METALLARNING ELEKTR XOSSALARINI O'LCHASH USULLARI

Avezov Ismoil Yoshuzoq o’g’li
Buxoro davlat universiteti (BuxDU) fizika o’qituvchisi
Email: ismoil.avezov.yoshuzoqvich@gmil.com

Amonova Zarina Sherzod qizi
Buxoro davlat universiteti talabasi.
Email: zarina4066703@gmail.com

Annotatsiya:
Ushbu maqolada metallarning elektr o’tkazuvchanligi modellari va elektr o’tkazuvchanlik xossalarini o’lchash usulari keltrilgan. So’nggi yillarda turli aralashmaviy o’tkazuvchanlikka ega bo’lgan krisstall strukturalar va nometall birikmalarning elektrooptik xususiyatlari jumladan, elektr o’tkazuvchanligini tadqiq etishga aloida e’tibor berilmoqda. Bunga sabab zamonaviy optoelektron qurilmalar va telekommunikastiya tizimlarining ehtiyojidir.
Shuni alohida qayd qilish lozimki, ayni bir elementning elektr o’tkazuvchanligi muhitning harorati yoki tashqi elektromagnit maydonning ta’siriga bog’liq holda turli tartiblarda o’zgaradi. Bunda tok tashuvchilarning yashash, hamda relaksastiya vaqtlarining nisbati muhim rol o’ynaydi.

Аннотация: В этой статье представлены модели электропроводности металлов и методы измерения электропроводных свойств. В последние годы особое внимание уделяется изучению электропроводности, в том числе электрооптических свойств кристаллических структур и зеркальных соединений с различной смесевой проводимостью. Причиной тому является необходимость современных оптоэлектронных устройств и телекоммуникационных систем.
Отдельно следует отметить, что электропроводность одного и того же элемента изменяется в разном порядке в зависимости от температуры среды или воздействия внешнего электромагнитного поля. Немаловажную роль в этом играет соотношение времени пребывания, а также релаксации носителей тока.

Kalit so'zlar: Elektron, metall, elektr maydon, metallning issiqlik sig'imi, relaksastiya vaqti, to'qnashuvlar ehtimolligi, dreyf tezligi.

Ключевые слова: Электрон, металл, электрическое поле, теплоемкость металла, время релаксации, вероятность столкновений, скорость дрейфа.

Metallarning elektr o'tkazuvchanligi modellari.

J.J. Tomson 1897 yili elektronni kashf qilgandan uch yil o'tgach, Drude o'zining elektr va issiqlik o'tkazishning klassik nazariyasini ishlab chikdi. Ushbu nazariyaga asosan metallarni erkin elektronlar gaziga botirilgan ionlardan iborat deb tasavvur qilinadi. Undan tashqari, nazariya yana qo'yidagi farazlarga asoslangan:

A) elektronlar kristall bo'ylab erkin ko'chib yura oladi. Ular o'z harakati davomida kristall panjarasi tugunlaridagi ionlar bilan to'qnashadi.

Elektronlarning bir-biri bilan to'qnashuvlari hisobga olinmaydi. Ikki to'qnashuv orasida elektron Nyuton qonuniga asosan to'g'ri chiziq bo'ylab harakat qiladi.

V) elektronlarning metall ionlari bilan to'qnashuvi oddiy zaryadsiz sharchalar to'qnashuvidek sodir bo'ladi.

S) elektronlarning ikki ketma-ket to'qnashuvlar orasidagi harakati o'rtacha vaqti $\bar{\tau}$ kiritilgan va uni elektronning o'rtacha erkin yugurish vaqti deb nomlanadi. Elektronning vaqt birligidagi to'qnashuvlar ehtimolligi $1/\bar{\tau}$ ga teng deb olinadi.

D) elektronlar gazi to'qnashuvlar tufayli termodinamik muvozanatda bo'ladi. Ularning to'qnashishdan oldingi va keyingi tezliklari o'zaro bog'lik emas.

Metalldagi hamma elektronlar bir xil o'rtacha tezlikka ega bo'lib, ularni bir atomli ideal gazdek tasavvur qilingan.

Metall o'tkazgich uchlariga elektr kuchlanish qo'yilmaganda undagi erkin elektronlar tartibsiz issiqlik harakatida bo'ladi. Klassik fizikaning energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha teng taqsimot qonuniga asosan, har bir elektronga to'g'ri keluvchi o'rtacha kinetik energiya $\frac{3}{2}kT$ ga teng. Bundan o'rtacha tezlikni topishimiz mumkin:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT \qquad (1.1.3)$$

va

$$|v| = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \qquad (1.1.4)$$

Hajm birligidagi elektronlar soni n ga teng bo'lsin, unda elektronlarning hajm birligidagi kinetik energiyasi

$$W_k = \frac{3}{2}nkT \qquad (1.1.5)$$ bo'ladi.

Metallga elektr maydon qo'yilganda undagi erkin elektronlarning tartibsiz issiqlik harakatiga maydonning ta'sir kuchi yo'nalishida tartibli harakat qo'shiladi. Elektronlarning harakatiga bir tomonga qarab siljish kuzatiladi. Elektronlarning tashqi elektr maydon ta'siridagi bunday harakati dreyf harakati va harakat tezligi dreyf tezlik deb ataladi. Tashqi maydon elektronga $-eE$ kuch bilan ta'sir qiladi, bu kuch ta'sirida elektron

$$a = -\frac{eE}{m} \qquad (1.1.6)$$

tezlanish oladi. Elektronning ionlar bilan ikki ketma-ket to'qnashuvlari orasida olgan dreyf tezligi

$$v = a\tau = -\frac{eE\bar{\tau}}{m} \qquad (1.1.7)$$

bunda e-elektronning zaryadi, m-uning massasi.

Ma'lumki, metall o'tkazgichdagi tok zichligini qo'yidagicha yozishimiz mumkin:

$$J = -nev \qquad (1.1.8)$$

Bu erda n-birlik hajmdagi elektronlar soni. U holda (1.1.7) va (1.1.8) munosabatdan foydalanib,

$$J = ne\frac{eE\tau}{m} = \frac{ne^2\bar{\tau}}{m} \cdot E \qquad (1.1.9)$$

ifodani hosil qilamiz. (1.1.9) va (1.1.1)ni taqqoslaymiz va elektr o'tkazuvchanlikni topamiz.

$$\sigma E = \frac{ne^2\bar{\tau}}{m} \cdot E$$

$$\sigma = \frac{ne^2\bar{\tau}}{m} \qquad (1.1.10)$$

Ushbu ifoda yordamida metallning solishtirma qarshiligi ρ ni bilgan holda $\bar{\tau}$ ni aniqlashimiz mumkin.

$$\bar{\tau} = \frac{\sigma m}{ne^2} = \frac{m}{n\rho e^2} \qquad (1.1.11)$$

ρ- ning xona temperaturasidagi qiymatini olib $\bar{\tau}$ ni hisoblaganimizda $\tau = 10^{-14} \div 10^{-15} c$ bo'ladi. Elektronning dreyf tezligi uning issiqlik tezligidan ancha kichikligi uchun $\bar{\tau}$ ni erkin yugurish masofasi $\bar{l}$ orqali quyidagicha yozib olishimiz mumkin:

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{l}}{\bar{u}_T} \qquad (1.1.12)$$

Oxirgi munosabatdan $\bar{\tau}$ ni bilgan holda va xona temperaturasi uchun (1.1.4) dan $\bar{u}_T$ ni hisoblab ($\bar{u}_T \cong 10^7\, м/c$ bo'ladi), metalldagi erkin elektronlar uchun $\bar{l} = (1 \div 10)\,\overset{\circ}{A}$ bo'lishini aniqlaymiz. Kristall panjarasi ionlari orasidagi masofa ham ana shu tartibda bo'lishini e'tiborga olsak, Drude modeli juda yaxshi natijaga olib kelishiga ishonch hosil qilamiz. Biroq past temperaturalarda nazariya bilan tajriba natijalari bir-biridan uzoqlashib ketadi. Tajriba past temperaturalarda $\bar{l} \sim 10^3\,\overset{\circ}{A}$ gacha va hatto toza namunalarda $10^8\,\overset{\circ}{A} = 1 см$ bo'lishini ko'rsatadi.

Bu holni Drude nazariyasi yordamida tushuntirish qiyin. Endi $\bar{\tau}$ ning temperaturaga bog'liqligini ko'ramiz. (1.1.4) va (1.1.12) lardan

$$\bar{\tau} = \bar{l}\sqrt{\frac{m}{3kT}} \qquad (1.1.13)$$

uni (1.1.10) ga qo'ysak, qo'yidagi natijaga kelamiz:

$$\sigma = ne^2\bar{l}\sqrt{\frac{1}{3kTm}} \qquad (1.1.14)$$

Ko'rinib turibdiki, Drude modelida o'tkazuvchanlik $\sigma \sim T^{-1/2}$ ekan. Tajribalar esa σ ning T^{-1} ga proporstionalligini ko'rsatadi. Bu ham metallarning ushbu modeli qiyinchiliklaridan biridir.

Drude nazariyasining yana bir yutug'i uni Videman-Franst qonuni uchun to'g'ri natijaga kelishidir. Tajriba usuli bilan 1853 yilda aniqlangan Videman-Franst qonuniga ko'ra, metallning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffistienti ularning elektr

Proceedings of International Educators Conference
Hosted online from Rome, Italy.
Date: 25th May - 2024
ISSN: 2835-396X Website: econferenceseries.com

o’tkazuvchanligiga nisbati ma’lum bir temperaturada barcha metallar uchun bir xil qiymatga egadir, ya’ni

$$\frac{\chi}{\sigma} = LT \qquad (1.1.15)$$

Bunda L o’zgarmas son bo’lib, uni Lorenst soni deb ham ataladi. Ushbu qonunni tekshirib ko’rish uchun Drude nazariyasiga asoslanib Lorenst sonini keltirib chiqaramiz. Bizga ning ko’rinishi ma’lum. Demak,metallning issiqlik o’tkazuvchanligini topishimiz kerak. Ta’rifga ko’ra, issiqlik o’tkazuvchanlik biror jismdagi issiqlik oqimi zichligi bilan temperatura gradienti orasidagi bog’lanish koeffistientidir.

$$q = -\chi \nabla T \qquad (1.1.16)$$

Bunda q -issiqlik oqimi zichligi,ya’ni vaqt birligida birlik yuzadan o’tayotgan issiqlik miqdori,

$$\nabla T = \frac{\partial T}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial T}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial T}{\partial z}\vec{k} = gradT \qquad (1.1.17)$$

esa temperatura gradientidir.

χ ni topish uchun uchlarida doimiy temperaturalar farqi mavjud bo’lgan metall sterjenni ko’rib chiqaylik. X –o’qini sterjen uzunasi bo’ylab yo’naltiramiz. Bunday stastionar bir o’lchovli hol uchun (1.16) ifoda

$$q = -\chi \frac{\partial T}{\partial x} \qquad (1.1.18)$$

Ko’rinishga keladi. Sterjenning turli nuqtalarida temperatura turlicha bo’lgani uchun elektronning o’rtacha issiqlik energiyasi koordinata va temperaturaga bog’liq bo’ladi.

Sterjenning bir uchidan x masofada joylashgan kesimi orqali o’tayotgan issiqlik oqimini hisoblaymiz. Bu issiqlik oqimi vaqt birligida kesimning chap tomonidan o’ng tomoniga o’tayotgan elektronlar energiyasi bilan o’ng tomondan chap tomonga o’tayotgan elektronlar energiyasi farqiga teng bo’ladi. Tok yo’qligi nazarda tutilgani uchun elektronlar soni, albatta teng bo’lishi kerak. U holda issiqlik oqimi zichligi uchun

$$q = -\frac{C_v \Delta T \Delta V}{S \Delta t} \qquad (1.1.19)$$

Ifodani hosil qilamiz. Bunda C_v -hajm o'zgarmas bo'lgandagi metallning issiqlik sig'imi, ΔT -sterjenning Δx ga teng bo'lgan masofadagi ikki nuqta orasidagi temperaturalar farqi va ΔV sterjenning uzunligi Δx bo'lgandagi hajmi. Δx ni nolga yaqinlashtirib ($\Delta x \to 0$), x nuqtadagi kesmadan o'tayotgan oqimni topamiz.

$$q = C_v\left(-\frac{dT}{dx}\right)\frac{dx}{dt}dx = -C_v v_x \frac{dT}{dx}dx \qquad (1.1.20)$$

Erkin yugurish masofasi kichik bo'lgan hollarda $dx \approx v_x\bar{\tau}$ deb olishimiz mumkin. Unda

$$q = -C_v v_x^2 \bar{\tau}\frac{dT}{dx} \qquad (1.1.21)$$

Bir o'lchovli holdan uch o'lchovlik holga o'tamiz. Bu holda

$$v_x^2 = \frac{1}{3}v^2 \qquad (1.1.22)$$

va $\frac{dT}{dx}$ o'rniga ∇T yoziladi. Natijada

$$q = -\frac{1}{3}C_v v_T^2 \bar{\tau}\nabla T \qquad (1.1.23)$$

Munosabatni hosil qilamiz. Uni(1.16) bilan taqqoslab issiqlik o'tkazuvchanlik uchun

$$\chi = \frac{1}{3}C_v v_T^2 \bar{\tau} = \frac{1}{3}C_v v_T \bar{l} \qquad (1.1.24)$$

Ifodaga ega bo'lamiz. Bu munosabat metallardagi erkin elektronlarning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffistientidir. Endi Lorenst sonini topishimiz mumkin.

$$\chi = \frac{C_v m v_T^2}{ne^2} \qquad (1.1.25)$$

(1.1.5) ifodadan S ni topamiz.

$$C_v = \left(\frac{\partial W_k}{\partial T}\right)_v = \frac{3}{2}kn \qquad (1.1.26)$$

va (1.1.3) ni hisobga olgan holda,

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{3}{2}\left(\frac{k}{e}\right)^2 T \qquad (1.1.27)$$

ni hosil qilamiz. U holda Lorenst soni

$$L = \frac{\chi}{\sigma T} = \frac{3}{2}\left(\frac{k}{e}\right)^2 \qquad (1.1.28)$$

qiymat kelib chiqadi. Uni hisoblasak, $L = 1{,}11 \cdot 10^{-8}\, Bm \cdot O\text{м} / K\text{л}^2$ bo'ladi. Bu qiymat tajribadagi natijadan ikki marta kam. Shunga qaramay ushbu natija Drude modeli yutuqlaridan hisoblanadi, chunki u Lorenst soni metallarning turiga bog'liq emasligini tasdiqlaydi.

Metallarning klassik modellaridan yana biri 1905 yilda e'lon qilingan G.A.Lorenst modelidir. Ushbu model Drude modelidan asosan qo'yidagilar bilan farq qiladi,

A) metalldagi erkin elektronlar tezliklari Maksvell taqsimotiga bo'ysunadi deb olinadi.

B) elektronlarning dreyf harakatini ifodalashda Bolstmanning kinetik tenglamasidan foydalaniladi. Endi bu modelga asoslanib metallarning elektr xossalarini ko'rib chiqamiz. Tashqi energetik maydon yo'qligida elektronlarning tezliklar bo'yicha Maksvell taqsimoti funkstiyasini

$$f dv_x dv_y dv_z = n\left(\frac{m}{2\pi k_0 T}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left[\frac{m\left(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2\right)}{2k_0 T}\right] dv_x dv_y dv_z \qquad (1.1.29)$$

Ko'rinishda yozib olamiz. Bolstman tenglamasini soddalashtirish uchun metallarni izotrop deb hisoblaymiz. Bunday holda elektronlarning taqsimot funkstiyasi f_0 ham yo'nalishga (ya'ni koordinatalarga) bog'liq bo'lmaydi. Metallga bir jinsli E elektr maydon qo'yamiz. Elektronlarning tartibsiz issiqlik harakati tezliklariga bir tomonga yo'nalgan dreyf tezlik qo'shiladi, natijada f ham o'zgaradi. Elektr maydon qo'yilgandan keyingi taqsimot funkstiyasi f ning vaqt bo'yicha hosilasini olamiz,

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_v + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_T \qquad (1.1.30)$$

Birinchi qo'shiluvchi f ning elektr maydon ta'sirida o'zgarishini ikkinchisi esa f ning elektronlarning ionlar bilan to'qnashishi hisobiga o'zgarishini bildiradi. F ning koordinatalarga bog'liqligini hisobga olmaymiz. Birinchi qo'shiluvchini boshqacharoq ko'rinishga keltirishimiz mumkin.

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_v = \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}\right)\cdot\left(\frac{\partial f_0}{\partial v}\right) = \left(\frac{-e\vec{E}}{m}\right)\cdot\left(\frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}}\right), \qquad (1.1.31)$$

chunki $\vec{v} = \vec{a}t = \frac{-e\vec{E}}{m}t, \left(\frac{\partial f}{\partial v}\right)$ hosilani $\frac{\partial f_0}{\partial v}$ bilan almashtiriladi. Sababi $f_0 \approx f$.

Tezlikning to'qnashishlar hisobiga o'zgarishini elektronlarning elektr maydondagi tezlanishi muvozanatlaydi. Shuning uchun Lorenst $\frac{\partial f}{\partial t}$ kattalikni $(f - f_0)$ ga to'g'ri proporstional bo'ladi, deb taxmin qiladi.

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_T = \frac{f_0 - f}{\tau} \qquad (1.1.32)$$

Bunda τ -relaksatsiya vaqti deb ataladi. Ushbu ifodalardan elektr maydonda harakatlanayotgan erkin elektronlar uchun Bolsman kinetik tenglamasini hosil qilamiz.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{e\vec{E}}{m}\left(\frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}}\right) + \frac{f - f_0}{\tau} = 0 \qquad (1.1.33)$$

Elektr maydon ta'sirida f_0 dreyf tezligi yo'nalishi bo'yicha bir oz siljiydi va umuman olganda shakli ham bir oz o'zgaradi, ya'ni deformastiyalanadi. Lorenst kichik elektr maydonlar uchun f_0 ning siljishi o'rtacha kvadrat v tezlikka nisbatan ancha kichik bo'lishini ko'rsatadi. Shuning uchun f_0 ning deformastiyasini ham hisobga olmasa bo'ladi, ya'ni elektr maydon ta'sirida o'zgarmaydi deb hisoblanadi. Metallga qo'yilgan doimiy elektr maydon τ ga nisbatan uzoq vaqt ta'sir etsa stastionar holat qaror topadi. Muvozanat holatda taqsimot funkstiyasi vaqtga bog'liq bo'lmaydi (o'zgarmaydi).

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0 \qquad (1.1.34)$$

U holda (1.1.33) dan foydalanib ,stastionar holat uchun

$$f = f_0 + \left(\frac{\tau e\vec{E}}{m}\right)\cdot\left(\frac{\partial f_0}{\partial v}\right) \qquad (1.1.35)$$

ifodani olamiz. Endi f metalldan doimiy tok oqayotgandagi elektronlarning tezliklar bo'yicha taqsimotini bildiradi. Maydon x- o'qi bo'yicha yo'nalgan deb olsak, tok zichligi uchun qo'yidagini yozishimiz mumkin.

$$J_x = -\int ev_x f dv_y dv_z \qquad (1.1.36)$$

Bunda f ning o'rniga (1.1.35) ni qo'ysak,

$$J_x = -\int \frac{e^2\tau E}{m} v_x\left(\frac{\partial f_0}{\partial v}\right) dv_x dv_y dv_z \qquad (1.1.37)$$

(1.1.1) bilan (1. 1.37) ni taqqoslasak,

$$\sigma = -\int \frac{e^2\tau v_x}{m}\frac{\partial f_0}{\partial v} dv_x dv_y dv_z \qquad (1.1.38)$$

Relaksastiya vaqtini erkin yugurish masofasi $\bar{l}$ va o'rtacha kvadrat tezlik orqali ifodalaymiz.

$$\tau = \frac{\bar{l}}{v} \qquad v_x = \frac{1}{3}v$$

ekanligini xisobga olsak,

$$\sigma = -\int \frac{e^2\bar{l}}{3m}\frac{\partial f_0}{\partial v} dv_x dv_y dv_z \qquad (1.1.39)$$

Bundagi $dv_x dv_y dv_z$ ning o'rniga tezliklar fazosidagi dv qalinlikdagi sferik qatlam hajmini qo'yishimiz mumkin.Sferik qatlam hajmi $4\pi v^2 dv$ ga teng bo'ladi. Unda

$$\sigma = \frac{4\pi e^2}{3m}\int \bar{l} v^2\left(-\frac{\partial f_0}{\partial v}\right) dv \qquad (1.1.40)$$

Ushbu integralni hisoblab,

$$\sigma = \frac{4\pi e^2\bar{l}}{3(2\pi mkT)^{1/2}} \qquad (1.1.41)$$

Natijaga erishamiz. Bu ifoda Drude modelidagi σ dan $\sqrt{\frac{3\pi}{8}} \approx 0{,}9$ ko'paytuvchi bilan farq qiladi. Ko'rinib turibdiki, Lorenst modeli asosida metallarning elektr o'tkazuvchanligi uchun hosil qilingan natijamiz oldingi Drude nazariyasiniki bilan deyarli bir xil ekan. Lorens modeliga asoslanib metallarning issiqlik o'tkazuvchanligini hisoblansa,

$$\chi = \frac{1}{9} C_v \bar{l} \bar{v}_T \qquad (1.1.42)$$

Ya'ni Drude natijasidagi uch marta kichik munosabatga kelamiz. Mos holda Lorenst soni ham uch marta kichik bo'ladi. Lorenst modeliga asoslanib Xoll koeffistientini topsak

$$R_h = -\frac{3\pi}{8ne} \qquad (1.1.43)$$

Natijalar shuni ko'rsatadiki, bu yuqorida bayon qilingan ikki klassik nazariyalar metallarning elektr va issiqlik o'tkazuvchanliklari, Xoll koeffistienti uchun deyarli bir xil natijalarga olib keladi. Klassik nazariyalar asosida Videman-Franst qonunini, past temperaturalardagi o'tkazuvchanlik va ba'zi qonuniyatlar va kattaliklar uchun to'g'ri ifodalar hosil qilinadi. Lekin, bu nazariyalar metallarning issiqlik sig'imini, yuqori magnitik singdiruvchanligini musbat Xoll koeffistientlarini va boshqa ko'p hodisalarni tushuntira olmaydi. Kvant mexanikasi paydo bo'lishi bilan qattiq jismlardagi tajribada kuzatiladigan juda ko'p hodisalar o'zining to'g'ri talqinini topdi. qattiq jismlarning kvant nazariyasiga asoslangan yangi modellari paydo bo'la boshladi.

1. Зайнобиддинов С.З., Тешабоев А. Ярим уткагичлар физикаси. Тошкент. «Укитувчи», 1999.
2. Avezov, I. Y. o'g'li, & Xusenova, E. E. (2024).//RADIOAKTIV NURLARNING INSON ORGANIZMIGA TA'SIRI. GOLDEN BRAIN, 2(3), 161–167. https://researchedu.org/index.php/goldenbrain/article/view/6183
3. Авезов , И. Ё. ў., & Гулрух Сирожиддин қизи, М. (2023). РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ТКС13 НА БАЗЕ ПТК ТПТС ВВЭР-

1000. GOLDEN BRAIN, 1(34), 261–265. Retrieved from https://researchedu.org/index.php/goldenbrain/article/view/5603

4. Avezov, I. Y. o‘g‘li, Sobirova, M. O. qizi, & Safarova, M. F. qizi. (2023). ATOM FIZIKASI LABORATORIYA DARSLARIDA ELEKTRON DASTUR VA ANIMATSIYALAR. GOLDEN BRAIN, 1(11), 164–168. Retrieved from https://researchedu.org/index.php/goldenbrain/article/view/3147

5. Avezov Ismoil, Saidov Q.S.//RESPUBLIKAMIZDA AES DAN FOYDALANISH ISTIQBOLLARI//Involta Scientific Journal// 2022-05-25. Vol. 1 No. 6 (2022): "Involta" Ilmiy jurnali.