

1639/5

YILDIZ ÜNİVERSİTESİ
FEN-EDEBİYAT FAKÜLTESİ FİZİK BÖLÜMÜ

HACIMLI HALKOJENÜR CAMLARININ
ELEKTRİKSEL İLETİM ÖZELİKLERİ

(Doktora Tezi)

İ s a E Ş M E

Sözlü Savunma Tarihi : 28-1-1983

Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Etem KİŞİOĞLU

Jüri Üyeleri : Prf. A. Fahri USER

: Doç. Dr. Yani SKARLATOS

İ S T A N B U L 1 9 8 3

TEŞEKKÜR

Bu çalışmaya başlamamı sağlayan ve çalışma boyunca hazırladığım periyodik raporları inceleyerek çalışmamı yakından izleyen Sayın Prof. Bedi İlgım'a şükranlarımı sunarım.

Tez yöneticiliğini üstlenerek bana çalışma fırsatı veren Sayın Doç. Dr. Etem Kişioğlu'na, çalışmanın başından beri periyodik bir seminer programı uygulayarak gerekli kuramsal bilgileri veren, denel işlemlerde karşılaştığım her türlü problemde yardımlarını esirgemeyen ve bana bilimsel bir çalışma disiplini kazandıran Sayın Doç.Dr. Yani Skarlatos ile Sayın Doç.Dr. Turgay Atalay'a, her fırsatta bilgisinden ve eleştirilerinden yararlandığım Sayın Dr. Naci Balkan'a teşekkürlerimi bir borç bilirim.

Örneklere elektrot yapılmasında laboratuvarlarından yararlandığım Ankara Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi Müdürlüğü'ne ve örneklerin X-ışını toz kırınım desenlerinin alınmasındaki yardımları nedeniyle M.T.A Genel Direktörlüğü X-ray Laboratuvarı yetkililerine teşekkür ederim.

ÖZET

Bu çalışmada hacımlı halkojenür camlarındaki elektriksel iletim incelenmiştir. As_2Te_3 , $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ ve $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ örneklerine $10^2 - 10^3$ V/cm basamağında elektrik alanları uygulanmış ve farklı sıcaklıklarda örneklerin d.c iletkenlikleri ölçülmüştür. Genel olarak, iletkenlik $\sigma = C \exp(-E / kT)$ tipinde üstel bir sıcaklık bağımlılığı göstermektedir. Sonuçların, Davis - Mott tarafından bulunan yukarıdaki bağıntıya göre değerlendirilmesi; oda sıcaklığı üzerinde yaygın durum iletiminin baskın olduğunu gösterir. $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ camında ise -40°C dolayında hoplama iletimine geçiş gözlenmiştir.

Bazı örneklerin farklı sıcaklıklarda, 10^2 Hz ve 10^5 Hz arasındaki frekans aralığında a.c iletkenliği ölçülmüştür. Bulunan sonuçlar iletkenliğin; biri frekansa bağlı olmayan, diğeri uygulanan alanın frekansı ile ω^s ($s \sim 0.9$) şeklinde değişen iki bileşene sahip olduğunu göstermektedir. Deney sonuçları; d.c ve a.c iletkenlikliklerinin farklı mekanizmalara dayandığını kabul eden CBH (Classical Barrier Hopping) iletkenlik modeli ile uyum halindedir.

Son olarak $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ örneklerinin ardışık tavlama eğrileri bulunmuştur. Bu eğrilere göre tavlama işlemi, tavlama süre ve sıcaklığına bağlı olarak, alçak sıcaklıklardaki iletkenlik davranışının değişmesine neden olmaktadır.

SUMMARY

We have studied electrical conduction in bulk chalcogenide glasses. As_2Te_3 , $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ and $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ samples have been subjected to electric fields of the order of 10^2 - 10^3 V/cm and their d.c conductivities were measured at different temperatures. Generally, the conductivity shows an exponential relation to the temperature of type $\sigma = C \exp (- E / kT)$. An application of the results to the above relation derived by Davis-Mott indicates a dominance of extended state conduction above room temperature, while a transition to hopping conduction is observed at about -40°C in $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$.

A.C conductivity of the same samples were measured at various temperatures, in the frequencies range between 10^2Hz and 10^5Hz . The results suggest that the conductivity was two components, one being independent of frequency and the other varying as ω^s ($s \sim 0.9$) with the frequency of the applied field. The experimental results are in agreement with the Classical Barrier Hopping conductivity model assuming different mechanisms for the d.c and a.c conductivities.

Finally successive annealing of the $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ samples show a change in the conductivity behavior at low temperatures depending on annealing duration and temperature.

İ Ç İ N D E K İ L E R

	Sayfa
BÖLÜM 1. GİRİŞ	1
BÖLÜM 2. GENEL BİLGİLER	3
2.1. Amorf yarıiletkenlerin hazırlanması ve yapıları	3
2.2. Halkojenür camları	9
2.3. Kristal ve amorf yarıiletkenlerin band yapıları	11
2.4. D.C İletkenliği	19
2.5. A.C İletkenliği	27
2.5.1. QMT Modeli	27
2.5.2. CBH Modeli	31
BÖLÜM 3. DENEL ÇALIŞMA	37
3.1. Çalışma malzemesinin seçimi	37
3.2. Camların hazırlanması	37
3.3. Hacımlı örneklerin yapılması	38
3.4. Elektrot yapılması	39
3.5. Kriyostat	42
BÖLÜM 4. D.C İLETKENLİĞİ	45
4.1. D.C İletkenliğinin ölçülmesi	45
4.2. Akım-gerilim karakteristikleri	48
4.3. D.C İletkenliğinin sıcaklıkla değişmesi	52
4.3.1. Denel bulgular	52
4.3.2. Sonuçların değerlendirilmesi	60
BÖLÜM 5. A.C İLETKENLİĞİ	63
5.1. A.C İletkenliğinin ölçülmesi	63
5.2. İletkenliğin frekansa bağımlılığı	66
5.3. Sonuçların değerlendirilmesi	72

BÖLÜM 6. TAVLAMA İŞLEMİNİN İLETKENLİK ÖZELLİKLERİNE ETKİSİ	75
6.1. Giriş	75
6.2. Denel işlem	75
6.3. Denel bulgular	76
6.4. Sonuçların değerlendirilmesi	84
BÖLÜM 7. SONUÇ	92
KAYNAKLAR	94
ÖZGEÇMİŞ	97

1. GİRİŞ

Amorf yarıiletkenler, 1960'lı yıllardan beri, üzerinde en çok çalışma yapılan konulardan biri olmuştur. Özellikle 1968 lerde Ovshinsky'nin halkojenür camlarında anahtarlanma (switchink) ve bellek(memory) olaylarını gözlemesi, amorf yarıiletkenlere olan ilgiyi arttırmıştır. Üzerinde yapılan bu yoğun çalışmaların ürünü olarak, amorf yarıiletkenler teknolojiye bir çok uygulama alanı bulmuştur. Elektrofotografi, optiksel kütle bellekleri ve elektrostatik baskı bu uygulama alanlarından bazılarıdır. Son yıllarda amorf katılar güneş pili yapımında da denenmeye başlamıştır.

Amorf katılar, kristallerde bulunan uzun erimli periyodik yapıya sahip değildirler. Bu özellikleri nedeniyle daha kolay ve ekonomik olarak hazırlanabilmektedirler. Gerek bu ekonomik avantajları gerekse şimdiden bir çok kullanılma alanlarının olması, araştırmacılar için bu çalışma dalını çekici hale getirmektedir.

Amorf yarıiletkenlerin yeni uygulama alanlarına girmesi bunların fiziksel davranışlarının iyi bilinmesini gerektirir. Üzerinde, 20 yılı aşan süreden beri çalışma yapılması sonucunda amorf yarıiletkenlerin bazı temel fiziksel özelliklerinin anlaşılmasında önemli adımlar atılmıştır. Fakat henüz araştırmacıların üzerinde anlaştığı kesin kuramlar elde edilememiştir. Örneğin iletkenlik mekanizması kesin olarak çözülememiştir.

Bu çalışmada, bir çok kullanılma alanı bulması ve en temel fiziksel özelliklerinin bile henüz kesin olarak çözülememiş olması dikkate alınarak, amorf yarıiletkenlerin bir grubu olan halkojenür camlarının elektrik iletkenliklerinin incelenmesi amaçlanmıştır. Çalışmada, sistemimizin duyarlılığını test etmek amacıyla As_2Te_3 camı referans malzemesi olarak kullanılmıştır. As_2Te_3 camının yanında, kendi olanak-

larımızla elde ettiğimiz ve ilk kez bu çalışmada kullanılan $As_{20}Se_{40}Te_{40}$ ve $(As_2Se_3)_{80}Sb_{20}$ üçlü halkojenür camlarının doğru akım ve alternatif akım iletkenliği ile tavlama işleminin iletkenlik mekanizmaları üzerindeki etkileri incelenmiştir.

Tezin 2. Bölümünde amorf yarıiletkenlerin hazırlanması, yapıları ve iletkenlik mekanizmaları hakkında genel bilgiler verilmiştir. 3. Bölümde, çalışmada kullanılan hacımlı (bulk) halkojenür camlarının hazırlanışı açıklanmış ve ölçü sistemi tanıtılmıştır. 4 ve 5. Bölümlerde ise incelenen camların sırasıyla doğru akım ve alternatif akım iletkenliği ile ilgili bulgular verilmiştir. 6. Bölümde ısıtma tavlama işleminin elektriksel iletkenlik üzerindeki etkileri tartışılmıştır. 4,5 ve 6. Bölümlerde bulunan sonuçların genel bir değerlendirilmesi de 7. Bölümde sunulmuştur.

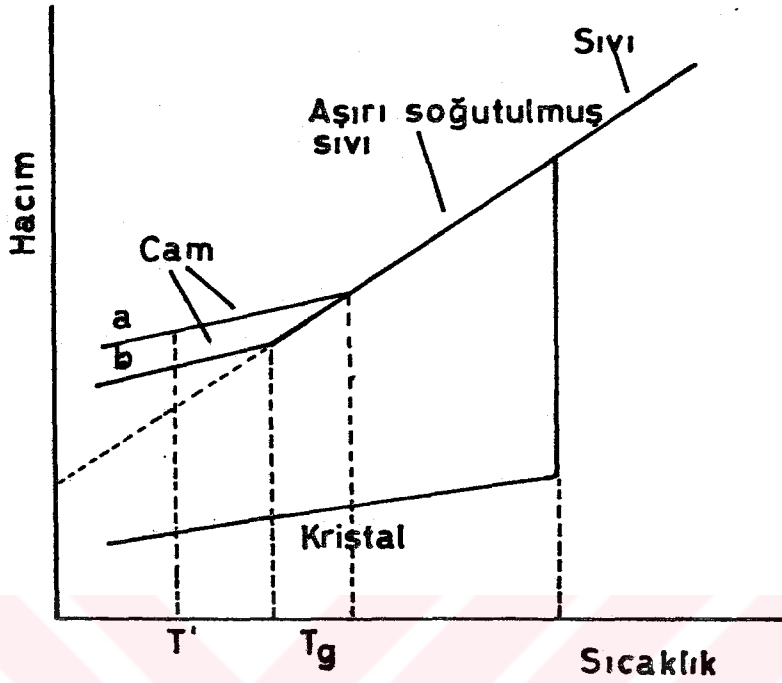
2. GENEL BİLGİLER

2.1 Amorf Yarıiletken Örneklerin Hazırlanması ve Yapıları

Amorf yarıiletkenler, vakumda buhar haline getirilen malzemenin soğuk bir taban üzerinde yoğunlaştırılması veya ergitilen malzemenin hızlı bir soğutma işlemine uğratılması ile elde edilir. İlk yöntem ince film, ikinci yöntem hacımlı (bulk) örnek yapmada kullanılır. Bu çalışmada hacımlı örnek kullanıldığı için ince film örneklerinin hazırlanışından söz edilmeyecektir (ayrıntılı bilgi için kaynak 2'ye bakınız).

Ergimiş halden soğutularak elde edilen amorf katılara cam adı verilir. Cam elde edilmesinde, yapıda bulunan elementler, kimyasal oranlarına uygun olarak tartılıp bir kuvertaz tüpe yerleştirilir. Malzemeyi içinde bulunduran tüp havası boşaltılıp kapatıldıktan sonra bir döner fırında pişirilir. Pişirilme sıcaklığı elementlerin ergime sıcaklıkları dik kate alınarak tespit edilir. Pişirilme işleminden sonra tüpe hızlı bir soğutma işlemi uygulanarak cam elde edilir.

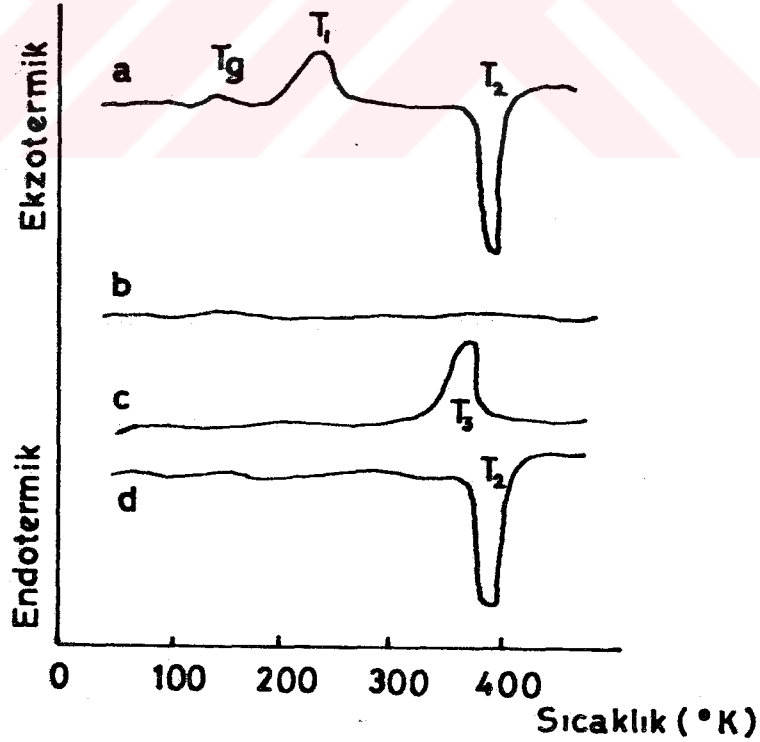
Camların fiziksel özellikleri soğutma hızına çok bağlıdır. Şek.2.1.1'de camlaşan bir maddenin hacminin sıcaklıkla değişimi gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi hacim sıcaklıkla doğrusal bir değişme göstermektedir. Fakat aşırı soğutulmuş sıvı halden cam hale geçişin olduğu T_g sıcaklığında eğimde bir değişme olmaktadır. Bu durum, belirtilen sıcaklıkta ısı genleşme katsayısının değişmesinden ileri gelir. T_g sıcaklığına cam geçiş sıcaklığı denir. Bu sıcaklık bir malzeme için kesin bir parametre değildir. Şekilden kolayca görülebileceği gibi, cam geçiş sıcaklığı soğutma hızı ile değişmektedir. Ayrıca bu sıcaklık malzemenin ısı geçişine de bağlıdır. Aynı şekilden görülebileceği gibi oluşan camın hacmi soğutma hızına bağlıdır. T_g sıcaklığının altındaki bir T' sıcaklığında, hızlı soğutma ile hazırlanan camın hacmi, yavaş soğutma ile hazırlanan camın hacminden; her iki camın hacmi de aşırı soğutulmuş sıvının aynı sıcaklığa ekstrapole edil-



Şek. 2.1.1 Camlaşan bir malzemenin hacminin sıcaklıkla değişmesi². (a) Hızlı soğutma. (b) Yavaş soğutma.

miş hacminden daha büyüktür. Bu durum camın termodinamik yönden kararsız ve kararsızlık derecesinin soğutma hızına bağlı olduğunu gösterir. Cam T' sıcaklığında bekletilirse kararlı yapıya dönme eğilimi gösterir. Kararlı yapıya dönüş süresi camın bulunduğu sıcaklığın, cam geçiş sıcaklığına uzaklığına bağlıdır. Örneğin silikat camı oda sıcaklığında yüzlerce yıl sonra, cam geçiş sıcaklığında ($500-700^{\circ}\text{C}$) ise bir kaç dakikada kararlı yapıya dönebilir². Camlardaki kararsızlık derecesi malzemenin cinsine de bağlıdır. Genel olarak çok bileşenli bir sistemde, kimyasal oranı camlaşma bölgesinin sınırlarında olan camlar, camlaşma bölgesinin ortalarında olanlara göre daha kararsız bir yapı gösterirler. As_2Te_3 camında olduğu gibi kararsızlık derecesi büyük olan camları hazırlamak için soğutma hızının çok yüksek olması gerekirken, As_2Se_3 gibi kararsızlık derecesi küçük olan camlar yavaş bir soğutma ile hazırlanabilmektedir¹.

DTA (Diferansiyal Termal Analiz) yöntemi ile, farklı soğutma ve ısıtma hızının malzemeye etkisi açıklanabilir. Bu yöntemde, incelenecek malzeme ile ısı sığası standart olan ikinci bir malzeme aynı hızda ısıtılarak sıcaklık farkındaki değişimler izlenir. Böylece örnekte meydana gelebilecek endotermik ve ekzotermik reaksiyonlar gözlenebilir. Şek. 2.1.2' de ardışık ısıtma ve soğutma işlemlerine uğratılan bir amorf yarıiletkenin DTA desenleri görülmektedir. (a) Deseni amorf halin ısıtılması sırasında elde edilmiştir. Görüldüğü gibi T_g cam geçiş sıcaklığı ile kristal yapının bozulduğu T_1 sıcaklığında açığa çıkan ısı nedeniyle ekzotermik birer tepe, T_2 ergime sıcaklığında ise ergime gizli ısı nedeniyle endotermik bir çukur oluşmaktadır. Öteki iki desen (b ve c) sırası ile sıvı halin hızlı ve yavaş soğutulması sırasında elde edilmiştir. (b) Deseninden görülebileceği gibi ergimiş maddenin hızlı soğutulması hiç bir ısı alış verişine neden olmamaktadır. O halde malzeme ergimiş haldeki düzensiz yapısını koru-



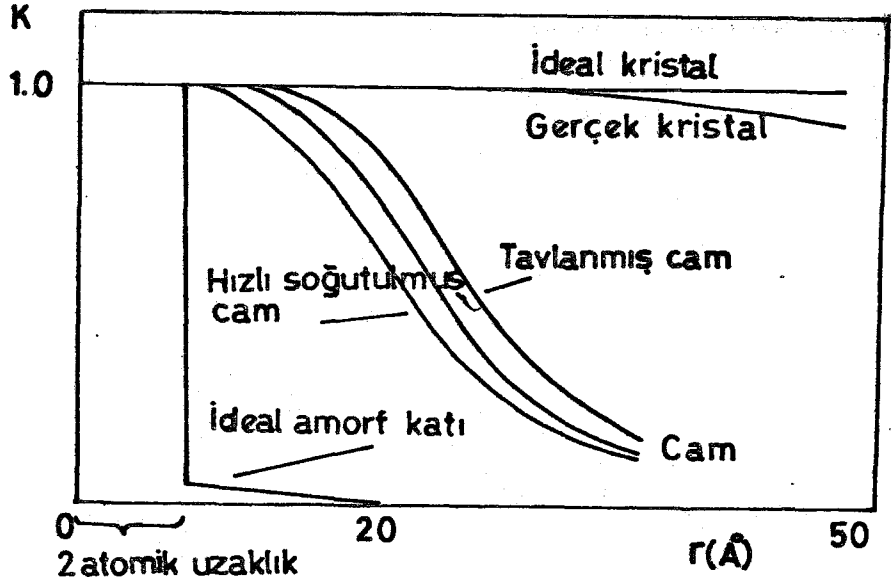
Şek.2.1.2 $\text{Ge}_{12}\text{Te}_{82}\text{Sb}_2$ camının DTA desenleri³.

yarak katılaşırmıştır.Yavaş soğutma deseninde ise T_3 sıcaklığında katılama ısısı nedeniyle ekzotermik bir tepe oluşmakta ve kristal bir yapı elde edilmektedir. (d) Deseni bu kristalin ısıtılması ile elde edilmiştir. (a), (d) Desenleri karşılaştırıldığında; amorf malzemenin kristale göre daha fazla iç enerji bulundurduğu, dolayısıyla kararsız olduğu görülebilmektedir.

Bir amorf katının özelliklerinin tam olarak açıklanabilmesi için onun yapısının iyi bilinmesi gerekir.Yapı tayininde çeşitli yöntemler kullanılmaktadır.Elektron, X-ışını ve nötron kırınımı bunlardan bazılarıdır.Kırınım desenleri ile amorf ve kristal yapı kolayca tanınabilmektedir.Bölüm 6 da sunulacak denel sonuçlarımızda bu karşılaştırma yapılacaktır.Kırınım desenleri ile amorf katıların atomlar arasındaki komşu düzeni (komşu sayısı ve komşu uzaklığı) hakkında sonuç alınamaz.Bu amaç için kırınım desenlerinden yararlanılarak radyal dağılım fonksiyonu (RDF) hesaplanabilir. Bu yöntemi kullanarak Temkin ve arkadaşları a.Ge, Moss ve Gracayk a.Si'un yapılarını incelemişlerdir. Her iki çalışmanın denel bulgularına göre kristal halden amorf hale geçişte birinci en yakın komşu düzeni aynen, ikinci komşu düzeni kısmen korunmakta üçüncü ve daha uzak komşu düzenleri tamamen kaybolmaktadır.Böylece kristal yapıdaki uzak mesafe düzeninin yerini amorf yapıda kısa mesafe düzeni almıştır.

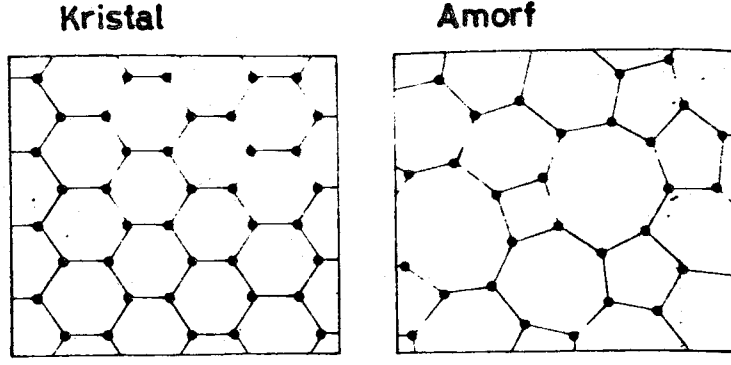
Kristal yapı ile amorf yapıyı karşılaştırmak üzere Şek. 2.1.3'de K ile r arasındaki değişme gösterilmiştir.Burada K periyodiklik katsayısı olup ideal periyodik yapıda 1 dir.r Herhangibir merkezi atomdan itibaren A^0 cinsinden uzaklıktır.Şekilden görüldüğü gibi ideal bir kristalde periyodiklik uzaklıkla değişmemekte fakat gerçek bir kristalde biraz azalmaktadır.İdeal bir amorf katıda ise 2 atomik uzaklıktan sonra periyodiklik birdenbire bozulmaktadır.Hızlı soğutma ile hazırlanan camlar ve tavlanmış camlarda periyodiklikten sapma tedrici olmaktadır.

Yapı tayininden elde edilen denel bulgulara göre kovalent bağ yapıları ideal bir amorf katı için çeşitli yapı

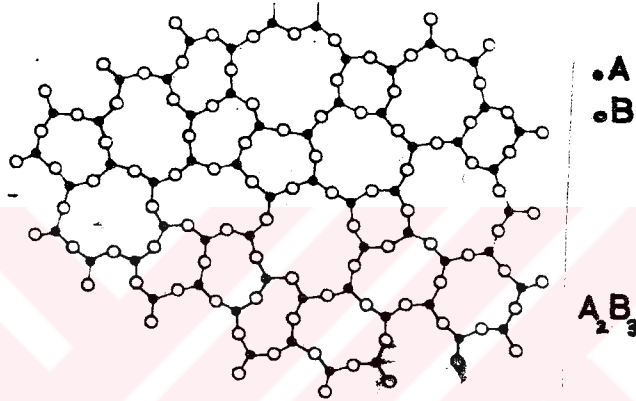


Şek.2.1.3 Kristal ve amorfelerde periyodiklik katsayısının uzaklıkla değişmesi².

modelleri önerilmiştir⁴. Bu modellerden en çok benimseneni sürekli düzensiz ağ modelidir. Bu modele göre kovalent bağ yapılı amorf katı en küçük yapı birimlerinin düzensiz olarak biraraya gelmesiyle oluşur.Şek.2.1.4a 'da bir çeşit atomlu kuramsal bir katının kristal ve amorf yapılarında atomların dizilişi iki boyutta şematik olarak gösterilmiştir. Görüldüğü gibi kristal yapıda her atom özdeş üç bağla en yakın komşu atomlara bağlanarak düzgün altıgen çevrimler oluşturmaktadır.Malzemenin amorf karşılığında üçlü bağ düzeni yerel olarak korunmakta ve bağ uzunlukları kristaldeki gibi olmaktadır.Fakat kristaldeki düzgün altıgenlerin yerini düzgün olmayan çeşitli çokgenler almaktadır. Bu düzensizliğe bağlı olarak bağ açılarındaki %20 civarında düzensiz değişmelerin olduğu öne sürülmektedir^{5,6}. Amorf katı bir cins atom yerine iki veya daha fazla türde atomu yapısında bulunduyorsa düzensizliğin daha büyük olduğu bulunmuştur⁵. Şek. 2.1.4b A_2B şeklinde ifade edilebilen bu tür kuramsal bir amorf yapıyı göstermektedir.



(a)



(b)

Şek.2.1.4 a.Yapısında bir tür atom bulunan bir katının kristal ve amorf halinde atomların dizilişi.

b.Yapısında iki çeşit atom bulunan bir katının amorf halinde atomların dizilişi⁵.

Gerçek amorflarda, yapısal düzensizliğe ek olarak elektron mikroskobu ile incelenebilen mikroboşluklar bulunmaktadır.Bu nedenle bir malzemenin amorf haldeki yoğunluğu kristal haldekinden daha küçüktür.Bir çok araştırmacı tarafından mikroboşlukların iç yüzeylerinde kopuk bağlar bulunduğu kabul edilmektedir¹⁶⁷. Bundan sonraki bölümlerde göreceğimiz gibi uzun mesafe düzeninin olmayışı ve yapı içinde kopuk bağların bulunması; amorflarda, kristal hale göre farklı elektronik özelliklere neden olur.Mikroboşluk ve kopuk bağ sayısı, malzemenin hazırlanış yöntemine bağlıdır. Amorf yarıiletkenlerin elektronik özelliklerinin hazırlanış yöntemine bağlılığı bu nedenden ileri gelmektedir¹.

2.2 Halkojenür Camları

Halkojen grubu elementleri olarak bilinen Se,S,Te elementlerinden bir veya birden fazlasını yapısında bulunduran amorf yarıiletkenlere halkojenürler adı verilir.Halkojen elementleri ile As,Ge,Si,Tl,Pb,Sb ve Bi gibi elementlerden biri veya daha çoğu ile farklı oranlarda cam yapılabilir⁸.

Halkojenür camlarının ilk örnekleri olarak bilinen As_2Se_3 ve As_2S_3 ikili camları ile geniş çalışma yapılmıştır⁹. As_2Se_3 - As_2Te_3 ve As_2Se_3 - As_2Te_3 - Tl_2Se gibi karışık sistemleri ise halen çalışılan camlardandır.

İkili,üçlü ve $As_{30}Te_{48}Si_{12}Ge_{10}$ gibi çok bileşenli camların çeşitliliğinin fazla oluşu nedeniyle,amorf yarıiletkenlerin bir grubunu oluşturan halkojenürleri sınıflandırmak zordur. Sınıflandırma işlemi bazı araştırmacılar tarafından örgü yapısına göre yapılmaktadır⁵. Bunun yerine, yasak aralık(B) değerleri de sınıflandırmada bir ölçü olarak kullanılabilmektedir¹⁰. Genel olarak yasak aralığı 1 eV'dan büyük olanlara geniş, 1 eV'dan küçük olanlara dar aralıklı halkojenürler denir. Yasak aralığın bu iki grubu için elektronik mekanizma oldukça farklılık gösterir.

Halkojen elementleri ile her ne kadar çok çeşitli cam yapılabilirse de, keyfi oranlarda ikili, üçlü veya çoklu cam yapmak mümkün değildir. Bu elementler için sınırlı camlaşma bölgeleri vardır. Ayrıca bir elementin diğeri ile camlaşma eğilimi farklıdır. Çizelge 2.2.1 , ABC şeklinde gösterilen üçlü sistemlerde çeşitli periyodik gruplarda bulunan elementlerin camlaşma derecelerini göstermektedir.

Çizelge 2.2.1 A B C şeklindeki üçlü halkojenür sistemlerinde camlaşma dereceleri.⁸

A	B	C														
		GR 1a			GR IIa			GR IIIa			GR IVa			GR Va		
		Cu	Ag	Au	Zn	Cd	Hg	B	Ga	In	Tl	Sn	Pb	P	As	Sb
As	S	+	+	+	+	+	+	+	+	+	0	+	+	+		+
	Se	0	0	+	0	0	0	0	+	+	0	0	+	0		+
	Te										0					+
Ge	S				+				+	0		+		0	0	
	Se					+				+	0	+	+	0	0	+
	Te													0	0	
Si	S															0
	Se														0	0
	Te													0	0	

● büyük 0 orta 0 küçük + çok küçük

2.3. Kristal ve Amorf Yarıiletkenlerin Band Yapıları

Amorf yarıiletkenler geniş bir sıcaklık aralığında kristal haldeki yarıiletkenlerinkine yakın bir iletkenlik davranışı göstermektedir.¹² Dolayısıyla kristal yapıdan amorf yapıya geçildiğinde band yapısının temel özellikleri bakımından korunması beklenir. Bu nedenle biz önce kristal bir yapıdaki elektron hareketini ve band yapısını gözden geçireceğiz.

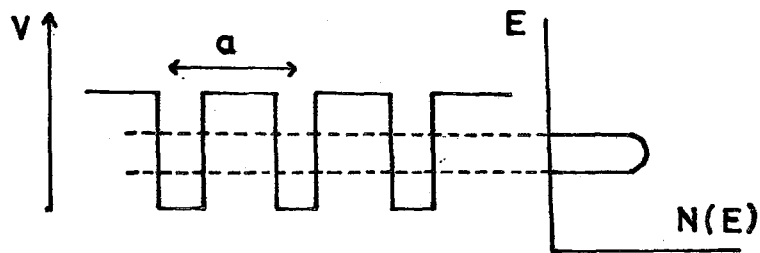
İdeal bir kristal yapıda, atomlar arasında periyodik bir düzen olduğundan aynı periyodik yapıda potansiyel kuyuları bulunur (Şek.2.3.1). Kristal içindeki bir elektron bu potansiyel kuyularının etkisinde bulunacağı için serbest elektron gibi hareket edemez. Böylece elektronun ideal bir kristaldeki hareketi

$$\psi(x) = U(x)\exp(ikx) \quad (2.3.1)$$

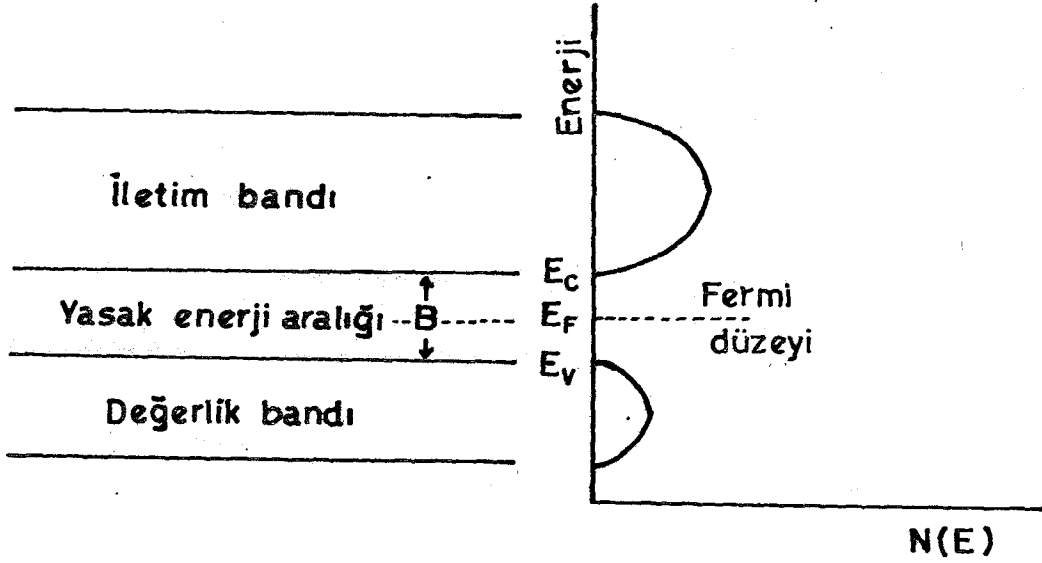
denklemleri ile gösterilen Bloch fonksiyonu ile tanımlanabilir.¹³ Burada üstel faktör serbest elektronun dalga fonksiyonunu gösterir. Bu faktördeki $k (= 2\pi/\lambda)$ elektronun dalga vektörüdür. $U(x)$ fonksiyonu ise örgü sabiti olmak üzere,

$$U(x) = U(x+a)$$

şeklinde ifade edilen, örgü periyodikliğine sahip bir fonksiyondur.



Şek.2.3.1 İdeal kristal yapıda potansiyel kuyuları ve durum yoğunluğu.

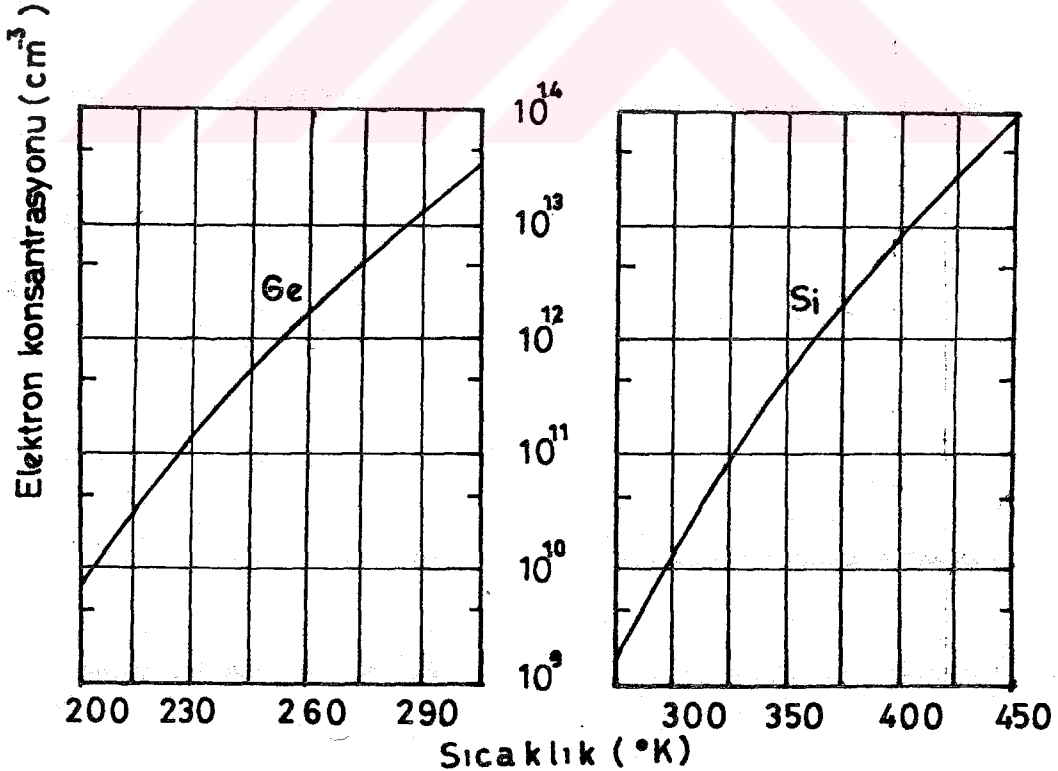


Şek.2.3.2 Bir asal yarıiletkenin band yapısı.^{6,13}

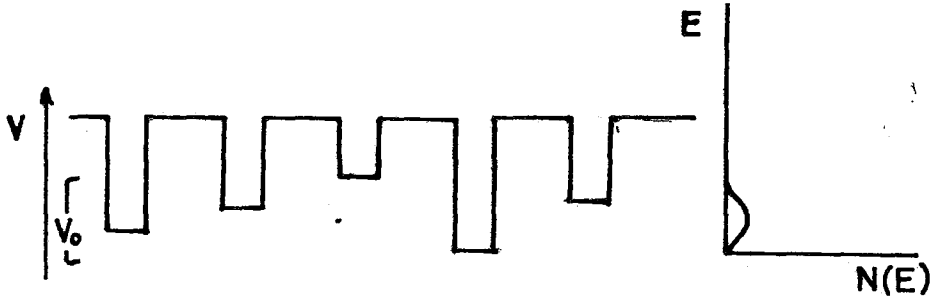
Dalga fonksiyonu 2.3.1 denklemi ile verilen elektronların enerjileri k dalga vektörüne göre incelendiğinde serbest elektronunki gibi sürekli bir değişme yerine kesikli bir değişme gösterir. Başka bir anlatımla elektronlar ancak belirli enerji değerlerini alabilirler. Bu yaklaşım bizi kristallerin band yapısına götürür. Şek.2.3.2'de bir asal yarıiletkenin band yapısı şematik olarak gösterilmiştir. Mutlak sıfırda iletim bandı boş olup, bu sıcaklıkta dolu olan değerlik bandından bir enerji aralığı ile ayrılır. E_C ve E_V enerjilerine sırasıyla iletim ve değerlik bandı kenarları denir. $B = E_C - E_V$ yasak enerji aralığı (band gap), değerlik bandındaki elektronların ısı olarak uyarılması ile aşabilecekleri büyüklüktedir. Bu yüzden sıcaklık arttırıldığında zaman değerlik bandındaki elektronlardan bir kısmı yerlerinde boşluklar (hole) bırakarak iletim bandına geçerler. Bu davranış yarıiletkenleri iletken ve yalıtkanlardan ayıran en ilginç özellikleridir. Şek.2.3.3'de kristal Ge ve Si için sıcaklığa bağlı olarak iletim bandına geçen elektron konsantrasyonları verilmiştir. Görüldüğü gibi iletim bandına uyarılan elektron miktarı sıcaklığa üstel bağımlılık gösterir. Ayrıca Ge'un

yasak enerji aralığı(0.67 eV), Si'unkinden (1.14eV) dar olduğu için verilen bir sıcaklıktaki elektron konsantrasyonu Ge için daha büyüktür.Böylece kristal yarıiletkenlerde B/kT (k Boltzman sabiti T °K cinsinden sıcaklık) oranı ile kontrol edilebilen bir iletkenlik oluşur ki buna asal iletkenlik adı verilir¹³

Kristal yapıdan amorf yapıya geçildiğinde,Kesim 2.1'de belirtildiği gibi uzun mesafe düzeni bozulmaktadır. Bunun sonucu olarak, elektronların hareketini etkileyecek potansiyel kuyuları da periyodik olmayacaktır.Dolayısıyla amorf yapıda elektronun hareketi artık Bloch fonksiyonu ile belirlenemez.Anderson bu koşullardaki elektronun bulunduğu kuyudan uzaklaşma olasılığını araştırmıştır.Anderson'un kuramına göre V_0/B oranı kuyu derinliğindeki düzensizliği belirleyen bir parametre olarak alınabilir.Burada V_0 kuyu derinliğindeki periyodiklikten sapma miktarı, B yasak aralıktır (Şek.2.3.3).Anderson, V_0 'ın artması ile düzensizlik parametresinin kritik bir değere yaklaştığını,



Şek.2.3.3- Ge ve Si da asal elektron konsantrasyonunun sıcaklıkla değişimi.¹⁸

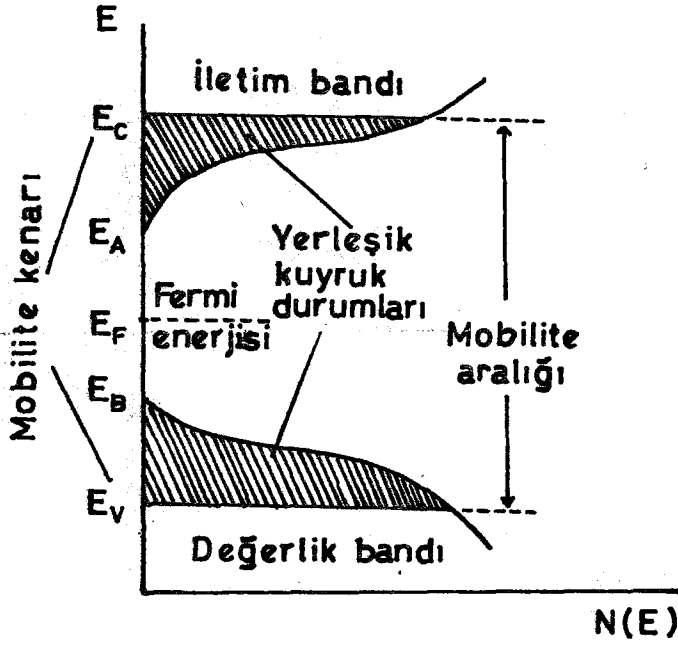


Şek.2.3.4 Amorf yapıda potansiyel kuyuları ve durum yoğunluğu dağılımı¹.

bu kritik değerden sonra bir kuyudaki elektronun mutlak sıfırda difüze olamayacağını ve yerleşik (localice) hale geleceğini göstermiştir¹⁴. Bu kritik değere E_C (iletim bandı kenarı) enerjisinde ulaşıldığı varsayılmıştır. Böylece E_C 'nin hemen üstündeki durumlar yaygın (exstended), altındaki durumlar ise yerleşik olur¹⁴.

Yaygın ve yerleşik durumlardaki elektronik iletim mekanizması birbirinden farklıdır. Yaygın durumlarda elektron ısı ıyarma olmadan hareket edebilir. Bu bölgede elektronun hareketi seyrek hoplamalarla band hareketi şeklinde olur¹⁴. Yerleşik durumlarda ise elektron bulunduğu kuyuda tuzaklanmış durumdadır. Dolayısıyla bulunduğu durumdan başka bir duruma ancak ısı ıyarma (fonon yardımlaşması) ile geçebilir (Kesim 2.4).

Mott¹⁴, yerleşiklik kuramının, amorf katıların elektronik davranışının anlaşılmasında tek seçenek olduğu kanısına varmış ve ideal bir amorf yarıiletken için Şek. 2.3.4 'de gösterilen band modelini önermiştir. Görüldüğü gibi, kristal yapı için yasak enerji aralığı olarak bilinen band kenarlarında yerleşik durumlar (kuyruk durumları) bulunmaktadır. Akımın, oda sıcaklığında yaygın durumlara uyarılan taşıyıcılarla sağlandığı amorf yarıiletkenlerde kuyruk

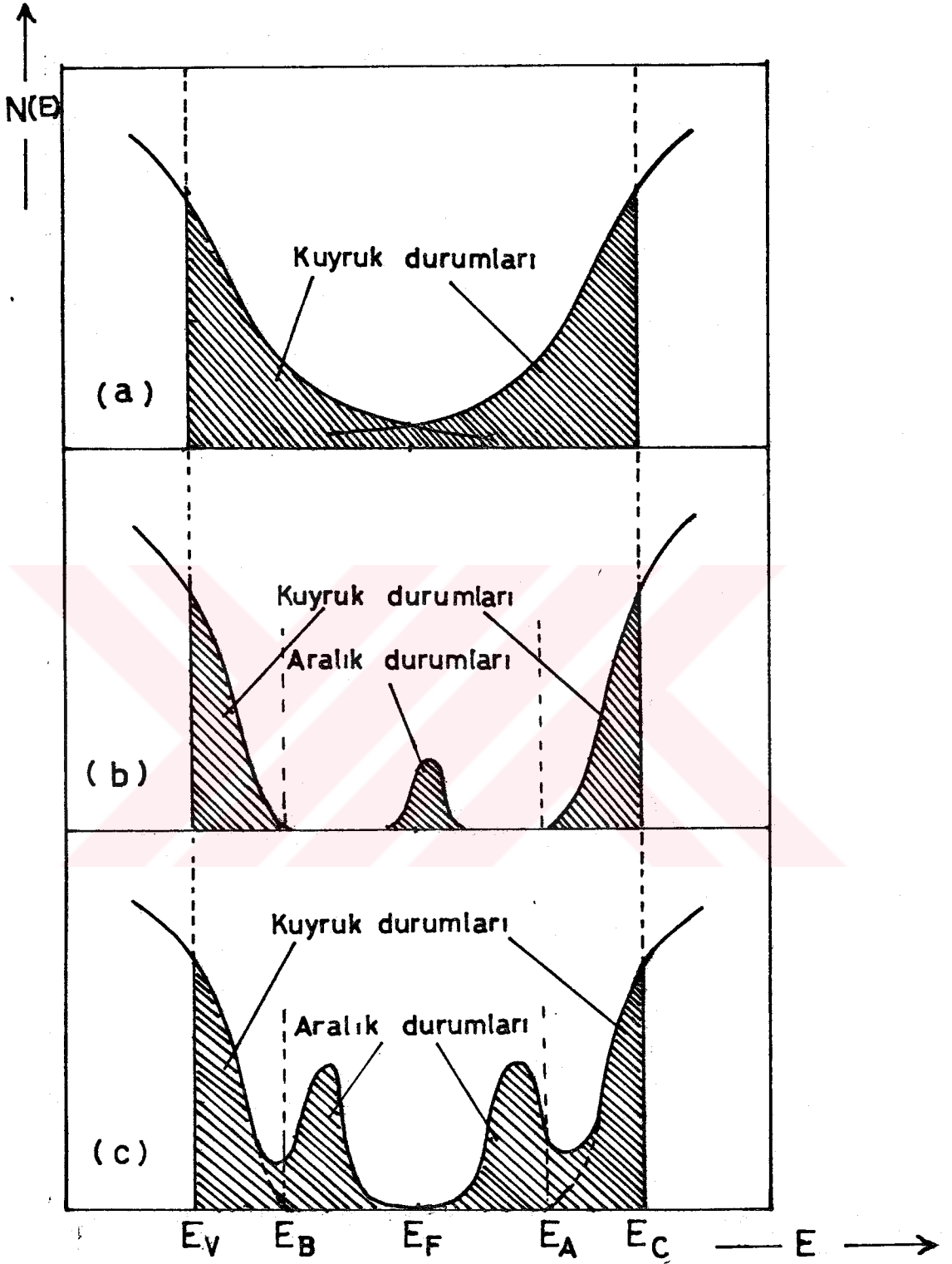


Şek.2.3.5 İdeal bir amorf yarıiletken band yapısı⁸

durumları genişliğinin ~ 0.2 eV basamağında olduğu bulunmuştur.¹⁵

Kuramsal olarak, yaygın durumlardaki mobilitenin yerleşik durumlardaki hoplama mobilitesinden en az 10^2 kat büyük olduğu hesaplanmıştır⁸. Böylece iletim ve değerlik bandı kenarları mobilitenin keskin değişme gösterdiği enerji değerleri olmaktadır. Bu nedenle E_C ve E_V enerjilerine mobilite kenarları, bu enerjiler arasındaki bölgeye de mobilite aralığı denir. Amorf yarıiletkenlerdeki mobilite aralığı, kristal yarıiletkenlerdeki yasak enerji aralığının karşılığıdır.

Şek.2.3.6.a'da, CFO modeli olarak bilinen ve Cohen, Fritzsche ve Ovshinsky tarafından önerilen band modeli gösterilmiştir. Görüldüğü gibi modelde değerlik ve iletim bandı kuyruklarının, Fermi enerjisinin mobilite aralığı ortasında sabitleştirecek şekilde üst üste bindiği varsayılmıştır. Kurucuları bu modelin özellikle çok bileşenli ($Si_{12} Te_{48} Ge_{10}$ Stag camı) amorf yarıiletkenler için önerildiğini belirtmiş-



Şek. 2.3.6 Amorf yarıiletkenlerin band modelleri.

(a) C F O modeli,¹⁶ (b) Davis-Mott modeli,¹⁵ (c) Marshall-Owen modeli.¹⁷

lerdir.¹⁶ Bu tür kompleks amorflarda bir cins atomlu amorflara göre daha büyük bir düzensizlik beklenir. Çünkü yapıda çeşitli atomların bulunması nedeniyle, kovalent örgü bağları her merkezde; o merkezi dolduran atomun değerliğine göre düzensiz olarak değişir. RDF yöntemi ile bu aşırı düzensizlik gösterilebilmektedir.¹⁴ Dolayısıyla hem yapısal hem de kompozisyonel düzensizliğin bulunması yüzünden, ideal amorf malzemeye göre yerleşik kuyruk durumlarının daha derin ve daha geniş olması beklenir.

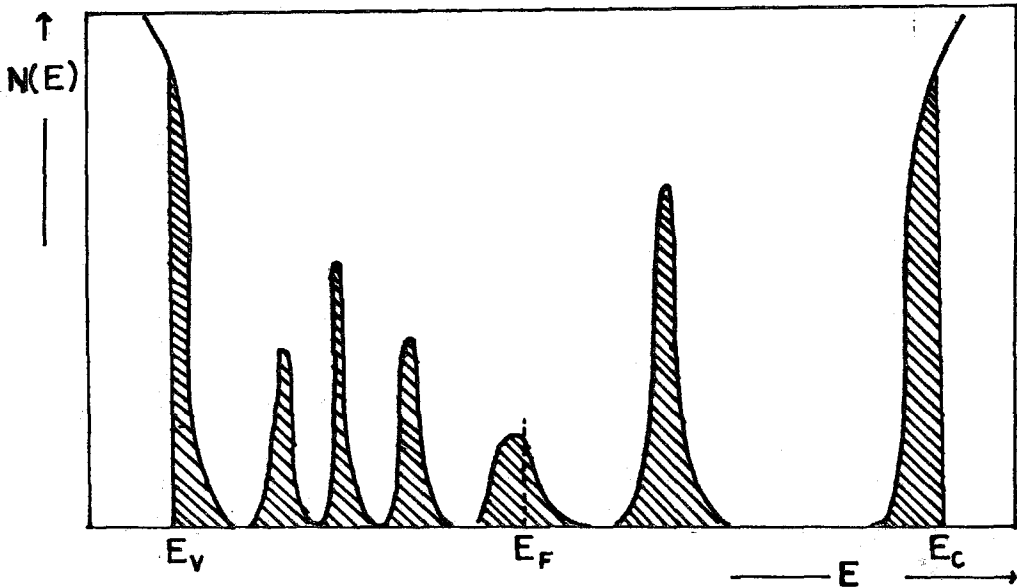
Davis ve Mott¹⁵, birçok halkojenür camında iletkenlik uyartılma (aktivasyon) enerjisi ile, alternatif akım (a.c) iletkenliği ölçülerinden bulunan Fermi enerjisindeki durum yoğunluğu değerlerini birlikte değerlendirerek bu iki parametrenin ilginç bir bağımlılık gösterdiğini bulmuşlardır. (Şek.53.1). Dar aralıklı (gap) malzemede durum yoğunluğunun daha büyük olduğunu gösteren bu ilişki, CFO modeli için bir destek olarak değerlendirilmiştir.

Gerçek bir amorf malzemenin yapısında, Kesim 2.1 de belirtildiği gibi, mikroboşluklar ve bu mikroboşlukların iç yüzeylerinde kopuk bağlar bulunmaktadır. Henüz kesin bir kuram olmamakla birlikte bu kusur merkezlerinin mobilite aralığında yerleşik durumların oluşmasına neden olduğu sanılmaktadır.^{16,17} Gerek amorf yapıdaki düzensizlikten gerekse kusurlardan ileri gelen yerleşik durumların mobilite aralığındaki dağılımı son yıllarda denel yoldan incelenebilmektedir. Alan etki, optik soğurma, termogüç ve alçak sıcaklık d.c iletkenliği bu yöntemlerden bazılarıdır (kaynak 9'a bakınız) Davis ve Mott¹⁵, a.c iletkenliği ve alçak sıcaklık d.c iletkenliği ölçümlerine göre kusurların neden olduğu yerleşik durumların, Fermi enerjisini sabitleştirecek şekilde mobilite aralığı ortalarında bir tepe oluşturduğunu önermişlerdir (Şek.2.3.6.b). Böylece E_C-E_V enerji aralığındaki yerleşik durumlar, oluşma nedeni yönünden ikiye ayrılabilir. $E_C - E_A$ ve E_B-E_V kuyruk durumları, uzun mesafe düzeninin bulunmayışından; E_F civarındaki yerleşik durum tepesi ise kusurlardan ileri gelir. Halkojenür camlarında alçak sıcaklığa kadar sa-

bit bir iletkenlik aktivasyon enerjisi gözlenebilmekte ve bu enerji, kuvvetli optik soğurmanın gözleendiği foton enerjisinin yarısı civarında olmaktadır.⁹ Bu sonuç Davis-Mott modeli ile uyusmaktadır.

Owen ve Marshall¹⁷, halkojenür camları ile yaptıkları çalışmada alan etki yönteminden buldukları verileri yorumlayarak temelde Davis-Mott modeline benzeyen bir band modeli önermişlerdir. Şek.2.3.6.c 'de gösterildiği gibi burada yerleşik durumlar Fermi enerjisini ortalayacak şekilde iki tepe oluşturmaktadır. Bu tepelerden biri donör, öteki akseptör gibi davranır. Modelin a.Si gibi elementel ve kompleks öteki amorf yarıiletkenlere uygulanabileceği belirtilmiştir. Aynı model Mott-Davis'in son yıllardaki çalışmalarında da desteklenmekte fakat iki modelin hangisinin daha gerçekçi olduğu konusunda kesin bir sonuca varılamamaktadır.¹

Amorf yarıiletkenlerin band yapısını incelemeye kullanılan yöntemlerden biri olan fotoiletkenlik ölçüleri mobilite aralığındaki yerleşik durumların, yukarıdaki modellere göre daha kesikli bir dağılımda olduğunu gösterir.^{17,18} Buna örnek olarak Owen ve Marshall'ın a.As₂Se₃ de bu yöntemi kullanarak elde ettiği band yapısı gösterilebilir. (Şek. 2.3.7).



Şek.2.3.7 a.As₂Se₃ de fotoiletkenlik ölçüleri ile bulunan band modeli.¹⁷

2.4 Doğru Akım (d.c) İletkenliği.

Kristal yarıiletkenlerde asal iletkenlik denilen bir tek iletim türü bulunmasına karşılık, amorf yarıiletkenlerde mobilite aralığında yerleşik durumların bulunması nedeniyle birden fazla iletim türü beklenir. Şek.2.3.6.b'deki band modeline göre bu iletim türleri aşağıdaki gibi sıralanabilir:

- (a). Mobilite kenarları(E_C veya E_V) dışındaki yaygın durumlara uyartılan taşıyıcıların band iletimi,
- (b). Band kenarlarındaki yerleşik durumlara (E_A veya E_B) uyartılan taşıyıcıların hoplama iletimi,
- (c). Fermi enerjisi civarında enerjisi olan elektronların hoplama iletimi.

Aşağıda bu iletim türleri ayrı ayrı incelenecek ve her mekanizma için iletkenlik ifadeleri bulunacaktır. Hesaplamalar sırasında, kolaylık olması bakımından taşıyıcı olarak ilettime katılan elektron ve boşluklardan, yalnız elektronların durumu dikkate alınacaktır.

(a). E_C 'nin üzerine uyartılan elektronların oluşturduğu band iletimi:

Bu iletim türü, yüksek sıcaklıklarda görülür. İletkenliğin tanımı olan,

$$\sigma = n \cdot e \cdot \mu \quad (2.4.1)$$

bağıntısından başlayarak bu mekanizmaya ait iletkenlik ifadesi bulunabilir. Burada n birim hacimdeki elektron sayısı, e elektronun yükü, μ elektron mobilitesi olup iletim bandındaki değeri μ_0 ile gösterilecektir.

E_C 'nin üzerine uyartılan elektron konsantrasyonu:

$$n = \int_{E_C}^{\infty} N(E_C) \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right) = N(E_C) kT \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad (2.4.2)$$

olarak hesaplanır¹⁴. Burada $N(E_C)$, E_C 'nin üzerindeki ortalama durum yoğunluğu olup hesaplamada sabit olarak düşünülmüştür. Bu ifadenin 2.4.1'de yerine konulmasıyla

$$\sigma_0 = N(E_C) e k T \mu_0$$

olmak üzere

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left(- \frac{E_C - E_F}{kT} \right) \quad (2.4.3)$$

bulunur. σ_0 ön üstel katsayısı, minimum metalik iletkenlik olarak adlandırılır. Amorf yarıiletkenlerde bu katsayının genellikle $100-600 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ civarında olduğu hesaplanmıştır¹.

$(E_C - E_F)$ enerjisi sıcaklıkla doğrusal bir değişme gösteriyorsa $\ln \sigma - 1/T$ grafiği bir doğru çizgi verir. Bu durumda

$$E_C - E_F = E_0 - \gamma T \quad (2.4.4)$$

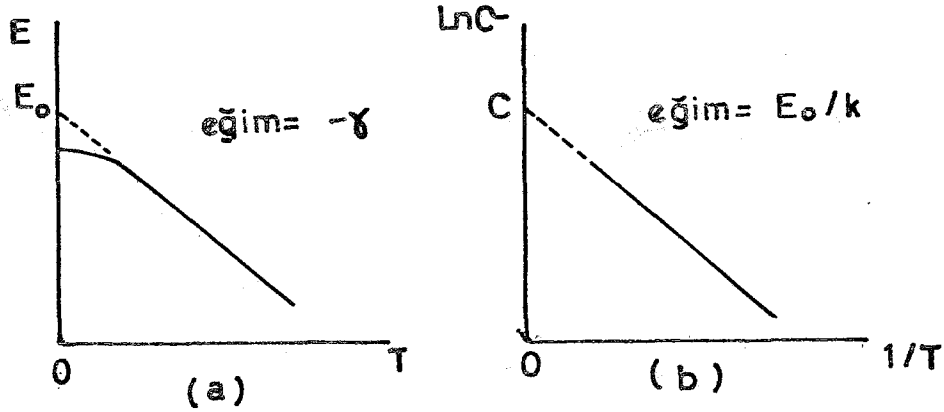
yazılabilir. Burada γ sıcaklık katsayısı; E_0 , $(E_C - E_F)$ 'nin 0°K ye ekstrapole edilmiş değeridir. Son iki ifadenin birlikte değerlendirilmesiyle

$$\sigma = C \exp \left(- E / kT \right) \quad (2.4.5)$$

bulunur. Burada

$$C = \sigma_0 \exp \left(\gamma / k \right) \quad (2.4.6)$$

dır. Denklem 2.4.4 ve 2.4.5'e göre enerji ve iletkenliğin sıcaklığa bağımlılığı Sek.2.4.1'de gösterilmiştir. Aynı şekilde üzerinde γ , E_0 ve C parametrelerinin bulunuşları da açıklanmıştır. Görülebileceği gibi $(E_C - E_F)$ 'nin 0°K deki gerçek değeri E_0 'dan küçüktür. γ sıcaklık katsayısı enerjinin sıcaklıkla değişmesinden bulunabileceği gibi daha çok bu iletim mekanizmasının gözlemlendiği sıcaklık aralığındaki termogüç ölçülerinden bulunur. Bu yöntemle halkojenür camlarında $\gamma \sim 5-8 \cdot 10^{-4} \text{ eV}/^\circ \text{K}$ civarında bulunmuştur¹⁵. σ_0 ve γ değerleri kullanılarak 2.4.6 denklemi ile C değeri hesaplandığında $\sim 10^3 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ civarında bulunur. Bu değer, bu



Şek.2.4.1 (a) Enerjinin, (b) İletkenliğin sıcaklık bağımlılığı⁸.

kesimin sonunda verilecek denel C değerleri ile uyum halindedir.

(b). E_A 'daki yerleşik durumlara uyartılan elektronların toplama iletimi:

Amorf yarıiletkenlerin sıcaklığı azaltılarak kritik bir sıcaklığa inildiğinde E_A 'ya uyartılan elektron sayısı, E_C 'ye uyartılanlardan daha fazla olur. Bu koşullar altında $E_C - E_A$ yerleşik durum aralığında elektronların toplama iletimi etkili olmaya başlar.

Kesim 2.3'de kısaca belirtildiği gibi, yerleşik durumlardaki iletim ısıtılmalı toplama şeklinde olur. Bu mekanizmaya göre elektronun bulunduğu durumdan daha yüksek enerjili duruma geçmesi fonon soğurarak tünelleme ile olur. Daha alçak enerjili duruma geçişte ise fonon yayınlanır. İki yerleşik durum arasındaki uzaklık R ise, fonon soğuran elektronun bulunduğu durumdan ötekine tünelleme olasılığı,

$$v \exp (- 2 \alpha R - W_1 / kT) \quad (2.4.7)$$

bağıntısı ile verilir.¹⁴ Burada W_1 elektronun geçiş yaptığı iki durum arasındaki enerji farkı, v fonon frekansı ile il-

gili bir çarpan, birinci üstel terim dalga fonksiyonunun üst üste binmesini belirleyen bir faktör, ikinci üstel terim ise Boltzman faktörüdür. Bu terimdeki kT enerjisi (elektro-
nun örgüden alacağı ısı enerjisi) W_1 enerjisinden büyük ise elektron kendisine en yakın duruma geçiş yapar. En yakın kom-
şu uzaklığı (R_0) sabit olarak alınabileceği için bu geçişe sabit erimli hoplama denir. En yakın komşuya hoplamada Boltzman faktörü elektronun tünelleme olasılığında etkili tek üstel terim olur¹⁴. Dolayısıyla band kuyruğundaki elektro-
nun mobilitesi

$$\mu \propto \exp (- W_1 / kT) \quad (2.4.8)$$

şeklinde yazılabilir. Öte yandan E_A 'ya uyartılan elektron konsantrasyonu

$$n = \int_{E_A}^{\infty} (N_E) \exp (- \frac{E - E_F}{kT}) dE \quad (2.4.9)$$

bağıntısı ile verilir¹. Bulunan μ ve n ifadeleri Denklem 2.4.1'de yerine konularak:

$$\sigma = \sigma_1 \exp (- \frac{E_A - E_F + W_1}{kT}) \quad (2.4.10)$$

bulunur. Burada σ_1 , σ_0 dan $\sim 10^3$ kat küçük olan bir katsayıdır. Bunun nedeni olarak yerleşik kuyruk durumlarındaki durum yoğunluğu ve mobilitenin, E_c 'nin üzerindeki yaygın durumlara göre daha küçük oluşu gösterilmektedir⁸.

(c). Fermi enerjisi civarında enerjisi olan elektronların hoplama iletimi:

Sıcaklık biraz daha düşürüldüğünde E_A 'ya uyartılan elektron sayısı hızla azalır ve denklem 2.4.9 etkisini yitirir. Bu sıcaklık sınırının altında iletkenliğe esas katkı Fermi enerjisi civarında bulunan yerleşik durumlardaki hoplama iletiminden gelir. Fermi enerjisinin kT aralığındaki elektron yoğunluğu:

$$2 N (E_F) k T$$

kadar olup bundan önceki iki mekanizmada olduğu gibi ısıl aktivasyonlu üstel bir terimi kapsamamaktadır. Band kenarındaki yerleşik durumlarda olduğu gibi en yakın komşuya hoplama halinde olasılık ifadesinde yalnız Boltzman faktörü etkili olacaktır. Öteki mekanizmalarda izlenen yoldan gidilerek iletkenlik

$$\sigma = \sigma_2 \exp (- w_2 / kT) \quad (2.4.11)$$

bulunur. Burada $\sigma_2 \ll \sigma_1$ ve w_2 hoplama enerjisidir.

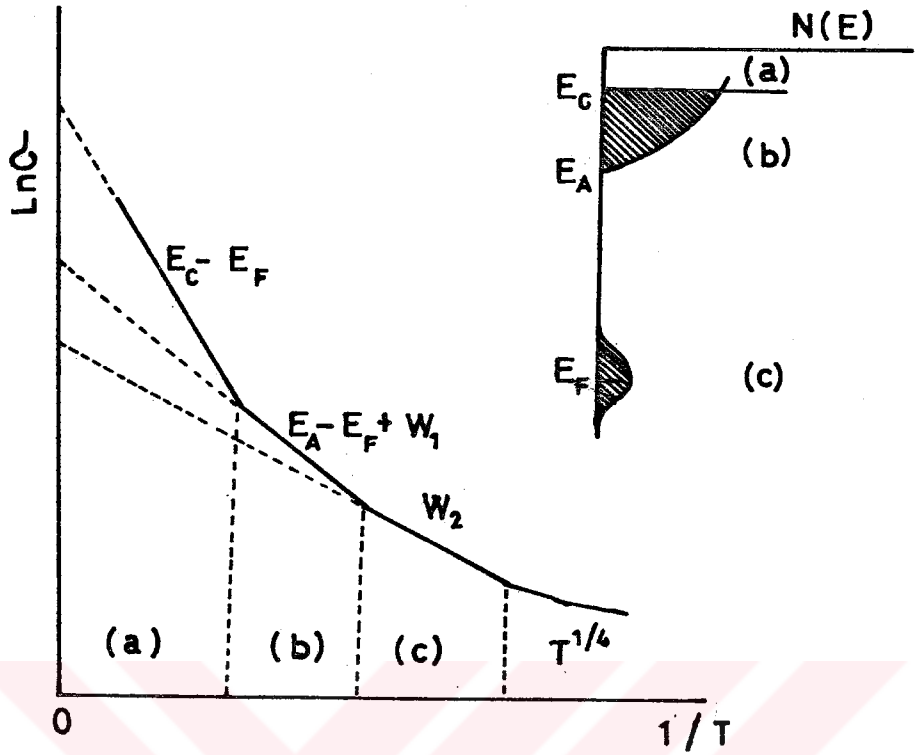
kT 'nin, E_F 'deki band genişliğinden daha küçük olduğu sıcaklıklarda elektronların alacağı ısı enerjisi, onların en yakın komşuya geçmelerine yeterli olmayabilir. Böylece ilettime katılan az sayıdaki elektron kendi enerjisine en yakın daha uzak durumlara geçer. Sıcaklığın azalması ile R hoplama uzaklığı da değişeceğinden bu hoplamaya değişken erimli hoplama adı verilir. Mott ve Davis⁸ değişken erimli hoplama halinde iletkenliğin sıcaklıkla,

$$\ln \sigma \propto T^{-1/4}$$

bağıntısına göre değiştiğini bulmuştur. Bu iletkenlik türüne $T^{1/4}$ davranışı da denilmektedir.

Yukarıda incelenen iletim mekanizmalarının sıcaklık bağımlılığı toplu olarak Şek.2.4.2'de gösterilmiştir. Aynı şekil üzerinde ek olarak her iletim mekanizmasının oluştuğu yeri gösteren kısmi bir band modeli de verilmiştir. Görüldüğü gibi bir iletim türünden diğerine geçiş, her iletim türünde aktivasyon enerjisi aynı olmadığından, grafiğin eğimindeki kırılmalarla anlaşılabilmektedir.

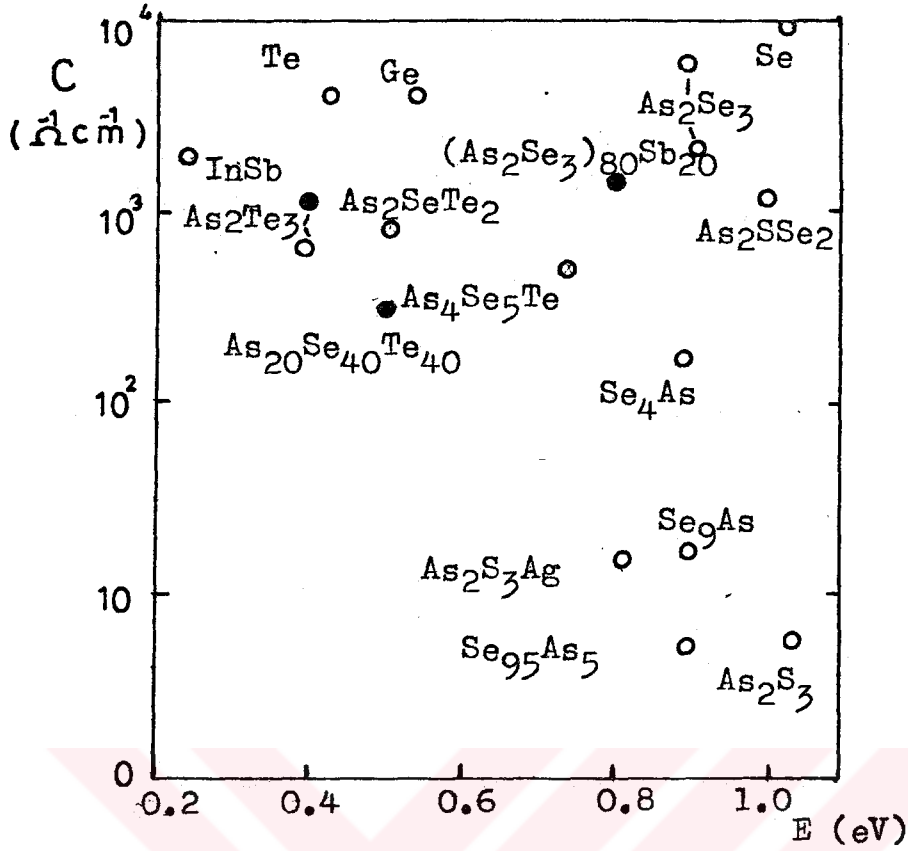
Bir amorf yarıiletken alçak sıcaklıktan yüksek sıcaklığa kadar iletkenliğin sıcaklıkla değişimi incelendiğinde tüm mekanizmalar bir arada görülmese bile birden fazla iletim türünün gözlemlendiği çalışmalar vardır. Özellikle elementel haldeki amorf yarıiletkenlerde değişken erimli hoplama iletkenliğinden başlayarak sabit erimli hoplama ve yaygın durum iletkenliği gözlemlenmektedir. Örnek olarak



Şek. 2.4.2 Amorf yarıiletkenlerde iletkenliğin sıcaklıkla değişimi. Sağ üstteki ek, iletim mekanizmalarının oluştuğu yeri belirten kısmi bir band modelini göstermektedir.

H.Tolunay'ın¹⁹ a.Si, Bluzer ve K.Bahl'in²⁰ a.Ge filmleri ile yaptığı çalışmalar gösterilebilir. Halkojenür camları ile yapılan çalışmalarda çok alçak sıcaklıklarda bile değişken erimli hoplama iletkenliği ile karşılaşılmamıştır. Fakat ince film olarak çalışılan bazı halkojenür alaşımlarında alçak sıcaklığa inildikçe yaygın durumlardaki band iletiminden hoplama iletime geçişin gözlemlendiği çok sayıda çalışma vardır.^{1, 21, 22, 23}

Yukarıda özetlendiği gibi amorf yarıiletkenlerin alçak sıcaklıklardaki iletkenlik davranışları arasında farklılıklar bulunmaktadır. Bu farklılık muhtemelen alçak sıcaklıklarda gözlenen hoplama iletkenliğinin yerleşik durumların dağılımına bağlı olması ile açıklanabilir. Yüksek sıcaklık bölgesinde ise iletkenlik, bu kesimin başında türetilen



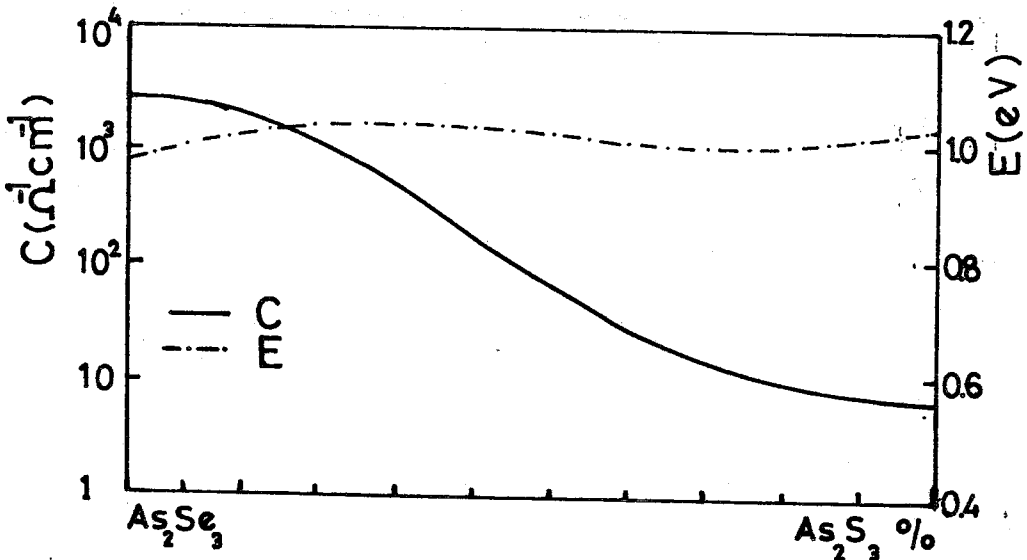
Şek. 2.4.3 Bazı amorf yarıiletkenlerde C ve E değerleri. o kaynak 15 , • bu çalışmadan alınmıştır.

$$\sigma = C \exp (- E / kT)$$

denkleminde uymaktadır. Yüksek sıcaklık iletkenliği olarak da anılan bu bağıntı bir bakıma amorf yarıiletkenlerin ortak özelliğidir. Şek.2.4.3'de iletkenlikleri bu bağıntıya uyan bazı amorf yarıiletkenler için denel yoldan bulunan C ve E değerleri verilmiştir. Görüldüğü gibi bu iki parametre arasında herhangi bir bağıntı bulunmamakta ve C değerleri bir dağılım göstermekle birlikte daha çok $\sim 10^3 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ dolayında toplanmaktadır. C ve E parametreleri arasındaki bağımlılığı araştıran Mott-Davies'e göre $C(\sigma_0 \exp(\gamma/k))$ 'deki dağılım σ_0 ve özellikle γ 'nın malzemeye göre değişmesinden ileri gelir. Davis-Mott⁵ As₂S₃ ve öteki bazı alaşımlar için C'nin çok küçük değerlere ($10 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$) sahip olmasını bu camlarda band kenarlarındaki ($E_C - E_A$) ve ($E_B - E_V$) yerleşik durum aralıklarının (Şek.2.3.6) öteki camlara göre daha geniş olmasına bağlamaktadırlar. Bu tür malzemede band kenarlarında geniş bir yerleşik durum aralığı olduğu için oda sıcaklığın-

da bile yerleşik kuyruk durumlarına uyartılan taşıyıcı sayısı, mobilite kenarı dışına uyartılandan fazla olur. Böylece iletkenliğe büyük katkı hoplama iletiminden gelir¹⁵. Sonuç olarak Davis ve Mott'a göre C'nin $10^3-10^4 \cdot \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ civarındaki değerleri iletkenliğe en büyük katkının yaygın durumlara uyartılan taşıyıcıların band iletkenliğinden, daha küçük değerleri ($10-10^2 \cdot \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$) ise iletkenliğe en büyük katkının hoplama iletkenliğinden geldiğini gösterir. Aynı araştırmacılar son yıllardaki yayınlarında¹ (Mott-Davis 1979) minimum metalik iletkenliğin kesin olarak çözülen bir kavram olmaması ve γ sıcaklık katsayısındaki dağılım nedeniyle $C (= \sigma_0 \exp(\gamma/k))$ 'nin iletim mekanizması yorumunda kullanılmasını çok güvenilir görmemekte fakat halkojenürler için yine de bir fikir vereceğini belirtmektedirler.

Bazı halkojen alaşımlarında C ve E değerlerinin, yapıda bulunan halkojen grubunun yüzde oranına göre ilginç bir değişme gösterdiği bulunmuştur⁸. Şek.2.4.4'de As_2Se_3 ve As_2S_3 ikili camlarının $\text{As}_2\text{Se}_3-\text{As}_2\text{S}_3$ alaşımındaki yüzdelere göre C ve E'nin nasıl değiştiğini göstermektedir. Görüldüğü gibi As_2S_3 oranı arttıkça C değeri küçülmektedir. Araştırmacılara göre bu sonuç muhtemelen, As_2S_3 oranının artmasıyla yerleşik durum bandının genişlediğini ve iletimin hoplama ile sağlandığını gösterir.



Şek. 2.4.4 $\text{As}_2\text{Se}_3-\text{As}_2\text{S}_3$ Sisteminde C ve E nin karışım yüzdelere göre değişimi⁸.

2.5 Alternatif Akım (a.c) İletkenliği.

Frekans bağımlılığı gösteren iletkenlik ilk kez, katkılandırılmış Si'da Pollak ve Geballe (1961)²⁴ tarafından gözlenmiştir. Bu araştırmacılar deney sonuçlarına göre iletkenliğin, uygulanan alanın frekansı (ω) ile

$$\sigma(\omega) \propto \omega^s \quad (2.5.1)$$

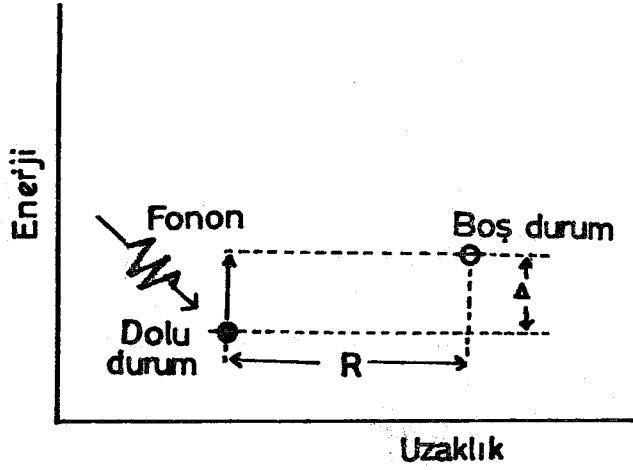
bağıntısına göre değiştiğini bulmuşlardır. Burada $s \sim 0.8$ dolayında bir katsayıdır. Daha sonra Austin-Mott (1969)²⁵ amorf yarıiletkenlerde, Mott-Davis¹⁵ halkojenürlerde a.c iletkenliği üzerinde çalışmışlar ve 2.5.1 bağıntısının bu malzemeler için de geçerli olduğunu ileri sürmüşlerdir.

Frekans bağımlılığı gösteren iletkenliğin kuramsal açıklaması Austin-Mott,²⁵ Pollak,²⁶ Pike²⁷ ve Jonscher²⁸ tarafından yapılmıştır. Bundan sonraki kesimlerde Austin-Mott modeli olarak da anılan QMT (Quantum Mechanical Tunneling) modeli ile, Pike²⁷ tarafından ortaya atılan ve Elliott'un²⁹ halkojenürlere adapte ettiği CBH (Classical Barrier Hopping) modeli inceleneyecektir. Gerçekte her iki model a.c iletkenliğinden, Fermi düzeyi dolayında bulunan yerleşik durum çiftlerini sorumlu tutmaktadır.

2.5.1 Q M T Modeli.

QMT modeline göre amorf yarıiletkenlerdeki a.c iletkenliği, Fermi düzeyi dolayındaki yerleşik durum çiftleri arasında taşıyıcıların, d.c iletkenliğinde olduğu gibi, ısı uyarmalı tünelleme yapması ile oluşur. Dolayısıyla QMT modeline göre hem d.c hem de a.c iletkenliğinden aynı mekanizma sorumludur.

Fermi düzeyi yakınında, tünellemenin olduğu bir yerleşik durum çiftini göz önüne alalım. Şek.2.5.1 de görüldüğü gibi çifti oluşturan durumlar arasındaki uzaklık R, enerji



Şek.2.5.1 Isıl uyarmalı tünelleme ile iletim.³⁰

farkı da Δ olsun. Açısal frekansı ω olan bir alternatif alan uygulandığında bir elektron ısıtılma yardımı ile bu iki durum arasında hareket ederek iletkenliğe katkıda bulunur. Bir tek çiftteki elektronun hareketi ile oluşan elementer a.c iletkenliği

$$d\sigma(\omega) = \frac{e^2 R^2 \cos^2 \theta}{kT} \left(\frac{1}{1 + \exp(\Delta/kT)} \right) \frac{\omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.5.2)$$

olarak hesaplanır². Burada θ , R ile uygulanan alan arasındaki açı, k Boltzmann sabiti, T sıcaklık, τ ise durulma (relaksasyon) süresidir.

Modelin kurucularına göre yerleşik durum çiftleri birbirinden bağımsızdır. Bu çiftlerden n tane özdeş çift olduğu kabul edilirse toplam iletkenlik

$$\sigma(\omega) = n d\sigma(\omega)$$

olur. Amorf yarıiletkenlerde R , Δ ve θ değerleri yerleşik durumlar için geniş bir dağılım gösterdiklerinden toplam a.c iletkenliğini veren bağıntı daha kompleks bir durum alır. R , Δ ve θ değerlerinin, iletkenliğe katkıda bulunacak bütün çiftler için integrasyonu Austin-Mott modelinden beklenen a.c iletkenliğini verir:

$$\sigma(\omega) = \frac{4\pi}{3} \{ N(E_F) \}^2 k T e^2 \ln \int R^4 dR \frac{\omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.5.3)$$

İntegral içindeki τ durulma süresi, $\Delta \ll kT$ olmak üzere, tünellemenin olduğu iki durum arasındaki R uzaklığına

$$v = v_0 \exp(-2\alpha R) \exp(-\Delta/kT) \rightarrow \tau \approx \tau_0 \exp(2\alpha R) \quad (2.5.4)$$

şeklinde üstel bir bağımlılık gösterir. Burada $\tau_0 = 10^{-13} \text{ s}$ basamağında bir atomik titreşim periyodu, α^{-1} ise yerleşik dalga fonksiyonunun sönüm sabitidir. Denklem 2.5.3'deki $\omega^2 \tau / 1 + \omega^2 \tau^2$ ifadesinin $\omega \tau$ ile değişimi incelendiğinde $\omega \tau = 1$ için bu ifadenin bir maksimumdan geçtiği görülür.²⁶ Bu değer 2.5.4 denkleminde yerine konulması ile, iletkenliğe en büyük katkıyı veren çiftlere ait tünelleme uzaklığı

$$R_0 = \frac{1}{2\alpha} \ln(v_0 / \omega) \quad (2.5.5)$$

bulunur. Burada v_0 maksimum fonon frekansıdır ($\sim 10^{13} \text{ s}^{-1}$). $\omega \tau = 1$ ve $R=R_0$ kritik değerleri (2.5.3) denkleminde yerine konularak

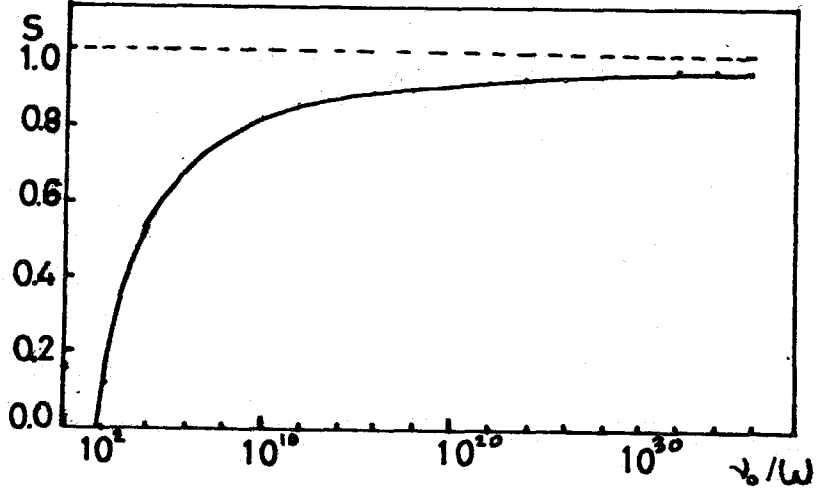
$$\sigma(\omega) = A e^2 \{N(E_F)\}^2 k T \alpha^{-5} \omega \{\ln(v_0 / \omega)\}^4 \quad (2.5.6)$$

bulunur. Burada $A = \pi/3$ dir.²⁵ Aynı sabit Pollak²⁶ tarafından $\pi^3/96$, Butcher-Hayden³¹ tarafından $3.66\pi^2/6$ olarak hesaplanmıştır.

Denklem 2.5.6 dan beklenen frekansa bağımlılık $\sigma(\omega) \propto \omega^5$ şeklinde yazılabilir. Böylece $\ln \sigma(\omega)$ ile $\ln \omega$ arasında çizilen grafiğin eğimi

$$s = 1 - \frac{4}{\ln(v_0 / \omega)} \quad (2.5.7)$$

olur. Bu sonuca göre $\omega \ll v_0$ olmak üzere s , uygulanan alanın frekansının zayıf bir fonksiyonu olan bir sabittir. Örneğin $\omega = 10^6 \text{ s}^{-1}$ için $s \sim 0.8$ bulunur ki bu değer Pollak ve Geballe'nin denel bulguları ile iyi uyuşur. Denklem 2.5.7 nin kullanılması ile elde edilen Şek.2.5.2 den görülebileceği gibi s üssü, v_0 / ω oranının küçülmesi ile hızlı bir azalma gösterir.



Şek. 2.5.2 s frekans üssünün v_0/ω ile değişmesi¹.

QMT modeli, literatürdeki bazı denel bulgularla desteklenmektedir. Buna örnek olarak P.G.²⁴'nin hafifçe katkılandırılmış yarı iletken kristalleri ve Abkowitz ve arkadaşlarının²⁹ glow-discharge a.Si ile yaptığı çalışmalar gösterilebilir. Fakat bu model, özellikle halkojenür camlarının ve buharlaştırma ile elde edilmiş (evapore) a.Si ve a.Ge'un a.c iletkenliğini iyi açıklayamamaktadır.^{27, 29, 32} Modelin göze çarpan ilk başarısızlığı (2.5.7) denklemleri ile verilen s üssünden ileri gelir. Bu ifadeye göre s, yalnız v_0/ω oranına bağlıdır. Halbuki halkojenürler ve öteki amorf yarıiletkenlerde s'nin sıcaklık bağımlılığı gösterdiği bulunmuştur.^{27, 29, 33} Modelin ikinci başarısızlığı, s'nin şiddetinden ileri gelmektedir. Denklem (2.5.7) den $\omega = 10^6 \text{ s}^{-1}$ olmak üzere makûl bir v_0 değeri ($\sim 10^{13} \text{ s}^{-1}$) için $s=0.8$ değeri bulunur. Fakat denel olarak bulunan değerler, modelden beklenen bu değeri aşmaktadır. Örneğin Lakatus-Abkowitz³⁴ a.Se'da $T=300^\circ \text{K}$ ve $\omega=10^6 \text{ s}^{-1}$ için $s=0.96$ değerini bulmuşlardır. Bu değer (2.5.7) denkleminde kullanılması ile $v_0 \approx 10^{39} \text{ s}^{-1}$ bulunur ki bu değer fiziksel yönden gerçekçi değildir.

QMT modeline göre, d.c hoplama iletkenliğine katkıda bulunan aynı yerleşik durumlar, a.c iletkenliğinden de sorumlu tutulmaktadır. Bu varsayımın doğru olması halinde $N(E_F)$

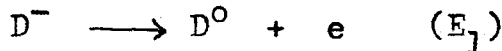
yerleşik durum yoğunluğu için, d.c hoplama iletkenliği ($T^{-1/4}$ davranışı) ile a.c iletkenliği aynı değeri vermelidir. Fakat denel bulgular bu beklentiyi doğrulamamaktadır. Örneğin Bal-kan a.Ge'da $N(E_F)_{a.c} \cong 7 \times N(E_F)_{d.c}$ olduğunu bulmuştur.³³

Halkojenür camlarında ise $T^{-1/4}$ davranışı gözlenmemesine karşılık a.c iletkenliği ölçüleri, Fermi düzeyinde $10^{18}-10^{20}$ $\text{cm}^{-3}\text{eV}^{-1}$ basamağında durum yoğunluğu olduğunu vermektedir.⁹

2.5.2 C B H Modeli.

A.c iletkenliğini açıklamada ikinci bir mekanizma CBH modelidir. Bu model aslında QMT modelinde olduğu gibi yerleşik durum çiftleri yaklaşımına dayanır. Şu farkla ki burada taşıyıcıların, yerleşik durum çifti arasındaki potansiyel engelini tünelleme ile geçmek yerine bu engeli aşarak geçtiği varsayılır. Dolayısıyla modele göre τ durulma süresi, hoplama ile aşılacak engel yüksekliğine göre üstel bir dağılım gösterir. Model ilk kez Pollak-Pike³⁵ tarafından düşünülmüş ve Pike²⁷ tarafından geliştirilmiştir. Elliott,²⁹ Pike'nin Scandium oksitde bulduğu a.c iletkenliği sonuçlarını yorumlamada geliştirdiği bu kuramı halkojenür camlarına adapte etmiştir. Bu çalışmada halkojenür camlarının kullanılması nedeniyle CBH modelinin, Elliott'un halkojenürlere adapte ettiği şekli üzerinde durulacaktır.

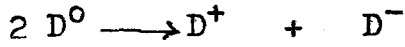
Elliott'a göre halkojenür camlarında a.c iletkenliğinden, yüklü kusur merkezleri (dangling bond) sorumludur. Bu merkezlerin yapısı Kastner-Adler ve Fritzsche³⁶ tarafından genişçe incelenmiştir. Bu araştırmacılara göre fazladan bir negatif yük taşıyan kusur merkezi D^- ile gösterilir. D^- merkezinden bir elektronun ısı uyarma ile iletim bandına uyarılması



reaksiyonu ile gösterilir. Aynı merkezden ikinci bir elektronun uyarılması ile D^0 merkezi

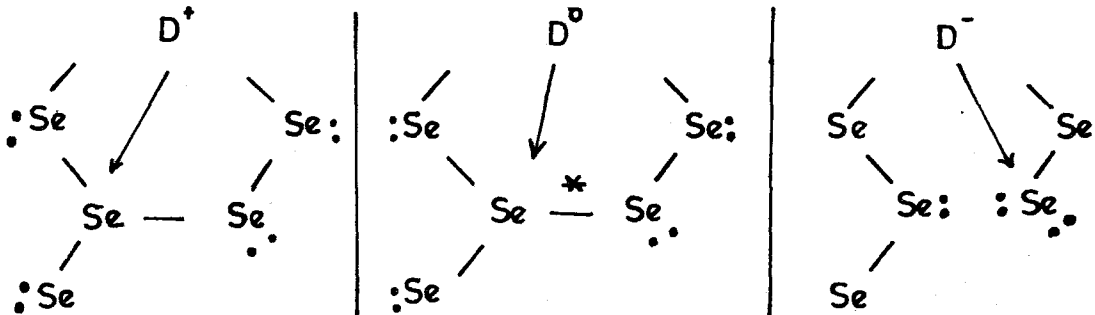


reaksiyonuna göre D^+ durumuna gelir. Burada E_1 ve E_2 elektronun bulunduğu merkezden uyarılması için gereken enerjileri gösterir. Bu iki reaksiyon

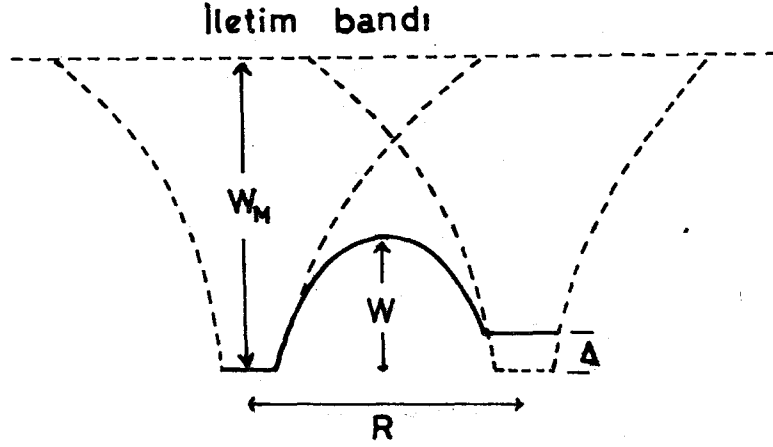


şeklinde kısaltılabilir. D^- , D^+ ve D^0 merkezlerinin yapısı Şek.2.5.2 de a.Se için gösterilmiştir.

CBH modeline göre, a.c iletkenliğinden sorumlu tutulan kusur merkezleri, QMT modelinde yapılan varsayımın tersine, birbirini etkileyecek kadar yakın uzaklıkta bulunurlar. Bu varsayıma göre, elementer a.c iletkenliğini sağlayan bir yerleşik durum çifti, Şek.2.5.3'de görüldüğü gibi düşünülmektedir. Burada R hoplamanın olduğu durumlar arasındaki uzaklık, W_M iki elektronu bulunduğu durumdan iletim bandına çıkarmak için gereken enerji, Δ bu iki durum arasındaki enerji farkı, W ise iki durumu ayıran potansiyel engelinin yüksekliğidir. Yerleşik durumların karşılığı olan potansiyel kuyularının Coulomb yapısında ve iki kuyunun Şek.2.5.3'de görüldüğü gibi birbirini etkileyecek kadar yakın olduğu var-



Şek.2.5.2 Amorf Se için yerleşik durumların yapısı⁷
(Street ve Mott modeli).



Şek.2.5.3 CBH modeline göre bir yerleşik durum çiftinde potansiyel engelinin yapısı²⁹

sayımı dikkate alınarak

$$W_M - W = \frac{4 n e^2}{\kappa R} \quad (2.5.8)$$

yazılabilir. Burada κ etkin dielektrik sabiti, n hoplayan elektron sayısıdır ki halkojenürler için $n = 2$ olarak alınır.²⁹ Bu bağıntıya göre, R nin iletkenliğe katkıda bulunan çiftler arasında bir dağılım göstermesi, W nin de bir dağılım göstermesini gerektirir. Dolayısıyla durulma süresi W potansiyel engeline

$$\tau = \tau_0 \exp (W/KT) \quad (2.5.9)$$

şeklinde üstel bir bağımlılık gösterir. Burada τ_0 atomik titreşim periyodu basamağında bir sabittir.

Hesaplama kolaylık için, çifti oluşturan durumların enerji düzeyi yönünden özdeş (yani durumlar dejenere) olduğunu kabul ederek Δ enerji farkını ihmal edelim. Yukarıdaki varsayımlara ek olarak en yakın komşuya hoplama hali dikkate alındığında a.c iletkenliği

$$\sigma(\omega) = \frac{N^2 M \kappa}{12} \int_0^{\infty} R^6 \frac{\omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \frac{d\tau}{\tau} \quad (2.5.10)$$

bulunur. Burada N yerleşik durum konsantrasyonudur. İntegral içindeki $\omega^2 \tau / (1 + \omega^2 \tau^2)$ ifadesi, $\omega \tau = 1$ kritik değeri için bir maksimumdan geçer. Bu kritik değer karşılığı olan R ve W değerlerini sırasıyla R_0 ve W_0 ile gösterelim. Denklem(2.5.8)ve(2.5.9)'dan sırasıyla

$$W_0 = -kT \ln(\omega \tau_0) \quad R_0 = \frac{8e^2}{\kappa (W_M - W_0)} \quad (2.5.11)$$

elde edilir. Böylece Denklem(2.5.10)'dan

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi^2 N^2 \kappa}{24} \omega R_0^6 \quad (2.5.12)$$

bulunur. Yüksek olmayan sıcaklıklar için $W_M \gg W_0$ varsayımı yapılabilir. Bu durumda birinci basamaktan bir yaklaşıma göre ve Denklem(2.5.9)'u kullanarak

$$R_0^6 = \left(\frac{8e^2}{\kappa W_M} \right)^6 (\omega \tau_0)^{-\beta} \quad (2.5.13)$$

olarak alınır. Burada

$$\beta = 6 kT / W_M \quad (2.5.14)$$

dır. Böylece a.c iletkenliği için son ifade

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi^2 N^2 \kappa}{24} \left(\frac{8e^2}{\kappa W_M} \right)^6 \frac{\omega^s}{\tau_0^\beta} \quad (2.5.15)$$

olur²³. Bu son denklemin frekans bağımlılığı kısaca

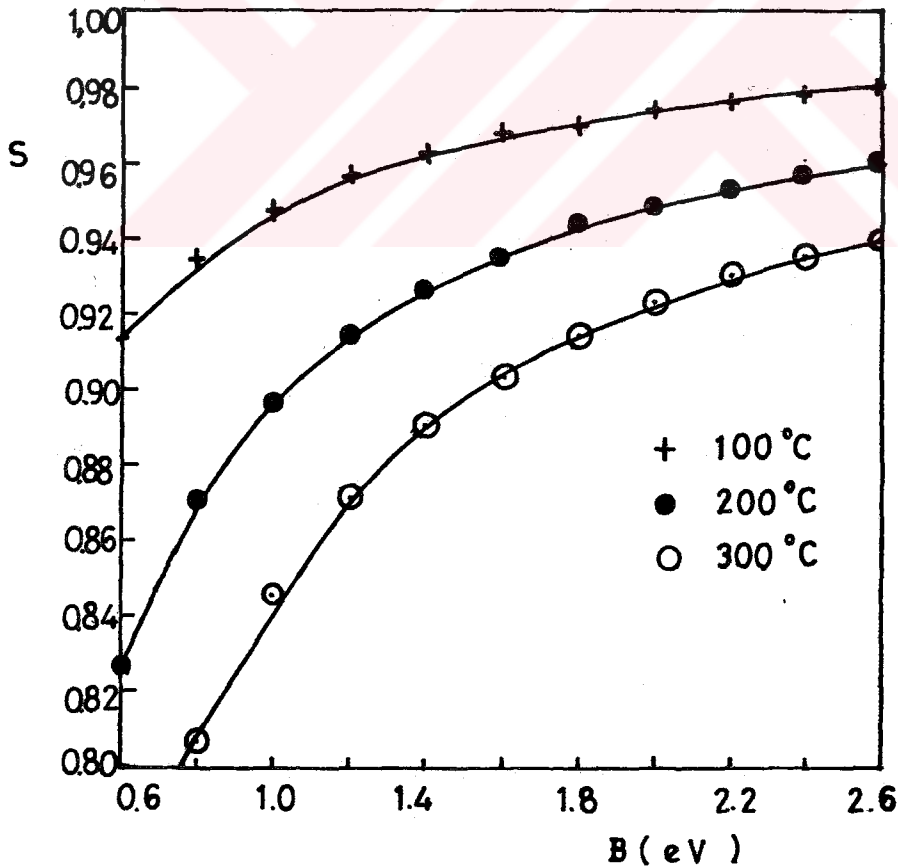
$$\sigma(\omega) \propto \omega^s \quad (2.5.16)$$

şeklinde yazılabilir. Burada s alçak sıcaklıklarda

$$s = 1 - \beta = 1 - 6 kT / W_M \quad (2.5.17)$$

dır. Bu bağıntıdan yararlanarak s 'nin denel yoldan bulunması ile malzemeye ait W_M parametresi bulunabilir ki bu değer halkojenür camları için yaklaşık olarak mobilite aralığına (B) eşit alınabilir. Fakat β değerlerinin küçük oluşu nedeniyle bu yöntemle bulunan B değerleri güvenilir değildir.²⁹ Bu yüzden B'nin tayin edilmesinde diğer yöntemler tercih edilir.¹ Bölüm 4'de tartıştığımız alçak alan d.c iletkenliği bu yöntemlerden biridir.

Denklem(2.5.17)'den görülebileceği gibi s üssü hem sıcaklığa hem de mobilite aralığına bağlıdır. Bu bağımlılığın daha iyi görülebilmesi için üç farklı sıcaklık (100, 200 ve 300 °K) için s nin B ile değişimini gösteren grafik çizilmiştir (Şek.2.5.4). Görülebileceği gibi, bu modele göre s için 0.8 den büyük değerler de beklenmektedir. Bu kuramsal değerlerle uyum halinde olan çok sayıda çalışma bulunmaktadır.^{27,29,33,34}



Şek.2.5.4 Denklem 2.5.17'ye göre s frekans üssünün mobilite aralığı ve sıcaklıkla değişimi.

Denklem(2.5.15)'in çıkarılmasında kullanılan fiziksel ve matematiksel varsayımlar nedeniyle bu denklem ile denel bulgular arasındaki uyum yalnız orta sıcaklık bölgesi için beklenmelidir. Çünkü çok alçak sıcaklıklarda, W 'nin küçük değerlerinin önem kazanması yüzünden, hoplamanın olduğu iki durum arasındaki Δ enerji farkının ihmal edilmesi önemli yanlışlara neden olur²⁹. Öte yandan yüksek sıcaklıklarda, taşıyıcıların hoplayarak geçeceği potansiyel engelleri daha büyük olacaktır(Denk1. 2.5.11). Dolayısıyla yüksek sıcaklık bölgesinde iletkenliği doğru hesaplayabilmek için,(2.5.13)denkleminde R_0^6 'nın hesabında, $W_M \gg W_0$ varsayımı nedeniyle ihmal edilen daha yüksek derecedeki terimlerin de işleme katılması gerekir. Böylece 2.5.15 ve 2.5.16 ifadeleri biraz değişir ve bu değişiklik özellikle mobilite aralığı küçük olan amorf yarıiletkenlerde daha önemli olur.²⁹

Daha yüksek sıcaklıklarda veya çok alçak frekanslarda W_0 , W_M değerine yaklaşabilir. Böylece $R_0 \rightarrow R_\infty$ olur. Bu durumda durulma süresi

$$\tau = \tau_{\text{mak}} = \tau_0 \exp (W_M/kT) \quad (2.5.18)$$

olur.³³ Bu denklem, elemanter iletkenliği sağlayan bir dipol için maksimum bir tepki süresi (veya minimum bir tepki frekansı) tanımlar. Bundan daha alçak frekanslı bir alan uygulandığında $\omega\tau_{\text{mak}} < 1$ olacağı için a.c iletkenliğine katkının en büyük olma koşulu ($\omega\tau = 1$) bozulacaktır. Böylece Denk1. 2.5.10 daki $\omega^2\tau/(1+\omega^2\tau^2)$ ifadesi $\approx \omega^2\tau_{\text{mak}}$ şeklinde alınabilir ve buradan

$$\sigma_{ac} \propto \omega^2\tau_0 \exp (W_M/kT) \quad (2.5.19)$$

yazılabilir. O halde $\omega\tau_{\text{mak}} < 1$ durumunun karşılığı olan frekanslara inildiğinde ω^S davranışından($S \leq 1$), ω^2 davranışına geçiş beklenir. Kısaca - Cutt off- davranışı olarak adlandırılan bu olay ilk kez N.Balkan tarafından a.Ge da gözlenmiştir.³³

3. DENEL ÇALIŞMA

3.1 Çalışma Malzemesinin Seçimi

Çalışmada kullanılacak halkojenür camları, denel olanaklar ve malzeme temini göz önüne alınarak seçilmiştir. Ölçü sisteminin vereceği sonuçların güvenilirliği konusunda bir fikir vermesi bakımından öncelikle bir karşılaştırma malzemesi üzerinde çalışılması düşünülmüştür. Karşılaştırma malzemesi olarak, iletkenlik özellikleri bir çok araştırmacı tarafından çalışılan As_2Te_3 camı seçilmiştir. Diğer çalışma malzemeleri, bu güne kadar hiç çalışılmamış terkipteki camlar olan $As_{20}Se_{40}Te_{40}$ ve $(As_2Se_3)_{80}Sb_{20}$ (atomik yüzde) üçlü halkojenür camlarıdır.

Halkojenür camları ile çalışan araştırmacılar, kendi denel olanakları nedeniyle daha çok ince film düzenekleri ile çalışma yapmışlardır. Bununla beraber, hacımlı (bulk) düzeneklerle çalışma yapan araştırmacılar da bulunmaktadır.³⁷⁻³⁹ Bu çalışmada, laboratuvar olanaklarımız ve üzerinde daha az çalışma yapıldığı için hacımlı örneklerle çalışma yapılmıştır.

3.2 Camların Hazırlanması

Çalıştığımız camlardan As_2Te_3 hazır olark sağlanmış diğer halkojenür camları ise laboratuvarımızda yapılmıştır. Araştırma kurumlarından sağlanan % 99.9999 saflıktaki elementler, 5'er gram cam elde edilebilecek şekilde kimyasal oranlarına uygun ölçüde tartılarak karıştırılmıştır. Bu karışım alevde ortası ve ucu daraltılan bir pireks (pyrex) tüpe yerleştirilmiştir. Mekanik bir pompa ile tüpün havası boşaltıldıktan sonra kuvvetli bir alevde ortadaki boğum kapatılmıştır. Karışımın bulunduğu tüp, homogenliği sağlamak için her yarım saatte bir çalkalanmak üzere 15 saat sürede pişirilmiştir. Pişirilme sıcaklığı olarak $As_{20}Se_{40}Te_{40}$ camı için 600 °C

yeterli görülmüştür(As bu sıcaklıkta 1 at. buhar basıncına sahiptir. Se ve Te için atmosfer basıncında ergime sıcaklıkları sırasıyla 217°C ve 450 °C dir). Yapısında Sb bulunan (1 at. basıncında ergime noktası 630 °C) diğer karışım için pişirilme sıcaklığı 650 °C dolayında tutulmuştur. Bu sıcaklık, pireks için sınır bölgesi olduğundan pişirilme işlemi sonucunda tüpün kısmen şekil değişikliğine uğradığı görülmüştür.

Söndürme işlemi için tüp, oda sıcaklığındaki su ile ıslatılmış bir kumaşa sarılmıştır.

(As₂Se₃)₈₀Sb₂₀ camının pişirilme sıcaklığının Sb'un ergime noktasına yakın oluşu, bu elementin camın yapısına girip girmediği konusunda kuşku uyandırmıştır. Bu nedenle kantitatif bir analiz denemesi yapılmıştır. Yapılan bu analize göre bileşimde beklenen oranda Sb bulunduğu görülmüştür.

3.3 Hacımlı Örneklerin Yapılması

Hazırlanan halkojenür camlarının çok kırılğan oluşu nedeniyle geometrik yapıda hacımlı örnek yapılması oldukça zor olmuştur. Bu amaç için birkaç yöntem denenmiştir. Çalışılan üç cama da uygulanabilen birinci yöntemde malzemeden alınan küçük bir parça ince dişli bir zımpara ile mekanik olarak paralel yüzlü levha haline getirilmiştir. Bu yöntemle ortalama ~0.5mm kalınlığa kadar inilebilmiştir. İkinci yöntemde ise küçük parçalar, düzgün iki cam levha arasına konulmuş ve malzeme yumuşayınca kadar alttaki cam ısıtılmıştır. Yumuşayan malzeme iki cam arasında sıkıştırılarak oda sıcaklığında ani soğumaya bırakılmıştır. Bu yöntemle hem daha düzgün hem de daha ince (~0.3 mm) örnek hazırlanabilmiştir.

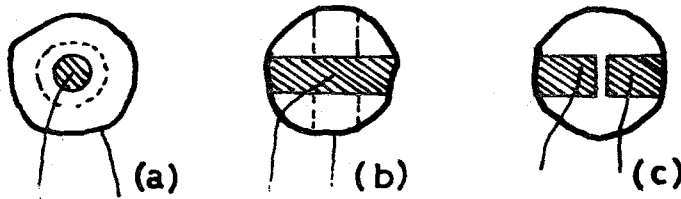
As₂Te₃ camında, yukarıda açıklanan yöntemlerden ilki seçilmiş, ikincisi uygulandığında örneklerin yarıiletken davranışını yitirdikleri (metalik davranış) görülmüştür. Bölüm 2'de değindiğimiz gibi bu özellik, camın kararsızlık derece-

sinin büyük oluşundan ileri gelir. $As_{20}Se_{40}Te_{40}$ camında iki yöntem de kullanılmıştır. İkinci yöntem kullanıldığında soğutma hızının iyi düzenlenemeyişi yüzünden bazı örneklerin, As_2Te_3 camında olduğu gibi, yarıiletken özelliklerini yitirdikleri görülmüştür. $(As_2Se_3)_{80}Sb_{20}$ camında ise bir metalleşme etkisi ile karşılaşılmadığından yalnız ikinci yöntemle örnek hazırlanmıştır.

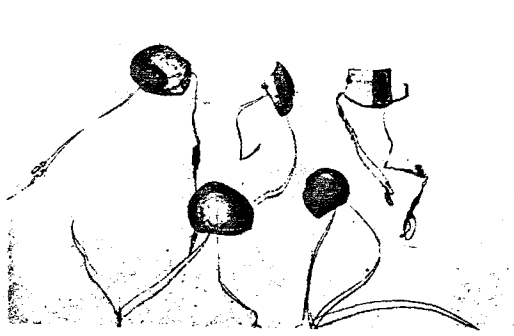
3.4 Elektrot Yapılması

Elektrot olarak seçilen metalin, levha haline getirilmiş örneğe omik kontak yapması ve bir kontak problemi çıkarmaması gerekir. Bu nedenle elektrot metal olarak Au düşünülmüştür. Çeşitli büyüklüklerde dairesel delikleri bulunan pirinç bir maske yapılarak bu maske yardımıyla hacımlı örneklerin iki yüzüne vakum kaplama ünitesinde Au elektrot kaplanmıştır. İkinci bir elektrot malzemesi olarak gümüşlü yapıştırıcı (silver dag) kullanılmıştır. Her iki durumda, örneğin direncinin mümkün olduğu kadar küçük olması için elektrot alanı geniş tutulmuştur.

İnce filmlerde olduğu gibi hacımlı örneklerde de sandöviç ve aralık (co-planer) türü elektrot düzeni uygulamak mümkündür. Elektrot düzeninin sonuçlara etkisini incelemek amacıyla, çalışmada her iki elektrot düzeni de denenmiştir.



Şek.3.4.1 Elektrot düzenleri. (a) Dairesel geometrili sandöviç, (b) Köşeli geometrili sandöviç, (c) Aralık türü.



Şek.3.4.2 Hacımlı halkojenür camları

Şek.3.4.1'de grüldüğü gibi sandöviç türü elektrot düzeninde elektrot geometrisi dairesel yahut köseli olabilir.

Ölçü sistemine örneğin elektrot bağlantılarını sağlamak üzere, elektrot üzerine gümüşlü boya ile ~ 0.10 mm çapında bakır teller yapıştırılmıştır. Şek.3.4.2'de birkaç örneğin fotoğrafları gösterilmiştir.

Örnekler üzerine kaplanan elektrot alanının boyutları 0.05 mm'ye kadar ölçü yapabilen büyüteçli bir mikrometre ile, örneğin kalınlığı ise palmer ile ölçülmüştür. Örnek kalınlığının, hazırlama yönteminin sonucu olarak, homogen olmayışı ve elektrot alanının tam geometrik yapılamayışı nedeniyle bu ölçülerdeki hata, kullanılan araçların duyarlılığının biraz üzerinde olacaktır. Hazırlanan tüm örnekler için bu ölçüler Çizelge 3.4.1'de görülmektedir. Çizelgeden görülebileceği gibi bazı örneklerde geometrik bir elektrot düzeni yapılamadığından bu örnekler için elektrot alanı değerleri verilememiştir. Çizelgede sandöviç elektrot düzeni S , aralık elektrot düzeni A ile gösterilmiştir.

Malzeme	Örnek no	Elektrot			
		maddesi	cinsi	alanı(cm ²)	aralığı(cm)
As ₂ Te ₃	1.1	Ag	A	1.6x10 ⁻²	4.9x10 ⁻²
	1.2	Ag	S	13	2.2
	1.3	Au	S	-	1.2
As ₂₀ Se ₄₀ Te ₄₀	2.9	Ag	S	8.4	3.8
	2.11	Ag	A	1.4	4.0
	2.13	Ag	S	-	-
	2.14	Ag	S	-	-
	2.15	Au	S	7.7	4.0
	2.17	Ag	S	2.8	4.0
	2.20	Au	S	21	7.5
	2.24	Ag	S	-	-
	2.25	Ag	S	-	-
	2.26	Ag	S	8.3	5.3
(As ₂ Se ₃) ₈₀ Sb ₂₀	3.1	Ag	S	10	4.6
	3.2	Au	S	33	6.5
	3.3	Au	S	16	4.0
	3.4	Au	S	16	6.5
	3.5	Au	S	28	5.3
	3.7	Ag	S	7.2	2.8
	3.8	Ag	S	9.4	3.6
	3.9	Ag	S	5.2	5.0
	3.10	Ag	S	3.3	2.0

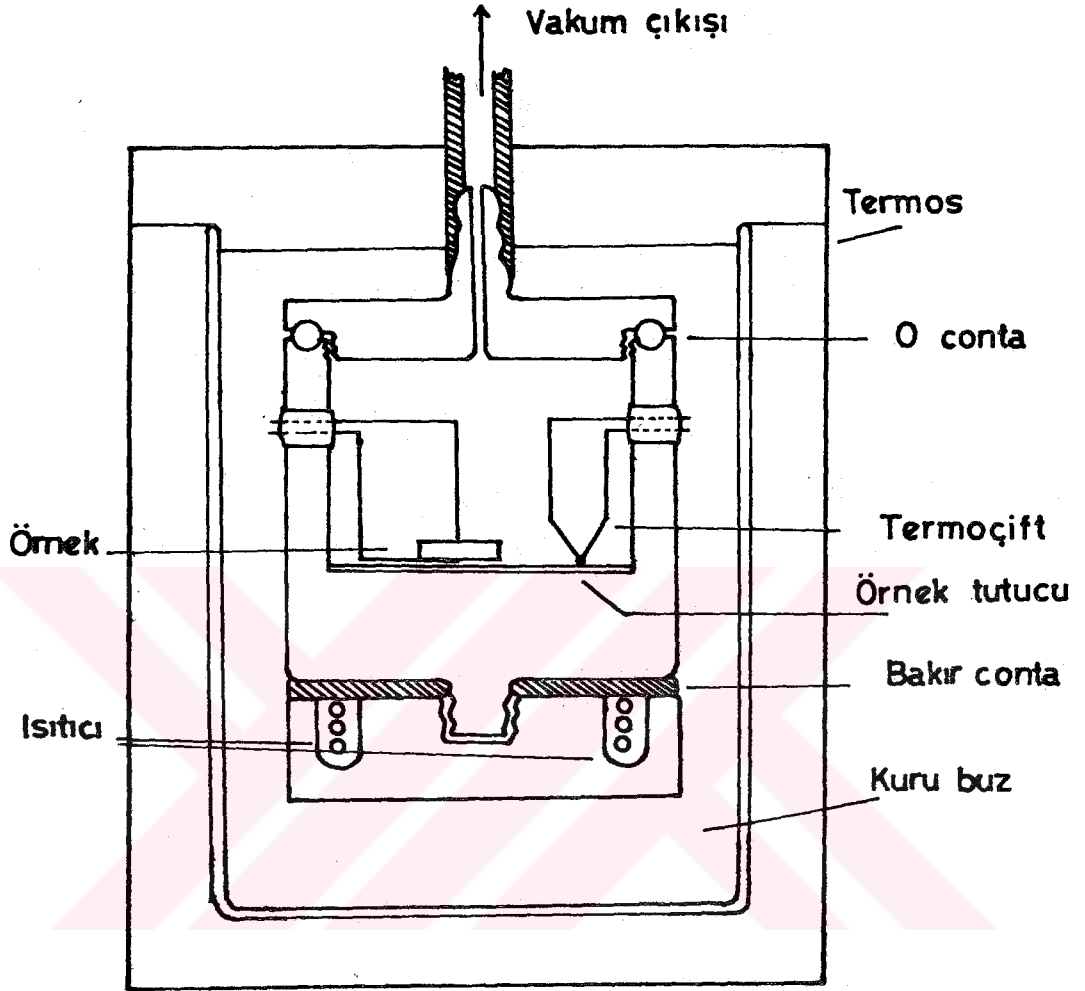
Çizelge 3.4.1 Çalışmada kullanılan hacımlı örnekler ve elektrot yapıları. Burada A aralık türü, S sandöviç türü elektrot düzenini; Au altın, Ag gümüşlü boya elektrot malzemesini gösterir.

3.5 Kriyostat

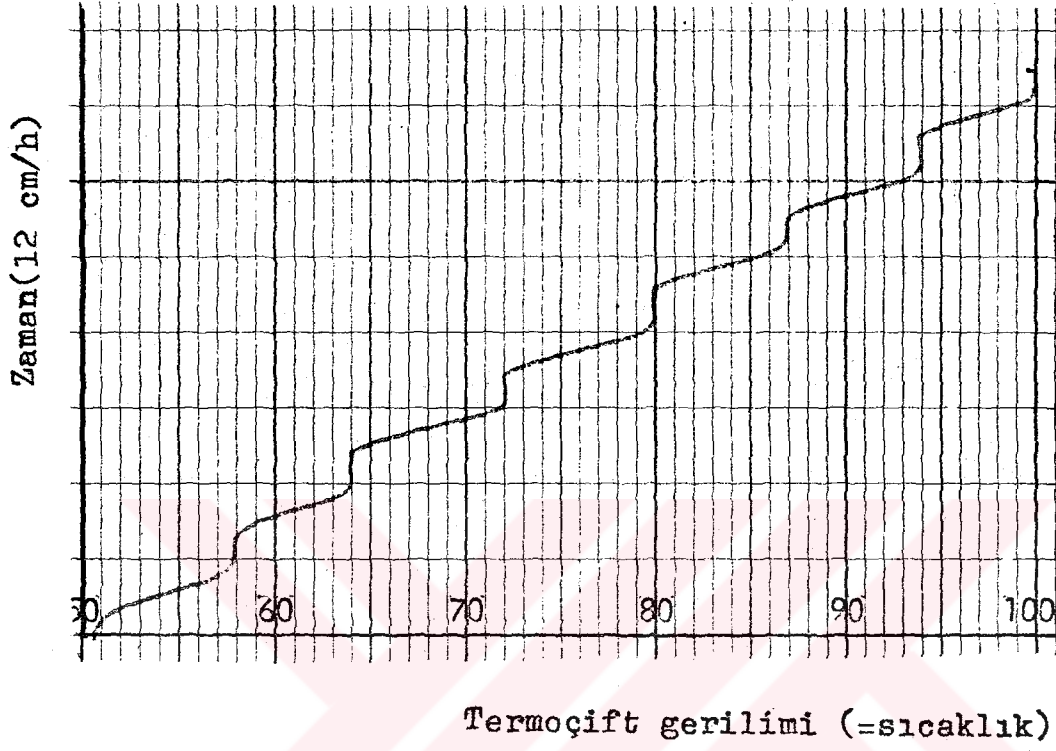
Çalışılan camların iletkenlik özelliklerinin, olabildiği kadar geniş bir sıcaklık aralığında incelenmesi, varılacak sonuçların duyarlılığı yönünden önemlidir. Laboratuvar ve çevre olanaklarına göre ulaşabildiğimiz en düşük sıcaklık, kuru buz (karbondioksit karı) ile sağlanabilen sıcaklıktır (-78°C). Üst sıcaklık sınırı ise malzemenin yumuşama sıcaklığına bağlı olarak değişen bir sıcaklık olup en çok 160°C dolayında olmaktadır. Belirtilen bu sıcaklık aralığında ölçü yapabilmek üzere Şek.3.5.1'de gösterilen basit bir kriyostat düşünülmüştür. Pirinç bir parçadan yapılan aracın sıcaklık kontrolü, ısıtıcı yuvasına yerleştirilen 100 Watt'lık bir ısıtıcı ile sağlanır. Isıtıcının metal gövde ile elektriksel izolasyonunu sağlamak için ısıtıcıyı oluşturan direnç teli, porselen boncuklara yerleştirilmiştir.

Kriyostat içindeki sıcaklığı ölçmek için, kromel-alümel termočift kullanılmıştır. Termočift ve örneğin metal gövdeye değmesini önlemek için, örnek tutucu diyebileceğimiz 0.2 mm kalınlığındaki mika, kriyostat içine yerleştirilmiştir.

Kriyostat uygun hacımlı bir termos içine yerleştirilip termos kuru buz ile doldurulursa sistem kısa sürede alçak sıcaklığa ($\sim -75^{\circ}\text{C}$) ineabilmektedir. Termočift uçları, bir yazıcı milivoltmetreye (x-time recorder) bağlandığında örnek tutucunun sıcaklığı $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$ duyarlılıkla okunabilmektedir. Isıtıcıyı besleyen bir d.c kaynağı ile ısıtıcıdan geçen akımı değiştirerek, sıcaklığa istenildiği şekilde kumanda edilebilmektedir. Yani akımı çoğaltarak sıcaklık yükseltelebilmekte, akımı azaltarak ulaşılan sıcaklıkta sistem uzun süre tutulabilmektedir. Hatta akımı keserek yeniden alçak sıcaklığa dönülebilmektedir. Şek.3.5.2'de, denel çalışma sırasında yazıcı milivoltmetreden elde edilen sıcaklık-zaman karakteristiği görülmektedir. Burada yatay eksen mV cinsinden termočift gerilimini (dolayısıyla sıcaklığı), düşey eksen zamanı gösterir.



Şek.3.5.1 Kriyostat düzeneği



Şek.3.5.2 Kriyostat düzeneğinde elde edilen sıcaklık-zaman karakteristiği.

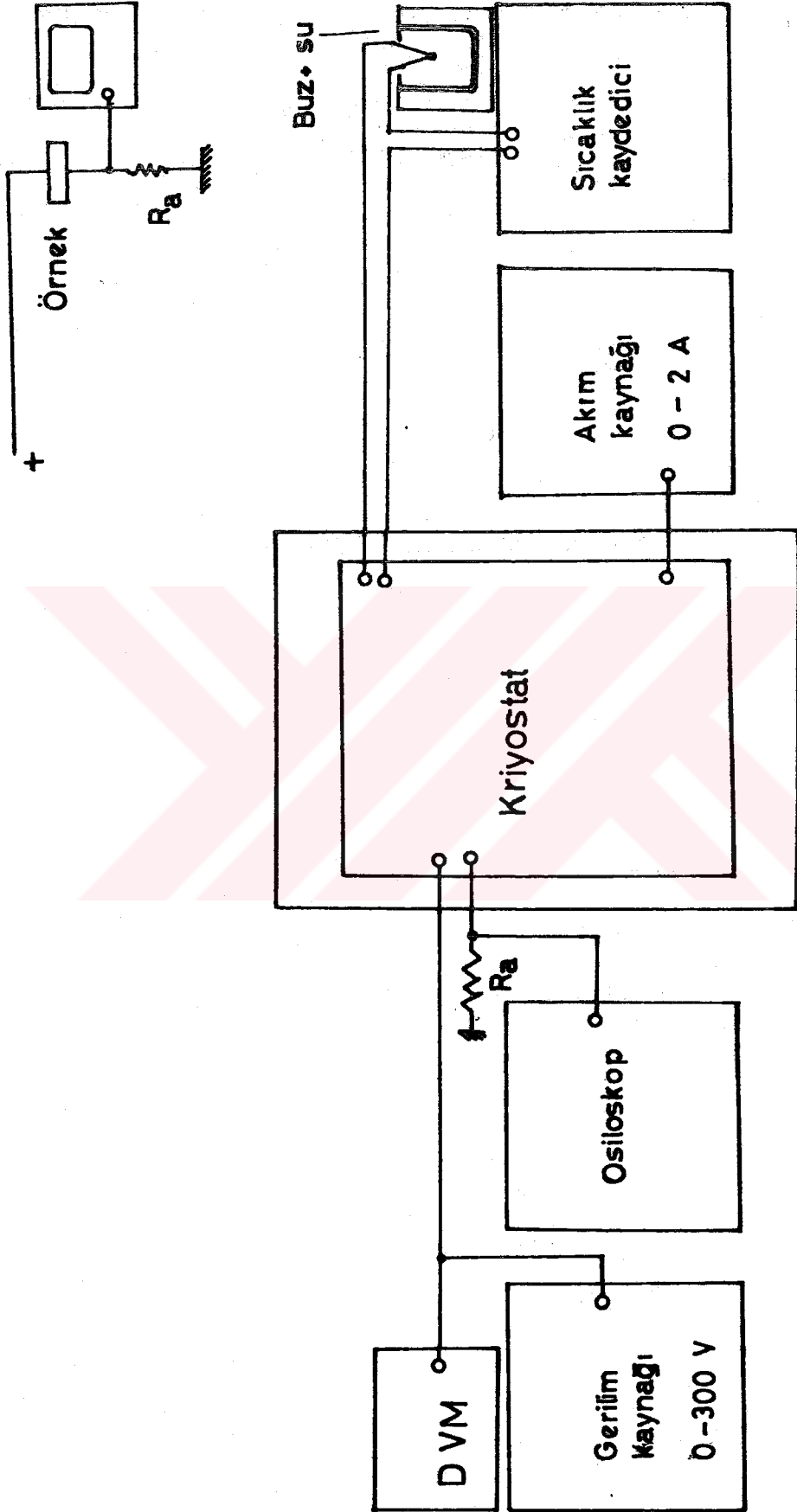
4. DOĞRU AKIM (D.C) İLETKENLİĞİ

4.1 Doğru Akım İletkenliğinin Ölçülmesi.

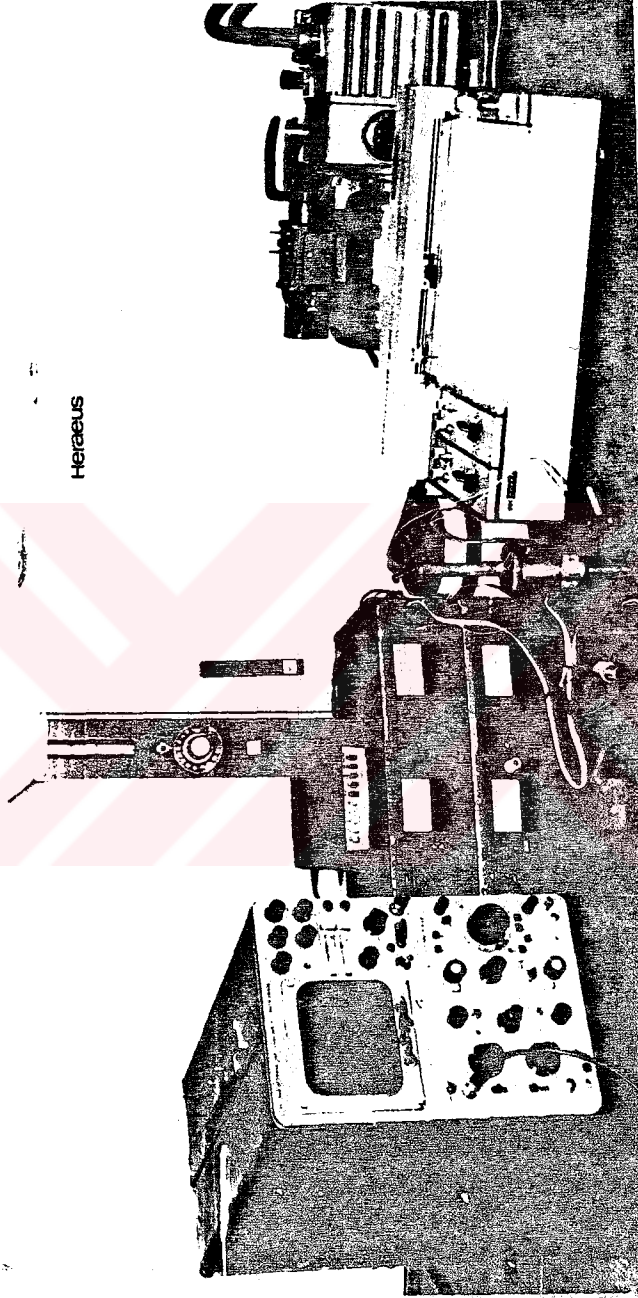
Doğru akım iletkenliğini ölçmede kullandığımız ölçü düzeneği Şek.4.1.1'de gösterilmiştir. Bu düzeneğin karşılığı olan elektrik devresi, aynı şekil üzerinde ek olarak verilmiştir. Şekilden görülebileceği gibi, örnekten geçen akımı ölçmek için elektrometre kullanılmamıştır. Bunun yerine, bazı araştırmacıların³⁸ kullandığı gibi örneğe seri bağlı bir akım direnci (R_a) üzerindeki gerilim düşmesi ölçülerek akım dolaylı olarak bulunmuştur. Akım direncinin, bu dirençteki gerilim düşmesini ölçecek aracın giriş impedansından çok küçük tutulması halinde bu yöntemle akım ölçülmesi önemsiz bir ölçü hatasına neden olmayacaktır. Çalışmada kullandığımız voltmetrenin giriş impedansı 1 M Ω olup akım direnci ~ 50 K Ω veya daha küçük seçilmiştir.

Akım direnci üzerindeki gerilim düşmesini ölçmede 0.01 mV'ye kadar ölçü yapabilen bir yazıcı milivoltmetre (recorder) veya 0.1 mV'ye kadar ölçü yapabilen DVM (digital voltmetre) kullanılmıştır. Örnekten geçen akımın artması Joule ısınmasına neden olduğundan, iletkenliğe bu etkidenden bir katkı gelmemesi için bu durumda gerilimin atma (puls) şeklinde uygulanması gerekmiştir. Elle kumanda edilen bir anahtarla 50 ms süreli kare atmalar elde edilebilmiştir. Akım direnci üzerinde de atma şeklinde etkisini gösterecek bu gerilim, iz çıkarır (storage) bir osiloskopla ölçülmüştür.

Çalışılan sıcaklık aralığı, özellikleri incelenen malzemeye göre değişmektedir. Sıcaklık bölgesinin alt sınırı, örnekten geçen akımın ölçülebilme olanağına bağlı bir sıcaklık, üst sınırı ise malzemenin tavlanma ve benzeri yapısal bozulmadan etkilenmeyeceği bir sıcaklıktır. Sıcaklığın bu üst sınırını bulmak için her malzemedan alınan birer ham örnek 10 °C'lik aralıklarla gittikçe artan sıcaklıklarda belirli sürelerde (10-15 dakika) tutulmuştur. Daha sonra her defasında örneklerin oda sıcaklığı iletkenlikleri ölçü-



Şek.4.1.1 D.C iletkenliği ölçü düzeneği. Bu düzeneğin karşılığı olan fotoğraf Şek.4.1.2 de verilmiştir.



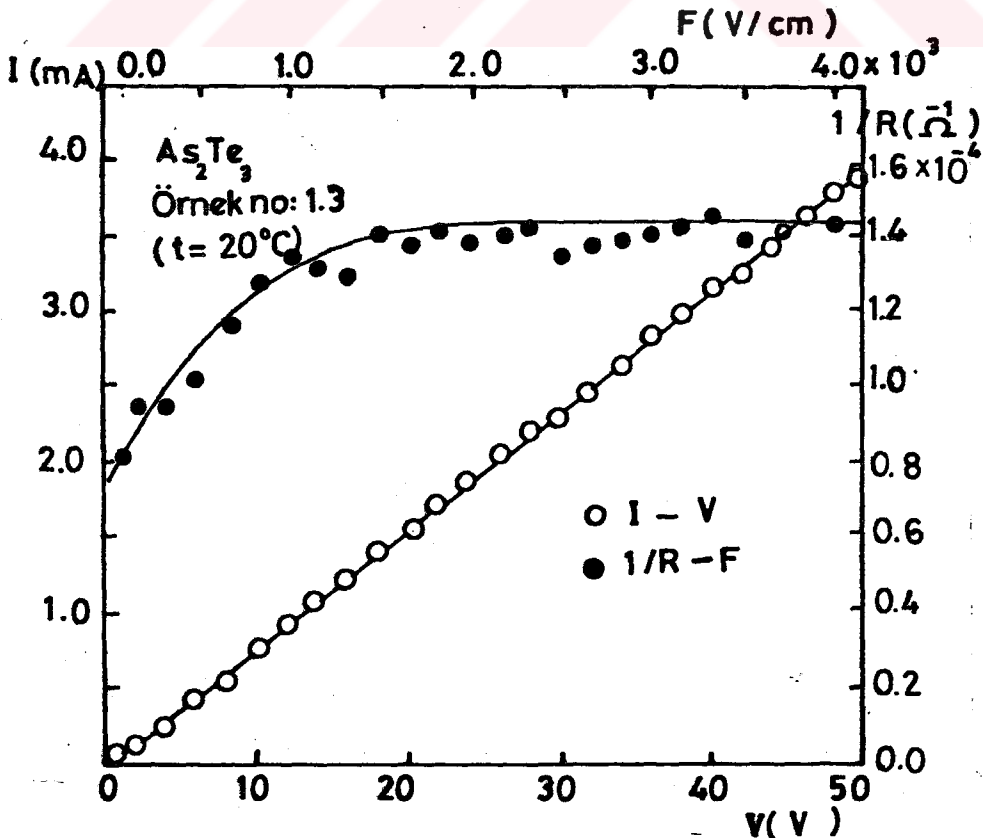
Şek.4.1.1.2 D.C iletkenliği ölçü düzeneginin fotoğrafı

lerek iletkenlikte bir değişmenin olup olmadığı araştırılmıştır. Bu ön denemelere göre $As_{20}Se_{40}Te_{40}$ ve $(As_2Se_3)_{80}Sb_{20}$ camları için ölçülerin yapılacağı sıcaklık aralıkları sırasıyla, $(-75^{\circ}C - +100^{\circ}C)$ ve $(+30^{\circ}C - +160^{\circ}C)$ olarak alınmıştır. Karşılaştırma malzemesi olarak kullanılan As_2Te_3 camı için üst sıcaklık sınırı, literatürden yararlanarak $+100^{\circ}C$ seçilmiştir.³⁸

Ölçülerin yapılmasında izlenen çalışma sırası şöyledir. Sıcaklık aralığının en alt sınırına inildiğinde sistem bu sıcaklıkta tutularak akım-gerilim karakteristiğini bulmak üzere ölçü alınmıştır. Daha sonra iletkenliğin sıcaklıkla değişimini incelemek için $2-5^{\circ}C$ lik sıcaklık basamakları elde edilerek (Şek.3.5.2) her sıcaklık basamağı için iletkenlik ölçülmüştür.

4.2 Akım-Gerilim Karakteristikleri.

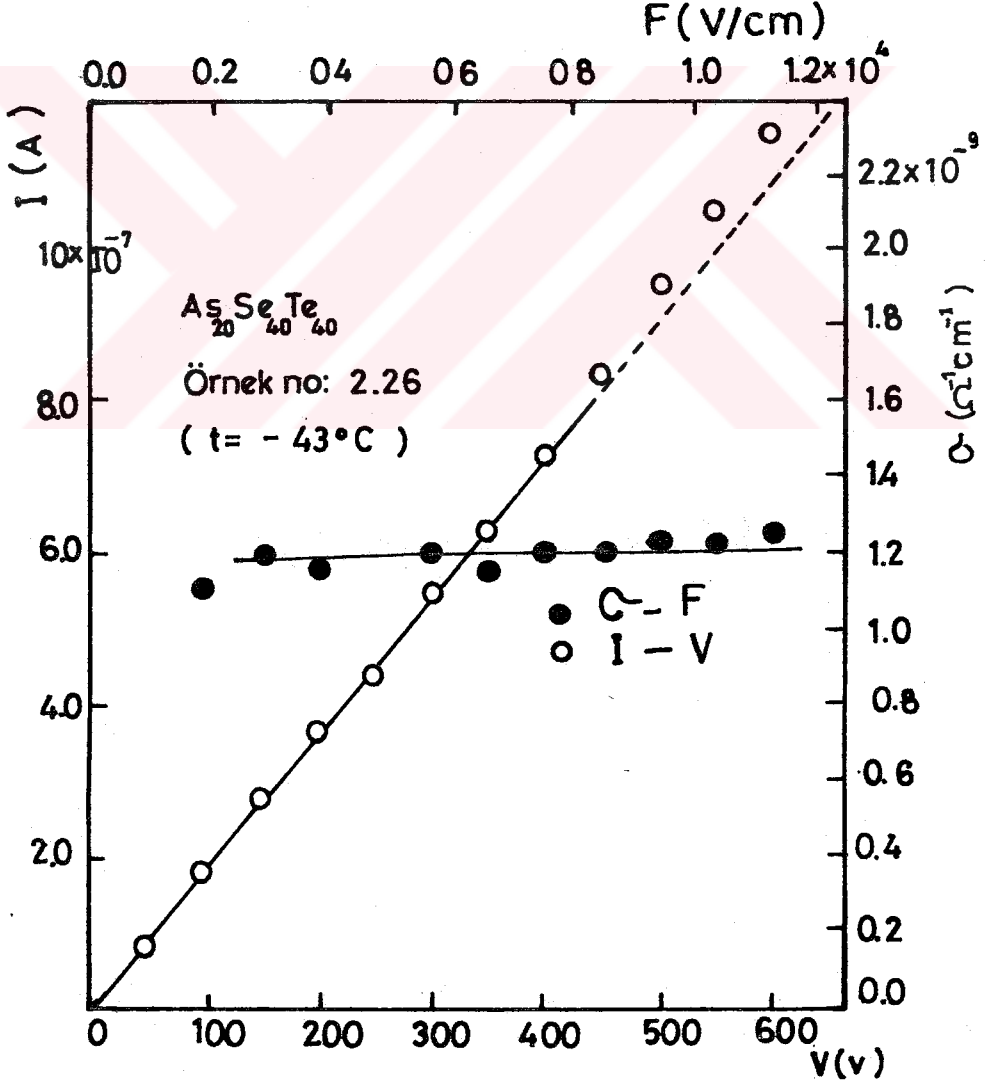
Çalışmamızın konusu olan hacımlı halojenür camlarında elektrot aralığı için sınırlı değerlere (~ 0.5 mm)



Şek.4.2.1 As₂Te₃ camında akımın gerilimle ve $1/R$ alanla değişimi.

inilebilmektedir. Bu yüzden örneklere uygulanan alan genellikle 10^4 V/cm civarında kalmıştır.

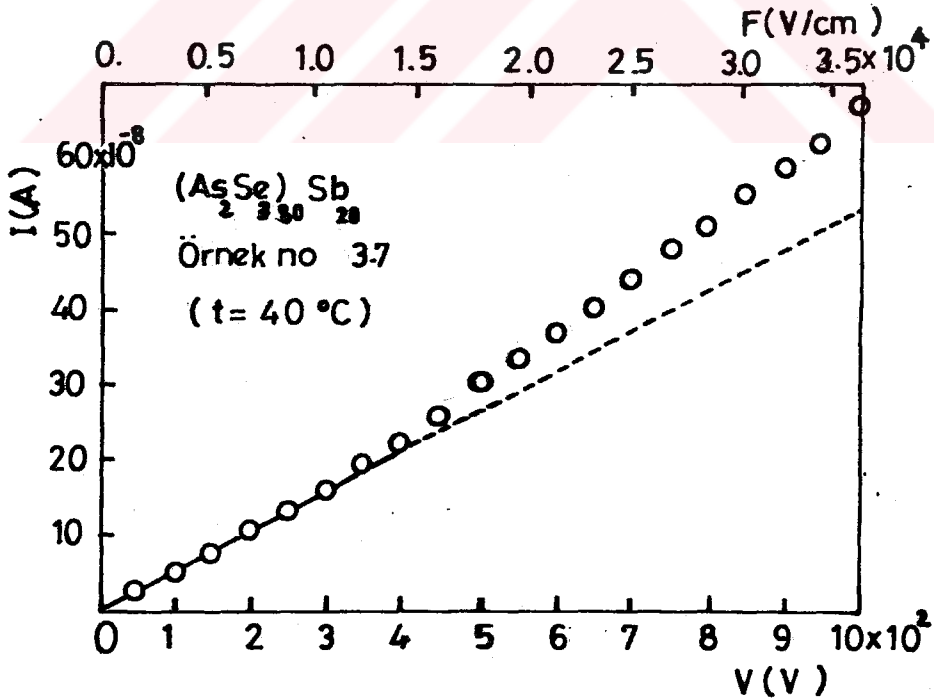
Şek.4.2.1 ve 4.2.2 sırasıyla As_2Te_3 ve $As_{20}Se_{40}Te_{40}$ camları için akım-gerilim karakteristiklerini ve iletkenliğin (veya $1/R$ nin) alanla değişimini göstermektedir. As_2Te_3 camında, alanın başlangıç değerlerinde omik olmayan bir davranış vardır. Aynı camla çalışan T.Atalay tarafından da gözlenen bu davranıştan, metal-yarıiletken kontağında oluşan kontak potansiyeli sorumlu tutulmaktadır³⁸. Alan 10^3 V/cm değerine ulaştığında kontak potansiyeli yenilmekte ve omik davranış başlamaktadır. Grafiğe göre omik olmayan



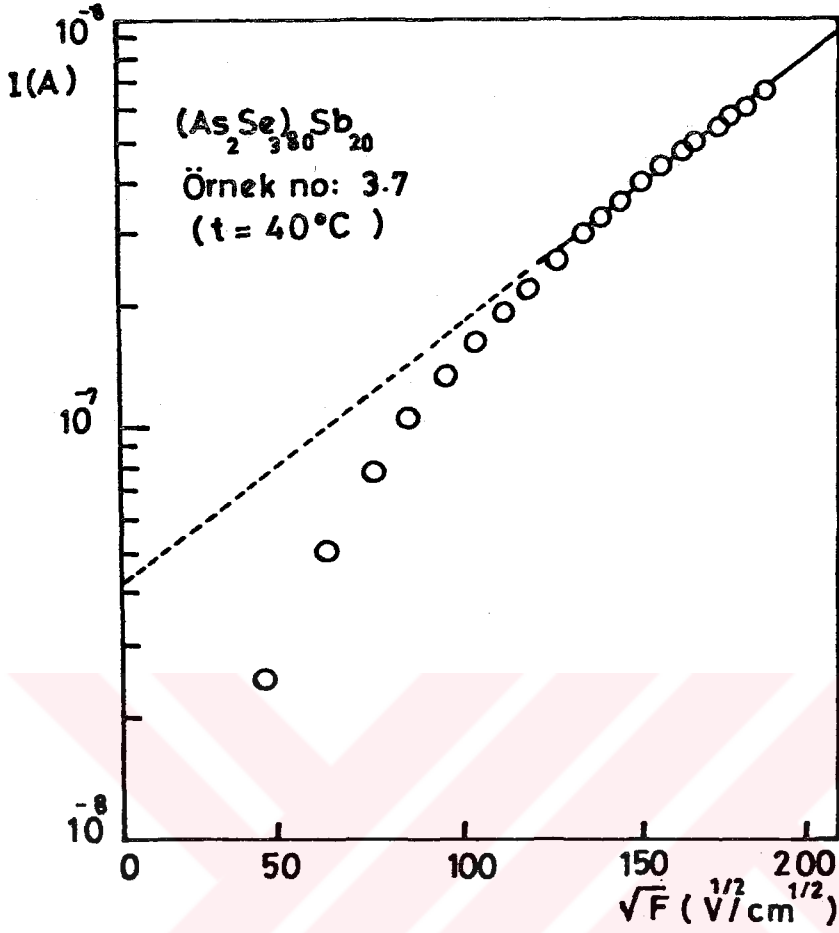
Şek.4.2.2 $As_{20}Se_{40}Te_{40}$ camında akımın gerilimle ve iletkenliğin alanla değişimi.

davranış bu camda ulaşabildiğimiz $\sim 4.10^3$ V/cm'ye kadar değişmemektedir.

(As₂Se₃)₈₀Sb₂₀ camına, öz direnci yüksek oluşu nedeniyle öteki iki cama göre daha yüksek alan uygulanabilmiştir. Şek.4.2.3'den görülebileceği gibi alan 10^4 V/cm'yi aştığında omik davranıştan belirgin bir sapma vardır. Omik olmayan davranışın niteliğini inceleyebilmek için aynı verilerle $\text{Log} I - F^{1/2}$ (F alan) grafiği de çizilmiştir (Şek. 4.2.4). Görülebileceği gibi omik olmayan davranışın başladığı ve yüksek alanın başlangıcı diyebileceğimiz bölgede doğrusal bir davranışla karşılaşmaktadır. Kısaca $I \propto \exp F^{1/2}$ denklemi ile gösterebileceğimiz bu bağıntı, Poole-Frenkel tipi bir akım mekanizması ile açıklanabilir⁸. Bu mekanizmaya göre alan belirli bir değere ulaştığında potansiyel engeli, alan etkisiyle sığlaşmakta ve böylece elektronun bu tuzaktan kurtulup iletim bandına çıkma olasılığı artmaktadır. Kuramsal olarak yapılan hesaplar bu olasılığın $F^{1/2}$ ile orantılı olduğunu göstermektedir⁸.



Şek.4.2.3 (As₂Se₃)₈₀Sb₂₀ camında akımın gerilimle değişimi.



Sek. 4.2.4 (As₂Se₃)₈₀Sb₂₀ camında akımın $F^{1/2}$ ile değişimi.

Gerek yüksek alan bölgesinin geniş tutulamaması gerekse bu alan değerinde (4×10^4 V/cm) çok sayıda örnek üzerinde ölçü yapılamaması nedeniyle, yüksek alan bağımlılığı ayrıntılı bir biçimde tartışılamayacaktır. Zaten yüksek alan bölgesi bu çalışmanın amacı dışındadır. Hacımlı halkojenür camlarında yüksek alan bölgesinde ölçü yapabilmek ve nicel bir yüksek alan bağımlılığı bulabilmek için, bizim yapabildiğimizden daha ince örnek elde edilebilecek yeni yöntemler denenmelidir.

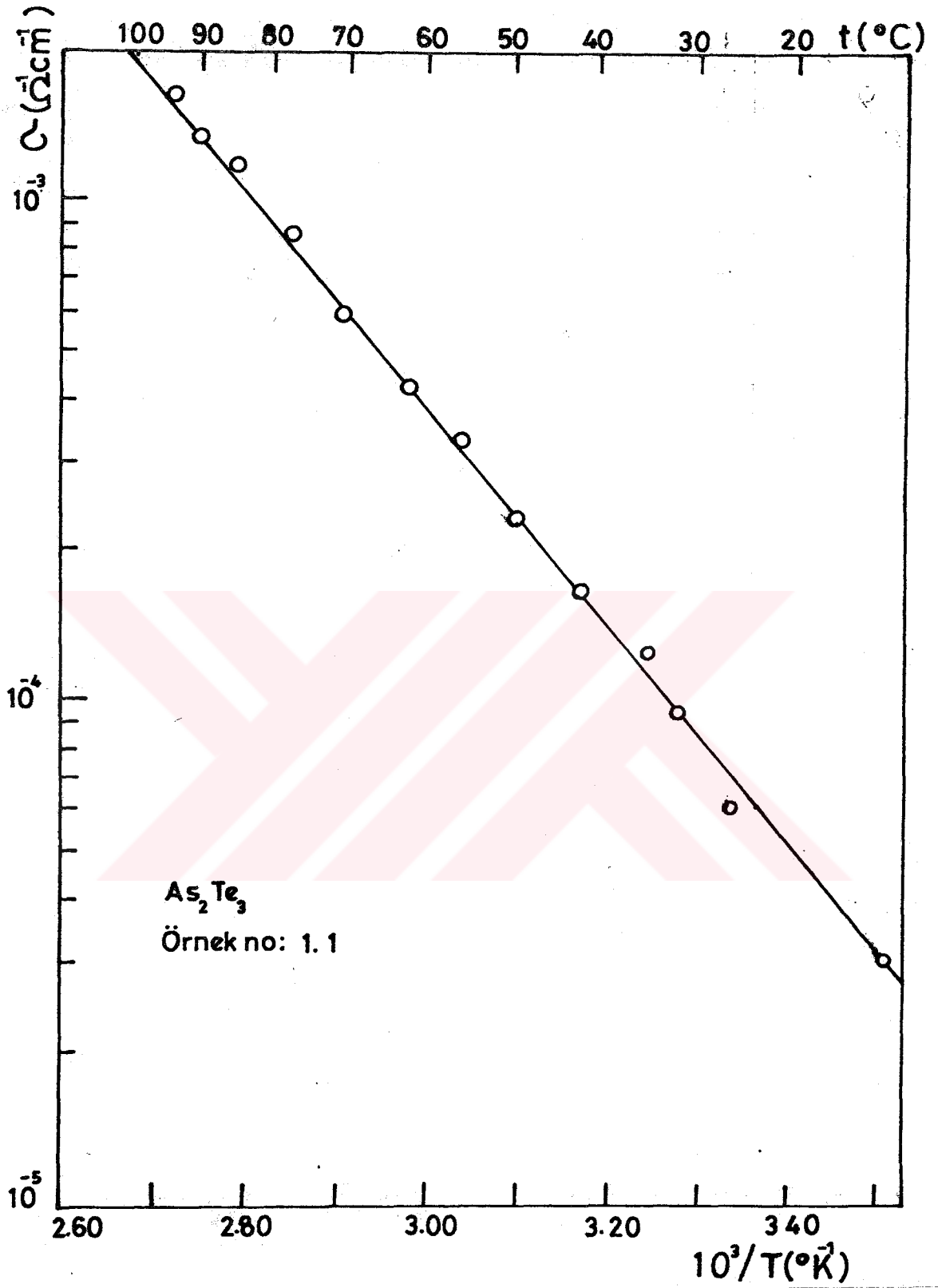
4.3 D.C İletkenliğinin Sıcaklıkla Değişimi

4.3.1 Denel Bulgular

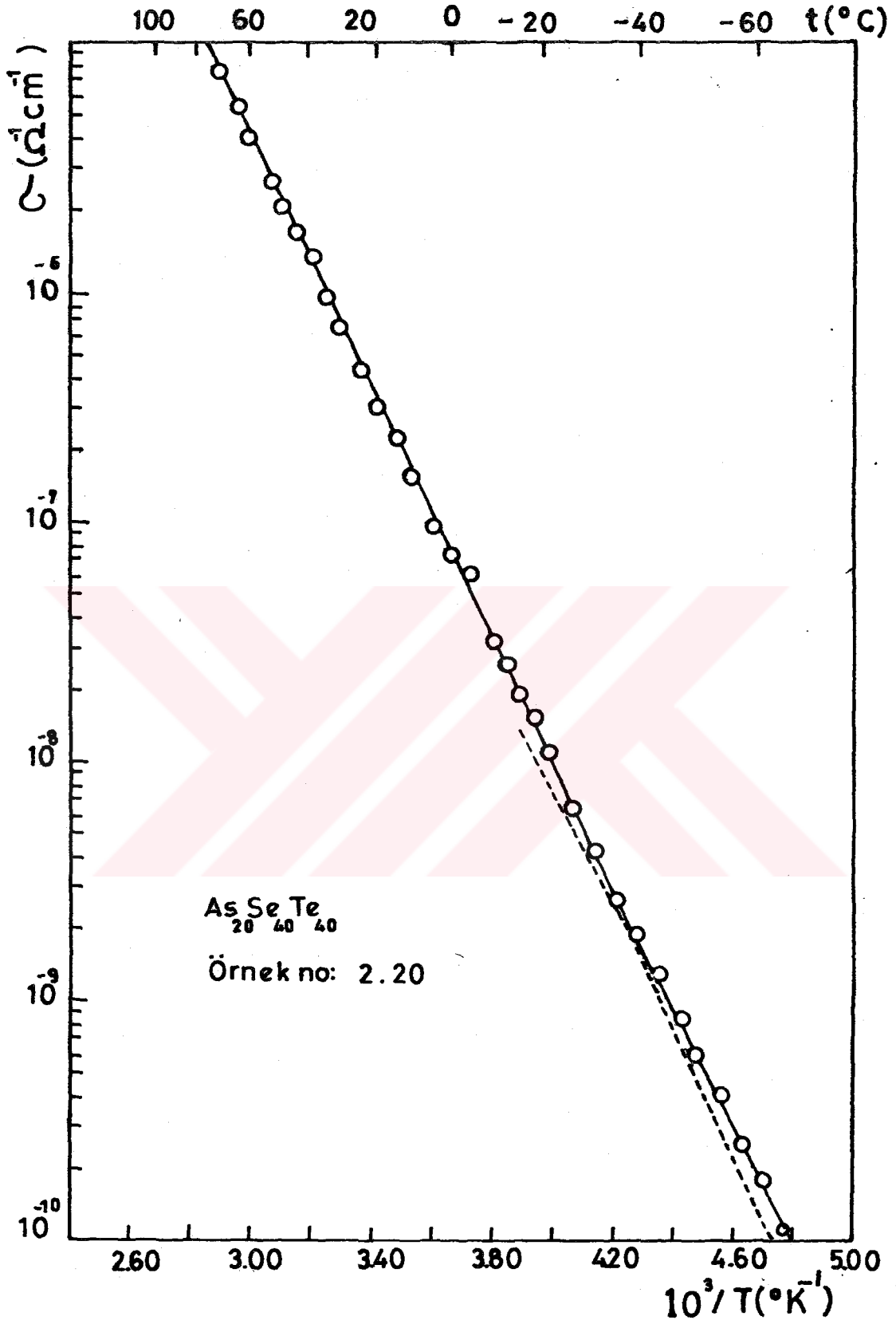
Bölüm 2'de genişçe açıklandığı gibi d.c iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi, amorf yarıiletkenlerin iletim mekanizması ve band yapısı konusunda önemli bilgiler verir. Bu önemi nedeniyle ilk kez bu çalışmada kullanılan camların ($As_{20}Se_{40}Te_{40}$ ve $(As_2Se_3)_{80}Sb_{20}$) iletkenlik parametrelerini daha duyarlı bulabilmek için hem daha çok örnek üzerinde çalışılmış, hem de çalışılan sıcaklık aralığı geniş tutulmuştur ($\sim 150^\circ C$). Özellikleri birçok araştırmacı tarafından^{8,37,38} incelenen As_2Te_3 camında ise daha az örnek kullanılmış ve $\sim 80^\circ C$ 'lik sıcaklık aralığı yeterli görülmüştür.

Çalışılan sıcaklık aralığının en alt değerinden en üst değerine çıkılması ile iletkenlikte yaklaşık olarak 10^6 katlık bir değişme olmakta böylece örnekten geçen akım da aynı oranda değişmektedir. Bütün sıcaklık aralığı boyunca örneğe aynı alanın uygulanması halinde alçak sıcaklıklardaki akım, ölçü olanağımızı zorlayacak kadar küçük ($\sim 10^{-8}A$), yüksek sıcaklıklarda ise örnekte ısı anahtarlanmaya neden olacak kadar büyük ($\sim 10^{-2}A$) olmaktadır. Örnekten daha uygun değerlerde bir akım geçişini sağlamak için Croitoru'nun⁸ ince film As_2Te_3 camında iletkenlik ölçüsü sırasında kullandığı gibi alan değiştirme yöntemi kullanılmıştır. Bu yönteme göre örneğe, akım-gerilim eğrilerinin omik olduğu bölgede kalmak üzere, akımın küçük olduğu sıcaklıklarda yüksek alan uygulanmıştır. Sıcaklık arttıkça iletkenliğe Joule ısınmasından gelebilecek bir etkiyi önlemek için alan hem küçültülmüş hem de atma (puls) şeklinde uygulanmıştır.

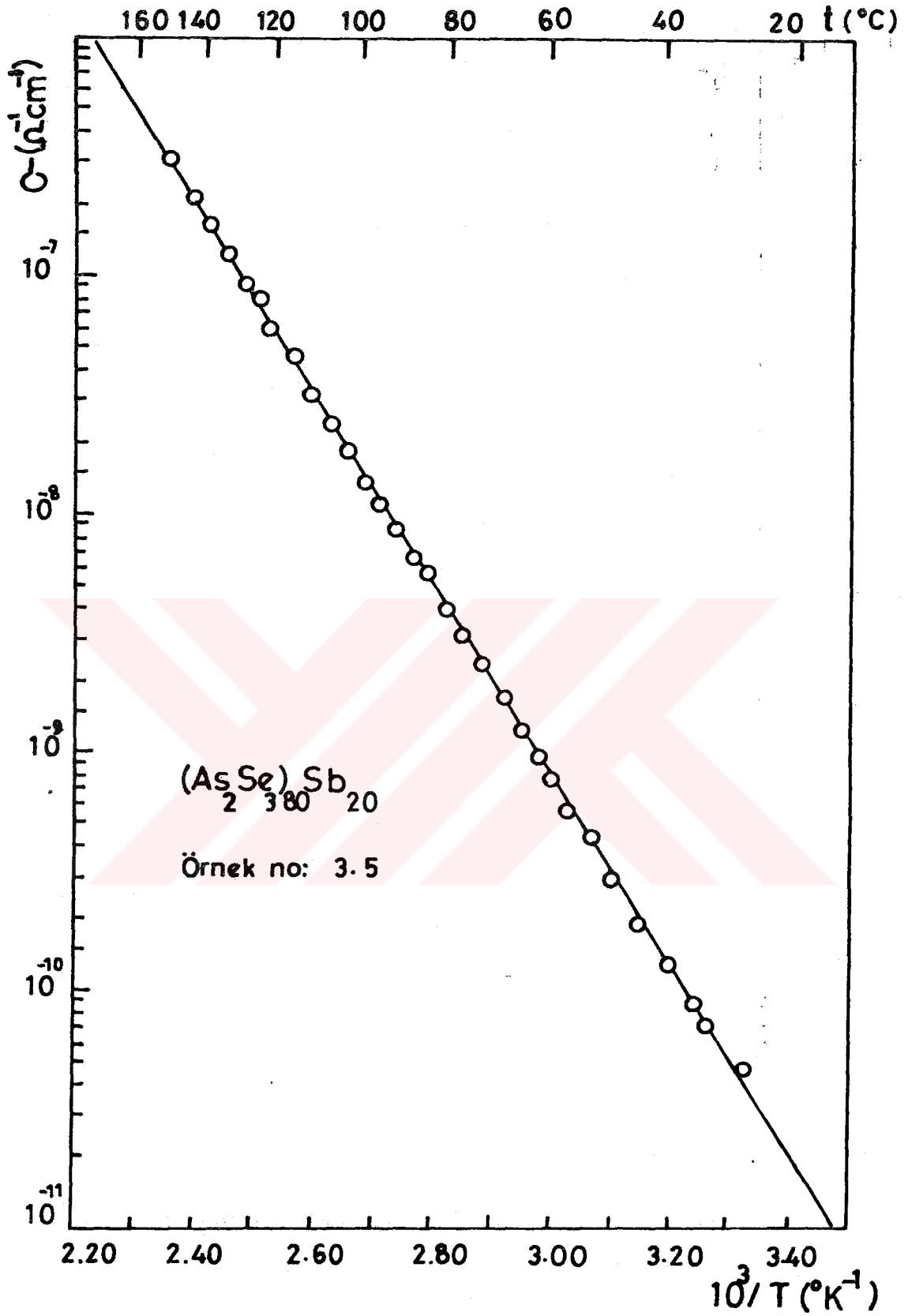
As_2Te_3 , $As_{20}Se_{40}Te_{40}$ ve $(As_2Se_3)_{80}Sb_{20}$ camlarının birer örneği için iletkenliğin logaritması ile sıcaklığın tersi arasındaki değişme sırasıyla Şek.4.3.1 4.3.2 ve 4.3.3 'de verilmiştir. Çalışılan sıcaklık bölge-



Şek. 4.3.1 As_2Te_3 camında iletkenliğin sıcaklığa bağımlılığı.



Şek. 4.3.2 $As_{20}Se_{40}Te_{40}$ camında iletkenliğin sıcaklığa bağımlılığı.



Şek. 4.3.3 $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ camında iletkenliğin sıcaklığa bağımlılığı.

sinin kolaylıkla tanınması için grafiklerin üst eksenlerine $^{\circ}\text{C}$ cinsinden sıcaklık değerleri de yazılmıştır. Grafiklerden görülebileceği gibi $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ camında -40°C 'nin üzerinde, diğer iki camda ise ölçü alınan sıcaklık aralığı boyunca $\log \sigma - 1/T$ grafikleri sabit eğimli bir davranış göstermektedir. Grafikleri burada verilmeyen öteki örnekler de bu özelliğe uymaktadır. Kesim 2.4'de özetlendiği gibi bu davranış, amorf yarıiletkenlerin oda sıcaklığı dolayında gözlenen ortak özelliği olup,

$$\sigma = C \exp (- E / kT) \quad (4.3.1)$$

denklemleri ile ifade edilmektedir. Burada E iletkenlik aktivasyon enerjisi, T $^{\circ}\text{K}$ cinsinden sıcaklık, k Boltzman sabiti, $C \sim 10^3 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ basamağında olan (Şek.2.4.3) bir sabittir. E ve C 'nin denel değerleri $\ln \sigma - 1/T$ grafiğinden bulunabilir (Şek.2.4.1). Bu çalışmada E ve C 'nin bulunmasında en küçük kareler yöntemi kullanılmıştır. Çizelge 4.3.1 çalışılan camların tüm örnekleri için bu yöntemle bulunan E ve C parametrelerini ve 300°K 'deki iletkenliği göstermektedir. $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ camında bazı örnekler için bu sıcaklıktaki iletkenlik ekstrapolasyonla elde edilmiştir. $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ camında kullandığımız ham örneklerde elektrot alanı ve elektrot aralığı bilinmediği için bu örneklerde yalnız E değerleri verilebilmiştir. Karşılaştırma yapıldığında görülebileceği gibi, aynı camdan yapılan örneklerde E ve σ değerleri için oldukça iyi bir uyum vardır. C katsayısı için ilk bakışta iyi bir uyumun olmadığı görülmektedir. Fakat bu katsayının değerleri arasındaki farklılık üstel basamakta olmadıkça, iletkenlik mekanizması yorumuna etkisi yönünden değerlendirildiğinde, önemsizdir. C 'nin tanımında geçen (Denk.2.4.6) minimum metalik iletkenlik ve sıcaklık katsayısının örneğin hazırlanış koşullarına bağlı oluşu, bu parametre için daha uyumlu değerler bulamayışımızın nedeni olabilir.

Çalışılan üç camdan en uyumlu sonuçlar, diğerlerine göre iletkenliği daha küçük olan $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ camından yapılan örneklerde görülmektedir. Bu sonuç, Mott'un

Malzeme	Örnek no	E (eV)	C ($\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$)	σ ($\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$)
As_2Te_3	1.1	0.44	1700	7.4×10^{-5}
	1.2	0.41	400	5.2
	1.3	0.46	-	-
$\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$	2.9	0.48	146	7.8×10^{-7}
	2.11	0.49	154	10
	2.13	0.49	-	-
	2.14	0.50	-	-
	2.15	0.54	950	12
	2.17	0.50	350	11
	2.20	0.51	195	5.1
	2.24	0.49	-	-
	2.25	0.49	-	-
	2.26	0.52	136	3.6
$(\text{As}_{20}\text{Se}_{30})_{80}\text{Sb}_{20}$	3.2	0.80	788	2.6×10^{-11}
	3.3	0.82	2540	3.7
	3.4	0.79	626	2.9
	3.5	0.80	845	2.8
	3.7	0.81	1560	3.4
	3.8	0.81	1390	3.6
	3.9	0.79	1390	7.0
	3.10	0.79	796	3.0

Çizelge 4.3.1 Çalışmada kullanılan örneklerde d.c iletkenliği parametreleri.

-mobilité aralığı 1 eV dan büyük olan camların, küçük olanlara göre daha kararlı olduğu ve kararlı camların hazırlanma koşullarından daha az etkileneceği-şeklindeki görüşünü desteklemektedir.

Çizelge 4.3.1'deki verilerden yararlanarak, çalıştığımız camların d.c iletkenliği parametreleri hesaplanabilir. Bir ortalama işlemiyle bulduğumuz sonuçlar Çizelge 4.3.2'de verilmiştir. Aynı çizelgeye, bu çalışmada kullanılan camlara yakın orandaki camlar için diğer araştırmacıların bulguları da yazılmıştır. Araştırmacılarınkı ile aynı kompozisyonlu olduğu için As_2Te_3 camına ait parametrelerin karşılaştırılması, ölçü düzeneğimizi kontrol bakımından daha anlamlıdır. Çizelgeden görüldüğü gibi E aktivasyon enerjisi, araştırmacılarınkinden ± 0.02 eV kadar farklıdır. Bu, oldukça iyi bir uyumdur. C ve σ değerlerindeki farklılık önemsenecek oranda değildir. Nagels'e göre, hazırlama koşulları aynı olmadıkça, camlar aynı kompozisyonda olsalar bile iletkenlik parametreleri farklı olabilmektedir.⁴⁹ Çünkü söndürme hızının farklı oluşu, düzensizlik derecesine, bu da muhtemelen malzemenin durum yoğunluğu dağılımına etki etmektedir (Şek. 2.1.3).

As_2Te_3 camı için yaptığımız karşılaştırma göstermektedir ki ölçü sistemi ve ölçü yöntemimizle güvenilir sonuçlar bulunabilmektedir. İlk kez bu çalışmada kullanılan öteki iki cama ait iletkenlik parametrelerinin, araştırmacıların bunlara yakın oranda olan camlardaki bulguları ile tam bir uyum göstermesi beklenemez. Çünkü burada hazırlama koşullarının farklılığına ek olarak yapıda bulunan elementler de aynı oranda değildir. Mott⁸ tarafından gösterildiği gibi ikili veya çoklu bir halkojenür sisteminde, yapıda bulunan elementlerin kimyasal oranlarındaki değişmeler iletkenlik parametrelerinin de değişmelerine neden olmaktadır (Şek. 2.4.4).

Malzeme	E (eV)	C ($\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$)	C ($\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$) 300°K	Kaynak
As ₂ Te ₃	0.44	1050	6.5×10^{-5}	+
As ₂ Te ₃	0.42	1700	1.5×10^{-4}	18
As ₂ Te ₃	0.43	532	3.2×10^{-5}	38
As ₂ OSe ₄ O ₄ Te ₄ O	0.51	322	8.2×10^{-7}	+
As ₂ SeTe ₂	0.51	750	2.0×10^{-6}	15
As ₃ Te ₅ Si ₁ 15	0.62	3200	1.3×10^{-7}	21
(As ₂ Se ₃) ₈₀ Sb ₂₀	0.80	1240	3.6×10^{-11}	+
As ₂ Se ₃ Bi _{0.1}	0.88	2650	6.4×10^{-12}	39

Çizelge 4.3.2 Halkojenür camlarında iletkenlik parametreleri. (+) İşaretli olanlar bu çalışmadan, diğerleri gösterilen kaynaklardan alınmıştır.

4.3.2 Sonuçların Değerlendirilmesi.

Bir önceki kesimde incelediğimiz gibi, hazırladığımız halkojenür camlarında iletkenlik, saf kristal yarıiletkenlerde olduğu gibi sıcaklıkla üstel olarak değişmektedir (Denklem 4.3.1). Amorf yarıiletkenlerde bu davranışı açıklayabilmek için Fermi enerjisinin, mobilite aralığı ortalarında yerleşmiş olduğunu ve bu enerji düzeyi yakınında oldukça yüksek bir durum yoğunluğu bulunduğunu kabul etmek gerekir.²¹ Gerçekte, a.c iletkenliği, fotoiletkenlik gibi denel yöntemlerle Fermi enerjisi dolayındaki durum yoğunluğunun varlığı doğrulanabilmekte ve değeri bulunabilmektedir (Bölüm 5).

Amorf yarıiletkenlerde d.c iletkenliği, iki kanallı bir mekanizma ile oluşur. Birincisi, yaygın durumlara uyartılan taşıyıcıların band iletimi, diğeri ise mobilite aralığında bulunan yerleşik durumlardaki taşıyıcıların hoplama iletimidir. Bulunulan bir sıcaklıkta genel olarak bu iki iletim türünden biri ötekine baskındır.⁸ Yaygın durum iletkenliğinde aktivasyon enerjisi, hoplama iletkenliğine göre daha büyüktür (Sek. 2.4.2). Fakat yalnız aktivasyon enerjisine bakılarak baskın olan iletim türü belirlenemez. Bunun yerine, çok güvenilir bir yöntem olmamakla birlikte, C değerlerinden yararlanılır. Çizelge 4.3.2 ye göre çalıştığımız camlarda $C \sim 10^2 - 10^3 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ basamağında bulunmaktadır. C nin bu değerleri iletkenliğin, yaygın durumlara uyartılan taşıyıcılarla sağlandığını gösterir.

$\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ camının $\text{Log } \sigma - 1/T$ grafiğinden görülebileceği gibi (Şek. 4.3.2), yaklaşık olarak -40°C civarında grafikte bir dirsek oluşmaktadır. Bu camdan yapılan diğer örneklerde de aynı davranışla karşılaşılmıştır. Eğitimdeki bu değişme, belirtilen sıcaklığın altında $E' < E$ olan bir aktivasyon enerjisinin bulunduğunu yani -40°C 'nin altında iletim mekanizmasında bir değişme olduğunu gösterir. Bölüm 2 de kuramsal olarak açıklandığı gibi, alçak sıcaklıkta yaygın durum iletkenliğine baskın olan bu iletken-

lik, band kenarlarındaki yerleşik durumlara uyartılan taşıyıcıların ısı uyarmalı hoptaması ile oluşur. Hoplama iletkenliğinin gözlemlendiği sıcaklık aralığı, bu bölgede nicel bir inceleme yapacak genişlikte değildir ($\sim 30^\circ\text{C}$). Yukarıda yüksek sıcaklık iletkenliği için yaptığımız nicel incelemenin alçak sıcaklık bölgesi için de yapılabilmesi için iletkenlik ölçüsü sıvı azot sıcaklığından başlayarak, geniş bir alçak sıcaklık bölgesi için yapılmalıdır.

Halkojenür camları ile ilgili çalışmalar tarandığında özellikle ince film örneklerde, bizim $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ hacımlı örneklerde gözlediğimiz gibi $\ln \sigma - 1/T$ grafiğindeki iki eğimli davranışla yani iki kanallı bir iletkenlik olayı ile karşılaşilmektedir.^{21, 22, 40, 41}

Bir malzemede akım taşıyıcılarının (elektron ve boşluk) cinsini bulmak için genellikle termoelektrik güç ölçümlerinden yararlanılır. Halkojenür camları ile çalışan araştırmacılar^{4, 8, 21} ikili, üçlü ve çoklu olarak çalıştıkları birçok halkojenür camında p tipi termoelektrik güç olduğunu bulmuşlardır. Mott'a göre bu durum, iletim bandı kenarındaki yerleşik durumların, değerlik bandı kenarındaki boşluklara göre daha geniş olduğunu ve böylece boşluk (hole) iletiminin baskın olacağını gösterir.⁸ O halde çalıştığımız halkojenür camlarının yüksek sıcaklık iletkenliği, alçak alan bölgesinde ($F \leq 10^4 \text{ V/cm}$) kalmak üzere,

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left(- \frac{E_F - E_V}{k T} \right) = \sigma_0 \exp (\gamma / k) \cdot \exp (- E_0 / kT)$$

şeklinde yazılabilir (Kesim 2.4). Burada ($E_F - E_V$) Fermi enerjisi ile değerlik bandı kenarı arasındaki enerji farkını, E_0 bu enerjinin 0°K sıcaklığına ekstrapole edilmiş değerini, γ ($E_F - E_V$) enerjisinin sıcaklık katsayısını, σ_0 minimum metalik iletkenliği gösterir. Böylece denel yoldan bulduğumuz C ve E değerleri sırasıyla $\sigma_0 \exp(\gamma/k)$ ve E_0 değerlerinin karşılığıdır.

Halkojenür camlarında genel olarak iletkenlik aktivasyon enerjisi malzemenin mobilite aralığının (B) yarısından %10-20 kadar küçük olarak bulunmaktadır.¹⁶ Örneğin Main-Owen¹⁸ tarafından As_2Te_3 camında $B=1.0$ eV (optik soğurmadan), $E=0.42$ eV (d.c iletkenliğinden) değerleri bulunmuştur. Mott'a göre bu sonuç, Fermi enerjisinin tam mobilite aralığı merkezinde bulunmadığını gösterir¹. Termoelektrik güç ölçümleri de bu görüşü gerçeklemektedir¹. Bu yüzden bulduğumuz aktivasyon enerjileri ile, çalıştığımız camların mobilite aralığını tam olarak bulamayız. Fakat birçok araştırmacının^{42,43} yaptığı gibi $B \gg 2kT$ varsayımını benimseyerek çalıştığımız camların mobilite aralığı için yaklaşık bir değer bulabiliriz. Çalıştığımız camların, bu kabule göre hesaplanan B mobilite aralığı değerleri, Çizelge 4.3.3'de gösterilmiştir. A.c iletkenliğinden yararlanarak Fermi enerjisi düzeyindeki durum sayısının bulunmasında (Bölüm 5) , bu değerler kullanılacaktır.

Çizelge 4.3.3 Çalışmada kullanılan camların B mobilite aralığı değerleri

Malzeme	B (eV)
As_2Te_3	0.88
$As_{20}Se_{40}Te_{40}$	1.02
$(As_2Se_3)_{80}Sb_{20}$	1.60

5. ALTERNATİF AKIM (A.C) İLETKENLİĞİ

5.1 A.C İletkenliğinin Ölçülmesi

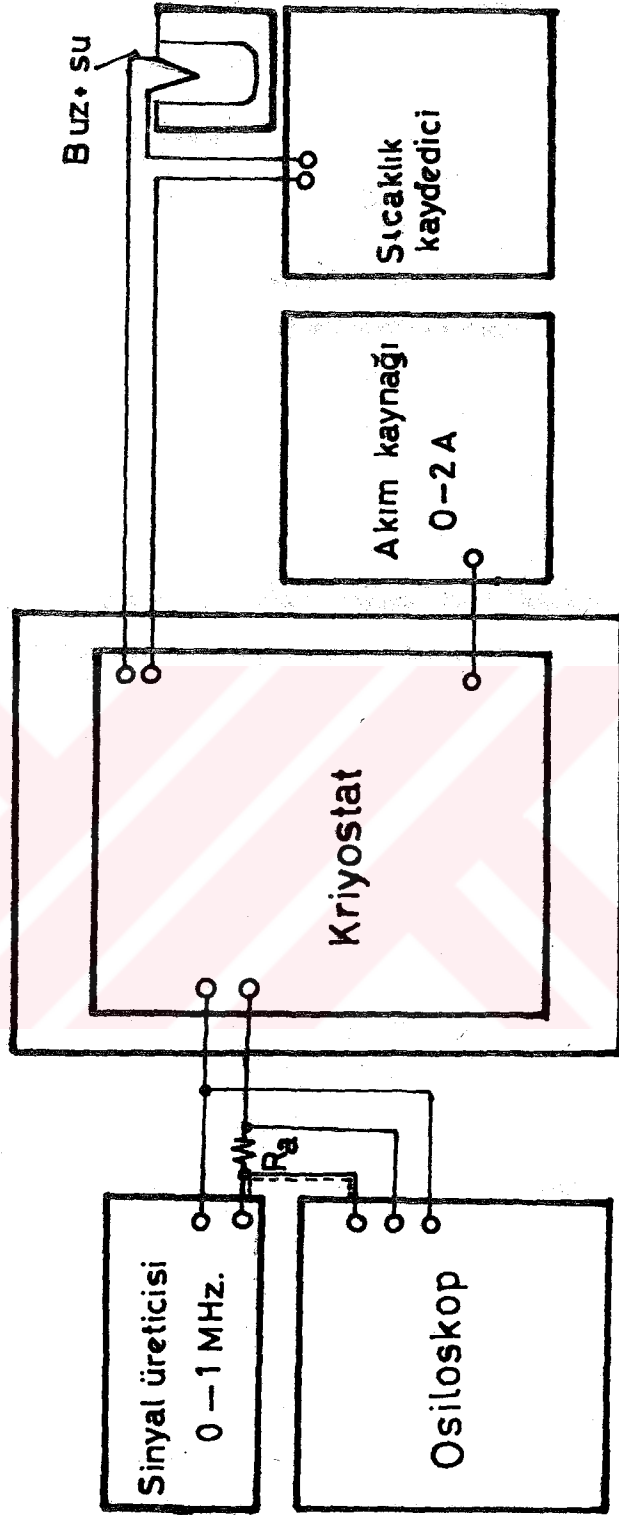
A.c iletkenliğinin ölçülmesinde, çalışılan frekans aralığına göre farklı yöntemler kullanılmaktadır. Alçak frekans bölgesi olarak bilinen 10^5 Hz'den küçük frekanslarda köprü tekniği ile ölçü yapılır. Orta frekans bölgesinde (10^5 - 10^7 Hz) ise Q metre kullanılmaktadır. 10^7 Hz üzerindeki yüksek frekans bölgesinde, frekans aralığının basamaklarına göre özel yöntemler kullanılır⁶.

Üzerine a.c alanı uygulanan bir cam, akımın davranışı yönünden, paralel bir R C devresi gibi düşünülebilir (Şek.5.1.1). Kapasitif koldan geçen akım, iletkenliğin sanal kısmını, direnç kolundan geçen akım da iletkenliğin gerçek (reel) kısmını oluşturur⁶.



Şek.5.1.1 Üzerine a.c alanı uygulanan bir halkoje-nür camı örneğinin karşılığı olan elektrik devresi.

Bu çalışmada a.c iletkenliğinin ölçülmesinde yukarıda belirtilen yöntemlerin yerine yeni bir yöntem denenmiştir. Uyguladığımız bu yöntem, temelde d.c iletkenliğinin ölçülmesinde kullanılan yöntemle aynıdır (Bölüm 4.1'e bakınız). Şek.5.1.2'de görüldüğü gibi burada, d.c kaynağının yerini, 1 MHz'lik bir a.c kaynağı almıştır. Örnekten geçen akım, örneğe seri bağlı bir akım direnci (R_a) üzerindeki alternatif gerilimin ölçülmesi ile bulunmuştur. Hem bu direnç üzerin-



Şek.5.1.1.2 A.C iletkenliği Ölçü Düzenegi

deki hem de örneğe uygulanan gerilim çift kanallı bir osiloskopla ölçülmüştür.

Kullandığımız yöntemin vereceği sonuçların ne derece güvenilir olduğunu görebilmek için ölçü sistemine , örnek yerine, paralel bağlı bir R C devresi konulmuştur($R = 10^5 \Omega$, $C = 33 \text{ pF}$). 100 KHz frekansa kadar C'nin üzerinde yazılı değeri kullanılarak denel yolla R değerleri ölçülmüş ve bu değerler R'nin bilinen değerleri ile karşılaştırılmıştır. Bulunan sonuçlarımıza göre $f \leq 10^5 \text{ Hz}$ ve bağlantılar uzun olmamak koşuluyla R değeri $\sim \%15$ hata ile ölçülebilmektedir.

Ölçü sistemimizde a.c iletkenliğinin gerçek ve sanal kısımlarının ayrı ayrı ölçülmesi; örneğe uygulanan gerilimle örnekten geçen akım arasındaki faz farkının ölçülmesi ile mümkündür. Deneyde kullandığımız çift kanallı osiloskopla bu ölçü özellikle faz farkının küçük değerleri için güçlkle yapılabilmektedir. Bu nedenle çalışmada, iletkenliğin yalnız gerçek kısmının ölçülmesi amaçlanmıştır. Şek.5.1.1' den kolayca görülebileceği gibi örneğin impedansı

$$Z = R (1 + \omega^2 C^2 R^2)^{-1/2}$$

şeklinde yazılabilir. Dolayısıyla kapasitif direncin omik dirençten büyük olması halinde $Z \approx R$ olacağı için faz farkı ölçüsü yapmadan iletkenliğin gerçek kısmı bulunabilir. Çalıştığımız örneklerin sığaları oldukça küçüktür ($\sim 10^{-12} \text{ F}$). Halkojenür camlarında dielektrik katsayısı frekans arttıkça küçülmekte¹² ve $\sim 100^\circ \text{C}$ 'lik bir aralıkta sıcaklıkla çok az ($\%4$) değişmektedir⁴⁴. Böylece, R sıcaklığa üstel bağımlılık gösterdiği için, kapasitif direncin omik dirençten küçük olduğu bir sıcaklık bölgesi bulmak mümkündür. Çalışmamızda bu bölgenin kontrolü ($R < 1/ \omega C$), osiloskop üzerinde akım ve gerilim sinyallerinin faz farkı gözlenerek yapılmıştır.

5.2 İletkenliğin Frekansa Bağımlılığı

5.1 Kesiminde açıklanan koşullarda $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ ve $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ camlarına ait 10 örnek için iletkenliğin frekansla değişimi incelenmiştir. As_2Te_3 camında ise, oda sıcaklığı dolayında ve çalıştığımız alçak frekans bölgesinde frekansa bağımlı bir iletkenlik davranışı gözlenememiştir. Rockstad'ın deney sonuçlarına göre ince film As_2Te_3 örneklerinde oda sıcaklığında, 10^5 Hz'den sonra frekansa bağlı bir iletkenlik davranışı gözlenmiştir.⁴⁵

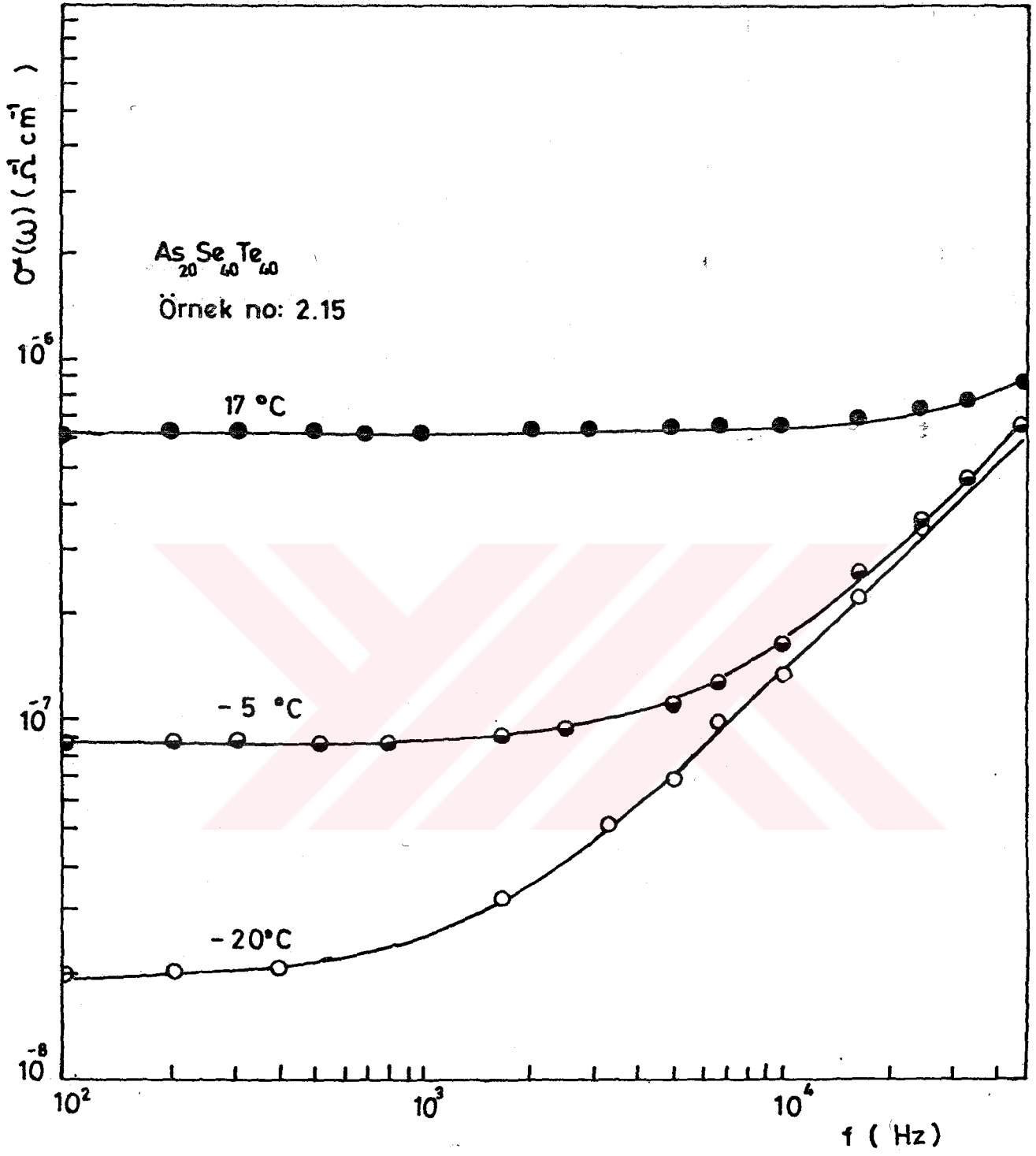
Şek.5.2.1 ve 5.2.2 sırasıyla $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ ve $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ camlarına ait birer örnek için, şekil üzerinde belirtilen sıcaklıklarda, iletkenliğin frekansla değişimi gösterilmiştir. İki şekil karşılaştırıldığında görülebileceği gibi frekansa bağımlılık her iki cam için aynıdır. Bir önceki kesimde açıklandığı gibi, ölçü yöntemi omik direncin kapasitif dirençten küçük olduğu sıcaklık aralığında kullanılabilir. Bu yüzden, oda sıcaklığı direncinin büyük oluşu nedeniyle, $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ camında ölçüler genellikle 80°C 'nin üzerindeki sıcaklıklarda alınmıştır.

Farklı sıcaklıklarda iletkenliğin frekansla değişimini gösteren Şek.5.2.1 ve 5.2.2'deki eğriler şu belirgin özellikleri taşımaktadırlar:

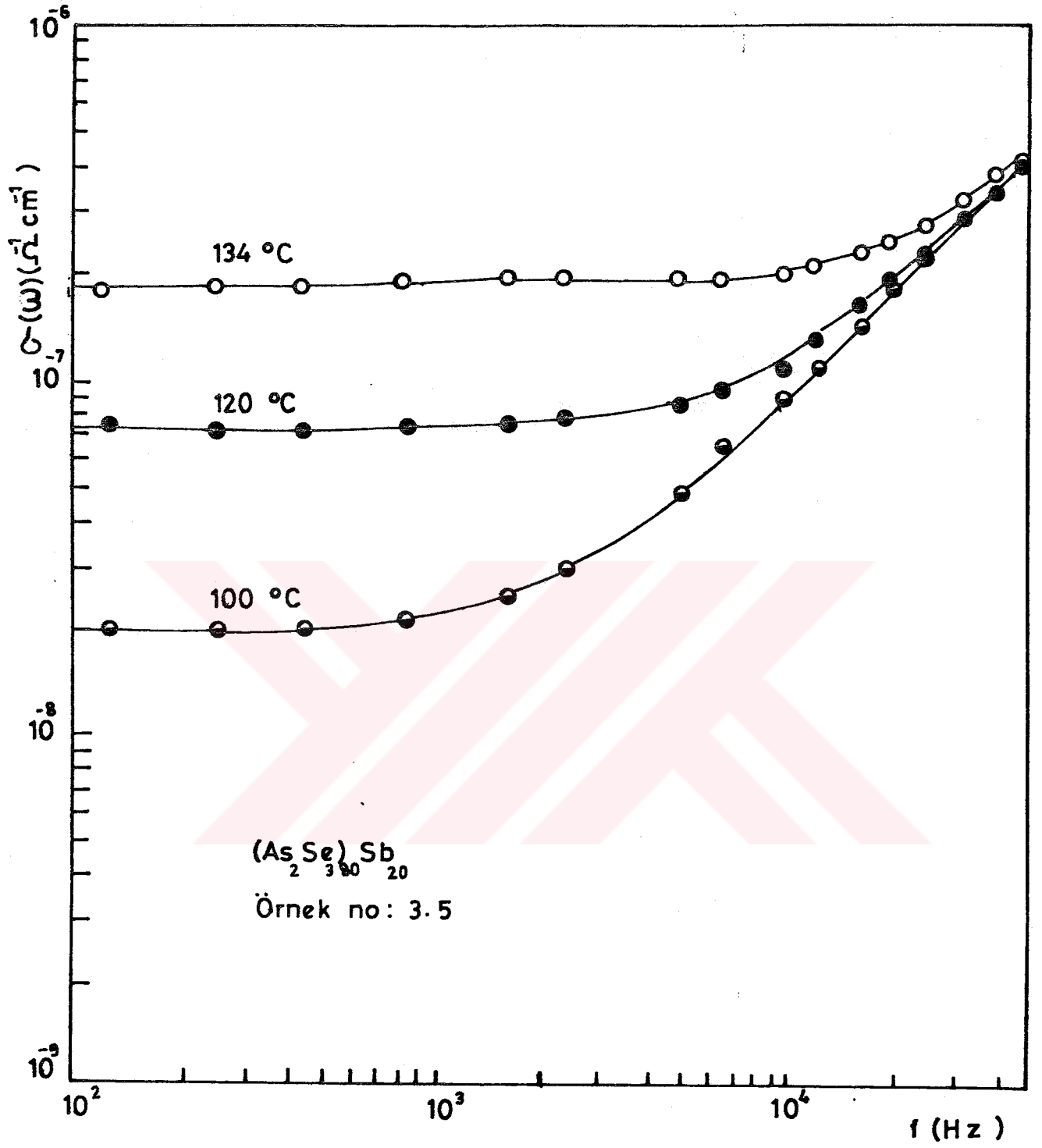
1. Alçak frekanslarda iletkenlik frekansla değişmemektedir. Frekansın artması ile tedrici olarak frekansa bağımlılık başlamaktadır.

2. Sıcaklığın azalması ile, yüksek frekanslardaki lineer bağımlılık aynı kalmak üzere, frekansa bağımlılık daha küçük frekanslara doğru kaymaktadır.

3. İki camın eğrileri birbirine benzemektedir. Fakat $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ camında frekansa bağımlılık öteki cama göre daha alçak frekanslara kaymıştır. Bu farklılık, iki



Şek.5.2.1 $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ camında iletkenliğin frekansla değişimi.



Şek.5.2.2 $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ camında iletkenliğin frekansla değişimi.

camın aynı sıcaklıktaki öz dirençlerinin farklı oluşundan ileri gelir.

Çalışılan diğer örneklerde de geçerli olan bu bulgularımız, Owen ve Robertson'un¹² hacımlı halkojenür camları (As_2Se_3 , As_2S_3) için buldukları sonuçlarla iyi uyumaktadır.

Şek.5.2.1 ve 5.2.2'de görülen karakteristiklerin yukarıda sıraladığımız genel özelliklerine göre, ölçülen $\sigma(\omega)$ iletkenliği, frekansa bağlı olmayan bir σ_{dc} bileşeni ile frekansa bağlı σ_{ac} bileşeninin toplamı olarak düşünülebilir:

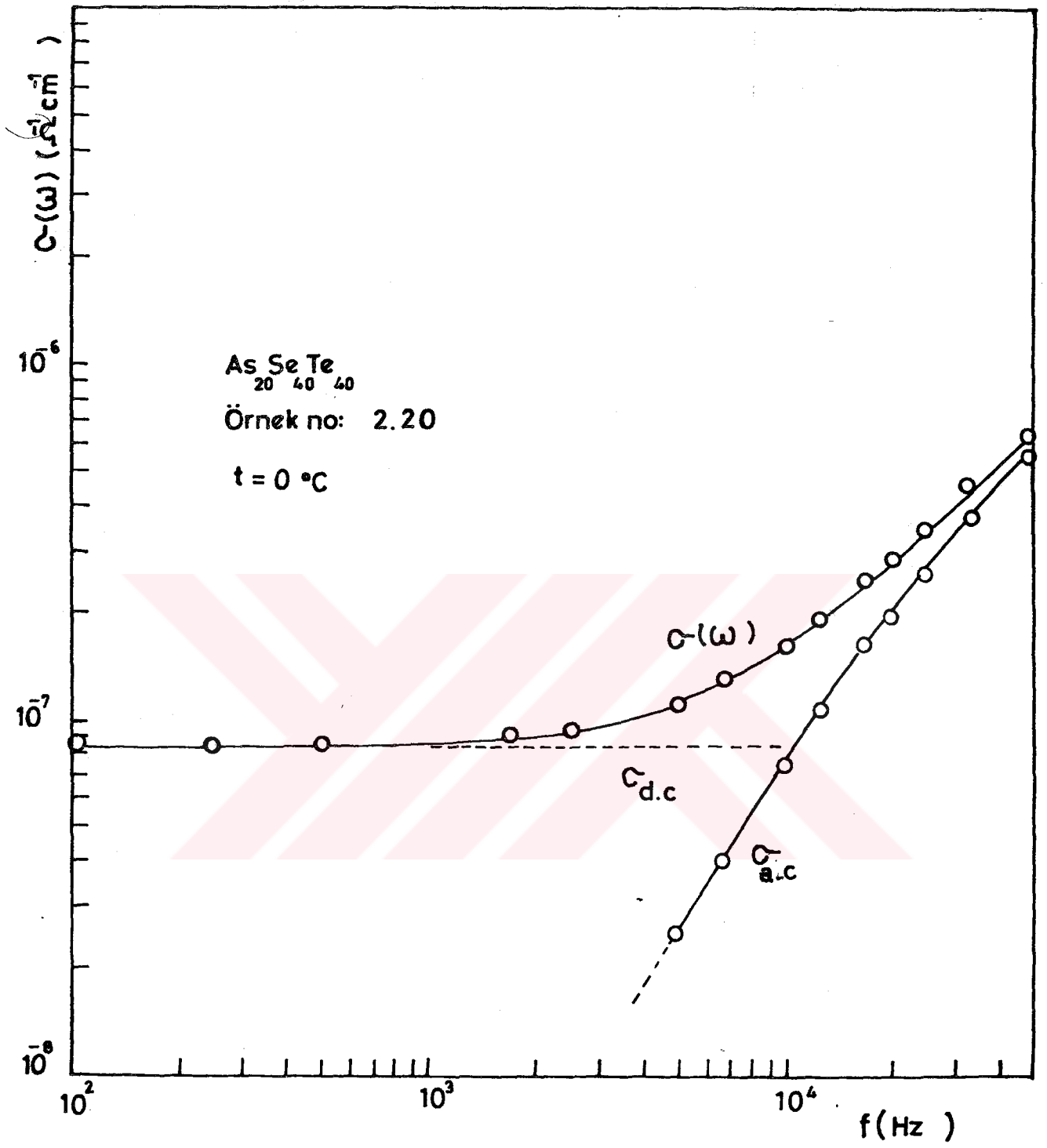
$$\sigma(\omega) = \sigma_{ac} + \sigma_{dc} \quad (5.2.1)$$

Bu ifade, çalıştığımız halkojenür camlarında birbirinden farklı iki iletkenlik mekanizmasının bulunduğunu gösterir. İletkenliğin d.c bileşeni, yaygın durumlara uyartılan taşıyıcılardan ileri gelir. Şek.5.2.1 ve 5.2.2'den görülebileceği gibi alçak frekanslarda bu bileşen toplam iletkenliğe baskın olmaktadır. İletkenliğin öteki bileşeni ise üst frekans bölgesinde, $0.8 \leq s \leq 1$ olmak üzere

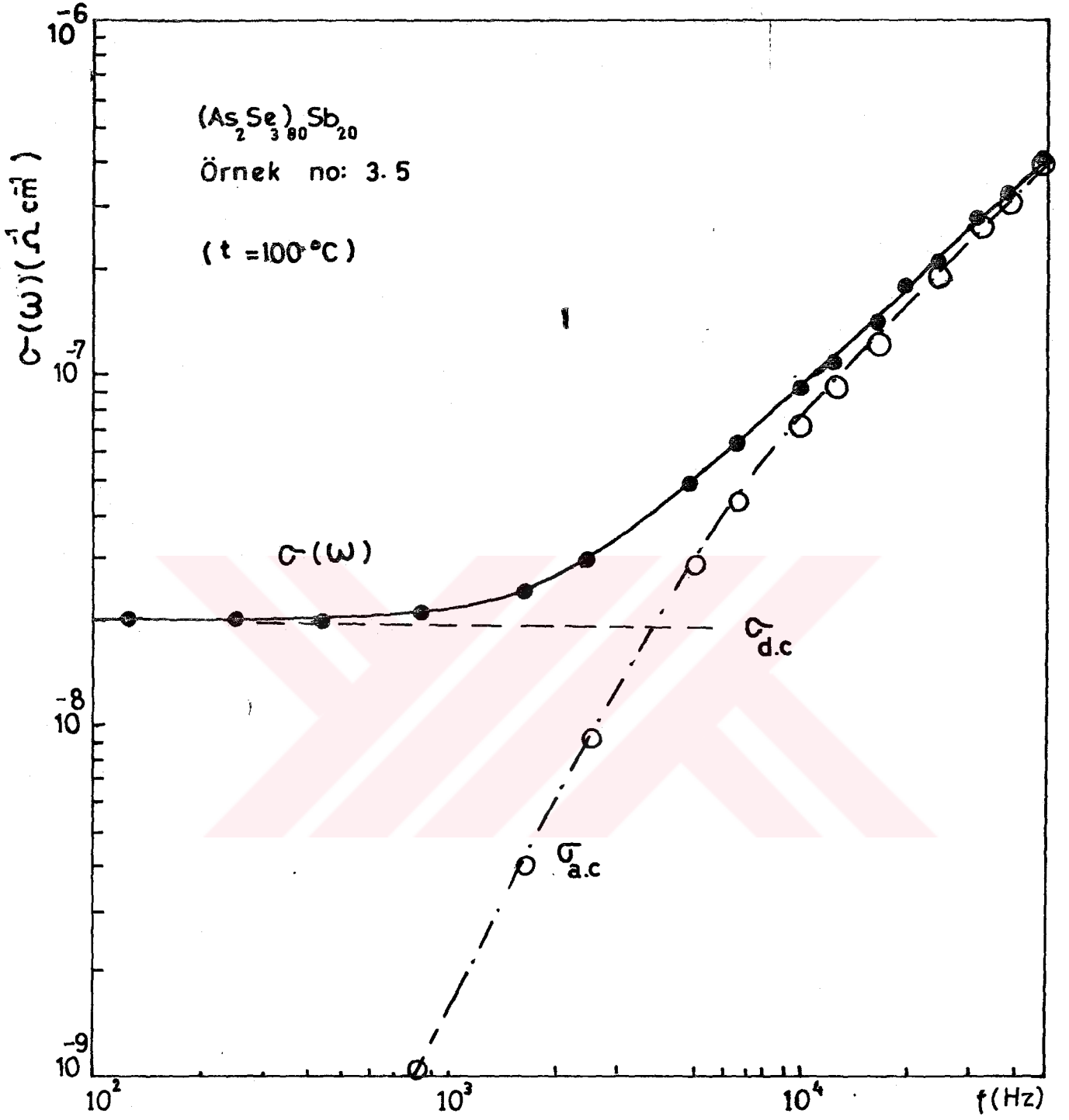
$$\sigma_{ac} \propto \omega^s \quad (5.2.2)$$

şeklinde bir frekans bağımlılığı göstermektedir. Burada ω uygulanan alanın açısal frekansıdır.

İletkenliğin d.c ve a.c bileşenlerini daha ayrıntılı inceleyebilmek amacıyla Şek.5.2.3 ve 5.2.4'de iki cama ait birer örnek için iletkenliğin frekansla değişimi gösterilmiştir. Aynı şekiller üzerinde, toplam iletkenliği oluşturan bileşenlerin bulunuşları da açıklanmıştır. Her iki şekilden görülebileceği gibi, uygulanan alanın alçak frekanslarında σ_{ac} bileşeni doğrusallıktan sapma göstermektedir. Bizce bu durum ω^s ($s \leq 1$) davranışının çıkarılmasında yapılan $W_M \gg W_0$ varsayımının bozulmasından ileri gelir. Burada



Şek.5.2.3 $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ camında iletkenliğin a.c ve d.c bileşenlerine ayrılması



Şek.5.2.4 $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ camında iletkenliğin a.c ve d.c bileşenlerine ayrılması.

$$W_M = B$$

$$W_O = -kT.Ln(\omega\tau_o)$$

dır. Her iki cam için alçak alan d.c iletkenliğinden bulduğumuz B değerleri ile deney koşullarındaki W_O değerlerini karşılaştırırsak; $\omega = 10^3 \text{ s}^{-1}$, $\tau_o = 10^{-13} \text{ s}$ olmak üzere W_O/B oranı $As_{20}Se_{40}Te_{40}$ camı için 0.6 ($T= 300 \text{ }^\circ K$), $(As_2Se_3)_{80}Sb_{20}$ camı için 0.8 ($T= 380 \text{ }^\circ K$) bulunur. Bu sonuçlar, frekans azaldıkça ω^s davranışının bozulması konusundaki görüşümüzü desteklemektedir (Kesim 2.5.2).

5.3 Sonuçların Değerlendirilmesi

Bulduğumuz deney sonuçlarının, Bölüm 2'de verilen a.c iletkenliği modellerine uygulanması yararlı olacaktır. Bu amaç için Çizelge 5.3.1'de s frekans üssünün denel yoldan bulduğumuz değerleri ile QMT ve CBH modellerinden beklenen değerleri verilmiştir. Aynı çizelgede, a.c iletkenliğinin ölçülen değerleri ve bu değerlerin kullanılması ile QMT modelinden beklenen $N(E_F)$ durum yoğunluğu ve CBH modelinden beklenen N durum konsantrasyonu değerleri de verilmiştir. Çizelgeye baktığımızda şu noktalar göze çarpmaktadır.

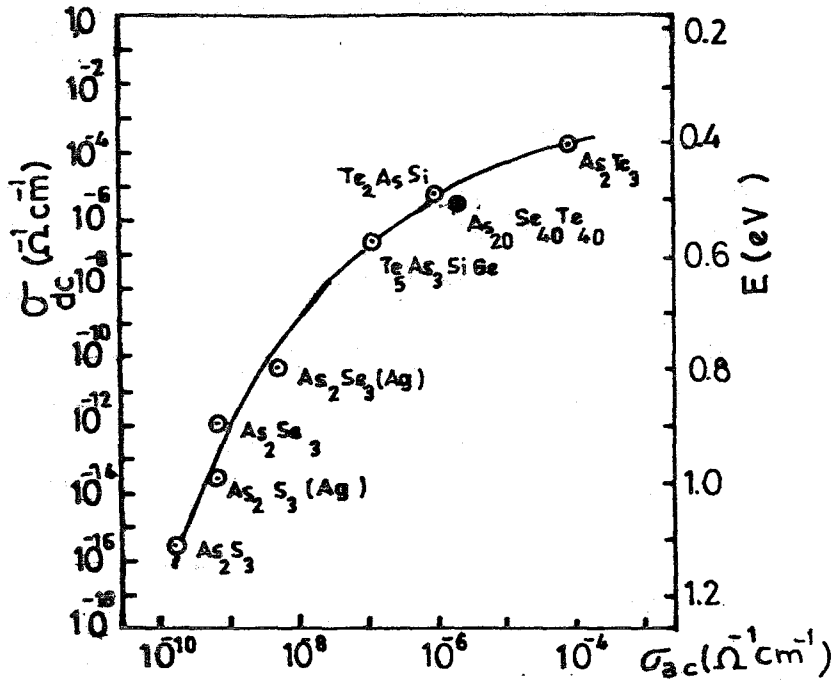
1. Genel olarak $s \sim 0.9$ dolayındadır. Bu değerler QMT modelinden beklenen değerlere göre büyük, CBH modelinden beklenen değerlere ise daha yakındır.

2. Daha yüksek sıcaklıklarda ölçü alınmasına rağmen $(As_2Se_3)_{80}Sb_{20}$ camında a.c iletkenliği öteki cama göre daha küçüktür. Yani σ_{ac} , malzemenin mobilite aralığına bağımlı görülmektedir.

3. Denel yoldan bulduğumuz; $s, \sigma_{ac}, N(E_F), N$ parametreleri araştırmacıların diğer halkojenür camlarındaki sonuçlarıyla iyi uyushmaktadır.

Malzeme	T (°K)	s			$Q_{ac} (10^4 \text{ Hz})$ ($\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$)	$N(E_F) (QMT)$ ($\text{eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$)	N (CBH) (cm^{-3})
		Deney	QMT	CBH			
$\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$	263	0.92	0.79	0.86	1.5×10^{-7}	3.9×10^{19}	7.3×10^{18}
	276	0.90	0.79	0.86	0.7	2.7	5.1
	278	0.80	0.79	0.86	8.3	8.9	1.7
	284	0.88	0.79	0.85	1.1	3.2	0.6
$(\text{As}_{20}\text{Se}_{80})_{80}\text{Sb}_{20}$	395	-	0.79	0.87	5.6×10^{-8}	1.9	2.2
	392	0.92	0.79	0.87	5.2	1.9	2.1
	386	0.87	0.79	0.88	6.4	2.1	2.2
	385	0.90	0.79	0.88	9.0	2.5	2.8
	383	0.90	0.79	0.88	9.2	2.5	2.8
	385	0.90	0.79	0.88	10	2.6	2.9
As_2Te_3 (45) As_2Se_3 (34)	300	0.75	0.75	0.81	1.0×10^{-4}	4.4×10^{20}	2.2×10^{19}
	300	0.92	0.75	0.91	8.0×10^{-10}	1.3×10^{18}	6.3×10^{18}

Çizelge 5.3.1 A.C iletkenliği parametreleri. As_2Te_3 ve As_2Se_3 camları için veriler, gösterilen kaynaklardan alınmıştır.



Şek.5.3.1 Halkojenür camlarında d.c, a.c iletkenliği($\omega = 10^6 \text{ s}^{-1}$) ve iletkenlik aktivasyon enerjisinin değişimi. ○ Kaynak 15'den, ● bu çalışmadan alınmıştır.

Davis-Mott tarafından, bir çok halkojenür camı üzerinde yapılan denel bir araştırmada, d.c iletkenliği, a.c iletkenliği ve iletkenlik aktivasyon enerjisi ($\sim B/2$) arasında Şek.5.3.1'de görülen ilişki bulunmuş fakat bu ilişkinin nicel bir açıklaması yapılamamıştır. A.c iletkenliği ile mobilite aralığı arasında bir bağıntının olmasını gerektiren bu denel sonuç, Elliott²⁹ tarafından elde edilen 2.5.15 Denklemi ile açıklanabilmektedir (Kesim 2.5'e bakınız). Bu çalışmada kullandığımız $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ camının da bu ilişkiye uyduğu görülmektedir. Bu durum, bu camdaki a.c iletkenliği davranışının CBH modeli ile açıklanabildiğini gösterir. $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ camında ölçüler ancak 100°C dolayında alınabilmektedir. Bu cama ait iletkenlik parametrelerinin, diğer camların bulunduğu koşullara ($T=300^\circ\text{K}$, $\omega = 10^6 \text{ s}^{-1}$) ekstrapole edilmesiyle bulunan sonuçlar grafiğe geçirildiğinde çizgi üzerinde beklenen bölgeye düşmemektedir. Bu sonuç, CBH modelinin yüksek sıcaklık bölgesinde iyi sonuç vermediğini gösterir.

6. TAVLAMA İŞLEMİNİN İLETKENLİK ÖZELLİKLERİNE ETKİSİ

6.1 Giriş

Bölüm 2'de özetlendiği gibi, camlar kararsız bir yapıya sahiptir. Kararsızlık derecesi, camın hazırlanışındaki soğutma hızına bağlıdır(Şek.2.1.1). Aynı zamanda cam, T_g cam geçiş sıcaklığına yakın sıcaklıklarda bekletildiğinde kararsız bir yapıdan kararlı bir yapıya geçme eğilimi gösterir. Bu yüzden, tavlama etkisinde bırakılması halinde, malzemenin fiziksel özelliklerinde ve iletkenlik davranışında değişme olması beklenir. Dolayısıyla, tavllanmış ve tavlannmamış bir camın iletkenliklerinin ölçülerek bunların karşılaştırılması ve birlikte değerlendirilmesi bu malzemedeki iletkenlik mekanizması hakkında ek bilgiler edinmemizi sağlayacaktır.

6.2 Denel İşlem

Tavlama işlemi, camların yumuşama sıcaklığının altında yapılmıştır. Bu sıcaklığı bulmak için her camdan alınan birer ham örnek 10°C 'lik sıcaklık basamaklarında (100, 110, 120... gibi) belirli sürelerde (10-15 dakika) tutulmuştur. Bu süre sonunda örnekler havada soğutularak oda sıcaklığındaki dirençleri ölçülmüş ve bu ölçü yardımı ile malzemenin yarıiletken davranışını koruyup korumadığı kontrol edilmiştir. Yapılan bu ön denemeye göre $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ camının $\sim 160^{\circ}\text{C}$, $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ camının ise $\sim 250^{\circ}\text{C}$ dolayında yarıiletken özelliğini yitirmeye başladığı gözlenmiştir. Beklenmeyen bir kristalleşme etkisi ile karşılaşmamak için tavlama sıcaklıkları bu iki cam için sırasıyla (100 - 140 $^{\circ}\text{C}$) ve (200- 230 $^{\circ}\text{C}$) olarak seçilmiştir. Kristalleşmeye çok yatkın oluşu nedeniyle (d.c iletkenliğinde bir karşılaştırma malzemesi olarak kullandığımız) As_2Te_3 camına tavlama işlemi uygulanamamıştır.

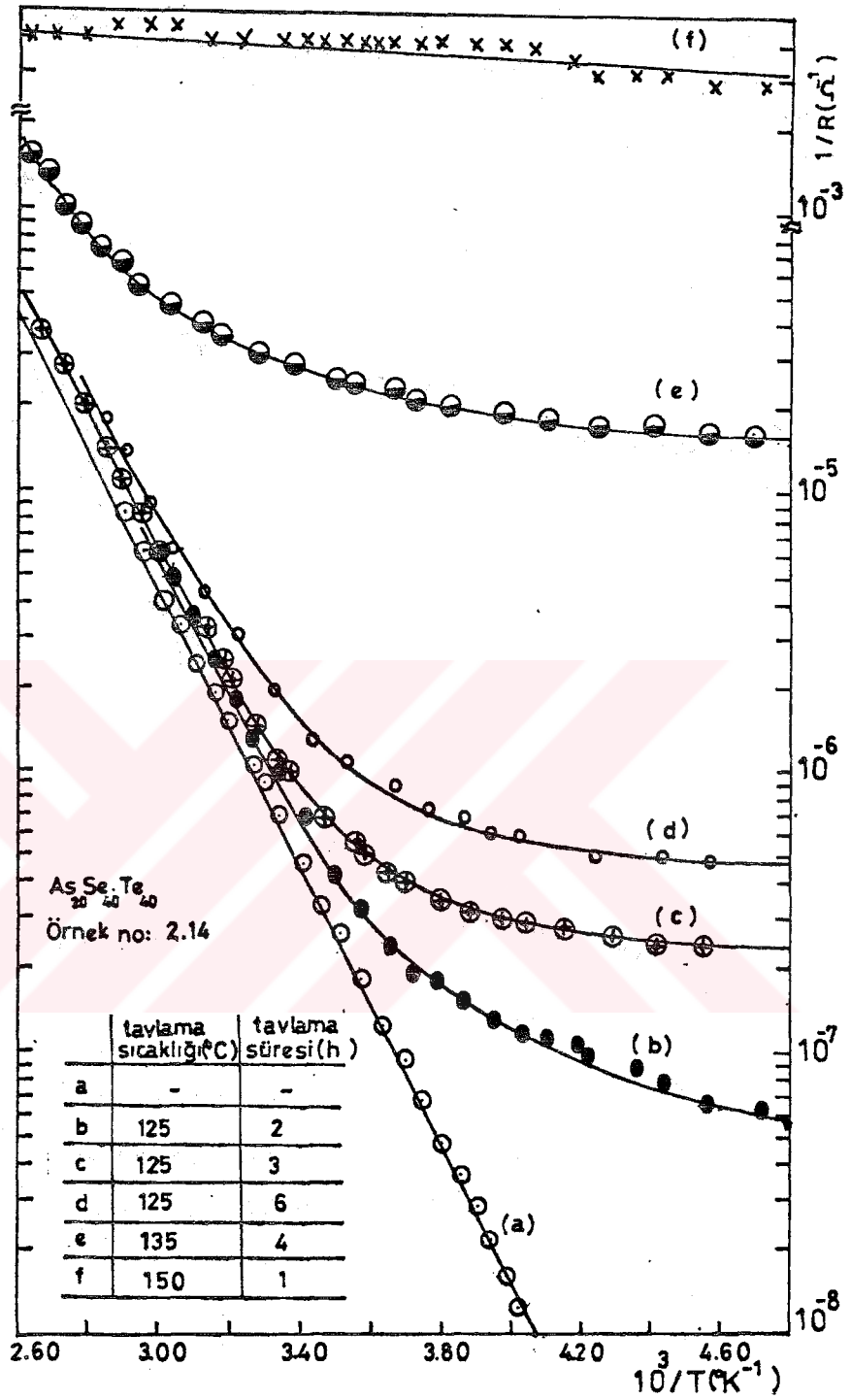
Tavlama işlemi için, iletkenlik özellikleri çalışılan örnekler, içinde azot gazı bulunan küçük bir pireks kaba

yerleştirilerek 75°C sıcaklık kontrollü bir fırında ısıtılmıştır. Belirli bir sıcaklıkta ve sürede tavlanan örnekler bu süre sonunda oda sıcaklığında soğutulmuştur. Daha sonra, tavllanmış örneğin, d.c akım iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi geniş bir sıcaklık aralığında ($\sim 120^{\circ}\text{C}$) incelenmiş ve bu işlem ardışık olarak sürdürülmüştür. Isıl çevrim denilen bu işlemle tavlama işleminin d.c iletkenliğine etkisi incelenebilmiştir.

Tavlama işleminin, malzemenin yapısına etkisini araştırabilmek için; tavlannmamış, tavlannmış ve aşırı tavlannmış birer ham örneğin, toz haline getirildikten sonra JDX - 8 P Xışını difraktometresi (M.T.A X-ray laboratuvarı) ile kırınım desenleri elde edilmiştir. Bu desenler ve yorumları Kesim 6.4'de incelenenecektir.

6.3 Denel Bulgular

Şek.6.3.1, 2.14 ($\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$) örneği için ardışık tavlama işlemi ile elde edilen $\log(1/R) - 1/T$ eğrilerini göstermektedir. Her eğrinin karşılığı olan tavlama süresi ve sıcaklığı şekil üzerinde belirtilmiştir. Diğer örneklerle de buna yakın ardışık tavlama eğrileri elde edilmiştir. Şekilden açıkça görüldüğü gibi tavlannmamış örnek ölçü yapılan sıcaklık aralığı boyunca, sıcaklığa üstel bağımlı bir iletkenlik (asal iletkenlik) göstermektedir. İlk tavlama işlemi sonunda örneğin iletkenliği, yüksek sıcaklıkta bu davranışa uymakta fakat sıcaklık azaldıkça asal iletkenliğin yerini, asal olmayan(extrinsic) iletkenlik almaktadır. Tavlama süresinin artması ile, asal iletkenliğin gözleendiği sıcaklık aralığı azalmakta ve her ardışık tavlama sonucunda alçak sıcaklıklardaki iletkenlik artmaktadır. Bu artış, belirli bir tavlama süresinde doyuma ulaşmaktadır. Şek.6.3.1'de (d) eğrisi 125°C 'lik tavlama sıcaklığı için doyum durumudur. Ardışık tavlamaya daha yüksek sıcaklıkta devam edilmesi halinde, (e) eğrisinden görüldüğü gibi, iletkenlikte daha büyük artış olmakta ve buna paralel olarak asal iletkenlik bölgesi iyice daralmaktadır.



Şek.6.3.1 As₂₀Se₄₀Te₄₀ camında ardışık tavlama eğrileri.

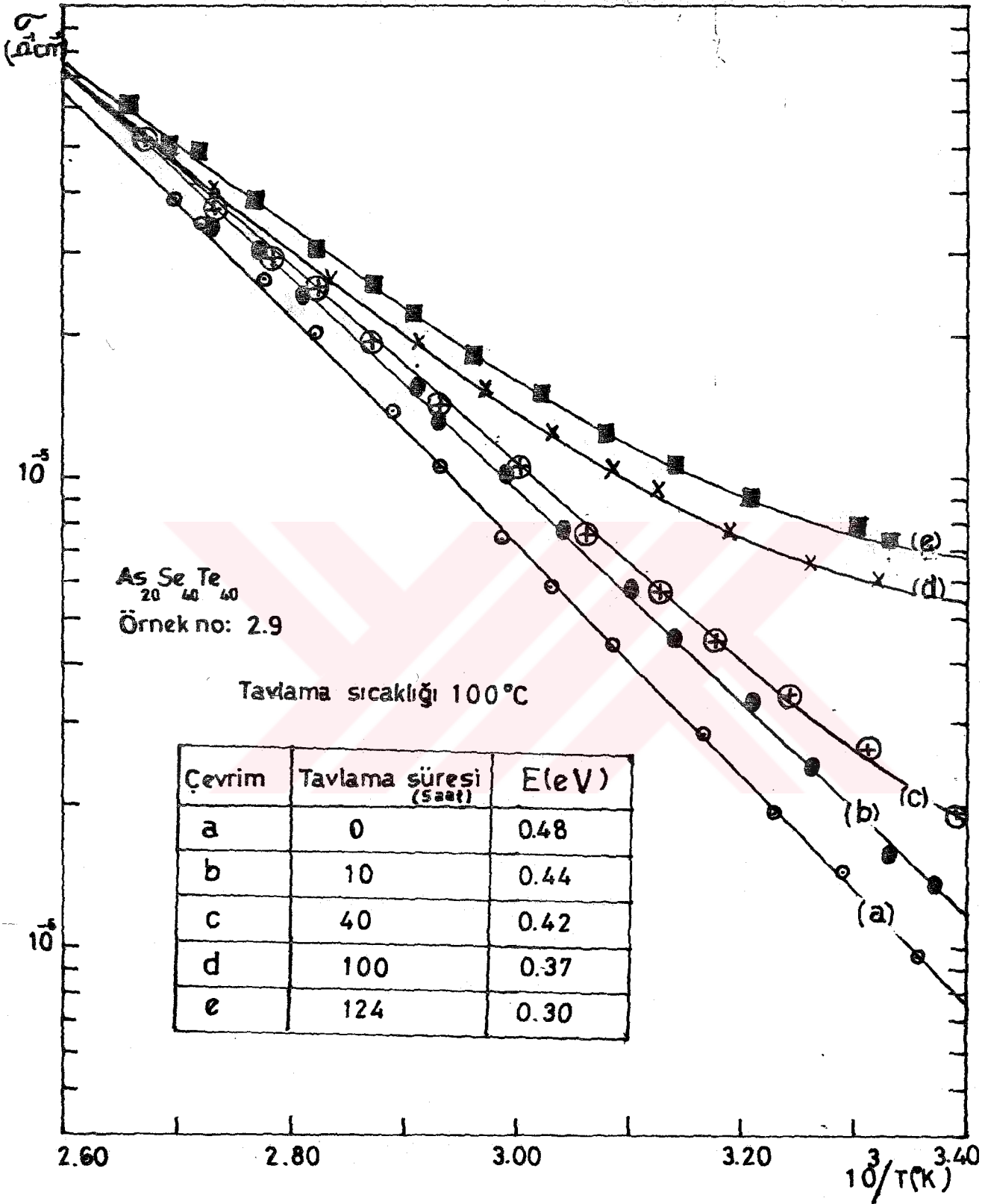
Şekildeki (f) eğrisi ise yaklaşık olarak yumuşama sıcaklığındaki tavlamanın karşılığıdır. Görüldüğü gibi bu durumda malzeme artık yarıiletken davranışını iyice yitirmiş ve oda sıcaklığı iletkenliği ilk durumuna göre $\sim 10^4$ kat artmıştır.

Ardışık tavlama işleminin, iletkenlik aktivasyon enerjisine etkisini daha iyi gözleyebilmek amacıyla, aynı camdan yapılan 2.9 nolu örneğin oda sıcaklığı üzerindeki ardışık tavlama eğrileri elde edilmiştir. Şek.6.3.2'den görüldüğü gibi tavlama süresi arttıkça E aktivasyon enerjisi azalmakta, iletkenlik ise artmaktadır.

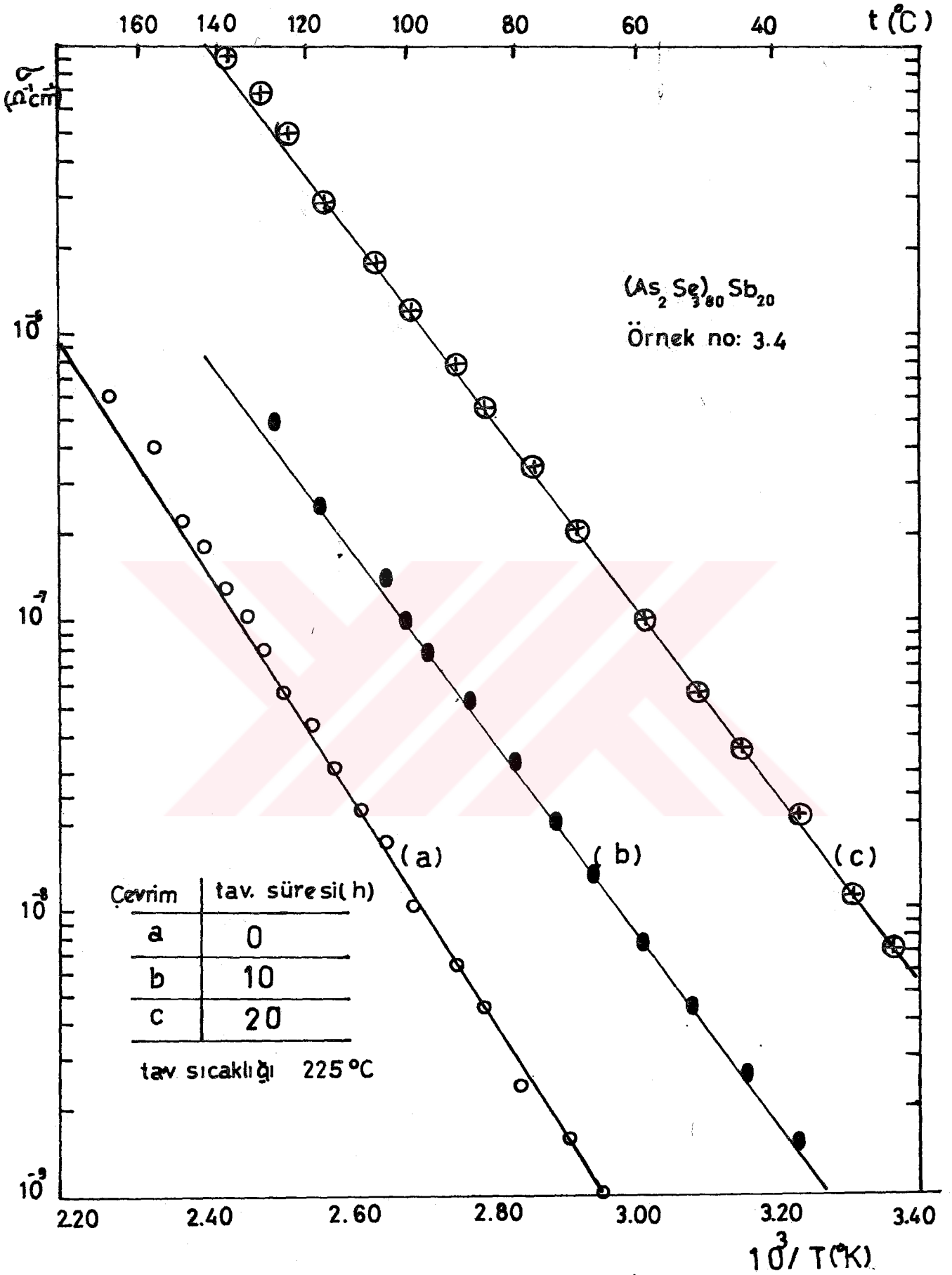
$(As_2Se_3)_{80}Sb_{20}$ camında ardışık tavlama işlemi, d.c iletkenliğine, diğer cama göre daha yüksek tavlama sıcaklıkları için ($\sim 225^\circ C$) etkili olmaktadır. Bu durum, malzemenin diğer cama göre daha kararlı bir yapıda olduğunu gösterir. Bu camdan yapılan 3.4 nolu örneğin ardışık tavlama eğrileri, Şek. 6.3.3'de gösterilmiştir. Şek.6.3.1 ile karşılaştırıldığında görülebileceği gibi iletkenlikte 10 katlık bir artışa neden olan ardışık tavlama işleminden sonra oda sıcaklığı üzerindeki asal iletkenlik davranışı korunmaktadır. Bu camda, direncinin yüksek oluşu nedeniyle, oda sıcaklığı altında iletkenlik ölçüsü yapılamamıştır. Bazı örneklerde uzun tavlama süresinden sonra (20 saat) oda sıcaklığına inildikçe, diğer camda olduğu gibi, asal iletkenlikten asal olmayan iletkenliğe geçişin olduğu gözlenmiştir.

Çizelge 6.3.1, bazı örneklerin tavlama sonrası ve öncesindeki d.c iletkenliği oranlarını göstermektedir. Çizelgeye göre, tavlama işlemi genel olarak d.c iletkenliğinde bir artışa neden olmaktadır. Fakat aynı koşullarda tavlanan örneklerde, iletkenlikteki artış oranı aynı olmamaktadır. Bizce bu durum, tavlama öncesinde örneklerin kararlılık yönünden özdeş olmayışından gelir.

Tavlama işleminin a.c iletkenliğine etkisini görebilmek için, tavllanmış örneklerin iletkenliklerinin frekansla değişimi incelenmiştir. Şek.6.3.4 ve 6.3.5 sırasıyla $As_{20}Se_{40}Te_{40}$ ve $(As_2Se_3)_{80}Sb_{20}$ camlarının $\log \sigma(\omega)-f$ eğrilerini göstermek-



Şek.6.3.2 Ardışık tavlama işleminin aktivasyon enerjisine etkisi.



Şek.6.3.3 (As₂Se₃)₈₀Sb₂₀ camında ardışık tavlama eğrileri.

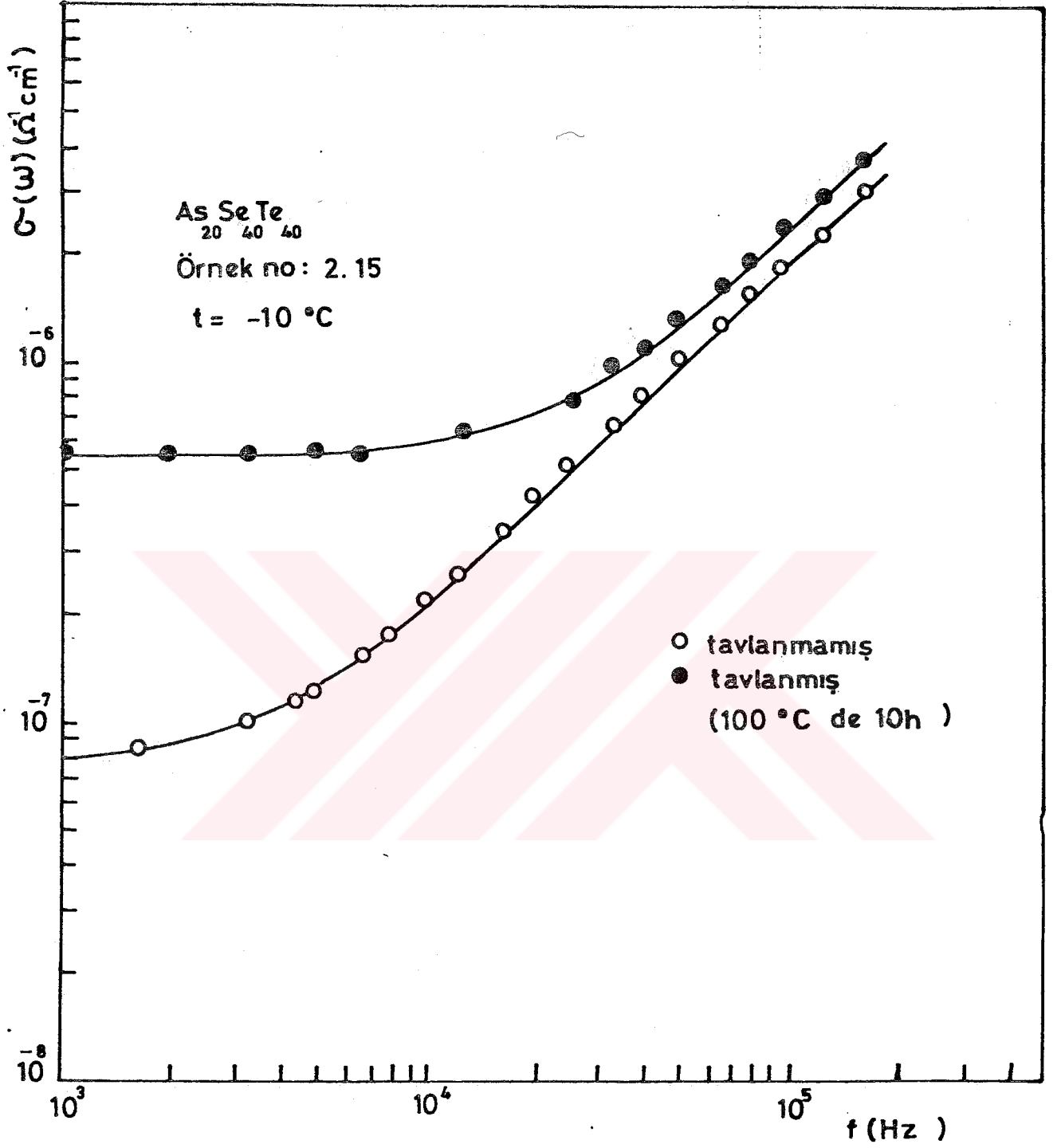
Çizelge 6.3.1 Tavlama işleminin d.c iletkenliğine etkisi.

Örnek no	Ölçü sıc.(°C)	Tavlama		$\frac{\sigma_{\text{tavlanmış}}}{\sigma_{\text{tavlanmamış}}}$
		süresi(h)	sıc.(°C)	
2.9	20	10	100	1.6
2.15				2.1
2.24				1.0
2.26				1.0
2.14	20	2	125	1.5
2.20				2.7
3.2	28	10	200	1.0
3.3				1.0
3.4				1.0
3.3	28	10	225	11
3.4				12

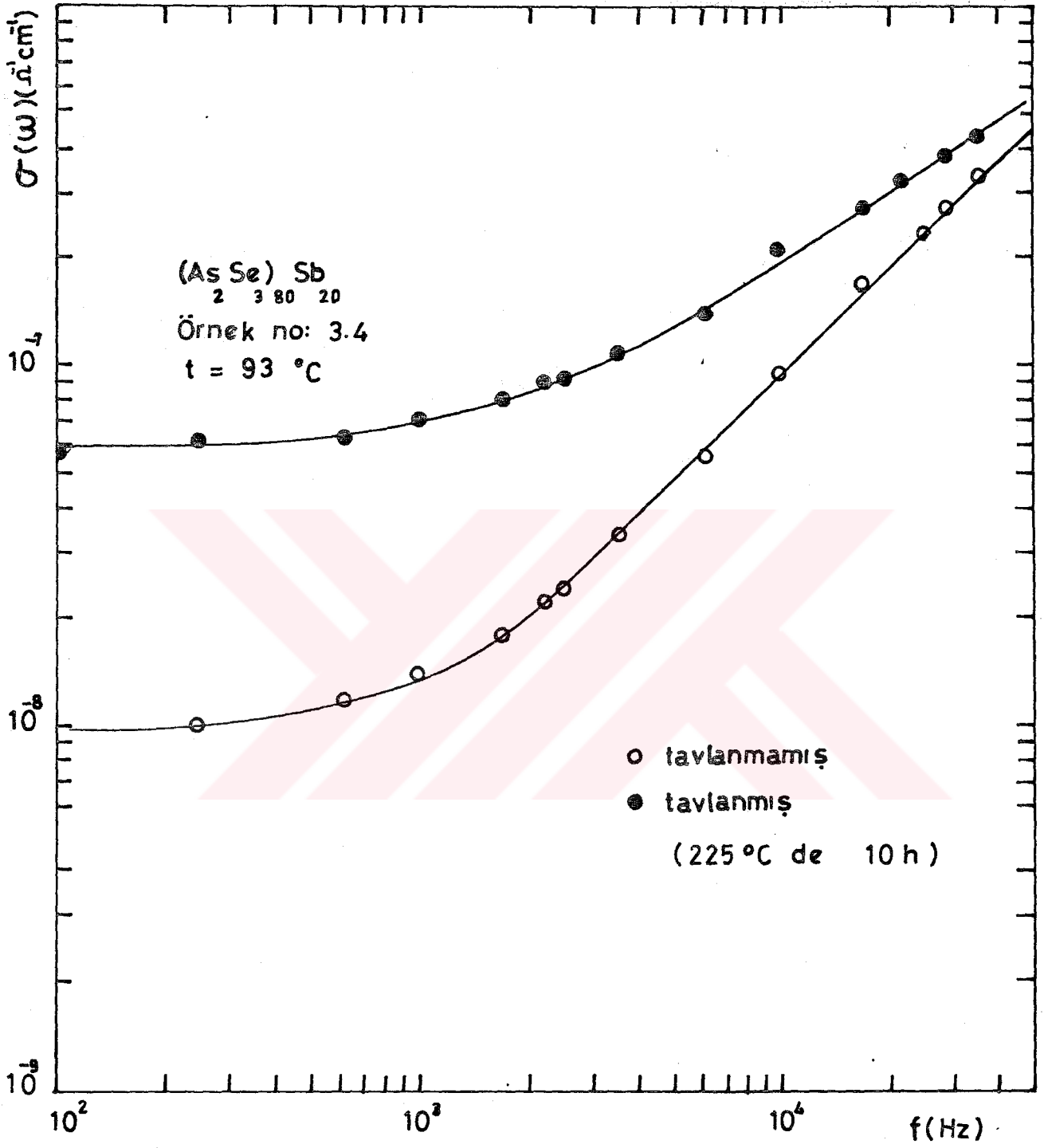
tedir. Her iki şekilden görülebileceği gibi tavlama işlemi, frekansa bağlı iletkenliğin daha yüksek frekanslara doğru kaymasına neden olmaktadır. Bu eğrilerden bulunan verilerin yazıldığı Çizelge 6.3.2'ye göre tavlama işlemi sonucunda, d.c iletkenliğinde bariz bir artışa karşılık a.c iletkenliğinde hemen hemen değişme olmamaktadır. Dolayısıyla frekansa bağımlı iletkenliğin daha yüksek frekanslara kayması bu sonuçtan ileri gelir.

Çizelge 6.3.2 Tavlama işleminin d.c ve a.c iletkenliğine etkisi.

Malzeme	Ölçü sıc.(°C)	Tavlama		İletkenlikteki artış	
		süresi(h)	sıc.(°C)	d.c	a.c
As ₂₀ Se ₄₀ Te ₄₀	10	10	100	8.5	1.1
(As ₂ Se ₃) ₈₀ Sb ₂₀	93	10	225	8.8	1.2



Şek.6.3.4 As₂₀Se₄₀Te₄₀ camında tavlama işleminin a.c iletkenliğine etkisi.



Şek.6.3.5 $(As_2Se_3)_{80}Sb_{20}$ camında tavlama işleminin a.c iletkenliğine etkisi.

6.4 Sonuçların Değerlendirilmesi

Cam geçiş sıcaklığının bir hayli altındaki bir sıcaklıkta yapılan tavlama işleminin normal olarak amorf yapıda bulunan kusur merkezlerinin sayısını azaltması beklenir. Böylece bu merkezlerin neden olduğuna inanılan ve alçak sıcaklıklarda gözlenen hoplama iletkenliği tavlama sonucunda azalacaktır. Gerçekten bu görüşü destekleyen çok sayıda çalışmaya rastlanmaktadır.⁴⁶ Bu araştırmada, daha çok oda sıcaklığı dolayında ölçü yapıldığı için, yukarıda belirtilen sonuçla karşılaşılmamıştır. Bunun yerine, tavlama sıcaklığını cam geçiş sıcaklığına daha yakın seçmemiz ve tavlama süresini uzun tutmamız nedeniyle ters bir davranışla karşılaşılmıştır. Yani tavlama işlemi alçak sıcaklıktaki iletkenliğin artışına neden olmuştur. Özellikle $As_{20}Se_{40}Te_{40}$ camı için bulduğumuz ardışık tavlama eğrileri Fagen ve Fritzsche'nin⁴⁷ çok bileşenli amorf halkojenür, Greaves ve arkadaşlarının⁴⁸ a.As ince film örneklerindeki bulgularıyla iyi uyushmaktadır.

Sonuçlarımızı yorumlayabilmek için şu modeli önermekteyiz:

Tavlanmamış malzeme amorf yapıda olup, oda sıcaklığı dolayındaki d.c iletkenliği yaygın durumlara uyartılan taşıyıcılarla sağlanır(Bölüm 4). Birinci ısıl çevrim sonucunda elektrotlar arasında kısmi kristalleşmenin neden olduğu metalik akım yolları oluşmuştur. Böylece, ölçü alınan sıcaklık aralığı boyunca iletkenlik,

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$$

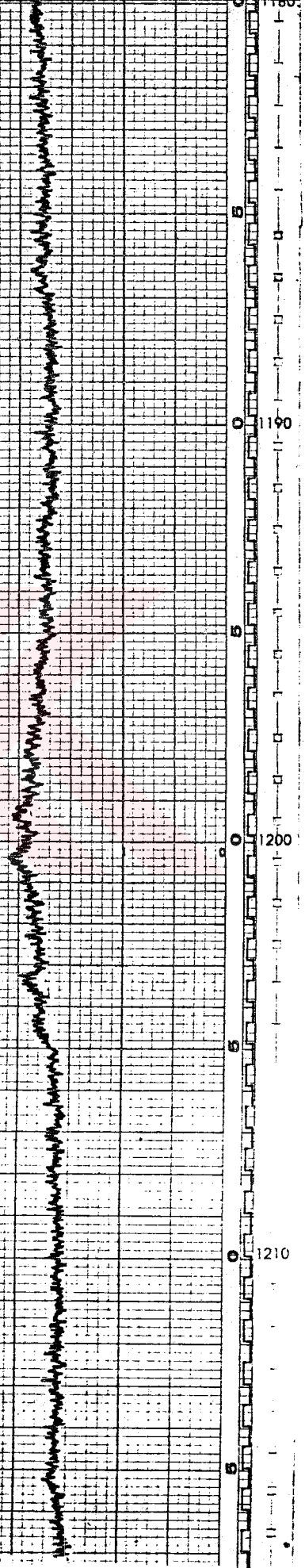
şeklinde iki bileşenin toplamı olarak düşünülebilir. Burada σ_1 4.Bölümde tartıştığımız asal iletkenlik olup sıcaklığa üstel bağımlıdır. σ_2 ise metalik iletkenlik olup sıcaklık bağımlılığı yoktur. Şek.6.2.1'den görüldüğü gibi alçak sıcaklıklarda σ_2 , yüksek sıcaklıklarda σ_1 bileşeni daha baskın olmaktadır. İkinci ve bunu izleyen her ardışık tavlama işlemi, yeni metalik akım yollarının oluşmasına neden olduğu için herhangi bir sıcak-

lıkta σ aynı kalmasına rağmen σ_2 büyümekte bu yüzden tavlama süresinin artması, toplam iletkenliğin sıcaklığa bağımlı olduğu bölgenin azalmasına neden olmaktadır. Tavlama sonucunda $\log \sigma - 1 / T$ eğrisinin eğimindeki azalma, mobilite aralığındaki değişmeden değil fakat ölçülen iletkenliğin yukarıda açıkladığımız iki bileşenli tabiatından ileri gelir.

Tavlama işleminin, amorf yapıda kısmi kristalleşmeye yol açıp açmadığı X - ışını kırınım desenleriyle gösterilebilmektedir. Şek.6.4.1 ve 6.4.2 , bu çalışmada kullanılan camların; tavlannmamış, tavlannmış ve kristelleşmiş hallerinde elde edilen kırınım desenlerini göstermektedir. Bu şekillerden görüldüğü gibi tavlannmamış örneklere ait desenler, amorf yapının bilinen kırınım desenleridir. Tavlannmış örneklerin desenlerinde, kısmi kristalleşmeye atfedilebilecek tepeler görülmektedir. Aşırı tavlannmış(kristalleşmiş) örneklerin desenlerinde ise bu tepeler daha belirgin hale gelerek kristal yapıya geçişi göstermektedir.

Şek.6.4.1(a). Tavlanmamış $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ camının X- ışını toz kırınım deseni.

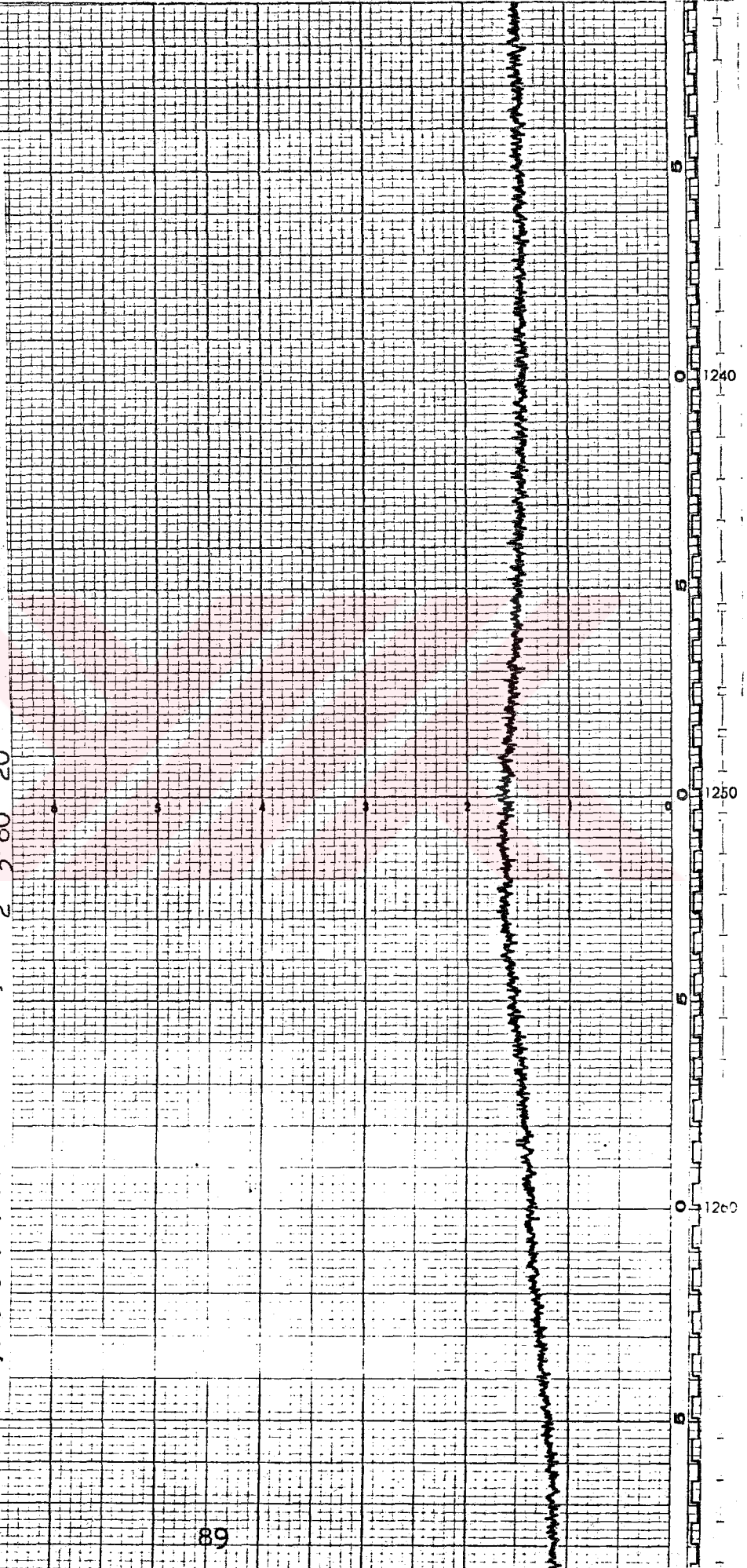
Şek.6.4.1(b). 120 °C'de 4 saat tavlammış $As_{20}Se_{40}Te_{40}$ camının X-ışını toz kırınım deseni.



Şek.6.4.1(c). 160 °C'de 3 saat tavllanmış $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ camının X-ışını toz kırınım deseni.



Şek.6.4.2(a). Tavlanmamış (As_2Se_3)₈₀ Sb_{20} camının X-ışını toz kırınım deseni.



Şek.6.4.2(b). 225 °C'de 5 saat tavllanmış (As_2Se_3) $_{80}\text{Sb}_{20}$ camının X-ışını toz kırınım deseni.

90

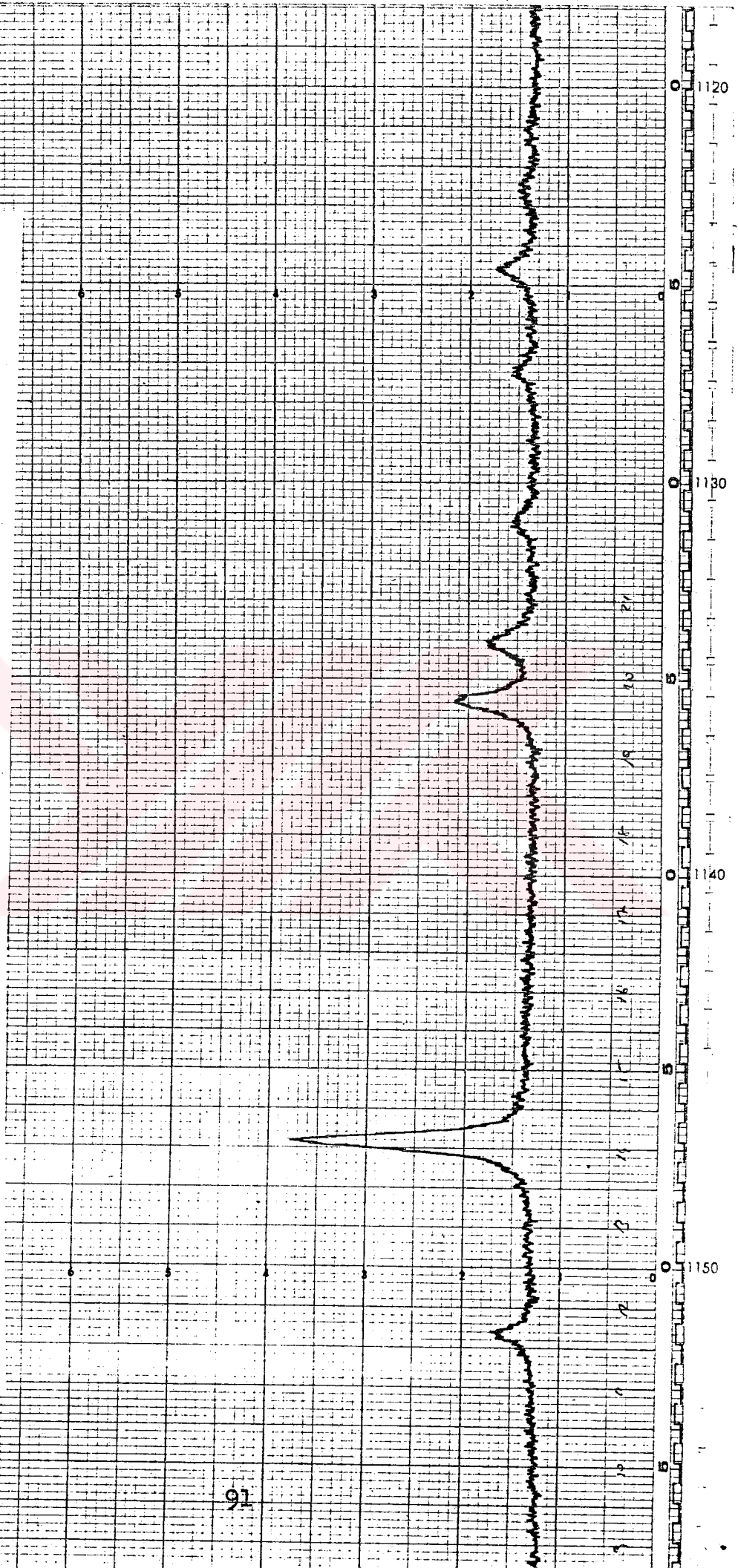
700

690

680

670

Şek.6.4.2(c). 240 °C'de 10 saat tavllanmış (As_2Se_3)₈₀ Sb_{20} camının X-ışını toz kırınım deseni.



7. SONUÇ

Bu çalışmada, ergitilmiş halden soğutularak hazırlanan hacımlı As_2Te_3 , $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ ve $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ camlarının iletkenlik davranışları incelenmiştir. Özellikleri bir çok araştırmacı tarafından incelenen As_2Te_3 camı ölçü sistemimizi test amacıyla bir referans malzemesi olarak kullanılmış ve yalnız sıcaklığın fonksiyonu olarak d.c iletkenliği ölçülmüştür. İlk kez bu çalışmada kullanılan diğer iki camın; alan ve sıcaklığın fonksiyonu olarak d.c iletkenliği, frekansın fonksiyonu olarak a.c iletkenliği ölçülmüş ve bazı örneklerle ardışık tavlama işlemi uygulanarak iletkenlikteki değişme araştırılmıştır.

Denel olanaklar nedeniyle örneklerle en çok 10^4 V/cm dolayında alan uygulanabilmektedir. Bu alanın altında iletkenliğin alana bağımlı olmadığı, 10^4 V/cm değerinin üzerinde alan uygulayabildiğimiz bir kaç örnekte ise iletkenliğin alanla arttığı gözlenmiştir.

D.C iletkenliği her üç camda sıcaklığa üstel bir bağımlılık göstermektedir. $\ln \sigma - 1/T$ grafiklerinin eğimlerinden, camların iletkenlik aktivasyon enerjileri (E) ve C ön üstel katsayıları bulunmuştur (Çizelge 4.3.2). C değerleri 10^2 - 10^3 ohm⁻¹cm⁻¹ basamağında olup bu değerler iletkenliğin, yaygın durumlara uyartılan taşıyıcılarla sağlandığını gösterir.

Özdirencinin yüksek oluşu nedeniyle $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{80}\text{Sb}_{20}$ camının oda sıcaklığı altındaki iletkenliği ölçülememiştir. $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$ camında ise -75 °C'ye kadar iletkenlik ölçüsü yapılabilmektedir. Bu camda -40 °C dolayında $\ln \sigma - 1/T$ grafiğinin eğiminde bir azalma görülmüştür. Eğimdeki bu değişme, -40 °C'nin altında, amorf yapıda uzun erimli periyodik düzenin bulunmayışı nedeniyle olduğu kabul edilen yerleşik kuyruk durumlarındaki hoplama iletkenliğinin, yaygın band iletkenliğine baskın olduğunu gösterir.

Ardışık tavlama işleminin, özellikle $\text{As}_{20}\text{Se}_{40}\text{Te}_{40}$

camında ilginç etkisi görülmüştür. İlk ısı çevrimden başlayarak her çevrim sonucunda alçak sıcaklık bölgesindeki iletkenlik artmış ve iletkenliğin sıcaklığa bağımlı olduğu bölge azalarak yüksek sıcaklığa doğru kaymıştır. İletkenlikteki bu artış, tavlama sırasında malzemede kısmi kristalleşmenin olduğunu gösterir. Tavllanmış örneklerin X-ışını toz kırınım desenleri, bu görüşümüzü doğrulamaktadır.

$As_{20}Se_{40}Te_{40}$ camının oda sıcaklığı dolayında (-10 +20 °C), $(As_2Se_3)_{80}Sb_{20}$ camının oda sıcaklığı üzerinde (80-120 °C) 10^5 Hz'e kadar frekansın fonksiyonu olarak iletkenliği ölçülmüştür. Bulunan sonuçlar d.c iletkenliği ile a.c iletkenliğinin aynı mekanizmaya dayanmadığını göstermektedir. Tavlama işlemi sonucunda d.c iletkenliğinde bariz bir artışa karşılık a.c iletkenliğinin hemen hemen aynı kalması bu görüşü desteklemektedir. Bu sonuç Pike²⁷ tarafından önerilen ve Elliott'un²⁸ halkojenürlere uyguladığı CBH iletkenlik kuramına uygundur. Sonuçlarımızın bu modele uygulanmasıyla, her iki camın Fermi düzeyicivarındaki durum sayısının $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ başsağında olduğu bulunmuştur.

A.c ölçü düzenegimizin yetersiz oluşu nedeniyle sıcaklığın fonksiyonu olarak a.c iletkenliği ölçülememiştir. Geniş bir sıcaklık aralığında gerek bu ölçünün gerekse sürüklenme mobilitesi ile termogücün ölçülmesi, bu camların band yapısı hakkında, bu çalışmada kullanılanlara ek bilgiler verecektir.

KAYNAKLAR

1. Mott,N.F., Davis,E.A., Electronic Processes in Non-Crystalline Materials, Clarendon Press, Oxford, 1979
2. Owen,A.E., (+), p 161
3. Fritzsche,H., (+), p 557
4. Grigorovici,R., (+), p 191
5. Cargill,G.S., Physics Department E 13, Technical University of Munich Federal Republic of Germany,"Liquid and Amorphous Metals"Edited by E. Lüscher and H.Coufal, 161, 1979
6. Adler,D., Scientific American, 236, 36, 1977
7. Fritzsche, H., (++), p 3
8. Mott,N.F.,Davis,A.E., Electronic Processes in Non-Crystalline Materials, Clarendon Press, Oxford, 1971
9. Fritzsche,H., (+), p 55
10. Kolomiets,B.T., (++), p 189
11. Davis,E.A., Shaw,R.F., J. Non Crystalline Solids, 2 , 406, 1970
12. Owen,A.E., Robertson,J.M., J. Non Crystalline Solids 2, 40, 1970
13. Kittel,C., Introduction to Solid State Physics, J.Wiley, 1976
14. Mott,N.F., (+), p 1
15. Davis,E.A., Mott,N.F., Phil. Mag., 22, 903, 1970
16. Cohen,M.H.,Fritzsche,H., Qvshinsky,S.R., Phys. Rev. Lett., 22, 1065, 1969
17. Owen,A.E., Marshall,J.M., (+++), p 529
18. Maind,C., Owen,A.E., (++), p 783
19. Tolunay,H., Doktora Tezi, Hacettepe Üniversitesi Fizik Bölümü, 1979

20. Bluzer,N., Bahl,S.K., (++), p 1209
21. Nagels,P., CallaertsR., Denayer,M., (++), p 867
22. Grant,A.J., Moustakas,T.D., Penney,T., Weiser,K., (++),
p 325
23. Mytilineou,E., Davis,E.A., (+++), p 632
24. Pollak, M., Geballe,T.H., Phys. Rev., 122, 1742,1961
25. Austin,I.G., Mott,N.F., Advan. Phys., 18, 41, 1969
26. Pollak,M., Phil. Mag., 23, 519, 1971
27. Pike,G.E., Phys. Rev. B, 6, 1572, 1972
28. Jonscher,A.K., (+), p 329
29. Elliott,S.R.,Phil. Mag., 36, 1291, 1977
30. Öktü,Ö., Çağdaş Fizik, 12, 27, 1981
31. Butcher,P.N., Hayden,K.J., (+++), p 234
32. Elliott,S.R., Phil.Mag., 37, 553, 1978
33. Balkan,A.N., Doktora Tezi, Glasgow Üniversitesi, 1979
34. Lakatos,A.I., Abkowitz, M., Phys.Rev.B, 3, 1791, 1971
35. Pollak,M., Pike,G.E., Phys.Rev.Lett., 28, 1449, 1972
36. Kastner,M., Adler,D., Fritzsche,H., Phys.Rev.Lett., 37,
1501, 1976
37. Roilos,M., Mytilineou,E., (++), p 319
38. Atalay,T., Doçentlik Tezi, Z.D.M.M Akademisi, 1981
39. Wakim,F.G., Sawan,Y., El-Gabaly,M., El-Rayes,M.,Prasad,
K., (+++), p 556
40. Nagels,P., Colson,R., Van Gool,L., (+++), p 546
41. Vescan,L., Popescu,C., Telnic,M., Croitoru,N., (++),
p 761
42. Marshall,J.M., Owen,A.E., Phil.Mag., 24, 1281, 1971
43. Nunoshita,M., Arai,H., Hamakawa,Y., Fujimoto,T., (++),
p 753

44. Street, R.A., Yoffe, A.D., J. Non Crystalline Solids, 8-10, 745, 1972
 45. Rockstad, H.K., J. Non Crystalline Solids, 2, 192, 1970
 46. Roilos, M., Meimaris, D., Zigiris, K., J. Non Crystalline Solids, 7, 271, 1971
 47. Fagen, E.A., Fritzsche, H., J. Non Crystalline Solids, 2, 170, 1970
 48. Greaves, G.N., Knights, J.C., Davis, E.A., (++), p 369
 49. Atalay, T., Çağdaş Fizik, 13, 20, 1982
-

(+) : Proceeding of the 13 th. Scottish Universities Summer School in Physics, "Electronic and Structural Properties of Amorphous Semiconductors", Edited by P.G Le Comber and J. Mort, Academic Press, 1973

(++) : Proceeding of the 5 th. Intern. Conf. on Amorphous and Liquid Semiconductors, 1974

(+++) : Proceeding of the 7 th. Intern. Conf. on Amorphous and Liquid Semiconductors, Edinburg 1977

ÖZGEÇMİŞ

Nisan.1947 yılında Devrek'te doğdu. İlkokulu doğum yeri olan köyünde bitirdi.Orta öğrenimini sırasıyla; Kastamonu-Göl İlköğretmen Okulu , İstanbul İlköğretmen Okulu ve İstanbul Yüksek Öğretmen Okulu hazırlık sınıfında tamamladı.

1966 yılında, Yüksek Öğretmen Okulu öğrencisi olarak, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik - Kimya Bölümüne girdi. Lisans eğitimini ve Yüksek Öğretmen Okulu'nu 1970 haziran döneminde bitirdi.

Milli Eğitim Bakanlığı tarafından,1970 yılında Kastamonu-Göl İlköğretmen Okulu, 1972 yılında Bursa Eğitim Enstitüsü fizik öğretmenliğine atandı. Bu okullardaki öğretmenlik görevinin yanı sıra;lise ve dengi okul öğretmenlerini yetiştirmek üzere açılan Modern Fizik kurslarında öğretim görevlisi olarak çalıştı.1974 döneminde kısa süreli yedek subay eğitimini tamamlayarak aynı kurumdaki öğretmenlik görevine devam etti.

Evli ve iki çocuk babası olan İsa Eşme,Temmuz.1977 yılında, halen çalıştığı kurum olan, Z.D.. M.M Akademisine fizik asistanı olarak girdi.