

A TÉRTÖLTÉSMENTES SÖTÉTKISÜLÉSEK FONTOSABB JELENSÉGEIRŐL

BITÓ JÁNOS*

A MŰSZAKI TUDOMÁNYOK DOKTORA

és

BOLLA ISTVÁN**

[Beérkezett: 1971. dec. 20.]

Áttekintést adunk a tértöltésmentes kisülések első és második Townsend-féle koefficiens felhasználásával megadott jellemzési módszereiről. Megmutatjuk az első Townsend-féle koefficiens kinetikus gázelmélettel való összekapcsolhatóságát, és elemezzük a szekunder emissziós tényezővel jellemzett fontosabb határfelületi jelenségeket. A tértöltésmentes sötétkisülésekre jellemző paraméterek felhasználásával olyan matematikai modellt írunk le, amely jó közelítéssel az összes fontosabb kölcsönhatási folyamatot magában foglalja.

I. Bevezetés

A két vezető síkelektrod közötti gáztérben a térerősség hatására a külső ionizációs források által keltett ionizált és gerjesztett részecskék egész sor elemi kölcsönhatási folyamatot hoznak létre. Ezek közül kisülésfizikai szempontból a térbeli ionizációs, rekombinációs, valamint gerjesztési jelenségek és a határfelületeken lejátszódó kölcsönhatási folyamatok játszanak kitüntetett szerepet.

A most következőkben ezen kölcsönhatási folyamatok kisülési áramkarakterisztikára gyakorolt hatását fogjuk elemezni néhány modell bemutatásán keresztül.

2. A Townsend-féle sötétkisülési modell

A tértöltésmentes sötétkisülések leírásával TOWNSEND foglalkozott először [1], aki feltételezte, hogy a kisülésben három alapvető kölcsönhatási mechanizmus játszik szerepet: az elektronok és a pozitív ionok által keltett térbeli ionizációs jelenségek, valamint a pozitív ionok által a katódfelületről kiváltott szekunder elektronemisszió. Ennek megfelelően a kisülési áramkarakterisztika meghatározására felírt egyenletrendszerben TOWNSEND három, a plazmát, illetve a plazma-katód kölcsönhatását jellemző tényezőt vezetett be: α -val jellemzi az egy elektron által egységnyi úthosszon létrehozott új

* Dr. Bitó János, Budapest XII., Korompai u. 22/a.

** Bolla István, Budapest VII., Kertész u. 43.

elektron-ion párok számát; β -val a katód felé haladó pozitív ion által egységnyi úthosszon létrehozott új elektron-ion párok számát; γ -val pedig a katódfelületre becsapódó pozitív ion által kiváltott elektronok számát.

Tértöltésmentes kisüléseket leíró modelljében TOWNSEND feltételezte, hogy az elektronok homogén sebességeloszlással rendelkeznek, vagyis egyazon közepes driftsebességgel haladnak. Feltételezte továbbá, hogy a katódból történő szekunder elektron kiváltás kizárólag a pozitív ionok becsapódása útján történik.

A fentiek figyelembevételével a gáztérben keletkező elektronokra és pozitív ionokra a következő mérlegegyenlet írható fel:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_e}{\partial t} &= -\frac{\partial n_e}{\partial x} v_e + \alpha n_e v_e + \beta n_i v_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} &= \frac{\partial n_i}{\partial x} v_i + \alpha n_e v_e + \beta n_i v_i,\end{aligned}\quad (1)$$

ahol n_e — az elektronsűrűség.

v_e — az elektronok közepes driftsebessége.

α — az első Townsend koefficiens, az elektron által egységnyi úthosszon keltett új elektron-ion párok száma,

β — a pozitív ionok által egységnyi úthosszon keltett új elektron-ion párok száma,

v_i — a pozitív ionok közepes driftsebessége,

n_i — a pozitív ionok sűrűsége.

Az (1) egyenletrendszer megoldása az alábbi peremfeltételek mellett történhetik:

$$i_e(0) = i_0 + \gamma i_i(0); \quad i_e(d) = i, \quad (2)$$

azaz a katódfelületen az elektronáram a kívülről beérkező fény által kiváltott kezdeti fotoáramból, valamint a pozitív ionok által keltett szekunder elektronáramból áll. TOWNSEND azt is feltételezte, hogy a kisülési térben az elektronokon kívül nem keletkeznek másfajta negatív töltéshordozók, tehát:

$$i = n_e v_e e + n_i v_i e. \quad (3)$$

Időben nemstacioner kisülési folyamatok esetén az (1) kapcsolt egyenletrendszer megoldása az időtől ugyancsak függő (2) peremfeltételek mellett meglehetősen nehézkes. Így TOWNSEND egy egyszerűbb, stacioner feladatot vizsgált, azt feltételezve, hogy az n_e elektron, illetve az n_i ionkoncentrációk

időtől függetlenek. Ebben az esetben az (1) egyenletrendszer az alábbi alakot veszi fel:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e v_e}{\partial x} + \alpha n_e v_e + \beta n_i v_i &= 0, \\ \frac{\partial n_i v_i}{\partial x} + \alpha n_e v_e + \beta n_i v_i &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

A (4) egyenletrendszer, valamint a (3) összefüggés figyelembevételével az alábbi egyenletet kapjuk:

$$\frac{\partial(n_e v_e)}{\partial x} + (\alpha - \beta) n_e v_e + \beta \frac{i}{e} = 0. \quad (5)$$

Az (5) egyenlet általános megoldása az $i_e = en_e v_e$ összefüggés behelyettesítése után:

$$i_e = C \cdot e \exp(\alpha - \beta)x - \frac{\beta}{\alpha - \beta} i. \quad (6)$$

A (2) peremfeltételek segítségével meghatározható a C konstans értéke. Az így nyert megoldás:

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) \exp(\alpha - \beta) d}{(1 + \gamma) \alpha - (\alpha - \beta) \exp(\alpha - \beta) d}. \quad (7)$$

A fenti (7) összefüggés alapján tehát meghatározható az időben stacioner kisülési áram értéke az elektródtávolság d , valamint a Townsend-féle tértöltésmentes kisülési folyamatot jellemző három alapvető paraméter α , β és γ függvényében.

Meg kell jegyeznünk, hogy a TOWNSEND által bevezetett, s a pozitív ionok által keltett térbeli ionizációs folyamatokat jellemző β tényező — a korábbi elképzelésekkel ellentétben — a gyakorlatban előforduló gázkisülési kondíciók mellett elhanyagolható szerepet játszik az α , illetve a γ tényező által jellemzett, az elektronok által kiváltott térbeli ionizációs jelenséghez és a felületi kölcsönhatási folyamatokhoz viszonyítva.

A továbbiakban tehát a β tényezőt nullának tekinthetjük, s így a (7) megoldás az alábbiak szerint módosul:

$$i = \frac{i_0 \exp(\alpha d)}{1 - \gamma [\exp(\alpha d) - 1]}. \quad (8)$$

A (8) összefüggésből látható, hogy — mint már korábban rámutattunk — a γ tényező fontos szerepet játszik a sötétkisülési áram kialakulásában. Bár

TOWNSEND kiindulási modelljében a γ tényezővel csak a pozitív ionok által kiváltott szekunder emissziót jellemezte, jelenleg a γ sokkal átfogóbb jelentőséggel bír. Az utóbbi évek vizsgálatai [2] ugyanis rámutattak arra, hogy a pozitív ionok által kiváltott szekunder folyamatok mellett fontos szerepük van a kisülésben keletkező rezonancia és nemrezonancia fotonoknak, valamint a metastabil atomoknak is.

Ha a γ tényező > 0 akkor a (8) kifejezés leegyszerűsödik, s a kisülési áram exponenciálisan növekszik a távolság függvényében:

$$i = i_0 \exp(\alpha d). \quad (9)$$

A kifejezés exponensében szereplő α elektronsokszorozási tényező függ az E térerősségtől, valamint a gáz minőségétől és p nyomásától.

Az eredeti Townsend-féle modellben az α az elektronok által egységnyi úthosszon létrehozott elektronok számát jelöli. Szükségesnek látjuk rámutatni arra, hogy a gáztérben jelenlevő elektronok különböző térirányú sebességkomponensekkel rendelkeznek, s ezért az α tényező csak egy közepes értéknek tekinthető, s annak elméleti meghatározása az elektronok konkrét sebességeloszlási függvényének segítségével lehetséges.

Az alábbiakban röviden megmutatjuk, hogy milyen módon függ az α tényező a gázok mikroparamétereitől.

3. Az α tényező meghatározása a kinetikus gázelmélet alapján

Az α tényező térerősségtől, valamint nyomástól való függését egy igen egyszerű modell segítségével fogjuk megvizsgálni [3].

Jelöljük a λ_e -vel a gázban az elektronok közepes szabad úthosszát. Ekkor az egységnyi úthosszra eső ütközések száma $\nu_e = 1/\lambda_e$. Az egyszerűség kedvéért feltételezzük továbbá, hogy ezen ütközések közül csak azok eredményeznek ionizációt, amelyeknél az ütközésben résztvevő elektronok az első ionizációs energiánál nagyobb energiával rendelkeznek. Az ütközést megelőzően az elektronnak tehát az alábbi feltételt kielégítő távolságot kell befutnia:

$$E\lambda_i \geq U_i,$$

ahol E a térerősség értéke.

A gázok kinetikus elméletének megfelelően az egységnyi szabad úthosszon létrejövő ütközések során $\nu_e \exp(-\lambda_i/\lambda_e)$ elektron fut be λ_i -nél nagyobb távolságot, azaz tesz szert $U_i \leq U_e$ energiára.

Az ionizációs hatáskeresztmetszetet lépcsős függvénnyel approximálva, azaz:

$$S_i = 0, \quad \text{ha } U_e < U_i, \quad S_i = 1, \quad \text{ha } U_e \geq U_i,$$

továbbá feltételezve, hogy a rugalmatlan ütközés következtében az elektron egész kinetikus energiáját elveszti, s hogy az elektronok λ_e szabad úthossza sokkal kisebb, mint a kisülési térköz d mérete, akkor:

$$\alpha = \nu_e \exp(-\lambda_i/\lambda_e),$$

illetve a $\lambda_i = U_i/E$ összefüggést felhasználva:

$$\alpha = \nu_e \exp(-U_i \nu_e/E). \quad (10)$$

Amennyiben az egységnyi szabad úthosszon, egységnyi nyomáson létrejövő ütközések számát $\nu_0 = 1/\lambda_0$ -val jelöljük, akkor:

$$\alpha = p \nu_0 \exp(-\nu_0 U_i p/E),$$

és így

$$\frac{\alpha}{p} = \nu_0 \exp\left(-\nu_0 U_i \frac{1}{E/p}\right). \quad (11)$$

A fentiekben megvizsgált egyszerű modell segítségével kapott összefüggésből látható, hogy az α nem az E és p mennyiségektől külön-külön, hanem azok hányadosától függő paraméter. A fenti megállapítást egyébként a jelenleg rendelkezésre álló nagyszámú, a legkülönbözőbb gázokban kapott kísérleti eredmények fényesen alátámasztják [4–6].

Az α ionizációs tényező E és p paramétereiktől való függésének meghatározása szigorú matematikai formában az ionizációs hatáskeresztmetszet energiafüggésének és az elektronok sebességeloszlási függvényének figyelembevételével végezhető el.

Az összefüggések részletes ismertetésére (7) nem térünk ki, csupán megjegyezzük, hogy amennyiben feltételezzük a Maxwell-féle sebességeloszlást:

$$F_e(v) = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e}\right) v^2,$$

a rugalmatlan ütközésekre pedig lineáris hatáskeresztmetszet approximáció [8] veszünk figyelembe:

$$S_i = G_1(U_e - U_i),$$

ahol m_e — az elektron tömege,
 k — a Boltzman-féle állandó,
 T_e — az elektronhőmérséklet,
 v — az elektronok sebessége,
 G_1 — arányossági tényező,
 U_e — ütközés előtti elektronenergia,
 U_i — az ionizációs energia

akkor az α/p -re a következő összefüggést kapjuk:

$$\frac{\alpha}{p} = A_1 T_g (8/\pi\kappa)^{1/4} \exp \left[- (8\kappa/\pi)^{1/2} \frac{U_i P}{\lambda_0 E} \right] \left[U_i + (\pi/8\kappa)^{1/2} \cdot \frac{\lambda_0 E}{p} \right] \quad (12)$$

ahol A_1 — állandó,

κ — az egy ionizációs ütközésre jutó energiavesztés,

λ_0 — az elektron egységnyi nyomásra vonatkoztatott szabad úthossza,

T_g — a gázhőmérséklet.

A finomított modell segítségével meghatározott (12) összefüggésből ugyancsak látható, hogy az α/p hányados egy $f/E(p)$ függvénykapcsolattal jellemezhető. Az elektronok sebességeloszlási függvényének és az ionizációs hatáskeresztmetszet pontosabb megoldásával természetesen még tovább tökéletesíthető az α/p elméleti úton történő meghatározása.

Megjegyezzük, hogy a (12) összefüggés alapján meghatározott α/p értékek egyes gázok (H_2 , N_2) esetében a $20 \div 200$ V/cm · torr tartományban a kísérleti eredményekkel jól megegyeznek [9]. A legtöbb nemesgáznál azonban az elméleti úton meghatározott értékek nagyságrendileg különböznek a kísérleti értékektől [10], s ez feltehetően az elektronok λ_0 szabad úthosszának sebességtől, illetve energiától való függésének tudható be.

Mint arra már korábban rámutattunk, a Townsend-féle kisülésekben a térbeli ionizációs folyamatokon kívül fontos szerepet játszanak a γ tényező által jellemzett szekunder jelenségek is. A Townsend-féle kiindulási modellben a γ tényező a pozitív ionok által kiváltott szekunder emissziós folyamatokat jellemzi, a legtöbb kisülési kondíció esetében azonban még a fotonok, illetve a metastabil atomok és a katódfelület közötti kölcsönhatási jelenségek is fontos szerepet játszhatnak [11]. Ezért a továbbiakban a γ tényezőt egy olyan komplex paraméternek fogjuk tekinteni, amely magába foglalja ezen három főbb kölcsönhatási folyamatot.

4. A γ tényező által jellemzett folyamatok áttekintése

Mint arra utaltunk, a kisülési folyamatok során jelentkező plazma-katód kölcsönhatás lényegében három alapvető folyamatra vezethető vissza: a pozitív ionok által, a kisülési térben keletkező fotonok által, valamint a metastabil atomok, illetve molekulák által keltett szekunder folyamatokra.

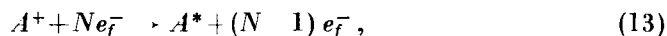
Az alábbiakban ezen három kölcsönhatási folyamatot fogjuk áttekinteni.

Mint ismeretes az elektronlavina által keltett pozitív ionok az elektromos tér hatására egy v közepes driftsebességgel mozognak a katód felé. A katód-felület elérésekor a pozitív ionok potenciális és kinetikus elektronkiváltási mechanizmus útján szekunder elektronokat emittálhatnak a katódfelületről.

A kinetikus elektronkiváltás során az elektromos térben egy vagy több szabad úthossz alatt felgyorsult pozitív ionok a felületre való becsapódáskor szekunder elektronokat „löknek” ki a fémfelületről. Számos kísérleti eredmény azonban azt bizonyítja, hogy a kinetikus jellegű szekunder elektronkiváltás az esetek többségében csak $300 \div 400$ eV-ot meghaladó kinetikus energiáknál válik jelentőssé. Így például a fémtiszta Mo felület A^+ ionokkal történő bombázásakor a küszöbenergia értéke 600 eV körül van [12]. A normális gázkisülési kondíciók mellett a katódfelületbe becsapódó pozitív ionok kinetikus energiája $E_{kin} \sim 10$ eV, így a potenciális jellegű szekunder elektronkiváltást kell valószínűbbnek tekintenünk.

A potenciális szekunder elektronkiváltás legvalószínűbb mechanizmusának a pozitív ionok felületi Auger-féle rekombinációját, és az ezt követő szekunder-elektron kiváltást [13], valamint a pozitív ionok felületi rezonancia neutralizációját és az ezzel egyidejűleg jelentkező szekunder elektron kiváltást [14] tekinthetjük.

A pozitív ionok rezonancia neutralizációja során az ionizált atom és az elektródfelület kölcsönhatáskor először egy rezonanciaszintre gerjesztett atom keletkezik. A kölcsönhatási folyamat sematikusan a következőképpen jelölhető:



ahol A^* — a gerjesztett állapotban levő semleges gáztatom.

A^+ — a felülettel kölcsönhatásba lépő ion.

e_f^- — a fém vezetési elektronja,

N — a fém vezetési sávjában tartózkodó elektronok száma.

A folyamat létrejöttének feltétele:

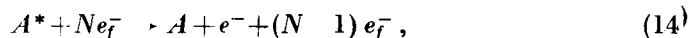
$$e\bar{\varphi} < E_m < W_a,$$

ahol $e\bar{\varphi}$ — a fémfelület közepes kilépési munkája.

E_m — az elektron Fermi-szinthez viszonyított energiája,

W_a — a külső kilépési munka.

A (13) folyamat során a keletkező gerjesztett atom Auger-féle rekombináció következtében energetikai alapállapotba mehet át, egy szekunder elektron egyidejű kiváltásával, azaz

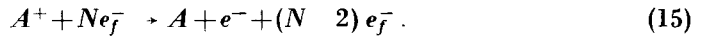


ahol e^- — a kiváltott szekunder elektron,

A — az energia alapállapotban lévő atom.

A szekunder elektron kiváltásának feltétele az, hogy a gerjesztett atom E_g gerjesztési energiájának értéke meghaladja a fémfelület közepes kilépési munkáját, azaz: $e\bar{\varphi} < E_g$.

SEHTER és HAGSTRUM [14] szerint az $E_{\text{kin}} < 10$ eV energiával rendelkező inert gázok esetében az egyfokozatú Auger-féle rekombináció játszik alapvető szerepet, amely sematikusán a következőképpen írható le:



Ez a szekunder elektron kiváltási folyamat abban az esetben jöhet létre, ha a kölcsönhatásban résztvevő gázatom ionizációs energiája nagyobb, mint a fémfelület közepes kilépési munkája, tehát

$$E_i > \bar{e}\varphi.$$

Az ismertetett szekunder-elektron kiváltási folyamatokat elméleti úton részletesebben PROBST [15] és HAGSTRUM [14] vizsgálták. A PROBST által alkalmazott elméleti közelítésben a fém vezetési sávjában elhelyezkedő elektron és a felületbe becsapódó ion közötti neutralizáció során létrejövő mikrotér perturbáció váltja ki a szekunder elektront a fém vezetési sávjából. A HAGSTRUM által alkalmazott közelítésben pedig a kölcsönhatásban résztvevő két elektron közötti Coulomb-féle potenciál játszik szerepet.

A gázkisülési folyamatok során az ionizált részecskéken kívül az elektronok és atomok közötti rugalmatlan ütközések eredményeképpen — mint ismeretes — rezonancia, valamint metastabil energiaszintre gerjesztett atomok is keletkeznek. Ezen részecskék kétféleképpen fejthetik ki hatásukat: egyrészt különböző rugalmatlan ütközéses folyamatok során a térben fotonkibocsátás mellett rekombinálódnak, s az ily módon keletkező fotonok hozzájárulnak a szekunder jelenségek, másrészt pedig a gerjesztett részecskék a katód felülettel való kölcsönhatás során — egyidejű elektronkiváltás mellett — rekombinálódnak.

A gáztér-katód kölcsönhatás szempontjából a pozitív ionok mellett a fotonok által kiváltott szekunder emisszió, valamint a metastabil atomok felületi rekombinációja lényeges. Meg kell jegyeznünk azonban, hogy a Townsend-féle sötétkisülésekben a kisülési térben keletkező fotonok által létrehozott szekunder jelenségek áramkarakterisztikára gyakorolt hatása nem jelentős, így ezen jelenségcsoporttal nem foglalkozunk.

A katód felülettel kölcsönhatásba lépő metastabil atomok kétféle mechanizmus útján válhatnak ki szekunder elektronokat a fémfelületből: egyrészt elsőrendű ütközések során, amikor is a felületbe becsapódó metastabil részecske az ütközés következtében rezonancia szintre gerjesztődik, majd egy τ relaxációs idő elteltével fotonkibocsátás mellett rekombinálódik [16], s az így kibocsátott foton szekunder elektront válthat ki a fém vezetési sávjából; másrészt a metastabil atomok a felületi kölcsönhatás során először ionizálódnak, majd ezt követően a korábban már ismertetett Auger-féle mechanizmus szerint neutralizálódnak [17].

A fentiekben felsorolt, szekunder elektronkiváltást eredményező jelenségek mechanizmusának elméleti vizsgálata kvantummechanikai feladat, amelyre a továbbiakban nem kívánunk részletesebben kitérni. Kisülésfizikai szempontból lényegesebbnek látjuk az említett kölcsönhatási folyamatok kisülési áramkarakterisztikára gyakorolt hatásának vizsgálatát.

Mielőtt rátérnénk a tértöltésmentes kisülésekben lejátszódó térfogati és felületi jelenségeket széleskörben figyelembe vevő elméleti modell [18] ismertetésére, áttekintést adunk az e kisülésekben alapvető szerepet játszó szekunder folyamatokról.

A Townsend-féle tértöltésmentes kisülésekben létrejövő másodlagos folyamatokat két alapvető csoportra oszthatjuk fel: a gáztérben lejátszódó térfogati jelenségekre, valamint a határfelületeken lejátszódó úgynevezett felületi jelenségekre.

Térfogati szekunder jelenségek

a) az elsődleges elektronlavina által keltett rezonancia fotonok okozta fotoionizációs jelenségek;

b) a másodrendű ütközések következtében létrejövő gerjesztési, ionizációs, valamint rekombinációs folyamatok.

Felületi kölcsönhatási jelenségek

a) a katód felületére becsapódó pozitív ionok által potenciális és kinetikus úton kiváltott szekunder elektronemisszió, valamint a felületi ionizációs és rekombinációs jelenségek;

b) a kisülési térben keletkező fotonok által kiváltott fotoemisszió;

c) az atomi és molekuláris metastabil állapotok katódfelületi jelenségei.

Megjegyezzük, hogy a fentiekben felsorolt szekunder folyamatokon kívül erősen inhomogén elektromos terek esetén még fontos szerepet játszhatnak a térfogati fotoionizációs jelenségek is, az olyan gázkeverékekben pedig, ahol az egyik gázösszetevő atomjainál a metastabil energiaszintnek gerjesztési energiája csak kismértékben haladja meg a másik gázösszetevő atomjainak ionizációs energiáját, lényeges szerepet játszhat a metastabil atom és a semleges gázatom másodrendű ütközésekor létrejövő ionizáció (Penning-féle effektus).

5. A Phelps-féle sötétkisülési modell

A tértöltésmentes sötétkisülések elméleti áttekintéséhez szükségesnek látjuk egy olyan egyenletrendszer bemutatását is, amely figyelembe veszi a rezonancia fotonok, a másodrendű ütközések következtében keletkező nem-

rezonancia fotonok, a molekuláris és atomi ionok, valamint a molekuláris és atomi metastabil atomok Townsend-féle kisülésekben játszott szerepét [18]. A felállított modellben PHELPS — TOWNSENDhez hasonlóan — feltételezi, hogy a töltött részecskék egy, a térerősség által meghatározott közepes driftsebességgel mozognak a végtelen párhuzamos elektródok közötti gáztérben. W. BARTHOLOMECZYK vizsgálatai alapján [19] feltételezi továbbá, hogy az áram felépülése egy meghatározott λ időállanddal, exponenciális törvény szerint történik.

A tértöltésmentes kisülések Phelps-féle modelljét leíró egyenletek az alábbiak szerint adhatók meg:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (\alpha_1 + \alpha_2) n_e v_e - v_e \frac{\partial n_e}{\partial x}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \alpha_1 n_e v_e + v_1 \frac{\partial n_1}{\partial x} - C_{12} n_1, \quad (17)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \alpha_2 n_e v_e + v_2 \frac{\partial n_2}{\partial x} - C_{12} n_2; \quad (18)$$

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} = \alpha_a n_e v_e + \frac{D_a}{N} \frac{\partial^2 n_a}{\partial x^2} - B_a n_a - C_{am} n_a, \quad (19)$$

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} = C_{am} n_a - B_m n_m - A_m n_m + \frac{D_m}{N} \frac{\partial^2 n_m}{\partial x^2}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial n_r}{\partial t} = \alpha_r n_e v_e - G n_r - A_r n_r + A_r \int_0^d n_r(x', t) K(|x - x'|) dx'. \quad (21)$$

Az egyenletrendszer lezárása az alábbi peremfeltételekkel történik:

a) a katód felületén elektronok csak szekunder mechanizmusok útján keletkeznek, azaz

$$I_e(0, t) = n_e(0, t) v_e = \gamma_1 I_1 + \gamma_2 I_2 + \gamma_a I_a + \gamma_m I_m + \gamma_p I_{ap} + \gamma_p I_{mp} + \gamma_p I_r. \quad (22)$$

b) a kisülési térben az elektronokon kívül nem keletkeznek negatív töltéshordozók, az atomi és molekuláris pozitív ionok által képviselt részecskeáram pedig az anódfelületen nulla:

$$I_1(d, t) = 0; \quad I_2(d, t) = 0. \quad (23)$$

c) a metastabil atomok és molekulák sűrűsége az elektródfelületeken nulla, azaz feltételezzük, hogy az összes metastabil energiaszintre gerjesztett

részecske rekombinálódik az elektródfelületekkel való kölcsönhatások során:

$$\begin{aligned} n_m(0, t) &= 0, & n_m(d, t) &= 0, \\ n_a(0, t) &= 0, & n_a(d, t) &= 0. \end{aligned} \quad (24)$$

d) a rezonancia fotonok sűrűsége a kisülési térközön kívül nulla:

$$n_r(x, t) = 0, \quad \text{ha } x < 0, \quad x > d. \quad (25)$$

Az I_y áramértékek a következő alakban fejezhetők ki:

Az elektronok, atomos ionok, valamint a molekuláris ionok által keltett áramok:

$$I_e = n_e v_e, \quad I_1 = n_1 v_1, \quad I_2 = n_2 v_2. \quad (26)$$

A metastabil atomok, illetve molekulák árama:

$$I_{a,m} = \frac{D_{a,m}}{N} \cdot \left. \frac{\partial n_{a,m}(x, t)}{\partial x} \right|_{x=0}. \quad (27)$$

Az atomi, illetve molekuláris metastabil állapotokból másodrendű ütközések során keletkező nemrezonancia fotonok részecskeárama:

$$I_{ap} = \frac{B_a}{2} \int_0^d n_a(x) dx, \quad I_{mp} = \frac{A_m}{2} \int_0^d n_m(x) dx. \quad (28)$$

A rezonancia fotonok áramát pedig a következő összefüggés segítségével határozhatjuk meg:

$$I_r = A_r \int_0^d n_r(x, t) dx \int_x^\infty K(y) dy. \quad (29)$$

Az egyenletrendszerben a következő jelöléseket alkalmaztuk:

$e, 1, 2, a,$

m, p, r — az elektronokat, atomi ionokat, molekuláris ionokat, metastabil atomokat, metastabil molekulákat, nemrezonancia fotonokat, valamint a rezonancia fotonokat, illetve atomokat jelző index,

A_m, A_r, A_{rm} — a sugárzás átmeneti valószínűsége a rezonancia átmenetek, a nemrezonancia átmenetek, valamint a molekuláris metastabil állapotok számára.

B_y — az ütközési frekvencia két y típusú részecske esetében,

C_{yz} — a háromtest ütközések frekvenciája az y típusú részecske z típusú részecskévé történő átalakulásakor,

d — a katód-anód közötti távolság,

D_y — az y részecske egységnyi nyomásra vonatkoztatott diffúziós állandója,

$K(|x' - x|)$ — a rezonancia sugárzás transzmissziós függvénye az elektronok, ionok, gerjesztett atomok, valamint fotonok sűrűsége,

n_0 — az elektronsűrűség a katód felületén,

N — az alapgáz sűrűsége,

t — idő,

x	— az elektródok síkjára merőleges koordináta,
α_y	— az egységnyi úthosszon létrehozott új y típusú részecskék száma, v_y — a részecske driftsebessége,
γ_z	— a z típusú részecske által a katód felületéből kiváltott szekunder elektronok közepes száma,
I_{yz}	— a z típusú részecskék sűrűsége a katódfelületen (az első index a becsapódás előtti állapotot, a második pedig a becsapódás utáni állapotot jelzi),
λ	— az áram időbeli felfutását jellemző tényező,
λ_0	— a rezonancia sugárzás hullámhossza,
ν_y	— az y részecske egységnyi nyomásra vonatkoztatott gerjesztési frekvenciája.

Mint látjuk, az ismertett egyenletrendszer 6 egymással kapcsolt egyenlethől áll, s így a megoldás csak közelítő módszerek segítségével adható meg.

PHELPS például feltételezi [19], hogy a részecskesűrűség úgy a töltött részecskék, mint a metastabil atomok és molekulák, valamint a rezonancia és nemrezonancia fotonok esetében exponenciálisan növekszik az idő függvényében, s ez a növekedés minden esetben ugyanazon λ növekedési tényezővel jellemezhető. A kezdeti elektronok által létrehozott ionizációs és gerjesztési lavina folyamatok időszerinti változása tehát azonos jellegű.

Ha tehát

$$n_y(x, t) = n_y(x) e^{zt}, \quad (30)$$

akkor a (16)—(20) egyenletek egymásba történő behelyettesítéssel megoldhatók. A (21) rezonancia atomok sűrűségének időbeli és térbeli változását leíró egyenlet megoldása pedig a Biberman-féle módszer segítségével, numerikus úton [20] történhetik.

A szükséges paraméterek ismeretében a fenti egyenletrendszer segítségével tehát meghatározható a növekedési tényező és a kisülési rendszer áramkarakterisztikái közötti összefüggés, illetve tisztázható az egyes részfolyamatok tértöltésmentes kisülésben játszott szerepe. A PHELPS által adott megoldás menetére itt nem kívánunk részletesebben kitérni, megjegyezzük csupán, hogy a megoldásokban szereplő, az ionizációs és gerjesztési valószínűségeket, valamint a gerjesztett atomok és az alap-energia állapotban levő atomok közötti kölcsönhatásokat meghatározó paraméterek a kisülésfizikai szempontból fontos argon és neon esetében nem ismertek maradéktalanul, s így a PHELPS által héliumra megadott megoldások nem terjeszthetők ki ezen gázokra.

6. Összefoglaló értékelés

Az előzőekben foglaltakat összegezve megállapíthatjuk, hogy a Townsend-féle sötétkisülési modell a másodlagos folyamatok közül csak a pozitív ionok katódfelületi jelenségeit veszi figyelembe, s eltekint az egyéb fontos szekunder folyamatoktól. Így ez a modell csak közelítő módon alkalmazható a tértöltésmentes folyamatok leírására.

A Phelps-féle modell figyelembe veszi ugyan a kisülésben lejátszódó alapvető kölcsönhatási folyamatokat, de a közelítő megoldásként kapott összefüggések bonyolultsága rendkívül megnehezíti az egyes részfolyamatok kisülési áramkarakterisztikára gyakorolt hatásának elemzését. Ezenkívül a (16)–(21) egyenletrendszer olyan paramétereket tartalmaz, amelyek a kisülésfizika szempontjából fontos nemesgázok esetében (Ne, A) nem ismertek.

A most bemutatott modellek értékelése alapján egy további, könnyebben kezelhető leírási módot dolgoztunk ki (21), amelynek ismertetésére annak kísérleti ellenőrzése után kerül sor.

IRODALOM

1. KAPCOW, N. A.: Der elektrische Strom in Gasen. Berlin 1954.
2. NEWTON, R. R.: *Phys. Rev.*, **73** (1948), 570.
3. GRANOVSKIJ, V. L.: *Elektricseszkiy tok v gase*, Moszkva 1952.
4. HALE, D. H.: *Phys. Rev.*, **54** (1938), 241.
5. KRUIHOF, A. A.—PENNING, F. M.: *Physica*, **3** (1936), 515.
6. POSIN, D. Q.: *Phys. Rev.*, **53** (1938), 293.
7. ANTAL, K. G.: Doktori értekezés, Budapest 1971.
8. SMITH, P. T.: *Phys. Rev.*, **36** (1930), 1293.
9. EMELEUS, K. G.—LUNT, R. W.—MEEK, C. A.: *Proc. Roy. Soc.*, **A156** (1936), 394.
10. DEAS, H. D.—EMELEUS, K. G.: *Phil. Mag.*, **40** (1949), 460.
11. HUXFORD, W. S.: *Phys. Rev.*, **55** (1939), 754.
12. MEVEAL, D. B.—MAHADEVAN, P.: *Phys. Rev.*, **129** (1963), 2086.
13. COBAS, A.—LOMB, W. E.: *Phys. Rev.*, **65** (1944), 327.
14. HAGSTRUM, H. D.: *Phys. Rev.*, **96** (1954), 936.
15. PROBST, F. M.: *Phys. Rev.*, **129** (1963), 7.
16. KAMINSKI, M.: Atomic and ionic impact phenomena on metal surfaces, New York 1965.
17. HAGSTRUM, H. D.: *Phys. Rev.*, **104** (1957), 672.
18. PHELPS, A. V.: *Phys. Rev.*, **117** (1960), 1.
19. BARTHOLOMECZYK, V.: *Zeitschrift f. Physik*, **116** (1940), 235.
20. PHELPS, A. V.: *Phys. Rev.*, **110** (1958), 1362.
21. BOLLA I.: Doktori értekezés, Budapest (1971).

On the More Important Phenomena in Dark Discharges without Space Charges. The authors review the method for characterizing the space-charge-less discharges by using the first and second Townsend coefficients. It is shown that the first Townsend coefficient can be related to the kinetic gas theory, and the more important boundary surface phenomena characterized by the secondary emission factor are analyzed. By making use of the parameters characterizing the space-charge-less dark discharges a mathematical model is described which includes with good approximation all the more important interaction phenomena.

Über die wichtigeren Erscheinungen in den Raumladungsfreien Dunkelentladungen. Die Verfasser geben einen Überblick über die Methoden für die Charakterisierung der raumladungsfreien Entladungen mit dem ersten und zweiten Townsend-Koeffizienten. Es wird gezeigt, daß der erste Townsend-Koeffizient mit der kinetischen Gastheorie in Zusammenhang gebracht werden kann und die durch den Sekundäremissionskoeffizienten charakterisierten wichtigeren Grenzflächenphänomene werden analysiert. Unter Verwendung der die Dunkelentladungen charakterisierenden Parameter wird ein mathematisches Modell beschrieben, das mit guter Näherung sämtliche wichtigeren Wechselbeziehungsvorgänge umfasst.