УДК 536.7:544.3
DOI 10.58649/1694-9099-2026-2-457-463

УСЕНКАНОВ ДЖ.О., БАЙТЕРЕКОВ А.Т., БАКИРОВА Н.М., УРКАЛИЕВА С.А.
Жусуп Баласагын атындагы КУУ
УСЕНКАНОВ ДЖ.О., БАЙТЕРЕКОВ А.Т., БАКИРОВА Н.М., УРКАЛИЕВА С.А.
КНУ имени Жусупа Баласагына
USENKANOV DZH.O., BAITEREKOV A. T., BAKIROVA N.M., URKALIEVA S.A.
KNU Jusup Balasagyn

ЭЛЕКТР ЖАА ШИРЕТҮҮСҮНҮН ФИЗИКАЛЫК ПРОЦЕССТЕРИН БИРГЕЛЕШИП ЭСЕПТӨӨДӨ ӨТҮҮ ШАРТТАРЫН ТАЛДОО

АНАЛИЗ УСЛОВИЙ ПЕРЕХОДА ПРИ СОВМЕСТНОМ РАСЧЕТЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ СВАРКИ

ANALYSIS OF TRANSITION CONDITIONS IN THE COUPLED CALCULATION OF PHYSICAL PROCESSES IN ELECTRIC ARC WELDING

Кыскача мүнөздөмө: Электр жаа плазмасын жана эритилген суюк металлды магниттик гидродинамиканын (МГД) бирдей теңдемелер системасы аркылуу сүрөттөөгө болору көрсөтүлдү. Бул аларды биргелешип эсептөөгө жана өз ара аракеттенүүсүнүн таасирин талдоого мүмкүндүк берет. Анод алдындагы процесстер боюнча эмгектерди талдоонун негизинде электр жаасынын жана ширетүү ваннасынын параметрлерин биргелешип эсептөөдө электр жаасынан анодго өтүү шарттары физикалык жактан негизделип, математикалык түрдө формалдаштырылды. Сунушталган шарттар боюнча МГД теңдемелер системасынын негизинде эркин күйүүчү жаанын жана кысылган жаанын мүнөздөмөлөрү эсептелди. Эсептөөлөрдүн натыйжалары плазма агымдарынын анод тарапка интенсивдүүлүгүнүн жогорулашы анодго жылуулуктун кондуктивдүү берилишин күчөтөрүн көрсөттү. Конвективдүү агымдар жылуулук энергиясын жаа мамычасынан аноддун бетине карай «ташыган» негизги механизм болуп саналары такталды.

Аннотация: На основе анализа работ по прианодным процессам проведено обоснование постановки условий перехода при сквозном методе расчета параметров электрической дуги и сварочной ванны. По предложенным условиям на основе системы уравнений магнитной гидродинамики (МГД) выполнены расчеты характеристик свободно горящей и сжатой дуги. Сравнение результатов расчета показало, что увеличение интенсивности потоков плазмы в сторону анода приводит к возрастанию кондуктивной передачи тепла в анод. Конвективные потоки «транспортируют» тепловую энергию из столба дуги к поверхности анода.

Abstract: Based on the analysis of studies on near-anode processes, the formulation of transition conditions for the through-process method of calculating the parameters of the electric arc and the weld pool is substantiated. Using the proposed conditions and the system of magnetohydrodynamic (MHD) equations, the characteristics of a free-burning arc and a constricted arc were calculated. The comparison of calculation results showed that an increase in the intensity of plasma flows toward the anode leads to an increase in conductive heat transfer to the anode. Convective flows transport thermal energy from the arc column toward the anode surface.

Негизги сөздөр: электр жаасы; анод; эритилген металл; анод алдындагы процесстер; кондуктивдүү жылуулук агымы; конвективдүү жылуулук агымы; магнитогидродинамикалык теңдемелер системасы; сандык чыгарылыш; көлөмдүк заряд.

Ключевые слова: электрическая дуга; анод; расплавленный металл; прианодные процессы; кондуктивный тепловой поток; конвективный тепловой поток; система магнитогидродинамических уравнений; численное решение; объемный заряд.

Keywords: electric arc; anode; molten metal; near-anode processes; conductive heat flow; convective heat flow; system of magnetohydrodynamic equations; numerical solution; space charge.

Киришүү. Анодго токтун ташылышы жана жылуулук энергиясынын электр жаасынан анодго өтүшү негизинен анод менен электр жаасынын мамычасы өз ара аракеттенген аймактагы физикалык процесстер аркылуу аныкталат. Плазмалык түзүлүштөр плазма агымын алуу жана аны ар кандай максаттарда, анын ичинде заттарды жана материалдарды алуунун химиялык технологияларында, беттерди иштетүүдө ж.б. колдонуу үчүн долбоорлонгон айрым учурларда аноддогу жылуулук жоготуулары жагымсыз болуп саналат. Ошондуктан түзүлүштүн иштөө сапатын жогорулатуу үчүн аларды азайтууга аракет кылынат.

Анод иштетилүүчү материал катары колдонулган учурларда, мисалы, металлдарды ширетүүдө жана кесүүдө, металлдарды электр жаасынын түз таасири менен эритүүдө, тескерисинче, электр жаасынан иштетилүүчү буюмга жылуулук агымдарын максималдуу берүү шарттары түзүлөт. Эки учурда тең коюлган максатка жетүү үчүн электр жаасы менен аноддун өз ара аракеттенүүсү учурунда жүрүүчү физикалык процесстерди билүү зарыл. Мындай өз ара аракеттенүү жүргөн аймак анод алдындагы аймак деп аталат.

Бул аймактагы физикалык процесстер жаа разрядынын мамычасындагы процесстерден жана аноддун ичиндеги процесстерден айырмаланат. Ошол эле учурда анод алдындагы аймакта жүрүүчү физикалык процесстер электр жаасынын мамычасынан анодго өткөн электр тогун жана жылуулук агымын аныктайт.

Маселенин абалын талдоо. Электр жаасы менен аноддун өз ара аракеттенүүсүн изилдөө жаа мамычасындагы жана аноддогу процесстердин өз ара таасирин аныктоого мүмкүндүк берет. Аларды биргелешип кароо анод алдындагы аймакта жүрүүчү көп сандагы процесстердин болушу менен татаалдашат. Ошондуктан биздин милдет анод алдындагы процесстердин толук моделин түзүү эмес, мурда башка авторлор тарабынан жүргүзүлгөн изилдөөлөрдүн негизинде электр жаасынын мамычасындагы процесстерден аноддогу процесстерге өтүү шарттарын коюу үчүн жетиштүү негизделген катыштарды алуу болуп саналат.

Бул шарттар төмөнкү талаптарга жооп бериши керек: жылуулуктун жана электр тогунун анодго берилишин жетиштүү так чагылдыруу; алардын баяндалышы электр жаасындагы жана аноддогу процесстерди сүрөттөгөн теңдемелердеги өзгөрмө чоңдуктар аркылуу жүргүзүлүшү керек.

Электр жаасынын мамычасындагы жана аноддогу процесстерди баяндоо МГД теңдемелер системасынын негизинде жүргүзүлөт. Бул электр жаа плазмасы менен эритилген металлдын касиеттеринин окшоштугу менен түшүндүрүлөт: аларды электр өткөрүмдүү, илешкектүү суюктуктар катары кароого болот; экөөндө тең жылуулук ташылышы кондукция жана конвекция механизмдери аркылуу ишке ашат; жылуулуктун негизги булагы джоуль жылуулугу болуп саналат; чөйрөнүн негизги кыймылдаткыч күчү - өздүк магнит талаасы. Айырмасы - электр жаа плазмасында жылуулук жоготуунун кошумча механизми көлөмдүк нурлануу болсо, эритилген металлда беттик нурлануу байкалат, бирок анын салыштырмалуу ролу өтө төмөн.

МГД теңдемелер системасы чөйрөнүн үзгүлтүксүздүк теңдемесин, кыймыл теңдемеси катары Навье - Стокс теңдемесин, энергия теңдемесин, Максвелл теңдемелерин жана Ом мыйзамын камтыйт. Навье - Стокс теңдемеси Архимед, басым жана илешкектүүлүк күчтөрүнөн тышкары электромагниттик күчтөрдү да эске алуу менен толукталган [1; 2]. Жалпысынан бул теңдемелер системасы төмөнкү вектордук түрдө берилет:

чөйрөнүн үзгүлтүксүздүк теңдемеси

$$\mathrm{div}(\rho\vec{v}) = 0; \quad (1)$$

кыймыл теңдемеси

$$\rho(\vec{v}\mathrm{grad})\vec{v} = \rho\vec{g} + \vec{E}\mathrm{div}\vec{D} + \vec{j}\times\vec{B} - \mathrm{grad}\left(P + \frac{2}{3}\mu\mathrm{div}\vec{v}\right) + 2\mathrm{div}(\mu\dot{S});\ (2)$$

энергиянын теңдемеси

$$\rho\vec{v}\mathrm{grad}\left(h + \frac{1}{2}v^2\right) = \vec{j}\vec{E} - q - \vec{v}\mathrm{grad}P + \mathrm{div}\left(2\mu\vec{v}\dot{S} - \frac{2}{3}\mu\mathrm{div}\vec{v} + \frac{\lambda}{c_p}\mathrm{grad}h\right);\ (3)$$

Максвеллдин теңдемелери

$\mathrm{rot}\vec{E} = 0,\ \mathrm{rot}\vec{H} = \vec{j}$, $\mathrm{div}\vec{B} = 0;$ 6)

Омдун закону (дифференциалдык түрдө)

$\vec{j} = \sigma\vec{E}$ (7)

Жогорудагы теңдемелерди ар кандай жолдор менен чыгарсак болот: физикалык өзгөрмө чоңдуктарда – “басым менен ылдамдык” же болбосо «куюн менен агым функциясы» . Мисал катары экинчи жолуна кыскача токтоло кетели. Вектордук теңдемелердин (1-7) системасы скалярдык түрдө цилиндрдик координат системасында жазылат:

Плазматрондун кеңири колдонулган геометриясын эске алуу менен, теңдемелерди цилиндрикалык координат системасында жазабыз, симметриянын огу плазматрондун каналы (z огу) боюнча багытталат. Узунунан аккан газ агымы симметриялуу болгондуктан теңдемелердин системасын жөнөкөйлөтүү симметрия шарты менен байланыштуу $\frac{\partial}{\partial\phi} = 0$. Сырткы магнит талаасы жана газдын сырттан уюшулган куюндуу агымы жок учуру каралат. Айтылган бардык божомолдор менен жөнөкөйлөтүүлөрдү эске алып (1-7) МГД теңдемелер системасы төмөнкүдөй жазылат:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\rho vr) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u) = 0, (8)$$

$$\rho v\frac{\partial v}{\partial r} + \rho u\frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial r} - j_z B_\phi + \frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\mu\frac{\partial v}{\partial r}\right) - \frac{2\mu v}{r^2} + \frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z}\right)\right] - \frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{2}{3}\mu\left(\frac{1}{r}\frac{\partial(rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right], (9)$$

$$\rho v\frac{\partial u}{\partial r} + \rho u\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + j_r B_\phi + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\mu r\left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{2}{3}\mu\left(\frac{1}{r}\frac{\partial(vr)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right] + 2\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial z}\right), (10)$$

$$v\frac{\partial h}{\partial r} + \rho u\frac{\partial h}{\partial z} = j_z E_z + j_r E_r - q + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r\lambda}{c_p}\frac{\partial h}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\lambda}{c_p}\frac{\partial h}{\partial z}\right), \quad (11)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0, (12)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial(rH_\varphi)}{\partial r} = j_z\ ,\ \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = -j_r \quad (13)$$

$$j_r = \sigma E_z\ ,\ j_z = \sigma E_r. \quad (14)$$

Эгерде цилиндрдик координаталар системасында өзгөрмө чоңдуктар катары ω\omegaω - куюндун чыңалышы, hhh - энтальпия, ψ\psiψ - гидродинамикалык агымдын функциясы жана χ\chiχ - электр тогунун функциясы киргизилсе, анда алар төмөнкүдөй аныкталат:

$$\omega = \frac{1}{r}\left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial r}\right), \quad (15)$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial r} = \rho ur, -\frac{\partial\psi}{\partial z} = \rho vr, \quad (16-17)$$

$$\frac{\partial\chi}{\partial r} = rj_z, \qquad -\frac{\partial\chi}{\partial z} = rj_r \quad (18-19)$$

анда МГД теңдемелердин системасын ω, h, ψ жана χ аркылуу жазып, төрт теңдемеден турган системага алып келебиз. Натыйжада экинчи тартиптеги сызыктуу эмес эллиптикалык

дифференциалдык теңдемелердин системасын алабыз. МГД теңдемелердин (8-14) системасын төмөнкү каноникалык түрдө жазсак болот:

$$a\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(\phi\frac{\partial \psi}{\partial r}\right)-\frac{\partial}{\partial r}\left(\phi\frac{\partial \psi}{\partial z}\right)\right]-\frac{\partial}{\partial z}\left[b\frac{\partial}{\partial z}(c\phi)\right]-\frac{\partial}{\partial r}\left[b\frac{\partial}{\partial r}(c\phi)\right]+er=0, \qquad (20)$$

Бул жерде ϕ – изделүүчү функция, ал ар бир теңдемеде ω, ψ, h жана χ маанилери ээ; a, b, c, e – ар бир теңдемеге тийиштүү сызыктуу эмес коэффициенттер. Теңдемелердин бирдей түрдө жазылышы аларды чыгаруу учурунда бирдей алгоритмди колдонууга мүмкүнчүлүк берет.

Жогорудагы МГД теңдемелердин системасын талдоо, электр жаа плазмасына колдонулушу [1; 2] кеңири берилген. Каралып жаткан физикалык процесске оңтойлотуп (1-7) система жөнөкөйлөнтүлөт жана ыңгайлуу координат системасында скалярдык түрдө жазылат, эсептөө областынын геометриясына ылайык чек шарттары коюлат [2; 4].

Бул эмгекте МГД теңдемелер системасынын чыгарылышын, анын ар бир жеке учурдагы жазылышын жана чектик шарттарын талдоо максат кылынбайт. Макаланын көлөмү чектелүү болгондуктан, ошондой эле жогоруда аталган маселелер [1; 4] эмгектерде кеңири каралгандыктан, биз ошол эмгектерге шилтеме жасайбыз.

Жаа мамычасынын анод менен өз ара аракеттенүүсүндөгү анод алдындагы процесстердин өзгөчөлүктөрү көптөгөн эмгектерде изилденген. Анод алдындагы аймакты изилдөөгө арналган эмгектердин эң толук жана кеңири талдоосу [6] эмгекте берилген. Бул багыттагы бардык иштерге кеңири токтолбостон, алардын негизги жоболоруна жана натыйжаларына кыскача токтолобуз.

Анод алдындагы аймакты изилдөө үчүн төмөнкү божомолдор киргизилет: анод алдындагы аймактын калыңдыгы электрондун эркин жүрүү узундугуна барабар; бул аймактын ичинде көлөмдүк терс заряд топтолот; ал электр талаасын жаратып, электрондорду аноддун бетине, ал эми оң заряддуу иондорду тескери багытка ылдамдатат. Анод алдындагы аймак эки зонадан - ылдамдатуу зонасынан жана иондошуу зонасынан турат деп болжолдонот.

Биринчи зонада электрондор ылдамдатылып, зоналардын чек арасында атомдорду иондоштуруу үчүн зарыл болгон энергияга ээ болот. Экинчи зонада атомдордун иондошуусу жана пайда болгон иондордун ылдамдатылышы жүрөт. Жаа мамычасы менен ылдамдатуу зонасынын ортосунда өтүү аймагы бөлүнүп чыгат, анда ылдамдатылган иондордун жана жаа мамычасынын иондорунун ылдамдыктары теңделет. Электр тогу негизинен электрондор аркылуу ташылат деп болжолдонот: je≫jij_e \gg j_ije≫ji.

[7] эмгек анод алдындагы аймактагы процесстер жөнүндөгү түшүнүктөрдү өнүктүрүүгө олуттуу салым кошкон. Анда анод алдындагы аймактагы шарттар анодго энергиянын берилишин аныктай тургандыгы жана бул процесс иондордун пайда болушуна гана эмес, анод жанындагы температуралык талаага да көз каранды экени көрсөтүлгөн. Ушунун негизинде анод алдындагы аймакта температуралык чек аралык катмар бар деген божомол киргизилген. Бул катмарда температура жаа мамычасы менен чектешкен аймактагы жаа плазмасынын температурасынан аноддун бетиндеги температурага чейин өзгөрөт.

Анод алдындагы аймак боюнча моделдик түшүнүктөрдүн андан аркы өнүгүшү [8; 14] эмгектерде каралган. [8; 11] эмгектерде анод алдындагы аймак эки катмардан турат деп болжолдонот: аноддун бетине мейкиндик зарядынын катмары жанаша жайгашат, анын калыңдыгы электрондун эркин жүрүү узундугуна барабар; анод алдындагы аймактын калган бөлүгүн жаа мамычасы менен чек арага чейин квазинейтралдуу кагылышуу катмары ээлейт, анын калыңдыгы бөлүкчөлөрдүн эркин жүрүү узундугунан бир топ чоң.

[8] эмгекте негизги көңүл квазинейтралдуу кагылышуу аймагына бурулган. Мейкиндик зарядынын катмарынын калыңдыгы өтө жука деп эсептелген.

Анод алдындагы аймактын параметрлерин эсептөө аргон үчүн жүргүзүлгөн, мында аргон жаасы атмосфералык басымда күйөт, жаа мамычасындагы температура $T = 12000K$, аноддун бетинин температурасы $T_w = 500 \div 1000K$ деп болжолдонгон. Жылуулук чек ара катмарынын калыңдыгын аныктоо үчүн плазмадан анодго конвективдүү жылуулук агымынын чоңдугу

берилген. Эсептөөлөрдүн натыйжалары электр тогунун салыштырмалуу кичине тыгыздыктарында $\left(j < \frac{10^3 А}{см^2}\right)$, конвективдүү жылуулук агымы оор бөлүкчөлөрдүн температурасын аныктайт, ал эми электр тогунун тыгыздыгы электрондордун температура профилин аныктайт. Аноддун бетиндеги оор бөлүкчөлөрдүн T температурасы менен электрондордун T_e температурасынын айырмасы бир нече миң градуска жетиши мүмкүн экени көрсөтүлгөн. Анодго жылуулук агымына негизги салым анод материалынын чыгуу ишине туура келген энергия түрүндөгү электрондук ток аркылуу киргизилери аныкталган. Жылуулук өткөрүмдүүлүк аркылуу берилген энергиянын үлүшү чөйрөдө күйгөн электр жаасы үчүн: аргондо 25%дан ашпайт; гелийде - 35%; суутегинде 65%га жетет. Гелий жана суутек чөйрөсүндө күйгөн жаалар үчүн кондуктивдүү жылуулук агымынын жогорулашы плазма түзүүчү газдардын аргонго салыштырмалуу жогору жылуулук өткөрүмдүүлүгү менен түшүндүрүлөт.

[9] эмгекте, аноддук катмардын кагылышуу бөлүгүндө токтун ташылышын жана энергия алмашууну сүрөттөгөн теңдемелер системасы эки температуралык жакындатууда жазылган. Заряддалган бөлүкчөлөрдүн концентрациясы электрондордун температурасы менен локалдуу термодинамикалык тең салмакту (ЛТТС) абалында деп болжолдонот. [8; 9] эмгектерине жакын модель боюнча, [10] эмгегинде басымдуу нурлануусу бар жаанын аноддук аймагы каралган. [8] эмгегиндегидей эле $j = j_e = \text{const}$ шарты колдонулган.

Атмосфералык басымдагы аргон жаасынын аноддук аймагынын кагылышуу зонасы [11] эмгегинде кеңири каралган. Бул эмгекте аноддук катмарды сүрөттөө үчүн континуалдык жакындатууну жана бөлүкчөлөрдүн квазимаксвеллдик бөлүштүрүү функциясын колдонуу мүмкүнчүлүгү негизделген.

Каралган иштердин көпчүлүгү үчүн жалпы нерсе - [6] эмгегинде сунушталган жылуулук чек ара катмарынын концепциясын андан ары өнүктүрүү жана анод багытындагы физикалык чоңдуктардын өзгөрүшү аноддун бети боюнча өзгөрүшүнө салыштырмалуу олуттуураак деген болжолдоолор.

Аноддун бетинде энергия балансын карап көрөлү. [6] эмгегинде аноддун энергетикалык балансынын эсептөө үчүн төмөнкү схема сунушталган. Аноддун бетине берилген энергия төмөнкү компоненттерден турат:

1. ысык плазмадан чек ара катмары аркылуу конвективдик жылуулук берүү, анын ичинде чек ара катмарында бөлүнүп чыккан жылуулук, q_{conv};
2. жаадан нурлануучу q_{ra} жылуулук берүү,
3. жаа тогун түзгөн жана аноддун бетине урунган электрондордун кинетикалык энергиясы, q_{jw};
4. аноддун бети аркылуу өткөн электрондордун энергиясы (чыгуу жумушу), q_{φ}.

Аноддун бетинен энергия жоготуулар төмөнкү жолдор менен ишке ашат:

1. аноддун телосу аркылуу жылуулук өткөрүмдүүлүк, q_{λ};
2. аноддун бетинен айлана-чөйрөгө нурлануу аркылуу, , q_{raw}.

Жогоруда айтылгандарды эске алуу менен, аноддун жылуулук тең салмактуулук шарты [5] төмөнкүдөй жазылат: $q_{\lambda} + q_{raw} = q_{conv} + q_{ra} + q_{jw} + q_{\varphi}$.

Ошол эле эмгекте жүргүзүлгөн андан аркы анализ көрсөткөндөй, аноддун бетиндеги энергетикалык балансты жазууда, аноддун бетинен да, жаа мамычасынан аноддун бетине да нурланууну алардын аздыгынан улам этибарга албоого болот. Аноддун бетин жездин эрүү температурасы $T = 1353$ К болгон абсолюттук кара тело деп эсептесек, [6] $q_{raw} \le \sigma T^4 = 190 \frac{квт}{м^2}$ алабыз. Аноддун борборунда өлчөнгөн жылуулук агымы $q \approx 4 \cdot \frac{10^4 квт}{м^2}$ менен салыштырганда, бул чоңдук өтө кичине. Аноддун бети сиңирген нурлануу агымын жаадан анодго берилген энергия

менен салыштыруу, нурлануу аркылуу анодго берилген энергия жалпы энергиянын анча деле чоң эмес бөлүгүн түзөрүн көрсөтөт [2] $\frac{q_{ra}}{q_w} \leq 0{,}04 \leq 1$. [11] эмгегинде аноддун бетиндеги энергия балансы $q_w = \lambda_e \frac{dT_e}{dx} + \lambda \frac{dT}{dx} + j_e \left(3{,}2 \frac{k}{e} T_w + \varphi_w\right)$ түрүндө каралат. Бул эмгекте жүргүзүлгөн баалоолор боюнча, иондук токтун жылуулук агымына кошкон салымы анча чоң эмес, көлөмдүк заряд катмарындагы электрондук газдын жылуулук өткөрүмдүүлүк механизми иштебейт, ошондуктан $\lambda_e \frac{dT_e}{dx}$ мүчөсү баланстык катыштан чыгарылышы керек [1]. Ошол эле эмгекте анодго жылуулук агымынын төмөнкү туюнтмасы сунушталган:

$$q_w = q_a + q_{хим} + q_л - j\varphi_w - \frac{5}{2}\frac{k}{e} j(T_{ew} - T_w),$$

мында $q_a, q_{хим}, q_л$ - оор бөлүкчөлөрдүн жылуулук өткөрүмдүүлүгү, химиялык реакциялар учурунда энергиянын бөлүнүп чыгышы же сиңирилиши жана нурлануунун ташылышы менен байланышкан жылуулук агымдары; φ_w - анод материалынын чыгуу ишинин вольттук эквиваленти, T_w - аноддун бетинин температурасы.

[1; 2; 6; 9; 13] эмгектеринин натыйжалары боюнча төмөнкүдөй жыйынтык чыгарууга болот:

- конвекциясы начар өнүккөн жаа разряддары үчүн анодго жылуулук агымына негизги салымды анод материалынын чыгуу ишине туура келген энергия түрүндөгү электрондук ток кошот. Инерттүү газдар үчүн бул энергия анодго берилген жалпы энергиянын 75%ке чейин жетиши мүмкүн. Анодго берилген жалпы энергиянын калган бөлүгү атомдордун жылуулук өткөрүмдүүлүгү жана электрондордун энтальпиясынын ташылышы менен шартталган. Мында бул процесстердин ар биринин үлүшү 10%тен 15%ке чейин өзгөрүп турат [1; 6];
- аноддун бетине жакын аймакта $(2 \div 4 \cdot 10^{-4}$м), [1-2, 5, 7, 10-13) электрондордун температурасы T_e иондордун температурасы T дан айырмаланат, ал анодго жакындаган сайын жогорулап, анын бетинде бир нече миң градуска жетет;

–эсептөөлөрдө, эреже катары, бир өлчөмдүү маселе каралат; жаанын анод менен электрдик жана жылуулук контактынын аянттары бири-бирине барабар деп кабыл алынат [1].

Өтүү шарттарын коюу. Ошентип, жаа мамычасынан анодго жылуулук берүүнүн негизги механизмдери анод материалынын электрондорунун чыгуу иши жана оор бөлүкчөлөрдүн жылуулук өткөрүмдүүлүгү болуп саналат. Электр тогу негизинен электрондор аркылуу ташылат. Буга таянып, «плазма-суюк металл» чек арасында “куюн-агым функциясы” өзгөрүлмө чондуктар үчүн төмөнкү шарттар коюлат:

–электр тогунун функциясы үчүн жылма өтүү шарты берилет, б.а. $\frac{\partial \chi}{\partial z} = 0$;

–температура үчүн төмөнкү баланстык катыш: $\lambda_n \frac{\partial T_n}{\partial z} + j\varphi_0 = \lambda_{жм} \frac{\partial T_{жм}}{\partial z}$.

Сунушталган өтүү шарттарын колдонуу менен эсептөөлөрдүн натыйжалары 150А ток күчүндө аргондо эркин күйүүчү жана кысылган жаа үчүн жүргүзүлгөн. Натыйжаларды салыштыруу көрсөткөндөй, эркин күйүүчү жаа үчүн кондуктивдик жылуулук агымынын үлүшү болжол менен 45%ти түзөт, ал эми кысылган жаа үчүн 60%ке жетет. Анодго жалпы жылуулук агымында, кысылган жаада жалпак анодго агып келген плазма агымынын октук ылдамдыгы $1000 \frac{м}{с}$ чейин жетет (газдын сарпталышына жараша), ал эми эркин күйүүчү жаада ылдамдык болжол менен $2000 \frac{м}{с}$. Ошондуктан, кысылган жаанын анод бетиндеги чек ара катмарындагы температура градиенттери эркин күйүүчү жаага караганда жогору, жана натыйжада, кондуктивдик жылуулук агымдары да жогору.

Корутунду. Ошентип, плазма агымдарынын анод тарапка интенсивдүүлүгүнүн жогорулашы анодго кондуктивдик жылуулук берүүнүн өсүшүнө алып келет. Конвективдик агымдар жылуулук

энергиясын жаа мамычасынан аноддун бетине карай «ташыйт». Бул ырастоо, биздин оюбузча, жогоруда каралган эмгектердин анодго жылуулук берүүдө электрондордун чыгуу ишинин аныктоочу ролу жөнүндөгү жыйынтыктарына карама-каршы келбейт, анткени алар конвекциясы начар өнүккөн жаа разряддарына тиешелүү.

Колдонулган адабияттар

1. Жуков, М. Ф. Низкотемпературная плазма. Т. 10 / М. Ф. Жуков, И. М. Засыпкин, А. Н. Тимошевский [и др.]. - Новосибирск: Наука, 1999.
2. Математическое моделирование электрической дуги / под ред. В. С. Энгельшта. - Фрунзе: Илим, 1983. - 364 с.
3. Жуков, М. Ф. Прикладная динамика термической плазмы / М. Ф. Жуков, А. С. Коротеев, Б. А. Урюков. - Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1975. - 298 с.
4. Usenkanov, Dzh. Stabilization the Electric Arc Plasma Flow by Its Own Magnetic Field / Dzh. Usenkanov, N. M. Bakirova // Proceedings of the 2024 20th International Asian School-Seminar “Optimization Problems of Complex Systems” *(OPCS 2024)*. - 2024. - P. 16
5. Usenkanov, Dzh. Simulation of the Interaction of an Electric Arc with a Weld Pool / Dzh. Usenkanov, N. M. Bakirova, E. M. Bakirova // Conference paper. - 2025
6. Шоек, П. А. Исследование баланса энергии на аноде сильноточных дуг, горящих в атмосфере аргона / П. А. Шоек // Современные проблемы теплообмена / под ред. Б. С. Петухова. - М.; Л.: Энергия, 1966. - С. 110–139.
7. Ершов, А. В. Приближенный анализ прианодных процессов с учетом отрыва электронной температуры / А. В. Ершов, И. Г. Паневин // 5-я Всесоюзная конференция по генераторам низкотемпературной плазмы: тезисы докладов. - Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1972. - Ч. 2. - С. 7–11.
8. Токтогонов, С. А. Влияние условий фокусировки лазерного излучения на форму каверны испарения в металле / С. А. Токтогонов, Э. С. Чокоев // Взаимодействие излучения, плазменных и электронных потоков с веществом: тезисы докладов 4-й Всесоюзной конференции. - Фрунзе, 1990. - С. 5–6.
9. Коробова, И. Л. Прианодный слой сильноточной дуги высокого давления / И. Л. Коробова, В. Я. Мойжес, В. А. Немчинский, Л. Н. Перетц // 6-я Всесоюзная конференция по генераторам низкотемпературной плазмы: тезисы докладов. - Фрунзе: Илим, 1974. - С. 297–300.
10. Немчинский, В. А. Прианодный слой сильноточной дуги высокого давления / В. А. Немчинский, Л. Н. Перетц // Журнал технической физики. - 1977. - Т. 47, № 9. - С. 1868–1875.
11. Dinulescu, H. A. Analysis of the anode boundary layer of high intensity arcs / H. A. Dinulescu, E. Pfender // Journal of Applied Physics. - 1980. - Vol. 51, № 6. - P. 3149–3157.
12. Ершов, А. В. Исследование прианодных процессов в сильноточных разрядах высокого давления / А. В. Ершов, И. П. Назаренко, П. Г. Паневин // Экспериментальные исследования плазмотронов / под ред. М. Ф. Жукова. - Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1977. - С. 340–356.
13. Корнеев, А. С. Расчетные характеристики неравновесного анодного слоя в аргоне / А. С. Корнеев, И. П. Назаренко, И. Г. Паневин // 10-я Всесоюзная конференция по генераторам низкотемпературной плазмы: тезисы докладов. - Минск: ИТМО АН БССР, 1986. - Ч. 2. - С. 144–145.
14. Назаренко, И. П. Анализ характеристик прианодных процессов в аргоновых дуговых разрядах высокого давления / И. П. Назаренко, И. Г. Паневин // Генерация

потоков электродуговой плазмы / под ред. В. Е. Накорякова. - Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1987. - С. 213–225.

Рецензент: физика-математика илимдеринин доктору, профессор Курбаналиев А.Ы.