

FİZİK ANA BİLİM DALI
FİZİK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI

TEZ NUMARASI

Genel :
Anabilim dalı :
Program :

GERMANYUM'DA İLETKENLİK
VE
HALL OLAYI

Selâhattin KINDIKOĞLU (KORKMAZ)

Yönetici : Doç.Dr. Mustafa ALTUNBAŞ

Trabzon-Haziran 1984

TEŐEKKOR

Germanyum üzerinde çalışmama imkan sağlayan, başarılı olmam için elinden gelen bütün gayretini sarfeden Sayın Hocam Doç.Dr. Mustafa ALTUNBAŞ'a ayrıca çalışmalara kolaylık gösteren Fizik ve Kimya Bölümü ęretim Elemanları ve teknisyen arkadaşlara teŐek-kr bir borç bilirim.

SELAHATTİN KINDIKOğLU
(KORKMAZ)

İ Ç İ N D E K İ L E R

1. GİRİŞ.....	1
2. GERMANYUMUN KRİSTAL YAPISI.....	2
3. YARI-İLETKENLERİN FİZİKSEL TANIMI.....	7
3.1. ASAL VE KATKILI YARI-İLETKENLER.....	7
3.2. BASİT BİR BAND İÇİN ELEKTRON YOĞUNLUĞU VE FERMİ ENERJİSİ.....	8
3.3. SERBEST DELİK İSTATİSTİĞİ.....	12
3.4. ASAL ELEKTRON-DELİK ÇİFTİ YOĞUNLUĞU.....	14
3.5. BİR YARI İLETKENDEKİ ELEKTRONİK TAŞINMA.....	16
3.6. HALL OLAYI.....	18
4. DENEYSEL ÇALIŞMA.....	20
4.1. NUMUNENİN HAZIRLANMASI.....	20
4.2. NUMUNE TUTUCUSU.....	21
4.3. DEĞİŞİK SICAKLIKLARIN ELDE EDİLMESİ.....	21
4.4. ELEKTRİKSEL ÖLÇÜM SİSTEMİ.....	21
4.5. MAGNETİK ALANIN ELDE EDİLMESİ.....	22
5. DENEYSEL SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	29
KAYNAKLAR.....	42

Ö Z E T

Bu çalışmada, p-tipi germanyumun elektriksel özdirenci ve Hall sabiti 200 °K ile 370 °K arasında sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçüldü.

Yüksek sıcaklıklarda ($T > 290$ °K) ohmik karakterde olan metal-p-tipi yarıiletken temasın 200 °K de ohmik karakterden saptığı gözlemlendi. Elektriksel özdirencin sıcaklıkla değişiminden faydalanarak p-tipi germanyumun yasak enerji bölge genişliğinin (0.58 ± 0.15) eV olduğu bulundu. 7500 gauss'luk magnetik alan altında magnetorezistansın % 5 civarında olduğu görüldü.

p-tipi germanyumun sıcaklığı artırıldıkça Hall sabiti sıfırdan geçerek 335 °K de işaret değiştirdiği gözlemlendi. Buradan alçak sıcaklıklarda p-tipi olan numunenin 335 °K dan sonra n-tipi asal iletkenlik özelliğini kazandığı anlaşılmıştır.

I. BÖLÜM

GİRİŞ

Yarı iletkenler, katıların sınıflandırılmasında en ilginç ve faydalı malzemeler grubunu oluşturur. Bunlar, metalik halden yalıtkan hale kadar geniş bir olaylar dizisi oluşturarak uygulama sahasında oldukça çok çeşitlilik gösterirler. Yarı-iletkenlerden faydalanarak yapılan fiziksel aygıtların çok çeşitli olması gerçekten imrendiricidir.

Yarı iletkenler üzerindeki çalışmalar, 1920 lerden beri devam etmesine rağmen, Shockley, Bardeen ve Brattain'in 1940 ların sonunda transistörü keşfinden sonra daha da hızlandı. Bu keşif ve bunu izleyen ilgili elektronik aygıtların gelişmesi, yarı-iletkenlerin katı hal fiziğinde üzerinde aktif araştırmalar yapılan malzemeler olmasını temin etmiştir.

Bu çalışmanın gayesi, katkı türü bilinmeyen polikristal bir germanyum numunesinin elektriksel özelliklerini sıcaklığın ve magnetik alanın fonksiyonu olarak incelemektir.

KÜ. Jeoloji Bölümünde bu germanyum numunesinin incelenmesi sonucu saf olmadığı anlaşılmış olup, katkı türlerinin ve yoğunluklarının belirlenmesi mümkün olmamıştır.

DeneySEL sonuçların anlaşılması ve takdimi için Bölüm 2 de germanyumun kristal yapısı tanıtılmıştır. Bölüm 3 de yarı-iletkenlerin elektron, delik yoğunlukları, Fermi seviyesi ve Hall olayı hakkında bazı temel bilgiler verilmiştir. Bölüm 4 deney düzeneğinin ve ölçüm sisteminin hazırlanmasına ayrılmıştır. Bölüm 5 de ise deneySEL sonuçlar takdim edilerek bunların mevcut bilgiler ışığında açıklanmasına çalışılmıştır.

II. B Ö L Ü M

GERMANYUM'UN KRİSTAL YAPISI

Elmas, silisyum, germanyum ve kalay Şekil 2.1 de görülen elmas yapısına sahiptirler. Her bir atom tetrahedral yapının köşe noktalarını işgal eden dört atom tarafından çevrilir. Bu atomlar elektron bağ çiftleriyle bağlanmışlardır. Bu yapı, her bir örgü noktasının iki atoma karşı geldiği bir yüzey merkezli kübik (y.m.k.) nokta örgüsüyle izah edilebilir. Bu eşdeğer atomlardan biri (0,0,0) da ve diğeri de (1/4, 1/4, 1/4) de yerleştirilmiştir. Elementlerin serbest atomlarının iki elektronu s durumunda ve diğeri iki tanesi de p de bulunan bir dış elektron görünümüne sahiptirler (1).

Tüm atomlar dış yörüngelerindeki elektron sayılarını sekize tamamlama eğilimindedirler. Bu durum germanyum ve silisyum gibi dış yörüngelerinde dört elektronu bulunan elementlerin atomlarını bir arada tutan temel ilkedir. Bu malzemelerde her atom dört valans elektronunu Şekil 2.2 de görülen yapıyı meydana getirmek için dört komşu atomunun birer elektronu ile ortaklaşa kullanır(2) Böylece K atomu ek valans elektronlarını L,M,N ve O atomlarının valans elektronlarından biri ile ortaklaşa kullanılır.

Bu düzenleme öyle bir yapı meydana getirir ki, bu yapıdaki sekiz dış elektron, her atomun etrafına yerleşir ve her elektron iki atom tarafından ortaklaşa kullanılır. Bu ortaklaşa kullanma pek çok atomik yapıların meydana gelmesinin doğal bir yoludur. İki atom tarafından ortaklaşa kullanılan bir elektron bu atomlar arasında bir bağ meydana getirir. Bu işlemde iki valans elektronu işe karıştığı için bu bağlara kovalent bağ denir.

n-tipi yarı-iletken

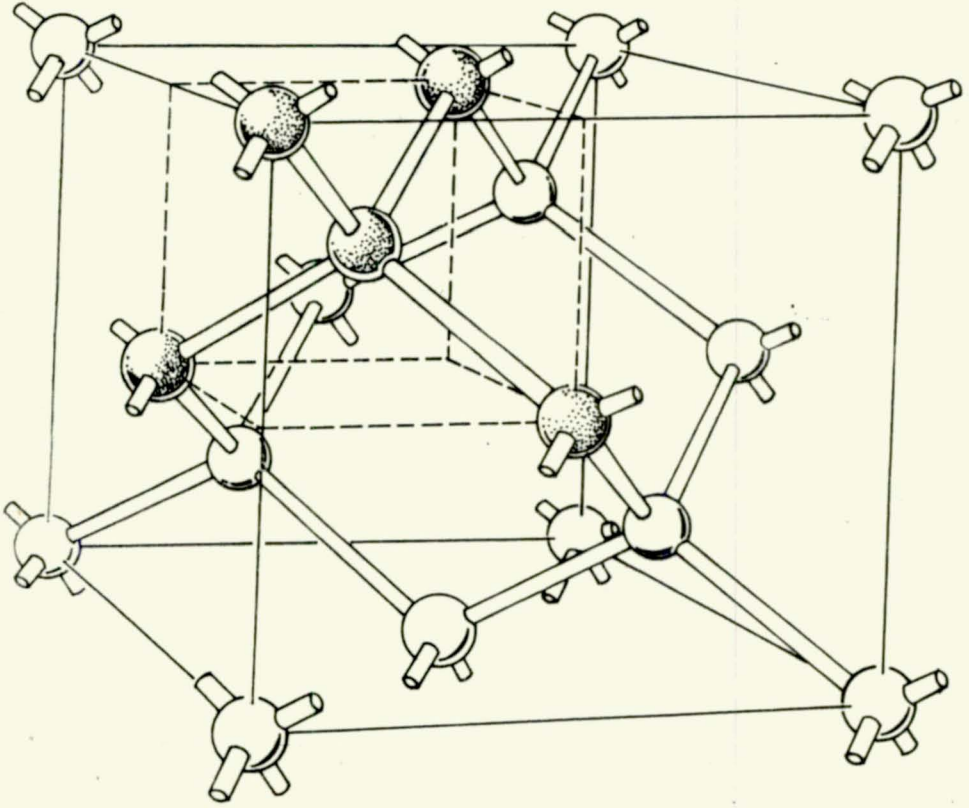
Şekil 2.3 deki beş valans elektronlu bir P atomu dört valans elektronlu atomların bölgesine yerleşirse, bir elektron alış-verişi gerçekleşir. Beş

değerlikli atom arsenik ve dört değerlikli atomun germanyum olması durumunda, arsenik atomlarının germanyum atomlarına göre olan konumları Şekil 2.3 de görüldüğü gibi olacaktır. Şimdi valans elektronlarının ortaklaşa kullanılması durumu ortaya çıkıyor. Bununla beraber sekiz dış elektronlu ideal bir yapıda, bir arsenik elektronu fazlalık kalır. Bu elektron bağlı bulunduğu atomdan ısı veya elektrik alan etkisiyle kolayca ayrılabilir. Kendi atomundan ayrılan böyle bir elektron, serbest hale gelir ve bu tip malzemeye n-tipi denir. Beş değerlikli bir safsızlık atomik yapıya bir serbest elektron kazandırdığı için donör olarak adlandırılır. Malzemeye bir bütün olarak bakıldığında, net yükün aynı kaldığını görürüz. Her ne kadar arsenik atomu bir elektron kaybettiyse de, kendisi de pozitif bir yük edinmiş olur ve böylece net yük sıfır olur.

p-tipi yarı-iletken

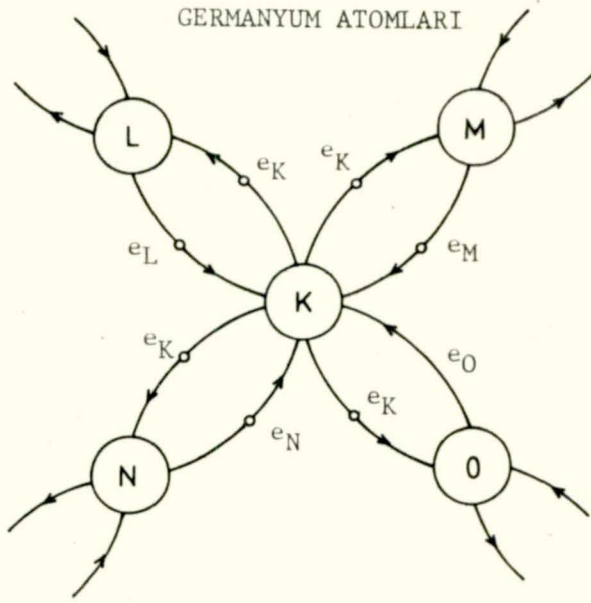
İndium gibi dış yörüngesinde üç elektronu bulunan bir element, germanyum örgüsüne yerleşirse durum şudur: Önce bir indium atomu dört germanyum atomuna (L,M,N ve O) göre Şekil 2.4'de olduğu gibi yerleşir. Sonra indium atomu kendi üç valans elektronunu çevredeki dört germanyum atomundan sadece üçü (L,N ve O) ile ortaklaşa olarak kullanır. Fakat bu durum M germanyum atomunun elektronlarından birini bağımsız bırakır ve bir elektron eksikliği (veya delik) meydana gelir. M atomu etrafında sekiz elektronlu bir dış kabuğun meydana gelmesi için, komşu atomdan bir elektron tamamlanmamış bağa atlar. Böylece sekiz elektron ihtiyacı tamamlanmış olur. Bu durumda, komşu atomun ise bir deliğe sahip olduğu söylenir. Malzeme için bir zincir reaksiyonu başlatılmış olur. Yani bir deliğe sahip her atom komşu atomdan bir elektron alır. Bu zincir reaksiyonu bir delik akışını temsil eder. Üç değerlikli bir safsızlık, bir elektron aldığı için akseptör adını alır.

Bu noktada p-tipi malzemede meydana gelen olayı şöyle özetleyebiliriz: Önce pozitif yüklere eşdeğer olan serbest delikler meydana getiriliyor, böylece delikler serbest elektronlara benzer olup, yükleri elektronların aksine pozitiftir. Bir deliğe sahip olan atom, komşusundan bir elektron aldığı zaman, atom negatif olarak yüklenmiş oluyor. Fakat bir delik veya pozitif yük komşu atomda bırakmış olur. Bu sebepten

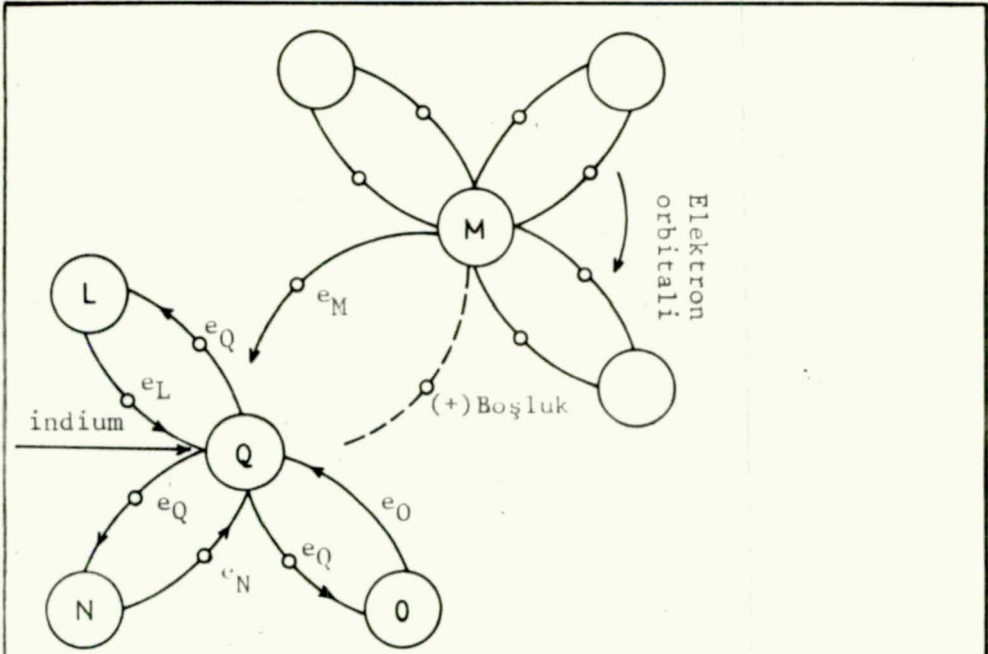


Şekil 2.1. Elmasın kristal yapısı.

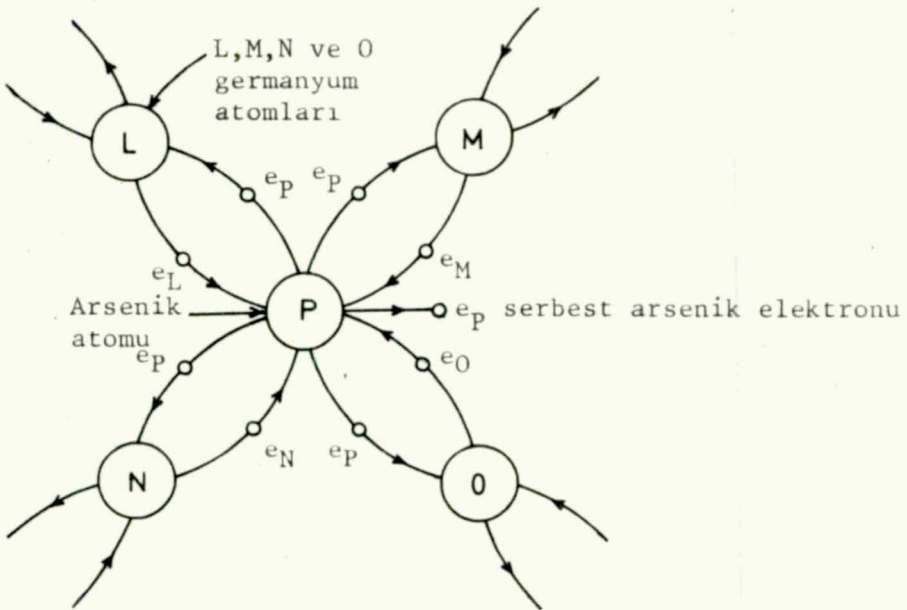
dolayı malzemenin bütününde yük sıfır olarak kalır. Bununla beraber, malzemedeki serbest delikler veya pozitif yükler akseptör atomları vasıtasıyla bir harekete koyulurlar, yani bir yük düzenlenmesi meydana gelir ve malzeme p-tipi olur.



Şekil 2.2. Saf germanyum atomunda elektron bağ çiftleri.



Şekil 2.4. p-tipi yarı iletkende elektron bağ çiftleri.



Şekil 2.3. n-tipi yarı iletkende elektron bağ çiftleri.

III. B Ö L Ü M

YARI-İLETKENLERİN FİZİKSEL TANITIMI

Bir madde termodinamik dengede olduğu zaman, maddenin termodinamik şartlarını T sıcaklığı cinsinden tanımlamak mümkündür. Madde gerçekten çevresiyle dengede olmadıkça "sıcaklık" teriminin kesin bir anlamı yoktur.

Yukarıda söylenenler her madde için doğrudur, fakat onların yarı-iletken için olan önemi, metallere için olanından daha fazladır. Bir metalde Fermi yüzeyinin genel şekli sıcaklığa bakmaksızın ve de metalin ısı dengede olup olmadığını düşünmeksizin korunmuştur. Bir yarı-iletken- de, çeşitli dış etkilerle hareketli hale getirilebilen bir elektron veya delik yoğunluğu için bir denge dağılımının bilinmesinde yarar vardır. Bu malzemede dengenin olabilmesi için sıcaklık parametresinin de bilinmesi gerekir.

Bir yarı-iletken katıda, termodinamik dengenin olmasıyla, katıdaki elektronların, deliklerin, fotonların ve fononların sayıları ve spektrumları T sıcaklığı cinsinden belirlenir. Fotonlar Bose-Einstein istatistiğine uydukları için Planck ısı kanununa göre $E=h\nu$ şeklinde bir enerji dağılımı gösterirler. Benzer şekilde fononlarda aynı istatistiğe uyarlar. Çeşitli potansiyel ve kinetik enerjili elektronların dağılımı ise Fermi-Dirac dağılım kanununa uyar ve bunlar için E_f enerji parametresi her enerjideki elektronlar için geçerlidir.

ASAL VE KATKILI YARI-İLETKENLER

Bir yalıtkan maddede asal yarı-iletken davranışı, kT enerjisi yeteri kadar büyük olup, elektronların dolu bandın üst kısmından boş bandın alt kısmına ısı uyarılması durumunda ortaya çıkar. Normal olarak dolu olan bu band valans bandı ve bitişikteki band ise iletkenlik bandıdır.

Asal uyarma işlemi, sadece saf bir yarı-iletken kristalinde ve yeteri kadar yüksek sıcaklıkta meydana gelir. Özellikle alçak sıcaklıklarda

"asal elektron" yoğunluğu, kusur seviyelerinin ısıl uyarılmalarıyla meydana gelen serbest taşıyıcı yoğunluğu ile mukayese edildiğinde ihmal edilebilecek kadar az olduğu görülür. Böyle bir asal yarı-iletken soğutulduğunda ya n-tipi veya p-tipi katkılı yarı-iletken özelliği gösterecektir.

n-tipi katkılı yarı-iletkende serbest elektronlar serbest deliklerden çok daha fazladır. "n-tipi" şeklindeki gösteriliş, böyle bir yarı-iletkende iletkenliğin negatif yüklü hareketli taşıyıcılar tarafından meydana getirildiğinin hatırlanılması içindir. Bundan dolayı Hall olayı ve termoelektrik olaylar negatiftir. Benzer şekilde pozitif yüklü serbest deliklerin hakim olduğu yukarıdaki olaylar p-tipi yarı-iletkende pozitiftir. Elektronlarını bırakmış olan kusurlar pozitif olarak yüklenmiş olup, genelde donör kirlilikleri olarak adlandırılırlar. Bir akseptör kirliliği ise, yapısında bir veya daha fazla elektron kabul edebilen bir kusurdur. Yarı-iletkenin yapısında bu şekilde varlığı kabul edilen kusurların, yük taşıyıcıların meydana getirilmesinde etkin rolleri vardır. n-tipi bir yarı-iletkende iletkenlik bandına yakın olan donör sayısı, valans bandına yakın olan akseptör sayısından oldukça fazladır. p-tipi yarı-iletken için durum tersinedir.

Katkılı bir yarı-iletken için n elektron ve p boşluk yoğunluklarının değerleri, sıcaklığa ve lokalize olmuş kusur seviyelerinin spektrumuna bağlıdır. Bu seviyelerin bazıları serbest elektron veya delik meydana getirecek şekilde iyonlaşmış ve diğerleri iyonlaşmamıştır. Serbest elektron yoğunluğunda bir artmaya yönelen kusur seviyelerinin iyonlaşması, serbest delik yoğunluğunu azaltıcı yönde etki gösterir. Aksi halde serbest delik yoğunluğunda bir artmaya neden olan kusur seviyelerinin iyonlaşması, serbest elektron yoğunluğunu azaltıcı yönde etki gösterir.

BASİT BİR BAND İÇİN ELEKTRON YOĞUNLUĞU VE FERMİ ENERJİSİ

Önceki kısımda bir yarı-iletkenin aralarındaki farkı (mesafeyi) enerji ile ifade edebileceğimiz farklı özellikteki iki banddan meydana geldiği söylenmişti. Yarı-iletkenlerin gösterdikleri çeşitli fiziksel özellikler sözü edilen bandlardaki farklı taşıyıcılar tarafından meydana getirilir. Bu sebepten dolayı iletkenlik ve valans bandı olarak adlandırdığımız bandlardaki yük taşıyıcıları hakkında bilgi edinilmesinde yarar vardır.

İlk olarak iletkenlik bandı için belli bir E_F Fermi enerjisi ile n toplam iletkenlik elektron yoğunluğu arasındaki ilişki incelenecektir. Bu bandın k-uzayında ve $E=E_i$ enerjisi için Brillouin bölgesinin merkezinde

tek bir enerji minimumunu saran sabit enerjili küresel yüzeylerin parabolik bir şekilde yerleştiklerini düşünelim. Enerjisi E den çok büyük olmayan bir durum için seviye yoğunluğu aşağıda yazıldığı gibidir:

$$g(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_j}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E-E_i)^{1/2} \quad (3.1)$$

Şimdi iletkenlik bandındaki bazı seviyelerin ısı dengede olacak şekilde ve ısı uyarma ile doldurulduğunu düşünelim. T sıcaklığında ve $n \text{ cm}^{-3}$ toplam yoğunluğundaki bu elektronlar için, kendine özgü bir enerji dağılımı ve Fermi enerjisi vardır. E enerjili bir seviyenin doldurabilme olasılığı

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{kT}}} \quad (3.2)$$

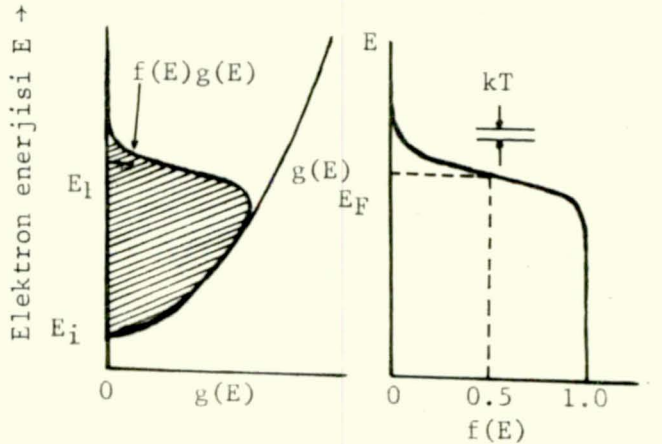
Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu ile verilir. Burada E_F Fermi enerjisi k ise Boltzmann sabitidir. Değişik enerjilerdeki dolu seviye yoğunlukları ile elektron yoğunluğu arasındaki bağıntı

$$n = \int_{E_i}^{\infty} f(E)g(E)dE \quad (3.3)$$

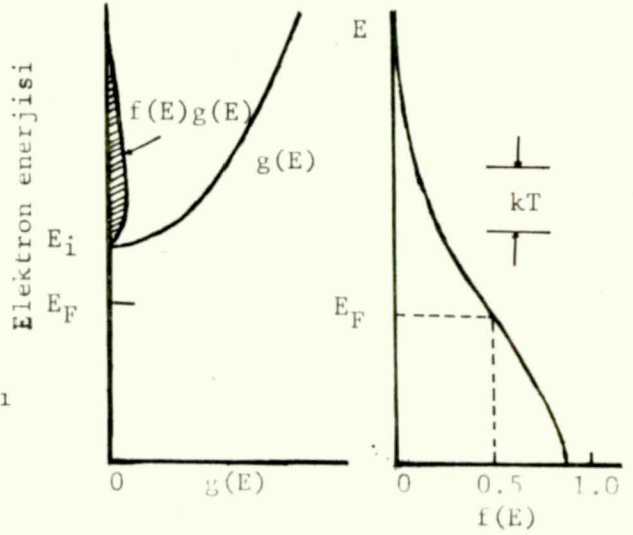
şeklindedir. Bu eşitlik şu şekilde de yazılabilir (3).

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_j kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_i/kT}^{\infty} \frac{[(E-E_i)/kT]^{1/2} d(E/kT)}{1 + e^{\frac{E-E_F}{kT}}} \quad (3.4)$$

Şekil 3.1 . Elektron sayısı çok fazla veya sıcaklık çok küçük olduğunda bir yarı-iletkendeki dejenere iletkenlik elektronlarının dağılımı. Soldaki Şeklin tarammış kısmı (3.4) denklemindeki n olur.



Şekil 3.2. Toplam n küçük veya sıcaklık çok yüksek olduğunda denklem (3.4) ün dejenere olmayan veya klasik çözümü, seviye yoğunluğunun sıfır olmadığı bir enerji bölgesinde $f(E)$ faktörü Boltzmann dağılımı şeklini almıştır. Bunun için taranmış bölgedeki elektronlar klasik gazı oluştururlar.



Şekil 3.1 ve 3.2 iki önemli sınır durumunda seviye yoğunluklarının enerjiye göre değişimlerini göstermektedir.

1. İletkenlik elektronları çok fazla ve sıcaklık oldukça küçük olduğunda dejenere elektron gazı meydana gelir. Bu şartlar altında $|E_F - E_i| \gg kT$ olmasını gerektirir ve iletkenlik özelliklerindeki hakim faktör, Fermi enerjisindeki seviyelerin değişik şekilde dolmalarıdır.

2. Toplam elektron yoğunluğu çok küçük veya sıcaklık çok yüksek olduğunda, dejenere olmamış veya klasik elektron gazı meydana gelir. Bu şartlar altında denklem (3.4)'ün iki tarafı, E_i den bir kaç kT kadar düşük bir Fermi enerjisinde dengelenir. Şekil 3.2 den de görüldüğü gibi band seviyelerinin çok küçük bir kısmı dolmuştur. En düşük enerji seviyesinde de durum böyledir.

Denklem (3.2) ile verilen Fermi-Dirac dağılım fonksiyonunda $E \gg E_F$ için üstel terim yanında biri ihmal edebiliriz ve fonksiyon şu şekli alır:

$$f(E) \rightarrow e^{-\frac{E - E_F}{kT}} \cdot e^{-\frac{E_i - E_F}{kT}} \quad (3.5)$$

n yeteri kadar küçük olduğunda elektronların enerji dağılımı klasik Boltzmann dağılım şeklini alır.

Denklem (3.4)'ü şu şekilde de yazmak mümkündür:

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_i kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_i}{kT} \right) \quad (3.6)$$

Burada denklem (3.7) ile verilen Fermi-Dirac integrallerinden biri kullanılmıştır.

$$F_j(y_0) = \int_0^{\infty} \frac{y^j dy}{1+e^{y-y_0}} \quad (3.7)$$

Yasak enerji aralığında elektron bulunmadığı için (3.7) integralinde alt sınırın sıfır alınması, bulacağımız n değerinde bir değişme yapmayacaktır.

Bir yarı-iletken için dejenere olma hali, aşağıdaki şartla gerçekleşir:

$$n \gg \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_i kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (3.8)$$

Bu eşitliğin gerçekten sağlanması durumunda,

$$E_F \approx E_i + \left(\frac{\hbar^2}{2m_i} \right) (3\pi^2 n)^{2/3} \quad (3.9)$$

$$n \approx \left(\frac{1}{3\pi^2} \right) \left[\frac{2m_i (E_F - E_i)}{\hbar^2} \right]^{3/2}$$

elde edilir.

Bununla beraber bir yarı-iletkenin iletkenlik bandındaki elektron yığılımı denklem (3.8)'i sağlayacak şekilde olmayıp, genellikle bu miktar çok küçüktür. Klasik durumlarla daha yakından ilgilenmek için denklem (3.4)'ü aşağıdaki şekilde yazmak daha uygundur.

$$n = 2 \left(\frac{m_i kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_i/kT}^{\infty} \frac{\left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \right) [(E-E_i)/kT]^{1/2} d(E/kT)}{1+e^{-\frac{E-E_F}{kT}}} \quad (3.10)$$

$$n = 2 \left(\frac{m_i kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \mathcal{F}_{1/2} \left(\frac{E_F - E_i}{kT} \right)$$

$$n = N_i \mathcal{F}_{1/2} \left(\frac{E_F - E_i}{kT} \right)$$

Burada kullanılan $\mathcal{F}_j(y_0)$ integral ailesi $F_j(y_0)$ 'a aşağıdaki denklemle bağlıdır.

$$F_j(y_0) = \Gamma(j+1) \mathcal{F}_j(y_0) \quad (3.11)$$

$\mathcal{F}_j(y_0)$ integral ailesinin kullanışlı bir tarafı y_0 büyük ve negatif olduğunda, bunların hepsi asimtotik olarak e^{y_0} 'a yaklaşmalarıdır. $\mathcal{F}_{1/2}(y_0)$ özel halinde, $y_0 < -2$ şartı sağlandığı sürece asimtotik form % 5 den daha az bir hata ile kullanılabilir. Böylece;

$$n_{\nu} N_i e^{\left(\frac{E_F - E_i}{kT} \right)} \quad \text{eğer } \left(\frac{n}{N_i} \right) < 0.15 \text{ ise} \quad (3.12)$$

$$E_F \approx E_i - kT \ln \left(\frac{N_i}{n} \right)$$

İletkenlik elektronlarının dejenere olmadığı yarı-iletken durumlarının tartışılmasında denklem (3.12) ile ifade edilen Fermi seviyesi ile elektron yoğunluğu arasındaki bağıntı son derece önemlidir.

Denklem (3.10) da görülen ve (3.12) de kullanılan N_i , iletkenlik bandındaki etkin seviye yoğunluğudur. Bu terimin kullanılmasının nedeni, dejenere olmayan dağılım için n , N_i nin $E=E_i$ enerjisi için Boltzmann dağılım faktörü ile çarpımından meydana gelmesidir. Böylece toplam elektron yoğunluğu (ki gerçekte Şekil 3.2 de görüldüğü gibi bir kaç kT enerji aralığına dağılmıştır) E_i enerjisinde N_i sayıda seviyelerden meydana gelmiş bir banddaki elektron yoğunluğu ile aynıdır. Nümerik terimler cinsinden:

$$N_i = 4.83 \times 10^{15} \left(\frac{m_i}{m} \right)^{3/2} T^{3/2} \text{ cm}^{-3} \quad (3.13)$$

olup T , kelvin sıcaklığı cinsinden ifade edilmiştir.

SERBEST DELİK İSTATİSTİĞİ

Her hangi bir dış etkiyle kristalin valans bandından iletkenlik bandına geçen elektronların geride bıraktıkları boşluklar hakkında da bilgi edinilmesinde yarar vardır. Üst kısmı m_{ν} etkin kütlesiyle karakterize edilen ve hemen hemen dolu olan bir valans bandı için T sıcaklığındaki delik yoğunluğu aşağıda verildiği gibi olacaktır:

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} g(E) [1-f(E)] dE \quad (3.14)$$

$$p = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_{\nu}kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_V/kT} \frac{[(E_V-E)/kT]^{1/2} d(E/kT)}{1 + e^{\frac{(E_F-E)}{kT}}} \quad (3.15)$$

p yi yazmamız için iki seçenek var,

$$p = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_{\nu}kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} F_{1/2} \left(\frac{E_V - E_F}{kT} \right) \quad (3.16)$$

veya

$$p = N_V F_{1/2} \left(\frac{E_V - E_F}{kT} \right) \quad (3.17)$$

burada $N_V = 2 \left(\frac{m_V kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}$ valans bandı için etkin seviye yoğunluğu olup, iletkenlik bandındaki N_i ye benzerdir. Denklem (3.15) ve (3.17) nin asimtotik şekilleri aşağıda yazıldığı formlardadır.

$$p \approx \frac{1}{3\pi^2} \left[\frac{2m_V(E_V - E_F)}{\hbar^2} \right]^{3/2} \text{ dejenere durum} \quad (3.18)$$

$$p \approx N_V e^{-\frac{E_V - E_F}{kT}}, \text{ dejenere olmayan durum}$$

iletkenlik bandının alt kısmındaki elektronlar için olan ifadelerle tam bir uyum vardır.

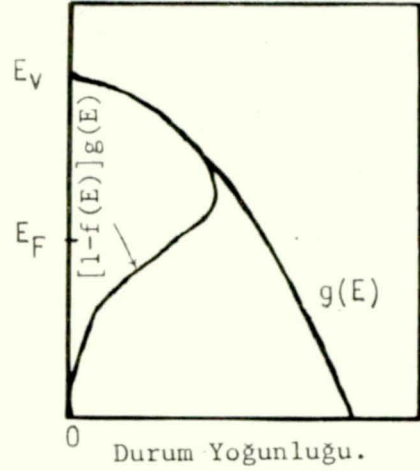
Şekil 3.3 Valans bandının üst kısmındaki serbest deliklerin oluştuğu boşluk. Madem ki E enerjili bir seviyenin dolma ihtimali

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}} \text{ dir, öy-}$$

leyse bir boş seviyenin meydana gelme ihtimali de $[1 - f(E)]$ dir. Yani,

$$\frac{1}{1 + e^{\frac{E_F - E}{kT}}} \text{ dir. Şekil-}$$

Elektron enerjisi +
Boşluk (enerjisi) +



de de görülen durumda, toplam serbest delik yoğunluğu, dejenere bir durum yaratacak kadar büyüktür. Deliklerin istatistiğinden, Fermi seviyesinin, valans bandının üst kenarından daha alçakta olduğu anlaşılıyor.

Delik istatistiğinin, elektron istatistiğine tamamen benzer oluşu büyük bir kolaylıktır. Aralarındaki temel fark, elektron enerjisindeki bir azalma, delik enerjisinde bir artmaya karşılık gelir. Olayların bu şekilde meydana gelişi $f(E)$ nin % 50 oranındaki seviyelerin doluluğu etrafında simetrik oluşundandır. Bundan dolayı aşağı bakan enerji için $[1 - f(E)]$ nin

davranışı yukarı bakan enerji halindeki $f(E)$ nin davranışının aynısıdır.

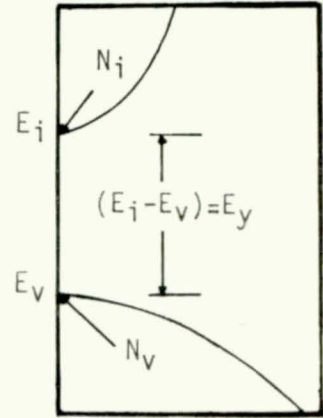
Bir boşluğun (veya bir parçacığın yokluğu) bir parçacık gibi işlem görmesini anlamakta güçlük çekilebilir. Bu konu bilhassa Shockley tarafından kuantum mekaniği açısından oldukça iyi işlenmiştir (4). Shockley, katıdaki iletimde bir tek parçacık modelinin bazı geçerliliğe sahip olduğunu ve bir dolu banddaki bir tek deliğin veya dalga paketinin boş banddaki bir tek elektronun dalga paketi ile aynı özelliklere sahip olduğu sonucuna varmıştır.

ASAL ELEKTRON-DELİK ÇİFTİ YOĞUNLUĞU

İhmal edilebilir sayıda kusur yoğunluğu olan bir yarı-iletken için yukarıda elde edilen denklemleri kullanarak asal elektron-delik çifti yoğunluğu, n_0 'i belirleyebiliriz. Şekil 3.4 de görülen asal yarı-iletkenin iki bandındaki m_j ve m_v kütleleri farklıdır. Çünkü etkin kütlelerin değişimi aşağıdaki gibidir.

$$m^* = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2E}{dk^2}$$

Şekil 3.4 iletkenlik bandı kütlesi m_j ' nin valans bandı kütlesi m_v den oldukça küçük olduğu bir asal yarı-iletken. Bu fark N_v/N_j nin $3/2$ kuvvetiyle ortaya çıkmaktadır.



İki banddaki kütlelerin farklı olmasından dolayı aynı bandlar için etkin seviye yoğunluğu olarak tanımladığımız N_i ve N_v de birbirinden farklıdır. Bir yarı-iletkenin asal bir özellik göstermesi durumunda n ve p elektron ve boşluk yoğunlukları birbirine eşittir. Bu durumda Fermi seviyesi ψ ile gösterilebilir.

Asal bölge genişliği E_y , kT ye göre büyük ise n_0 asal taşıyıcı yoğunluğu N_i veya N_v etkin seviye yoğunlukları ile karşılaştırıldığında küçüktür. Böylece denklem (3.10) ve denklem (3.17) den faydalanarak yazılan

$$n_0 = N_j \mathcal{F}_{1/2} \left(\frac{\psi - E_j}{kT} \right) = N_v \mathcal{F}_{1/2} \left(\frac{E_v - \psi}{kT} \right) \quad (3.19)$$

nötürlük şartı her Fermi integrali için dejenere olmayan limit cinsinden ifade edilebilir:

$$n_0 = N_i e^{\frac{(\psi - E_i)}{kT}} = N_v e^{\frac{(E_v - \psi)}{kT}} \quad (3.20)$$

Denklem (3.20) deki iki eşitlik, dejenere olmayan asal yarı-iletken için n_0 ve ψ nin sıcaklığın fonksiyonu olarak ifade edilmesine izin verir. Temsilyıcı çift yoğunluğu aşağıdaki şekildedir:

$$n_0 = (N_i N_v)^{1/2} e^{-\frac{E_y}{2kT}} \quad ; \quad n_0 \ll N_i, N_v \quad (3.21)$$

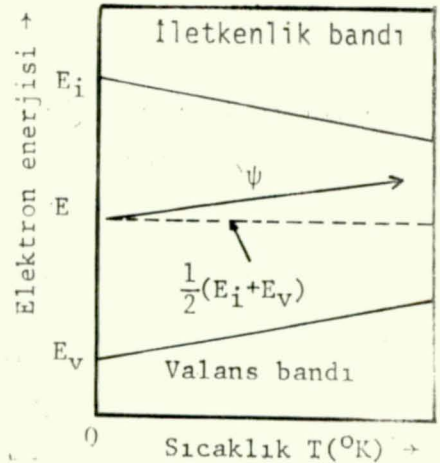
Burada E_y , $E_y = E_i - E_v$ olmak üzere yasak bölgenin genişliğidir.

Fermi seviyesi için şunlar yazılabilir:

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{1}{2} (E_i + E_v) + \frac{1}{2} kT \ln(N_v/N_i) \\ \text{veya} \quad \psi &= \frac{1}{2} (E_i + E_v) + \frac{3}{4} kT \ln(m_v/m_i) \end{aligned} \quad n_0 \ll N_i, N_v \quad (3.22)$$

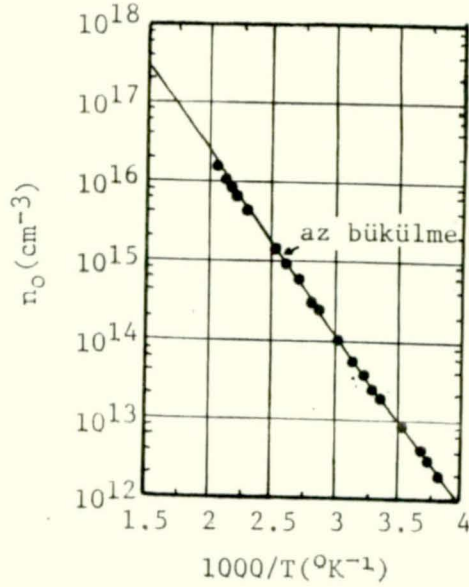
Böylece mutlak sıfır hariç (n_0 belirlenemeyecek kadar küçüktür) m_i ve m_v birbirinin aynı olmadığı müddetçe ψ asal Fermi seviyesi asal yasak bölgenin merkezinden kaymıştır. Asal Fermi seviyesi Şekil 3.5 deki gibi bir değişim gösterir.

Şekil 3.5. $m_i < m_v$ olan bir asal yarı-iletkende, yasak bölgenin orta noktasına göre asal Fermi seviyesinin artan sıcaklıkla yükselmesi, iki banddaki seviye yoğunluklarının farkı, sadece ψ orta noktadan yukarı doğru yükseldiği zaman serbest elektron ve delik yoğunluklarının eşit olmasına izin verecektir. Şekilde belirtilmeye çalışılan yarı-iletkenin, ısıtıldıkça asal yasak bölgesi küçülmektedir. Böylece Fermi seviyesi alçak kütle bandına doğru yaklaşır.



(3.21) denklemindeki üstel terim, hemen hemen n_0 in sıcaklığa bağımlılığını belirtir. Şekil 3.6 da olduğu gibi n_0 in $1/T$ ye göre yarı-logaritmik grafiğinin ortalama eğimi, $-\frac{E_y}{2k}$ nın değerini birinci dereceden bir yaklaşımla verir. Fakat hafif bir bükülme göze çarpmaktadır (5).

Şekil 3.6. Germanyumda asal konsantrasyonun $1/T$ ye göre değişimi. [Morin and Maita (5)]



BİR YARI-İLETKENDE ELEKTRONİK TAŞINMA

Bir yarı-iletken katının özelliklerini ortaya çıkarmak için en çok yapılan deneyler elektriksel iletkenlik ölçümleridir. Bu ölçümler hareketli yük taşıyıcılarının sayısına (elektronlar, delikler veya her ikisine), yük taşıyıcıların termal hız dağılımlarına ve dışardan uygulanan bir elektrik alanının, onların denge dağılımında meydana getireceği değişmeye bağlıdır.

Bir metale uygulanan herhangi bir elektrik alanının, metalin yük taşıyıcılarının denge dağılımında bir kayma meydana getireceğini kabul etmek mümkündür. Bu kayma miktarı, yük taşıyıcılarının denge durumundan itibaren küçük bir tedirginliğe karşılık gelir. Aynı kabullenme, normal büyüklükte bir alanın etkisi altında bulunan bir yarı-iletkendeki iletkenliği düşünürken de yapılır. Yarı-iletkende bir yasak enerji aralığının olması, metale nazaran daha büyük bir alanın uygulanmasını gerektirir. Böylece bir yarı-iletken kristalindeki yük taşıyıcılarının hız dağılımında köklü bir değişiklik yapabilecek büyüklükte bir alan uygulanmalıdır. Böylece oluşan iletkenliğin sıcak taşıyıcılar tarafından kontrol edildiği söylenir.

Bir n-tipi yarı-iletkendeki taşınmadan ileri gelen iletkenliği dikkate alalım. Denge durumunda bu yarı-iletkenin birim hacminde n tane

hareketli elektronun olduğunu kabul edelim. Burada iletkenlik aşağıda olduğu şekilde yazılabilir:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau_m}{m_i} = \frac{ne^2\bar{\lambda}}{m_i\bar{v}} = ne\mu_n \quad (3.23)$$

Burada τ_m çarpışmalar arasındaki ortalama ömürdür. Bu da elektronik dağılım üzerinden alınan uygun bir ortalama ile bulunur. $\bar{\lambda} = \bar{v}\tau_m$, elektron dağılımı için ortalama serbest yoldur. Buradaki \bar{v} ise böyle bir elektron dağılımında termal ve sıfır nokta hareketinin ortalama hızıdır. Bu ifadeleri kullanarak, iletkenlik elektronlarının mobilitesi şu şekilde yazılabilir:

$$\mu_n = \frac{e\tau_m}{m_i} = \frac{e\bar{\lambda}}{m_i\bar{v}} \quad (3.24)$$

Bu μ_n mobilitesi, bir yarı-iletkendeki elektron gazının taşınma özellikleri için çok iyi bir şekilde ifade eden bir büyüklüktür. Yarı-iletkenlerde olan çalışmaların çoğunda mobilitenin birimi $\text{cm}^2/\text{V.sn}$ cinsinden ifade edilir.

Benzer şekilde p-tipi yarı-iletkenin de taşınma özellikleri tek bir büyüklük olan μ_p delik mobilitesiyle tanımlanabilir:

$$\mu_p = \frac{e\tau_m}{m_v} = \frac{e\bar{\lambda}}{m_v\bar{v}} \quad (3.25)$$

Bir asal yarı-iletkende elektriksel iletkenlik iki bandın farklı iletkenliklerinin toplamıdır.

$$\sigma_0 = en_0(\mu_n + \mu_p) \quad (3.26)$$

Tamamen asal yarı-iletken olmayan bir numune için,

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (3.27)$$

olup burada n ve p birbirine $np = n_0^2$ bağıntısıyla bağlıdır. Bunların farkı, iyonlaşmış donör ve akseptörler arası farktır.

Birim elektrik alanı başına sürüklenme hızı olarak tanımlanan mobilitenin sıcaklığa bağlılığı şunlarla mümkündür:

1. Elektron gazının dejenere olup olmadığına,
2. Yarı-iletkenin en alçak iletkenlik band seviyeleri için enerji ile dalga vektörü arasındaki özel ilişkiye, yani kütle tensörü gerçekten anizotropik ise bunun yerine ortalama etkin kütle kullanmakla yetinilir,

3. Saçılmaya etken olan süreçlere bağlıdır.

Bunlar ise, büyük bir olasılıkla akustik ve optik fononlar, nötr ve iyonlaşmış kusurlar ve dislokasyonlar şeklinde sıralanabilirler. İki veya daha fazla saçılma süreçleri birbirlerine yakın büyüklüklerde oldukları zaman, mobilite ve buradan da iletkenlik, elektron enerjisinin bir fonksiyonu olarak ve elektron hızına göre alınacak bir ortalama sonra belirlenir. Eğer kristalin içinde yük taşıyıcılarının saçılmasına etki eden sebepler farklı kaynaklardan ileri geliyorsa, bu saçılmaların neden olduğu ortalama ömürler de farklı olacaktır. Böylece τ_m 'yi aşağıda olduğu şekilde de yazmak mümkün olacaktır:

$$\tau_m = \left[\left(\frac{1}{\tau_a} \right) + \left(\frac{1}{\tau_b} \right) + \left(\frac{1}{\tau_c} \right) + \dots \right]^{-1} \quad (3.28)$$

Ortalama ömrün bu şekilde açık olarak yazılması, onun doğru olarak belirlenmesi içindir. Uygulamada her bir saçılma sürecinin ayrı ayrı düşünülmesi büyük bir hataya götürmez. Hız üzerinden ortalaması alınmış, ortalama serbest yollar cinsinden de

$$\bar{\lambda} = \left[\left(\frac{1}{\lambda_a} \right) + \left(\frac{1}{\lambda_b} \right) + \left(\frac{1}{\lambda_c} \right) + \dots \right]^{-1} \quad (3.29)$$

dir. Bu (3.28) ve (3.29) denklemlerinden yararlanarak mobilite şu şekilde yazılabilir:

$$\mu_n = \left[\left(\frac{1}{\mu_a} \right) + \left(\frac{1}{\mu_b} \right) + \left(\frac{1}{\mu_c} \right) + \dots \right]^{-1} \quad (3.30)$$

n çok büyük ve sıcaklık çok küçük olduğu zaman dejenere şartlar meydana gelir. Bu şartlar altında bir yarı-iletkendeki iletkenlik sürecinin, bir metaldekine benzemesi beklenebilir. Bu durum bir metal ile, dejenere yarı-iletken arasındaki benzerliği biraz daha genişletir.

HALL OLAYI

Bir yarı-iletkenin iletkenlik bandındaki elektronlarının veya valans bandındaki boşluklarının, elektrik alan, magnetik alan ve bazı saçılma mekanizmalarının etkileri altında oldukları kabul edilirse, böyle bir durumda herhangi bir banddaki yük taşıyıcıları üzerine aşağıdaki şekilde bir Lorentz kuvveti etkiyecektir:

$$\vec{F} = \pm eE \pm \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.31)$$

Burada - ve + elektron ve deliklere, \vec{E} ve \vec{B} elektrik ve magnetik alana, \vec{v} ve c de yük taşıyıcıları ve ışık hızına karşılık gelmektedir.

Bir yarı-iletkendeki elektronlar için magnetik alan altındaki iletkenlik aşağıda yazılan denklemle gösterilebilir.

$$\sigma_B = \frac{\sigma}{1 + (\sigma R_H)^2 \frac{|\vec{J} \times \vec{B}|^2}{|\vec{J}|^2}} \quad (3.32)$$

Böyle bir yarı-iletkende \vec{B} ve \vec{J} birbirlerine dik olunca maksimum magnetorezistans gösterecektir. \vec{B} ve \vec{J} paralel olunca magnetorezistans kaybolacaktır. Fakat uygulamada işler bu kadar basit değildir. Pekçok yarı-iletken için \vec{B} ve \vec{J} paralel olduğunda bile oldukça büyük bir magnetorezistansa rastlanır. Bu durumu etkin kütle ile saçılma mekanizmasındaki anizotropiden ileri gelmektedir.

Bir yarı-iletkeninde, yük taşınmasında elektron ve deliklerin birlikte bulunmaları Hall olayını iletkenlikten daha karmaşık hale getirir. Çünkü Lorentz kuvveti elektron ve delik yığılımını aynı yöne doğru yer değiştirir. Şöyleki, eğer elektrik alanı elektronların soldan sağa doğru sürüklenmelerine sebep olursa ve magnetik alan saat ibreleri yönünde bir saptırmayı teşvik ederse, elektrik alanı altında delikler sağdan sola doğru sürüklenmelidir ve magnetik alan tarafından da saat ibrelerinin tersi yönünde saptırılacaklardır. Böylece elektron ve delikler Hall olayı için yaptıkları katkılar birbirlerini yok etmeye başlar ve Hall sabiti en genel anlamında aşağıda olduğu şekilde yazılır.

$$R_H = \frac{r}{ec} \cdot \frac{(\rho\mu_p^2 - n\mu_n^2)}{(\rho\mu_p + n\mu_n)^2} \quad (3.33)$$

Burada μ_p ve μ_n delik ve elektron mobilitesi, r ise Hall faktörü olarak bilinir. Bunun değeri çeşitli saçılma süreçlerine göre 0.9 ile 2.0 arasında değişmektedir.

Düşük sıcaklıklarda p-tipi malzemelerin pozitif bir Hall katsayısına sahip olacakları, fakat $n\mu_n^2 = \rho\mu_p^2$ yi veren sıcaklığın üstünde ise negatif bir katsayısının elde edileceği görülmektedir.

IV. B Ö L Ü M

DENEYSEL ÇALIŞMA

a. Numunenin Hazırlanması

Deneyde kullanılan polikristal germanyum numunesi İngiltere'de Durham Üniversitesi'nin katı hal fiziği araştırma laboratuvarından temin edilmiştir.

Numune yüksek hızla dönebilen elmas uçlu dairesel kesiciyle $13 \times 7.2 \times 1 \text{ mm}^3$ boyutlarında dikdörtgen prizması şeklinde kesilmiştir. Kesme işlemi sırasında ısınmayı önlemek için soğutucu olarak sıvı parafın kullanılmıştır.

Numunenin boyutları 0.1 mm duyarlılığına sahip hareketli bir mikroskopla ölçülmüştür.

Elektriksel bağlantı için 0.5 mm çaplı bakır teller kullanılmıştır. Bu bakır teller, normal lehim (Sn-Pb alaşımı) ve punta kaynak vasıtasıyla germanyum numunesinin düz yüzeyine ohmik temas oluşturacak şekilde yerleştirilememiştir. Bunun üzerine, % 25 indium yoğunluğunda Sn-In alaşımı imâl edilmiş ve lehim olarak kullanılmıştır (6). Lehimleme işleminin sağlıklı olabilmesi için, temas ettirilecek yüzeyler ZnCl_2 (çinko-klorür) tuzuyla temizlenmiştir. Bakır tellerin numuneye bağlantı biçimleri Şekil 4.1 de gösterilmiştir.

Hall probleminin aynı zamanda lehimlenmesi güç olduğundan, magnetik alanın olmadığı zaman Hall voltajının sıfırlanması için Şekil 4.1 de görüldüğü gibi 500 ohm'luk bir potansiyometre kullanılmıştır. Böylece A ve C noktaları magnetik alan olmadığı zaman aynı potansiyelde tutulabilmektedir.

Oda sıcaklığı ve daha yüksek sıcaklıklarda bakır teller ile yarıiletken numune arasındaki temasın ohmik karakterde olduğu Şekil 4.2 de görülmektedir. Şekil 4.3 den de anlaşılacağı üzere -450°C da metal yarıiletken temasın ohmik karakterden saptığı gözlenmiştir.

b. Numune Tutucusu

0.2x1.5x45 cm³ boyutlarında pertinaks'tan yapılmış bir dikdörtgen levhanın ucuna germanyum numunesi Şekil 4.4 de görüldüğü konumda yerleştirilmiştir. Elektriksel bağlantı tellerinin birbirine dokunmaması ve mekaniksel titreşimlerin engellenmesi için, üzerinde kanallar bulunan tamponlar kullanılmıştır. Ölçüm telleri, diğer uçtan özel pimler kullanarak dışarı çıkarılmıştır ve elektronik ölçüm aletlerinin bulunduğu masaya kadar uzatılmışlardır.

Numunenin sıcaklığını ölçmek için kullanılan bakır-constantan termocift, numunenin geniş yüzeyi üzerine arada ince bir mika tabakası olacak şekilde 404 le yapıştırılmıştır. Referans sıcaklığı olarak 0 °C alınmış olup, bu sıcaklık "OMEGA ING. INC." firmasının imâl ettiği bir aygıtla elde edilmiştir.

c. Değişik Sıcaklıkların Elde Edilmesi

Numune tutucusu Şekil 4.5 de görülen pirinç ve camdan yapılmış bir düzeneğin içine yerleştirilmiştir. -70 °C kadar olan alçak sıcaklıklar CO₂ buzu kullanılarak elde edilmiştir. -70 °C ile oda sıcaklığı arasındaki sıcaklıklar ise, CO₂ buzunun süblümleşmesinden sonra elde edilmiştir.

Oda sıcaklığından 95 °C a kadar olan sıcaklıklar ise, numune tutucusunun etrafında ısıtılan su yardımıyla elde edilmiştir.

Bakır-constantan termociftinin çıkışı Keithley 171 Dijital Multimetre ile ölçülmüştür. Bu aygıt ile 10 µV luk potansiyel fark değişimlerini izlemek mümkündür. Bu termociftin termoelektrik gücü -200 °C da 15 µV/°C dan 350 °C da 60 µV/°C a kadar değişir (7). Deneyde ölçülen sıcaklıkların ± 0.5 °C olduğu tahmin edilmiştir.

d. Elektriksel Ölçüm Sistemi

Şekil 4.1 de görüldüğü gibi, numune boyunca meydana gelen potansiyel düşmesini ölçmek için, akım tellerinden faydalanılmıştır. Numunenin

boyutlarının küçük olması, potansiyel problemlerinin yerleştirilmesini engellemiştir.

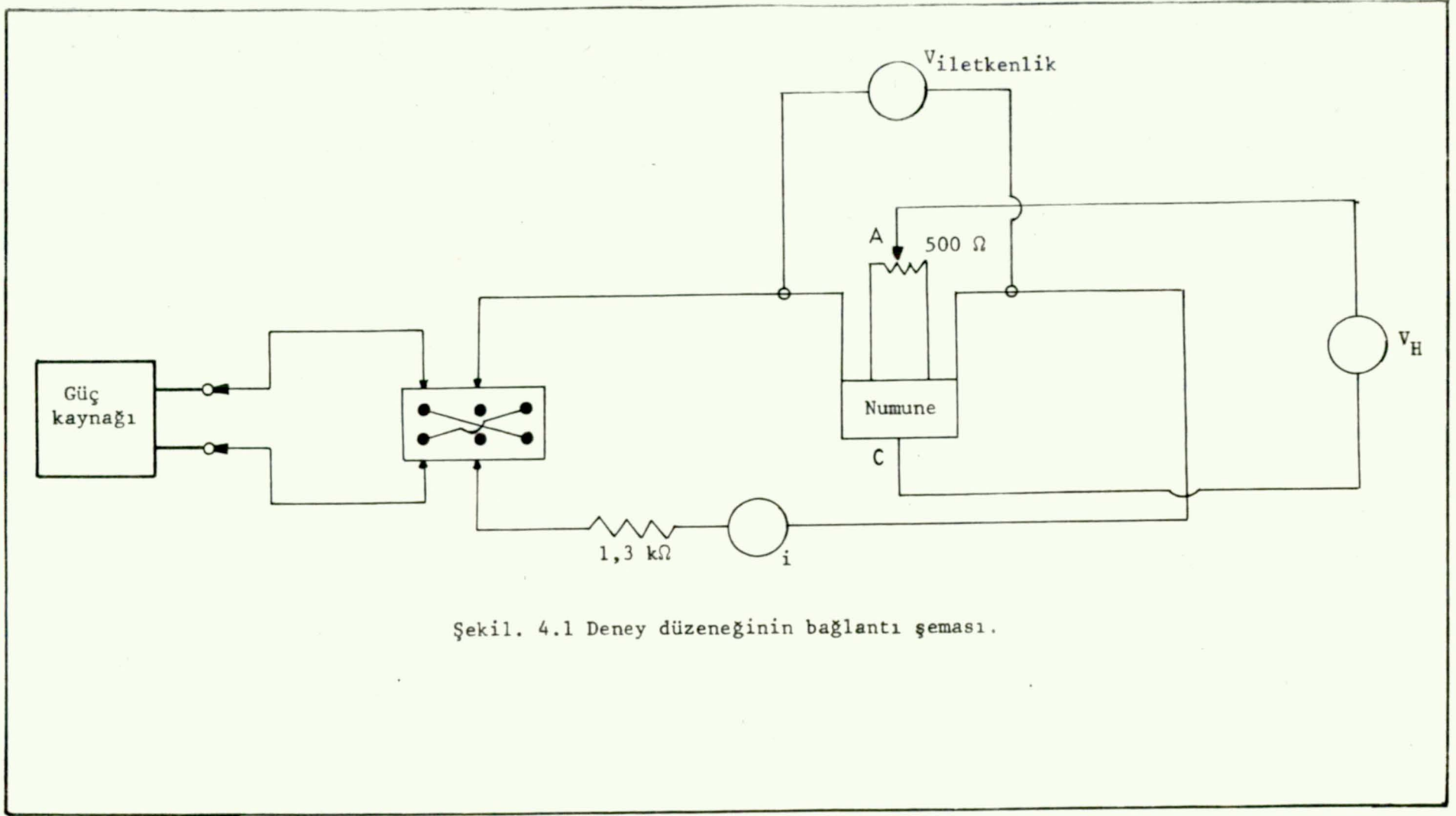
Numuneden geçen akım, numune boyunca meydana gelen potansiyel farkı ve Hall voltajı için birer multimetre kullanılmıştır. Otalsan OMI multimetrelerinin doğruluğu % 1 dir.

Ölçümler doğru akımla yapıldığı için, numuneye bağlanan tellerde oluşabilecek termal elektromotor kuvvet, akımın yönünü değiştirerek ve iki akım yönü için bulunan değerlerin ortalaması alınarak yok edilmiştir.

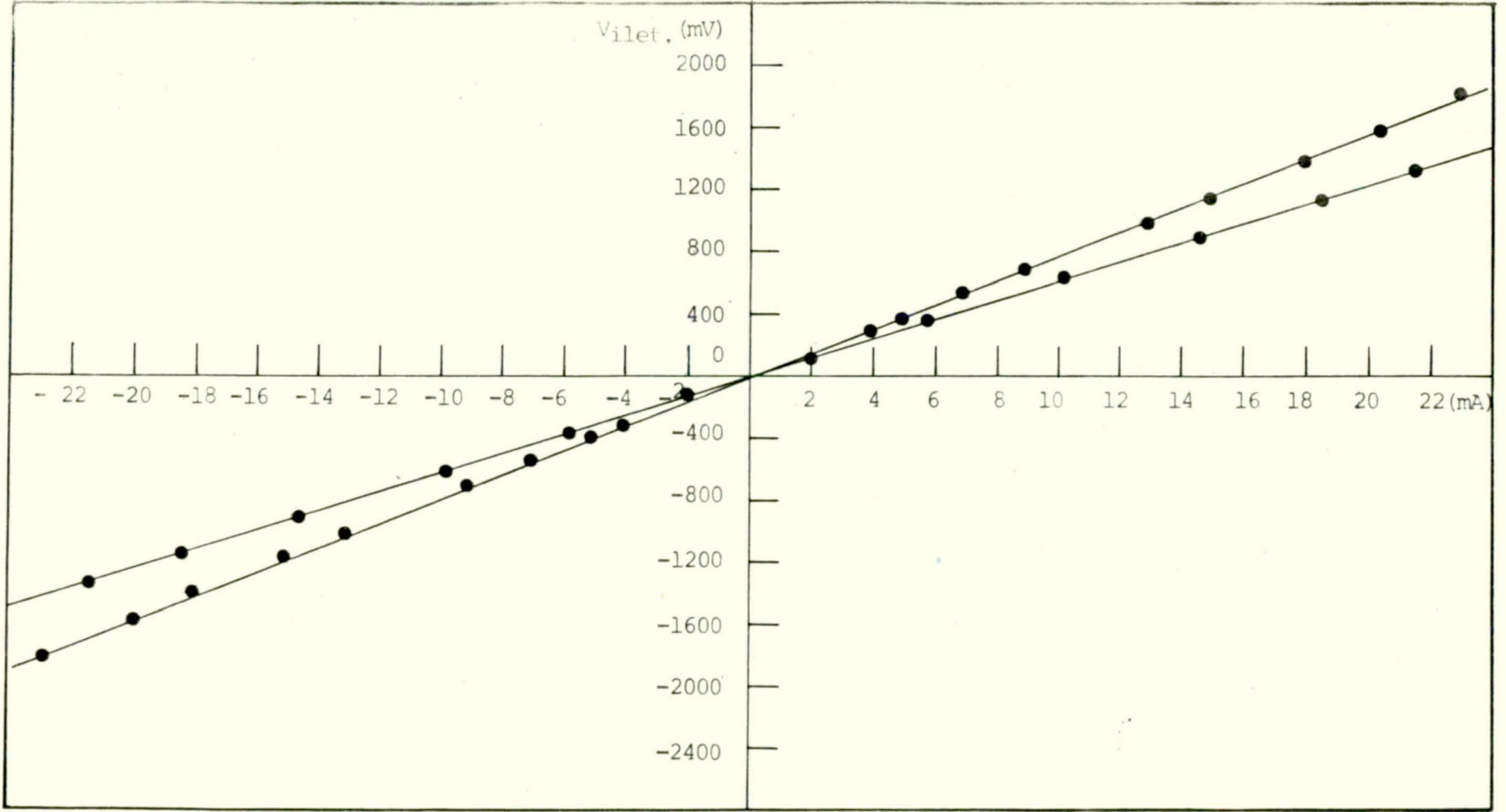
e. Magnetik Alanın Elde Edilmesi

Deneyde kullanılan magnetik alan, "Walker Scientific Inc." in imal ettiği HV7WI-A modelindeki bir elektromıknatısla elde edilmiştir. Maksimum 50 amper akım sağlayacak bir güç kaynağı kullanılmıştır. Mıknatıs ve güç kaynağının soğutulması için, 12 litre/dakika'lık su debisi kullanılmıştır.

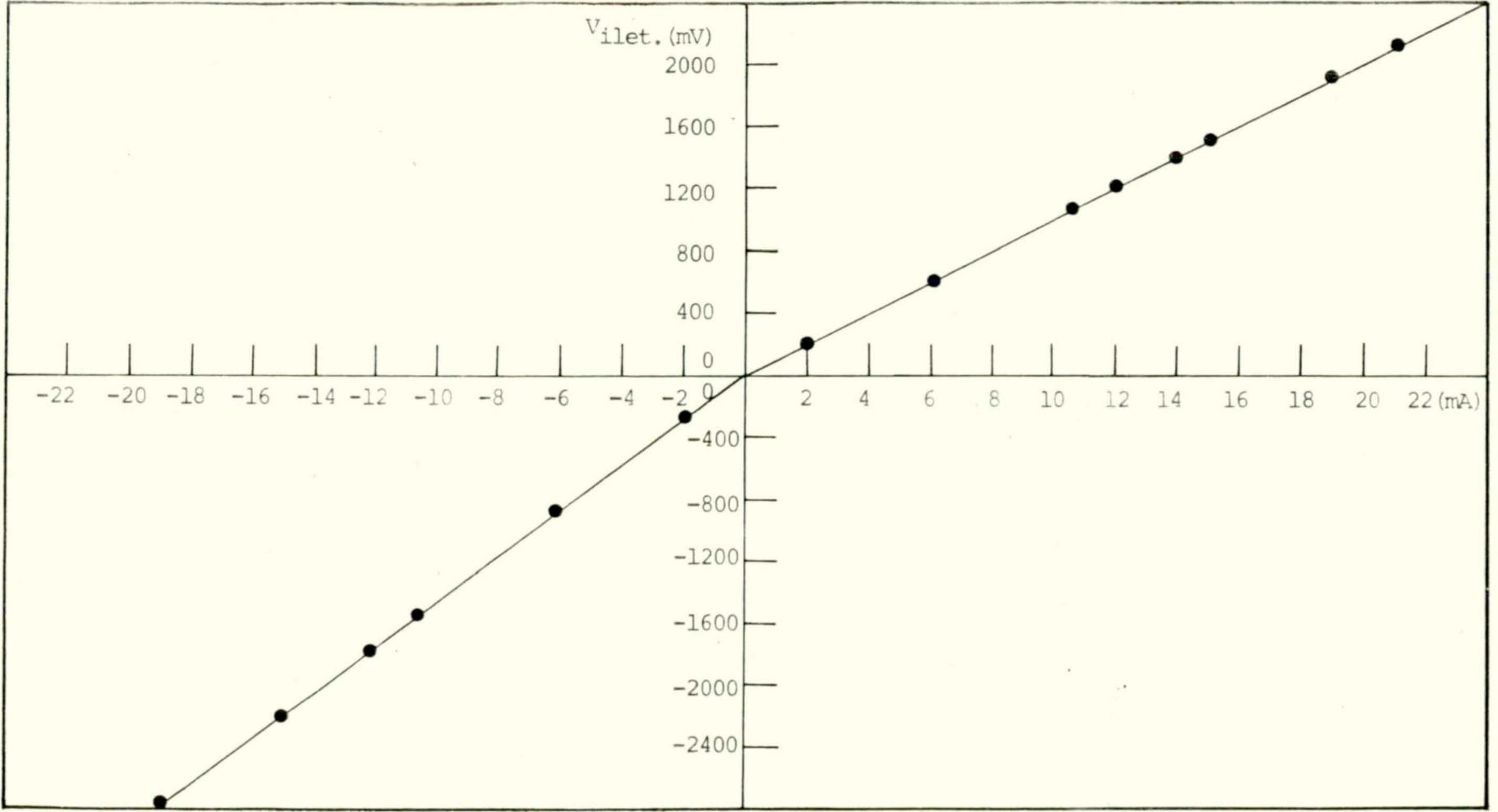
Magnetik alanın büyüklüğü, yine aynı firmanın ürettiği MG-2A modelindeki bir Gaussmetre ile ölçüldü. Hava aralığının 10 cm olduğu bir anda, Magnetik alanın mıknatıs akımına göre değişimi izlendi ve bu kalibrasyon eğrisi Şekil 4.6 da gösterilmiştir.



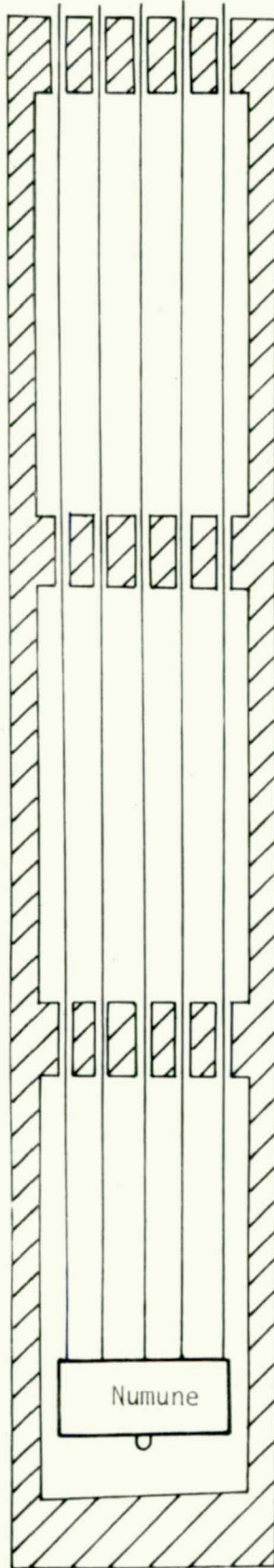
Şekil. 4.1 Deney düzeneğinin bağlantı şeması.



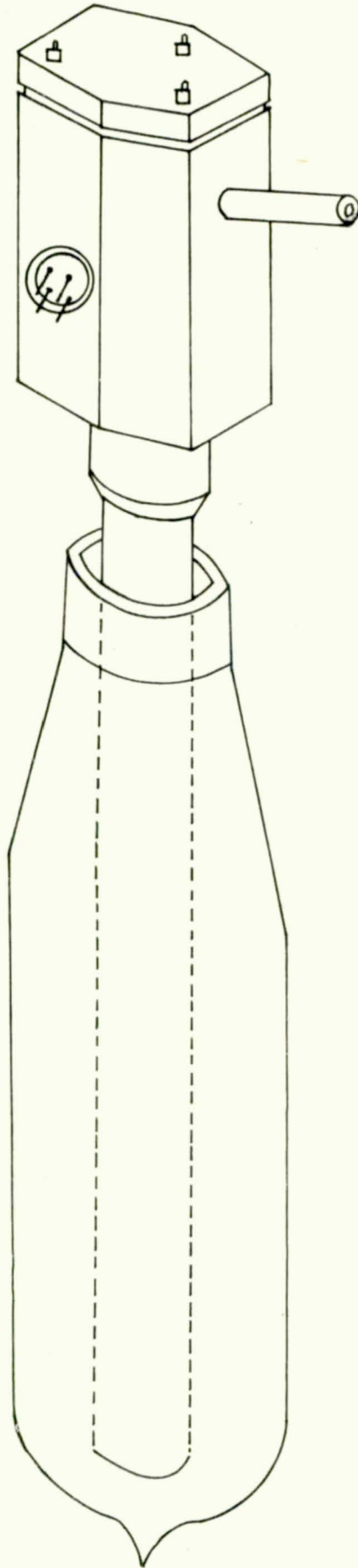
Şekil 4.2. 20 °C ve 80 °C da metal-yarı-iletken temasın ohmik karakterde oluşu.



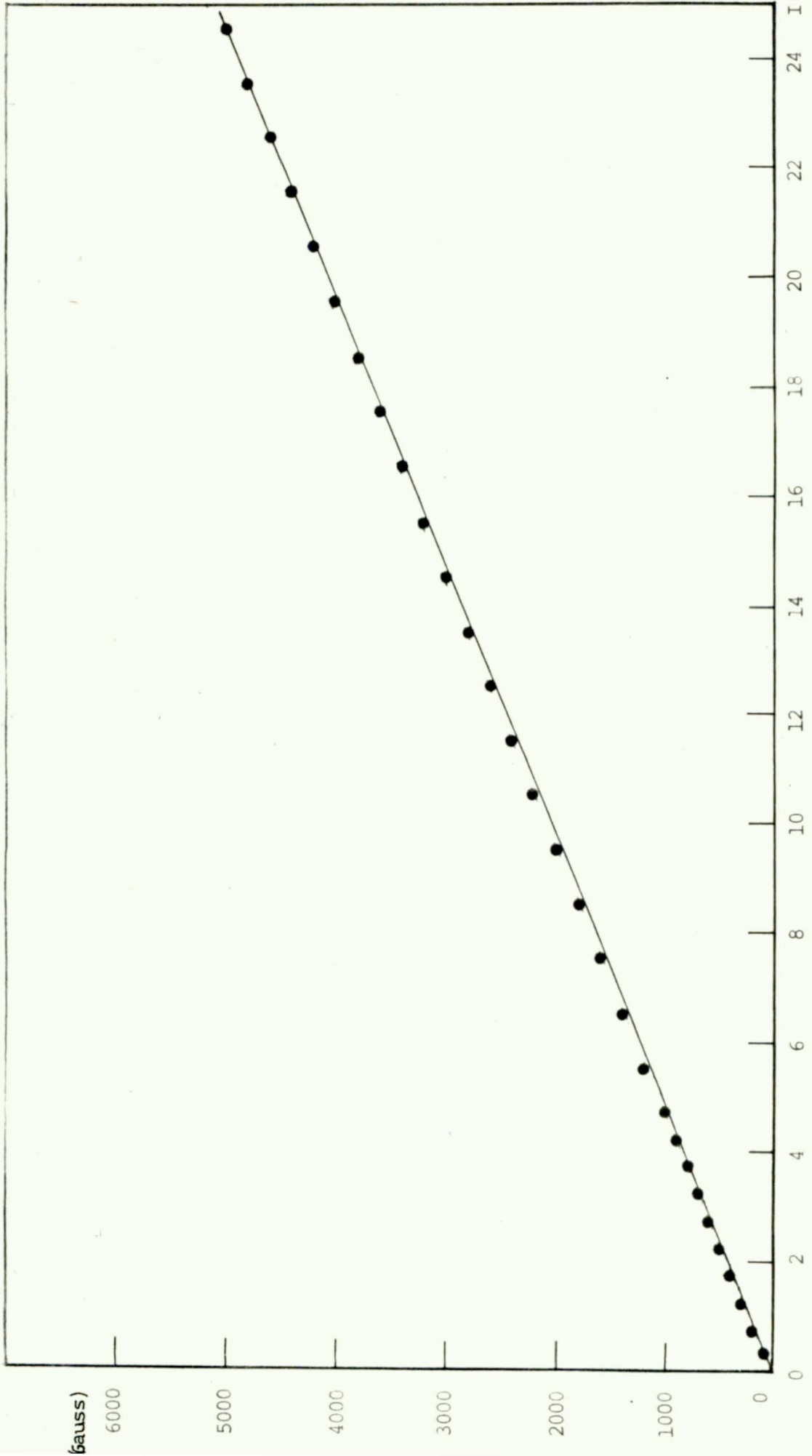
Şekil 4.3. -45 °C de metal yarı-iletken temasın ohmik karakterden sapması.



Şekil 4.4. Numune tutucusu.



Şekil 4.5. Kryostat



Şekil 4.6. Miknatısın Kalibrasyon Eğrisi

V. BÖLÜM

DENEYSEL SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Başlangıçta ölçüm yapılacak numunenin hangi tip germanyum olduğu bilinmiyordu. İçindeki katkı maddelerinin cinsini ve miktarını spektroskopik yönden öğrenmek jeoloji bölümünün imkanlarıyla mümkün olmamıştır.

Numuneden geçen akım ile magnetik alanın yönleri ve ölçülen Hall voltajının işareti dikkate alınarak numunenin p-tipi germanyum olduğu anlaşılmıştır.

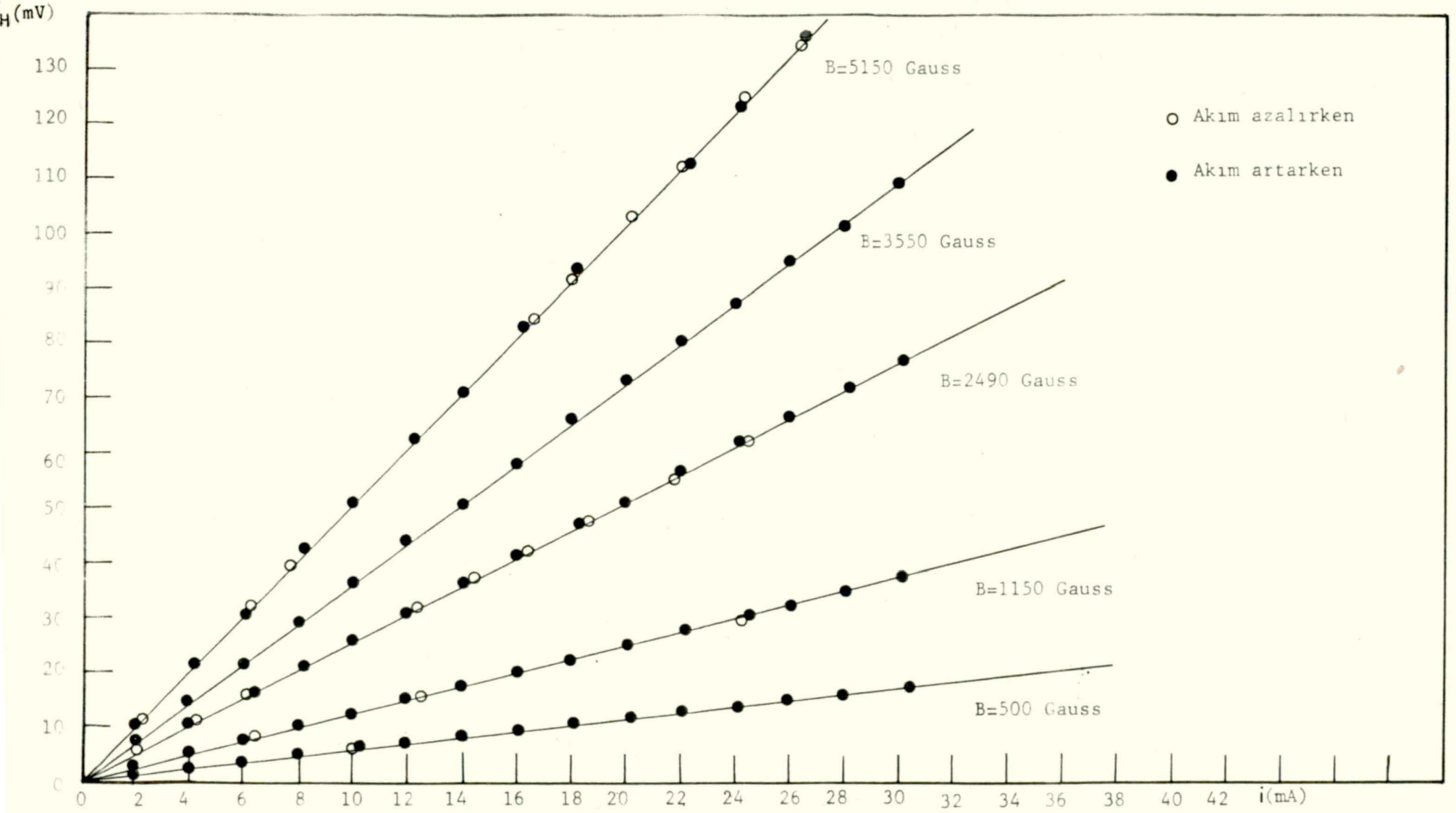
Oda sıcaklığında, Hall voltajının numuneden geçen akımla değişimi Şekil 5.1 de gösterilmiştir. Magnetik alan 500 Gauss'tan 5150 Gauss'a kadar artırılmıştır. Her magnetik alan için Hall voltajı akımla lineer olarak değişmektedir. Magnetik alan arttıkça doğruların eğimlerinden bulunan Hall katsayısı $11528 \text{ cm}^3 \cdot \text{coul}^{-1}$ den $9908 \text{ cm}^3 \cdot \text{coul}^{-1}$ a kadar azalmıştır. Hall katsayısının magnetik alanla olan değişimleri Şekil 5.2 de gösterilmiştir. Bu değişim daha önce, p-tipi germanyum için yayınlanan sonuçlarla uyusmaktadır (8).

Şekil 5.3, oda sıcaklığında Hall voltajının magnetik alanla lineer olarak değiştiğini göstermektedir. Bu ölçümlerde $\Delta V_H/V_H$ bağıl hatası % 15 bulunmuştur. Bu hatanın büyük bir kısmı numunenin kalınlığının belirlenmesinden kaynaklanmaktadır.

-77 °C (196 °K) de Hall voltajının magnetik alanla değişimi Şekil 5.4 de verilmiştir. Bu eğri Şekil 5.3 deki değişimle karşılaştırılırsa, aynı akım değerleri için eğimlerde önemli bir farkın olmadığı görülür. Böylece oda sıcaklığı ile 196 °K arasında Hall sabitinde dikkate değer bir değişimin olmadığı anlaşılmaktadır.

215 °K ve 358 °K sıcaklık bölgesinde Hall voltajının numuneden geçen akımla değişimi Şekil 5.5. de gösterilmiştir.

(200-370 °K) sıcaklık bölgesinde, germanyum numunesinin öz direncinin sıcaklığın tersi ($1/T$) ile değişimi Şekil 5.6 da çizilmiştir. Magnetik alanın 1000 Gauss olduğu bu ölçümde, numune sıcaklığının değişme yönü sonuçları etkilememiştir. Yani herhangi bir histerisis olayı gözlenmemiştir.



Şekil 5.1 . Oda sıcaklığında Hall voltajının akımla değişimi.

Şekil 5.7, p-tipi katkılı germanyumun yüksek sıcaklıklarda ve $B = 4000$ Gauss altındaki öz direnç değişimini göstermektedir. Şekil 5.6 ile kıyaslandığında magnetik alanın artması, öz direncin, sıcaklık ile değişiminde önemli bir farklılık meydana getirmemiştir. Magnetik alan yokken elde edilen öz direnç değişimi Şekil 5.6 da X işaretleriyle gösterilmiştir. Bu değişim 1000 Gauss ve 4000 Gauss'luk magnetik alan altındaki değişimlerden pek farklı değildir. Oda sıcaklığında, magnetik alanın fonksiyonu olarak σ iletkenliğinin değerleri çizelge 5.1 de verilmiştir. Magnetik alanın büyüklüğü arttıkça iletkenliğin azaldığı görülmektedir. Bu tür bir değişim, yarı-iletkenlerin magnetik alan altındaki iletkenliklerini veren denklem (3.32) ile uyumaktadır. 7500 Gauss'luk magnetik alan altında öz dirençteki artma % 5 civarında olmuştur.

B(Gauss)	$\sigma(\Omega \text{ cm})^{-1}$	$\rho(\Omega \text{ cm})$
0	0.232	4.307
1050	0.228	4.370
2150	0.228	4.370
3400	0.227	4.390
4745	0.225	4.426
5850	0.224	4.451
7500	0.221	4.513

Çizelge 5.1. Iletkenliğin magnetik alanla değişimi.

Öz dirençteki bu artmanın, yani magnetorezistansın varlığı, numunedeki akım taşıyıcılarının hızlarının dağılımı ile ilgilidir. Magnetik alan altında denge durumuna ulaşıldığında, ortalama hıza sahip olan akım taşıyıcıları için Hall alanı tümüyle Lorentz kuvvetinin etkisini dengeler. Bu akım taşıyıcılarının ortalama serbest yolları bir değişikliğe uğramadan, elektronik taşınma olayı devam eder. Ortalama hızdan büyük veya küçük hıza sahip olan akım taşıyıcıları için

bu iki kuvvet arasında bir fark oluşur. Böylece akım doğrultusunda etkin ortalama serbest yolda meydana gelen azalmalar öz direnci artıracaktır.

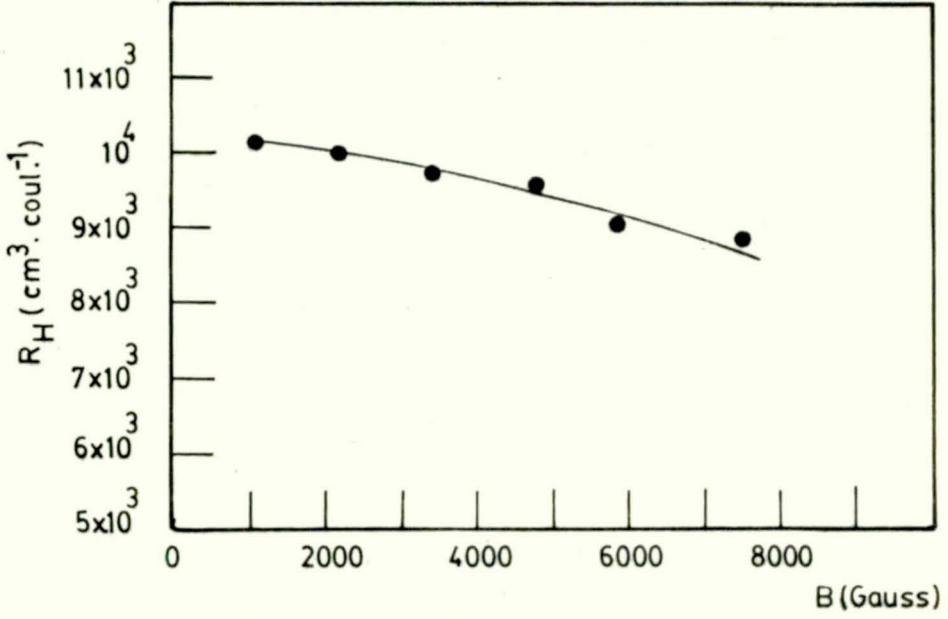
Şekil 5.6 daki asal yarı-iletkenlik bölgesi için çizilen doğrunun eğiminden, numunenin yasak enerji bölgesi genişliğinin (0.58 ± 0.15) ev olduğu bulunmuştur. Bu değer, Dunlap'ın (10) yüksek öz dirençli p-tipi germanyum için bulduğu 0.75 ev değerinden oldukça küçüktür. Şekil 5.6 da verilen düşük öz dirençli p-tipi numunenin yasak enerji bölgesi genişliğinin küçük olmasının en büyük nedeni, yeteri kadar yüksek sıcaklığa çıkılmamış olmasından ileri gelmektedir. Bu deneylerde ulaşılan en yüksek sıcaklık $370 \text{ }^{\circ}\text{K}$ olmuştur. Asal yarı-iletkenlik bölgesi için, tüm deneysel değerlerin elde edilmemiş olması, çizilen doğrunun eğiminde büyük belirsizlikler meydana getirmiştir.

Şekil 5.6 öz direncin $370 \text{ }^{\circ}\text{K}$ den itibaren sıcaklık azaldıkça lineer olarak artmakta olduğunu fakat $323 \text{ }^{\circ}\text{K}$ civarında bir maksimumdan geçerek $278 \text{ }^{\circ}\text{K}$ e kadar azaldığını göstermektedir. Sıcaklık daha da düşürüldükçe öz dirençte sürekli bir artma gözlenmiştir. Bu tür bir öz direnç değişimi W.W. Tyler ve arkadaşlarının (11) nikel dopingli p-tipi germanyum kristali için buldukları öz direnç değişimine büyük ölçüde benzemektedir. Asal yarı-iletken bölgenin açıklıkla görülebilmesi için Hunter'in (9) n ve p-tipi germanyum için verdiği sonuçlar Şekil 5.8 de gösterilmiştir.

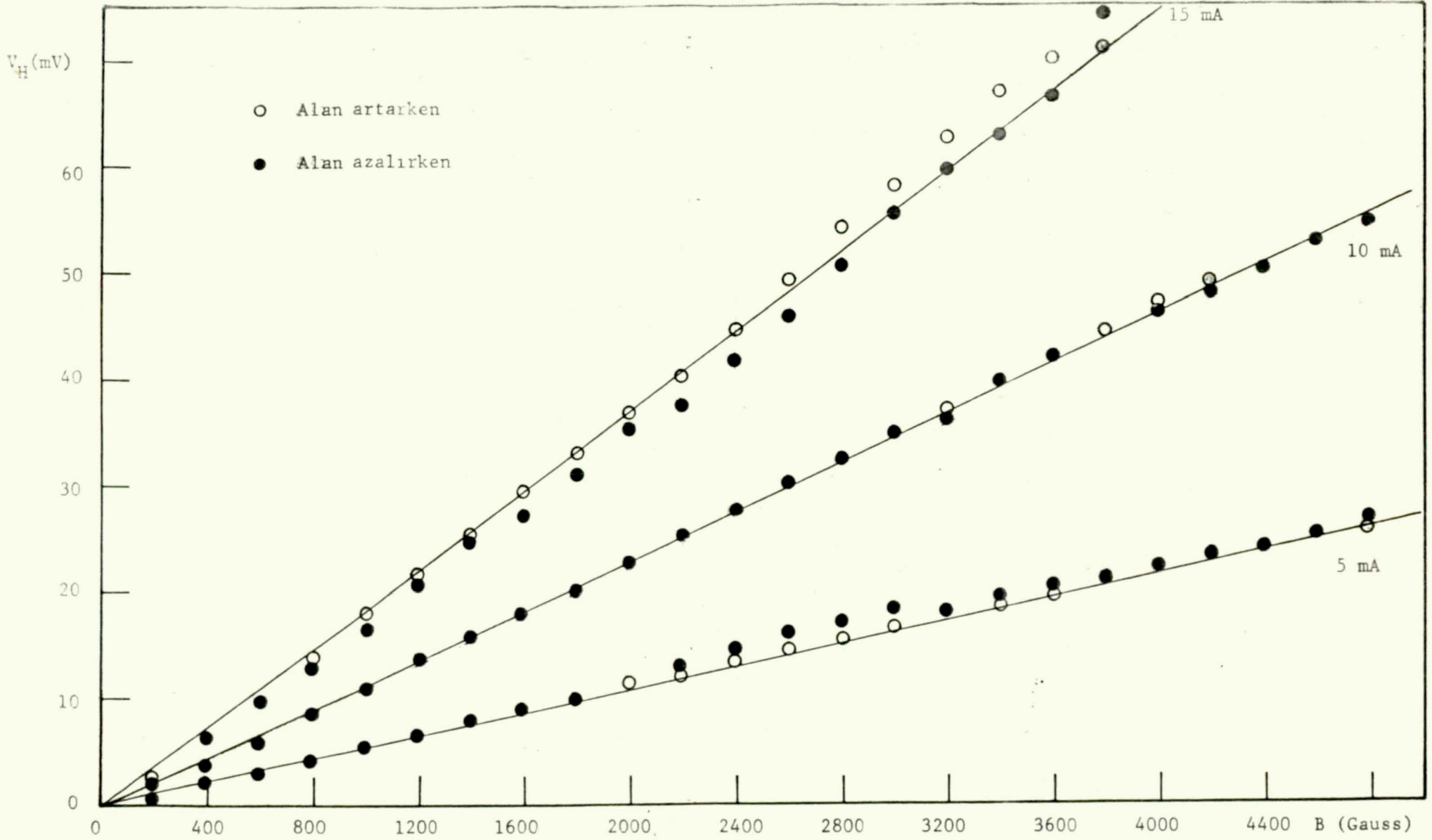
p-tipi germanyumun Hall sabitinin sıcaklıkla değişimi Şekil 5.9 da çizilmiştir. 1000 gauss'luk magnetik alan altında yapılan bu deneyde Hall sabiti, $335 \text{ }^{\circ}\text{K}$ de sıfırdan geçerek işaret değiştirmiştir. Bu sıcaklıkta n-tipi asal iletkenlik p-tipi katkılı iletkenliğine galip gelmeye başlar. Bu durum Dunlap (8-10) tarafından yüksek öz dirençli p-tipi numune için $345 \text{ }^{\circ}\text{K}$ de gözlenmiştir (Bkz.Şekil 5.10). Magnetik alan arttırıldıkça Hall sabitinin sıfırdan geçtiği sıcaklık değerinin de yükseldiği gözlenmiştir.

Sonuç olarak ele alınan germanyum numunesinin düşük öz dirençli, p-tipi katkılı yarı-iletken olduğu anlaşılmıştır. Ancak hangi tür katkı maddelerinin var olduğu ve konsantrasyonlarının ne olduğu belirlenememiştir.

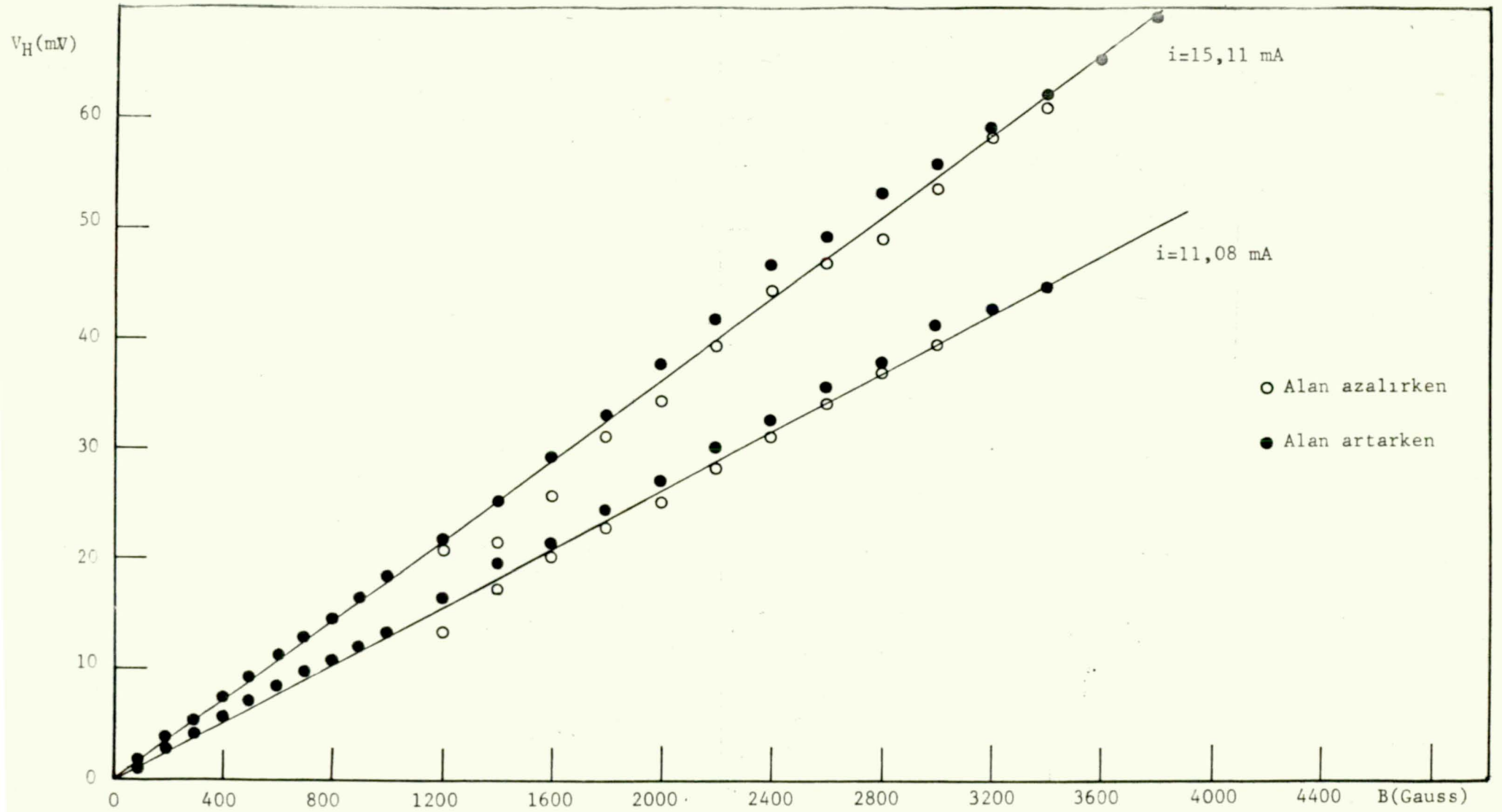
Sonuçların daha sağlıklı bir şekilde açıklanabilmesi için bu katkı türlerinin bilinmesi ve deneylerin daha geniş bir sıcaklık aralığında yapılması gerekmektedir.



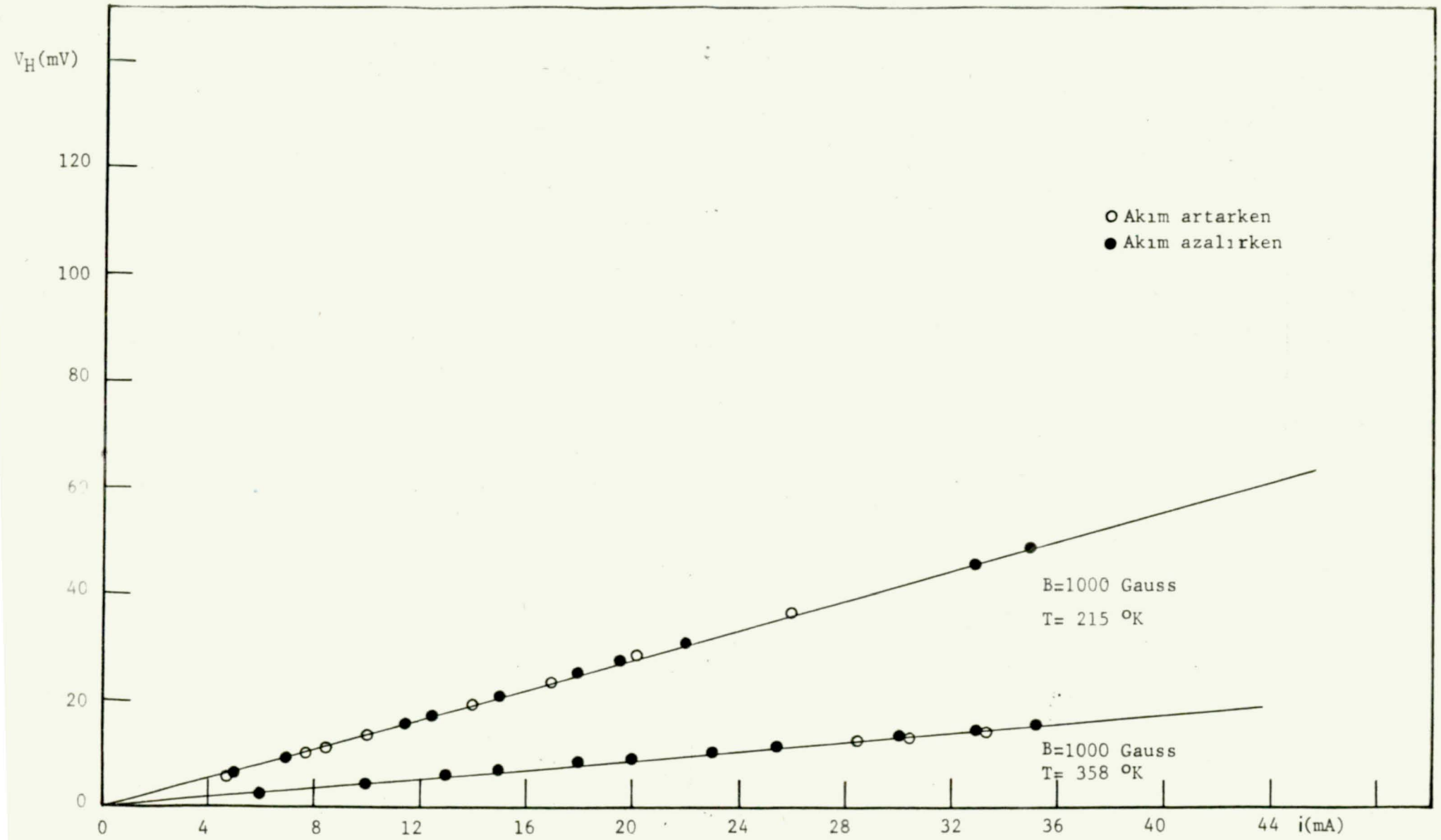
Sekil 5.2. Oda sıcaklığında Hall katsayısının magnetik alanla değişimi.



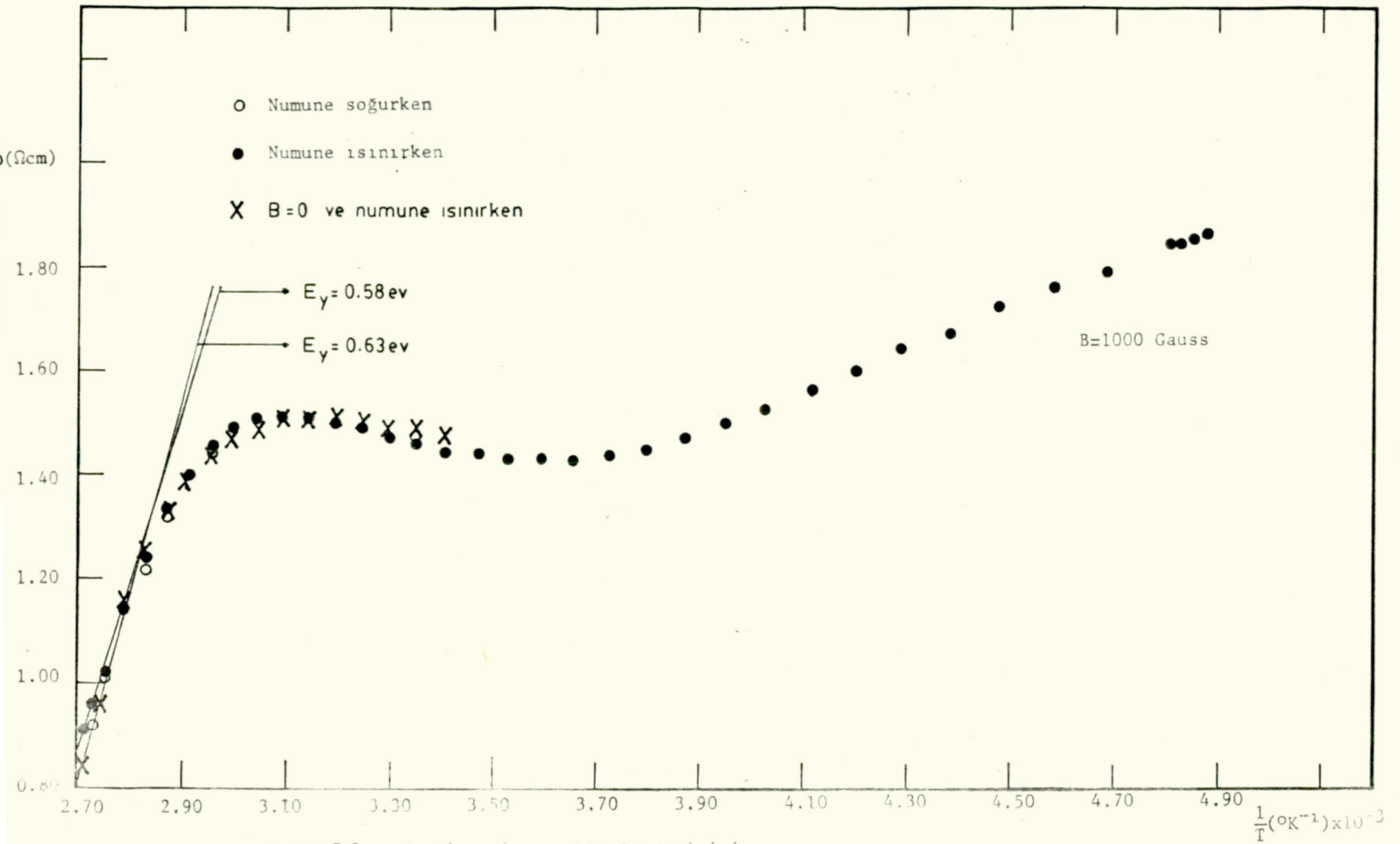
Şekil 5.3 . Oda sıcaklığında Hall Voltajının magnetik alanla değişimi.



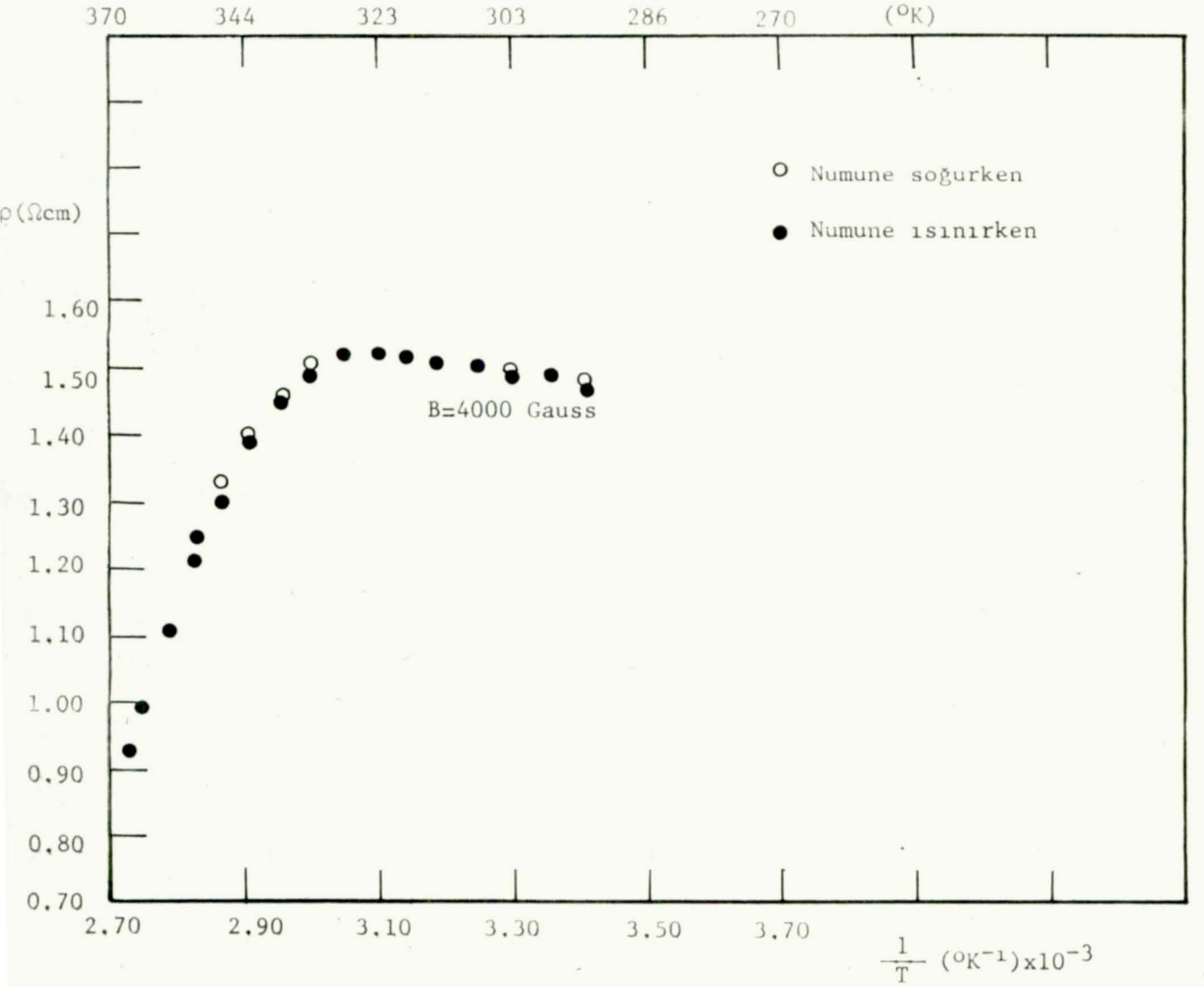
Şekil 5.4 . -77 °C da Hall voltajının magnetik alanla değişimi.



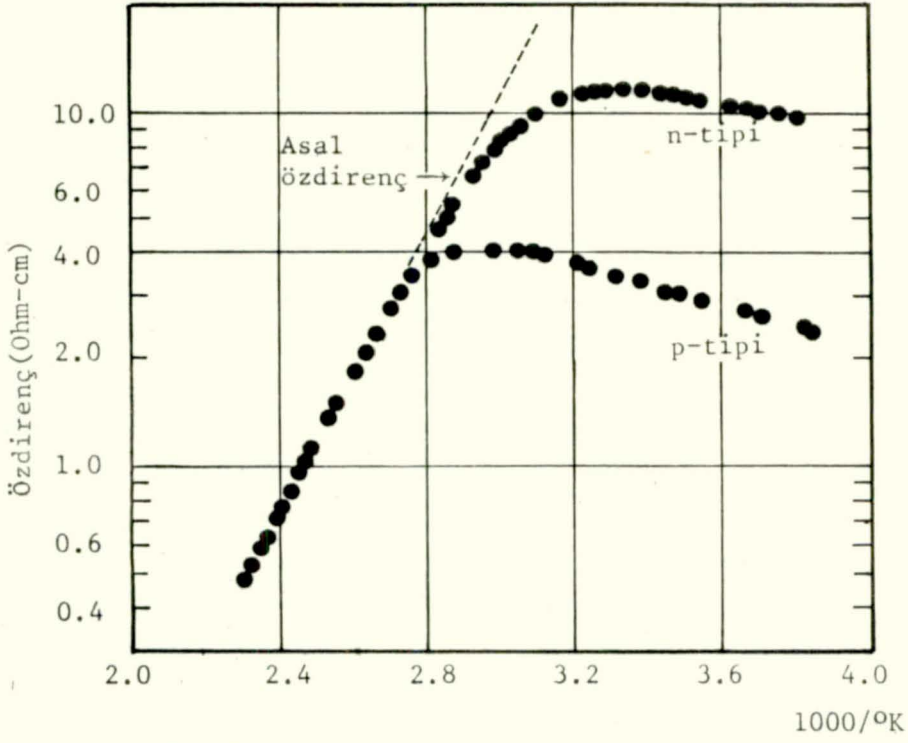
Şekil 5.5 . Hall Voltajının numune akımıyla değişimi



Şekil 5.6 . Oz direncin sıcaklıkla değişimi.

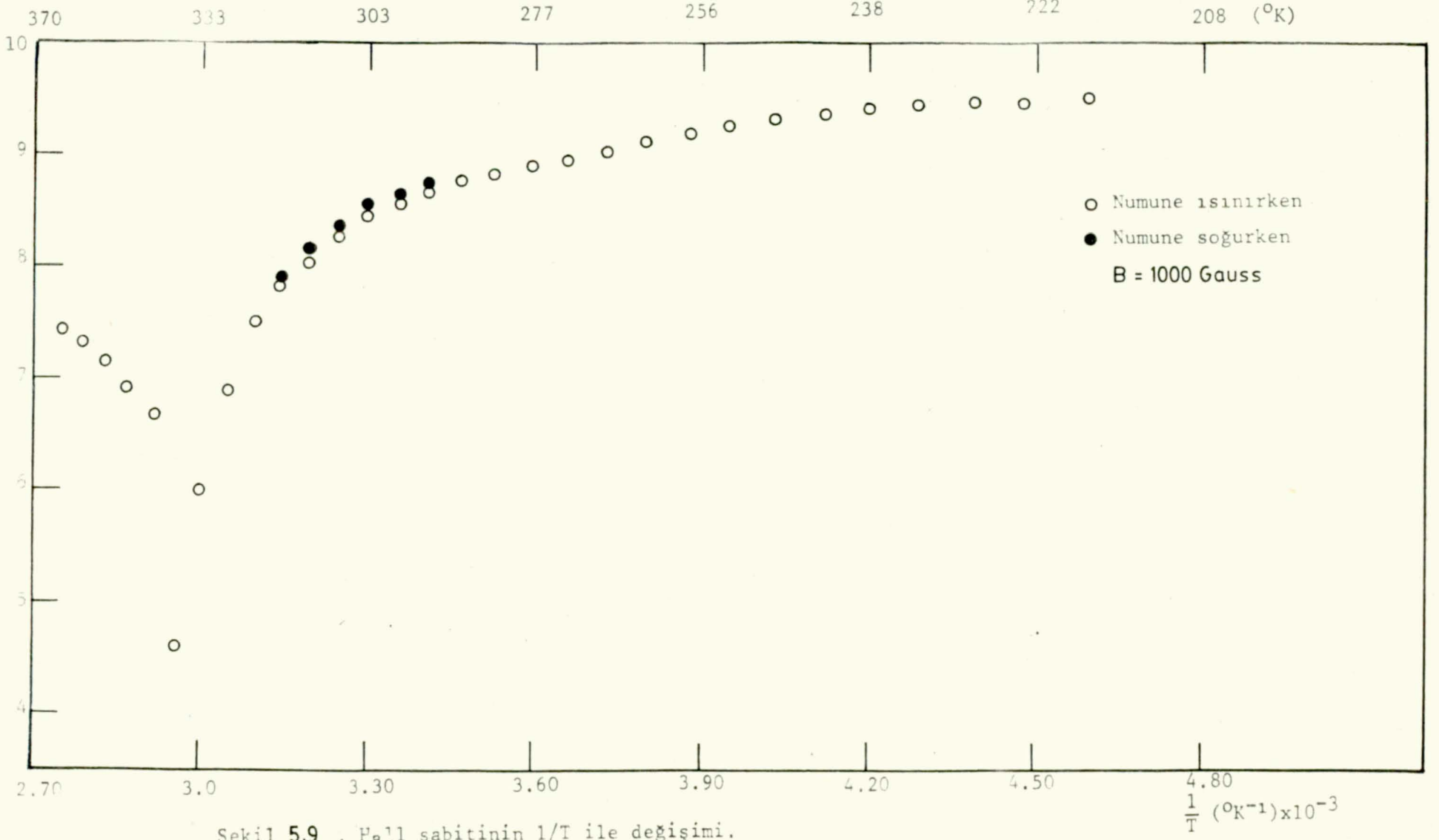


Şekil 5.7 . Öz direncin sıcaklıkla değişimi.

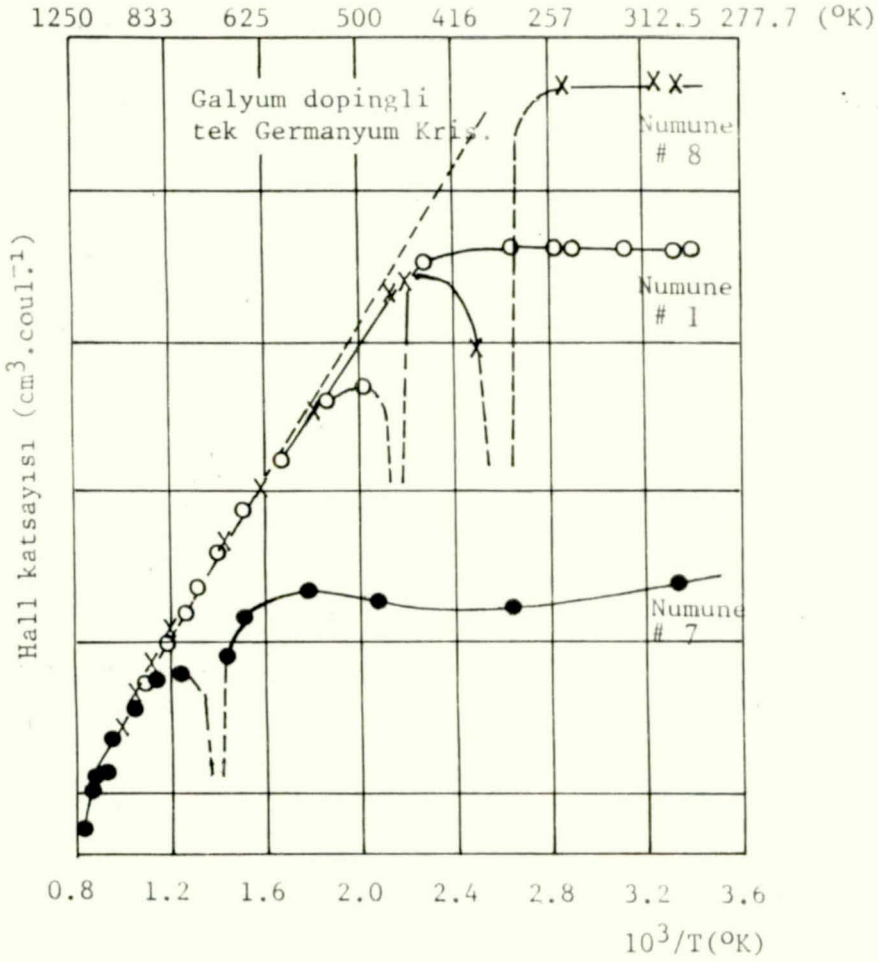


Şekil 5.8 . n ve p-tipi germanyumun özdirençinin sıcaklıkla değişimi. [L.P.Hunter (9)].

$nR_H (\text{cm}^3 \cdot \text{coul.}^{-1})$



Şekil 5.9 . Hall sabitinin 1/T ile değişimi.



Şekil 5.10 . 25 °C ile 900 °C sıcaklık aralığında p-tipi germanyumun tek kristalleri için $\log R_H$ nın $1/T$ ile değişimleri.
[Dunlap (8)]

K A Y N A K L A R

1. A.J. DEKKER, Solid State Phys.
2. A.H. Seidman, Semiconductor Fundamental Devices Circuits, John Wiley and Inc. (1963)
3. J.J. Blakemore, Solid State Physics, W.B. Saunders company (1969)
4. W. Shockley, Electrons and Holes in Semiconductors, Van Nostrand Comp. (1950)
5. F.J. MORIN ve J.P. MAITA, Phys. Rev. 96, 28 (1954)
6. C.S. HUNG ve J.R. GLIESSMAN, Phys. Rev. 96, 1226 (1954)
7. J.G. Aston, Temperature Its Measurement and Control in Science and Industry, American Institute of Physics, p. 219, Reinhold Publishers, New York (1941)
8. W.C. Dunlap, Jr. An Introduction to Semiconductors, John Wiley and Sons, Inc. p. 244 (1964)
9. L.P. Hunter, Phys. Rev. 91, 579 (1953)
10. W.C. Dunlap, Phys. Rev. 79, 2, 286 (1950)
11. W.W. Tyler, R. Newman and H.H. Woodburg, Phys. Rev. 98, 2, 461 (1955)

