

**AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI TƏHSİL NAZİRLİYİ
BAKİ DÖVLƏT UNİVERSİTETİ
FİZİKƏ FAKÜLTƏSİ**

**GƏNC TƏDQİQATÇILARIN «FİZİKƏ VƏ
ASTRONOMİYƏ PROBLEMLƏRİ» XIX
RESPUBLİKƏ ELMİ KONFRANSININ
MATERİALLARI**

25 may 2017-ci il

BAKİ – 2017

Konfransintəşkilat komitəsi:

Akademik A.M. Məhərrəmov *Sədr*
prof. A.H. Kazımsadə *Sədr müavini*
prof. M.Ə. Ramazanov *Sədr müavini*
dos. K.İ. Alışeva *Məsul katib*

Üzvlər:

prof. Ə.Ş. Abdinov
prof. E.Ə. Məsimov
prof. V.M. Salmanov
prof. C.M. Quluzadə
prof. R.C. Qasımova
prof. M.N. Əliyev
prof. İ.M. Əliyev
dos. M.R. Rəcəbov
dos. E.Ş. Ələkbərov
dos. H.M. Məmmədov

NƏZƏRİ FİZİKA VƏ ASTROFİZİKA BÖLMƏSİ

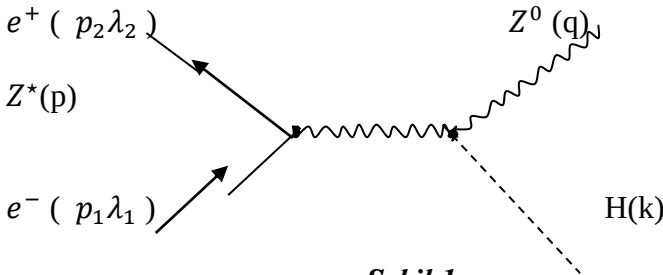
Elektron-pozitron toqquşmasında skalyar və vektor bozonların yaranması

Həsənli Ç.Ə.
Bakı Dövlət Universiteti
hesenli.cinare@mail.ru

Böyük Hadron Kollayderində aparılan eksperimentlərdə skalyar Hiqqs bozon kəşf edilmişdir. Bununla əlaqədar olaraq Hiqqs bozonun yaranma və çevrilmə kanallarına olan maraq xeyli artmışdır. Bu işdə uzununa polyarizə olunmuş e^-e^+ -toqquşmasında Minimal Supersimmetrik Standart Modelin (MSSM) irəli sürdüyü CP-cüt skalyar H (və ya h) bozonla vektor Z^0 - bozonun yaranması prosesləri tədqiq edilmişdir:

$$e^- + e^+ \rightarrow H + Z^0 \quad (1) ; \quad e^- + e^+ \rightarrow h + Z^0 \quad (2)$$

1-ci şəkildə $e^-e^+ \rightarrow HZ^0$ prosesinin Feynman diaqramı göstərilmişdir. (mötərizələrdə zərrəciklərin 4-ölçülü impulslarla spirallıqları yazılmışdır.)



Şəkil 1.

Diaqrama uyğun matris elementini yazaq:

$$M(e^-e^+ \rightarrow HZ^0) = i \frac{e^2 M_Z \cos(\beta - \alpha)}{2x_w(1-x_w)} \cdot D_Z(s) \cdot U_\mu^*(q) \times \\ \times \{ \bar{v}(p_2 \lambda_2) \gamma_\mu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] u(p_1 \lambda_1) \}, \quad (3)$$

burada $D_Z(s) = \frac{1}{s - M_Z^2}$, $s = (p_1 + p_2)^2$ - e^-e^+ - cütünün enerjiləri

cəminin kvadratı, $x_w = \sin^2 \theta_w$ - Vaynberq parametri, $U_\mu^*(q)$ və $M_Z - Z^0$ -bozonun 4- ölçülü polyarlaşma vektoru və kütləsi, $g_L = -\frac{1}{2} + x_w$ və $g_R = x_w$ -elektronun sol və sağ rabitə sabitləri, β və α - MSSM –in parametrləridir.

(1) Prosesinin diferensial effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadə alınmışdır:

$$\sigma(e^-e^+ \rightarrow HZ^0) = \frac{\pi \alpha_{\overline{KED}}^2 \cos^2(\beta - \alpha)}{x_w^2(1 - x_w)^2} \cdot \frac{1}{(s - M_Z^2)^2} \cdot \frac{K_h}{\sqrt{s}} \times \\ \times [g_L^2(1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2) + g_R^2(1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2)](M_Z^2 + \frac{1}{3} K_h^2), (4)$$

Burada K_h -skalyar H-bozonun impulsunun moduludur. Alınmış ifadə göstərir ki, prosesin effektiv kəsiyi o halda sıfırdan fərqlidir ki, elektronla pozitronun spirallıqları əks olsun: $\lambda_1 = -\lambda_2 = \pm 1$ ($e_L^- e_R^+$ və $y a e_R^- e_L^+$). Deməli, baxılan proses sağ-sol spin asimmetriyasına malikdir:

$$A_{RL} = \frac{\sigma(e_R^- e_L^+ \rightarrow HZ) - \sigma(e_L^- e_R^+ \rightarrow HZ)}{\sigma(e_R^- e_L^+ \rightarrow HZ) + \sigma(e_L^- e_R^+ \rightarrow HZ)} = \frac{g_R^2 - g_L^2}{g_R^2 + g_L^2}, (5)$$

Bu asimmetriya yalnız Vaynberq parametrindən asılıdır və bu parametrin $x_w = 0,232$ qiymətində 14 %-ə bərabərdir.

Elmi rəhbər: prof.S.Q.Abdullayev

Xətti anharmonik ossilyatorun $\lambda\varphi^4$ qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsində təsviri

Eyyubzadə M.X.
Bakı Dövlət Universiteti
meyyubzade17@gmail.com

Anharmonik ossilyator nəzəriyyəçilər üçün xüsusi maraq doğurur, çünki o birölçülü fəza-zamanda $\lambda\varphi^4$ sahə nəzəriyyəsinin bir modelidir. Burada Qrin funksiyaının törədici funksionalı üçün Şvinger tənliyinin həllinə əsaslanan xətti iterasiya sxemi çərçivəsində skalyar, öz-özünə təsir edən φ_d^4 (d - fəzanın ölçüsüdür) nəzəriyyəsi üçün orta sahə

paylanması ikinci addımı müzakirə olunur. $d = 1$ halında bu model enerjiyə olan NLO düzəlişinə və kvant fluktuasiyalarının aşkarlanmasına şərait yaradan kvant-mexaniki anharmonik ossilyatora uyğundur.

Evklid fəzasında ($x \in E_d$) $S(\phi) = \int dx \left\{ \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 + \frac{m^2}{2} \phi^2 + \lambda \phi^4 \right\}$ təsirli $\phi(x)$ skalyar sahəsi üçün Qrin funksiyasının törədici funksionalı aşağıdakı şəkildədir:

$$G(\eta) = N^{-1} \int D\phi \exp \left\{ -S + \int dx dy \phi(x) \eta(xy) \phi(y) \right\} \quad (1)$$

Burada $\eta(xy)$ sahələrin bilokal mənbəyidir. N normallaşma sabiti, $G(0) = 1$ şərtindən alınır.

Qrin funksiyası üçün Şvinger tənliyi və baş həddin törədici funksionalı $G^{(0)}$ aşağıdakı xətti iterasiya sxemini generasiya edir:

$$G = G^{(0)} + G^{(1)} + \dots + G^{(n)} + \dots \quad (2)$$

Bu iterasiya sxemində kiçik parametr yoxdur. Onun rolunu müəyyən mənada η mənbəyi oynayır. Törədici funksionalın (2) paylanması $\eta = 0$ nöqtəsi ətrafında $G(\eta)$ törədici funksionalının approksimasiyası kimi başa düşmək olar.

Baş hədd yaxınlaşmasının yeganə rəbitəli funksiyası η mənbəyinə görə $G(\eta)$ törədici funksionalının birinci törəməsi olan $\Delta = \left. \frac{\delta G}{\delta \eta} \right|_{\eta=0}$ sərbəst skalyar zərrəciyin propaqatoru bu şəkildədir:

şəkildədir:

$$\Delta = [m^2 + 4\lambda\Delta(0)]^{-1}.$$

İterasiyanın birinci addımında ikizərrəcikli Qrin funksiyası Δ_2 və skalyar zərrəciklərin propaqatoruna edilən $\Delta^{(NLO)}$ NLO düzəlişi üçün tənliklər meydana gəlir.

İkinci addım törədici funksionalını aşağıdakı şəkildə quraq:

$$G^2[\eta] = P^{(2)} G^{(0)}.$$

Burada $P^{(2)}$ polinomu aşağıdakı təsvirə malikdir:

$$\begin{aligned}
 P^{(2)} = & \frac{1}{4!} \text{tr} \int \Delta_4(x_1 y_1, x_2 y_2, x_3 y_3, x_4 y_4) \times \\
 & \times \eta(y_1, x_1) \eta(y_2, x_2) \eta(y_3, x_3) \eta(y_4, x_4) \times \\
 & \times dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 dy_1 dy_2 dy_3 dy_4 + \\
 & + \frac{1}{3!} \text{tr} \int \Delta_3(x_1 y_1, x_2 y_2, x_3 y_3) \times \\
 & \times \eta(y_1, x_1) \eta(y_2, x_2) \eta(y_3, x_3) dx_1 dx_2 dx_3 dy_1 dy_2 dy_3 + \\
 & + \frac{1}{2} \text{tr} \int \Delta_2^{(NLO)}(x_1 y_1, x_2 y_2) \eta(y_1, x_1) \eta(y_2, x_2) \\
 & \times dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 + \int \Delta^{(NLO)}(x_1, y_1) \eta(y_1, x_1) dx_1 dy_1 .
 \end{aligned}$$

İkinci addımda 4-zərrəcikli (Δ_4) və 3-zərrəcikli (Δ_3) funksiyalar üçün tənliklər, həmçinin $\Delta_2^{(NLO)}$ 2-zərrəcikli funksiyaya olan NLO düzəlişi və $\Delta^{(NNLO)}$ propaqatora olan NNLO düzəlişi ortaya çıxır.

Elmi rəhbər: prof.R.Q.Cəfərov

О полной асимметрии всего профиля фраунгоферовых линий в спектре Солнца

Гюлахмадова С. Н., Раджабова С.Ш.

Бакинский Государственный Университет

sonanermanqizi@mail.ru, sevinj_rajabova@mail.ru

В обзоре Атрошенко И.Н. и Гадуна А.С. на это обращено особое внимание: «Для нахождения статистических зависимостей асимметрии линий от, например, атомных параметров для описания асимметричности всего профиля нет общепризнанной характеристики».

На кафедре Астрофизики Бакинского Государственного Университета, разработан новый количественный метод для количественного исследования

асимметрии профилей фраунгоферовых линий, где введена новая физическая величина, определяющая асимметрию всего профиля фраунгоферовых линий в спектрах Солнца и звезд.

На рис 1. показана зависимость интегральной асимметрии $\delta(R_i)$ от глубины профиля R для линии $\lambda 5367,476 \text{ \AA}$ FeI в спектре центра диска Солнца. Как видно, в пределах профиля данной линии $\delta(R)$ неоднократно меняет свой знак с $\delta(R) > 0$ (фиолетовая асимметрии) на $\delta(R) < 0$ (красная асимметрия).

Заштрихованная площадь, ограниченная линией зависимости $\delta(R)$ от R с осью абсцисс можно выразить величиной

$$\Lambda = \sum_i^n |\delta(R_i)| \Delta R_i = \sum_{\delta(R_i) > 0} |\delta(R_i)| \Delta R_i + \sum_{\delta(R_i) < 0} |\delta(R_i)| \Delta R_i, \quad (1)$$

которая называется полной асимметрией и определяет асимметрию всего профиля данной фраунгоферовой линии. В (1) первый член определяет положительную,

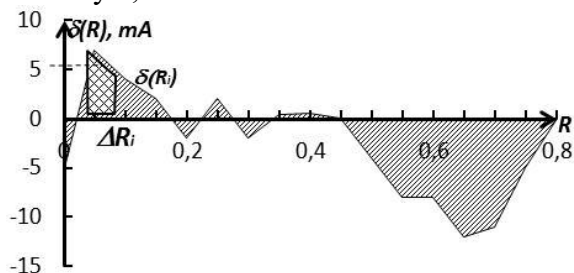


Рис. 1. К определению полной асимметрии всего профиля.

$$\Lambda_+ = \sum_{\delta(R) > 0} |\delta(R_i)| \Delta R_i, \quad \Lambda_- = \sum_{\delta(R) < 0} |\delta(R_i)| \Delta R_i \quad (2)$$

а второй член – отрицательную долю полной асимметрии профиля линии.

На рис.1. двойная заштрихованная площадь показывает произвольной элемент суммирования при определении полной асимметрии всего профиля фраунгоферовой линии.

По вышеуказанному методу была определена полная асимметрия всего профиля ряда фраунгоферовых линий FeI в спектре Солнца. Были использованы цифровые спектры, полученные, с помощью Фурье спектрометра высокого разрешения. Построение профилей линий, определение эквивалентных ширин W и полной асимметрии Λ были проведены программой ORIGIN.

Научный руководитель проф. Д.М. Кули- Заде

Günəş atmosferində dalğanın növləri. MHD-in yayılması xüsusiyyətləri

Ağazadə L.M.

Bakı Dövlət Universiteti

kamal_agali93bk@bk.ru

Günəş atmosferində dalğaların maqnit, daxili qravitasiya, inersiya, akustik dalğa növləri öyrənilir. Əgər maqnit sahəsinin mövcudluğu nəzərə alınmazsa *atmosfer* dalğaları akustik (p -modları), qravitasiya (g -modları) və fırlanma ilə bağlı inersiya dalğalarından (r -modları) ibarət olur. Lakin atmosferdə maqnit sahəsi həmişə mövcuddur və bununla bağlı Lorens qüvvəsi atmosfer dalğalarının xassələrini bir qədər dəyişdirir, maqnit-atmosfer dalğaları meydana gəlir. Maqnit-atmosfer dalğaları plazama fizikasıdan yaxşı məlum olan maqnit-hidrodinamik (MHD) dalğaların atmosferdə ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında modifikasiyasından ibarətdir. Maqnit-atmosfer dalğalarına aiddirlər: sürətli və yavaş maqnit-səs dalğaları. Qeyd edək ki, maqnit sahəsinin mövcudluğu dalğa rezonatorlarının yerini sürüşdürür, onun daxili fiziki şəraitini dəyişdirir və

ümumiyyətlə maqnit sahəsinin konfigurasiyasından asılı olaraq yeni rezonatorlar yarada bilər. Günəşdə MHD dalğaların və rəqslərinin gəncsiyası və yayılması problemi Günəş fizikasının həm eksperimental, həm də nəzəri tədqiqatlar nöqtəyi nəzərindən ən sürətlə inkişaf edən sahəsidir. Bu sahənin inkişafı Günəş fizikasının bu vaxta qədər həll olunmamış problemlərinin (xromosfer və tacın qızması, Günəş küləyinin generasiyası və s.) başa düşülməsi üçün açar rolunu oynayır. Bundan əlavə dalğalar yayıldıqları mühitin fiziki xüsusiyyətlərinin daşıyıcıları olduğundan, onlar proqnoz məqsədləri üçün də istifadə edilə bilərlər. Rəqsi hərəkətin əsas mənbəyi xarici təsir qüvvəsi və plazma dayanıqsızlıqları ola bilər. Günəş şəraitində bu tipli mənbələrdən ən başlıcası fotosfer qatları altındakı konvektiv hərəkətdir. Digər dayanıqsızlıq mənbələri sərbəst enerji mənbəyi yarada bilən istənilən fiziki şərait ola bilər. Yaranmış dalğa növləri iki cür olur – lokal və qlobal dalğalar. Lokal dalğalar mənbədən aralandıqca sönlür. Qlobal rəqslər üçün isə rezonator mövcud olmalıdır. Rezonatorlar plazmanın qeyri bircinsliyi nəticəsində meydana gəlir. Mühitin parametrləri fəzada elə paylanır ki, dalğa verilmiş tezlikdə iki nöqtədən əks olunur. Əgər sönmə çox zəifdirsə, həmin tezlikdə dalğa çoxlu sayda rezonatorun sərhədlərindən tam əks olacaqdır. Əgər verilmiş dalğa rezonatoruna kənardan hər hansı təsir olarsa, və ya onun daxilində dayanıqsızlıq baş verərsə (məsələn, konveksiya), bu rezonator tərəfindən yalnız onun məxsusi rəqsləri (əsas moda və obertonlar) tutulacaq və güclənəcəkdir. Dalğa rezonatorunun bu xassəsi onun filtr (süzgəc) rolunu oynadığını göstərir. Ulduz və ya Günəşin fırlanan sferik plazma rezonatorunda yaranan qlobal modalar iki sinfə bölünür: toroidal və sferoidal. Toroidal modalar verilmiş radiusda səthi sıxılmaz burulğanlardan ibarətdir (məsələn, r -modlar). Bu modlar radius boyunca fiziki parametrləri dəyişdirmirlər. Sferoidal modlar isə sıxılan olurlar və sferanın içərisində fiziki şəraiti dəyişdirmirlər. Dalğaların bu

fərqi onları müşahidələrdən ayırd etməyə imkan verir. Bizim əsas məqsədimiz Günəş atmosferi şəraitində müxtəlif tipli dalğa rezonatorlarının yarana bilmə şərtlərini verilmiş atmosfer modelləri əsasında hesablamaq, alınan nəticələri müşahidə materialları ilə müqayisə etməkdir.

Elmi rəhbər: AMEA müxbir üzvü Cəlilov N.S.

Исследование видимого спектра планетарной туманности NGC 7027

Хафизли У.Н., Алили А.Г.

Бакинский Государственный Университет

Как известно, спектр планетарной туманности состоит из эмиссионных линий и континуума. Планетарная туманность представляет собой объект с центральной звездой (ядром), окруженной разряженным газом и спектр центральной звезды крайне отличается от спектра самой туманности. Спектры планетарных туманностей существенно различаются в зависимости от условий возбуждения, которые, в свою очередь, зависят от температуры центральной звезды, а также от плотности и электронной температуры газа. Туманности низкого возбуждения, такие как NGC 40, имеют сильные линии излучения [O II] и слабые линии [O III]. Туманности высокого возбуждения (NGC 7027, NGC 7662) отличаются интенсивными линиями [O III] и присутствием линий ионизованного гелия: самой сильной из них в оптическом диапазоне спектра является линия 4686Å.

В ядре планетарных туманностей расположена горячая звезда спектрального класса O, B или типа WR. Поэтому в отличие от визуального спектра планетарных туманностей спектр центральных звезд попадает в ультрафиолетовую область. Одними из основных линий эмиссии

в спектре ядра - это линии [Ne IV] $\lambda 1602\text{\AA}$ и [MgV] $\lambda 2783\text{\AA}$.

В данной работе был исследован видимый спектр планетарной туманности NGC 7027. Как известно, NGC 7027 оптически толстая в лаймановском континууме планетарная туманность в области $\lambda > 912\text{\AA}$. Был изучен химический состав планетарной туманности найдены линии, принадлежащие криптону, ксенону, бром, селену, рубидию, стронцию, барии и, возможно, свинцу и иттрию. Оказалось, что содержание этих элементов в NGC 7027 по крайней мере в 10 раз больше, чем на Солнце.

Научный руководитель: доц. Алышева К.И.

Yarınlküziv $e^- p \rightarrow eh^\pm X$ proseslərində asimetriyalar

Kərimov S.İ.
Bakı Dövlət Universiteti

Son illərdə yarınlküziv

$$e^- + p \Rightarrow e^- + h^\pm + X, \quad (1) \quad e^+ + p \Rightarrow e^+ + h^\pm + X \quad (2)$$

proseslərinin öyrənilməsinə xüsusi diqqət ayrılmışdır, burada $h^\pm$ – səpilən elektronla eyni zamanda qeydə alınan hadronudur ($h^\pm = \pi^\pm, K^\pm$).

Bu polarizə olunmuş leptonlarda təsəvvü hədəflərlə təcrübələrin aparılması imkanlarının artması ilə əlaqədardır. İşdə bu proseslərdə zəif neytral cərəyanların da rolu nəzərə alınmaqla ikiqat spin asimetriyaları öyrənilmişdir.

$e^- + p \Rightarrow e^- + h^\pm + X$ prosesinin diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$\frac{d\sigma^{(-)}}{dx dy dz} = \sum_q \sum_{h_q} f_{q(h_q)}^{N(h_N)}(x) \frac{d\hat{\sigma}}{dy} D_q^h(z) \quad (3)$$

Burada $f_{q(h_q)}^{N(h_N)}(x)$ – polyarlaşmış nuklonda polyarlaşmış kvarkın paylanma funksiyası; $D_q^h(z)$ – kvarkın hadrona fragmenta-

siya funksiyası, $\frac{d\hat{\sigma}}{dy}$ – elementar $e^- + q \Rightarrow e^- + q$ parton prosesinin effektiv kəsiyi

$$\frac{d\sigma}{dy} = \pi\alpha^2 x \hat{s} \{ F_{LL}^2 (1-\lambda)(1-h_q) + F_{RR}^2 (1+\lambda)(1+h_q) + (1-y)^2 [F_{LR}^2 (1-\lambda)(1+h_q) + F_{RL}^2 (1+\lambda)(1-h_q)] \}, \quad (4)$$

$\lambda = \pm 1$ və $h_N = \pm 1$ – başlanğıc elektronla kvarkın spirallıqları, x, y və z – kinematik dəyişənlər, F_{LL} , F_{RR} , F_{LR} və F_{RL} – spiral amplitudlardır.

(4) ifadəsini nəzərə almaqla (3) effektiv kəsiyində kvarkın spirallıqlarına görə cəmləmə apardıqda $e^- p \rightarrow e^- h^\pm X$ prosesinin effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadə alınır (antikvarkların payı nəzərə alınmamışdır):

$$\frac{d\sigma^{(-)}(\lambda; h_N)}{dx dy dz} = \pi\alpha^2 s x \sum_q \{ f_q^N(x) D_q^h(z) \times [(1+\lambda)(F_{RR}^2 + (1-y)^2 F_{RL}^2) + (1-\lambda)(F_{LL}^2 + (1-y)^2 F_{LR}^2)] + h_N \Delta f_q^N(x) D_q^h(z) \times [(1+\lambda)(F_{RR}^2 - (1-y)^2 F_{RL}^2) - (1-\lambda)(F_{LL}^2 - (1-y)^2 F_{LR}^2)] \}, \quad (5)$$

burada h_N – nuklonun polyarizasiyasıdır.

$\pi^\pm$ və $K^\pm$ – mezonların yarı inklüziv doğulması proseslərində nə maraqlı asimetriyalardan biri ikiqat spin asimetriyasıdır:

$$A_N^{h^+ - h^-} = \frac{(\sigma_{LL}^{h^+} - \sigma_{LL}^{h^-}) - (\sigma_{LR}^{h^+} - \sigma_{LR}^{h^-})}{(\sigma_{LL}^{h^+} - \sigma_{LL}^{h^-}) + (\sigma_{LR}^{h^+} - \sigma_{LR}^{h^-})}, \quad (6)$$

burada σ_{LL}^h (σ_{LR}^h) – toqquşan zərrəciklərin spirallıqları $\lambda = -1$, $h_N = -1$ ($\lambda = -1$, $h_N = +1$) olduqunda

prosesinin effektiv kəsiyidir. Z^0 -bozonun payı nəzərə alınmadığı halda ikiqat spin asimetriyası yalnız valent kvarkların proton daxilində paylanma funksiyalarından asılıdır:

$$A_p^{\pi^+-\pi^-} = \frac{4\Delta u_v(x) - \Delta d_v(x)}{4u_v(x) - d_v(x)} \frac{1 - (1-y)^2}{1 + (1-y)^2};$$

$$A_p^{K^+-K^-} = f(y) \cdot \frac{\Delta u_v(x)}{u_v(x)} \frac{1 - (1-y)^2}{1 + (1-y)^2}.$$

$e^- p \Rightarrow e^- \pi^\pm X$ prosesində ikiqat spin asimmetriyasının x və y dəyişənlərindən asılılığı öyrənilmişdir. Belə ki, həm x , həm də y dəyişəninə artması ilə asimmetriya artır və bu dəyişənlərin böyük qiymətlərində 80%-i ötür.

Elmi rəhbər dos. M.Ş. Qocayev

Uzununa polyarlaşmış $e^- e^+$ – toqquşmasında Z^0 – bozon cütünün yaranması

Nəbiyeva A.N.

Bakı Dövlət Universiteti

aysel.nabiyeva21@gmail.com

Elektron–pozitron toqquşması proseslərinin öyrənilməsi elementar zərrəciklər fizikasının ən aktual istiqamətlərindən biridir. Bu zaman baş verən proseslərdən biri də neytral Z^0 – bozon cütünün doğulması prosesidir:

$$e^- + e^+ \Rightarrow Z^0 + Z^0. \quad (1)$$

Prosesin matris elementi aşağıdakı şəkildə yazılır

$$M(e^- e^+ \Rightarrow Z^0 Z^0) = i \frac{e^2}{4x_w(1-x_w)} U_\mu^*(q_2) U_\nu^*(q_1) [\bar{v}(p_2, \lambda_2) T_{\mu\nu} u(p_1, \lambda_1)] \quad (2)$$

Burada

$$T_{\mu\nu} = 2 \left(\gamma_\mu \hat{f}_1 \gamma_\nu \frac{1}{t} + \gamma_\nu \hat{f}_2 \gamma_\mu \frac{1}{u} \right) [g_L^2(1+\gamma_5) + g_R^2(1-\gamma_5)], \quad (3)$$

$U_\mu^*(q_2)$ və $U_\nu^*(q_1)$ – Z^0 – bozonların 4–ölçülü polyarlaşma

vektorları, $x_w = \sin^2 \theta_w$ – Vaynberq parametri, $g_L = -\frac{1}{2} + x_w$ və $g_R = x_w$ – elektronun sol və sağ rabitə sabitləri, $s = (p_1 + p_2)^2$, $t = f_1^2$ və $u = f_2^2$ – Mandelstam dəyişənləridir.

Uzununa polyarlaşmış elektron–pozitron toqquşmasında Z^0 – bozon cütünün yaranması prosesinin diferensial effektiv kəsiyi üçün

$$\frac{d\sigma(\lambda_1, \lambda_2)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{x_w^2(1-x_w)^2} \cdot \frac{\beta}{16S} [g_L^4(1-\lambda_1)(1+\lambda_2) + g_R^4(1+\lambda_1)] \times \left(\frac{F_1}{t^2} + \frac{F_2}{u^2} + \frac{2F_3}{tu} \right), \quad (4)$$

İfadəsi alınmışdır, burada F_1 , F_2 və F_3 – Mandelstam dəyişənlərindən asılı müəyyən funksiyalardır. Baxılan proses sol-sağ spin asimmetriyasına malikdir:

$$A_{LR} = \frac{g_L^4 - g_R^4}{g_L^4 + g_R^4}. \quad (5)$$

Sol-sağ spin asimmetriyası Vaynberq parametrinin $x_w = 0,232$ qiymətində $A_{LR} = 28\%$ olur.

Prosesinin tam effektiv kəsiyi aşağıdakı ifadəyə bərabərdir:

$$\sigma(e^-e^+ \Rightarrow Z^0Z^0) = \frac{2\pi\alpha^2(g_L^4 + g_R^4)}{Sx_w^2(1-x_w)^2} \beta \left[\frac{S^2 + 4M_z^2}{S(S - 2M_z^2)} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} - \beta \right]. \quad (6)$$

Hesablamalar göstərir ki, $\sqrt{s} = 2M_z = 182 \text{ GeV}$ olduqda effektiv kəsik sıfıra bərabərdir. Enerjinin artması ilə effektiv kəsik artır və $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$ olduqda maksimal 720 pikobarn qiymətini alır. Enerjinin sonrakı artımında effektiv kəsiyin azalması müşahidə olunur.

Elmi rəhbər: prof. S. Q. Abdullayev

Günəş küləyinin fiziki xarakteristikaları

İsmayılova Ş.T.
Bakı Dövlət Universiteti
fizika.16@mail.ru

Günəş küləyi Günəş atmosferinin xarici qatından - tacdan radial istiqamətdə atılan plazma selidir. Bu sel əsasən, enerjisi 1.5 - 10 keV arasında olan elektronlardan, protonlardan və α zərrəciklərdən ibarətdir. Günəş küləyinin sıxlığı, temperaturu və sürəti zamana və Günəşin helioqrafik koordinatlarına görə dəyişir. Günəş tacı çox yüksək temperatūra qədər qızdığından bu zərrəciklər maqnit sahəsinin təsiri nəticəsində yüksək kinetik enerji alaraq Günəşin cazibə sahəsindən azad ola bilirlər. Günəş küləyi Günəşdən uzaq məsafələrə səs sürətindən böyük sürətlə (250 - 800 km/san) yayılır və ulduzlararası mühitdə qarşıdan gələn ulduz küləyi ilə toqquşaraq dayanır. Beləliklə, Günəş küləyinin yayılaraq doldurduğu xüsusi oblast yaranır ki, buna da Heliosfer deyirlər.

Tipik Günəş küləyinin parametrləri. Cədvəl 1.

Parametrlər	Qiymətlər
Proton sıxlığı	6.6 sm^{-3}
Elektron sıxlığı	7.1 sm^{-3}
HeII sıxlığı	0.25 sm^{-3}
Orta sürət(radial)	450 km/san
Proton temperaturu	$1.2 \cdot 10^5$ K
Elektron temperaturu	$1.4 \cdot 10^5$ K
Maqnit sahəsi	7 nT

Günəş küləyinin tərkibi həm mənfi elektronlardan, həm də müsbət ionlardan ibarətdir. Günəş küləyi tərəfindən Günəşdən daşınan zərrəciklərin sayı saniyədə $1.3 \cdot 10^{36}$ tərtibindədir. Yəni il ərzində Günəş öz kütləsinin 0.01%-ini itirir. Günəş küləyi –ionlu Günəş plazma axınıdır. 1 a.v məsafədə Günəş küləyinin parametrləri cədvəldə qeyd olunub.

Günəş küləyinin təzyiqi 1-6 nPa təşkil edir. Dinamik

təzyiq isə sürət və konsentrasiya ilə bağlı funksiyadır. Formulu:

$$P=1.6726 \cdot 10^{-6} \cdot n \cdot v^2$$

Günəş küləyinin 2 növü var: a) yavaş Günəş küləyi
b) sürətli Günəş küləyi. Həmin növlər belə təsvir olunur:

a) Yavaş Günəş küləyi ekvator zonasından qapalı maqnit sahələrində yaranan yavaş plazma axınıdır. Xüsusiyyətləri:

sürəti - (250-400 km/san), proton sıxlığı - 10.7 sm^{-3}

Yavaş Günəş küləyinin plazması fotosferin tərkibinə bənzəyir. Günəşin səthindən $1.5 \cdot 10^7 \text{ km}$ məsafəyə çatdıqda onun sürəti 400 km/san olur.

b) Sürətli Günəş küləyi açıq maqnit sahələrdən çıxan sürətli plazma axınıdır. Günəşin səthindən $5 \cdot 10^6 \text{ km}$ məsafəyə çatdıqda onu sürəti 750-800 km/san olur. Xüsusiyyətləri:

sürəti - (400-800 km/san), proton sıxlığı - 3 sm^{-3}

Sürətli günəş küləyinin energetikası:

1 a.v məsafədə $T_p = 3 \cdot 10^5 \text{ K}$, $T_\alpha = 10^6 \text{ K}$, $T_e = 1.5 \cdot 10^5 \text{ K}$.

Elmi rəhbər: AMEA müxbir üzvü, N.S.Cəlilov

HD 202240 ulduzunun effektiv temperaturu və səthində ağırlıq qüvvəsinin təcilinin təyini

Quliyeva S.Ş., Usubova A.M.

Bakı Dövlət Universiteti

monika_monika_1992@bk.ru

Bu işdə HD 202240 ulduzunun effektiv temperaturu və səthində ağırlıq qüvvəsinin təcili təyin edilmişdir. Effektiv temperatur və ağırlıq qüvvəsi təcili üçün aşağıdakı qiymətlər alınmışdır: $T_{\text{eff}} = 7880 \text{ K}$, $\lg g = 2.6$

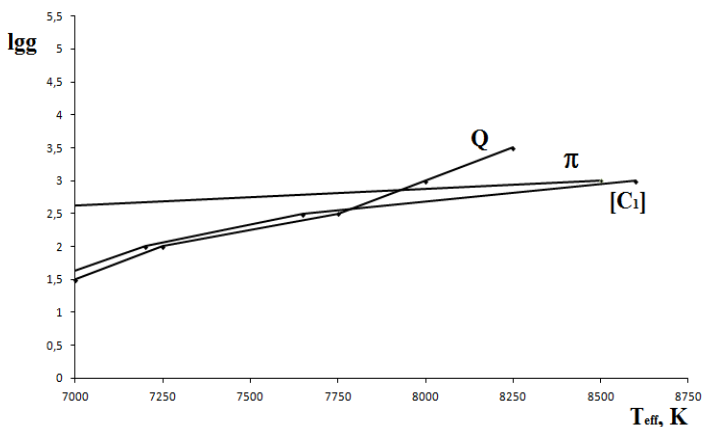
Effektiv temperatur və ağırlıq qüvvəsi təcili aşağıdakı meyarlardan istifadə edilərək təyin olunmuşdur:

1. $[C_1]$ indeksinin müşahidədən ölçülən və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi. Müşahidədən bu kəmiyyət üçün $b-y=0.154$, $c_1=1.409$ qiymətləri alınmış və

$[c_1]=1.378$ qiyməti hesablanmışdır.

2. Q indeksinin müşahidə və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi. Müşahidədən bu kəmiyyət üçün $B-V=0.^m28$, $U-B=0.^m10$ ölçülmüşdür və $Q=0.0944$ qiyməti hesablanmışdır.

3. Parallaksın tətbiqi üsulu. HD202240 ulduzu üçün $\pi''=0.00212$, $m_v=6.^m082$, $A_v=0$. Bu verilənlərdən istifadə etsək, $C=-13.414$ qiymətini alarıq. Q , $[c_1]$ kəmiyyətlərinin müşahidə və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi və parallaksın tətbiqinə əsasən qurulan $T_{\text{eff}} - \lg g$ diaqramında qeyd olunan qrafiklər kəsişir. $T_{\text{eff}} - \lg g$ diaqramında kəsişmə nöqtələrinin həndəsi mərkəzinə əsasən ulduzun effektiv temperaturu və səthində ağırlıq qüvvəsinin təcili təyin edilir: $T_{\text{eff}}=7880\text{K}$, $\lg g=2.6$



Şəkil 4. $\lg g - T_{\text{eff}}$ diaqramı

Bir sıra spektral və fotometrik parametrlərin müşahidə və nəzəri qiymətlərinin müqayisəsi və parallaksın tətbiqi üsulu ilə HD202240 ulduzunun effektiv temperaturu və ağırlıq qüvvəsinin təcili üçün aşağıdakı qiymətlər təyin edilmişdir

$$T=7880 \pm 200, \lg g=2.6 \pm 0.2$$

Elmi rəhbər: dos. Səmədov Z.A, f.r.e.n Əliyeva Z.F.

$e^- + e^+ \Rightarrow P + X$ prosesində NZC effektləri

Sadıqov O.N.

Bakı Dövlət Universiteti

orxan_594@mail.ru

KMP-də $e^- + e^+ \Rightarrow p + X$ prosesinin diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\frac{d\sigma_p}{dx d\Omega} = \sum_{q, h_q} \frac{d\sigma_q(h_q)}{d\Omega_q} D_{q, h_q}^{p, h_p}(x) + \sum_{\bar{q}, h_{\bar{q}}} \frac{d\sigma_{\bar{q}}(h_{\bar{q}})}{d\Omega_{\bar{q}}} D_{\bar{q}, h_{\bar{q}}}^{p, h_p}(x) \quad (1)$$

cəmlənmə protonun tərkibinə daxil olan bütün kvarkların növlərinə görə aparılır, $D_{q, h_q}^{p, h_p}(x) \left(D_{\bar{q}, h_{\bar{q}}}^{p, h_p}(x) \right)$ – spirallıq

$h_q(h_{\bar{q}})$ olan kvarkın (antikvarkın) h_p spirallı protona fraqmentasiya funksiyasıdır, uzununa polyarizə olunmuş kvarkların bucaqlara görə paylanması xarakterizə edən elementar $e^- + e^+ \Rightarrow (\gamma^*; Z^0) \Rightarrow q + \bar{q}$ alt prosesinin effektiv kəsiyi aşağıdakı düsturla verilir:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_q(h_q)}{d\Omega_q} = \frac{\alpha^2 N_c s}{32} \{ & [g_1^{ik}(1 - \lambda_1 \lambda_2) + g_2^{ik}(\lambda_2 - \lambda_1)] \times \\ & \times (q_1^{ik} - h_1 q_2^{ik})(1 + \cos^2 \theta) + 2[g_2^{ik}(1 - \lambda_1 \lambda_2) + \\ & + g_1^{ik}(\lambda_2 - \lambda_1)](q_2^{ik} - h_q q_1^{ik}) \cos \theta \} \quad (2) \end{aligned}$$

burada $g_{1(2)}^{ik} = g_{Lq}^i g_{Lq}^k \pm g_{Rq}^i g_{Rq}^k$, $N_c = 3$ – rəng vuruğu, g_{Lq}^i və g_{Rq}^i – kvarkın fotonla və ya bozonla qarşılıqlı təsirinin sol və sağ rabitə sabitləridir. (2) ifadəsini (1) düsturunda nəzərə alaq:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_B}{dx d\Omega} = \frac{\alpha^2 s}{16} g_1^{ik} W_1^{ik} (1 + \cos^2 \theta) [1 + A_{FB}(s, x, \theta)] [1 + \\ + \lambda_1 A_{LR}(s, x, \theta)] \quad (3). \end{aligned}$$

Burada $A_{FB}(s, x, \theta)$ və $A_{LR}(s, x, \theta)$ irəli-geri və sol-sağ spin

asimmetriyalardır. Təcrübələrdə ölçülə bilən həmin diferensial xarakteristikalar aşağıdakı ifadələrlə verilir:

$$A_{LR}(s, x, \theta) = A_{FB}(s, x) \cdot f(\theta), \quad (4)$$

$$A_{LR}(s, x, \theta) = \frac{A_{LR}^{(1)}(s, x) + A_{LR}^{(2)}(s, x) \cdot f(\theta)}{1 + A_{FB}(s, x) \cdot f(\theta)}, \quad (5)$$

burada

$$f(\theta) = \frac{2 \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta},$$

$$A_{LR}^{(1)}(s, x) = \frac{g_2^{ik} W_1^{ik}}{g_1^{ik} W_1^{ik}}, \quad A_{LR}^{(2)}(s, x) = \frac{g_1^{ik} W_3^{ik}}{g_1^{ik} W_1^{ik}}, \quad (6)$$

$$xW_1^{ik} = \frac{1}{2} N_c \sum_q q_1^{ik} [D_q^p(x) + D_{\bar{q}}^p(x)],$$

$$xW_2^{ik} = \frac{1}{2} N_c \sum_q q_2^{ik} [D_q^p(x) - D_{\bar{q}}^p(x)],$$

Elmi rəhbər: prof. S.Q.Abdullayev

Открытие топ-кварка и бозона хиггса

Солтанова Г.А.

Бакинский Государственный Университет

guneshsoltanova@mail.ru

Прошло 20 лет после открытия в экспериментах CDF (Collider Detector at Fermilab) и D0 (Dzero) на коллайдере Тэватрон самой тяжелой элементарной частицы – топ кварка. Топ-кварк (top или t), масса которого больше, чем даже у бозона Хиггса, недавно открытого на Большом адронном коллайдере (Large Hadron colider,LHC),остается одним из наиболее интересных объектов среди элементарных частиц.

В 1964 году Гелл-Ман и Цвейг предложили кварковую

модель для объяснения большого количества новых, названных адронами, сильно взаимодействующих частиц, наблюдавшихся в экспериментах на ускорителях и в космических лучах. Изначально достаточно было ввести только три кварка – u (up), d (down) и s (strange) для того, чтобы описать заряды и спины наблюдавшихся адронов. В модели Гелл-Мана-Цвейга все кварки являются фермионами со спином $\frac{1}{2}$ и должны иметь дробный электрический заряд: u -кварк $\frac{2}{3}$ (в единицах элементарного заряда), а d - и s -кварки должны иметь заряд $-\frac{1}{3}$.

В 1974 году был обнаружен новый, названный J/ψ мезон, который сразу был интерпретирован как связанное состояние нового кварка, получившего название очарованный (charm) и его античастицы с электрическими зарядами $\pm\frac{2}{3}$. К тому времени уже были известны четыре электрически и слабо взаимодействующие частицы (электрон e , электронное нейтрино ν_e , мюон μ и мюонное нейтрино ν_μ), что позволило симметрично скомбинировать два поколения кварков – (u,d) (c,s) и два поколения – (ν_e, e) и (ν_μ, μ) -лептонов.

В середине 1970-х годов эта симметрия была нарушена открытием τ -лептона, а в семейство кварков был добавлен новый кварк – b (bottom) с массой около 5Гэв и электрическим зарядом $-\frac{1}{3}$. Если предположить, что новые лептон и кварк принадлежат третьему поколению фермионов, то для восстановления кварк-лептоновой симметрии должны существовать еще один кварк и одно нейтрино. Новый кварк топ-кварк был открыт в 1995 году, а в 2000 году в эксперименте DONUT (Direct Observation of the NU Tau) Фермилаб в распадах τ -лептонов было обнаружено τ -нейтрино. В Стандартной модели топ кварк имеет те же квантовые числа и взаимодействует, как и все

остальные up-кварки. Он является слабым изоспиновым партнером b-кварка со спином $\frac{1}{2}$ и электрическим зарядом $\frac{2}{3}$. Величина топ кварка m_t не предсказывается теорией. Она была измерена в экспериментах на Теватроне и LHC на данный момент m_t известна с погрешностью, меньшей чем 0,5% что является наиболее точным определением массы среди всех кварков: $m_t = 173,34 \pm 0,27$ (стат) $\pm 0,71$ (сист.) Гэв. Хотя столь большая величина m_t противоречит интуитивному предположению о том, что кварки являются простыми составными частями адронов, до сих пор не было получено указаний на какую-либо внутреннюю структуру топ-кварка: во всех исследованиях он ведет себя как точечная частица. Топ кварк существенно отличается от других кварков и поэтому он играет уникальную роль в физике частиц. Топ – кварк является самой тяжелой частицей в СМ, что позволяет предложить его особую роль в нарушении электрослабой симметрии. Он также играет центральную роль во многих сценариях расширения СМ, что позволяет использовать события одиночного или парного рождения топ-кварков для поисков новых частиц и явлений предсказываемых СМ. После открытия бозона Хиггса стало возможным изучение совместного рождения бозона Хиггса и пары $t\bar{t}$, где бозон Хиггса может быть идентифицирован по распадом $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow WW^*$ или $H \rightarrow ZZ^*$. Первый поиск системы $t\bar{t}H$ ($b\bar{b}$) на адронном коллайдере был выполнен в 2009 году. В связи с поисками новых явлений для объяснения недостатков СМ в большинстве современных моделей предполагаются большие константы связи между новыми частицами и топ-кварком, по аналогии с большой константы связи Юкавы между бозоном Хиггса и топ-кварком. Таким образом есть перспективы обнаружить новые частицы такие как тяжелые Z-бозоны или векторные кварки, распады

которые содержат топ-кварк, или заряженные бозоны Хиггса, которые могут появиться в распадах t-кварков. Кроме того топ-кварки интересуют физиков не только сами по себе, но и как «рабочий инструмент» для изучения хиггсовского бозона на LHC – ассоциативное рождение вместе с топ – кварком – антикварковой парой.

Руководитель : Проф.Абдуллаев С.К.

Günəş spektrində birqat ionlaşmış kalsiumun infraqırmızı xətlərinin profilləri haqqında

Əzizova F.A.

*Bakı Dövlət Universiteti
farida-ava94@mail.ru*

Günəşinin infraqırmızı spektrində CaII-nin triplet xətləri kifayət qədər intensivdir. Bu xətlər $4^2P_{1/2,3/2} \rightarrow 3^2D_{3/2,5/2}$ keçidləri zamanı meydana gəlir. Burada aşağı term 4^2P^0 tək termdir, yuxarı 3^2D termi isə cüt termdir. Aşağıdakı sxemdə bu keçidlər göstərilmişdir.

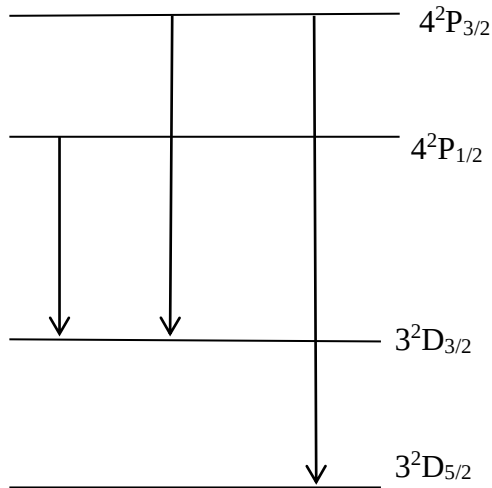
Bu səviyyələrin statistik çəkilişi:

$$g(\lambda\ 8498.662)=2j+1=2;$$

$$g(\lambda\ 8542.144)=2j+1=11;$$

$$g(\lambda\ 8662.170)=2j+1=2.$$

Bu xətlərin profilləri Kuruçun furiye spektrometrində aldığı yüksək dispersiyalı və yüksək ayırmalı spektral materiallar əsasında qurulmuşdur. Spektrlərin işlənilməsi ORIGIN proqramı ilə aparılmışdır. Qurulmuş profillərdən bu xətlərin spektrofotometrik xarakteristikaları təyin olunmuşdur. Onların ekvivalent enləri W, yarım enləri $\Delta\lambda_{1/2}$, dörd dəbir enləri $\Delta\lambda_{1/4}$ və mərkəzi dərinlikləri böyük dəqiqliklə təyin olunmuşdur. Aşağıdakı cədvəldə bu xarakteristikalar verilmişdir.



	λ 8498.662A ⁰	λ 8542.144A ⁰	λ 8662.170A ⁰
W, A^0	1.10	2.90	2.36
$\Delta\lambda_{1/2}A^0$	0.90	1.82	1.38
$\Delta\lambda_{1/4}A^0$	2.00	5.20	3.98
R_0	0.705	0.813	0.807

Burger-Dorgelo cəmlər qaydasına görə bu xətlərin nisbi intensivlikləri:

$$I(8542.144) : I(8498.662) : I(8662.170) = 9:1:5$$

Bu xətlərin müşahidə olunmuş ekvivalent enlərinin nisbəti:

$$W(8542.144) : W(8498.662) : W(8662.170) = 2,6:1,1:3,1$$

Buradan göründüyü kimi Burger-Dorgelonun cəmlər qaydası ödənilmir. Bu da Günəş fotosferində özü-özünü udma ilə əlaqədardır.

Elmi rəhbər: prof. Quluzadə C.M.

BƏRK CİSİMLƏR VƏ YARIMKEÇİRİCİLƏR FİZİKASI BÖLMƏSİ

İkiölçülü istilikkeçirmə tənliyinin invariantlıq operatorunun aşkar şəkli

Abasova A.N.

Bakı Dövlət Universiteti

Ayka.94@rambler.ru

Əvvəlki işimizdə X operatorunun

$$X = \left(\frac{2}{3} c_1 t^2 + 2c_2 t + c_3 \right) \frac{\partial}{\partial t} + \left(\frac{2}{3} c_1 tx + c_2 x - c_4 y + \frac{2}{3} c_6 t + c_7 \right) \frac{\partial}{\partial x} +$$

$$\left(\frac{2}{3} c_1 ty + c_2 y + c_4 x + \frac{2}{3} c_9 t + c_{10} \right) \frac{\partial}{\partial y} +$$

$$\left[\left(-\frac{c_1}{6a^2} (x^2 + y^2) - \frac{1}{3a^2} (c_6 x + c_9 y + c_1 t) + B \right) u + c_{13} (x, y, t) \right] \frac{\partial}{\partial u}$$

şəklini tapdıq. Burada $(c_i = 1, 2 \dots 8)$ sabitlər c_{13} isə

$$\eta_t - a^2 (\eta_{xx} + \eta_{yy}) = 0 \quad (2)$$

tənliyinin ixtiyari həllidir.

Aldığımız bu ifadələrdən istifadə edərək ikiölçülü istilik-keçirmə tənliyinin aşağıdakı aşkar şəklini tapmış oluruq.

$$X_1 = \frac{2}{3} t^2 \frac{\partial}{\partial t} + \frac{2}{3} tx \frac{\partial}{\partial t} + \frac{2}{3} ty - \left[\frac{1}{6a^2} (x^2 + y^2) + \frac{2}{3a^2} t \right] u \frac{\partial}{\partial u}$$

$$X_2 = 2t \frac{\partial}{\partial t} + x \frac{\partial}{\partial x} + y \frac{\partial}{\partial y}$$

$$X_3 = \frac{\partial}{\partial t}$$

$$X_4 = -y \frac{\partial}{\partial x} + x \frac{\partial}{\partial y}$$

$$X_5 = \frac{2}{3}t \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{3a^2}xu \frac{\partial}{\partial u} \quad (3)$$

$$X_6 = \frac{\partial}{\partial x} \quad X_7 = \frac{2}{3}t \frac{\partial}{\partial y} - \frac{1}{3a^2}yu \frac{\partial}{\partial u}$$

$$X_8 = \frac{\partial}{\partial y} \quad X_9 = u \frac{\partial}{\partial u}$$

Burada $\frac{\partial}{\partial x}$ və $\frac{\partial}{\partial y}$ operatorları impuls operatorları, $\frac{\partial}{\partial t}$ enerji operatoru, $x\frac{\partial}{\partial y} - y\frac{\partial}{\partial x}$ operatoru isə impuls momenti operatorudur. Qalan operatorlar həmin fəzada məşab çevirmələri operatorlarına uyğun gəlir.

Beləliklə aldığımız ki, ikiölçülü istilikkeçirmə tənliyinin maksimal invariantlıq qrupu 9 parametrlə təşkil olunur. Li qrupunu özündə saxlayan sonsuz qrupdan ibarətdir.

Elmi rəhbər: dos. Ə.Q.Ağamalıyev

Sabit maqnit sahəsində elektronun hərəkətinin dayanıqlılığının tədqiqi

Zeynalova S.İ., Aslanlı A.F.

Bakı Dövlət Universiteti

ms.fq@bk.ru

Hərəkətin dayanıqlılıq nəzəriyyəsi fizikada, astronomiyada, kimyada, biologiyada və s. sahələrdə geniş tətbiq olunur. Fizika və texnikada bu nəzəriyyə xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Qeyd edək ki, dayanıqlılıq nəzəriyyəsi hələ də özünün tam həllini tapmamışdır və hələ də elmin yeni-yeni sahələrini əhatə etməklə inkişafdadır.

Hərəkətin dayanıqlılığının tədqiqinin ümumi metodları universallıqları ilə fərqlənir və çox müxtəlif sahələrə aid

məsələlərin həllində yararlıdır. Belə məsələlər sırasında müxtəlif qüvvələrin hərəkətin dayanıqlılığına təsiri məsələsi önəmli yer tutur.

Təqdim olunan işdə Lyapunov nəzəriyyəsi çərçivəsində sərbəst elektronun hərəkətinin sabit maqnit sahəsində dayanıqlılığı məsələsinə baxılmışdır. Göstərilmişdir ki, elektronun hərəkəti maqnit sahəsinin istiqamətinə perpendikulyar müstəvidə dayanıqlı, maqnit sahəsi istiqamətində isə dayanıqsızdır.

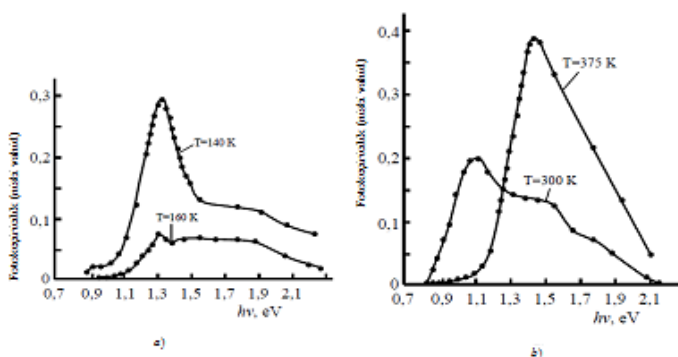
Elmi rəhbər: prof.İsmaylov T.H

CuIn₅S₈ defekt quruluşlu yarımkeçiricinin fotoelektrik xassələri

Feyzullazadə F.E.
Bakı Dövlət Universiteti
Ferishko1993@mail.ru

Yeni üçqat CuIn₅S₈ monokristalının fotokeçiriciliyi tədqiq olunmuşdur. Birləşmənin təkmil monokristalları yavaş soyutma üsulu ilə alınmışdır. Sintez və göyərmə rejimindən asılı olaraq CuIn₅S₈ kristalının “normal” və “invers” variantlı spinel kristal quruluşları alınır və onlar fiziki xassələrinə görə fərqlənir. İlk tədqiqatların CuIn₅S₈ monokristalının geniş optik diapozonda yüksək fəthəssaslığa malik olduğunu göstərmişdir və ona görə işıq qəbulediciləri və çevriciləri yaratmaq məqsədi ilə diqqəti cəlb edir. İşdə CuIn₅S₈ monokristalının fotokeçiricilik spektrləri tədqiq edilmişdir. Monolit kristaldan lazımı ölçüdə kəsilmiş nümunələrə omik kontakt vurmaq məqsədi ilə akvodak, İndium və gümüş pastasından istifadə olunmuş, alınmış nümunələrin Volt-Amper xarakteristikaları çıxarılmış və kontakt materialı kimi gümüş pastasının əlverişli olduğu müəyyənənmişdir. Aşağı və yüksək temperaturlarda FK

spektrləri tədqiq olunmuşdur. Temperaturu otaq temperaturundan 160 K-ə qədər azaltdıqda FK spektrində 1,33 eV pik əmələ gəlir (şəkil 1a,1 əyrisi). Temperaturu aşağı salmağı davm etdikdə pik kəskin maksimuma yüksəlir və pik genişlənir (şəkil 1a,2 əyrisi). Temperaturun azalması ilə baş verən dəyişiklik alınan pikin eksiton hadisəsi olduğunu əks etdirir. 300 K-də kristalın qadağan olunmuş zolağının eni 1,35 eV-dir. $T=375$ K-də fotokeçiriciliyin uzundalğalı sahəsi $I_F \sim h\nu$ qanununa tabe olur (şəkil 1b,2 əyrisi).



Elmi rəhbər dos. Məhəmmədov Ə.Z

Nanostrukturlaşmış ZnS:Mn nazik təbəqələrin alınması və optik xassələri

Abdullayeva İ.A.
Bakı Dövlət Universiteti
ilahe.abdullayeva@mail.ru

A^2B^6 tipli az öyrənilmiş və çox perspektivli yarımkeçiricilərdə ölçülü kvant effektlərinin tədqiqi, onların əsasında geniş funksional imkanları olan cihazların düzəldilməsinə böyük perspektivlər açır. ZnS əsasında lyuminoforlar spektrin görünən oblastında yüksək parlaqlıqla

və parlaqlıq səmərəliyi ilə fərqlənilir. ZnS-ə aktivatorları daxil etdikdə, ZnS:Ag üçün mavi işıqlanma, ZnS:Cu üçün yaşıl işıqlanma, ZnS:Mn üçün narıncı işıqlanma alınır.

ZnCdS:Mn nanozərrəcikli kimyəvi çökdürmə (CBD) üsulu ilə alınmışdır. Alınma zamanı altılığın hazırlanma üsulu, tərkibin seçilməsi və alınma prosesin özünün rolu çox böyükdür. Şüşə altılıqlar əvvəlcədən dixromatkalium məhlulunda və kükürd turşusunda təmizlənmiş, sonra ardıcıl olaraq HCl-da, asetonunda dəfələrlə distillə olunmuş suda yuyulublar. Yuyulandan sonra vakuum qurudulma şkafinda qurudulublar. ZnCdS təbəqələrin çökdürülməsi Zn^{2+} mənbəsi olan sinkxloridlə ($ZnCl_2$), Cd^{2+} ion mənbəyi olan kadmium xlorid ($CdCl_2$) və S^{2-} mənbəsi olan tiokarbamidin ($SC(NH_2)_2$) və ammiakın (NH_4OH) aralarında gedən reaksiyaya əsaslanmışdır. Silisium və şüşəaltılıqlarında ZnCdS:Mn nazik təbəqələri tərkibində teokarbamid ($SC(NH_2)_2$), sinkxloridi ($ZnCl_2$), kadmium xlorid ($CdCl_2$), marqansxloridi ($MnCl_2$), ammiak (NH_4OH) və dimetilsulfid ($(CH_3)_2SO$) olan məhluldan çökmə üsulu ilə alınmışdır. 0,1 M $ZnCl_2$ sulu məhlulunu və 0,1 M $SC(NH_2)_2$ sulu məhlulunu qarışdırılıb, həmçinin $MnCl_2$ 99:1 nisbətində məhlulda qarışdırılıb. Bu məhlulda altılıqlar bir dəqiqədən on dəqiqəyə qədər saxlanılıb. ZnS:Mn nanozərrəciklərin yetişdirilməsi hidrokimyəvi çökdürmə üsulu ilə aşağıdakı ardıcılıqla keçirilib: maye olan dörd qab istifadə olunub. Birinci qabda sinkxloridi və ammiak qatqısı olan marqansxloridi olub, ikinci və dördüncü qabda distillə olunmuş su, üçüncü qabda teokarbamid və dimetilsulfoksid məhlulu olub. Altılıqlar bu qablarda müvafiq olaraq 20 san, 10 san, 20 san, 10 san saxlanılıb. Bu proses 30 dəfə təkrar olunub.

Rentgenostruktur analiz vasitəsilə müəyyən olunmuşdur ki, nanozərrəciklər heksohonal stukturlu ZnCdS:Mn-in B-modifikasiyasına aiddirlər. Qəfəsin hesablanmış parametri 5,36 Å təşkil edib, bu da standart qiymətə yaxındır (5,42 Å). Piklərin

enlənməsi hissəciklərin nanokristallik olmasını göstərir, dimetilsulfoksidin konsentrasiyası artdıqca nanozərrəciklərin ölçüləri azalır. Rentgenoqramm əsasında Debay-Şerer düsturunu köməyi ilə alınmış nanozərrəciklərin ölçüləri hesablanmışdır. Qiymətləndirmə göstərirki, ZnS:Mn nanozərrəciklərin ölçüləri 7–20 nm intervalında yerləşir və nanozərrəciklərin hogen paylanması müşahidə olunmur. Skanedic elektron mikroskopu (SEM) vasitəsilə ZnS:Mn nanozərrəciklərin daxili quruluşu və strukturu tədqiq edilmişdir. SEM köməyi ilə alınan görüntülər göstərirki, maddələr ölçüsü (7–20) nm olan sferik nanokristallardan ibarətdir. Spektral asılılıq əsasında nanozərrəciklərin qadağan olunmuş zonanın eni təyin olunmuşdur. Optik udma kənarının ölçülməsi göstərirki, Mn-in molyar konsentrasiyası artdıqca zərrəciklərin ölçüləri azalır.

Müəyyən edilmişdir ki, dimetilsulfoksidin konsentrasiyası artdıqca, lüminessensiya piklərinin intensivliyi artır, bu da zərrəciklərin ölçülərinin azalmasını göstərir. Aydınlanırki, ZnS-də Mn kation qəfəs altında Zn-i əvəz edərək effektiv lüminessensiya mərkəzi rolun oynayır. Beləliklə, ZnS:Mn nanozərrəciklərin fotolüminessensiyasının intensivliyi Mn-in və dimetil sulfoksidin konsentrsiyaları artdıqca artır.

Elmi rəhbər: prof. M. Ə. Cəfərov

Термоэдс невырожденного двумерного электронного газа в квантовой яме сложной формы

Бабазаде С.Н.

Бакинский Государственный Университет
s_h_92@mail.ru

В работе исследовано термоэдс невырожденного двумерного электронного газа в квантовой яме сложной формы при рассеянии на акустических фононах. Получено общее выражения для термоэдс, из которого в предельных

случаях получаются известные выражения для бесконечно глубокой прямоугольной и параболической потенциальной ямы. Найдены зависимости термоэдс от температуры и параметров квантовой ямы.

Для вычисления термоэдс необходимо знать общие выражения таких кинетических коэффициентов как электропроводность σ_{xx} и термоэлектрический коэффициент β_{xx} , а также учесть геометрическую задачу $\vec{E}(E_x, 0, 0)$ [1]:

$$\alpha = \beta_{xx} / \sigma_{xx} \cdot (1)$$

Чтобы определить кинетические коэффициенты нужно исходить из конкретного вида энергетического спектра. Как известно энергетический спектр двумерного электронного газа имеет вид:

$$\varepsilon_{n,k_x,k_y} = \hbar^2 k_{\perp}^2 / 2m + \varepsilon_n, \quad (2)$$

здесь $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$, k_x , k_y - волновые числа, m - эффективная масса электрона. В работе рассматривается энергетический спектр двумерного электронного газа в квантовой яме с потенциальной энергией $U = U_0 / \cos^2(z/a)$ [2], который, исходя из решения уравнения Шредингера, имеет вид [3]:

$$\varepsilon_n = \varepsilon_0 \left(1 + 2n + \sqrt{1 + U_0 / \varepsilon_0} \right)^2, \quad (3)$$

здесь $\varepsilon_0 = \hbar^2 \pi^2 / (8ma^2)$ при $n = 0$ и $U_0 = 0$, a - полуширина квантовой ямы, U_0 - минимум потенциальной энергии, $n = 0, 1, 2, \dots$ - квантовое число. Вычислив для данного энергетического спектра кинетические коэффициенты, из (1) для термоэдс найдем:

$$\alpha = - \frac{2}{eT\pi} \frac{\sum_n \int_{\varepsilon_n}^{\infty} \Theta(\varepsilon - \varepsilon_n) (\varepsilon - \varepsilon_n) (\varepsilon - \mu) \tau(\varepsilon) \left(- \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon}{\sum_n \int_{\varepsilon_n}^{\infty} \Theta(\varepsilon - \varepsilon_n) (\varepsilon - \varepsilon_n) \tau(\varepsilon) \left(- \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon}, \quad (4)$$

где $\Theta(\varepsilon - \varepsilon_n)$ - ступенчатая функция Хэвисайда, μ - химический потенциал, $\tau(\varepsilon)$ - время релаксации, $f(\varepsilon)$ - функция распределения Ферми, e - элементарный заряд, T - абсолютная температура. Формула (4) справедлива для любой зависимости ε_n от квантового числа n , т.е. для любой формы квантовой ямы. Из формулы (4) следует, что термоэдс зависит от механизма рассеяния электронов. Для получения аналитического выражения термоэдс необходимо использовать явный вид времени релаксации. Учитывая, что время релаксации пропорционально плотности состояний [3], то в случае рассеяния на акустических фононах для термоэдс двумерного электронного газа в квантовой яме сложной формы получим:

$$\alpha = \frac{m}{n_{el} e \pi \hbar^2 T} \sum_{n=0}^{n_0} \Theta(\varepsilon - \varepsilon_n) \int_{\varepsilon_n}^{\infty} (\varepsilon - \varepsilon_n) (\varepsilon - \mu) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon, \quad (5)$$

где n_{el} - поверхностная концентрация электронов.

Используя энергетический спектр (4) для невырожденного случая из формулы (5) для термоэдс найдем:

$$\alpha = \frac{m k_0^2 T}{\pi \hbar^2 a e n_{el}} \sum_{n=0}^{n_0} \left(2 - \frac{\mu - \varepsilon_n}{k_0 T} \right) \exp \left(\frac{\mu - \varepsilon_n}{k_0 T} \right). \quad (6)$$

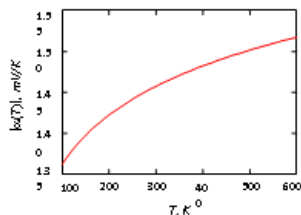


Рис.1. Зависимость термоэдс невырожденного двумерного электронного газа от температуры.

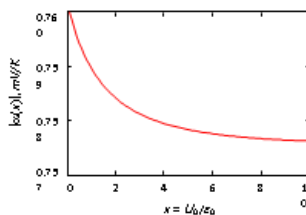


Рис.2. Зависимость термоэдс невырожденного двумерного электронного газа от параметра

На основе формулы (6) исследована термоэдс невы-

рожденного двумерного электронного газа и построены графики зависимости α от температуры T (рис.1) и параметра квантовой ямы $x = U_0/\varepsilon_0$ (рис.2). При построении графиков были использованы следующие параметры: $m = 0,067m_0$, $\varepsilon_0 = 60 \text{ мЭВ}$, $a = 5 \text{ нм}$, $n_{el} = 10^{14} \text{ м}^{-2}$.

Из рис.1 видно, что значение термоэдс невырожденного двумерного электронного газа с увеличением температуры уменьшается, а именно в интервале от 100К до 400К это уменьшение порядка 15%. Из рис.2 следует, что термоэдс с увеличением минимума потенциальной энергии квантовой ямы U_0 монотонно увеличивается.

1. Askerov B.M. Electron transport phenomena in semiconductors. World Scientific. Singapore. 1994. p. 389.
2. Щварцбург А.Б. Успехи физических наук, т.170, № 12, с.1297-1324. 2000.
3. Figarova S.R., Hasiyeva G.N., Figarov V.R. Physica E 69, p.24-26, 2015.

Научный руководитель: доц. М.М.Махмудов

Проводимость электронного газа в квантовой яме сложного профиля при рассеянии на акустических фононах

Бахшиева Г.А.

Бакинский Государственный Университет

gul.bax@mail.ru

Характер явлений переноса в низкоразмерном электронном газе определяется видом квантовой ямы. Явления переноса в прямоугольной и параболической квантовых ямах хорошо изучены. Однако, реальные структуры обла-

дают более сложным профилем квантовой ямы. Такой ямой является яма, потенциальная энергия которой определяется формулой:

$$U = U_0 / \cos^2(z/a), \quad (1)$$

где a - полуширина квантовой ямы. В квантовой яме (1) закон дисперсии имеет вид:

$$\varepsilon_{n,k_x,k_y} = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{8ma^2} (1 + 2n + \sqrt{1 + \frac{8ma^2 U_0}{\hbar^2 \pi^2}}), \quad (2)$$

здесь $\varepsilon_0 = \hbar^2 \pi^2 / (8ma^2)$ при $n=0$ и $U_0=0$, U_0 - минимум потенциальной энергии, $n=0,1,2,\dots$ - квантовое число. Используя решение кинетического уравнения в плоскости слоя (xy) для электропроводности как вырожденного, так и невырожденного электронного газа получим:

$$\sigma = \frac{e^2 \tau_0}{m} n_0 \frac{\sum_n \int_{\varepsilon_n}^{\infty} \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*) (\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)^{r+1} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon^*}\right) d\varepsilon^*}{\sum_n \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)} \quad (3)$$

где $n_0 = \frac{mk_0 T}{\pi \hbar^2}$, $\tau_0 = \frac{\pi \hbar^2 a}{m} \left(\frac{2mk_0 T}{\hbar^2}\right)^r \frac{1}{A_r}$, $\varepsilon^* = \frac{\varepsilon}{k_0 T}$, $\varepsilon_n^* = \frac{\varepsilon_n}{k_0 T}$,

$$\varepsilon_n = \varepsilon_0 \left(1 + 2n + \sqrt{1 + \frac{U_0}{\varepsilon_0}}\right)^2, r\text{-параметр рассеяния } \Theta(\varepsilon^* - \varepsilon_n^*)\text{-}$$

функция Хевисайда. При рассеянии на акустических фононах в двумерных системах время релаксации изотропно и не зависит от энергии. Производя суммирование по квантовому числу и интегрируя по энергии в плоскости слоя (xy) для электропроводности вырожденного электронного газа при рассеянии на акустических фононах получим:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = (1 + \bar{n})(\varepsilon_F^* - U_0^*) - \frac{4}{3} \varepsilon_0^* (\bar{n}^3 + 3\bar{n}^2 + 2\bar{n} + \frac{3}{2}) - \sqrt{\varepsilon_0^* (\varepsilon_0^* + U_0^*)} (\bar{n}^2 + \bar{n} + 2) \quad (4)$$

Из формулы (4) видно, что электропроводность растет с

увеличением ширины квантовой ямы и зависит от параметра ямы U_0 . Кроме того, электропроводность электронного газа в квантовой яме вида (1) осциллирует с периодом $\Delta a \approx \left(\frac{\pi}{4n_{el}} \right)^{1/3}$, который зависит от концентрации носителей тока.

Научный руководитель: проф. С.Р. Фигарова

Parabolikkvant çuxurunamalikyarımkeçiricistrukturlardazonadaxilidüzke çidlər

Feyziyeva Ü.İ.
Bakı Dövlət Universiteti
ulya2122@mail.ru

Aşağıölgülü elektron sistemlərinin icazəli zonalarında ölçüyə görə kvantlanma nəticəsində alt zonaların əmələ gəlməsi bu strukturlarda elektronların zonadaxili altzonalar-arası düz keçidləri ilə bağlı optik udulma mexanizmini yaradır.

İşdə parabolik potensiallı kvant çuxuruna malik yarım-keçirici strukturlarda elektronların keçiricilik zonasında altzonalar arası keçidləri ilə bağlı işığın udulma əmsalının ifadəsi alınmışdır. Bunun üçün kvant keçidləri nəzəriyyəsi əsasında keçid ehtimalı hesablanmışdır.

Vektor potensialı

$$\vec{A} = A_0 \vec{\xi} e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t}$$

olan işıq dalğasının təsiri ilə bağlı

$$\hat{H} = \frac{e}{mc} \vec{A} \hat{p}$$

Həyəcanlanma operatorunun matris elementi

$$H_{n'n} = \frac{eA_0}{mc} \delta_{k'k} \int \varphi_{n'}^*(z) \hat{p}_z \varphi_n(z) dz$$

şəklində olur.

Elektronların zonadaxili düz keçidləri üçün seçmə qaydaları $\hat{p}_z$ impuls operatorunun matris elementi ilə təyin olunur.

Zonadaxili düz optik keçidlər müxtəlif cütliyə (n, n') malik olan alt zonalar arasında mümkündür.

Zonadaxili düz keçidlər zamanı elektronun kvant çuxurunun layı müstəvisinə paralel olan ikiölçülü dalğa vektoru dəyişmir $k=k'$.

Zonadaxili düz keçidlər yalnız işıq dalğasının ξ polarizasiya vektorunun ξ_z komponentinin sıfırdan fərqli olduğu halda mümkündür.

Zonadaxili düz optik keçidlər rezonans xarakterinə malik olur: fotonun enerjisi altzonalar arası məsafəyə bərabər olduqda keçid ehtimalının və udulma əmsalının işıq tezliyindən asılılığı kəskin maksimumlara malik olur.

Elmi rəhbər: f.r.e.n.İ.R.Qədirova

GaSe və TlInSe₂ birləşmələri əsasında fotohəssas strukturlar

Əhmədova K.M.

Bakı Dövlət Universiteti

konulehmedova0595@gmail.com

Bütün A³B⁶ tip kristallar güclü anizotrop quruluşa malikdir. Onların quruluşunun anizotropiyaya səbəb olan ən maraqlı xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, laylar daxilində atomlar arasında ion-kovalent əlaqəsi, laylar arasında isə Van-der-Vaals əlaqəsi var. Layvari kristalların parametrlərinin sadə texnoloji metodlarla – termik çökdürmə, oksidləşmə, optik kontakt üsulu

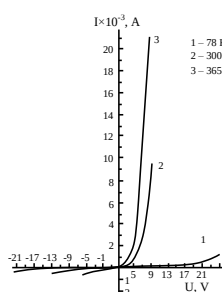
ilə variasiyası nəticəsində müxtəlif parametrlərə malik p-n keçidlər yaradıla bilər.

Layvari kristallar əsasında strukturlar yaratmaq zərurəti ondan irəli gəlmişdir ki, bu kristallar xarici şüalanmaya rentgen, qamma, infraqırmızı və görünən şüalanmaya çox həssasdır.

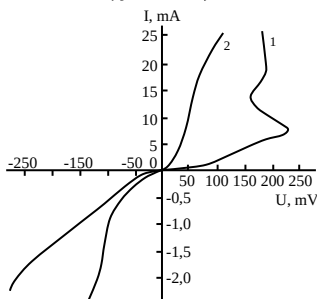
Son illər layvari kristallar əsasında baryer strukturların yaradılmasına və tədqiqinə böyük diqqət yetirilir. İlk tədqiqatlar In-GaSe və Bi-InSe strukturlarının yaxşı düzləndirmə xassəsinə malik olduğunu göstərmişdir. Bu strukturlarda cərəyankeçirmə mexanizmi iki toplanandan ibarət olur. Yükdaşıyıcılar keçiddən bazaya injeksiya edir və sonra xarici sahənin təsiri ilə 2-ci elektroda doğru hərəkət edir.

Layvari kristallarda kristalların səthində səth baryerlərinin yaranması baza oblastında fəthəssaslığın artmasına səbəb olur. Bir qayda olaraq diod strukturlar GaSe-nin təzə qoparılmış səthinə misin vakuüm çükdürülməsi yolu ilə alınır. Sonra əks səthə indiumdan omik kontakt qoyulur. Bu yolla alınmış struktura iki volt gərginlik tətbiq etdikdə, gücləndirmə 103 olur. Lakin, zaman keçdikcə baryerlərin düzləndirmə xassəsi pisləşir. Bu ya misin GaSe-nin tərkibinə daxil olması ilə ya da onun oksidləşməsi ilə izah olunur. Baxılan struktur 0,50-1,4 mkm oblastında fəthəssasdır. Sb-GaSe-Cu strukturunda isə Cu strukturu tərəfindən işıqlandırma zamanı fəthəssaslıq 0,55-0,9 mkm oblatı əhatə edir, maksimum 0,65 mkm-ə uyğundur. Sb-GaSe strukturunun fəthəssaslığı isə 0,36-1 mkm oblastı əhatə edir. Ondan başqa InSe və GaSe əsasında optik kontakt üsulu ilə heterostrukturlar yaradılmışdır. Yaranmış strukturların əksəriyyəti diod xarakteristikasına və yüksək fəthəssaslığa malikdir. Alınmış strukturların əksəriyyətinin energetik zona diaqramı qurulmuşdur. Bundan başqa, p-GaSe-n-CuInSe₂ əsasında heterostruktur yaradılmış fotoelektrik hərəkət qüvvəsinin spektri 0,55-1,85 mkm oblastı əhatə edir. 0,62-0,95 mkm dalğa uzunluqlarında isə

maksimumlar müşahidə olunur. GaSe əsasında yaranan diod strukturlarının Volt-Amper xarakteristikası 1-ci şəkildə göstərilmişdir. Geniş gərginlik oblastında Volt-Amper xarakteristikasının tədqiqi zamanı buraxma istiqamətində mənfi müqavimət oblastı müşahidə olunur (Şəkil 2).



Şəkil 1.



Şəkil 2.

Elmi rəhbər: prof.A.Z.Abbasova

$Cu_3In_5Se_9$ monokristalının nazik təbəqəsinin Volt-Amper xarakteristikası

Hüseynsoy R.Z.

Bakı Dövlət Universiteti

Rahidhuseynsoy@yahoo.com

İşdə $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$ sinfinə mənsub olan $Cu_3In_5Se_9$ monokristalının nazik monokristallıq təbəqələri alınmış və bu təbəqələrin volt-amper xarakteristikaları tədqiq olunmuşdur. Elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı kompensasiya üsulu ilə ölçülmüşdür.

Göstərilmişdir ki, Holl əmsalı və elektrik keçiriciliyi aşağı temperaturlarda aşqar, yuxarı temperaturlarda isə məxsusi keçiriciliyə malik olan iki hissədən ibarətdir. Alınan nəticələrdən temperaturun Holl asılılığı nəzərə alınmaqla təyin olunmuş qadağan olunmuş zolağın eni, donor səviyyəsinin

dərinliyi uyğun olaraq 0,06 və 0,04 eV-a bərabərdir.

$A_3^1B_5^3C_9^6$ tipli yarımkeçirici birləşmələrinin keyfiyyəti birləşmənin bircinslilik dərəcəsi və kristalın təmizliyindən asılıdır. Məhz buna görə də tədqiqat məqsədi üçün çox təmiz və təkmil kristallar tələb olunur. Belə kristallar praktikada qaz fazasından kristalın çökdürülməsi, ərintidən istiqamətlənmiş kristallaşma və məhluldan kristalın çökdürülməsi üsulu ilə alınır.

Termik buxarlandırma nazik təbəqələr elektronikasında ən universal və geniş yayılmış üsuldur. Çökdürülən maddə atomları mənbəyi kimi müxtəlif buxarlandırıicılardan istifadə olunur. Termik buxarlandırma zamanı alınan təbəqənin xassələrinə buxarlanma müddəti daha çox təsir edir. Uzun müddətli buxarlandırma qaz udulması ilə nəticələnir və buna görə də təbəqənin quruluşu təkmil olmur. Buxarlanma zamanı qazların maddədə udulması təbəqənin mexaniki möhkəmliyini və oturaçağın səthinə adgeziyanı azaldır. Bu çatışmamazlıqları aradan qaldırmaq məqsədilə mikrosxemlər üçün təbəqə hazırlandığı zaman buxarlanma mümkün qədər sürətlə aparılır. Bu isə vakuum qurğusunun daxilindəki qalıq qazların zərərli təsirini kifayət qədər azaldır.

Təkmil təbəqə almaq üçün hər bir maddənin buxarlanmasının ən əlverişli rejimini ayrıca seçmək lazımdır.

$Cu_3In_5Se_9$ monokristalının nazik təbəqəsinin alınmasında əsas şərt yüksək vakuumun və əlverişli buxarlaşdırıcıların olmasıdır. Təbəqənin alınması həm altlığın növündən və həm də onun temperaturundan asılıdır. Altlığın temperaturu və maddənin altlığın səthinə çökdürülməsinin sürəti kondensasiya olunmuş təbəqənin strukturunu müəyyən edir. Təbəqənin alınmasına təsir edən ən mühüm amillərdən biri də istifadə olunan altlığın təmizlik dərəcəsidir. Nazik təbəqənin qalınlığı interferensiya mikroskopu vasitəsilə müəyyən olunmuşdur. Nümunənin qalınlığı $450 \text{ \AA}$ tərtibində olmuşdur.

In- $Cu_3In_5Se_9$ -In strukturu üçün azot temperaturu və otaq temperaturunda volt-ampər xarakteristikası öyrənilmişdir. Müəyyən olunub ki, həm işıqlanma olan halda və həm də qaranlıq halında volt-ampər xarakteristikasında tətbiq olunan gərginliyin kiçik qiymətlərində Om qanunu yaxşı ödənilir. Volt-ampər xarakteristikasının müəyyən intervalllarında fəza yükləri ilə məhdudlanmış cərəyan oblastları müşahidə olunur. Belə ki, gərginliyin kiçik qiymətlərində cərəyan şiddəti gərginlikdən asılı olaraq xətti qanunla dəyişir. Gərginliyin müəyyən qiymətində kontaktlarda injeksiya edən yükdaşıyıcıların konsentrasiyası nümunənin tarazlıqda olan yükdaşıyıcıları tərtibində olduqda kvadratik asılılıq müşahidə olunur. Gərginliyi artırıdınca onun elə qiyməti gəlib çatır ki, cərəyan kəskin artır. Bu tədqiq olunan nümunədə müəyyən yapışma səviyyələrinin və tələlərin varlığını və onların boşalaraq yenidən dolması ilə əlaqədardır.

Elmi rəhbər: prof.N.F.Qəhrəmanov

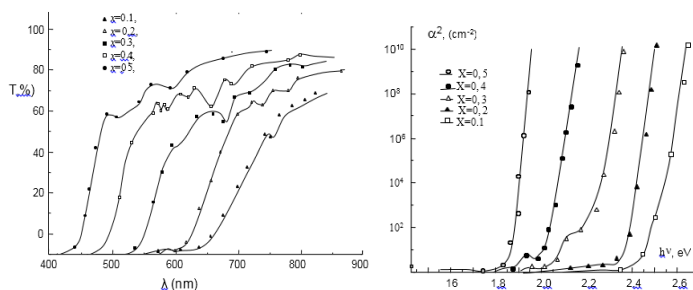
$Zn_{1-x}Cd_x$ Tenazik təbəqələrinin optik xassələri

Hüseynzadə S.X.
Bakı Dövlət Universiteti
Salatin93@inbox.ru

Dissertasiya işində sulu məhluldan elektrokimyəvi çökdürülmə üsulu ilə alınmış $Zn_{1-x}Cd_xTe$ sistemi bərk məhlullarının nazik təbəqələrinin spektrin görünən və yaxın infraqırmızı oblastında (360-1100 nm) optik xassələrinin həmin təbəqələrin tərkibindən və termik işlənmənin həyata keçirildiyi mühitdən və işlənmə rejimlərindən asılılığı tədqiq edilmişdir. Optik xassələrin tədqiqi üçün altlıqlar kimi şüşə və kvarts lövhələrdən istifadə olunmuşdur. Təbəqələrin alınma prosesinin çökmənin kinetikasının və onların böyümə mərhələlərinin, eləcə də altlıq üzərində müxtəlif kompleks

birleşmələrin yaranma mexanizminin optik xassələrə təsiri öyrənilmişdir. Məhlulda ilkin komponentlərin konsentrasiyasının, onların molyar nisbətinin və məhlulun pH-nın yaranmış təbəqələrin optik şəffaflıq oblastına təsiri tədqiq olunmuşdur. Məhlulda ilkin komponentlərin ~100-ə yaxın müxtəlif tərkibli tarazlıq konsentrasiyası üçün təcrübə aparılmış, stexiometrik tərkibli təbəqələrin alınması üçün optimal rejim müəyyənləşdirilmişdir. Altlıq üzərində gedən proseslər sulu məhlulda baş verən proseslərdən birbaşa asılıdır. Ona görə də altlıq üzərində təbəqənin yaranma prosesinin kinetikasi ətraflı təhlil olunmuşdur. Təbəqələrin yaranması zamanı əvvəlcə altlıq üzərində ilkin özəklər yaranır, sonra onlar adacıqlara çevrilir, adacıqlar böyüyərək tor şəkilli struktura yaradır. Təbəqələrin sonrakı böyüməsi bu adacıqlararası məsamələrin və kanalların dolması hesabına bütöv bir örtüyə çevrilir. Beləliklə təbəqələrin strukturunun formalaşma prosesi onların optik xassələrinə, o cümlədən şəffaflıq əmsalına əhəmiyyətli təsir göstərir. Təbəqələrin sulu məhluldan kimyəvi metodla alınması qeyri-tarazlıq şəraitində baş verdiyindən massiv kristallara nisbətən daha az təkmil strukturlar formalaşır. Lakin çökdürmə və termik işlənmə rejimini seçməklə daha effektiv optik parametrlərə malik aşqarlardan istifadə etmədən müxtəlif tərkibli bərk məhlulların təbəqələrini almaq mümkün olur. İstifadə olunan üsul massiv kristallara nisbətən bərk məhlullarda həll olma oblastını genişləndirməyə imkan verir. Aparılan tədqiqatlar müxtəlif elektron prosesləri və optik xassələri təyin edən aktiv mərkəzlərin təbiətini və konsentrasiyasını müəyyən etməyə imkan verir. Təbəqələrin bir hissəsi termik işlənməyə məruz qalmışdır. Termik işlənmə ilk növbədə təbəqələrdə kristallitlərin ölçülərinin böyüməsinə gətirir. Termik işlənmə temperaturunun artması ilə təbəqələrin səthində defektlərin konsentrasiyası azalır, kristallitlərin ölçüləri isə o həddə qədər böyüyür ki, artıq təbəqələr vahid matrisa şəklində görünür. Alınmış təbəqələrin optik udma spektri tədqiq olunmuşdur. Təbəqələrin tərkibində kadmiumun miqdarının artması ilə udma spektri uzun dalğalar oblastına tərəf sürüşür. Bu isə təbəqələrin qadağan olunmuş zolağının eninin azal-

ması ilə izah olunur. Müəyyən olunmuşdur ki, optik buraxma əmsalının maksimal qiyməti havada $370\div 3900\text{ C}^0$ temperaturda 10 dəqiqə müddətində termik işlənməyə məruz qalmış təbəqələrdə müşahidə olunur. Təbəqələrin optik buraxma spektrinin tədqiqi onu göstərir ki, təbəqələrin səthinin morfologiyası təkcə onların alınma rejimi ilə deyil, həm də termik işlənmə şəraiti ilə müəyyən olunur. Qeyd edək ki, axırıncı amil daha həlledici rol oynayır.



Şəkil. $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ təbəqələrinin optik buraxma və udma spektri

Elmi rəhbər: prof. Cəfərov M.Ə.

Nanoməsəmali alüminium üzərində $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ təbəqələri

Kərimova A.X.

Bakı Dövlət Universiteti

ayselkerimova00@mail.ru

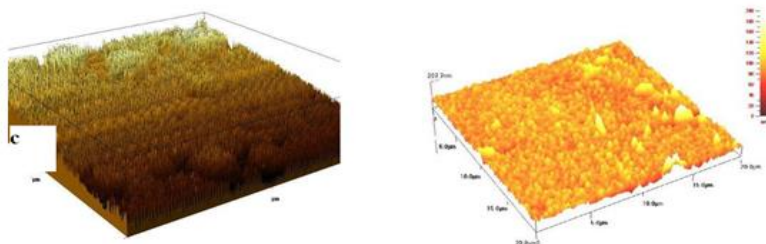
Nanoməsəmali Anodik Alüminium Oksid (AAO) membranları özünün kifayət qədər yaxşı təyin olunmuş nanoməsəmali düzülüşləri ilə müxtəlif nümunələrdə məs: katalizatorlar, bio-filtrlər, buxarlanma maskalarında və müxtəlif birölçülü nanostrukturalarının istehsalında altıq kimi tanınmışdır [1-4]. Axırıncı iki onillikdə məsəmali anodik alüminiuma (MAA) metal yarımkeçiricilər, karbon və polimerlər daxil olmaqla müxtəlif nanoboru və nanotelli düzülüşlərin hazırlanmasında qəlib kimi geniş istifadə olunmuşdur. Hal-hazırda AAO membranlarının mikro-ifadədə tətbiq olunan potensial, anodlaşma vaxtı və

temperaturu kimi elektrokimyəvi parametrlərinin təsirinin integrallanmasının elmi tədqiqatda öyrənilməsi vurğulanmışdır.

Tədqiq olunan $Cd_{1-x}Zn_xS$ ($0 \leq x \leq 0.5$) nazik təbəqələri elektrokimyəvi çökdürmə üsulu ilə alınmışdır. $Cd_{1-x}Zn_xS$ nazik təbəqələrinin alınmasında $CdCl_2$, $ZnCl_2$, $Na_2S_2O_3$, H_2O məhlulundan istifadə olunmuşdur. $Cd_{1-x}Zn_xS$ nazik təbəqələrinin müxtəlif tərkibdə alınması üçün məhlulda $ZnCl_2$ -nin miqdarı dəyişdirilmişdir. İstifadə olunmuş Nanoməsəməli Anodik Alüminium Oksid (AAO) və Ni altlıqlarının fiziki və kimyəvi çirklənmələrdən təmizlənməsi xüsusi kimyəvi qarışıqların köməyi ilə həyata keçirilmişdir. Tədqiq olunan bütün nazik təbəqələrin elektrokimyəvi üsulla çökdürülməsi otaq temperaturunda ($20^0 \div 30^0C$) aparılmış, elektrodlar arasındakı məsafə isə $2 \div 3$ sm intervalında dəyişdirilmişdir. Çökdürmə gərginliyinin $U_k = 0.5$ V qiymətlərində alınmış nazik təbəqələrin səthi o qədər də bircins olmayıb, müxtəlif ölçülərə malik və boşluqlarla bir-birindən ayrılmış nanoölçülü kristallitlərdən ibarətdir. Şəkildən göründüyü kimi nazik təbəqələrin səthində homogenik nano dənəciklərin üzərində hündür piklər müşahidə olunur. $Cd_{1-x}Zn_xS$ nazik təbəqələrinin alınması üçün təbəqələrin tərkibindən asılı olaraq ($0 \leq x \leq 0.6$) məhlula tətbiq olunan katod potensialı $U_k = 0.4 \div 2.5$ V intervalında dəyişdirilmiş, bu zaman müəyyən tərkibli nümunələr üçün məhluldakı cərəyanın sıxlığı $j = 8 \div 40$ mA/sm² intervalında sabit saxlanmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, termik emaldan əvvəl nazik təbəqələr qismən amorf struktura malik olub, kiçik kristallitlərdən ibarətdir. Termik emaldan sonra isə kristallitlərin ölçüsü böyüyür və nəticədə bircins səth müşahidə olunur. Müəyyən olunmuşdur ki, nazik təbəqələr heksaqonal modifikasiyada kristallaşır.

Elektrokimyəvi çökdürmə üsulu ilə alınmış $Cd_{1-x}Zn_xS$ nazik təbəqələrinin optik udma, fotokeçiricilik və lüminessensiya spektrləri ölçülmüşdür. Fotokeçiricilik və lüminessensiya hadisələrinin təcrübi tədqiqində maye lazerdən istifadə olunmuşdur. Lazerin dalğa uzunluğunun dəyişmə oblastı (473 – 547) nm

intervalı əhatə edir. Lazer impulsunun müddəti 3ns, gücü isə 12 MVt/sm² olmuşdur. Lazer şüalarının intensivliyi kalibrə olunmuş neytral filtirlər vasitəsi ilə dəyişdirilib.



Şəkil. Məsaməli aluminium və onun üzərində alınmış CdS təbəqəsinin AGM təsviri

$Cd_{1-x}Zn_xS$ naziktəbəqələrinin buraxmaspektrlərinin miqdarından asılı olaraq əhəmiyyətli dərəcədə dəyiş-ikliklərə məruz qalır. Bu təbəqəyə $Cd_{1-x}Zn_xS$ naziktəbə-qələrinin optik buraxma xüsusiyyətləri tədqiqatı aparılır.

Elmi rəhbər: dos.S.Ə.Cahangirova

Aşağıölçülü yarımkeçirici əsaslı elektron sistemlərində spin-orbital qarşılıqlı təsiri

Kərimova T.İ.
Bakı Dövlət Universiteti
tukzban@mail.ru

Almaz və ya ZnS qəfəsli həcmi yarımkeçiricilərdə spin-orbital qarşılıqlı təsiri valent zonasının spin parçalanma-sına gətirir [1]. Bundan başqa inversiya mərkəzi olmayan kristallarda dalğa vektorunun təkcə üstünə mütənəssib parçalanmalar yaranır [2]. Aşağıölçülü yarımkeçirici əsaslı elektron sistemlərində spin parçalanmaları (Zeeman və spin orbital) həcmi yarımkeçirici-lərdə olmayan özəl xassələr

meydana çıxır. Bunların nəticəsinə spin parçalanmalarının ədədi qiymətlərinin dəyişməsi ilə yanaşı, yükdaşıyıcıların g-faktorunun qiyməti, eləcə də kinetik və optik parametrlər köklü surətdə dəyişir.

Spin-orbital qarşılıqlı təsirinin öyrənilməsi aşağıölçülü sistemlərdə yükdaşıyıcıların enerji spektrini təsvir edən mikroskopik parametrlər, sistemin həndəsi forması və ölçüləri haqqında informasiya (məlumat) əldə etməyə imkan verir.

Təqdim olunan işdə həcmi yarımkeçirici və aşağıölçülü yarımkeçirici əsaslı elektron sistemlərində spin-orbital qarşılıqlı təsir araşdırılmış və konkret olaraq kvant təbəqəsi üçün spin-orbital qarşılıqlı təsirinin nəzərə alınması ilə enerji spektri hesablanmışdır.

Elmi rəhbər: prof. T.H. İsmailov

Ag₃In₅Se₉ kristalının və nazik təbəqəsinin fotoluminessensiyası

Məcnunova F.İ.
Bakı Dövlət Universiteti
prelest_099@mail.ru

Kristalda luminessensiya hadisəsini tədqiq etmək üçün həyəcandırıcı təsirin növünün, enerjisinin və tətbiq olunma üsulunun seçilməsi dəqiq eksperimental nəticələrin əldə edilməsində böyük rol oynayır. Kristalın səthinə çox yaxın oblastda udulan fotonların hesabına generasiya olunan qeyri-tarazlıqlı elektronlar səth hallarının yaratdığı dayaz rekombinasiya mərkəzləri vasitəsilə şüalanmasız rekombinasiyasına daha çox meyilli olurlar. Əgər kristalın səthi mexaniki işlənmiş olarsa, onda şüalanmasız rekombinasiyanın payı daha da artmış olar. Bunları nəzərə alaraq, aparılan eksperimentdə luminessensiya hadisəsi Ag₃In₅Se₉ kristalının monokristal alınması prosesində formalaşmış təbii səthində öyrənilmişdir.

Kristalın 210 K temperaturda çıxarılmış fotolumines-sensiya spektrində şüalanma rekombinasiyasının keçidlərinə xarakterik olan 0,983; 1,18; 1,251; 1,377 və 1,71 eV enerjiləri müəyyən olunmuşdur. Aşqar səviyyəsi - valent zona keçidinə aid edilən şüalanma rekombinasiyalı keçidlərinə 0,983 və 1,18 eV enerjiləri uyğun gəlirlər. 1,251 eV enerjili şüalanma zolğunu zonalararası keçidlərə aid etmək olar, onda kristalın qadağan olunmuş zonasının eni üçün

$$\Delta E_g = h\nu_{\max} - \frac{kT}{2} = 1,24 \text{ eV}$$

qiymətini alırıq. Spektrdə müşahidə edilən 1,251 və 1,377 eV xarakterik enerjiləri yüksək intensivlikli lazer şüasının təsiri ilə keçirici zonanın daxilindəki alt zonalarda lokallaşmış qeyri-tarazlıqlı elektronların valent zonaya keçməsi ilə yaranan şüalanma enerjisi olduğu nəzərdə tutulur. 235 K temperaturda şüalanma zolaqları bir- birini örtür, ona görə də luminessensiya spektri yayılmış maksimumu 1,28 eV enerjisində yerləşən geniş bir pikdən ibarət olur. Temperaturun artması ilə $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ kristalında şüalanmanın intensivliyi kəskin azalır.

Nazik təbəqələrin alınması üçün işlənmiş xüsusi üsuldən istifadə edərək $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ kristalının şüşə altlıq üzərində 120 mkm qalınlıqlı nazik təbəqəsi alınmışdır. Alınan təbəqənin 210 K temperaturda spektrdə şüalanmalı optik keçidə xarakterik olan 1,69; 1,24 və 1,721 eV enerjiləri götürmək olar. Kristalın elektrik və fotoelektrik xassələrinin tədqiqindən məlumdur ki, $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ kristalında anion vakansiyaları yerləşmə dərinliyi 82 meV olan donor səviyyələri yaradır. Nazik təbəqələrdə Se vakansiyaların yaranma ehtimalı böyük olduğundan 1,169 eV enerjili şüalanmalı rekombinasiyasını elektronların anion vakansiyasından valent zonadakı dəşiklərlə rekombinasiyası kimi qəbul etmək olar. 1,24 eV enerjili şüalanmanı isə kristallik nümunələrdə olduğu kimi zona- zona rekombinasiyasına aid olduğu şübhə yaratmır.

$\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ kristalının fundamental udma oblastının kənarına uyğun gələn şüalanma zolağının maksimumunun temperatur asılılığı $\ln I_\phi \sim \frac{1}{T}$ miqyasında iki xətti hissədən ibarətdir. Bu xətlərin mailliyindən səviyyənin yerləşmə dərinliyini hesablamaq olur. Hesablamalar göstirir ki, $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ kristalında $E_1 = 35$ meV və $E_2 = 47$ meV enerjili aşqar səviyyələr mövcuddur. Bu səviyyələrin dayaz donor səviyyələr olduğu nəzərdə tutulur. Temperaturun artması ilə bu səviyyələrdə elektronlar keçirici zonaya keçirlər, ona görə də temperaturun artması ilə donor səviyyəsindən valent zonaya şüalanmalı rekombinasiya edən elektronların sayı azalır. Bununla temperaturun artması fotolüminessensiyanın sönməsinə səbəb olur.

Elmi rəhbər: prof. Hüseynov Ə.H.

Metamateriallarda üçüncü harmonika generasiyasının effektivliyi

Məlikova-Əhmədova N. A.

Bakı Dövlət Universiteti

nigarmelikovanm@gmail.com

Metamateriallar – sistemin parametrlərini variasiya etməklə elektromaqnit xassələri idarə oluna bilən mikrorezonatorlar sistemidir. Əgər təbiətdəki materiallarda maqnit nüfuzluğu əmsalı 1 götürülərsə, metamateriallarda o, dielektrik nüfuzluğu qədər vacib və həlledici rol oynayır. Buna görə də metamateriallarda elektromaqnit dalğalarının yayılması, sınması və ya əks olunması qarşılıqlı təsirin daha fərqli xarakteri ilə müşaiət olunur ki, bu da təbiətdəki materiallarındakından fərqlənir.

Metamateriallarda üçüncü harmonikanın generasiyası

zamani kompleks amplitudu qısaldılmış tənliklərdən:

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 = i\gamma_1 A_3 (A_1^*)^2 \exp(i\Delta z) \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 = i\gamma_3 A_1^3 \exp(-i\Delta z) \end{cases} \quad (1)$$

və

$$A_1(z=1) = A_{11} \exp(i\varphi_{11}), A_3(z=0) = 0 \quad (2)$$

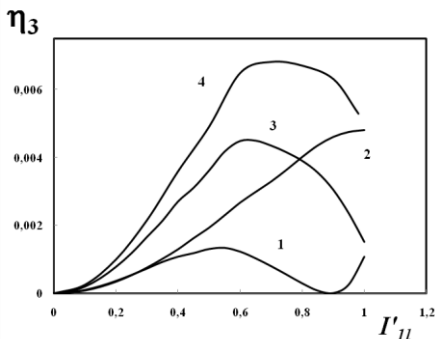
sərhəd şərtlərindən istifadə olunmaqla hesablanır.

Bu ifadələrindən istifadə etməklə üçüncü harmonika effektivliyinin dusturunu ala bilərik.

$$\eta_3 = \frac{I_3(1)}{I_{11}} = \frac{A_3 A_3^*}{A_1 A_1^*} = \frac{sh^2 \lambda z}{3ch^2 \lambda l - \frac{\Delta^2}{4} \Gamma^2} \quad (3)$$

(3) ifadəsindən də göründüyü kimi metamaterialın effektivliyi maddə üzərinə düşən işığın intensivliyindən (I), kristalın uzunluğundan (l), dalğa ədədinin dəyişməsindən (Δ), və Δ -nın açıq ifadəsini nəzərə alsaq işığın düşmə bucağından asılıdır (θ).

Hazırkı işdə üçüncü harmonika generasiya effektivliyin doldurma intensivlikdən asılılığına baxılmışdır. Bu zaman biz elə intensivlik intervalı seçməliyik ki, intensivliyin həmin qiymətlərində kristalın strukturu pozulmasın. Kristalın uzunluğunu sabit saxlamaqla, itkilərə və $\Delta/2\Gamma$ -faza uyğunsuzluğuna müxtəlif sabit qiymətlər verilmişdir.



$$\eta_3 (I'_{1\ell} = \Gamma z) \text{ asılılığı, } \Gamma \ell = 1, \Delta' = 3,5 \text{ (1) } 7 \text{ (2), } 4 \text{ (3), } 3,8 \text{ (4)}$$

Şəkildən göründüyü kimi effektivliyin maksimum qiyməti faza sinxrozminin böyük qiymətində müşahidə olunur.

Beləliklə çevrilmə effektivliyi Δ' böyük qiymətində və yaxud doldurma intensivliyinin aşağı qiymətində ossilyasiya xarakteri daşıyır

Elmi rəhbər prof.R.C. Qasımova

Cu₃In₅S₉heterokeçidinin fotoelektrik xassəsinə elektron şüalanmasının təsiri

Məlikzadə G.N.
Bakı Dövlət Universiteti
malikzadag@mail.ru

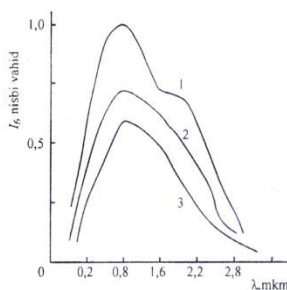
$A^I B^{III} C_2^{VI} - B_2^{III} C_3^{VI}$ kvazibinar sistemlərinin hal diaqramının öyrənilməsi $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$ tip birləşmələrinin alındığını göstərmişdir. Baxılan işdə bu qrupa daxil olan $Cu_3In_5S_9$ monokristalının fotoelektrik xassələrinə elektron şüalanmasının təsiri öyrənilmişdir. $Cu_3In_5S_9$ monokristalın monoklin strukturda kristallaşır və parametrləri $a=6,60$; $b=6,91$; $c=8,12A^0$; $\beta=89$; $Z=1$ [1].

Fotoelektrik xassələrin tədqiqi göstərmişdir ki, $Cu_3In_5S_9$ 0,8-1,8eV oblastında fotohəssasdır və temperatur aşağı düşdükcə həssaslıq artır [2].

Yarımkeçiricilər texnologiyasının aktual problemlərindən biri radiasiyaya davamlı və etibarlı yarımkeçirici strukturların alınması və onların hərtərəfli öyrənilməsidir. Müasir təsəvvürlərə görə yarımkeçiricilərdə və yarımkeçirici cihazlarda radiasiya effekti ionlaşdırıcı şüa nəticəsində atomun ionlaşmasına əsaslanır. Lakin radiasiyanın təsiri strukturun hazırlandığı yarımkeçirici materialın tipindən və onun alınma texnologiyasından asılıdır. Çoxsaylı təcrübələr göstərmişdir ki, yarımke-

çirici struktur-ların radiasiyaya davamlılığını kristalların strukturunun təkmilliliyi, onlardakı defektlərin konsentrasiyası və tipi ilə əlaqədardır.

Otaq temperaturunda $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ heteroqeyidinin fotocavabının spektral asılılığını çıxarılmış, müəyyən olunmuşdur ki, həssaslıq 0,4-1,6 eV enerji oblastını əhatə edir. 0,6 eV-da bir maksimum müşahidə olunur, bu qiyməti ədəbiyyatdan $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ kristalının fotoelektrik xassələri ilə müqayisə etsək, müqayisə olunan maksimum dərin aşqar səviyyələrindən yükdaşıyıcıların ionlaşması ilə izah etmək olar. Enerjinin böyük qiymətlərindəki maksimum isə zonalararası elektron keçidlərə uyğundur [2].



Şəkil: $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ heteroqeyidində fotoqeyiriciliyin spektral asılılığı.
1-şüalanma olmadıqda, 2- 10^{12} hissə/sm², 3- 10^{13} hissə/sm² dozalı
şüalanmadan sonra.

Elmi rəhbər: dos. Həsənova L.H.

GaSe kristalında qeyri-tarazlıqlı yükdaşıyıcıların rekombinasiyasında bor aşqarlarının rolu

Məmmədova A.X.

Bakı Dövlət Universiteti

arzu.mamedova.1991@inbox.ru

İşdə GaSe kristalına

boraşqarırurulmaqlayetişdirilmışnümunələrinfotoelektrikvəfotolümin essentxassələritədqiqolunmuşdur.

BorelementidəGaelementikimiüçvalentlidirvəkristalquruluşdaborel ementiGaelementiniəvəzetməkləqəfəsindüyüynlərindəkimyəvirabit əpozmadanyerləşə bilər. İzolə edilmişboratomuvalentelektronların

$s^2 p^1$ konfigurasiasınamalikdir. Kristalın formalaşması prosesində

atomlarkondensasiyaetdikdəbukonfigurasiyabirelektronkeçidi hesabına $s^2 p^1 \rightarrow s^1 p^2$ dahadayanıqlı,

energetikstabilolankonfigurasiyatransferedilir.

Kristalyetişdirilməsiprosesindəatomlarınkondensasiyasızamanıboratomlarıselenatomlarıiləqarşılıqlıtəsirinəticəsində (BSe_2)

izotipquruluşyanırki, beləliklə $B - Se$ atomlarıarasındaoptimalməsafə 198(3) nmtəşkildir.

Qalliumselenkristalında $Ga - Se$ atomlarıarasındakıməsafə 247(2) nmtəşkildir.

Deməlikristalquruluşundaqalliumatomuboratomuiləəvəzedilənyerlərdə $Ga - Se$ rabitəsindədahagüclürabitəyanmışolur. Beləliklə, boratomlarıiləaşqarlanmış $GaSe$

kristalındazəifrabitəlilaylalararasındayaranənəzideffektləriaradanqaldırmaqmümkünolabilir. $GaSe\langle B \rangle$

kristalınınfotocərəyanınıninspektrindəfundamentaludmaoblastınınən arınınyayılmasıvəfotocərəyanınkinetikasındamüşahidəolunanqalıqfotokeçiricilikonugöstərirki,

kristaldadayazıyışmasəviyyələrımövcuddur. $GaSe\langle B \rangle$

kristalındafotocərəyanınınspektrdəaşqarfotokeçiriciliyəməxsusikixarakterik 0,765 və 0,98 eVenerjisəviyyələri müşahidə olumuşdır ki, bunlarında $GaSe$ kristalındaboraşqarlarınaaidolduğu göstərilir.

$GaSe\langle B \rangle$ kristalında fotocərəyanın relaksasiyası eksponensialxarakterdaşıyır. Buonugöstərirki,

GaSe nazik təbəqəsində yüksək optik həyəcanlanmada fotocərəyanın re-laksasiyası hiperbolikdir, yəni, bu şəraitdə $p_r^0 \gg N_r^0$ və rekombinasiya səviyyələri tamamilə boşdur, belə halda vakansiyaların konsentrasiyası rekombinasiya mərkəzlərini konsentrasiyasına bərabər olur: $n_r = p_r^0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}$. Hiperbolik relaksasiya rekombinasiya mərkəzləri tərəfindəndəşiklərin tutulmasının enkəsiyini hesablamağa imkan verir. Şəkil 3.8-də düz xəttin mailliyinin qiymətindən istifadə edərək $C_r = 8 \cdot 10^{-9} \text{ sm/salıraq}$, onda dəşiklərin tutulmasının effektiv kəsiyi üçün $S = 8 \cdot 10^{16} \text{ sm}^2$ alınır. Yüksək intensivlikli optik həyəcanlanmada GaSe kristalında qeyri-tarazlıqlı yükdaşıyıcıların rekombinasiyasında yavaş və sürətli rekombinasiya səviyyələri iştirak edirlər.

Relaksasiya əyrisinə görə GaSe monokristallarında qeyri-tarazlıqlı yükdaşıyıcıların yaşama müddəti üçün 10^{-6} s hesablanmışdır. Yapışma mərkəzlərinin yaratdığı dayaz aseptor səviyyəsi bor atomları tərəfindən yaranırlar. Yapışma səviyyəsində kvazi-stasionar halda yükdaşıyıcıların $\Delta\sigma_{st.} = e\mu\Delta\rho_{st}$ düsturuna əsasən hesablanmış konsentrasiyası üçün $\Delta p_{st} = 2 \cdot 10^{13}$ alınmışdır.

$GaSe\langle B \rangle$ nazik təbəqələrində qeyri-tarazlıqlı yükdaşıyıcıların relaksasiya müddəti ($10^{-7} \div 10^{-8}$) santəşkiledir. Buradan belə nəticəyə gəlmək olar ki, alınmış $GaSe\langle B \rangle$ nazik təbəqələri yüksək tezliklə ($10^7 \div 10^8 \text{ hs}$) dəyişən intensivlikli $1,0 \div 2,0 \text{ mkm}$ dalğa uzunluqlu Q-şüalanmaları qəbul etməyə qadın fotoelektrik detektor hazırlamaq olar.

Elmi rəhbər: prof. Ə. H. Hüseynov

Bor atomlarının GaSe nazik təbəqələrinin optik udulması və fotokeçiriciliyinə təsiri

Məmmədova T.A.

Bakı Dövlət Universiteti
turka.memmedova@gmail.com

Laylı *GaSe* nanohissəcikli nazik təbəqələri optoelektronikanın ən çox tələb olunan yarımkeçirici maddələrindən biridir. Buna səbəb bu maddələrin unikal fiziki xassələrə malik olmasıdır. Lay boyunca kovalent, laylara perpendikulyar istiqamətdə isə zəif Van-der-Vaals rabitəsinin olması onlarda anizotrop kristallara məxsus yeni fiziki xassələrin meydana çıxmasına səbəb oldu.

Təqdim olunan iş lazer şüaları vasitəsilə nanohissəcikli *GaSe* nazik təbəqələrinin optik udulması və fotokeçiriciliyinin təcrübi tədqiqinə həsr olunmuşdur. Nanohissəcikli *GaSe* nazik təbəqələri kimyəvi çökdürmə üsulu ilə alınmışdır. İşıq mənbəyi olaraq Nd:YAG lazerindən istifadə olunmuşdur. Lazer şüalarının dalğa uzunluğu 1064, 532 və 335 nm tərtibində olmuşdur. Lazer impulsunun müddəti 12 nsan, gücü isə 12 MVt/sm² tərtibindədir.

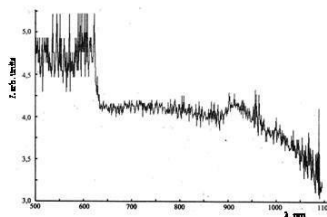
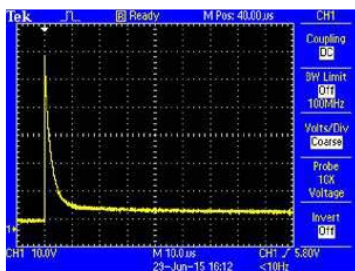
Şəkil 1,a-da Bor atomları ilə aşqarlanmış *GaSe* nazik təbəqələrinin udma spektri verilmişdir. Bor atomları ilə aşqarlanmış *GaSe* nazik təbəqələrinin udma spektri təmiz nümunələrin udma spektrindən əsaslı surətdə fərqlənir. Aşqarlanmış nümunələrin udma spektrində fundamental udma ilə yanaşı ($\lambda=620$ nm) spektrin uzundalğalı oblastında maksimum $\lambda=925$ nm olan yeni udma zolağı yaranır.

GaSe nazik təbəqələrində Bor aşqar səviyyələrinin mövcudluğu yalnız udma spektrində deyil, eyni zamanda fotokeçiricilik hadisəsində də özünü büruzə verir. Şəkil 1,b-də *GaSe(B)* nümunələrində Nd:YAG lazerinin 2-ci harmonikası ilə ($\hbar\omega = 2,34$ eV) həyəcanlaşdırılmış fotocərəyanın osilloqramması təsvir olunmuşdur.

Təmiz *GaSe* nazik təbəqələrinin relaksasiya ayrılarında 2 rekombinasiya kanalı (sürətli ~ 100 mksan və yavaş ~ 250 mksan) olduğu halda, Borla aşqarlanmış *GaSe* nazik təbəqələrində relaksasiya əyrisində yalnız bir sürətli ($\sim 2 \cdot 10^{-7}$ san)

rekombinasiya kanalı müşahidə olunur (şəkil 1,b). Bu halda fotocərəyanın qiyməti 60 dəfədən çox artır.

Bizim fikrimizcə, aşqarlanmamış nümunələrdə müşahidə olunan rekombinasiyanın sürətli kanalı zonalar arası düz keçidlə, yavaş kanal isə tədqiqlənən nümunələrin qadağan olunmuş zonasında olan defektlər və ya idarə olunmayan aşqarların mövcudluğu ilə əlaqədardır. Bor atomları ilə aşqarlanmış *GaSe* nümunələrində müşahidə olunan fotocərəyanın relaksasiya əyrisi məhz Bor aşqarları ilə əlaqədardır.



(a) (b)
Şəkil 1. Bor atomları ilə aşqarlanmamış *GaSe* nazik təbəqələrinin udma spektri (a) və fotocərəyanın osilloqramması (b).

Aparılmış təcrübələr Yer Kürəsində silisiumdan (*Si*) sonra ən çox yayılmış Bor elementi yataqlarının təyini üçün lazım olan sürətli detektorların hazırlanmasında istifadə oluna bilər.

Elmi rəhbər: prof. V.M.Salmanov

Kvaziikiölçülü elektron qazının spin parçalanması nəzərə alınmaqla maqnit xassələri

Mustafazadə Y.H.

Bakı Dövlət Universiteti

yasemen.mustafazade.93@mail.ru

İşdə eninə kvantlayıcı $\vec{B}$ maqnit sahəsində kosinusoidal dispersiya qanunlu elektron qazının spin parçalanması nəzərə alınmaqla maqnitlənmə əmsalı və maqnit qavrayıcılığı hesablanmış, onların maqnit sahəsinin qiymətindən və spin parçalanma faktorundan asılılıqları öyrənilmişdir. Burada güclü maqnit sahəsində spin parçalanması nəzərə alınmaqla kvaziikiölçülü elektron qazının enerji spektrindən istifadə olunmuşdur:

$$\varepsilon(N, k_z, \sigma) = (2N + 1)\mu_B + \varepsilon_0(1 - \cos ak_z) + g^* \sigma \mu_B B, \quad (1)$$

burada N - Landau səviyyəsinin nömrəsi, k_z - dalğa vektorunun z oxu istiqamətində toplananı, $\mu = (m_0/m_\perp)\mu_B$, $\mu_B = e\hbar/2m_0$ - Bor maqnetonu, m_0 - sərbəst elektronun kütləsi, $m_\perp$ - elektronun təbəqə müstəvisində kütləsi, ε_0 - birölçülü keçirici zonanın k_z istiqamətində yarıməni, a - z oxu istiqamətində qəfəs sabiti, g^* - elektronun enerjisinin spin parçalanma faktoru, $\sigma = \pm 1/2$ - elektronun spin kvant ədədidir. Bu enerji spektri əsasında elektron qazının maqnitlənmə əmsalı üçün maqnit sahəsinin istənilən qiyməti və elektron qazının ixtiyari cırlaşma tərtibində doğru olan ümumi ifadəsi tapılmışdır:

$$M = \frac{k_0 T}{B} \frac{1}{2a(\pi R)^2} \left\{ \sum_N \left[Z_0 + \frac{\mu_B B(2N+1)}{\varepsilon_0 \sin Z_0} \right] \times \right. \\ \left. \times \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\zeta - \varepsilon}{k_0 T} \right) \right] + \frac{\varepsilon_0}{k_0 T} \int_0^{Z_0} f_0 Z \sin Z dZ \right\}, \quad (2)$$

burada $R = (\hbar/eB)^{1/2}$ - maqnit uzunluğu, k_z - dalğa vektorunun z toplananı, $f_0(\varepsilon)$ - Fermi paylanma funksiyası, Z_0 isə aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$Z_0 = \begin{cases} \pi, & \zeta_F > 2\varepsilon_0 \\ \arccos(1 + (\mu B - \zeta_F)/\varepsilon_0), & \zeta_F < 2\varepsilon_0 \end{cases}, \quad (3)$$

harada ζ_F - Fermi səviyyəsinin enerjisidir. İxtiyari kvantlayıcı

maqnit sahəsində $\mu B > k_0 T$ şərti nəzərə alınmaqla cırılşmamış elektron qazının maqnitlənmə əmsalı üçün (2)-dən tapılmışdır:

$$M = -\mu n_0 \frac{\nu^*}{sh \nu^*} I_0(\varepsilon_0^*) e^{\zeta^* - \varepsilon_0^*}, \quad (4)$$

burada $n_0 = m_{\perp} k_0 T / a \pi \hbar^2$, $\nu^* = \mu B / k_0 T$, $I_0(\varepsilon_0 / k_0 T) - Z_0 = \pi$ olduqda sıfırıncı tərtib Bessel funksiyasıdır. Kimyəvi potensialın

$$n = n_0 \frac{\nu^*}{sh \nu^*} I_0(\varepsilon_0^*) e^{\zeta^* - \varepsilon_0^*}, \quad (5)$$

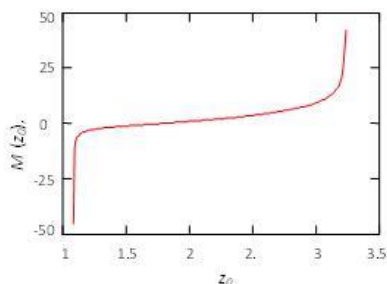
ifadəsini (4)-də nəzərə alsaq cırılşmamış kvaziikiölçülü elektron qazının maqnitlənmə əmsalı üçün alırıq:

$$M = -n\mu. \quad (6)$$

Bu halda $\chi_{dia} = \mu_0 M / B$ - diamaqnit qavrayıcılığı maqnit sahəsindən asılı olub

$$\chi_{dia} = n\mu_0\mu / B \quad (7)$$

- kimi təyin olunur, burada μ_0 - maqnit sabitidir. Maqnitlənmə əmsalının zonanın dolma dərəcəsindən asılılığını təyin etmək üçün (2) düsturu əsasında ədədi hesablamalar aparılmışdır. Tapılmışdır ki, cırılşmamış kvaziikiölçülü elektron qazının maqnitlənmə əmsalı zonanın dolma dərəcəsindən asılı olaraq işarəsini dəyişir və ikiölçülü halda isə müsbət olur (şək.1). Maqnitlənmənin belə dəyişməsi spin parçalanması, effektiv kütlə və yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ilə təyin olunub, Fermi səthinin formasından asılı olur.



Şəkil 1. Cırlaşmamış kvazitiqoçülü elektron qazının
magnitləşmə əmsalının zonanın dolma dərəcəsindən asılılığı
($\varepsilon_0 = 1 \text{ meV}$, $a = 10 \text{ nm}$, $n = 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $m_l = 0,2m_0$).

Elmi rəhbər: dos. M.M.Mahmudov

Nadir torpaq elementinin TlInSe_2 birləşməsinin elektrofiziki xassələrinə təsiri

Mürsəliyeva L.F.
Bakı Dövlət Universiteti
mursliyev@mail.ru

İşdə $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{III}}\text{C}_2^{\text{IV}}$ qrupuna daxil olan TlInSe_2 monokristallarının elektrofiziki xassələrinə Dy atomlarının təsiri tədqiq olunmuşdur. Belə ki, $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2$ birləşməsinin aşqarın miqdarından aslı olaraq termoelektrik hadisələri, bu sıradan olan elektronların yük daşıma mexanizmasında dəyişiklikləri tədqiq edilərək bu yarımkeçiricilərin tətbiq sahələrinin perspektivliyi təhlil edilmişdir.

Son illər laylı quruluşa malik $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{III}}\text{C}_2^{\text{IV}}$ qrupuna daxil olan $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2$ birləşməsinə texnikanın optoelektronika sahəsində maraq daha da artmışdır. Ona görə də bu birləşmənin fiziki xassələrinin dəyişilməsi üçün mövcud bir neçə üsuldan biri aşqarlanma üsuludur. Bu üsuldan istifadə edərək Dy kimyəvi elementinin atomları ilə TlInSe_2 yarımkeçiricini müxtəlif miqdarlarda aşqarlanmış və aldığımız $\text{TlIn}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Se}_2$ ($x; 0,01; 0,03; 0,05$) nümunəsinin fiziki xassələrinin dəyişikliyi

apardığımız ölçmələrlə müəyyən etmişik.

İşdə $TlIn_{1-x}Dy_xSe_2$ monokristalının volt-ampere xarakteristikaları (x ; 0,01; 0,03; 0,05) 77-300 K temperatur intervalında tədqiq edilmiş və cərəyanın gərginlikdən asılılığının kvadratik qanuna tabe olduğu müəyyən edilmişdir. $TlInSe_2$ kristalları və onlar əsasında alınmış $TlIn_{1-x}Dy_xSe_2$ bərk məhlulları dz yaddaşlı çevirici xassəyə malikdir.

Müəyyən olunmuşdur ki, $TlInSe_2-TlDySe_2$ sistemlərinin birləşmə və bərk məhlullarında istilikkeçirmədə əsasən fononlar iştirak edir.

Keçiriciliyin temperatur asılılığının yüksək temperatur intervalında qadağan olunmuş zonanın eni təyin olunmuşdur. Keçiriciliyin temperatur asılılığından $\sigma(T)$ müəyyən olunmuşdur ki, tərkibdə Dy atomlarının artması ilə nümunənin məxsusi keçiricilik oblastına uyğun qadağan olunmuş zolağın eni azalır və nəticədə dəşiklərin konsentrasiyası artır. Müşahidə olunan effekt: qadağan olunmuş zonanın eninin azalması və elementar qəfəsin parametrlərinin artımı valent zonada uyğun səviyyələrin parçalanması ilə əlaqədardır. Temperaturun artması ilə termoelektrik hərəkət qüvvəsinin qiyməti əvvəlcə mütləq qiymətcə artır və maksimuma çatır və temperaturun sonrakı artımında məxsusi keçiriciliyin yaranması ilə tədricən azalır.

Zona nəzəriyyəsinə görə, sabit potensiallı parabolik zona halında termoe.h.q. yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və onların səpilmə mexanizminin funksiyasıdır. Cırılmış elektron qazı üçün α kəmiyyəti sadələşir və aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\alpha = \frac{k}{e} \left(A + \frac{\Delta\varepsilon}{2kT} \right). \quad (1)$$

Burada $\Delta\varepsilon$ -yükdaşıyıcılarının aktivləşmə enerjisidir. (1) ifadəsindən görünür ki, termoe.h.q.-nin temperatur asılılığının xarakteri yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının temperatur

aslılığı ilə təyin olunur. Təcrübə göstərir ki, birləşmələri üçün alınan $\alpha = f(1/T)$ aslılığı xəttidir. Bu nəticələr tədqiq olunan maddələrin yarımkəçirici təbiətli olduğunu sübut edir.

{1}. Э.М. Керимова. Кристаллофизика низкоразмерных халькогенидов. 2012. Баку. Изд. Элм. 708 с.

Elmi rəhbər: prof. N.F. Qəhrəmanov

İnSe və GaSe birləşmələrinin bəzi fotoelektrik xassələri

Mustafayev E.Ə.

Bakı Dövlət Universiteti

elvin.mustafayev.95@mail.ru

Baxılan işdə $A^{III}B^{VI}$ tip birləşmələr olan İnSe və GaSe kristalları əsasında hazırlanmış rezistorların bəzi xassələri öyrənilmişdir. İnSe və GaSe monokristalları layvari quruluşa malik olduğundan fotoelektrik xassələrini tədqiq etmək üçün lazımı qalınlıqda və ölçüdə nümunələr ülgüclə kəsilmişdir. Fotokeçiricinin spektral xarakteristikasını çıxarmaq üçün işıq laylara perpendikulyar istiqamətdə düşmüşdür. Metal kontaktlar gümüş pastasının köməyi ilə yaradılmışdır. Elektrik sahəsi isə VAX – nın omik oblastından laylar istiqamətində tətbiq edilmişdir. Ölçmələr 10^{-4} c.st. tərtibində vakuumda aparılmışdır. Vakuumin qiyməti ölçmələrə elə ciddi təsir göstərməmişdir. Bunu təsdiq etmək üçün ölçmələr havada da aparılmış və havanın absorbsiyasının təsiri öyrənilmişdir. Nümunələrin qalınlığı 10–20 mkm qalınlığında götürülmüşdür. Səthin ölçüləri isə $3 \times 5 \text{ mm}^2$ -dir.

İnSe və GaSe-nin omik kontaktları arasındakı müqavimət nümunələrin yerləşdiyi mühitdə qazların təzyiqindən asılı

olmur. Qeyd etmək lazımdır ki, nümunələr verilmiş mühitdə 10 saata yaxın kriostatda saxlanılır. SnO_2 – slüda- InSe , SnO_2 -slüda- GaSe sistemlərində ölçü aparən zaman zonaların səthi əyilməsi 10–20 mV–dan böyük ola bilmir. Bu da otaq temperaturunda yükdaşıyıcının istilik enerjisindən üstün deyil

Fotoelektrik xassələrini ölçmək üçün qalın nümunələr hazırlanmışdır (150–300 mkm). Bu qalınlıq yükdaşıyıcının diffuziya uzunluğundan və güclü udma oblastında da işığın dalğa uzunluğundan xeyli böyükdür.

Aydınır ki, laylararası baryerlərin olması layvari kristallarda “C” oxu boyunca yükdaşıyıcının diffuziya uzunluğunu azaldır. Ədəbiyyatdan məlumdur ki, InSe və GaSe kristalında “C” oxu istiqamətində yükdaşıyıcının diffuziya uzunluğu 10 – 40 mkm – dır. Güclü udma oblastlarında isə işığın udulma uzunluğu $x^{-1}=10^{-3}\div 10^{-4}$ sm. $h\nu \gg E_g$ oblastında yüksək fəthəssaslıq müşahidə olunmuşdur. Həm də fotokeçiriciliyin tezlikdən asılılığı $h\nu \geq 2,4$ eV oblastında GaSe kristalında fotokeçiricinin güclü artması düz optik keçidlərə uyğundur.

InSe kristalında isə maksimum $h\nu \approx 1,26$ eV – da müşahidə olunur.

Elmi rəhbər: dos.L.H.Həsənova

Yarımkəçirici əsaslı kvant quyusunda yükdaşıyıcıların enerji spektrinin özəlliyinin işığın udulmasına təsiri

Quliyeva S.K.
Bakı Dövlət Universiteti
bdu_93@mail.ru

Nanozərrəciklərin optik xassələri həcmi materialların optik xassələrindən kəskin fərqlənir. Praktiki olaraq bütün nanozərrəciklərin spektral xarakteristikaları (xassələri) onların ölçülərindən və formasından asılı olaraq köklü sürətdə dəyişir.

Hibrid nanosistemlərin spektral xassələri isə bu sistemi təşkil edən komponentlərin xassələrindən kəskin fərqlənir.

Nanosistemlərin həndəsi parametrlərini məqsədyönlü şəkildə dəyişməklə lazımi optik xassələrə nail olmaq olar. Bu parametrlərin dəyişdirilməsi iki konsepsiya üzərində qurulur. Bunlardan biri; yuxarıdan-aşağıya yaxınlaşma (top-down approach), digəri isə; aşağıdan-yuxarıya yaxınlaşmadır (bottom-up approach). Yuxarıdan-aşağıya yaxınlaşma zamanı litoqrafiya və aşındırma üsullarından istifadə tələb olunur, aşağıdan-yuxarıya yaxınlaşmada isə litoqrafiya üsulunun istifadəsinə ehtiyac duyulmur. Bu səbəbdən aşağıdan-yuxarıya yaxınlaşmaya daha çox üstünlük verilir. Bu yaxınlaşma atom və ya molekulların müəyyən bir nizamla düzülməsi və ya kimyəvi reaksiyaların köməyi ilə həyata keçirilir.

Ölçü kvantlanması səbəbindən ikiölçülü elektronlar, üçölçülülərə nisbətən daha çox zonadaxili və zonalararası udulma kanallarına malikdirlər. Kvant quyularda altzonalararası, zonadaxili optik keçidlər, həmçinin ölçüyə görə kvantlanmış diskret səviyyələr halından kəsilməz spektr halına keçidlərlə müşayət olunan “fotoionizasiya” prosesi mümkündür. Valent zonanın ölçüyə görə kvantlanmış müxtəlif altzonasından keçirici zonanın müxtəlif altzonalarına keçidlər zonalararası udulmanın tam zolağını yaradır.

Bu işdə qeyri-xətti optik effekt olan ikifotonlu udulma məsələsinə baxılmışdır. Sonsuz dərin quyu modelində yarımkeçirici əsaslı kvant təbəqəsi üçün ikifotonlu udulma əmsalı hesablanmış, quyunun enindən (təbəqənin qalınlığından), düşən işığın tezliyindən və polyarizasiyasından asılı analitik ifadə alınmışdır. Seçmə qaydaları müəyyən edilmişdir. Ədədi hesablamalar GaN kvant təbəqəsi və GaAlN-GaN-GaAlN ikiqat kvant heterostrukturunu üçün aparılmışdır.

Elmi rəhbər: prof. T.H.İsmayılov

TlInTe₂ kristalında sıçrayışlı keçiriciliyinin tədqiqi

Quliyeva A.N.
Bakı Dövlət Universiteti
 aydanquliyeva1@gmail.com

TlInTe₂ yarımkeçirici birləşməsi A³B³C⁶₂ qrup birləşmələri sinfinə məxsusdur və qəfəsin periodları a=8,494Å; c=7,181 Å olmaqla tetraqonal sinqoniyada (fəza qrupu I4/mcm, quruluş tipi TlSe) kristallaşır.

Aparılan tədqiqatın məqsədi, TlInSe₂ kristalında 90-300K temperatur intervalında keçiriciliyinin xüsusiyyətinin öyrənilməsi, həmçinin Mott yaxınlaşması çərçivəsində [1,2] keçiriciliyin təhlilinin aparılmasından ibarətdir.

Elektrik keçiriciliyinin ölçmələri dörd zondlu üsulla, tetraqonal “c” oxuna perpendikulyar istiqamətdə, azot kriostatında, kristalın $\approx 0,1$ K/dəq sürətlə kvazistasionar kəsilməz qızdırılması (soyudulması) rejimində aparılmışdır. Elektrik keçiriciliyinin tədqiqatları rəqəmsal immitans E7-25 ölçü cihazında aparılmışdır.

TlInSe₂ nümunələrinin elektrik keçiriciliyi tədqiq olunmuş və sıçrayışlı keçiriciliyin mövcudluğunun temperatur və tezlik intervalları, həmçinin kristalın lokallaşmış hallar üzrə keçiriciliyin müşahidə olunduğu sərhəd tezliyinin aşağı qiymətləri müəyyən edilmişdir. TlInSe₂ nizamı pozulmuş kristal qəfəsi ilə səciyyələndir ki, bu da bir çox yolla formalaşa bilər. Keçiriciliyin sıçrayışlı xarakteri üçün məsul olan əlavə səbəblər nəzərdən keçirilmişdir. Tədqiq olunan kristallar üçün lokallaşmış halların parametrlərinin: Fermi səviyyəsinin ətrafında lokallaşmış halların sıxlığı (N_F), dərin tələlərin konsentrasiyası (N_t), sıçrayışın uzunluğunun (R), eləcə də lokallaşmış halların enerji fərqi (ΔE), qiymətləri hesablanmış və cədvəldə göstərilmişdir.

Tərkib	N_F ($\text{eV}^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$)	R (sm)	ΔE (eV)	N_t (sm^{-3})
--------	--	-------------	--------------------	-------------------------------

TlInTe ₂	$6,5 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{-7}$	0,005	$3,3 \cdot 10^{16}$
---------------------	---------------------	-------------------	-------	---------------------

Keçiriciliyin sıçrayışlı mexanizmi yükdaşıyıcıların kiçik yürüklüyü ilə səciyyələnir. Belə ki, yükdaşıyıcıların sıçrayışları yaxınlıqda yerləşən akseptor səviyyələrinin dalğa funksiyalarının quyruq hissələrinin zəif örtülmələri üzrə həyata keçirilir.

Təcrübələrin nəticələrindən görünür ki, lokallaşmış hallar üzrə keçiricilik zona keçiriciliyini üstələyir. Keçiriciliyin bu xüsusiyyətini belə izah etmək olar: əgər nəzərə alsaq ki, lokallaşmış hallar üzrə keçiricilik aşqar səviyyələrdə olan bütün daşıyıcılar tərəfindən həyata keçirilir, zona keçiriciliyinin töhfəsi isə valent zonadan daşıyıcıların donması səbəbindən əhəmiyyətli dərəcədə zəifləmiş olur.

Elmi rəhbər: dos. C.H.Cabbarov

Химический потенциал электронного газа в квантовой яме сложной формы

Рагимова Г.Г.

Бакинский Государственный Университет

gun.rahimova@mail.ru

Исследованию свойств электронного газа в квантовой яме сложной формы в последнее время уделяется большое внимание. В данной работе изучен химический потенциал двумерного как вырожденного, так и невырожденного электронного газа. Показано, что с увеличением концентрации носителей тока зависимость химического потенциала от концентрации носит немонотонный характер. Отмечено, что для вырожденного электронного газа с ростом квантового числа уровень Ферми растет. Также получено, что химический потенциал невырожденного двумерного электронного газа

уменьшается с увеличением температуры.[1]

В данной работе рассматривается энергетический спектр электронного газа в квантовой яме с потенциальной энергией $U = U_0 / \cos^2(z/a)$, который имеет вид: [2]

$$\varepsilon_n = \varepsilon_0 \left(1 + 2n + \sqrt{1 + \frac{U_0}{\varepsilon_0}} \right)^2, \quad (1)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ квантовое число.

Химический потенциал определяется из выражения для концентрации, которая для двумерного электронного газа определяется формулой:

$$\frac{N}{V} = \frac{mk_0T}{\pi\hbar^2a} \sum_n \ln \left(1 + \exp \frac{\mu - \varepsilon_n}{k_0T} \right) \quad (2)$$

Используя формулу (2), в случае вырожденного электронного газа для уровня Ферми получим:

$$\mu_F = \frac{N\pi\hbar^2a}{mn} + U_0 + 2\sqrt{\varepsilon_0^2 + \varepsilon_0U_0}(n+2) + \frac{4}{3}\varepsilon_0(n^2 + 3n + 2) \quad (3)$$

При выполнении условия $\exp \frac{\mu - \varepsilon_n}{k_0T} \ll 1$, двумерный

электронный газ является невырожденным. Исходя из формулы (2), для невырожденного электронного газа получим:

$$\mu = U_0 + \varepsilon_0 + k_0T \ln \frac{N\pi\hbar^2a}{mk_0TZ} \quad (4)$$

Анализируя формулы (3) и (4), а также, используя программу MATHCAD, показано, что химический потенциал двумерного электронного газа осциллирует с толщиной, причем период осцилляций существенно зависит от параметра и формы квантовой ямы. Полученные в работе результаты согласуются с экспериментальной работой [3].

1. В.М.Гохфельд, О термодинамике квазидвумерного электронного газа, *Физика низких температур*, 31 (2005) 769-773.
2. Щварцбург А.Б., Дисперсия электромагнитных волн в слоистых и неустационарных средах //УФН, 2010, т.170, в.12, с.1297-1324.
3. A.C.A.Ramos, G.A.Farias, N.S.Almeida, Thermodynamics of a quasi-two dimensional electron gas: Effects of magnetic fields, temperature and finite width. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 43 (2011) 1878-1881.

Научный руководитель: проф. Физгарова С.Р.

ZnSTe nazik təbəqələrinin optik xassələri

Sərdarova S.Ş.

Bakı Dövlət Universiteti

sevda.sardarova@gmail.com

ZnSTe nanozərrəciklərinin optik xassələri tədqiq olunmuşdur. Bundan başqa sintez şəraitinin ZnSTe zərrəciklərinin ölçülərinə və optik xassələrinə təsirini əzərdən keçirilmişdir. Sink xloridin, tellur oksidin, tiosulfat natriumun, yüksək (0,1 M) və kiçik (0,01 M) konsentrasiyalı tioliserinin suluməhlulları tanaldahazırlanmışdır. pH-in qiyməti NaOH- ilə və təmizləməklə 2 – 10 çatdırılmışdır. Reaksiyanın ümumi vaxtı kiçik saatayaxın olub. Temperatur 30 – 70 °C tərtibində saxlanılmışdır. Sonralovhələri havada qurudulub və ZnSTe zərrəcikləri tozualınmışdır. ZnSTe nanozərrəciklərinin optik udma spektrləri çıxarılmışdır.

ZnSTe nanozərrəciklərinin qalınlıqları ~ 85 nm tərtibində olub. Rentgenoqram spektrlərindəngörünür ki, (200)

müstəvisinin intensivliyi başqamüstəvilərinə nisbətən daha böyükdür, buda onadələlətdir ki, zərrəciklər (200)

müstəvi istiqamətdə böyüyür. Bundan başqa görünür ki, ZnSTe nazik təbəqələrin (200) müstəvisinin intensivliyi təmiz ZnS nisbətəndə daha böyükdür, ZnSTe təbəqələrində klasterlərinə mələgəlməsi daha aydın görünür.

ZnS və ZnSTe təbəqələrin optik udması 340 – 800 nm diapazonunda ölçülmüşdür.

Optik udmanın tədqiqatları qrupun strukturu ilə bağlı informasiyanı verir.

Kiçik enerjilərdə udma zəif müşahidə olunur, lakin yüksək enerjilərdə udma kəskin artır.

Daha böyük spektral udma ZnSTe təbəqələrində müşahidə olunub. Müəyyən olunub ki,

lüminessensiyası spektrləri iki komponentə ayrılır,

şüalanma zolağının kənarı və əsas şüalanma.

Təmiz ZnS nanokristallar 5, 10 % ZnSTe nanostrukturların nisbətən ölçülərə görə daha ənsiz paylanıb.

Ona görə də onların emissiyası intensivliyi daha yüksəkdir. pH-faktoru 4 olan spektrdə pH-faktoru 2 və 10 olan spektrlərin nisbətəndə haitieksiton pikləri vardır.

Elmi rəhbər: prof. H.B. İbrahimov

Yüksək optik həyəcanlanmada GaSe nanohissəciklərinin fotolüminessensiyası

Şuraqızı T.Ş.

Bakı Dövlət Universiteti

turkanvuqar22@gmail.com

A^3B^6 yarımkəçirici birləşmələri, xüsusi ilə bu birləşmələrin ən parlaq nümayəndəsi olan GaSe kristalları, uzun müddətdir ki, fiziklərin intensiv tədqiqat obyektinə çevrilmişdir. Bunun əsas səbəbi bu kristalların laylı quruluşa və unikal fiziki xassələrə malik olmalıdır. Yarımkəçirici nanohissəcikli nazik təbəqələrin meydana gəlməsi GaSe kristallarına olan marağı daha da artırdı. Təqdim olunan iş

kimyəvi çökdürmə üsulu ilə nanohissəcikli GaSe nazik təbəqələrinin lüminessensiya spektrinin təcrübi tədqiqinə həsr olunmuşdur.

İşıq mənbəyi olaraq Nd:YAG lazerindən istifadə olunmuşdur. Lazer şüalarının intensivliyinin kiçik qiymətlərində sərbəst eksitonlarla bağlı şüalanma zolağı (FE zolağı) müşahidə olunur ($\lambda=591\text{nm}$). Lazer şüalarının intensivliyi artdıqca ($I_0>0,812\text{MVt/sm}^2$) spektrin uzundalğalı oblastında yeni bir şüalanma zolağı (L zolağı) meydana gəlir ($\lambda=597\text{nm}$). Lazer şüalarının intensivliyinin daha böyük qiymətlərində şüalanma spektrində yalnız L –zolağı müşahidə olunur. L zolağının intensivliyi lazer şüalarının intensivliyindən kvadratik asılı olduğu halda FE zolağının intensivliyi xətti olaraq dəyişir.

Bizim fikrimizcə GaSe nazik təbəqələrinin spektrlərində müşahidə olunan xüsusiyyətlər yüksək optik həyəcanlanmada mövcud olan eksiton-eksiton qarşılıqlı təsiri ilə izah oluna bilər. Doğrudan da, lazer şüalarının təsiri ilə generasiya olunan elektron-deşik cütü eksiton yarada bilər. Lazer şüalarının intensivliyi artdıqca kristalda əmələ gələn eksitonların konsentrasiyası artır. Eksitonların konsentrasiyasının müəyyən bir kritik qiymətində eksiton-eksiton qarşılıqlı təsiri baş verir. Bu da nəticə etibarı ilə eksitonların parçalanmasına, daha doğrusu sərbəst elektron-deşik cütünün yaranmasına səbəb olur. Bu kriteriya eksitonlar üçün Mott kriteriyası adlanır:

$$n_{\text{Mott}} = \frac{\pi}{3} \left(\frac{1,46}{4a_{\text{eks}}} \frac{m_0}{m_e + m_h} \right)^3 \quad (1)$$

GaSe kristalları üçün $m_e=0.7m_0$, $m_h=0.5 m_0$ və eksitonun bor radiusu $a_{\text{eks}}=3,7\text{nm}$ olduğundan, Mott kriteriyası üçün lazım olan konsentrasiyanı hesablaya bilərik. Hesablamalar göstərir ki, GaSe kristalları üçün $n_{\text{MOTT}} \sim 10^{18} \text{ sm}^{-3}$ tərtibindədir.

Lazer şüalarının GaSe kristallarında yaratdığı qeyri-

tarazlıqda olan yükdaşıyıcılarının konsentrasiyasını aşağıdakı düsturla hesablaya bilərik:

$$\Delta n = \alpha I_0 \Delta t \quad (2)$$

burada I_0 -lazer şüalarının intensivliyi $I_0=1,5 \times 10^{24}$ foton/sm²·san, Δt - impulsun müddəti $\Delta t=1,2 \times 10^{-8}$ san., α -optik udma əmsalı $\alpha \approx 10^3$ sm⁻³ olduğundan $\Delta n = 1,8 \times 10^{19}$ sm⁻³ tərtibində olacaqdır. Göründüyü kimi lazer şüalarının təsiri ilə yaranan yükdaşıyıcıların konsentrasiyası, Mott kriteriyası üçün tələb olunan konsentrasiyadan ~10 dəfə çox olduğundan, yüksək optik həyəcanlanmada GaSe nazik təbəqələrində eksiton-eksiton qarşılıqlı təsiri mexanizminin olduğunu mülahizə edə bilərik.

Elmi rəhbər: AMEA-nın müxbir üzvü A.H.Kazımov

Cu₃In₅S₉ monokristalında elektrik keçiriciliyinin bəzi xüsusiyyətləri

Təhməzova Ş.M.
Bakı Dövlət Universiteti
alizade231@gmail.com

CuInS₂-In₂S₃ sisteminin hal diaqramının öyrənilməsinə təcrübədə müəyyən olunmuşdur ki, 25 mol %-In₂S₃ tərkibində ərimə temperaturu 1030 olarıya qədər Cu₃In₅S₉ yarımkeçirici birləşməsi əmələ gəlir. Bu birləşməyə yarıquruluş əmələ gəlir, monoklin strukturda kristallaşır və parametrləri $a=6,6$; $b=6,91$; $c=8,12$; $z=1$ Å.

Baxılana işdə Cu₃In₅S₉ monokristalında elektrik keçiriciliyində dəyişən sahənin təsiri öyrənilmişdir.

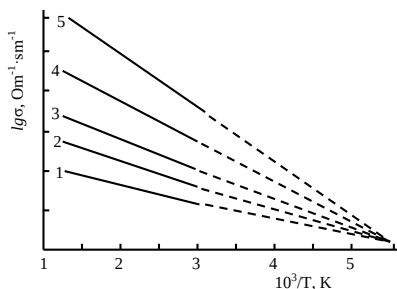
Ölçmə aparmaq üçün lazımlı nümunələr bütün monokristal dan güclü kəsilmə ilə təbii haldan aparlaşdırılmalı olduğundan,

mexaniki işləmə olmadan onların üzərinə gümüş pastasından omik kontakt qoyulmuşdur. Nümunələrin xüsusi müqaviməti $10^5 \div 10^7$ olmuşdur.

Dəyişən sahənin təsiri ilə elektrik keçiriciliyinin temperaturasılılığı $290 \div 500$ K temperatur oblastında çıxarılmışdır (şəkil 1). Baxılan temperatur intervalında keçiricilik aşağıdakı düsturlar xarakterizə olunur:

$$\sigma = \sigma_0 v^s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right). \quad (1)$$

Buradas – baxılan temperatur intervalında 0,2 və 1,3 arasında dəyişir, E isə müəyyən təzlikdə aktivləşmə enerjisi. Qeyd etmək lazımdır ki, temperatur yüksəldikcə parametrlərinin dəyişməsinə bəşqə həm σ_0 , həm də E dəyişir. Bununla izah olunur ki, temperatur artdıqca ionlaşmış şqarmərkəzlərinin sayı, başqasözlə akseptor və donorsəviyyələrinin kompensasiya dərəcəsi dəyişir.



Şəkil 1. $290 \div 500$ K temperatur intervalında dəyişən cərəyan təsiri ilə $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ monokristalında yaranan xüsusi keçiriciliyin temperaturasılılığı, H_s : $1-7 \cdot 10^4$; $2-1,4 \cdot 10^4$; $3-2,5 \cdot 10^5$; $4-2,5 \cdot 10^6$; $5-5 \cdot 10^6$.

Aşağı temperaturlarda keçiriciliyin temperaturdan asılılığını aşağıdakı ifadə ilə xarakterizə olunur:

$$\sigma = \frac{\pi}{3} e^2 k T [N(E)]^2 r^5 v \left[\frac{\ln(\mu_f)}{v} \right]^4. \quad (2)$$

Halsıxlığı isə aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$N(E) = 7,6 \cdot 10^{22} \sqrt{\sigma(v)/T}.$$

Burada σ 10^6 Hstetziyinə uyğun məxsusi keçiricilikdir. Bu düstura əsasən $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ monokristal üçün hesablanmış halsıxlığı $2,4 \cdot 10^{17} \text{ eV}^{-1} \text{ sm}^{-3}$ -dir.

Halsıxlığının belə böyük qiymətə malik olması baxılan monokristalda çoxsayda defektlərin olması ilə izah olunur.

$\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ monokristalında keçiricilik bir neçə mexanizmlə xarakterizə olunur və temperatur oblastından asılı olaraq mexanizmlərdən biri digərinə nəzərən üstünlük təşkil edir.

Temperatur yüksəldikcə yük daşıyıcıların halsıxlığının quyu rəqəndən və əvəzlənməyə keçidlərinə təcisində daha dərinə yerləşən səviyyələri ərinməyə başlayır və nəticədə lokal səviyyələri kompensasiya dərcəsidə yığılır, bu isə təbii olaraq əhtimalını artırır.

Elmi rəhbər: dos. Məhəmmədov Ə.Z.

Gümüş tellur kristalında yük daşıyıcıların enerji spektri haqqında

Əliyev F.F., Mustafabəyli A.Ş.
Sumqayıt Dövlət Universiteti
mustafabeyli.afet@mail.ru

Ag_2Te kristalının elektrik və termoelektrik xassələri uzun müddətdir ki, periodik ədəbiyyatda müzakirə obyektinə çevrilmişdir. Aparılan tədqiqatlar göstərmişdir ki, homogenlik intervalında Ag_2Te kristalında Te atomlarının əlavəsi p-tip, Ag atomlarının əlavəsi isə n-tip keçiricilik yaradır. Te atomu akseptor, Ag atomu isə donor səviyyələri yaradırlar. Digər tərəfdən bu kristalın qadağan olunmuş zonasının (E_g) enerjisi üçün ədəbiyyatda bir-birindən ciddi fərqlənən qiymətlər

verilmişdir. Bu qiymətlərin fərqli olması müəyyən suallar yaradır. Nəzəriyyəyə görə yükdaşıyıcıların enerji spektrinin parçalanması iki səbəbdən ola bilər: ya spin–orbital qarşılıqlı, ya da deformasiya potensialının (defektlərə) təsirinə görə baş verə bilər. Birinci məsələ müxtəlif nəşr olunmuş işlərdə müzakirə olunmuş və belə nəticəyə gəlinmişdir ki, Ag 4d və Te 5p səviyyələrinin qarşılıqlı təsiri ilə bir–birini örtən və enerjisi 0.1–0.2eV olan yarımmetallıq xüsusiyyət müşahidə olunur. Digər tərəfdən isə müəyyən qədər keçirici və valent zonası bir–birini örtə bilər. Enerji hallar sıxlığı çox kiçik olması Fermi enerjisi üçün 0.5–1.0 eV qiymətini alır. İkinci aspekt isə çox az öyrənilmişdir. Bu məqsədlə Ag₂Te kristalının Ag atomu 0.025at.% və Te 1.0at.% qədər əlavəsi ilə alınmış kristallar sintez olunmuşdur. Alınmış kristalların birfazlı olub–olmamasını yoxlamaq məqsədi ilə rentgen–quruluş analizləri **D8 Advance** markalı difraktometr vasitəsilə aparılmışdır. Qəfəs quruluşunun monoklin olması müşahidə olunmuş və cədvəldə göstərilmişdir.

Cədvəl 1.

Ag₂Te kristalının qəfəs parametrləri

Nümunələr	a, Å	b, Å	c, Å	β, rad
Stexiometriya	8.164	4.468	8.977	124°16'
Ag ₂ Te +0.25at.%Ag	8.162	4.665	8.975	124°15'
Ag ₂ Te + 1.0at.%Te	8.163	4.670	8.978	124°15'

Cədvəldən göründüyü kimi, müxtəlif Ag və Te atomlarının əlavəsi ilə alınmış nümunələrin quruluşunda əl bir ciddi fərq yoxdur.

Bu kristalın elektrik və termoelektrik hadisələrinin temperatur və konsentrasiya asılılıqlarını analiz etmək üçün bu kristallara tətbiq olunan iki; Ray və Veyss modellərini kütlələrin qarşılıqlı təsir qanununda nəzərə alınmaqla izah olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, Ag₂Te kristalında Ag və

Te atomlarının əlavəsi ilə yaradılmış defektlərin konsentrasiyasından asılı olaraq qadağan olunmuş zonanın eni dəyişir. Həmin defektlər nöqtəvi olmaqla (xüsusi ilə kristal qəfəsin düyünlərində gümüş atomlarının vakansiyası) energetik səviyyələr yaradırlar. Elektromənfi defektlər qadağan olunmuş zonanın eninin artmasına, elektromüsbət defektlər isə azalmasına səbəb olur.

Elmi rəhbər: prof.Zərbəliyev M.M.

Yarımkeçirici əsaslı nanoborunun səthində elektron qazının spin maqnitlənməsi

Zeynalova S.İ.

Bakı Dövlət Universiteti, AMEA Fizika İnstitutu

sebine-zeynalova@mail.ru

Yarımkeçirici nanoboruların tədqiqinə olan maraq gündəngünə artmaqdadır. Bu, müasir elektronikanın tələblərindən və belə sistemlərin alınma üsullarını təkmilləşdirmək məqsədlərindən irəli gəlir. Əlavə parametrlərin (strukturun ayrılığı) mövcudluğu nanoborunun xassələrinin idarə edilməsi imkanlarını artırır. Nanoborularda elə effektlər tapılmışdır ki, onlar müstəvi simmetriyaya malik sistemlərdə meydana çıxmır. Nanosistemlərin maqnit sahəsindəki xassələri xüsusi maraq kəsb edir. Belə ki, bu halda elektronun hərəkətinin ölçü və maqnit kvantlanmalarının hibridləşməsi effekti önə çıxır.

Bu işdə sabit, bircins, uzununa maqnit sahəsində yarımkeçirici əsaslı silindrik nanoborunun səthindəki elektron qazına baxılmışdır. Effektiv kütlə yaxınlaşmasında Şredinger tənliyindən elektronun enerji spektri və hal sıxlığı tapılmış və onların əsasında elektronun spin maqnitlənməsi hesablanmışdır. Ultrakvant və böyük elektron sıxlığı halları araşdırılmışdır. Aşağı və yuxarı temperatur limitlərinə baxılmışdır. Göstərilmişdir ki, yarımkeçirici əsaslı nanoborunun səthindəki elektron

qazının spin maqnitlənməsi sistemin parametrlərinin dəyişmə-
sindən asılı olaraq de Qaaz-van Alfen və Aaronov-Bom
ossilyasiyaları edir. Ədədi hesablamalar GaN əsaslı nanoboru
üçün aparılmışdır.

Elmi rəhbər: prof.T.H.İsmayilov

FİZİKİ ELEKTRONİKA BÖLMƏSİ

Polietilen nano-Se əsaslı kompozitin quruluş və elektrofiziki xassələrinə optik şüalanmanın təsiri

Ağayeva A.Ş.
Bakı Dövlət Universiteti
agayevaysel.11@gmail.com

Üzvi və qeyri-üzvi materiallarda olduğu kimi, polimer–nano yarımkeçirici kompozitlərdə də elektrik keçiriciliyinin yaranmasında həlledici rol onayan əsas amil materialın növündən asılı olmayaraq müxtəlif tip elektron keçidləri hesabına materialın keçirici zonasında sərbəst elektronların əmələ gəlməsidir. Ona görə də polimer əsaslı və fətohəssas yarımkeçirici qatqılı müxtəlif kompozitlərdə elektrik hadisələrinin başvermə mexanizmini müəyyənləşdirmək üçün həmin materialların müxtəlif şəraitlərdə elektrik xassələrinə işığın və injeksiyanın təsirini ətraflı tədqiq etmək məqsədəuyğundur.

Təqdim olunan bu işdə polimer-nano Se kompozitində müxəlif xarici şəraitlərdə elektrik keçiriciliyinə işığın təsirinin xüsusiyyətlərinin eksperimental tədqiqi zamanı bizim tərəfimizdən alınmış nəticələr və onların keyfiyyətə elmi müzakirəsi təqdim olunur. Tədqiq etdiyimiz kompozitlərdə matrisa olaraq üç müxtəlif polimer materialdan- yüksək sıxlıqlı polietiləndən (YSPE) polipropiləndən (PP) və polivinilidənftoriddən (PVDF) istifadə edilmişdir. Polimer fazasının (matrisanın) hər üçünün qadağan olunmuş zonasının eninin qiyməti kifayət qədər böyük olduğu üçün ($\geq 10\text{eV}$) həmin kompozitlərin hər biri elektrik keçiriciliyi yüksək olmayan (çox böyük xüsusi elektrik müqavimətinə malik olan) materiallardır.

Təcrübi olaraq hər bir polimer–nano Se kompozitinin qaranlıqda və işıqlandırıldığı haldakı volt–amper

xarakteristikaları ölçülmüşdür.

Aydınlıq üçün qeyd etmək lazımdır ki, tədqiq olunan kompozitlərin hər birinin volt–amper xarakteristikasını öyrənərkən aşağıdakı parametrlər optimallaşdırılmışdır:

- fotonəssas yarımkeçiricinin (Se – in) kompozitdəki həcmi payı (V,%);
- kompozitin polyarlaşma müddəti (t_p, san);
- polyarlaşma şəraitində kompozitə tətbiq olunmuş xarici elektrik gərginliyi (U_p, V);
- polyarlaşma zamanı nümunənin səthinə düşən işığın intensivliyi ($E_i, \text{mVt/sm}^2$).

Ölçmələrdən alınmış nəticələrinin təhlili əsasında müəyyənləşdirilmişdir ki, həmin bu kəmiyyətlərin optimal qiymətləri uyğun olaraq aşağıdakı kimidir: $\Phi=(30 - 60) \%$ həcmi; $t_p=(0,25 - 0,5)\text{saat}$; $U_p=(20 - 150)\text{V}$; $E_i=(200 - 400) \text{mVt/sm}^2$.

İşıqın təsiri davam etdiyi şəraitdə tədqiq etdiyimiz nümunələrin volt – amper xarakteristikalarının ölçülməsi və onun (nümunənin üzərinə düşən işıq dəstəsinin) intensivliyinin optimal qiymətinin seçilməsi üçün $I_f/I_q=f(E_i)$ asılılığı qurulmuş və bu asılılığın qurulmuş qrafikinə əsasən aşkar edilmişdir ki, I_f/I_q nisbəti E_i -dən asılı olaraq əvvəlcə kəskin artır, sonra isə ($E_i \geq 400 \text{mVt/sm}^2$ olduqda) tədricən sabitləşməyə başlayır.

Müqayisə üçün PVDF matrisalı və fotonəssas nano-ZnS qatqılı kompozitdə də eyni ölçmələr aparılmışdır. Bu təcrübəni ölçmələrdən alınmış nəticələr göstərmişdir ki, $I_f/I_q=f(\Phi)$ asılılıqlarında müşahidə olunan maksimum, kompozitin tərkibindəki fotonəssas yarımkeçirici fazanın materialından da əhəmiyyətli dərəcədə asılıdır.

Elmi rəhbər: dos. Daşdəmirov K.M.

Paylanmış dəyişən tutumluuzun boruda ionlaşma dalğasının tədqiqi

Baliyeva N.M.

Bakı Dövlət Universiteti

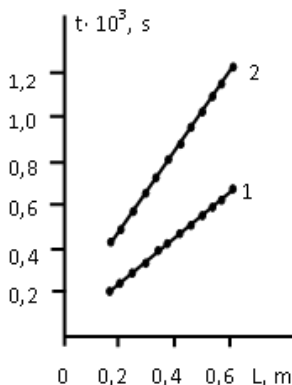
nunu.baliyeva94@gmail.com

Son illər ionlaşma dalğalarının təcrübi tədqiqatlarına xüsusi diqqət yetirilir. İonlaşma dalğaları boşalma alışmasında qazların elektrik keçiriciliyi zamanı yarana bilər. Uzun boşalma aralıqlarının alışma prosesi geniş yayılmış fiziki hadisədir. Belə alışma zamanı qazda ionlaşma cəbhəsinin hərəkəti baş verir. Bu hərəkət paylanma tutumunun yüklənməsi ilə müşayiət olunur.

Təcrübə elektrodlar arası məsafəsi 1 m və 1 mm c.st təzyiqdə arqonla dolu, daxili diametri 0,32m olan şüşə qazboşalmalı boruda aparılmışdır.

Bu işin qaz aralığının dalğa alışmasını öyrənmək üçün əvvəlki işlərdən prinsipial fərq odur ki, burada qazboşalmalı boru boyunca paylanmış tutum bərabər ölçüdə qeyri-monoton dəyişib. Alışdırıcı elektrod yaxınlığında tutum maksimal qiymətə çatır. Alışdırıcı elektrodan uzaqlaşdıqca isə tutum bərabər borunun sonuna qədər $C_1 - C_n$ tutumu yaradaraq müəyyən minimum qiymətə qədər azalır.

Elektroda verilən



Şəkil 1. İonlaşma cəbhəsinin yerdəyişmə müddətinin alışdırıcı elektrodan olan məsafədən asılılığı qrafiki.

gərginliyin müntəzəm artımı zamanı elektrod yaxınlığında zəif işıqlanma baş verir və birinci halqanın dövrəsində cərəyan impulsları qeyd olunur. U gərginliyin sonrakı artımında işıqlanma və cərəyan impulsları getdikcə böyüyən məsafədə əmələ gəlir. Bu zaman daha uzaq halqalardakı impulsar müntəzəm şəkildə zamana görə sürüşürlər. Bu prosesin genişlənməsinin son sürətini göstərir. Hələ də yük impulsu qeydə alınan halqada impulsun yaranma müddəti alışdırıcı elektrodaverilən gərginlik maksimumu ilə üst-üstə düşür. Nəhayət, U gərginliyinin daha böyük qiymətlərində proses bütün boruya yayılır. Baxılan rejimdə divarlar üzərində yüklərin yığılması baş vermir, belə ki hər dövrdə alışdırıcı elektrod ilə divar arasında iki qısamüddətli boşalma yaranır.

Boruboyunca dəyişən paylanmış tutumun ionlaşma dalğası cəbhəsinin v sürətinə təsirini təyin etmək üçün , boru boyunca paylanmış tutumun azalma istiqamətində ionlaşma cəbhəsinin borunun müxtəlif məsafələrindən keçmə zamanının tipik qrafiki şəkil 1 – də verilmişdir. Təcrübə arqon qazında 0,27 Tor təzyiqində, alışdırıcı elektroda verilən gərginliyin $f = 100\text{hs}$ qiymətində aparılmışdır. Sürət xəttin meyil bucağı ilə təyin edildiyindən, qrafikin xətti olması boru boyunca sabit qalmasına dəlalət edir. Baxmayaraq ki, borunun uzunluğu boyunca C_0 tutumu müntəzəm azalır, amma boru boyunca sabit paylanmış tutumda olduğu kimi sürət sabit qalaraq, yalnız alışdırıcı elektroda verilən gərginliyin qiymətindən aslı olaraq bir necə fiksə olunmuş qiymət alır. Bu fakta əsasən belə nəticəyə gəlmək olar ki, dalğanın sürəti əsasən boşalma rejimi ilə müəyyən olunur.

Alınan nəticə öz izahını ionlaşma dalğalarının mexanizmi haqqındakı mövcud təsəvvürlər çərçivəsində tapır.

Elmi rəhbər: dos.M.N.Ağayev

Mikrosaniyə və nanosaniyə gərginlik impulsları ilə CdS monokristalında strimer boşalmasının həyataandırılması

Bəhmənova A.G.
Bakı Dövlət Universiteti
aygun.behmenova@box.az

İşdə strimer həyataandırılması yaratmaq üçün davamətmə müddəti $180 \div 200$ ns və ön cəbhəsində gərginliyin artma sürəti $160 \div 190$ ns olan yüksək gərginlik impuls generatorundan istifadə edilmişdir. Strimer boşalmasının davamətmə müddəti daha böyük olan impulslarla o yana bilmə imkanlarını yoxlamaq məqsədi ilə , ön cəbhəsinin dikliyi $15 \div 20$ mks olan kiçik yüksək voltlu impuls generatoru yığılmışdır. Nanosaniyə impulsları ilə strimer boşalması impuls maksimal qiymətinə çatdıqda yaranır. Anoloji mənərə strimer boşalması mikrosaniyə impulslarla alındıqda da müşahidə olunmuşdur.

Aparılan çox saylı tədqiqatlardan məlumdur ki, davamətmə müddəti $100 \div 200$ mks – yə qədər olan gərginlik impulsunun təsiri ilə nanosaniyəli impulsla təsir olunan, monokristalda yaranan strimer boşalmalarının parametrləri arasında bir o qədərdə nəzərə çarpacaq fərq yoxdur. Ona görə də sonrakı tədqiqatlarımızı nanosaniyəli impulslarla davam etdirmişik. İynəli elektrodda müsbət və mənfi qütblü , davamətmə müddəti mikrosaniyə və nanosaniyə olan impulsun təsiri ilə xüsusi müqaviməti 10^{10} Om·sm olan CdS monokristalında alınmış strimer boşalmasının foto şəkilli çəkilməmişdir. Strimer nazik sap şəkilli parlaq boşalmadan ibarət olub müəyyən kristallik istiqamətlər üzrə yayılır. Yalnız onu qeyd etmək olar ki, iynəli elektrodda müsbət qütblü gərginlik olduqda strimer boşalmasının işıqlanmasının intensivliyi və sayı , mənfi qütblü olduğundan daha çoxdur.

İynəli elektrodu monokristala sıx yaxınlaşdırdıqda onu istər mikrosaniyə istərsə də nanosaniyə impuls gərginlikləri ilə

həyacanlandırdıqda strimerlər meydana gəlmir. Bizim fikrimizcə buna səbəb monokristalda sahənin cəbhəsinin, zərbəli ionlaşma meydana gəlmə qədər, elektroddakı elektrik sahə impulsunun ön cəbhəsinin bir başa dikliyi ilə təyin olmasıdır. Sahənin ön cəbhəsinin artma müddəti $15 \cdot 10^{-9}$ s -dən $20 \cdot 10^{-6}$ san qədər olması, strimer boşalmasının yaranma şəraiti üçün kifayət deyil. Onda aydındır ki, $\tau_{f_1} > 20 \cdot 10^{-6}$ olması şərtində strimerin yaranma şərtini ödəyəcəkdir.

Beləliklə əminliklə söyləmək olar ki, yarımkeçiricilərdə strimer boşalmasını almaq üçün qığılıcımın olması vacib şərtlərdən biridir. Qığılıcım kristalda sahə implusunun sürətləndiricisi rolunu oynayaraq onun dikliyinin $\frac{dE}{dt}$ artmasına səbəb olur.

Sonrakı tədqiqatları iynəli elektroda tətbiq olunan gərginliyin qütbündən və boşalma aralığının uzunluğunun CdS monokristalında yaranan strimer boşalmasının işıqlanmasına təsirinin tədqiqi sahəsi istiqamətində aparılmışdır.

Göstərilmişdir ki, strimerin işıqlanmasının maksimal qiymətinin alınması üçün, boşalma aralığının bir optimal qiymətə malik olması vacib şərtlərdən biridir. İrəli sürülmüş bu fikri daha ətraflı tədqiq etmək məqsədi ilə qığılıcımın fotosəkili çekilmişdir. Strimerin meydana gəlməsinin boşalma aralığının uzunluğundan və iynəli elektroda verilən impulsun mənfi və ya müsbət qütblü olmasından necə asılı olması öyrənilmişdir. İynəli elektrodda növbə ilə hər iki qütbün olduğu anlar üçün qığılıcımın fotosəkili çekilmiş, CdS monokristalında strimerin meydana gəlməsinin boşalma aralığının uzunluğundan asılılığı müəyənləşdirilmişdir.

Alınmış nəticələrdən belə fikir söyləmək olar ki,deşilmə elektrodda olan gərginliyin qütbündən və boşalma aralığının uzunluğundan asılıdır.

Elmi rəhbər: dos. Ağayev M.N.

Omik kontaktın fizikası

Cəlilli Ü.S.

Bakı Dövlət Universiteti

umudecelilli1992@gmail.com

Məlumdur ki, metal-yarımkeçirici kontaktı iki əsas xassəyə malikdir. Belə kontaktlar həm diod, həm də omik xassəyə malik olurlar. Şottki nəzəriyyəsinə görə, M-Y/k kontaktının fiziki xassəsi metal yarımkeçiricinin çıxış işlərindən asılıdır. Əgər n- tip y/k ilə metalı kontakta gətirsək, metalın çıxış işi y/k-nin çıxış işindən çox olanda ($\Phi_m > \Phi_{y/k}$) belə kontakt düzləndirmə xassəsinə malik olur və Şottki diodu adlanır. Əgər metalın çıxış işi Φ_m y/k-nin çıxış işindən $\Phi_{y/k}$ kiçik olanda ($\Phi_m < \Phi_{y/k}$) kontakt omik xassəyə malik olur. Yəni kontaktın VAX düzxətli olur. P-tip y/k-də isə əksinə metalın çıxış işi y/k-nin çıxış işindən az olarsa bu halda kontakt Şottki diodu, çox olarsa isə omik kontakt olur. Ancaq praktikada bu nəzəri müddəə özünü doğrultmur. Bu tezisdə m-y/k kontaktının omik xassəsinə termoemalın təsiri öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, emal temperaturu və kontaktın sahəsi omikliyə təsir edən parametirlərdəndir. Belə ki, kontaktın sahəsi artdıqca m-y/k kontaktının omikliyi artır. Termo emal parametirləri (emal temperaturu və emal müddəti) omikliyə təsir edən parametirlərdir. Ni-nSi MYK- xassələrinin sahədən asılılığına termoemalın təsiri analiz edilmişdir. Göstərilmişdir ki, termoemal olmayan halda sahədən asılı olmayaraq bütün kontaktlar diod xassəsinə malikdir.

Termo təziqin təsiri altında sahəsi böyük olan kontaktlar ($d=100\text{mkm}$) diodluq xassəsinə itirərək omik kontakta çevrilir.

Alınmış nəticələr qeyri-bircins model əsasında təhlil edilmişdir. Bu modelə görə m-y/k kontaktı çoxlu sayda subkontaktların paralel birləşməsi kimi təsvir edilir. Subkontaktların sayı artdıqca omiklik şərtini ödəyən

kontaktların olmasının ehtimalı artır. Bu səbəbdən də Omiklik həm sahədən həm də termo emal parametirlərindən asılı olur.

Elmi rəhbər: prof. Əsgərov Ş.Q

p-CuInSe₂/CdS heteroqeyidlərinin elektrik xassələri

Əlizadə L.E.

Bakı Dövlət Universiteti

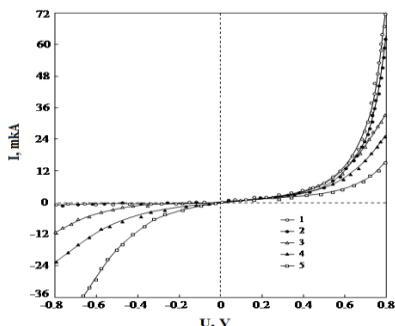
elizade_p@inbox.ru

Tədqiq olunan CdS nazik təbəqələri sulu məhluldan katod çökdürülməsi ilə alınmışdır. Nazik təbəqələrinin alınmasında $\text{CdCl}_2 + \text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 + \text{H}_2\text{O}$ tərkibli sulu məhlullardan istifadə olunmuşdur.

Müxtəlif çökdürmə potensiallarında alınmış və termik emal olunmamış Mo/CuInSe₂/CdS heteroqeyidlərinin qaranlıq VAX-ları aşağıdakı qrafikdə təsvir olunmuşdur. Qeyd edək ki, strukturlarda düzləndirmə istiqaməti CdS nazik təbəqələrinə mənfi potensialın tətbiq olunmasına uyğundur. Şəkildən görüldüyü kimi tədqiq olunan strukturlar diod xarakterə malikdirlər. Belə ki, onların düzləndirmə xarakteri çökdürmə potensialından kəskin asılıdır. Xarici gərginliyin $U=0.8$ V qiyməti üçün Mo/CuInSe₂/CdS heteroqeyidlərin düzləndirmə əmsalı $k = 150$ qiymətini alır və çökdürmə potensialının artması ilə kəskin olaraq azalır. Çökdürmə potensialının -0.75 V qiymətlərində $k(x)$ asılılığında kəskin dəyişmə müşahidə olunur.

Aparılmış tədqiqatlar nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, termik emal heteoqeyidlərin düzləndirmə əmsalını dəyişməklə yanaşı, onlarda cərəyanın daşınma mexanizmini də dəyişir. Belə ki, termik emal temperaturunun $100-150^\circ\text{C}$ və davam etmə müddətinin $\tau=6$ dəqiqə qiymətlərində heteroqeyidlərin şunt müqaviməti kəskin olaraq azalır ($\sim 2 \cdot 10^4$ -dən $\sim 10^2$

Om-a qədər) və nəticədə onların düzləndirmə əmsalı $k = 2000$ qiymətinə qədər artır.



Müxtəlif çökdürmə potensiallarında alınmış və termik emal olunmamış p-CuInSe₂/CdS nazik təbəqəli strukturların qaranlıq VAX-ı

U, V: -0.2; 2- -0.4; 3- -0.6; 4- -0.75;

Elmi rəhbər: dos. Mehdiyev R.F.

Influence of magnetic field of the oscillations of the wave front of ionization

Hüseynli S.N.

Baku State University

huseynli.sona@mail.ru

Recently, the investigation of wave puncture of discharge range was determined that practical significance, in addition to scientific interest.

In this case, the influence of magnetic field on the ionization wave in long discharge cylindrical tube and the dependence of wave velocity and the charge per unit length of the distributed capacitance along the discharge tube have been investigated. Our research, for the first time in case of non-

monotonous equally distributed capacity in long tube has been devoted to study of the influence of homogeneous longitudinal magnetic field to development of discharge.

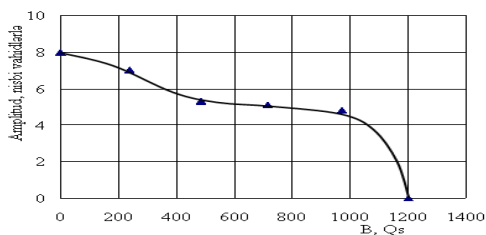


Figure 1. The depending on second maximum amplitude of magnetic field. $U=1000V$, $f=150Hz$, $L=53sm/$

Measurements showed that, as well as, changing and regularly distributed capacity of experiments in the case of non-monotonous distributed capacity, the velocity of ionization wave remains constant along the length of the tube. This shows that, wave velocity only depends on the initial regime and the vicinity of the ignition electrode of conditions. In contrast to wave velocity the charge quantity per unit length of tube depends on distributed capacity.

The investigations that carried out the magnetic field shows that, the propagation of wave front velocity in non-monotonous distributed capacity doesn't depend on field induction of B . Analogical results in the magnetic field are taken in stable, monotone-increasing, monotone-decreasing and in case of leap changing of distributed capacity. Thus, regardless of the discharge conditions and distributed regime, the wave velocity is not affected by magnetic field.

The concentration of electrons with increasing amplitude reached in a certain maximum. According to the subsequent increasing of concentration, the amplitude of maximums starts to decrease.

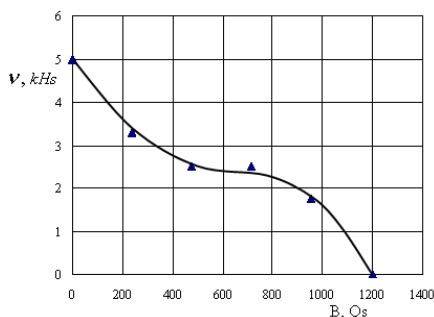


Figure 2. The depending on oscillations behind the wave front of magnetic field . $U=1000V$, $f=150Hz$, $L=53sm$

The concentration of charged particles reaches such a big value at the subsequent increasing of magnetic field that, the second maximum of amplitude is much smaller and the oscillations completely extinguish at the certain value of the field, then the second maximum of an amplitude equals to zero. Here is such an important conclusion that the instability behind the ionization wave front can be stabilize with the help of magnetic field.

Elmi rəhbər: G.M.Sadıqzadə

Kolloid məhlulundan PP əsaslı Al_2O_3 polimer kompozit təbəqələrin alınması və onların elektrofiziki xassələri

Hüseynova Ş.E.
Bakı Dövlət Universiteti
shafag11sh@gmail.com

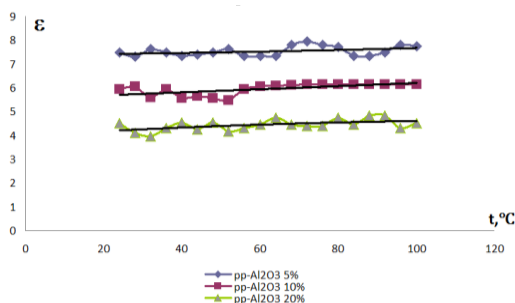
Müasir dövrdə elm və texnikanın müxtəlif sahələrində müxtəlif yüksək keyfiyyətli polimer kompozitlərin istifadəsi və yaradılması aktual məsələlərdən hesab olunur [1 – 5].

Polimer kompozitlərin içərisində bəzi keyfiyyətlərinə görə polipropilen əsaslı kompozitlər daha geniş istifadə olunur. PP

əsaslı kompozitlər adətən müxtəlif oksid və duzların polimerlərin maddələr mexaniki qarışdırılıb presləmə və termik emal üsulu ilə alınır. Bu üsul polimer olmayan maddələrin əlavəsi ilə əmələ gələn kompozitlər üçün bəzi çatışmazlıqlara (əlavə edlən maddə tam bircins paylanmır) malikdir [2,3].

İşdə təklif olunan üsul PP-in benzolda optimal qatılıqlı məhluluna Al_2O_3 nanozərrəciklərinin əlavə edilməsinə əsaslanır. Bu zaman benzol-PP mühitində Al_2O_3 nanozərrəcikləri olan bircins kolloid məhlul alınır. Bu məhlulun həlledicisi (benzol) uçduqdan sonra PP və Al_2O_3 nanozərrəciklərinin bircins paylanmış mühiti alınır. Kolloid məhlula PP-in benzoldakı məlum qatılıqlı məhlulunu əlavə etməklə PP mühitində Al_2O_3 zərrəciklərinin konsentrasiyasını idarə etmək mümkündür. [4,5]

Həlledicinin
buxarlandırılması
rejimin
seçilməsindən
(temperatur, təzyiq,
buxarlanma sürəti)
asılı olaraq PP əsaslı
 Al_2O_3



nanozərrəciklər daxil edilmiş kompozitlər birbaşa alına bilər və ya Al_2O_3 nanozərrəciklərin PP-də bircins paylanmış tozu (qlobul) alınır. Tozu yenidən termik və presləmə üsulu ilə lazım qalınlıqda Al_2O_3 nanozərrəciklərin bərabər paylandığı PP əsaslı kompozit təbəqələr almaq olar. Bizim işdə Al_2O_3 nanozərrəciklərin PP-də bərabər paylanmış tozundan termik emal və presləmə üsulu ilə müəyyən qalınlığa malik nazik kompozit təbəqələrin elektrofiziki xüsusiyyətlərinin tədqiq olunmasıdır.

1. Д. Ф. Рустамова, А. М. Магеррамов, Х. В. Багирбеков, М. А. Нуриев. Диэлектрические свойства и особенности

радиотермолюминесценции высоконаполненных композиций полипропилен/α α- Al_2O_3 . Электронная обработка материалов, 2013, 49(2), с.87–90.

2. Ф. И. Ахмедов, А. Д. Кулиев, Р. Б. Ахвердиев, А. С. Самедова, М. Б. Гусейнова. Влияние гамма-облучения на электропроводность полимерных композитов полипропилена с оксидами алюминия и железа. Электронная обработка материалов, 2013, 49(6), с.94–97.

3. Иванюков Д. В., М. Л. Фридман. Полипропилен. Москва.: Химия, 1974. - 270 с.

4. Handbook of Polypropylene and Polypropylene Composites / ed. H.G. Karian. - NewYork.: Marcel Dekker Inc, 2003. - 740 p.

5. Керасимов Я.И. ,Древинг В.П. , Джеромин J.Н. , Киселъов А.В. , Лебедев В.П. , Панченков К.М. , Шлыкин А.И. Физики кимя курсу I чилд, Бакы-1968, 181 с.

Elmi rəhbər: f.ü.f.d. Ələkbərov Ş.Ş.

Molekulyar qazlarda kontraksiya

Məmişadə A.Q.

Bakı Dövlət Universiteti

aysel.memizade@mail.ru

Qaz boşalması plazmasından işçi maddə kimi istifadə olunan lazer texnikası, kimya texnologiyası, qaz boşalması işıq mənbələri, maqnit hidrodinamik generatorlar, plazmatronlar və digər qurğuların effektivliyini yüksəltmək üçün plazmanın sıxlığını artırmaq lazım gəlir. Bunu isə boşalmada qazın təzyiqini və cərəyan şiddətini artırmaqla əldə etmək olar. Bu istiqamətdə qarşıya çıxan əsas maneələrdən biri plazma sütununun sıxılması, yəni kontraksiyadır.

Plazmanın kontraksiyasının fiziki təbiətinə baxaq. Elektronun diffuziya nəticəsində divara gedib çatmasının xarakterik müddəti

$$\tau_d = \frac{R^2}{6D_a}$$

düsturu ilə təyin olunur. Elektronun rekombinasiya

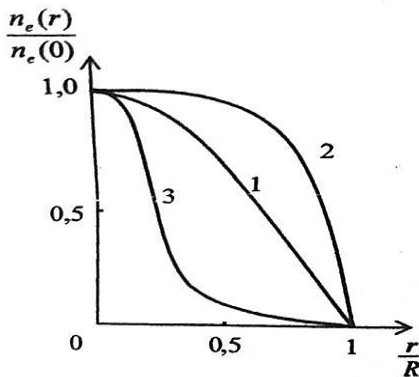
yaşama müddəti $\tau_r = \frac{1}{\alpha_r n_e}$ ifadəsinə bərabərdir. $\tau_d \ll \tau_r$ şərti ödəndiyi hal diffuziya rejimi adlanır. $\tau_d \gg \tau_r$ olduqda isə həcmi rekombinasiya rejimi adlanır.

Müsbət sütunda yüklü zərrəciklərin sadələşdirilmiş balans tənliyini yazsaq alırıq.

$$D_a \frac{d^2 n_e(r)}{dr^2} + Z_i n_e(r) - \alpha_r n_e^2(r) = 0 \quad (1)$$

Ambipolyar diffuziyanın rolu nəzərə alınmayacaq qədər kiçik olduğu nisbətən böyük təzyiq və cərəyanlarda (1)

tənliyindən alırıq ki, $n_e(r) = \frac{Z_i(r)}{\alpha_r}$. Ionlaşma tezliyi $Z_i(r)$ boşalma borusunun oxundan onun divarına doğru kəskin azaldıqda və həcmi rekombinasiyanın xarakterik müddəti elektronların diffuziya yaşama müddətindən çox kiçik olduqda boşalma kontraksiya edir.



Şəkil 1. Boşalma borusunun en kəsiyi boyunca elektronların konsentrasiyasının radial paylanması

1-diffuziya rejimi; 2-rekombinasiya rejimi; 3-kontraksiya rejimi

Molekulyar qazlarda kontrasiyanın xüsusi bir mexanizmi müşahidə olunur. Məlumdur ki, molekulyar qaz boşalmasına daxil edilən elektrik enerjisinin əsas hissəsi molekulyar rəqslərin oyanmasına sərf olunur. Ona görə də belə boşalmada

temperaturun radial qeyri-bircinsliyinin şiddəti bu rəqslərin enerjisinin divara daşınması üsulundan asılıdır. Burada boşalmanın yaranmasının iki rejimi mümkündür. Rejimlərdən birində rəqsi həyəcanlanmış molekullar öz enerjisini boşalma borusunun divarı ilə toqquşmada itirirlər. Bu halda boşalma daxil edilən enerjinin az bir hissəsi istiliyə çevrilir. Ona görə də müsbət sütunun temperatur qeyri-bircinsliyi böyük olmur. Boşalmanın yaranmasının digər rejimində, qazın daha yüksək təzyiqlərində, rəqsi həyəcanlanmış molekullar divarlara çatmağa macal tapmayaraq həcmdə relaksasiya edirlər. Bu zaman onların rəqslərinin enerjisi istiliyə çevrilərək qazı qızdırır.

Elmi rəhbər: dos. Q.İ.Qəribov

TlGaTe₂kristallarının dielektrik və optik xassələri

Məmmədov R.A.

Bakı Dövlət Universiteti

ramil.azad@mail.ru

TlGaTe₂ yarımkeçirici birləşməsi A³B³C⁶₂ qrup birləşmələri sinfinə məxsusdur və qəfəsin periodları $a=8,420 \text{ \AA}$, $c=6,865 \text{ \AA}$ olmaqla tetraqonal sinqoniyada kristallaşırlar. Bu yarımkeçirici geniş praktiki tətbiq imkanlarına malikdir. Belə ki, ondan hidrostatik təzyiqə qarşı yüksək dərəcədə həssas olan tenzoqeydedicilərin, geniş temperatur intervalında işləyə bilən infraqırmızı şüa qəbuledicilərinin, piroelektrik qəbuledicilərin hazırlanması üçün istifadə etmək olar.

Təqdim olunan işdə TlGaTe₂ kristallarının dielektrik nüfuzluğunun temperatur (90-450K) və tezlik asılılıqları ($25 \div 10^6 \text{ Hz}$) tədqiq olunmuşdur. Kristalın temperatur asılılığı azot kriostatında, kristalın $\sim 0,1 \text{ K/dəq}$ sürətlə kvazistasionar qızdırılması rejimində E7-25 impedans ölçü cihazı vasitəsilə aparılmışdır.

Kristalların dielektrik nüfuzluluğunun həqiqi (ϵ') və xəyali (ϵ'') hissələrinin tezlik dispersiyası, dielektrik itgi bucağının tangensinin ($\text{tg}\delta$) və elektrik keçiriciliyinin tezlikdən asılılığı öyrənilmişdir.

TlGaTe₂ kristalının otaq temperaturunda dielektrik nüfuzluluğunun tezlik xarakteristikası tətqiqinin nəticələrinə əsasən ölçmə sahəsinin tezliyi artdıqca ϵ' qiymətində azalma müşahidə olunur. Belə ki, $f=200$ Hs olduqda $\epsilon=500$, $f=1$ MHs olduqda isə $\epsilon=25$ qiymətlərini alır. Müşahidə olunan dielektrik nüfuzluluğunun monoton azalması onu deməyə imkan verir ki, birləşmədə dispersiya relaksasiyası mövcuddur.

TlGaTe₂monokristalının dielektrik itgi bucağının tangensinin ($\text{tg}\delta$) tezlik dispersiyası araşdırılmışdır. Alınmış nəticələrdən görünür ki, $\text{tg}\delta$ -nın tezlik asılılığında tezliyin 10^3 Hs qiymətində maksimum müşahidə olunur və tezliyin artması ilə hiperbolik azalma müşahidə olunur. $\text{tg}\delta(f)$ asılılıq əyrisinin eksperimental forması TlGaTe₂ kristalının dielektrik itgi bucağının tangensinin tezlik asılılığı üçün xarakterikdir və kristalın elektrik keçiriciliyinin relaksasiya mexanizminin olmasına uyğundur .

TlGaTe₂ kristalının müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluluğunun temperatur asılılıqları verilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, aşağı temperaturlarda dielektrik nüfuzluluğunun qiyməti $\epsilon=200$ olmaqla bütün tezlik oblastında dəyişməz qalır. Eynilə dielektrik itgi bucağının tangensinin temperaturdan asılılığında da temperaturun artması ilə iki maksimum müşahidə olunur və ölçmə tezliyi artdıqca bu piklərin qiyməti azalmaqla yanaşı yuxarı temperatur oblastına doğru sürüşərək bərk məhlulda relaksasiya xarakterli halın olması ilə müşahidə olunur.

Elmi rəhbər: f.r.e.n. Rəhimova N.Ə.

p-GaSe<Ho>monokristallarında elektrolüminessensiyanın spektri

Məmmədova G.F.

Bakı Dövlət Universiteti

gulnar.mammadova.fzm@gmail.com

Təmiz və müxtəlif miqdarda ($10^{-5} \div 10^{-1}$ at.%) Ho atomları daxil edilmiş p-GaSe monokristallarında elektrolüminessensiyanın spektral paylanması nümünəyə daxil edilən holmium atomlarının miqdarından asılılığı tədqiq edilmişdir.

Göstərilmişdir ki, elektrolüminessensiyanın spektrinin xüsusiyyətləri həmin kristalların nizamsızlıq dərəcəsinin aşqarlanma səviyyəsindən asılılığı ilə izah oluna bilər.

Tədqiq olunan kristalların nizamsızlıq dərəcəsi onlara daxil edilən lantanoid atomlarının atom faizi ilə miqdarından asılı olaraq qeyri-monoton dəyişdiyindən və $N \geq 10^{-2}$ at.% olduqda kafi dərəcədə kvazibircins hal təmin olunduğundan, eyni bir xarici şəraitdə bu halda elektrolüminessensiyanın spektrinin kristalın «C» oxuna nəzərən həyəcanlaşdırma istiqamətindən asılılığı da, demək olar ki, aradan qalxır. Çünki kristalların qonşu layları arasındakı əlaqə möhkəmləndiyindən onlarda kristalın «C» oxuna nəzərən müşahidə olunan anizotropiya xeyli zəifləyir.

p-GaSe kristallarında müşahidə olunan elektrolüminessensiyanın spektrinin nümunənin ölçmələrdən əvvəlki halından və ilkin qaranlıq xüsusi müqavimətindən asılılığı həmin kristalların fəzaca qismən nizamsızlığı – bu nizamsızlıq hesabına yaranmış rekombinasiya çəpərlərinin injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların rekombinasiya prosesini əngəlləməsi ilə bağlıdır.

Elmi rəhbər prof. Ə.Ş. Abdinov

Kristallarda impedans spektroskopiyası

Məmmədova K.Ş.

Bakı Dövlət Universiteti

kebire.memmedova@yahoo.com

Müasir mikroelektronikanın inkişafı eyni zamanda həm elektron, həm də ion keçiriciliyinə malik olan yeni yarımkeçirici materialların alınmasına ehtiyac duyur. Bir sıra unikal xassələrinə görə müasir materialşünaslıq üçün vacib olan obyektlərdə həm elektron, həm də ion keçiriciliyinin eyni zamanda geniş temperatur intervalında öyrənilməsi nəzərdə tutulur.

Son 20 ildə elektrokimyanın və fizikanın müxtəlif oblastlarında impedans spektroskopiyaya metodundan geniş istifadə olunur. İmpedans spektroskopiyaya üsulunun istifadə olunması materialın elektrofiziki xassələri haqqında birbaşa informasiya almağa, onun keçiriciliyində həcm, səthin və kristallitlər arasındakı sərhəddin payını miqdarca və keyfiyyətcə təsvir etməyə, adətən qeyri-bircins strukturlarda müşahidə olunan bir sıra effektlərin təsirini nəzərə almağa imkan verir.

İlkin tədqiqatlar göstərir ki, TlGaSe_2 kristallarda otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda dielektik nüfuzluluğunun ölçülməsində baş verən anomaliyalar, ion keçiriciliyinin yaranması ilə əlaqələndirilə bilər. Bu səbəbdən impedans spektroskopiyası üsulu ilə impedansın tezlik və asılılıqları tədqiq olunmalıdır. İlkin ölçmələr göstərmişdir ki, TlGaSe_2 kristallarında paraelektrik faza mövcud olur və bu halda cərəyan daşınmasında ionlar rol oynayır. İonların kristal qəfəsdə yaranması Tl atomunun mövqeyi ilə əlaqələndirilir. Bu hadisələrin mahiyyəti impedans spektroskopiyası ilə həyata keçirilir.

İmpedans spektroskopiyasının mahiyyəti ondan ibarətdir ki, tədqiq olunan sistemə həyəcanlandırıcı kiçik amplitudlu sinusoidal signal verilir və çıxışda yaranan cavab signalı

öyrənilir. Əgər girişdə təsir edən impuls kimi $V(t) = V_0 \sin(\omega t)$ gərginliyindən istifadə edilərsə, çıxışda cərəyanın zamandan asılılığı $I(t) = I_0 \sin(\omega t + \Theta)$ şəklində siqnal kimi qeyd olunur. Burada I_0 və V_0 cərəyanın və gərginliyin amplitudları, $\omega = 2\pi f$ -dairəvi tezlik, Θ -faza sürüşməsidir.

Elmi rəhbər: prof. N.M. Mehdiyev

p-GaSe<Eu>kristallarında induksiyanmış aşqar fotokeçiriciliyin spektri

Məstəliyeva G.M.
Bakı Dövlət Universiteti
gunay31@list.ru

Əvvəllər p-GaSe kristallarında müxtəlif xarici amillərlə təsir etməklə induksiyanmış aşqar fotokeçiriciliyin müşahidə olunması haqqında məlumatlar verilmişdir.

Təqdim olunan işdə Eu atomları daxil edilmiş qallium-seleniddə aşqar atomlarının faizlə miqdarını 10^{-5} at. %-dən başlayaraq tədricən artırmaqla, məxsusi udma oblastından olan monoxromatik işıqla və nümunəyə tətbiq olunan xarici elektrik sahəsi ilə induksiyanmış aşqar fotokeçiriciliyin xüsusiyyətlərində müşahidə olunan dəyişikliklər tədqiq edilmişdir.

Ölçmələr temperaturun, nümunəyə tətbiq olunan xarici gərginliyin, məxsusi udma oblastından olan induksiyalayıcı və aşqar udma oblastından olan həyəcanlaşdırıcı (skanerləyici) işığın intensivliyinin və dalğa uzunluğunun uyğun olaraq $77 \leq T \leq 300$ K, $U \leq 3 \cdot 10^2$ V, $\Phi \leq 2 \cdot 10^2$ Lk, $0.30 \leq \lambda \leq 4.00$ mkm qiymətləri intervalında aparılmışdır.

Təmiz p-GaSe kristallarında ölçmələr apardığımız şəraitdə fotohəssaslıq, maksimumu $\lambda = 0.56$ mkm-də olmaqla, yalnız $0.35 \leq \lambda \leq 0.65$ mkm məxsusi udma oblastını əhatə edir.

Aşqar udma oblastında müşahidə edilən mənfi fotokeçiriciliyin qiyməti isə çox kiçik olur. İnduksiyalanmış halda, yəni skanerləyici işıqla eyni vaxtda müntəzəm təsir edən məxsusi udma oblastından olan, yaxud da ağ işıqın, eləcə də qaranlıq VAX-ın superxətti oblastına uyğun xarici elektrik gərginliyinin təsiri altında $0.80 \leq \lambda \leq 2.80 \text{ mkm}$ aşqar udma oblastında $\lambda_{\text{max}} = 1.60 \text{ mkm}$ -də maksimuma malik olan aşqar fotokeçiricilik müşahidə olunur.

Elmi rəhbər: Rəsulov E.A.

Elektrokimyəvi çökdürülmə üsulu ilə nazik təbəqələrin alınması

Muradova Y.H.

Bakı Dövlət Universiteti

muradova.yegu@mail.ru

Elektrokimyəvi çökdürülmə üsulu ilə nazik təbəqələrin alınması texnoloji cəhətdən asan və idarə olunan üsul olmaqla yanaşı iqtisadi cəhətdən sərfəli üsuldur. Sulu məhluldan elektrokimyəvi çökdürmə üsulunun əsasını içərisində zəruri komponentlərin müsbət ionları olan məhlulun elektroliz prosesi təşkil edir. Məsələn, əgər CdS nazik təbəqəsi alınacaqsa, onda sulu məhlulda həm kadmiumun müsbət ionları olan duz- CdCl_2 , CdNO_3 və ya CdSO_4 , həm də kükürdün müsbət ionları olan duz- $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ olmalıdır.

Məhlulun temperaturundan, altlığın səth morfolojiyasından, məhlulun tərkibindən, məhluldakı cərəyanın qiymətindən asılı olaraq, eyni bir maddənin müxtəlif xassəli nazik təbəqələrini almaq mümkündür.

Təqdim olunan işdə çökdürülmə prosesin uğurla başa çatması üçün zəruri şərtlər göstərilmişdir.

Göstərilmişdir ki, məhluldakı cərəyanın sıxlığının və katod potensialının müvafiq qiymətlərini seçməklə, sulu

məhluldan elektrokimyəvi çökdürmə üsulu ilə həm polikristal, həm monokristal, həm də teksturlu nazik təbəqələr almaq mümkündür.

Elmi rəhbər: f.ü.f.d. V.U.Məmədov

Stratların parametrlərinə maqnit sahəsinin təsiri

Nadirova G.O.

Bakı Dövlət Universiteti

gulnar.nadirova.94@mail.ru

Təqdim olunan işdə qaçan stratların tezliyinə uzununa maqnit sahəsinin təsiri öyrənilmişdir. Təcrübələr uzunluğu 72 sm və daxili diametri 3,2 sm olan boşalma borusunda arqon qazında yaradılmış plazmada aparılmışdır. Boşalma borusu uzunluğu 60 sm olan solenoidin daxilində yerləşdirilmişdir. Maqnit sahəsinin induksiyası 2000 Qs-a qədər dəyişdirilmişdir.

Şəkildə qaçan stratların tezliyinin maqnit sahəsindən asılılığı göstərilib. Qrafikdə nöqtələr təcrübə bütöv əyri isə stratların tezliyinin hesablanmış qiymətlərinə uyğundur. Qrafikdən görünür ki, maqnit sahəsi artdıqda stratların tezliyi azalır. Alınmış nəticələri stratların ionlaşma- diffuziya nəzəriyyəsi əsasında izah etmək olar [1-3].

Bu nəzəriyyəyə görə stratların tezliyi f plazmada yüklü zərrəciklərin boşalma borusunun divarlarına gedişini xarakterizə edən τ_β müddəti ilə aşağıdakı münasibətlə bağlıdır [2]:

$$f \sim \frac{1}{\tau_\beta} = \frac{\beta^2}{R^2} \cdot D_a \quad (1)$$

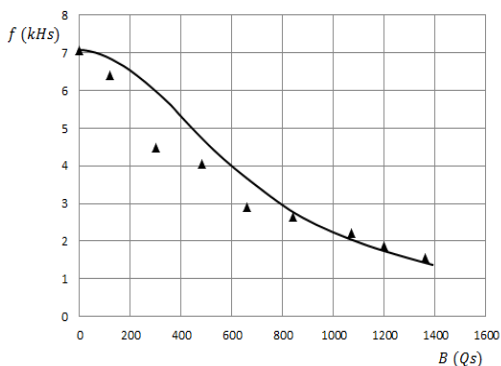
burada R - boşalma borusunun radiusu, $\beta=2,4$, D_a ambipolyar diffuziya əmsalıdır. Digər tərəfdən, məlumdur ki, ambipolyar diffuziya əmsalının B maqnit sahəsindən asılılığı aşağıdakı düsturla ifadə olunur [1]:

$$D_{a\perp} = \frac{D_{a//}}{1 + \frac{b_i \cdot b_e}{c^2} \cdot B^2} \quad (2)$$

Burada b_i , b_e – ionların və elek-tronların maqnit sahəsi olmadıqda ($B=0$) yürüklüyü, c – işıq sürəti, $D_{a\perp}$ maqnit sahəsinə perpendikulyar, $D_{a//}$ – maqnit sahə-sinə paralel ambi-polyar diffuziya əmsallarıdır.

Qeyd etsək ki, maqnit sahəsində elektronların temperaturunun azalması plazmanın maqnit sahəsindəki diffuziyasına və, deməli, $D_{a//}$ əmsalına da təsir edir. Lakin, təcrübələr göstərir ki, maqnit sahəsində elektron qazının temperaturu kifayət qədər zəif dəyişir.

Şəkildən görünür ki, hesablamaların nəticələri təcrübi asılılıqla kifayət qədər yaxşı uyğunluq təşkil edir.



Şəkil 1. Strat raqsləri tezliyinin maqnit sahəsindən asılılığı. $P=0,18$ mm cv.st. $J=70$ mA. Bütöv xətt hesablamaların nəticələrini göstərir.

1. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. «Наука», М., 1971
2. Недоспасов А.В. УФН, 1968, т.94, № 3, с.439
3. Мурадов А.Х, Абдуллаев Р.А, Гусейнов Т.Х. Импеданс спектроскопия неоновом разряда в условиях ступенчатой ионизации и объемной рекомбинации. Journal of Qafqaz University Physics. Baku, 2014, V.2, №1, p. 62-66.

Elmi rəhbər: dos.Q.I.Qəribov

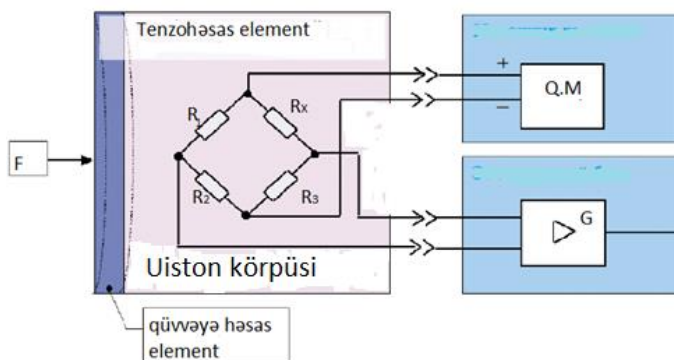
**Mo/Ag/ZnTe/CdTe/CdS-heteroquruluşu əsasında
hazırlanmış tenzorezistorun əyilmə deformasiyasında
parametrlərin təyini**

Nuriyeva L.İ.
Bakı Dövlət Universiteti
nuriyeva.l@inbox.ru

Son zamanlar sadə və mürəkkəb yarımkeçiricilər əsasında elektromexaniki çeviricilərin və qeydedicilərin hazırlanmasına yönəlmiş diqqət olduqca artmışdır. Ölçüləri kiçik və həssaslıqları yüksək yarımkeçirici qeydedicilərin geniş tezlik oblastında işləməsi onlardan texnikanın müxtəlif sahələrində istifadə edilməsinə imkan verir(1). Bu baxımdan yarımkeçirici Mo/Ag/ZnTe/CdTe/CdS - heteroquruluşlu əsasında hazırlanmış nazik lövhələrin elektrik xassələrinə bir oxlu deformasiyanın (əyilmə) təsirinin öyrənilməsini məqsədə uyğun hesab etmək olar.

Mo/Ag/ZnTe/CdTe/CdS – heteroquruluşlu nazik müxtəlif ölçülü lövhələr xüsusi texnologiya üzrə hazırlanmışdır. Ölçmələr xüsusi metodika üzrə otaq temperaturunda universal qurğuda aparılmışdır. Ölçmə qurğusunun elektrik sxemi şəkildə verilmişdir. Deformasiya etdirici qüvvə ona həsas olan elementə təsir etdikdə qüvvənin qiyməti fiksə olunur. Bu qüvvənin təsiri altında tenzohəsas element əyilmə deformasiyasına uğrayır. Tenzoelementin R_x müqaviməti Uiston körpüsü vastəsilə ölçülür. Qurğu sabit gərginlik mənbəyinə (Q.M) qoşulur. R_x qiymətinin dəyişməsi gücləndirici (G) ilə gücləndirilərək qeydedici qurğuya ötürülür. Alınmış nəticələr cədvəldə verilmişdir. Elektrik müqavimətinin deformasiyadan asılı olaraq dəyişməsi tenzorezistiv effekt adlanır. Bu effekt əsasında hazırlanan tenzoqeydedicini xarakterizə edən kəmiyyət tenzohəsaslıq əmsalı adlanır və aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$K = \frac{\Delta R/R}{\Delta L/L}$$



Bütün nümunələr üçün hesablanmış qiymətlər aşağıdakı cədvəldə verilmişdir. Cədvəldən göründüyü kimi K-nın qiyməti 128 bərabərdir.

$\Delta R/R$	18	40	62	80	104	118	150	180	K=128
$\Delta L/L \cdot 10^{-3}$	0.15	0.32	0.5	0.62	0.82	1.00	1.20	1.40	

Elmi rəhbər: dos V.H.Səfərov

Disproziyum aşqarlı İnSe kristallarında elektrolüminessensiya

Rzazadə A.M.

Bakı Dövlət Universiteti

aytekinrzayeva93@gmail.com

Təqdim olunan işdə indium selen (İnSe) monokristallarında elektrolüminessensiya hadisəsinə nadir torpaq elementi olan disproziyum (Dy) aşqarlarının təsirinin tədqiqi zamanı alınmış təcrübi nəticələr şərh olunur.

Hər iki qrup kristalda elektrolüminessensiyanın spektral paylanması nümünədən axan cərəyandan və temperaturdan asılılığı ölçülmüşdür.

Alınmış təcrübə nəticələrin müqayisəli təhlili göstərmişdir ki, tədqiq edilən materiallarda elektrolüminessensiyanın xüsusiyyətləri, eləcə də bu xüsusiyyətlərə lantanoid atomları ilə aşqarlanmanın təsiri elektrik xassələrində olduğu kimi, qadağan olunmuş zonada müxtəlif xarakter və mənşəli lokal enerji səviyyələrinin (tutma və rekombinasiya səviyyələrinin) mövcudluğu nəzərə alınmaqla həmin kristalların nizamsızlıq dərəcəsinin aşqarlanma səviyyəsindən asılılığı ilə izah oluna bilər.

Bu nəticələr göstərir ki, disprozium atomları ilə aşqarlanmış n-InSe monokristalları əsasında optik spektrin yaxın infra qırmızı (İQ) oblastda ($0.30 \leq \lambda \leq 1.35$ mkm) işləyə bilən, yüksək həssaslığa, stabil və təkrarlanan parametrlərə malik, daxil edilən Dy atomlarının miqdarını dəyişməklə parametrlərinin qiymətləri və əsas xarakteristikaları məqsədyönlü şəkildə idarə oluna bilən injeksiya-elektrolüminessensiya işıq mənbələri hazırlamaq mümkündür.

Elmi rəhbərprof. Ə.Ş. Abdinov

Qaz boşalması plazmasının yüklü zərrəciklərin divara sərbəşçatma rejimindəki xüsusiyyətləri

Talıbova A.Y.

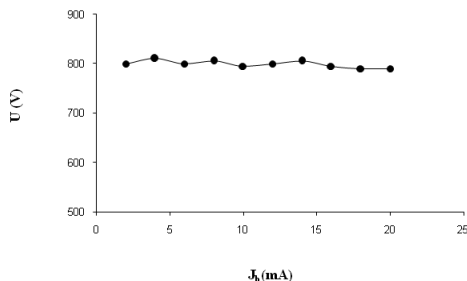
Bakı Dövlət Universiteti

ayselatalibova2016@gmail.com

Kapilyar borularda adətən qazın təzyiqi $10^{-2} \div 1$ Tor intervalında dəyişir və yüklü zərrəciklərin divara doğru hərəkəti sərbəşçatma rejimində baş verir. Borunun diametrinin çox kiçik olmasına görə, ambipolyar diffuziya rejimi yüklü zərrəciklərin divar istiqamətində hərəkətini sürətləndirə bilən

daha sürətli rejimlə əvəz olunur. Bunun nəticəsində yüklü zərrəciklərin konsentrasiyası daha aşağı səviyyələrdə qərarlaşır və nəticədə aksial elektrik sahəsinin intensivliyi və elektronların temperaturu yüksəlir. Ona görə də kapillyar borular yüksək elektron temperaturlu və yüklü zərrəciklərin konsentrasiyasının kiçik olması ilə xarakterizə olunurlar.[1, 2] Elektron temperaturunun yüksək olması isə həyəcanlanmış atom səviyyələrinin intensivliyinin daha da yüksəlməsinə səbəb olur. Bunun nəticəsində kapillyar boşalma borularında spektral xətlərin parlaqlığı yüksək olur və ona görə də böyük diametrli boşalma borularından fərqlənirlər. Generasiya baxımından onlar daha optimal aktiv mühit adlanır.

Tədqiq olunan civə buxarının qaz boşalması plazmasının təcrübədə alınan statik volt-ampere xarakteristikalarından biri şəkil 1 – də təsvir edilmişdir. Bu şəkildən görünür ki, boşalma cərəyanının $2 \div 20$ mA qiymətlərində boşalma borusunda gərginlik düşgüsü kifayət qədər dəqiqliklə sabit (800 V) qiymətində qalır. Boşalmanın statik volt-ampere xarakteristikasının bu şəkildə olması boşalmada yüklü zərrəciklərin yaranmasında birbaşa ionlaşmanın aparıcı rol



Şəkil 1. Ölçülmüş statik volt-ampere xarakteristika
(Hg, $P = 130$ Pa, $d = 2$ mm).

oynadığını və yüklü zərrəciklərin bütün ölçmə diapazonunda divara demək olar ki, maneəsiz (sərbəstçatma rejimi) çatdığını göstərir.

Qaz boşalması plazmasının müsbət sütununda statik volt-ampere xarakteristikasının ölçülmüş nəticələri göstərdi ki, boşalma cərəyanının $2\div 20$ mA intervalında boşalma borusunda gərginlik düşgüsü 800 V qiymətində qalaraq, dəyişmir. Boşalmanın statik volt-ampere xarakteristikası absiz oxuna paralel şəkildə yönəlir və boşalmada yüklü zərrəciklərin yaranmasında birbaşa ionlaşma prosesi əsas rol oynayır və yüklü zərrəciklərin divara sərbəstçatma rejimi bütün ölçmə diapazonunda saxlanır.

[1] Мурадов А.Х., Гусейнов Т.Х. Динамические свойства слаботочного разряда в трубках малого диаметра// Вестник Бакинского Университета, Баку, 2008, №2, с.152-156.

[2] Hüseynov T.X. Elektrik boşalmasında baş verən elementar proseslərin dinamik xassələri və tezlik xarakteristikaları// AMEA-nın xəbərləri, Fizika, Bakı, 2015, № 3, s.3-8.

Elmi rəhbər: dos.T.X.Hüseynov

NANOMATERIALLAR VƏ NANOTEXNOLOGİYALAR BÖLMƏSİ

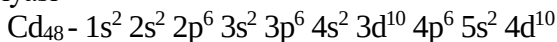
Kadmium-sulfid nanoklasterlərinin elektron-fəza quruluşunun kvant-mexaniki üsulla tədqiqi

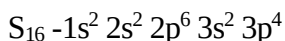
Ağayev S.S.

Bakı Dövlət Universiteti

huseyn.agayev.1@mail.ru

Nanoquruluşlar makroskopik ölçüyə malik maddələrlə atomlar arasında aralıq mövqe tutan dayanıqlı sistemlər kimi qəbul edirlər. İstənilən nanoquruluşun, o cümlədən nanoklasterlərin fiziki-kimyəvi xassələrini təyin edən ən əlamətdar xüsusiyyət xassələri ilə ölçüləri arasında birmənalı, birqiymətli əlaqənin olmasıdır. Kvant ölçü effektləri nanoklasterin xassəsini təyin edən zərrəciyin, əsasən, elektronun hərəkət imkanına malik olan fazanın De-Broyl dalğası tərtibində məhdudlaşması ilə əlaqədardır. CdS nanoklasterləri zəngin optik xassələri ilə nanooptikanın əsas işçi materiallarından birinə çevrilmişdir. Nanolazerlər, nanosensorlar və bir çox enerji çevrilmələrinin əsas işçi elementi kimi intensiv tədqiq edilir. Cd-nın müxtəlif birləşmələri ilə yanaşı CdS nanoklasterlərinin elektron-fəza quruluşunun dəyişikliyin ciddi şəkildə elektrooptik xassələrini müəyyənləşdirilməsi ilə maraqlıdır. Az sayda atomlardan təşkil olunmuş klasterlərin xassələrinin, alınma üsulu və alınma şəraitindən asılı olaraq çox böyük intervalda dəyişməsi bunu təsdiq edir. CdS klasterləri ən geniş öyrənilən ənənəvi yarımkeçirici material olsa da klasterlərin xassəsinin alınma üsullarından asılı olaraq böyük ölçüdə dəyişməsi CdS klasterlərinin elektron-fəza quruluşunun nəzəri üsullarla tədqiq edilməsini zəruri edir. Təqdim olunan məruzədə CdS klasterlərinin əsas quruluş elementi CdS-in hərtərəfli kvant-mexaniki hesablamaları nəticələri şərh olunur. Cd və S-in elektron konfigurasiyası





kimidir. Hesablamalar üçün ilk növbədə klasterlərin modelləri qurulmuşdur. Model qurularkən atomların arasındakı məsafənin ilkin qiyməti ion radiuslarının cəmi kimi götürülmüşdür. Sistemin kvant-mexaniki modeli valent elektronlar nəzərə alınmaqla qurulmuşdur. Klasterin elektron təbəqəsinin tamamlanması imkanlarını nəzərə alaraq bütün kombinasiyaları-hipotetik və müşahidə edilən birləşmələrin hesablanması zəruridir. Hesablama Cd və S atomlarının valent elektronlarının nəzərə alınması ilə aparılmışdır. Nəzərə alınan elektronların sayı 8-dir. Bu elektronlar 4 molekulyar orbitalda yerləşir.

	Kcal\mol		
E_t	-7025,508	ε_1	-19,980
E_b	-38,599	ε_2	-9.828
E_{izo}	-6986,909	ε_3	-9,715
E_{cc}	1617,928	ε_4	-9,715
E_h	54,520	ε_5	2,502

Sıra nömrəsi	yük	X	y	z
48	0,338561	-7,93204	-0,64388	0,00001
16	-0,338561	-7,93205	-1,81905	-0,00001

Kvant-mexaniki hesablamalardan göründüyü kimi uyğun fiziki-kimyəvi şərait olduqda klasterlərin əsas quruluş elementi olaraq CdS ikeatomlu fraqmenti müstəqil element kimi iştirak edə bilər. Bu meydana çıxan klasterlərin elektron quruluşunun tamamlanma meylini təyin edən əsas elementin CdS cütü olduğunu söyləməyə əsas verir.

Elmi rəhbər: dos.N.S.Nəbiyev

Termik aşılmanın CuS/ PVA nanokompozitlərinin struktur və optik xassələrinə təsiri

Dadaşova N.F.

Bakı Dövlət Universiteti

dadasova.nermine@rambler.ru

Nanokompozitlərin alınmasında istifadə olunan metodlardan biri laylı hemosorbsiya (SILAR) metodudur.[1-2]

Təqdim olunan işdə CuS nanohissəciklərinin formalaşdırılması üçün $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ və $\text{Na}_2\text{S} \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ duzlarının etileqliköl məhlullarından istifadə olunmuşdur. Polimer matris kimi polivinil spirti təbəqəsindən istifadə edilmişdir. Sorbsiya olunan anion və kation məhlullarının konsentrasiyasından və yetişmə dövrlərinin sayından asılı olaraq CuS nanokompozitlərinin bəzi xassələri araşdırılmışdır. Alınan nümunələrin struktur quruluşu və optik xassələri (190nm-1100nm) tədqiq edilmişdir. Optik spektrlərdən nümunələrin qadağan olunmuş zonalarının eni hesablanmışdır.

Nümunələrin xassələrinin temperatur asılılığını tədqiq etmək üçün onlar vakuum sobasında 4 saat müddətində əvvəlcə 70°C temperaturda, sonra 100 °C temperaturda saxlanılmışdır. Temperatur aşılmasından sonra nümunələrin xassələri yenidən tədqiq edilmişdir. Alınmış nümunələrin sturuktur quruluşu rentgen difraksiyası vasitəsi ilə öyrənilmişdir. Analizin nəticələri göstərir ki, aşağı yetişmə dövrlərində (7 period, məhlulların konsentra-
siyası 0.1M) amorf struktur alınır. Yetişmə dövrlərinin sayı artdıqca, mis sulfidin - covellite strukturu formalaşır. Bu da məhlulların konsentrasiyası artdıqda zərrəciklərin böyümə sürətinin artması ilə əlaqədardır. Nümunələr termik aşılarmaya məruz qaldıqda, (70°C və 100 °C) nümunələrdə amorflaşma prosesi baş verir. Bu da temperaturun təsiri altında matrisdə zərrəciklərin dağılması ilə bağlıdır.

Alınmış nanokompozitlərin optik xassələri tədqiq olunmuşdur. İlk nümunələrdə qadağan olunmuş zonanın eni yetişmə dövrlərinin sayı və konsentrasiyadan asılı olaraq dəyişir. Məhlulların konsentrasiyası artdıqca zərrəciklərin böyümə sürəti artır və qadağan olunmuş zonanın eni azalır (cədvəl 1). Termik aşılma temperaturu artdıqca, qadağan olunmuş zonanın eni əsasən artır ki, bu da zərrəciklərin ölçülərinin kiçilməsi ilə bağlıdır.

Cədvəl 1

PVA/CuS				
	Nümunə	T=25C	T=70C	T=100C
E _g , eV	7c 0,1M	3.69	3.85	3.91
	11c 0,1M	2.53	2.62	2.56
	11c 0,25M	2.34	2.29	2.26

1. V. P. Tolstoy, "Successive Ionic Layer Deposition. The Use in Nanotechnology," *Russian Chemical Rev*/, Vol. 75, No. 2, 2006, p. 161.

2. F. Nicolau and J. C. Menard, *Journal of Crystal Growth*, Vol. 92, No. 1-2, 1988, pp. 128-142

Elmi rəhbər: dos. M.B. Muradov

Au₂S nanohissəciyinin molekulyar orbitalları

Ağayeva L.M.

Bakı Dövlət Universiteti

Lassus.ava@gmail.com

İşdə molekulyar orbitallar metodu tətbiq olunaraq Au₂S nanohissəciyinin molekulyar orbitallarının tapılması məsələsinə baxılmışdır. Hesablamalar valent elektronlar yaxınlaşmasında aparılmışdır. Molekulyar orbitalları qurmaq üçün Au və S atomlarının valent atom orbitallarından istifadə edilmişdir. MO LCAO yaxınlaşmasına əsasən molekulyar

orbitalar

$$U_i = \sum_{q=1}^m C_{qi} \chi_q \quad (1)$$

şəklində axtarılmışdır. χ_q atom orbitallarıdır, atom orbitalları olaraq eksponensial tipli Sleyter və Qauss funksiyaları istifadə oluna bilər. Hesablamalarla müəyyən edilmişdir ki, Sleyter funksiyaları valent zonada elektronların halını daha yaxşı təsvir edir. İşdə atom orbitalları olaraq həqiqi Sleyter funksiyalarından istifadə edilmişdir. Sleyter atom orbitallarının hesablamaq üçün ədəbiyyatda verilən analitik ifadədən istifadə edilmişdir. Atom orbitalları olaraq olaraq Au atomlarının 6s-, 6p_x-, 6p_y-, 6p_z- və S atomlarının 3s-, 3p_x-, 3p_y-, 3p_z- valent atom orbitallarından istifadə edilmişdir. Bazis Sleyter atom orbitallarının analitik ifadələri aşağıdakı kimi tapılmışdır.

$$\chi_{6s}(\text{Au}) = \chi_{600}(2,599004, \vec{r}) = \frac{1,027395}{\sqrt{\pi}} r^5 e^{-2,599004r}$$

$$\chi_{611}(2,4812, \vec{r}) = \frac{1,3162}{\sqrt{\pi}} r^5 e^{-2,4812r} \sin \theta \cos \varphi$$

$$\chi_{61-1}(2,4812, \vec{r}) = \frac{1,3162}{\sqrt{\pi}} r^5 e^{-2,4812r} \sin \theta \sin \varphi$$

$$\chi_{610}(2,4812, \vec{r}) = \frac{1,3162}{\sqrt{\pi}} r^5 e^{-2,4812r} \cos \theta$$

$$\chi_{3s}(\text{S}) = \chi_{300}(1,87625, \vec{r}) = \frac{1,90698}{\sqrt{\pi}} r^2 e^{-1,87625r}$$

$$\chi_{311}(2,0289, \vec{r}) = \frac{4,3438}{\sqrt{\pi}} r^5 e^{-2,0289r} \sin \theta \cos \varphi$$

$$\chi_{31-1}(2,0289, \vec{r}) = \frac{4,3438}{\sqrt{\pi}} r^2 e^{-2,0289r} \sin \theta \sin \varphi$$

$$\chi_{310}(2,0289, \vec{r}) = \frac{4,3438}{\sqrt{\pi}} r^2 e^{-2,0289r} \cos \theta$$

(1)-ə daxil olan C_{qi} əmsalının qiyməti molekulyar orbitallar metodunun

$$\sum_{q=1}^m (H_{pq} - \varepsilon_i S_{pq}) C_{qi} = 0 \quad (2)$$

tənliyi həll olunaraq tapılır. H_{pq} - Hamilton operatorunun matris elementlərini qiymətləndirmək üçün Volfperq Helmhols yaxınlaşmadan istifadə edilmişdir. S_{pq} - örtmə integrallarını hesablamaq üçün ədəbiyyatlardan məlum analitik ifadələrdən istifadə olunmuşdur. Bu ifadələr əsasında örtmə integrallarını hesablamaq üçün Sleyter atom orbitallarının n-baş, l-orbital, m-mağnit kvant ədədlərinin qiyməti, ξ -eksponensial parametrlərinin qiymətləri, atom nüvələrinin molekulyar koordinat sistemlərinin dekart koordinatları məlum olmalıdır. (2) tənliyini həll etmək üçün “Nanomaterialların kimyəvi fizika” kafedrasının əməkdaşlarının tərtib etdikləri kompyuter proqramlarından istifadə olunmuşdur. Kompyuter hesablamaları aparmaqla Au_2S nanohissəciyinin orbital enerjiləri hesablanmış və molekulyar orbitalların analitik ifadələri tapılmışdır.

Elmi rəhbər: dos.F.H.Paşayev

Molekullarda elektronların kinetik enerjisi və elektronla nüvə arasındakı qarşılıqlı təsir enerjisinin hesablanması

Mirzəyeva G.R.
Bakı Dövlət Universiteti
gulka237@gmail.com

İşdə molekullarda elektronların kinetik enerjisi və elektronla nüvə arasındakı qarşılıqlı təsir enerjisinin hesablanması məsələsinə baxılmışdır.

Kinetik enerjini hesablamaq üçün aşağıdakı operatorndan istifadə edilir:

$$\hat{T} = \sum_{\mu=1}^N \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\mu}^2 \right) \quad (1)$$

$\hat{T}$ elektronların yerdəyişməsinə nəzərən simmetrik skalyar operatorudur. (1)-in determinant dalğa funksiyaları vasitəsi ilə matris elementlərinin hesablanması teoremindən istifadə edək. Bu zaman

$$\begin{aligned}
 \bar{T} &= \int U^*(x_1) \hat{T} U(x_1) d\tau_1 \\
 &= \sum_{\sigma=-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \int U_i^*(\bar{r}_1) U_{m_s}^*(\sigma_1) \hat{T} U_i(\bar{r}_1) U_{m_s}(\sigma_1) dV_1 \\
 &= \sum_{\sigma=-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} U_{m_s}^*(\sigma_1) U_{m_s}(\sigma_1) \int U_i^*(\bar{r}_1) \hat{T} U_i(\bar{r}_1) dV_1 \\
 &= T_i \int U_i^*(\bar{r}_1) \hat{T} U_i(\bar{r}_1) dV_1 \\
 &= \int \sum_{q=1}^m c_{qi}^* \chi_q^*(\bar{r}_1) \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_1^2 \right) \sum_{p=1}^m c_{pi} \chi_p(\bar{r}_1) dV_1 \\
 &= \sum_{q,p=1}^m c_{qi}^* c_{pi} \int \chi_q^*(\bar{r}_1) \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_1^2 \right) \chi_p(\bar{r}_1) dV_1 \quad (2)
 \end{aligned}$$

Elektronla nüvə arasındakı qarşılıqlı təsir enerjisinin tapılması üçün isə

$$\hat{V}_1 = - \sum_a \sum_{\mu} \frac{Z_a e^2}{r_{a\mu}} \quad (3)$$

operatorundan istifadə edirik. $\hat{V}_1$ - bielektronlu operatorudur. $\bar{T}$ – yə uyğun olaraq $\hat{V}_1$ üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\hat{V}_1 = \sum_{q,p=1}^m c_{qi}^* c_{pi} \int \chi_q^*(\bar{r}_1) \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_1^2 \right) \chi_p(\bar{r}_1) dV_1 \quad (4)$$

(2) və (4) ifadələrindən istifadə edərək BeH və CH molekulları üçün aşağıdakı qiymətləri alırıq:

BeH molekulu üçün $\bar{T} = 14.340832$, $\bar{V}_1 = -36.558349$.

CH molekulu üçün $\bar{T} = 36.417360$, $\bar{V}_1 = -92.091567$

1. Мурсалов Т.М., Пашаев Ф.Г., Байрамова Д.Б., Керимова З.А. // Вестник Бакинского Университета, сер. Физ- мат. Наук, 2005, № 2, с 155-160

2. Pashaev F.G// J. Math.Chem., 2009, v.45, p. 884 – 890.

3. Guseinov İ.İ.// J. Mol. Struct. (Theochem), 1998, v. 422

Elmi rəhbər : dos. Paşayev F.H.

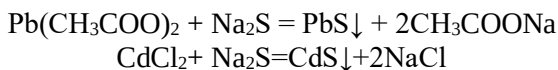
PP+PbS/CdS ƏSASLI polimer hibrid nanokompozitlərin alınması və optik xassələri

**Novruzova A.Ə., Məhərrəмова G.Y.
Bakı Dövlət Universiteti**

Son illər aparılan elmi tədqiqat işləri içərisində nanomaterialların optik xassələrinin öyrənilməsi xüsusi maraq mərkəzindədir. Belə ki, kvant-ölçü effektləri sayəsində unikal optik xassələrə malik olan nanohissəciklər əsasında hazırlanmış nanomaterialların tədqiqi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Belə materiallar içərisində polimer əsaslı hibrid yarımkeçirici nanokompozitlər xüsusi yer tutur. Son illərin tədqiqatları göstərir ki, metal halkogenidlər əsasında hazırlanmış polimer nanokompozit materiallar elektrik və optik xassələr baxımından elektronikada, günəş batareyalarında v.s sahələrdə geniş tətbiq imkanlarına malikdirlər. Həmçinin yeni ədəbiyyat məlumatlarından da məlum olur ki, PbS və CdS əsasında sintez olunan nanokristallar, nanostrukturilər və nazik təbəqələr günəş elementlərində, yaxın infraqırmızı detektorların, bioloji markerlərin, nazik təbəqəli tranzistorların, lazerlərin v.s qurğuların hazırlanmasında böyük tətbiq imkanlarına malikdir. Elmi ədəbiyyatdan o da məlumdur ki, həcmi PbS kristalı dar zolaqlı (0.41 eV, 300 K) yarımkeçirici, CdS isə geniş zolaqlı (2.42 eV, 300K) yarımkeçirici materialdır. Termoplastik polimerlər və PbS/CdS nanohissəcikləri əsasında yeni hibrid polimer nanokompozit quruluşların alınması geniş spektral

oblasta nalik yeni luminescent təbəqələrin alınması baxımından aktual məsələ hesab olunur.

Verilən işdə isotaktik polipropilen əsaslı PP+PbS/CdS hibrid nanokompozit materialların sintezi aparılmış, quruluşu və optik xassələri tədqiq edilmişdir. PP+PbS/CdS hibrid nanokompozitinin sintezi sobrsiya üsulu ilə həyata keçirilmişdir. Bu məqsədlə polimer matrislərdə sorbsiya üsulu ilə PbS və CdS nanohissəciklərini almaq üçün əvvəlcə Pb^{2+} və Cd^{2+} ionları daha sonra isə S^{2-} ionları polimerə sorbsiya etdirilir. Nəticədə polipropilen tozlarında PbS və CdS nanohissəciklərinin formalaşması baş verir. Polipropilendə Pb^{2+} və Cd^{2+} ionlarının sorbsiyası aşağıdakı reaksiyalar üzrə baş verir:



Sintez nəticəsində əldə olunmuş PP+PbS və PP+CdS eyni miqdarda götürülərək mexaniki üsulla qarışdırılmışdır. PP+PbS/CdS nanokompozit təbəqələr isti presləmə metodu ilə polipropilenin ərimə temperaturunda ($180^{\circ}C$) və 10 MPa təzyiqdə alınmışdır.

Sintez olunmuş PP+PbS/CdS hibrid nanokompozitlərin səthinin morfolojiyası skanedici elektron mikroskopu vasitəsi (Jeol-JSM-7600) ilə analiz edilmiş, PbS və CdS nanohissəciklərinin polimerdə paylanması, nanokompozitlərin elementlər üzrə xəritələnməsi, nanohissəciklərin orta ölçüləri müəyyən olunmuşdur. Eyni zamanda PP/PbS, PP/CdS və PP+PbS/CdS nanokompozitlərinin qadağan olunmuş zonasının eni UV-absorbsiya spektrinə əsasən hesablanmış və müqayisəli analizi aparılmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki PP+PbS nanokompoziti üçün qadagan olunmuş zonanın eni 1,65 eV, PP/CdS üçün 2,6 eV, PP+PbS/CdS hibrid nanokompoziti üçün 3 eV təşkil edir. Hissəciklərin ölçülərinin kiçilməsi ilə qadağan olunmuş zonanın eni genişlənir. Sintez olunmuş nanokompozit materialların lüminissensiya xassələri tədqiq edilmiş və

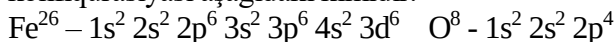
müəyyən olunmuşdur ki, PP+PbS/CdS hibrid nanokompozitləri görürən spektral oblastda geniş lüminissensiya spektrinə malikdir.

Elmi rəhbər: dos. F.V.Hacıyeva

Dəmir - oksid nanoklasterlərinin elektron-fəza quruluşunun kvantmexaniki usullarla tədqiqi

Quliyeva S.M.
Bakı Dövlət Universiteti
bsyama@mail.ru

Nanoquruluşlar makroskopik ölçüyə malik maddələrlə atomlar arasında aralıq mövqe tutan dayanıqlı sistemlər kimi qəbul edirlər. Nanoklasterlərin xassələrinin ölçülərindən asılılığı 2 əsas xüsusiyyətlə izah edilir: kvant ölçü effektlərinin meydana çıxması, tərkibindəki atomların sayı dəyişdikcə elektron-fəza quruluşunda defektlərin meydana çıxması ilə əlaqəli vakant enerji səviyyələrinin yaranması. Son illər ərzində ən intensiv tədqiq edilən nanoklasterlər sırasına dəmirin təkbaşına və müxtəlif atomlarla birlikdə meydana gətirdiyi sistemlər daxildir. Dəmir klasterlərinin maqnit xassələri və kimyəvi reaksiyaların idarə edilməsində katalizator kimi istifadə edilmə imkanları, onları nanotexnologiyanın ən perspektivli materiallarına çevrilməsinə səbəb olmuşdur. Fe və O-nın elektron konfigurasiyası aşağıdakı kimidir.



Təqdim olunan tezisdə Fe_2O_2 birləşməsinin hərtərəfli kvant-mexaniki hesablamaları nəticələri şərh olunur. Hesablamalar üçün ilk növbədə klasterlərin modelləri qurulmuşdur. Klasterin elektron təbəqəsinin tamamlanması imkanları nəzərə alınaraq bütün kombinasiyalar hipotetik və müşahidə edilən birləşmələrin hesablanması zəruridir.

Fe_2O_2 birləşməsinin kvantmexaniki hesablanması valent elektronları yaxınlaşmasında 28 elektrondan ibarət sistemin

elektron enerjisinin optimallaşdırılması ilə başlamışdır. Bu optimallaşdırma zamanı kimyəvi rabitələrin uzunluğu və valent bucaqları variasiya olan kəmiyyətlərdir. Elektron enerjisinin optimal qiymətinə uyğun gələn fəza quruluşu tapılmışdır. Bu fəza quruluşunda oksigenlərlə dəmirələr arasında məsafə $2,8 \text{ \AA}$, dəmirələr arası məsafə $4,12 \text{ \AA}$ ətrafındadır. O-Fe-Fe bucağının optimallaşdırmanın başlanğıcında 180° götürülən qiyməti kiçilməyə meyl etmişdir. O-Fe-Fe-O ikiüzlü bucağı trans vəziyyətə keçmişdir. 28 elektron 14 molekulyar orbitalda spinləri əks istiqamətdə yönəlməklə yerləşmişdir. Hər bir molekulyar orbital dəmir atomlarının $4s$, $3p_x$, $3p_y$, $3p_z$, $3d_{z^2}$, $3d_{xz}$, $3d_{x^2}$, $3d_{xy}$ və oksigen atomlarının $3s$, $3p_x$, $3p_y$, $3p_z$ orbitallarından istifadə edilərək təşkil olunmuşdur. Hesablanma nəticəsində Fe_2O_2 birləşməsinin energetik parametrləri aşağıdakı kimi əldə edilmişdir.

	E_t	E_b	E_{izo}	E_{cc}	E_h
Kcal/mol	-48816,4	-222,629	-48593,8	-76564,1	27747,6

Sıra nömrəsi	X	Y	Z	Yük
26	-0,04747	-1,72576	0,05208	0,057583
26	-0,09367	2,39301	-0,05188	0,270566
8	-0,07912	-3,80409	-0,02352	-0,057153
8	-0,05931	4,32362	0,02332	-0,270996

Beləliklə kvant-mexaniki hesablamalardan göründüyü kimi FeO nanoklasterlərin təşkil olunma prosesində Fe_2O_2 fraqmentləri quruluş elementi kimi çıxış edə bilər.

Elmi rəhbər: dos.N.S.Nəbiyev

Metal nanohissəciklərin komplekslərinin stabilləşmə xüsusiyyətləri

Rəsulova T.R.
Bakı Dövlət Universiteti
eclipse-555@hotmail.com

Nanotexnologiya inkişaf etdikcə metal nanohissəciklərə maraq daha da artır. Geniş tətbiq olunma imkanına malik olmaqla bu hissəciklər və onların kompleksləri bir çox mütəxəssislərin diqqət mərkəzində durur. Metal nanohissəciklərin komplekslərinin stabilləşmə xüsusiyyətlərinin müəyyən edilməsi istiqamətində araşdırmalar son zamanlar daha geniş vüsət almışdır. Karbozəncir polimer fraqmentləri ilə stabilləşmə bu mənada diqqəti cəlb edir. Bu komplekslərdə polimerlər iki cəhətdən mühüm rol oynayırlar. Birinci cəhət nanohissəciklərin stabilləşməsi, ikinci cəhət çoxfunksionallı xassələr qazanmasıdır.

Təqdim olunan məruzədə müxtəlif kimyəvi tərkibə malik karbozəncir polimerlər fraqmentlərinin və metal atomlardan təşkil olunmuş klasterlərin yarımempirik, molekulyar mexaniki və molekulyar dinamik metodlarla hesablanması nəticələri şərh olunur. Hesablamalar zamanı əvvəlcə Li, Na, K, Fe, Co atomlarından təşkil olunmuş klasterlərin müxtəlif xətti və fəza quruluşlarının modelləri qurularaq stabil fəza quruluşları müəyyən edilmişdir. Stabil fəza quruluşuna malik modellər ümumi enerjinin optimallaşması hesabına müəyyənəşdirilmişdir. Daha sonra bu stabil quruluşların müxtəlif karbozəncir polimer fraqmentləri ilə kompleksləri qurulmuş və enetgetik parametrləri müəyyən edilmişdir. Alınan komplekslərin energetik parametrləri cədvəl 1-də təqdim edilmişdir.

Metal klasterlərin və karbozəncir polimerlərin fraqmentlərinin qeyri-valent kompleksləri karbozəncir polimer fraqmentlərinin metal klasterləri əhatə etməsi şəklində qurulmuşdur. Bu metal “nüvə”, polimer “qabıq” arxitekturalı nanosistemlərin quruluş sxeminə uyğun gəlir.

Cədvəl 1. Metal nanohissəciklərin komplekslərinin energetik parametrləri.

Enerji (kkal/mol) Element	E_{tam}	E_{rab}	E_{nn}	H
1.PE+Co ₈	173110,2	-19371,1	680423,32	176834,8
2.PP+Fe ₈	587036,7	-16155,6	727001,15	592111,9
3.PS+Co ₇	682331,3	-2323,09	1650978,4	690769,4
4.PVA+Li ₈	637566,2	-14282,4	1158849,6	-33867,9
5.PMM+K ₇	578964,7	-15894,8	8765306,8	-43521,8
6.PVX+Na ₈	19480,6	-12140,6	419286,05	126340,2

Elmi rəhbər: dos. N.S.Nəbiyev

Izotaktik polipropilen və Fe₃O₄ əsasında alınmış nümunələrin elektrik möhkəmliyinin tədqiqi

Şirinova H.A., Cavadova N.M.

Bakı Dövlət Universiteti

natavancavadova@gmail.com

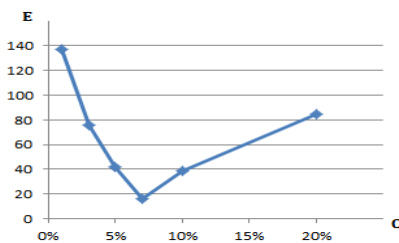
Nanokompozitlərin yüksək möhkəmliyi, sərtliyi, elastikliyi və başqa mexaniki xassələrinin olması onların praktik istifadə imkanını artırır və öyrənilməsinə şərtləndirir. Hazırda nanokompozitlərin üzərində aparılan tədqiqat işlərinin əksəriyyəti onların mexaniki xassələrinin araşdırılması istiqamətində görülür. Çünki məhz bu cür xassələrə malik materiallar sərtlik, elastiklik, yüksək axıcılıq həddi, möhkəmlik və istismar qabiliyyətli olması ilə digər materiallardan fərqlənir[1].

Baxılan işdə tədqiqat obyekti olaraq izotaktik polipropilen(Moplen HF500N) və magnetit (Fe₃O₄)

nanohissəcikləri seçilmiş və $PP+Fe_3O_4$ əsasında alınmış müxtəlif kütlə miqdarında (1%, 3%, 5%, 7%, 10%, 20%) olan nümunələrin elektrik möhkəmliyinin konsentrasiyadan asılılığı öyrənilmişdir.

İlk olaraq nümunə dəyişən elektrik sahəsində 2 elektrod arasına yerləşdirilir. Elektrodlar paslanmayan poladdan hazırlanmışdır və birinin diametri 30mm, digərininki isə 2mm-dir. Yüksək gərginlikli mənbə kimi УПІУ-1 qurğusundan istifadə olunmuşdur. Elektrodlara verilən gərginliyin müəyyən qiymətində nümunədə dəşilmə baş verir. Müxtəlif qalınlıqlı və konsentrasiyalı nümunələr üçün gərginliyin bir neçə qiyməti götürülərək orta qiyməti tapılır. Gərginliyin əldə olunan qiymətlərinə müvafiq olaraq elektrik möhkəmliyi tapılır.

Buradan aydın olur ki, doldurucunun kütlə miqdarının artması ilə nümunələrin elektrik möhkəmliyi azalır. Bu, elektrik möhkəmliyinin konsentrasiyanın 7% miqdarında kəskin aşağı düşməsi ilə özünü göstərir. Doldurucunun kütlə miqdarının sonrakı artımlarında (10%, 20%) elektrik möhkəmliyinin qiymətinin artması müşahidə olunur. Doldurucunun yuxarı qiymətində elektrik möhkəmliyinin artması hissəciklərin ölçülərinin artması ilə əlaqədardır. Hissəciklərin ölçülərinin artması xüsusi səthin azalmasına gətirir ki, bu da polimerlə nanohissəcik arasında fazalararası sərhəddin miqdarını azaldır.



1.Альмов М.И.Механические свойства нанокристаллических материалов. Уч. пособие. М.: МИФИ, 2004.

2.М.А.Рамазанов,С.А.Абасов,З.Э.Мустафаев,С.Дж.Керимов, Х.С.Ибрагимова“Диэлектрические и прочностные свойства полимерных композиций”.

Elmi rəhbər : prof.M.Ə.Ramazanov

PP/Co əsaslı maqnit metal nanokompozit materialların quruluşu və dielektrik xassələri

Şərifova G.S.

Bakı Dövlət Universiteti

gulten.serifova@mail.ru

Ferromaqnit metal nanohissəcikləri əsasında polimer nanokompozitlərin alınması ilk növbədə onlar əsasında yüksək sıxlıqlı informasiya daşıyıcı sistemlərin, zəif maqnit sahələrinə yüksək həssaslı sensorların və spintronika cihazların, maqnit lentlərin və sair materialların işlənməsində çox böyük maraq doğurur. Hal-hazırda məlumdur ki, metal əsaslı polimer nanokompozitlərin xassələri metallik fazanın həcmi miqdarından kəskin sürətdə asılıdır. Məhz ona görə də polimer matrislə metal nanohissəcikləri ilə doldurulmasının miqdarının dəyişməsi və nəzarət edilməsi nanokompozit mühitin: elektrik keçiriciliyinin, dielektrik nüfuzluğunun, plazma tezliyinə və sair hiss olunacaq dərəcədə təsir edir. Beləliklə metal əsaslı polimer nanokompozitin tərkibini: dielektrik matrisi, metalın növünü, metal nanohissəciklərinin ölçülərini və konsentrasiyasını variasiya etməklə mühitin əsas fiziki xassələrini: elektrik, optik, qalvanomaqnit və sair idarə etmək olar.

Verilmiş işdə izotaktik polipropilen və kobalt maqnit nanohissəcikləri əsasında maqnit polimer nanokompozitləri alınmışdır. Co nanohissəcikləri CoCl_3 duzunun məhlulunun setiltrimetil-ammonium bromid iştirakında natrium tetrahidroborat (NaBH_4) ilə kimyəvi reduksiya nəticəsində alınmışdır. əlavə edilir və məhlulda qara çöküntü alınır. Skanedic elektron mikroskopu (SEM) vasitəsi ilə Co nanohissəciklərinin orta ölçüsü 40-44 nm olması müəyyən

edilmişdir. Maqnit polimer nanokompozit materiallar ex-citu yolu ilə izotaktik polipropilen məhlulunda Co nanohissəciklərinin daxil edilməsi və homogen və bircins paylanması nəticəsində alınmışdır. Polimer+nanohissəciyin toluolda məhlulu 1 sutka ərzində buxarlandırılmışdır. Daha sonra polimer nanokompozit külçələr həlledicinin matrisdən tam buxarlanması üçün vakuum şkafta 2 saat ərzində qurudulmuşdur. Müxtəlif qalınlıqlı PP+Co əsaslı təbəqələr istidə pressləmə üsulu ilə polimerin ərimə temperaturunda 10 MPa təzyiqdə alınmışdır. PP+Co əsaslı maqnit nanokompozit nümunələrin Co nanohissəciklərinin həcmi miqdarından asılı olaraq elektrofiziki xassələri tədqiq edilmişdir. PP+Co əsaslı nanokompozitlərin dielektrik nüfuzluğunun tezlikdən asılılığından müəyyən olunmuşdur ki, Co nanohissəciklərinin kiçik həcmi miqdarlarda polimerə daxil edilməsi zamanı dielektrik nüfuzluğu 3% həcmi miqdara qədər artır, daha sonra yüksək miqdarlarda isə azalmağa başlayır. Kiçik konsentrasiyalarda Co nanohissəcikləri polimer matrisada struktur formalaşdırıcı rolunu oynayır və nəticədə nanokompozitlərin nisbətən daha nizmalı quruluşu formalaşır. Nanokompozitin dielektrik nüfuzluğunun artması onun polyarlaşma qabiliyyətinin yaxşılaşmasına gətirib çıxarır. Həmçinin müəyyən olunmuşdur ki, tezlikdən asılı olaraq polimer nanokompozitlərin dielektrik nüfuzluğunun qiyməti dəyişmir. Həmçinin PP+Co əsaslı maqnit polimer nanokompozitlərin dielektrik nüfuzluğunun temperaturundan asılılığı tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, temperatur artdıqca dielektrik nüfuzluğunun qiyməti azalmağa başlayır. Temperaturun artması ilə dielektrik nüfuzluğunun azalması elektrik keçiriciliyinin artması ilə əlaqədardır .

1. M.A.Ramazanov, A.M.Maharramov, J.R Sultanova, F.V.Hajiyeva, U.A.Hasanova THE MAGNETIC POLYMER NANOCOMPOSITE MATERIALS BASED ON POLYPROPYLENE AND IRON

NANOPARTICLES: SYNTHESIS AND STRUCTURE . *Journal of
Ovonic Research* Vol. 12, No. 4, July - August 2016, p. 193 – 200
Elmi rəhbər : dos. F.V. Hacıyeva

n-butan molekulunun simmetrikləşdirilmiş molekulyar orbitallarının hesablanması

Xəlilova Y.M.
Bakı Dövlət Universiteti
xyaqut@mail.ru

Bir çox molekulyar sistemlər bu və ya digər simmetriya xassələrinə malikdirlər. Belə sistemlərdə Hamilton operatoru koordinat sisteminin və eyni hissəciklərin yerdəyişmələrinin unitar çevrilmələrinə nəzərən invariantdır. Molekulyar orbitalların hesablanması zamanı bu mühüm əhəmiyyət kəsb edir. n-butan molekulu C_{2h} nöqtəvi qrupuna mənsubdur. Molekulyar orbitallarının hesablanması üçün qrup nəzəriyyəsi metodundan istifadə olunmuşdur. Bazis funksiyaları kimi karbon atomunun 2s-, $2p_x$ -, $2p_y$ -, $2p_z$ - və hidrogen atomunun 1s- valent Sleyter atom orbitalları götürülmüşdür. Bazis funksiyasının hər bir simmetriya çevrilməsinə baxılmışdır və n-butan molekulunun nöqtəvi qrupunun gətirilə bilən təsvirini təşkil edən 26 tərtibli matrislər qurulmuşdur. Molekulyar orbitallar atom orbitallarının xətti kombinasiyası şəklində axtarılmışdır.

$$\Psi_i = \sum_q C_{qi} \chi_q \quad (1)$$

Burada C_{qi} naməlum əmsallardır. χ_q atom orbitallarıdır və onlar məlum düsturlar vasitəsilə hesablanır.

n-butan molekulunun gətirilə bilən təsvirinin matrislərindən və C_{2h} nöqtəvi qrupunun gətirilə bilməyən təsvirlərinin xarakter cədvəlindən istifadə edərək gətirən matrisin elementləri hesablanmışdır. Gətirən matrisin elementləri hesablanmışdır, bu matrisin sütunlarındakı elementlər C_{qi} əmsal-ları

ilə üst-üstə düşür. Nəticədə alınmış molekulyar orbitallar aşağıdakı şəkildə qurulmuşdur:

1. $U_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{200}^{C_1} + \chi_{200}^{C_4})$
2. $U_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{211}^{C_1} - \chi_{211}^{C_4})$
3. $U_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{21-1}^{C_1} - \chi_{21-1}^{C_4})$
4. $U_4 = \frac{1}{2} (\chi_{100}^{H_1} + \chi_{100}^{H_2} + \chi_{100}^{H_8} + \chi_{100}^{H_9})$
5. $U_5 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{100}^{H_3} + \chi_{100}^{H_{10}})$
6. $U_6 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{200}^{C_2} + \chi_{200}^{C_3})$
7. $U_7 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{211}^{C_2} - \chi_{211}^{C_3})$
8. $U_8 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{21-1}^{C_2} - \chi_{21-1}^{C_3})$
9. $U_9 = \frac{1}{2} (\chi_{100}^{H_4} + \chi_{100}^{H_5} + \chi_{100}^{H_6} + \chi_{100}^{H_7})$
10. $U_{10} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{210}^{C_1} + \chi_{210}^{C_4})$
11. $U_{11} = \frac{1}{2} (\chi_{100}^{H_1} - \chi_{100}^{H_2} + \chi_{100}^{H_8} - \chi_{100}^{H_9})$
13. $U_{13} = \frac{1}{2} (\chi_{100}^{H_4} - \chi_{100}^{H_5} + \chi_{100}^{H_6} - \chi_{100}^{H_7})$
14. $U_{14} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{210}^{C_1} - \chi_{210}^{C_4})$
15. $U_{15} = \frac{1}{2} (\chi_{100}^{H_1} - \chi_{100}^{H_2} - \chi_{100}^{H_8} + \chi_{100}^{H_9})$
16. $U_{16} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{210}^{C_2} - \chi_{210}^{C_3})$
17. $U_{17} = \frac{1}{2} (\chi_{100}^{H_4} - \chi_{100}^{H_5} - \chi_{100}^{H_6} + \chi_{100}^{H_7})$
18. $U_{18} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{200}^{C_1} - \chi_{200}^{C_4})$
19. $U_{19} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{211}^{C_1} + \chi_{211}^{C_4})$
20. $U_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{21-1}^{C_1} + \chi_{21-1}^{C_4})$
21. $U_{21} = \frac{1}{2} (\chi_{100}^{H_1} + \chi_{100}^{H_2} - \chi_{100}^{H_8} - \chi_{100}^{H_9})$
22. $U_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{100}^{H_3} - \chi_{100}^{H_{10}})$
23. $U_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{200}^{C_2} - \chi_{200}^{C_3})$
24. $U_{24} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{211}^{C_2} + \chi_{211}^{C_3})$
25. $U_{25} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{21-1}^{C_2} + \chi_{21-1}^{C_3})$
26. $U_{26} = \frac{1}{2} (\chi_{100}^{H_4} + \chi_{100}^{H_5} - \chi_{100}^{H_6} - \chi_{100}^{H_7})$

Elmi rəhbər: dos.M.R.Vahabova

BİOFİZİKA VƏ MOLEKULAR FİZİKA BÖLMƏSİ

Polimer-üzvi turşuların Naduzu-Suikifazlı sistemlərinin fiziki-kimyəvi xassələrinə bir sıra spirtlərin təsiri

Ataşova A.Y., İskəndərova X.F., Şahbazova G.M.

Bakı Dövlət Universiteti

theatashova@gmail.com

İkifazlı sulu sistemlər suda həll olan müxtəlif polimerlərin və ya polimer və bəzi duzların sulu qarışığında komponentlərin konsentrasiyalarının müəyyən nisbətində əmələ gəlir. İkifazlı sistemlərin əsas spesifik və üstün cəhəti ondadır ki, hər iki fazanın əsasını insan orqanizmində olduğu kimi su təşkil edir ($\sim 75\div 80\%$) və belə sistemlərdə gedən proseslər canlı orqanizmdə gedən proseslərin modeli kimi qəbul edilə bilər. Bu səbəbdən də ikifazlı sulu polimer sistemlərinin (SPİS) tədqiqi aktualdır. Bəzi maddələr su ilə qarşılıqlı təsirə girərək onu daha da strukturlaşdırır, digərləri isə suyun strukturunu dağıdır. Bu proseslər isə öz növbəsində su mühitində hidrofob effektin intensivliyini dəyişdirir. Maddələrin ikifazlı sistemin eyni zamanda mövcud olan fazaları arasında qeyri-bərabər paylanması sistemin fazalarının nisbi hidrofobluqları ilə bilavasitə əlaqədar olduğundan müxtəlif əlavələrlə sistemin fiziki-kimyəvi xassələrinin dəyişdirilməsi böyük maraq kəsb edir.

Təqdim olunan işdə $\text{PVP-C}_6\text{H}_5\text{O}_7\text{Na}_3\text{-H}_2\text{O}$, $\text{PEQ-C}_6\text{H}_5\text{O}_7\text{Na}_3\text{-H}_2\text{O}$, $\text{PEQ-C}_4\text{H}_4\text{O}_6\text{Na}_2\text{-H}_2\text{O}$ ikifazlı sistemlərinin hal diaqramına bəzi spirtlərin təsiri tədqiq edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, etanol ($0,5\text{ mol/l}$) və propanolun ($0,1\div 0,5\text{ mol/l}$) təsiri ilə sistemin hal diaqramının binodal əyrisi koordinat başlanğıcına tərəf, yəni homogen oblast istiqamətinə tərəf sürüşür və ikifazlı sistem fazaəmələgətirən komponentlərin daha kiçik konsentrasiyalarında baş verir.

Qeyd etmək ki, spirtlər sırasından fazalara ayrılma prosesinə ən çox təsir edən propanol olmuşdur. Propanolun konsentrasiyası artdıqca fazalara ayrılma fazaəmələgətirən komponentlərin daha kiçik konsentrasiyalarında baş verir. Beləliklə, spirtlərin polimer-duz-susistemlərinin binodal əyrilərinə təsirinin sistemli tədqiqi nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, etanol və propanol suyun strukturuna strukturlaşdırıcı təsir göstərərək fazalara ayrılma prosesini sürətləndirir. Bu spirtlərdən fərqli olaraq, metanolun (0.5 mol/l) PVP(12000) əsaslı SPİS-ə təsiri ilə PEQ(6000) əsaslı SPİS-ə təsiri ziddiyyət təşkil edir. Belə ki, metanolun təsiri ilə PVP-C₆H₅O₇Na₃-H₂O sisteminin hal diaqramının binodalı heterogen oblast istiqamətinə tərəf sürüşür. Bu o deməkdir ki, metanol su molekulları arasındakı hidrogen rabitələrini qıraraq suyun strukturunu dağıdan faktor kimi çıxış edir. Nəticədə sərbəst su molekullarının sayı artır, fazaəmələgətirən komponentlərin həllolması asanlaşır və fazalara ayrılma komponentlərin daha böyük konsentrasiyalarında baş verir. PEQ-C₄H₄O₆Na₂-H₂O sisteminə metanol əlavə etdikdə isə sistemin binodalı onun ilkin binodalını kəsərək heterogen oblasta tərəf sürüşür. Beləliklə, deyə bilərik ki, metanolun polimer-duz-su sistemlərinə təsiri ilə bağlı alınan nəticələr mübahisəli xarakter daşıyır.

Elmi rəhbər: prof.Məsimov E.Ə., prof.Bağırov T.O.

Tyr-Ala-Gly-Ala-Val molekulunun konformasiya imkanlarının öyrənilməsi

Əlizadə T.Ş.

Bakı Dövlət Universiteti

elizadeturkane@gmail.com

Təbii peptid molekulları yüksək spesifikliyi, kiçik konsentrasiyalarda belə təsir göstərmək qabiliyyətinə malikdirlər. Peptid molekulunun kimyəvi quruluşu və konformasiya xassələri

arasında asılılıqlar təyin olunmuşdur ki, bu da peptid molekulunun funksiyalarını öyrənmək üçün zəruridir. Verilmiş işdə tədqiq edilmiş peptid fraqmenti lazımi peptidlərdəndir.

Tyr 1 – Ala 2 - Gly 3 – Ala 4 – Val 5 -NHC^α fraqmentinin optimal konformasiyalarını təyin etmək üçün əvvəlcə Tyr 1 və Val 5-in yan zəncirinin bükülmüş f f f f şeypinin R R R R R formasına baxılmışdır. Bu zaman Tyr 1 və Val 5-in yan zəncirinin üç maksimum vəziyyətində R R R R R formalarının doqquz konformasiyası hesablanmışdır. Hesablamalar göstərmişdir ki, Tyr 1 və Val 5 – in bükülmüş yan zəncirin ffff şeypi üçün $\chi^1=180^\circ$ qiyməti üçün bir konformasiya hesablanmışdır. Əgər tirozin və valinin əsas zənciri R formadırsa, onda Tyr 1 və Val 5 yan zəncirinin ikiüzlü bucaqları 180° -yə yaxın qiymət alır.

İkinci etapda N-tərəf pentapeptid fraqmentin Tyr 1 və Val 5-in yan zəncirinin optimal vəziyyətlərində e e e e açılmış şeypinə uyğun B B B B B formaları təyin edilmişdir. Burada Tyr 1 və Val 5 yan zəncirlərinin ($\chi^1=60^\circ$, 180° və -60°) mümkün qiymətlərində hesablamalar aparmaqla, uyğun kombinasiyalar qurulmuşdur. Hesablamalar göstərmişdir ki, e e e e açılmış şeypin B B B B B formasında Tyr 1 yan zəncirinin $\chi^1=180^\circ$, Val 5-in $\chi^1=-60^\circ$ bucaqlarının qiymətləri energetik cəhətdən daha əlverişlidir. Əgər digər şeyplər üçün tirozinin əsas zənciri B formasındadırsa, deməli χ^1 bucağının qiyməti 180° - yə yaxındır. Tyr 1 – Ala 2 - Gly 3 – Ala 4 – Val 5 -NHC^α pentapeptid fraqmentin hesablamaları göstərir ki, əsas zəncirin forma və şeypləri arasında güclü energetik differensasiya baş verir. 0-5 kkal/mol enerji intervalına pentapeptid fraqmentin əsas zəncirinin 13 şeypinin 32 forması düşür.

Tyr 1 – Ala 2 - Gly 3 – Ala 4 – Val 5 -NHC^α amin turşu qalıqları ardıcılığı özünəməxsus xüsusiyyətlərə malikdir. Bu fraqment yan zəncirə malik olmayan qlisindən, kiçik yan zəncirə malik olan alaninlərdən ibarətdir. Ardıcılığa daxil olan valinin isə yan zənciri kifayət qədər həcmlidir. Amin turşu qalıqları ardıcılığında əsas rolu əsas zəncirlərin qarşılıqlı təsiri oynayır.

Qlisin, alinin, valin amin turşu qalıqları effektiv stabilizirici kontaktlar yaradan peptid zəncirinin lazımı formalarını qurma xüsusiyyətlərinə malikdir.

Elmi rəhbər: dos. Abbasova G.C.

Nilson potensialına görə bəzi elementlərin bir zərrəcikli halının spin və cütliyünün təyini

Məmmədli A.İ.

Bakı Dövlət Universiteti

agcamemmedli15@gmail.com

Nüvənin ümumiləşmiş modeli Reynvoter, O.Bor və Motelson, D.Hill və Ç.Uiller tərəfindən işlənib, inkişaf etdirilmişdir. Bu model nüvənin damcı modeli və örtük modelinin əsas nailiyyətlərini özündə birləşdirir. Güclü əlaqəli ümumiləşmiş nüvə modelində nuklonların qeyri sferik, lakin adətən ox simmetriyasına malik olan ümumiləşmiş sahədə asılı olmayan hərəkətinə baxılır. Ən çox istifadə edilən qeyri-sferik potensialdan biri Nilson potensialıdır

$$V(r) = \frac{1}{2}M(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) + C\bar{\ell}\bar{s} + D\bar{\ell}^2$$

Burada $\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2(1 + \frac{2}{3}\beta)$, $\omega_z^2 = \omega_0^2(1 - \frac{4}{3}\beta)$

ω, c, D isə sabitlərdir, x, y və z isə nüvə ilə bağlı sistemə nəzərən zərrəciyin koordinatlarıdır. Böyük deformasiyalarda potensialın ifadəsindəki axırıncı iki həddin rolu kiçik olur. Bu toplananları nəzərə almasaq nuklonun nilson potensialındakı hərəkəti üç ox üzrə asılı olmayan harmonik rəqslərə gətirir. Şəkil 1-də β deformasiya parametrinin müxtəlif qiymətlərində nilson potensialında nuklonun enerji səviyyələri spektri verilmişdir, $\beta=0$ olduqda 4 nuklon yerləşdirmək mümkün olan sferik çuxur, $\beta \neq 0$ olduqda $\vec{J}=3/2$ vektorunun $\pm$

$\frac{\hbar}{2}v_0 \pm \frac{3\hbar}{2}$ iki cüt mümkün proyeksiyasına uyğun iki alt səviyyəyə parçalanır. P halı üçün $\ell=1$ olduğundan hər iki alt səviyyənin cütlüyü mənfidir.

$\beta>0$ olduqda əvvəlcə $J_Z=\pm \frac{1}{2}\hbar$ alt səviyyəsi, sonra isə $J_Z \frac{3}{2}\hbar$ alt

səviyyə dolacaqdır, $\beta<0$ olduqda isə əksinə.

Analoji olaraq $d_{5/2}$ səviyyəsi

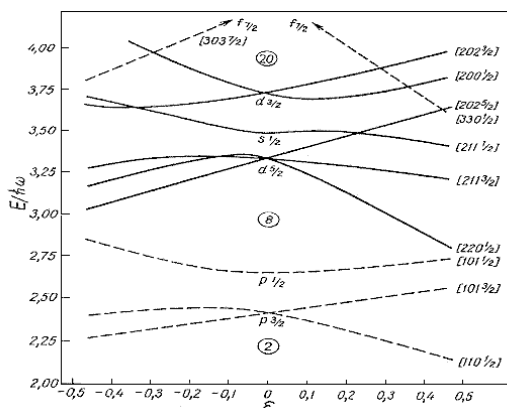
də $J=5/2$ vektorunun proyeksiyanın üç cüt qiymətinə uyğun olaraq 3 alt səviyyəsinə

parçalanacaqlar. Hər bir alt səviyyənin cütlüyü müsbətdir

($\ell=2$). Hər bir alt səviyyədə yenə də 2 nuklon yerləşdirmək olar, $\beta>0$ olduqda alt səviyyələr $|J_Z|$ -in artması istiqamətində dolmağa başlayır. $\beta<0$ olduqda isə yenə də əksinə olacaqdır. $|J|$ kəmiyyətinə görə cırılmanın aradan götürülməsi müxtəlif səviyyələrin ümumi sayının artmasına səbəb olur. β -deformasiya parametri artdıqca bir örtüyə aid olan səviyyələr tədricən «yayırlar». $\beta=0,3 \div 0,4$ tərtib deformasiyalarda örtüklər bir-birini örtməyə başlayırlar. Lakin deformasiyanın sonrakı artımında səviyyələrin yenidən qruplaşmalar yaratdığı müşahidə edilir. Nüvələrin spin və cütlükləri də analoji olaraq Nilson sxeminin köməyi ilə izah edilir.

Elmi rəhbər: dos.T.O.Bayramova

Glu-Gly-Arg-Met-NH₂ fragmentinin fəza quruluşu



Hüseynova E.V.
Bakı Dövlət Universiteti
huseynova-elnure@yandex.com

Biomolekulların yerinə yetirdikləri funksiyalar onların müəyyən fəza quruluşları (konformasiyaları) ilə deyil həm də bu quruluşların dəyişmə imkanları ilə birbaşa əlaqədardır. Məsələ ondadır ki, bioloji molekullar bir-birinə birqat kimyəvi rabitələrlə bağlı olan çoxlu sayda ataomlardan ibarətdir. Bir qat kimyəvi rabitələr ətrafında fırlanmalar mümkün olduğundan və bu fırlanmalar tormozlanma fırlanmalar olduğundan müəyyən kimyəvi quruluşa malik hər hansı biomolekul çoxlu sayda konformasiyalarda olur.

Bu səbəbdən biomolekulların konformasiya analizinin aparılması xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Konformasiya analizinin aparılması dedikdə, verilmiş molekulunun mümkün olan konformasiyalarının və hər konformasiyaya uyğun gələn enerjilərin təyin edilməsi başa düşülür. Peptidlərin konformasiya analizinin ən mühüm elementlərindən biri də amin turşu qalıqları arasındakı qarşılıqlı təsir enerjilərinin təyin olunma məsələsidir. Bunun vacibliyi onunla əlaqədardır ki, quruluş-funksiya əlaqələrini tədqiq edərkən hökmən amin turşu qalıqları arasında hansı qarşılıqlı təsirin nə qədər paya malik olması bilinməlidir. Qeyd olunanları nəzərə alaraq Glu-Gly-Arg-Met-NH₂ tetrapeptid molekuluna daxil olan aminturşu qalıqları arasında mövcud olan qarşılıqlı təsir enerjiləri *eee*, *fee*, *eef* və *fef* təyin olunmuşdur.

İkiüzlü bucaqlar

Şey	Forma	Amintu	İkiüzlü bucaqlar
-----	-------	--------	------------------

p		rşular	ω	φ	χ ₁	χ ₂	χ ₃	χ ₄ χ ₄	ψ
eef	B ₃ BR ₁ B ₃	Glu	180	-100	-60	180	90	-	140
		Gly	180	-75	-	-	-	-	77
		Arg	180	-115	-60	179	179	179	-58
		Met	180	-120	-60	180	179	179	140
efe	B ₁ RB ₃ R ₃	Glu	179	-149	59	181	90	-	149
		Gly	179	-80	-	-	-	-	66
		Arg	179	-102	182	184	175	180	-56
		Met	184	-115	-57	185	181	180	-57
fee	R ₃ RL ₂ B ₃	Glu	180	-99	-62	181	89	-	-60
		Gly	179	76	-	-	-	-	-74
		Arg	177	-104	183	182	177	180	-55
		Met	181	-120	-57	182	181	179	138
eee	L ₁ RL ₂ B ₁	Glu	177	54	-58	179	90	-	51
		Gly	180	69	-	-	-	-	-78
		Arg	176	-100	181	182	177	181	-56
		Met	181	-159	59	181	176	179	160
fef	R ₂ BB ₂ B ₃	Glu	179	-100	180	179	89	-	-60
		Gly	180	-78	-	-	-	-	72
		Arg	179	-152	56	179	179	179	161
		Met	179	-122	-62	181	179	179	142

Elmi rəhbər: prof N.M.Qocayev

Dekstran-polivinilpirrolidon-su ikifazalı sistemlərinin fiziki-kimyəvi xassələri

Məmmədli G.X.
Bakı Dövlət Universiteti
m.gulchin94@mail.ru

Biotexnologiyada geniş tətbiq imkanlarına malik olan polimer-su ikifazalı sistemləri ilk dəfə olaraq İsveç tədqiqatçısı Albertson və onun əməkdaşları tərəfindən tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, bioloji mənşəli maddələri (zülallar, nuklein turşuları, hüceyrə, virus və s.), ikifazalı sistemlərdə həll

etdikdə, həmin maddələr sistemin eyni zamanda tarazlıqda olan fazaları arasında qeyri-bərabər paylanır. Bu da həssas və dayanıqsız struktura malik olan bioloji maddələrin hissəciklərini onların nativ xassələrini saxlamaqla ayırmağa imkan verir. Belə ki, ikifazalı sulu sistemlərin hər iki fazasının əsasını su təşkil etdiyindən bu sistemlərdən bioloji hissəcikləri yumşaq ayırmaq məqsədilə istifadə etmək çox əlverişlidir..

İkifazalı sistemlərə misal olaraq, müəyyən şəraitdə alınmış su-qeyri-polyar, polimer-polimer-su və polimer-duz-su ikifazalı sistemlər göstərə bilərik. Qeyd etmək lazımdır ki, su-üzvi birləşmə ikifazalı sistemlərində maddələrin qeyri-bərabər paylanması metodundan isti-fadə etdikdə sistemin qeyri-polyar fazasının denaturasi-yaedici təsiri nəticəsində bioloji molekulların, strukturların nativ xassələri itir və onların nisbi hidro-fobluqlarını təyin etmək mümkün olmur. Ona görə də sistemin fazalarının əsasını (~70÷80%) su təşkil edən və biostrukturlar üçün “doğma” olan polimer-polimer-su və son zamanlar polimer-duz-su ikifazalı sistemlərindən istifadə edilməsi təklif olunmuşdur.

Təqdim olunan işdə dekstran-polivinilpirrolidon-su ikifazalı sisteminin fiziki-kimyəvi xassələri tədqiq olunmuşdur. Tədqiqat obyektini kimi seçilmiş polimerlər-dekstran və polivinilpirrolidon təbabətdə geniş istifadə olunan, suda həll olan maddələrdir. Molekulyar kütləsi 12000 g/mol olan PVP təbabətdə qan əvəzedicisi kimi istifadə olunmuşdur. PVP-nin 0,5 %li sulu məhlulu tibdə antioksidant kimi tətbiq olunur. Ona görə də PVP-nin iştirakı ilə alınmış ikifazalı polimer-su sistemlərinin tədqiqi çox aktualdır. İşdə Belçikanın “Chem-lab nv” firmasının istehsal etdiyi polivinilpirrolidon(12000) və dekstran(40000) istifadə edilmişdir və 40-50 % konsentratıyalı ilkin məhlullar hazırlanmış, dekstran-polivinilpirrolidon-su ikifazalı sisteminin hal diaqramının binodalı qurulmuşdur.

Elmi rəhbər: prof. Bağirov T.O.

Polivinilpirrolidonun sulu məhlulunun özlü axınının aktivləşmə parametrləri

Novruzova G.E.

Bakı Dövlət Universiteti

novruzovagunay26@gmail.com

Polivinilpirrolidon(PVP) təbiətdə geniş istifadə olunan,bütün malekulyar kütləli fraksiyaları suda yaxşı həll olan polimerdir. Molekulyar kütləsi 12000 q/mol olan polivinilpirrolidon(PVP) antioksidant(0.5% li məhlulu) və qan əvəzedici kimi istifadə olunur Ona görə də bu polimerin sulu məhlulunun tədqiqi çox aktualdır.

Təqdim olunan işdə molyar kütləsi 12000 q/mol olan polivinilpirrolidonun sulu məhlulunun 293.15-323.15K temperatur intervalında və 1-3% konsentrasiya intervalında dinamik özlülüüyü və sıxlığı ölçülmüşdür. Baxılan sistemin özlü axının təhlili əsasında struktur xüsusiyyətləri araşdırılmışdır. Bu məqsədlə məhlulun tədqiq olunan temperatur və konsentrasiya intervalında özlü axınının aktivləşmə Gibbs enerjisi ($\Delta G_{\eta}^{\#}$),özlü axınının aktivləşmə entalpiyası ($\Delta H_{\eta}^{\#}$) və özlü axınının aktivləşmə entropiyası ($\Delta S_{\eta}^{\#}$) hesablanmış və bu parametrlərin konsentrasiyadan asılılıqları təhlil olunmuşdur.

Təcrübələrdə özlülük kapilyar viskozimetrlə, sıxlıq isə piknometrlə ölçülmüşdür.

Özlü axının aktivləşmə parametrləri aşağıdakı ifadələrlə hesablanmışdır:

$$\Delta G_{\eta}^{\#} = RT \ln \frac{\eta}{\eta_0}, \quad \Delta H_{\eta}^{\#} = R \frac{d \ln \frac{\eta}{\eta_0}}{d(\frac{1}{T})}$$

Burada η_0 parametri Eyriinq nəzəriyyəsinə görə

$$\eta_0 = \frac{N_A h \rho}{M}$$

düsturu ilə təyin edilir, η və ρ kəmiyyətləri uyğun olaraq T mütləq temperaturunda məhlulun dinamik özlülüyü və sıxlığı, R -universal qaz sabiti, N_A -Avoqadro ədədi, h -Plank sabiti, M isə məhlulun molyar kütləsidir.

Müəyyən olunmuşdur ki, verilmiş temperaturda götürülmüş fraksiyalı PVP-nin sulu məhlullarının konsentrasiyanın artması ilə məhlul daha da strukturlaşır.

Elmi rəhbər: prof. Məsimov. E. Ə.

Arg-Tyr-Ile-Arg tetrapeptid fraqmentinin nəzəri konformasiya analizi

Quliyeva A.N.

Bakı Dövlət Universiteti

shahlaquliyeva96@gmail.com

Arg-Tyr-Ile-Arg-Phe-NH₂ ardıcılıqdan ibarət molekula neyropeptidlər ailəsinə aiddir. Bu molekula yan zənciri müsbət yük daşıyan Arginindən və hidrofob amin turşularından ibarətdir. Bu pentapeptidin fəza quruluşunu öyrənmək üçün biz fraqmentar üsuldən istifadə etmişik. Bunun üçün molekulada iki örtülən tetrapeptid fraqmentinə ayırmışırıq və molekulun mexaniki modelinə əsaslanaraq yarımempirik atom-atom potensiallar üsulu ilə hər bir fraqmentin aşağı enerji konformasiyaları hesablamaq lazımdır. İlk tetrapeptid Arg-Tyr-Ile-Arg ardıcılıqda olan tetrapeptid 94 atomdan və 22 ikiüzlü fırlanma bucağından ibarətdir. Molekulun mexaniki modeli əsasında molekul daxili qarşılıqlı təsirlərin enerjisi aşağıdakı kimi hesablanmışdır:

$$E_{\text{üm}} = E_{\text{q.v}} + E_{\text{el.st}} + E_{\text{tor}} + E_{\text{n.r}} \quad (*)$$

Burada E_{q-v} – Van-der-Vaals qarşılıqlı təsir enerjisi, E_{el-st} – elektrostatik qarşılıqlı təsir enerjisi, E_{tor} – torsion və ya valent rabitələr ətrafında fırlanma enerjisi, E_{n-r} - hydrogen rabitələrinin yaranma enerjisidir. Hesabat zamanı enerjinin qiyməti dəyişən ikiüzlü bucaqların sayına görə qradient metodu adlanan üsulla minimizasiya olunmuşdur.

Tetrapeptidin əsas zəncirinin fəza quruluşuna görə 8 şeypə ayrılmışdır və hər bir şeypə monopeptidlərin aşağı enerjili kombinasiyalarında 8 konformasiyalar hesablanmışdır.

Göstərilmişdir ki, şeyplər arasında ciddi enerjiyə görə differensiasiya müşahidə edilmir. Bu da ondan irəli gəlir ki, tetrapeptidin yeni zənciri böyük həcmlidir və istənilən şeyplərdə yeni zəncirləri arasında təqribən eyni qarşılıqlı təsir mövcuddur.

Elmi rəhbər: dos.R.Ə.Əliyev

LiGaS₂və BaGa₄S₇kristallarında parametrik qarşılıqlı təsir prosesində signal dalğasının kompleks amplitudu

Quliyeva G.A.

Bakı Dövlət Universiteti

Məlum olduğu kimi, dəyişən tezlikli koherent şüalanma mənbələrinin geniş tətbiq dairəsi mövcuddur. Məsələn, parametrik dəyişən tezlikli çeviricilər əsasında qurulan LİDAR-lar Yer kürəsinin və atmosferin tədqiqatı üçün geniş istifadə olunur. Hal-hazırda orta İQ diapazonda tezliyin çevrilməsinin effektiv baş verməsi mühüm məsələlərdən biridir. Bu prosesin yerinə yetirilməsi üçün istifadə olunan kristalların axtarışı davam edir, harada ki, doldurulma dalğasının dalğa uzunluğu 1mm ətrafında dəyişir.

İşdə faza effektlərini nəzərə alaraq qarşılıqlı təsirdə olan doldurma, signal və faydasız dalğaların parametrik qarşılıqlı təsiri öyrənilmişdir. Orta İQ diapazonda tezliyin çevrilmə

effektivliyi LiGaS_2 və BaGa_4S_7 kristalları üçün nəzəri təhlil edilmişdir.

LiGaS_2 -in və BaGa_4S_7 -in üçqat xalkogenid kristal qrupuna aiddirlər [1, 2]. Bu kristallar qeyri-oksidi, qeyri-xətti optik kristallar olaraq spektrin 5 mkm-dən 12 mkm-a qədər diapazonunda şəffafdırlar [2]. Kristalların tədqiq edilən növünün qeyri-xətti optik xüsusiyyətlərinin tədqiqatı üçün sabit intensivlik yaxınlaşmasından istifadə edilib [3]. Burada biz parametrik üçdalğalı qarşılıqlı təsirin nəzəri tədqiqatı üçün standart metoddan istifadə etdik. Bu işdə LiGaS_2 - və BaGa_4S_7 kristallarında optik parametrik gücləndirmə hadisəsi üçün orta İQ spektral diapazonunda tezliyin optimal çevrilməsi şərtlərinə baxılır [4].

Qeyri-xətti çevrilmə üçün dalğaların qarşılıqlı təsirinə nəzəri təhlili məlum gətirilmiş tənliklər sistemindən istifadə etməklə yerinə yetirmək olar [3] və oradan siqnal dalğası üçün ikinci tərtib diferensial tənlik alınmışdır.

$$\frac{d^2 A_s}{dz^2} + (\delta_p + \delta_s + \delta_i - i\Delta) \frac{dA_s}{dz} + [\gamma_s \gamma_p I_i - \gamma_s \gamma_i I_p + \delta_s \delta_p + \delta_s \delta_i - i\Delta \delta_s] A_s = 0 \quad (1)$$

Burada $I_j = A_j A_j^*$ ($j = p, s, i$) $A_{s,i,p}$ - uyğun $\omega_{s,i,p}$ tezliklərində siqnal, faydasız və doldurma dalğalarının kompleks amplitudalarıdır. γ_j və δ_j - uyğun olaraq j üçün qeyri-xətti əlaqə və dalğanın udulma əmsallarıdır və $\Delta = k_p - k_s - k_i$ fazalar fərqi.

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında

$$A_{p,i,s}(z=0) = A_{p0,i0,s0} \exp(i\varphi_{p0,i0,s0})$$

sərhəd şərtləri daxilində (1) tənliyinin həlli aşağıdakı şəkildə alınıb

$$A_s = A_{s0} e^{\left(-\frac{\delta_s + \delta_p + \delta_i - i\Delta}{2} \right)} \left[\cosh qz - \frac{B}{q} \sinh qz \right] \quad (2)$$

$$B = \frac{i\gamma_s A_{p0} A_{i0}^*}{A_{s0}} + \frac{\delta_s - \delta_p - \delta_i + i\Delta}{2}.$$

Məlumdur ki, parametrik proses hədd xarakteri daşıyır. (2) tənliyindən doldurma dalğasının kompleks amplitudunun hədd qiymətini tapırıq.

1. V. Petrov. *Optical Materials*. **34** 536(2012)
2. L. Isaenko, A. Yelissev, S. Lobanov, P.Krinitin, V. Petrov, J.-J. Zondy. *J. of Non-crystalline Solids* **352** 2439 (2006).
3. Z.A. Tagiev, Sh.Sh. Amirov, *Soviet Journal of Quantum Electronics* **16** 2243 (1989).
4. R.C. Kasumova, G.A. Safarova, N.V. Kerimova. *International Journal of Engineering and Computer Science* ISSN: 2319-7242, v. 3, p. 7823 (2014)

Elmi rəhbər: prof. Qasımova R. C.

Bir neçə ekvivalent nuklonlardan ibarət halların klassifikasiyası

Vətənli M.P.

Bakı Dövlət Universiteti

mehri.vatanli@mail.ru

Nüvənin örtük modelində nüvənin hamilton ayrı-ayrı nuklonların hamiltonianlarının cəmi şəklində verilə bilər:

$$H_0 = \sum_i \left\{ -\left(\frac{\hbar^2}{2M}\right) \nabla_i^2 + V_i \right\}$$

Burada $-\left(\frac{\hbar^2}{2M}\right) \nabla_i^2$ - kinetik enerji və V_i - nuklonların öz-özünə uyğunlaşmış sahə ilə qarşılıqlı təsir enerjisidir. Ayrılıqda götürülmüş nuklonun öz-özünə uyğunlaşmış sahədə dalğa funksiyası fəza, spin və izospin funksiyalarının hasili şəklində

götürülür:

$$\Psi_{\alpha}(i) = \varphi_{nlm_l}(\vec{r}_l) X_{\mu}(\sigma_i) \xi_{\nu}(\tau_i)$$

Burada m_l və μ uyğun olaraq orbital və spin maqnit kvant ədədləri, ν - izospin proyeksiyasına uyğun kvant ədədidir. A nuklondan ibarət sistemin dalğa funksiyası istənilən cüt nuklonun yerdəyişməsinə nəzərən antisimmetrik olmalıdır. Buna Sletor determinantının köməyi ilə nail olmaq olar, lakin bu mürəkkəb əməliyyatdır. Funksiyaların istənilən tam yığımını sistemin xassələrinin invariant olduğu qrup çevrilmələrinin gətirilə bilməyən təsvirləri üzrə klassifikasiya etmək olar. Tam dolmamış xarici təbəqədəki nuklonların $k!$ Sayda yerdəyişmələri S_k yerdəyişmə qrupunu təşkil edir. Yerdəyişmə qrupunun gətirilə bilməyən təsvirləri zərrəciklərin yerdəyişməsinə nəzərən müəyyən simmetriyaya malik funksiyalarla həyata keçirilir. k dəyişənini $[\lambda]$ Yunq sxeminin damaları üzrə müxtəlif şəkildə paylaşdıraraq $\phi(l^k[\lambda])$ funksiyalar sırası alırıq ki, dəyişənlərin yerdəyişməsində biri o birinə keçir:

$$[\lambda] = [\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_{2l+1}]$$

Burada $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq 0$, $\lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_{2l+1} = k$.

Bu funksiyalar S_k yerdəyişmə qrupunun müəyyən $[\lambda]$ Yunq sxemində uyğun $D^{[\lambda]}$ gətirilə bilməyən təsvirini verir. $[\lambda]$ Yunq sxemi ilə xarakterizə olunan hal funksiyaları yerdəyişmə zamanı

$$\phi'_r(e^k[\lambda] \xi) = \sum_{r'} D_{rr'}^{[\lambda]}(P) \phi_{r'}(l^k[\lambda] \xi)$$

kimi dəyişirlər. Burada $D_{rr'}^{[\lambda]}$ $-\lambda$ təsvirinin matrisa elementi, r -Yamanuçi simvolidir. Yamanuçi simvolu $r \equiv (r_k, r_{k-1}, \dots, r_m, \dots, r_1)$ olub, k ədədlər çoxluğudur və m dəyişəninin Yunq sxemində hansı r_m sətirinə aid olduğunu göstərir. İki ekvivalent nuklondan ibarət sistemdə fəzadan asılı funksiya

$$\phi(l^2[\lambda]LM) = \sum_{m_1 m_2} (l m_1 l m_2 / LM) \phi_{l m_1}(r_1) \phi_{l m_2}(r_2)$$

Bu funksiya $[2]$ Yunq sxemi üçün simmetrik, $[11]$ sxemi üçün antisimmetrik olar. P_r operatoru ilə təsir edək.

$$P_r \phi(l^2[\lambda] LM) = (-1)^L \phi(l^2[\lambda] LM)$$

Yəni, simmetrik dalğa funksiyalarına L -in cüt qiymətləri, antisimmetrik dalğa funksiyalarına L -in tək qiymətləri uyğun gələcək. Burada Klebş-Qordan əmsallarının simmetriya xassəsindən istifadə olunur:

$$(lm_1 lm_2 / LM) = (-1)^{2L-L} (lm_1 lm_2 / LM)$$

$V^{[2]}$ təsvirinin gətirilməsində L -i cüt olan D^L təsvirləri, $V^{[11]}$ təsvirinin gətirilməsində isə tək L -lər əmələ gəlir. $L(0 \leq L \leq 2I)$

Nuklonlar p təbəqəsində olduqda ($I=1$). Üç nuklondan ibarət sistem olduqda, iki nuklon üçün olan Yunq sxeminə bir dama artırmaq lazımdır. Beləliklə, Yunq sxemindən və müəyyən S_{k_1} və S_{k_2} qruplarının gətirilə bilməyən təsvirlərinin xarici hasillərinin ayrılışında $S_{k_1+k_2}$ qrupunun v_λ sayında hansı $D^{[\lambda]}$ gətirilə bilməyən təsvirinin olmasını bilməklə, çoxzərrəcikli halların klassifikasiyasını aparmaq olar.

$$D^{[\lambda_1]} \otimes D^{[\lambda_2]} = \sum_{[\lambda]} v_\lambda D^{[\lambda]}$$

Elmi rəhbər: dos.N.Ş.Barxalova

Dekstranın sulu məhlulunun özlü axınının aktivləşmə parametrləri

Xuduyeva H.T.

Bakı Dövlət Universiteti

Hxuduyeva@mail.ru

Dekstran bakterioloji polisaxaridlər qrupuna daxil olub $(C_6H_{10}O_5)_n$ kimyəvi formula malikdir. Polimerləşmə dərəcəsi n -dən asılı olaraq dekstran molekul kütləsi (atom kütlə vahidlərində) 10 mindən 2 milyona kimi dəyişən fraksiyaları mövcuddur. Təbabətdə və sənayedə əsasən molekul kütləsi 30, 40, 50, 60, 70 min olan fraksiyaları geniş istifadə olunur. Dekstranın sulu məhlulu qanəvəzedici kimi təbabətdə,

kosmetikada və neft sənayesində istifadə olunur. Dekstranın təbabətdə və neft sənayesində geniş istifadə olunması onun müxtəlif fraksiyalarının sulu məhlullarının fiziki xassələrinin temperaturdan və konsentrasiyadan asılılığının öyrənilməsi zərurətini yaradır.

Təqdim olunan işdə molyar kütləsi 70 min olan dekstranın sulu məhlulunun 293.15-323.15K temperatur və $1 \cdot 10^{-5}$ - $5 \cdot 10^{-5}$ molyar hissə konsentrasiyası intervalında dinamik özlülüüyü və sıxlığı ölçülmüşdür. Təcrübi nəticələrdən istifadə edərək tədqiq olunan temperatur və konsentrasiya intervalında özlü axının aktivləşmə Gibbs enerjisi ($\Delta G_{\eta}^{\neq}$), intervalında özlü axınının aktivləşmə entalpiyası ($\Delta H_{\eta}^{\neq}$) və özlü axınının aktivləşmə entropiyası ($\Delta S_{\eta}^{\neq}$) təyin edilmiş və bu parametrlərin konsentrasiyadan asılılıqları təhlil olunmuşdur.

Özlü axının aktivləşmə parametrləri aşağıdakı ifadələrlə hesablanmışdır:

$$\Delta G_{\eta}^{\neq} = RT \ln \frac{\eta}{\eta_0}, \quad \Delta H_{\eta}^{\neq} = R \frac{d \ln \frac{\eta}{\eta_0}}{d \left(\frac{1}{T} \right)}$$

Burada η_0 parametri Eyriinq nəzəriyyəsinə görə

$$\eta_0 = \frac{N_A h \rho}{M}$$

düsturu ilə təyin edilir, η və ρ kəmiyyətləri uyğun olaraq T mütləq temperaturunda məhlulun dinamik özlülüüyü və sıxlığı, R - universal qaz sabiti, N_A - Avoqadro ədədi, h - Plank sabiti, M isə məhlulun molyar kütləsidir.

Elmi rəhbər: dos.İbrahimov N.Ə.

Su-dekstran-NaCl sistemlərində struktur xüsusiyyətləri

Xəlilli L.F.

Bakı Dövlət Universiteti

xelillilale93@gmail.com

Canlı orqanizmə daxil olan və su molekulları ilə bilavasitə qarşılıqlı təsirdə olan maddələrin suyun termodinamik halına təsirinin öyrənilməsi olduqca vacibdir. Belə maddələrdən biri də dekstrandır. Dekstran toksik xüsusiyyətlərə malik olmadığından təbabətdə, farmakologiyada geniş istifadə olunur.

İşdə su-dekstran və su-dekstran- $NaCl$ sistemlərinin 293,15-323,15 K temperatur və dekstranın $1 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-5}$ molyar hissə konsentrasiyası intervalında dinamik özlülüüyü və sıxlığı ölçülmüşdür. İşdə molyar kütləsi 40 min olan dekstrandan istifadə olunmuşdur və $NaCl$ -in 0,01 molyar hissə konsentrasiyası götürülmüşdür. Təcrübi nəticələrdən istifadə edərək tədqiq olunan temperatur və konsentrasiya intervalında özlü axınının aktivləşmə Gibbs enerjisi ($\Delta G_{\eta}^{\#}$), özlü axınının aktivləşmə entalpiyası ($\Delta H_{\eta}^{\#}$) və özlü axınının aktivləşmə entropiyası ($\Delta S_{\eta}^{\#}$) təyin edilmiş və bu parametrlərin konsentrasiyadan asılılıqları təhlil olunmuşdur.

Özlü axının aktivləşmə parametrləri aşağıdakı ifadələrlə hesablanmışdır.

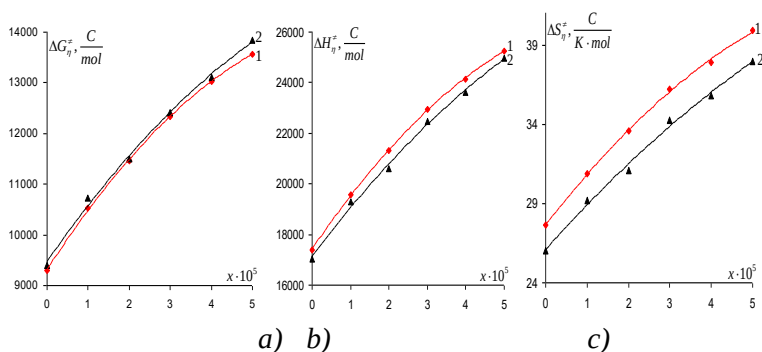
$$\Delta G_{\eta}^{\#} = RT \ln \frac{\eta}{\eta_0}, \Delta S_{\eta}^{\#} = \frac{\Delta H_{\eta}^{\#} - \Delta G_{\eta}^{\#}}{T}, \eta_0 = \frac{N_A h \rho}{M}$$

Burada η və ρ kəmiyyətləri uyğun olaraq T mütləq temperaturunda məhlulun dinamik özlülüüyü və sıxlığı,

R - universal qaz sabiti, N_A - Avoqadro ədədi, h - Plank sabiti, M - məhlulun molyar kütləsidir.

Su-dekstran və su-dekstran- $NaCl$ sistemlərində 293,15 K temperaturda özlü axınının aktivləşmə parametrlərinin ($\Delta G_{\eta}^{\#}$,

$\Delta H_{\eta}^{\neq}$, $\Delta S_{\eta}^{\neq}$) konsentrasiyadan (x) asılılıqları uyğun olaraq şəkil 1-də göstərilmişdir. Şəkildən göründüyü kimi, hər üç parametr ($\Delta G_{\eta}^{\neq}$, $\Delta H_{\eta}^{\neq}$, $\Delta S_{\eta}^{\neq}$) konsentrasiyanın artması ilə artır. Konsentrasiyanın artması ilə $\Delta G_{\eta}^{\neq}$ -nin artması molekulun potensial çəpəri keçməsinə daha çox enerji sərf olunmasını, $\Delta H_{\eta}^{\neq}$ -in artması sistemin daha möhkəm struktura malik olmasını, $\Delta S_{\eta}^{\neq}$ -in artması isə sistemin daha strukturlaşmış hala keçməsinə göstərir.



Şəkil 1. Su-dekstran- $NaCl$ sisteminin özlü axının aktivləşmə Gibbs enerjisinin (a), entalpiyasının (b) və entropiyasının (c) dekstranın konsentrasiyasından asılılığı.

1-Su-dekstran, 2-Su-dekstran- $NaCl$

Bu nəticələr göstərir ki, baxılan sistemlərdə dekstranın konsentrasiyasının artması ilə məhlul daha strukturlaşmış hala keçir. Həllədici kimi su- $NaCl$ məhlulu götürdükdə dekstranın konsentrasiyasının artması ilə $\Delta S_{\eta}^{\neq}$ -in qiyməti nisbətən azalır (şəkil 1(c)-də 2 xətti). Bu isə $NaCl$ -in təsiri ilə baxılan sistemin strukturunun nisbətən dağılmış hala keçməsi ilə əlaqədardır.

Elmi rəhbər: dos.Paşayev B.G.

FİZİKANIN TƏDRİSİ ÜSULLARI BÖLMƏSİ

Аналогии и модели один из методов обучения физики средней школы

Аббасова Н.Р.
Бакинский Государственный Университет
nurana248@mail.ru

Аналогия и модели - один из методов научного познания, который широко применяется при изучении физики. Существует множество классификаций моделей, отличающихся друг от друга признаками, положенными в основу классификации, перечислим некоторые из них. Модели делятся:

- по способу познания: житейские, художественные, научно-технические;
- по отрасли знаний: биологические, экономические, исторические и т.д.;
- по области использования: учебные (наглядные пособия), опытные (модель самолета в турбодинамической трубе), научно-технические (ускорители элементарных частиц), игровые (экономические, военные), имитационные (многократное повторение опытов для оценки результатов воздействия реальной действительности на образец);
- по учету фактора времени: динамические и статистические.

По способу реализации и средствам моделирования существует довольно много классификаций, рассмотрим классификацию представленную в книге Каменецкого и Солодухина "Модели и аналогии в курсе физики средней школы". Модели делятся на: материальные (предметные) и идеальные (мысленные). В свою очередь материальные модели делятся на: физически подобные, пространственно-

подобные и математически подобные, а идеальные модели делятся на: модели-представления и знаковые модели. К сожалению, в методике преподавания физики, можно встретить и другую классификацию моделей по способу реализации: физические и математические, которая является не полной даже в рамках преподавания физики. Так из этой классификации выпадают, например, химические уравнения и уравнения ядерных реакций. Приведенные классификации представляют интерес для методики преподавания физики только в плане обучения учеников методу моделирования, и не представляют особого интереса при преподавании конкретных тем курса. Совсем иначе обстоит дело с классификацией, основанной на способах получения моделей. Модели можно разделить на модели, полученные путем предельного перехода, модели, полученные путем приписывания и теоретические конструкторы. С помощью предельного перехода можно получить модели непосредственно воспринимаемых явлений и объектов, путем рассмотрения целого ряда явлений или объектов обладающих интересующим свойством, например в порядке его возрастания, а затем сконструировать мысленный объект или явление, обладающим этим свойством в бесконечной мере, либо лишенным его. Таким образом, можно вводить понятия материальной точки или математического маятника. Путем приписывания некоторых свойств объекту можно получить модели микрообъектов или микроявлений, не воспринимаемых непосредственно органами чувств. Также, можно получить модели идеального или электронного газа. И, наконец, теоретические конструкторы, такие как электрон или электромагнитное поле, они не могут быть получены путем приписывания, и лишь дальнейшее развитие науки может подтвердить правомерность их использования. Из данной

классификации можно получить конкретные методические рекомендации по введению моделей того или иного класса.

Научный руководитель: проф. Алиев.И.М

IX sinifdə Fizikanın tədrisinin “ Maraşoyatma” mərhləsində maraqlı biofiziki faktlardan istifadənin sistemi

Məmmədova R.R.

Azərbaycan Dövlət Pədoqoji Universiteti

ramiz.mmmmdova@mail.ru

Aparmışımız tədqiqatda ümumtəhsil məktəblərinin IX sinif fizika kursunun biologiya ilə fənlərarası inteqrasiyasının sistemi müəyyənləşdirildi. Bu sistemdə fizika ilə biologiyayı bir- birinə bağlayan maraqlı faktlar göstərilmişdir. Faktların bəzilərinə nəzər yetirək: “Elektrik balıqları”- bu mövzuda qədimdən elektrik balıqlarının mövcudluğundan, onun təbabətdə istifadəsindən və həmçinin orqanlarındakı elektrik cərəyanının bioloji quruluş və funksiyasından söhbət açılaraq VII sinif biologiya fənni ilə əlaqəsi göstərilir. Bundan başqa daha bir maraqlı faktı nəzərdən keçirək: “Hansı onurğalılar suyun alt və üst qatında görə bilirlər?” mövzusu VII sinif biologiya fənni ilə inteqrasiya olunaraq suda- quruda yaşayan canlıların göz quruluşu, gözlərindəki linzaların funksiyalarından danışılır. Haqqında danışmışımız sistemdə IX sinif fizika dərslində təlim materialların dəqiq yeri müəyyən edildi, biofiziki materialların məzmunu müəyyənləşdirildi. Həmin materiallardan dərslər hansı mərhələsində istifadə ediləcəyi və bu zaman hansı metodiki texnologiyaların tətbiq olunması aydınlaşdırıldı. Bundan əlavə biologiya dərsləri araşdırıldı və tətbiqi materialın aid olduğu mövzular təyin edildi. Sonda tətbiqi materialların toplandığı resurslar qeyd olunaraq bütün bunların yığcam cədvəl sistemi yaradıldı.

Elmi rəhbər: dos. Abdurəzaqov R.R.

Kurikulum təlim sistemində elmi dünyagörüşünün formalaşması

Abbasova L.R.
Bakı Dövlət Universiteti
lale_a-va@mail.ru

Məktəb dövründə şagirdlərin intensiv surətdə şəxsi dünyagörüşünün yaranması və formalaşması prosesi baş verir. İnsan dünyada öz yerini təyin edir və bu məsələni çoxsaylı səbəblərdən asılı olaraq müxtəlif cür həll edir. Göründüyü kimi, hər bir insanın az və ya çox dərəcədə elmi, dini və mistik dünyagörüşünə meylliliyinin obyektiv səbəbləri mövcuddur. Sosioloji tədqiqatlar göstərir ki, həqiqətdə hər bir insanın dünyagörüşündə həm elmi, həm dini, həm də mistik dünya anlamının elementləri iştirak edir və mürəkkəb yolla birləşirlər. Hətta bir sıra hallarda onlardan hansı birinin üstünlüyünü təyin etmək çox çətindir. Tədris prosesində və dünya ilə qarşılıqlı təsirdə tam olaraq hər bir insan özü üçün gələcəkdə onu dəyişmək imkanını istisna etməyən bu və ya digər dünyagörüşü konsepsi-yasını seçmək problemini həll etməlidir. Müəllimin rolu hər bir şagirdə dünyagörüşü konsepsiyasının seçimində kömək etməkdən ibarətdir. Nəzərə almaq lazımdır ki, müəllim öz işində qeyri-ixtiyari, intuisiya ilə öz şəxsi dünyagörüşünü bürüzə edir və müəyyən şəraitdə şagirdlərdə çox şeydə müəllimin dünyagörüşünə oxşar dünyagörüşü formalaşa bilər. Amma sual yaranır: müəllim dərk edərək və məqsədəuyğun şəkildə şagirdlərdə şəxsi dünyagörüşünün yaranması prosesinə xüsusi təsir göstərməlidirmi və ümumiyyətlə onun buna haqqı varmı? Bəlkə suallara belə cavab vermək olar: Vəcdan azadlığının müasir anlayışına uyğun olaraq, istənilən başqa insan kimi müəllimin də nəinki bu və ya digər dünyagörüşü konsepsiyasını bölüşməyə, həm də öz dünya görüşünü onu əhatə edən insanlarla ötürməyə haqqı var (əlbəttə, əgər onun

dünyagörüşü insan və təbiət üçün təhlükəli olmasa). Əgər fizika müəllimi şagirdlərdə dünyagörüşünün formalaşması üzrə iş görürsə, onda göstərildiyi kimi, gələcəkdə bu sözün həqiqi mənasında şagirdlərin fiziki biliklərə yiyələnməsi prosesinə əhəmiyyətli dərəcədə təsir göstərəcək və bundan başqa şagirdlərdə dünyagörüşünün formalaşmasına müəllim tərəfindən xüsusi diqqət yetirilməzsə, onda onların çoxu üçün ümumiyyətlə fizika kursunu öyrənməyin vacibliyi sualı cavabsız qala bilər. Məsələn ilk baxışda aydın deyil ki, humanitar siniflərin, bədii yaradıcılıqla məşğul olan siniflərin və idman məktəblərinin şagirdlərinə fizikanı öyrənmək lazımdır mı? Əgər, şagirdlər hiss etsələr ki, fiziki hadisələrin və qanunların öyrənilməsi onlara ətraf aləmi anlamaqda kömək edir, yalnız bu halda onlarda fizikanı öyrənmək motivləri yaranacaq. Elmin əsasların və xüsusi halda fizikanın tədrisi zamanı formalaşan dünyagörüşünün əsas xüsusiyyətləri dünyagörüşünün elmiliyi və humanistliyidir. Lakin elmi dünyagörüşünün əsasında dini və mistik dünyagörüşünə zidd olaraq fəlsəfi baxışların müxtəlif sistemi dayana bilər. Fizika müəllimi bu və ya digər dünyagörüşünə malik ola bilər, amma, böyük ehtimalla onun dünyagörüşünün əsasında təbiətin anlaşılmasına dialektik-materia-list yanaşma durur. Bu onunla əlaqədardır ki, dialektik-materialist fəlsəfi konsepsiyası kifayət qədər geniş yayılmış fəlsəfi istiqamət kimi bir çox təbiətşünaslar üçün tam münasib olur. Bu konsepsiya çərçivəsində materiya və hərəkət, qarşılıqlı təsir, səbəb və nəticə və s. prinsipial fəlsəfi kateqoriyalar müzakirə olunur. Təbiət haqda fundamental elm kimi fizika bu anlayışlardan istifadə edir və onun öyrənilməsi onların dərk edilməsinə səbəb olur. Bütün bunlar fizika dərslərində dünyagörüşünün formalaşmasına dialektik-materialist yanaşmanın qanunauyğunluğunu müəyyən edir. Dünyagörüşü şəxsiyyətin qurulusunun vacib komponentidir.

Elmi rəhbər: dos.Orucov A.K.

Müasirtəhsilsistemindəqiymətləndirmə

Əliyeva X.T.

Bakı Dövlət Universiteti

Xeyalealiyeva1111@gmail.com

Təhsilin əsas məqsədlərindən biri öyrənməni başa düşməyə yaxınlaşdırmaqdır. Bunu “öyrənmə” və ya “dərin öyrənmə” adlandırıblar. Qiymətləndirmə tələbələrin öyrənmə prosesində qazandıqları bilik və bacarıqları müəyyən edir. Biz istəsək də, istəməsək dəqəbul etməliyik ki, qiymətləndirmə tələbənin öyrənmə prosesini idarə edən amillərdən biridir. Müəllim tələbəyə qiymət yazarkən “dərin” və “səthi” öyrənmə arasındakı fərqi bilməli və qiymətləndirməni elə aparmalıdır ki, bu fərqi üzə çıxara bilsin.

Qiymətləndirmə tələbələrə geniş intervalda bilik və bacarıqlar əldə etməsinə kömək etməlidir. Məsələn, yazılı imtahan tələbələrin qabiliyyətlərinin qiymətləndirilməsi üçün ən yaxşı vasitədir. Qiymətləndirmə həmçinin qanun və qanuna uyğun-luqların yadda saxlanılmasını üzə çıxarmalıdır. Bu halda testlə qiymətləndirmə daha əlverişlidir.

Qiymətləndirmə, kurs zamanı öyrədilən mövzuların mənimsənilməsi dərəcəsini təyin etmək üçün, tələbələrin öyrənmə səviyyələrinin özlərinə bildirmək üçün, öyrənmə prosesini istiqamətləndirmək və inkişaf etdirmək məqsədilə həmçinin öyrət-mənin effektivliyini qiymətləndirmək məqsədilə aparılır. Qiymət-ləndirmənin bir çox növləri vardır; *summativ, formativ, davamlı və s.* Adətən qiymətləndirməyə öyrətmə prosesindən ayrı baxılır. Lakin qiymətləndirmə öyrətmə prosesinin integral hissəsidir və son nəticədə əsas məqsədi öyrənmə keyfiyyətini inkişaf etdirməkdir. Qiymətləndirməni təşkil etmək üçün modul və ya kursun məqsədini və əsaslarını ayırmaq və tələbə-lərə bu haqda məlumat vermək lazımdır.

Məlumdur ki, formativ qiymətləndirmədən çox summativ qiymətləndirilmə vasitəsilə tələbələr motivasiya olunurlar. Formativ qiymətləndirmənin nəticələri summativ qiymətləndirmə-də nəzərə alınarsa bu həmin qiymətləndirməni daha ciddi qəbul olunmasını şərtləndirir.

Qiymətləndirmə kriteriyaları hansı cavabın yaxşı, hansının əla və sairə olmasının izahıdır. Lakin müəyyən sualın cavabının çox yaxşı və əla olması kriteriyaların yazılması çox çətindir. Amma nə qədər bu istiqamətdə uzağa getmək mümkündürsə gedilməlidir.

Biliyin qiymətləndirmə üsullarından biri də yazılı formada suallara cavab verməkdir. Müxtəlif test yoxlama-larından fərqli olaraq bu üsulla yoxlama prosesində tələbə müəyyən sualın cavabını, aldığı elmi biliklər əsasında düzgün şərh etmək bacarığına da malik olmalıdır. Bildiyimiz kimi belə bacarıq cəmiyyət üçün həlli vacib olan məsələlərin qoyulması və həll olunma yollarının seçilməsi işində vacibdir.

Tələbələrin müxtəlif birlik və şəbəkələrdə mütəmadi iştirakı qabaqcadan müəyyənləşdirilməsi mümkün olmayan həmçinin çox hallarda əvvəldən proqnozlaşdırılması çətin olan biliklərin alınmasını dəstək verir. Belə biliklər summativ qiymətləndirmədə üzə çıxa bilər. Yazılı imtahan modeli hazırlanarkən ilk növbədə suallar mümkün maksimum bala görə differensasiya olunur və uyğun biletlərdə yığılır. Summativ qiymətləndirmə zamanı bu üsulla hazırlanmış və müxtəlif yekun bala uyğun imtahan biletləri tələbələrə təklif olunur. Tələbə öz bilik səviyyəsinə uyğun bilet götürür. Bu halda tələbə öz istəyini həyata keçirmək imkanı qazanır. Tələbələrin öz biliklərinin qiymətləndirilməsində iştirak edə bilməsinin mümkünü analiz olunması təklif olunur. Yazılacağı bala görə differensasiya olunmuş suallar müxtəlif dərəcəli biletə toplanmaqla, müxtəlif ağırlıq dərəcəsinə malik biletlər tərtib olunur. Tələbə öz biliyinə uyğun hesab etdiyi biletlər arasından seçim edirki, bu da ona biliyin qiymətləndi-

rilməsinə iştirak imkanı verir. Hesab olunur ki, sualların belə bölünməsi imtahan verənin öz məqsədinə çatmasını asanlaşdırır və qiymətləndirmənin daha obyektiv olmasını təmin edir.

Elmi rəhbər: f.r.e.d. N.M.Nəsrullayev

Radiasiya şüalanması və onun ekoloji təsiri

Rəciyeva Ü.M.

Bakı Dövlət Universiteti

ureciyeva@gmail.com

Orta məktəbdə tədris olunan fizika fənni təbiət haqqında fundamental elm sahələrindən biri olub şagirdlərdə ekoloji biliklərinin formalaşmasında geniş imkanlara malikdir. Fizika fənninin tədrisində şagirdlərin ekoloji tərbiyəsi digər fənlər kimi fizika fənninin metodikası qarşısında duran aktual problemlərdən biridir. Məhz buna görə də elmin ekologiyalaşdırılması fizika fənninin tədrisində diqqət mərkəzində durmalıdır.

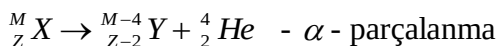
Tədris prosesində fizika müəllimi orta məktəb bazasında fiziki hadisələrin ətraf mühitin çirklənməsinə, insan həyatı, bitki və canlı orqanizm üçün nə dərəcədə təhlükəli nəticə verə biləcəyi elmi əsaslarla araşdırmalıdır. Şagirdlərə radiasiya ilə bağlı verilən bilik onlarda ekoloji tərbiyənin ardıcıl sürətdə dərinləşdirilməsinə, yeni texnologiya haqqında əsas təsəvvürlərin yaranmasına, onlara müasir iqtisadi, ekoloji biliklər verilməsinə, elmi-texniki tərəqqinin mənimsənilməsinə kömək edir. Böyük dozalarda radiasiya toxumaların çox ciddi zədələnmələrinə səbəb olur, kiçik dozalarda isə bədxassəli şişlər (xərçəng) və genetik defektlər yarada bilər. İnsan güclü radiasiya dozasını təbii radiasiya sistemlərindən alır. Atom energetikasının inkişafı ilə bağlı radiasiya insanın fəaliyyəti ilə bağlı yaranan radiasiyanın müəyyən bir hissəsini

təşkil edir. İnsanlar daha böyük dozaları, başqa mənbələrdən, məsələn, təbabətdə rentgen şüalarından istifadə edilməsindən alır. Bundan başqa, kömürün yandırılması və hava nəqliyyatından (təyyarə ilə uçuşlardan) istifadə edilməsi, xüsusilə də, hermetik qapalı otaqlarda uzun müddət qalmaq təbii radiasiya hesabına şüalanmanın əhəmiyyətli dərəcədə artmasına səbəb ola bilər.

Yerin təbii radiasiya fonu torpaqda, suda, havada yayılmış və yaşı planetin yaşı ilə üst-üstə düşən radionuklidlərin şüalanmalarından yaranır. Belə radionuklidlərə kalium - 40 (^{40}K), uran - 238 (^{238}U), torium - 232 (^{232}Th) və torium və uranın, radonun ($^{219-282}\text{Rn}$), radiumun (^{226}Ra) parçalanma məhsulları aiddir. Radiasiya fonunun yaranmasında ikinci yeri kosmik şüalar, üçüncü yeri isə atmosferin yuxarı qatlarında stratosfer qazlarının kainatın müxtəlif bölgələrindən gələn yüksək enerjili nüvə zərrəcikləri ilə qarşılıqlı təsiri zamanı yaranan yaşama müddəti kiçik olan radionuklidlər tutur.

Radioaktivlik proseslərinin öyrənilməsi zamanı müəyyən olunmuşdur ki, müxtəlif hissəciklərin və γ - şüaların buraxılması özbaşına, lakin radioaktiv çevrilmə qanununa riayət olunmaqla baş verir: - α - parçalanma zamanı nüvə $2e^+$ müsbət yük itirir və onun kütləsi dörd kütlə vahidi qədər azalır; və nəticədə element dövrü sistemin başlanğıcına tərəf sürüşür; β - parçalanma zamanı isə element dövrü sistemin sonuna tərəf bir xana sürüşür.

Radioaktiv çevrilmə qanununu simvollarla belə ifadə olunur:



burada X - ilkin element; Y – çevrilmə elementi; M – kütlə ədədi; Z – yükdür (və ya elementin sıra nömrəsidir).

Elmi rəhbər: .prof.Y.Q.Nurullayev

Orta ümumtəhsil məktəblərində fizika təliminin metafənn nəticələrinə verilən tələblər

Nəhmətova S. A.

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

remaln@mail.ru

Metafənnin məktəbdə öyrənilməsi–yaradıcı təfəkkürün dərk olunmasına əsaslanır. Bu yanaşmaya əsasən şagird nəinki biliklər sisteminə sahib olur, eləcə də, universal fəaliyyət üsullarını mənimsəyərək, onların köməyi ilə ətraf aləm haqqında informasiyanı sərbəst şəkildə ala bilər.

«Meta» «onun arxasında dayanan» deməkdir. Aristotelin “Metafizika”sı ilk məşhur metafənn olmuşdur. Qədim yunan dilindən tərcümədə metafizika «fizikadan sonra» deməkdir. İlk olaraq Aristotelin fəlsəfi kitablarını belə adlandırırdılar. [1, səh. 24]. Lakin onlar adətən fizikadan deyil, varlığın ilk səbəblərindən bəhs edirdi. Bu gün metafizika– bütün varlıqların başlanğıcı haqqında təlimdir.

Buna görə də müasir təhsil standartlarında təhsilin metafənn məzmunu bütün fənlər üçün ümumi olub, fənlərarası məzmun – fənlər silsiləsi, fənn isə hər bir predmet üçün ayrı – ayrılıqda nəzərdə tutulur. Bu bölgüyə müvafiq olaraq səlahiyyətlərin ierarxiyası qurulmuşdur: metafənn məzmununu əsas dərş fənlərinin müəyyən dairəsinə aid olan ümumi fənn və predmetin məzmunu təşkil edir. [2, səh. 96].

Fizikanın mənimsənilməsinin gedişatında şagird yaradıcı qabiliyyətin və elmi təfəkkürün inkişafını təmin edən elmi qavrayışın bütün mərhələlərinə cəlb olunmuşdur (müşahidə → fərziyyə → eksperiment → nəticələrin təhlili və ümumiləşdirilməsi). Məsələn, 7 sinifdə “Mexaniki rəqslər və dalğalar” adlı mövzunun öyrənilməsi zamanı mən şagirdlər qarşısında belə bir sualı qoyuram: “ Sizin fikrinizcə, əgər biz

bir stəkan çayı əlimizdə tutub qaşıqla qarışdırdıqda yaranmış səsle sonradan masanın üzərinə qoyub qarışdırmağa davam etdikdə yaranan səsde müəyyən fərq olacaqmı?”

Şagirdlərin cavabı birmənalıdır: “Fərq olmaz”. O zaman mən bu təcrübənin onların gözləri qarşısında reallaşdırdım. Belə ki, bir stəkan çayı əvvəlcə əlimdə qaşıqla qarışdırdıqdan sonra onu masanın üzərinə qoyub qarışdırmağa davam etdim. Şagirdlər təəccübləndilər. Çünki yaranan səslər fərqli idi. Bunun səbəbi onlar üçün çox maraqlı idi. Sonda onlar anladılar ki, stəkanın səsləli rəqsləri masaya verilir. Ona görə də səslər bir – birindən fərqləndi.

Bu mövzunun öyrənilməsi zamanı biz şagirdlər ilə birlikdə təcrübə yolu ilə aydınlaşdırırıq ki, əşyalardan çıxan səslər haqqında düşüncəmiz həddindən artıq subyektivdir. Ona görə də, mühitin dəyişməsindən asılı olaraq əşyalardan çıxan səslərin müxtəlifliyinin fərqinə varmırıq.

Bütün sadalanan hallarda təcrübə qoymaq, müşahidə aparmaq, sxemləri çəkmək, kateqoriyalara ayırmaq, təhlil aparmaq, rəqəmlər ilə bağlı əməliyyatlar icra etmək, görülmə iş haqqında kütləvi məlumat almaq, elmi mübahisə aparmaq, fərdi qaydada və kollektivdə işləmək kimi bacarıqlar daha da təkmilləşdirilir, yəni, metafənnin səriştələri formalaşır.

1. *Мыследеятельностная педагогика в старшей школе: метапредметы.* — М., 2004.
2. *Хуторской А.В. Метапредметный подход в обучении.* — М. : Издательство «Эйдос»; Издательство Института образования человека, 2012.

Elmi rəhbər: f.r.e.n. A.O. Daşdəmirov

MÜNDƏRİCAT

NƏZƏRİ FİZİKA VƏ ASTROFİZİKA BÖLMƏSİ 3

Həsənlı Ç.Ə. Elektron-pozitron toqquşmasında skalyar və vektor bozonların yaranması

Eyyubzadə M.X. Xətti anharmonik ossilyatorun $\lambda\varphi^4$ qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsində təsviri

Гюлахмадова С. Н., Раджабова С.Ш. О полной асимметрии всего профиля фраунгоферовых линий в спектре Солнца

Ağazadə L.M. Günəş atmosferində dalğanın növləri. MHD-in yayılması xüsusiyyətləri

Хафизли У.Н., Алили А.Г. Исследование видимого спектра планетарной туманности NGC 7027

Kərimov S.İ. Yarıinklüziv $e^-p \rightarrow eh^\pm X$ proseslərində asimetriyalar

Nəbiyeva A.N. Uzununa polyarlaşmış e^-e^+ – toqquşmasında Z^0 – bozon cütünün yaranması

İsmaylova Ş.T. Günəş küləyinin fiziki xarakteristikaları

Quliyeva S.Ş., Usubova A.M. HD 202240 ulduzunun effektiv temperaturu və səthində ağırlıq qüvvəsinin təcilinin təyini

Sadıqov O.N. $e^- + e^+ \Rightarrow P + X$ prosesində NZC effektləri

Солтанова Г.А. Открытие топ-кварка и бозона хиггса

Əzizova F.A. Günəş spektrində birqat ionlaşmış kalsiumun infraqırmızı xətlərinin profilləri haqqında

BƏRK CİSİMLƏR VƏ YARIMKEÇİRİCİLƏR FİZİKASI BÖLMƏSİ

Abasova A.N. İkiölçülü istilikkeçirmə tənliyinin invariantlıq operatorunun aşkar şəkli

Zeynalova S.İ., Aslanlı A.F. Sabit maqnit sahəsində

elektronun hərəkətinin dayanıqlılığının tədqiqi
Feyzullazadə F.E. CuIn_5S_8 defekt quruluşlu
yarımkeçiricinin fotoelektrik xassələri

Abdullayeva İ.A. Nanostrukturlaşmış ZnS:Mn nazik
təbəqələrin alınması və optik xassələri

Бабазаде С.Н. Термоздс невырожденного двумерного
электронного газа в квантовой яме сложной формы

Бахшиева Г.А. Проводимость электронного газа в
квантовой яме сложного профиля при рассеянии на
акустических фононах

Feyziyeva Ü.İ. Parabolikkvant
çuxurunamalıyarımkeçiricistrukturlardazonadaxilidüzkeçi
dlər

Əhmədova K.M. GaSe və TlInSe_2 birləşmələri
əsfadafotohəssasstrukturlar

Hüseynsoy R.Z. $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalının nazik
təbəqəsinin Volt-Amper xarakteristikası

Hüseynzadə S.X. $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ nazik təbəqələrinin optik
xassələri

Kərimova A.X. Nanoməsaməli alüminium üzərində $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$
təbəqələri

Kərimova T.İ. Aşağıölçülü yarımkeçirici əsaslı elektron
sistemlərində spin-orbital qarşılıqlı təsiri

Məcnunova F.İ. $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ kristalının və nazik təbəqəsinin
fotoluminensensiyası

Məlikova-Əhmədova N.A. Metamateriallarda üçüncü
harmonika generasiyasının effektivliyi

Məlikzadə G.N. $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ heterokeçidinin fotoelektrik
xassəsinə elektron şüalanmasının təsiri

Məmmədova A.X. GaSe kristalında qeyri-tarazlıqlı
yükdaşıyıcıların rekombinasiyasında bor aşqarlarının rolu

Məmmədova T.A. Bor atomlarının GaSe nazik
təbəqələrinin optik udulması və fotokeçiriciliyinə təsiri

Mustafazadə Y.H. Kvaziikiölçülü elektron qazının spin parçalanması nəzərə alınmaqla maqnit xassələri

Mürsəliyeva L.F. Nadir torpaq elementinin TlInSe_2 birləşməsinin elektrofiziki xassələrinə təsiri

Mustafayev E.Ə. InSe və GaSe birləşmələrinin bəzi fotoelektrik xassələri

Quliyeva S.K. Yarımkəçirici əsaslı kvant quyusunda yükdaşıyıcıların enerji spektrinin özəlliyinin işığın udulmasına təsiri

Quliyeva A.N. TlInTe_2 kristalında sıçrayışlı keçiriciliyinin tədqiqi

Рагимова Г.Г. Химический потенциал электронного газа в квантовой яме сложной формы

Sərdarova S.Ş. ZnSTe nazik təbəqələrinin optik xassələri

Şuraqızı T.Ş. Yüksək optik həyəcanlanmada GaSe nanohissəciklərinin fotoluminensensiyası

Təhməzova Ş.M. $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{S}_9$ monokristalında elektrik keçiriciliyinin bəzi xüsusiyyətləri

Əliyev F.F., Mustafabəyli A.Ş. Gümüş tellur kristalında yükdaşıyıcıların enerji spektri haqqında

Zeynalova S.İ. Yarımkəçirici əsaslı nanoborunun səthində elektron qazının spin maqnitlənməsi

FİZİKİ ELEKTRONİKA BÖLMƏSİ

Ağayeva A.Ş. Polietilen nano-Se əsaslı kompozitin quruluş və elektrofiziki xassələrinə optik şüalanmanın təsiri

Baliyeva N.M. Paylanmış dəyişən tutumluuzun boruda ionlaşma dalğasının tədqiqi

Bəhmənova A.G. Mikrosaniyə və nanosaniyə gərginlik impulsarı ilə CdS monokristalında strimer boşalmasının həyəcanlandırılması

Cəlilli Ü.S. Omik kontaktın fizikası

Əlizadə L.E. $\text{p-CuInSe}_2/\text{CdS}$ heteroqəçidlərinin elektrik xassələri

Hüseynli S.N. Influence of magnetic field of the oscillations of the wave front of ionization

Hüseynova Ş.E. Kolloid məhlulundan PP əsaslı Al_2O_3 polimer kompozit təbəqələrin alınması və onların elektrofiziki xassələri

Məmişadə A.Q. Molekulyar qazlarda kontraksiya

Məmmədov R.A. TlGaTe_2 kristallarının dielektrik və optik xassələri

Məmmədova G.F. p-GaSe<Ho> monokristallarında elektrolüminessensiyanın spektri

Məmmədova K.Ş. Kristallarda impedans spektroskopiyası

Məstəliyeva G.M. p-GaSe<Eu>kristallarında induksiyalanmışaşqarfotokeçiriciliyinspektri

Muradova Y.H. Elektrokimyəvi çökdürülmə üsulu ilə nazik təbəqələrin alınması

Nadirova G.O. Stratların parametrlərinə maqnit sahəsinin təsiri

Nuriyeva L.İ. Mo/Ag/ZnTe/CdTe/CdS-heteroquruluşu əsasında hazırlanmış tenzorezistorun əyilmə deformasiyasında parametrlərin təyini

Rzazadə A.M. Disprozium aşqarlı InSe kristallarında elektrolüminessensiya

Talıbova A.Y. Qaz boşalması plazmasının yüklü zərrəciklərin divara sərbəşətmə rejimindəki xüsusiyyətləri

NANOMATERIALLAR VƏ NANOTEXNOLOGİYALAR BÖLMƏSİ

Ağayev S.S. Kadmium-sulfid nanoklasterlərinin elektron-fəza quruluşunun kvant-mexaniki üsulla tədqiqi

Dadaşova N.F. Termik aşılmanın CuS/ PVA nanokompozitlərinin struktur və optik xassələrinə təsiri

Ağayeva L.M. Au_2S nanohissəciyinin molekulyar orbitalları

Mirzəyeva G.R. Molekullarda elektronların kinetik enerjisi

və elektronla nüvə arasındakı qarşılıqlı təsir enerjisinin hesablanması

Novruzova A.Ə., Məhərrəmovə G.Y. PP+PbS/CdS əsaslı polimer hibrid nanokompozitlərin alınması və optik xassələri

Quliyeva S.M.Dəmir - oksid nanoklasterlərinin elektron-fəza quruluşunun kvantmexaniki usullarla tədqiqi

Rəsulova T.R. Metal nanohissəciklərin komplekslərinin stabilləşmə xüsusiyyətləri

Şirinova H.A., Cavadova N.M. İzotaktik polipropilen və Fe₃O₄ əsasında alınmış nümunələrin elektrik möhkəmliyinin tədqiqi

Şərifova G.S.PP/Co əsaslı maqnit metal nanokompozit materialların quruluşu və dielektrik xassələri

Xəlilova Y.M. n-butan molekulunun simmetrikləşdirilmiş molekulyar orbitallarının hesablanması

BİOFİZİKA VƏ MOLEKULYAR FİZİKA BÖLMƏSİ

Ataşova A.Y., İskəndərova X.F., Şahbazova G.M. Polimer-üzvi turşuların Naduzu-Suikifazalı sistemlərinin fiziki-kimyəvi xassələrinə bir sıra spirtlərin təsiri

Əlizadə T.Ş. Tyr-Ala-Gly-Ala-Val molekulunun konformasiya imkanlarının öyrənilməsi

Məmmədli A.İ. Nilson potensialına görə bəzi elementlərin bir zərrəcikli halının spin və cütlüyünün təyini

Hüseynova E.V. Glu-Gly-Arg-Met-NH₂ fraqmentinin fəza quruluşu

Məmmədli G.X. Dekstran-polivinilpirrolidon-su ikifazalı sistemlərinin fiziki-kimyəvi xassələri

Novruzova G.E. Polivinilpirrolidonun sulu məhlulunun özlü axınının aktivləşmə parametrləri

Quliyeva A.N.Arg-Tyr-Ile-Arg tetrapeptid fraqmentinin nəzəri konformasiya analizi

Quliyeva G.A. LiGaS₂və BaGa₄S₇kristallarında parametrik

qarşılıqlı təsir prosesində signal dalğasının kompleks amplitudu

Vətənlı M.P. Bir neçə ekvivalent nuklonlardan ibarət halların klassifikasiyası

Xuduyeva H.T. Dekstranın sulu məhlulunun özlü axınının aktivləşmə parametrləri

Xəlilli L.F. Su-dekstran-NaCl sistemlərində struktur xüsusiyyətləri

FİZİKANIN TƏDRİSİ ÜSULLARI BÖLMƏSİ

Аббасова Н.Р. Аналогии и модели один из методов обучения физики средней школы

Məmmədova R.R. IX sinifdə Fizikanın tədrisinin “Maraqoyatma” mərhələsində maraqlı biofiziki faktlardan istifadənin sistemi

Abbasova L.R. Kurikulum təlim sistemində elmi dünyagörüşünün formalaşması

Əliyeva X.T. Müasir təhsil sistemində qiymətləndirmə

Rəciyeva Ü.M. Radiasya şüalanması və onun ekoloji təsiri

Nəhmətova S.A. Orta ümumtəhsil məktəblərində fizika təliminin metafənn nəticələrinə verilən tələblər