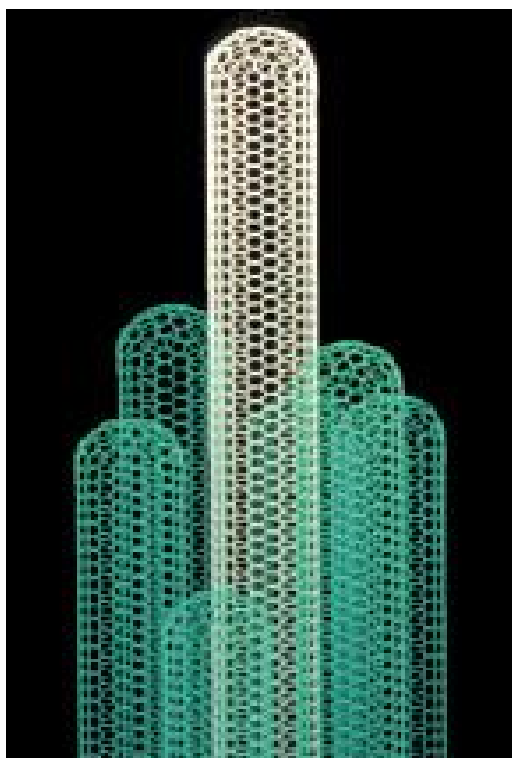


V BÖLMƏ

ÜMUMİ



MİKROYOSUNLARIN ÇOXALMA VƏ FOTOSİNTETİK XASSƏLƏRİNDƏ MÜHİTİN DUZLULUĞUNUN ROLU

M.N. Nəcəfli, R.Ə. Musayev

Bakı Dövlət Universiteti

Aparılmış tədqiqatlar nəticəsində yaşıl mikroyosunların, qidalı mühitdə NaCl-un müxtəlif qatılıqlarında, bioməhsuldarlığı, piqment tərkibi və fotosintetik aktivliyinin dəyişməsinin həddləri müəyyən olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, optimal şəraitdə (27°C, 16vt/m² işıq intensivliyində) becərilmiş yaşıl mikroyosunların bioməhsuldarlığının maksimum tərkibində 0,75M NaCl olan qidalı mühitdə müəyyən olunmuşdur.

Qidalı mühitdə duzluluğun optimal dəyişməsi ilə əlaqədar fotosintez prosesin sürətlənməsi mikroyosunların metabolik və fizioloji proseslərində müxtəlif dəyişikliklərə səbəb ola bilər ki, nəticədə onların dəyişən mühit şəraitinə adaptasiyası zamanı qliserin və karotinaların sintezinin stimullaşması baş verir bilər. ona görə də mikroyosunlardan yüksək bioməhsuldarlığı üçün optimal rejimin seçilməsi vacib məsələlərdəndir [1, 2].

Təqdim olunan işin məqsədi laboratoriya qurğusunda hüceyrələrin kütləvi becərilməsinin və fotosintetik aktivliyinin mühitdəki NaCl-un qatılığından asılılığının tədqiqidir [3].

Tədqiqat obyektini kimi Xəzər dənizindən ayrılmış və kultura halına salınmış yaşıl mikroyosun ştammindən (dəniz halofiti) istifadə olunmuşdur. mikroyosun hüceyrələrini çoxaltmaq üçün tərkibində NaCl-un üç müxtəlif qatılığı olan (0,5M; 0,75M; 1,0M NaCl) süni qidalı mühitlərdən istifadə olunmuşdur. Hazırlanmış qidalı mühitlərdə mikroyosun hüceyrələri daimi işıqlanma (16vt/m²), 27°C temperatur rejimində intensiv becərilmişdir.

Hüceyrələrin çoxalması Qoryayev kamerasında hüceyrələri saymaqla və nefelometrik üsulla, optik sıxlığın KFK-2-də ölçülməsi ilə təyin edilmişdir.

Fotosintetik aktivliyini tədqiq etmək üçün sıxlığı $d=0,8q/sm^3$ olan hüceyrə suspenziyaları hazırlanmış və termostatda 27°C temperatur şəraitində 20 dəqiqə müddətində qaranlıqda saxlanılmışdır. 50 millilitrlik hüceyrə suspenziya nümunələrinin, polyarografik qurğuda platin Klark elektrodu tətbiq etməklə fotosintetik aktivliyi ölçülmüş və müqayisə edilmişdir.

Tərkibində NaCl-un müxtəlif qatılıqları olan qidalı mühitlərdə becərilmiş yaşıl mikroyosunların fotosintetik aktivliyinin tədqiqi zamanı maksimal fotosintetik fəallıq 0,75M NaCl qatılıqlı qidalı mühitdə becərilmiş hüceyrələrdə müşahidə olunmuşdur. Qidalı mühitdə duzluluğun artması (1,0M NaCl) və azalması (0,5M NaCl) zamanı fotosintetik aktivliyin 0,75M NaCl qidalı mühitində becərilmiş hüceyrələrlə müqayisədə azalması müşahidə olunmuşdur ki, buna səbəb kimi, fotosintetik aparatda, mühitin təsirindən piqment tərkibindəki dəyişiklikləri göstərmək olar. Cədvəl 1-də tərkibində NaCl-un müxtəlif qatılıqları olan qidalı mühitlərdə becərilmiş yaşıl mikroyosunların piqment tərkibi və fotosintetik aktivliyi verilmişdir.

Cədvəl 1.

NaCl-un qatılığı	Xlorofillərin ümumi miqdarı mq/l	Karotinoidlərin ümumi miqdarı mq/l	Xlorofillərin karotinoidlərin nisbəti	Fotosintetik aktivlik faizlə	Hüceyrələrin ümumi sayı, hyc./ml
0,5 M	3,73	1,30	2,87	90	$3,8 \cdot 10^6$
0,75 M	5,00	1,70	2,94	100	$8 \cdot 10^6$
1,0 M	3,70	1,70	2,06	75	$6,5 \cdot 10^6$

Cədvəldən göründüyü kimi, 27⁰C temperatur $W=16 \text{ vt/m}^2$ intensivliyə olan qidalı mühitdə duzluluğun artması (1,0M NaCl) xlorofillərin biosintezinin zəiflənməs iLə müşahidə olunur ki, bu zaman karofinoidlərin biosintezi isə kifayət qədər yüksək səviyyədə qalır.

Fotosintetik aktivliyin əsas göstəricilərindən biri xlorofillərin karotinoidlərə nisbəti olduğundan, bu nisbət yüksək duzluluq şəraitində dəyişir ki, bunun nəticəsində fotosintetik aktivliyin azalması müşahidə edilmişdir.

Aparılmış tədqiqatlar nəticəsində yaşıl mikroyosunların, qidalı mühitdə NaCl-un müxtəlif qatılıqlarında, bioməhsuldarlığı, piqment tərkibi və fotosintetik aktivliyinin dəyişməsinin həddləri müəyyən olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, optimal şəraitdə (27⁰C, 16vt/m² işıq intensivliyində) becərilmiş yaşıl mikroyosunların bioməhsuldarlığının maksimum tərkibində 0,75M NaCl olan qidalı mühitdə müəyyən olunmuşdur.

ƏDƏBİYYAT

1. Савинский А.К., Керим-Маркус И.Б. Количественные закономерности и дозиметрия в радиобиология энергоатомиздат 1994
2. Карнаухов В.Н. Функция каратиноидов –объект биофизических исследований, Биофизика 2000, т.45, вып. 1
3. Ларсен Х. Биохимические факторы влияющие на галотерантность растений, Сб. Научных трудов по фототропных микроорганизмов, Пущино 1988

AMORF LENT ALMAQ ÜÇÜN QURĞUNUN İŞLƏNMƏSİ

T.M. Pənahov, N.M. Rəfiyev, N.T. Pənahov, A.Ə. Əliyeva

Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti

fizika.m@mail.ru

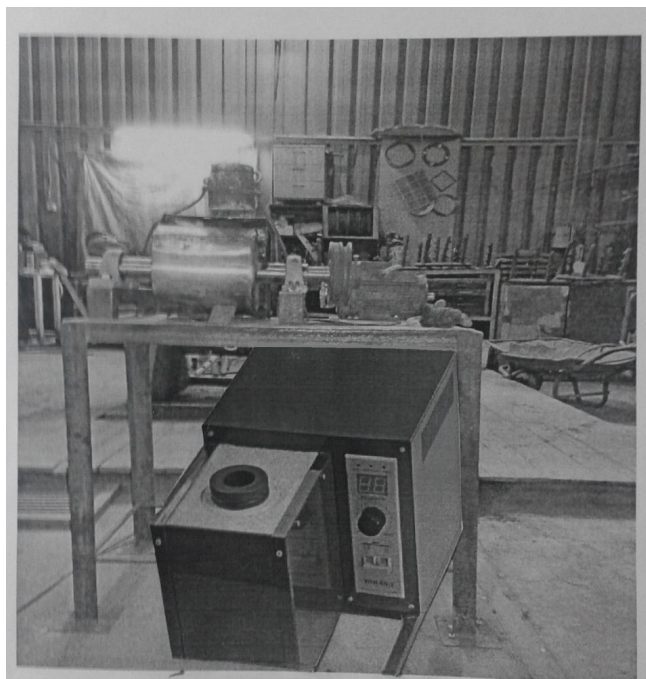
Mayenin böyük ifrat soyudulma dərəcəsinə almaq və nəticədə maye halın dondurulmasına imkan verən, metal və ərintilərin maye haldan böyük sürətlə soyudulması metodları, ümumi halda maye haldan tablama metodları və ya əridilmiş metalın tablanması metodu adlanır. Bu metodlar içərisində ən geniş yayılmışı fırlanan soyuducu disk üzərinə maye şırnaqını istiqamətləndirməklə amorf lentin alınması metodudur. Bu metod ilə amorf lenti almaq üçün hazırlanmış qurğu aşağıdakı şəkildə hazırlanmışdır (şəkil 1)

Bu qurğu bir neçə mərhələlərlə müəyyən ardıcılıqla hazırlanmışdır. Qurğunun əsas hissələrindən biri soyuducu barabandır.

Kifayət qədər böyük soyuma sürətini almaq üçün (10^5-10^7C^0) soyuducu barabanın materialı istiliyi daha yaxşı ötürə bilən materialdan hazırlanmalıdır. Belə material olaraq misdən istifadə daha əlverişli hesab olunur.

Bu qurğuda soyuducu baraban polad materialdan hazırlanmış və bir neçə emal proseslərini keçdikdən sonra üzərinə 2 mm qalınlığında mis lövhə çəkilmişdir. Metal şırnaqından keyfiyyətli və səthi hamar lent almaq üçün barabanın səthinə çəkilmiş mis lövhə cilalanır.

Bundan sonra baraban 1 m hündürlüyü olan stol üzərində mərkəzindən keçən val vastəsiylə masa üzərində quraşdırılmış diyircəkli poçemniklərə birləşdirilir. Valın bir tərəfindən barabanı daxildən su vastəsi ilə soyutmaq üçün xüsusi deşiklər qoyulmuşdur, digər tərəfinə isə barabanın fırlanması üçün çarx keçirilmiş və bu çarx vastəsi ilə qayıqlı ötürmə ilə mühərrikə birləşdirilmişdir.



Şəkil 1 Amorf lent almaq üçün qurğu

1-masa, 2 -soyuducu disk 3- mühərrik, 4-öturmə çarxları, 5-odadavamlı materialdan hazırlanmış qab (çalov), 6-çalovu baraban üzərində saxlayan tutqac.

Metal şirnağının arası kəsilmədən soyuducu baraban üzərinə tökülməsini təmin etmək üçün və əridilmiş metalı tam və rahat süzmək üçün baraban üzərinə quraşdırılmış kiçik çalov hazırlanmışdır. MgO(maqnezit) odadavamlı materialından hazırlanmış və polad boru içərisində yerləşdirilmişdir.

Bu işdə nəzərdə tutulmuş metalları əritmək üçün VIII-60-2 tipli induksiya sobasından istifadə olunmuşdur Sənaye və laboratoriya şəraitində istifadə etmək üçün nəzərdə tutulan bu soba 500- 1600C temperatur almağa imkan verir.

İşdə istifadə olunan Fe, Si, Ni metalları bu sobanın təlimatına uyğun şəkildə xırdalanaraq müəyyən ardıcılıqla sobanın qrafit tigelinə yüklənir. Ərinti maye halına düşdükdən sonra baraban üzərində quraşdırılmış çalova boşaldılır. Maye ərintinin bu çalovdan rahat və fasiləsiz şəkildə süzülməsini təmin etmək üçün əvvəlcədən çalov 1100-13000⁰C temperaturadək qızdırılır, metal əriyəndək mühərrik işə salınır, maye metal çalova töküldükdən sonra hidrostatik təzyiği hesabına soyuducu baraban üzərinə tökülərək lent şəkilində barabandan ayrılır. Alınan bu lentlər tədqiqat məqsədi ilə istifadə olunmuşdur ,o cümlədən atom qüvvə mikroskopu ilə lentin səthi relyefi tədqiq edilmişdir.

ƏDƏBİYYAT

- 1 K.Sudzuki, K. Xasimoto, “Аморфные Метал” Moskva 1987,
- 2 T.M. Pənahov, N.T. pənahov, Dəqiq ərintilərin fiziki metalşünaslıqı.
- 3 Ganshina E.A., Perov N.S., Kochneva M.Yu.Weak magnetic field annealing effect on magneto-optical and magnetostatic properties of Co- based amorphous ribbons.

ДИСПЕРСИЯ ИСКУССТВЕННЫХ СТРАТ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

Г.И. Гарибов

Бакинский Государственный Университет

garibovgio@yahoo.com

Условия возбуждения и характеристики страт очень чувствительны к изменению условий опыта—радиуса и длины разрядной трубки, давления и чистоты используемого газа, параметров внешней цепи и т. д. Поэтому страты в разряде возникают при широком диапазоне изменения условий [1-4]. Применение газовых разрядов в лазерной технике вызывает повышенный интерес к изучению страт. Это связано с тем, что параметры рабочих режимов газоразрядных лазеров находятся в областях возбуждения страт. Использование газовых лазеров в различных отраслях техники предъявляет повышенные требования к стабильности и воспроизводимости параметров разряда. Но появление страт влияет на амплитудные и частотные характеристики газового лазера [5]. Возбуждение страт часто является нежелательным явлением и для других газоразрядных приборов. Для разработки эффективных методов управления этим явлением требуется изучение природы страт и причины их возникновения при различных условиях. В настоящей работе экспериментально исследуется возможность искусственного возбуждения бегущих страт в положительном столбе разряда в аргоне посредством внешнего периодического воздействия на разряд и измерение дисперсионной характеристики искусственных страт.

В экспериментах использовалась разрядная трубка с расстоянием анод-катод 72 см и внутренним диаметром 3,2 см. В трубке использован оксидный катод косвенного подогрева. Анод в виде круглого диска изготовлен из листового молибдена. В разрядную трубку в области положительного столба введены плоские пристеночные и цилиндрические зонды, при помощи которых определялись основные параметры плазмы.

После тщательной вакуумной обработки разрядная трубка наполнялась рабочим газом до нужного давления, и производились измерения. Опыты проведены при изменении давления аргона от 0,1 до 1 мм рт. ст. и силы разрядного тока от нескольких миллиампер до 200 мА. Для изучения колебаний яркости свечения положительного столба и определения длины волны страт использовался фотоэлектронный умножитель и осциллограф. Частотный спектр колебаний плазмы изучался панорамным анализатором спектра, позволяющим обзирать спектр колебаний плазмы в интервале 0,4-600 кГц.

При измерениях длины волны страт свет от рассматриваемого участка положительного столба с помощью призмы полного внутреннего отражения, закрепленной на конце металлической трубки, направлялся на катод фотоэлектронного умножителя, закрепленного на другом конце трубки. Вся система световода, состоящая из призмы, металлической трубки и фотоумножителя могла свободно перемещаться вдоль разрядной трубки, и была снабжена отсчетной линейкой. Сигнал с выхода фотоумножителя подавался на вход вертикально отклоняющего канала осциллографа. Для получения устойчивого изображения на экране, генератор развертки осциллографа синхронизировался с колебаниями исследуемого сигнала. В качестве синхронизирующего сигнала было использовано падение напряжения между анодом и одним из зондов, помещенных в плазму. Фаза колебаний яркости свечения, связанная с движением страт, зависит от положения рассматриваемой точки по длине разрядной трубки. Поэтому при движении фотоумножителя

вдоль трубки осциллограмма на экране сдвигается. Это дает возможность измерить длину страт с очень большой точностью.

Необходимо отметить, что страты настолько часто встречаются в газовом разряде, что стратифицированный положительный столб считается, чуть ли не единственной формой его существования. Но при определенных интервалах условий разряда положительный столб оказывается свободным от естественных страт. Поскольку газоразрядный столб представляет собой потенциальную автоколебательную систему, то путем внешнего воздействия можно в нем создавать искусственные страты. В качестве источника внешней вынуждающей силы, действующей на положительный столб, нами был выбран генератор синусоидальных напряжений, диапазон частот которого лежит в интервале от 20 Гц до 200 кГц. Эксперименты проведены как при включении генератора между анодом и зондом, так и при последовательном включении с разрядом. Основная часть измерений проведена при включении генератора вынуждающей силы последовательно с разрядной трубкой.

При исследованиях явления искусственного возбуждения страт условия разряда (давление газа, сила разрядного тока) подбирались таким образом, чтобы без внешнего воздействия в разряде бегущие страты отсутствовали. Так, например, при давлении 0,69 мм рт.ст. и силе разрядного тока 22 мА без внешнего воздействия страты в разряде отсутствуют. В спектре колебаний плазмы наблюдаются слабые электрические шумы в области до нескольких килогерц. При действии на разряд внешнего синусоидального напряжения амплитудой 35 В и увеличении ее частоты, амплитуда шумов несколько увеличивается и спектр их расширяется. При частоте вынуждающей силы 1,09 кГц в разряде появляются искусственные бегущие страты той же частоты. Частота появившихся страт в некотором пределе изменения частоты внешней периодической силы следует за ней и при $f_g = 2,05$ кГц страты исчезают (рис.1).

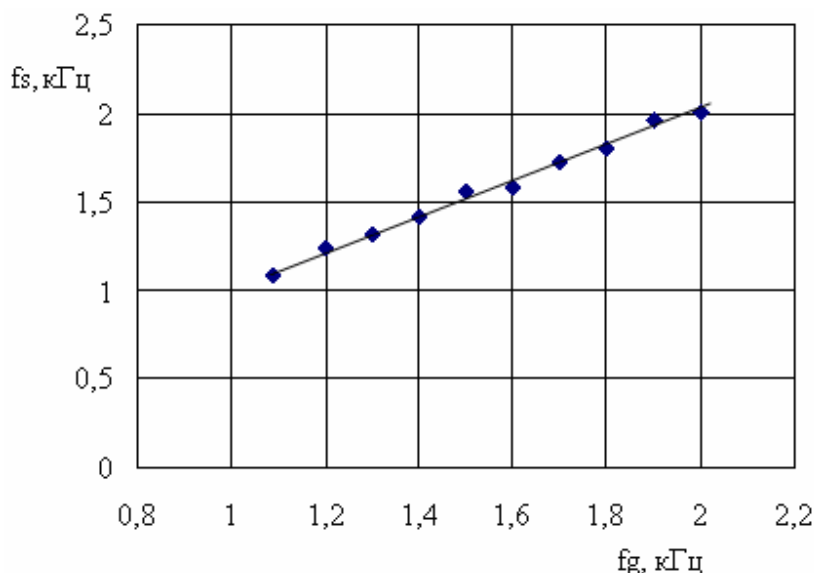


Рис.1. Зависимость частоты искусственных страт от частоты внешней вынуждающей силы. $p = 0,69$ мм рт.ст.

$$I = 22 \text{ мА}, U_g = 35 \text{ В}.$$

Известно, что для волнового движения, распространяющегося в среде, большое значение имеет дисперсионное соотношение, определяющее связь между частотой и длиной волны [1,2]. Как частота, так и длина волны страт, при других равных условиях, зависят от давления газа и силы тока разряда. Поэтому для изменения частоты страт, необходимого при снятии дисперсионного соотношения, требуется изменение давления газа или силы разрядного тока. Но при этом изменяется и состояние среды (плазмы). Однако возможность искусственного возбуждения страт позволяет при одних и тех же значениях давления и силы тока в разряде, т.е. не меняя состояния плазмы, устанавливать связь между изменениями частоты и длины волны страт.

Для выполнения этой задачи нами была исследована зависимость между частотой и длиной волны искусственных страт. Эти опыты проведены при давлении аргона 0,2 мм рт. ст. и силе разрядного тока 50 мА. Отметим, что в описываемых условиях опытов без внешнего воздействия страты в разряде отсутствовали. При воздействии на разряд внешнего синусоидального напряжения амплитудой 20 В бегущие страты появляются в плазме при частоте вынуждающей силы $f_g = 6,0$ кГц. Амплитуда страт с ростом частоты вынуждающей силы сначала заметно растет, достигает некоторого насыщения, а затем уменьшается. При частоте внешней силы 11,2 кГц страты пропадают. Нами была измерена также длина волны этих страт. Используя эти данные построена дисперсионная зависимость для искусственных страт, которая представлена на рис.2. Приведенная зависимость характерна тем, что по ней можно предсказать возможную длину неподвижных страт, которая может наблюдаться в положительном столбе при указанных условиях разряда. Из рисунка видно, что экстраполированная дисперсионная кривая достигает оси λ в точке, соответствующей длине неподвижных страт. Из литературы известно, что длина неподвижных страт имеет величину порядка радиуса разрядной трубки [1,2]. Известно также, что длина неподвижных страт меньше длины бегущих. Поэтому величина $\lambda \sim 2,5$ см, найденная из графика на рисунке 2, в пределах точности экстраполяции, соответствует значениям длины стоячих страт, определяемым из прямых измерений этой величины.

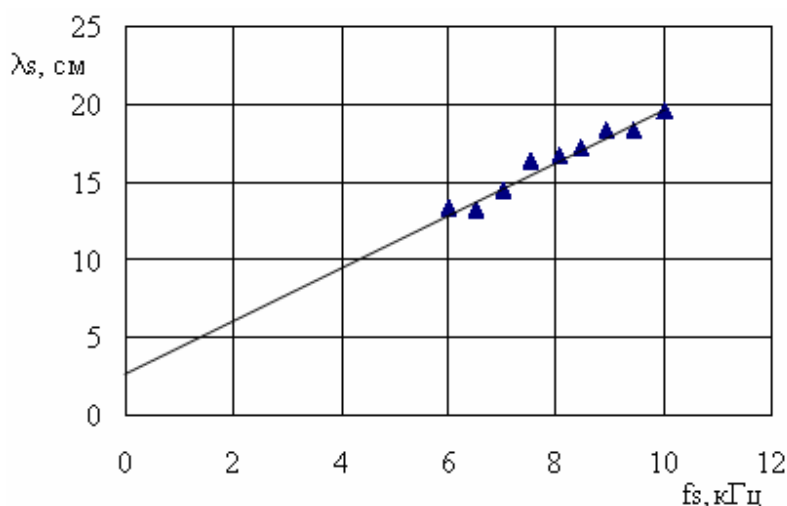


Рис. 2. Дисперсионная характеристика для искусственных страт. Экстраполированная дисперсионная кривая достигает оси λ в точке, соответствующей длине неподвижных страт. $p = 0,2$ мм рт. ст., $I = 50$ мА, $U_g = 20$ В.

Известно, что для питания автоколебательной системы нужен источник энергии, функция которого не зависит от времени [6, 7]. Сам по себе такой источник отдавал бы постоянную энергию, но вследствие того, что работа, которую совершает этот источник,

зависит каким-то образом от состояния системы, действие источника может стать периодическим, причем этот период определяется свойствами самой колебательной системы. Таким образом, автоколебательная система представляет собой устройство, которое из постоянного источника энергии периодически получает определенные порции энергии, т.е. за счет неперiodического источника энергии создает периодический процесс. С этой точки зрения газовый разряд представляет собой автоколебательную систему. На самом деле, в газоразрядной трубке электроны, ускоряющиеся в электрическом поле от катода к аноду, периодически вследствие столкновения с атомами газа теряют свою энергию, но потом за счет электрического поля восстанавливают ее.

Из теории страт известно, что в узкой головной части страт происходит усиленная ионизация атомов газа электронами [1]. Электроны, растерявшие свою энергию при ионизации атомов, вместе с вновь образовавшимися медленными электронами, попадают в более длинную хвостовую часть страты. Здесь они ускоряются электрическим полем, набирают энергию и вновь начинают производить усиленную ионизацию газа и т.д. Таким образом, в положительном столбе возникают бегущие страты. Из описанного механизма образования страт следует, что бегущие страты можно рассматривать как автоколебания, распространяющиеся в газовом разряде. Поскольку положительный столб разряда представляет собой автоколебательную систему с распределенными параметрами, то вблизи порога возбуждения естественных страт оказывается возможным возбуждение их внешней периодической силой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Недоспасов А.В. «Страты». УФН, 1968, т. 94, №3, с. 439.
2. Ланда П.С., Мискинова Н.А., Пономарев Ю.В. «Ионизационные волны в низкотемпературной плазме». УФН, 1980, т. 132, №4, с. 601.
3. Вагнер С.Д., Нисимов С.У., Хитров А.А., Червяков А.В. «Функция распределения электронов по энергиям в стоячих стратах». Письма в ЖТФ, 2002, т. 28, №2, с. 120.
4. Солонин В.В., Степанов В.А., Чиркин М.В. «Неустойчивый режим возбуждения кинетических страт в газоразрядной плазме». ЖТФ, 2000, т. 70, №4, с. 141.
5. Привалов В.Е. «Колебания в разряде газового лазера». Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 10, с. 2085.
6. Теодорчик К.Ф. Автоколебательные системы. М.–Л., 1959.
7. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С. Э. Теория колебаний. М., 1959.

ТЕОРЕТИКО-ГРУППОВОЙ РАСЧЕТ ФРАГМЕНТА ГРАФЕНА.

М.Р. Вагабова

Бакинский Государственный Университет
Vahabova.Mina @ mail.ru

В представленной работе определена точечная группа симметрии фрагмента графена, рассмотренная как гипотетическая молекула (C_{6v}). Точечная группа содержит 12 элементов симметрии. Рассмотрены преобразования симметрии одноэлектронных волновых функций атомов углерода π -орбиталей. Построены матрицы, соответствующие преобразованиям симметрии. Совокупность этих матриц составляет приводимое представление данной точечной группы рассматриваемой молекулы. Это приводимое

представление содержит 12 матриц. Порядок матриц равен 24. Найдены неприводимые представления данной точечной группы рассматриваемого фрагмента. Получено, что приводимое представление может быть разложено на восемь одномерных и восемь двумерных неприводимых представлений

Известно, что применение теории групп в значительной степени упрощает задачи многоатомных молекул. Симметризация исходных волновых функций рассматриваемой молекулы заключается в возможности разложения приводимых представлений на неприводимые, каждому из которых соответствует определенный уровень энергии.

Расчеты проведены в π -электронном приближении на основе метода Хюккеля, являющегося упрощенным вариантом метода молекулярных орбиталей. В данной работе фрагмент графена рассматривается как большая гипотетическая молекула. Структурная схема молекулы представлена на рис.1. При расчетах предполагалось, что начало координат находится в центре масс молекулы.

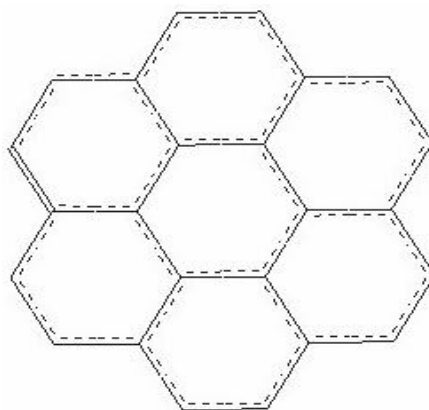


Рис.1. Фрагмент грфена.

Для получения симметризованных молекулярных орбиталей этой системы использован метод теории групп [1,3]. В качестве исходных базисных функций были выбраны π -орбитали атомов углерода.

Нами была определена точечная группа симметрии фрагмента графена - C_{6v} . Элементы симметрии группы C_{6v} : $I, C_2, C_3^1, C_3^2, C_6^1, C_6^5, \sigma_{v1}, \sigma_{v2}, \sigma_{v3}, \sigma_{d1}, \sigma_{d2}, \sigma_{d3}$.

Рассмотрены преобразования базисных функций при операциях симметрии этой точечной группы. На основании полученных результатов составлены соответствующие матрицы приводимого представления $\Gamma(g)$ точечной группы C_{6v} для данного фрагмента. Это приводимое представление содержит 12 матриц. Порядок матриц равен 24.

Найдены неприводимые представления данной точечной группы рассматриваемого фрагмента. Используя формулу (1), мы рассчитали, сколько раз каждое из неприводимых представлений содержится в данном приводимом представлении.

$$m_i = \frac{1}{N} \sum_g \chi^+(\Gamma_i/g) \chi(\Gamma_i/g) \quad (1)$$

Здесь $\chi(\Gamma/g)$ –характер матриц приводимого представления, $\chi^+(\Gamma_i/g)$ - характер матриц неприводимого представления. N – порядок группы.

Получено, что приводимое представление может быть разложено на восемь одномерных и восемь двумерных неприводимых представлений. Прямая сумма приводимого представления $\Gamma(g)$ имеет вид:

$$\Gamma=3A_1+A_2+3B_1+B_2+4E_1+4E_2 \quad (2)$$

Были вычислены матрицы двумерных неприводимых представлений, а также произведения матриц, соответствующих всем элементам симметрии этой точечной группы. Составлен квадрат Кели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Болотин А.Б., Степанов Н.Ф. Теория групп и ее применения в квантовой механике молекул. М.1973, 227с.
2. ЛандауЛ.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Физматлит, М., 2004, 752с.
3. Вагабова М.Р., Мурсалов Т.М. Вестник Бакинского Университета, сер.физ.- мат. наук, 2003, №2, с.116-121.

Cu_{1.50}Zn_{0.40}Te BİRLƏŞMƏSİNDƏ POLİMORF ÇEVİRİLMƏ

V.İ. Sarıyev

Mingəçevir Politexnik İnstitutu

Difraktometrik temperatur metodu ilə Cu_{1.50}Zn_{0.40}Te tərkibinin sintezi və çevrilməsi göstərdi ki,otaq temperaturunda rombik fazada $a=7.030 \text{ \AA}, b=22.240 \text{ \AA}, c=38.306 \text{ \AA}$ heksoqonal fazada $a=8.3070 \text{ \AA}, c=21.60 \text{ \AA}$, həmçinin səthə mərkəzləşmiş kubik fazada $a=6.103 \text{ \AA}$ para-metrləri ilə verilmişdir

Cu_{1.90}Te kristalı [1]-dən göründüyü kimi,otaq temperaturunda ikifazalıdır və heksoqonal faza-lardan ibarətdir: $a=2a_0=8.57 \text{ \AA}, c=3c_0=21.60 \text{ \AA}$ Cu_{1.90}Te–un rombik faza parametrləri $a=\sqrt{3}a_0, b=3c_0=22.63 \text{ \AA}, c=5c_0=36.45 \text{ \AA}$ -dir [2].Cu₂Te üçün Novotni faza heksoqonal parametrləri $a_0=4.246 \text{ \AA}, c_0=7.289 \text{ \AA}$ -dir.

İkifazalı rombik və heksoqonal faza Cu_{1.90}Te-da 673 K və 873 K qiymətlərində vahid kubik fazaya çevrilir (qəfəsin parametrləri $a=6.094 \text{ \AA}$).

Bu işdə Cu_{1.90}Te və Cu_{1.50}Zn_{0.40}Te birləşmələrində mis və sink atomları ilə qarışmış izomorf quruluş çevrilmələrindən danışılır.

Cu_{1.50}Zn_{0.40}Te monokristal tərkibində,monokristalın yetişdirilməsi şəraitindən fərqlənir.Bu kristalın sintezi,debayqramın alınması,difraksiya qiyməti ilə qeyd olunmuş $a=7.309 \text{ \AA}, b=32.240 \text{ \AA}, c=21.60 \text{ \AA}$ parametrləri ilə verilmişdir.Həmçinin rentgenoqramda müstəvidən qayıtma (220),(222),(311) indeksləri heksoqonal fazanın parametrləri $a=6.103 \text{ \AA}$ otaq temperaturunda stabilləşir.

Temperatur tədqiqatları “DRON-4”difraktometrində “URVT-2000”temperatur qurğusu ilə həyata keçirilmişdir.Təcrübədə qayıtma əmsalı l' -ni aşmır.

Cu_{1.50}Zn_{0.40}Te monokristal qarışığında ölçüsü $4 \times 4 \times 1 \text{ m}^3$ müstəvi nümunə hazırlanır.10 difrak-siya qayıtmasından $30^\circ \leq 2\theta \leq 70^\circ$ bucaq intervalında üçü rombik qəfəs parametrləri,beşi həm rombik, həm də heksoqonal,üçü isə yüksək temperaturlu səthə mərkəzləşmiş kubik formaya malik fazaya aiddir.Bu da otaq temperaturunda metastabil haldadır.

Qeyd etmək lazımdır ki, $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ -da c rombik qəfəs parametri $c=36.458\text{Å}^0$ olduğu halda, $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ –da bu parametr artaraq, $c=38.206\text{Å}^0$ olur.

$\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ kristalının vəziyyətini dəyişmədən otaq temperaturunda difraksiya qayıtması və hər 100 K-dən bir nəzarət yazısı aparılır. Verilmiş difraksiya analizi, qeyd edilmiş müxtəlif temperatur qiymətləri göstərdi ki, 290-573K temperaturunda qayıtmanın sayı və intensiv dəyişmələr baş verir. Ancaq 573K-də qayıtma $(501)_h$, $(522)_r$, yox olur və yeni qayıtma fazaları $(333)_r$, $(238)_r$, $(477)_r$ yaranır/cədvəl 1 /.

Kristalı qızdırmaqda davam etsək, 773 K-də difraksiya qayıtmasının intensivliyində və sayın-da dəyişiklik baş verir. Əvvəlki bucaq intervalında 6 difraksiya qayıtmasının 4-ü Novotnının heksoqonal qəfəs parametrləri əsasında indeksləşir ($a=4.265\text{Å}^0, c=7.306\text{Å}^0$), hər ikisi (220) və (222) indeksləri ilə verilir ki, bu da yüksək temperaturlu səthə mərkəzləşmiş kubik fazaya uyğundur. $T=1034$ K-də bütün qayıtma (Novotnının heksoqonal fazasına uyğun) yox olur və heksoqonal fazaya uyğun 3 qayıtma müstəviləri qalır : (220) , (311) , (222) . 294-1034 K-intervalında (220) və (222) müstəvidən qayıtma sabit qalmağa meyllidir. (311) müstəvidən qayıtması isə yavaş-yavaş artaraq maksimum olur. Əksinə kristalı soyudar-kən, o əvvəlki halını alır. $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ kristalında təyin edilmiş temperatur çevrilməsi və heksoqonal faza, vahid səthə (Novotnının) mərkəzləşmiş kubik fazaya çevrilir.

Bu isə $T \geq 1084$ K heksoqonal fazaya çevrilir. 290-684 K intervalında rombik və heksoqonal fazaların temperaturdan asılılığı, 684-1034 K-də Novotnının heksoqonal fazasının 290-1034 K temperaturunda asılılığı şəkil 1-də verilmişdir.

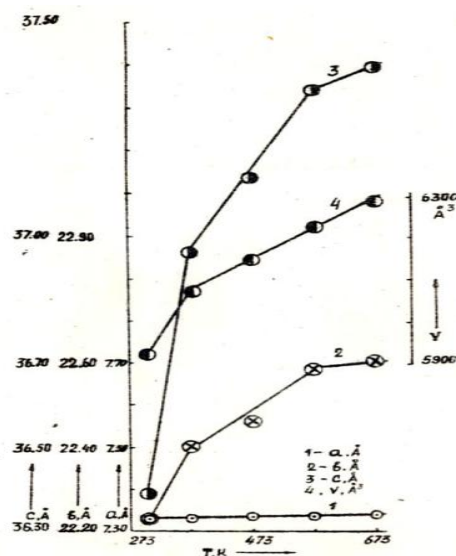
$\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ üçün rentgenometrik hesabat (müxtəlif temperaturlarda)

$$\text{Cu } K_{\alpha} \lambda_{\alpha} = 1.5418\text{Å}^0$$

T,K	d,Å ⁰	Rombik		Heksoqonal		Səthə mərkəzləşmiş kub	
		d,Å ⁰ hesabi	h k l	d,Å ⁰ hesabi	h k l	d,Å ⁰ hesabi	h k l
290	2.4001	2.4016	258	2.4000	009	-	-
	2.1582	-	-	-	301	2.1577	220
	1.9894	1.9897	364	-	-	-	-
	1.8396	1.8398	288	-	-	-	-
	1.8084	1.8094	2.10.5	-	-	1.8400	311
	1.8016	1.8032	403	1.8091	226	-	-
	1.7617	-	-	-	308	1.7617	222
	1.5934	1.5862	458	-	-	-	-
1.4456	1.4467	3.10.6	-	-	-	-	
573	2.4046	2.4016	258	2.4000	009	-	-
	2.1810	2.1809	333	-	301	-	-
	2.0202	2.0253	348	-	-	-	-
	1.9935	1.9910	288	-	-	-	-
	1.8447	1.8389	2.10.5	-	-	-	-
	1.8173	1.8094	403	1.8091	303	1.7661	222
773	2.1661	-	-	-	-	2.1657	222
	2.4342	-	-	2.4365	003	-	-
	2.0271	-	-	2.0271	103	-	-
	1.8469	-	-	1.8469	200	1.8470	111
	1.7681	-	-	-	-	1.7633	222
	1.4628	-	-	1.4618	005	-	-
1084	-	-	-	-	-	2.1711	220
	-	-	-	-	-	1.8515	311

Göründüyü kimi, $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ kristalının qəfəs parametrləri (c-dən başqa) rombik fazada mövcuddur. Temperaturun funksiyası xətti artır, c isə 473K-də $c=31.313\text{Å}^0$ olaraq kiçilir və $c=38.064\text{Å}^0$ -ə kimi xətti yetişir. Məlumdur ki, bütün halogenidlər atomların vəziyyətindən asılı olaraq, misdə 2 növ valent halı mövcuddur: $\text{Cu}^{1+}, \text{Cu}^{2+}$. $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ kristalı otaq temperaturundan yüksək temperaturda rombik fazadan ibarətdir. Onun tərkibi isə heksoqonal fazada yerləşən Cu_2Te -ə yaxındır. Cu və Zn-in izomorf atomları $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ və $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ birləşməsində stabilləşir, onlar üçün heksoqonal faza mövcuddur. 673K-də temperaturun artması ilə heksoqonal faza, 873K-də isə rombik faza, səthə mərkəzləşmiş kubik fazaya çevrilir. 684K-də rombik və heksoqonal faza Novotnının hekso-qonal fazasına çevrilir. Novotni fazası və səthə mərkəzləşmiş kubik faza 684-1084K inter-valında mövcuddur.

Difraktometrik temperatur metodu ilə $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ tərkibinin sintezi və çevrilməsi göstərdi ki, otaq temperaturunda rombik fazada $a=7.030\text{Å}^0, b=22.240\text{Å}^0, c=38.306\text{Å}^0$, heksoqonal fazada $a=8.3070\text{Å}^0, c=21.60\text{Å}^0$, həmçinin səthə mərkəzləşmiş kubik fazada $a=6.103\text{Å}^0$ parametrləri ilə verilmişdir. 684K-də rombik və heksoqonal faza Novotnının fazasının parametrlərinə keçir: $a=4.219\text{Å}^0, c=7.309\text{Å}^0$ bu da öz növbəsində 1084K-də səthə mərkəzləşmiş kubik fazaya çevrilir.



Şəkil 1

Belə səthə mərkəzləşmiş kubik fazada stabilləşmə $\text{Cu}_{1.85}\text{Zn}_{0.05}\text{S}$ və $\text{Cu}_{1.85}\text{Te}_{0.05}\text{S}$ otaq temperaturunda baş verir. $\text{Cu}_{1.90}\text{Te}$ və $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ birləşmələri mislə izomorf əlaqədə olan sink atomları otaq temperaturunda səthə mərkəzləşmiş kubik fazadan yüksək temperatura kimi stabilləşir. $\text{Cu}_{1.50}\text{Zn}_{0.40}\text{Te}$ monokristalının rombik və heksoqonal parametrləri: $a=7.309\text{Å}^0, b=22.240\text{Å}^0, c=38.206\text{Å}^0$.

ƏDƏBİYYAT

1. Пашинкин А.С, Павлов А.М, Аширов Р.А « Р-Т диаграмма система Cu –Te » 1985 г.Т.12, № 12, с.2088-2099
2. Аббасов А.С, Азизов Т.А, Алиев Н.А, Алиев.И.Я, Мустафаев Ф.Ф « Выращивание монокристаллов Te-Cu » 1986 г.Т.42, № 9, с.41-43

KIÇIK CƏRƏYANLARIN VƏ GƏRGİNLİKLƏRİN TERMOELEKTRİK GÜCLƏNDİRİCİSİ.

S.M. Abdullayev, N.İ. Quliyev, R.M. Veysova

Gəncə Dövlət Universiteti

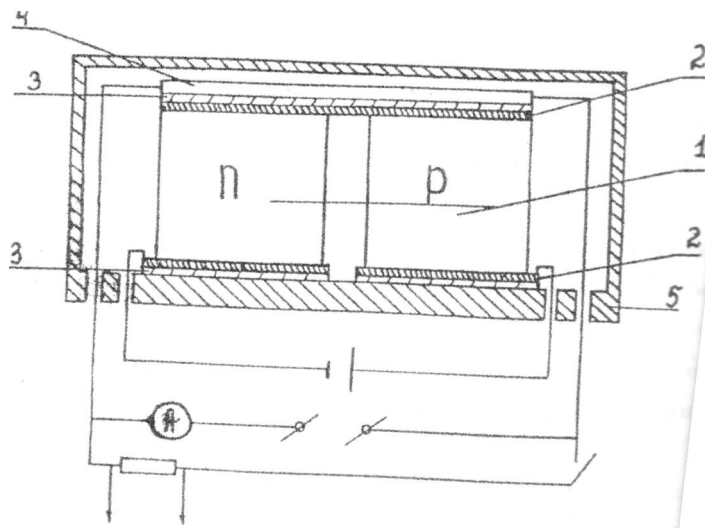
Kiçik gərginlikləri gücləndirmək üçün qurğu, kiçik cərəyanları gücləndirməyə imkan vermədiyindən onların hər ikisini gücləndirmək üçün qurğu yaradılmışdır. Qurğuda Ag_2S -dən hazırlanmış termoçeviricinin temperaturu yüksəldilir. Bu zaman müqavimət 3–4 tərtib azalır. Ondan keçən cərəyan isə 3–4 tərtib artır. $\alpha \rightarrow \beta$ faza keçidi zamanı cərəyan, $\beta \rightarrow \alpha$ keçidi zamanı isə gərginlik güclənir.

Elmi ədəbiyyatlardan kiçik gərginliklərin termoelektrik gücləndiricisinin olması məlumdur. O, iki termoçeviricidən və onlarla qarşılıqlı qoşulmuş termocütlərdən ibarətdir. Termoçeviricilər istilik selinin ölçülməsi, qeydiyyat qurğusuna qoşulmuş termocütlər isə siqnalın qeyd olunmasına xidmət edir.

Belə qurğunun çatışmayan cəhəti onun həssaslığının az olmasıdır. Həssaslığın az olması metal termocütlərin möhkəmlik əmsalının kiçik olması ilə şərtlənmişdir. Lakin, möhkəmliyin yüksək qiymətinə malik qurğular da mövcuddur ki, həmin qurğular Zeebek effektinə əsaslanmışdır. Qurğu Peltje termoelementi, Ag_2Te yarımkəçirici materialından düzəldilmiş, termo e.h.q. faza keçidi (FK) zamanı sıçrayışla dəyişən termoçeviricidən ibarətdir. Bu gücləndirici kiçik cərəyanları gücləndirə bilmir. Şübhəsiz ki, təkcə kiçik gərginlikləri deyil, eləcə də kiçik cərəyanları gücləndirən qurğu da yaratmaq olar. Bu məqsədlə elə materialdan həssas element seçmək lazımdır ki, həmin material yüksək qiymətə malik Zeebek əmsalına və kəskin temperatur artımına malik olsun. Həmçinin dar temperatur intervalında müqavimətin də güclü azalması lazımdır. Məlumdur ki, Ag_2S birləşməsi Ag_2Te birləşməsinin analoqudur və 425 K-də faza keçidinə malikdir. Bizim tədqiqatlarımız göstərdi ki, Ag_2S birləşməsinin α termo e.h.q. Ag_2Te birləşməsi ilə müqayisədə böyükdür və faza keçidi zamanı kəskin artır. Məlum olmuşdur ki, Ag_2S birləşməsinin elektrik müqaviməti faza keçidi zamanı sıçrayışla azalır. Eləcə də müəyyən edilmişdir ki, gümüşün az miqdarda artıq olması (0,04–dən 0,25 at%-dək) α -nın artmasına, elektrik müqavimətinin (ρ) azalmasına və faza keçidi zamanı ρ -nün sıçrayışla azalmasına gətirib çıxarır. Şəkil 1-də fərz olunan qurğu təsvir edilmişdir. Qurğu peltje termoelementi (1), işçi lehimlər (2), elektrotəcrid olunmuş termokeçid (3), termokeçirici (4), termostatdan (5) ibarətdir. Bu gücləndiricidə termoçevirici 0,04–0,25 at%. Ag_2S – dən hazırlanmışdır. Ag , ölçüləri $6 \times 3 \times 0,25$ mm² olan nazik lövhə şəklində elektrotəcrid olunmuş istilik keçidi vasitəsilə Peltje elementinə bərkidilmişdir. Gücləndirici aşağıdakı rejimdə işləyir. Termostatda (5) termoçeviricinin (4) materialının faza keçidi temperaturundan təxminən bir dərəcə aşağı səviyyədə temperatur müəyyən edilir. Sonra Peltje termoelementinə J_{gir} – giriş cərəyanı verilir ki, bu da termoçeviricinin (4) temperaturunu yavaş – yavaş yüksəltməyə başlayır. Bu isə FK həyata keçirməyə gətirib çıxarır. Termoçeviricinin temperaturunun yüksəlməsi onun müqavimətinin 3–4 tərtib azalmasına gətirib çıxarır. Müqavimətin belə kəskin azalması, ondan keçən cərəyanın 3–4 tərtib artmasına səbəb olur. Termoelementə U_{gir} siqnalının verilməsi zamanı $W = JU_{gir}$ gücü ayrılır ki, bu da $Q = EW$ istiliyinin ayrılmasına gətirib çıxarır. (Burada $E = T(\Delta T \cdot f(z))$ – soyutma əmsalı, $f(z)$ – İoffe meyarının funksiyası, ΔT – faza keçidini həyata keçirmək üçün termoçeviricinin (4) qızdırıldığı temperatur fərqidir. Müasir termoelektrik materiallar üçün $\Delta T = 1K$ və $f(z) = 0,2$ olduqda $\epsilon = 60$. $\Delta T < 1K$ olduqda ϵ daha çox artır, faza keçidinin idarə olunması üçün enerji sərfi müvafiq olaraq azalır. FK oblastında ($T = 425K$) temperaturun $1K$ dəyişməsi üçün $J_{gir} = 40mA$ kifayətdir. Aşağı temperaturlu α fazadan β fazaya keçid zamanı ($\alpha \rightarrow \beta$) cərəyan, $\beta \rightarrow \alpha$

keçidi zamanı isə gərginlik güclənir. Bunun üçün Peltje termoelementləri zəncirində J_{gir} – giriş cərəyanının istiqamətini dəyişmək kifayətdir.

Məlum qurğularla müqayisədə bu qurğudan istifadə həm kiçik cərəyanların, həm də kiçik gərginliklərin gücləndirilməsini təmin edir.



Şəkil.0,04–0,25at% miqdarda gümüşlə aşqarlanmış Ag_2S -dən hazırlanmış termoçevirici.

ƏDƏBİYYAT.

1. Aliev S.A, Suyunov U.H, Aliyev M.I. Elektroniks and lattice thermail conductivity of Ag_2Te . Int. Conf.in Ponon Scattering in Sol. Paris 162.
2. Aliev S.A, Gasanov Z.S, Ağayev Z, Guseynov R. Electrical and thermal Properties of Ag_2S in Transition Region Abhandlungen der WGB, Bano 13, Berlin 2003.

Ni- ƏSASLI HƏCMLİ AMORF ƏRİNTİLƏR

A.O. Mehrabov, H.O. Mehrabov, İ.İ. Əlizadə, S.S. Əliyev, T.Q. Şamilov

Nüvə qamma-rezonansı spektroskopiyası ETL

İcmalda metallik amorf materiallar haqqında bəzi ümumiləşdirici məlumatlar verilmiş, Ni-əsaslı həcmli amorf ərintilərin xassələrinin və xarakteristikalarının öz kristallik analoqlarından fərqi göstərilmişdir. Asan amorflaşma kriteriyaları və Ni-əsaslı amorflaşan ərintilərin tərkibləri göstərilmiş, onların mexaniki xassələri müqayisəli təhlil edilmişdir.

Metallurgiyada istifadə olunan metallar maye haldan bərkliyəkən 7 mm qalınlıqdan sonra kristallik struktur formalaşdırırlar. Bu metal və ərintilərdə bərkimə və faza çevrilmələrinin qaçılmaz prinsipləri ilə bağlıdır. Metal və ərintilərdə metallik rabitənin təbiəti, atom diffuziyası, ifratsoyudulmuş maye oblastında nisbətən asan, olduğundan, ərimə temperaturundan bir qədər aşağı temperaturalarda, kristallik fazada rüşeym əmələgəlmə və böyümə reaksiyaları baş verir.

Amorf ərintiləri adətən maye ərintini 10^5 - 10^6 Ksan⁻¹ sürətlə soyutma yolu ilə sintez edirlər. Belə yüksək soyutma sürəti amorf ərintilərin forma və ölçülərini məhdudlaşdırır. Materialların forma və ölçülərinin məhdudluğu isə amorf ərintilərin tətbiq sahələrinin genişləndirilməsinə

mane olur. Son iyirmi il ərzində bəzi sistem ərintilərinin şüşə əmələgətirmə qabiliyyətinin (ŞƏQ) yüksəldilməsi üçün müəyyən nailiyyətlər əldə edilmişdir. Maye ərintinin kristallaşmasına yüksək dərəcədə davamlı olan ərintilərin işlənməsi həcmli amorf ərintilərin (HAƏ) sintezinə gətirmişdir. HAƏ-in əldə olunması müxtəlif tip mexaniki sınaqların və ərintilərin fiziki xassələrinin qiymətləndirilməsinə imkan verdi, halbuki, əvvəllər bu ərintiləri tədqiq etmək çox çətin idi, ya da mümkün deyildi. Hal-hazırda mövcud olan HAƏ-nin işlənməsi ardıcılığı Zr-, Ti-, Hf-, Fe-, Pd-Cu, Pd-Fe, Co-, Ni və Cu -əsaslı ərintilər müəyyənləşdirilmişdir [1]. Bu ərintilər içərisində Ni-əsaslı amorf ərintilərə yüksək mexaniki və korroziyaya davamlı konstruksiya materialları kimi baxılmışdır. Çoxlu ikiqat, üçqat və daha yüksək tərtibli Ni- əsaslı amorf ərintiləri sürətli soyutma üsulu ilə lent şəklində hazırlamaq mümkün olsa da, yalnız bir neçə nikel əsaslı ərintilər həcmi şəkildə tökülmüşdür (cədvəl 1).

Cədvəl 1. Tipik Ni əsaslı HAƏ sistemi haqqında ilk dəfə məlumat verilən təqvim illəri

Sistem	Diametr (mm)	İl	Ədəbiyyat
Ni-Nb-M-P-B	1	1999	[2]
Ni-Co-Fe-Mo-Nb-P-B	0,5	2000	[3]
	1	2000	[3]
	2	2000	[3]
Ni-Ti-Zr-Si	2	2001	[4]
Ni-Zr-Al-Y	1	2001	[5]
Ni-Cr-Ta-Mo-P-B	1	2001	[5]
Ni-Cr-Nb-P-B	1	2001	[6]
	2	2001	[6]
Ni-Cr-Ta-Mo-P-B	1	2001	[7]
Ni-Nb-P	2	2001	[8]
Ni-Nb-Ta-P	2	2001	[8]
Ni-Ti-Zr-Si-Pd	2	2001	[9]
	3	2001	[9]
	4	2001	[9]
Ni-Nb-Ti-Zr	2	2002	[10]
Ni-Nb-Ti-Zr-Co-Cu	3	2002	[1]
Ni-Nb-Ti-Hf	2	2003	[11]
Ni-Zr-Nb-Al	1	2004	[12]
Ni-Nb-Al	1	2004	[13]
Ni-Co-Nb-Ti-Zr	1.5	2004	[14]
Ni-Nb	2	2006	[15]
Ni-Nb	1.5	2006	[16]
Ni-Ta-Sn	1	2006	[17]
Ni-Ta-Ti	1	2006	[18]
Ni-Nb-Ti-Zr	1	2006	[18]
Ni-Fe-B-Si-Nb	3	2006	[19]
Ni-Pd-P	15	2006	[20]
Ni-Nb-Zr	3	2007	[21]
Ni-Pd-P	21	2009	[22]
Ni-Fe-B-Si-Ta	3	2010	[23]
Ni-Co-B-Si-Nb	2	2010	[24]
Ni-Nb	2	2010	[25]
Ni-Nb-Zr-Sn	3	2011	[26]
Ni-Nb-(Zr, Ta, Ag)	3	2011	[27]
Ni-Nb-B	1	2013	[28]

Təcrübədən alınmış nəticələrə əsasən çoxsaylı həcmli metallik şüşə (HMŞ) əmələgətirən ərintilər içərisində diametrinin ən böyük olduğu Pd- əsaslı ərintilərdir. HMŞ-lərin daha sonra ölçülərinin azalması sırası belədir: $Zr > Pt > Mg = Ln > Fe = Cu > Ni = Co$ kimidir [1].

Nikel əsaslı HMŞ ilk dəfə 1999-cu ildə Van və b. tərəfindən $Ni_{65}Nb_5Cr_5Mo_5P_{16}B_{14}$ və $Ni_{65}Nb_5Cr_5Mo_5P_{14}B_{16}$ tərkibli ərintilərdə diametri 1mm olan həcmli amorf çubuq formasında alınmışdır [2].

2000-ci ildə Van və b. Ni-Co-Fe-Cr-Mo-Nb-P-B sistemində HMŞ-nin əmələgəlməsi haqqında məlumat verdilər [3]. $Ni_{40}Co_{20}Fe_5Cr_5Mo_5Nb_5P_{14}B_6$ ərintiləri mis qəlibə tökmə yolu ilə 0.5, 1.0 və 2.0 mm diametrində sintez edilmişdir. Bunlardan 0.5 və 1.0mm diametrli çubuqlar tam amorf struktura malik olsa da, 2.0mm diametrli çubuqlar həm amorf, həm də kristallik struktura malik olmuşlar. Bu ərintilərdən 1mm diametrli çubuq cədvəl 2-dən göründüyü kimi digər amorf ərintilərdən ən yüksək HV-yə malik olmuşdur.

2001-ci ildə Yi və b. Ni-Ti-Zr sistemində P və B əvəzinə Si əlavə etməklə yeni Ni-əsaslı HMŞ ala bilmişlər [4]. Tam amorf $Ni_{57}Ti_{18}Zr_{20}Si_5$ tərkibli 2 mm diametrli ərinti mis qəlibə tökmə yolu ilə alınmışdır. $Ni_{44.5}Ti_{23}Zr_{15}Si_5Pd_{12.5}$ yüksək mexaniki xassələrə malikdir (cədvəl 2).

Ni-Pd-P tərkibli Ni-əsaslı HMŞ-lər ən böyük ölçüyə malikdirlər [20, 22]. Suya tablama yolu ilə alınan silindrik formalı nümunələrin diametri 6-21mm olmuşdur. İşdə göstərilmişdir ki, $Ni_{60}Pd_{20}P_{20}$ ərintisində d_{max} 6mm-dən kiçik, $Ni_{55}Pd_{25}P_{20}$ ərintisində 8-12mm, $Ni_{50}Pd_{30}P_{20}$ və $Ni_{45}Pd_{35}P_{20}$ ərintisində 21 mm-dən çox olmuşdur. Aparılan tədqiqatlar Pd-un artması ilə ΔT_x və T_{rg} -nin qiymətləri ŞƏQ-nin yüksəldiyini göstərir. Şüşələşmə temperaturunda olduğu kimi Pd-un miqdarı 25 at.%-dən 35 at.%-ə qədər artdıqda Yunq modulu (E) 117-dən 108 QPa kimi azalır. Bu E və Tg-nin şüşə əmələgətirən ərintilərdə ərintinin təkibindəki elementlərin ilişmə dərəcələrini təyin etdiyini göstərir. Belə nəticəyə gəlmək olar ki, Ni-əsaslı ərintilərdə komponentlər arasındakı ilişmənin təbiəti yüksək olduqca E və T yüksək olur. $Ni_{50}Pd_{30}P_{20}$ ərintisi üçün dartılmada Yunq modulu (E_t) və dartılmada möhkəmlik həddi uyğun olaraq 100 GPa və 1370 MPa, $Ni_{45}Pd_{35}P_{20}$ ərintisində isə 95 GPa və 1400 MPa olmuşdur. Pd-un miqdarı 20 at.%-dən çox olduqda böyük plastiklik dərəcəsinə malikdir. Ərintilərdə 5-7% plastiklik müşahidə olunur (cədvəl 2). Cədvəl 2 Ni- əsaslı amorf ərintilərin bəzi mexaniki xassələrini cəmləşdirir. Burada dartılma qırılmasında möhkəmlik həddini (σ_f), elastik uzanma da daxil olmaqla ümumi uzanma (ϵ_f), Vikkersə görə bərklik (HV), Yunq modulu (E), sıxılmada qırılma möhkəmliyi (σ_c), elastiki deformasiya da daxil olmaqla qırılmada sıxılma deformasiyası ($\epsilon_{c,f}$) verilmişdir.

Evtetik $Ni_{65.5}Nb_{38.5}$ ərintisi ikiqat Ni-Nb sistemində ən yüksək ŞƏQ-ə malik ərintidir. 1,5 mm diametrli tam amorf çubuqların otaq temperaturunda biroxlı sıxılmada dağılma gərginliyi 3,4 GPa, plastikliyi 2% olmuşdur [16]. Ərintilər konstruksiya materialları kimi maraqlıdır. Ni-əsaslı Ni-Ta-Sn üçqat ərintisində, ərintinin tərkibi $33 < Ta < 38$ at.% və $2 < Sn < 9$ at.% olduqda alınır. Diametri 1 mm olan ərintidə HV~1000, sıxılmada dağılma gərginliyi 856-1192 MPa, elastiklik hüdudu 0,0237-0,0266 olmuşdur [17]. Ni-Ta-Ti və Ni-Ta-Ti-Zr şüşəəmələgətirən və diametri 1 mm-dən böyük olan ərintilərin sıxılmada qırılma möhkəmliyi ($\sigma_{c,f}$) 3180-3220 MPa, sıxılmada plastiki nisbi deformasiyası ($\epsilon_{c,p}$)=0,2-0,4% olur [18].

Çan və Inoue tərəfindən Ni-in Fe-lə əvəzlənməsinin ŞƏQ-ə təsiri və Ni-B-Si-Nb şüşəşəkilli ərintilərin mexaniki xassələrinə təsiri araşdırılmışdır [19]. Nikelin dəmirə əvəzlənməsi ŞƏQ-ni və mexaniki xassələrini yüksəldir. Ni-əsaslı toz şəkilli $(Ni_{1-x}Fe_x)_{0,75}B_{0,2}Si_{0,05}Nb_4$ ərintilərin diametri 3mm olmuşdur. HMŞ-lər ifratyüksək qırılmaya möhkəmliyinə 3680-3840 MPa, Yunq moduluna 172-186 GPa malikdirlər. Bu dəmirin əlavə olunması nəticəsində atomlararası ilişmə qüvvələrinin böyüməsi ilə izah olunur.

Cədvəl 2. Bəzi Ni -əsaslı HAƏ-in mexaniki xassələri. Təmiz kristallik Ni nümunəsinin digər ərintilərlə [1, 2, 5, 9, 14, 18, 19, 22] müqayisəsi göstərilmişdir .

ərinti	Ø, mm	$\sigma_{t,f}$ (MPa)	ϵ_f , (%)	HV	E (GPa)	σ_c (MPa)	$\epsilon_{c,f}$ (%)
kristallik Ni	-	770	-	190	182	-	-
Ni ₆₅ Nb ₅ Cr ₅ Mo ₅ P ₁₆ B ₄	1	2690	2.8	840	95	-	-
Ni ₆₅ Nb ₅ Cr ₅ Mo ₅ P ₁₄ B ₆	1	2760	2.8	880	103	-	-
Ni _{44.5} Ti ₂₃ Zr ₁₅ Si ₅ Pd _{12.5}	3	-	-	620	-	2100	-
Ni ₅₃ Nb ₂₀ Ti ₁₀ Zr ₈ Co ₆ Cu ₃	3	2700	-	-	140	3010	2.4
Ni ₄₀ Co ₂₀ Fe ₅ Cr ₅ Mo ₅ Nb ₅ P ₁₄ B ₆	1	2800	1.88	890	110	-	-
Ni ₆₀ Nb ₂₀ Ti _{12.5} Hf _{7.5}	1.5	-	-	-	173	3180	2.5
Ni ₅₅ Nb ₂₀ Ti ₁₀ Zr ₁₀ Co ₅	1.5	-	-	860	160	3050	2
Ni ₆₀ Ta ₁₅ Ti ₂₀ Zr ₅	1	-	-	-	-	3200	0,3
((Ni,Fe) _{0,75} B _{0,2} Si _{0,05}) ₉₆ Nb ₄	3	3840	-	-	172-186		
Ni ₅₅ Pd ₂₅ P ₂₀	8-12	1370	-	-	117	1920	2.2
Ni ₅₀ Pd ₃₀ P ₂₀	21	1385	-	-	110	1800	5.4
Ni ₄₅ Pd ₃₅ P ₂₀	21	1400	-	-	108	1740	6.1

Ni_{60+x}Nb_{40-x} (x=0, 1, 2) ərintiləri 2mm diametrlı çubuqlar şəklində tökülmüşdür [24]. Ərintilərin mexaniki xassələri onların ölçülərindən asılı olmuşdur. Belə ki, diametri 1,5mm olan Ni₆₀Nb₄₀ nümunələrin HV-si 1180-1463 arasında dəyişdiyi halda, 2mm diametrlı Ni₆₂Nb₃₈ ərintisinin HV-si 988-1284 arasında dəyişir.

Li və b. tərəfindən üçqat Ni-Nb-Zr ərintisinə Sn-u əlavə etdikdə mexaniki xassələri tədqiq edilmişdir. Sıxılma sınaqları göstərir ki, Ni₆₀Nb_{33,5}Zr_{3,5}Sn₂ ərintisinin axıcılıq həddi ~3180 MPa, plastik deformasiyası ~1,3%-dir [26]. Ni₆₀Nb₃₇B₃ tərkibli və diametri 1 mm olan HMŞ-in bərkliyinin 15 QPa olub, çox böyük bərkliyə malik olduğu müəyyən edilmişdir [28].

Ni əsaslı metallik şüşələr eyni zamanda yüksək fiziki-kimyəvi xarakteristikalara malikdirlər. Ni₆₅Cr₅Mo₅P₁₆B₁₄ [7], Ni₇₀Cr₅Nb₅P₁₆B₁₄ [6], Ni₅₃Nb₂₀Ti₁₀Zr₈Co₆Cu₃ [1], Ni₆₀Nb₂₀Ti_{12,5}Hf_{7,5} [11], Ni-Nb-Zr-Al [12], Ni₆₀Nb₄₀ [13], Ni₅₈Ta₃₆Sn₆ [17] kompozisiyaların çubuqları korroziyaya davamlıdırlar.

Materialşünaslığın ən son tədqiqat obyektlərindən biri olan maye haldan soyutma yolu ilə alınan Ni-əsaslı HAƏ-in ölçüləri onların alınma texnologiyasından, ərintinin kimyəvi tərkibindən, komponentlərin şüşə əmələgətirmə qabiliyyətindən asılı olaraq dəyişir. Bu üsulla alınmış, Ni-əsaslı həcmli metallik şüşələr konstruksiya materialları, yeyilməyə davamlı, rezistiv və maqnit materialları kimi geniş tətbiq sahələrinə malikdirlər.

ƏDƏBİYYAT

1. Zhang T., Inoue A. Mater.Trans. vol 43, 2002, pp. 708-711.
2. Wang X., Isamu Y., Inoue A.e.a., Mater. Trans. vol. 40, 1999, pp. 1130-1136

3. Wang L., Yoshii I., Inoue A., Mater. Trans. vol. 41, 2000, pp. 539-542.
4. Yi S., Lee J.K., Kim W.T., e.a. J Non-Cryst Solids, vol.291, 2001, pp.132-136.
5. Yi S., Lee J.K., Kim W.T., Kim D.H., Mater. Letters, vol. 48, 2001, pp. 258-262.
6. Habazaki H., Ukai H., Izumiya K., e.a. Mater. Sci. Eng. A., vol. 318, 2001, pp.77-86.
7. Katagiri H., Meguro S., Yamasaki M.e.a. Corrosion Science, vol 43, 2001, pp.183-191.
8. Kawashima A., Habazaki H., Hashimoto K., Mater. Sci. Eng. A., vol.304-306, 2001, pp.753-757.
9. Wang L., Li C., Inoue A. Mater. Trans. vol.42, 2001, pp. 886-889.
10. Inoue A., Zhang W., Zhang T. Mater. Trans. vol.43, 2002, pp.1952-1956.
11. Zhang W., Inoue A. Scripta Materialia, vol. 48, 2003, pp. 641-645
12. Na J.H., Kim W.T., Kim D.H., Yi S., Mater. Let. vol. 58, 2004, pp.778-782.
13. Na J.H., Kim W.T., Kim D.H.e.a. Mater. Sci. Eng. A.,2004, pp.336-340.
14. Pang S., Zhang T., Asami K.e.a. Mater. Sci. Eng. A. 2004
15. Xia L., Li W.H., Fang S.S. e.a.. J. Appl. Phys. vol.99, 2006, pp.026103
16. Zhu Z., Zhang H., Pan D.,e.a. Adv. Eng. Mater. vol.8, 2006, pp.953-957.
17. Tien H.Y., Lin C.Y., Chin T.S..Intermetallics. vol.14, 2006, pp.1075-1078
18. Aray K., Wei Z., Fei J., Inoue A. Mater. Trans. 2006, vol.47, N9, pp.2358-2362.
19. Chang C., Inoue A.. Appl. Phys. Lett. vol.88, 2006, pp.201903-201903-3.
20. Zeng Y., Nishiyama N., Wada T.e.a. Mater. Trans. vol 47, 2006, pp.175-178
21. Chen L.Y., Hu H.T., Zhang G.G., e.a. Alloys and Compounds 2007, 443, 109.
22. Zeng Y., Nishiyama N., Yamamoto T.e.a. Mater. Trans. vol.20, No10, 2009, pp.2441-2445.
23. Zhu C.L., Wang Q., Zhao Y.J., e.a. Sci. China, Physics, Mechanics and Astronomy, 2010, vol.53, N3, pp.440-444.
24. Pilarczyk W., Nowosielski R., Rabilas R.. Archives Mater. Sci. Eng. vol.41, 2010, pp.5-12
25. Nowosielski R., Januszka A., Pilarczyk W.- J. Archiv. Mater. Manufacturing Eng. 2010, vol.42, pp.73-80.
26. Li D., Zhang H.F., Wang A.M. e.a. Chinese Science Bulletin , dec 2011.
27. Yuan L., Qiang J., Pang C., e.a. Acta Metall Sin, 2011, vol.47, pp.1003-1008
28. Aliaqa L.C.R., Beringues J.F., Surinach S. e.a. J. Res. Mater. 2013, vol. 10, pp.28(19).

İONLAŞMA CƏBHƏSİNİN ARXASINDA YARANAN RƏQSLƏR HAQQINDA

G.M. Sadıq-zadə, M.N. Ağayev

*Bakı Dövlət Universiteti
agayevm50@mail.ru*

Uzun boşalma aralıqlarının alışma prosesi geniş yayılmış fiziki hadisədir. Belə alışma zamanı qazda ionlaşma cəbhəsinin hərəkəti baş verir. Bu hərəkət paylanmış tutumunun yüklənməsi ilə müşaidə olunur. Dalğa keçiriciliyinin tədqiqi son zamanlar xüsusi aktualıq kəsb edir, belə ki, elmi maraqdan başqa bu hadisənin öyrənilməsi yeni təcridi əhəmiyyətə malikdir. Bu hadisədən lazer texnikasında, subnanosaniyəli impulsların plazma generatorlarında kimi geniş tətbiq sahələrində istifadə olunur.

Hal-hazırkı işdə bərabər ölçülü qeyri-monoton paylanmış tutumlu boru boyunca boşalmanın formalaşması tədqiq olunub. Bu zaman tutum əvvəlcə bərabər ölçülü şəkildə borunun mərkəzinə qədər azalır, sonra isə eyni addımla tədricən artır.

Eksperimentdə alınmış ionlaşma dalğasının arxa cəbhəsindəki rəqslərin tədqiqi və onların eyni şərait üçün hesablanmış Lengümür rəqisləri ilə müqayisə edilməsi qarşıya məqsəd kimi qoyulmuşdur.

İsdə dəyişən tutumlu uzun borularda ionlaşma dalğasının yayılması öyrənilir. Elektrodlar arası məsafəni 1m və 1mm.c.st. təzyiqində arqonla dolu, daxili diametri 0,32m olan şüşə qaz boşalmalı boruda təcrübə aparılmışdır. Qazboşalmaması borusunda, borunun uzunluğu boyunca alüminium nazik metal təbəqəsindən hazırlanmış uzunluğu 0,03m, aralarındakı məsafə 0,01m olan halqalar yerləşdirilib. Halqalar ilə boru arasında $2 \cdot 10^{-4}$ -dən $1,08 \cdot 10^{-2}$ m qalınlığa qədər dielektrik lövhələr yerləşdirilmişdir. Nəticədə 19 halqanın köməyi ilə tutum bərabər ölçüdə qeyri –monoton olaraq boru boyunca paylanır. Tutum borunun mərkəzində minimum elektrodla tərəf gəldikcə tutum artır və maksimum olur.

Təcrübə şəraitində boşalmanın yaranma prosesini aşağıdakı şəkildə təsvir etmək olar. Aılıdırıcı elektrodla gərginlik artdıqca elektrod ilə divarın yaxın sahəsi arasında qaz aralığının alışması baş verir. Bu zaman cərəyan elektrod potensialına yaxın potensiala qədər divarları yükləyir və plazma buludu əmələ gəlir. Bundan sonra əsasən buludun səthi ilə divarların sonrakı sahələri arasında elektrik sahəsi bir yerə cəmlənmiş olur. Bu sahənin kifayət edəcək qiymətində boru boyunca güclü sahə oblastında yeni ionlaşma hesabına plazma sərhəddi öz yerini dəyişir. Beləliklə, plazma sərhəddi ionlaşma cəbhəsi ardınca hərəkət edir və öz qarşısında elektrik sahəsini yaradır. Əmələ gələn plazma sütunda uzununa və eninə zəif sahələr qalacaq. Bu sahələrin hesabına elektrodla divarları yükləyən cərəyan kecir. Plazma sütununun sərhəddi ilə yer arasında ionlaşma cəbhəsinin yayılması üçün müəyyən potensiallar fərqi istifadə olunmalıdır. Əgər uclarda sütunun uzunluğunun artması ilə gərginlik düşgüsü artması elektrod ilə yer arasında potensial fərqi uyğun artımı ilə əvəz olunursa, gözlənilən proses baş verə bilər. Beləliklə, ionlaşma bütün boruya yayılmağa boşalmanın ilkin formalaşma mərhələsi başa çatır.

Nəzəri modellərə əsaslanaraq, plazmada kollektiv prosesləri, hansıların ki, xarakterik müddətlərin elektronların ağır zərrəciklər ilə toqquşma zamanından kicikdir, mövcud olmur. Amma bu deyilənlər ionlaşma cəbhəsinin arxasında düzgün deyil. Əgər elektronun konsentrasiyası ionlaşma cəbhəsinin arxasında çox, amma təzyiqi azdırsa, onda ionlaşma cəbhəsinin arxasında plazma rəqslərinə oxşar rəqslərin yaranması mümkündür. İsdə bu rəqslər təcrübə tədqiq edilmiş və onların ölçülmüş tezlikləri eyni eksperiment şəraiti üçün hesablanmış Lengümür, plazma rəqslərinin tezliyi ilə müqayisə edilmişdir. Beləliklə ionlaşma dalğasının cəbhəsinin arxasında mövcud olan rəqslərin təbiətini müəyyənləşdirmək mümkündür.

Plazma rəqslərinin tezliyi.

$$\omega = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m_e}} \quad (1)$$

düsturu ilə təyin olunur.

Burada e , m_e –elektronların yükü və kütləsidir. N_e –elektronların konsentrasiyasıdır.

[1] – dən sütunun 1 sm uzunluğuna düşən N_e elektronların sayını hesablamaq olar.

$$I_0 = q_0 \nu$$

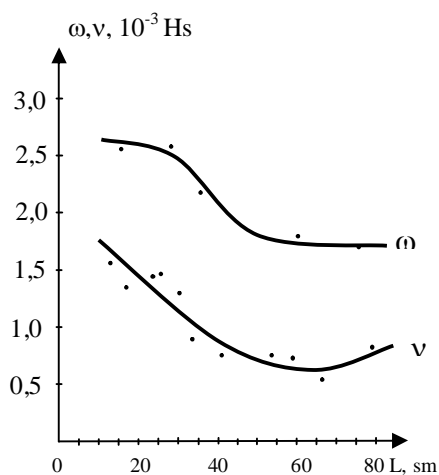
$$N_e = \frac{I_0}{e_0 b_e E_0}$$

Burada b_e –1sm uzunluğa malik sütunda elektronların yürüklüyü ($b_e = \frac{\nu_{dr}}{E_0}$). I_0 –səth ilə ön sərhəddə axan cərəyan, E_0 –sütunda elektrik sahəsinin intensivliyi, q_0 –sütunun vahid uzunluğuna düşən yükün miqdarı, ν –dalğanın sürətidir, q_0 və ν ölçülmüş qiymətlərdir [2].

$P=1\text{mm.c.st.}$ təzyiqində b_e -ni arqonda dreyf sürətinin E/P -nin asılılığından müəyyən etmək olar [3]. Bu halda $b_e = 0,5 \cdot 10^6 \text{ sm}^2 / \text{san} \cdot V$. Hesabladığımız N_e -konsentrasiyasından plazma rəqslərinin tezliyini (1) düsturunun köməyi ilə təyin etmək olar.

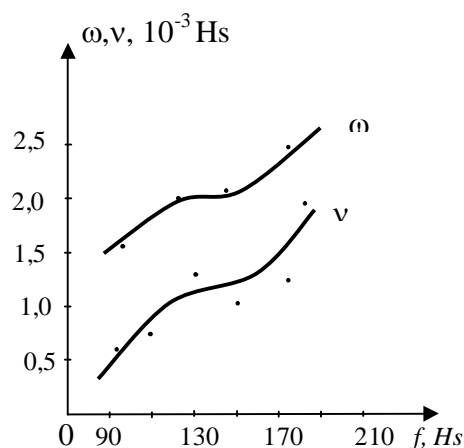
Bu işdə əsas məqsəd aldığımız təcrübi tezliyi nəzəri nəticələrlə müqayisə etməkdir.

Şəkil 1-də ionlaşma cəbhəsinin arxasında mövcud olan rəqslərin tezliyinin ν və plazma tezliyinin ω alışdırıcı elektroda qədər olan L məsafəsindən asılılığı göstərilir. Şəkildən görüldüyü kimi hər iki tezlik alışdırıcı elektroda qədər olan məsafə L artdıqca əvvəlcə azalır sonra isə artır. Bu onunla izah olunur ki, C_0 paylanmış tutum alışdırıcı elektrodan uzaqlaşdıqca qeyri-monoton dəyişir.



Şəkil 1. Rəqslərin tezliyinin ν və plazma tezliyinin ω alışdırıcı elektroda qədər olan L məsafəsindən asılılığı. $P=1 \text{ mm.c.st.}$, $U=1500V$, $f=110 \text{ Hz}$

Şəkil 2-də rəqslərin tezliyi ν və plazma tezliyi ω -nın f - qidalandırıcı gərginliyin tezliyindən asılılığı göstərilir. Qidalandırıcı gərginliyi tezliyi f artdıqca əyrilərin monoton artımı



Şəkil 2. Rəqslərin tezliyi ν və plazma tezliyi ω -nın f -qidalandırıcı gərginliyin tezliyindən asılılığı. $P=1 \text{ mm.c.st.}$, $U=1500V$, $L=13 \text{ sm}$

müşahidə olunur. Bu onunla izah olunur ki, tezlik artdıqca artan amplitudu olan rəqslərin sayı da artır.

Alınan nəticələr göstərir ki, ionlaşma cəbhəsinin arxasında alınmış rəqslərin parametrlərinin Lengümmür rəqsləri ilə oxşarlığı var və demək olar ki, bu rəqslər plazma rəqsləri xarakterlidir.

ƏDƏBİYYAT

1. Недоспасов А.В., Новик А.Е. ЖТФ, 1960 т.30 № 1.
2. G.M.Sadiqzadə, M.N.Ağayev. Tutumu qeyri-monoton dəyişən uzun boşalma borusunda ionlaşma dalğasının tədqiqi. Fizikanın müasir problemləri VII Respublika konfransı, 2013, c.159-161.
3. Браун С. «Элементарные процессы в плазме газового разряда» Госатомиздат, М.1961

RbNO₃ KRİSTALLARINDA QURULUŞ ÇEVRİLMƏLƏRİNƏ XARİCİ MÜHİTİN TƏSİRİ

V.İ. Nəsirov, N.M. Namazova, G.H. Hüseyinov
AMEA-nın H.M.Abdullayev adına Fizika İnstitutu

Müxtəlif maddələrdə quruluş çevrilmələrinin tədqiqi həm nəzəri həm də praktiki əhəmiyyətə malikdir. Qələvi materialların nitrat birləşmələrində həmin hadisələrin öyrənilməsi o baxımdan əhəmiyyətlidir ki, bu problem partlayıcı maddələrin, bir sıra dərman obyektlərinin, habelə polimerlərin alınma texnologiyası ilə sıx surətdə bağlıdır.

Təqdim olunan işdə RbNO₃ kristallarında quruluş çevrilmələri arqon mühitində tədqiq olunmuş və bu mühitin tədqiqat obyektində polimorf çevrilmələrin xarakterinə təsiri öyrənilmişdir.

Hər şeydən əvvəl qeyd edək ki, RbNO₃ normal şəraitdə otaq temperaturunda triqonal quruluşa (IV-faza) malik olub, qəfəs parametrləri $a=10.48\text{Å}$, $c=7.45\text{Å}$, fəza qrupu $P31$ -dir [1]. $T>437\text{K}$ temperaturda triqonal qəfəs kub qəfəsə (III-faza) çevrilir. Kub qəfəsin qəfəs parametri $a=4.35\text{Å}$, fəza qrupu $Pm\bar{3}m$ -dir [2]. $T>492\text{K}$ temperaturda III faza $a=5.48\text{Å}$, $c=10.71\text{Å}$ parametrli, $R\bar{3}m$ fəza qruplu rombedrik II-fəzaya [3], sonuncu da $T>564\text{K}$ temperaturda $a=7.32\text{Å}$, parametrli $Fm\bar{3}m$ fəza qruplu kub quruluşlu I fazaya çevrilir [4]. Onu da qeyd edək ki, havada normal təzyiqdə RbNO₃ quruluş çevrilmələrinin öyrənilməsinə çox saylı işlər həsr olunmuşdur [5-8]. RbNO₃ –ün suda məhlulunda izotermik kristallaşma yolu ilə iynəvari və müstəvi lövhə formalı monokristallar alınmışdır. Tədqiqatlar “Bruker” firmasının D8 ADVANCE markalı ovuntu rentgendifraktometrində aparıldığından həmin monokristallar ovuntu şəklinə salınmışdır. THK 723K temperatur kamerası ilə təmin olunmuş, difraktometrde rejim 40kV, 40mA olmaqla, $\text{CuK}\alpha$ ($\lambda=1.5406\text{Å}$) $300\text{K}<T<600\text{K}$ temperatur, difraksiya əks olunmaları $10^0\leq 2\theta\leq 80^0$ bucaq intervalında aparılmışdır. Difraksiya əks olunmaları TOPAS proqramı ilə indekslənməmiş və kristalloqrafik parametrlər EVA proqramı ilə dəqiqləşdirilmişdir. Əvvəlcə havada, otaq temperaturunda difraktometrik çəkilişlər aparılmış, sonra həmin çəkilişlər 600K temperatura kimi hər 10K-dən bir təkrarlanmışdır. Kristal fiksə olunmuş temperaturda 30dəq. saxlanmışdır. Tədqiq olunan kristaldan havada alınan difraksiya mənzərəsinin hesabı cədvəl 1-dəki kimidir.

Cədvəl 1. Havada rubidium nitratda aparılan rentgenoqrafik tədqiqatların hesabı

Temperatura, K	Modifikasiya	Sinqoniya	Kristal qəfəsin parametrləri, Å		Fəza qrupu
			a, Å	c, Å	
300	VI	heksaqonal	10,458	7,450	$P3m1$
437	III	kubik	4,732	-	$Fm\bar{3}m$
492	II	tetraqonal	6,193	8,740	I4
564	I	kubik	7,320	-	$Fm\bar{3}m$

Beləliklə alınan nəticələrin təhlili göstərir ki, havada temperaturun təsiri ilə $RbNO_3$ quruluş çevrilmələri aşağıdakı sxem üzrə baş verir:



Tədqiq olunan sxemdən görünür ki, baxılan halda $RbNO_3$ -də baş verən quruluş çevrilmələri enantiotrop xarakter daşıyır.

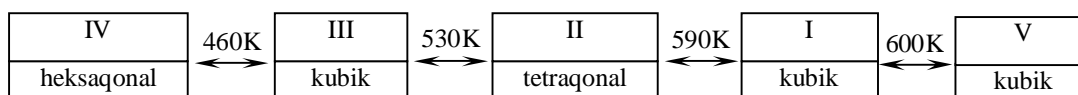
Analoji tədqiqatlar arqon mühitində yerləşdirilmiş $RbNO_3$ -də aparılmış və $300K \leq T \leq 600K$ temperatur intervalında difraktoqramlar alınmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, rubidium nitratın havada müşahidə olunan dörd polimorf modifikasiyası arqon şəraitində də saxlanılır. Lakin çevrilmə temperaturları nəzərə cəpacaq dərəcədə dəyişir. Bundan başqa $T=600K$ temperaturda yeni kub qəfəs müşahidə olunur ki, bu $RbNO_3$ havada olduqda mövcud olmur.

Tədqiq olunan kristaldan arqonda alınan difraksiya mənzərəsinin hesabı cədvəl 2-də verilmişdir.

Cədvəl 2. Arqonda rubidium nitratdan alınan rentgenoqrafik tədqiqatların hesabı

Temperatura, K	Modifikasiya	Sinqoniya	Kristal qəfəsin parametrləri		Fəza qrupu
			a, Å	c, Å	
325	IV	heksaqonal	10,474	7,443	$P3m1$
460	III	kubik	4,370	-	$Pm\bar{3}m$
530	II	tetraqonal	6,193	8,740	-
590	I	kubik	7,320	-	$Fm\bar{3}m$
600	V	kubik	3,657	-	$P23$

Beləliklə arqon mühitində rubidium nitratda quruluş çevrilmələri aşağıdakı sxem üzrə gedir:



Arqon şəraitində də $RbNO_3$ polimorf çevrilmələr enantiotropdur.

ƏDƏBİYYAT

4. Brown R.N, McLaren A.C, Acta cryst., №15, p.977, 1962
5. Brown R.N, McLaren A.C, Proc. Roy. Soc. A., v.266, p.239, 1962
6. Korhonen U. Ann. Acad. Sci. Fennic. A., v.1, p.37, 1951
7. Pauling L., Sherman J. Z Kristallogr. Kristalloggeom. B.94, p.213, 1933
8. 5.Liu J., Duan C., Ossovski M., etal. J. Solid. Stat. Chem. v.60, p.222, 2001
9. 6.Насиров Э.В., Насиров В.И., Асадов Ю.Г. Изв. НАНА, Т.26, стр.145,2006
10. 7.Насиров Э.В., Асадов Ю.Г., Насиров В.И. Журнал «Физика» института Физики НАНА. №4, стр. 20, 2006
11. 8.Kallimaki M.S., Meisalo V.P. Acta. Cryst. v.35B, p.2829, 1975

ELEKTRİK QAZ BOŞALMALARININ POLİMER-YARIMKEÇİRİCİ ƏSASLI KOMPOZİT VARİSTORLARIN ELEKTROFİZİKİ XARAKTERİSTİKALARINA TƏSİRİ

Ş.M. Həsənlı*, A.Y. İmanova, C.C. Xəlilov, R. Hüseynov*****

Almazhuseynli@rambler.ru

* *Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Fizika İnstitutu*

** *Azərbaycan Dövlət Dəniz Akademiyası*

*** *Gəncə Dövlət Universiteti*

Yarımkəçirici–polimer kompozitlərinin polimer fazasında məqsəduyğun struktur dəyişiklikləri aparmaq üçün effektiv üsullardan biri onların elektrik qaz boşalması şəraitində işlənməsidir. Təqdim edilmiş işdə gərginliyin amplitudunun sabit $U=3kV$ qiymətində modifikasiya müddətinin (qaz boşalmasının təsir müddətinin) müxtəlif həcmi faizə malik kompozitlərin volt-ampere xarakteristikasına, xüsusi elektrik müqavimətinə və strukturuna təsiri geniş öyrənilmişdir.

Kompozit varistorlar əsasən 2 fazalı sistem olub üzvi və qeyri-üzvi fazalardan ibarətdir. Qeyri-üzvi faza disperqator, üzvi faza isə dispersləşdirilmiş matrisadır. Bu iki fazanın sərhəddində keçid təbəqə formalaşır. Keçid təbəqənin strukturu, mexaniki və elektrofiziki xassələri sintez prosesində yaranan struktur dəyişikliklərlə təyin olunur və fazalar arasındakı qarşılıqlı təsirdən asılıdır. Ona görə təqdim edilən məqalədə kompozit varistorların xassələrinə təsir edən bilən struktur dəyişiklikləri öyrənilmişdir [1, 6]. Qeyd edək ki, yarımkəçirici-polimer kompozitlərinin polimer fazasında məqsəduyğun struktur dəyişiklikləri aparmaq üçün effektiv üsullardan biri onların elektrik qaz boşalması şəraitində işlənməsidir.

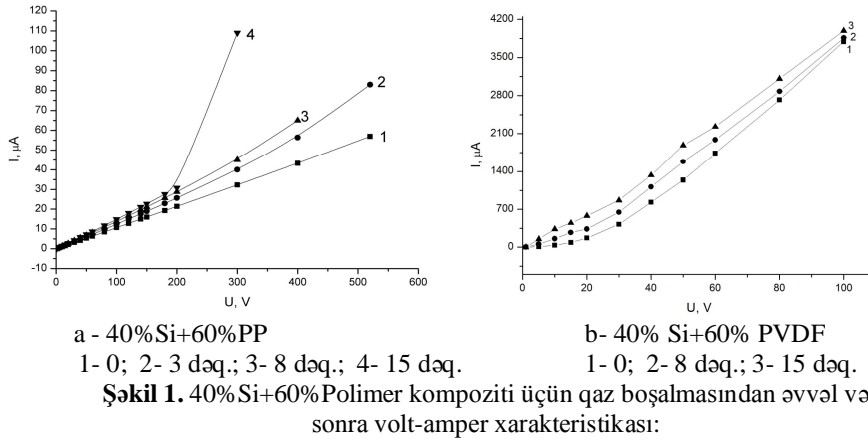
Polimer materialların, o cümlədən polimer kompozitlərin işlənməsi üçün müxtəlif təbiətli elektrik qaz boşalmalarından istifadə olunur [3, 4]. Bunun əsas səbəbi elektrik qaz boşalmaları şəraitində enerjisi kifayət qədər olan elektron, ion və kimyəvi cəhətdən aktiv olan kiçik molekullu oksigen tərkibli qaz məhsullarının meydana gəlməsidir. Elektrik qaz boşalması şəraitində belə faktorların yaranması polimerlərin intensiv olaraq qaz boşalmasında işlənməsini təmin edir. Çoxlu sayda təcrübi nəticələr göstərir ki, polimer materiallarının və onların kompozitlərinin bircins işlənməsi üçün ən effektiv elektrik qaz boşalması arakəsməli boşalmadır [2, 5].

Məlumdur ki, istənilən kompozitlərin xassələri onların komponentlərinin kompozitdəki həcmi faizindən kəskin asılıdır. Əvvəldə qeyd etdiyimiz kimi, bu effekt fazalararası sərhəddə disperqatorun hissəciklərinin təsiri altında polimer fazasının strukturunun dəyişməsi ilə əlaqədardır [1,6]. Deməli, həcmi faizi dəyişməklə müxtəlif quruluş almış polimer fazaya elektrik

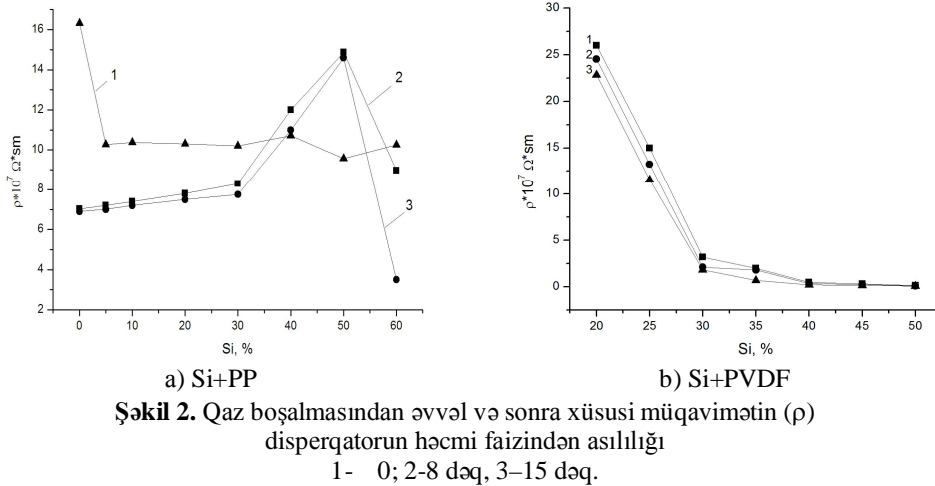
qaz boşalmalarının təsirini aydınlaşdırmaq üçün, Si fazasının müxtəlif həcmi faizlərdə elektrik boşalmalarına həssaslığı öyrənilməlidir. Bu məqsədlə, sınaq özəyinə tətbiq edilmiş gərginliyin amplitudunun sabitliyi şəraitində ($U=3$ kV), modifikasiya müddətinin ($3\div 15$ dəqiqə) müxtəlif həcmi faizə malik kompozitlərin VAX-na, xüsusi elektrik müqavimətinə və strukturuna təsiri geniş öyrənilmişdir.

Qeyd edək ki, bütün tədqiq edilən kompozitlərdə elektrik cərəyanının nəzərə çarpan dəyişilməsi müşahidə edilir. Nümunə kimi, şəkil 1-də 40% Si+60% Polimer kompozitləri üçün VAX verilmişdir. Şəkillərdən görünür ki, təsir müddətindən asılı olmayaraq arakəsməli qaz boşalmasıdan sonra nümunədən keçən elektrik cərəyanının qiyməti kəskin artır. Daha dəqiq desək, $t_{boş}=15$ dəq-dən sonra kompozitdən keçən cərəyanın qiyməti 2-3 tərtib dəyişir (bax. Şək.1).

Beləliklə, demək olar ki, disperqatorun həcmi faizindən və polimer matrisasının növündən asılı olmayaraq, qaz boşalmasıdan sonra nümunədən keçən elektrik cərəyanının qiyməti kəskin artır və bu artım qaz boşalması təsir müddəti ilə düz mütənasibdir.



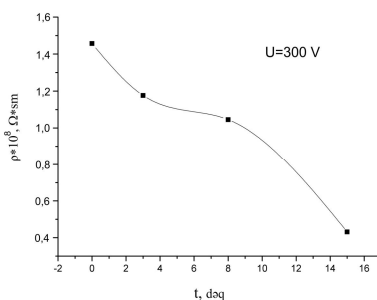
Alınmış təcrübə nəticələrindən istifadə edərək, kompozitin xüsusi müqavimətinin disperqatorun həcmi faizindən asılılığı təyin edilmişdir (şək. 2).



Şəkil 2 a-dan görünür ki, qaz boşalması əvvəl ρ -nın qiyməti disperqatorun həcmi faizi artdıqca azalır. Qaz boşalmasıdan sonra ρ -nın qiyməti disperqatorun 50% həcmi faizinə qədər artır və Si-un həcmi faizinin sonrakı artması ilə kəskin azalır. Şəkil 2 b-dən isə görünür ki, polyar

PVDF polimer əsaslı kompozitlərdə ρ -nun disperqatorun həcmi faizindən asılılığı fərqli xarakter daşıyır. Belə ki, qaz boşalmasından əvvəl və sonra xüsusi müqavimətin disperqatorun həcmi faizindən asılılığı eyni xarakterli olur. Yəni, disperqatorun həcmi faizi artdıqca ρ -nun qiyməti azalır və müəyyən həcmi faizindən sonra sabitləşir.

Şəkil 3-də xüsusi müqavimətin qaz boşalmasının təsir müddətindən asılılıq qrafiki göstərib. Buradan görünür ki, xüsusi müqavimətin qiyməti $t_{boş}=8$ dəq-yə qədər monoton, $t_{boş}=15$ dəq-dən sonra isə kəskin azalır.



Şəkil 3. Xüsusi müqavimətin qaz boşalmasının təsir müddətindən asılılığı (40%Si+60%PP)

Ədəbiyyatlara [3-5] əsaslanaraq demək mümkündür ki, qaz boşalmasından sonra, kompozitin həm səthi, həm də həcmi keçiriciliyi artır. Bu zaman səthi keçiriciliyin artması aşağıdakı səbəblərdən ola bilər: a) kompozitin səthində qaz boşalmasının təsiri ilə yaranan nəmliyi; b) kompozitin dağılması nəticəsində alçaqmolekullu maddələrin yaranması; c) qaz boşalmasının təsir zonasından yüklü zərrəciklərin kompozitin səthinə absorbsiyası.

Qaz boşalmasından sonra kompozitin həcmi keçiriciliyinin artmasının səbəbi aşağıdakılar ola bilər: 1) qaz boşalması zonasından yüklü hissəciklərin injeksiyası nəticəsində tədqiq olunan nümunənin daxilində həcmi yüklərin (HY) əmələ gəlməsi; 2) səth təbəqəsinin makromolekullarının oksidləşmə destruksiyası nəticəsində yaranan alçaqmolekullu birləşmələrin nümunənin dərinliyində diffuziyası; 3) qaz boşalmasının təsiri altında nümunənin strukturunun dəyişməsi nəticəsində onda polyarlaşma prosesinin dəyişməsi.

Qeyd edək ki, HY–qaz boşalmasının təsiri ilə elektrodların səthindən yükdaşıyıcıların nümunəyə keçməsi nəticəsində polimerdə yaranır ki, onlar da toqquşma zamanı öz enerjilərini itirir və makromolekulun quruluşunun qeyri-müntəzəmliyi ilə şərtlənən «tələ» adlandırılan polimer molekulları arasında paylanır. Əvvəlcə bu yükdaşıyıcılar nümunənin səthi yaxınlığındakı zonalarda paylanır, bu zonanın bütün tələləri dolduqdan sonra isə diffuziya və həcmi yüklərin yaratdığı sahə hesabına bu yükdaşıyıcılar bütün tələlər dolana qədər nümunənin dərinliyinə doğru irəliləyir.

Yuxarıda qeyd edilənləri nəzərə almaqla xüsusi müqavimətin qiymətinin müşahidə edilən azalmasını bir tərəfdən kompozitin daxilində yüklü zərrəciklərin injeksiyası ilə, digər tərəfdən isə kompozitdə həcmi yüklərin artması ilə əlaqələndirmək olar. Bu $t_{boş}=8$ dəq-dən sonra xüsusi müqavimətin kəskin azalmasını təsdiq edir.

ƏDƏBİYYAT

1. Həsənlı III.M., İmanova A.Y. Polimer və Si əsaslı qeyri-xətti müqavimətlərin elektrofiziki xassələrinə qaz boşalmasının təsiri /Professor-müəllim heyətinin və aspirantların 54-cü elmi-texniki və tədris-metodiki konfransı. AzTU-2009, II hissə, s. 199-202.

2. Гарагашов А.А. Особенности формирования пьезорезисторного и варисторного эффектов в композиционной системе полимер-полупроводник. Дис.к.ф.м.н., Баку, ИФАН, 1989, 267 с.
3. Борисова М.Э., Рымша В.П. Роль инжекции в процессе накопления заряда в полимерных диэлектриках // Известия высших учебных заведений АНССР, физика, Серия Физика полупроводников и диэлектриков.1986, №1, с.3-8.
4. Малин В.П., Багиров М.А., Абасов С.А. Воздействие электрических разрядов на полимерные диэлектрики, Издательство «Эльм», Баку-1975, 165с.
5. Джуварлы Ч.М., Горин Ю.В., Мехтизаде Р.Н. Коронный разряд в электроотрицательных газах. Издательство «Элм», Баку, 1988, 143 с.
6. Hashimov A.M., Hasanli Sh. M., Mehtizadeh R. N., Bayramov Kh. B., Azizova Sh. M.. Zinc Oxide and Polymer Based Composite Varistors// Physica status solidi (PSS), 2006, (c) 3, No.8, p.2871-2875.

MANQANLI-SIDERIT (Fe,Mn(CO₃)) VƏ POLIVINILDENFITORIT ƏSASLI NAZIK TƏBƏQƏLİ KOMPOZITLƏRİN ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİ

U.F. Səmədova, A.R. Sadıqova, V.M, Hacıyeva, R.K. Hüseynov*

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası Fizika İnstitutu

**Gəncə Dövlət Universiteti*

neytrino7@gmail.com, tel (99412) 539-62-32

(Fe,Mn(CO₃)) və PVDF əsaslı nazik təbəqəli kompozit nümunələr sintez edilmiş və onların dielektrik parametrlərinin tezlikdən asılılıqları tədqiq edilmişdir. Alınan təcrübi nəticələrin analizindən müəyyən edilmişdir ki, kompozitlərdə doldurucunun həcmi faizindən asılı olaraq cərəyan şiddətinin, tutumun və dielektrik nüfuzluğunun qiymətləri doldurucunun ölçüsündən asılıdır.

Radioelektronika və elektron texnikasında qurğuları kiçiltmək üçün nazik təbəqəli maqnit elementlərdən istifadə edilir. Bunun üçün hal-hazırda qalınlığı 0.1-100mkm olan polikristallik və monokristallik plyonkaları müxtəlif üsullarla alınır.

Qeyri-bircins mühitlərdə yük daşınması proseslərini izah etmək üçün əsasən dielektrik parametrlərinin dispersiyasının tədqiqi mühüm rol oynayır (dielektrik nüfuzluğu, dielektrik itgisi və s.). Belə mühitlərdə matrisa ilə dispers fazanın elektrofiziki parametrləri arasındakı asılılıq dielektrik nüfuzluğunun effektiv qiymətinə və dielektrik itgisinin tezlikdən asılılığına, həmçinin onların xarici elektrik sahəsindəki oriyentasiyasına təsir edir. Bir çox müəlliflərin fikrincə qeyri-bircins matrisalı mühitlərdə polyarlaşmanın mexanizmi əsasən Maksvel-Vaqner polyarlaşması ilə izah edilir[1,2]. Bu polyarlaşma xarici elektrik sahəsinin təsiri ilə kompozit materialın ayrı-ayrı fazalarında sərbəst yüklərin yerdəyişməsi zamanı qeyri-bircins mühitlərin sərhəddində yaranan yüklərin toplanması ilə bağlıdır. Maksvel Vaqner polyarlaşması polyarlaşmanın oriyentasiyalı növünə aiddir.

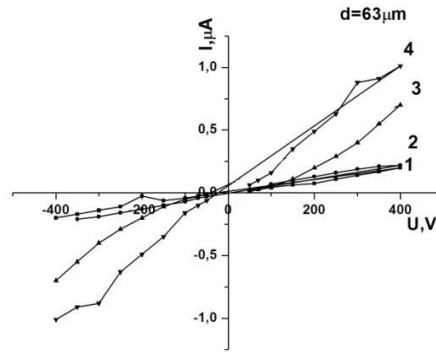
Təqdim olunan işdə müxtəlif faiz nisbətində götürülmüş kompozitlərin dielektrik parametrləri tədqiq edilmişdir. Qeyd edək ki, xammal kimi götürülən təmiz siderit filizi müxtəlif qalınlıqlı qatlardan ibarətdir. Qatın səthi tündqəhvəyi, bəzi yerlərdə hətta qara rəngdədir, limonit adlanır və kimyəvi formulu FeOOH·(Fe₂O₃·n H₂O), sıxlığı 4q/sm³, sərtliyi 1,5-5. Daşın daxili tündboz-yaşıl bənzər rəngdədir, kimyəvi formulu FeCO₃, sıxlığı 3,96q/ sm³, sərtliyi 3,5. [3] işinə əsasən siderit filizində 50%-ə qədər Fe var, bu da sideritin xassəsini yaxşılaşdırır.

İşdə nazik təbəqəli kompozit nümunələrin alınması üçün təmiz siderit filizi kiçik ölçülərə parçalanıb, əzilərək toz halına salınıb. Kompozitin tərkib hissələri kimi (15,25,35,55%) (Fe,Mn(CO₃)) və (84,75,65,45%) PVDF(polivinil denfitorid) götürülmüşdür. Onu da qeyd edək ki, doldurucu kimi iki müxtəlif ölçüldə, d=60µm, d=100µm toz dənəcikləri götürülmüşdür. Bircins tərkibin alınması üçün toz halında olan qarışıq farfor şarlı dəyirməndə əzilir. Nazik təbəqəli kompozit pilyonkaların sintezi 15MPa təzyiqdə qaynar presləmə üsulu ilə alınmışdır. Nümunələrin qalınlığı 150 µ m-dir.

Elektrik tutumunun, müqavimətin və dielektrik itgisinin tədqiqi otaq temperaturunda immitans E7-20 (10²-10⁶Hz) rəqəmsal qurğusu vasitəsilə aparılmışdır. Ölçü zamanı gərginliyin qiyməti 1V-dur. Tədqiq edilən bütün nümunələrin otaq temperaturunda VAX-ı (volt-ampere xarakteristikası) tədqiq edilmişdir. Şək.1-də zərrəciklərin ölçüsü 63µm olan kompozitlərin VAX-ı verilmişdir. VAX-ın analizindən görüldüyü kimi kompozit nümunələrdə doldurucunun həcmi faizi artdıqca verilən gərginliyin qiymətinin artmasına uyğun olaraq elektrik cərəyanının qiyməti də artır. Bu onunla izah olunur ki, kompozit nümunələrdə doldurucunun həcmi faizi artdıqca qonşu dənəciklər arasındakı polimer qatının qalınlığı azalır və (1) düsturuna əsasən zərrəciklərlə polimer arasındakı potensial çəpərin hündürlüyü də azalır, yükdaşıyıcıların potensial çəpərdən tunel etmə ehtimalı artır və nəticədə kompozitdən keçən cərəyan şiddətinin qiyməti artacaqdır [4].

$$\varphi = \frac{e^2 n_d b^2}{2 \varepsilon_n \varepsilon_0} \quad (1)$$

Burada e -elektronun yükü, ε_0 -dielektrik nüfuzluğu, ε_n -kompozitin dielektrik nüfuzluğu, b -polimer qatının qalınlığı, n -konsentrasiyadır.



Şək.1. Kompozit nümunələrin VAX-ı.

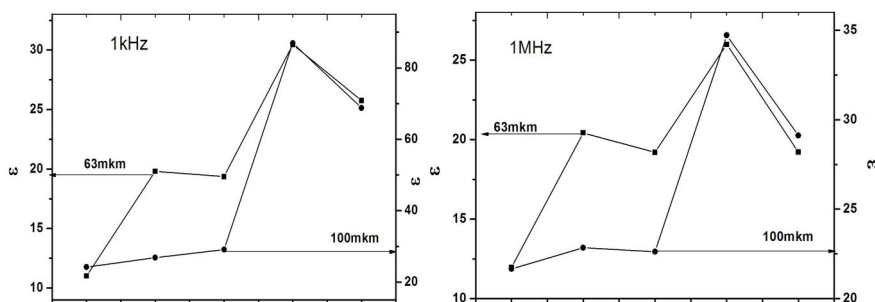
1-15% (Fe,Mn(CO₃))+85% PVDF; 2-25% (Fe,Mn(CO₃))+75% PVDF;
3-35% (Fe,Mn(CO₃))+65% PVDF; 4-55% (Fe,Mn(CO₃))+45% PVDF

Eyni faizlərdə doldurucu dənəciklərinin ölçüsü 100µm olan kompozit nümunələrdə də VAX-ı eyni xarakter daşıyır, bununla bərabər kompozitdən keçən elektrik cərəyanının qiyməti kifayət qədər fərqlənir. Belə ki, doldurucunun dənəciyinin ölçüsü d=63µm olan nümunələrdə U=400V-da İ=1µA, d=100µm olan nümunələrdə isə U=400V-da İ=25µA-dir. Kompozit nümunələrdə dielektrik parametrlərinin tezlikdən asılılığını müəyyənləşdirmək üçün elektrik tutumunun, dielektrik itgisinin tezlikdən asılılığı tədqiq edilmiş və (2) düsturlarından istifadə edərək dielektrik nüfuzluğunun və elektrik keçiriciliyinin qiyməti hesablanmışdır.

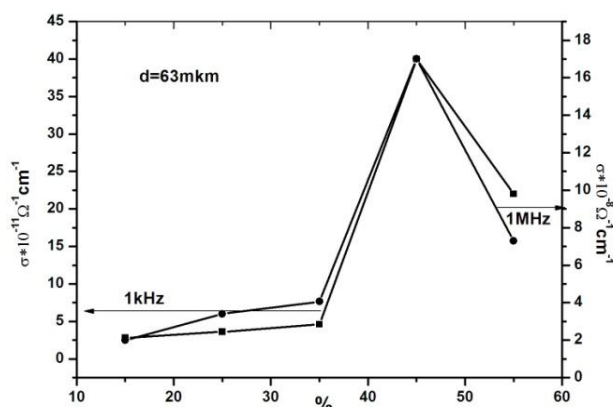
$$c = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d} \quad \sigma = 2 \pi f \varepsilon' \varepsilon_0 D \quad (2)$$

burada C-kondensatorun tutumu, ϵ_0 -dielektrik nüfuzluğu, D-dielektrik itgisi, σ -elektrik keçiriciliyidir.

Şəkil 2-də tezliyin sabit qiymətlərində ($f=1\text{kHz}$ və $f=1\text{MHz}$ -də) kompozitlərdə dielektrik nüfuzluğunun zərrəciklərin həcmi faizindən asılılığı verilmişdir. Göründüyü kimidənəciklərin ölçüsündən asılı olmayaraq doldurucunun həcmi faizi artdıqca dielektrik nüfuzluğunun qiyməti artır. Doldurucunun həcmi faizi artdıqca polimer qatının b-qalınlığı azalır, C-elektrik tutumunun və (2) düsturuna əsasən dielektrik nüfuzluğunun qiyməti artır.



Şəkil 2. Dielektrik nüfuzluğunun faizdən asılılığı



Şəkil 3. Elektrik keçiriciliyinin faizdən asılılığı

Beləliklə, $(\text{Fe}, \text{Mn}(\text{CO}_3))$ və PVDF əsaslı nazik təbəqəli kompozit nümunələr sintez edilmiş və onların dielektrik parametrlərinin tezlikdən asılılıqları tədqiq edilmişdir. Alınan təcrübə nəticələrinin analizindən müəyyən edilmişdir ki, kompozitlərdə doldurucunun həcmi faizindən asılı olaraq cərəyan şiddətinin, tutumun və dielektrik nüfuzluğunun qiymətləri doldurucunun ölçüsündən asılıdır. Belə ki, zərrəciklərin ölçüsü artdıqca kompozitdən keçən cərəyan şiddətinin qiyməti və dielektrik nüfuzluğunun qiyməti artır. Alınmış nəticələr polimer və doldurucu zərrəcikləri arasında yaranana potensial çəpərin xüsusiyyətləri ilə izah edilir.

ƏDƏBİYYAT

1. Емец Ю.П. Дисперсия диэлектрической проницаемости трех и четырехкомпонентных матричных сред. Журнал технической физики, 2003, том 73, вып. 3. с 42-52
2. Турик С.А., Чернобабов А.И., Турик А.В., Радченко Г.С. Неупорядоченные гетерогенные системы: переход диэлектрик-проводник. Электронный журнал "Исследовано в России". 2004, с 2026-2029.

3. Форш П.А., Мартишов М.Н., Кашкаров П.К. ФТП, 2006, вып 4, с 476-482.
4. Гасанли Ш.М., Свмедова У.Ф. Электрофизические характеристики композитных нелинейных резисторов на основе полимера и твердых растворов $\text{CuInSe}_2 + 10\text{mol}\%$ MnSe . Журнал Технической Физики, 2013, том 83, вып 10, с 132-134

ВЫЧИСЛЕНИЯ РАЗНОСТИ ТЕПЛОЕМКОСТИ ($C_p - C_v$) СОЕДИНЕНИЙ $\text{Tl}_2\text{InGdS}_4$

**Д.Д. Байрамов, М.М. Курбанов, Р.М. Исмаилов
Х.А. Мустафаев, И.Н. Абдулова**

Сумгаитский государственный университет, Азербайджан

Исследование свойств $\text{Tl}_2\text{InGdS}_4$ при низких температурах показало, что в области (155-180) К существует фазовый переход [1].

С целью изучения поведения коэффициента теплового расширения и (α) изотермической сжимаемости (χ_T) $\text{Tl}_2\text{InGdS}_4$ в области фазового перехода, а также для вычисления разности теплоемкостей ($C_p - C_v$) и других характеристик колебания атомов нами исследованы КТР, и χ_T в интервале 77-400К.

Образцы $\text{Tl}_2\text{InGdS}_4$ для исследований были получены в предварительно откачанных и запаянных кварцевых ампулах непосредственным взаимодействием исходных компонентов. Тепловое расширение и изотермическая сжимаемость измерены на кварцевом dilatометре, указанном в работе [2].

Результаты измерений относительного удлинения ($\Delta L/L_0$), вычисленные значения коэффициента теплового расширения изотермическая сжимаемость $\text{Tl}_2\text{InGdS}_4$ показало, что температурная зависимость $\alpha(T)$ и изотермическая сжимаемость претерпевают аномалию. Наблюдаемые аномалии излома температурной зависимости КТР и χ_T свидетельствует о том, что при $\sim 155\text{K}$ в $\text{Tl}_2\text{InGdS}_4$ происходит фазовый переход второго рода.

По экспериментальным значениям КТР вычислены температуры Дебая (θ) и среднеквадратичные смещения атомов ($\sqrt{U^2}$) в кристаллической решетке $\text{Tl}_2\text{InGdS}_4$. Вычисления проводились по эмпирическим формулам [2].

$$\theta = \frac{19.37}{\sqrt{\bar{A} V^{2/3} \alpha}}$$

$$\sqrt{U^2} = 4,3 \cdot 10^{14} \left(D(\theta/T) \backslash (\theta/T) + \frac{1}{4} \right) (\bar{A} \theta)^{-1}$$

где \bar{A} - среднеквадратичная атомная масса, V- атомный объем, $D(\theta/T)$ - Дебаевская функция, значения которых взяты из табличных данных в [3].

По экспериментальным значениям: коэффициента изотермической сжимаемости, вычислены также модуль Юнга (E), скорость распространения продольных ультразвуковых волн (Θ_1) и разность ($C_p - C_v$) формулам [4]

$$\sqrt{E} = \frac{\theta \cdot m^{1/3} \cdot d^{1/6}}{1,6818 \cdot 10^3}$$

$$v_e = \sqrt{E \setminus \rho}$$

где $\beta=3\alpha$, была вычислена C_p-C_v .

На рис.3. представлена температурная зависимость C_p-C_v , вычисленная по формулам (1) и Нернста- Линдемана: $C_p - C_v = AC_p^2T/T_{nl}$. Из рис. видно, что во всем исследованном интервале температур разность C_p-C_v для Tl_2InGdS_4 , вычисленная по формуле (1), намного меньше, чем вычисленной по формуле Нернста-Линдемана

Следует отметить, что значение КТР для Tl_2InGdS_4 во всех температурных интервалах больше, чем для $TlInS_2$ [2]. Это свидетельствует о том, что ангармонизм колебаний решетки в Tl_2InGdS_4 больше по сравнению с $TlInS_2$, т.е. взаимодействие межатомных сил в решетки соединений Tl_2InGdS_4 проявляются сильнее.

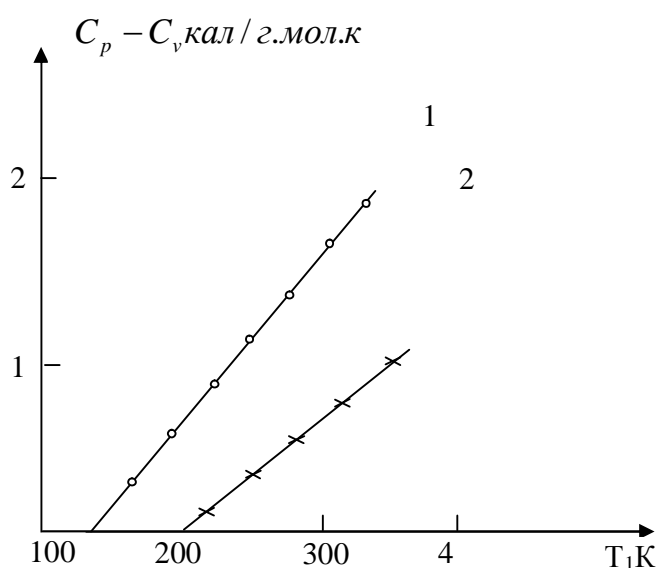


Рис.3. Разность C_p-C_v вычисленная: 1-по формуле (1), 2-по формуле Нернста-Линдемана

T	θ, K	$\sqrt{U^2}, A$	E, ГПа	$v_l, m / sek$
80	323	0,080	349,6	7800
90	314	0,087	330,4	7583
100	306	0,091	313,8	7390
110	298	0,096	285,7	7051
120	292	0,101	262,8	6753
130	286	0,105	244,3	6520
140	280	0,111	231,8	6351
150	275	0,115	221,5	6209
160	270	0,120	217,9	6158
180	266	0,126	214,5	6111
200	259	0,131	209,4	6030
220	257	0,136	206,1	5989
240	255	0,141	204,5	5966
270	250	0,145	202,8	5941

300	247	0,150	200,3	5932
350	246	0,165	199,4	9527

ЛИТЕРАТУРА

1. Байрамов Д.Д. Электрофизические и упругие свойства твердых растворов $TlJn_{1-x}Gd_xS_2$ дис. На соиск. уч.ст.канд, физ.-мат, наук., Баку, 1991
2. Курбанов М.М., Байрамов Д.Д., Сардарова Н.С. Тепловое расширение $TlJnX_2(X-S, Se, Te)$ Неорг. Материалы, 2000, том 36, №2, с.183-184.
3. Францевич Н. И. Вопросы порошковой металлургии и прочности материалов. Вып. III, Киев, Изд-во АН УССР, 1956, 22 с.
4. Базаров И.П. Термодинамика. М., Высшая школа. 1976, с.272.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОЙ СТЕПЕНИ ПОКРЫТИЯ И ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА АТОМОВ ВА НА ГРАНИ (100) Мо

А.К. Оруджов, А.О. Дашдамиров, Ф.А. Оруджов,

А.И. Исмайылова

Бакинский Государственный Университет

orar@mail.ru

Степень покрытия соответствующий минимальной работе выхода для пленочных систем называются оптимальной (θ_{opt}). [1,2]. Для определения $\theta_{idn} = N_{idn} / N_{\epsilon}$ производилось сравнение концентрации атомов бария на Мо(100) соответствующие оптимальной степени покрытия N_{opt} и монослоя N_m . Это было сделано из сравнения площадей типов ТДС и ионов Va^+ соответствующие оптимальной степени покрытия и монослоя атомов Ва на грани (100) молибдена следующим образом. Сначала на Мо(100) при температурах которых нет заметной десорбции атомов бария (опыты показали, что при $T \leq 1100$ К атомов Ва с Мо(100) практически не десорбируются, т.к. при перекрывание потока атомов Ва ток ТЭЭ с Мо(100)-Ва долгое время не меняется) получили покрытия атомов соответствующие оптимальной степени покрытия. После этого перекрывали поток атомов Ва и записывали ТДС ионов Va^+ . Чтобы получить монослой атомов Ва на грани (100) молибдена не имеющий кластеров и других образований нами было использовано явление интеркалирования атомами Ва монослоя графита на Мо(100). Для этого сначала на грани (100) молибдена нагретой до $T \approx 1700$ К путем экспозиции в парах бензола с давлением $p = 2 \cdot 10^{-6}$ тор из разложения молекул C_6H_6 получили монослой графита, об образовании которого судили по изменению работы выхода и диссоциации молекул CsCl, KJ. Затем при температуре $T \leq 700$ К система Мо(100)-С облучалась потоком атомов бария с плотностью $\nu = 5 \cdot 10^{12}$ см⁻² за определенное время и после перекрывания потока атомов Ва записывали ТДС ионов Va^+ из системы Мо(100)-С. После этого, эта процедура была повторена для времени экспозиции $t > t_1$. Анализ ТДС ионов Va^+ показал, что с увеличением времени экспозиции количество интеркалированных атомов Ва (атомы Ва под монослоем графита) увеличивается до определенного значения и при дальнейшем увеличении времени экспозиции Мо(100)-С в потоке атомов Ва оно не меняется. Это нами было принято, как монослой атомов Ва на грани (100) молибдена под монослоем графита. Затем из сравнения площадей пиков ТДС ионов Va^+ соответствующих оптимальной степени покрытия и монослоя была найдена оптимальная степень покрытия атомов бария на грани (100) молибдена и было получено значение $\theta_{opt} = 0,70-0,05$.

Определение оптимальной степени покрытия $\theta_{\text{опт}}$ позволяет вычислить концентрацию и степени покрытий $\theta=N/N_M$ атомов Ва в любой момент времени t на поверхности молибдена. При температурах $T < T_a$ молибдена, в которых нет десорбции атомов Ва, для постоянной плотности потока можно написать следующие соотношения $N = \nu t$, $N_{\text{опт}} = \nu t_{\text{опт}}$ и $N_M = \nu t_M$, где N , $N_{\text{опт}}$ и N_M количества атомов Ва на 1 см^2 площади поверхности грани (100) молибдена для моментов времени соответствующие произвольной степени покрытия (θ), оптимальной степени покрытия ($\theta_{\text{опт}}$) и монослоя (θ_M). Из этих соотношений можно найти θ и N как функции времени напыления t .

$$\theta = \frac{t}{t_{\text{н0}}} \theta_{\text{н0}}$$

$$N = \frac{t}{t_i} N_M \quad (1).$$

Для определения N из (1) или же $N = \theta N_M$ необходимо знать $N_{\text{опт}}$ или N_M . Известно, что на грани (1010) Re, на грани (100) W из текустированных лент и на грани (112) W поверхностная концентрация атомов бария соответствующая минимуму работы выхода имеет значение $N_{\text{опт}} = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Эти результаты показывают, что оптимальная концентрация атомов бария в основном определяется их взаимодействием, а структура металлической подложки особую роль не играет. Поэтому это значение $N_{\text{опт}} \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$

нами было использовано для определения плотности потока атомов бария $\nu = \frac{N_{\text{н0}}}{t_{\text{н0}}}$ и для определения N по формуле (1).

Зависимость изменение работы выхода $\Delta\phi$ от дипольного момента P определяется уравнением Гельмгольца

$$\Delta\phi = 4\pi r n, \quad (2)$$

где n -поверхностная концентрация адатома. В связи с этим представлялось возможным получение более точных количественных данных о зависимости работы выхода от величины поверхностной концентрации адсорбированных атомов бария. Пользуясь зависимостью ϕ или же $\Delta\phi$ от n впервые определили величину дипольного момента и её зависимость от n для системы Mo(100)-Ва. При P (в дебаях) ϕ (в вольтах) и n (в см^{-2}) для малых покрытий $\theta \sim 0,05-0,03$ атомов Ва определен дипольный момент P_0 изолированного на поверхности атома, величина которой получилась $(3,8 \div 4)D$. Если допустить, что при образовании такого диполя, эффективное плечо равно радиусу r_i свободного иона бария $r_i \approx 1,48 \text{ \AA}$ то заряд диполя оказывается равным $\approx 0,9e$, а не $2e$. Такое различие между зарядами в свободном и адсорбированном состоянии дает основание считать, что атомы бария адсорбированы на поверхности молибдена не в виде ионов, а скорее всего, в виде как-то поляризованных (частично ионизированных) атомов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Юсифов Ф.Г. Оруджов А. К. Дашдамиров А.О. О работе выхода и постоянной Ричардсона пленочной системы Ir(111)-Pd, Ir(111)-C, Ir(111)-Ba. Вестник БГУ, серия физ.-мат. Наук, 1992, №1, с. 5-10
2. Orudjov A.K. Determination of dipole momentum and polarization of Ba atoms, adsorbed iridium (111) face Twelfth International Conference on Ternary and Multinary Compounds, march 13-17, 2000, Taiwan, p.1.64

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ РАБОТЫ ВЫХОДА И ОТНОШЕНИЙ ПОСТОЯННЫХ РИЧАРДСОНА ОТ СТЕПЕНИ ПОКРЫТИЯ АТОМОВ ВА НА ГРАНИ (100) МОЛИБДЕНА

**А.К. Оруджов, А.О. Дашдамиров, Р.Н. Исмаилова,
Ф.А. Оруджов, А.И. Исмайлова**
Бакинский Государственный Университет
orar@mail.ru

Для пленочных систем большой интерес представляет зависимость работы выхода и A от степени покрытия. Определение оптимальной степени покрытия позволяет построить зависимости работы выхода, отношение постоянных Ричардсона A_0/A и изменение работы выхода пленочной системы Mo(100)-Ba от степени покрытия или от поверхностной концентрации адатомов [1,2]. Эксперименты показывают, что при всех степенях покрытий атомов Ba аномальный электронный эффект Шоттки отсутствует. Это дает возможность считать, что поверхность Mo(100) является однородной по работе выхода при всех степенях покрытий атомов Ba, с соответствующими работами выхода. Работа выхода системы Mo(100)-Ba была определена двумя способами: 1) по методу

прямых Ричардсона, 2) по полному току с учетом A_0/A и без него. Для определения отношений постоянных Ричардсона в одинаковых экспериментальных условиях найдены ординаты прямых Ричардсона для чистой и покрытой атомами Ba поверхностей. Потом было построено зависимости $e\phi$, $\lg A_0/A$ и $\Delta\phi$ от θ . Здесь приведено только зависимость работы выхода от времени напыления. Как видно из графика с ростом θ работа выхода уменьшается и при $\theta = \theta_{opt}$ становится минимальной, а затем наблюдается слабый рост. Зависимости $\lg A_0/A_{(\theta)} = f(\theta)$, тоже монотонно уменьшается с ростом θ , а при $\theta = \theta_{opt}$ проходит через минимум. Это дает возможность сказать, что работа выхода и постоянная Ричардсона изменяются синхронно в зависимости от степени покрытия. Зависимость работы выхода от степени покрытия для металл-пленочной системы, который имеются в мировой научной литературе даже для идентичных систем, иногда имеет противоречие. Например в работе [3] для систем Re-Ba, в зависимостях ϕ от θ не наблюдается минимум. Авторы считают, что причину отсутствия минимума нужно искать в принятых ими значениях температуры разгонки адсорбатов по поверхности острия. А в работах [4] появления минимума на кривых $\phi(n)$ связываются с

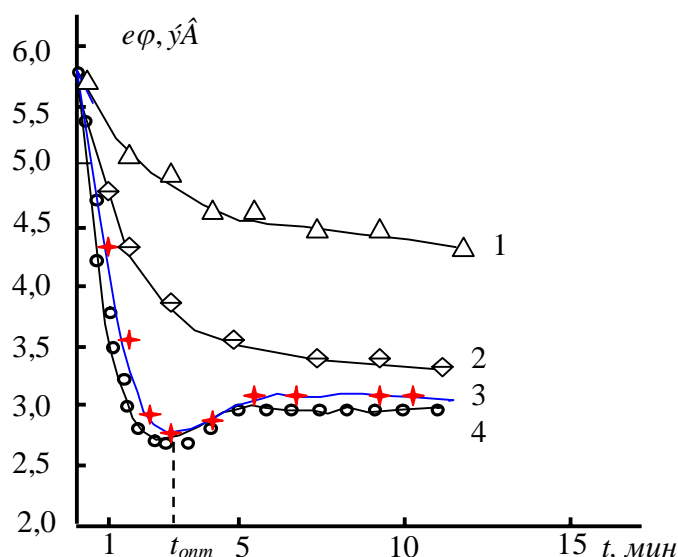


Рис. Зависимости работы выхода пленочной системы Mo(100)-Ba от времени напыления атомов бария для разных температур выдержки:
1- $T=1700\text{K}$, 2- $T=1300\text{K}$, 3- $T=1100\text{K}$, 4- $T=700\text{K}$

в зависимости от степени покрытия. Зависимость работы выхода от степени покрытия для металл-пленочной системы, который имеются в мировой научной литературе даже для идентичных систем, иногда имеет противоречие. Например в работе [3] для систем Re-Ba, в зависимостях ϕ от θ не наблюдается минимум. Авторы считают, что причину отсутствия минимума нужно искать в принятых ими значениях температуры разгонки адсорбатов по поверхности острия. А в работах [4] появления минимума на кривых $\phi(n)$ связываются с

наличием в адсорбированной пленке бария примеси остаточного газа. Мы считаем, что появление минимума $\varphi(n)$ в пленочных системах зависит от рода веществ эмиттера и адсорбированной частицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. K. Yusifov, A. K. Orujov. Study of emission parameters of Ir(111)-Ba film system *Turkish Journal of Physics* 1998, v.22, p.1012-1013
2. Оруджов А.К., Дашдемиров А.О. Исследование адсорбции и десорбции атомов самария на поверхности чистого иридия Ir и с покрытием графита Ir-C. VII Международная Научная Конференция «Химия Твердого Тела И Современные Микро-и Нанотехнологии» 17 – 22 Сентября 2007 Г.
3. Х.И.Лах, З.В. Стасюк. Адсорбция бария и кислорода на поверхности (1010) рения. *ЖТФ*, 1982, т.52, N7, с.1397-1400.
4. В.К.Медведев., Т.Р.Смерка. Адсорбция бария и кислорода на грани (112) вольфрама. *ФТТ.*, 1973, т.15, N3, с.724-731.

Zn_{1-x}Cd_xO NAZİK TƏBƏQƏLƏRİNİN OPTİK XASSƏLƏRİNƏ KATOD ÇÖKDÜRMƏ POTENSIALININ TƏSİRİ

H.M. Məmmədov, V.C. Məmmədova, E.A. Rəsulova

Bakı Dövlət Universiteti

mhhuseyng@gmail.com

İşdə sulu məhluldan elektrokimyəvi çökdürmə metodu ilə şüşə/SnO₂ altlıqları üzərində alınmış müxtəlif tərkibli Zn_{1-x}Cd_xO (0.1 ≤ x ≤ 0.4) şəffaf keçirici nazik təbəqələrinin optik parametrlərinin optimal qiyməti üçün katod çökdürmə potensialının qiyməti müəyyən edilmişdir (U = -1.2 V). Optik tədqiqatlar əsasında nazik təbəqələrin qadağan olunmuş zolağının qiyməti hesablanmışdır.

Otaq temperaturunda $E_g = 3.36$ eV qadağan olunmuş zolağa malik ZnO şəffaf yarımkeçirici nazik təbəqələri hazırda ultrabənövşəyi (UB), mavi, yaşıl və ağ işıq diodlarında, həmçinin günəş energetikasında geniş tətbiqinə görə öz analoqlarından (GaN) heç də geri qalmır [1-3]. Belə ki, Ga təbiətdə nadir tapılan element olduğu halda, Zn geniş yayılmışdır. ZnO nazik təbəqələri kimyəvi cəhətdən dayanıqlı olması ilə bərabər, istehsal texnologiyası ucuzdur və zəhərli deyil. ZnO- in üstün cəhətlərindən biri isə onlarda eksiton rabitə enerjisinin (60 meV) GaN-ə (25 meV) nisbətən böyük olmasıdır [4]. Eksiton rabitə enerjisinin bu cür böyük qiymətə malik olması ZnO nazik təbəqələrinin emissiya qabiliyyətini artırır ki, bu da onların lazer texnologiyasında tətbiq imkanlarını artırır.

Alınma texnologiyalarının təkmilləşdirilməsinə baxmayaraq ZnO nazik təbəqələrinin zəruri keçiriciliyə malik nümunələrinin alınması problem olaraq qalmaqdadır. Belə ki, aşqarlanmamış ZnO nazik təbəqələrində oksigen vakansiyaları, hidrogen hesabına yaranan defektlər [5, 6] onların tətbiq imkanlarını məhdudlaşdırır. Bəzi işlərdə müxtəlif metallarla aşqarlanmağa baxmayaraq [2] zəruri parametrlərə malik nazik təbəqələr alınmamışdır.

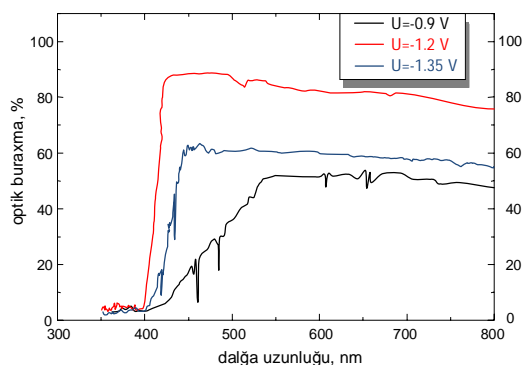
Düz zolaqlı CdO keçirici nazik təbəqələri isə ZnO-dən fərqli olaraq spektrin görünən oblastında ($E_g=2.5$ eV) şəffafdır. Onların elektrik və optik xassələrinin geniş temperatur intervalında tədqiq edilmiş, günəş energetikasında, qaz sensorlarında, habelə, kiçik müqavimətli rezistorlar kimi tətbiq imkanları araşdırılmışdır [7-8]. ZnO-lə müqayisədə (90%) CdO təbəqələrinin görünən oblastda optik buraxması azdır (60-70 %). Lakin alçaq omlu olması nazik təbəqələrinin tətbiq imkanlarını artırır.

ZnO və CdO nazik təbəqələrinin ayrılıqda hər birinin üstün cəhətlərinin artırılması və çatışmayan cəhətlərinin azaldılması üçün elmi ədəbiyyatda son dövrlər ZnO-CdO sistemi bərk məhlullarının nazik təbəqələri tətbiq olunmağa başlanmışdır [9-13]. Belə ki, tərkibin dəyişməsi ilə $Zn_{1-x}Cd_xO$ nazik təbəqələrinin şəffaflıq oblastını, müqavimətini və həm də sındırma əmsalını idarə etmək mümkündür. Elmi ədəbiyyatda $Zn_{1-x}Cd_xO$ bərk məhlullarının nazik təbəqələri əsasən molekulyar şüa epitaksiyası, sol-gel metodu və piroliz kimi metodlarla alınmışdır. Lakin sulu məhluldan elektrokimyəvi çökdürmə metodu bu metodlardan fərqli olaraq daha asan idarə edilə bilən və geniş sahəyə malik nazik təbəqələr almağa imkan verir.

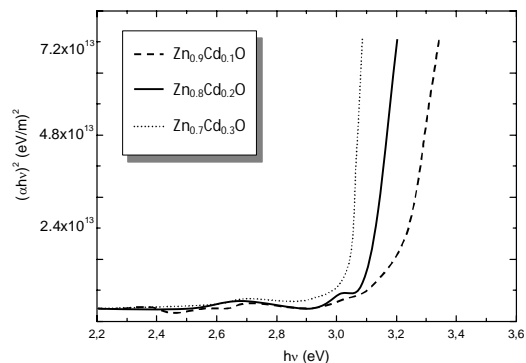
Eksperimental nəticələr və onların izahı. $Zn_{1-x}Cd_xO$ ($x=0.1; 0.2; 0.3; 0.4$) nazik təbəqələri sulu məhluldan katod çökdürmə metodu ilə $şüşə/SnO_2$ altlıqları üzərində alınmışdır. Anod materialı kimi reaksiyada qrafit elektrodlardan istifadə edilmişdir. Reaksiya məhlulunun turşuluğu azot turşusunun əlavə edilməsi ilə idarə edilmişdir ($pH = 3-5$). Çökdürülmə $Zn(NO_3)_2 + Cd(NO_3)_2 + KNO_3 + H_2O$ sulu məhlulundan istifadə edilmişdir. Çökdürülmə otaq temperaturunda və $70-80^\circ C$ temperaturda aparılmışdır.

Şəkil 1-də katod potensialının $-0.9V; -1.2V; -1.28V$ və $-1.35V$ qiymətlərində alınmış $Zn_{0.7}Cd_{0.3}O$ nazik təbəqələrinin optik buraxma spektrləri təsvir edilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, $400-830$ nm dalğa uzunluğu oblastında nazik təbəqələrin optik buraxma əmsalı $52-92\%$ -ə bərabərdir. Nazik təbəqələrin optik buraxma əmsalının qiymətinin bu cür kifayət qədər olması, onlardan günəş enerjisi çeviricilərində istifadə etməyə imkan verir. Katod potensialının -0.9 V qiymətində çökdürülmüş nazik təbəqələrin fundamental udma sərhəddi mürəkkəbdir və o qədər də kəskin deyil. Bu da onu göstərir ki, katod potensialının $-0.9V$ qiymətində çökdürülmüş nazik təbəqələrinin kristal quruluşunda bir yox bir neçə faza müşahidə edilir (fazaların seqreqasiyası). Katod potensialının $-1.2V$ -a qədər artması ilə fundamental udma sərhədi kəskinləşir və nazik təbəqələrdə optik buraxma əmsalı 94% -ə qədər artır ki, bu da nazik təbəqələrdə vahid fazanın formalaşdığını göstərir. Katod potensialının $-1.35V$ qiymətlərində alınmış nazik təbəqələrdə yenidən fazaların seqreqasiyası hesabına fundamental udma sərhəddi mürəkkəbləşir və optik buraxma əmsalı 65% -ə qədər azalır.

İşdə katod potensialının -1.2 V qiymətində çökdürülmüş müxtəlif tərkibli $Zn_{1-x}Cd_xO$ nazik təbəqələrinin optik xassələri tədqiq edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, tərkibdə Cd-un miqdarının artması ilə fundamental udma sərhəddi uzun dalğa tərəfə sürüşür. Nazik təbəqələrin qadağan olunmuş zolağının eni $(\alpha \cdot hv)^2 = A(hv - E_g)$ ifadəsi əsasında hesablanmışdır. Burada, α -udma əmsalı, A -sabitdir. İfadə əsasında qurulmuş qrafiklərin xətti hissəsinin enerji oxuna ekstrapolyasiyası ilə nazik təbəqələrin qadağan olunmuş zolağının eni müəyyən edilmişdir (cədvəl 1) və elmi ədəbiyyatdakı mövcud qiymətlərlə [14] müqayisə edilmişdir.



Şəkil 1. Müxtəlif katod potensiallarında çökdürülmüş $Zn_{0.7}Cd_{0.3}O$ nazik təbəqələrinin optik buraxma spektrləri



Şəkil 2. Müxtəlif tərkibli $Zn_{1-x}Cd_xO$ nazik təbəqələrində $(\alpha \cdot hv)^2 = f(hv)$ asılılıqları

Cədvəl 1

$Zn_{1-x}Cd_xO$ nazik təbəqələrinin tərkibi	Qadağan olunmuş zolağın eni E_g (eV)
$x=0.1$	3.2
$x=0.2$	3.12
$x=0.3$	3.06

ƏDƏBIYYAT

1. Bhavana G., Nitu B., Shyambihari Sh., Deepti J., Vganesan G. *Materials Sciences and Applications*, v.2, 2011, p.643-648.
2. Xueqiong Su, Li W., Jiangbo Ch., Xiaojing W., XinPing Zh. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v.44, 2011, p.265-267.
3. Yang Z., Li L., Kong J. Y. and Liu J. L. *Applied Physics Letters*, v.95, 2009, p. 232-238
4. Look D.C., *Mater. Sci. Eng.*, B 80, 2001, p. 383-388
5. Kohan A. F., Ceder G., and Morgan D. *Phys. Rev. B* 61, 2000, p. 15019 -23
6. Chris G. *Physica B*, v.308-310, 2001, p. 899-903
7. Vigneshwaran M., Chandiramouli R., Jeyaprakash B.G. and Balamurugan D. *Journal of Applied Sciences*, v.12, 2012, p.1754-1757
8. Gokul B., Matheswaran P., Sathyamoorthy R., *J. Mater. Sci. Technol.*, v.29 (1), 2013, p.17-21.
9. Corinne S., Nadia H., Christèle V., Gaelle A., Jean-Michel L., François J., Alain L., Pierre G., and Vincent S. *J. Vac. Sci. Technol. A*, v. 29, No. 3, 2011, p. 03A114-1-4
10. Caglar Y., Caglar M., Ilcan S., Ates A., *J. Phys.D: Appl. Phys.*, v. 42, 2009, p.1-8
11. Ma D. W., Ye Z. Z., Chen L. L. *Phys. Stat. Sol. (a)*, v. 201, No 13, 2004, p. 2929-2933
12. Vigial O., Vaillant L., Cruz F., Santana G., Morales-Aceved A., Contreras-Puente G. *Thin Solid Films*, v.361-362, 2000, p. 53-55
13. Sakurai K., Takage T., Kubo T., Rajita D., Nanabe T., Takasu H., Fujita S. *J. Cryst. Growth*, v. 237-239, 2002, p. 514-517
14. Zhi-Jun W., Shou-Chun L., Lian-Yuan W., and Zhen L., *Chin. Phys. B*, v. 18, 2009, p. 2992-97

ВЛИЯНИЕ ПОДЛОЖКИ НА СТРУКТУРУ ГРАФЕНА, ПОЛУЧЕННОГО НА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ИРИДИЯ

А.О. Дашдемиров

Бакинский Государственный Университет

Введение. В настоящее время представляет большой интерес монослой графита (графен) образующихся на поверхности тугоплавких металлов. Такой интерес вызван его необычными свойствами. Можно выделить несколько основных факторов, делающих графен уникальным среди множества наноматериалов. Несмотря на то, что его толщина составляет всего один атом, графен является стабильным образованием, способным сохранять свою кристаллическую структуру, как в вакууме, так и на широком спектре поверхностей. Он не подвержен окислению при нормальных условиях, что обеспечивает возможность его эксплуатации на воздухе и даже в более агрессивных средах. Поскольку все атомы графена принадлежат его поверхности, а через поверхность осуществляется взаимодействие с окружающей средой, то ясно, что одним из ключевых факторов, определяющих свойства графена, является его взаимодействие с подложкой. Это взаимодействие определяет морфологию и электронную структуру графена, поэтому важной задачей является изучение этих характеристик графена на широком спектре подложек. Её решение открывает возможность целенаправленного влияния на свойства материала. Основным фактором, определяющим морфологию графенового покрытия на поверхности является его химическое взаимодействие с подложкой, приводящее к появлению изгибов слоя графена, повторяющих геометрическое строение поверхности подложки. Это проявляется в способности графена покрывать неоднородные участки поверхности без разрыва плёнки. В настоящее время установлено, что такая пленка, образующаяся на многих металлах (Ir, Re, Pt, Ni, Rh, Ru, Mo, Pd), разной природы и кристаллогеометрии, связана с поверхностью металла лишь слабыми силами Ван-дер-Ваальса. Её работа выхода составляет $e_{\phi} = 4.45$ eV и не зависит от природы и кристаллогеометрии подложки [1-4].

Экспериментальная методика Опыты производились в высоковакуумной масс-спектрометрической установке. В одном из фокусов масс-спектрометра устанавливалась иридиевая лента с размерами 2мм x 0,03мм x 50мм перед входной щелью. Поток атомов на поверхность иридиевой ленты поступал из испарителя, при необходимости которого его можно было перекрыть заслонкой, управляемый из вне прибора электромагнитом. Ток термоэлектронной эмиссии ТЭ измеряли на коллекторе с антидинаatronной сеткой, а ток поверхностной ионизации ПИ атомов на выходе масс-спектрометра с помощью вторичного ионно-электронного умножителя. Поток нейтральных атомов десорбируемых с ленты, при необходимости ионизировали электронным ударом в камере ионизации. Графен на грани (111) иридия при $T > 1300$ К получили путем напуска бензола в источник масс-спектрометра из системы напуска. При образовании графена на грани (111) иридия его работа выхода уменьшалась от 5,8 эВ до 4,5 эВ и кроме того образование графена на иридии так же определили по диссоциации молекул CsCl, коэффициент диссоциации которого уменьшался от $\gamma = 1$ для грани (111)Ir до $\gamma = 10^{-3} \div 10^{-5}$ для грани (111)Ir с графеном (Ir-C) [2-3]. Температуру иридиевой ленты измеряли оптическим пирометром через пирометрическое окно а в непирометрической области ее находили из зависимости температуры от тока накала путем экстраполяции этой зависимости к комнатной температуре. Давление остаточных газов в приборе было $\sim 5 \cdot 10^{-10}$ торр. Температуры ленты

измерили оптическим пирометром. Тепловая обработка иридиевой ленты производилось путем медленного нагрева переменным током до температуры 2300К и при температуре 2100-2300К происходила рекристаллизация в течении 15-20 часов. По методу прямой Ричардсона была определена работа выхода рекристаллизованной иридиевой ленты и было получено $\phi=5,76\pm 0,05$ эВ, которая совпадает с известным значением работы выхода Ir(111) [1]. Однородность по работе выхода была проверена отсутствием аномального электронного эффекта Шоттки. После получения Ir(111), на ней образовалось монослойное покрытие-графен, путем напуска бензола, молекулы которая разлагалась на нагретой поверхности. Образование графена определили по ионизации молекул CsCl и по изменению работы выхода по полному электронному току. По методу прямой Ричардсона была определена работа выхода пленочной системы $\phi=4,43\pm 0,05$ эВ.

Результаты и их обсуждения. Немонотонную зависимость $\phi_{Ir-C}=f(\theta)$ пленочной системы Ir-C можно объяснить изменением структуры слоя углерода на Ir(111). При малых степенях покрытия (θ) увеличивающих работы выхода ϕ_{Σ} и $\phi_{и}$ (напыления углерода $t < 80$ сек.) углерод должен находиться на поверхности грани в виде отдельных атомов. Увеличение ϕ можно объяснить с помощью дипольной теории, так как вследствие относительной электроотрицательности атомы углерода на Ir могут обладать отрицательным эффективным зарядом [6]. Резкое увеличение электронного тока на изотермах можно объяснить начинающим процессом образования островков углерода, на которых работа выхода существенно ниже, чем на грани Ir(111). Процесс перестройки покрытия может осуществляется путем миграционных перемещений атомов углерода, что требует времени, поэтому в этой области покрытий для установления стационарных токов требуется время. Последующее с ростом постепенные изменения I и I^+ должны вызываться увеличением размеров покрытия. Область изотерм, в которой оба тока (I и I^+) больше токов с чистой поверхности грани ($120 < t < 180$ сек. рис.1) показывает, что на поверхности грани существуют обе структуры углеродного покрытия: и участки занятые отдельными атомами углерода и возможно, островки углерода. Образование зародышей графена на грани (111)Ir можно рассматривать как фазовый переход первого рода в двумерном адсорбированном слое углерода. Для осуществления фазового перехода при заданной температуре подложки необходимо, чтобы концентрация частиц на поверхности достигла, некоторой критической величины N_k (а покрытие $\theta_k = N_k/N_m$). Увеличение N при дальнейшем напылении при $T = const$ будет нарушать равновесие между фазами и его восстановление будет идти путем конденсации избыточных атомов углерода в островки.

Таким образом, после осуществления фазового перехода дальнейшее напыление углерода на поверхности начинается образование зародышей графена, которые впоследствии увеличиваются в размерах до образования слоя толщиной один атом, покрывающего всю поверхность металла. Полученный таким способом графен состоит из доменов, плотно стыкующихся друг с другом. Так как, работа выхода слоя существенно отличается от работы выхода поверхности покрытой отдельными атомами, то возникают контактные поля пятен с различной напряженностью над пятнами различной величины. По мере роста размеров слоя контактные поля пятен ослабевают. Рост $I(t)$ после фазового перехода вызывается и увеличением общей площади слоя, и ослаблением контактного поля пятен. Увеличение T подложки при постоянном потоке атомов углерода должно приводить к увеличению θ_k , что и наблюдается в опытах (для фазового перехода при больших T требуется большие времена напыления t_k , если поток атомов углерода поддерживается постоянным).

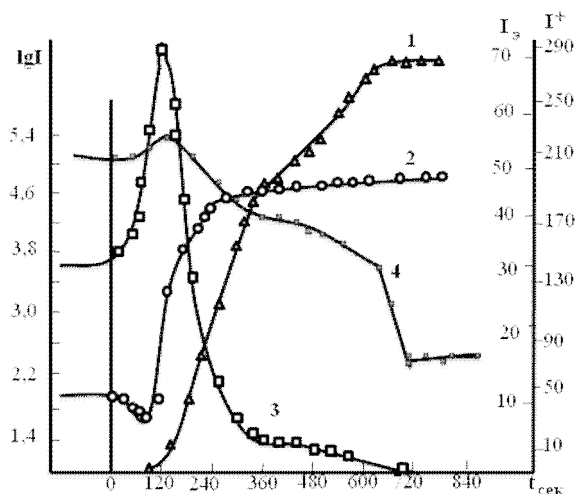


Рис.1. Зависимость термоэлектронного тока и тока ионов от времени напыления углерода на грань (111) иридия при $T=1700K$. 1- $I=f(t)$, 2- $lgI=f(t)$, 3- $I^{\pm}=f(t)$, 4- $lgI^{\pm}=f(t)$

Оценку величины θ_k можно произвести по изотермам токов, беря отношение времени напыления, необходимого для осуществления фазового перехода, ко времени напыления, необходимого для получения монослойного покрытия. Можно было бы предположить, что при контакте графена с металлом вследствие разницы работ выхода будет происходить перенос отрицательного заряда от материала с меньшей работой выхода к материалу с большей работой выхода. Поскольку графит обладает меньшей работой выхода, чем многие металлы, то контакт с металлом должен приводить к положительному допированию графена [7-8]. Однако экспериментальные данные свидетельствуют о том, что это не так. В случае подложек Ir наблюдается отрицательное допирование графена.

Причиной этому является то, что ни подложку, ни графен нельзя считать неизменными при малых расстояниях между ними. Поэтому скачок потенциала на межфазной границе определяется не только переносом заряда, но и взаимодействием, возникающим вследствие перекрытия волновых функций графена и подложки. Из кристаллографических соображений следует, что атомы углерода должны занимать на поверхности грани Ir (111) наиболее глубокие места между атомами Ir (рис 2). Структура образуемого атомами углерода на грани (111) Ir монослойного слоя при $\theta=1$ совпадает со структурой слоев углерода в решетке графита.

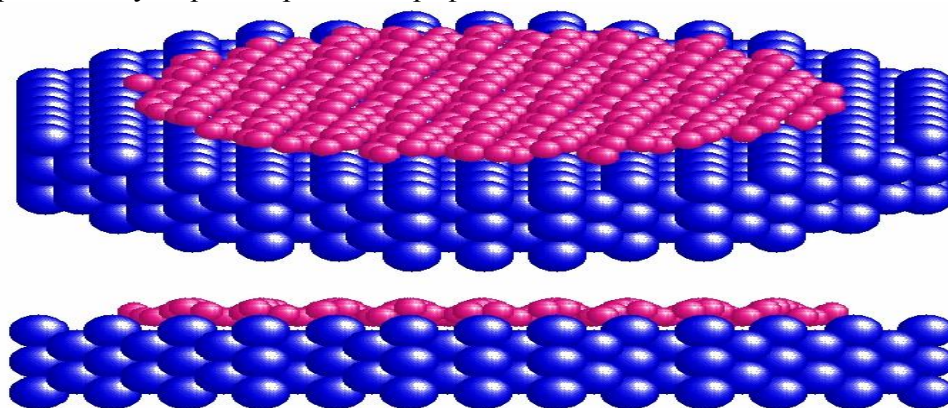


Рис.2. Модель атомной структуры графена на поверхности Ir(111) и изображение рельефа поверхности после формирования графенового покрытия

Заклучение. Известно, что атомы углерода вследствие sp^2 -гибридизации имеют по четыре валентных электрона, способных осуществлять связь; в решетке графита три электрона атома углерода образуют локализованные σ -связи с тремя соседними атомами в двумерном гексагональном слое, а четвертый электрон каждого атома обобществляется между атомами слоя, образуя π -связи [9].

В случае металлической подложки π электроны слоя осуществляют, по-видимому, связь с подложкой, на что указывает изменение работы выхода. После образования монослоя углерода на Ir (111) при выбранных нами v_c и T нам не удалось получить многослойного покрытия грани углеродом в чем можно было убедиться путем измерения коэффициента ПИ молекул CsCl; он оставался в ~ 100 раз меньшим, чем при ионизации молекул на графите. В некоторых работах [10] методом ДМЭ было показано, что на поверхности металлов с гранецентрированной кубической решеткой при нагревании их в условиях недостаточно высокого вакуума образуется углеродное покрытие структурой графита. Таким образом, по результатам нашей работы и на основе литературных данных можно утверждать, что для получения в адсорбированном слое графена, не требуется, чтобы структура подложки соответствовала бы структуре графита.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С. Фоменко. Эмиссионные качества материалов. Справочник. Киев. Наукова Думка, 1981, с.338
2. А.К. Оруджов, А.О. Дашдемиров. Исследование адсорбции и десорбции атомов самария на поверхности иридия. Микроэлектроника. 2009.Россия. Т. 38. № 2. С. 143-147
3. А.К. Оруджов, А.О. Дашдемиров. Диффузия самария в иридий из падающего потока атомов самария на иридий покрытый монослоем графита. Физика металлов и металловедение.Россия. Т. 109. № 4. С.396-399.
4. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov et al. Electric field effect in atomically thin carbon films. Science.- 2004,- Vol. 306.- Pp. 666-668.
5. C. Berger, Z. Song, T. Li et al. Ultrathin epitaxial graphite: 2D electron gas properties and a route toward graphene-based nanoelectronics. I. Phys. Chem. B. 2004. - Vol. 108. - Pp. 19912-19916.
6. M.P. Levendorf, C.S. Ruiz-Vargas, Sh. Garg, I. Park. Transfer-free batch fabrication of single layer graphene transistors . Nano Lett. -2009. Vol. 9. - Pp. 4479-4483.
7. Д.Ю. Усачёв, А.М. Добротворский, А.М. Шикин и др. Морфология графена на поверхностях монокристалла Ni. Экспериментальное и теоретическое исследование. Известия РАН. Серия физическая. -2009. Т. 73. - С. 719-722.
8. Д.Ю. Усачёв, В.К. Адамчук, А.М. Добротворский и др. Углеродные структуры на поверхностях никеля. Труды XIII международного симпозиума Нанозифика и Нанозифика. -Н. Новгород: ИФМ РАН, 2009,- С. 135-136.
9. J.C. Meyer, A.K. Geim, M.I. Katsnelson et al. The structure of suspended graphene sheets. Nature. - 2007. -Vol. 446. -Pp. 60-63.
10. A.Ya.Tontogode. Carbon on Transition Metal Surfaces. Proqress in Surfaces Science, 1991,vol.38,Nr.3/4, p.201-429

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМОВ УГЛЕРОДА С ПОВЕРХНОСТЬЮ РЕНИЯ

А.О.Дашдемиров, А.К.Оруджов, Н.М. Насруллаев, А.Р.Ахмедова
Бакинский Государственный Университет

Введение. В научном и практическом плане представляет большой интерес взаимодействие атомов углерода с поверхностью платиновых металлов, широко используемых в качестве катализаторов, так как это взаимодействие приводит к многообразным физико-химическим процессам и обеспечивает возможность роста графеновых пленок - уникальных природных двумерных кристаллов. Несмотря на это, имеется лишь считанное число работ, где такое взаимодействие изучали в сверхвысоковакуумных условиях с помощью современных методов, применяемых в физике поверхности [1].

Экспериментальная методика. В качестве образца была использована рениевая лента с размерами 50x1,5x0,02 мм (лента была поликристаллическая). Рекристаллизацию рениевой ленты производили при $T=2300 \div 2400$ К путем нагревания на переменном токе в течении нескольких часов. После тепловой обработки рекристаллизованная рениевая лента становилась однородной по работе выхода (отсутствовал аномальный электронный эффект Шоттки). Работа выхода рекристаллизованной рениевой ленты определялась по методу поверхностной ионизации трудноионизируемого элемента – индия и по ТЭЭ. Оба способа определения работы выхода дали практически совпадающие результаты ($\phi=5,17 \pm 0,03$ эВ), что соответствует работе выхода грани $(10\bar{1}0)$ рения [2]. Сопротивление рекристаллизованной рениевой ленты было $R_{20C}=0,29$ Ом. После получения грани $(10\bar{1}0)$ Re, ленту нагретую до $T=1600$ К, выдерживали в парах бензола с давлением $P_{C_6H_6}=2 \cdot 10^{-5}$ Торр. Для получения графена на поверхности рения, атомы углерода, образуемые из разложения молекул бензола на нагретой поверхности рениевой ленты диффундировали в объем рения до тех пор, пока концентрация атомов углерода не увеличивалась до концентрации предельной растворимости при данной температуре, после чего на поверхности грани $Re(10\bar{1}0)$ образовывался монослой графита.(рис.1). После достижения предельной растворимости углерода в рении при данной температуре на поверхности формировались графеновые островки, которые при слиянии образовывали сплошную пленку.

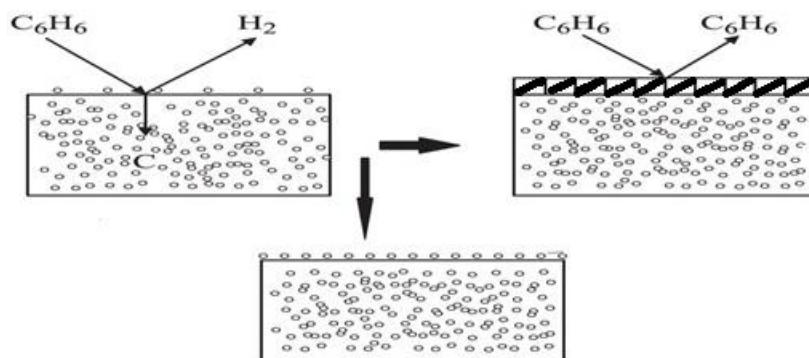


Рис. 1. Схемы процессов при взаимодействии углерода с поверхностью рения.

Об образовании графена на Re судили по измерению токов ПИ молекул CsCl, KI и ТЭЭ.

Этот процесс потребовал ~30-40 минут. Одна из многочисленных таких зависимостей термоэлектронного Γ и ионного Γ^+ тока от времени выдержки ленты в парах бензола приведена на рис. 2. При этом сопротивление ленты увеличивалось от комнатной $R_{20C}=0,29$ Ом до 0,46 Ом. Степень диссоциации молекул CsCl уменьшается более чем на два порядка при образовании данного покрытия. Таким образом, мы действительно наблюдаем образование на поверхности металла графенового слоя, имеющего толщину, равную одному монослою (как это показано на схеме, представленной на рис. 1). Дальнейшая выдержка в парах бензола не изменяет толщины пленки, так как бензол не диссоциирует на пассивной поверхности графена.

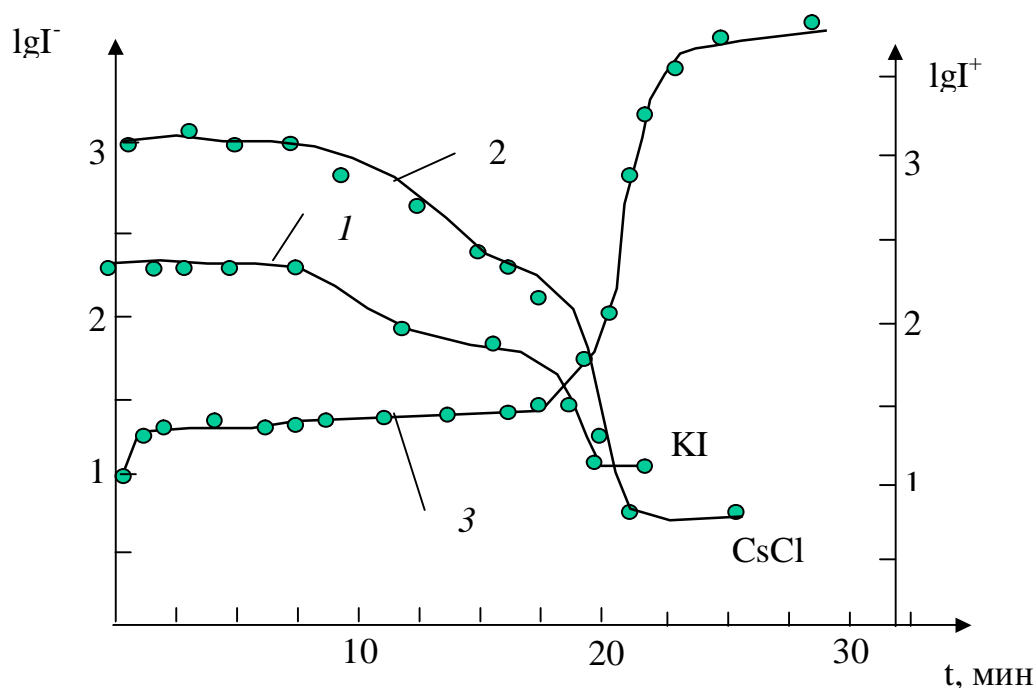


Рис. 2. Зависимости ионного (1;2) и электронного токов (3) от времени выдержки рениевой ленты в парах бензола при $P_{C_6H_6}=2 \cdot 10^{-5}$ Торр, $T=1600K$.

Оценка по полному току с помощью формулы Ричардсона указывает, что работа выхода уменьшилась и составляет величину $e\phi = 4.35$ eV, близкую для графена на поверхности иридия [2].

Результаты и их обсуждение. Обычно для определения работы выхода металл-пленочной системы полагают, что постоянная Ричардсона не изменяется и при одинаковых экспериментальных условиях, применяют выражения

$$e\phi = e\phi_0 - kT \ln \frac{I}{I_0} \quad (1)$$

где, $e\phi$, Γ – работа выхода и ток ТЭЭ для металл-пленочной системы, $e\phi_0$, I_0 – эти же величины для чистого металла соответственно.

Исходя из этого, для работы выхода грани $Re(10\bar{1}0)$ с графеном получили значения

$e\varphi=4,40\text{эВ}$, работа выхода системы $\text{Re}(10\bar{1}0)\text{-C}$, определяемая по методу прямых Ричардсона, имеет значение $e\varphi_p=4,50\text{эВ}$. Как видно, работа выхода системы $\text{Re}(10\bar{1}0)\text{-C}$, определенная по (1), существенно отличается от работы выхода, найденной по прямым Ричардсона. Это несовпадение объясняется нами изменением постоянной Ричардсона при переходе от грани $\text{Re}(10\bar{1}0)$ к грани $(10\bar{1}0)\text{Re}$ с графеном. Поэтому для таких металл-плночных систем при определении работы выхода или же ее изменения по формуле (1) и по методу полного тока нельзя пренебрегать отношением постоянных Ричардсона A_0/A . Учитывая это, получается формула

$$e\varphi = e\varphi_0 - kT \ln\left(\frac{I}{I_0} \cdot \frac{A_0}{A}\right). \quad (2)$$

Пересечение экспериментальной линии Ричардсона с осью ординат обычно принимают за логарифм постоянной Ричардсона. По нашему мнению такой подход не верен. Это возможно только в случае, когда ТЭЭ ток измеряется со всей эмиттирующей поверхности, то есть при методе полного тока. В тех случаях когда невозможно применить метод полного тока, тогда из прямых Ричардсона, снятых в одинаковых экспериментальных условиях, можно найти отношение постоянных Ричардсона A_0/A . При этом постоянные величины, которые входят в выражение в обоих случаях сокращаются. Исходя из этого, из прямых Ричардсона при одинаковых T для отношения постоянных Ричардсона получили значения $A_0/A \sim 1,2$. Для металлических эмиттеров значения A_0 изменяются в широком интервале [3,4]. Используя значение $A_0=(160 \pm 40) \text{ А/см}^2 \text{ град}^2$, для A получили значение $\sim 133 \text{ А/см}^2 \cdot \text{град}^2$. Отметим, что найденное значение отношения A_0/A при $T=\infty$ тоже совпадает с этим значением, несмотря на то, что при высоких температурах состояние тел бывает неопределенным. Можно ожидать, что после растворения C в Re при T_1 и при повышении $T_2=T_1+\Delta T$ поверхность очищается от C (т.е. монослой разрушается, атомы C диффундируют в Re) на Re могут образоваться островки C , так же можно было ожидать образования островков C при понижении температуры Re с растворимым в нем углеродом. Можно подобрать такую T , при которой работа выхода Re-C имела определенное значение меньше чем для монослоя и при этой T изучать однородность поверхности по φ . Изучение зависимости тока термоэлектронной эмиссии от напряжения показало, что насколько бы работа выхода Re-C не отличалась от работы выхода Re , аномальный электронный эффект Шоттки не возникает, несмотря на достаточную ($\Delta\varphi \approx 0,65 \text{ эВ}$) разность работы выхода чистого рения и с работой выхода графена на Re . Отсюда было сделано такое заключение, что на Re атомы C островков графита не образуют, т.е. при любой степени покрытия C поверхность Re -графен является однородной по работе выхода.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Ceballos, M. Theis, Th. Palzer, M. Schick, G. Rangelov, K. Wandelt. Surf Sci. 331{333, 952 (1995).
2. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства элементов и химических соединений. Справочник. Изд-во Наукова Думка. Киев.1964. 337 с.
3. Оруджов А.К., Нуруллаев Ю.Г., Дашдамиров А.О. Электрические и оптические свойства системы $\text{Re}(10\bar{1}0)\text{-C}$ // Вестник БГУ, №3, 2005
4. Дашдемиров А.О. Эмиссионные параметры поверхности поликристаллического рения. Международная научн. конференция посвящ.90 летию Бакинского Государственного Университета. 30-31 октября, 2009 стр.45

NİZAMLANAN (CoFe)_{1-x}Si_x ƏSASLI AMORF MAQNIT YUMŞAQ ƏRİNTİLƏRİN MAQNİT VƏ MAQNİT OPTİK XASSƏLƏRİ

T.M. Pənahov, Ü.D. Eminov, F.V. Mirələmova, İ.T. Xanlari

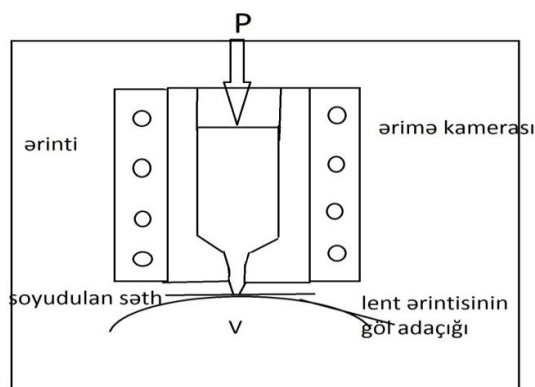
Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti.

fizika.m@mail.ru

Son illərdə tədqiqatçıların diqqətini ferromaqnit ərintilər əsasında olan amorf ferromaqnetiklər daha çox cəlb etməyə başlamışdır. Amorf materiallarda kristallik materiallardan fərqli olaraq atomların yerləşməsində uzağa nizamlılıq olmadığından, bu fiziki xassələrin elə dəyişməsinə gətirir ki, kristallik quruluşlu bərk cisimlərdə bunları müşahidə etmək mümkündür. Məsələn, amorf materialları üçün yüksək davamlılıq, plastiklik və xüsusi müqavimət xarakterikdir. Amorf ferromaqnit materiallar kiçik koersitiv qüvvəyə və yüksək maqnitin üfuzluğuna malikdirlər. Hətta amorf ərintinin komponentinin konsentrasiyasının cüzi dəyişməsi onun fiziki xassələrinin nəzərə çarpacaq dərəcədə dəyişməsinə gətirir ki, bu da onların tətbiq sahələrinin genişlənməsinə səbəb olur.

Amorf materialların xassələri onun texnoloji hazırlanmasından kəskin asılıdır. Amorf ərintilərin hazırlanması zamanı əsasən aşağıdakı tip texnologiyalardan istifadə edilir: soyudulan altlıq üzərinə çökdürmə, katod səpilməsi, ion-plazma səpilməsi, ərintinin tablandırılması, elektrolitik və kimyəvi çökdürmə, katod səpilməsi, ion-plazma səpilməsi, ərintinin tablandırılması, elektrolitik və kimyəvi çökdürmə. Hazırlanma texnologiyasında asılı olaraq nümunələr nazik təbəqə şəklində, laylı şəklində, lent və ya naqıl şəklində olur. Amorf halında ferromaqnit ərintilərin alınması üçün ərintinin xüsusi kimyəvi tərkibi seçilir. Ferromaqnetiklərdən əlavə onun tərkibinə B, P, C, Si, Ge və s. tipli amorfizator adlanan elementlər daxil edilməlidir. Bundan başqa amorf ərintinin alınması zamanı 10^6 dər/san sürətlə soyumanı təmin etmək lazımdır. Ona görə də bu materialların hazırlanması zamanı bir çox çətinliklər meydana çıxır. Əsas çətinliklərdən biri ondan ibarətdir ki, böyük kütləli materiallar almaq mümkün olmur, çünki soyutma zamanı nümunənin ayrı-ayrı təbəqələri müxtəlif cür soyuduğundan, daxili mexaniki gərginliklərlərin yaranmasına səbəb olur ki, onlar hazır materialda da özünü büruzə verir. Co-Fe-Si amorf maqnit yumşaq ərintilərin lentlərinin alınması üçün ərintidən dartma üsulundan istifadə edilmişdir. Bu zaman maye metalın şırnağı yaradılır və rezervuarın yarığından keçərək sürətlə hərəkət edən və tez hərəkət edən soyudulan altlıq üzərinə yönəldilir. Səthlə toqquşması zamanı göl adacıqları yaranır və kəsilməz olaraq rezervuardan amorf matrisası ilə dolması təmin edilir. Şəkil 1. Bu zaman əlavə sərbəst həcmə anigilyasiyası və qalıq gərginliyin aradan qaldırılması baş verir. Ona görə də qızma nəticəsində amorf ərintilər tədricən plastikliyini itirir. Bu proses $200-300^{\circ}\text{C}$ -də başlayır. Nəticədə amorf ərintinin sıxlaşması baş verir.

Daha yüksək temperaturda amorf ərinti kristallaşır. Faktiki olaraq amorf ərintilərin kristallaşması temperaturu kimi istilik ayrılmanın temperatur asılılığında izotermik yüksəkliyə uyğun gələn T_s temperaturu götürülür. Əksər amorf ərintilər üçün kristallaşma temperaturu $(0.4-0.6) T_b$ ərimə temperaturu təşkil edir və ərintinin kimyəvi tərkibindən asılıdır. Müasir sənaye amorf ərintilərinin kristallaşma temperaturu əsasən 500°C -dən böyükdür. Əksər hallarda kristallaşma materialın quruluş və kimyəvi qeyri bircinsliyi çox olan səthdən başlayır və burada kristallaşmanın yaranma ehtimalı daha çoxdur. Kristallaşma nəticəsində $0,1-1\text{mkm}$ ölçülü dənəvər quruluş əmələ gəlir, bu maqnit xassələrinin pisləşməsinə gətirir və nəticədə koersativ qüvvə bir neçə tərtib artır. Ona görə də amorf ərintilərin amorf quruluşunu saxlamaq üçün termik emal ərintinin kristallaşma temperaturundan aşağı temperaturalarda aparılır.



Şəkil 1. Amorf lentin istehsalı üçün qurğunun sxematik təsviri

Maqnetooptik xassələri tədqiq olunan amorf lentlərin qalınlığı 30mkm, uzunluğu 10mm, eni isə 3mm tərtibindədir. Amorf lentlər termiki işlənməyə məruz edilmişdir. Termiki işlənmə həm havada, həm də vakuumda aparılmışdır. Termiki işlənmə temperaturu təxminən 400°C intervalında olmuşdur.

ƏDƏBİYYAT

- 1.T.M. Pənahov ., R.B. Vəliyev., A.Ə. İsayev ., İ.Ə. Mirzəliyev. Dəmir və kobalt əsaslı amorf ərintilərin quruluş və maqnit xassələrinin xüsusiyyətləri. H.Ə. Əliyev adına AHM, Elmi əsərlər məcmuəsi.
- 2.T.M. Pənahov.,A.Ə. İsayeva. Metallar fizikasının müasir problemlərinin son 20 ildə alınmış bəzi mühüm nəticələri.H.Ə. Əliyev adına AHM, Elmi əsərlər məcmuəsi. T.M. Pənahov., V.İ. Əhmədov, Z.S. Musayev Fe əsaslı amorf metallik ərintilərinin maqnit xarakteristikalarına təzyiqin təsiri. "Opto nanoelektronika və kondensə olunmuş mühit fizikası" respublika elmi-praktik konfransının materialları.
- 3.Ganshina E.A., Perov N.S., Kochneva M.Yu. Weak magnetic field annealing effect on magneto-optical and magnetostatic properties of Co-based amorphous ribbons.
- 4.Ganshina E.A., Perov N.S., Kochneva M.Yu. Weak Magnetostatic and magneto-optical properties of Co-based amorphous ribbons.

ŞAGİRD LƏRİN İDRAK QABİLLİYƏTİNİN İNKİŞAFINDA FİZİKİ EKSPERİMENTİN ROLU

Y.Q. Nurullayev, F. Ə. Məmmədov, U.H. Nurullayeva, G.Ə. Heydərova, Ş.Ş. Quliyeva
Sumqayıt Dövlət Universiteti
nurullayev.yusif @ rambler.ru

Təbiətdə müşahidə olunan bütün proses və hadisələr müəyyən qanunauyğunluqlar əsasında baş verir. Bütün təbiət elmlərinin əsas məqsədi proses və hadisələrdə qanunauyğun əlaqələri aşkar etmək və öyrənməkdən ibarətdir. Fizika təbiət haqqında elm olub materiyanın müxtəlif formalarını, onun xassələrini və qarşılıqlı çevrilmələrini öyrənir. Fizikanın qanunauyğunluqları təbiətdə baş verən bütün hadisələrin, canlı və cansız materiyanın qarşılıqlı əlaqələrinin öyrənilməsində, elmi texniki tərəqqinin inkişafında aparıcı rol oynayır. Məhz buna görə də fizika

fənninin öyrənilməsi şagirdlərə digər təbiət elmlərinin daha dərinədən mənimsənilməsinə, təbiət hadisələrinə, elm, texnika və istehsalatın müxtəlif sahələrinə yaxından bələd olmaq imkanı verir.

Fizika fənni şagirdlərə müxtəlif anlayışları mənimsəməklə onlarda idrak qabiliyyətinin inkişafına, elmi dünyagörüşün formalaşmasına, iradə və xarakterin tərbiyə olunmasına, müşahidə etmə, məntiqi düşünmə, dəqiqləşdirmə, analiz və sintez, mühakimə yürümə, problemi müəyyənləşdirmə, həll etmə və s. bacarıqların yaradılmasına zəmin yaradır. Bu isə şagirdlərdə, empirik, politexnik, məntiqi, tənqidi, yaradıcı təfəkkürü foralaşdırır [1].

Bəşəriyyət yaranan gündən insanlar öz yaşayış tərzini yaxşılaşdırmaq, istehsal sahələrini genişləndirmək, təbiət hadisələrini əvvəlcədən proqnozlaşdırmaq və baş verə biləcək hadisələrin qarşısını almaq kimi müxtəlif həyati məsələlərin həllini axtarmışlar.

Müasir fizika elmi, texnoloji təkamülün əsasıdır. Ümumtəhsil məktəblərində fizikanın tədrisi şəxsiyyətin formalaşmasında əsas rol oynayır və şagirdlərdə praktik vərdişlərin formalaşmasında əhəmiyyətə malikdir. Fizikanın mühüm amillərindən biri fiziki qanunların eksperimentdə yoxlanılması və praktikada əyani tətbiqidir. Ona görə də əyanilik prinsipi klassik didaktikanın əsas prinsipi "qızıl qaydası" hesab olunur. Bu prinsipin mahiyyətini təşkil edən məktəb fizika eksperimentinin idrak prosesində oynadığı rolu nəzəri cəhətdən düzgün qiymətləndirə bilmək, onun tətbiq sahəsini dəqiq müəyyənləşdirmək və ondan fizikanın tədrisində bacarıqla istifadə etməyin rolu böyükdür [2].

Nəzəri fikirlərin təcrübədə əsaslandırılması ingilis alimi Bekona məxsus olsa da, bu elmin əsasını qoyan italyan alimi Q.Qaliley olmuşdur [3]. Eksperiment latınca "eksperimentium" olub mənası sınaqdan keçirmək deməkdir. Müşahidə və eksperiment aparmaq məqsədilə Qaliley yeni cihazlar ixtira etmiş, həm də bir sıra süni eksperimentlər aparmağa nail olmuşdur. Elmin və texnikanın coşqun sürətlə inkişaf etdiyi hazırkı dövrdə eksperimental metod xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Müasir elmin, xüsusilə fizikanın inkişafını eksperimentsiz təsəvvür etmək mümkün deyildir. Hazırda eksperimental tədqiqatın əhəmiyyəti o qədər artmışdır ki, nəticədə o nəinki müasir elmin metalogiyasının mühüm tərkib hissəsinə, həm də praktik fəaliyyətinin əsas formalarından birinə çevrilmişdir.

Böyük sovet ensiklopediyasında eksperiment sözünə belə tərif verilmişdir. **"Eksperiment - müəyyən şəraitdə tədqiq edilən hadisəyə nəzarət edib, onu idarə etmək üçün idrak metodudur"** müəyyən şəraitdə tədqiq edilən hadisənin gedişini yenidən müşahidə və təhlil etmək üçün eksperiment keçirilir. Eksperimentin iki növü vardır: elmi eksperiment və məktəb eksperimenti. Elmi eksperimentin də iki növü var: tədqiqat və kriteriyal eksperiment. Tədqiqat xarakteri daşıyan eksperiment elmi problemdən başlayır və qoyulmuş axtarış məsələsi ilə müəyyən olunur. Bu növ eksperiment problem xarakteri daşıyır. Tədqiqat xarakteri daşıyan eksperimentə Rezerfordun α – hissəciklərinin səpilməsinə aid , Ferminin zəncirvari nüvə reaksiyasına və nüvənin bölünməsinə aid qoyduqları təcrübəni misal göstərmək olar.

Eksperiment həmişə müşahidə ilə bağlıdır və müasir təhsil prosesində ona müşahidə metodunun inkişafı kimi də baxmaq olar. Müşahidədən fərqli olaraq eksperimentdə insan hadisələri yalnız qeyd etməklə kifayətlənməyib, həm də onların gedişinə fəal surətlə müdaxilə edərək onları elə bir "süni" vəziyyətə gətirir ki, bu halda onların xassələrini öyrənmək təbii haldakına nisbətən daha asan olur. Obyektiv prosesə müdaxilə edən tədqiqatçı buna müxtəlif yollarla ya öyrənilən prosesdə bilavasitə təsir etməklə, ya da proseslərin mövcud olduğu real şəraiti dəyişməklə nail olur. Sadə müşahidənin prosesə edilən fəal təsirlə tamamlanması eksperimenti empirik tədqiqatın ən səmərəli və məhsuldar metoduna çevirir.

Müşahidə ilə müqayisədə ekperimentin mühüm üstünlüyü ondadır ki, onun vasitəsilə tədqiq olunan obyektin müşahidəsi üçün maraqlı əlaqələrin, münasibətlərin, tərəflərini seçmək, prosesi qəlizləşdirən əlavə amilləri aradan qaldıraraq əsas diqqəti tədqiqatçıyı maraqlandıran hadisənin və ya xassənin üzərinə yönəltmək olur. Bu da obyektin haqqında daha dəqiq bilik əldə edilməsin' imkan verir.

Fiziki ekperimentin çox mühüm üstünlüklərindən biri də onun idrak obyektinin xassələrinin ən müxtəlif eksperimental şəraitlərindən çox alçaq və çox yüksək temperaturlarda, çox yüksək təzyiqlərdə, çox böyük intensivliyə malik elektrik və maqnit sahələrində tədqiq etməyə imkan verməsindədir. Müəyyən zərurət olduqda eksperimentator eksperimentə yeni-yeni amillər daxil etməklə elə nəzəri nəticələr əldə edir ki, bunlar; öyrənilən hadisənin adətən təbii halında aşkar etmək olmur. Bu cür şəraitlərdə aparılan təcrübələr adi şeylərin gözlənilməz və təəccüblü görünən xassələrinin açılmasına və bununla da onların mahiyyətinə daha dərinə nüfuz edilməsinə imkan verir. İfratkeçiricilik və ifrataxıcılıq məhz belə ekstremal şəraitlərdə kəşf olunmuş fiziki hadisələrdir. Rus alimi P.N.Lebedev tərəfindən işıq təzyiqinin kəşfi də ekperimentin bu səviyyəvi cəhətini əks etdirir [3].

Məlum olduğu kimi, XIX əsrin sonlarınaq maddə və işıq təbiətlərinə görə bir-birinə qarşı qoyulurdu: maddə və işıq təbiətlərinə görə bir-birinə qarşı qoyulurdu: maddə kütləyə malik olub, maddi sayıldığı halda, işığa kütlədən məhrum olan qeyri-maddi, xalis hərəkət kimi baxılırdı. Uzaq görünən alim və əqidəli materialist olan P.İ.Lebedev işığın maddiliyinə əmin olub, bu materilist müddəani təsdiq edə biləcəək sübutlar axtarırdı. O, belə mülahizə yürüdü: əgər işıq maddidirsə, onda o, kütləyə malik olmalı, yeni təzyiq göstərməlidir. Bu mülahizədən çıxış edən P.İ.Lebedev bir çox çətinlikləri aradan qaldıraraq çox həssas və mürəkkəb təcrübələrdə işıq təzyiqini aşkara çıxartdı və əvvəlcə onun bərk cisimlə, sonra isə qazlara təzyiqi ölçdü.

Ekperimentin mühüm əlamətlərindən biri də onun təkrarlanan olmasıdır. Bu göstərir ki, ekperimentin gedişində zəruri olan müşahidə, müqayisə və ölçmə səhih məlumat əldə edilənədək dəfələrlə təkrar oluna bilər. Ekperimentin xüsusilə qiymətli olan bu cəhətini əsasən iki səbəblə: əvvəla, ekperimentin gedişində tədqiqat obyektinə təsir etməyin həmişə mümkün olması və ikincisi, ekperimentdə zəruri şəraitin müşahidəçinin özü tərəfindən yaradılması ilə şərtlənir.

Ekperiment yalnız praktikada deyil, həm də nəzəri təfəkkürlə sıx bağlıdır. Ekperimentin nəzəriyyə ilə əlaqəsi öz ifadəsini fikri ekperimentlərdə tapır. Fikri ekperiment maddi real ekperimentdən bununla fərqlənir ki, real ekperimentdə cismin özündən istifadə edən alim fikri ekperimentində onun fikri obrazında, ideal modelində istifadə edir [4].

Real ekperimentdən fərqli olaraq fikri ekperiment subyektin nəzəri fəaliyyətinin spesifik formasıdır: başqa sözlə, fikri ekperiment real ekperimentin ideal formasıdır. Obraz və model təsəvvürləri üzərində aparılan fikri ekperimentdə xalis məntiqi yolla alınması mümkün olmayan yeni biliklər əldə edilir. Fikri ekperiment maddi ekperimentlə nəzəriyyə arasında sanki aralıq mövqe tutur, real ekperimentin gücü ilə məntiqin gücü birləşir.

Real ekperimentlə fikri ekperiment arasında analogiya mövcuddur. Fikri ekperiment həyata keçirilərkən şüurda tədqiqat obyektinin tədqiqatçıyı maraqlandırmayan şəraitdə qarşılıqlı təsirinin konkret formasından asılı olmur. Bu isə ancaq ona görə mümkün olur ki, fikri ekperimenti müşayiət edən fəaliyyət real obyektlər üzərində deyil, onların xəyali obrazları üzərində aparılır.

Fikri eksperimentin mühüm xüsusiyyətlərindən biri də budur ki, onu gerçəklikdə heç də həmişə həyata keçirilməsinə imkan verməyən bütün əlavə prosesləri tamamilə aradan qaldırmağın qeyri-mümkün olmasıdır. Halbuki, ortaya çıxan bütün xarici təsirləri aradan tam qaldırmağın mümkün olmadığı real eksperimentdən fərqli olaraq fikri eksperimentdə abstraklaşdırma və ideallaşdırma üçün qeyri-məhdud imkanlar yaranır.

Daşdığı məqsəddən, tədqiqat predmetindən, istifadə olunan eksperimental texnikanın xarakterindən və bir sıra digər amillərdən asılı olaraq hazırda eksperimentləri tədqiqat, yoxlama və nümayiş eksperimentləri olmaq üzrə üç əsas qrupa ayırırlar.

Hər hansı bir hadisəni tədris məqsədilə nümayiş etdirmək üçün əyani eksperimentdən istifadə olunur. Bu qəbildən olan eksperimentlər adətən orta və ali məktəb laboratoriyalarında nümayiş etdirilir. Tədqiqat obyektinin xarakterinə görə eksperimentin fiziki, kimyəvi, bioloji, psixoloji və sosial növləri bir-birindən fərqləndirilir. Tədqiqat obyektini bilavasitə real cisim əvəzinə onun modelindən istifadə olunduğu eksperiment, cismin əvəzinə onun modelindən istifadə olunduğu eksperiment isə model eksperimenti adlandırılır. Belə modellər olaraq orijinal qurğuların sürəti, maketi götürülə bilər. Model eksperimentlərində bütün əməliyyatlar real cisimlər üzərində deyil, onların modelləri üzərində aparılır və tədqiqatın nəticələri sonradan cisimlərin özlərinə ekstrapolyasiya edilir.

Tədqiqatın metoduna və nəticələrinə görə eksperimentləri keyfiyyət və kəmiyyət eksperimentlərinə ayırmaq olar. Keyfiyyət eksperimentləri adətən tədqiqat, yoxlama xarakteri daşıyır və aralarındakı kəmiyyət münasibətləri məlum olan bir sıra amillərin tədqiqat olunan prosesə təsirini aydınlaşdırmaq məqsədilə aparılır.

Kəmiyyət eksperimentləri isə öyrənilən obyektin hərəkətinə və ya prosesin gedişinə təsir göstərən mühüm amillərin dəqiq ölçməsinə təyin etmək məqsədilə aparılır. Belə eksperimentlərin həyata keçirilməsi külli miqdarda ölçən və qeydə alan cihazlardan və mürəkkəb hesablamalardan istifadə olunmasını tələb edir.

ƏDƏBİYYAT

1. Müasir təhsil konsepsiyası. Azərbaycan Təhsil Nazirliyi materialları, Bakı 2005.
2. Ş. Əlizadə "Fizikadan nümayiş eksperimenti", Bakı 2009.
3. V. Kudryavçev, "İstoriya fiziki", M. 1985
4. N.Qəhrəmanov, Dünyanın təbii mənzərəsi və fizika, Bakı 2007

MÜASİR TƏHSİL KONSEPSİYASI VƏ TƏDRİSDƏ FƏAL TƏLİM METODU

Y.Q. Nurullayev*, F.Ə Məmmədov, U.H. Nurullayeva***. A.F.Talıflı****

**Bakı Dövlət Universiteti, **Sumqayıt Dövlət Universiteti,*

****Azərbaycan Dövlət Pedaqoji kolleci*

Nurullayev.yusif @rambler.ru.

Kurikulum dünyanın mütərəqqi təhsil modellərindən biri olmaqla, hazırda geniş tətbiq olunur. İlk fənn kurikulumları 1918-ci ildə Amerika Birləşmiş Ştatlarında meydana gəlmiş və keçən əsrin 70-ci illərində onun nəzəriyyəsi formalaşmışdır [1] Azərbaycan təhsil sistemində kurikulum anlayışı ötən əsrin 90-cı illərinin sonundan başlayaraq istifadə olunmuşdur.

Avropa ölkələrində kurikulumda təhsilin əsası təşkil edən sənəd kimi yanaşılır. Konseptual sənəd kimi onun məzmununda standartlar, zəruri minimum biliklər, təhsilalanın hazırlığına qoyulan tələblər, texnologiya və qiymətləndirmə məsələləri əhatə olunur.

Azərbaycan Respublikasının ümumtəhsil məktəbləri üçün fizika fənni kurikulumu fizika təliminin əsas məqsəd və vəzifəni müəyyənləşdirməklə ümumi təlim nəticələrinə nail olmaq istiqamətində bütün fəaliyyətləri əks etdirən, cəmiyyətin ehtiyac və tələbləri nəzərə alınmaqla hər bir şagirdin imkan və maraqlarına yönəlmiş dövlət sənədidir [2]. Bu sənəd informasiya-kommunikasiya texnologiyalarının rolunun artdığı, rəqabətin gücləndiyi müasir dövrdə hər bir şəxsin istedad və qabiliyyətinin müstəsna əhəmiyyət kəsb etdiyi bir dövrdə cəmiyyətin əsas hərəkətverici qüvvəsi olan müasir gənclərin formalaşmasına və problemlərin həllinə yönəlmişdir. Bu sənəd aşağıdakı funksiyaların reallaşmasına xidmət edir.

- ümumi təhsilin pillələri, bu pillələrlə tədris olunan fənlər arasında əlaqələrin və ardıcılığın təmin olunması;
- fənlərin məzmununun cəmiyyətin tələbatına uyğun daim təkmiləşdirilməsi və yeniləşdirilməsi;
- təlim texnologiyalarının çevikliyi və interaktivliyinin təmin olunması;
- nəticəyönümlü fənn kurikulumunun hazırlanıb tətbiq olunması;
- təlim mühitinin, təhsil fəaliyyətinin səmərəliliyinin, təlimin inkişafetdirici və qabaqlayıcı xarakterinin, bilik, bacarıq və vərdişlərin təhsil pilləsi üzrə konsentrik prinsip əsasında müəyyənləşdirilməsinin təmin olunması;
- şagird nailiyyətlərinin obyektiv qiymətləndirilməsi və stimullaşdırılmasının təmi edilməsi;

Milli Kurikulum hazırlanarkən aşağıdakı ümumi prinsiplərə istinad olunmuşdur.

- milli və ümumbəşəri dəyərlər;
- ümumi inkişaf meyil və maraqları nəzərə alınmaqla bütün şagirdlərə əlverişli təlim şəraitinin yaradılması;
- tələbəyönümlülük;
- nəticəyönümlülük;
- şagirdyönümlülük;
- interaktivlik;

Təhsil kurikulumları xarakterinə görə iki yerə ayrılır: fənniyönümlü və şəxsiyyətyönümlü.

Fənyönümlü kurikulum məzmun etibarilə elm sahəsini, onun mükəmməl anlayışlar sistemini əhatə etməklə bilavasitə bu anlayışların mənimsənilməsinə istiqamətləndirilir. Burada biliklərin həcmi və miqdarı əsas rol oynayır və bütün praktik bacarıqların yerinə yetirilməsində məqsəd biliklərin möhkəmləndirilməsi, onun davamlılığına diqqət yönəldilir.

Şəxsiyyətyönümlü kurikulumlar isə həyati bacarıq və vərdişlərə üstünlük verməsi ilə fərqlənir. Burada insana gələcək həyat fəaliyyətində lazım olacaq praktik bacarıq və vərdişlərin verilməsi nəzərdə tutulur və şagirdlərdə əqli fəaliyyətlə bağlı amillər ön plana çəkilir.

Kurikulumun tədris prosesində tətbiqi fəal təlim metodu ilə reallaşır. Fəal təlimdə geniş tətbiq olunan metodlara aşağıdakılar daxildir: beyin həmləsi, müzakirələr, rollu oyunlar, prezentasiyalar, tədqiqatın aparılması, məntiqi təfəkkür proseslərinin inkişafa yönəldilmiş metodlar, tənqidi təfəkkür proseslərinin inkişafına yönəldilmiş metodlar, yaradıcılığa yönəldilmiş metodlar, təşkilatı metodlar, qruplarla bölünmə, fəallaşdırma [3].

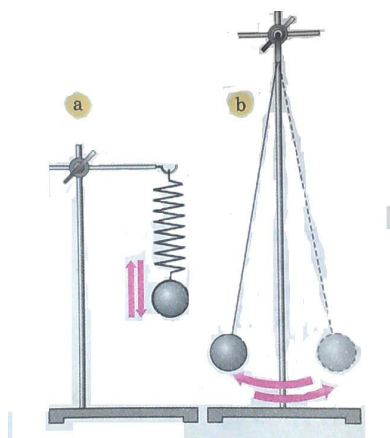
Qeyd olunan metodların hər birinin tətbiqində müvafiq texnikadan istifadə. Buna görə də müəllim dərslərini aparılması üçün hansı metodun lazım olduğunu müəyyənləşdirməkdən ötrü ilk növbədə texnikanın əsas xüsusiyyətlərini diqqətlə öyrənməli və dərslərini məqsədinə uyğun təcrübə

seçməlidir. Təlim prosesində təcrübənin seçilməsində müəllim aşağıdakı vacib meyarları nəzərə almalıdır.

- təcrübəyə sərf olunan vaxt;
- təcrübənin vaciblik dərəcəsi;
- dərsin praktik əhəmiyyəti;
- dərsin mərhələləri;

Fəal təlim metodları ilə ənənəvi təhsil proqramlarını tədrisi müəllimin səriştəliyi və peşəkarlığından asılıdır. Müəllim eyni bir mövzunun tədrisində bir neçə təlim metodlarına aid olan texnikadan istifadə edə bilər. Fikrimizi X sinifdə tədrisi nəzərdə tutulan “Mexaniki rəqslər və dalğalar” mövzusunun tədrisi ilə əsaslandıraraq.

Bu məqsədlə göstərilən metodlardan “Əqli hücum” metodunun Beyin həmləsi, klaster, suallar, anlayışın çıxarılması, müxtəlif texnikalardan istifadə edək. Əqli hücum metodundan istifadə edərək MOTİVASİYA qururam.



Bu gördüyümüz nədir və o nə cür hərəkət edir? Rəqsi hərəkət nəyə deyilir? Hansı rəqs sistemlərini tanıyırsınız? Rəqsi hərəkət ətraf mühitə yayıla bilərmi? Yayılırsa, nə cür yayılır? Suallar ətrafında tələbələr fikir mübadiləsi apararaq öz cavablarını qeyd edirlər. Sonra mövzunu elan edib, mövzu haqqında aşağıdakı plan üzrə məlumat verirəm.

1. Harmonik rəqsi hərəkət.
2. Harmonik rəqsi hərəkəti xarakterizə edən əsas kəmiyyətlər.
3. Riyazi rəqqas. Hüygens düsturu.
4. Mexaniki dalğalar. Səs dalğaları.

ƏDƏBİYYAT

1. Ş.Əlizadə. Kurikulum üzrə fizikadan dərs nümunələri. Bakı, 2014,
2. Azərbaycan Respublikasında ümumi təhsilin konsepsiyası. Bakı, 1, 2008.
3. Z. Veysova. Fəal dərslərin aparılması üzrə tövsiyələr. Bakı, 2004.

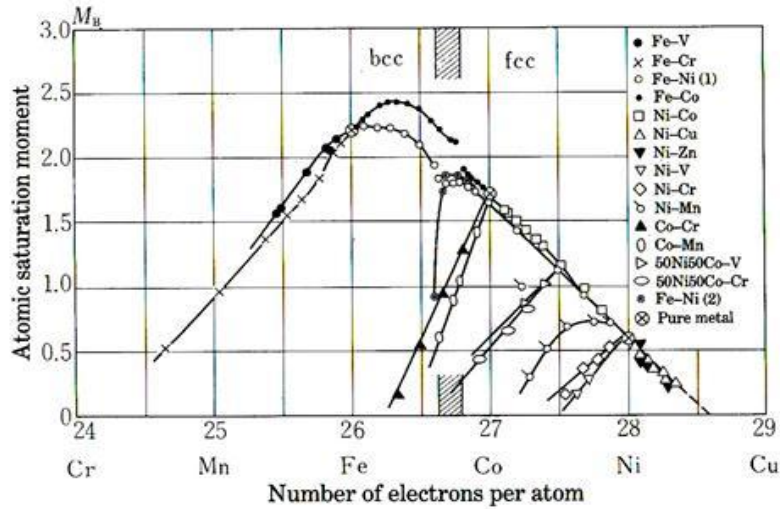
Fe-Ni-Co SİSTEMİNDƏ TƏRKİBİN, STRUKTURUN VƏ MAQNİT XASSƏLƏRİNİN QARŞILIQLI ƏLAQƏSİ

T.M. Pənahov, V.İ. Əhmədov, F.V Mirələmova.

Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti
valik.ahmadov@gmail.com

Bu işdə naziklaylı ferromaqnit və ferromaqnit-antiferromaqnit quruluşların tərkibi, quruluşu və maqnit xassələrinin qarşılıqlı əlaqəsi tədqiq edilmişdir. Konkret tədqiqat obyektini kimi üçqat Co-Ni-Fe ərintisinin ferromaqnit təbəqəsi seçilmişdir. Co-Ni-Fe təbəqələrində quruluş və maqnit xassələrinin tədqiqi aparılmış, təbəqənin quruluş-faza tərkibi öyrənilmiş, dənənin ölçüsünə və maqnit təbəqədə nanokristallik quruluşun formalaşmasının mümkünlüyünə baxılmışdır.

Müasir maqnit yaddaş qurğularının inkişafında tələb olunan xassəli ferromaqnit təbəqələrin yaradılması və tədqiqi əhəmiyyətli yer tutur. Permalloy (nikelin dəmirə ərintisi) hazırda spintronika elementlərində əsas maqniyumşaq materiallardan hesab edilir. Bu material üstünlükləri ilə yanaşı bir sıra çatışmazlıqlara da malikdir. Onlardan ən əsası doyma maqnitlənməsinin yüksək olmamasıdır ki, bu da nazik təbəqələr texnologiyası üçün yeni materialların elmi axtarışını intensivləşdirir [1]. Məlum olduğu kimi təmiz keçid metallarından ən yüksək atom maqnit momentinə dəmir malikdir lakin, kimyəvi aqresiv mühitə münasibətdə dayanıqlı deyil. Fe-Co ərintisi Sleyter-Polinq diaqramından görüldüyü kimi təmiz dəmirə nisbətən daha böyük maqnit momentinə malikdir [2] (şəkil 1). Həcmə mərkəzləşmiş kub (HMK) Co_xFe_{1-x} ərintisi $0,3 < x < 0,5$ olduqda yüksək, 24 kQs qədər $4\pi I_s$ maqnitlənməyə malikdir. Lakin, təəssüf ki, bu zaman maqnitostriksiya sabiti $\lambda_S \sim 45-65 \cdot 10^{-6}$ də həmçinin yüksəkdir ki, bu da koersitivliyin kifayət qədər yüksək olmasına (Co50Fe50 ərintisi üçün $H_C > 100$ e) gətirir. Bu işə maqnit başlıqların həssaslığını aşağı salır və antiferromaqnit layla mübadilə qarşılıqlı təsirin hesabına ferromaqnit layın fiksasiyasına mane olur.



Şəkil 1. Sleyter-Polinq Diaqramı [2]

Aşağı koersitivlik və yüksək korroziyaya dayanıqlıq şəraitində yüksək doyma maqnitlənməsinə nail olmaq maqnetizmin inkişafının müasir mərhələsinin aktual mövzularından biridir. Qiçant və tunel maqnit müqaviməti effektləri əsasında universal maqnit yaddaşı və maqnit sensorikanın inkişafındakı sıçrayışa olan ümidlər bu məsələ ilə əlaqələndirilir. Spintronikadakı böyük nəaliyyətlərə baxmayaraq, bir çox müşahidə edilən effektlər hələ axıra qədər başa düşülmür. Bu cür məsələlərə ferromaqnit (FM) və antiferromaqnit (AFM) laylar arasında,

FM/AFM ayrılma sərhəddində (interfeysdə), mübadilə qarşılıqlı təsirlə şərtlənən biristiqamətli maqnit anizotropiyanın yaranması effekti aid ola bilər.

Fraksiyaların ÜMK/HMK nisbətinin üçqat ərintinin tərkibindən asılılığı öyrənilmişdir. Üçqat ərintinin tərkibi ilə bağlı effektlərin öyrənilməsi üçün üçqat ərintinin iki asılı olmayan parametrlərinin kombinasiyası bir kəmiyyətlə-ərintinin bir atomuna düşən elektronların orta sayı ilə əvəz edilmişdir:

$$n_e=27x+28y+26z \quad (1)$$

burada- x, y, z ərintidə uyğun olaraq Co, Ni və Fe-un konsentrasiyalarıdır və $x+y+z=1$. Təqribən $n_e=27$ olduqda ÜMK-fazanın dominatlığı özünü göstərir. n_e -nin sonrakı artımı yəni, Fe miqdarının azalması ÜMK fraksiyanın azalmasına və sonra iki fazanın bərabərləşməsinə gətirir. n_e -nin 27-dən azalması yəni, təbəqədə Fe-un miqdarının artması yalnız bir HMK fazanın olmasına gətirir.

İdeal bərk məhlulda ixtiyari ikiqat ərintidə, əgər ərinti komponentləri təmiz şəkildə oxşar qəfəs tiplərinə malikdirsə, qəfəs sabiti xətti Veqard qanununa tabedir. Təmiz komponentləri müxtəlif tip quruluşa malik üçqat ərintilər üçün (təmiz Co və Ni ÜMK quruluşa, Fe- isə HMK quruluşa malikdir) qəfəs parametri müxtəlif fazalarda eyni olan kimyəvi elementin hər atomuna düşən atom həcmələrinin bərabərliyinə əsaslanan Zen qanununun köməyi ilə qiymətləndirilə bilər.

Co-Ni-Fe təbəqələrinin maqnit xassələrinin və onların quruluş parametrləri ilə korellasiyasının öyrənilməsi göstərir ki, təmiz Co, Ni və Fe təbəqələrinin və Co-Ni-Fe təbəqələrinin eyni şəraitdə ölçülmüş doyma maqnitlənməsinin cədvəl və ölçülmüş qiymətlərinin uyğunluğu g -faktorun qiyməti 2,0 bərabər olduqda əldə edilir.

Bu zaman tərkibdən asılı olan doyma maqnitlənməsi $4\pi I_s=16,7$ kQs qiymət alır ki, bu da permaloylardan xeyli yüksəkdir.

HMK və ÜMK qəfəs parametrlərinin kimyəvi tərkibdən asılılığında olduğu kimi xətti yanaşmada Co-Ni-Fe ərintisinin doyma maqnitlənməsini I_{sa} qiymətləndirmək üçün parsial maqnitlənmələrin xətti kombinasiyasından istifadə etmək olar:

$$aCoNiFe I_s=I_{sx}+ I_{sy}+ I_{sz} \quad (2)$$

burada- I_{sx} təmiz ÜMK-Co-ın, I_{sy} təmiz ÜMK-Ni-in və I_{sz} təmiz HMK-Fe-un parsial maqnitlənməsi olub, uyğun olaraq 1400, 480 və 1700 Qc bərabərdir. Bu yanaşmada öyrənilən təbəqələr üçün $4\pi I_s$ -in dəyişməsinə 11 kQc -dən 17 kQc qədər diapazonda gözləmək olar.

$4\pi I_{sobs}$ -in müşahidə edilən eksperimental qiymətləri gözlənilən nəticədən sistematik meyl edir. Doyma maqnitlənməsinin ölçülmüş qiymətinin hətta dəmirin (bir atoma düşən elektronların sayının böyük qiyməti) konsentrasiyası böyük olmadıqda belə ideal bərk məhlul üçün gözlənilən qiymətlə müqayisədə güclənəmsi effekti müşahidə edilir.

Sleyter-Polinq diaqramında keçid elementlərinin effekti maqnit momentinin cobalt üçün $1,73 \mu_B$ -dən Ni üçün $0,61 \mu_B$ qədər xətti azalma kimi təsvir edilə bilər. Lakin, ÜMK-fazadan HMK-fazaya keçid oblastında eksperimental nəticələrin xətti azalmadan kənara çıxması müşahidə olunur. Görünür ki, kristallik qəfəsin aşkar edilən qeyri-xətti deformasiyası tərkibin dəyişməsi ilə əlaqədar olaraq nizamsız ərintidə xarici elektron təbəqəsinin konfigurasiyasının yenidən qurulması ilə əlaqədardır. İki nanokristallik quruluş fazasının rəqabət apardığı şəraitdə HMK fazada ərintidə $n_e=27$ oblastında Fe miqdarının azalması və n_e artması ilə əlaqədar olaraq rabitələrin zəifləməsi effekti əlavə edilir. ÜMK fazanın dənələri də həmçinin zəifləmiş və daha böyük ölçülü özəklərini yaratmağa başlayır ki, bunu da Zenin xətti qanununa əsasən gözləmək olar. Buna görə də rəqabətdə olan HMK və ÜMK fazalar arasında qəfəslərin fazalararası

uyğunsuzluğu effekti meydana gəlir. Nanokristalların dənələrarası sərhəddində uyğunsuzluğun səbəb olduğu gərginlik də müşahidə olunan qeyri-xətti deformasiyaya öz payını verə bilər.

Real bərk məhlulun kimyəvi tərkibinin dəyişməsi də quruluş-faza rəqabəti kimi atomlarının xarici təbəqəsinin yenidən konfigurasiyası ilə müşayət olunur. Bu yenidən konfigurasiya özünü maqnit xassələrinin, xüsusən doyma maqnitlənmənin dəyişməsində göstərir.

ƏDƏBİYYAT

1. Pənahov T.M., Əhmədov V.İ., Rəfiyev N.M. “Kobalt və dəmirin maqniyumşaq ərintiləri”. “Fizikanın müasir problemləri” VII Respublika Konfransının materialları. BDU. 20-21 dekabr. Bakı 2013 səh. 222-224.
2. S. Chikazumi “Physics of Ferromagnetism”, Oxford University Press, Oxford(1997) С. Тикадзуми “Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения” Пер. С япон., М., 1987.

SnS KRİSTALLARININ DİELEKTRİK NÜFUZLUĞU

N.F. Bağırova, C.İ. Hüseyinov, R.F. Məmmədova, T.Ş. Həsənova

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

cih_58@mail.ru

Pseudopotensiallar nəzəriyyəsi çərçivəsində təməl prinsiplərindən hesablamalar əsasında rombik kristallik qəfəs quruluşlu SnS tipli kristallarda zona quruluşunun hesablanmasına uyğun olaraq valent zonanı üç altqrupdan ibarətdir. Valent hallarının dalğa funksiyasının analizi göstərir ki, valent zonanın əsas qrupundan 6 eV geniş enerji ayrılmış əsas qrup anionun s-halından yaranır. Dörd zonadan ibarət, -7eV yaxınlığında yerləşən növbəti qrup Sn-un s- halı ilə əlaqədardır. On iki zonadan ibarət, 0-dan -5 eV qədər oblastda yerləşən ən yuxarı qrup öz mənsəyinə görə kation və anionun p- halına borcludur. Optik oxa perpendikulyar və parallel polyarizasiyalarda kompleks dielektrik nüfuzluğunun xəyali və həqiqi hissələrinin hesabları aparılmışdır.

$A^{IV}B^{VI}$ tipli yarımkeçirici binar birləşmələrdən olan qalay monoselenidi optik spektrin infraqırmızı oblastında işləyən cihazların həmçinin termodinamik çevricilərin aktiv elementlərinin hazırlanması üçün yaxşı baza materialıdır [1, 3]. Qalay monoselenidinin elektrik və optik xassələrinin tədqiqinə bir sıra işlər həsr olunmuşdur. [4] işində qadağan olunmuş zonanın eni, optik udulma, elektrofiziki parametrlərin anizotropiyası tədqiq olunmuşdur. **SnSe** kristalları **PbSe** kimi kəskin udma sərhəddinə malikdir.

Bizim tərəfimizdən SnS birləşməsinin zona quruluşu pseudopotensial metodu ilə aparılıb. Lokallaşmamış ion pseudopotensiallar konfigurasiya fəzasında [5] işində göstərilən sxem üzrə qurulmuşdur. Verilən birləşmədə zona quruluşunun hesabı zamanı ion yükünün ekranlaşması, eləcə də həcmi korrelyasiya effektləri Habbard-Şerm modelinə görə dielektrik formalizmi çərçivəsində hər bir ion ətrafında yükün paylanma seçimini nəzərə almaqla aparılıb.

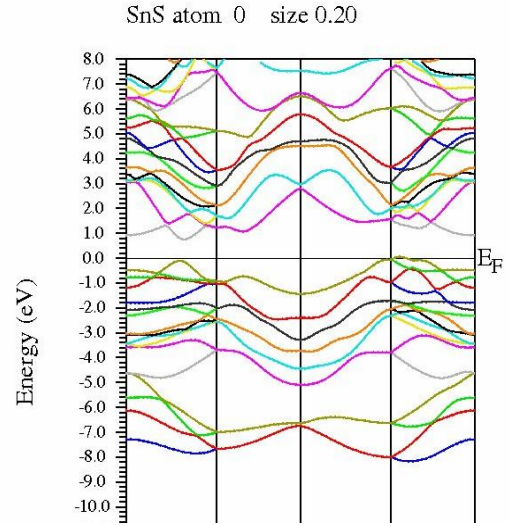
Dalğa funksiyasının paylanması 2500 müstəvi dalğadan istifadə olunub ki, bu zaman istifadə olunan müstəvi dalğaların maksimal enerjisi 20Ry olur. Ortorombik qəfəsə deformasiya olunmuş NaCl tipli qəfəs kimi baxmaq olar, burada hər bir atom güclü təhrif olunmuş oktaedr şəkilli koordinasiya əhatəsinə malik olur.

Şəkil 1-də zona quruluşu verilib. Şəkildən görüldüyü kimi SnS-in valent zonası üç qrup zonadan ibarətdir. Valent zonasının cüt yerləşməsi kristalın laylı olması ilə əlaqədardır. Valent hallarının dalğa funksiyasının analizi göstərir ki, valent zonasının əsas qrupundan geniş enerji zolağı (6 eV-a yaxın) ilə ayrılan ən aşağı qrup anionun *s*-halından yaranır. Dörd zonadan ibarət və -7 evyaxınlığında yerləşən sonrakı qrup Sn *s*- vəziyyəti ilə əlaqədardır. 0-dan-5 eV oblastda yerləşən, on iki zonadan ibarət ən yuxarı qrup, kation və anionların *p*- halları ilə əlaqədardır. Valent hallarının yaranma analizi fotoelektron emissiyasının verilənləri ilə yaxşı uzlaşır.

Sulfid qalayın məxsusi udulma sərhəddindən hesablanmış optik qadağan olunmuş zonanın eni 300K və 77K temperaturalarda uyğun olaraq 1,08 и 1,115 eV olmuşdur [6]. Göstərilmişdir ki, enerjinin bu oblastında optik udulma düz olmayan keçidlərlə əlaqədardır və keçirici və valent zonalarının ekstremumları *k* fəzasının müxtəlif nöqtələrində yerləşir. [7] işində SnS və SnSe binar yarıkeçirici birləşmələrinin elektron keçidlərinə temperatur və təzyiğin təsiri öyrənilib. Yaxın infraqırmızı oblastda optik udulma spektrindən SnS və SnSe üçün düz və çəp qadağan olunmuş zona hesablanmışdır. SnS üçün $T=295$ K temperatur и $P=0$ kbar təzyiqdə $E_{g\text{indr}}=1,076$ eV, $E_{g\text{dr}}=1,296$ eV alınmışdır. Elektrikkeçiriciliyin temperatur asılılığından qadağan olunmuş zonanın qiyməti üçün $E_g=1,2$ əB [8] alınmışdır. Zona quruluşuna görə hesablanmış qadağan olunmuş zonanın eninin qiyməti onun eksperimentdən alınan qiyməti ilə yaxşı uzlaşır və şəkil 1-dən görünür ki, keçirici və valent zonalarının ekstremumları *k* -fəzasının müxtəlif nöqtələrində yerləşir.

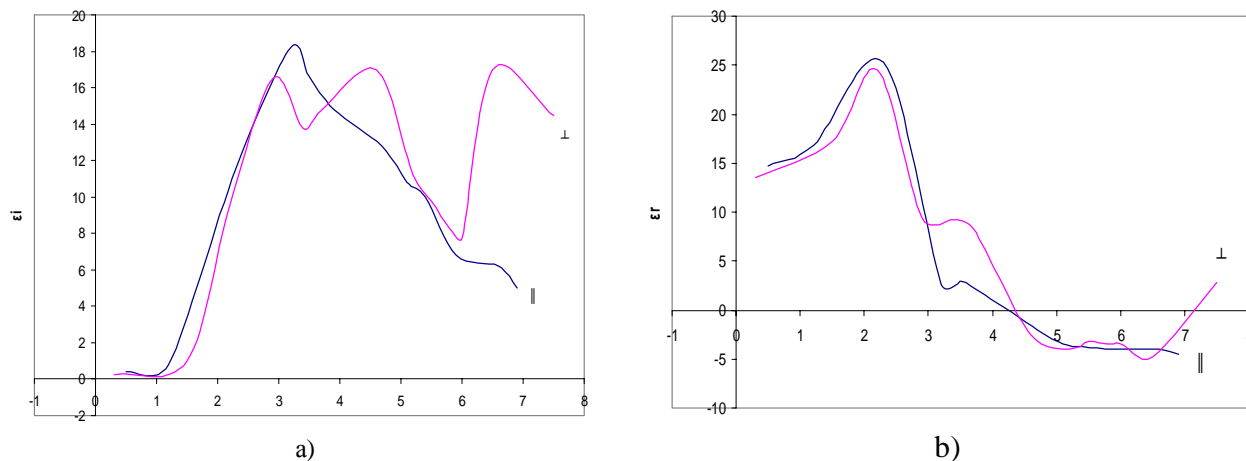
Hesablanmış elektron zona quruluşu yarıkeçiricinin kompleks dielektrik funksiyası ilə $\epsilon(E)=\epsilon_r(E)+\epsilon_i(E)$, əlaqədardır ki, bu da fotonun $E = \hbar\omega$ sərbəst enerjisi üçün mühitin optik izini təsvir edir. Kompleks dielektrik nüfuzluğu funksiyası qiyməti digər optik parametrləri, xüsusən də mühitin sındırma əmsalını (κ), udulma əmsalını (α), qayıtma əmsalını (R) və onlarla əlaqədar digər parametrləri təyin etməyə imkan verir.

Sındırma əmsalı və kristalın udulması bir tərəfdən kompleks dielektrik nüfuzluluğunun həqiqi $\epsilon_r(E)$ və xəyali $\epsilon_i(E)$ hissələri, digər tərəfdən elektromaqnit dalğalarının və udulan mühitin qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən ümumi optik sabitlərin bərabərliyindən ibarətdir. Bu işdə verilən nəticələr göstərir ki, mürəkkəb struktur və tərkibə malik kristalların polyarlaşma spektrlərinin xüsusiyyətləri birelektronlu nəzəriyyə çərçivəsində zonalararası düz keçidlərlə interpretasiya ola bilər. Optik spektrlərin struktur xüsusiyyətlərinin müəyyən olunmuş təbiəti bu kristallarda eksperimental spektrlərinin (məsələn, udulma və əksölünmə) interpretasiyası üçün əsas ola bilər.



Şəkil 1. SnS kristalının zona quruluşu

Məlumdur ki, SnS optik xassələri kifayət qədər öyrənilməyib. Bununla əlaqədar verilən birləşmənin bəzi optik xassələrini nəzəri tədqiq etmək lazımdır. Bu məqsədlə optik oxa



Şəkil 2 $e\parallel c$ və $e\perp c$ polarizasiyalarda SnS birləşməsinin dielektrik nüfuzluğunun (ϵ_i) (a) və həqiqi (ϵ_r) (b) hissələrinin spektral asılılığı

perpendikulyar və parallel polarizasiyalarda kompleks dielektrik nüfuzluğunun xəyali və həqiqi hissələrinin hesabları aparılmış, eləcə də digər optik funksiyaları hesablanmışdır.

0-8eV enerji oblastında $e\parallel c$ və $e\perp c$ polarizasiyalarda SnS birləşməsinin dielektrik nüfuzluğunun xəyali (ϵ_i) və həqiqi (ϵ_r) hissələrinin spektral asılılığının hesabının nəticələri şəkil 2-də göstərilib. Şəkil 2a-dan göründüyü kimi $e\parallel c$ polarizasiyada $\epsilon_r(E)$ spektrində əsas pikin maksimumu 2,20 eV enerjiddə, 3,37eV enerjiddə isə zəif maksimum müşahidə olunur, sonra isə $\epsilon_r(E)$ 6,46 eV enerjiyə kimi azalır və bundan sonra onun artımı baş verir. 4,25eV enerjiddə $\epsilon_r(E)$ inversiya baş verir. $e\perp c$ polarizasiyasında $\epsilon_r(E)$ 2,23eV enerjiddən artmağa başlayır, maksimal qiymətinə çataraq (24,4eV) 3,13 eV qədər azalır, $\epsilon_r(E)$ zəif artımı və azalması müşahidə olunur. $e\parallel c$ və $e\perp c$ polarizasiyalarda dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin $\epsilon_i(E)$ enerjiddən asılılığı şəkil 2b-də verilib.

$\epsilon_i(E)$ $e\perp c$ polarizasiyasında əvvəlcə 3,4 eV enerjiddə 13 kimi artaraq maksimuma çatır, sonra 6,14 eV enerjiddə 7,97 kimi azalır(şəkil 2b). $e\parallel c$ polarizasiyasında 6,23eV enerjiddə $\epsilon_i(E)$ asılılığında 3,1 eV və 4,6 eV enerjilərdə iki maksimum və 3,54 eV enerjiddə minimum və $\epsilon_i(E)$ -nin 6,46 kimi azalması müşahidə olunur.

Şəkil 2b-dən görünür ki, $e\parallel c$ polarizasiyasında $\epsilon_i(E)$ əyrisində 3,1 və 4,66 eV enerjilərdə iki aydın görünən maksimum və 3,54 eV enerjiddə minimum müşahidə olunur, 4,66 eV enerjiddən sonra ϵ_i 6,13 eV-a kimi azalır, ϵ_i maksimal qiymətini(13,6)3,4 eV-da alır. $e\perp c$ polarizasiyasında $\epsilon_i(E)$ əyrisində 3,4 və 6,8 eV enerjilərdə iki maksimum, 6,14 eV enerjiddə dərin minimum müşahidə olunur. Ümumilikdə hər iki polarlaşmada ϵ_i enerjiddən asılılığı identikdir.

ƏDƏBİYYAT

1. Н.Х. Абрикосов, Л.Е.Шелимова *Полупроводниковые материалы на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$* . (М., Наука, 1975) с. 21.
2. S.N. Dutta, G.A. Jeffrey //Inorgan. Chem., v. 4, № 9, p. 1363-1367. (1965)

3. R.Car, G.Giucci, L.Quemapelle. Elekt. Band Structure of SnSe. *Physica Status Solidi (b)*. v.86, № 2
4. Safak H., Mardan M., Yuksel F. Dispersion Analysis of SnS and SnSe// *Turk J. Phys*, 26, (2002), 341.
5. German F. Calculation of the energy band structures of the diamond and germanium crystals by the method of orthogonalized plane waves // *Phys. Rev.*, 1954, v. 93, №6, pp.1214-1225.
6. Parke A.W., Srivastava G.P. The electronic band structure of SnS. *Phys.Status Solidi*, 1980, B 101, № 1, k 31-35.
7. Martin P., Cosmo C. Influence of temperature and pressure on the electronic transitions in SnS and SnSe semiconductors. *Phys. Rev. B* 1990, v. 41, № 8, p. 5227-5234.
8. M.M.Nassary Temperature dependence of the electrical conductivity, Hall effect and thermoelectric power of SnS single crystals. *Journal of Alloys and Compounds* vol. 398, is 1-2, 2005, p. 21-25.

KÜLƏK ENERGETİKASININ EKOLOJİ ASPEKTLƏRİ

A.B. Əmrəliyev. Ü.E. Həsənova

Sumqayıt Dövlət Universiteti

Abdullayeva.64@mail.ru

Külək energetik qurğuların səs-küyünün çoxluğu və insanlara mənfi təsirini göstərməklə yanaşı təbiətdə olan vəhşi aləmə də təsiri mövcudluğu göstərilmişdir.

Külək turbinlərinin vəhşi təbiətə böyük təsiri var, belə ki, turbinlər quşları və yarasaları həm bir başa, həm də köçürməklə təhlükəyə sala bilər. İlk turbin quruluşları, yəni külək mühərrikləri yüksək sürətlə fırlanan rotor ilə qısa polad qüllələr olduğundan çox sayda quşların ölməsinə səbəb olmuşlar. Müasir monolit qüllələr ətrafında aparılan araşdırmalar, onların quşlara təsirini aydın müəyyənləşdirmişdir. Məsələn, Black Law külək qurğusu vəhşi həyat üçün təhlükəsizliyə görə bir nümunə olmuşdur. Külək energetik qurğuları ilə yaxınlıqda yaşayan insanlar, onların təbiət mənzərəsinə mənfi təsirindən şikayət edirlər.

Külək energetik qurğuların səs-küyü də çoxdur və insanlara mənfi təsir göstərməklə yanaşı təbiətdə olan vəhşi aləmə də təsiri mövcuddur.

Külək energetik qurğuların iki müxtəlif cür səs-küy yaradır:

1.Mexaniki səs-küy mexaniki və elektriki komponentlərin işləməsi zamanı yaranan səs-küy (müasir külək qurğuları üçün praktiki mövcud deyil, lakin yaşlı modellərdə bu kifayət qədərdir)

2.Aerodinamik səs-küy qurğunun pərləri ilə külək selinin (axının) qarşılıqlı təsirindən alınan səs-küy (pərlərdən, külək qurğusunun qülləsinin kənarından keçməsi ilə güclənir). Hal-hazırda külək qurğusundan yaranan səs-küyü təyin edərkən ancaq hesabat üsulundan istifadə olunur. Bilavasitə səs-küyün səviyyəsinin ölçülməsi külək qurğusunun səs -küylülüyü haqqında tam informasiyanı vermir, belə ki, verilən anda külək qurğusunun yaratdığı səs-küydən küləyin səs-küyünü ayırmaq mümkün deyildir.

Bəzi səs -küyün mənbələri haqqında məlumatlar cədvəldə verilmişdir.

Cədvəl 1

№	Səs küyün mənbələri	Səs küyün səviyyəsi, dB
1	İnsanın eşitmə qabiliyyətinə təsir göstərən səviyyə	120
2	250 m məsafədə reaktiv mühərrikin turbinin səs-küyü	105
3	7 m məsafədə döymə çəkicinin yaratdığı səs-küy	95
4	100 m məsafədə olan 48 km/saat sürətlə hərəkət edən yük avtomobilin	65

	səs –küyü	
5	Ofisdə səs küy fond (səviyyəsi)	60
6	64 km/saat sürətlə gedən minik maşının səs küyü	55
7	350 m məsafədə olan külək generatorunun səs-küyü	35-45
8	Gecə vaxtı kənddəki səs-küyün səviyyəsi	20-40

Kifayət qədər nəhəng külək qurğularında bilavasitə külək generatoruna yaxın külək çarxının yanında səs-küyün səviyyəsi 100 dB-i keçə bilər. Oxşar konstruksiyaya misal olaraq, Qroviyan külək generatorlarını göstərmək olar. Qurğu yüksək səs-küy səviyyəsinə malik olduğundan cəmi 100 saat işlənmiş və sonradan sökülmüşdür.

İngiltərədə, Almaniya, Niderlandda və Danimarkada KEQ-nun işləməsindən yaranan səs küyün səviyyəsini məhdudlaşdırmaq üçün qanunlar qəbul edilmişdir. Bu qanunlara görə səs küyün səviyyəsi gündüz vaxtı 45 dB, gecə vaxtı isə 35 dB müəyyənləşdirilmişdir. Qurğuların yaşayış evlərindən müəyyən məsafəsi 300 m olmalıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, KEQ-ı işləyərkən kiçik tezlikli rəqslər meydana gəlir. Bu rəqslər torpaqdan keçərək yaşayış evlərinin pəncərələrində gücü mVt-la ölçülən külək qurğularında 60 m məsafədə hiss olunacaq dərəcədə cingiltili səsi yaradır.

Bir qayda olaraq yaşayış evləri KQ-dan 300 m-dən az məsafədə olmamalıdır. Bu cür məsafədə infrasəs rəqslərində külək qurğusunun əhəmiyyətli təsirini artıq rəqslər fonundan ayırmaq olmayacaqdır.

Kompyuter modelləri göstərmişdir ki, Oazis yarada bilməz və mikroklimatı dəyişə bilməz. Soyuq hava 10 m-də aşağılarda yerləşir və ətraf hava ilə qarışır, havanın sərfiyyatı atmosfer seli ilə müqayisədə kiçikdir. “Xadli yuvası” adlanan qlobal hadisənin gücü ilə hava boruya daxil olur. (atmosferdə şaquli sirkulyasiya sistemi adətən ekvator və qütblər arasındakı fəzada olan 3 yuva vasitəsilə yaradılır. Alçaq yuvaların və sakit iqlimin şaquli hava axınının toqquşması nəticəsində aşağı istiqamətlənmişdir, yəni, hava buraxılmışdır. Bu zona küləklərin qərb səthi olacaqdır. Orta və yüksək hava təbəqəsinin yuvalarının kontaktı oblastında hava yuxarıya qalxır. Bu zona şərq küləklərini əhatə edirsə və böyük hündürlüklərdə üfürülür. Beləliklə, boru qlobal proseslərə təsir edə bilməz.

Qış zamanı külək qurğularını istismar edərkən, havanın yüksək rütubətlərində pərlərdə buzlaşma təbəqələri yarana bilər. Bu halda külək qurğularını işə buraxarkən buzlar kifayət qədər məsafəyə uça bilər. Bir qayda olaraq, pərlərin buzlaşma halında ərazidə külək energetik qurğularından 150m məsafədə xəbərdaredici işarələr qoyulur. Bundan başqa pərlərin yüngül buzlaşması olduqda profilin aerodinamik xarakteristikalarının yaxşılaşması halı müşahidə edilmişdir.

Külək generatorlarının görünüş təsiri –subyektiv faktordur. Külək qurğusunun estetik görünüşünü yaxşılaşdırmaq üçün bir çox nəhəng firmalarda professional dizaynerlər işləyir. Yeni layihələrin görünüşünü əsaslandırmaq üçün Land-Şaft arxitektorları işə cəlb olunur. Külək generatorlarının yaratdığı səs küyün təsirini onların görünüşünü maya dəyəri 1kvt/saat enerji üçün 0,0012€ aşağı qiymətləndirilmişdir. Xülasə külək fermalarının yaxınlığında yaşayan 342 adamdan alınan sorğuya əsaslanmışdır.

ƏDƏBİYYAT

- 1.Д.Рензо, В.В.Зубарев Ветроэнергетика. Москва. Энергоатомиздат., 1982
- 2.Е.М.Фатеев Вопросы ветроэнергетики. Сборник статей. Издательство.АН.СССР,1959
- 3.Əmrəliyev A.B., Abdulova N.A., Abdullayeva S.C., Məmmədova Ş.T.“Yaşma ərazisində külək energetik qurğularının yerləşdirilməsi” SDU Azərbaycan Elmi-tədqiqat və lay.axtarışı energetika ins.MMC. Ener-nın Müasir Prob. Respublika Elmi konfransının materialları, Sumqayıt 2011 səh.53-54