ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1986

Seria: MATEMATYKA-FIZYKA z. 51 Nr kol. 874

Ewa BERDOWSKA
Andrzej ZASTAWNY

WYŁADOWANIE ELEKTRYCZNE NIESAMOISTNE W POWIETRZU W KOMORACH O GEOMETRII LICZNIKA PROPORCJONALNEGO

Streszczenie. Mierzono prądy jonizacyjne w powietrzu w zakresie wyładowania niesamoistnego od prądu nasycenia do przejścia w wyładowanie samoistne. Badania prowadzono w komorach cylindrycznych z anodą w postaci nici. W oparciu o teorię jonizacji lawinowej rozwiniętej dla potrzeb liczników proporcjonalnych i dane o własnościach elektroujemnych molekuł tlenu sformułowano teoretyczny model przebiegu jonizacji lawinowej w badanym zakresie wyładowań w powietrzu zgodny z wynikami pomiarów.

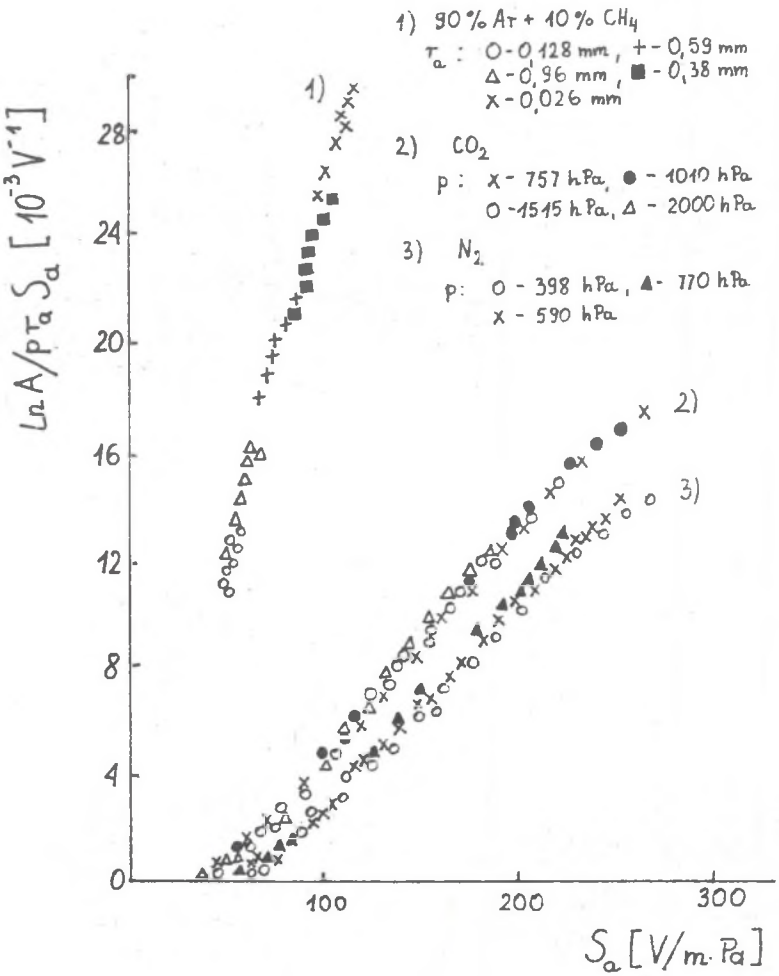
1. Wstęp

Poczynając od lat pięćdziesiątych do eksperymentalnej fizyki jądrowej wchodzą w użycie jako detektory promieniowania jonizującego liczniki proporcjonalne (l.p.). Licznik proporcjonalny jest komorą jonizacyjną najczęściej o kształcie cylindra, w osi której rozpięta jest cienka nić - anoda. Właściwy reżim pracy odpowiada zakresowi prądów jonizacyjnych, o których decyduje pierwszy współczynnik jonizacji Townsenda α. Wtedy stosunek natężenia prądu elektrycznego (bądź ładunku w pojedynczym impulsie) mierzonego w obwodzie l.p. do natężenia prądu (bądź ładunku) pierwotnego nazywamy współczynnikiem wzmocnienia gazowego (w.w.g.). A_T określa wzór:

$$A_T = \exp\left(-\int_{r_j}^{r_a} \alpha \, dr\right), \tag{1}$$

gdzie r_j jest odległością od osi licznika, w której rozpoczyna się proces jonizacji lawinowej, r_a - promień anody. W szeregu prac [1] - [6] wykonanych z gazami Ar, N_2, CO_2, CH_4, Xe i niektórymi mieszaninami wykazano, że wzmocnienie gazowe daje się wyrazić uniwersalną zależnością:

$$\frac{\ln A_T}{p r_a S_a} = \int_{S_j}^{S_a} \frac{\alpha}{p} \frac{1}{S^2} \, dS = F_T(S_a) \tag{2}$$



Rys. 1. Zależność $\ln A/pr_aS_a$ w funkcji S_a w licznikach proporcjonalnych dla różnych gazów

1 - 90% Ar + 10% CH_4 dla r_a: ● 0,128 mm, ▲ 0,96 mm, + 0,59 mm, ■ 0,38 mm, x 0,26 mm wg [1], 2 - CO_2 dla p: x 757 hPa, ● 1010 hPa, ○ 1515 hPa, ▲ 2000 hPa, 3 - N_2 dla p: ● 398 hPa, x 590 hPa, ▲ 770 hPa [2, 6]

Fig. 1. Dependence $\ln A/pr_aS_a$ in the function S_a in proportional counters for various gases

1 - 90% Ar + 10% CH_4 for r_a: ● 0,128 mm, ▲ 0,96 mm, + 0,59 mm, ■ 0,38 mm, 0,26 mm [1], 2 - CO_2 for p: x 757 hPa, ● 1010 hPa, ▲ 1515 hPa, 2000 hPa, 3 - N_2 for p: ● 398 hPa, x 590 hPa, ▲ 770 hPa [2, 6]

dla określonego gazu. Tutaj $S = E/p$ jest zredukowanym natężeniem pola elektrycznego, E - natężeniem pola elektrycznego, p - ciśnieniem gazu. Indeks (T) we wzorach (1) i (2) oznacza, że o wyładowaniu decyduje pierwszy współczynnik jonizacji Townsenda. Na rys. 1 przedstawiono grupę wyników eksperymentalnych z prac [1, 6], weryfikujących wzór (2).
Zjawisko fotoelektryczne i inne efekty wtórne prowadzą do wytworzenia dodatkowych elektronów, wówczas w.w.g. A_γ można zapisać w postaci:

$$A = \frac{A_T}{1 - \gamma \cdot A_T}, \tag{3}$$

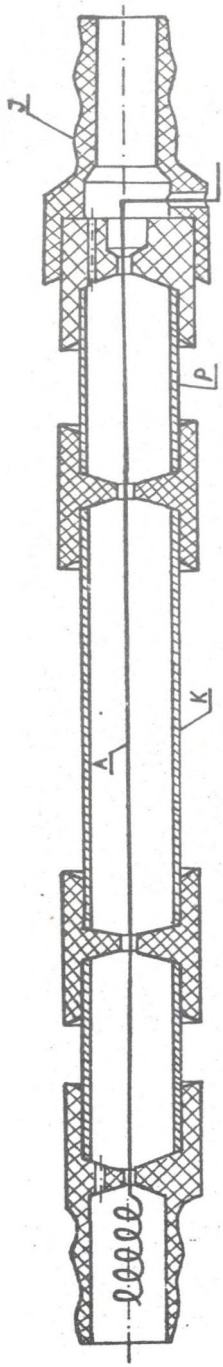
gdzie γ jest drugim współczynnikiem jonizacji.

W przypadku, gdy gaz jest elektroujemny lub zawiera takie domieszki, proces jonizacji przebiega w bardziej złożony sposób. Część elektronów pierwotnych przykleja się do molekuł gazu elektroujemnego tworząc jony ujemne. W ostatnim dwudziestoleciu poznano mechanizm przyklejania elektronów termicznych mających energię rzędu setnych i dziesiątych części elektronovolta. Stwierdzono przyklejanie elektronów termicznych do wielu molekuł, między innymi O_2, NO, NO_2, SF_6 [7, 8]. Energie wiązania zwane powinowactwem elektronowym są rzędu dziesiątych części elektronowolta. Przyklejanie elektronów do molekuł komplikuje proces jonizacji lawinowej nie tylko dlatego, że liczba elektronów maleje, ale również dlatego, że powstałe jony ujemne w obszarze silnego pola elektrycznego wywołują dodatkową jonizację gazu.

W pracy podjęto próbę badań eksperymentalnych i sformułowania modelu ilościowego prądów jonizacyjnych w powietrzu w komorach jonizacyjnych o geometrii licznika proporcjonalnego.

2. Układ pomiarowy

Do pomiarów prądów jonizacyjnych użyto komory, których przekrój schematyczny przedstawiono na rys. 2 o wymiarach: promienie katody - 6,05 mm i 1,7 mm, a promienie anody - 0,05 mm, 0,027 mm i 0,016 mm.
Badane powietrze wpływało pod ciśnieniem około 150 . 10^3 hPa poprzez reduktor ze zbiornika i po osuszeniu w P_2O_5 przepływało przez komory jonizacyjne. Przy pomiarach pod zmniejszonym ciśnieniem komory podłączano do aparatury próżniowej i po odpompowaniu wypełniano powietrzem do żądanego ciśnienia. Ciśnienie mierzono manometrem rtęciowym przyłączonym do komory jonizacyjnej. Jako czynnik jonizujący stosowano promieniowanie γ izotopu ^{137}Cs o radioaktywności 52 . 10^7 Bq. Mierzono prąd jonizacyjny w funkcji napięcia, od reżimu prądu nasycenia do wyładowania samoistnego, przy użyciu aparatury elektronicznej przedstawionej schematycznie na rys.3. Na katodę podawano ujemne napięcie przez opór 10 MΩ, mierzone woltomie-



Rys. 2. Schemat komory jonizacyjnej

A - anoda, K - katoda, P - pierścienie osłonne, I - izolatory

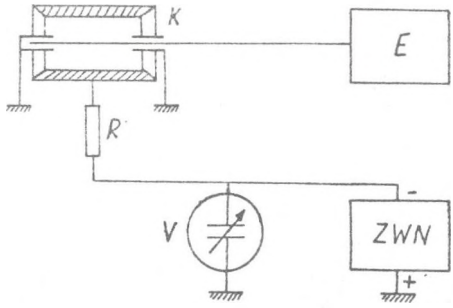
▨ - metal, ▩ - żywica epoksydowa

Fig. 2. Diagram of a ionization chamber

A - anode, K - cathode, P - shielding rings, I - insulators

▨ - metal, ▩ - epoxa resin

rzem elektrostatycznym. Prądy jonizacyjne mierzono elektrometrem o zakresie pomiarowym $(10^{-13} - 10^{-5})$ A. Ze stosunku prądu jonizacyjnego przy dowolnym napięciu do prądu nasycenia wyznaczono wzmocnienie gazowe A.



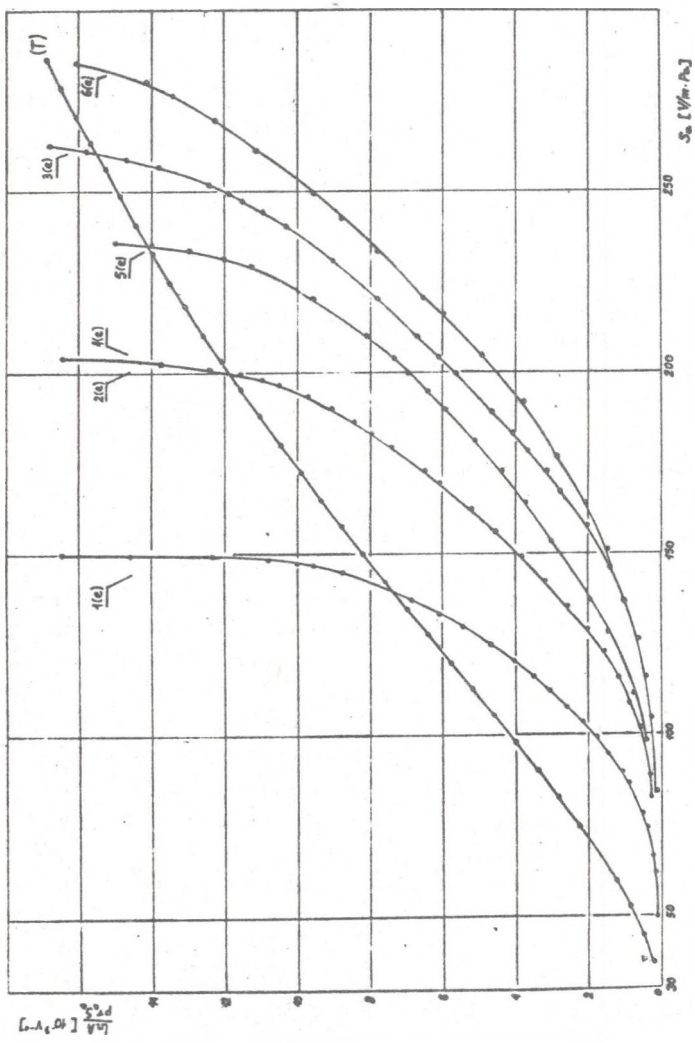
Rys. 3. Układ elektroniczny do pomiaru prądów jonizacyjnych
K - komora jonizacyjna, E - elektrometr, V - woltomierz elektrostatyczny, ZWN - stabilizowany zasilacz wysokiego napięcia

Fig. 3. Electronic system for measurements of ionization currents
K - ionization chamber, E - electrometer, V - electrostatic voltmeter, ZWN - stabilized high-voltage feeder

3. Wyniki pomiarów i dyskusja

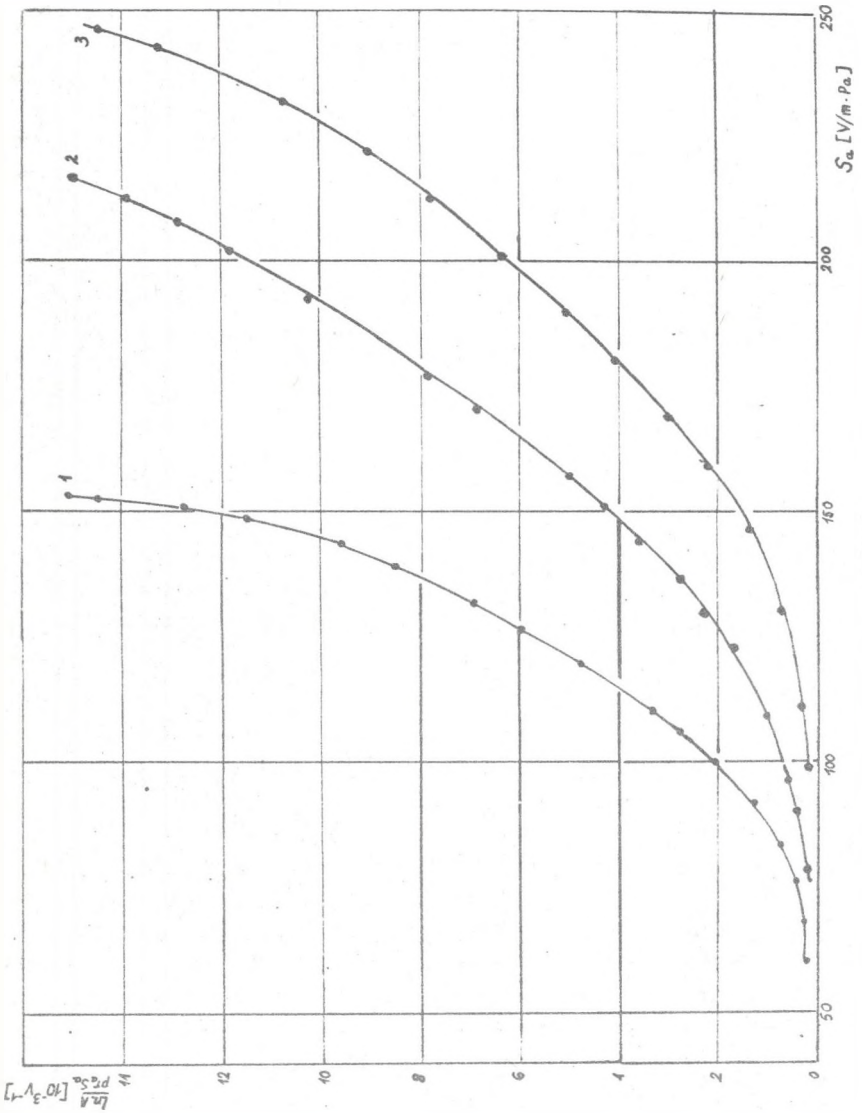
Rezultaty pomiarów w formie zależności $\ln A/pr_aS_a$ od S_a są przedstawione na rys. 4. Z wykresów wynika, że dla powietrza zależność $\ln A/pr_aS_a$ nie jest jednoznaczna. Wpływ przyklejania elektronów i efektu drugiego współczynnika jonizacji wyraźnie widać na rys. 4, na którym obok krzywych eksperymentalnych zaznaczonych indeksem (e) jest wykreślona zależność oznaczona indeksem (T) dla przypadku gdyby tylko pierwszy współczynnik jonizacji α odgrywał rolę. Krzywą tę można wyznaczyć z danych literaturowych [8],[9] α/p w funkcji S dla powietrza mierzonych w polu jednorodnym w takich warunkach, w których przyklejanie elektronów nie ma miejsca z powodu silnego pola elektrycznego. Ponieważ wg [2], [6] w czystym azocie dyskutowana zależność jest uniwersalna, przyczynę odmiennego przebiegu krzywych doświadczalnych upatruje się w obecności tlenu i w jego elektroujemnych własnościach. Potwierdzają to pomiary w czystym tlenie pokazane na rys. 5.

Model jakościowy wpływu tlenu można sformułowac następująco. Elektrony pierwotne dryfujące do anody, o energiach mniejszych od 1 eV, czyli daleko od nici anodowej, gdzie $S < 1{,}1$ V/m Pa przyklejają się do molekuł tlenu. Utworzone jony O_2^- poruszają się w kierunku anody uzyskując coraz większą energię. Przy $S \approx 70$ V/m Pa w procesie zderzeń jonów ujemnych z molekułami gazu następuje odrywanie elektronów od jonów. Uwolnione elektrony zaczynają brać udział w jonizacji lawinowej. Natomiast elektro-



Rys. 4. Zestawienie eksperymentalnych zależności (a) $\ln A/pr_aS_a = f(S_a)$ dla $r_k = 6{,}05$ mm
1 - $r_a = 0{,}05$ mm, 2 - $r_a = 0{,}027$ mm, 3 - $r_a = 0{,}016$ mm przy stałym $p = 1000$ hPa, 4 - $p = 1003$ hPa, 5 - $p = 754$ hPa, 6 - $p = 501$ hPa przy stałym $r_a = 0{,}027$ mm i teoretyczne zależność $\ln A_T/pr_aS_a = (T)$ dla powietrza

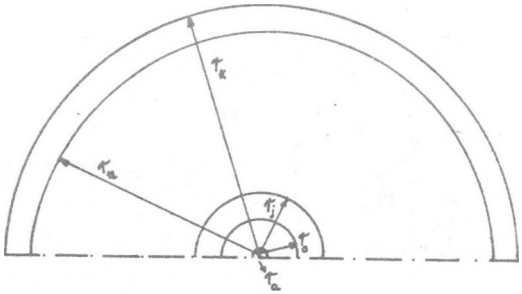
Fig. 4. Specification of experimental (a) $\ln A/pr_aS_a = f(S_a)$ for $r_k = 6{,}05$ mm
1 - $r_a = 0{,}05$ mm, 2 - $r_a = 0{,}027$ mm, 3 - $r_a = 0{,}016$ mm at constant $p = 1000$ hPa, 4 - $p = 1003$ hPa, 5 - $p = 754$ hPa, 6 - $p = 501$ hPa at constant $r_a = 0{,}027$ mm and that theoretical dependance $\ln A_T/pr_aS_a = (T)$ for air



Rys. 5. Zależność $\ln A/pr_a S_a = f(S_a)$ dla tlenu p = 1000 hPa przy r_a
1 - 0,05 mm, 2 - 0,027 mm, 3 - 0,016 mm

Fig. 5. Dependence $\ln A/pr_a S_a$ for oxygen p = 1000 hPa at r_a
1 - 0,05 mm, 2 - 0,027 mm, 3 - 0,016 mm

ny pierwotne wytworzone bliżej anody, gdzie ze względu na duże wartości natężenia pola elektrycznego energia elektronów jest znacznie większa od 1 eV, nie przyklejają się do molekuł O_2, biorą więc udział w jonizacji lawinowej gazu w sposób normalny. Zgodnie z tym w przekroju poprzecznym komory wyróżnia się następujące obszary pokazane na rys. 6.



Rys. 6. Wyróżnione obszary zjawisk jonizacyjnych w przekroju poprzecznym komory według proponowanego modelu

Fig. 6. Distinguishable ranges of ionization in the cross-section of the ionization chamber according to the suggested model

W obszarze między r_k i r_n elektrony pierwotne przyklejają się tworząc jony ujemne tlenu. Jony te dysocjują w odległości r_o i uwolnione elektrony inicjują lawinową jonizację gazu. Elektrony pierwotne wytworzone w odległościach mniejszych od r_n nie przyklejają się do molekuł O_2 i od miejsca r_j rozpoczynają lawinową jonizację gazu. Wartości r_j, r_o i r_n są w prostym związku ze zredukowanymi natężeniami pola elektrycznego odpowiadającymi tym miejscom wg zależności:

$$r = \frac{r_a S_a}{S} \tag{4}$$

Z danych literaturowych [7, 9] odpowiednie wartości zredukowanego natężenia pola elektrycznego wynoszą: $S_j \approx 40$ V/m Pa, $S_o \approx 70$ V/m Pa, i $S_n \approx 1{,}1$ V/m Pa.

W przypadku gdy $S_a < S_o$, na wartość prądu I składa się ładunek jonizacji pierwotnej z obszaru od r_k do r_n i ładunek powielony z pozostałego obszaru komory. Jeżeli założyć, że gęstość ρ ładunku jonizacji pierwotnej jest stała w przekroju poprzecznym komory, równanie określające wartość prądu mierzonego ma postać:

$$I = \pi(r_k^2 - r_n^2)\,\rho \,.\, l + \pi r_n^2 \rho \,.\, l \,.\, A_T, \tag{5}$$

a prąd nasycenia jest równy:

$$I_o = \pi r_k^2 \rho \,.\, l \tag{6}$$

Tutaj A_T jest wzmocnieniem gazowym wynikającym z pierwszego współczynnika jonizacji α, wyliczonym wg wzoru (2) i odpowiadającym wykresowi (T) na

rys. 4, l jest długością czynną komory. Po podzieleniu równań stronami otrzymuje się na mierzoną wartość współczynnika wzmocnienia gazowego A wzór:

$$A = 1 + \frac{r_n^2}{r_k^2}(A_T - 1) \tag{7}$$

Gdy pole elektryczne jest dostatecznie silne, by mógł występować efekt odrywania elektronów od jonów ujemnych, czyli dla $S_a > S_o$, otrzymuje się:

$$I = \pi(r_k^2 - r_n^2)\,\varrho\,.\,l\,A_T/A_T^o + \pi r_n^2 \varrho l\,.\,A_T \tag{8}$$

oraz

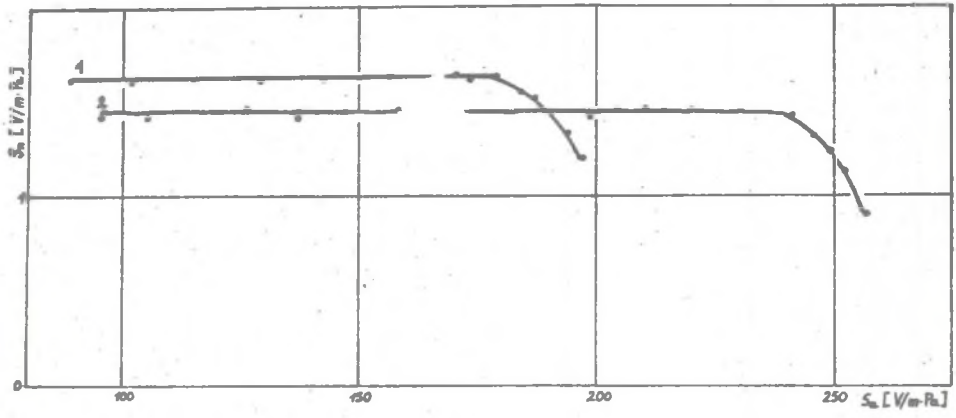
$$A = A_T\left[(1 - \frac{r_n^2}{r_n^2})\frac{1}{A_T^o} + \frac{r_n^2}{r_n^2}\right] \tag{9}$$

A_T^o jest tutaj współczynnikiem wzmocnienia gazowego wg wzoru (2) w obszarze do S_o.
Biorąc pod uwagę wartości A, A_T i A_T^o można we wzorze (7) pominąć jedności w porównaniu z A, A_T oraz $1/A_T^o$ w porównaniu z jednością we wzorze (9). Wtedy wzory (7) i (9) upraszczają się do związku:

$$\frac{A}{A_T} = (\frac{r_n}{r_k})^2 = (\frac{r_a S_a}{r_k S_n})^2, \tag{10}$$

w którym ostatnie przekształcenie wynika ze związku (4).

S_n jest wielkością charakterystyczną dla gazu niezależną od przyłożonego napięcia, dlatego wyznaczona z danych eksperymentalnych za pomocą wzoru (10), w zakresie słuszności przedstawionego modelu, powinna mieć stałą wartość w funkcji S_a. Na rys. 7 przedstawiono zależność $S_n = f(S_a)$ dla komór o r_k = 6,05 mm. Jak widać, S_n ma stałe wartości w stosunkowo dużym zakresie zmienności S_a. Przy wartościach S_a odpowiadających załamaniu poziomych części wykresów na rys. 7 dochodzą do głosu, w mechaniźmie lawinowej jonizacji gazu, czynniki, które powodują szybki i duży wzrost wzmocnienia gazowego. Wzrost ten wyraźnie jest widoczny na rys. 4, na którym krzywe doświadczalne przecinają krzywą (T) i dalej szybko rosną. Przyczyną tego jest zmniejszenie efektywności przyklejania elektronów do molekuł O_2, gdy w objętości gazu występują intensywniejsze zjawiska jonizacji lawinowej [10-12], a przede wszystkim wpływ drugiego współczynnika jonizacji γ.



Rys. 7. Zależność $S_n = f(S_a)$ przy $r_k = 6{,}05$ mm dla r_a
1 - 0,027 mm, 2 - 0,016 mm

Fig. 7. Dependence $S_n = f(S_a)$ at $r_k = 6{,}05$ mm for r_a
1 - 0,027 mm, 2 - 0,016 mm

Drugim szczegółem, któremu poświęcono w badaniach uwagę, to wartości zredukowanego natężenia pola elektrycznego przy anodzie $S_a = S_p$, przy której wyładowanie przechodzi z niesamoistnego w samoistne. Stwierdzono, że wartość ta w sposób regularny zależy od iloczynu $p\,r_a$. Wyniki są przedstawione na rys. 8.

Warunkiem przejścia wyładowania niesamoistnego w samoistne jest $A \cdot \gamma = 1$, gdzie A jest wzmocnieniem bez wpływu współczynnika γ. Przekształcając można zapisać:

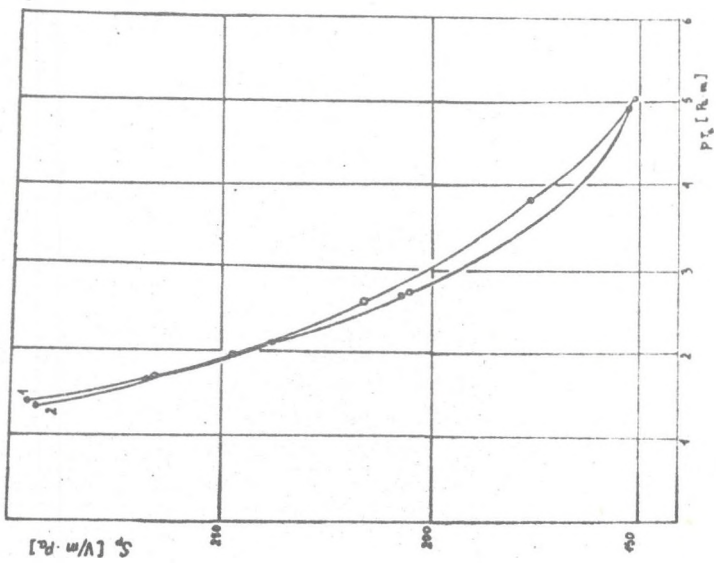
$$\ln A = \ln(1/\gamma), \tag{11}$$

a biorąc pod uwagę wzór (10) można równanie (11) przedstawić w postaci:

$$S_p \cdot F(S_p) = \frac{\ln 1/\gamma}{p \cdot r_a} - \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_k}\frac{S_a}{S_n}\right)^2}{p \cdot r_a} \tag{12}$$

Drugi składnik po prawej stronie równania reprezentuje ewentualny wpływ przyklejania elektronów. Punkty doświadczalne zależności $S_p \cdot F(S_p) = f(1/pr_a)$ przedstawione na rys. 9 układają się na linii prostej przechodzącej przez początek układu współrzędnych.

Współczynnik $(r_a S_a / r_k S_n)^2$ określa ilościowo wpływ przyklejania elektronów do molekuł tlenu na wzmocnienie gazowe. Gdyby w tym obszarze wyładowania przyklejanie elektronów miało znaczenie, drugi składnik we wzorze (12) byłby istotny i doświadczalna zależność z rys. 9 nie byłaby linią

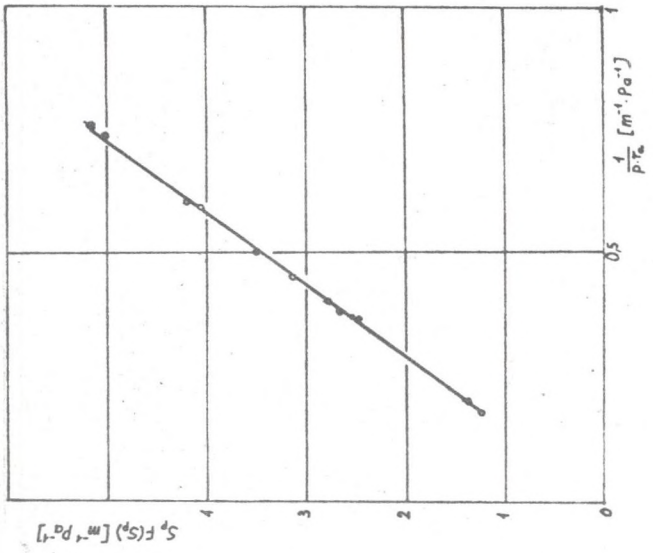


Rys. 8. Zależność zredukowanego natężenia pola elektrycznego S_p od iloczynu pr_B dla r_k

1 - 6,05 mm, 2 - 1,7 mm, ○ - p = const ● - r_B = const

Fig. 8. Dependence of the reduced electric field S_p on the product pr_B for r_k

1 - 6,05 mm, 2 - 1,7 mm, ○ - p = const ● - r_B = const



Rys. 9. Zależność S_p F(S_p) od $1/pr_B$ dla mierzonych geometrii

○ - p = const, ● - r_B = const

Fig. 9. Dependence S_p·F(S_p) on $1/pr_B$ for the measured geometry

○ - p = const, ● - r_B = const

prostą. Na tej podstawie można więc twierdzić, że w obszarze przejścia wyładowania w samoistne nie obserwuje się wpływu przyklejania elektronów do molekuł tlenu. Wyznaczona z wykresu (rys. 9) wartość drugiego współczynnika jonizacji γ wynosi $9 \cdot 10^{-4}$.

LITERATURA

[1] Williams A., Sara R.: Inter. J. Appl. Rad. and Izot. 13, 229, 1962.

[2] Zastawny A.: J. Sci. Instr. 43, 179, 1966.

[3] Hendricks R.: Nucl. Instr. and Meth. 102, 309, 1972.

[4] Bambynek W.: Nucl. Instr. and Meth. 112, 103, 1972.

[5] Charles M.: J. Phys. Sci. Instr. 5, 95, 1972.

[6] Zastawny A., Mizeraczyk J.: Nukleonika 11, 685, 1966.

[7] Mc Daniel I.: Processy stołknowenij w jonizowanych gazach, Moskwa 1967 (tłum. z ang.).

[8] Hasted D.: Fizyka atomnych stołknowienij. Moskwa 1965 (tłum. z ang.).

[9] Loeb L.: Osnownyje procesy elektriczeskich razriadow w gazach. Moskwa 1950 (tłum. z ang.).

[10] Zastawny A.: Przyklejanie termicznych elektronów do molekuł tlenu w licznikach proporcjonalnych z CO_2+O_2 (praca hab.) Zesz. Nauk. Pol.Sl. s. Mat.-Fiz., z. 337, 1972.

[11] Meek D., Craggs D.: Elektriczeskij proboj w gazach, Moskwa 1960 (tłum. z ang.).

[12] Burch D. i in.: Phys. Rev. 112, 171, 1958.

Redakcja: Doc. dr Kazimierz Ostrowski

Wpłynęło do Redakcji w styczniu 1985 r.

НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД В ВОЗДУХЕ В КАМЕРЕ ТИПА ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО СЧЁТЧИКА

Р е з ю м е

Произведены измерения ионизационных токов в воздухе в режиме несамостоятельного разряда от токов насыщения до перехода разряда в самостоятельный. Исследования выполнены в цилиндрических камерах с тонкой нитью в качестве анода. На основании теории ионизационных лавин, разработанной для пропорциональных счётчиков и данных о прилипании электронов к молекулам кислорода, представлена теоретическая модель ионизационных явлений в исследованной области разряда, соответствующая измерениям.

THE NONSELF-MAINTAINING ELECTRICAL DISCHARGE IN AIR
IN THE CHAMBERS OF THE PROPORTIONAL COUNTER TYPE

S u m m a r y

The ionization currents in air were measured in the range from the saturation current to sparking potential. The investigations were performed in cylindrical chambers with anode as thin wire. Basing on the theory of the ionization avalanche in the proportional counter and electronegative properties of the oxygen molecules, the theoretical model of the ionization avalanche in the investigated range of the electrical discharge in air, consistent with the experimental results, was derived.