaba asociado

un pequeño *plateau* en la curva de despresurización durante el calentamiento, y este *plateau* ocurría a una presión altamente reproducible. Esta transición aparente parecía mucho más difícil de explicar con nuestro modelo de sistema de espín sólido. Aunque originalmente llamamos a la transición de alta temperatura un *parpadeo* y a esta transición de baja temperatura el *parpadeo prima*, pronto rebautizamos al *parpadeo* como la transición *A*, y al *parpadeo prima* como la transición *B*. Aquellas designaciones permanecen hasta el día de hoy, y como veremos, fueron realmente bastante proféticas acerca de las identidades microscópicas de las dos fases superfluidas.

Pronto encontramos que si continuábamos comprimiendo más allá de las transiciones *A* y *B*, la presión continuaría elevándose hasta un valor máximo, aunque lentamente, y que el cambio total en la presión desde la presión de la transición *A* excedía el cambio posible si la transición *A* hubiera sido la transición *esperada* de ordenamiento de espín en el sólido, o aun si hubiera sido sólo la transición *esperada* a 2 mK. El sólido parecía mantener su entropía hasta temperaturas demasiado bajas. Para matar dos pájaros de un tiro, supusimos que en la transición *A* algo sucedía en el sólido que prevenía un mayor ordenamiento nuclear. Quizá una transición de fase cristalográfica.

Las revelaciones anteriores cambiaron completamente el curso de mi tesis doctoral. Pronto Tomlinson y Kelly completaron su experimento en forma exitosa, y nuevamente tomé posesión del imán NMR del laboratorio el 2 de Diciembre. Comenzamos a estudiar los efectos de un campo magnético en las transiciones *A* y *B*, porque seguramente habría efectos si éstas fueran transiciones magnéticas en el sólido. Quizás más importante en ese momento, esperábamos que la dependencia del campo excluiría la posibilidad de que las transiciones que se observaran fueran realmente efectos del condensador de presión capacitiva. Este era de hecho el caso, dado que encontramos que las presiones de ambas transiciones decrecían en una cantidad proporcional al cuadrado del campo magnético aplicado. Además, sin embargo, encontramos que la transición *A* siempre se separaba sutilmente en dos transiciones cuando se aplicaba un

campo magnético intenso, con una separación lineal en el campo y un ancho alrededor de $60 \mu\text{K}$ en un campo de 1 T. También fuimos capaces de mostrar que la temperatura en nuestra celda, como lo indicaba nuestro termómetro MNR, reflejaba el cambio en la presurización que se veía en la transición A.

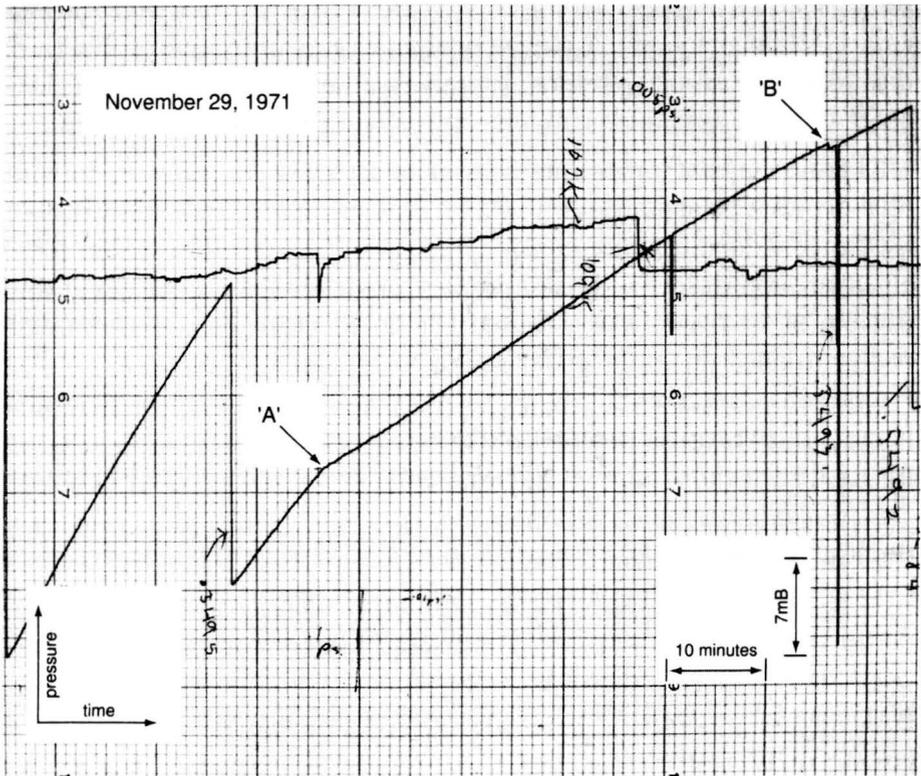


Figura 5. La curva de presurización tomada el 29 de Noviembre de 1971 muestra la segunda observación de la transición A. Obsérvese que las características de A en esta y en la figura 4 ocurren a la misma presión, y obsérvese la pequeña pero abrupta caída en la presión denominada B. Esta fue la primera vez que se observó la transición B.

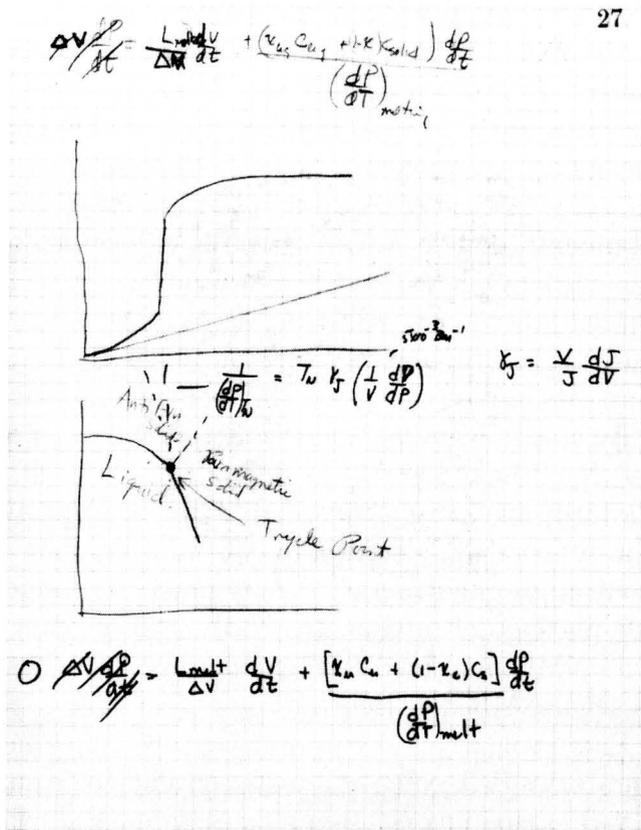


Figura 6. Resultado de la discusión con Richardson el 29 de Noviembre, en la cual se supone que las características A y B representaban transiciones de fase en el ^3He sólido.

El 17 de Diciembre de 1971, calenté hasta 1 K y cambie la presión del ^3He , ahora fuera de la curva de fusión, a través de la región donde habíamos visto la transición A para ver si la transición A aún podía, a pesar de los resultados con el campo magnético, deberse a un efecto de la medición de la presión. Los resultados fueron reconfortantes. Entonces calenté el crióstato hasta la temperatura ambiental para agregar un nuevo termómetro NMR de platino, el cual esperabamos que estaría en contacto térmico con el líquido a

temperaturas más bajas y daría una mejor resolución. Con esto comenzó un período difícil en el experimento que habría de durar casi tres meses.

Enfrié el crióstato el 21 de Diciembre. El 24 de Diciembre había logrado que el nuevo termómetro NMR de platino trabajara y pasé los próximos días midiendo el contacto térmico con el baño de ^3He y el calentamiento debido a las corrientes inducidas de radiofrecuencia. La víspera de Navidad había alcanzado la transición *A*, pero me fui del laboratorio temprano, cerca de las 10 de la noche. Esperaba usar la misma bobina NMR para estudiar la señal NMR del ^3He , pero ésta era muy pequeña. Finalmente encontré una línea NMR del ^3He a la 1:55 am de la noche de Año Nuevo. Parecía bastante inútil. Me fui del laboratorio cerca de las 3:00 am, y cuando regresé a la tarde siguiente alguien había escrito *Feliz Año Nuevo, Doug*, en la bitácora del laboratorio. Dos días después comprimos y encontramos que se formaba muy poco ^3He sólido entre los alambres de platino del termómetro NMR. ¡No se podía usar una única bobina NMR para medir la temperatura y simultáneamente estudiar la señal NMR del ^3He !

El 5 de Enero volé a New Jersey a una entrevista para un trabajo en los Laboratorios Bell, completamente convencido de que las transiciones *A* y *B* estaban en el sistema de espín nuclear sólido. Afortunadamente, nadie cuestionó esas identificaciones, y en el plazo de dos meses se me ofreció un trabajo permanente como miembro regular del personal técnico. A estas alturas decidimos escribir nuestros resultados, sin la confirmación NMR de nuestra interpretación, y enviamos al *Physical Review Letters* un artículo titulado *Evidence for a New Phase of Solid ^3He* .³ Este artículo pasó el proceso de arbitraje y fue publicado rápidamente (Osheroff, Richardson and Lee, 1972).

El 21 de Enero calenté nuevamente para reemplazar la celda de ^3He por una que tenía una bobina NMR de ^3He separada. Habíamos intentado una nueva resina epóxica para esta celda, y se rompió cuando la estábamos enfriando. Entonces hice otra celda con la

³*Evidencia de una Nueva Fase en el ^3He Sólido.*

resina más tradicional *Stycast 1266*, y reemplazé nuestro transductor de presión de berilio-cobre por uno hecho de acero inoxidable 304, para estar más seguros de que los efectos que habíamos visto no fueran simplemente un efecto de nuestro medidor de presión.

Enfríe nuevamente el 10 de Febrero, pero comencé a tener problemas con el refrigerador de dilución. Posteriormente resultó claro que la corrosión debida a la soldadura que habíamos usado prácticamente había obturado los tubos de capilaridad fina que conectaban los intercambiadores de calor. También tuve problemas con la electrónica del NMR. Finalmente, el 18 de Febrero (el día del cumpleaños de mi esposa) a las 11:58 pm escribí en la bitácora del laboratorio: *Obtuve la línea NMR del ^3He — ¡Es una berraquera!* (En esos días nunca pensé que estos volúmenes podrían tener un significado histórico.) Sin embargo, esta euforia duró poco, dado que dos días después, la Universidad de Cornell se quedó sin energía eléctrica, aparentemente debido a una ardilla que había cortado un alambre de alto voltaje, y el tubo que bombeaba nuestra cámara de ^4He se bloqueó con aire sólido. Tuve que calentar hasta 77 K para eliminar el bloqueo, pero cuando nuevamente transferí helio líquido en la jarra, el crióstato había desarrollado una pérdida en la junta de vacío principal que daba acceso a las líneas de bombeo al espacio del vacío experimental. La pérdida desafió todos los esfuerzos para ser eliminada, y a finales de Febrero empecé a fabricar las partes necesarias para reemplazar la junta de vacío principal, un procedimiento muy difícil y arriesgado.

A estas alturas Willie Gully, un estudiante de segundo año, a quien Dave Lee lo había asignado para trabajar conmigo, preguntó si podría meter sus manos para reparar la fuga. Hasta este punto yo había hecho todos los esfuerzos para que las manos *sucias* de Willie estuvieran lejos de mi precioso crióstato. (Esta actitud desafortunada persiste entre mis propios estudiantes de postgrado más brillantes hasta la fecha.) Sin embargo, dado que yo ya había renunciado a la junta de vacío le dije a Willie que procediera. Ya había intentado el viejo truco de Wheatley de aplicar una mezcla caliente de glicerina y jabón (Ivory Flakes)- a la junta pro-

blemática, pero Willie usó una mezcla diferente y roció una cantidad bastante grande de glicerina y jabón caliente sobre todo la juntura de vacío, hasta una profundidad aproximada de 1 cm, que es lo que recuerdo. Cuando enfriamos nuevamente el 29 de Febrero, la fuga había desaparecido, para no volver más. A partir de ese día, Willie fue un colaborador completo en el proyecto.

Yo tomé datos NMR durante las primeras dos semanas de Marzo, registrando la altura de los picos NMR como una función del tiempo a medida que enfriábamos y calentábamos a través de la transición *A*. En la celda de ^3He la contribución del líquido a la señal NMR era pequeña, y se esperaba que fuese independiente de la temperatura, mientras que la señal del sólido crecía como $1/T$ a medida que enfriábamos. El transductor de presión de acero inoxidable produjo un gradiente de campo magnético bastante fuerte, pero fuimos capaces de mostrar que la tasa de crecimiento del pico NMR del ^3He , presumiblemente debido a la señal creciente del sólido, aumentaba un poco cada vez que enfriábamos a través de la transición *A*. El cambio no era grande, pero estaba siempre presente y altamente correlacionado con el cambio en la curva de presurización. Mucho después nos dimos cuenta de que este aumento en la tasa de crecimiento ocurría debido a que la frecuencia NMR del líquido se corría a medida que enfriábamos a través de la transición *A*, y se superponía a la señal NMR del sólido.

Por esa época empezamos a pensar cada vez más en la posibilidad de que la transición *A* pudiera estar en el líquido, y consideramos la posibilidad de que un cambio en la conductividad térmica del líquido en la transición *A* pudiera resultar en un cambio en la tasa de crecimiento del sólido en la región vista por la bobina NMR, produciendo de este modo el pequeño cambio en la tasa de crecimiento del pico discutida anteriormente. Para excluir esta posibilidad, decidimos que se necesitaba resolución espacial, y empezamos a trabajar en el diseño de una cuarta celda. En esta nueva celda, la bobina NMR del ^3He constaba de cinco bobinas solenoidales separadas, cada una orientada verticalmente, sobre una longitud total de cerca de 2.5 cm. La idea era mirar el sólido que se formaba

en cada una de las cinco bobinas. Para diferenciar las señales de las diversas bobinas, puse rellenos de hierro entre las caras de los polos del imán NMR, de modo que el campo NMR (horizontal) fuera mayor en la base de la celda que encima. Entonces la señal NMR de cada bobina ocurriría a una frecuencia diferente. Enfriamos esta celda el 27 de Marzo, y vi los cinco picos NMR esperados el 3 de Abril, pero calentamos una vez más, para instalar una modificación final, mucho mejor, de la celda de ^3He . Al leer las bitácoras de laboratorio 25 años después, quedo sorprendido de cuán a menudo estaba maltratando térmicamente un aparato tan frágil.

Por esa época había hablado con Michael Fisher acerca de cómo se esperaba que creciera el ^3He sólido en una celda de Pomeranchuk. Casi todos se imaginaban al sólido nucleando en forma espontánea en el punto más caliente de la celda (dado que ahí la presión sería casi la presión de fusión), lo que resultaría en nieve de ^3He . Michael educadamente me habló de la energía superficial que existiría en la interfase sólido-líquido, y cómo actuaría para evitar la nucleación espontánea del sólido. Él esperaba que el sólido nucleara sólo sobre las superficies, y sólo en unos pocos lugares en la celda, con todo el sólido posterior creciendo a partir de estas semillas. Para tomar ventaja de esta característica del crecimiento, una vez más cambié la bobina NMR del ^3He , esta vez por un único solenoide vertical de aproximadamente 0.5 cm de diámetro y 2.5 cm de largo. En esta geometría, el gradiente de campo permitiría que una resonancia NMR ocurriera sólo en la capa horizontal, cuya posición se podía mover en forma continua hacia arriba o hacia abajo cambiando la frecuencia NMR, permitiéndonos obtener un verdadero perfil unidimensional de la magnetización en la región NMR.

El 7 de Abril, una vez más empecé a rearmar el crióstato, sin embargo, cerca de la medianoche, cuando apretaba las tuercas que mantiene el envase del helio líquido en su lugar, el envase explotó repentinamente, enviando una lluvia de vidrio al pozo colector. El único envase de repuesto que teníamos era demasiado pequeño para mi gran cámara de vacío interior, y tuve suerte de notar esto antes de que también la quebrara. Después de construir un espaciador

para bajar la posición del envase de helio, nuevamente puse los envases, pero entonces tuve problemas con el transductor de presión.

A estas alturas comencé realmente a sentir la presión. Nuestro *Physical Review Letter* acababa de aparecer, y la gente estaba comenzando a criticar nuestra interpretación de que la transición en el sólido era de primer orden. Además, John Goodkind y Victor Vvedensky habían sugerido que la forma de la presión de la transición *A* era consistente con una transición BCS en el líquido. Aunque esta interpretación no podía explicar la alta presión de fusión que habíamos medido (lo cual sugería más entropía en el sólido a bajas temperaturas de lo que uno esperaría basado en una transición de fase a 2 mK), sentí que necesitábamos hacer rápidamente un chequeo NMR definitivo de nuestro modelo.

Finalmente logré enfriar el crióstato nuevamente el 10 de Abril, y el 14 de Abril comencé una compresión para ver si las ideas de Michael Fisher con respecto al crecimiento del sólido eran correctas. Estaba nervioso cuando empecé a formar el sólido. Con gran alivio, pronto encontramos que Michael tenía razón. Casi siempre vimos sólo dos o tres sitios de crecimiento del sólido dentro de la región NMR, con una señal del líquido entre los picos sólidos.

Estudie las características de crecimiento del sólido durante la mitad de Abril. También para mi alivio, el aumento en la tasa de crecimiento de la altura de los picos sólidos a medida que enfriábamos a través de la transición *A* era igualmente evidente en todos los picos del sólido ahora espacialmente diferenciados. Además, había una disminución curiosa, aunque pequeña, en las alturas de los picos del sólido, la cual se correlacionaba con la disminución en la presión que se veía en la transición *B*, típicamente un 2-3 % de la altura total del pico. Durante estas mediciones, disminuiríamos la ganancia de nuestro registrador en papel para mantener la altura siempre creciente de los picos dentro de la escala, pero la noche del 20 de Abril mis ojos fueron atraídos hacia una pequeña señal del líquido entre los picos del sólido en los datos del 17 de Abril, como se muestra en la figura 7.

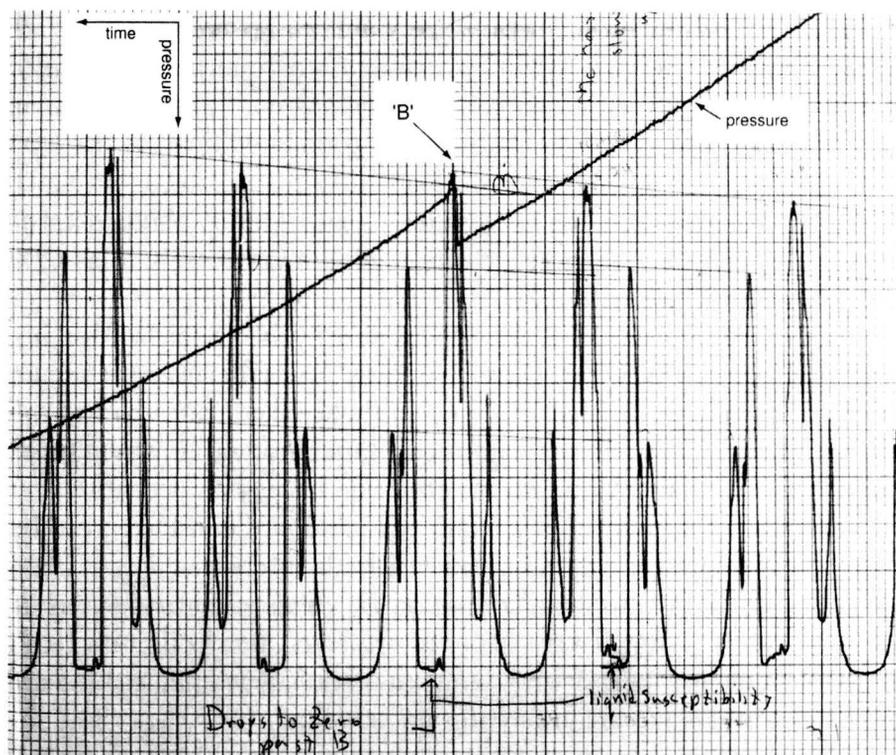


Figura 7. Barridos NMR continuos de la celda que muestran el comportamiento de la susceptibilidad del sólido (picos) y del líquido (región entre dos picos más altos) a través de la transición *B*. Obsérvese el cambio sutil en la señal del líquido antes y después de la transición *B*.

Lo que vi en el líquido en la transición *B* me golpeó como un rayo: mientras la señal NMR del sólido parecía responder a la transición *B* con un cambio fraccional muy pequeño en la altura del pico, la señal del líquido desaparecía casi completamente en ese punto. La figura 8 muestra las anotaciones en mi bitácora de laboratorio esa noche: 2:40 am: *Esta noche he descubierto la transición BCS en el ^3He . Los fenómenos de presión asociados con *B* y *B'* están*

acompañados por cambios en la susceptibilidad del ^3He , dentro y fuera de los picos, aproximadamente iguales a la susceptibilidad de todo el líquido. Revisé todos los demás datos que había tomado, y entonces busqué a alguien en las cercanías con quien compartir mis buenas noticias. No había nadie en todo el edificio. A las 4:00 am, decidí llamar a Dave Lee y a Bob Richardson, quizás un acto arriesgado para cualquier estudiante de postgrado. Ambos estuvieron de acuerdo en que la identificación era correcta, y a las 6:00 am Dave llamó por más detalles.

Era casi la época del April American Physical Society Meeting en Washington, D. C., y Dave y Bob se las arreglaron para que, fuera de los plazos, yo ofreciera una charla acerca de nuestro trabajo en esa reunión. Todavía creíamos que la transición *A* estaba en el sólido, de tal manera que yo informé que habíamos descubierto a la vez transiciones en el ^3He líquido y sólido. Cuando regresé de Washington, empecé a estudiar con renovado interés las propiedades de super-enfriamiento de la transición *B*, y nuevamente le entregué el imán NMR a Jim Kelly. En el intermedio, desarrollé una toma múltiple que me permitiría mirar casi simultáneamente la señal NMR desde dos lugares diferentes en la celda.

Cuando tuve el imán de regreso, a principios de Mayo, encontré, usando la toma múltiple, que la transición *B* ocurría en el fondo de la primera celda, y que la interfase *A - B* se movía hacia arriba a una velocidad de varios cm/s. También encontramos una señal magnética muy extraña a medida que la interfase *A - B* se movía a través de la región de resonancia NMR: la señal de absorción NMR primero se elevaba *por encima* del nivel de la señal del líquido normal, y entonces caía muy por debajo de ese nivel. Este efecto parecía extremadamente difícil de entender, y eventualmente tratamos de que los teóricos del quinto piso bajaran, con la esperanza de obtener una explicación, ofreciéndoles cerveza y palomitas de maíz. Ellos vinieron, se comieron las palomitas, se tomaron las cervezas, se rascaron la cabeza y se fueron.

10
 18:24 $C_2 = .5208$ $MC \sim 83.5K$ I may have the high peak back - pretty small.
 19:13 $C_2 = .518$ $MC = 89K$
 19:21 $C_2 = .5175$ $MC = 90K$ increase for some
 20:31 $C_2 = .512$ $MC = 96K$
 20:49 $C_2 = .5105$ $MC \sim 97.5K$
 21:10 $C_2 = .509$ $MC = 98K$
 21:44 $C_2 = .507$ $MC = 98K$
 22:00 $C_2 = .50644$ $MC = 98K$ h.t.A + pass thru
 23:25 $C_2 \sim .5059$ $MC \sim 97K$
 Apr 20 1972
 Decided to fool with sweep to try to "sit" on a peak.
 1:15 retransf, fill pot
 2:40 Have discovered the BCS transition in liquid 3He for the first time. The pressure phenomena associated with $B \rightarrow B'$ are accompanied by changes in the He^3 susceptibility both on & off the peaks approximately equal to the entire liquid susceptibility.
 17:40 $MC = 51K$



Figura 8. Fotografía de mi bitácora de laboratorio que muestra la anotación de la noche del 20 de Abril de 1972, cuando me di cuenta que la transición B era en el líquido.

Comencé a sentir la importancia potencial de estos experimentos, y decidí hacer películas de los datos que se iban obteniendo en tiempo real. Esos rollos de película todavía están, prácticamente sin verse, en una caja en el garaje de mi casa. También me tomé una foto cerca del crióstato. La foto se reproduce en la figura 9. La expresión de cansancio en mi rostro era bastante auténtica.

La revelación final de nuestra odisea llegó en algún momento

a comienzos de Junio. Curiosamente, no se menciona nada en la bitácora del laboratorio. Dave Lee me animó a remover los rellenos de hierro entre las caras de los polos del imán NMR para eliminar el gradiente en el campo magnético. Él quería buscar un corrimiento en la frecuencia NMR tal como el que se podría obtener en un sistema magnéticamente ordenado. De hecho, ya habíamos visto *distorsiones* del perfil NMR del ^3He líquido con respecto al gradiente aplicado. Ambos, Dave y Bob, estaban allí cuando estaba enfriando a través de la transición *A*. Lo que vimos fue demasiado para ser expresado en palabras: a medida que enfriamos por debajo de la transición *A*, una pequeña línea satélite se corría gradualmente hacia frecuencias cada vez más altas por encima del pico del sólido más grande. Parecía la señal del líquido en forma y área. Entonces, justo cuando la curva de presurización indicaba la transición *B*, la línea satélite desaparecía. En la figura 10 muestro aproximadamente cada tercera traza NMR como una función del tiempo a partir de la compresión del 13 de Junio. La conclusión era inevitable: la transición *A* también estaba en el líquido.

Willie Gully y yo pasamos la mayor parte de Junio investigando este corrimiento de frecuencia sin precedentes en el líquido. Debido a una sugerencia de Bob Silsbee, encontramos que obedecía a lo que Dave Lee llamó una relación *Pitagórica*: se encontró que $(\nu_{\text{líquido}})^2 - (\nu_{\text{larmor}})^2$ era una función sólo de la temperatura. Aquí ν_{larmor} es la frecuencia de precesión de los espines en el estado normal. Esta diferencia se elevó desde cero en la transición *A* hasta cerca de 10^{10} Hz^2 en la temperatura más baja obtenible. Vinay Ambegaokar nos aseguró de que uno no podía obtener tal corrimiento a partir de ninguna transición BCS convencional. Él estaba en lo correcto. El 14 de Julio terminamos esta serie de mediciones y yo empecé a escribir mi tesis febrilmente, mientras que Willie Gully empezaba a modificar la celda de Pomeranchuk para incluir un viscómetro de alambre vibrante.

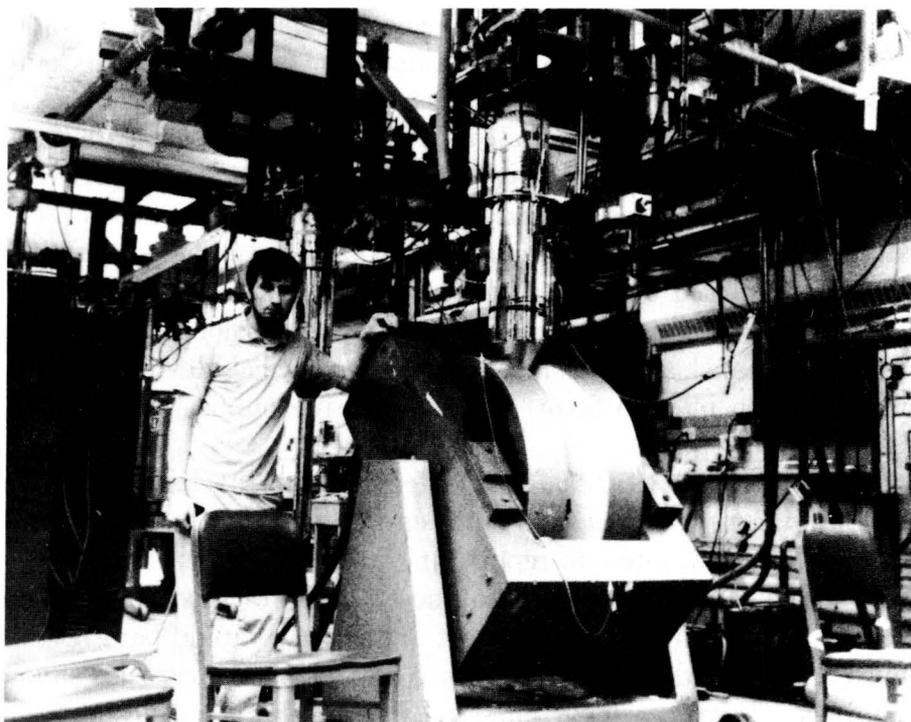


Figura 9. Una fotografía mía, tomada en algún momento de Abril de 1972 con mi mano izquierda sobre el imán NMR que se usó en mi trabajo. El crióstato, suspendido desde arriba, está dentro de la jarra de vidrio que se ve entrando a la región de campo magnético.

Conscientes de cuán importante era nuestra comprensión de las características de A y B , particularmente a la luz de nuestras interpretaciones erróneas publicadas anteriormente, rápidamente escribimos un nuevo manuscrito y lo enviamos al *Physical Review Letters* a principios de Julio. Habiendo aprendido nuestra lección, y ciertamente incapaces de entender los corrimientos de frecuencia que habíamos descubierto, simplemente nos restringimos a presentar los datos, y evitamos cualquier insinuación de que éstas podían ser transiciones al superfluido. Irónicamente, aunque el

manuscrito anterior había sobrevivido al proceso de revisión, este manuscrito, en el cual teníamos mucho más que presentar, y con el cual habíamos sido mucho más cuidadosos, fue rechazado. Como el árbitro lo afirmó: *Leí cuidadosamente la nota anterior, PRL 28, 885 (1972), y la comparé con el contenido de la presente nota. Aunque la nota está claramente escrita, y, supongo, da los créditos apropiados a otros, pienso que la diferencia en los resultados no es suficiente para garantizar una publicación inmediata, en particular si se toma en cuenta la regla contra las publicaciones en serie.* Después que ambos editores apoyaron las conclusiones del árbitro, Jim Krumhansl, un editor asociado del Physical Review Letters, intercedió en nuestro favor, y el artículo fue publicado (Osheroff, Gully, *et al.*, 1972).

En Agosto de 1972 la 13^{ra} Conferencia Internacional de Física de Bajas Temperaturas tuvo lugar en Boulder, Colorado. Yo asistí a la conferencia antes de reportarme a mi trabajo en los Laboratorios Bell. David Lee presentó nuestros resultados en una charla plenaria invitada. John Wheatley, que era tan rápido para revisar nuestros resultados como nosotros lo eramos para revisar los suyos, también intervino a favor nuestro. Pero la charla más espectacular de la conferencia, al menos para mí, fue una de Tony Leggett, leída por su colega Mike Richards. Tony mostró cómo nuestros corrimientos de frecuencia NMR podían ser producidos por un estado BCS de onda p en el líquido. Mi propia charla fue en la última tarde de la conferencia, e inclusive tuve que cambiar mi vuelo para asistir a la sesión que resultó ser un auditorio prácticamente vacío. Pero gracias a Tony Leggett, estábamos en el camino correcto para entender estos extraños nuevos fluidos.

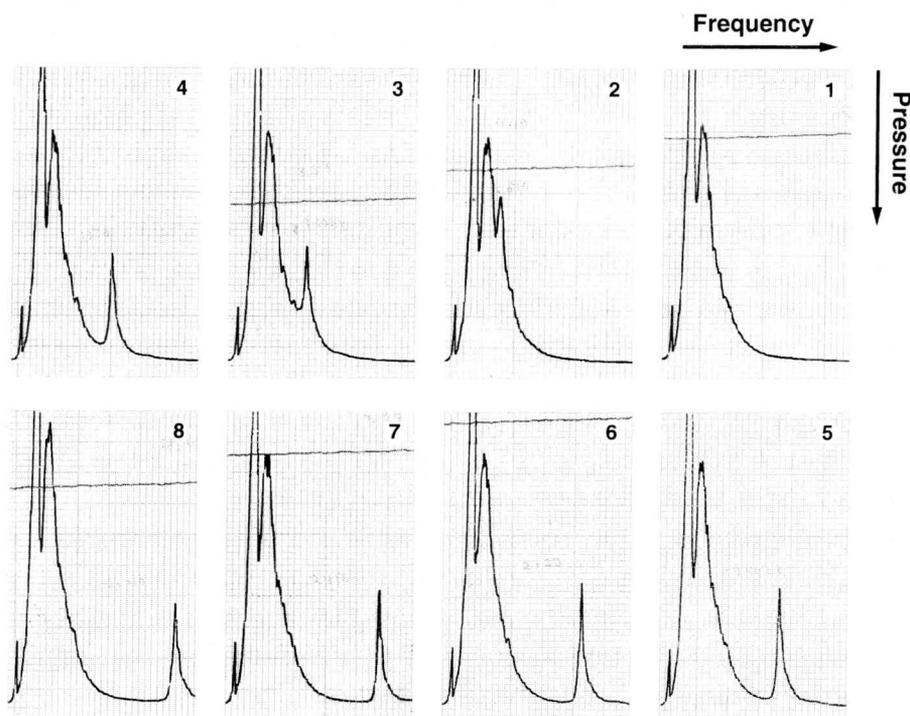


Figura 10. Secuencia de trazas NMR sin gradiente de campo magnético aplicado a medida que la temperatura se disminuye lentamente por debajo de la transición *A*. A medida que el líquido se enfría, se puede ver una línea NMR satélite corriéndose a frecuencias más altas. La línea casi horizontal en las trazas es la presión de la celda, la que aumenta lentamente desde la traza 1 hasta la 8. Entre las trazas 3 y 4 el puente de capacitancia fue rebalanceado.

II. La Explicación

En los siguientes tres años casi todos los laboratorios de bajas temperaturas con la capacidad de alcanzar las temperaturas bajas necesarias estudiaron aspectos de la superfluidez en el ^3He , pero

durante bastante tiempo los teóricos aventajaron a los experimentales. Varios interrogantes habían aparecido. ¿Eran estos realmente estados BCS de onda p como lo había sugerido Leggett? ¿Cuál era el mecanismo de apareamiento? ¿Cómo podían existir dos fases superfluidas separadas? ¿Cuáles eran las identidades microscópicas de las fases A y B ? ¿Estos estados BCS realmente daban lugar a corrientes de masa persistentes? ¿Qué tan bien se ajusta el calor específico a la teoría BCS? ¿Qué le sucedía a la propagación ultrasónica en las fases superfluidas? Además, Leggett (1973) pronto predijo un modo NMR *longitudinal* completamente nuevo el cual sería independiente del campo magnético aplicado, y Ambegaokar, de Gennes y Rainer (1974) pronto predijeron que la fase A era propensa a exhibir texturas de tipo cristal líquido. ¿Iban a ser estas y otras predicciones confirmadas por el experimento?

El progreso para dar respuesta a estas preguntas era rápido, especialmente debido a que existía tanta teoría y experimento sobre el cual basarse. En los 60's John Wheatley y otros investigadores habían estudiado las propiedades del estado normal del ^3He líquido en forma exhaustiva.⁴ En 1961 Anderson y Morel habían discutido una variedad de posibles estados BCS de onda p que tenían la curiosa propiedad de que el momento angular de todos los pares de Cooper apuntaba en una sola dirección espacial, y se formaba sólo con orientaciones paralelas del espín (Anderson and Morel, 1961). Este estado se identificó, finalmente, con el ^3He superfluido A . En 1963, Balian y Werthamer habían mostrado que dentro de toda la variedad de estados p , el estado con la menor energía libre dentro del límite BCS de acoplamiento débil era un estado en el cual los pares de Cooper se formaban con momento angular orbital $L = 1$, momento angular de espín $S = 1$, pero momento angular total $J = 0$ (Balian and Werthamer, 1963).⁵ Finalmente, una variante de este estado fue identificado con el ^3He superfluido B , y el for-

⁴Véase, por ejemplo, la *London Prize Lecture* de J. C. Wheatley (1975a).

⁵Hubo una determinación anterior de este estado por Yu. Vdovin (1963), sin embargo, el formalismo que usó no era de una aplicabilidad general, y sus resultados no eran bien conocidos en occidente.

malismo que Balian y Werthamer desarrollaron fue adoptado por todos los que trabajaban en el área. En 1965 Leggett había estudiado la susceptibilidad magnética esperada del núcleo en esta fase, incluyendo la corrección del líquido de Fermi (Leggett, 1965). En 1971, Layzer y Fay habían mostrado cómo las fluctuaciones del espín electromagnético en el ^3He líquido podían llevar a una interacción atractiva entre cuasi-partículas para el apareamiento con l impar, el cual habían predicho que llevaría a la superfluidez en un estado de onda p (Layzer and Fay, 1971). Este artículo dio el mecanismo de apareamiento correcto para los superfluidos de onda p tal como lo entendemos actualmente.

La pregunta de cómo pueden existir dos fases superfluidas separadas fue respondida en una forma muy elegante por Anderson y Brinkman (1973), y posteriormente por Brinkman, Serene y Anderson (1974), quienes supusieron que las fluctuaciones ferromagnéticas de espín en el líquido producían las interacciones atractivas que llevaban a la formación de pares de Cooper, pero observaron que en el ^3He , *pero no en los superconductores convencionales*, la formación de la función de onda del condensado modificaría esta interacción de apareamiento. Ambos concluyeron que la fase A debería ser un estado de Anderson–Morel que había sido llamado el estado de Anderson–Brinkman–Morel, o ABM, y que la fase B sería el estado Balian–Werthamer, o BW.

En los Laboratorios Bell me dieron un laboratorio vacío y suficiente dinero para dotarlo con cualquier equipo que yo necesitara para continuar mis estudios de las nuevas fases del ^3He . Además, se me permitió contratar a Wolfgang Sprenger, un técnico excelente que había trabajado para Robert Pohl en Cornell. Sin embargo, el laboratorio que se me había dado estaba ocupado por una de las personas de Bernd Matthias, quien no quería salir hasta que su nuevo laboratorio estuviera completo, y parecía no estar apurado en completar el trabajo. Matthias tenía tanta influencia en los Laboratorios Bell, aun después de irse a la Universidad de California en San Diego, que no tuve otra cosa que hacer que esperar. Aun así, mi refrigerador de dilución estuvo instalado y funcionando en Julio

de 1973, gracias fundamentalmente a los esfuerzos de Sprenger. En Septiembre empecé a alcanzar la transición A en mi nueva celda de Pomeranchuk.

Mi interés principal era establecer las identidades microscópicas de las fases A y B . Anderson y Brinkman habían sugerido identificaciones posibles de los estados, pero estas identificaciones necesitaban verificación experimental. También deseaba investigar la angosta región que se formaba cuando la transición A se separaba en la presencia de un campo magnético intenso, pero necesitaba un imán superconductor de alta homogeneidad para hacer esto. El envío del imán demoró año y medio. Parecía que había sólo dos formas en que podía proceder: la primera era medir exactamente la susceptibilidad NMR de la fase B y compararla con la predicción de Leggett de 1965. La segunda era buscar la resonancia NMR longitudinal que Leggett (1973) había predicho y compararla con los corrimientos NMR que habíamos visto en Cornell en la fase A .

Para entender la dinámica del espín de los superfluidos del tipo onda p , uno se debe dar cuenta que la formación de los pares de Cooper evita que la energía nuclear neta tipo dipolo-dipolo pueda tener promedio cero, debido a lo que Leggett llamó *una simetría espín-órbita rota espontáneamente*. Para entender esto, consideremos un par de Cooper ficticio en el cual los átomos orbitan uno en torno al otro, como se muestra en la figura 11.a. La energía dipolo-dipolo será un mínimo durante un período de la órbita cuando la proyección del espín total en la dirección del momento angular orbital sea cero. La dirección del espín usualmente se denota como \mathbf{d} , y en el equilibrio, \mathbf{d} debería apuntar en una dirección paralela al momento angular orbital del par de Cooper. En el estado ABM, los momentos angulares de todos los pares de Cooper están orientados localmente en la misma dirección en el espacio, una dirección que llamaremos \mathbf{l} . De este modo, en la fase A se esperaría que en el equilibrio \mathbf{d} fuera paralelo a \mathbf{l} . Dado que la proyección del espín sobre \mathbf{d} es cero, la energía de Zeeman será mínima cuando \mathbf{d} sea perpendicular al campo magnético estático \mathbf{B} . Esto obliga a que \mathbf{d} y \mathbf{l} se orienten perpendiculares a \mathbf{B} al interior del líquido A

(Leggett, 1974).

En un experimento NMR, uno aplica un campo magnético oscilatorio a la frecuencia de precesión de los espines nucleares en el campo magnético estático \mathbf{B} , el cual producirá que la magnetización se aleje de \mathbf{B} y precese en torno a éste. Este desequilibrio perturba el sistema de espín, provocando que \mathbf{d} oscile, como se muestra en la figura 11.b, para campos oscilatorios débiles. Para una NMR convencional o *transversal*, donde el campo oscilatorio está en el plano normal a \mathbf{B} , \mathbf{d} oscila en el plano formado por \mathbf{l} y \mathbf{B} . Sin embargo, si se aplica un campo oscilatorio en la dirección de \mathbf{B} , entonces \mathbf{d} tiende a rotar en el plano normal a \mathbf{B} , como se muestra en la figura 11.c. Esto es lo que debería suceder en una resonancia longitudinal. Cuando \mathbf{d} se aleja de su orientación de equilibrio, éste ejerce un torque sobre la magnetización que precesa para la resonancia transversal, cuyo efecto neto es producir el corrimiento en la resonancia transversal. Para la resonancia longitudinal, el \mathbf{d} oscilatorio produce que la magnetización en la dirección de \mathbf{B} oscile en magnitud.

Se esperaba que la resonancia longitudinal fuera difícil de encontrar, dado que su frecuencia sería independiente del campo magnético externo aplicado. Por lo tanto, uno no podría buscarlo barriendo el campo. Hubo algunas especulaciones de que la resonancia podía ser extremadamente angosta. Si la fase *A* fuera el estado ABM, entonces $(\nu_{longitudinal})^2 = (\nu_{liquido})^2 - (\nu_{larmor})^2$, donde $\nu_{liquido}$ es la resonancia convencional, o transversal, que habíamos medido en la fase *A*. Esto sugería un valor que variaba entre cero hasta cerca de 100 kHz a las temperaturas más bajas. Busqué con gran ahinco tal modo, pero no encontré nada. Al final, abandoné la idea de que el modo fuera angosto, y en cambio supuse que era ancho. En ese caso, uno no lo detectaría haciendo un barrido de frecuencia NMR, dado que entonces pasaría por el Q ancho del circuito del tanque NMR. Decidí mantener la frecuencia fija y hacer un barrido a través de la temperatura, y de esta manera barrer la resonancia longitudinal a través de la frecuencia de muestra. Esta estrategia funcionó bastante bien, y la resonancia resultó ser bastante ancha.

Estos resultado (Osheroff and Brinkman, 1974) parecían confirmar que la fase *A* era de hecho un estado ABM, y pronto el grupo de Cornell (Gully *et al.*, 1976) se unió al estudio de este nuevo modo de resonancia.

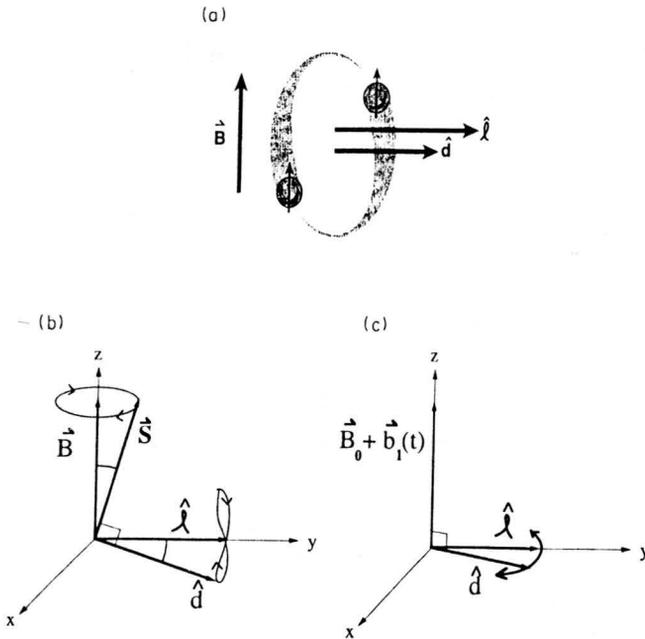


Figura 11. Dinámica del espín en la fase superfluida *A*: a) Un par de Cooper ficticio. La energía dipolar de los dos núcleos orbitantes se minimiza cuando la componente total del espín es cero, $m_s = 0$, en la dirección del momento angular orbital $\hat{\mathbf{l}}$. b) En la resonancia transversal, la magnetización \mathbf{S} precesa en torno al campo magnético \mathbf{B} , haciendo que \mathbf{d} describa un δ aplastado casi en el plano $\mathbf{B}-\hat{\mathbf{l}}$. c) Cuando el campo oscilatorio $\mathbf{b}_1(t)$ es paralelo al campo estático, el desequilibrio en la magnetización oscila en la dirección del eje z , haciendo que \mathbf{d} oscile en el plano $x-y$.

Resultó ser más difícil identificar la fase *B* con el estado Balian-Werthamer (BW). La fase *B* era un estado cuasi-isotrópico que

consistía de pares Cooper con $J = 0$, excepto que, como Leggett (1974) lo había mostrado, para minimizar la energía nuclear dipolo-dipolo de este estado, uno debía rotar el sistema de coordenadas de espín, en el cual se habían formado los pares, con respecto al sistema de coordenadas orbitales en torno a un eje arbitrario, \mathbf{n} , en un ángulo dado por $\cos^{-1}(-1/4) \approx 104^\circ$. En este estado, un tercio de los pares de Cooper deberían estar en un estado $m_s = 0$ con respecto al campo magnético aplicado e , ignorando interacciones en el líquido de Fermi, uno esperaría de este modo una susceptibilidad, χ_B , para $T = 0$ de $2/3$ de la del estado normal del líquido. Las correcciones debidas al líquido de Fermi que Leggett había hecho en 1965 reducían este valor a sólo $1/3$ de la del estado normal (Leggett, 1965).

Regresé y miré los valores de absorción NMR que pude recuperar de mis viejos datos, y concluí que χ_B al menos estaba cercano a lo que uno esperaría para el estado BW. Sin embargo, muy pronto el grupo de Wheatley en la Universidad de California en San Diego (La Jolla) midió la magnetización estática de la fase B usando un magnetómetro SQUID de radio-frecuencia, y encontró que la caída en la magnetización era considerablemente mayor de lo que se esperaba para el estado BW (Paulson *et al.*, 1973). Posteriormente, el grupo de Lounasmaa en Helsinki reportó una medición NMR de χ_B la cual también mostró una caída más grande de lo esperado (Ahonen *et al.*, 1975a). Hubo sugerencias de que quizás la fase B podía ser un estado mixto de ondas p y d .

Cuando comencé a mirar la susceptibilidad NMR de la fase B , encontré una cosa muy extraña: si la medía en un campo magnético bajo, encontraba un valor relativamente bajo con respecto a la fase normal, mientras que si la medía en un campo magnético alto, encontraba un valor mucho más cercano a la predicción de Leggett para el estado BW. Además, encontré que siempre había una cola de alta frecuencia en la línea NMR de la fase B . Este es precisamente el efecto que contaminó las primeras mediciones de Helsinki.

A estas alturas recurrí a la ayuda de Bill Brinkman para entender mis extrañas observaciones. Dentro de la teoría de Leggett,

la frecuencia NMR en el estado BW debería depender de cómo el eje de rotación, \mathbf{n} , se orienta con respecto a \mathbf{B} . Debería haber un corrimiento proporcional a $\text{sen}^2\theta$, donde θ es el ángulo entre \mathbf{B} y \mathbf{n} . En el interior de la muestra, \mathbf{n} se orientaría paralelo a \mathbf{B} para minimizar la energía dipolar como un resultado del desacople de las componentes de espín para las cuales $m_s = 0$ a lo largo del campo magnético (Leggett, 1974). De este modo, en el interior de la muestra, la fase BW no debería mostrar corrimiento en la frecuencia NMR. Sin embargo, si las superficies favorecen una orientación diferente, podría haber una variación de la orientación a través de la muestra, lo cual se manifestaría en una cola de frecuencia ancha en la línea NMR, que llevaría a una disminución en el peso espectral en la frecuencia de Larmor. Esto podría ayudar a explicar mis observaciones NMR en la fase B . Fuimos capaces de determinar una cota inferior para la susceptibilidad NMR de la fase B yendo a campos altos (cerca de 0.1 T), sin embargo, este límite era mucho más cercano a los valores predichos para el estado BW que el valor de La Jolla basado en mediciones de magnetización estática (Osheroff and Brinkman, 1974).

Varios investigadores hicimos mediciones cada vez mejores de la susceptibilidad NMR de la fase B (Ahonen *et al.*, 1976; Corruccini and Osheroff, 1975b) y Wheatley y otros (Hahn *et al.*, 1995) hicieron mediciones cada vez mejores de la magnetización estática. Estas nunca llegaron a concordar. Mientras se acepta casi universalmente que la fase B es el estado BW y que las mediciones de susceptibilidad NMR apoyan esto, parece haber un cambio en la magnetización estática en la transición A - B que excede la contribución del espín nuclear, y que nunca ha sido entendido.

En 1974 Pierre de Gennes ya había descrito cómo la idea de energías de doblado de Ginzburg-Landau de los cristales líquidos se debe extender al estado ABM para describir texturas tipo cristal líquido en la fase A (de Gennes, 1973). Brinkman, Smith y Blount hicieron una descripción similar para el estado BW para tratar de entender mis primeros experimentos NMR en la fase B (Brinkman, Smith *et al.*, 1974). Ellos pudieron mostrar que dentro de la geo-

metría cilíndrica usada en mis experimentos, su teoría se ajustaba a los datos, con sólo suponer que la orientación de equilibrio de \mathbf{n} cerca de las paredes cilíndricas no era paralela al campo magnético (el cual estaba orientado a lo largo del eje del cilindro). Este fue un triunfo para nosotros, debido a que pasaría un buen tiempo antes de que estas ideas se pudieran verificar en la fase A , que obedece a efectos de orientación más fuertes en esa fase.

Experimentos posteriores en los Laboratorios Bell y en Helsinki demostrarían los efectos específicos de orientación por superficies en las texturas de la fase B (Osheroff *et al.*, 1975; Ahonen *et al.*, 1975b), y en los Laboratorios Bell observaríamos modos de ondas de espín atrapados en una textura de fase B que existían entre las superficies paralelas (Osheroff *et al.*, 1977), mientras que el grupo de Helsinki detectaría un modo de espín asociado con las ondas de espín atrapadas en vórtices cuantizados en la fase A (Hakonen *et al.*, 1982). Los corrimientos de frecuencia del líquido B entre placas muy cercanas resultantes de la orientación superficial de \mathbf{n} sugerían frecuencias de resonancia longitudinal de la fase B que concordaban con mediciones directas de la frecuencia resonante longitudinal de la fase B (Osheroff, 1974), las cuales, a su vez, concordaban con los valores calculados a partir de las frecuencias resonantes longitudinales de la fase A usando relaciones debidas a Leggett.

Durante casi todo este período, el grupo de Helsinki era el único grupo que usaba desmagnetización nuclear adiabática del cobre para la refrigeración. De este modo era el único grupo que podía observar superfluidez en el ^3He a presión cero, y lo hicieron rápido, extendiendo el diagrama de fase determinado por el grupo de La Jolla a presión cero. La temperatura de transición superfluida disminuía desde cerca de 2.5 mK a la presión de fusión a 0.9 mK a presión cero, mientras que la temperatura de la transición B' crecía casi linealmente a medida que disminuía la presión, hasta que por debajo de 21 Bars sólo la fase B era estable en campos magnéticos débiles. Los grupos de La Jolla y de Helsinki hicieron mediciones de la capacidad calorífica del líquido a través de la transición superfluida y encontraron que el superfluido semejaba mucho a un

estado BCS con acoplamiento débil a bajas temperaturas, pero que efectos de acoplamiento fuerte a altas presiones causaban que el gap en la fase A se abriera más rápido que a bajas presiones. Además, el grupo de Helsinki extendió varias de mis mediciones NMR a lo largo de la curva de fusión hacia presiones más bajas.⁶

Finalmente, a finales de 1974 llegó mi imán NMR de alta homogeneidad, y decidí estudiar detalladamente la pequeña región llamada la fase A_1 que existía en la separación de la transición A en un campo magnético. Se suponía que en esta región sólo una de las dos especies de espín podía realizar apareamiento, pero no se sabía cuál. Cuando había planeado el desarrollo de mi laboratorio, estaba preocupado de que por la época en que estuviera funcionando, la *única* fase que me quedaría por estudiar sería la fase A_1 . Deseaba medir la pendiente del corrimiento de frecuencia contra temperatura en esta fase, $d(\nu_{\text{liquido}}^2 - \nu_{\text{larmor}}^2)/dT$, y compararla con la pendiente equivalente en la fase A para campos bajos. Sin embargo, esto resultó ser una tarea formidable, debido a que el corrimiento máximo en la región A_1 resultó ser de sólo 3 Hz, independiente del campo magnético. Como era usual, tuve suerte, y encontré que debido a las hojas de cobre que había usado para apantallar el campo NMR oscilatorio del ^3He sólido en mi celda, una porción de mi línea NMR era extremadamente angosta, permitiendo medir corrimientos de frecuencia de hasta 0.1 Hz, aun a una frecuencia NMR de 24 MHz. Al final, encontré que el cociente de las pendientes era de 0.188, pero no tenía idea de lo que significaba este número.

Recurrí a la ayuda de Phil Anderson para interpretar los datos de la fase A_1 . El desarrolló la teoría en la tarde de un domingo. Su teoría no sólo mostraba que el cociente establecido anteriormente era consistente con las identificaciones de las fases A y B como los estados ABM y BW de Anderson–Brinkman, sino que correctamente predecía la forma de las curvas que había medido

⁶Para una perspectiva en 1975, véase Lounasmaa (1974), Wheatley (1975b) y Leggett (1975); para una visión más actualizada del campo véase Vollhardt y Wölfle (1990).

(Osheroff and Anderson, 1974). Infortunadamente, esta combinación de teoría y medición todavía no indicaba cuál especie de espín había efectuado apareamiento en la fase A_1 , y aunque hoy hay alguna evidencia de que son los espines paralelos al campo magnético, ésta no es del todo convincente (Corruccini and Osheroff, 1980; Ruel and Kojima, 1983; Jiang and Kojima, 1992). Irónicamente, la contribución más importante de este primer trabajo sobre la fase A_1 probablemente no estuvo en las mediciones detalladas, sino en el hecho simple que realmente vimos un corrimiento transversal. En 1975 David Mermin mostró que el candidato con $L = 3$ (apareamiento de onda f) más probable para la fase A_1 no tendría un corrimiento transversal (Mermin, 1975, 1976). Esta es, probablemente, todavía la mejor evidencia que las fases A y B no podían ser estados de ondas f .

A mediados de 1974 había al menos cuatro grupos estudiando las nuevas fases. Grupos en Cornell, La Jolla y Argonne habían encontrado que podían excitar modos normales de los parámetros de orden superfluidos con ondas de ultrasonido, y esta técnica entregó otra prueba decisiva de los superfluidos. Posteriormente, el grupo de Cornell encontró respuestas no-lineales muy interesantes a las ondas de sonido, mientras que el grupo de La Jolla había estudiado los *anillamientos* lineal y no-lineal de la magnetización en las fases superfluidas cuando se suprimía repentinamente un pequeño campo magnético.

En el verano de 1974 Linton Corruccini, con quien yo había trabajado en Cornell como estudiante de postgrado, vino a los Laboratorios Bell y tuvimos un verano maravillosamente productivo. Henrik Smith también había venido desde Copenhague, y él y Brinkman estaban trabajando juntos en la teoría del ^3He superfluido. Corruccini y yo habíamos decidido que intentaríamos algunos experimentos con NMR pulsado, que nunca se habían usado para estudiar las fases superfluidas. Era necesario aislar el ^3He sólido que se formaba a medida que comprimíamos completamente del campo magnético oscilatorio, y creamos un diseño muy ingenioso para lograr esto.

Corruccini y yo primero medimos la susceptibilidad magnética de la fase *B* con NMR pulsado (Corruccini and Osheroff, 1975b), y obtuvimos un acuerdo extraordinariamente bueno con mis resultados anteriores de NMR de onda continua. Entonces comenzamos a estudiar la dinámica del espín en la cual la magnetización estaba inclinada lejos del equilibrio. Brinkman y Smith predijeron cómo el corrimiento de frecuencia en la fase *A* dependería del ángulo de inclinación, y encontramos que su predicción describía el comportamiento que habíamos observado notablemente bien (Osheroff and Corruccini, 1975a). Sin embargo, cuando les pedimos predecir lo que se vería en la fase *B*, no estuvieron ni siquiera cerca. A medida que aumentábamos el ángulo con el cual inclinábamos la magnetización con respecto al campo estático, no se observaba ningún corrimiento de frecuencia, hasta que alcanzábamos un ángulo de cerca de $(104 \pm 1.5)^\circ$, en cuyo punto se observaba un corrimiento de frecuencia rápidamente creciente (Osheroff and Corruccini, 1975b). Este ángulo era notablemente cercano al ángulo en el cual se tenía que rotar el sistema de coordenadas de espín con respecto al sistema de coordenadas orbitales para minimizar la energía dipolar en el estado BW, y Bob Richardson estuvo feliz al ver una medición directa de este ángulo. Brinkman y Smith (1975) fueron capaces de determinar qué era lo que estaba haciendo el sistema de espín en nuestros experimentos, y resultó claro que de hecho habíamos realizado una medición directa del ángulo de rotación. Pero ninguno de los dos podía realmente entender por qué el sistema de espín se comportaba como lo hacía. Esta explicación finalmente fue hecha por el teórico ruso Igor Fomin (1978). Corruccini y yo también hicimos los primeros estudios de la relajación del espín longitudinal en ambas fases superfluidas (Corruccini and Osheroff, 1975a). En total, el trabajo de ese verano dio lugar a siete publicaciones, incluyendo tres en el *Physical Review Letters*.

En el curso de nuestros experimentos de NMR pulsado, Corruccini y yo observamos en la fase *B* que, para ángulos de inclinación suficientemente grandes, la magnetización inclinada precesaba en forma coherente por tiempos mucho más grandes de los que

eran posibles, de acuerdo con los gradientes de campo magnético que existían en nuestra muestra. A este comportamiento lo llamamos *ondas de espín de k cero* pero realmente nunca las entendimos, y su existencia quedó olvidada en actas de conferencias (Osheroff and Corruccini, 1975b; Osheroff, 1977). Años después Bunkov y sus colaboradores en Rusia redescubrieron este fenómeno (Borovik–Romanov *et al.*, 1985), y Fomin (1985), y explicaron el comportamiento como resultado de las super-corrientes de espín en el líquido B producidas por gradientes en el parámetro de orden a medida que la magnetización en las regiones de gradiente de campo se enredaba en una hélice. Estas super-corrientes de espín efectivamente aumentaban el ángulo de inclinación en regiones de campo magnético bajo. Una vez que el ángulo de inclinación excedía los 104° , la frecuencia NMR en esa porción de la muestra comenzaría a aumentar. Cuando la frecuencia se hacía igual a aquella en las regiones de campo magnético más alto, las super-corrientes de espín desaparecían, y toda la muestra precesaba en fase. Ellos llamaron a esta danza bellamente orquestada el *dominio de precesión homogénea* y lo usaron para estudiar varios fenómenos poco usuales en el superfluido B .

No hay suficiente espacio ni tiempo para completar ni siquiera este breve relato de nuestro creciente entendimiento de estos fluidos excepcionales. Invito al lector a aprender más en una serie de artículos de revisión escritos durante este período de descubrimientos por algunos de los que hicieron las contribuciones más importantes (Leggett, 1975; Wheatley, 1975b; Anderson and Brinkman, 1978; Lee and Richardson, 1978). Sin embargo, para concluir, mencionaré brevemente lo que sucedió con la búsqueda del antiferromagnetismo en el ^3He sólido, el tópico que Dave Lee me había asignado para mi tesis doctoral.

En 1974 Bill Halperin, uno de los estudiantes de postgrado de Bob Richardson, usó el enfriamiento de Pomeranchuk para observar la caída en la entropía de espín que señalaba el ordenamiento nuclear en el ^3He sólido, pero no a 2 mK como se habría esperado basado en mediciones por encima de T_c , sino alrededor de 1 mK

(Halperin *et al.*, 1974). Además, la transición era evidentemente de primer orden, en vez de segundo orden como se habría esperado. Halperin desarrolló una interesante técnica auto-consistente para extender las mediciones de la curva de fusión por debajo de la temperatura de ordenamiento del sólido, que no hacía uso de ningún termómetro secundario. Posteriormente, el grupo de Dwight Adams en la Universidad de Florida aplicaría esta técnica en campos magnéticos intensos, y en el proceso descubrieron que por encima de 0.4 T había una segunda fase sólida magnéticamente ordenada con una magnetización mucho más alta que la fase de campo débil (Kummer *et al.*, 1975). La naturaleza del orden magnético en esta fase de campo fuerte fue primero intuita por los teóricos (Delrieu *et al.*, 1978) sin embargo, la naturaleza de la fase de campo débil siguió siendo un misterio.

Finalmente, en 1979, nuevamente empecé a pensar en el sólido, tal como lo hizo Dwight Adams en la Universidad de Florida. Tomando prestada y modificando una estrategia que primero le había escuchado mencionar a Bill Halperin, y usando desmagnetización nuclear del cobre para la refrigeración, aprendí a crecer cristales de ^3He sólido en la fase sólida magnéticamente ordenada, directamente a partir del superfluido. Los experimentos de resonancia magnética en Florida (Adams *et al.*, 1980) y en los Laboratorios Bell (Osheroff *et al.*, 1980) mostraron un rico espectro NMR en la fase ordenada de campo débil, mostrando inmediatamente que la estructura de sub-red tenía una simetría menor que la cúbica. Mike Cross, Daniel Fisher y yo fuimos capaces de determinar la simetría del estado ordenado a partir de los espectros NMR, y finalmente encontramos la estructura exacta de la sub-red. Hallamos que la fase de campo débil constaba de planos ferromagnéticos de espines normales en cualquiera de las direcciones principales de la red, alternando las orientaciones de los espines, dos planos, arriba, otros dos planos, abajo, etc.⁷ Este trabajo fue hecho en la época en que se estaba estrenando la película *Star Wars*, y en honor al robot

⁷Para un artículo de revisión razonablemente actualizado sobre las propiedades magnéticas del ^3He sólido, véase Osheroff (1992).

R2D2 de la película, la fase ordenada la bautizamos $U2D2$, que significaba *up 2, down 2*.

En el ^3He sólido la energía de intercambio átomo-átomo, la cual produce el ordenamiento del espín, es prácticamente cuatro órdenes de magnitud mayor que la energía magnética directa dipolo-dipolo nuclear, y cuatro órdenes de magnitud menor que la energía característica de la red, la energía de Debye. Esto ha hecho de estos sistemas magnéticos modelos particularmente convenientes para estudiar el comportamiento magnético cooperativo (Feng *et al.*, 1994). Sin duda hemos sido muy afortunados en que, a tres milésimas de grado del cero absoluto, exista un total de cinco fases perfectamente ordenadas de ^3He sólido y líquido, cuyo comportamiento continua desafiando nuestro entendimiento y provee un espacio para verificar nuevas ideas.

Referencias

- Adams, E. D., E. A. Schubert, G. E. Haas, and D. M. Bakalyar, 1980, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 789.
- Ahonen, A. I., T. A. Alvesalo, M. T. Haikala, M. Krusius, 1975a, *Phys. Lett. A* **51**, 279.
- Ahonen, A. I., T. A. Alvesalo, M. T. Haikala, M. Krusius, and M. A. Paalanen, 1975b, *J. Phys. C* **8**, L 269.
- Ahonen, A. I., M. Krusius, and M. A. Paalanen, 1976, *J. Low Temp. Phys.* **25**, 421.
- Ambegaokar, V., P. G. de Gennes, and D. Rainer, 1974, *Phys. Rev. A* **9**, 2676.
- Anderson, P. W., and W. F. Brinkman, 1973, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1108.
- Anderson, P. W., and W. F. Brinkman, 1978, in *Physics of Liquid and Solid Helium Part II*, edited by K. H. Bennemann and J. B. Ketterson (John Wiley & Sons, New York), p. 177.
- Anderson, P. W., and P. Morel, 1961, *Phys. Rev.* **123**, 1911.

- Anufriyev, Y. D., 1965, JETP Lett. **1**, 155.
- Balian, R., and N. R. Werthamer, 1963, Phys. Rev. **131**, 1553.
- Borovik-Romanov, A. S., Yu. M. Mun'kov, V. V. Dmitriev, and Yu. M. Mikharskii, 1985, JETP Lett. **40**, 1033.
- Brinkman, W. F., J. Serene, and P. W. Anderson, 1974, Phys. Rev. A **10**, 2386.
- Brinkman, W. F., and H. Smith, 1975, Phys. Lett. A **53**, 43.
- Brinkman, W. F., H. Smith, D. D. Osheroff, and E. I. Blount, 1974, Phys. Rev. Lett. **33**, 624.
- Corruccini, L. D., D. D. Osheroff, D. M. Lee, and R. C. Richardson, 1971, Phys. Rev. Lett. **27**, 650.
- Corruccini, L. R. and D. D. Osheroff, 1975a, Phys. Rev. Lett. **34**, 564.
- Corruccini, L. R. and D. D. Osheroff, 1975b, Phys. Rev. Lett. **34**, 695.
- Corruccini, L. R. and D. D. Osheroff, 1980, Phys. Rev. Lett. **45**, 2029.
- de Gennes, P. G., 1973, Phys. Lett. A **44**, 271.
- Delrieu, J. M., M. Roger, and J. H. Hetherington, 1978, J. Phys. France (colloq.) **41**, C8-231.
- Feng, Y. P., P. Schiffer, and D. D. Osheroff, 1994, Phys. Rev. B **49**, 8790.
- Fomin, I. A., 1978, J. Low Temp. Phys. **31**, 509.
- Fomin, I. A., 1985, JETP Lett. **40**, 1037.
- Gully, W. J., C. Gould, R. C. Richardson, and D. M. Lee, 1976, J. Low Temp. Phys. **24**, 563.
- Hahn, I., S. T. P. Boyd, H. M. Bozler, and C. M. Gould, 1995, J. Low Temp. Phys. **101**, 781, y referencias contenidas allí.
- Hakonen, P. J., O. T. Ikkala, and S. T. Islander, 1982, Phys. Rev. Lett. **48**, 1838.
- Halperin, W. P., C. N. Archie, F. B. Rasmussen, R. A. Buhrman, and R. C. Richardson, 1974, Phys. Rev. Lett. **32**, 927.

- Jiang, Q. and H. Kojima, 1992, *J. Low Temp. Phys.* **88**, 317.
- Johnson, R. T., O. V. Lounasmaa, R. Rosenbaum, O. G. Symko, and J. C. Wheatley, 1970, *J. Low Temp. Phys.* **2**, 403.
- Johnson, R. T., R. E. Rapp, and J. C. Wheatley, 1971, *J. Low Temp. Phys.* **6**, 445.
- Kummer, R. B., E. D. Adams, W. P. Kirk, A. S. Greenberg, R. M. Mueller, C. V. Britton, and D. M. Lee, 1975, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 527.
- Layzer, A. and D. Fay, 1971, *Int. J. Magn.* **1**, 135.
- Lee, D. M., and R. C. Richardson, 1978, in *Physics of Liquid and Solid Helium Part II*, edited by K. H. Bennemann and J. B. Ketterson (John Wiley & Sons, New York), p. 287.
- Leggett, A. J., 1965, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 536.
- Leggett, A. J., 1970, *J. Phys. C* **3**, 448.
- Leggett, A. J., 1973, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 352.
- Leggett, A. J., 1974, *Ann. Phys. (N.Y.)* **85**, 11.
- Leggett, A. J., 1975, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 331.
- Leggett, A. J. and M. J. Rice, 1968a, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 586.
- Leggett, A. J. and M. J. Rice, 1968b, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 506.
- Lounasmaa, O. V., 1974, *Contemp. Phys.* **15**, 353.
- Mermin, N. D., 1975, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1651.
- Mermin, N. D., 1976, *Phys. Rev. B* **13**, 112.
- Osheroff, D. D., 1973, Ph. D. thesis (Cornell).
- Osheroff, D. D., 1974, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1009.
- Osheroff, D. D., 1977, in *Quantum Fluids and Solids*, edited by S. B. Trickey, E. D. Adams, and J. W. Duffy (Plenum, New York), p. 161.
- Osheroff, D. D., 1992, *J. Low Temp. Phys.* **87**, 297.
- Osheroff, D. D. and P. W. Anderson, 1974, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 686.
- Osheroff, D. D. and W. F. Brinkman, 1974, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 584.

Osheorff, D. D. and L. R. Corruccini, 1975a, *Phys. Lett. A* **51**, 447.

Osheroff, D. D. and L. R. Corruccini, 1975b, in *Proceedings of the 14th International Conference on Low Temperature Physics*, edited by Matti Krusius and Matti Vuorio (North Holland, Amsterdam), vol. 1, p. 100.

Osheroff, D. D., M. C. Cross, and D. S. Fisher, 1980, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 792.

Osheroff, D. D., S. Engelsberg, W. F. Brinkman, and L. R. Corruccini, 1975, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 190.

Osheroff, D. D., W. F. Gully, R. C. Richardson, and D. M. Lee, 1972, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 920.

Osheroff, D. D., R. C. Richardson, and D. M. Lee, 1972, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 885.

Osheroff, D. D., W. van Roosbroeck, H. Smith, and W. F. Brinkman, 1977, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 134.

Paulson, D. N., R. T. Johnson, and J. C. Wheatley, 1973, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 746.

Pomeranchuk, I., 1950, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 919.

Ruel, R. and H. Kojima, 1983, *Phys. Rev. B* **28**, 6582.

Sites, J. R., D. D. Osheroff, R. C. Richardson, and D. M. Lee, 1969, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 836.

G. C. Strary and E. D. Adams, 1969, *Rev. Sci. Instrum.* **40**, 1393.

Vdovin, Yu. A., 1963, in *Applications of Methods of Quantum Field Theory to Problems of Many Particles*, edited by A. I. Alekseyeva (GOS ATOM ISDAT, Moscow, p. 94. (En ruso.)

Vollhardt, D., and P. Wölfle, 1990, *The Superfluid Phases of Helium 3* (Taylor and Francis, London).

Wheatley, J. C., 1975a, in *Proceedings of the 14th International Conference on Low Temperature Physics*, edited by Matti Krusius and Matti Vuorio (North Holland, Amsterdam), Vol. 5, p. 6, y referencias contenidas allí.