

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KUANTUM SIVILARI VE TARİHSEL GELİŞİMİ

Seyhan AYDIN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Fizik Programı

Danışman

Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR

Haziran, 2023

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KUANTUM SIVILARI VE TARİHSEL GELİŞİMİ

Seyhan AYDIN tarafından hazırlanan tez çalışması 01.06.2023 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı, Fizik Programı **YÜKSEK LİSANS** olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR
Yıldız Teknik Üniversitesi
Danışman

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR, Danışman

Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Kutsal BOZKURT, Üye

Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Nevin KALKAN, Üye

Istanbul Üniversitesi

Danışmanım Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR sorumluluğunda tarafımca hazırlanan “Kuantum Sıvıları ve Tarihsel Gelişimi” başlıklı çalışmada veri toplama ve veri kullanımında gerekli yasal izinleri aldığımı, diğer kaynaklardan aldığım bilgileri ana metin ve referanslarda eksiksiz gösterdiğimi, araştırma verilerine ve sonuçlarına ilişkin çarpıtma ve/veya sahtecilik yapmadığımı, çalışmam süresince bilimsel araştırma ve etik ilkelerine uygun davrandığımı beyan ederim. Beyanımın aksinin ispatı halinde her türlü yasal sonucu kabul ederim.

Seyhan AYDIN

İmza

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca ve bu tezi hazırlarken benim için paha biçilemez çok sayıda değerli insan oldu. Onların yardımı ve desteği olmasaydı bu çalışmayı bitiremezdim. Öncelikle danışmanım Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR'a tezimi hazırladığım süreçteki desteği, sabrı ve nezaketle bu çalışmamdaki rehberliğinden dolayı teşekkür ediyorum. Bugün bulunduğum yere ulaşmama yardımcı olan tüm değerli öğretmenlerime de teşekkür etmek istiyorum. Tezimi hazırlarken özellikle, David Pines "Theory of Quantum Liquids: Normal Fermi Liquids" ve danışmanım Hasan TATLIPINAR'ın "Çok Parçacık Sistemlerinin Kuantum Mekanikine Giriş" ders notları kitapları olmak üzere kullandığım ve tezime katkısı olan bütün bilim insanlarına ayrıca teşekkür etmek istiyorum.

Her zaman yanımda olan ve manevi desteği olan arkadaşlarıma ve son olarak hayatım boyunca bana destek olan aileme teşekkür etmek istiyorum.

Seyhan AYDIN

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR	iv
SİMGE LİSTESİ	vii
KISALTMA LİSTESİ	ix
ŞEKİL LİSTESİ	x
ÖZET	xi
ABSTRACT	xiii
1 GİRİŞ	1
1.1 Kuantum Sıvılar	1
1.1.1 Süperakışkanlık Fenomeni ve Tarihsel Süreç	2
1.1.2 Süperakışkan Helyumun Keşfi ve Özellikleri	4
1.2 Landau ve İki Akışkan Model	5
1.2.1 Landau İki-Akışkan Modeli	6
1.2.2 Fıskiye Etkisi	6
1.3 Bose-Einstein Yoğunlaşması	8
2 FERMİ SIVILARI	11
2.1 Fermi Sıvıları	11
2.1.1 Çok Cisim Problemi	11
2.2 Landau Fermi Sıvı Teorisi	14
2.3 Nötral Fermi Sıvı Teorisi	15
2.4 Yarı (Kuasi) Parçacık Yaklaşımı	17
2.5 Etkileşen Fermi Sıvı Teorisi	20
2.5.1 Kuasi Parçacıkların Kütlesi ve Enerjisi	21
2.5.2 Kuasi Parçacıklar Arası Etkileşme	23
2.5.3 Kuasi Parçacıkların Yerel Enerjileri	25
2.5.4 Kuasi Parçacıkların Dağılımı	26
2.5.5 Kuasi Parçacıkların Spesifik Isısı	27
2.6 Elektronlardan Oluşan Fermi Sıvıları	28
2.6.1 Süperiletkenlik	30
2.6.2 Cooper Eşleşmesi (BCS Teorisi)	31
3 SPİN SIVILARI	33
3.1 Spin Sıvıları	33

3.2 Kuantum Spin Sıvılarının Oluşumu.....	34
4 SONUÇ VE ÖNERİLER	36
KAYNAKÇA	38
TEZDEN ÜRETİLMİŞ YAYINLAR	41

SİMGE LİSTESİ

ω	Açısal Frekans
k	Boltzman Sabiti
Z	Bölüşüm Fonksiyonu
n_p	Dağılım Fonksiyonu
ψ	Dalga Fonksiyonu
λ_{dB}	De Broglie Dalgaboyu
$\vartheta(0)$	Durum Yoğunluğu
S	Entropi
$f_{pp'}$	Enerjinin Dağılım Fonksiyonuna Göre 2. Varyasyonel türevi
F	Fermi Enerjisi
E_F	Fermi Enerjisi
S_F	Fermi Yüzeyi
H	Hamiltoniyen
v	Isısal hız
K	Kelvin
μ	Kimyasal Potansiyel
Ω	Konfigürasyon Uzay Hacmi
\vec{r}	Konum vektörü
m^*	Kuasi Parçacığın Kütlesi
$\bar{\epsilon}_p$	Kuasi Parçacığın Yerel Enerjisi
V_p	Kuasi Parçacıkların Grup Hızı
$f_{pp'}^a$	Kuasi Parçacıkların Spinlerinin Anti-simetrik Etkileşimi
$f_{pp'}^s$	Kuasi Parçacıkların Spinlerinin Simetrik Etkileşimi
\bar{n}_p^0	Kuasi Parçacıkların Yerel Denge Durumu
α	Kuasi Parçacıklar Arası Etkileşme Mesafesi
P_l	Legendre Polinomu
W_{max}	Makroskobik Durumların Sayısı
B	Manyetik Alan

J_{ij}	Manyetik Momentler Arasındaki Etkileşim
M	Manyetizasyon
p	Momentum
ρ_N	Normal Sıvı Yoğunluğu
N	Parçacık Sayısı
ε	Parçacığın Enerjisi
p	Planck Sabiti
V	Potansiyel
T	Sıcaklık
C_v	Spesifik Isı
σ	Spin
χ	Spin Alınganlığı
S_i	Spin Operatörü
ρ_s	Süperakışkanın Yoğunluğu
E_0	Taban Durum Enerjisi
T	Temel Uyarımların Yaşam Süresi
δn_p	Uyarılmış Durumların Denge Durumu Dağılımı
$\delta n_{p'}$	Uyarılmış Kuasi Parçacıkların Dağılımı
p'	Uyarılmış Parçacığın Momentumu
d	Yoğunluk
t	Zaman

KISALTMA LİSTESİ

BEY	Bose-Einstein Yoğunlaşması
BCS	Bordeen, Cooper, Schrieffer
HQI	Harward Kuantum Girişimi
JILA	Astrofizik Enstitüsü Ortak Laboratuvarı
MIT	Massachusetts Teknoloji Enstitüsü
RVB	Rezonans Değerlik Bağı
QSS	Kuantum Spin Sıvıları

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 1.1 Bose-Einstein yoğunlaşmasının sıcaklığa bağlı olarak oluşum sürecinin şematik gösterimi [8]	3
Şekil 1.2 He-4' ün basınç, sıcaklık (P, T) faz diyagramı. Süperakışkan faz He-II olarak bilinir, He-I ise süperakışkan olmayan faz olarak bilinir [11]...4	4
Şekil 1.3 Allen tarafından fotoğraflanan süperakışkan helyumun fıskiye etkisinin gözlemlenmesi [19].....	7
Şekil 1.4 Rubidyum atomu ile deneysel olarak Bose-Einstein yoğunlaşmasının gözlemlenmesi	9
Şekil 1.5 Rubidyum atomu kullanılıp Bose-Einstein yoğunlaşması gözlemlendiğinde atomların kondanset içindeki sayıları ($T_c=0,3\mu K$) [25]	10
Şekil 2.1 Solda Bozon sistemleri, sağda Fermiyon sistemlerinin $T=0$ taban enerji durumlarındaki sıralanması [28].	13
Şekil 2.2 Parçacıkların enerjisinin sıcaklığa bağlı olarak Maxwell-Boltzmann, Fermi-Dirac ve Bose-Einstein dağılım fonksiyonlarının karşılaştırılması [35].	16
Şekil 2.3 Fermiyonların $T=0$ ve $T>0$ sıcaklıkları için dağılımları [36]	17
Şekil 2.4 Kuasi parçacıkların $T=0$ sıcaklıkta taban durumu dağılımı [31].....	18
Şekil 2.5 Fermi küresinin şematik gösterimi [36]	18
Şekil 2.6 Fermi küresinde elektron boşluk çiftinin şematik gösterimi [36]	19
Şekil 2.7 Kuantum Hall olayının şematik gösterimi [42].....	29
Şekil 2.8 Yarı iletken n ve p tipi enerji-band diyagramları [45].....	30
Şekil 2.9 Süperiletken malzeme ile normal bir metalin özdirencinin sıcaklığa bağlı grafiği [47].	30
Şekil 2.10 Süperiletken BCS'de Cooper çiftlerinin etkileşiminin şematik gösterimi [51].	32
Şekil 2.11 Cooper çiftlerinde elektronlarının etkileşmesinin Feynman diyagramında gösterimi [52].	32
Şekil 3.1 Maddenin spin dağılımına bağlı manyetik özellikleri [57].....	35

Kuantum Sıvıları ve Tarihsel Gelişimi

Seyhan AYDIN

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Lisans Programı

Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR

Yeterince yüksek sıcaklıklarda ve düşük yoğunluklarda, ikili saçılma dışında her atomun serbestçe hareket ettiği nötr bir atom sistemi düşünün. Böyle bir sistem seyreltik gaz olarak adlandırılır ve tüm fiziksel özellikleri gazların kinetik teorisi ile açıklanabilir. Bu sistemde basınç artırılıp sıcaklık düşürülürse sistem belirli kritik değerlerde 1. tip faz geçişi ile gaz fazından sıvı fazına geçer. Geçiş, tanecikler arasındaki etkileşimin artması nedeniyle gerçekleşir ve tanecikler arasındaki etkileşimin potansiyel enerjisi, taneciklerin kinetik enerjisine hakim olur. Bu geçiş tanecikler arasındaki dinamik etkileşimlerden kaynaklandığı için ortaya çıkan sıvı sisteme Klasik Sıvılar denir. Sıcaklık daha da düşürülürse sistem tekrar 1. tip faz geçişini yaparak katı faza geçer. ${}^3\text{He}$ ve ${}^4\text{He}$ izotopları, doğadaki bu klasik faz geçiş şemasına uymazlar. Deneysel gözlemlere göre, sıcaklık yeterince düşürüldüğünde Helyum katı faza geçmez, sıvı fazda kalır. Bunun nedeni Helyum atomlarının kuantum karakteridir. Bu nedenle klasik şemaya uymayan bu sıvılara kuantum sıvıları denir. Helyum izotoplarının yanı sıra metallerde, yarı metallerde ve dejenere yarı iletkenlerde iletim elektronları da kuantum sıvıları olarak incelenebilir. Bu tezde Landau teorisi çerçevesinde yarı parçacık yaklaşımı kullanılarak kuantum sıvılarının temel özellikleri verilecektir. Ayrıca kuantum sıvılarının ortaya çıkışı ve çeşitli sistemlerin kuantum sıvıları çerçevesinde

incelenmesinin tarihsel gelişim içinde nasıl olduğu üzerinde durulacaktır. Bu tarihsel gelişim, matematiksel olarak ifade etmek yerine konuya ilgi duyan herkesin anlayacağı şekilde oldukça sade bir şekilde verilecektir. Buna göre tezde süperakışkanlık, süperiletkenlik, Bose-Einstein yoğuşması ve kuantum spin sistemlerinin de kuantum sıvıları ile olan ilgisi basitçe anlatılacaktır.

Anahtar Kelimeler: Fermi sıvısı, Bose-Einstein yoğunlaşması, Elektron sıvısı.

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Quantum Liquids and Its Historical Development

Seyhan AYDIN

Department of Physics

Master of Science Thesis

Supervisor: Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR

Consider a neutral atomic system, where at sufficiently high temperatures and low densities every atom moves freely, except for binary scattering. Such a system is called a dilute gas, and all its physical properties can be explained by the kinetic theory of gases. In such system, if the pressure is increased and the temperature is decreased, the system passes from the gas phase to the liquid phase with the 1st type phase transition at certain critical values. Transition occurs because of the increase in the interaction between the particles and the potential energy of the interaction between the particles dominates the kinetic energy of particles. Since this transition is caused by dynamic interactions between particles, the resulting liquid system is called Classical Liquids. If the temperature is lowered further, the system switches to the solid phase by making the 1st type phase transition again. The ${}^3\text{He}$ and ${}^4\text{He}$ isotopes do not obey this classical phase transition scheme in nature. According to experimental observations, when the temperature is enough lowered, Helium does not pass into the solid phase but remains in the liquid phase. This is due to the quantum character of Helium atoms. Therefore, these liquids that do not follow the classical scheme are called quantum liquids. Apart from Helium isotopes conduction electrons in metals, semi-metals, and degenerate semiconductors can also be studied as quantum liquids. In this thesis, the basic properties of quantum liquids will be given using the semi-particle approach within the framework of Landau theory. In addition, the emergence of quantum liquids and

the study of various systems within the framework of quantum liquids will be emphasized in historical development. Instead of expressing this historical development mathematically, it will be given very simply in a way that anyone interested in the subject can understand. Accordingly, the relationship between superfluidity, superconductivity, Bose-Einstein condensation and quantum spin systems with quantum liquids will be explained simply in the thesis.

Keywords: Fermi liquids, Bose-Einstein condensate, Electron liquids.

YILDIZ TECHNICAL UNIVERSITY
GRADUATE SCHOOL OF SCIENCE AND ENGINEERING

1.1 Kuantum Sıvılar

Klasik fizik çerçevesinde çok genel olarak maddenin hallerini katı, sıvı, gaz ve plazma olarak 4 durumda belirtebiliriz. Bu klasik çerçevenin dışında da maddenin faz yapısı tanımlanabilir. Bu durumda düşük ve yüksek enerji durumlarında maddenin birçok farklı fazı tanımlanabilir. Kuantum sıvıları is klasik fizik çerçevesi ile açıklanamayan ve maddenin yoğunlaşmış durumu olan 5. ve 6. hali olarakta adlandırılan Bose-Einstein ve Fermi sıvılarından oluşur. Kuantum gazları ve kuantum sıvıları, çok parçacıklı sistemlerde, bireysel parçacıklarının hareketinin madde dalgalarının girişiminden güçlü bir şekilde etkilenen ve ancak kuantum yasalarıyla açıklanabilen, niteliksel olarak maddenin yeni bir halidir. Helyumun izotopları olan He-3 (Fermi Sıvısı) ve He-4 (Bose Sıvısı) doğada bulunan tek gerçek “Kuantum Sıvısı” olarak biliniyor. Düşük sıcaklıklarda, helyum gazı atomları başlangıçta sıvı hale dönüşür ve çok düşük sıcaklıklarda sürtünme olarak temsil edilen viskozitenin kaybolmasıyla karakterize edilen bir süper sıvı durumuna dönüşür. Bunun yanında kuantum sıvıları, bir metal veya yarı iletken içindeki yoğun bir elektron denizinde oluşurlar ve düşük sıcaklıklarda süper iletken durum içinde elektrik direncinin kaybolduğu bir duruma yoğunlaşırlar

Bu tarz sistemlerde, atomik ve atom altı parçacıkların hareketi sırasında madde dalgalarının oluşumu ve madde dalgalarının girişimi nedeniyle parçacık hareketinin düzenlenmesi yeni bir özellik kazanır ve kuantum özellikler devreye girer. Maddenin katı, sıvı, gaz ve plazma gibi klasik halleri, parçacıklar arası itici termal hareket ile çekici bağlayıcı kuvvetlerin çatışması ve birliği ile tanımlanır. Buna karşılık kuantum gazları ve sıvıların özellikleri ise madde dalgalarının etkileşimi sırasında düzensiz termal hareket ve ortak davranışı gibi kuantum etkiler tarafından belirlenir [1].

Kuantum gazları ve sıvıları, çeşitli parçacıkların evrendeki maddenin durumunun formudur. Nötron yıldızları gibi “ölü” yıldızların içinde ya da galaktik çekirdekte bulunabilirler [2] [3]. Bu konuda, teorik tahminler ilk defa 1924’te Einstein ve Bose

tarafından yapıldı. Fakat temel anlamda bu konuların anlaşılması için yapılan çalışmalar 20. yüzyılın yarısında çok parçacıklı kuantum sistemleri teorisindeki ilerlemelerle önem kazandı. 1930 ve 1950'lerde Sovyetler Birliğindeki bilim adamları bu konular üzerine yoğunlaştı ve çok önemli deneysel ve teorik katkılarda bulundular. Sadece son 20 yılda, fizikte Nobel ödülünün yedi kez kuantum sıvılar alanındaki keşiflere verilmesi bile bu konu üzerine yoğunlaşmak için büyük bir motivasyon sağlar.

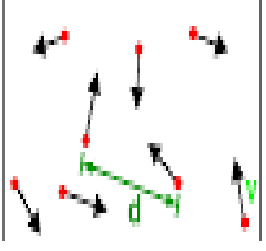
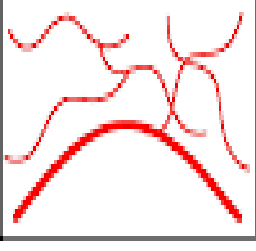
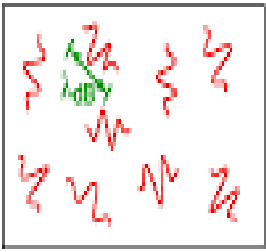
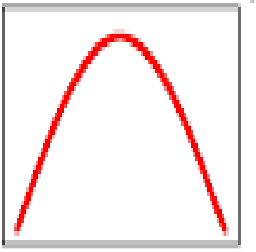
1.1.1 Süperakışkanlık Fenomeni ve Tarihsel Süreç

Süperakışkanlık, karakteristik olarak bir sıvının viskozitenin sıfırlanması ve bu nedenle herhangi bir kinetik enerji kaybı olmadan akması durumudur. 1908'de Leiden'de, Heike Kamerlingh Onnes, son derece düşük sıcaklıklara erişim sağlayan helyumu ilk kez sıvılaştırdı. 8 Nisan 1911'de Onnes hem süperiletkenliği hem de süperakışkanlığı keşfetti. 1913'te bu çalışmalarından dolayı Nobel Fizik Ödülü'nü kazandı [4].

1995 yılında, önce Eric Cornell ve Carl Wiemanın çalışma grubu Kaliforniya'da ve kısa bir süre sonra Wolfgang Ketter Boston'da, alkali toprak atomlarından bir gazı süperakışkan bir duruma dönüştürmeyi başardı ve bu sayede 2001 yılında Nobel Fizik Ödülü'nü paylaştılar. Bu amaçla devrim niteliğinde yeni soğutma yöntemleri anlamına gelen bir mikrokelvinden daha düşük aralıkta son derece düşük sıcaklıklar uygulandı [5] [6].

1924 yılında Hintli fizikçi Satyendren Nath Bose ve Albert Einstein düşük sıcaklıklarda, bu aşırı soğuk atomların niteliksel olarak süperakışkan duruma geçeceklerini tahmin ettikleri için kuantum teorisinde Bose-Einstein yoğunlaşması olarak adlandırıldı. Bose aynı zamanda parçacık fiziğinde tam sayı (0,1,2, ...) spinine sahip olan bozonlara ismini vermiştir. Bozonlar, atom altı parçacığın iki temel sınıfından birini oluşturan, ^4He , $^{23}\text{Sodium}$, $^{87}\text{Rubidium}$ ya da fotonlar gibi çekirdek ve onların elektron kabuklarının bireysel açısal momentumlarının sıfır toplam açısal momentumuna kadar doyurulduğu atomları içerir. Bose-Einstein teorisi, bozonlardan oluşan ideal bir gazın düşük sıcaklıklarda, parçacıkların taban enerji seviyesine inerek, makroskobik olarak aynı madde-dalga durumuna dönüştüğünü söyler [7]. Yani parçacıklar artık kafasına buyruk ve bireysel hareket etmek yerine, hepsi adete "aynı" kimliğe bürünüp ve bir küme halinde "tek bir

atommuş” gibi hareket etmeye başlarlar. Bu durum şematik olarak Şekil 1.1’de verilmiştir.

	<p>Yüksek Sıcaklık T, v ısısal hız, yoğunluk d^3, Bilardo topları davranışı</p>		<p>$T = T_{kritik}$ Bose-Einstein Yoğuşması, $\lambda_{dB} = d$ Madde dalgası oluşur</p>
	<p>Düşük sıcaklık T: De Broglie dalgaboyu $\lambda_{dB} = h/mv \propto T^{-1/2}$ “Dalga paketleri”</p>		<p>$T=0$ Saf Bose Einstein yoğuşması “Dev madde dalgası”</p>

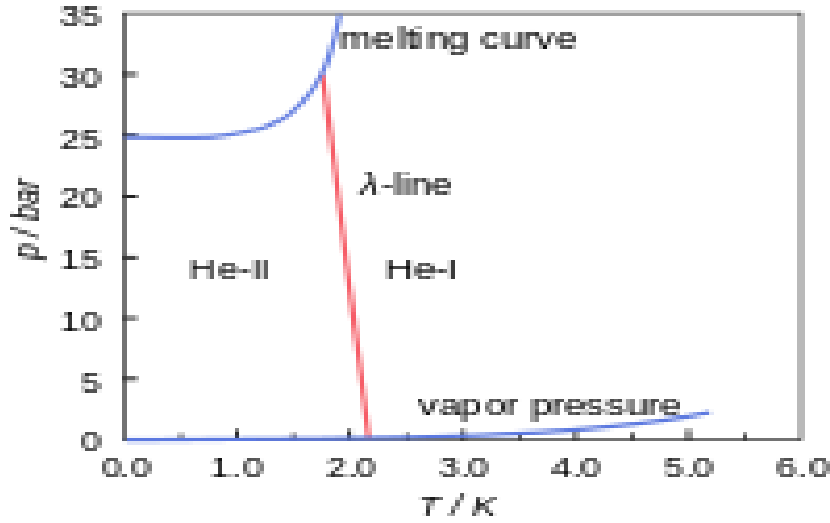
Şekil 1.1 Bose-Einstein yoğunlaşmasının sıcaklığa bağlı olarak oluşum sürecinin şematik gösterimi [8]

Farklı parçacıkların madde dalgalarının dalga boyu ile dalga cephesinin tekdüzeliği koherens (eş fazlı) olarak adlandırılır ve bu durum parçacıkların hareketlerinin dalgaların girişimiyle koordine edilmesiyle gerçekleşir. Süperakışkan durumda, koherens uzunluk makroskobik olarak parçacık mesafesine kıyasla daha büyük hale gelir ve düşük sıcaklıkların ($T \rightarrow 0$) sınır çizgisi için koherens uzunluğu, çok parçacıklı sistemlerin sistem boyutu ile aynı olur. Sistem artık normal sıvılardaki düzensiz termal hız dağılımının aksine düzenli bir atomik harekettir ve yoğunlaştırılmış durumdaki entropi şiddetli biçimde azaltılmıştır. Böylece artık kuantum etkiler önemli olur ve klasik fizik yasalarıyla açıklanamaz duruma gelir. Burada bir klasik bozon gazından bir kuantum gazına geçişin, çok parçacıklı sistemin sıcaklık ve yoğunluğuna bağlı olduğunu söyleyebiliriz. Yüksek sıcaklıklarda, madde dalgalarının de Broglie dalgaboylarının çok küçük bir dalga boyuna sahip olması sebebiyle parçacıkların kinetik enerjileri yüksektir. Böyle bir durumda parçacıkların dalga boyu parçacık mesafesinden küçük olursa, madde dalgalarının etkileri önemsiz olur ve klasik bir gaz oluşur. Kinetik teoriye göre, klasik gazlarda aynı sıcaklıkta, ortalama olarak tüm gaz parçacıkları aynı kinetik

enerjiye sahiptir ve kinetik enerjilerinin istatistiksel dağılımı Maxwell- Boltzman istatistik dağılımına uyarlar [9].

1.1.2 Süperakışkan Helyumun Keşfi ve Özellikleri

Kütlesi 4 olan Helyum izotopu ilk kez 1904 yılında Onnes tarafından, bir atmosfer standart basıncında 4,2 K sıcaklıkta sıvılaştırılarak süperiletkenlik keşfedildi. Onnes süperiletkenliğin keşfiyle, laboratuvar kitabında 2 K civarında farklı bir şeyin olduğunu belirtiyor fakat bunu uzun bir süre takip edemiyor. 1922-23 yıllarında çalışma arkadaşlarıyla 2 K civarında meydana gelen “garip bir şeyi” yeniden incelemeye başlıyorlar ve ısı kapasitesine baktıklarında, ısı kapasitesindeki sapmanın bir termodinamik faz geçişinin sinyali olduğunu fark ediyorlar. Helyumun normal fazı He-I olarak bilinirken, süperakışkan fazı He-II olarak bilinir. Onnes 1926’da vefat ediyor, fakat laboratuvardaki çalışmalar devam ediyor ve bazı araştırmalar sonucunda aşağıdaki faz diyagramını ortaya çıkarıyorlar [10].



Şekil 1.2 He-4’ ün basınç, sıcaklık (P, T) faz diyagramı. Süperakışkan faz He-II olarak bilinir, He-I ise süperakışkan olmayan faz olarak bilinir [11].

Burada He I ve He II arasındaki çizgi Lambda çizgisi olarak bilinir ve ismi spesifik bir sıcaklıktan gelir. Helyum diğer elementlerle karşılaştırıldığında, basınç altında olduğu durumlar dışında, çok düşük sıcaklıklarda bile katılaşmaz ve sıvı formda kalır. Bu durumun temel nedeni helyumun çok küçük bir kütleye sahip olması ve zayıf etkileşimlerinden (kimyasal bağlanma olmaması) kaynaklanmaktadır. Kuantum mekaniğinde $\Delta p \Delta x \geq \hbar/2$ olduğu için küçük kütle önemlidir. Burada x 'i lokalize etmeye çalışırsanız, sıfır olmayan bir momentuma sahip olursunuz. Fakat

kinetik enerji $P^2/2m$ olduğundan, küçük bir kütleyle sahip olmak, atomların konumunu belirlemenin çok yüksek bir enerjiye gereksinim olduğu anlamına gelir. Süperakışkan helyum ile ilgili bir diğer ilgi çekici olan şey ise Onnes'ın farketmediği, kalıcı akışıdır ve bununla birlikte süperakışkan bir sıvıda termal taşıma o kadar iyidir ki, sıvıdaki hiçbir bölge diğer bölgelerden daha yüksek sıcaklıkta değildir.

Süperakışkan He-II'nin özelliklerinin keşfi 1930'ların ortalarına kadar gelmedi. 1930'ların başlarında, dünyada sadece Leiden, Oxford, Cambridge ve Berlin'de bulunan laboratuvarlarda Helyum sıvılaştırılıyor ve düşük sıcaklık deneyleri yapılıyordu. Rusya'da 1918-1919 yılları salgınından kurtulan Peter Kapitza, Rutherford ile çalışmak için Cambridge'e taşınmıştı [10]. 1938'de Sovyet fizikçi Kapitza ve bağımsız olarak John Allen ve Don Misener ilk kez 2,2 K sıcaklıkta ^4He 'ün süperakışkan durumuna ulaşmayı başardılar. Kapitza'nın bu çalışması 1978 yılında Nobel fizik ödülüne layık görüldü [12] [13].

İlk gözlemlendiğinde, sadece sıvının iç sürtünme kuvveti (viskozitenin), düşük sıcaklıklarda durma noktasına gelerek kaybolması gibi tartışmalar öne sürülse de, süperakışkanlık, sıvının bir taşınma hareketinin bozulmadığı, çok uzun süreler boyunca devam ettiği ve ilerleyen dönemlerde dönen akışkanlar üzerindeki deneyler, bu süperakışkan helyumun sadece kaybolan bir sürtünmeye sahip değil, aynı zamanda madde dalgasının makroskobik bir kuantum durumu yani Bose-Einstein yoğunlaşması olduğunu açıkça göstermiştir [1]

Süper sıvı helyum kabı döndürüldüğünde, sıvı ile kabın duvarları arasındaki sürtünme kuvvetleri kaybolduğu için kabın içindeki sıvının sabit kaldığını ilk kez 1930'ların sonlarında Kapitza keşfediyor. Yaptığı deneylerle, süper sıvı durumunda sıvıyı içeren kabın dönme hareketine rağmen sıvının düzgün dönüşünün olmadığını öğreniyor.

1.2 Landau ve İki Akışkan Model

1938'de Kapitsa süperakışkanlığı keşfettiği sırada, büyük teorik fizikçi Lev Landau, Stalin'i Hitler'le karşılaştırdığı için hapse atıldı. Kapitsa, süperakışkanlığı sadece Landau'nun açıklayabileceğini ve serbest bırakılmadığı sürece bilim adamı olarak istifa edeceğini söyleyip kendini tehlikeye attı [14]. Landau hapisteyken,

Macar fizikçi Laszlo Tisza, Bose-Einstein yoğunlaşmasının bir sonucu olarak süperakışkanlığı açıklamaya çalıştı. Landau, süperiletkenlik ve süperakışkanlık ile ilgili bu yaklaşımlarda neyin yanlış olduğunu sonradan anladı. Burada Landau, Helyumun etkileşmeyen bir bozon değil, son derece güçlü kısa menzilli itici etkileşmelere sahip olduğunu ve etkileşmeyen bir BEY'in süper akmadığını, bu etkiyi elde etmek için etkileşmelerin önemli olduğunu fark etti [15]. Daha sonra Landau, Tisza'nın çalışmalarının üzerine, iki-akışkan modelini geliştirerek ve süper akış kriterini açıklayarak süperakışkanlar üzerine iki büyük katkı yaptı [16] ve bu yüzden 1962'de Nobel ödülü kazandı. Fakat ardından yaptığı bir trafik kazasıyla komaya girip bir daha asla bilimsel olarak üretken olmadı ve 1968'de 60 yaşında öldü [17].

1.2.1 Landau İki-Akışkan Modeli

Bu model, sonlu sıcaklıklarda kuantum sıvılarında, “süper” ve “normal” dediğimiz iç içe geçen iki sıvı bileşenlerinin bir arada olduğunu söyler. Bu sıvının toplam yoğunluğu, süper ve normal sıvının fraksiyonların (kısmi) kütle yoğunluklarının toplamı olarak yazılır.

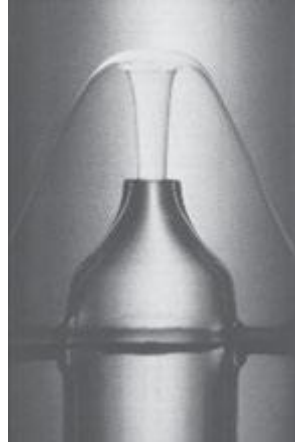
$$\frac{\text{Kütle}}{\text{hacim}} = \rho_{total} = \rho_s + \rho_n \quad (1.1)$$

Burada normal fraksiyondan kastedilen, klasik bir sıvıdan beklediğimiz gibi davranmasıyken, süper akışkan fraksiyon ise viskozitenin yok olduğu ve ısının taşınmadığı durumdur. Kritik sıcaklık dediğimiz T_c 'nin üzerinde, yani He-I fazında sıvının tamamıyla normal, sıfır sıcaklıkta ise tüm sıvının süper olması beklenir. He-II aşamasında ama sıcaklığın sıfır olmadığı durumda ise sıvı, kısmen süper ve kısmen normal sıvıların karışımından oluşması beklenir [10].

1.2.2 Fıskiye Etkisi

Fıskiye basıncı da denilen fıskiye etkisi, süperakışkan helyumun bir kılcal açıklık içinden aktığında gözlemlenmiştir. Kapitza'nın deneylerine dayanarak Tisza, iki-akışkan modelini ortaya atmıştır. Fakat Landau, bu iki akışkanın “bir arada oluşması” fikrini desteklemedi [18]. Normal sıvı helyumun hareketleri sürtünme kuvvetleri tarafından engellenir fakat süper akışkan, gözenekli sızdırmazlık malzemesi boyunca sürtünmesiz hareket eder ve aşırı bir basınç ortaya çıkar. Bu aşırı basınç bir kılcal açıklıktan sıvı helyumun bir fıskiye gibi üstten dışarı akmasıyla görüntüleniyor. Süperakışkan helyumun küçük bir ısı kaynağına maruz

kaldığından (ısı kaynağı olarak el feneri kullanılıyor) bir tüpten yukarı aktığı ve havaya fırladığı bu durum ilk kez J. F. Allen ve H. Jones tarafından keşfediliyor [19].



Şekil 1.3 Allen tarafından fotoğraflanan süperakışkan helyumun fiskiye etkisinin gözlemlenmesi [19]

Landau, burada süper akışkan bileşenin daha sonra normal sıvının bileşenleriyle saçılma nedeniyle bir sürtünme kuvveti yaşayacağını dile getiriyor ve 1940'larda, devrim niteliğinde olan, normal sıvı bileşenini oluşturan, süper sıvının toplu hareketleri olan yarı parçacık uyarımları fikrini geliştiriyor [20]. Süper sıvı helyumdaki bu uyarımlar, yoğuşmadan kopan bireysel helyum atomları değil, ses dalgasına benzeyen, yoğuşmanın toplu salınımları ve hareketleridir. Buradaki düşük enerji uyarımlarına kararsız yarı parçacık uyarımları denir. Bu yarı parçacık normal sıvı bileşenlerinden uyarılır ve kendilerini yoğuşmanın hareket durumuna göre ayarlamak zorundalar. Bu uyarımlar süper sıvının termal direnci kaybolduğunda, süper sıvı ve entropinin ısı taşımını gerçekleştirirler. Landau, süperakışkan helyumun bu toplu uyarım ve yoğuşmadan oluştuğunu söylüyor. Yoğuşma, viskozitenin sıfırlanıp makroskobik ölçekte rotasyonun kaybolması ile oluşur.

Landau, sıvının hareketinin hidrostatik basınçtan kaynaklı olduğunu söylüyor. Bu durum sıvının hareketi ozmoz gibi düşünülüyor. Burada sıcaklık yükseltilip sistem ısıtılırsa, normal sıvının yoğunluğu ρ_n artar, yani yarı parçacık uyarımlarının yoğunluğu artar ve çevresiyle aynı konsantrasyona dönmek için (sıcaklığın eski haline gelmesi için) ozmos prensibine göre ρ_s süper sıvının daha sıcak bölgeye akması gerekir. Bu durum, termodinamiğin 2. yasası olan, akışkanların soğuktan sığa geçişin olmadığı durumunu ihlal ediyor gibi gözüksede, süperakışkan ısı

taşımadığı için herhangi bir ihlal söz konusu değildir. Burada artan yarı parçacık uyarımları viskoziteden kaynaklı geri akarken yavaşlar fakat süperakışkandan normal sıvı bileşenlere dönüşüm gözenekli malzeme boyunca ısıtıcıya süper sıvı akışı sağlar ve ortaya aşırı bir basıncın çıkmasıyla fıskiye etkisi oluşur [7].

1.3 Bose-Einstein Yoğunlaşması

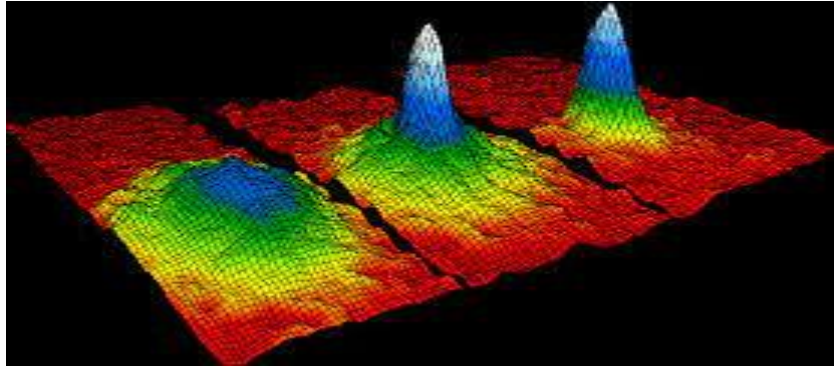
Bose-Einstein yoğunlaşmasında, düşük sıcaklıklarda atomlar bireysel hareketlerini kaybedip tek bir kuantum durumunda bir araya gelirler. Bu durumda atomlar birbirlerinden ayırt edilemeyecek duruma gelirler ve bu noktada ayırt edilemeyen fotonlara uygulanan Bose-Einstein istatistiğine uymaya başlarlar. Atomlar artık makroskopik olarak büyük bir dalga şeklini alıp sadece bir dalgadan oluşuyormuş gibi tutarlı hareket ederler.

Bose, 1924 yılında bozonlar ve hafif parçacıklar olan fotonlar için istatistiksel bir hesaplama yaptı ve daha öncesinde Planck tarafından bulunan radyasyon yasası için alternatif bir türetme sundu. Çalışmasının önemini anlayacağını düşündüğü için Einstein'a gönderiyor ve Einstein bu teoriyi kütleli Bose parçacıklarını kapsayacak şekilde hızla genişletip iki makale yayınlıyor. Makalesinde, belirli sayıda parçacık yavaş hareket ettiğinde ve birbirlerine yaklaştıklarında en düşük enerji durumuna dönüşeceklerini tahmin etti ve bu şekilde günümüzde bildiğimiz Bose-Einstein yoğunlaşması (BEY) ismini aldı [21]. De Broglie yasası gereği, $\lambda=h/p$ parçacık ne kadar yavaş hareket ederse momentumu o kadar az ve dolayısıyla dalgaboyu o kadar uzun olur. Kinetik teoriye göre, sıcaklık düştükçe parçacık hızı düşer. Dolayısıyla yeterince yoğun bir soğuk atom gazı üretilirse, parçacıkların dalgaboyu aralarındaki mesafe boyutunda olur ki bu durumda kuantum etkiler gözükür ve Bose-Einstein yoğunlaşması gözlemlenebilir.

Uzun bir süre, süperakışkan helyum için BEY olarak yorumlanmasında zorluklar yaşandı. Çünkü helyum atomları arasında etkileşimlerin ihmal edilmediği gerçeğinden dolayı, bu etkileşmelerin sürekli olarak atomları bir madde dalgasından diğerine atacağı ve makroskopik olarak tutarlı bir madde dalgası olunamayacağı düşünülürdü. Fakat 1947'de bu problem teorik olarak Bogoliubov teorisinin etkileşen gazlar ve sıvıların Bose-Einstein yoğunlaşması ile çözüldü. Bu teoriye göre, yeterince zayıf birleşme yoğunlaştırılmış bir durumun hala var

olduğunu varsayar ve ortalama alan sınırında keyfi boyutta bir Bose gazı için geçerlidir [22]

Fizikçiler bu yeni madde halini yakalamak için çok fazla çalışma yaptılar. Süperiletkenlerdeki eşleşmiş elektronların yoğunlaşması (elektrik direncinin kaybolması) ve süperakışkanlık (viskozitenin sıfırlanması) gibi çeşitli karmaşık sistemlerde bu gözlemlendi. Fakat ilk defa BEY'i laboratuvar ortamında 1995 yılında Amerikalı bilim insanları Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle ve Carl E. Weiman gerçekleştirmeyi başardılar ve 2001 yılında Nobel Fizik Ödülüne layık görüldüler. Deneyde kullandıkları Rubidyum, Sodyum ve Lityum atomlarında ilk kez Bose-Einstein yoğunlaşmasını gözlemlədiler.

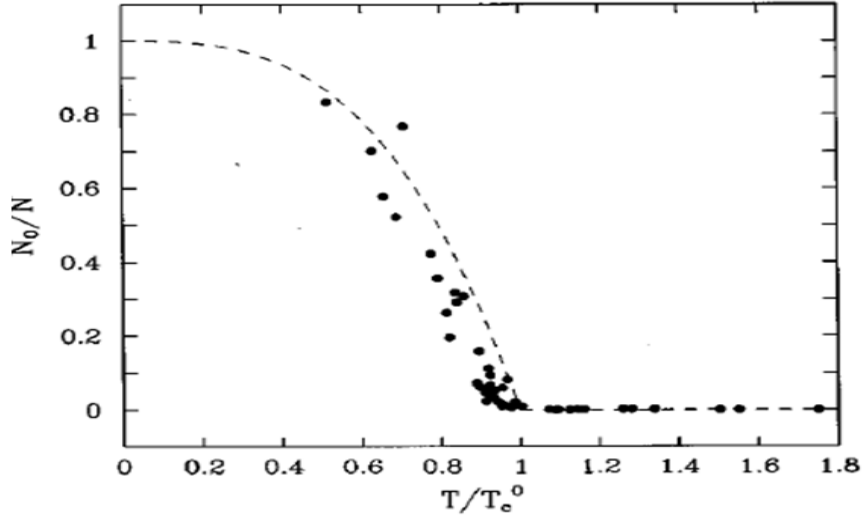


Şekil 1.4 Rubidyum atomu ile deneysel olarak Bose-Einstein yoğunlaşmasının gözlemlenmesi

Burada Colorado Üniversitesindeki araştırma grubunda (JILA) olan Cornell ve Weiman tuzaklama ömrü 1000 saniye olan yoğunlaşmış durumda, yaklaşık bir milyon atomu yakalamayı başarıyor ve yoğunlaşma ile atomların toplu uyarımlarını gösterebildiler. Kısa bir süre sonra da Ketterle yaptığı çalışmalarla Sodyum atomlarında BEY'i gözlemliyor. Burada Bose-Einstein yoğunlaşmasının patlayıcı çöküşünü yaklaşık 5 ms'lik bir zaman ölçeğinde 200 nK sıcaklıkta görüntüleyebildiler. Ekip atomları 200 nK sıcaklıktan 20nK sıcaklığa kadar soğutup yaklaşık olarak 2000 rubidyum atomunu temsil eden bir BEY durumuna ulaştılar. Deneyde lazer soğutma kullanarak ve sonra aşırı soğuk atomları manyetik tuzaklama ile nanokelvin aralığında sıcaklıklar ürettiler, hatta JILA ekibi bu lazer soğutmanın sıcaklığını 10 mikrokelvine düşürmeyi başardı.

Şekil 1.3'te mavi renkle gösterilen kısım atomların yoğunlaşmadaki hız dağılımına göre BEY'in gözlemlendiği yeri gösterilmektedir. Soldaki Bose yoğunlaşmasından

önce sağdaki ise yoğunlaşmanın gözlemlendiği aşamadır. Aynı deneyde yoğunlaşma içindeki rubidyum atomlarının sayıları ($T=0,3 \mu\text{K}$) gösterilmiştir.



Şekil 1.5 Rubidyum atomu kullanılıp Bose-Einstein yoğunlaşması gözlemlendiğinde atomların kondanset içindeki sayıları ($T_c=0,3\mu\text{K}$) [25]

Yaklaşık 70 yıllık teorik bir çalışmanın ardından bu deneysel gözlemlerin gerçekleşmesi çoğu fizikçiyi daha da heyecanlandırdı ve bu anlamda günümüzde lazer optiği üzerine bir sürü çalışma yapılmaktadır. JILA gibi Bose-Einstein yoğunlaşması deneyleri yapmak için çok sayıda laboratuvar açıldı ve açılıyor [23] [24].

2.1 Fermi Sıvıları

Fizikte temel problemin ne olduğu sorusu, ya da çoğu fizikçinin anlamaya çalıştığı şeyin aslında tam olarak parçacıkların etkileşime girdiklerinde nasıl davrandıklarını belirlemektir. Klasik fizik ve kuantum mekaniğin temel derslerinin çoğunun, bir veya iki parçacık ya da çok parçacıklı sistemlerin üzerine yoğunlaştığını görebilirsiniz. Hatta dış potansiyel bile çok ağır bir cisim olarak düşünülebilir. Burada parçacıkların sayısı artıka sistemi anlamak dahada zorlaşır ki özellikle yoğun madde fizikçileri 10^{23} parçacık sayısı N gibi makroskobik bir sayı ile uğraşırlar ve tipik olarak bunlardan yüzlercesi birbiriyle etkileşime girer ve bu problem çok cisim problemi olarak bilinir.

2.1.1 Çok Cisim Problemi

Özdeş parçacıklar için çok cisim problemi aşağıdaki gibi formüle edilebilir. Parçacık sayısı N ve parçacıkların kütlesi m olmak üzere sistemin Hamiltoniyeni:

$$H = \sum_{k=1}^N \frac{p_k^2}{2m} + V(r_1, r_2, \dots) \quad (2.1)$$

şeklinde bulunur. Burada r_k ve p_k parçacıkların konumları ve momentleri ve V parçacıklar arasındaki etkileşmeyi belirtir ve bütün parçacıklar arası etkileşmelerin toplamı şeklinde yazılır ($V = V_{12} + V_{13} + V_{23} + \dots$).

Kuantum mekaniğinde konumlar ve momentum, operatör şeklinde yazılır. ($p_k \rightarrow -i\hbar\nabla_k$). Ek olarak parçacıklar spine sahiptir. Bu yüzden Hamiltoniyen operatörüne parçacıkların spinleri de eklenir.

$$H = \sum_{k=1}^N \frac{p_k^2}{2m} + V(r_1, \sigma_1, r_2, \sigma_2, \dots) \quad (2.2)$$

$$(\sigma = -s, -s + 1, \dots, s - 1)$$

Ve sistemin dalga fonksiyonu $\psi = (r_1, \sigma_1, r_2, \sigma_2, \dots, t)$ şeklinde tanımlanır.

Bozonlar için dalga fonksiyonu herhangi bir parçacık çiftinin değişiminde simetrik iken yarım tamsayı spine sahip fermiyonlar için dalga fonksiyonu antisimetrik olur. Örneğin antisimetrik fermiyonlar için dalga fonksiyonu

$$\psi = (r_1, \sigma_1, r_2, \sigma_2, r_3, \sigma_3, r_4, \sigma_4, \dots) = -\psi(r_3, \sigma_3, r_2, \sigma_2, r_1, \sigma_1, r_4, \sigma_4, \dots)$$

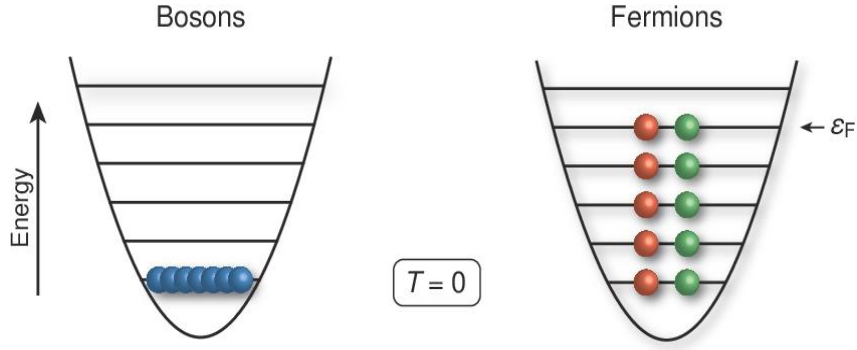
Şeklinde olur. Böylece çok cisim problemi Schrödinger dalga denklemi

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}(r_1, \sigma_1, \dots, r_N, \sigma_N, t) = H\psi(r_1, \sigma_1, \dots, r_N, \sigma_N, t) \quad (2.3)$$

ile çözüme gidilebilir [26].

Tabi ki çok cisim problemine tek bir çözüm aramak mümkün değil. Bunun yerine, farklı sınırlayıcı durumları açıklayan yaklaşımlar olmuş ve bunlardan birisi de Fermi sıvı teorisi'dir. Daha önceki kısımlarda bu teoremin Landau tarafından ortaya atıldığı belirtildi. Fermi sıvıları, nötron yıldızı gibi ölü yıldızların yapısını anlamamız açısından çok önemli ve metallerin birçok özelliğini anlamamıza da yardımcı olur. Bu yüzden, günümüzde tüm modern yarı iletken teknolojisi ve bilgisayar endüstrisi, Fermi sıvılarının anlaşılması ve uygulamasına dayanır.

Çok parçacıklı sistemlerde, madde dalgalarının girişiminden dolayı yeni fazların oluştuğu, yani yukarıda açıklandığı üzere kuantum sıvılarından bahsedildi. Bozonlardan oluşan sıvılarda olduğu gibi, günümüzde fermiyonlardan oluşan Fermi sıvıları da bilinmektedir. Bozonların aksine fermiyonlar buçuklu spine sahip parçacıklardır ve Pauli dışlama ilkesine uyarlar. Yani belirtilen zamanda sadece bir kuantum durumuna karşılık gelebilen parçacıklardır ve bu sebepten dolayı, çok parçacıklı bir sistemde, parçacıkların işgal durumu her zaman bir öncekinden daha yüksek enerjilerde gerçekleşir ve $T \rightarrow 0$ durumunda en yüksek işgal edilen durum "Fermi enerjisi" ne sahiptir. Bu da fermiyonik sistemlerin davranışını belirleyen önemli bir faktördür ve Fermi gazının termal dengesindeki enerji dağılımı bu sebeple klasik bir gazdakinden farklılık gösterir [27].



Şekil 2.1 Solda Bozon sistemleri, sağda Fermiyon sistemlerinin $T=0$ taban enerji durumlarındaki sıralanması [28].

Fermi terimi 1925'te fermiyonları anlamak için önemli katkı yapan İtalyan fizikçi Enrico Fermi'ye atıfta bulunur. Fermiyonlar, elektron ve çekirdeğin bileşenleri olan proton ve nötronları içerse de genellikle yoğun madde fizikçileri fermiyonları incelediklerini söylediğinde, elektronları inceledikleri anlamına gelir. Fakat ^3He bunun dikkate değer bir istisnası ve doğada bulunan gerçek bir sıvıdır. ^3He ilk kez 1972 yılında Daved Lee, Douglas Osheroff ve Robert Coleman Richardson tarafından 2.6 mK civarında bir sıcaklıkta deneysel olarak süperakışkan özelliği gösterildiği kanıtlandı ve 1996'da bu çalışmalarından dolayı Nobel Fizik Ödülünü paylaştılar [29]. Aynı zamanda ^3He 'ün üstün iletkenliğinin anlaşılmasında olan katkıları nedeniyle de 2003'te hala İllinois'te profesör olan Anthony J. Leggett Nobel ödülüne layık görülmüştür. Bozonik bir özellik gösteren ^4He gibi fermiyonik özellik gösteren ^3He 'te hafif kütlelerinden dolayı, düşük sıcaklıklarda katı faza geçmez ve bir kuantum sıvı formuna dönüşür. Aynı zamanda elektronlardaki uzun menzilli Coulomb etkileşmelerden ziyade kısa menzilli etkileşmelere sahip olması yapısını anlamamız açısından işimizi kolaylaştırır ki esasında güçlü etkileşen fermiyonların anlaşılması ^3He 'teki deneylerle başladı [30].

Helyum molekülünün düşük sıcaklıklardaki davranışını anlamak için birbirine yaylarla bağlı kütleler gibi modellenerek (Einstein'in katıların spesifik ısılarını bulmak için kullandığı model) kuantum mekaniğine göre sistemin enerjisi incelendi.

$$E_n = \sum_{n,k} \hbar \omega_k \left(n_k + \frac{1}{2} \right)$$

$$n = 0,1,2 \dots \quad k = 1,2, \dots \quad (2.5)$$

olarak bulunur. Taban durumundaki enerjisi ise (sıfır nokta enerjisi)

$$E_n = \frac{\hbar\omega_{0,k}}{2} \quad (2.6)$$

olarak adlandırılır. Temel durumdaki bu enerji sistemin katılmasında için gereken bağlanma enerjisinden (kohesif enerji) büyük olduğu için sistem sıvı fazda kalmaya devam eder ve bu durum klasik fizik yasalarıyla açıklanamayan bir durumdur. Helyumun bu durumu, çok düşük sıcaklıklarda sistemdeki parçacıkların de Broglie dalga boyu,

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} = \frac{h}{\sqrt{2mkT}} \quad (2.7)$$

parçacıklar arasındaki mesafeye yakın ise artık kuantum etkiler görülmeye başlar ve bu tamamıyla sistemdeki helyum moleküllerinin istatistik doğasından kaynaklanmaktadır. ^4He için bu durum yaklaşık 2.17 K'de gerçekleşirken ^3He için ise yaklaşık 2mK civarında gerçekleşir ve bu durum tamamıyla helyum izotoplarının yapısıyla alakalı bir durumdur. Çünkü süperakışkan bir sıvının oluşması için atomlar arasındaki etkileşmelerin sıfıra yakın hale gelmesi gerekir ki ^3He izotopunun atomik yapısı ^4He izotopuna kıyasla daha karmaşık ve daha fazla çiftleşme ve spin özelliği içerir. Bu da ^3He 'ün sıvı hale geçiş sıcaklığının daha düşük olması ve daha aşırı koşullar gerektirdiğini gösterir. Ayrıca ^3He bir fermiyon ve Fermi-Dirac istatistiğine uyarken ^4He Bose-Einstein istatistiğine uyduğu için kuantum sıvı teorisini incelerken bu farklı istatistikleri de göz önünde bulundurmak gerekir [31] [32].

2.2 Landau Fermi Sıvı Teorisi

Landau 1956'da yazdığı makalelerinin birinde yarı fenomenolojik bir yöntemle düşük sıcaklıklarda fermiyonların etkileşimlerinin nasıl anlaşılması gerektiğini devrim niteliğinde fikirleriyle açıklayarak, fermiyonların dilini oluşturdu ve yıllar sonra yapılan bütün çalışmalar onu haklı çıkardı. Burada Landau teorisini iki varsayıma dayandırıyor:

Sistemdeki bir parçacık diğer parçacıklarla etkileştiğinde, sistemin enerjisi, parçacık enerjilerinin toplamı olarak değil istatistiksel dağılım olarak ifade edilir. Bu nedenle tek tek parçacıklar yerine, “kuasi” ya da “yarı” parçacıklar diye adlandırılan sistemin toplu uyarımları (temel uyarımlar) göz önüne alınır.

Fermi sıvısının “yarı parçacık” olarak adlandırılan kollektif uyarımlarının sonlu sıcaklıklarda yine de etkileşmeyen etkili parçacıklardan oluşan bir gaz gibi davrandığını ve bu nedenle teori İdeal Fermi gazı (elektron gazı) temeline dayandırmıştır [33].

Bu yüzden öncelikle nötral fermi sıvı teorisini incelemek faydalı olacaktır.

2.3 Nötral Fermi Sıvı Teorisi

Nötral atomlardan oluşmuş bir gaz sisteminde, gaz parçacıkları arasındaki etkileşmelerin ikili etkileşmeler şeklinde olduğunu göz önüne alalım. Yeteri kadar yüksek sıcaklık ve düşük yoğunluklarda her atom seyrekte olsa kendi aralarındaki saçılmalar dışında serbestmiş gibi davranır ve böyle bir sistem seyrek gaz olarak adlandırılır ve gazların kinetik teorisi ile tanımlanır. Teoriye göre, ideal gazın sabit hacimdeki spesifik ısısı sıcaklıktan bağımsızdır. Fermiyon durumları için sistemde spin de göz önüne alınır spin “alınanlığı” (suseptibilitesi) Curie Yasasına göre sıcaklıkla ters orantılı olarak değişir. Böyle bir durumda manyetik alanına konmuş her atom dipol momentine sahip ise dipol ve manyetik alanın etkileşmesinden kaynaklanan enerji:

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.8)$$

Şeklinde olur. Manyetik alan z yönünde seçilir ve dipol momentini $\vec{\mu} = \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s$ atomun taban durumları $l = 0$ için sadece spinden kaynaklanırsa enerji

$$E = \pm \mu B \quad (2.9)$$

şeklinde olur. Bu durumda paramanyetik sistemin manyetizasyonu spin dipol momentin ortalama değeri olarak tanımlanır. Buna göre

$$\langle \mu \rangle = \mu P(\mu) + (-\mu)P(\mu) = \frac{1}{Z} \left(\mu e^{\frac{-\mu B}{kT}} + e^{\frac{\mu B}{kT}} \right) = \frac{2\mu}{Z} \sinh \left(\frac{\mu B}{kT} \right) \quad (2.10)$$

$$Z = \sum_{n=0,1,2} e^{\frac{E_n}{kT}} = e^{\frac{\mu B}{kT}} + e^{\frac{-\mu B}{kT}} = 2 \cosh \left(\frac{\mu B}{kT} \right) \Rightarrow \langle \mu \rangle = \mu \tanh \left(\frac{\mu B}{kT} \right) \quad (2.11)$$

Sistemde N tane atom varsa toplam manyetizasyon

$$M = N \langle \mu \rangle = N \mu \tanh \left(\frac{\mu B}{kT} \right) \quad (2.12)$$

$$\frac{\mu B}{kT} \ll 1 \Rightarrow \text{Curie Bölgesi için}$$

$$M(T \rightarrow \infty) = \frac{N\mu^2 B}{k T} \Rightarrow M = \chi B \quad (2.13)$$

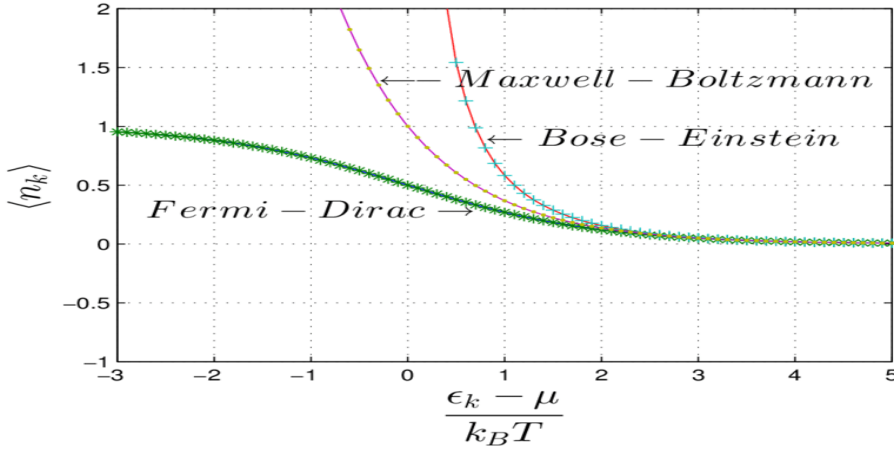
$$\chi = \frac{M}{B} = \frac{N\mu^2}{k T} \quad (2.14)$$

denkleminde göre χ spin alınganlığı sıcaklıkla ters orantılı olarak değişir.

T sıcaklığında dengede olan etkileşmeyen Fermi gazı düşünülürse, bir parçacığın ϵ enerjisinde bulunma olasılığı istatistik fizikte iyi bilinen

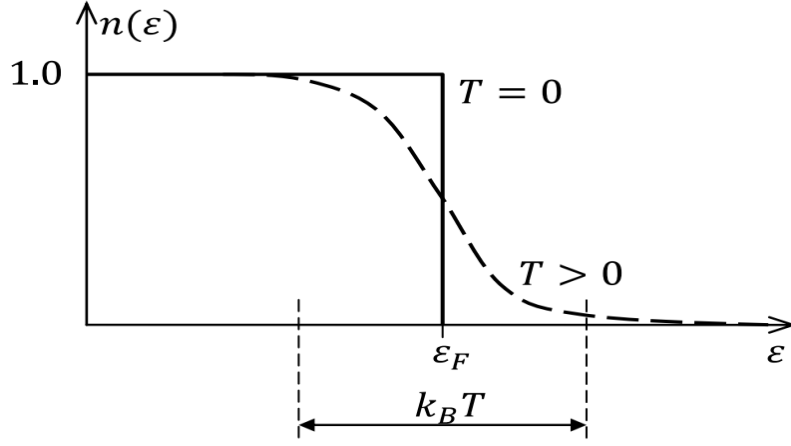
$$f(\epsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{(\epsilon - \mu)}{kT}\right]} \quad (2.15)$$

denklemler ile elde edilir. Burada μ kimyasal potansiyeli ve doğru parçacık sayısını bulmayı sağlarken, k ise Boltzmann sabitine karşılık gelmektedir [34].



şekil 2.2 Parçacıkların enerjisinin sıcaklığa bağlı olarak Maxwell-Boltzmann, Fermi-Dirac ve Bose-Einstein dağılım fonksiyonlarının karşılaştırılması [35].

İdeal bir Fermi gazının özellikleri, Pauli prensibine göre belirlenir ve sınırlar belirleyici olur. Yüksek sıcaklıklarda kimyasal potansiyel, kT den çok düşük olur ve $\mu \ll kT \Rightarrow -\frac{\mu}{kT} \Rightarrow 0$ olarak alınabilir. Bu durumda sistemin enerji dağılımı olan $f(\epsilon)$ Maxwell-Boltzmann dağılımına gider ve klasik gaz olarak adlandırılır. Eğer sıcaklık $T \Rightarrow 0$ limitine doğru giderse enerji dağılımı Fermi-Dirac dağılımına dönüşür ve $\epsilon = \mu$ durumunda enerji dağılımı 1'den 0 değerine düşer ve bu durumda gazın tamamen dejenere olması demektir.



Şekil 2.3 Fermiyonların $T=0$ ve $T>0$ sıcaklıkları için dağılımları [36]

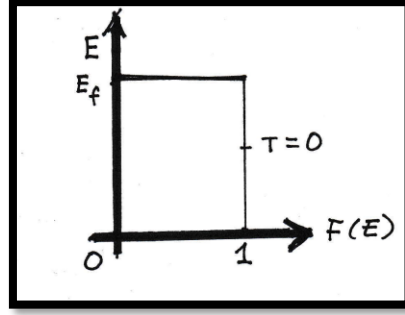
Bu geçişin sağlandığı yani bir durumdan diğer duruma geçme sıcaklığına $T_F = \frac{\mu_0}{K}$ “dejenerasyon sıcaklığı” denir. Bu dejenere olmuş bölgede Pauli dışlama ilkesinden dolayı sistemdeki uyarılmış durumlar azalmış, sistem bir şekilde T sıcaklığında donmuş durumdadır ve yalnızca enerjisi Fermi enerjisine yakın olan parçacıklar ($kT \sim E_F$ durumunda) sıcaklıktaki değişimden etkilenirler. Bu kısıtlayıcı durumda spesifik ısı sabit olması gerekirken T ile doğru orantılı olur ve spin suseptibilitesi $1/T$ ile orantılı olacağına sıcaklıktan bağımsız olur [26].

2.4 Yarı (Kuasi) Parçacık Yaklaşımı

Ω konfigürasyon uzayı hacmi içinde her biri m kütleli birbiri ile etkileşmeyen N tane fermiyon içeren bir sistem düşünülürse, sistemin öz durumu N tane tek parçacık durumunun antisimetrike edilmesi ile elde edilir. Her bir parçacık momentum ve spin olmak üzere iki kuantum sayısı ile karakterize edilir. Konfigürasyon uzayında, parçacıkların normalize edilmiş dalga fonksiyonları

$$\psi_p(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}}(\vec{r}) \quad (2.16)$$

şeklinde basit bir düzlem dalgadır. Sistemin toplam dalga fonksiyonu bunun gibi N tane düzlem dalgadan oluşturulmuş Slater determinantı ile oluşturulur ve sistemin bütün öz durumları $n_{p\sigma}$ dağılım fonksiyonu ile karakterize edilir. Dağılım fonksiyonunda eğer p ve σ işgal edilmişse 1 diğer durumlarda 0 olur.



Şekil 2.4 Kuasi parçacıkların $T=0$ sıcaklıkta taban durumu dağılımı [31]

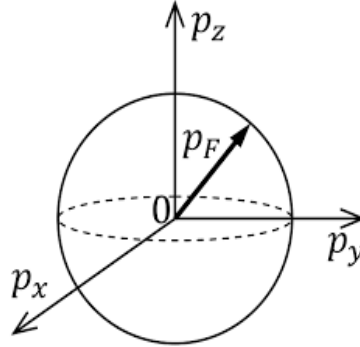
Etkileşmenin olmadığı durumda \vec{p} momentumuna sahip parçacıkların enerjisi basitçe her birinin $\frac{p^2}{2m}$ kinetik enerjilerinin toplamı şeklinde olur. Bu durumda, sistemin enerjisi E ,

$$E = \sum_p n_p \frac{p^2}{2m} \quad (2.17)$$

formülü ile bulunur. N tane düzlem dalga en düşük enerji seviyesini doldurarak şekildeki gibi taban durumunu oluşturur. Fermi momentumu P_F olmak üzere,

$$\frac{N}{\Omega} = \frac{1}{3\pi^2} (P_F/\hbar)^3 \quad (2.18)$$

denkleminde elde edilir. Düzlem dalgaların hepsi Fermi yüzeyi S_F içinde yer alır.



Şekil 2.5 Fermi küresinin şematik gösterimi [36]

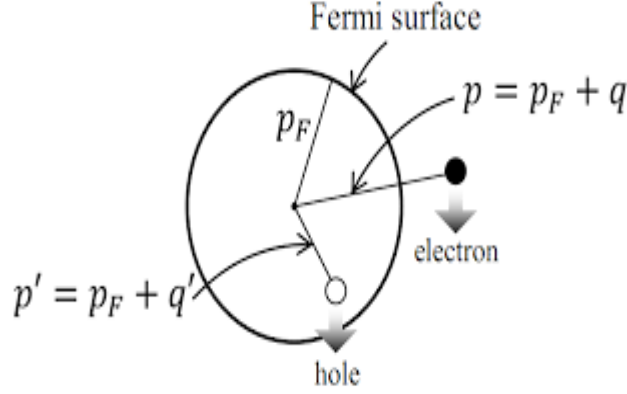
Taban durmunda Fermi yüzeyinin dışı boştur. Sisteme dışarıdan bir parçacık eklediğimizi ve $(N+1)$ parçacıklı bir sistem elde ettiğimizi düşünelim. Bu sistemin taban durumu, Fermi yüzeyi üzerinde mümkün en düşük momentum durumuna bir parçacık eklemekle mümkün. μ kimyasal potansiyel

$$\mu = E_0(N + 1) - E_0(N) = \frac{\partial E_0}{\partial N} \quad (2.19)$$

ile tanımlanır. Bu sebeple kimyasal potansiyel

$$\mu = \frac{p_F^2}{2m} \quad (2.20)$$

elde edilir. Bu da Fermi yüzeyi üzerindeki bir parçacığın kinetik enerjisine eşit olur. Belli miktarda parçacığın Fermi yüzeyini geçmesiyle uyarılmış durumlar elde edilir. Bunun içinde bu parçacıkların Fermi yüzeyi dışında oluşturulup Fermi küresi içinde aynı miktarda “hole” yani boşluğun yaratılması ile oluşabilir.



Şekil 2.6 Fermi küresinde elektron boşluk çiftinin şematik gösterimi [36]

Bu durumda parçacıklar (elektron) ve boşluklar “temel uyarımlar” şeklinde görünür. Bu parçacık ve boşlukların dağılımı tüm uyarılmış durumları verir. Burada $\vec{p}' > \vec{p}_F$ olan uyarılmış parçacıkların momentumu $\delta n_p = \delta p_{p'}$ durumuna, $\vec{p}' < \vec{p}_F$ olan boşlukları de $\delta n_p = -\delta p_{p'}$ durumuna denk gelir. Parçacıklar arasında etkileşmenin olmadığı durumda, sistemin uyarılma enerjisi

$$E - E_0 = \sum_p \frac{p^2}{2m} \delta n_p \quad (2.21)$$

şeklinde olur. Burada δn_p uyarılmış durumların denge durumu dağılımını belirtir,

$$\delta n_p = n_p - n_{p^0} \quad (2.22)$$

şeklinde bulunur. Düşük sıcaklıklarda parçacıklar ve boşluklar Fermi yüzeyine yakın yerlerde olur ve δn_p tipik olarak 1 mertebesinde olur, aksi durumda ihmal edilir. Bu sistemlerde genellikle parçacık sayısı yerine kimyasal potansiyel kullanılır. Çünkü izole sistemlerde parçacık sayısı değişmeyeceğinden uyarılmış parçacık sayısı ve uyarılmış boşluk sayısı eşit olur ki bu kısıtlama her zaman uygun olmaz. Dolayısıyla istatistik olarak büyük kanonik topluluğu kullanmak daha uygun olmaktadır. Böyle bir durumda artık sistemin enerjisi μ kimyasal potansiyel göz

önüne alınarak sıfır sıcaklıkta $F = E - \mu N$ şeklinde bir serbest enerjiye sahip olacaktır. Bu yüzden parçacık uyarımlarının serbest enerjisi:

$$F - F_0 = \sum_p \left(\frac{p^2}{2m} - \mu \right) \delta n_p \quad (2.23)$$

Formuna dönüşür. İzole sistem için $\sum_p \delta n_p = 0$ olduğundan, serbest enerji sadece $\left(\frac{p^2}{2m} - \mu \right)$ şeklinde olur. Bu enerji Fermi yüzeyi dışındaki temel uyarımın enerjisidir. Fermi küresi üzerinde $\mu = \frac{p^2}{2m}$ olur ve temel uyarımın momentumu \vec{P} olmak üzere serbest enerjisi $\left| \frac{p^2}{2m} - \mu \right|$ şeklinde yazılır. Bu enerji Fermi yüzeyi dışında da içinde de geçerlidir ve taban durumu kararlılığını sağlamak için her zaman pozitif olur [37].

2.5 Etkileşen Fermi Sıvı Teorisi

Önceki kısımlarda Landau'nun devrim niteliğindeki teorisi olan, etkileşen Fermi sıvısının ideal Fermi sıvısı gibi davrandığı fikrine değinildi. Burada iki sıvı sistemi birebir karşılaştırılarak incelenecek ve bir sistemin makroskobik özelliklerinin açıklanmasında Landau'nun katkılarının görmezden gelinemeyeceği açık bir şekilde görülecektir. Daha önce dediğimiz gibi çok cisim probleminin sadece bir çözümü yok ve burada farklı bir yaklaşım olan Fermi sıvısı üzerinde durulacaktır.

Öncelikle n_p dağılım fonksiyonuna sahip ideal bir sistem ile gerçek bir sistem arasında geçişi sağlamak için, sistemde gaz molekülleri arasında sonsuz küçük etkileşmelerin başladığını düşünelim. Bu durumda “adyabatik” koşullar altında, yani sistemde ısı alışverişinin olmadığı bir durumda ideal sistemin gerçek sisteme gittiğini söyleyebiliriz ve bu durum normal Fermi sıvısı olarak adlandırılır. Tabiki süper iletkenlik gibi buna uymayan durumların olduğunu da belirtmek gerekir. Fakat bu aşamada bu durumun var olduğunu kabul ederek devam edeceğiz. İdeal durum dağılımı n_p^0 ile verilir ve simetriden dolayı izotropik ve küresel bir sistemdir. Dolayısıyla parçacıklar arasında etkileşme başlatılsa bile Fermi yüzeyinin deforme olmasını beklemeyiz ve gerçek sistemin taban durumu ideal durumdan elde edilir. Fakat izotropik olmayan sistemler için, örneğin metaller gibi, etkileşmelerin başladığı durumda Fermi yüzeyi bozulacaktır ve böyle bir durumda gerçek taban durumu adyabatik koşullar altında bazı uyarılmış durumlardan elde edilebileceği varsayılabilir. Bu teorik olarak bir sıkıntı oluşturmaz.

Gerçek sıvıda momentumu \vec{P} olan bir uyarılmış durum oluşturmak için, n_p^0 ideal dağılıma sahip sisteme bir parçacık ekleyip adyabatik koşullarda, parçacıklar arasında etkileşmeyi başlattığımızı varsayalım. Bir süre sonra \vec{P} momentumuna sahip bu çıplak parçacık çevresindeki diğer parçacıklarla etkileşmeye başlar. Eğer etkileşme yavaş ise N+1 parçacıklı sistem dengede kalır ve etkileşmenin tamamen etkin olduğu bir durumda çıplak parçacık çevresiyle bir etkileşim bulutu oluşturur ve beraber hareket etmeye başlar. Alan teorisi diliyle parçacık öz-enerji bulutu ile giydirilmiştir denir.

Bu giydirilmiş parçacık “kuasi parçacık” olarak adlandırılır ve bağımsız bir parçacık olarak ele alınır. Mesela atom çekirdeklerindeki nükleonlar, bir arada hareket ederek kuasi parçacıkları oluşturur ya da kristal yapıdaki elektronların birlikte hareket ederek bu tarz bir parçacık oluşturdukları düşünülür.

Momentum uzayında kuasi parçacıklar Fermi yüzeyine keskince bağlıdır çünkü Pauli dışarlama ilkesi gereği, kuasi parçacık uyarımları Fermi yüzeyinin dışında üretilebilirler. Aynı şekilde adyabatik olarak kuasi boşluklar da oluşturulabilir. Bunlar temel uyarımlar ya da “elementer uyarımlar” olarak isimlendirilir. Bu uyarımlar en iyi Fermi yüzeyine yakın yerlerde belirlenir ve S_F yüzeyinden uzaklaştıkça yaşam süreleri kısalmır ($\tau = \frac{1}{d^2}$ $d \ll 1, \tau \gg 1$).

Şimdi etkileşmenin olmadığı ve adyabatik yolla elde edilen etkileşen gerçek bir sistem için iki durumda da kuasi parçacıkların n_p dağılımına sahip olduğunu düşünelim. Etkileşen sistem için uyarım temel durumdaki ayrılma olarak alınabilir.

$$\delta n_p = n_p - n_p^0 \quad (2.24)$$

ve bu uyarımlar Fermi yüzeyine yakın yerde bulunurlar [38].

2.5.1 Kuasi Parçacıkların Kütlesi ve Enerjisi

Etkileşimli sistemde, bir durumdaki enerji ile bu duruma denk gelen dağılım, ideal bir sistemdeki doğrusal bir şekilde olmaz, daha karmaşıklaşır. Etkileşen sistemde bu iki durum arasındaki ilişki $E[n_p]$ fonksiyoneli ile gösterilse bile bunu formüle dökmek zordur ancak taban durumu dağılımı (n_p^0) ye yakın bir durumdaysa fonksiyonelin Taylor serisi açılımına başvurabiliriz.

$$E[n_p] = E_0 + \sum_p \epsilon_p \delta n_p + O(\delta n^2) \quad (2.25)$$

Burada ϵ_p kuasi parçacığın enerjisidir ve birden fazla parçacık varsa hepsinin toplamı şeklinde alınır. Parçacığın enerjisi birinci fonksiyonelin türevidir ($\epsilon_p = \frac{\delta E}{\delta n_p}$). Denklemdaki her toplam teriminde Ω terimi var ve bu sebeple $\epsilon_p \Omega^0 = 1$ mertebesinde ve δn^2 li terimler ihmal edilir.

İlk kez Hugenholtz ve Van Hove tarafından 1958 yılında uygulanan, Fermi yüzeyi ϵ_p ye bir parçacık eklenerek (N+1) parçacıklı durumun taban durumunu bularak, sıfır sıcaklıkta kimyasal potansiyeli $\mu = \frac{\partial E}{\partial N}$ şeklinde olacağı önemli özelliği bulunmuştur. Daha öncede belirtildiği gibi sadece Fermi yüzeyi yakınında ϵ_p ler alınır ve bu durumda seri açılım yapılırsa,

$$V_p = \nabla_p \epsilon_p \quad (2.26)$$

Şeklinde kuasi parçacıkların grup hızı bulunur ve sonrasında V_p 'nin bu parçacıkların dalga paketinin hızı olduğu anlaşılıyor. Bir sistem manyetik alanın yokluğunda yansımaya göre simetriktir ve kuasi parçacıkların enerjisi ve hızı σ spine bağlı olmaz. İzotropik sistemde yani sistemin yönden bağımsız olması durumunda kuasi parçacığın enerjisi Fermi yüzeyi üzerinde sadece \vec{p} momentumuna bağlıdır ve hızı da momentuma paralel olduğundan

$$\vec{v}_{P_F} = \frac{\vec{p}_F}{m^*} \quad (2.27)$$

olarak bulunur. Denklemda m^* kuasi parçacıkların “etkin kütlesi” dir. Bu kütle, kuasi parçacığın hareketinin, serbest bir parçacığın hareketi gibi davranmadığı durumlarda önem kazanır. Mesela bir kristal yapı içindeki elektronun hareketi, etkileşimlerden dolayı serbest bir elektronun hareketine benzer olmaz ve bu yüzden bu elektronun etkin kütle değeri, serbest elektronun kütesinden farklı olabilir.

Farklı yönlerde farklı davranışlar sergileyen (anizotropik) sistemlerde $|v_p|$ Fermi yüzeyi üzerinde farklı değerler alır. Böyle bir durumda $(\mu + \epsilon)$ enerjisine sahip kuasi parçacıkların durum yoğunluğu $\vartheta(\epsilon)$ yi tanımlamak daha uygun olacaktır.

$$\vartheta(\epsilon) = \sum_p \delta(\epsilon_p - \mu - \epsilon) \quad (2.28)$$

Sistemin özellikleri, yeteri kadar düşük sıcaklıklarda, Fermi yüzeyindeki durum yoğunluğu $\vartheta(\mathbf{0})$ 'a bağlı olacak ve bu durum Fermi gazındaki çıplak parçacık ile Fermi sıvısındaki kuasi parçacık arasındaki benzerliği gösterir. Burada bu iki sistem

de sıfır sıcaklıkta Fermi- Dirac dağılımına sahip olur ve momentum gösteriminde keskin bir değişim gösteren Fermi yüzeyine sahip olacaklardır. Burada dikkat edilmesi gereken önemli nokta, kuasi parçacıkların etkileşmenin olmadığı sistemlerden farklı fiziksel özelliğe sahip oldukları ve etkileşmelerinde enerji ve momentumda değişim göstermeleridir [20].

2.5.2 Kuasi Parçacıklar Arası Etkileşme

Şimdiye kadar, bir Fermi sıvısının düşük enerji özelliklerinin, parçacık kütlesi m yerine etkin kütesinin ortaya çıktığı ve diğer fiziksel büyüklüklerin buna göre şekillendiğini gösterdik ve daha önce de belirtildiği gibi artık sistemin enerjisi E ile değil serbest enerjisi olan $F = E - \mu N$ ile ilgileniyoruz. Bu yüzden taban durumu parçacıkların sayısı olmak üzere, taban durumu için uyarılmış durumun serbest enerjisi

$$F - F_0 = E - E_0 - \mu - (N - N_0) \quad (2.29)$$

biçiminde yazılabilir. Burada $(N - N_0)$ hesaplanırken etkileşme adyabatik başlatıldığı ve parçacık sayısı korunduğundan,

$$N - N_0 = \sum_p \delta n_p \quad (2.30)$$

şeklinde olur. (2.25) ve (2.30) denklemleri 2. mertebe terimler ihmal edilmek üzere kullanılarak

$$F - F_0 = \sum_p (\epsilon_p - \mu) \delta n_p \quad (2.31)$$

denklemini elde edilir. Denkleminde δ ifadesi Fermi yüzeyindeki küçük değişimleri ifade eden bir terimdir. Burada parçacık sayısının sabit kalması durumunda (2.30) denkleminin sıfır olacağı ve $(E - E_0) = (F - F_0)$ olacağı net bir şekilde görülmektedir. δn_p değerleri Fermi yüzeyinin ortasında ince bir tabaka olarak alınırsa ∓ 1 değerlerine sahipken, tabaka dışında sıfır olur. Fakat $(\epsilon_p - \mu)\delta$ mertebesinde olduğu durum için sıfır olmayacak ve (2.31) denkleminde δ^2 mertebesinde olur ki bu durum $(F - F_0)$ için Taylor açılımını bir adım ilerletmektedir.

$$F - F_0 = \sum_p (\epsilon_p - \mu) \delta n_p + \frac{1}{2} \sum_{pp'} f_{pp'} \delta n_p \delta n_{p'} + 0(\delta n^3) \quad (2.32)$$

Bu denklemdeki ikinci terim kuasi parçacıklar arası etkileşmeyi gösteren terimdir ve Landau tarafından önerilen Fenomenolojik Fermi sıvısı teorisinin esasını oluşturduğu için çok önemlidir. Burada $f_{pp'}$ terimi $\frac{1}{\Omega}$ boyutundadır ve uyarılmış durumun serbest enerjisinin n_p 'ye göre ikinci varyasyonel türevi olmakla birlikte \vec{p} ile \vec{p}' nin yer değiştirmesi altında değişmezdir. Ayrıca burada $\lim_{v \rightarrow \infty} \frac{\mu}{v} \rightarrow 0$ limitinde bir kuasi parçacığın başka bir kuasi parçacıkla etkileşme olasılığı $\frac{\alpha^3}{\Omega}$ mertebesinde dir. α etkileşme mesafesi olup

$$\alpha = \frac{\sum_p |\delta n_p|}{N} \quad (2.33)$$

gibi bir terim tanımlanırsa Landau α 'nın küçük durumları için geçerli olacağını söyler. Yine sadece Fermi yüzeyi üzerindeki f değerleri ile ilgileneceğiz ve böylece $\epsilon_p = \epsilon_{p'} = \mu$ olur. Bu durumda $f_{pp'}$ yalnızca \vec{p} ve \vec{p}' nün ve σ ve σ' nün doğrultusuna bağlı olacaktır. Manyetik alan yokluğunda sistem zaman terslenmesi altında değişmez olur.

$$f_{p\sigma, p'\sigma'} = f_{-p-\sigma, -p'-\sigma'} \quad (2.34)$$

Burada $f_{p\sigma, p'\sigma'}$ terimi sadece spinlerin yönelimine bağlı ise,

$$\begin{aligned} f_{pp'}^{\uparrow\uparrow} &= f_{pp'}^s + f_{pp'}^a \\ f_{pp'}^{\downarrow\downarrow} &= f_{pp'}^s - f_{pp'}^a \end{aligned}$$

Şeklinde kuasi parçacıkların spinlerinin simetrik $f_{pp'}^s$ ve antisimetrik $f_{pp'}^a$ etkileşimlerini belirtmek üzere sadece spin paralel ve spin antiparalel olmak üzere iki bağımsız bileşen elde edilir. İzotropik bir sistem için, \vec{p} ve \vec{p}' Fermi yüzeyinde olduğundan $f_{pp'}^a$ ve $f_{pp'}^s$ yalnızca \vec{p} ve \vec{p}' arasındaki θ açısına bağlı olur ve Legendre Polinomları cinsinden seriye açılabilirler.

$$f_{pp'}^{s(\alpha)} = \sum_{l=0}^{\infty} f_l^{s(\alpha)} P_l(\cos\theta) \quad (2.35)$$

Burada indirgenmiş bir birim tanımı yapılırsa,

$$v(0)f_s^{s(\alpha)} = \frac{\Omega m^* P_F}{\pi^2 \hbar^3} f_l^{s(\alpha)} = F_l^{s(\alpha)} \quad (2.36)$$

elde edilir ve boyutsuz F_l^s ve F_l^α büyüklükleri kinetik enerji ile karşılaştırılacak olan etkileşmelerin büyüklüklerini verir.

2.5.3 Kuasi Parçacıkların Yerel Enerjileri

Uyarılmış kuasi parçacıkların dağılımı $\delta_{np'}$ olmak üzere, sisteme fazladan bir parçacık eklenirse, (2.32) eşitliğine göre bu parçacığın serbest enerjisi

$$\bar{\varepsilon}_p - \mu = (\varepsilon_p - \mu) + \sum_{p'} f_{pp'} \delta_{np'} \quad (2.37)$$

olarak yazılabilir. Fermi yüzeyine yakın yerlerde kuasi parçacığın enerjisi, sistemdeki diğer kuasi parçacıklarla etkileşmesine bağlıdır. Homojen olmayan bir sistemde, denge durumundan uzaklaşılmasını, uyarılmış kuasi parçacıkların konuma bağlı $\delta_{p'}(\vec{r})$ dağılımı ile ifade edilir ve burada $\bar{\varepsilon}_p$ konuma bağlı olup parçacığın yerel enerjisi olarak adlandırılır. \vec{r} uzayında $\bar{\varepsilon}_p$ nin gradyanı olan,

$$\Delta_r \bar{\varepsilon}_p = \Delta_r \{ \sum_{p'} f_{pp'} \delta_{np'} \} \quad (2.38)$$

ifade \vec{r} noktasında kuasi parçacığa ortamın uyguladığı ortalama kuvvet olarak düşünülebilir. Dağılım fonksiyonu ise,

$$\bar{n}_p^0 = n^0(\bar{\varepsilon}_p - \mu) \quad (2.39)$$

şeklinde olup, burada \bar{n}_p^0 homojen olmayan kuasi parçacıkların yerel denge durumuna karşılık gelir ve n^0 ifadesi bilinen Fermi-Dirac fonksiyonudur.

$$n^0(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases} \quad (2.40)$$

Denge durumundan ayrılmanın ölçüsü ise

$$\delta \bar{n}_p = n_p^0 - \bar{n}_p^0 \quad (2.41)$$

ile bulunur.

$$\delta n_p = \delta \bar{n}_p + \frac{\partial n_p^0(\varepsilon_p - \mu)}{\partial \varepsilon_p} (\varepsilon_p - \mu) \quad (2.42)$$

Denklemini de ikisi arasındaki ilişkiyi verir. Uyarılmış kuasi parçacığın enerjisi olan (2.37) denkleminde,

$$\delta \bar{n}_p = \delta n_p - \frac{\partial n^0}{\partial \varepsilon_p} \sum_{p'} f_{pp'} \delta_{np'} \quad (2.43)$$

bulunur. Pratikte δn_p her zaman $\frac{\partial n^0}{\partial \varepsilon_p}$ terimini içerecektir. Sıfır sıcaklıkta

$$\frac{\partial n^0}{\partial \varepsilon_p} = -\delta(\varepsilon_p - \mu) \quad (2.44)$$

olup, δn ve $\delta \bar{n}$ Fermi yüzeyi ile sınırlandırılmıştır. Bu denge durumları izotropik sistemler için sıfır sıcaklıkta,

$$\delta n_p = \delta n_p^a \pm \delta n_p^s \quad (2.45)$$

şeklinde spin simetrik ve spin antisimetrik olarak ayrılabilir ve bunlar normalize edilmiş küresel harmonikler cinsinden seriye açılırsa

$$\delta n_p^s = \sum_{l,m} \delta(\varepsilon_p - \mu) \delta n_{lm}^0 Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (2.46)$$

denklemini elde edilir.

2.5.4 Kuasi Parçacıkların Dağılımı

Belli bir T sıcaklığında, kimyasal potansiyel

$$\mu = \left(\frac{\partial E}{\partial N} \right)_S \quad (2.47)$$

şeklinde dir. Termodinamik yasalarından,

$$\mu = \left(\frac{\partial E}{\partial N} \right)_T - T \left(\frac{\partial S}{\partial N} \right)_T \quad (2.48)$$

denklemini çıkarılır. Burada düşük sıcaklık kullanıldığı için ikinci terim ihmal edilebilecek kadar küçük olur ve sadece birinci terim kalır ki bu kolayca yapılabilir. Gene istatistik fizik bilgisiyle, denge durumu için kuasi parçacıkların dağılımı, n_p dağılımı için kuasi parçacıkların çeşitli işgal etme durumlarına W tane değişik yolla dağılacığını ve serbest enerji sabit tutularak W'yi maksimize edip basit bir şekilde bulunabilir.

$$n_p^0(T, \mu) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{\bar{\varepsilon}_p - \mu}{kT}\right]} \quad (2.49)$$

denkleminde $\bar{\varepsilon}_p$, $n_p^0(T, \mu)$ dağılımına uyan kuasi parçacığının yerel enerjisidir ve sistemde istediğimiz makroskobik değere geçiş yapabilmek için W_{max} değerinden $S = k \log W_{max}$ ifadesi ile entropi elde edilir. Burada δn_p

$$\delta n_p = n_p^0(T, \mu) - n_p^0(0, \mu) \quad (2.50)$$

ile verilir. Yeteri kadar düşük sıcaklıklarda $\int \delta n_p P^2 dP$ ifadesi momentum uzayında T^2 ile orantılıdır ve uyarılmış kuasi parçacıklar arası etkileşmelerin yok olması da aynı mertebededir.

Bu yüzden sıcaklıkla orantılı olan $(\epsilon_p - \mu)$ ile karşılaştırıldığında, bu etkileşme terimleri ihmal edilebilir. Bu sebeple düşük sıcaklıklarda,

$$F - F_0 = \sum_p (\epsilon_p - \mu) \delta n_p \quad (2.51)$$

denklemindeki ϵ_p ile $\bar{\epsilon}_p$ yer değiştirilebilir ve sabit μ kimyasal potansiyel değeri için, T^2 mertebesine kadar parçacık sayısı de sabit kalır. Termal hareketler sadece Fermi yüzeyinden kT kadar uzaktaki kuasi parçacıkları uyaracaktır ve Landau teorisinde sadece T 'li terimler dikkate alınır, daha yüksek mertebeli terimler dikkate alınmaz.

2.5.5 Kuasi Parçacıkların Spesifik Isısı

Spesifik ısı, termodinamikten bildiğimiz

$$C_v = \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_\mu \quad (2.52)$$

Formülü ile bulunur. Burada

$$F - F_0 = \sum_p (\epsilon_p - \mu) \delta n_p + \frac{1}{2} \sum_{pp'} f_{pp'} \delta n_p \delta n_{p'} + 0(\delta n^3) \quad (2.53)$$

serbest enerji ifadesinde yazılırsa, burada δn_p li terimin katkısı T^2 ile orantılı iken denklemdaki etkileşme enerjisi T^4 ile orantılı olur ve bu sebeple T^2 yanında ihmal edilebilir. Dolayısıyla

$$F(T) - F_0 = \frac{\pi^2}{6} v(0) (kT)^2 \quad (2.54)$$

olur. Burada $v(0)$ durum yoğunluğu, daha önce bulduğumuz

$$\vartheta(\epsilon) = \sum_p \delta(\epsilon_p - \mu - \epsilon) \quad (2.55)$$

ifadesinden yola çıkarak ve izotropik sistem için

$$v(0) = \frac{\Omega_\mu P_F}{\pi^2 \hbar^2} \quad (2.56)$$

olur ve buradan spesifik ısı

$$C_v = \frac{m^* P_F}{3\hbar^3} k^2 T \quad (2.57)$$

şeklinde bulunur. Buradan deneysel ölçümlerden elden edilen sıcaklığa bağlı lineer eğimden kuasi parçacıkların etkin kütlesi m^* bulunabilir ve spesifik ısının kuasi parçacıklar arası etkileşmeye bağlı olmadığı görülür. Bu da Landau teorisinin başarısını göstermektedir [20] [22] [27].

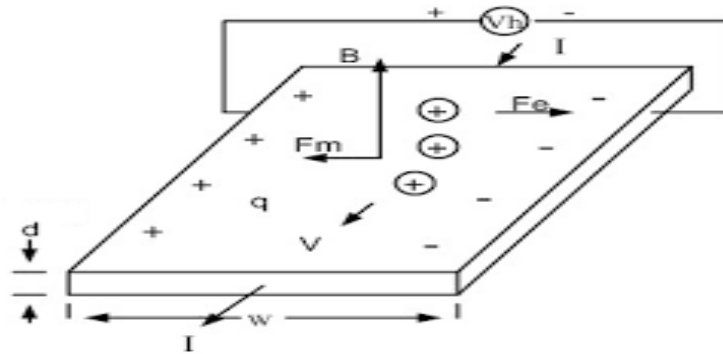
2.6 Elektronlardan Oluşan Fermi Sıvıları

Elektronlar, çok küçük kütleyle sahip olmalarından dolayı madde dalgalarının de Broglie dalga boyu aynı faktörle daha büyüktür. Negatif elektrik yüküne sahip olduklarından dolayı elektronlar, aralarındaki etkileşmeler sadece madde dalgasından kaynaklı değil aynı zamanda aralarındaki elektrostatik itme kuvvetleriyle de gerçekleşir. Bu güçlü etkileşmelerden kaynaklı metallerdeki elektron ve katkılı yarı iletkenlerin çok parçacıklı sistemleri bir Fermi sıvısı oluşturur ve bu sıvı, etkileşen elektronların madde dalgalarının işbirlikçi davranışlarıyla kararlı bir şekilde belirlenen elektronların bir kuantum sıvı halidir. Burada helyumun kuantum sıvısında olduğu gibi her bir elektronun hareketi çevresiyle etkileşmelerden kaynaklı, bireysel hareketinin ve bireysel madde dalgasının artık anlaşılabilmesi ile karakterize edilebilir. Böylelikle elektronlardan oluşmuş karmaşık birçok elektronun hareketini etkili özelliklere sahip elektronların tek parçacık hareketine azaltılmış olur ve bu şekilde düşük sıcaklıklarda süperiletkenlik gibi metallerin birçok özelliğini anlamamıza yardımcı olur [39].

Landau, Fermi sıvıları teorisini geliştirirken, bir Fermi sıvısının makroskobik özelliklerinin tamamıyla uyarma spektrumuna bağlı olduğuna karar verdi. Düşük enerjilerde, elektronik yarı parçacıklardan, yüksek enerjilerde ise plazmonlardan (plazma salınımlarının kuantası) oluşur ve her ikisi de elektron hareketinin farklı toplu biçimlerini ifade eder. Landau, yüksek yoğunluk ve düşük sıcaklıkta, elektron yarı parçacıklarının (elektron sıvısının uyarımları), etkileşmeyen elektronlar gibi hareket eden toplu elektron hareketiyle aynı şekilde davrandığını gösterdi. Yarı parçacıklar, serbest elektronlardan farklı olarak, çoğu metal ve yarı iletkenlerde, düşük uyarma enerjilerinde daha küçük bir etkili kütle ve elektriksel koruma nedeniyle daha az bir negatif elektrik yüküne sahiptirler. Dolayısıyla eylemsizlik kuvvetleri ve kütleleri azalır. Fakat “ağır fermiyon sistemleri” gibi bu duruma uymayan, etkin kütlelerinin serbest elektronlarındakinden birçok kat daha büyük olan malzemeler de mevcuttur. Burada, yarı parçacıkların etkin kütlelerinin boyutu elektronların

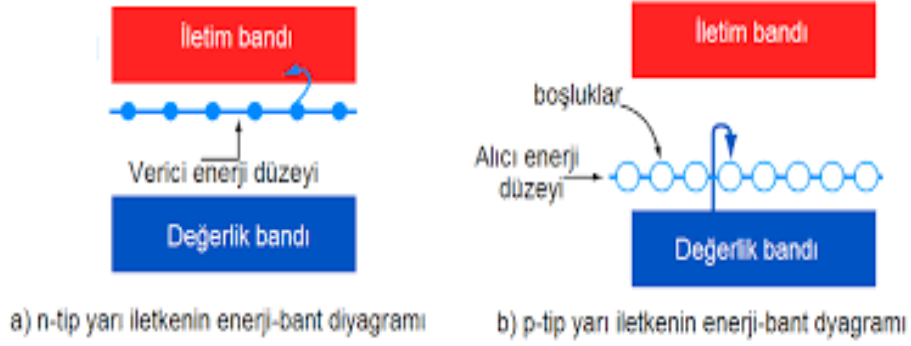
birbiriyle ve diğer parçacıklarla (fononlar gibi) etkileşmesinin yanında bir katının bant yapısına göre de belirlenir [40].

Yarı parçacıklar hem elektrondan oluşan “parçacık” hem de elektrondan oluşmasına rağmen pozitif elektrik yüküne sahip “delik” karakterine sahip olabilirler. Burada delik yarı parçacıkları, metallerde olduğu gibi, boş elektron durumları üretebilen toplu elektron hareketlerinden dinamik olarak oluşturulur (korelasyon deliği). Yarı iletkenlerde, istenilen özellikleri elde etmek için, elektron yoğunluğu katkı maddeleri ile ayarlanabilir ve katkı maddesinin türüne bağlı olarak, elektron dopingi ya da delik dopingi olarak sonuçlanır. Silikon bunun güzel bir örneğidir. Elektron dopinginde, valans bandında bulunan boş durum kısmen elektronlarla doldurulup n-tipi yarıiletken oluşturulur. Delik dopinginde ise, dolu olan elektron bandının en yüksek enerjisinin dolu durumları boşaltılır ve ortaya çıkan delikler, pozitif yüklü parçacıklar gibi davranmaya başlar, yani elektron sıvısındaki hareketin kendisini yeni bir parçacık olarak gösteren kollektif bir etkisi olarak ortaya çıkarlar [41]. Bu konu uzun bir süre tartışıldı ve bu delik yarı parçacıklarının gerçekten var olup olmadıkları ya da eksik elektronların karmaşık hareketinin sadece basit bir açıklaması gibi göründükleri ileri sürülse de daha sonrasında, niteliksel olarak yeni bir yarı parçacık oldukları Hall etkisi ile kanıtlandı.



Şekil 2.7 Kuantum Hall olayının şematik gösterimi [42]

Akımın olduğu bir yarı iletkende, akıma dik yönde bir manyetik alan oluşturulursa, Lorentz kuvveti sebebiyle yük taşıyıcıları saptırılır. Burada hareket eden parçacıklar elektron olsaydı ve iddia edildiği gibi deliklerin hareketi elektronun hareketinden kaynaklı olsaydı negatif bir Hall sabiti olması gerekirdi ki gerçekte pozitif olarak sonuçlandı. Bu sebeple p-iletimi olarak adlandırıldı [43] [44].

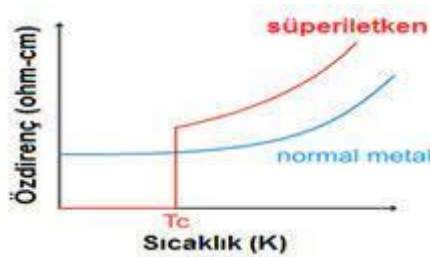


Şekil 2.8 Yarı iletkenin n ve p tipi enerji-bant diyagramları [45].

Deneyden anlaşılacağı üzere, burada delik yarı parçacıklarının iletimi olan p-iletimi, negatif yük taşıyıcılarının iletimi olan n-iletiminden farklı olarak bağımsız bir iletkenlik türü olarak ortaya çıkmaktadır. Fermi sıvısının kuantum teorisi gelişmeden önceki dönemlerde uzun bir süre, bir kısım malzemede bulunan bu pozitif Hall sabiti kafa karıştırıcı bir fenomendi.

2.6.1 Süperiletkenlik

Düşük sıcaklıklarda, Fermi sıvıları elektrik direncinin ortadan kaybolduğu “süperiletken” duruma geçerler. Bu ilk kez 1911 yılında Hollandalı fizikçi Kamerlingh Onnes tarafından yapılan bir deneyde cıvanın 4,2 K civarı sıcaklığa soğutulması sırasında gözlemlendi. Süperakışkan durumunda olduğu gibi, elektronlar, süperiletken fazda da kendilerini makroskobik olarak eş fazlı madde dalgalarıyla kollektif bir duruma geçerler. Sıfır sıcaklık limitinde ve herhangi bir dış manyetik alan yokken, elektrik direnci gerçekte yok olduğu varsayılıyor [46].



Şekil 2.9 Süperiletken malzeme ile normal bir metalin öz direncinin sıcaklığa bağlı grafiği [47].

1930 yıllarında neredeyse bütün metallerin bu koşullarda süperiletken olduğu keşfedildi. Fakat ileriki yıllarda bu fenomen daha da geliştirildi.

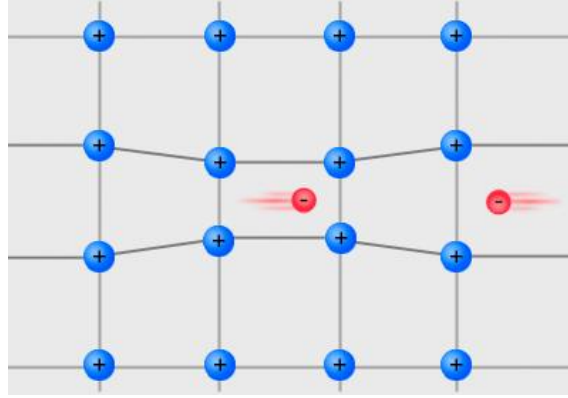
2.6.2 Cooper Eşleşmesi (BCS Teorisi)

1957 yılında süperiletkenlik için mikroskobik bir teori formüle ettikleri için John Bardeen, Leon Cooper ve John Schrieffer, teorileri baş harflerinden oluşan “BCS teorisi” olarak adlandırıldı ve 1972 yılında Nobel Fizik ödülünü aldılar [48]. Günümüze kadar yapılan çalışmalar en azından basit süperiletken metallerde mükemmel bir uyum içinde olduğu görüldü. Bu teoriye göre, düşük sıcaklıklarda ve Coulomb itmesinin üstesinden gelen elektronlar arasında zayıf bir çekim etkileşim olduğu varsayılarak, Fermi sıvısının yeni çok parçacıklı bir durum olan süperiletkenliğin oluşmasına doğru kararsız hale geldiği söyleniliyor. Burada düşük sıcaklıklarda fermi yüzeyi yakınında “Cooper çifti” denilen iki elektron çift halinde yeni bir kompozit parçacık oluşturup ve bu çiftlerin Bose-Einstein yoğunlaşmasına dönüştüğü gözlemleniyor [49].

Bilim insanları için tarihsel olarak, BEY ve süperiletkenlik tamamen farklı iki fenomen olarak kabul edildi. Çünkü bakıldığında, BEY için faz geçişinin görülebilmesi için bozonlara ihtiyaç varken, süperiletkenlik için zayıf korelasyonlu elektronlar olan fermiyonlara ihtiyaç vardır. Bozonlar tam sayılı spine sahipken fermiyonlar yarım tam sayılı spine sahiptir. Normal bir metalin süper iletken duruma geçmesi, elektronların üstlerinde bir bant aralığı bırakan başka bir duruma yoğunlaşması ile nitelendirilir. Bunu daha önceki kısımlarda süperakışkan helyumda gerçekleştiğini görmüştük. Fakat orada helyum bozonlardan oluşuyordu. Normalde elektronlar Pauli dışlama ilkesine uydukları için birden fazla elektron bir tek durumda toplanamazlar. Fakat ilk kez Herbert Froehlich, elektronların malzemedeki kafes titreşimleriyle birleşmiş çiftler gibi hareket ettiklerini söyledi. Bu eşleşme kristaldeki örgü titreşim enerjisinin kuantumu olan fononların değiş tokuşu olarak görülür ve bunun ilk defa deneysel olarak gerçekleşmesi, süperiletken geçiş sıcaklığı üzerinde izotop etkisi ile sağlandı. Cooper burada elektron çiftlerinin bozon gibi davranmalarını tekrar inceliyor ve bu yüzden bunlara Cooper çiftleri” denilmiştir. BCS süperiletkenlik teorisinin temelini bu Cooper çiftlerinin yoğunlaşması oluşturur. Elektronlar yarım tam sayı spinine sahip fermiyon olmalarına rağmen Cooper iletken çifti bozonun toplam tam sayı spin miktarından sıfır ya da bir bozon bileşimi olur.

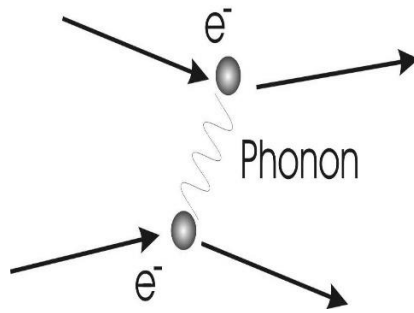
Cooper eşleşmesini BEY’den ayıran önemli farklardan bir tanesi bir Cooper çiftinin yarıçapını belirten koherens uzunluğunun ortalama elektron çapından çok daha

büyük olmasıdır ve bu çift haline gelen elektronlar yüzlerce nanometre uzakta ve hala bir arada olabilirler. Ayrıca yoğunlaşan Cooper çiftlerinin arasından ve içinden elektron değişimi olduğu için dinamik bir durumdur [50].



Şekil 2.10 Süperiletken BCS'de Cooper çiftlerinin etkileşiminin şematik gösterimi [51].

Şekil 2.10'da görüldüğü gibi, elektron kafesi çekiyor ve devam ettiği yol boyunca bir dalgalanmaya neden oluyor. Burada elektron-fonon birleşimi (polaron) ile negatif olan elektronun hareketiyle örgüdeki pozitif iyonları çeker ve örgünün öz kütlesi artar. Bu oluşan pozitif yük tarafından karşıdan gelen başka bir elektron çekilir. Bu elektronlar arasındaki eşleşme Feynman diyagramında gösterilebilir.



Şekil 2.11 Cooper çiftlerinde elektronlarının etkileşiminin Feynman diyagramında gösterimi [52].

Elektronlar arasındaki bu etkileşim tuhaf görülebilir ama bu eşleşme kritik sıcaklıkta izotop etkisi ve süperiletkenlik için deneysel olarak BEY'i destekliyor [52].

3

SPİN SIVILARI

3.1 Spin Sıvıları

Kuantum spin sıvıları (QSS), spinlerin genellikle uzun menzilli ve oldukça dolaşık olduğu, $T=0$ sıcaklıkta bile sıradan manyetik düzenin olmadığı maddenin yeni bir halidir. Fazlasıyla dolaşık yapıya sahip olan bu kuantum spin sıvıları, yerel olmayan uyarımlar, topolojik özellikler ve daha fazla benzersiz fiziksel yönere sahip olmalarına neden oluyor. Kuantum spin sıvısı terimi ilk kez 1973 yılında Anderson'ın antiferromagnetin kuantum sıvısı temel durumunu tanımlayan bir makalesinde kullanılmıştır. Burada spinler üçgen bir kafes üzerindeki en yakın komşularıyla zıt yönlerde hizalanarak etkileşime girerler. Anderson bunlara “Rezonans Değerlik Bağı” (RVB) durumu adını veriyor [53].

İlk kuantum spin sıvı hali 2003 yılında üçgen örgü yapılı organik bir Mott yalıtkanında keşfedildi ve ikinci olarak da 2006 yılında MIT’li bilimciler tarafından $ZnCu_3(OH)_6Cl_2$ (Herbertsmithite) kristalinde keşfedildi. Bunlar doğada bulunan spin sıvıları ve nihayetinde 50 yıldır üzerinde yapılan çalışmaların sonunda ilk kez 2021’de Harvard Üniversitesinde bir grup fizikçi maddenin bu yeni halini deneysel olarak belgelediler [54].

Harvard Kuantum Girişiminin (HQI) eş direktörü olan Prof. Michail Lukin ve öğrencisi Giulia Semeghini 50 yıldır tahmin edilen fakat daha önce hiç gözlemlenmemiş spin sıvısının bu halini yakalamak için HQI laboratuvarında programlanabilir bir kuantum simülatörü kullanarak işe koyuluyorlar. Bu grup, üçgen kafesler gibi şekiller yaratabilen ve böylece bu aşırı soğuk atomlar arasındaki etkileşimleri oluşturabilen özel bir kuantum bilgisayar kullanıyorlar. Bu sayede çoğu araştırmacının kuantum ölçeğinde ortaya çıkan karmaşıklıkların incelenmesine ve onları kontrol etmeye ve ayrıca bu anlamda yeni teknolojilerin üretilmesine olanak sağlamış oldular.

Bu keşifle ilgili fizikçi Michail Lukin, “Bu egzotik duruma gerçekten dokunabilir, dürtebilir ve özelliklerini anlamak için manipüle edebilirsiniz... Bu, insanların daha

önce hiç gözlemleyemediği, maddenin yeni bir halidir.” şeklinde bir açıklama yapmıştır.

Harvard Üniversitesinden başka bir ortak yazar Subir Sachdev is bu konuyu, “Atomları istediğiniz kadar birbirinden uzaklaştırabilirsiniz, lazer ışığının frekansını değiştirebilirsiniz, doğanın parametrelerini, daha önce bu konuların incelendiği malzemede yapamayacağınız şekilde gerçekten değiştirebilirsiniz.” şeklinde açıklıyor [55] [56].

3.2 Kuantum Spin Sıvılarının Oluşumu

Öncelikle spin sıvılarının normal sıvılarla hiçbir ilgisinin olmadığını belirtmek gerekir. Daha çok manyetizma ve mıknatısların düşük sıcaklıklarda nasıl donduğu ile ilgilidir. Manyetizma, elektronun spininin hareketinden kaynaklı ortaya çıkan özelliklerdir. Herhangi bir malzemede milyonlarca elektron ve bunların spini bulunur ve bu spinler birbirleriyle çeşitli şekillerde etkileşime girerler. Bu şekilde farklı manyetik durumlara stabilize olabilir ve bu durum bize malzemenin manyetik özellikleri hakkında bilgi verirler. Şekil 3.2 bu durumun şematik gösterimini belirtmektedir.

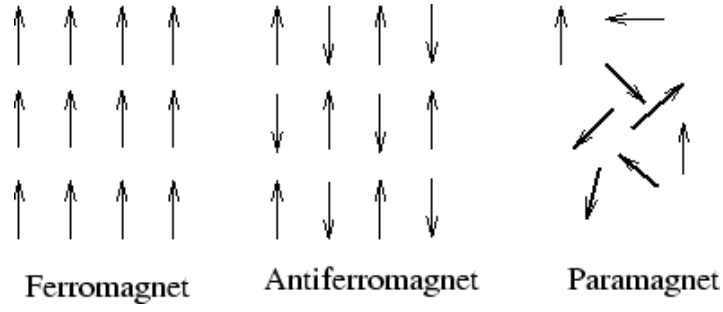
Kristallerin iyonlar arası etkileşimlerden düşük sıcaklık özellikleri, Heisenberg modeli olarak bilinen etkili bir spin Hamiltoniyen tarafından çok hassas bir şekilde tanımlanabilir.

$$\mathcal{H} = \sum_{(i,j)} J_{ij} S_i \cdot S_j \quad (3.1)$$

Burada S_i i örgü noktasındaki iyon için spin operatörü, J_{ij} ise i ve j iyonlarının manyetik momentleri arasındaki etkileşimin büyüklüğüdür ve iyonlar arasındaki mesafeye bağlıdır. Etkileşimler kısa mesafeli ise en yakın komşular arasındaki etkileşimlerin alınması iyi bir yaklaşım olacaktır.

$$J_{ij} = \begin{cases} J_0 & \text{eğer } i \text{ ile } j \text{ komşu ise} \\ 0 & \text{diğer durumlarda} \end{cases} \quad (3.2)$$

Burada $J < 0$ ise sistemde spinler anti-paralel olma eğiliminde olur ve sistemin anti-ferromanyetik durumuna karşılık gelir, $J > 0$ olduğunda ise sistemde spinler paralel olma durumunu tercih eder ki bu durumda ferromanyetik duruma karşılık gelir.



Şekil 3.1 Maddenin spin dağılımına bağlı manyetik özellikleri [57].

En basit manyetik faz türü, her bir spinin kendi başına serbest bir şekilde hareket ettiği (ideal gazdaki atomlar gibi) paramanyetiktir. Bu durum, termal dalgalanmaların baskın olduğu yüksek sıcaklıklarda, mıknatısların genel durumudur. Fakat sıradan mıknatısta, malzeme soğurken tüm elektron spinleri bir dama tahtasındaki gibi büyük ölçekli desenler halinde hizalanır ve bir ferromanyet (ya da anti-ferromanyetik) faza geçer. Birçok katı kristal bu modele uyar [31].

Fakat kuantum spin sıvıları bu modele uymaz. Çok düşük sıcaklıklarda bile kuantum spin sıvısı, katı faza dönüşmez ve düzensizliğini korur; atomları karışır ve malzeme dalgalanır ve değişir. Bu tarz sıvılarda asla düzen verilmediği için, simetri kırılmasına da uğramazlar ve Landau faz geçişleri teorisi tarafından tanımlanamazlar.

Kuantum spin sıvılarının manyetik alanlara verdiği tepkileri tanımlayan birçok teori mevcut ve deneysel çalışmalar hala devam etmektedir. Araştırmacılar kuantum spin sıvıları çalışmalarının kuantum bilgisayarlarını yapı taşları olan kubitler oluşturmak için bir adım olacağına inanıyorlar.

Kuantum sıvıları, çok düşük sıcaklıklarda, makroskobik ölçekte kuantum etkileri sergileyen malzemeler veya sıvılar gibi herhangi bir sistemdir. Böyle sistemlerde, sıvıyı oluşturan parçacıkların bireysel hareketi maddelerin girişiminden güçlü bir şekilde etkilendiği ve bireysel olarak hareketlerinin önemsiz olduğu bir duruma yoğunlaşırlar ve kuantum etkiler gözlemlenmeye başlar. Kuantum sıvılarının en çok çalışılan kuantum etkileri, malzemenin sıfır dirençle elektriği iletme yeteneği olan süperiletkenlik ve bir sıvının viskozite olmadan akma yeteneği olan süperakışkanlıktır. Bu iki önemli kuantum etki, kuantum maddenin anlaşılması ve kuantum bilgisayarlar gibi ileri teknolojiler için büyük umut vadetmesi açısından oldukça ilgi çekicidir ve günümüzde yoğun bir çalışma alanını oluşturmaktadırlar.

Kuantum sıvılarının anlaşılması, tarihsel süreçte çok sayıda fizikçinin katkılarıyla ilerleme göstermiştir. Fakat Landau ortaya attığı iki varsayımla teorik olarak devrim niteliğinde katkı sağlamıştır: Bu iki varsayım kuasi parçacık yaklaşımı ve Fermi sıvısının ideal Fermi gazına dayandırılmasıdır. Bu yaklaşımlar yardımıyla çok parçacıklı sistemleri birçok makroskobik davranışını açıklamak mümkün olmuştur. Kuantum sıvıları maddenin kuantum çok parçacık etkileşmeleri sonucu oluşur. Çok parçacıklı sistemlerde etkileşen parçacıkların davranışını incelemek oldukça zordur ve bu anlamda Landau'nun bu katkısı büyük önem taşır. Kuantum sıvıları, doğada ilk defa gerçek anlamda helyumda gözlemlendi ve uzun süren çalışmaların sonucunda laboratuvar ortamında deneysel olarak gözlemlendiler. Günümüzde süperakışkanlık, süperiletkenlik ve Bose-Einstein yoğunlaşması üzerine yoğun çalışmalar yapılmaktadır. Son zamanlarda Bose-Einstein yoğunlaşmasını gözlemlemek ve kuantum bilgisayarların geliştirilmesi için çok sayıda Kuantum Optik laboratuvarları açıldı. Özellikle 2021 yılında kuantum spin sıvılarının ilk defa deneysel olarak gözlemlenmesi, bu konuya olan ilgiyi dahada arttırdı ve çoğu yoğun madde fizikçisi için büyük bir heyecan uyandırdı. Kuantum sıvıları kuantum etkilerini makroskobik ölçekte anlamamız ve kullanmamıza yardımcı olabilmeleri açısından gelecekte çok çeşitli teknolojiler üzerinde önemli bir etkiye sahip olmaya aday gösterilmektedirler. Örneğin kuantum bilgisayarlarının gelişmesi, yerçekimi yoğunluğunun tespiti, daha hassas ve kararlı atomik saatlerin üretimi ve Bose-

Einstein yoğunlaşmış maddeleri kara deliklere özgü olabilecek koşulları simüle ettiğinden bu alandaki çalışmalarda kullanılabilirler. Görüldüğü üzere çoğu fizik problemin çözümünde kilit nokta olduğunu söylemek mümkün. Bu tezin amacı, kuantum sıvılarının temel özelliklerini Landau kuasi parçacık yaklaşımı çerçevesinde matematiksel temele dayandırılarak açıklamak ve kuantum sıvılarının tarihsel süreçte nasıl bir ilerleme kaydettiği ve önemine vurgu yapmaktır. Kuantum sıvıları matematiksel olarak Green fonksiyonları ve Feynmann diyagramları gibi ileri düzeyde matematik gerektiren bir konu olması, aynı zamanda maddenin yeni bir hali olarak birçok teknolojik konu ile ilgisi olması açısından deneysel olarak ileri düzey laboratuvar gereksinimi nedeni ile çalışılması ve ifade edilmesi kolay olmayan bir konudur. Bu nedenle bu tezde kuantum sıvılarının en basit kavramları ve tarihsel gelişimi anlatıldı. Konu gerek fizik gerekse mühendislik konusunda ilgi duyan herkesin anlayacağı şekilde olabildiğince sade anlatılmaya çalışıldı. Tarihsel gelişim açısından Landau Fermi sıvı teorisi önemli olduğu için bu konu biraz daha ayrıntılı incelenmiştir. Landau Fermi sıvı teorisi kısmı nötral sıvı teorisi, yarı klasik parçacık yaklaşımı, etkileşmeyen fermi sıvıları ve kuasiparçacık parçacık yaklaşımı alt başlıkları ile incelenmiştir. Ayrıca elektronlardan oluşan sistemler için süperiletkenlik, BCS teorisi ve sipin sıvıları konusunda genel bilgiler verilmiştir. Bu tezin konuya ilgi duyan ve konuya yeni başlayacak araştırmacılar için faydalı olacağını umarım.

KAYNAKÇA

- [1] A. J. Leggett, Quantum Liquids, Oxford Graduate Texts, 2007.
- [2] A. B. Migdal, “Superfluidity and the Moment of Inertia of Nuclei,” Soviet Phys. JETP, 1960.
- [3] U. Lombardo, Hans-J. Schulze, “Superfluidity in Neutron Star Matter,” Physics of Neutron Star Interiors. Lecture Notes in Physics, 2001.
- [4] “The Nobel Prize in Physics 1913: Heike Kamerlingh Onnes,” Nobel Media AB, 2012.
- [5] R. Grimm, “Low-temperature physics: A quantum revolution,” Nature, 2005.
- [6] Lori Valigra, “MIT physicist create new form of matter,” Special to MIT News Office, 2005
- [7] C. Jooss, Self-organization of Matter, De Gruyter STEM, 2020.
- [8] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, “Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor,” science, 1995
- [9] H. J. W. Müller-Kirsten, Basic of Statistical Physics, World Scientific, 2013.
- [10] Steven H. Simon, Lectures Notes for Quantum Matter, Oxford University, 2019.
- [11] C. Swenson, “The Liquid-Solid Transformation in Helium near Absolute Zero,” Physical Review, 1950.
- [12] P. Kapitza, “Viscosity of Liquid Helium Below the λ -Point,” Nature, 1938.
- [13] John F. Allen, A. D. Misener, “Flow of Liquid Helium II,” Nature, 1938.
- [14] G. Gorelik, The top-secret of Lev Landau. KGB archives reveal that the Soviet genius co-authored an anti-Stalin manifesto, Scientific American, 1997.
- [15] Sébastien Balibar, “Laszlo Tisza and the two-fluid model of superfluidity”, Elsevier, 2017.
- [16] L. Tisza, “Transport Phenomena in Helium II,” Nature, 1938.
- [17] F. Janouch, Lev D Landau: his life and work (CERN – European Organization for Nuclear Research, Geneva), 1979.
- [18] R. N. Hills, P. H. Roberts, “On Landau’s Two-Fluid Model for Helium II,” IMA Journal of Applied Mathematics, 1972.
- [19] J. F. Allen, H. Jones, “New Phenomena Connected with Heat Flow in Helium II,” Nature, 1938.
- [20] E. M. Lifshitz, L. P. Pitaevskii, Landau, Statistical Physics: Course of Theoretical Physics-vol.9, ELSEVIER, 2014.
- [21] Ronald W. Clark, “Einstein: The Life and Times.” Avon Books, 1971.
- [22] D. Pines and P. Nozieres, Theory of quantum liquids, Benjamin, New York, 1996.

- [23] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, “Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor,” Science, 1995.
- [24] Barbara G. Levi, “Cornell, Ketterle and Wieman Share Nobel Prize for Bose-Einstein Condensates,” Physics Today, 2001.
- [25] Franco Dalfovo, Stefano Giorgini, Lev P. Pitaevskii and Sandro Stringari, “Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases,” Reviews of Modern Physics, 1998.
- [26] Erkki Thuneberg, “Introduction to Landau’s Fermi Liquid Theory,” Department of physical sciences, University of Oulu, 2009
- [27] H. Bruus, K. Flensberg, Many-Body Quantum Theory in Condensed Matter Physics, Oxford Press, 2005
- [28] S. Will, Interacting bosons and fermions in three-dimensional optical lattice potentials: from atom optics to quantum simulation, Springer; 2013th Edition, 2012
- [29] D. D. Osheroff, R. C. Richardson, D. M. Lee, “Evidence for a New Phase of Solid He₃,” Physical Review Letters. American Physical Society, 1972.
- [30] J. Wilks, “The Properties of Liquid and Solid Helium”, Oxford: Clarendon Press, 1967.
- [31] Hasan Tatlıpınar, Çok Parçacık Sistemlerinin Kuantum Mekanikine Giriş, İstanbul: YTÜ, 2018.
- [32] P. Coleman, Introductory to Many Body Physics, Cambridge University Press, 2016.
- [33] P. Phillips, Advanced Solid State Physics, Perseus Books, 2008.
- [34] S. Blundell, Magnetism in Condensed Matter, Oxford University Press, 2001.
- [35] K. P. N. Murthy, Lectures Notes on Statistical Mechanics, Central University of Rajasthan (CURAJ), October 2018.
- [36] C.Gros, “Chapter 13: Ideal Fermi Gas,” Thermodynamics and Statistical Mechanics Lectures Notes, Goethe University Frankfurt, 2017-18.
- [37] K. Rajagopal, “MIT 8.044: Thermodynamics and Statistical Mechanics,” Spring 2012.
- [38] Efthimios Kaxiras, Atomic and Electronic Structure of Solids, Cambridge University Press, 9 January 2003.
- [39] K. Yamada, Electron Correlation in Metal, Cambridge University Press, 2004.
- [40] J. B. Ketterson, The Physics of Solids, Oxford University Press, 2016.
- [41] Sharon Ann Holgate, Understanding Solid State Physics, CRC Press, 2009.
- [42] Sibel A. Oy, M. Demirtaş, O. Aydın, “Manyetik Alan Ölçümleri için Hall Effect Sensörlü Gaussmetre Tasarımı ve Uygulaması”, AKÜ J. Sci. Eng., 2015.
- [43] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, Solid State Physics, 1976.
- [44] David Tong, “Lectures on the Quantum Hall Effect,” University of Cambridge, 2016.

- [45] H. Hüseyin Öztürk, “Güneş Enerjisinden Fotovoltaik Yöntemle Elektrik Üretiminde Güç Dönüşüm Verimi ve Etkili Etmenler,” Çukurova Üniversitesi.
- [46] Roland Combescot, Superconductivity, Cambridge University Press, 2022.
- [47] Süperiletken Teknolojileri Uygulama ve Araştırma Merkezi, Ankara Üniversitesi, <http://cesur.ankara.edu.tr/superiletkenlik-hakkinda/temel-ozellikler/>, 2013
- [48] Steven Weinberg, “From BCS to the LHC”, CERN Courier, 2008.
- [49] Leon N. Cooper, “Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas,” Physical Review, 1956.
- [50] James W. Rolf, Modern Physics from alpha to Z0, Wiley, 1994.
- [51] Vikipedi, https://tr.wikipedia.org/wiki/Dosya:Cooper_pairs.jpg
- [52] Carl R. Neva, “Cooper Pairs,” HyperPhysics, Department of Physics of Astronomy, Georgia State University, 2008.
- [53] L. Savary, L. Balents, “Quantum spin liquids: a review,” Report on Progress in Physics, 2017
- [54] M. R. Norman, “Herbertsmithite and Search for the Quantum Spin Liquid,” Reviews of Modern Physics, 2016
- [55] G. Semenghini, H. Levine, A. Keesling, S. Ebadi, et al. “Probing topological spin liquids on a programmable quantum simulator,” Science, 2021.
- [56] SciTechDaily, “Harvard Scientist Observe Quantum Spin Liquids – A Never Before Seen State of Matter,” 2023.
- [57] Clara Yu, “Lecture 19: First and Second Order Phase Transitions,” University of California School of Physical Sciences, 03.30.2009.

TEZDEN ÜRETİLMİŞ YAYINLAR

Konferans Bildirileri

1. Seyhan Aydın, Hasan Tatlıpınar, “Fundamental properties of quantum liquids according to Landau theory,” Turkish Physical Society 37th, International Physics Congress, Muğla/ Turkey, 1-5 September 2021.
2. Seyhan Aydın, Hasan Tatlıpınar, “Quantum Liquids: An overview,” National Liquid State Symposium, Piri Reis University, İstanbul / Turkey, 27 May 2022.