

# Transport elektronów w gazowych licznikach proporcjonalnych

## 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  $\vec{E}$ .

$$u = \frac{eE}{m} \tau \quad (1)$$

gdzie  $\tau$  - 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,

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

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

$$\frac{l}{u \tau} \cdot \lambda \varepsilon_E = eEl \quad (2)$$

(dla pola jednorodnego, lub zakładając, że  $E \approx \text{const}$  na drodze  $l$ , mówimy wtedy, że elektrony są w równowadze termicznej z polem).

Energia równowagi  $\varepsilon_E$  uwzględnia tylko energię od pola, nie uwzględnia energii ruchu termicznego elektronów.

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

$$\frac{1}{\tau} = n\sigma v. \quad (3)$$

" $v$ " jest prędkością chwilową i związana jest z całkowitą energią elektronu, która jest sumą energii uzyskanej od pola i energii ruchu termicznego.

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

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:

$$u^2 = \frac{eE}{mn\sigma} \sqrt{\frac{\lambda}{2}},$$

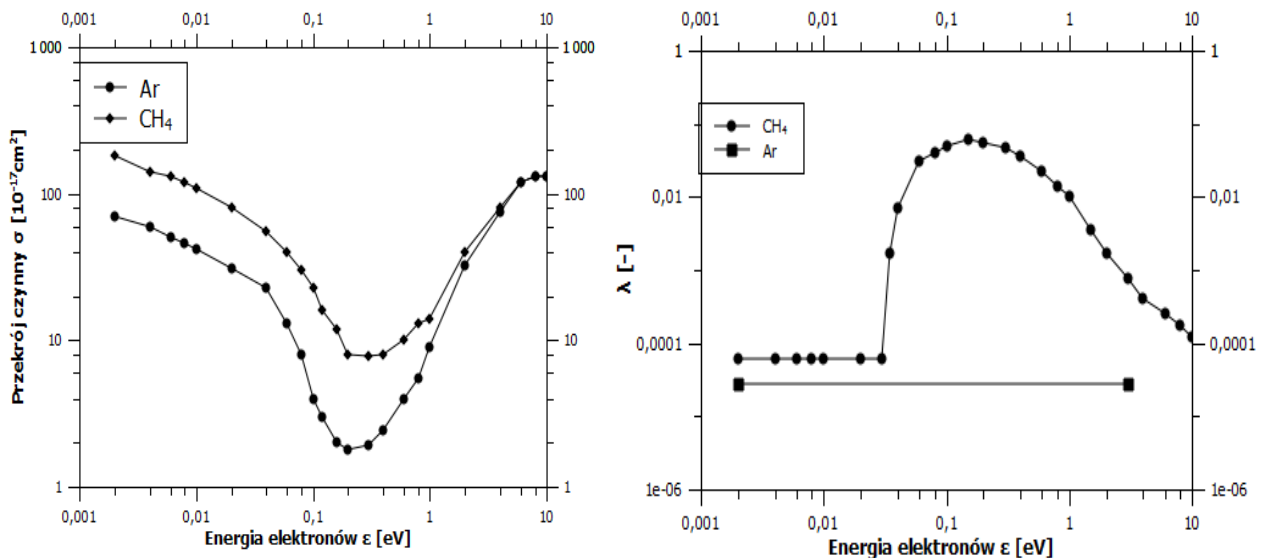
$$v^2 = \frac{eE}{mn\sigma} \sqrt{\frac{2}{\lambda}}. \quad (5)$$

W powyższych wzorach zarówno  $\sigma$  jak i  $\lambda$  zależą od energii elektronu.

Należy zwrócić uwagę na zależność  $u$  od średniej względnej straty energii podczas zderzenia elektronu  $\lambda$ . 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

$\lambda$  jest  $\sim 10^{-4}$  i czynnik gaszący, którym jest gaz molekularny, dla którego  $\lambda \sim 10^{-1}$ .

Zależność całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie elektronów  $\sigma$  jak i  $\lambda$  od energii elektronów dla Ar i CH<sub>4</sub> pokazano na rysunku 1(a i b).



Rys. 1 Zależność całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie elektronów z atomami Ar i molekułami CH<sub>4</sub> i średniej względnej straty energii  $\lambda$  w zderzeniu elektronu z Ar i CH<sub>4</sub> od energii elektronów. Najniższy poziom wzbudzenia argonu wynosi 11.5 eV, a dla molekuł metanu 0.03 eV. Dla CH<sub>4</sub> występuje wyraźny pik dla  $\lambda$  dla energii elektronów 0.2 eV. Dla Ar,  $\lambda$  jest na poziomie ok.  $10^{-5}$ .

Dlatego też, bardzo istotny jest dobór składu mieszaniny gazowej.

Wzrost  $\lambda$  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  $\sigma$  (rys. 1 a) a co za tym idzie zgodnie ze wzorem (5) rośnie prędkość dryfu elektronów  $u$ .

Zarówno  $u$  jak i  $\sigma$  zależą od  $\frac{E}{n}$  lub  $\frac{E}{p}$ , ( $p$  - ciśnienie gazu roboczego).

Dla mieszanin gazowych:

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

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

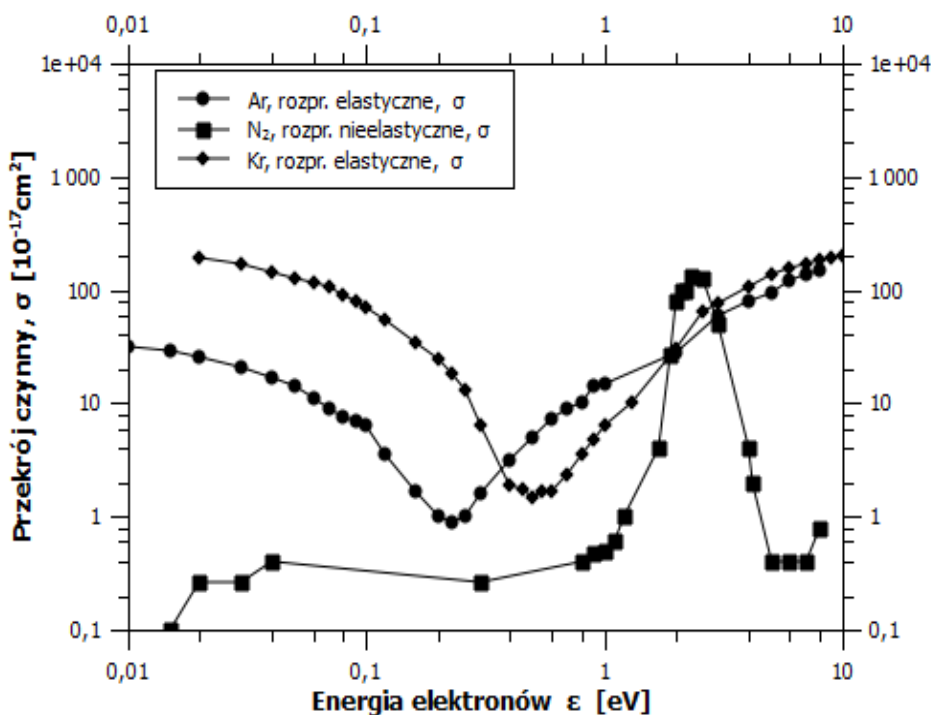
$$n = \sum n_i.$$

gdzie  $n_i, \sigma_i, \lambda_i$  dotyczą  $i$ -tego składnika mieszaniny.

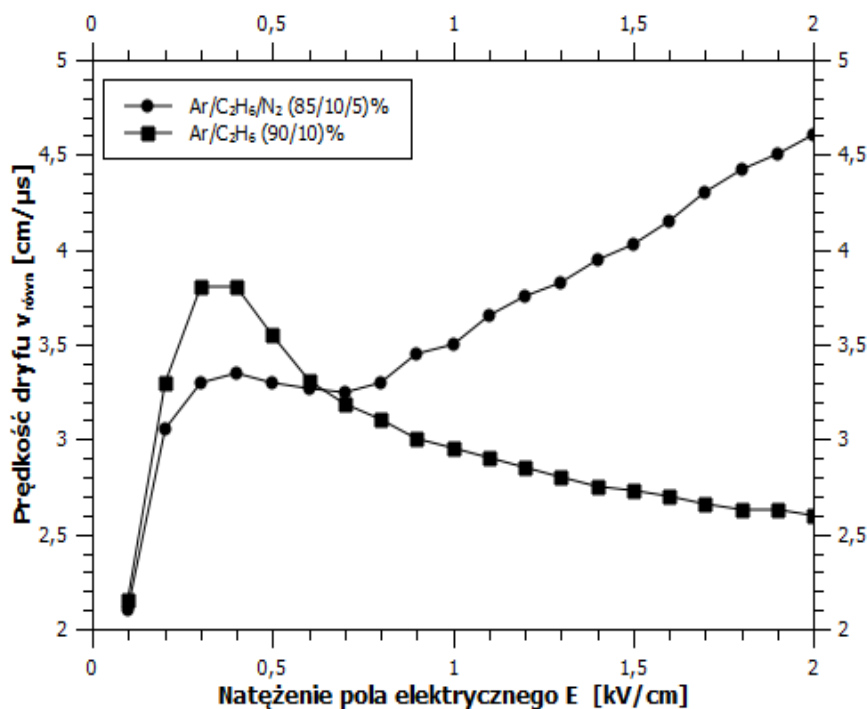
### 1.1 Transport elektronów w mieszaninie gazowej.

Transport elektronów w mieszaninie gazowej będzie omówiony na przykładzie mieszaniny na bazie argonu.

Na rysunku 2 pokazano przekroje czynne na oddziaływanie elektronów z Ar, Kr i N<sub>2</sub>.



Rys.2 Zależność przekroju czynnego na oddziaływanie elektronów z Ar, Kr i N<sub>2</sub> w funkcji energii elektronów.

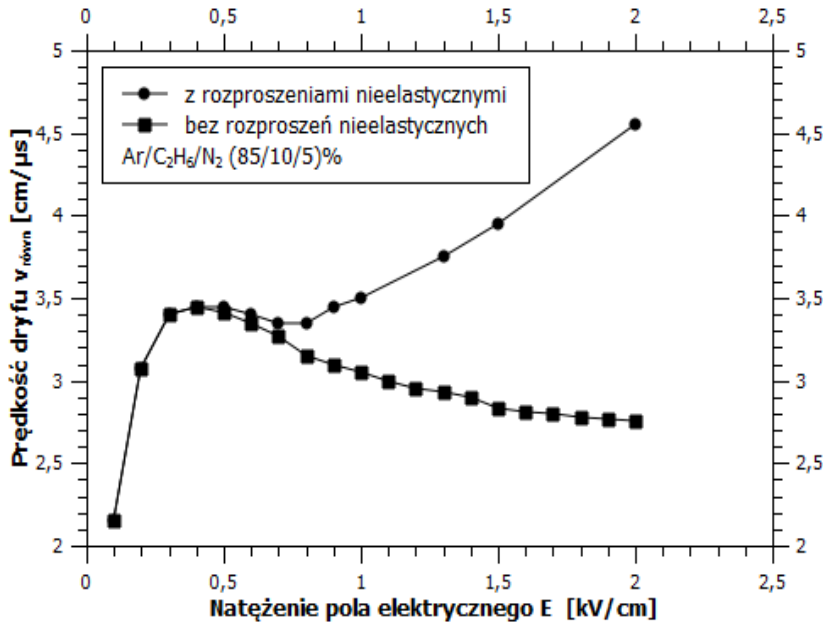


Rys. 3  
Zależność składowej równoległej,  $V_{równ}$ , do pola  $E$  prędkości dryfu elektronów od natężenia pola elektrycznego dla mieszaniny Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> i Ar/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>/N<sub>2</sub>. ( $B = 2T$ )

Przekrój czynny dla Ar pokazuje wyraźnie minimum dla energii około 0,23 eV. Dla niskich wartości pól elektrycznych ( $E \approx 0,4$  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) oddziałują częściej i w rezultacie dryfują wolniej ze wzrostem pola  $E$  (rys. 3). Dodatek kilku % N<sub>2</sub> 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<sub>2</sub>, przekrój czynny na to oddziaływać dla elektronów nisko energetycznych, jest pomijalny ale ma pik przy energii 2 eV. Dla elektronów o tej energii przekrój czynny dla Ar rośnie, ale w nieelastycznych rozproszeniach na molekułach N<sub>2</sub> 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<sub>2</sub>H<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> została policzona przy użyciu programu MAGBOLTZ z wyłączeniem rozprożeń elektronów na molekułach N<sub>2</sub> i z ich uwzględnieniem, rys. 4.



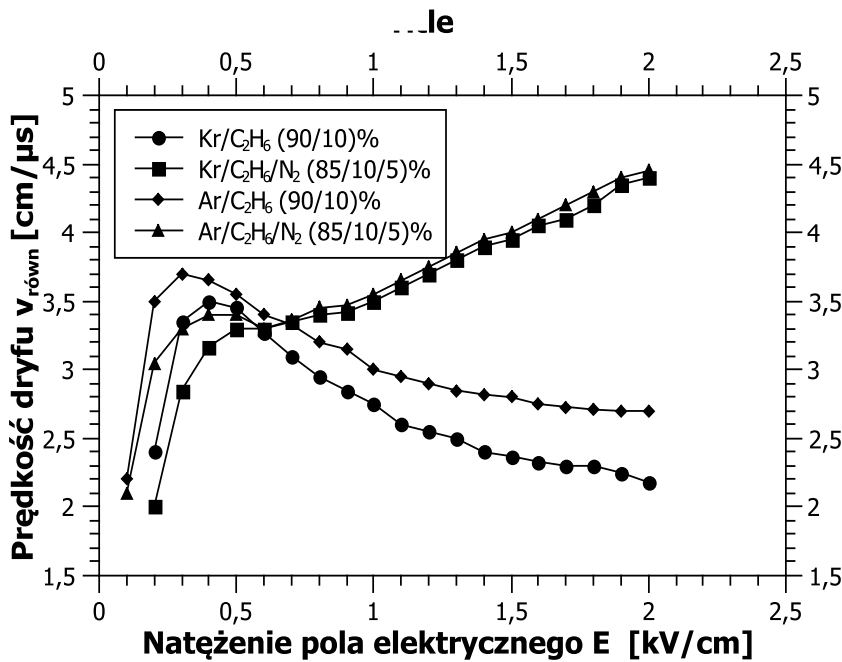
Rys. 4  
Obliczona wartość równoległej,  $V_{równ}$ , do pola elektrycznego  $E$  składowej prędkości dryfu elektronów w mieszaninie  $Ar/C_2H_6/N_2$  z uwzględnieniem rozproszeń nieelastycznych na  $N_2$  i bez tych rozproszeń. ( $B=2T$ )

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  $E$ .

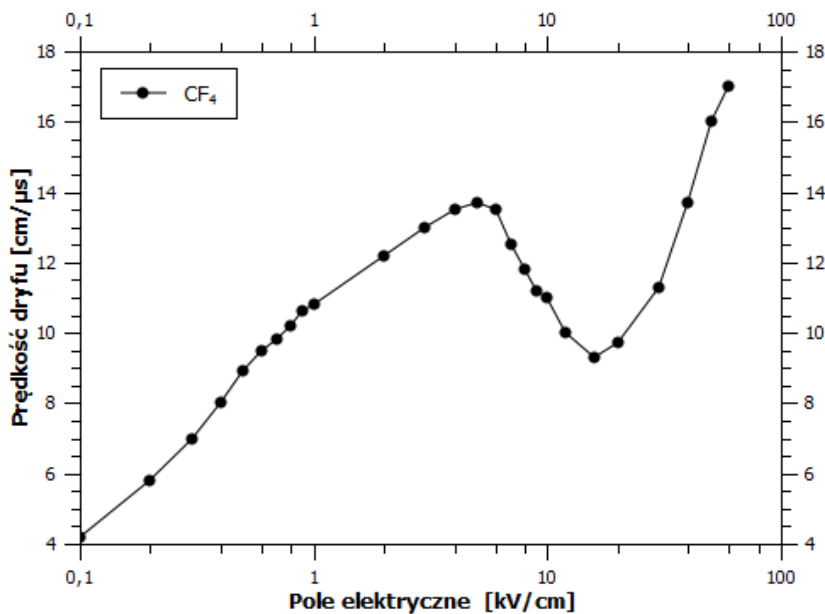
W kryptonie minimum Ramsauer'a występuje przy energii 0,49 eV. Dzięki sąsiedztwu minimum dla Kr i piku dla rozproszeń nieelastycznych elektronów dla  $N_2$ , elektrony których energia jest zredukowana w zderzeniach nieelastycznych z azotem ze znacznie większym prawdopodobieństwem osiągają energię odpowiadającą 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.

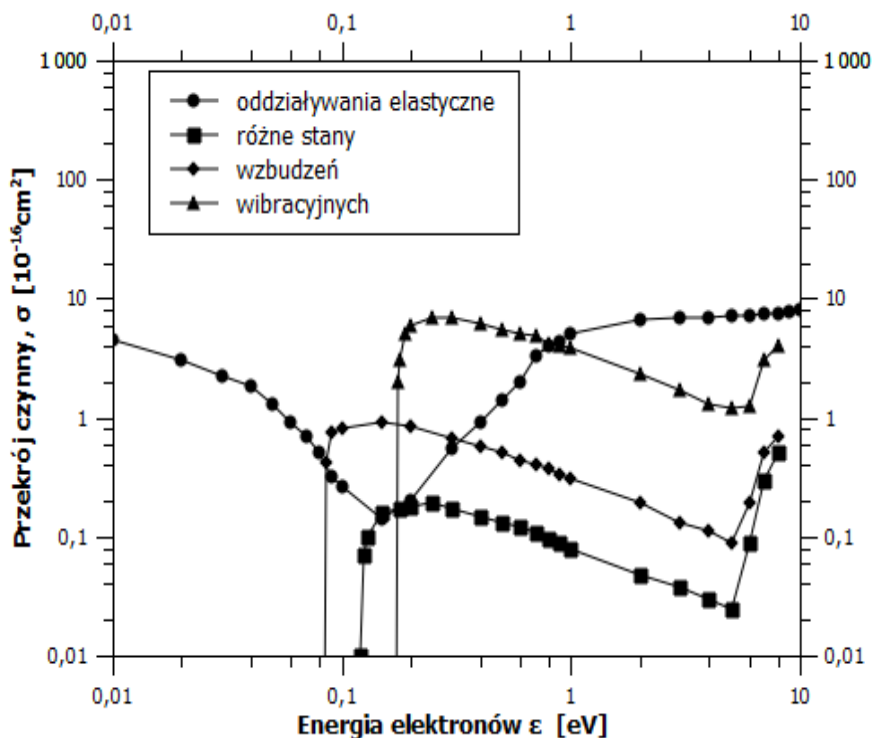


Rys. 5 Zależność składowej równoległej  $V_{równ}$ , prędkości dryfu od natężenia pola elektrycznego dla mieszanki na bazie Ar i Kr, z i bez domieszki  $N_2$ . Wyraźnie widać, że wpływ domieszki  $N_2$  na prędkość dryfu w mieszaninie z Kr jest znacznie większy.

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.

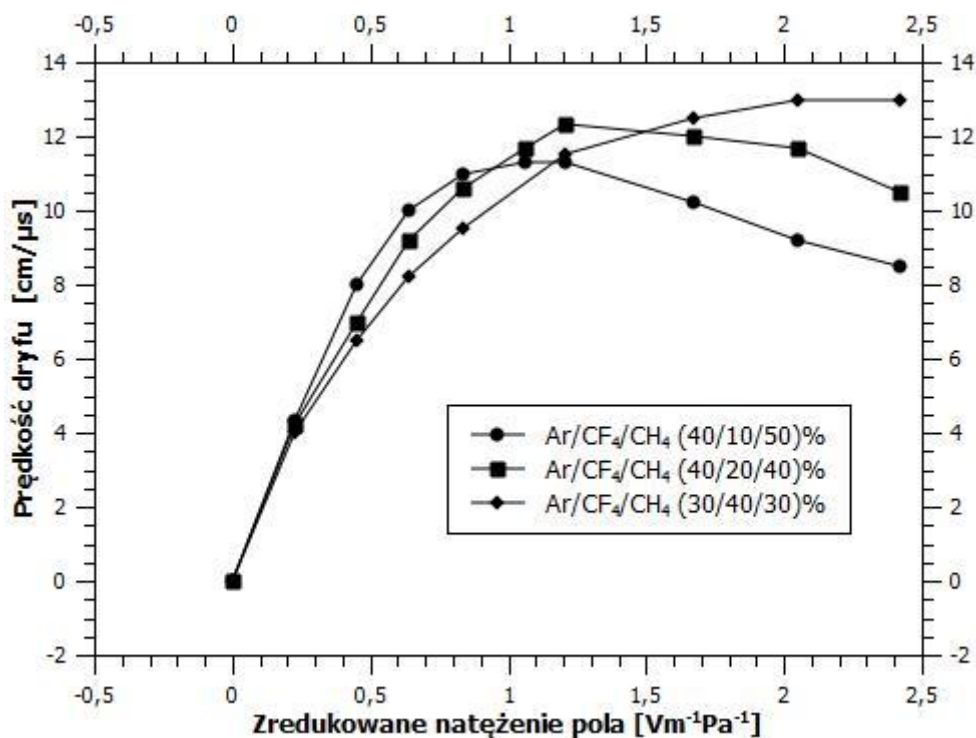


Rys. 6 Prędkość dryfu elektronów w czterofluorometanie



Rys. 7  
Przekrój czynny na oddziaływanie elektronów z  $CF_4$  w funkcji ich energii.

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  $cm/\mu s$ , gdy dla mieszanin prezentowanych na rys.5, prędkość dryfu wynosi tylko ok. 3,5  $cm/\mu s$ .



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

## 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

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

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, że rozpraszanie jest izotropowe (w stosunku do kierunku dryfu), że zasza duża liczba rozproszeń, na współczynnik dyfuzji  $D$  otrzymujemy:

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

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

$v$  - średnia prędkość pomiędzy zderzeniami

$\tau$  - średni czas pomiędzy zderzeniami

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

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

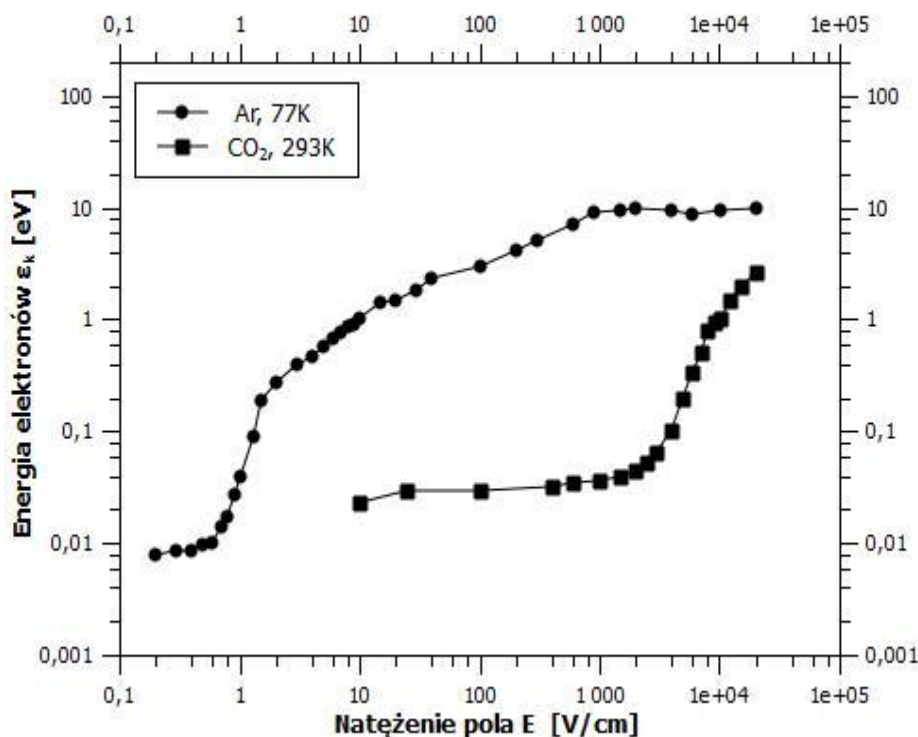
Wartość energii kinetycznej dryfujących elektronów określa dyspersję  $\sigma_x$  chmury elektronowej, startującej jako punkt po przebyciu drogi  $L$ :



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

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

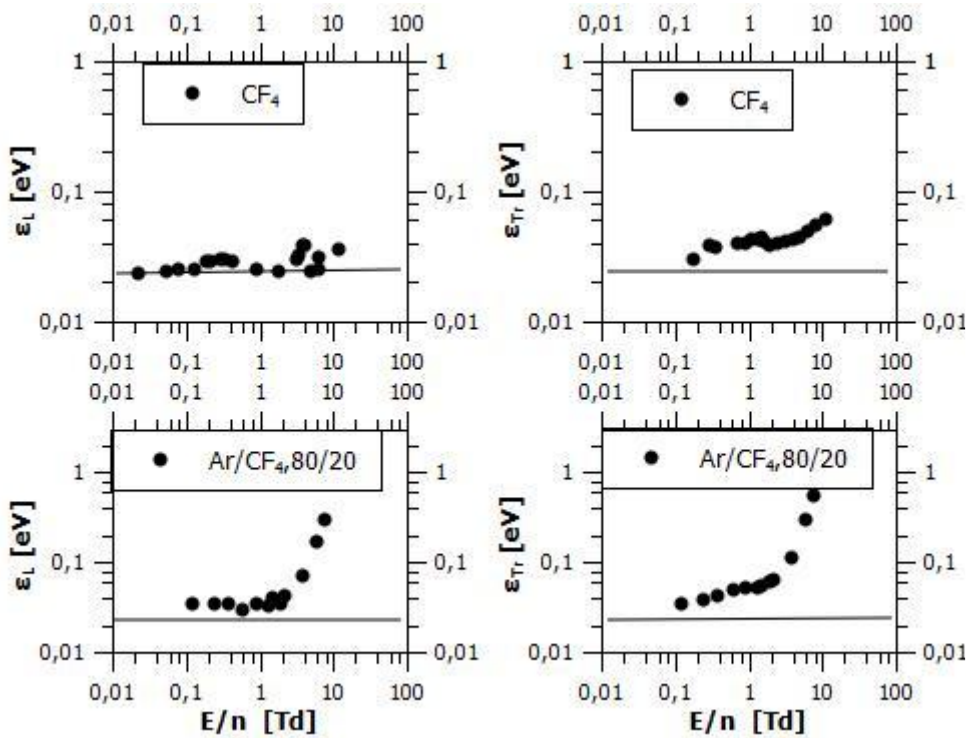
Wprowadza się pojęcie tzw. energii charakterystycznej  $\varepsilon_k$ , zdefiniowanej relacją  $\varepsilon_k = \frac{2}{3}\varepsilon$ .



Rys. 9  
Charakterystyczna energia  $\varepsilon_k$  elektronów w Ar i CO<sub>2</sub> jako funkcja natężenia pola. Zaznaczono wartości temperatur dla których wykonano pomiary.

Na rys. 9 pokazano zależność energii charakterystycznej  $\varepsilon_k$  od natężenia pola dla Ar i CO<sub>2</sub>. Wyraźnie widać różnicę w przebiegach. Dla argonu, dla natężeń pól  $E > 1$  V/cm, energia elektronów zależy głównie od oddziaływania z polem jest znacznie wyższa niż wynika to z temperatury gazu (tzw. gaz gorący).

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



Rys. 10  
Zależność  $\epsilon_L$  i  $\epsilon_{Tr}$  od energii elektronów dla  $CF_4$  i  $Ar/CF_4$  (80/20)%.  
Linia ciągła zaznaczono limit termiczny odpowiadający energii 0.025 eV.

Na rys.10 pokazano zależność energii charakterystycznej wyznaczonej z pomiaru dyspersji  $\sigma_z$  wzdłuż pola ( $\epsilon_L$ ) i energii charakterystycznej wyznaczonej z pomiaru  $\sigma_x$  w kierunku prostopadłym do pola ( $\epsilon_{Tr}$ ) 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  $\epsilon = \frac{3}{2}kT$ , dyspersja szerokości chmury ładunków jest niezależna od rodzaju gazu, zależy tylko od pierwiastka kwadratowego z temperatury, jest to „limit termiczny” szerokości dyfuzji ( $\sigma_{x\ min}$ )

$$\sigma_{x\ min} = \sqrt{\frac{2kTL}{eE}}. \quad (9)$$

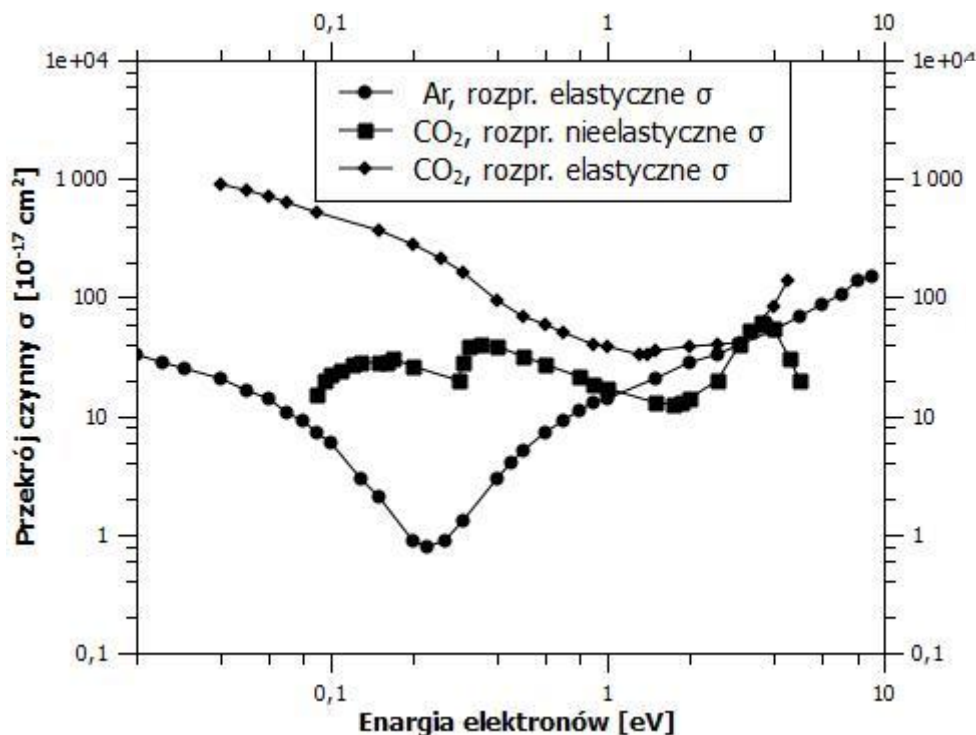
W komorach drytowych elektrony jonizacji pierwotnej przebywając drogę  $L$  od śladu rejestrowanej cząstki do elektrody sygnałowej, przy której ulegają wzmocnieniu gazowemu, rozprzestrzeniają się na skutek dyfuzji z dyspersją przestrzenną daną równaniem:

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

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  $\epsilon$  dla wartości zredukowanych pól  $E/p > 0,1\text{ V}/(\text{m} \cdot \text{Pa})$ , przy wysokich polach  $E/p > \text{kilkaset V}/(\text{m} \cdot \text{Pa})$ , 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  $\varepsilon$ . Molekuły, takie jak CO<sub>2</sub> (rys. 11), DME (dwumetyloeter), izo-butan mają duży



Rys. 11  
Zależność przekroju czynnego na rozproszenia nieelastyczne elektronów w CO<sub>2</sub> w funkcji ich energii. Duża wartość przekroju czynnego powoduje znaczne obniżenie wartości średniej energii dryfujących elektronów.

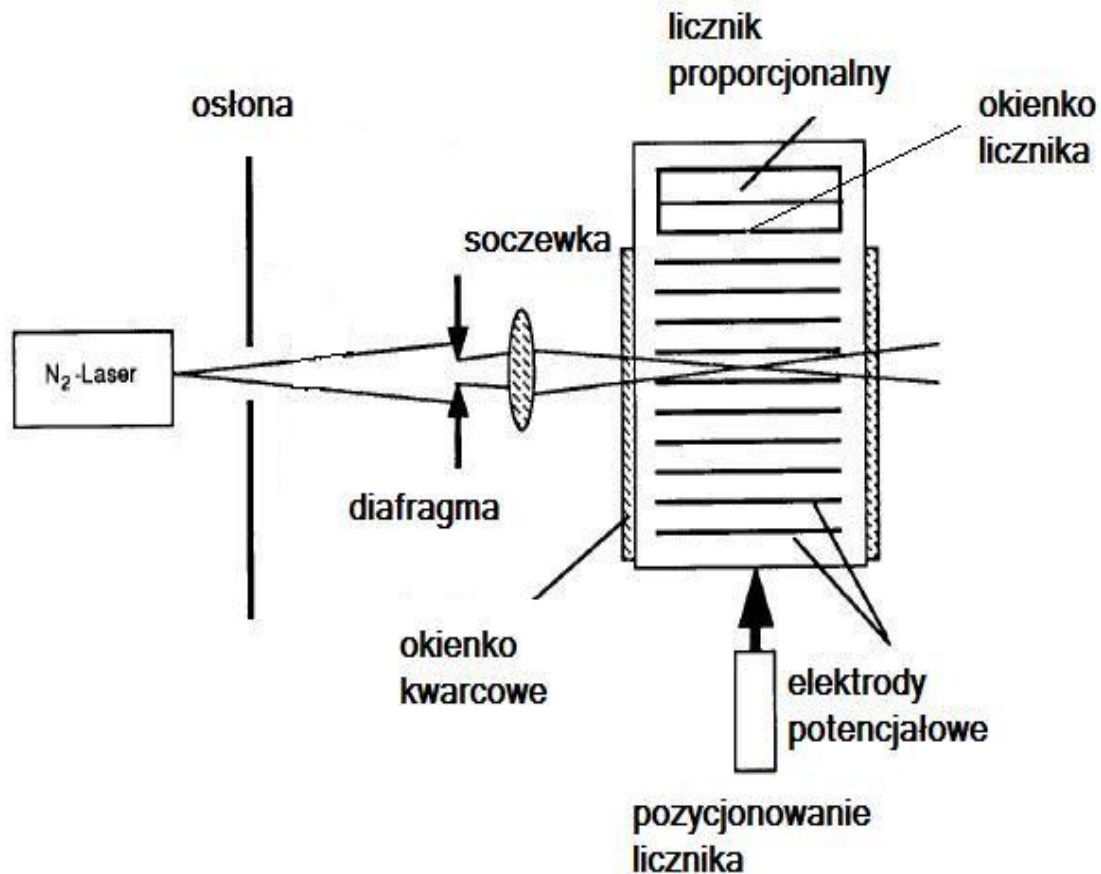
przekrój czynny na rozpraszanie nieelastyczne elektronów niskoenergetycznych, stosowane jako domieszki, znacznie redukują wartość  $\varepsilon$ . Sytuacja ulegałaby znacznej poprawie, gdyby dryfującymi nośnikami ładunku nie były elektrony tylko cięższe cząstki, wtedy ich strata energii w zderzeniach z molekułami gazu była większa, a więc średnia energia  $\varepsilon$  niska. Takimi nośnikami mogą być jony ujemne. 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  $\varepsilon$  jonów i zredukować  $\sigma_x$  do wartości limitowanej przez ruchy termiczne.

### 2.1 Pomiar współczynnika dyfuzji.

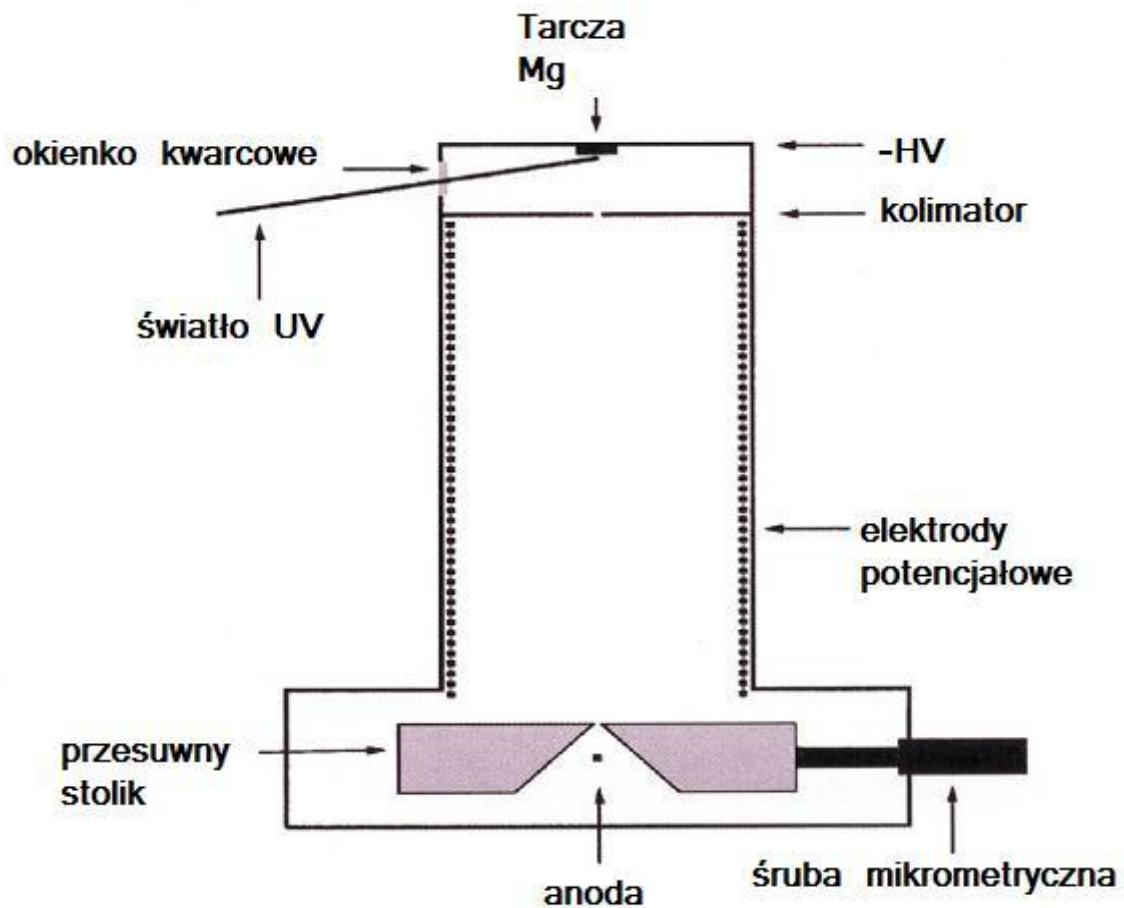
Schemat układu pomiarowego do pomiaru dyfuzji zarówno w kierunku równoległym do pola jak i prostopadłym pokazano na rys. 12 i 13.

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 dyfuzję poprzeczną. Elektrony są produkowane przez promieniowanie z lasera - N<sub>2</sub> 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.

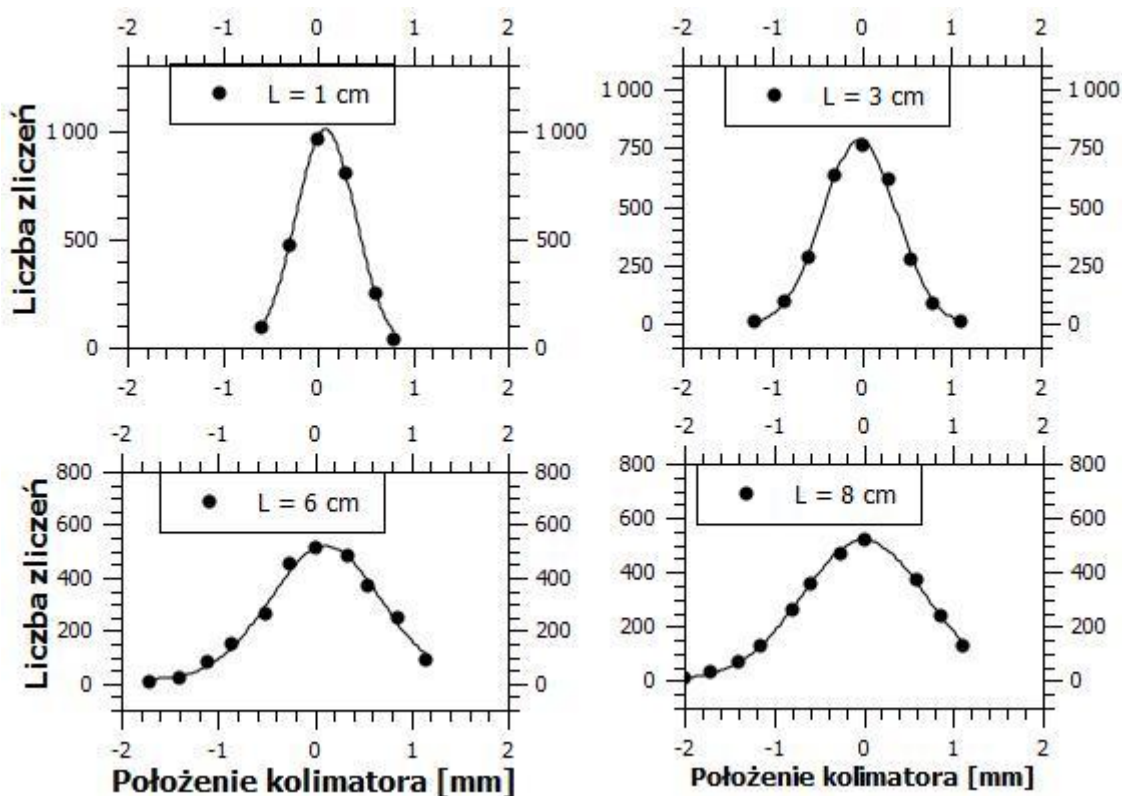


Rys 12 Układ eksperymentalny do równoczesnego pomiaru prędkości dryfu, dyfuzji podłużnej i poprzecznej. Zakres zmienności natężenia pola od  $1\text{V}/(\text{cm } 0.1\text{MPa})$  do  $5000\text{V}/(\text{cm } 0.1\text{MPa})$ .



Rys. 13

Schemat układu do pomiaru prędkości dryfu, dyfuzji podłużnej i poprzecznej elektronów i jonów ujemnych. Fotelektrony 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  $300\ \mu\text{m}$ . Komora dryfu – cylinder o długości 15 cm i średnicy 10 cm.



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

### 3. Wychwyty elektronów

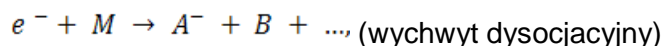
Podczas dryfu elektrony mogą być wychwytywane przez cząsteczki gazu tworząc jony ujemne. Gazy szlachetne i większość par związków organicznych tworzy stabilne jony ujemne w zderzeniach z elektronami o energii kilkanaście elektronowoltów. Halogeny, tlen, para wodna tworzą jony ujemne w zderzeniach z elektronami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

Wyróżnia się wychwyty elektronów w procesach dwuciałowych i trójciałowych.

Procesy dwuciałowe to:



lub



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

Częstość wychwyty  $R$ , zależy od przekroju czynnego  $\sigma$ , prędkości elektronów  $v$ , gęstości  $n$  molekuł elektroujemnych:

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

$k$  - stała częstości wychwyty w zderzeniach dwuciałowych.



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

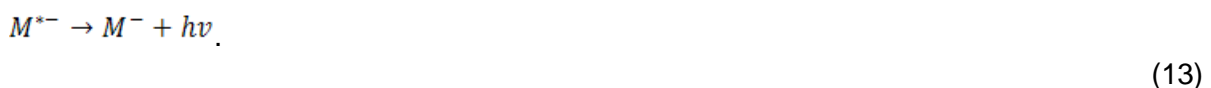


(jest to najczęściej, wzbudzenie do najniższego stanu wibracyjnego molekuły  $M^-$ ).

Kolejnym etapem jest spontaniczny rozpad  $M^{*-}$ ,



gdzie elektron jest uwalniany, a energia wzbudzenia przechodzi w energie kinetyczną, albo jon stabilizuje się poprzez emisję fotonu,  $h\nu$ ,



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



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



(następuje rezonansowy transfer energii do molekuły stabilizującej).

Reakcje (12) – (15) są procesami konkurencyjnymi i efektywny wychwyty 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 wychwyty 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), molekuły proste, czy gazy szlachetne, które nie mają poziomów wibracyjnych będą oddziaływać poprzez proces (14). Czas życia  $M^{*-}$  wynosi ok.  $(\tau \sim 0,02 - 10) \times 10^{-10} s$ , jeżeli w tym czasie nie nastąpi zderzenie z molekułą  $S$  występuje proces samo odklejenia. Tempo, efektywna szybkość przyklejania (wychwyty elektronów zależy od  $\tau$ , częstości zderzeń, elektronów z molekułami  $M$  i wzbudzonych molekuł  $M^{*-}$  z molekułami stabilizatora oraz przekrojów czynnych na proces (11),  $\sigma_1$  i proces (15)  $\sigma_2$ .

Niech szybkość  $\frac{dn}{dt}$  tworzenia jonów  $M^{*-}$  wynosi  $\frac{1}{\tau_1}$ , to jeżeli szybkość rozpadu spontanicznego (samo odklejenia) wynosi  $\frac{n}{\tau}$ , a szybkość de ekscytacji przez zderzenie z trzecim ciałem jest  $\frac{n}{\tau_2}$ , 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 średni czas stabilizacji molekuly  $M^{*-}$ ) 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  $\sigma_1, \sigma_2$ , 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  $T_2 \gg \tau$ ,

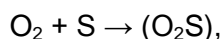
$$R = \tau v_1 v_2 \sigma_1 \sigma_2 n(M) n(S) = k_1 p(M) \cdot p(S),$$

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

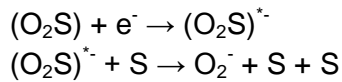
$R$  zależy od energii elektronu poprzez  $v_1, \sigma_1$ , temperatury poprzez  $v_2$  i rodzaju stabilizatora poprzez  $\sigma_2$ .

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 wychwytywanie elektronów przez  $H_2O$  może być zaniedbany ale kilkaset ppm  $H_2O$ , jako molekuly  $S$  może podwoić wartość współczynnika przyklejenia dla  $O_2$ .

Wychwytywanie dysocjatywne ( $e^- + O_2 \rightarrow O^- + O^+$ ) 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, przyklejenie następuje poprzez procesy (11) – (15). Tlen w zderzeniach z molekulą stabilizującą  $S$  może tworzyć dimery molekularne, które też mogą wychwytywać elektrony:







Na rys. 15a, 16a, 17a, 18a, i rys. 15b, 16b, 17b, 18.b pokazano odpowiednio zależność szybkości wychwytu R i współczynnika wychwytu  $k_1$ , od ciśnienia całkowitego mieszaniny, od koncentracji molekuly 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 eksponentalnie jako funkcja czasu dryfu  $t'$ .

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

$N(0)$  – 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,

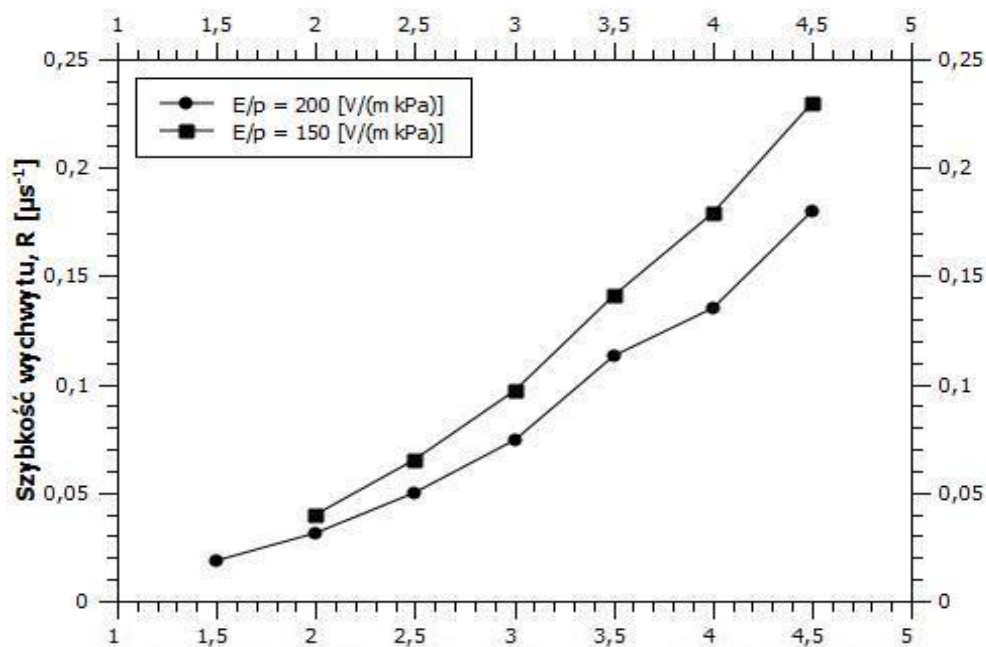
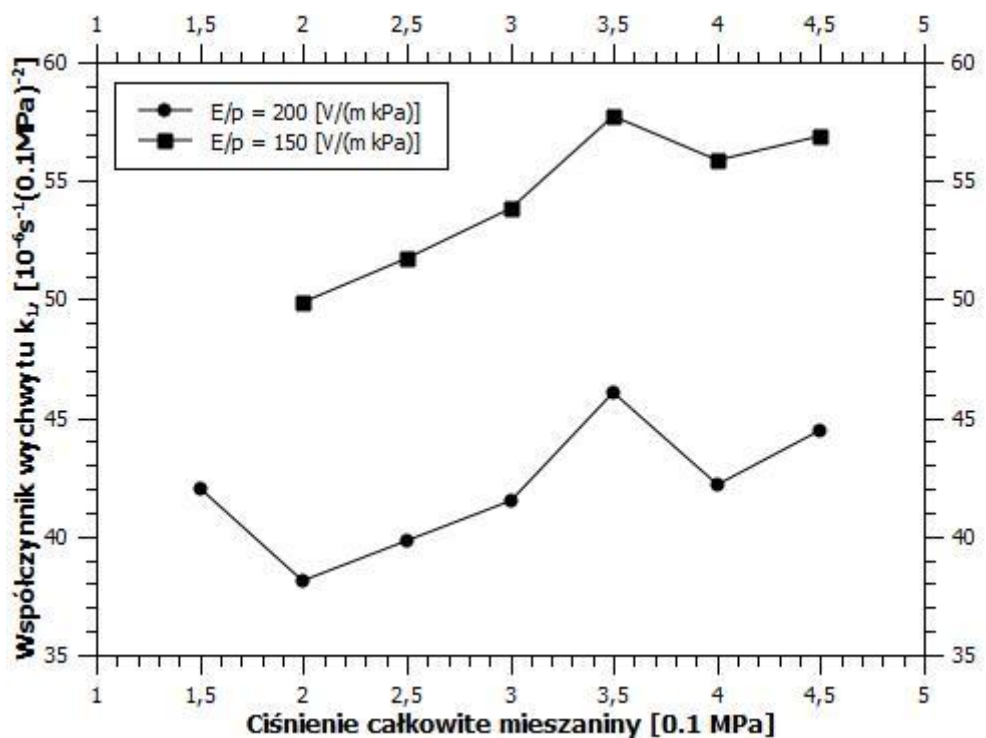
$$R = \frac{U}{d_i - d_1} \cdot \ln \frac{N(t_i - t_1)}{N(t_i)} \quad (i \text{ indeks położenia kolejnych kolimatorów}).$$

i odpowiadający mu współczynnik przyklejania

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

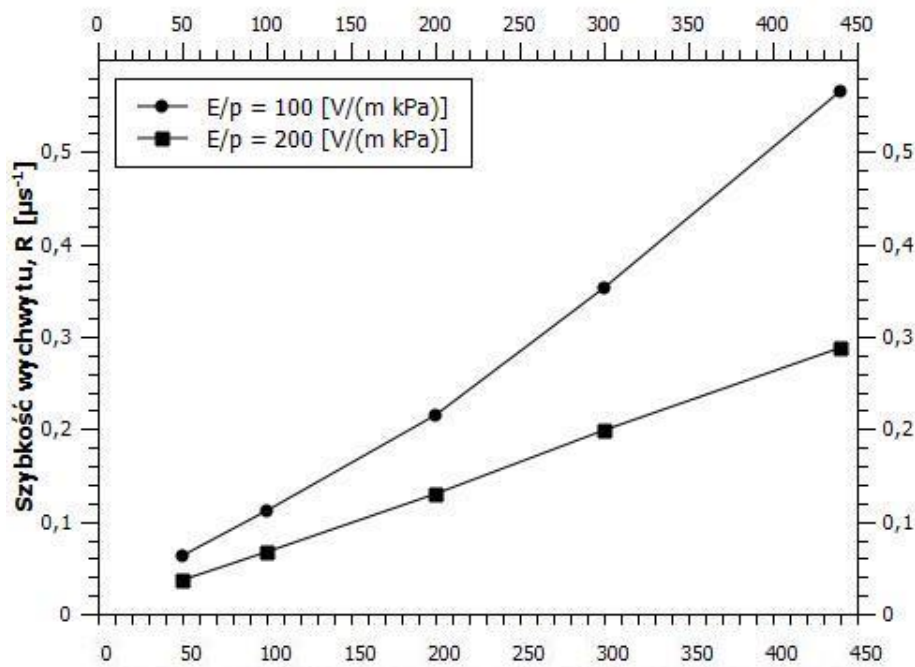
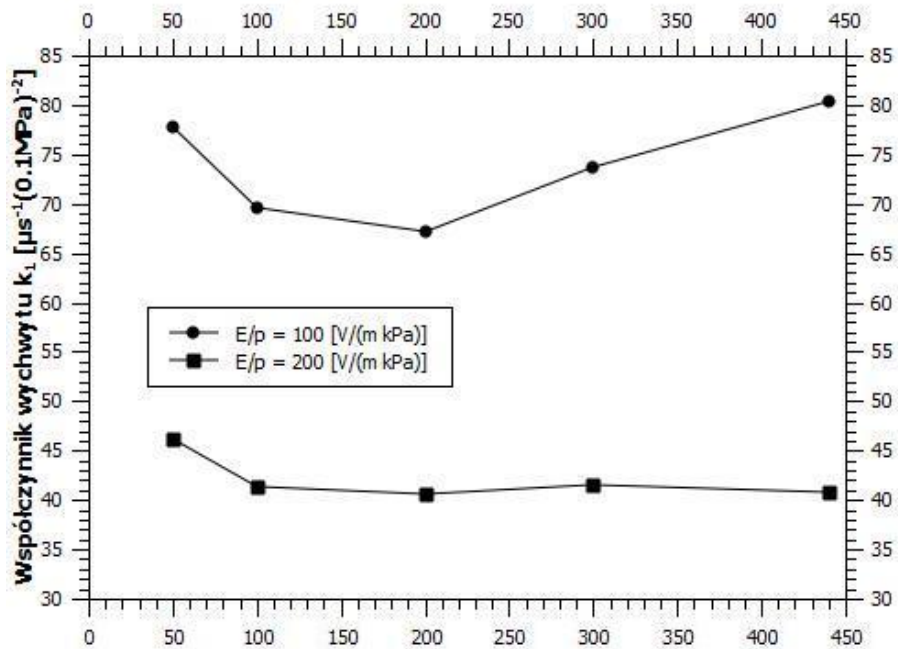
który jest „niezależny” od ciśnienia mieszaniny i ciśnienia parcjalego domieszki elektroujemnej.

Porównując otrzymane zależności wysokości impulsu od czasu dryfu dla mieszaniny bez domieszek elektroujemnych i z domieszką elektroujemną wyznaczamy R i  $k_1$ .



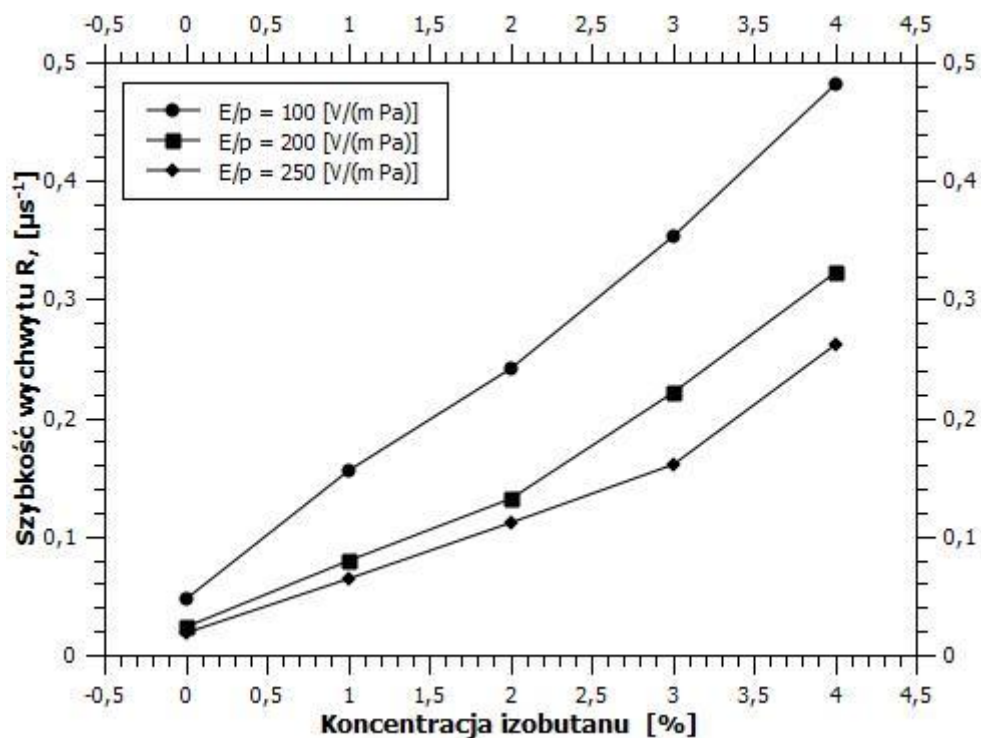
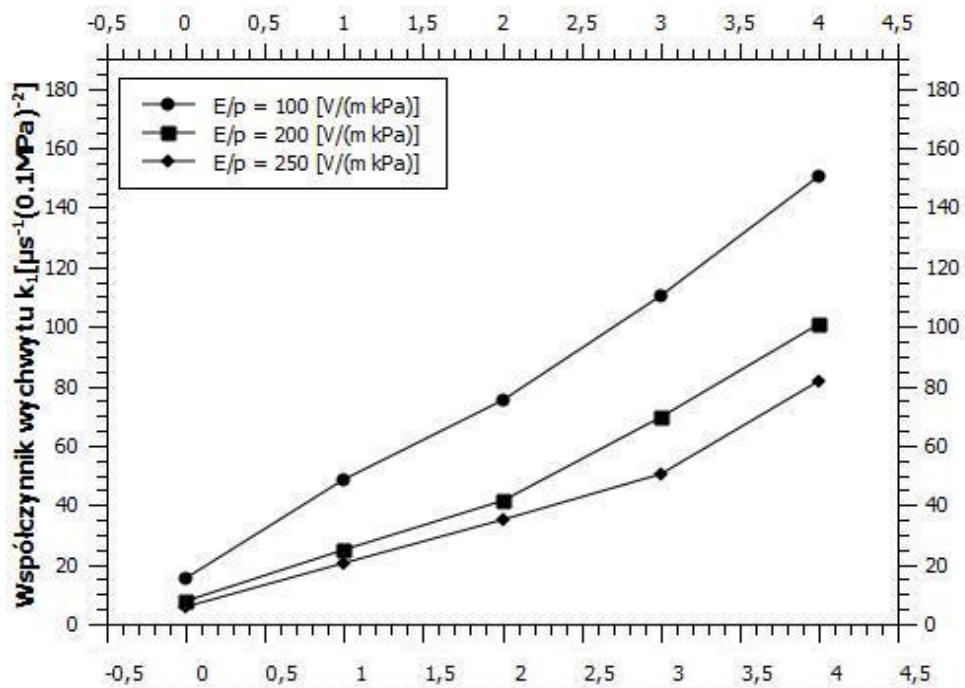
Rys. 15 a (górny) i b (dolny)

Przyklejanie elektronów do  $\text{O}_2$  w funkcji ciśnienia całkowitego mieszaniny gazowej. Mieszanina gazowa  $\text{Ar}/\text{CH}_4/\text{izobutan}$ , 88/10/2 plus 200 ppm  $\text{O}_2$ . Pomiary wykonano dla zredukowanego natężenia pola  $E/p = 150$  i  $200$  [V/m kPa]. Ze wzrostem ciśnienia mieszaniny, rośnie prawdopodobieństwo procesu (15). Dla  $\text{O}_2$  prawdopodobieństwo procesu, jest  $\sim 1/\varepsilon_{sr}$ , ( $\varepsilon_{sr}$ , średnia energia elektronów. Dla wyższych natężeń pól  $E/p$ ,  $\varepsilon_{sr}$  jest wyższe, dlatego też zarówno  $R$  jak i  $k_1$  są niższe.



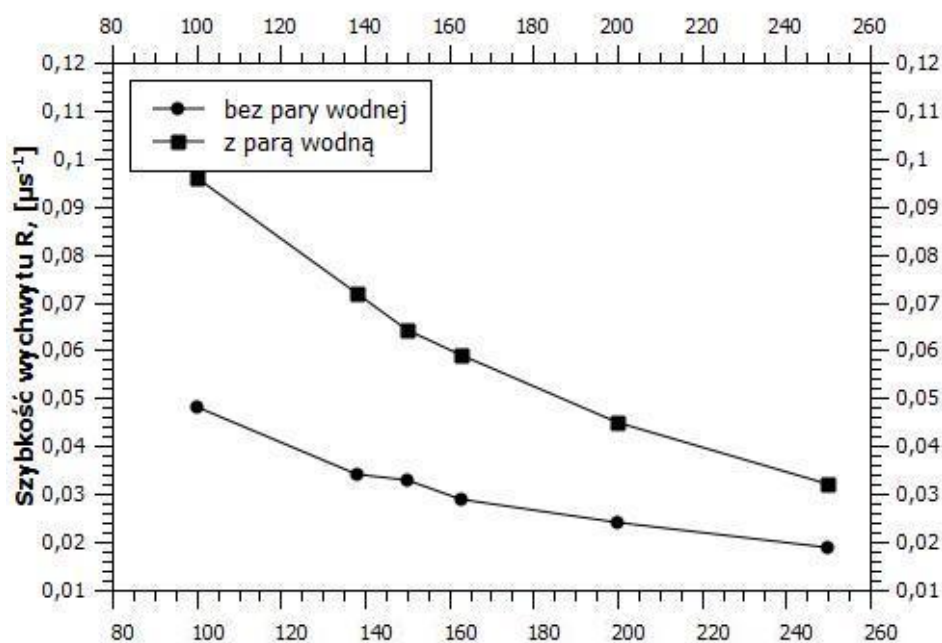
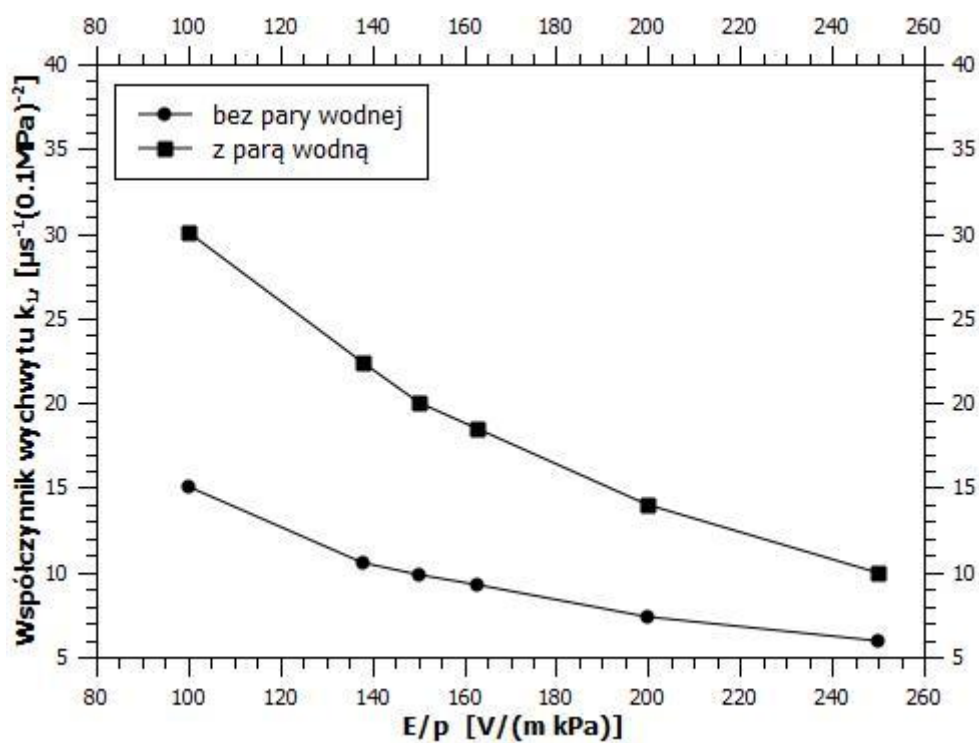
Rys. 16 a i b

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 (11), rośnie  $R$  duże, natomiast  $k_1$  jest prawie stałe.



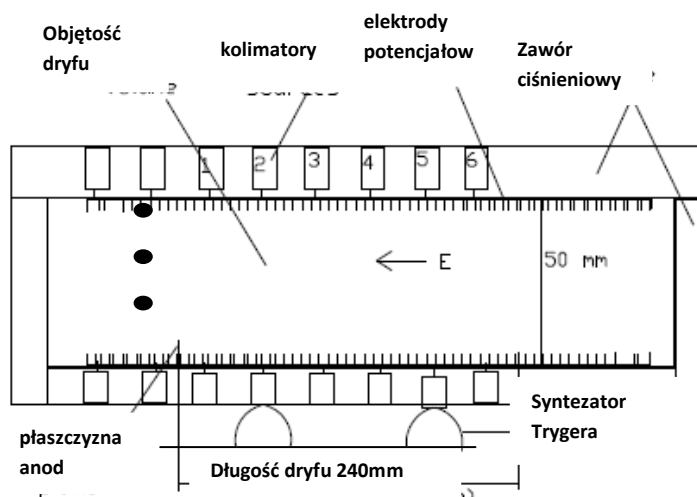
Rys. 17 a i b

Przyklejanie elektronów do  $\text{O}_2$  jako funkcja koncentracji czynnika stabilizującego – izobutanu. Mieszanka gazowa  $\text{Ar}/\text{CH}_4$ , 90/10. Koncentracja  $\text{O}_2$  200 ppm. Ciśnienie całkowite mieszanki 0,4 MPa. Pomiary dla różnych wartości  $E/p$ . wzrost koncentracji izobutanu powoduje zwiększenie prawdopodobieństwa procesu (15).



Rys. 18 a i b

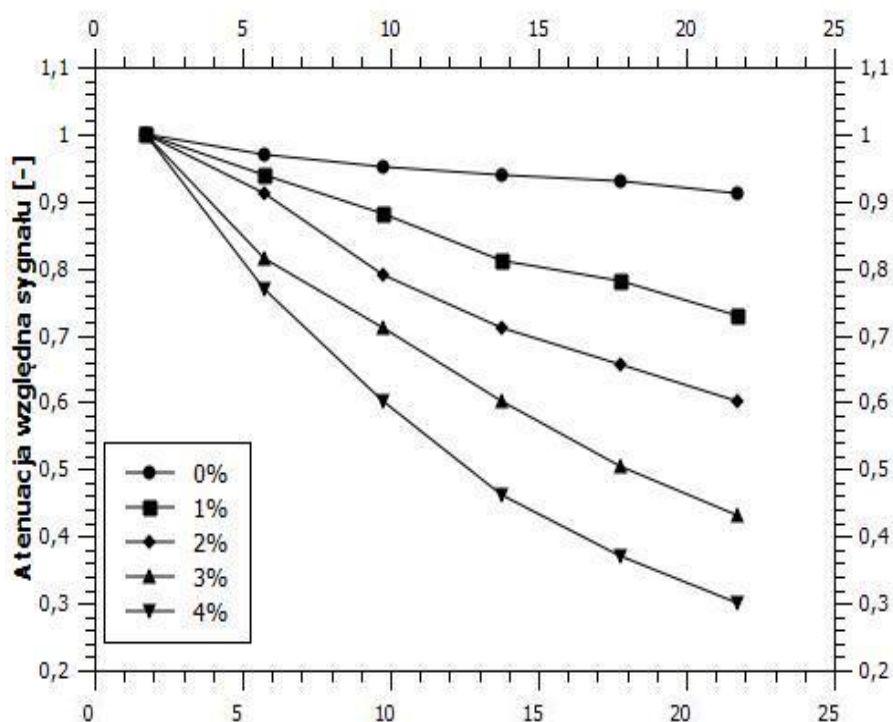
Wpływ domieszki pary wodnej na przyklejanie elektronów do tlenu. Mieszaniny:  $\text{Ar}/\text{CH}_4$ , 90/10 plus 200 ppm  $\text{O}_2$  ( $\text{Ar}/\text{CH}_4$ , 90/10 plus 200 ppm  $\text{O}_2$ ) plus 950  $\text{H}_2\text{O}$ . dodatek pary wodnej zwiększył dwukrotnie  $R$  i  $k_1$ . Związane jest to ze wzrostem prawdopodobieństwa procesu (15) ( $\text{O}_2^{*-} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{O}_2^- + \text{H}_2\text{O}^*$ ).



Rys. 19

Schemat układu do pomiaru szybkości wychwytu  $R$ .

Dla różnych dróg dryfu,  $d$  (źródło umieszczone w kolimatorach 1-6) mierzona jest atenuacja sygnału (wzór 16) dla źródła  $^{55}\text{Fe}$ . Czas  $t$  wyznaczany jest z zależności  $t=d/u$  ( $u$  – prędkość dryfu).  $u$  jest zależne od  $E/p$ , ciśnienia mieszaniny i jej składu, dlatego też  $u$  (źródło  $\beta$ ) i atenuacja sygnału muszą być wyznaczone równocześnie.



Rys. 20

Atenuacja względna sygnału w funkcji drogi dryfu dla różnych koncentracji izobutanu. Mieszanina gazowa  $\text{Ar}/\text{CH}_4$ , 88/10 + 200 ppm  $\text{O}_2$ . Z atenuacji sygnału wyznaczamy szybkość wychwytu,  $R$ , i współczynnik wychwytu,  $k_1$ .