

# محاسبه پارامترهای تجمعی<sup>۱</sup> مدل تخلیه الکتریکی گازها با استفاده از تابع توزیع انرژی الکترون<sup>۲</sup> (EEDF)

مونا قاسمی<sup>۱\*</sup>، حسین محسنی<sup>۲</sup>، کاوه نیایش<sup>۳</sup>، امیرعباس شایگانی اکمل<sup>۴</sup>

۱. دانشجوی دکترا، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، پردیس دانشکده‌های فنی، دانشگاه تهران
۲. استاد، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، پردیس دانشکده‌های فنی، دانشگاه تهران
۳. دانشیار، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، پردیس دانشکده‌های فنی، دانشگاه تهران
۴. استادیار، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، پردیس دانشکده‌های فنی، دانشگاه تهران

m.ghassemi@ece.ut.ac.ir

تاریخ پذیرش: ۱۳۹۱

تاریخ دریافت: ۱۳۸۹

## چکیده

مدل‌های سیال به عنوان یکی از تکنیک‌های دقیق مدل‌سازی تخلیه الکتریکی گازها نیازمند پارامترهای تجمعی است. در این مقاله، معادلات پیوستگی برای انتقال الکترون و انتقال انرژی برای محاسبه پارامترهای مذکور با استفاده از توابع توزیع انرژی الکترون (EEDF) که با تقریب دوجمله‌ای از حل معادله‌های بولتزمن به دست آمده، توسعه داده شده است. نتایج محاسبه‌ها و شبیه‌سازی‌ها شامل ضرایب انتشار چگالی تعداد الکترون‌ها، چگالی انرژی الکترون‌ها، تحرک الکترون‌ها، تحرک انرژی الکترون‌ها، ضرایب تاونزند، ضرایب نرخ، مقدار توان صرف‌شده (شامل توان اتلافی در برخورد‌های الاستیک و غیرالاستیک و توان مورد نیاز برای رشد چگالی تعداد الکترون‌ها) برای گازهای مختلف شامل آرگون، نیتروژن، اکسیژن،  $SF_6$  و هوا ارائه شده است. ضمن آنکه نتایج محاسبه‌های دقیق با نتایج به-دست آمده از برخی تقریب‌ها نظیر فرض EEDF به صورت ماکسولی مقایسه و درستی این تقریب‌ها ارزیابی شده است.

**کلیدواژگان:** پارامترهای تجمعی، تخلیه الکتریکی در گازها، معادلات پیوستگی برای انتقال الکترون و انتقال انرژی.

1. Swarm Parameters.

2. Electron Energy Distribution Function.

## ۱. مقدمه

شبیه‌سازی و مدل‌سازی پدیده‌ها و اتفاقات قبل از شکست الکتریکی در گازها یکی از مباحث چالش‌برانگیز در تجهیزات فشار قوی الکتریکی برای شناخت پارامترهای تعیین‌کننده در توسعه تخلیه الکتریکی و یافتن راه‌کارهای مؤثر برای کاهش آثار آن‌ها در طی سالیان متمادی بوده است [۲]. در این رابطه لازم است که کلاس خاصی از پلاسماهای موسوم به پلاسماهای درجه حرارت پایین مدل‌سازی شود [۲].

مدل سیال [۳-۵] روشی دقیق و پذیرفته‌شده برای مدل‌سازی این نوع پلاسماهاست. در معادلات ریاضی این مدل، ضرایبی موسوم به پارامترهای تجمعی وجود دارد که عبارت‌اند از: سرعت رانش، انرژی متوسط، انرژی مشخصه، ضرایب یونیزاسیون، الحاق، انفصال و ترکیب مجدد [۸-۶، ۱].

برای به‌دست آوردن این پارامترها سه روش، مطرح شده است که عبارت‌اند از: الف) اندازه‌گیری، ب) روش توزیع بولتزمن-ماکسول و ج) روش مونت کارلو [۶]. در این رابطه، استفاده از روش توزیع بولتزمن-ماکسول، که این مقاله بر اساس آن است، مستلزم حل معادله شش‌بعدی بولتزمن-ماکسول، که البته بیشتر به معادله بولتزمن موسوم است، در فضای موقعیت مکانی-سرعت الکترون‌هاست. حل مستقیم و کامل معادله بولتزمن تاکنون محقق نشده است و در عوض تقریب‌های ساده‌کننده (بسط چندجمله‌ای‌های لژاندر و تقریب دو جمله اول آن [۹]) برای حل آن مطرح شده است.

در این مقاله با داشتن تابع توزیع انرژی الکترون (EEDF)، که روش محاسبه آن در مقاله دیگر نویسندگان ارائه و هم‌زمان با این مقاله ارسال شده است، دو معادله ریاضی برای پیوستگی انتقال الکترون و پیوستگی انتقال

انرژی استخراج شده است که با حل آن‌ها و داشتن EEDF، روابط ریاضی برای محاسبه پارامترهای تجمعی نظیر تحرک، ضریب انتشار الکترون و ضریب انتشار انرژی استخراج شده است. در این رابطه، نتایج شبیه‌سازی‌ها در انواع گازها نظیر آرگون، نیتروژن، اکسیژن،  $SF_6$  و هوا مطرح و نقد و بررسی شده است. ضمن آنکه نتایج محاسبات دقیق مذکور (معادلات [۱۲]، [۱۳]، [۱۷] و [۱۸]) با نتایج به‌دست آمده از برخی تقریب‌های معمول (نظیر فرض توزیع ماکسولی برای EEDF) (معادلات [۲۰] و [۲۱]) مقایسه و دقت این‌گونه تقریب‌ها ارزیابی شده است.

## ۲. معادله بولتزمن

حل معادله بولتزمن به فرم (۱)، تابع توزیع تجمعی از الکترون‌ها  $f$  را در یک فرآیند تخلیه در گاز نتیجه خواهد داد.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla f - \frac{e}{m} E \cdot \nabla_v f = C[f] \quad (1)$$

که در آن  $v$  بردار سرعت الکترون،  $E$  میدان الکتریکی،  $e$  بار الکتریکی پایه برابر با  $C = 1.602 \times 10^{-19}$ ،  $m$  جرم الکترون برابر با  $9.109 \times 10^{-31}$  kg،  $\nabla_v$  اپراتور گرادینان سرعت و  $C$  نرخ تغییر  $f$  به خاطر برخوردهاست. در [10] مروری بر پیشرفت‌های اخیر در مطالعه معادله بولتزمن در ارتباط با معادلات سیال برای مدل‌سازی انتقال ذره باردار در پلاسماها مطرح شده است.

برای حل معادله بولتزمن، فرضیه‌های ساده‌کننده‌ای مطرح شده است نظیر آنکه میدان الکتریکی و احتمالات برخورد به لحاظ مکانی لااقل در رنج طول میانگین مسیر آزاد برخورد یکنواخت است که در این صورت  $f$  در فضای سرعت در اطراف جهت میدان الکتریکی متقارن خواهد شد و  $f$  تنها در طول جهت میدان تغییر خواهد

### ۳. محاسبه پارامترهای تجمعی با استفاده از

#### EEDF

برای مدل‌سازی دقیق تخلیه گاز، از مدل‌های سیال استفاده می‌شود؛ اما به هر حال این مدل‌ها، ضرایب و پارامترهایی (پارامترهایی تجمعی) دارند که یکی از راه‌های محاسبه آن‌ها از طریق حل معادله بولتزمن و تابع توزیع انرژی الکترون (EEDF) است. در مقاله دیگری از نویسندگان نحوه محاسبه EEDF تشریح و برای گازهای مختلف شبیه‌سازی شده است. در این قسمت روی نحوه محاسبه پارامترهای تجمعی با استفاده از EEDF متمرکز شده و روابط ریاضی مربوطه ارائه خواهد شد. نتایج خروجی معادلات رانش-انتشار الکترون و انرژی، استخراج روابطی برای محاسبه پارامترهای تجمعی است. پارامترهای تجمعی در معادلات پیوستگی برای چگالی الکترون‌ها و یون‌ها در مدل سیال (Fluid Model) تخلیه در گاز مورد استفاده قرار می‌گیرند.

### ۳-۱. معادله رانش-انتشار الکترون

با توجه به وابستگی  $f_0$  و  $f_1$  به  $v$  و تعریف  $\mathcal{E}$ ، دو تابع مذکور وابسته به انرژی خواهند بود. در ادامه با استفاده از تکنیک جداسازی [۱۵-۱۲] دو تابع مذکور به صورت حاصل ضرب دو تابع وابسته به انرژی و وابسته به مکان و زمان نوشته می‌شود:

$$f_{0,1}(\mathcal{E}, z, t) = \frac{1}{2\pi\gamma^3} F_{0,1}(\mathcal{E}) n(z, t) \quad (6)$$

که در آن  $n$  چگالی تعداد الکترون‌ها و  $F_{0,1}$  توزیع انرژی بوده که نسبت به زمان و مکان ثابت است و با توجه به رابطه (۷) نرمالیزه می‌شود.

$$\int_0^{\infty} \mathcal{E}^{1/2} F_0 d\mathcal{E} = 1 \quad (7)$$

کرد. در این صورت در مختصات کروی و در فضای سرعت خواهیم داشت [۹]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cos \theta \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{e}{m} E \left( \cos \theta \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{\sin^2 \theta}{v} \frac{\partial f}{\partial \cos \theta} \right) = C[f] \quad (2)$$

که در آن  $v$  دامنه سرعت و  $\theta$  زاویه بین سرعت و جهت میدان و  $z$  راستای موقعیت مکانی است. در (۲)،  $f$  تابعی از چهار متغیر  $v$ ،  $\cos \theta$ ،  $z$  و  $t$  است.

### ۲-۱. تقریب دوجمله‌ای

یک روش متداول برای حل معادله (۲) بسط  $f$  در عباراتی از چندجمله‌ای‌های لژاندر (موسوم به بسط هارمونیک کروی) است. معمولاً یک تقریب دوجمله‌ای از این چندجمله‌ای‌ها به صورت (۳) دقت لازم را خواهد داشت [۱۱-۱۳].

$$f(v, \cos \theta, z, t) = f_0(v, z, t) + f_1(v, z, t) \cos \theta \quad (3)$$

با جاگذاری معادله (۳) در (۲) و ساده‌سازی و سپس ضرب آن به ترتیب در دو جمله اول لژاندر و انتگرال-گیری روی  $\cos \theta$  از ۰ تا  $\pi$  خواهیم داشت:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{\gamma}{3} \mathcal{E}^{1/2} \frac{\partial f_1}{\partial z} - \frac{\gamma}{3} \mathcal{E}^{-1/2} \frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} (\mathcal{E} E f_1) = C_0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \gamma \mathcal{E}^{1/2} \frac{\partial f_0}{\partial z} - E \gamma \mathcal{E}^{1/2} \frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}} = \left( -\frac{3}{2} \right) \int_0^{\pi} C[f] \cos \theta d(\cos \theta) = -N \sigma_m \gamma \mathcal{E}^{1/2} f_1 \quad (5)$$

که در آن  $\gamma = (2e/m)^{1/2}$  یک ثابت،  $\mathcal{E} = (v/\gamma)^2$  انرژی الکترون برحسب الکترون ولت،  $\sigma_m$  سطح مقطع کل انتقالی اندازه حرکت و  $N$  چگالی مولکول‌های گاز است. معادله‌های (۴) و (۵)، معادلات اساسی است که در ادامه، استفاده خواهد شد.

که در آن چگالی انرژی و شار انرژی به ترتیب برابر خواهد شد با:

$$n_{\varepsilon} = n \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} F_0 d\varepsilon \equiv n \bar{\varepsilon} \quad (15)$$

$$\Gamma_{\varepsilon} = n \frac{\gamma}{3} \int_0^{\infty} \varepsilon^2 F_1 d\varepsilon \quad (16)$$

که در آن  $\bar{\varepsilon}$  انرژی متوسط الکترون بر حسب الکترون ولت است.  $S_{\varepsilon}$  انتقال انرژی کل به خاطر برخوردهاست. با ترکیب روابط (15) و (16) با (5) معادله به شکل رانش-انتشار را برای انرژی خواهیم داشت:

$$\Gamma_{\varepsilon} = -\mu_{\varepsilon} E n_{\varepsilon} - \frac{\partial(D_{\varepsilon} n_{\varepsilon})}{\partial z} \quad (17)$$

که در آن حرکت انرژی و ضریب انتشار انرژی برابر خواهد شد با:

$$\mu_{\varepsilon} N = -\frac{\gamma}{3\bar{\varepsilon}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^2}{\bar{\sigma}_m} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \quad (18)$$

$$D_{\varepsilon} N = \frac{\gamma}{3\bar{\varepsilon}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^2}{\bar{\sigma}_m} F_0 d\varepsilon \quad (19)$$

در صورتی که EEDF به صورت تابع ماکسولی در نظر گرفته شود، آنگاه [9]:

$$D = \frac{2}{3} \mu \bar{\varepsilon} \quad (20)$$

که به رابطه انیشتن موسوم است. همچنین در صورتی که تابع توزیع انرژی به شکل ماکسولی باشد، با تقریب (و نه دقیق نظیر رابطه [20]) خواهیم داشت [9]:

$$\mu_{\varepsilon} = \frac{5}{3} \mu, \quad D_{\varepsilon} = \frac{5}{3} D \quad (21)$$

#### ۴. نتایج شبیه‌سازی‌ها

در این قسمت، نتایج شبیه‌سازی‌ها و محاسبات پارامترهای تجمعی (ضرایب انتقال و نرخ) برای گازهای مختلف شامل آرگون، نیتروژن، اکسیژن، SF6 و هوا با استفاده از نرم‌افزار BOLSIG+ [8] ارائه و نقد شده است. اطلاعات

با ضرب معادله (4) در  $\varepsilon^{1/2}$  و انتگرال‌گیری روی تمام انرژی‌ها و استفاده از روابط (6) و (7) خواهیم داشت:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma}{\partial z} = S \quad (8)$$

که در آن  $S$  عبارت مربوط به منبع خالص الکترون است که برابر خواهد شد با:

$$S = 2\pi\gamma^3 \int_0^{\infty} \varepsilon^{1/2} C_0 d\varepsilon + \frac{\gamma}{3} n E \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (\varepsilon F_1) d\varepsilon \quad (9)$$

شار الکترون  $\Gamma$  برابر است با:

$$\Gamma = n \omega = n \frac{\gamma}{3} \int_0^{\infty} \varepsilon F_1 d\varepsilon \quad (10)$$

با استفاده از روابط (6)، (7) و (10) در (5)، معادله شناخته‌شده رانش-انتشار نتیجه می‌شود:

$$\Gamma = -\mu E n - \frac{\partial(Dn)}{\partial z} \quad (11)$$

که در آن حرکت و ضریب انتشار برابر خواهند شد با:

$$\mu N = -\frac{\gamma}{3} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{\bar{\sigma}_m} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \quad (12)$$

$$DN = \frac{\gamma}{3} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{\bar{\sigma}_m} F_0 d\varepsilon \quad (13)$$

### ۳-۲. معادله رانش-انتشار<sup>۵</sup> انرژی

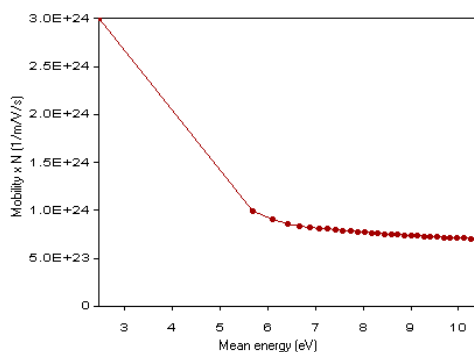
با ضرب معادله (4) در  $\varepsilon^{3/2}$  و انتگرال‌گیری روی تمام انرژی‌ها خواهیم داشت:

$$\frac{\partial n_{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_{\varepsilon}}{\partial z} + E T = S_{\varepsilon} \quad (14)$$

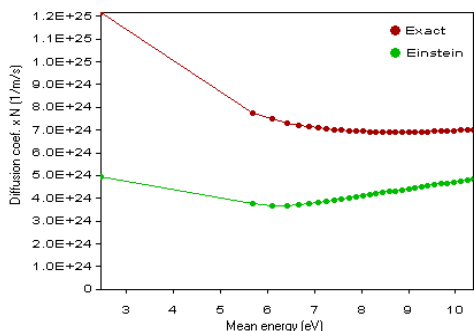
4. Mobility.

5. Drift-Diffusion Equation.

در شکل (۳) علاوه بر محاسبه دقیق  $DN$  از رابطه (۱۳) از رابطه انیشتن (۲۰) نیز برای محاسبه  $D$  استفاده شده است؛ اما همان‌طور که قبلاً نیز توضیح داده شد، این رابطه، زمانی دقیق خواهد بود که توزیع انرژی به صورت ماکسولی در نظر گرفته شود؛ اما به هر حال در حالت کلی، تابع توزیع انرژی به صورت ماکسولی نخواهد بود و استفاده از رابطه (۲۰) با فاکتور تقریباً ۲ خطا خواهد داشت. برای صحت‌سنجی شبیه‌سازی‌ها، نتایج نظیر شکل (۳) از مرجع [۹] در شکل (۴) آورده شده است. با مقایسه شکل‌های (۳) و (۴) مشاهده می‌شود که نتایج به دست آمده مشابه است؛ لذا شبیه‌سازی‌های صورت گرفته از دقت لازم برخوردارند.



شکل (۲). منحنی  $\mu N$  بر حسب انرژی متوسط  $(\bar{E})$  برای Ar

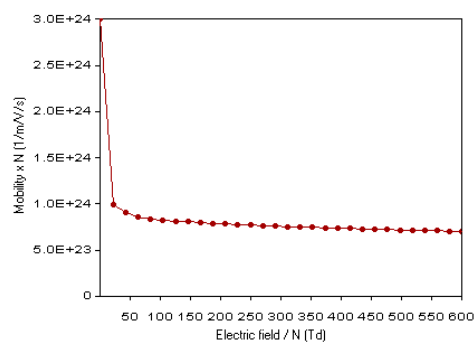


شکل (۳). منحنی  $DN$  بر حسب انرژی متوسط در گاز Ar

مربوط به سطح مقطع نسبت به انرژی الکترون در گازهای مختلف از مرجع [۱۶] گرفته شده است.

#### ۴-۱. گاز آرگون Ar

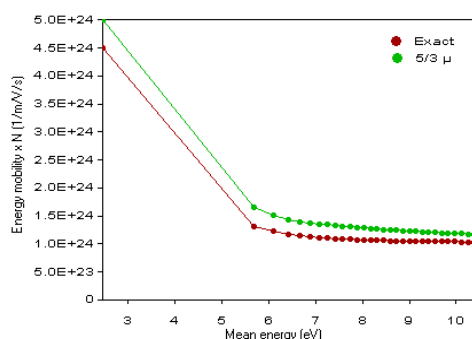
گاز آرگون سومین عنصر در آخرین ستون جدول تناوبی (ستون ۱۸)، جزء گازهای نجیب، که به لحاظ شیمیایی پایدارند، بوده که عدد اتمی آن ۱۸ و جرم میانگین آن  $39.948 \text{ amu}$  است. شکل‌های (۱) و (۲) منحنی  $\mu N$  را به ترتیب بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهش یافته  $(E/N)$  در رنج ۱ تا  $600 \text{ Td}$  و انرژی متوسط  $(\bar{E})$  را با توجه به رابطه (۱۲) نشان می‌دهند (۱ تا وزنند (Td) برابر  $1 \times 10^{-21} \text{ Vm}^2$ ). نحوه محاسبه  $F_0$  و  $F_1$  در مقاله دیگری توسط نویسندگان مطرح شده است. با توجه به شکل‌های (۱) و (۲)، با افزایش شدت میدان الکتریکی کاهش یافته و یا انرژی متوسط،  $\mu N$  کاسته می‌شود؛ اما این کاهش به سرعت به حالت تقریباً ثابت میل می‌کند.



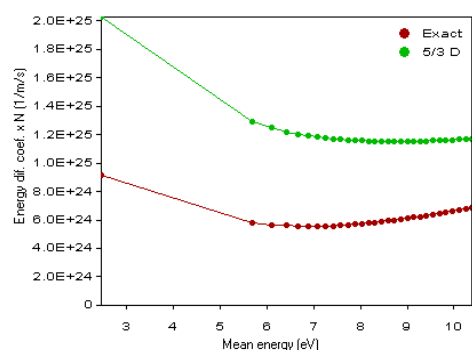
شکل (۱). منحنی  $\mu N$  بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهش یافته  $(E/N)$  برای Ar

شکل‌های (۳)، (۶) و (۷) به ترتیب منحنی‌های  $DN$  (از رابطه [۱۳])،  $\mu_e N$  (از رابطه [۱۸]) و  $D_e N$  (از رابطه [۱۹]) را بر حسب انرژی متوسط نشان می‌دهند.

روابط تقریبی (۲۱) خطا را به دنبال خواهد داشت.



شکل (۶). منحنی  $\mu_{\epsilon} N$  برحسب انرژی متوسط در گاز Ar



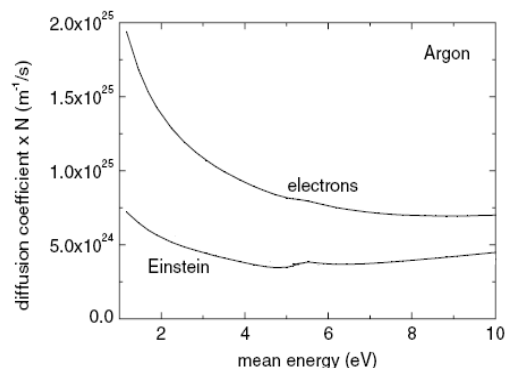
شکل (۷). منحنی  $D_{\epsilon} N$  برحسب انرژی متوسط در گاز Ar

با توجه به شکل‌های (۶) و (۷) با افزایش انرژی متوسط،  $\mu_{\epsilon} N$  و  $D_{\epsilon} N$  کاهش می‌یابد؛ اما به سرعت به مقادیر ثابت میل می‌کند؛ به نحوی که برای انرژی‌های متوسط با مقادیر متوسط و بزرگ، مقادیر  $\mu_{\epsilon} N$  و  $D_{\epsilon} N$  تقریباً ثابت است.

#### ۴-۲. گاز نیتروژن $N_2$

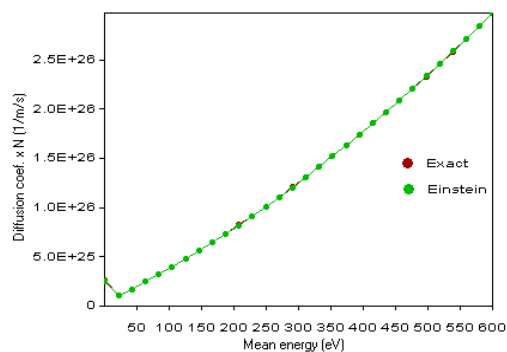
تمام منحنی‌های ارائه‌شده برای Ar را می‌توان برای نیتروژن نیز به‌دست آورد؛ لذا برای جلوگیری از تکراری-بودن، منحنی‌های دیگری برای این گاز و گازهای بعدی

شکل (۵) نتایج محاسبات را برای شرایط نظیر شکل (۳) ولی با فرض تابع توزیع ماکسولی نشان می‌دهد که با توجه به توضیح داده‌شده در شکل فوق در این حالت نتایج محاسبات از دو روش یکسان است.



شکل (۴). منحنی  $DN$  برحسب انرژی متوسط در گاز Ar

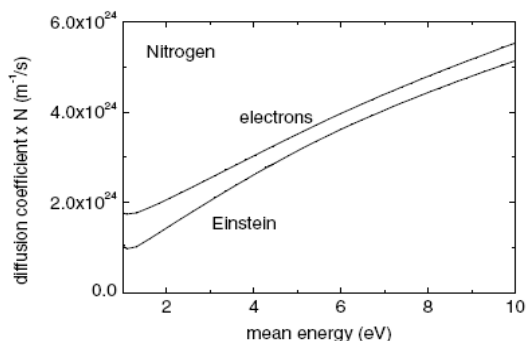
از مرجع [۹]



شکل (۵). منحنی  $DN$  برحسب انرژی متوسط در گاز Ar با فرض تابع توزیع به‌صورت فرم ماکسولی

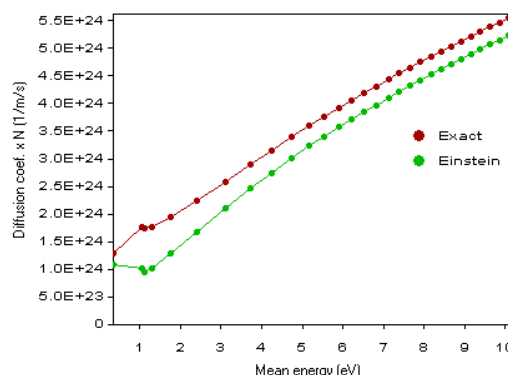
در شکل‌های (۶) و (۷) علاوه بر ارائه نتایج محاسبات دقیق، مقدار تقریبی با توجه به رابطه (۲۱) نیز ارائه شده است. در اینجا نیز اگر تابع توزیع انرژی به‌صورت ماکسولی در نظر گرفته‌شود، اختلاف دو روش تقریبی از حل دقیق کاهش خواهد یافت؛ اما به هر حال در عمل توابع توزیع انرژی غیرماکسولی است و لذا استفاده از

آن در مقایسه با اتلاف توان ناشی از برخوردهای غیرالاستیک حدود ۱۰ برابر کمتر است.

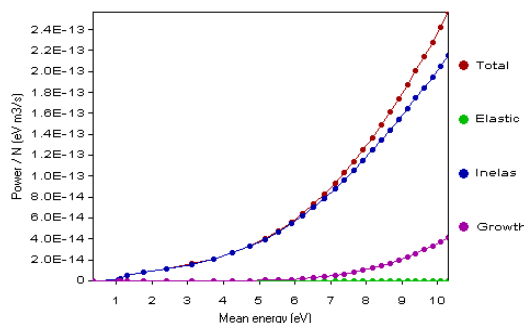


شکل (۹). منحنی  $DN$  برحسب انرژی متوسط در گاز  $N_2$  از مرجع [۹]

محاسبه و پیشنهاد شده است. شکل (۸) منحنی انرژی متوسط را بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهش یافته برای این گاز نشان می‌دهد.



شکل (۸). منحنی  $DN$  برحسب انرژی متوسط در گاز  $N_2$



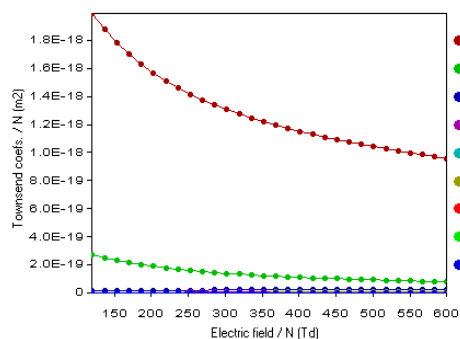
شکل (۱۰). توان مصرفی به چگالی مولکول‌ها بر حسب انرژی متوسط برای گاز نیتروژن  $N_2$

برای اعتبارسنجی شبیه‌سازی‌های صورت گرفته در مورد گاز نیتروژن، مجدداً نتایج نظیر شکل (۸) از مرجع [۹] در شکل (۹) آورده شده است که مقایسه آن‌ها بیانگر دقت و صحت شبیه‌سازی‌های صورت گرفته است.

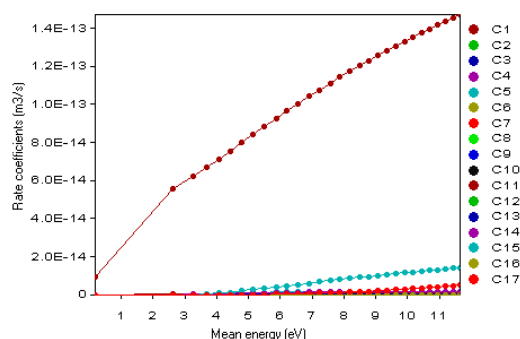
شکل (۱۰) توان مصرفی به چگالی مولکول‌ها بر حسب انرژی متوسط را برای گاز نیتروژن نشان می‌دهد. این توان، شامل اتلاف توان به خاطر برخوردهای الاستیک، برخوردهای غیرالاستیک و توان صرف شده برای رشد چگالی تعداد الکترونهاست که هر کدام به تفکیک در شکل نشان داده شده است. با توجه به شکل (۱۰) مشاهده می‌شود که عمده اتلاف توان به خاطر برخوردهای غیرالاستیک است (که با افزایش انرژی متوسط به فرم نمایی افزایش می‌یابد) و در مقابل سهم برخوردهای الاستیک در اتلاف توان قابل صرف نظر کردن است. با افزایش انرژی متوسط اگرچه سهم اتلاف توان برای رشد چگالی تعداد الکترونها افزایش می‌یابد، مقدار

### ۳-۴. گاز اکسیژن $O_2$

شکل (۱۱) منحنی ضرایب نرخ را برای اکسیژن بر حسب انرژی متوسط نشان می‌دهد. اکسیژن، یک حالت الاستیک، یک حالت یونیزاسیون، ۲ حالت اتصال و ۱۳ حالت تحریک دارد. منحنی‌ها برای ۱۷ حالت [۱۶] مذکور ارائه شده است.



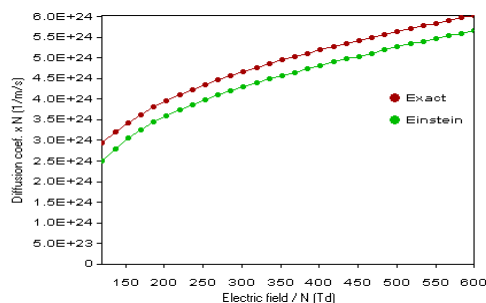
شکل (۱۲). منحنی ضرایب تاونزند بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهش‌یافته در ۹ حالت برخورد برای  $C1:SF_6$  (الاستیک)،  $C2-C5$  (انواع تحریک‌ها)،  $C6$  (یونیزاسیون) و  $C7-C9$  (انواع الحاق)



شکل (۱۱). منحنی ضرایب نرخ بر حسب انرژی متوسط برای ۱۷ حالت برخورد برای  $C1:O_2$  (الاستیک)،  $C2-C14$  (انواع تحریک‌ها) و  $C15$  (یونیزاسیون)،  $C16-C17$  (انواع الحاق)

#### ۴-۵. هوا

شکل (۱۳) منحنی  $DN$  بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهش‌یافته در هوا شامل ۷۸٪ نیتروژن، ۲۱٪ اکسیژن و ۱٪ دی‌اکسیدکربن ( $CO_2$ ) نشان می‌دهد. با افزایش شدت میدان الکتریکی کاهش‌یافته، مقدار  $DN$  تقریباً به صورت خطی افزایش می‌یابد. در کنار محاسبه دقیق  $DN$  مقدار آن با استفاده از رابطه انیشتن، که با فرض توزیع ماکسولی EEDF به دست آمده، نیز در شکل (۱۳) آورده شده است که با مقایسه آن‌ها می‌توان گفت که این رابطه تقریبی دقت مطلوبی ندارد.



شکل (۱۳). منحنی  $DN$  بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهش‌یافته در هوا

با توجه به شکل (۱۱) مشاهده می‌شود که مقدار ضرایب نرخ برای برخورد الاستیک ( $C1$ ) به طور قابل ملاحظه‌ای بیشتر از مقدار آن برای سایر انواع برخوردها در انرژی‌های متوسط مختلف است و با افزایش انرژی متوسط مقدار آن تقریباً به طور خطی افزایش می‌یابد.

#### ۴-۴. گاز $SF_6$

شکل (۱۲) منحنی‌های ضرایب تاونزند را بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهش‌یافته در ۹ حالت برخورد (شامل یک حالت ممتوم، ۳ حالت اتصال و ۴ حالت تحریک) گاز  $SF_6$  [۱۷] را نشان می‌دهد.

با توجه به شکل (۱۲) مشاهده می‌شود که ضرایب تاونزند برای برخورد الاستیک ( $C1$ ) به طور قابل ملاحظه‌ای بزرگتر از مقادیر آن برای سایر انواع برخوردهاست.



Marcel Dekker Inc., 2003.

- [3] J. P. Boeuf, L. Pitchford, "Two-dimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the Gaseous Electronics Conference reference reactor", *Phys. Rev. E*, vol. 51, pp 1376-1390, 1995.
- [4] F. F. Young, C. H. Wu, "Two-dimensional, self-consistent, three-moment simulation of RF glow discharge", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 21, no. 3, pp 312-321, 1993.
- [5] E. Gogolides, H. Sawin, "Continuum modeling of radio-frequency glow discharges. I. Theory and results for electropositive and electronegative gases", *J. Appl. Phys.*, vol. 72, no. 9, pp 3971-3987, 1992.
- [6] G. G. Raju, *Gaseous Electronics: Theory and Practice*, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2006.
- [7] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Second Edition, Wiley, 2003.
- [8] Z. Lj. Petrovic, S. Dujko, D. Maric, G. Malovic, Z. Nikitovic, O. Sasic, J. Jovanovic, V. Stojanovic and M. Radmilovic-Radenovic, "Measurement and interpretation of swarm parameters and their application in plasma modeling", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 42, 2009.
- [9] G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford, "Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficient for fluid models", *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 14, pp722-33, 2005.
- [10] R. D. White, R. E. Robson, S. Dujko, P. Nicoletopoulos, B. Li, "Recent advances in the application of Boltzmann equation and fluid equation methods to charged particle transport in non-equilibrium plasmas", *J. Phys. D: Appl. Phys.* vol. 42, 2009.
- [11] W. L. Morgan, B. M. Penetrante,

#### ۴. نتیجه گیری

در این مقاله، با استفاده از روش حل معادله بولتزمن و محاسبه توابع توزیع انرژی الکترون (EEDF)، معادلات ریاضی برای محاسبه پارامترهای تجمعی الکترون و انرژی (از طریق تشکیل معادلات رانش-انتشار الکترون و انرژی) که مدل سیال تخلیه مورد استفاده قرار می‌گیرند، مطرح شده است. نتایج محاسبه‌ها (شامل ضرایب انتشار الکترون و انرژی، تحرک الکترون و انرژی، ضرایب تاونزند، ضرایب نرخ، توان صرف شده (شامل مؤلفه‌های مختلف توان تلف شده در برخوردهای الاستیک، برخوردهای غیرالاستیک و توان لازم برای رشد چگالی تعداد الکترون‌ها و غیره) برای گازهای مختلف، شامل آرگون، نیتروژن، اکسیژن،  $SF_6$  و هوا مطرح شده است. برخی نتایج مهم این مطالعه عبارت‌اند از:

- استفاده از روابط تقریبی (روابط [۲۰] و [۲۱]) که بر اساس فرض توزیع ماکسولی برای EEDF به دست آمده است، دقت مطلوبی ندارد.
- عمده اتلاف انرژی در تخلیه الکتريکی، مربوط به برخوردهای غیرالاستیک است و سهم انرژی مورد نیاز برای رشد چگالی الکترون‌ها و اتلاف انرژی به خاطر برخوردهای الاستیک در مقابل آن ناچیز است.
- با افزایش انرژی متوسط، اتلاف انرژی کل به صورت نمایی افزایش می‌یابد.
- مقدار ضرایب نرخ و تاونزند در برخورد الاستیک بسیار بزرگ‌تر از مقادیر آنها برای سایر انواع برخوردهاست.

#### ۵. منابع

- [1] J. Dijk, G. M. Kroesen, A. Bogaerts, "Plasma modelling and numerical simulation", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 42, pp 1-14, 2009.
- [2] G. G. Raju, *Dielectric in Electric Fields*,

- 1985.
- [15] H. Brunet, P. Vincent, "Predicted electron-transport coefficients at high E/N values. I. Hydrogen", *J. Appl. Phys.*, vol. 50, no.7, pp 4700-07, 1979.
- [16] A. V. Phelps,  
[ftp://jila.colorado.edu/collision\\_data/](ftp://jila.colorado.edu/collision_data/).
- [17] A. V. Phelps, R. J. Van Brunt, "Electron-transport, ionization, attachment, and dissociation coefficient in SF<sub>6</sub> and its mixtures ", *J. Appl. Phys.*, vol. 64, pp 4269-4277, 1988.
- "ELENDIF: A time-dependent Boltzmann solver for partially ionized plasmas", *Comput. Phys. Commun.*, vol. 58, no. 1-2, pp 127-52, Feb.-March1990.
- [12] BOLSIG+ 2005 CPAT:  
<http://www.codiciel.fr/plateforme/plasma/bolsig/bolsig.php>
- [13] T. Holstein, "Energy distribution of electrons in high frequency gas discharges ", *Phys. Rev.*, vol. 70, no. 5-6, pp 367-84, Sept. 1946.
- [14] A. V. Phelps, L. C. Pitchford, "Anisotropic scattering of electron by N<sub>2</sub> and its effect on electron transport", *Phys. Rev. A*, vol. 31, no. 5, pp 2932-49, May