Transport elektronów

1. Dryf elektronów.

Elektrony przemieszczając się w gazie rozpraszają się w zderzeniach z molekułami gazu. Kierunek ich ruchu, wymuszany przez pola $\vec{E}$ i $\vec{B}$ jest zaburzany. Średnio osiągają stałą prędkość dryfu $\vec{u}$ w kierunku wyznaczonym przez pola $\vec{E}$ lub w kierunku określonym przez $\vec{E}$ i $\vec{B}$. Prędkość dryfu jest znacznie mniejsza niż chwilowa prędkość v pomiędzy zderzeniami.

Rozważmy ruch elektronu pomiędzy dwoma zderzeniami. Elektron rozprasza się izotropowo. Do jego chwilowej i przypadkowo zorientowanej prędkości v dodaje się prędkość u wynikająca z oddziaływania z polem elektrycznym o natężeniu $\vec{E}$ [*1, 2*].

$$u = \frac{eE}{m}\tau \tag{1}$$

gdzie τ - czas pomiędzy zderzeniami.
Ta dodatkowa prędkość makroskopowo jawi się jako prędkość dryfu (unosu).
W następnym zderzeniu, elektron na skutek odbicia się lub wzbudzenia atomu, z którym się zderzył, traci średnio pewną energię. Ustala się równowaga pomiędzy energią uzyskaną od pola $\vec{E}$ i traconą w zderzeniach. Na drodze dryfu równej l, liczba zderzeń k wynosi,

$$k = \frac{\frac{l}{u}}{\tau}, \quad \text{(czas dryfu podzielony przez średni czas miedzy zderzeniami).}$$

Jeżeli przez λ oznaczymy średnią względną stratę energii w zderzeniu, to energię równowagi obliczymy z:

$$\frac{l}{u\tau} \cdot \lambda\varepsilon_E = eEl \tag{2}$$

(dla pola jednorodnego, lub zakładając, że $E \approx const$ na drodze l, mówimy wtedy, że elektrony są stermalizowane z polem).

Energia równowagi ε_E uwzględnia tylko energię od pola, nie uwzględnia energii ruchu termicznego elektronów.

Dla dryfujących elektronów, mających chwilową prędkość v, τ – średni czas pomiędzy zderzeniami, może być policzony z przekroju czynnego σ i gęstości gazu "n".

$$\frac{1}{\tau} = n\sigma v. \tag{3}$$

"v" jest prędkością chwilową i związana jest z całkowitą energia elektronu, która jest suma energii uzyskanej od pola i energii ruchu termicznego,

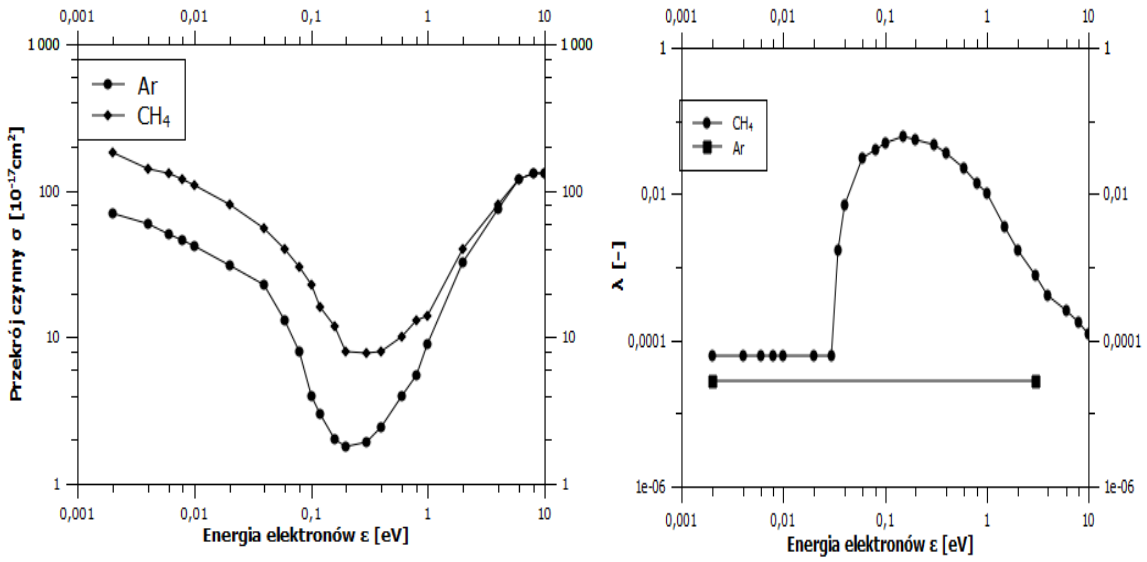
$$\frac{1}{2}mv^2 = \varepsilon_E + \frac{3}{2}kT \quad (k\text{- stała Boltzmana, } T\text{- temperatura}). \tag{4}$$

Dla elektronów poruszających się w detektorach gazowych $\varepsilon_E \gg kT$,
dlatego też przyczynek do energii całkowitej wynikający z ruchu termicznego może być zaniedbany.
Przekształcając równania (1)…(4), otrzymujemy wartość u i v w stanie ustalonym:

$$u^2 = \frac{eE}{mn\sigma}\sqrt{\frac{\lambda}{2}},$$
$$v^2 = \frac{eE}{mn\sigma}\sqrt{\frac{2}{\lambda}}. \qquad (5)$$

W powyższych wzorach zarówno σ jak i λ zależą od energii elektronu.
Należy zwrócić uwagę na zależność u od średniej względnej straty energii podczas zderzenia elektronu λ. Jeżeli $\lambda = 0$ to $u = 0$, ale równocześnie $v = \infty$, inaczej mówiąc, jeżeli energia elektronu jest poniżej poziomu wzbudzenia molekuł gazu roboczego, to u jest bardzo małe. Dlatego też, mieszanina gazowa w licznikach najczęściej zawiera gaz szlachetny, dla którego λ jest $\sim 10^{-4}$ i czynnik gaszący, którym jest gaz molekularny, dla którego $\lambda \sim 10^{-1}$ [8].

Zależność całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie elektronów σ jak i λ od energii elektronów dla Ar i CH_4 pokazano na rysunku 1 (a i b).



Rys.1 Zależność całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie elektronów z atomami Ar i molekułami CH_4 i średniej względnej straty energii λ w zderzeniu elektronu z Ar i CH_4 od energii elektronów. Najniższy poziom wzbudzenia argonu wynosi 11.5 eV, a dla molekuł metanu 0.03 eV. Dla CH_4 występuje wyraźny pik dla λ dla energii elektronów 0.2 eV. Dla Ar, λ j est na poziomie ok. 10^{-5} [1, 3].

Dlatego też, bardzo istotny jest dobór składu mieszaniny gazowej.
Wzrost λ powoduje obniżenie średniej energii kinetycznej elektronów, co objawia się tym, że detektor musi być zasilany wyższym napięciem, aby uzyskać mnożenie lawinowe. Ze zmniejszaniem się energii kinetycznej elektronów, maleje przekrój czynny σ (rys. 1 a) a co za tym idzie zgodnie ze wzorem (5) rośnie prędkość dryfu elektronów u.
Zarówno u jak i σ zależą od $\frac{E}{n}$ lub $\frac{E}{p}$, (p - ciśnienie gazu roboczego).

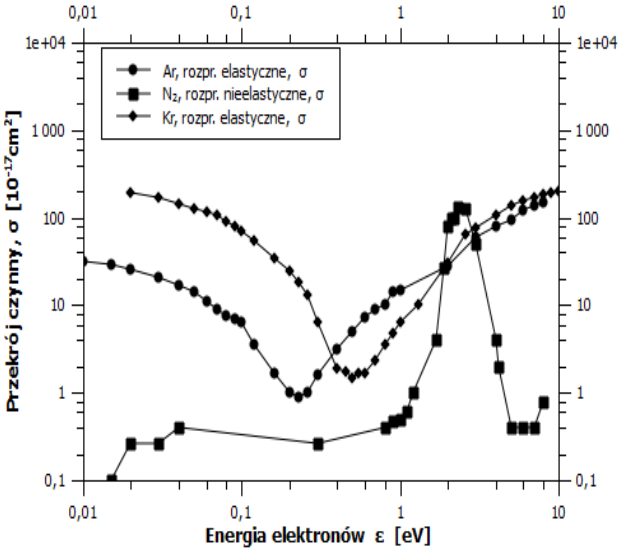
Dla mieszanin gazowych:

$$\sigma = \sum \frac{n_i \sigma_i}{n},$$
$$\lambda = \sum \frac{n_i \lambda_i}{n},$$
$$n = \sum n_i.$$

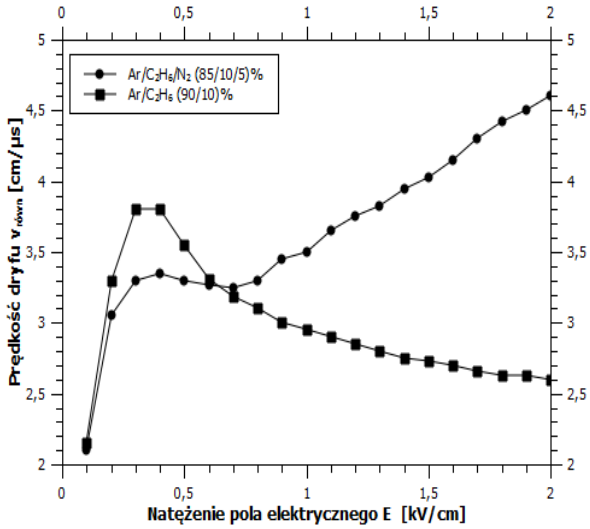
gdzie n_i, σ_i, λ_i dotyczą i-tego składnika mieszaniny.

1.1 Transport elektronów w mieszaninie gazowej.

Transport elektronów w mieszaninie gazowej będzie omówiony na przykładzie mieszaniny na bazie argonu [17, 18].
Na rysunku 2 pokazano przekroje czynne na oddziaływanie elektronów z Ar, Kr i N_2.



Rys. 2
Zależność przekroju czynnego na oddziaływanie elektronów z Ar, Kr i N_2 w funkcji energii elektronów [3, 4].

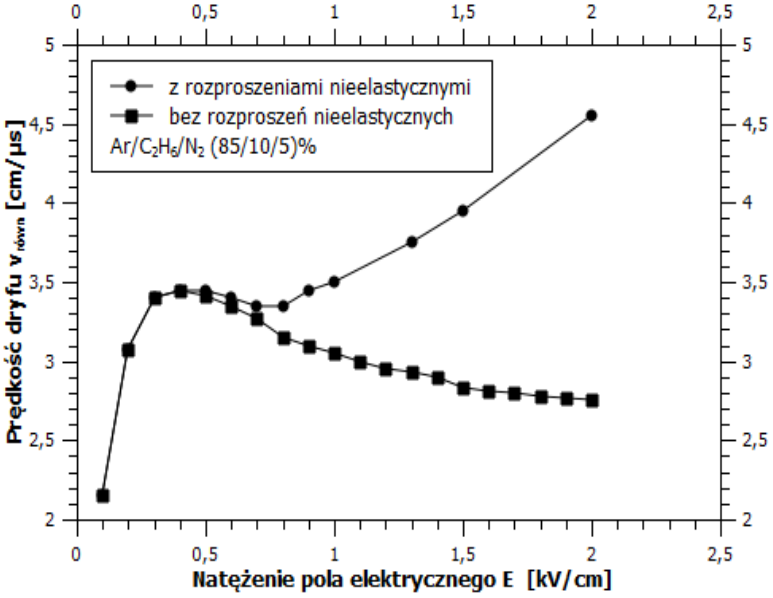


Rys. 3
Zależność składowej równoległej, $V_{równ}$, do pola E prędkości dryfu elektronów od natężenia pola elektrycznego dla mieszaniny Ar/C_2H_6 i $Ar/C_2H_6/N_2$, (B = 0.2T)[4].

Przekrój czynny dla Ar pokazuje wyraźnie minimum dla energii około 0,23 eV. Dla niskich wartości pól elektrycznych (E≈ 0,4 kV/cm), rozkład Boltzmanna prędkości elektronów ma maksimum dla energii, przy których jest minimum przekroju czynnego. Mniejszy przekrój czynny oznacza dłuższą średnią drogę swobodną, powodując wzrost u. Wzrost natężenia pola elektrycznego powoduje wzrost średniej energii dryfujących elektronów, do zakresu energii, w którym przekrój czynny na oddziaływanie jest większy. Większy przekrój czynny na rozpraszanie elektronów powoduje zmniejszanie szybkości wzrostu prędkości dryfu, mimo wzrostu natężenia pola E.

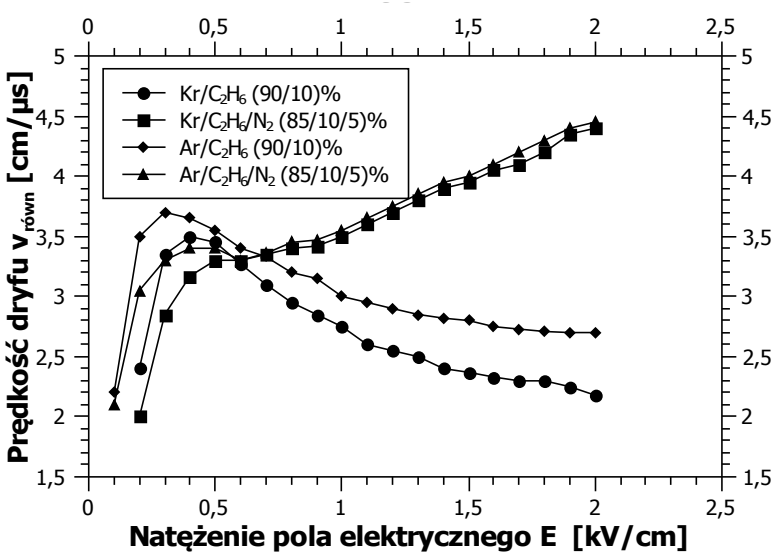
Dla gazów takich jak argon, oddziaływania pomiędzy elektronami a atomami gazu są w większości przypadków oddziaływaniami elastycznymi. Dlatego elektrony o wyższej energii (dla których przekrój czynny jest większy) oddziaływują częściej i w rezultacie dryfują wolniej ze wzrostem pola E (rys. 3). Dodatek kilku % N_2 do mieszaniny na bazie argonu powoduje obniżenie prędkości dryfu dla słabych pól, (0,2 – 0,5) kV/cm, i prawie liniowy wzrost prędkości dryfu dla pól o wyższym natężeniu, E> 0,8 kV/cm. Obniżenie dla słabych pól jest konsekwencją dużego przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne dla elektronów nisko energetycznych, o energii mniejszej niż 1 eV. Liniowy wzrost u dla wyższych pól spowodowany jest nieelastycznym oddziaływaniem elektronów z molekułami N_2, przekrój czynny na to oddziaływać dla elektronów nisko energetycznych, jest pomijalny ale ma pik przy energii 2eV. Dla elektronów o tej energii przekrój czynny dla Ar rośnie, ale w nieelastycznych rozproszeniach na molekułach N_2 elektrony tracą znaczną energię. Wracają do minimum przekroju czynnego dla argonu. Wydłuża się średnia droga swobodna elektronów ze wzrostem pola E a więc i prędkość dryfu u.

Prędkość dryfu elektronów w mieszaninie $Ar/C_2H_6/N_2$ została policzona przy użyciu programu MAGBOLTZ z wyłączeniem rozproszeń elektronów na molekułach N_2 i z ich uwzględnieniem, rys. 4.



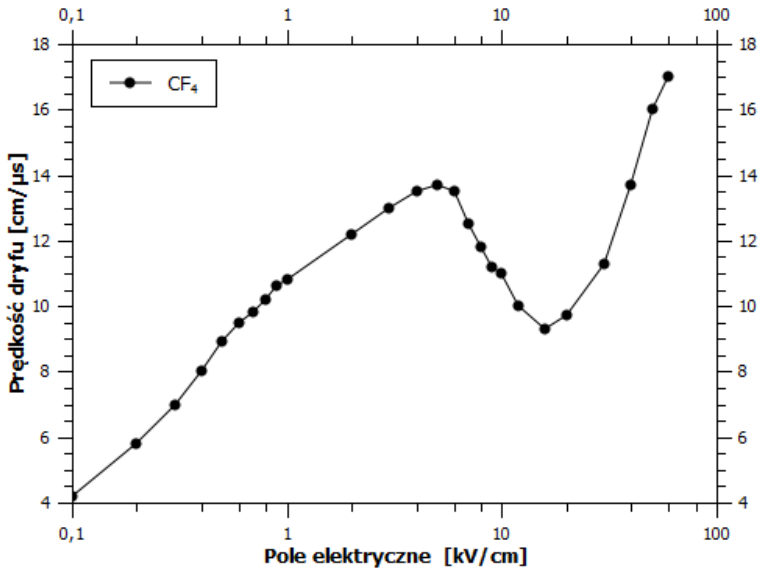
Rys. 4
Obliczona wartość równoległej, $V_{równ}$, do pola elektrycznego E składowej prędkości dryfu elektronów w mieszaninie $Ar/C_2H_6/N_2$ z uwzględnieniem rozproszeń nieelastycznych na N_2 i bez tych rozproszeń. (B=0.2T) [4].

Symulacja komputerowa potwierdza, że można jednoznacznie stwierdzić, że wzrost prędkości dryfu elektronów dla wyższych pól spowodowany jest ich nieelastycznym rozpraszaniem na cząsteczkach azotu.
Przekrój czynny na oddziaływanie elektronów z atomami gazów szlachetnych, Ar, Kr, rys. 2 i z molekułami sferycznie symetrycznymi (np. CH_4) rys. 1 wykazują minimum przekroju czynnego na rozpraszanie elektronów w funkcji ich energii tzw. minimum Ramsauer'a. Minimum to występuje przy różnych energiach elektronów, co powinno tylko nieznacznie zmodyfikować przebieg zależności prędkości dryfu u od E.
W kryptonie minimum Ramsauer'a występuje przy energii 0,49 eV. Dzięki sąsiedztwu minimum dla Kr i piku dla rozproszeń nieelastycznych elektronów dla N_2, elektrony których energia jest zredukowana w zderzeniach nieelastycznych z azotem ze znacznie większym prawdopodobieństwem osiągają energię odpowiadającą minimum dla kryptonu.
Z rys. 5 widać, że względny wzrost prędkości dryfu ze wzrostem pola E po dodaniu azotu dla mieszaniny na bazie kryptonu jest większy niż dla mieszaniny z argonem, przy tej samej koncentracji domieszek, co potwierdza powyższe rozważania.

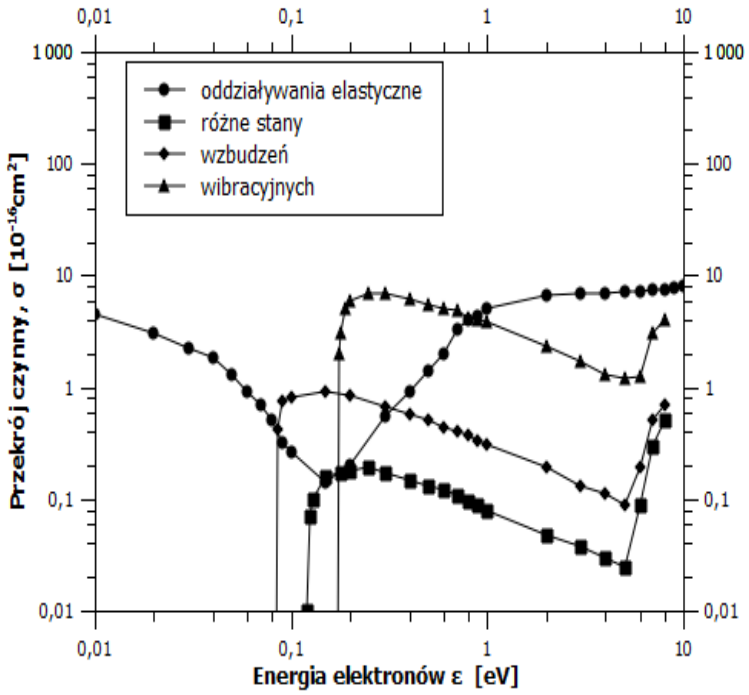


Rys. 5
Zależność składowej równoległej $V_{równ}$, prędkości dryfu od natężenia pola elektrycznego dla mieszanki na bazie Ar i Kr, z i bez domieszki N_2. Wyraźnie widać, że wpływ domieszki N_2 na prędkość dryfu w mieszaninie z Kr jest znacznie większy [4].

W detektorach gazowych, od których wymagana jest duża szybkość odpowiedzi jako domieszkę stosuje się CF_4. Duża prędkość dryfu w czystym CF_4 ,rys. 6, lub w mieszaninach z jego domieszką, rys.8, spowodowana jest przez głębokie minimum Ramsauer'a dla CF_4 przy energii elektronów ok. 0,15 eV i równoczesnym bardzo dużym przekrojem czynnym na wzbudzenia wibracyjne, rys.7.

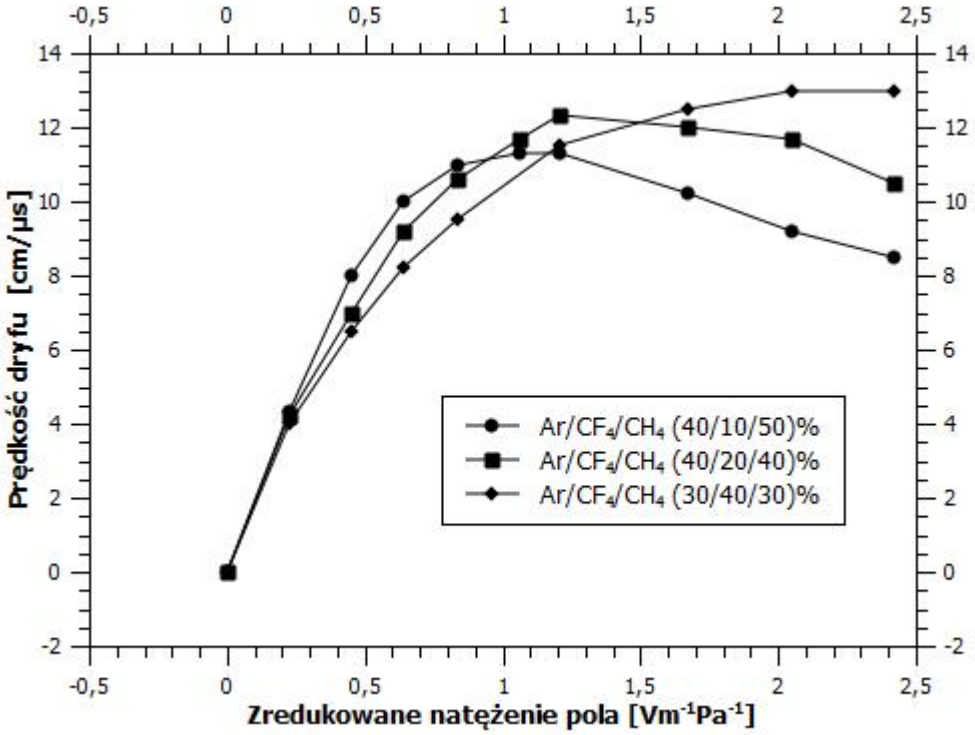


Rys. 6 Prędkość dryfu elektronów w czterofluorometanie [5, 6].



Rys. 7
Przekrój czynny na oddziaływanie elektronów z CF_4 w funkcji ich energii [5].

Zależność prędkości dryfu od zredukowanej wartości natężenia pola elektrycznego dla mieszanin na bazie argonu dla szerokiego zakresu zmian koncentracji CF_4 pokazano na rys.8. Prędkości dryfu osiągają wartość 13 cm/µs, gdy dla mieszanin prezentowanych na rys. 5, prędkość dryfu wynosi tylko ok. 3,5 cm/µs.



Rys.8 Zależność prędkości dryfu elektronów od wartości zredukowanego natężenia pola E/p dla mieszanin na bazie Ar z domieszką CF_4 i CH_4 [7].

2. Dyfuzja elektronów.

Dryfujące elektrony są rozpraszane na molekułach gazu, ich indywidualna prędkość dryfu różni się od wartości średniej ze względu na przypadkowość zderzeń. W najprostszym przypadku odchylenia we wszystkich kierunkach są takie same. Punktowa chmura elektronów, która zaczyna dryfować w czasie t = 0, w kierunku osi z, po czasie t ma gaussowski rozkład gęstości [9]

$$N = \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}}\right)^3 exp\left(\frac{-r^2}{4Dt}\right), \tag{6}$$

gdzie $r^2 = y^2 + x^2 + (z - ut)^2$, D- współczynnik dyfuzji.
Średnie kwadratowe odchylenie gęstości elektronów wynosi $2Dt$ we wszystkich kierunkach od centrum chmury elektronowej. Mamy do czynienia z dyfuzją izotropową.

Uwzględniając rozkład średniej drogi swobodnej elektronów, zakładając, ze rozpraszanie jest izotropowe (w stosunku do kierunku dryfu), że zaszła duża liczba rozproszeń, na współczynnik dyfuzji D otrzymujemy:

$$D = \frac{l_0^2}{3\tau} = \frac{vl_0}{3} = \frac{v^2\tau}{3} = \frac{2\varepsilon}{3m}\tau, \tag{7}$$

gdzie: $l_0 = v \cdot \tau$ - średnia droga swobodna

v - średnia prędkość pomiędzy zderzeniami

τ – średni czas pomiędzy zderzeniami

ε – średnia wartość energii kinetycznej elektronów.

Uwzględniając, że:

$$\mu = \frac{e}{m}\tau \quad (\mu \text{ - ruchliwość elektronów}),$$

otrzymujemy

$$\frac{D}{\mu} = \frac{2\varepsilon}{3e} \ .$$

Jeżeli

$$\varepsilon = \frac{3}{2}kT \quad \text{(z uwzględnieniem tylko ruchów termicznych)}$$

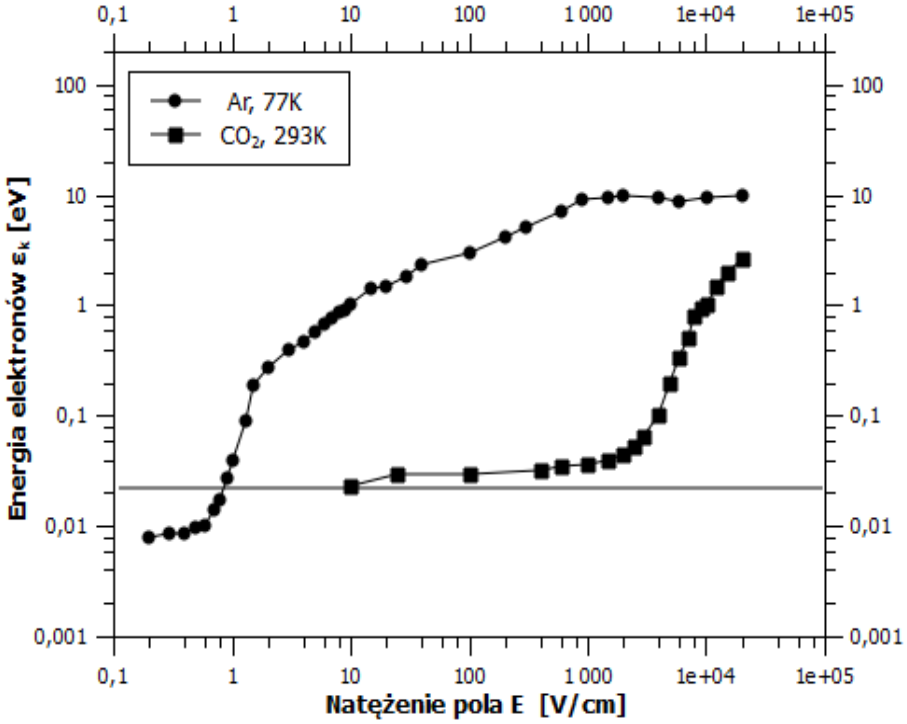
$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \qquad \text{(wzór Nernsta-Townsenda-Einsteina).}$$

Wartość energii kinetycznej dryfujących elektronów określa dyspersję σ_x chmury elektronowej, startującej jako punkt po przebyciu drogi L:

$$\sigma_x^2 = 2Dt = \frac{2DL}{\mu E} = \frac{4\varepsilon \cdot L}{3eE}. \tag{8}$$

Aby mieć jak najmniejsze rozmycie σ_x^2 chmury elektronów, oczekujemy małej energii elektronów ε, przy dużym natężeniu pola dryfu E. W powyższym wzorze ε jest całkowitą energią elektronu, a więc sumą energii wynikającej z ruchu termicznego i energii uzyskiwanej od pola.

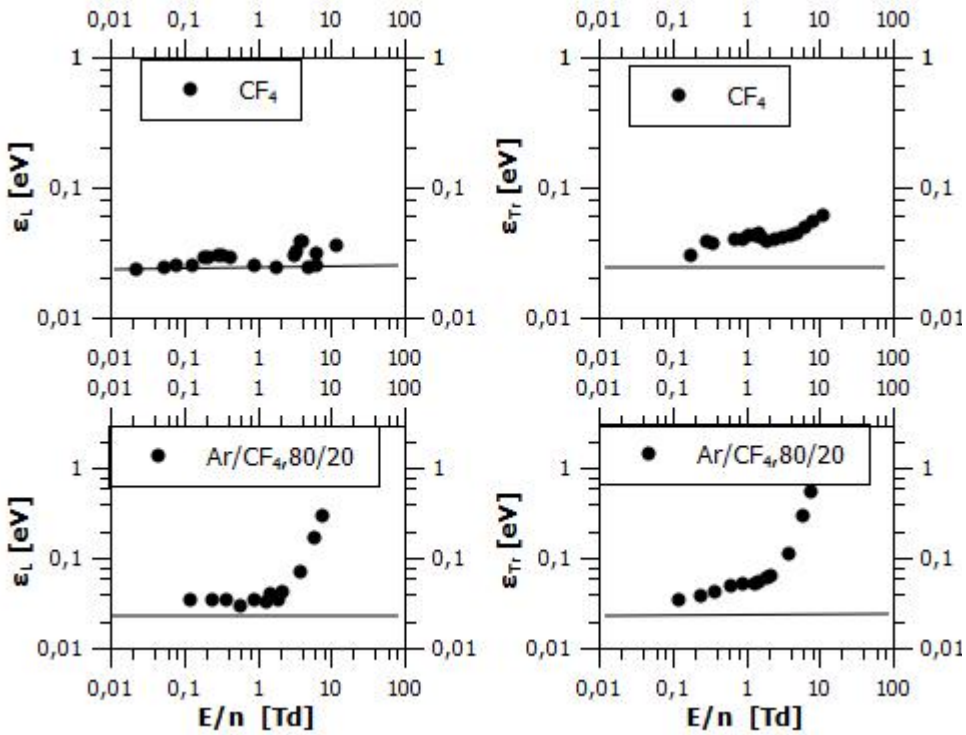
Wprowadza się pojęcie tzw. energii charakterystycznej ε_k, zdefiniowanej relacją $\varepsilon_k = \frac{2}{3}\varepsilon$.



Rys. 9
Charakterystyczna energia ε_k elektronów w Ar i CO_2 jako funkcja natężenia pola. Zaznaczono wartości temperatur dla których wykonano pomiary. Linią ciągłą zaznaczono limit termiczny 0.025 eV [1].

Na rys. 9 pokazano zależność energii charakterystycznej ε_k od natężenia pola dla Ar i CO_2. Wyraźnie widać różnicę w przebiegach. Dla argonu, dla natężeń pól E > 1V/cm, energia elektronów zależy głównie od oddziaływania z polem jest znacznie wyższa niż wynika to z temperatury gazu (tzw. gaz gorący).

W CO_2 do wartości natężenia pola E < 2kV/cm, ε_k zależy głównie od temperatury (tzw. gaz zimny), dopiero dla wyższych pól oddziaływanie elektronów z polem zmienia istotnie ich rozkład energetyczny.



Rys. 10
Zależność ε_L i ε_{Tr} od energii elektronów dla CF_4 i Ar/CF_4 (80/20)%. Linią ciągła zaznaczono limit termiczny odpowiadający energii 0.025 eV [10].

Na rys.10 pokazano zależność energii charakterystycznej wyznaczonej z pomiaru dyspersji σ_z wzdłuż pola (ε_L) i energii charakterystycznej wyznaczonej z pomiaru σ_x w kierunku prostopadłym do pola (ε_{Tr}) dla CF_4 i Ar/CF_4 (80/20)% w funkcji E/n (wzór 8) i zaznaczono wartości wynikające z ruchów termicznych.

Zarówno dla jonów jak i elektronów o energii termicznej $\varepsilon = \frac{3}{2}kT$, dyspersja szerokości chmury ładunków jest niezależna od rodzaju gazu, zależy tylko od pierwiastka kwadratowego z temperatury, jest to „limit termiczny" szerokości dyfuzji ($\sigma_{x\,min}$)

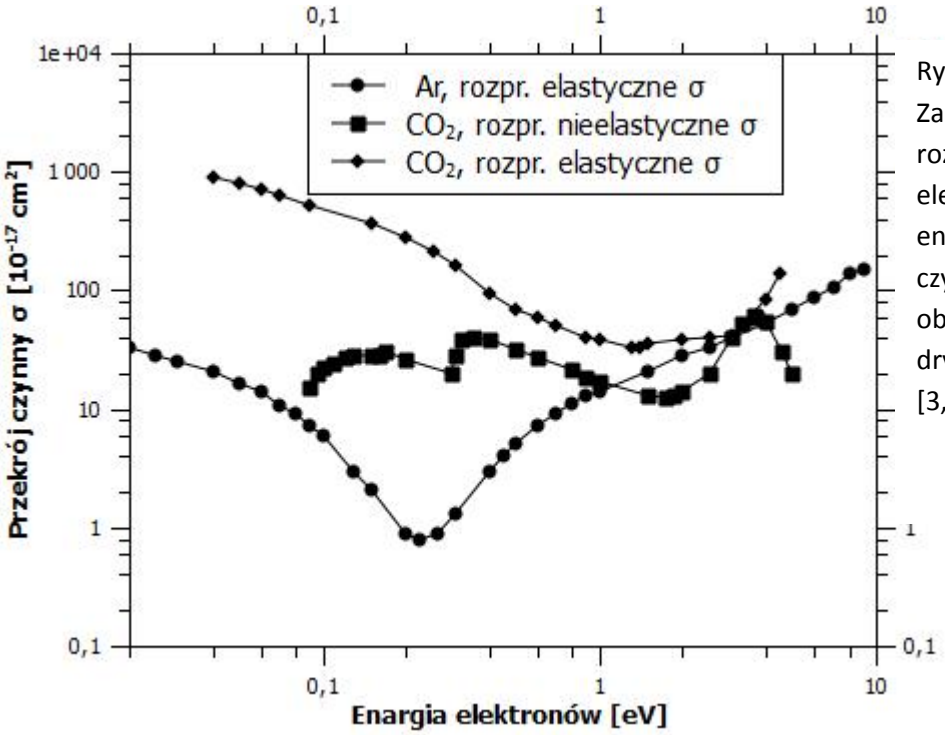
$$\sigma_{xmin} = \sqrt{\frac{2kTL}{eE}}. \tag{9}$$

W komorach dryftowych elektrony jonizacji pierwotnej przebywając drogę L od śladu rejestrowanej cząstki do elektrody sygnałowej, przy której ulegają wzmocnieniu gazowemu, rozprzestrzeniają się na skutek dyfuzji z dyspersją przestrzenną daną równaniem [11]:

$$\sigma = \sqrt{\frac{4\epsilon L}{3eE}} \sim 5mm \cdot \sqrt{\frac{(\frac{1kV}{cm})}{E_d}} \cdot \sqrt{L \quad /1m}, \tag{10}$$

gdzie E_d jest natężeniem pola dryfu.

Równanie to pokazuje, że aby zredukować dyfuzję, pole dryfu musi być jak najwyższe a energia dryfujących elektronów jak najniższa. Praktyczne stłumienie dyfuzji jest limitowane przez szybki wzrost ε dla wartości zredukowanych pól $E/p. > 0{,}1\,V/(m \cdot Pa)$, przy wysokich polach $E/p >$ kilkaset $V/(m \cdot Pa)$, w obszarach dryfu może wystąpić mnożenie lawinowe elektronów prowadzące do przebicia detektora. Odpowiedni dobór składu mieszaniny pozwala na stosowanie wysokich natężeń pól dryfu, przy równoczesnym utrzymywaniu małej wartości ε. Molekuły, takie jak CO_2 (rys. 11), DME (dwumetyloeter), izo-butan mają duży przekrój czynny na rozpraszanie nieelastyczne elektronów niskoenergetycznych, stosowane jako domieszki, znacznie redukują wartość ε. Sytuacja ulegałaby znacznej poprawie, gdyby dryfującymi nośnikami ładunku nie były elektrony tylko cięższe cząstki, wtedy ich strata energii w zderzeniach z molekułami gazu była większa, a więc średnia energia ε niska. Takimi nośnikami mogą być jony ujemne [12]. Jony te muszą powstać „natychmiast" po wygenerowaniu elektronów jonizacji pierwotnej (domieszka musi być silnie elektroujemna) i po dotarciu do elektrody zbiorczej generować lawiny elektronowe. Należy spodziewać się, że przy dużej masie jonów ujemnych, silnych właściwościach gaszących związków elektroujemnych można będzie stosować wysokie wartości natężeń dryfu bez równoczesnego wzrostu energii ε jonów i zredukować σ_x do wartości limitowanej przez ruchy termiczne.

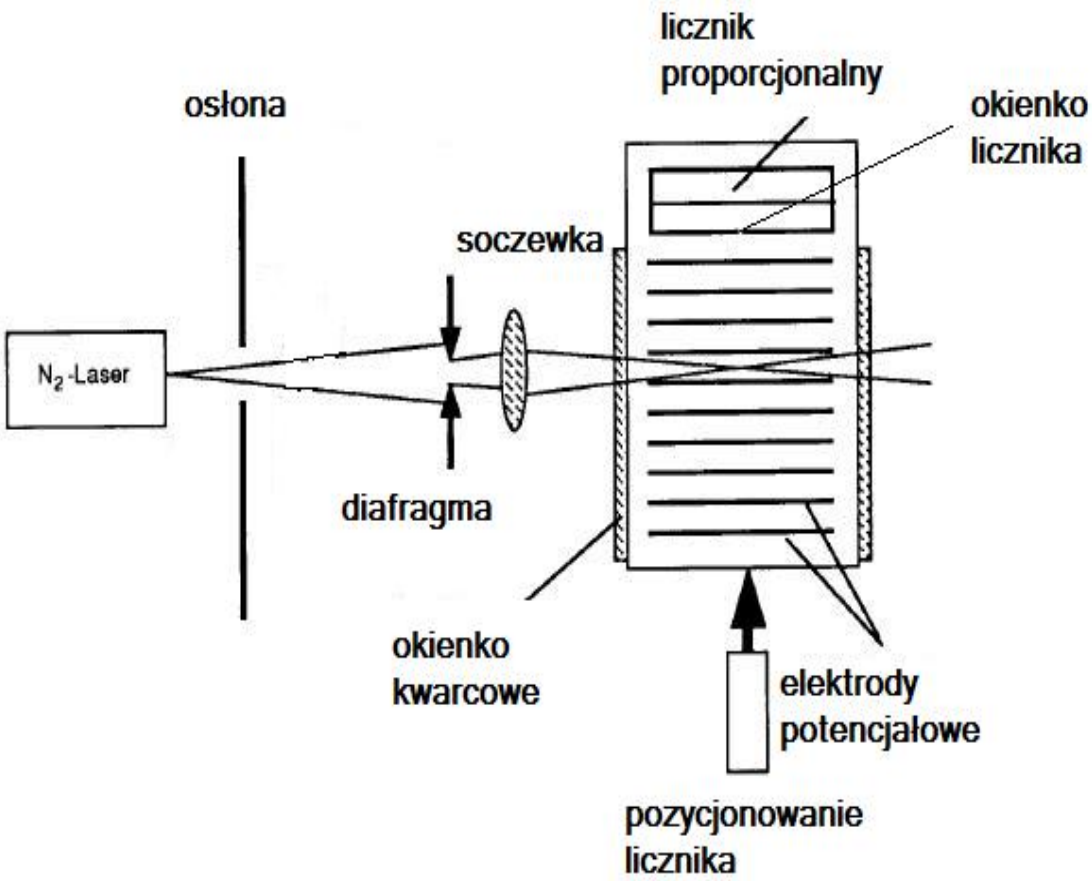


Rys. 11
Zależność przekroju czynnego na rozproszenia nieelastyczne elektronów w CO_2 w funkcji ich energii. Duża wartość przekroju czynnego powoduje znaczne obniżenie wartości średniej energii dryfujących elektronów.
[3, 8]

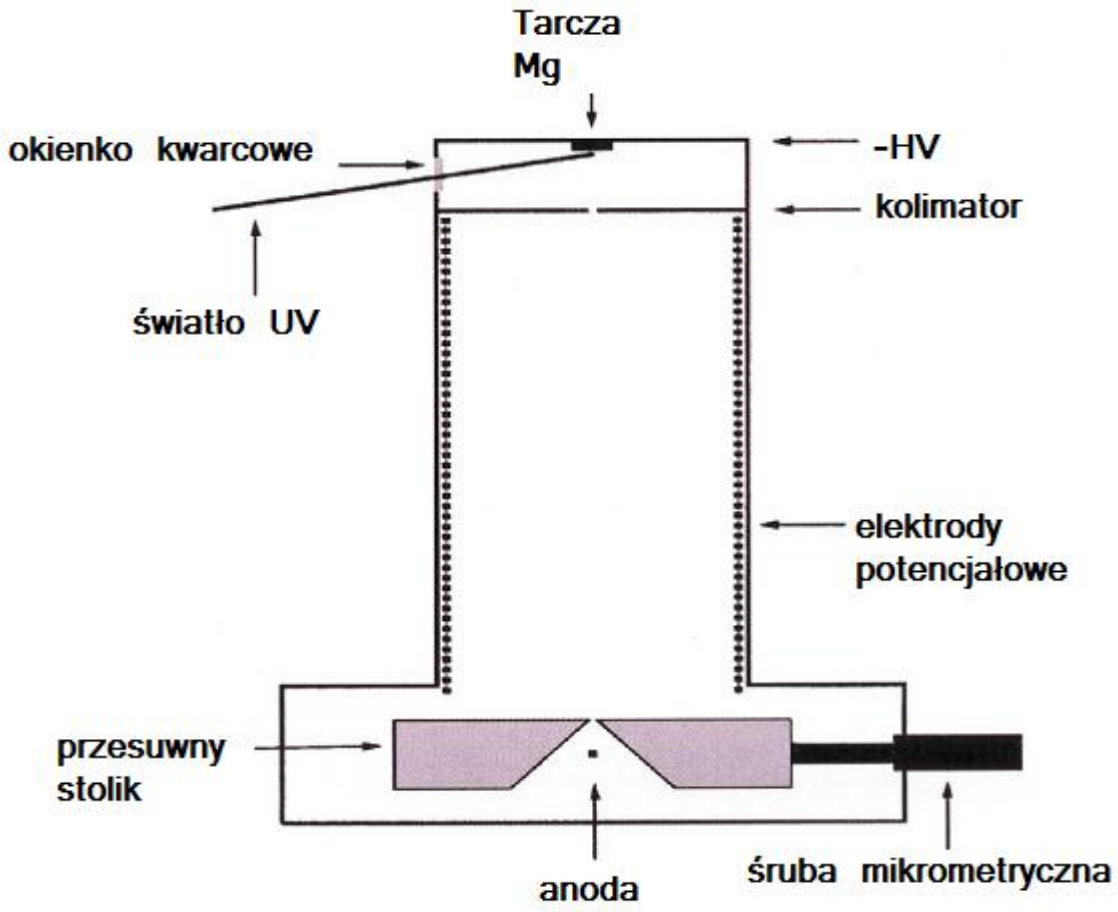
2.1 Pomiar współczynnika dyfuzji.

Schemat układu pomiarowego do pomiaru dyfuzji zarówno w kierunku równoległym do pola jak i prostopadłym pokazano na rys. 12 i 13.

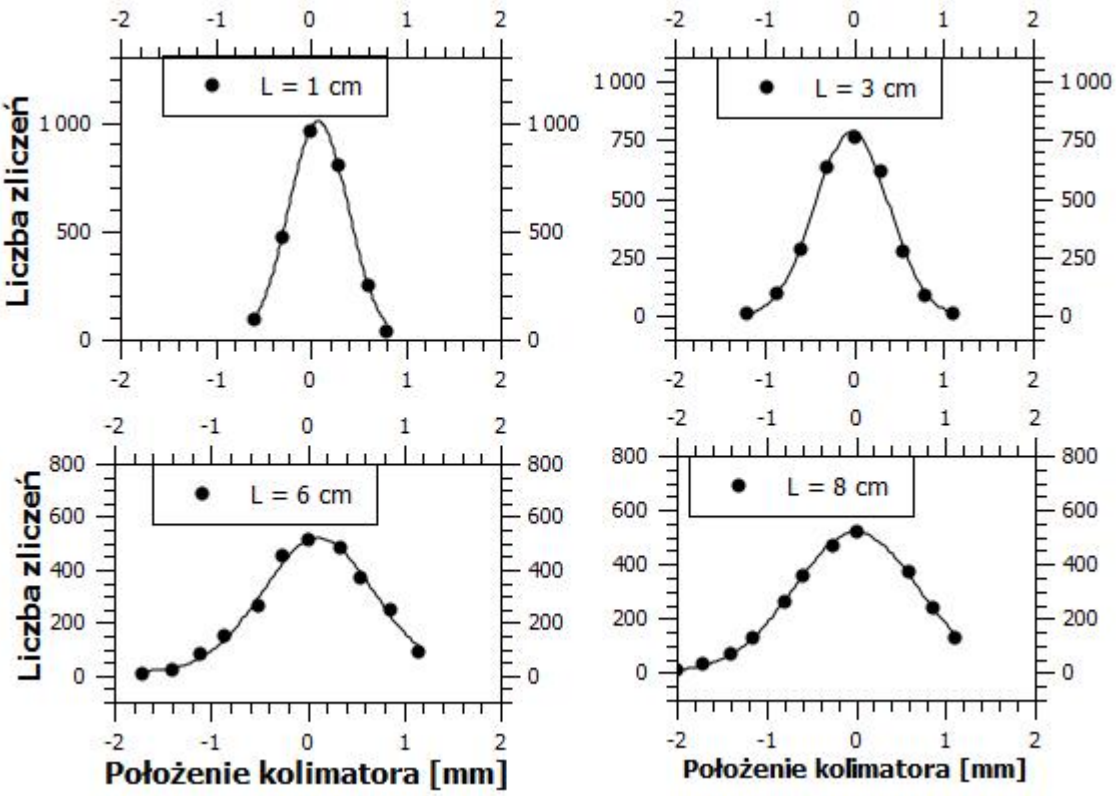
Komora dryfowa może być bardzo precyzyjnie przesuwana w dwóch wymiarach. W kierunku równoległym do pola elektrycznego, pozwala to na pomiar dyfuzji dla różnej drogi L. W kierunku prostopadłym do pola elektrycznego, możemy mierzyć dyfuzje poprzeczną. Elektrony są produkowane przez promieniowanie z lasera - N_2 w bardzo małej objętości (jonizacja punktowa) i są rejestrowane przez licznik proporcjonalny o średnicy okienka ok. 0,2 mm. Przesuwanie licznika w kierunku prostopadłym do pola pozwala na pomiar dyfuzji poprzecznej. Wartość sygnału z licznika proporcjonalnego jest korygowana ze względu na natężenie promieniotwórcze lasera (natężenie promieniowania dla impulsu jest mierzone). Na rys. 14, pokazano przykładowy skan w kierunku prostopadłym do pola, dla kilku różnych dróg dryfu. Dyfuzja podłużna jest mierzona poprzez pomiar szerokości czasowej impulsu na wyjściu wzmacniacza podłączonego do anody licznika proporcjonalnego. Czas kształtowania wzmacniacza odjęto od zmierzonej wartości szerokości czasowej impulsu. Szerokość czasowa impulsu została przeliczona na szerokość przestrzenną w kierunku pola chmury elektronów wchodzących do licznika proporcjonalnego, wykorzystując wartość prędkości dryfu. Prędkość dryfu jest mierzona poprzez pomiar czasu pomiędzy błyskiem lasera (generacja elektronów pierwotnych) i impulsem z licznika proporcjonalnego. Układy te pozwalają na równoczesny pomiar prędkości dryfu, dyfuzji podłużnej i poprzecznej.



Rys. 12 Układ eksperymentalny do równoczesnego pomiaru prędkości dryfu, dyfuzji podłuznej i poprzecznej. Zakres zmienności natężenia pola od 1V/(cm 0.1MPa) do 5000 V/(cm 0.1MPa) [10].



Rys. 13
Schemat układu do pomiaru prędkości dryfu dyfuzji podłużnej i poprzecznej elektronów i jonów ujemnych. Fotoelektrony są produkowane przez naświetlenie płytki Mg promieniowaniem UV z lampy ksenonowej. W obszarze pomiędzy (-HV) a kolimatorem wiązka elektronów jest formowana lub jest zamieniana na wiązkę jonów ujemnych. Szczelina w kolimatorze i w liczniku proporcjonalnym ma szerokość 300 μm. Komora dryfu – cylinder o długości 15 cm i średnicy 10 cm [11].



Rys. 14 Przykładowy skan w kierunku prostopadłym do pola, dla kilku różnych dróg dryfu L [10].

3. Wychwyt elektronów

Podczas dryfu elektrony mogą być wychwytywane przez cząsteczki gazu tworząc jony ujemne. Gazy szlachetne i większość par związków organicznych tworzy stabilne jony ujemne w zderzeniach z elektronami o energii kilkanaście elektronowoltów. Halogeny, tlen, para wodna tworzą jony ujemne w zderzeniach z elektronami o energii kilku elektronowoltów (3.1 – 3.7eV – halogeny, ~ 0,5 eV – tlen). Związki te mogą występować w gazie licznikowym jako zanieczyszczenia.

Wyróżnia się wychwyt elektronów w procesach dwuciałowych i trójciałowych [13, 14].

Procesy dwuciałowe to:

$e^- + M \rightarrow M^-$ (wychwyt rezonansowy)

lub

$e^- + M \rightarrow A^- + B + \ldots$, (wychwyt dysocjacyjny)

gdzie *M* to atom lub cząsteczka gazu wypełniającego licznik. Cząsteczka ta w zderzeniu może ulec rozpadowi (*A,B*+…fragmenty rozpadu).

Częstość wychwytu *R*, zależy od przekroju czynnego σ, prędkości elektronów v, gęstości n molekuł elektroujemnych:

$$R = v\sigma n = kn,$$

k - stała częstości wychwytu w zderzeniach dwuciałowych.

Mechanizm wychwytu w zderzeniach trójciałowych jest dwustopniowy. W pierwszym elektron zderza się z molekułą elektroujemną *M*, tworząc wzbudzony jon ujemny:

$$e^- + M \rightarrow M^{*-} \tag{11}$$

(jest to najczęściej, wzbudzenie do najniższego stanu wibracyjnego molekuły M^-).
Kolejnym etapem jest spontaniczny rozpad M^{*-},

$$M^{*-} \rightarrow M + e^-, \tag{12}$$

gdzie elektron jest uwalniany, a energia wzbudzenia przechodzi w energie kinetyczną, albo jon stabilizuje się poprzez emisje fotonu, hv,

$$M^{*-} \rightarrow M^- + hv. \tag{13}$$

W mieszaninie gazowej wzbudzony jon może zderzać się z jedną z molekuł mieszaniny *S* i elektron znowu może być uwolniony:

$$M^{*-} + S \rightarrow M + S + e^- \tag{14}$$

(*S* – trzeci element zderzenia, molekuła stabilizująca),
albo poprzez zderzenie jon ujemny jest stabilizowany w stanie podstawowym

$$M^{*-} + S \rightarrow M^- + S^*, \tag{15}$$

(następuje rezonansowy transfer energii do molekuły stabilizującej).
Reakcje (12) – (15) są procesami konkurencyjnymi i efektywny wychwyt elektronu nastąpi, jeżeli po reakcji (11) nastąpią procesy (13) lub (15). Proces (13) jest istotny dla niskich ciśnień gazu (p<1 hPa). Ze wzrostem ciśnienia rośnie prawdopodobieństwo zderzenia z molekułą *S*, a więc prawdopodobieństwo procesów (14) i (15). Prawdopodobieństwo względne reakcji (14) i (15) a więc wychwyt efektywny elektronu, zależy silnie od rodzaju molekuły *S*, molekuły duże (np. izo-butan) mają gęstą strukturę poziomów wibracyjnych i w zderzeniu z M^{*-} absorbują energię wzbudzenia poprzez proces (15), molekułu proste, czy gazy szlachetne, które nie mają poziomów wibracyjnych będą oddziaływać poprzez proces (14). Czas życia M^{*-} wynosi ok. ($\tau \sim 0{,}02 - 10) x 10^{-10} s$, jeżeli w tym czasie nie nastąpi zderzenie z molekułą S występuje proces samoodklejenia. Tempo, efektywna szybkość przyklejania (wychwytu elektronów zależy od τ, częstości zderzeń, elektronów z molekułami M i wzbudzonych molekuł M^{*-} z molekułami stabilizatora oraz przekrojów czynnych na proces (11), σ_1 i proces (15) σ_2.
Niech szybkość $\frac{dn}{dt}$ tworzenia jonów M^{*-} wynosi $\frac{1}{T_1}$, to jeżeli szybkość rozpadu spontanicznego (samoodklejenia) wynosi $\frac{n}{\tau}$, a szybkośc de ekscytacji przez zderzenie z trzecim ciałem jest $\frac{n}{T_2}$, to w stanie ustalonym liczba n molekuł M^{*-} na jeden elektron dana jest wzorem:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{n}{\tau} + \frac{n}{T_2},$$

(T_1, T_2 - średni czas formowania i sredni czas stabilizacji molekuły M^{*-}) stąd

$$n = \frac{1}{T_1} \cdot \frac{\tau T_2}{\tau + T_2}.$$

Efektywna częstość *R* przyklejenia elektronu jest

$$R = \frac{n}{T_2} = \frac{\tau T_2}{\tau T_1 + T_2}.$$

Natężenia $\frac{1}{T_1}$ i $\frac{1}{T_2}$ mogą być wyrażone poprzez przekroje czynne σ_1, σ_2, gęstości n(*M*), n(*S*) oraz prędkości względne ((e^-, M) i (M^{*-}, S),

$$\frac{1}{T_1} = v_1 \sigma_1 n(M)$$
$$\frac{1}{T_2} = v_2 \sigma_2 n(S).$$

W warunkach licznikowych $T_2 \gg \tau$,

$$R = \tau v_1 v_2 \sigma_1 \sigma_2 n(M) n(S). = k_1 p(M) \cdot p(S),$$

gdzie $p(M), p(S)$ - ciśnienie parcjalne składników M i S.

R zależy od energii elektronu poprzez v_1, σ_1, temperatury poprzez v_2 i rodzaju stabilizatora poprzez σ_2.
Tlen i para wodna są najczęściej występującymi związkami elektroujemnymi w mieszaninach roboczych detektorów gazowych, ponadto tlen ma duże powinowactwo elektronowe (0,43 eV). Tlen na poziomie ppm zawarty jest w komercyjnie dostarczanych gazach, jest uwalniany przez materiały konstrukcyjne detektorów, przenika do detektora z atmosfery na skutek nieszczelności lub dyfuzji przez plastikowe elementy detektora. Para wodna jest dodawana (kilkaset ppm) jako czynnik spowalniający procesy starzenia się detektora. Stwierdzono, że dla mieszanin na bazie Ar wychwyt elektronów przez H_2O może być zaniedbany ale kilkaset ppm H_2O, jako molekuły *S* może podwoić wartość współczynnika przyklejania dla O_2.
Wychwyt dysocjatywny ($e^- + O_2 \rightarrow O^- + O^+$) w tlenie zachodzi dla energii powyżej 4,6 eV a w wodzie ($e^- + H_2O \rightarrow H^+ + OH^-$) dla energii powyżej 5,5 eV. Dla elektronów o średniej energii ok. 1 eV i poniżej czyli energii elektronów w strefie dryfu, przyklejanie następuje poprzez procesy (11) – (15). Tlen w zderzeniach z molekułą stabilizującą *S* może tworzyć dimery molekularne, które też mogą wychwytywać elektrony:

$$O_2 + S \rightarrow (O_2S),$$
$$(O_2S) + e^- \rightarrow (O_2S)^{*-}$$

$(O_2S)^{*-} + S \rightarrow O_2^- + S + S$

Na rys. 15a, 16a, 17a, 18a i rys. 15b, 16b, 17b, 18b [13] pokazano odpowiednio zależność szybkości wychwytu *R* i współczynnika wychwytu k_1, od ciśnienia całkowitego mieszaniny, od koncentracji molekuły elektroujemnej i od koncentracji czynnika stabilizującego *S* oraz wpływ pary wodnej na wychwyt elektronów przez tlen.

3.1 Pomiar współczynnika przyklejania.

Liczba elektronów i odpowiadająca im wysokość impulsu na wyjściu toru pomiarowego w przypadku występowania wychwytu maleje ekspotencjalnie jako funkcja czasu dryfu *t* [15, 13, 16],

$$N(t) = N(0)\, e^{-Rt}, \qquad (16)$$

N(0) – liczba elektronów wygenerowanych w gazie w czasie *t* = 0.
Mierząc *N(t)* możemy wyznaczyć szybkość wychwytu *R* i współczynnik przyklejania k_1.
Na rys. 19, pokazano schemat komory dryftowej do pomiaru współczynnika przyklejania elektronów. Przy stałej wartości *N(0)*, czas dryfu t jest zmieniany poprzez zmianę długości drogi dryfu.
Na rys. 20 pokazano względną atenuację sygnału w funkcji drogi dryfu (czasu dryfu). Z pomiaru czasu dryfu i atenuacji sygnału wyznaczamy *R*,

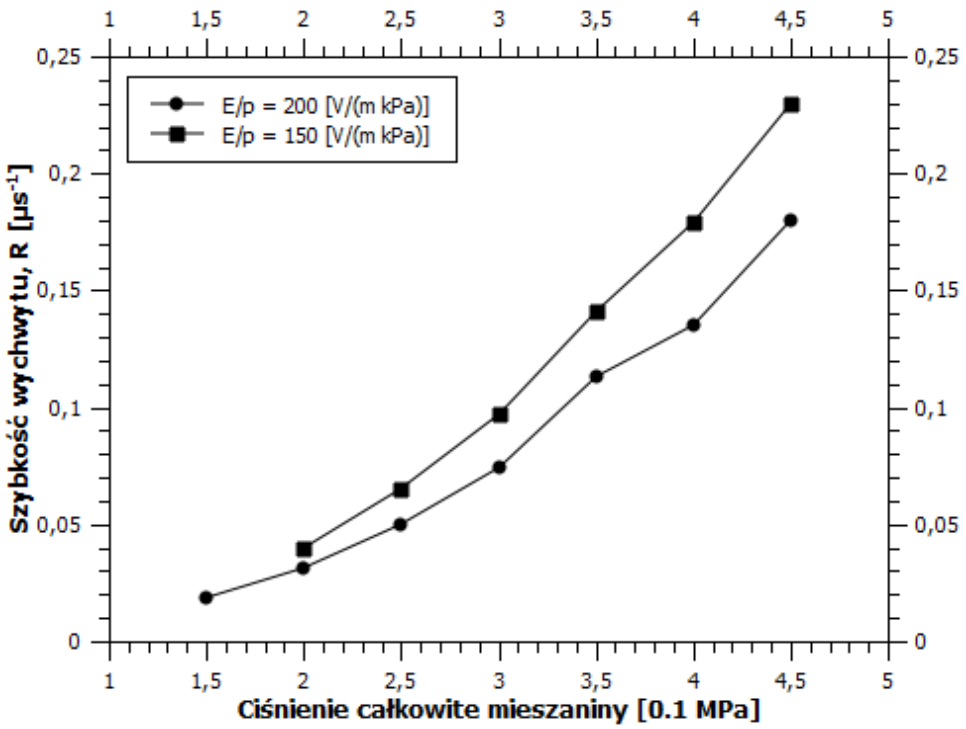
$$R = \frac{U}{d_i - d_1} \cdot ln \frac{N(t_i - t_1)}{N(t_i)}$$ (i indeks położenia kolejnych kolimatorów).

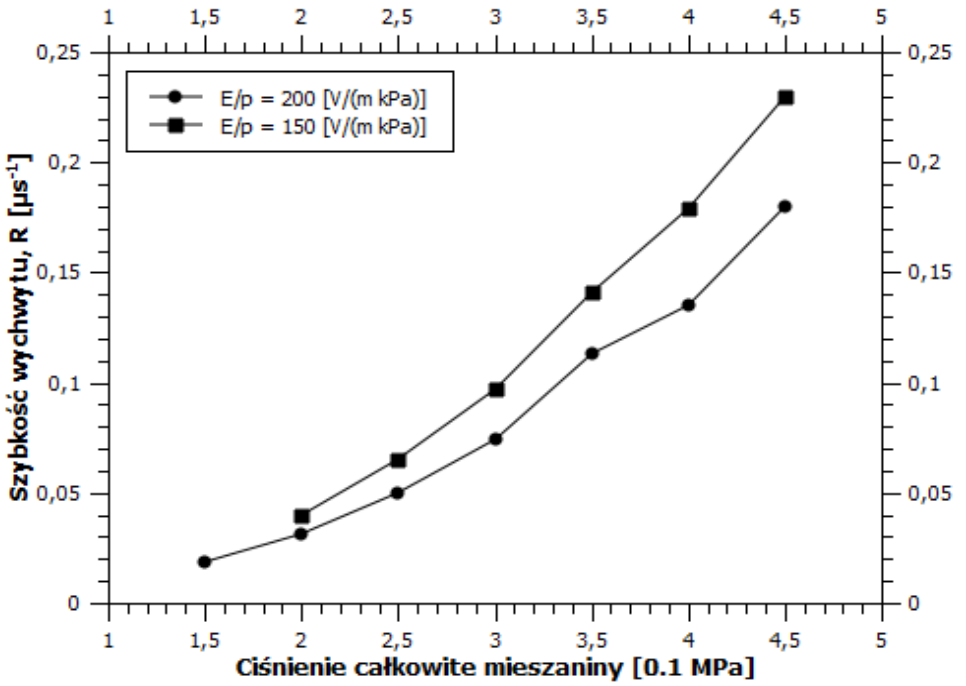
I odpowiadający mu współczynnik przyklejania

$$k_1 = \frac{R}{p(M) \cdot p(S)},$$

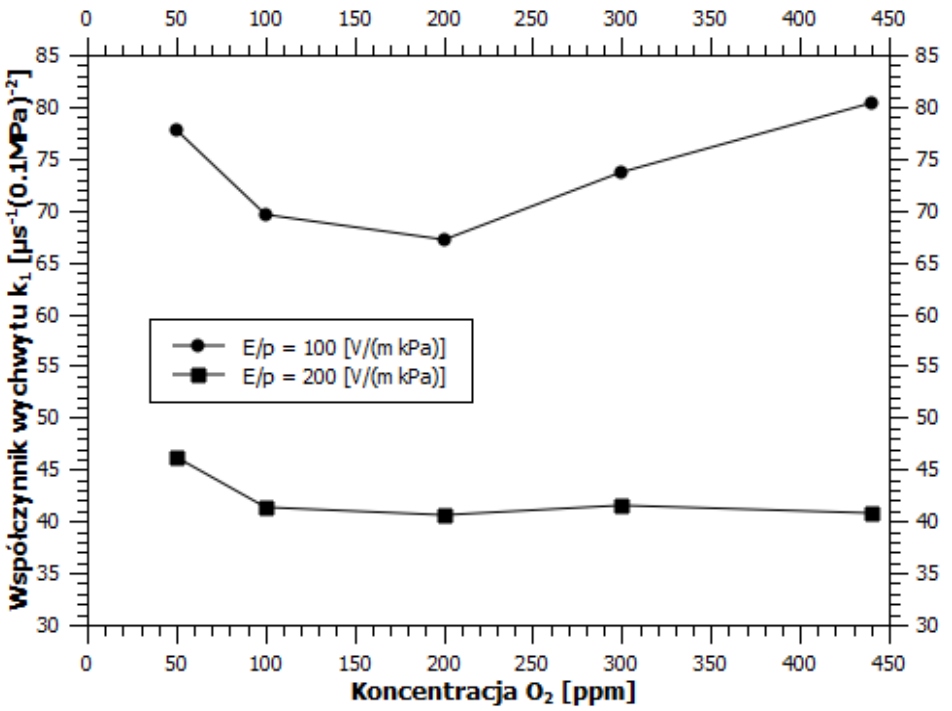
który jest „niezależny” od ciśnienia mieszaniny i ciśnienia parcjalnego domieszki elektroujemnej.

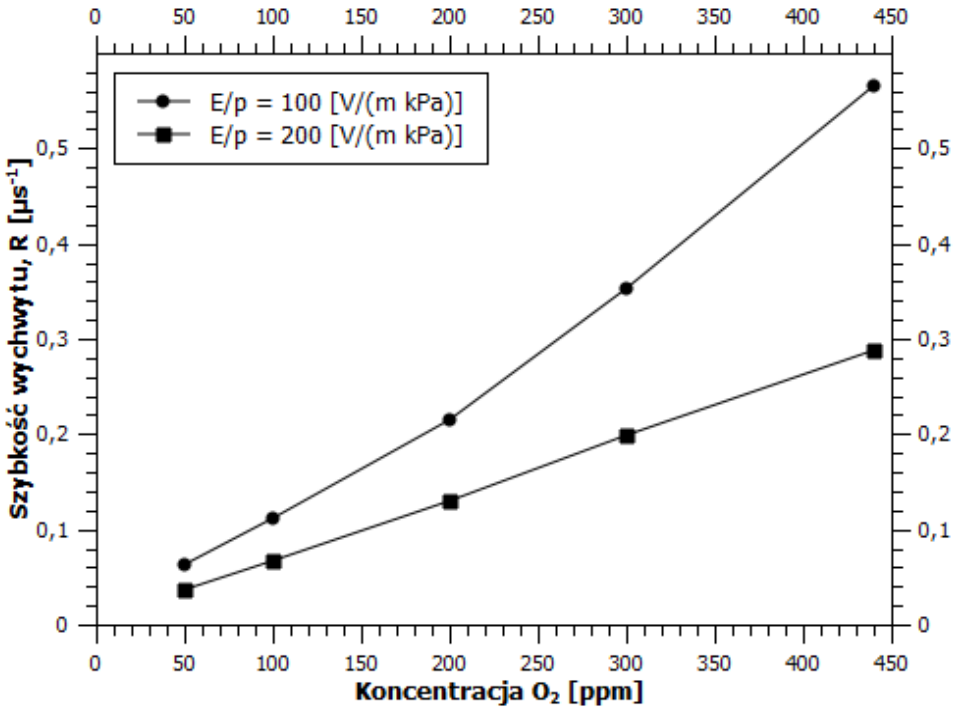
Porównując otrzymane zależności wysokości impulsu od czasu dryfu dla mieszaniny bez domieszek elektroujemnych i z domieszką elektroujemną wyznaczamy *R* i k_1.
Wychwyt elektronów powoduje zmiany parametrów detektora [19. 20].



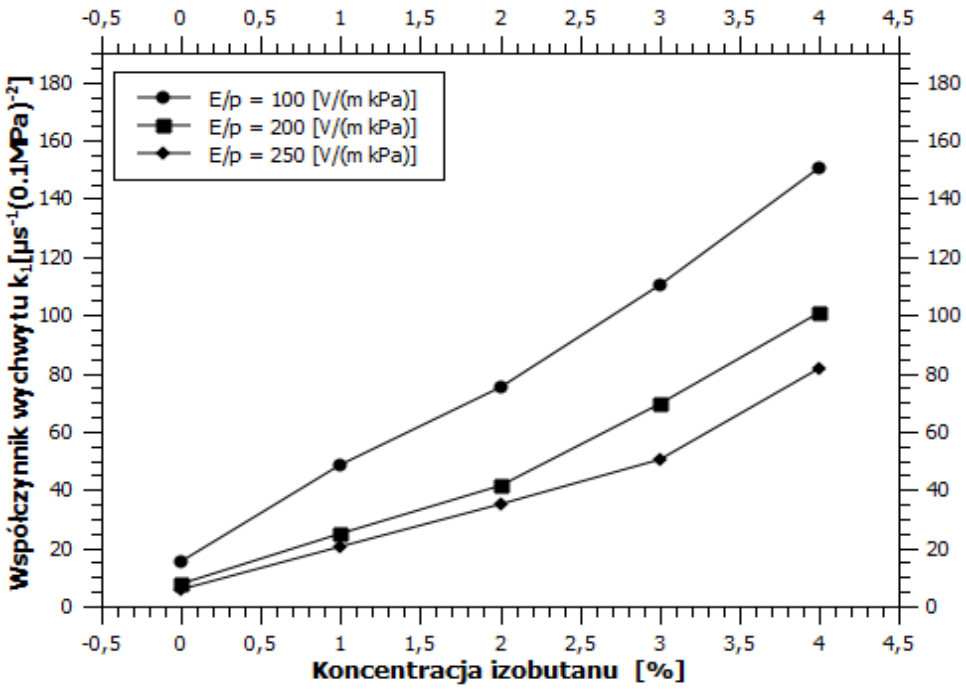


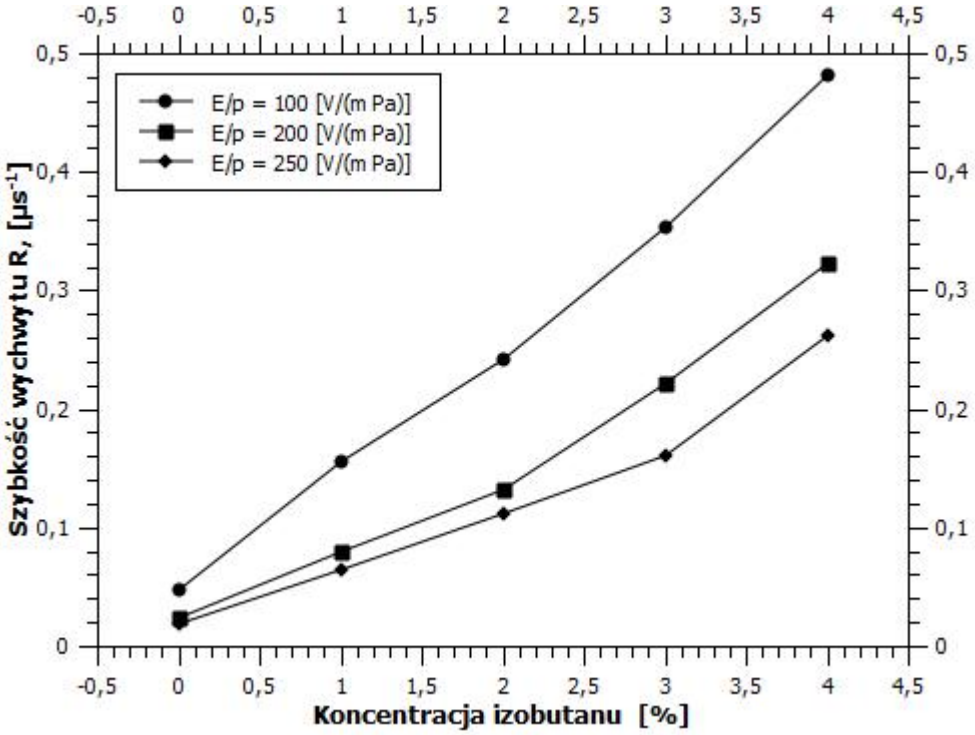
Rys. 15 a (górny i b dolny)
Przyklejanie elektronów do O_2 w funkcji ciśnienia całkowitego mieszaniny gazowej. Mieszanina gazowa Ar/CH4/izobutan, 88/10/2 plus 200 ppm O_2. Pomiary wykonano dla zredukowanego natężenia pola E/p = 150 i 200 [V/m kPa]. Ze wzrostem ciśnienia mieszaniny, rośnie prawdopodobieństwo procesu (15). Dla O_2 prawdopodobieństwo procesu, (11) jest ~ $1/\varepsilon_{śr}$, ($\varepsilon_{,śr}$- średnia energia elektronów). Dla wyższych natężeń pól E/p, $\varepsilon_{śr}$ jest wyższe, dlatego też zarówno *R* jak i k_1 są niższe [13].





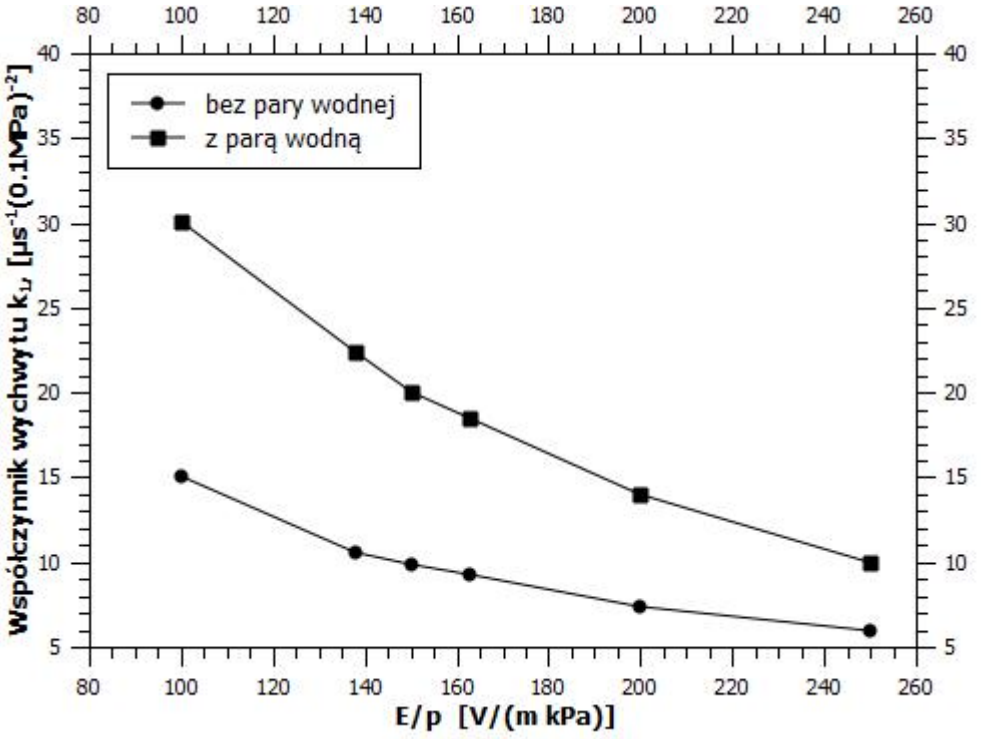
Rys. 16 a i b
Przyklejanie elektronów do O_2 jako funkcja koncentracji O_2. Mieszanina gazowa Ar/CH_4/izobutan, 88/10/2. Ciśnienie mieszaniny – 0,4 MPa. Ze wzrostem koncentracji O_2 rośnie prawdopodobieństwo zajścia procesu (3.11), rośnie *R*, natomiast k_1 jest prawie stałe [13].

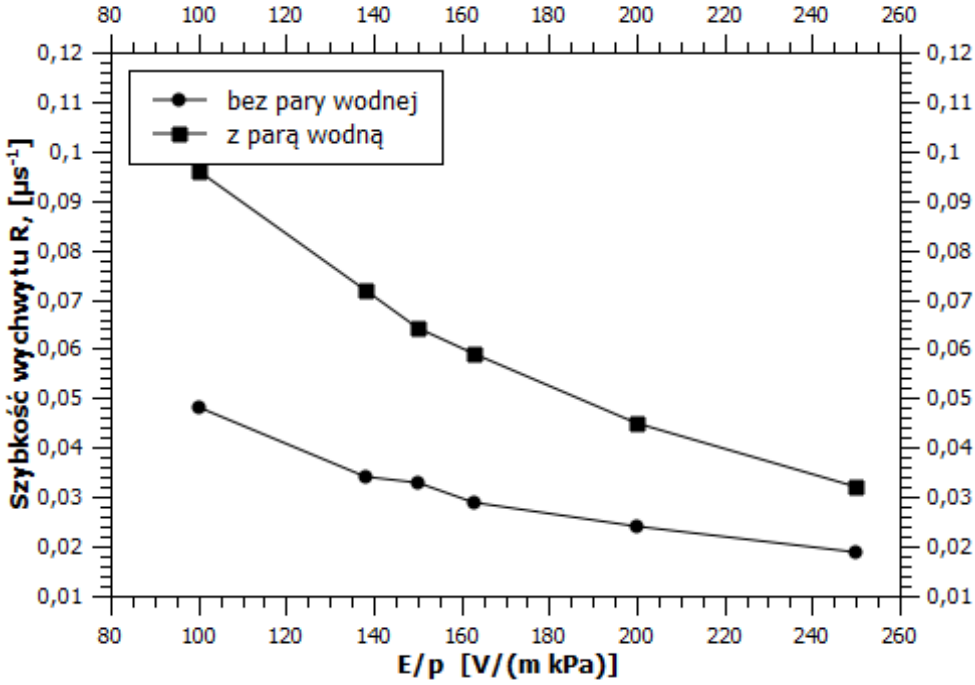




Rys. 17 a i b

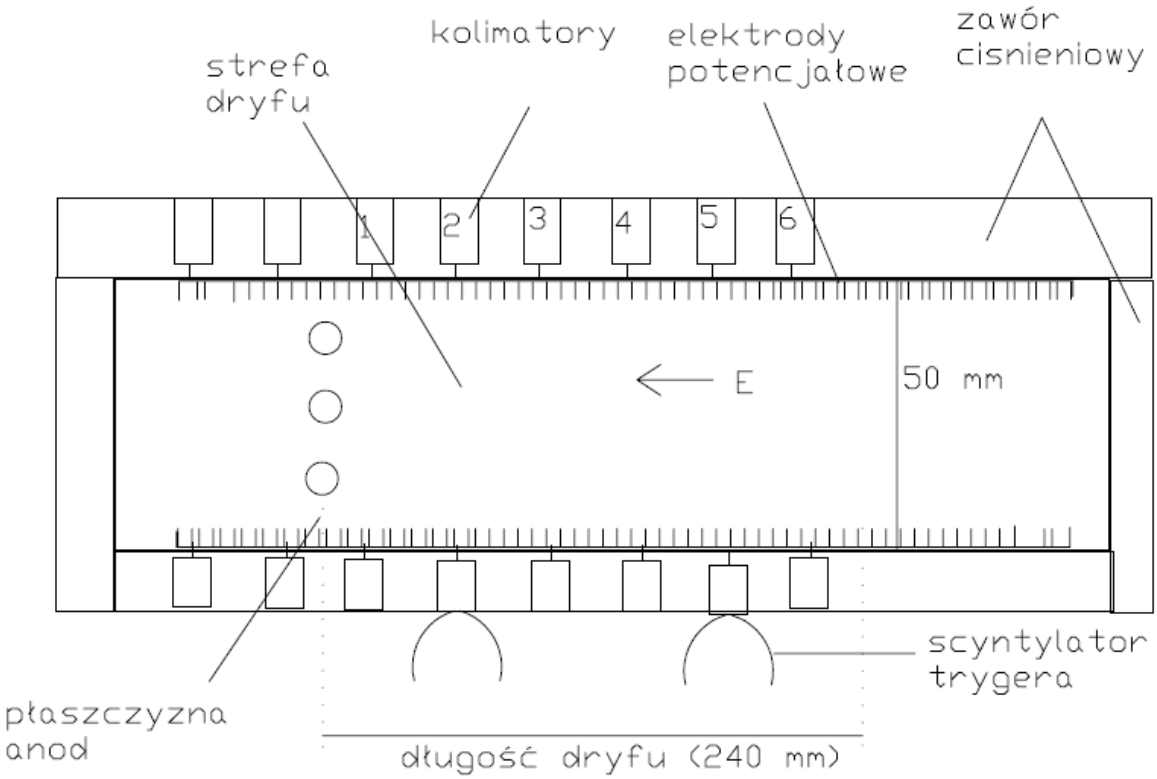
Przyklejanie elektronów do O_2 jako funkcja koncentracji czynnika stabilizującego – izo-butanu. Mieszanina gazowa Ar/CH_4, 90/10. Koncentracja O_2 - 200 ppm. Ciśnienie całkowite mieszaniny 0,4 MPa. Pomiary dla różnych wartości E/p. wzrost koncentracji izo-butanu powoduje zwiększenie prawdopodobieństwa procesu (15) [13].



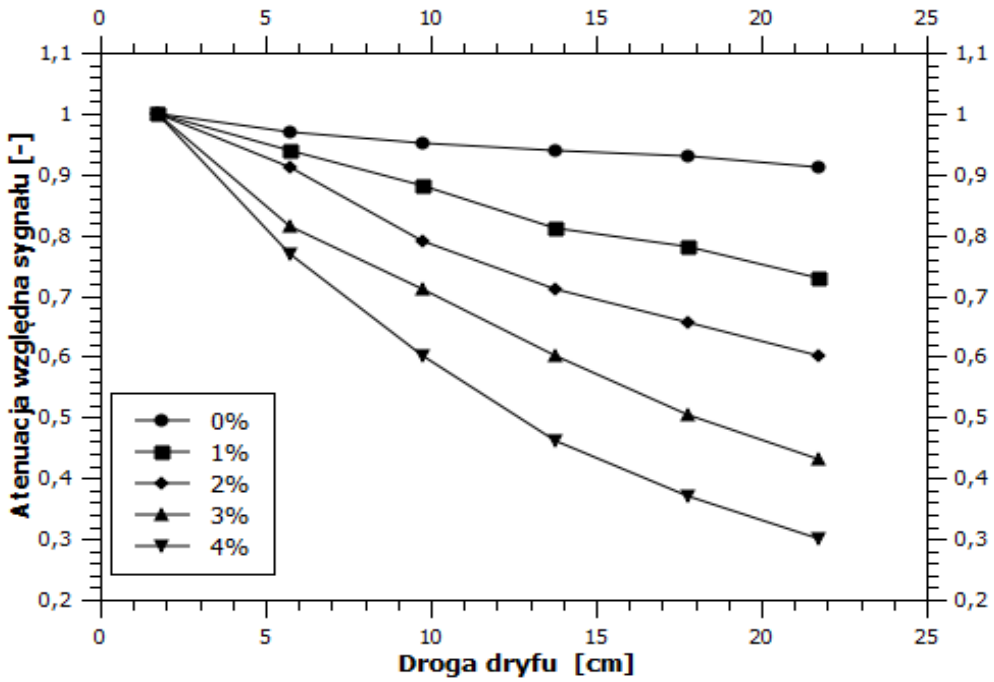


Rys. 18 a i b

Wpływ domieszki pary wodnej na przyklejanie elektronów do tlenu. Mieszaniny: Ar/CH_4, 90/10 plus 200 ppm O_2 (Ar/CH_4, 90/10 plus 200 ppm O_2) plus 950 H_2O. dodatek pary wodnej zwiększył dwukrotnie *R* i k_1. Związane jest to ze wzrostem prawdopodobieństwa procesu (15) ($O_2^{*-} + H_2O \rightarrow O_2^- + H_2O^*$). [13].



Rys. 19
Schemat układu do pomiaru szybkości wychwytu *R*.
Dla różnych dróg dryfu, d (źródło umieszczone w kolimatorach 1-6) mierzona jest atentacja sygnału (wzór 16) dla źródła ^{55}Fe. Czas t wyznaczany jest z zależności t=d/u (u – prędkośc dryfu). u jest zależne od E/p, ciśnienia mieszaniny i jej składu, dlatego też u (źródło β) i atenuacja sygnału muszą być wyznaczane w tym samym czasie [13].



Rys. 20
Atenuacja względna sygnału w funkcji drogi dryfu dla różnych koncentracji izo-butanu. Mieszanina gazowa Ar/CH_4, 88/10 + 200 ppm O_2. Z atentacji sygnału wyznaczamy szybkośc wychwytu, *R*, i współczynnik wychwytu, k_1 [13].

Literatura

1. W. Blum, L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer – Verlag, 1993.
2. H. Date, K. Kondo, M. Shimozuma, H. Tagashira, Electron Kinetics in proportional counters, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 451(2000)588-595.
3. R.M. Avramidou, E.N. Gazis, R. Veenhof, Drift Properties of the ATLAS MDT chambers, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 568(2006)672-681.
4. E. Fortunato, U. Becker, R. Dinner, Understanding the impact of additives with large inelastic cross section on drift chamber performance, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 421(1999)278-283.
5. S.F. Biagi, Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 421(1999)234-240.
6. T. Isobe, H. Hamagaki, K. Ozawa, M. Inuzuka i inni. Development of a Time Projection Chamber using CF_4 gas for relativistic heavy ion experiments, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 564(2006)190-196.
7. T. Yamashita, H. Kurashige, M. M. Morii, T.T. Nakamura i inni, Measurements of electron drift velocities and positive ion mobilities for gases containing CF_4 II, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 317(1992)213-220.
8. U. Becker, R. Dinner, E. Fortunato, J. Kirchner i inni, Consistent measurements comparing the drift features of noble gas mixtures, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 421(1999)54-59.

9. B. Sitar, G.I. Merson, V. A. Chechin Yu. A. Budagov, Ionization Measurements in High Energy Physics, Springer – Verlag, 1993.
10. B. Schmidt, S. Polenz, Electron motion in counting gases – new answers and new questions, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 273(1988)488-493.
11. C.J. Martoff, D.P. Snowden-Ifft, T. Ohnuki, N. Spooner, M. Lehner, Suppressing drift chamber diffusion without magnetic field, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 440(2000)355-359.
12. J. Zhao, X. Bai, J. Li, X. Zhang, B. Wei, Y. Zou, Application of position sensitive detector for the electron detachment cross-sections measurement, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 613(2010)257-262.
13. M. Huk, P. Igo-Kemens, A. Wagner, Electron attachment to oxygen, water, and methanol, in various drift chamber gas mixtures, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 267(1988)107-119.
14. H. Kuroiwa, O. Nitoh, K. Fujii, N. Khalatyan i inni, The influence of oxygen contamination on the performance of a mini-jet-cell-type drift chamber for the JLC-CDC, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 516(2004)377-389.
15. A. Andronic, H. Appelshaeuser, C. Blume, P. Braun-Munzinger i inni, Pulse height measurements and electron attachment in drift chambers operated with Xe, CO_2 mixtures, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 498(2003)143-154.
16. V. Golovatyuk, F. Grancagnolo, R. Perrino, Influence of oxygen and moisture content on electron life time in helium-isobutane gas mixtures, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Mes. A 461(77-79.
17. R.K. Manchanda, R.K. Sood, D.J. Grey, D.J. Isbister, Transport and recombination of electrons in a high pressure proportional counter using different gas mixtures, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 595(2008)605-615.
18. P. Christiansen, A. Dobrin, P. Gros, H.-A. Gustafsson i inni, The influence of detector effects on TPC performance, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 609(2009)149-155.
19. M. Deptuch, T.Z. Kowalski, B. Mindur, Change in detector properties caused by electronegative impurities, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)150(2006)398-401.
20. R. Dziekanowski, Wpływ związków elektronegatywnych na pracę liczników proporcjonalnych, praca dyplomowa, AGH, 1999.