

Efekt Penninga

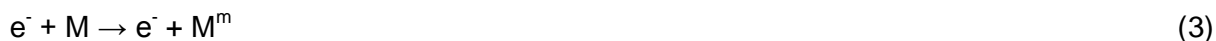
F.M. Penning [1] mierząc potencjał startowy wyładowania jarzeniowego w mieszaninie Ne + Ar zauważył znaczne jego obniżenie już dla koncentracji argonu poniżej 0,01%. W pomiarach, których celem było wyznaczenie dla cząstek α z polonu (5,298 MeV) absolutnej wartości średniej energii potrzebnej na wytworzenie pary jon-elektron, W , w mieszaninach He + Ar i Ne + Ar W.P. Jesse i J. Sadauskis [2] otrzymali znaczne obniżenie wartości W dla śladowych koncentracji argonu. Dla spektralnie czystego He otrzymali $W = 41,3$ eV/(para jonów) a dla He + 0,13% Ar tylko 29,7 eV/(para jonów), natomiast dla spektralnie czystego Ne i Ne + 0,12%Ar odpowiednio 36,3 i 26,1 eV/(ion pair). W czasie oddziaływania rejestrowanego promieniowania z mieszaniną gazową detektora oprócz jonizacji atomów mieszaniny mamy ich wzbudzenia do poziomów metastabilnych, M^m , albo do poziomów rezonansowych, M^* . Powrót wzbudzonych atomów gazu głównego mieszaniny do stanu podstawowego bez emisji fotonu może nastąpić wskutek zderzeń z atomami lub cząsteczkami domieszki, jeżeli energia stanów metastabilnych lub wzbudzonych jest wyższa niż potencjał jonizacji domieszki:



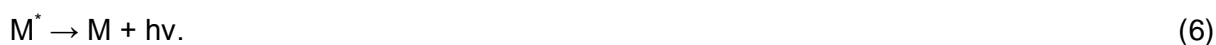
W efekcie Penninga produkcja dodatkowych elektronów następuje poprzez oddziaływanie atomów wzbudzonych do stanów metastabilnych z atomami domieszki, w efekcie Jessego wzbudzonych do poziomów optycznych (rezonansowych) [3, 4]. Aktualnie w literaturze oba procesy (1) i (2) są znane jako efekt Penninga odpowiednio na poziomach metastabilnych i rezonansowych [5, 6]. Efekt Penninga (Jessego) ma duży wpływ nie tylko na jonizację pierwotną ale również na rozwój lawiny elektronowej w zakresie licznika proporcjonalnego.

1. Rozwój lawiny elektronowej w mieszaninach gazów i par.

Wytworzone w procesie jonizacji pierwotnej elektrony podlegają dyfuzji oraz dryfowi w polu elektrycznym. Na skutek oddziaływania z polem rozkład energetyczny elektronów jest na tyle szeroki, że możliwe są zderzenia w których atom lub cząsteczka gazu będą wzbudzane do poziomów metastabilnych, M^m , poziomów rezonansowych, M^* , oraz będą jonizowane:



Atomy lub cząsteczki gazu wzbudzone do poziomów rezonansowych, M^* , mają krótki czas życia rzędu \sim ns i po tym czasie ulegają de ekscytacji do stanu podstawowego poprzez emisję fotonu:



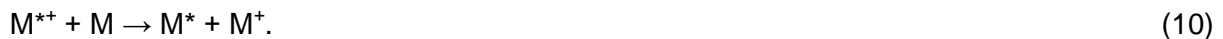
Atomy w stanach metastabilnych, M^m , mają czas życia rzędu \sim μ s. W tym czasie mogą w zderzeniach trójciałowych tworzyć tzw. excimery,



to jest wzbudzone cząsteczki, które wracając do stanu podstawowego emitują fotony o widmie ciągłym:



Powstały w procesie (5) wzbudzony jon ulega de-ekscytacji emitując foton lub przekazując energię wzbudzenia innemu atomowi:



Tak więc w strefie mnożenia lawinowego mamy elektrony, jony, fotony i wzbudzone atomy. Jeżeli gaz wypełniający detektor jest mieszaniną to dodatkowo może zachodzić proces (1) i jeżeli potencjał jonizacji domieszki B jest niższy od potencjału jonizacji atomu M to zawsze zajdzie proces (2). Ponadto fotony powstałe w procesach (6), (8) i (9) mogą jonizować czynnik B:

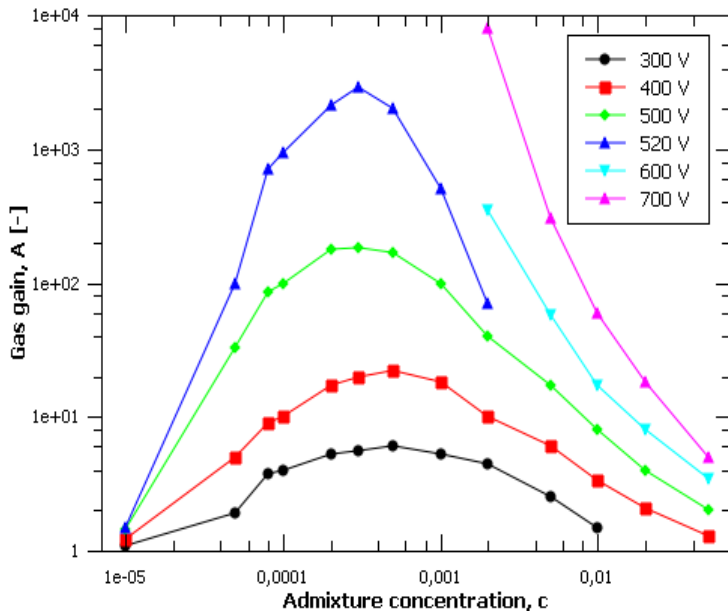


Podstawowy rozwój lawiny zachodzi poprzez jonizację zderzeniową (5). Procesy (1), (2) i (11) są źródłem dodatkowych elektronów modyfikujących proces wzmocnienia gazowego.

2. Przejaw efektu Penninga na krzywych wzmocnienia gazowego.

Współczynnik wzmocnienia gazowego w zakresie od 1 do 8×10^3 został zmierzony dla mieszaniny Ar + izo-pentan, począwszy od spektralnie czystego argonu do 5% zawartości domieszki jako funkcja napięcia zasilania detektora, dla ciśnienia całkowitego mieszaniny 880 hPa. W pomiarach użyto cylindryczny, jedno anodowy licznik o średnicy katody $r_k = 14,5$ mm i średnicy anody $r_a = 50$ μ m. Detektor był podłączony do układu próżniowego, który umożliwiał szybkie jego odpompowanie i napełnienie mieszaniną o określonym składzie. Współczynnik wzmocnienia gazowego, A, wyznaczono metodą prądową, jako stosunek prądu I płynącego przez detektor przy danym napięciu zasilania detektora do prądu nasycenia, I_0 , w zakresie komory jonizacyjnej przy stałym natężeniu rejestrowanego promieniowania ($A = I/I_0$). ^{55}Fe (promieniowanie X o energii 5,9 keV) lub ^{90}Sr (promieniowanie β o energii maksymalnej 2,3 MeV) były wykorzystywane jako źródła promieniowania. Aby zminimalizować niepewność pomiaru prądu I_0 , w detektorze zainstalowano pierścienie ochronne. Wartość prądu I nie przekraczała 2 nA, aby wyeliminować efekt ładunku przestrzennego, który deformując pole elektryczne w detektorze zaniża zmierzone wartości wzmocnienia gazowego A. Niepewność pomiaru A jest limitowana niepewnością pomiaru prądu I_0 w zakresie komory jonizacyjnej i prądu I przy danym napięciu zasilania detektora. Oszacowano, że $\Delta I_0/I_0 \sim 2,5\%$ a $\Delta I/I \sim 2\%$. Zależność wzmocnienia gazowego od koncentracji izo-pentan, przy stałym napięciu zasilania pokazano na rys. 1. Zależność wzmocnienia gazowego od koncentracji izo-pentan, przy stałym napięciu zasilania pokazano na rys. 1. Widoczne szerokie maksimum dla koncentracji domieszki, c, od 10^{-4} do 10^{-2} jest spowodowane generacją dodatkowych elektronów w procesie Penninga (1) w strefie wzmocnienia gazowego. Dla koncentracji domieszki $c \leq 5 \times 10^{-3}$ wzrost współczynnika

wzmocnienia gazowego, A, spowodowany jest wzrostem wydajności procesu (1) natomiast obniżenie współczynnika A dla wyższych koncentracji spowodowane jest obniżeniem średniej energii elektronów w lawinie wraz ze wzrostem koncentracji czynnika gaszącego. Energie poziomów metastabilnych i rezonansowych argonu wynoszą, 11,55; 11,72; 11,62 i 11,83 eV, potencjał jonizacji izo-pentanu wynosi 10,45 eV, tak więc spełniony jest warunek energetyczny zajścia procesu (1)



Rys.1 Zależność współczynnika wzmocnienia gazowego, A, od koncentracji, c, izo-pentanu. Występowanie efektu Penninga objawia się szerokim maksimum. Koncentracja domieszki 10^{-5} oznacza spektralnie czysty argon.

3. Zależność efektywnego potencjału jonizacji od koncentracji czynnika gaszącego - przejaw efektu Penninga.

Podstawową wielkością charakteryzującą rozwój lawiny elektronowej jest pierwszy współczynnik jonizacji Townsenda, α , obrazujący ilość par jon-elektron wygenerowanych przez elektron poruszający się w kierunku pola elektrycznego na jednostkę drogi. α zależy od rodzaju gazu, jego własności molekularnych i natężenia pola elektrycznego. Aoyama [7] na współczynnik α otrzymał:

$$\frac{\alpha}{p} = K S^m \exp(-L/S^{1-m}), \quad 0 \leq m \leq 1 \quad (p - \text{ciśnienie mieszaniny}) \quad (12)$$

i na wzmocnienie gazowe A:

$$\frac{\ln A}{p r_a S_a} = \frac{1}{1-m} \frac{1}{V_i} \exp(-L S_a^{m-1}), \quad (13)$$

gdzie K, L i m są stałymi charakterystycznymi dla danej mieszaniny gazowej, S_a jest wartością zredukowanego natężenia pola elektrycznego na powierzchni anody a V_i jest efektywnym potencjałem jonizacji. Zgodnie z Aoyamą $e \times V_i$ jest sumą uśrednionej w kierunku pola energii jaką elektron otrzymuje od pola elektrycznego na drodze λ_i pomiędzy dwoma kolejnymi zderzeniami jonizującymi i uśrednionej w kierunku pola energii początkowej elektronu ϵ_0 , wzór (14),

$$e \times \int_r^{r+\lambda_i} E dr + \varepsilon_0 = e \times V_i, \quad (14)$$

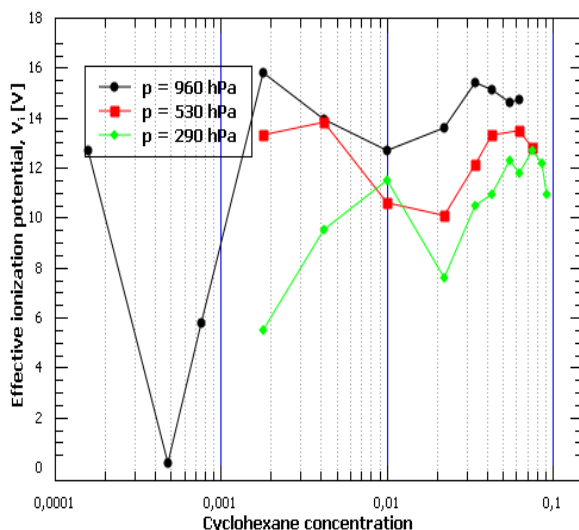
gdzie r jest dowolnym punktem w detektorze a E jest natężeniem pola elektrycznego. Równanie (13) może być zredukowane do zależności liniowej pomiędzy S_a^{m-1} i $\ln [\ln A / (p r_a S_a)]$ (równanie 15),

$$\ln \left(\frac{\ln A}{p r_a S_a} \right) = -L S_a^{m-1} - \ln D, \quad (D = (1 - m) V_i). \quad (15)$$

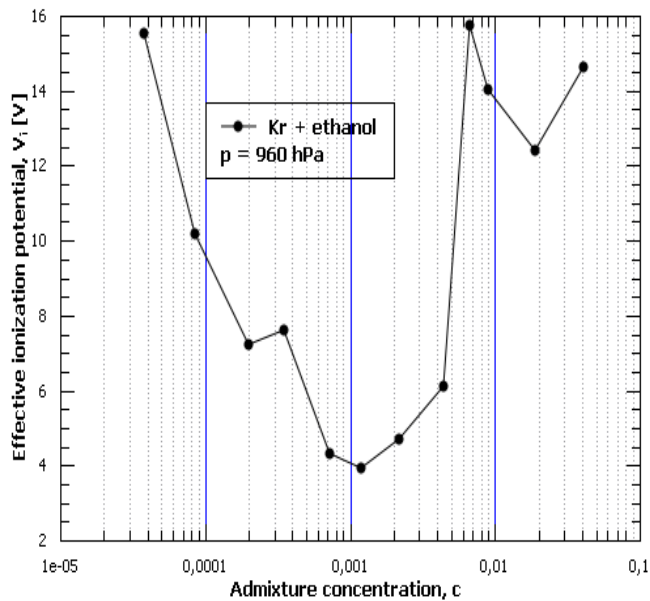
Formuła Aoyamy w rzeczywistości zawiera trzy nieznanne parametry L , D i m . Dla zmierzonych, eksperymentalnych wartości współczynnika wzmocnienia gazowego, A , używając metody najmniejszych kwadratów, dla wartości m z przedziału 0,05 do 0,95 w kroku co 0,01, wyznaczono wartości L i B . Wartości L , D i m dla których otrzymano najlepszy współczynnik korelacji uznano za stałe charakterystyczne dla danej mieszaniny. Wartości D przeliczono na V_i . Wartości V_i dla mieszanin Kr + cykloheksan, Kr + etanol i Kr + izopentan w funkcji koncentracji domieszki, c , pokazano na rysunkach 2 – 4. Wartości energii poziomów metastabilnych i rezonansowych kryptonu wynoszą odpowiednio: 9,915; 10,56 i 10,03; 10,64 eV a potencjały jonizacji domieszek odpowiednio: 10,3; 10,49 i 10,6 eV. Wartości potencjałów jonizacji tak dobrano aby procesy (1) i (2) mogły zachodzić tylko na niektórych poziomach wzbudzonych. Szerokie minimum w zależności V_i od c (rys. 2 i 3) dla koncentracji od 3×10^{-5} do 6×10^{-3} spowodowane jest procesem (1) natomiast zdecydowanie mniejsze ale dobrze widoczne (rys. 3 i 4) dla koncentracji czynnika domieszki $c \sim (2-3)\%$ spowodowane jest procesem (2). Stała czasowa, τ , zaniku liczby atomów wzbudzonych zależy od wielu czynników, wzór (16)

$$\tau^{-1} = k_1 p_M^2 + k_2 p_B^2 + k_3 p_M + k_4 p_B + k_5 p_M p_B + \tau_0^{-1}, \quad (16)$$

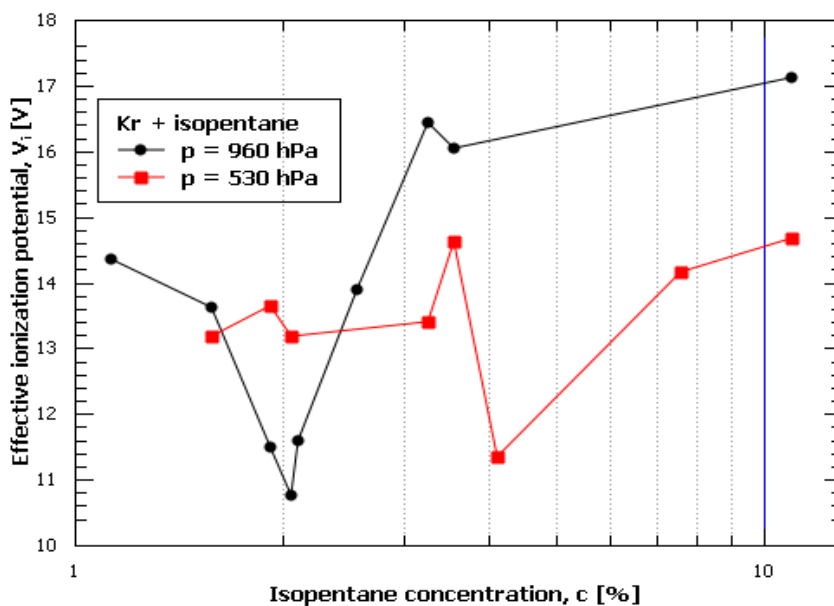
gdzie $k_1 - k_5$ są stałymi szybkości reakcji różnych procesów zderzeniowych, p_M i p_B są odpowiednio ciśnieniami parcjalnymi składnika M i B a τ_0 jest czasem życia poziomów wzbudzonych. Poziomy wzbudzone mogą odwzbudzać się zarówno w zderzeniach trójciałowych ($\sim p_M^2$, p_B^2 , $p_M p_B$) jak i dwuciałowych ($\sim p_M$, p_B) a efekt Penninga jest tylko jednym z możliwych kanałów, dlatego też minimum potencjału V_i jest funkcją rodzaju domieszki i ciśnienia mieszaniny.



Rys. 2 Zależność efektywnego potencjału jonizacji od koncentracji cykloheksanu dla różnych ciśnień mieszaniny. Położenie minimum dla $c \sim (1-3)\%$ jest proporcjonalne do $\sim 1/p$. Oznacza to, że czas życia poziomów rezonansowych nie zależy od ciśnienia mieszaniny. $V_i \sim 0$ dla $c \sim 4,8 \times 10^{-4}$ oznacza brak jonizacji zderzeniowej, proces (5), wzrost lawinowy elektronowej zachodzi tylko poprzez efekt Penninga, proces (1)



Rys. 3 Zależność efektywnego potencjału jonizacji od koncentracji etanolu



Rys. 4 Zależność efektywnego potencjału jonizacji, V_i , od koncentracji czynnika gaszącego, izo-pentanu. Należy zauważyć, że występuje tylko jedno minimum przy koncentracji $c \sim (2-4)\%$, spowodowane procesem (2). Efekt Penninga zachodzi tylko na stanie rezonansowym kryptonu o energii 10,64 eV.

4. Zależność α/p od koncentracji – przejaw efektu Penninga.

Zastawny [8] stwierdził, że wzmocnienie gazowe w postaci podanej przez wzór (17) jest tylko funkcją zredukowanego natężenia pola elektrycznego na powierzchni anody,

$$\frac{\ln A}{p r_a S_a} = \int_{S_0}^{S_a} \frac{\alpha}{p} \times \frac{dS}{S^2} = F(S_a). \quad (17)$$

Znając wymiary geometryczne licznika (r_a – promień anody i r_k – promień katody) i ciśnienie gazu wypełniającego licznik, p , możemy wyliczyć S_a i dokonując pomiaru zależności współczynnika wzmocnienia gazowego A od napięcia przyłożonego między anodą i katodą możemy wyliczyć wartości funkcji $F(S_a)$.

Townsend na pierwszy współczynnik jonizacji, α/p , otrzymał zależność

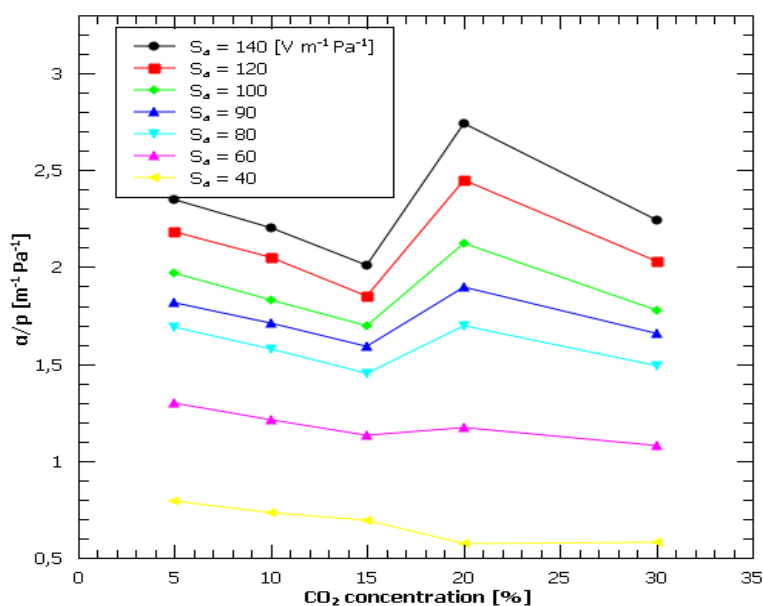
$$\frac{\alpha}{p} = C_1 \cdot e^{-\frac{C_2}{S_a}}, \quad (18)$$

gdzie C_1 i C_2 to stałe charakterystyczne dla danej mieszaniny. Stosując wzór (18) na wzmocnienie gazowe otrzymujemy, wzór

$$\frac{\ln A}{p r_a S_a} = F(S_a) = \frac{C_1}{C_2} \times e^{-\frac{C_2}{S_a}}. \quad (19)$$

Charakterystyczne stałe C_1 i C_2 wyznaczamy ze zmierzonych krzywych wzmocnienia gazowego.

Mając wartości C_1 i C_2 ze wzoru (18) wyznaczamy α/p . Tak wyznaczony, zredukowany, pierwszy współczynnik jonizacji Townsenda, α/p , w funkcji koncentracji CO_2 pokazano na rys. 5.



Rys. 5 Zależność α/p w funkcji zawartości CO_2 w argonie. Parametrem krzywych jest zredukowana wartość natężenia pola elektrycznego na powierzchni anody. Potencjał jonizacji CO_2 wynosi 13,79 eV, w mieszaninie tej efekt Penninga (wzrost α/p dla koncentracji 20%) zachodzi na poziomach rezonansowych 3D o energiach 14,09 i 14,26 eV].

5. Adiustacja pierwszego współczynnika jonizacji Townsenda uwzględniająca efekt Penninga w mieszaninie Ar – CO_2 .

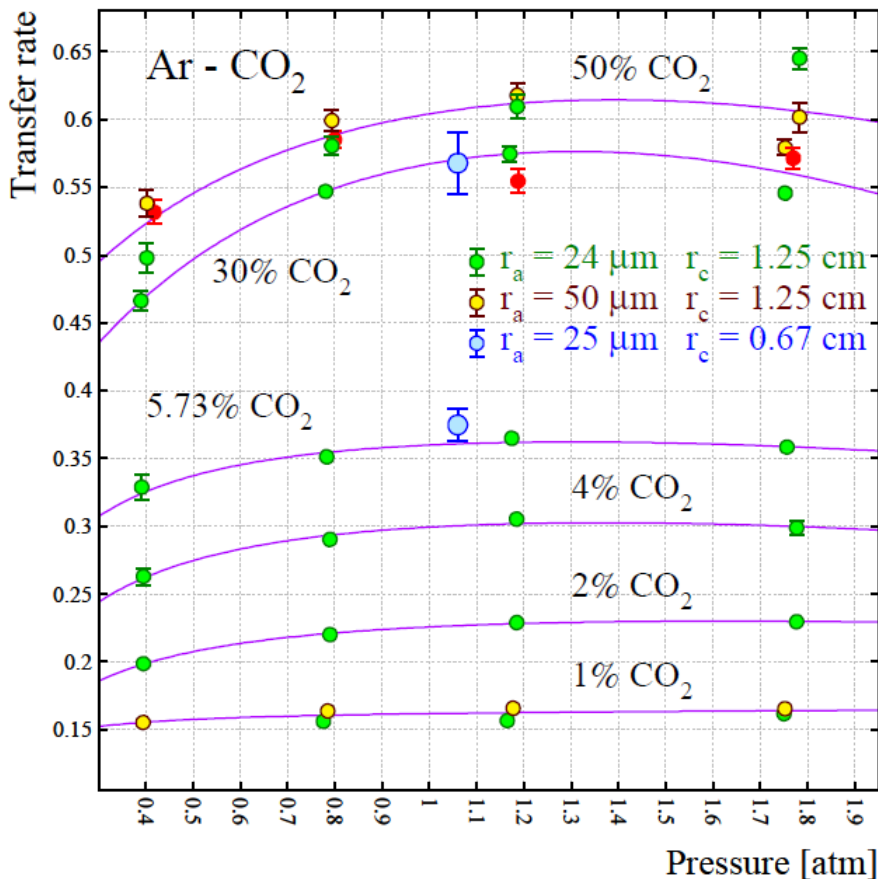
Wzmocnienie gazowe w liczniku jedno-anodowym uwzględniające efekt Penninga może być zapisane w postaci:

$$A = \exp \int_{r_m}^{r_a} \alpha_{Pen} E(r) dr \quad (20)$$

gdzie r jest odległością od środka anody, r_m jest punktem w którym rozpoczyna się multiplikacja elektronów ($\alpha > 0$) i $E(r)$ jest funkcją rozkładu pola w detektorze. Adjustowany współczynnik jonizacji Townsenda α_{Pen} jest zdefiniowany w następujący sposób [9, 10, 11]:

$$\alpha_{Pen} = \alpha \times \left(1 + r_{Pen} \frac{f_{Ar}^{exc}}{f_{mix}^{ion}} \right), \quad (21)$$

gdzie f_{mix}^{ion} jest szybkością jonizacji bezpośredniej (zderzeniowe) Ar^+ i CO_2^+ , f_{Ar}^{exc} jest szybkością wytwarzania stanów wzbudzonych argonu a r_{Pen} jest penningowską szybkością transferu (Penning transfer rate), prawdopodobieństwem, że wzbudzony argon zjonizuje molekułę CO_2 . W obliczeniach założono, że f_{mix}^{ion} jest proporcjonalny do α . Szybkość wytwarzania najniższych stanów wzbudzonych argonu ($3p^54s$) o energiach 11,55 eV (metastabilny), 11,62 eV (rezonansowy), 11,72 eV (metastabilny) i 11,83 eV (rezonansowy) w obliczeniach zostały pominięte ponieważ ich energia jest poniżej potencjału jonizacji CO_2 . Ponadto w obliczeniach założono tę samą wartość r_{Pen} dla wszystkich stanów wzbudzonych $3p^53d$ i wyższych (rys. 5). Wyznaczone wartości r_{Pen} w funkcji ciśnienia mieszaniny i w funkcji koncentracji CO_2 pokazano na rys. 6 i 7.



Rys. 6 Prawdopodobieństwo efektu Penninga uzyskane ze zmierzonych krzywych wzmocnienia gazowego jako funkcja ciśnienia całkowitego mieszaniny $Ar + CO_2$, parametry liczników podano na wykresie.

Jak widać z rys. 6 szybkość transferu energii, r_{Pen} , zawsze rośnie ze wzrostem koncentracji CO_2 przy stałym ciśnieniu mieszaniny. Jest to spowodowane skróceniem czasu pomiędzy zderzeniami wzbudzonych atomów argonu z molekułami czynnika gaszącego, CO_2 . Czas życia stanów wzbudzonych pozostaje stały a prawdopodobieństwo zderzenia z CO_2 rośnie ze wzrostem koncentracji domieszki. Zależność r_{Pen} od ciśnienia dla koncentracji 1% CO_2 i 2% CO_2 może być opisana funkcją dwuparametrową [9],

$$r_{Pen}(p) = \frac{b_1 \times p}{p + b_2} \quad (22)$$

gdzie, $p_{gas} = p \times atm$, b_1 jest wartością asymptotyczną przy $p \rightarrow \infty$ a b_2 jest wydajnością zderzeniowego transferu energii ($Ar^* + CO_2 \rightarrow Ar + CO_2^+ + e^-$). Dla koncentracji wyższych niż 2% CO_2 , r_{Pen} najpierw rośnie ze wzrostem ciśnienia osiągając maximum przy $p = 1200$ hPa aby niespodziewanie zmaleć dla najwyższego ciśnienia. Spadek wartości r_{Pen} wskazuje na inne kanały rozpadu Ar^* . Może to na przykład być formowanie wzbudzonych tzw. excimerów to jest wzbudzonych cząsteczek,



zwłaszcza, że prawdopodobieństwo procesu (23) jest proporcjonalne do $\sim p^2$. Excimery argonu mogą rozpadać się emitując fotony VUV,



Mogą również wzbudzać i jonizować atomy/molekuły domieszki, B,



Najwyższa energia stanów wzbudzonych excimerów argonu wynosi 11,3 eV [12]. Ze względu na wysoką wartość potencjału jonizacji CO_2 (13,77 eV), excimery argonu nie mogą zjonizować molekuł CO_2 ani poprzez fotony emitowane w procesie (24) ani w procesie (26). Skoro excimery powstają w zderzeniach trójciałowych [13, 14], proces (23) jest proporcjonalny do kwadratu ciśnienia mieszaniny. Dlatego formowanie Ar_2^* rośnie wraz ze wzrostem ciśnienia [15]. Uwzględniając stratę liczby atomów Ar^* w procesie (23), obniżenie wartości r_{Pen} dla wysokich ciśnień może być opisane poprzez dodanie do wzoru (22) czynnika proporcjonalnego do p^2 [9],

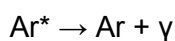
$$r_{Pen}(p) = \frac{b_1 \times p}{p + b_2} + b_3 \times p^2. \quad (27)$$

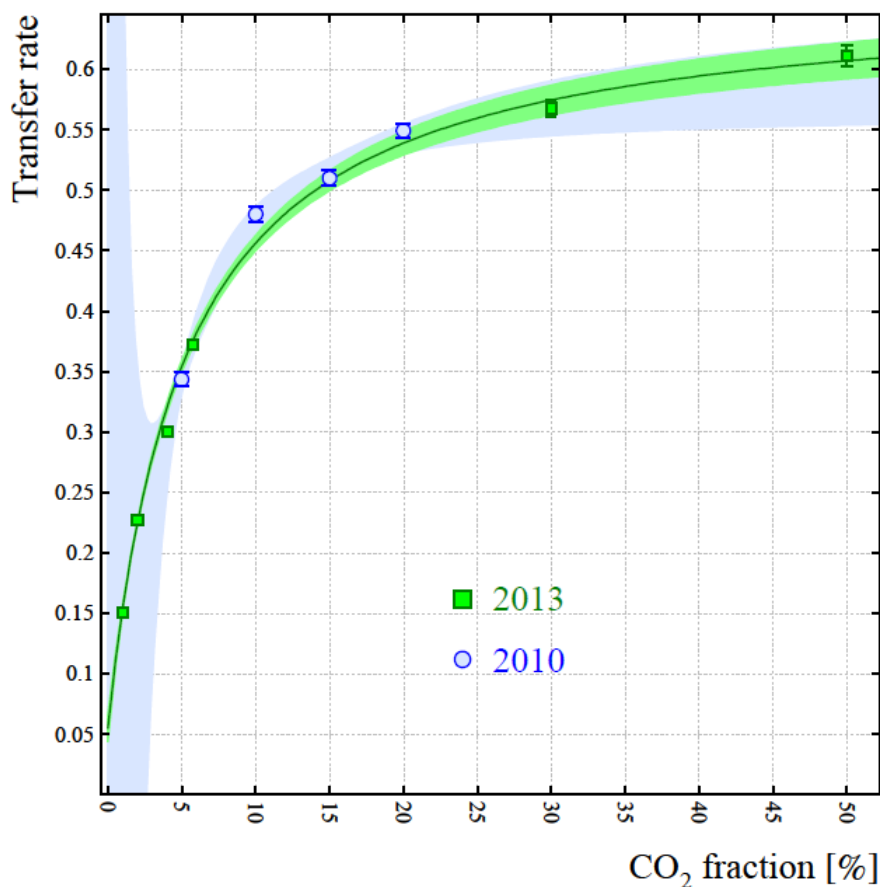
6. Szybkość transferu energii, r_{Pen} , w funkcji koncentracji CO_2 przy ciśnieniu atmosferycznym.

Zależność szybkości transferu energii w funkcji koncentracji CO_2 , pokazana na rys. 7 może być opisana funkcją,

$$r_{Pen}(C) = \frac{a_1 \times C + a_3}{C + a_2}, \quad (28)$$

a_1 jest wartością asymptotyczną szybkości transferu, stosunek a_3/a_2 daje prawdopodobieństwo jonizacji CO_2 przez fotony γ z rozpadu $Ar 3p^5 3d$ i wyższych stanów,





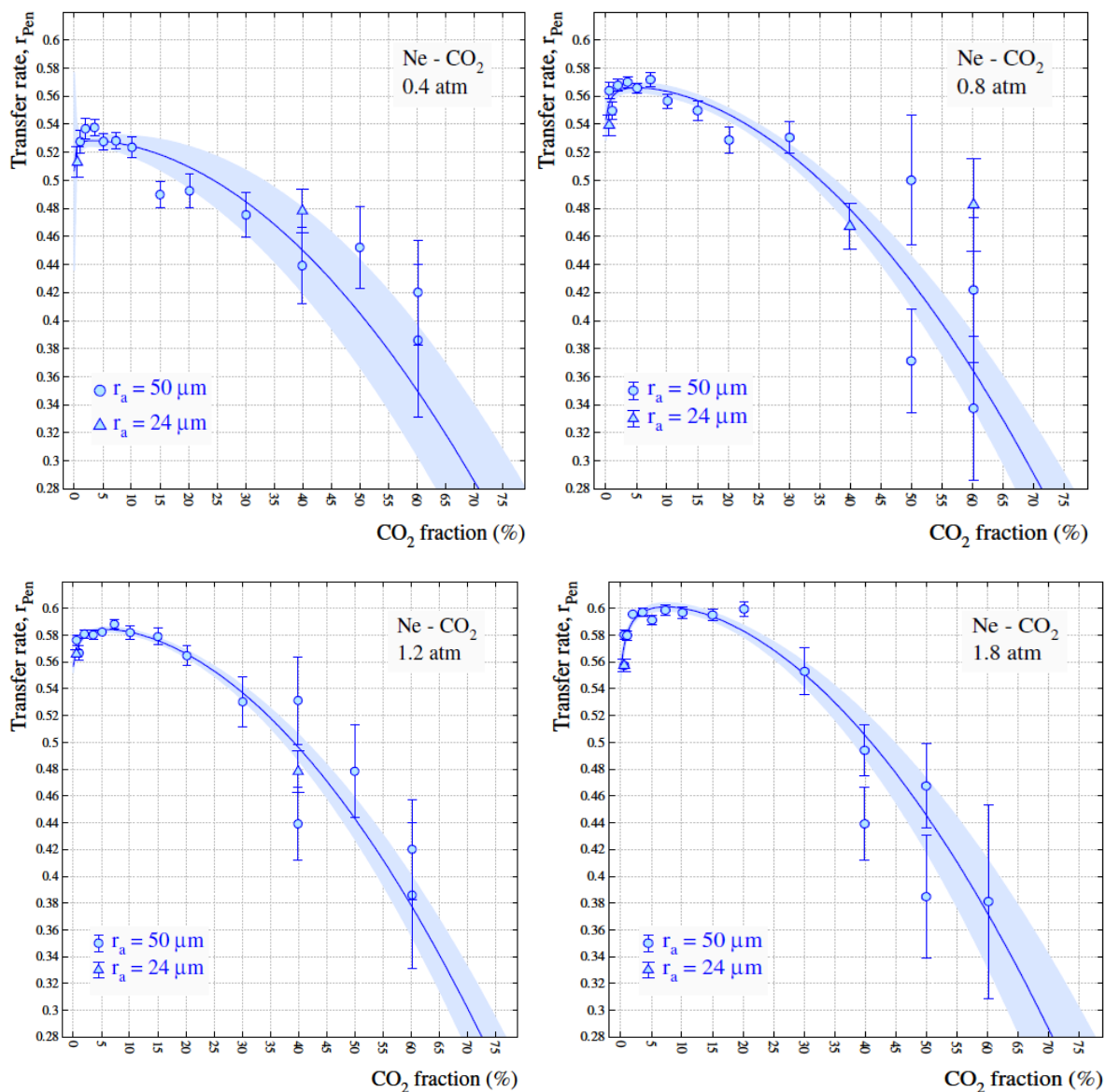
Rys. 7 Prawdopodobieństwo efektu Penninga, r_{Pen} , w mieszaninie Ar – CO₂ w funkcji koncentracji domieszki dla ciśnienia całkowitego mieszaniny $p = 1070$ hPa. Kolorem niebieskim (2010) zaznaczono wartości r_{Pen} wyznaczone w [16] na podstawie wyników zaprezentowanych w [17]. Kolorem zielonym (2013) zaznaczono r_{Pen} wyznaczone na podstawie moich dedykowanych pomiarów. Pola kolorowe oznaczają zakresy niepewności wyznaczenia r_{Pen} [9].

Ekstrapolacja krzywej z wykresu rys. 7 do $c = 0$ (czysty argon) na prawdopodobieństwo procesu (29) daje wartość $a_3/a_2 = 0,054$, dodatnią, co świadczy o poprawności funkcji (28). Wszechstronny model transferu energii w efekcie Penninga w mieszaninie Ar-CO₂ uwzględniający zarówno zmiany koncentracji CO₂ jak i zmiany ciśnienia mieszaniny przedstawiono w [18].

7. Efekt Penninga w mieszaninie Ne – CO₂.

Najniższy poziom wzbudzony neonu $2p^53s$ ma energię 16,619 eV a więc znacznie więcej niż wynosi potencjał jonizacji CO₂ (13,773 eV). Dlatego też wszystkie stany wzbudzone neonu mogą jonizować molekuły CO₂.

Szybkości transferu energii, r_{Pen} , dla mieszaniny Ne - CO₂ wyznaczone ze zmierzonych krzywych wzmocnienia gazowego, przy użyciu formuły (21) pokazano na rys. 8.



Rys. 8 Prawdopodobieństwo efektu Penninga, r_{Pen} , w mieszaninie Ne – CO₂ w funkcji koncentracji CO₂ dla różnych ciśnień mieszaniny odpowiednio 0,4; 0,8; 1,2 i 1,8 atm [10, 19].

Należy zauważyć, że dla wszystkich ciśnień dla koncentracji domieszki poniżej 7,5%, r_{Pen} , rośnie ze wzrostem koncentracji, osiągając maksimum przy $c \sim (5 - 10)\%$. Dla wyższych koncentracji CO₂, r_{Pen} gwałtownie maleje. Ponadto r_{Pen} w maksimum, dla tej samej mieszaniny, ma mniejszą wartość dla niższego ciśnienia. r_{Pen} w funkcji koncentracji może być opisane zależnością [19],

$$r_{Pen}(c) = \frac{a_1 \times c + a_3}{c + a_2} - a_4 c^2 \quad (30)$$

a_1 jest wartością asymptotyczną transferu energii, a_2 jest prawdopodobieństwem transferu energii w zderzeniu, $Ne^* + CO_2 \rightarrow Ne + CO_2^+ + e^-$, a_3/a_2 opisuje transfer radiacyjny i homojądrowy ($\gamma + CO_2 \rightarrow CO_2^+ + e^-$; $Ne^* + Ne \rightarrow Ne_2^+ + e^-$) a a_4 odpowiada za spadek wartości r_{Pen} przy wyższych koncentracjach CO₂. Możliwe są następujące procesy prowadzące do odwzbudzenia Ne*,



CO_2^* może ulec dysocjacji na neutralne fragmenty typu CO, O i C. Ze wzrostem koncentracji CO_2 prawdopodobieństwo procesu (31) maleje. Prawdopodobieństwo procesu (32) rośnie ale ze względu na mniejszą ilość excimerów wydajność procesu (32) maleje. Procesy (33) i (35) dostarczają dodatkowych elektronów. Dlatego też procesy (32) – (35) nie mogą powodować redukcji transferu energii, r_{Pen} , ze wzrostem koncentracji CO_2 .

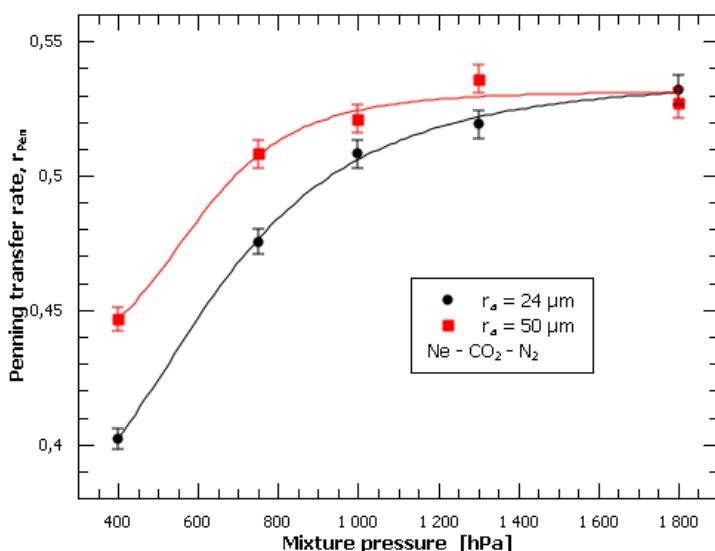
Następujące zderzenia trójciałowe mogą być odpowiedzialne za obniżenie r_{Pen} , przy wysokiej koncentracji CO_2 ,



Prawdopodobieństwo procesów (36) i (37) rośnie ze wzrostem koncentracji (ciśnienia parcjalnego) CO_2 i de-ekscytacja Ne^* poprzez tworzenie kompleksów NeCO_2^* może wyjaśnić szybki spadek r_{Pen} , ze wzrostem koncentracji CO_2 .

8. Efekt Penninga w mieszaninie Ne – CO_2 – N_2 .

Potencjał jonizacji N_2 wynosi 15,59 eV. W mieszaninie tej w efekcie Penninga mogą być jonizowane zarówno molekuly CO_2 jak i molekuly N_2 . Wyznaczone wartości r_{Pen} pokazano na rys. 9.

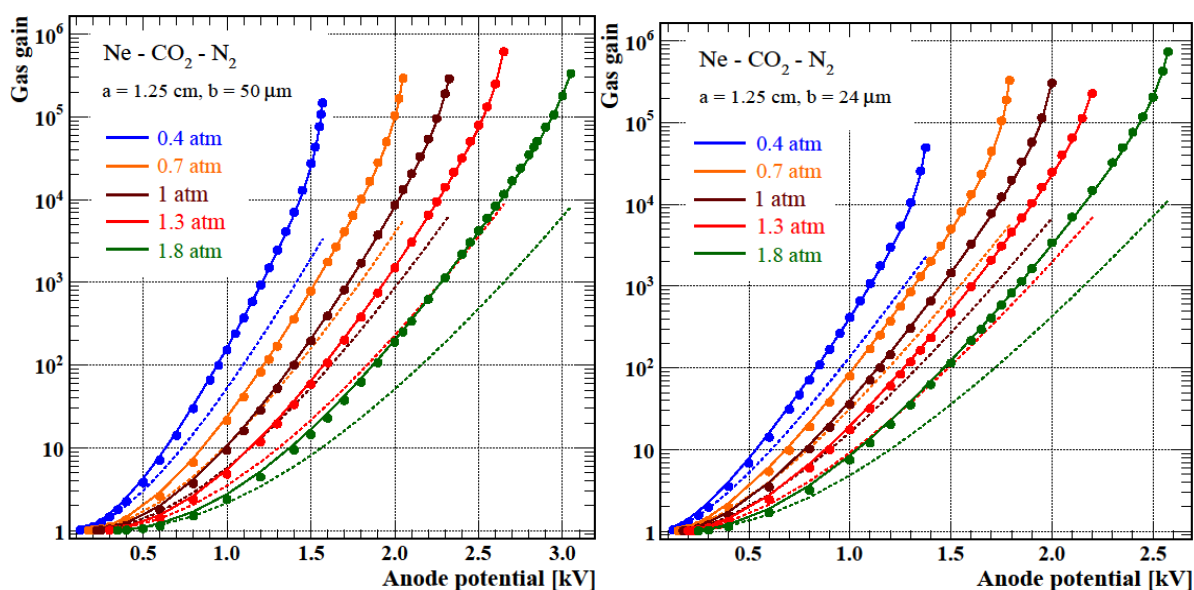


Rys. 9 Prawdopodobieństwo transferu energii w wyniku procesu Penninga wyznaczone ze zmierzonych krzywych wzmocnienia gazowego dla detektorów o różnych średnicach anod w funkcji ciśnienia całkowitego mieszaniny.

Jak widać z rys. 9, r_{Pen} rośnie ze wzrostem ciśnienia. Jest to zgodne ze zmniejszaniem się czasu pomiędzy zderzeniami wzbudzonych atomów neonu z molekułami CO_2 lub N_2 . Czas życia wzbudzonych atomów neonu pozostaje stały a gęstość molekuł CO_2 i N_2 rośnie, przez co zwiększa się szansa ich oddziaływania z molekułami domieszki.

9. Metoda analizy danych.

Z dopasowania zmierzonych krzywych wzmocnienia gazowego otrzymujemy dwa parametry, prawdopodobieństwo transferu energii w procesie Penninga, r_{Pen} , i drugi współczynnik jonizacji Townsenda, β . Do obliczeń używany jest program Magboltz [20], który wykorzystując metody Monte Carlo symuluje transport elektronów w gazie rozwiązując równanie transportu Boltzmana. Program zawiera w sobie przekroje czynne na wzbudzenie, jonizację, przyklejanie elektronów, rozpraszanie elastyczne i nieelastyczne wraz z generatorem liczb losowych i śledzi ruch elektronów krok po kroku pod wpływem pola elektrycznego. Plik wejściowy programu zawiera rozkład pola elektrycznego i magnetycznego, ciśnienie i temperaturę mieszaniny gazu roboczego w detektorze, koncentrację każdego składnika mieszaniny. Plik wyjściowy zawiera wszystkie potrzebne do obliczeń wzmocnienia gazowego parametry transportu elektronów takie jak pierwszy współczynnik jonizacji Townsenda, α , szybkość generacji (produkcji) stanów wzbudzonych i jonizacji w polu elektrycznym o zmiennym natężeniu w zadanym przedziale zmienności natężenia pola. Szybkość wzbudzeń 44 różnych poziomów argonu może być policzona w stosowanej wersji Magboltz 9.0.1. Całkując numerycznie, policzony przez program Magboltz współczynnik jonizacji Townsenda, α , otrzymujemy symulowaną krzywą wzmocnienia gazowego. Porównując zmierzoną i obliczoną krzywą wzmocnienia gazowego, stosując nieliniową metodę najmniejszych kwadratów, zarówno r_{Pen} jak i β zostały wyznaczone. Przykład zmierzonych i policzonych krzywych wzmocnienia gazowego pokazano na rys. 10.



Rys. 10 Policzone i zmierzone krzywe wzmocnienia gazowego dla mieszaniny $Ne-CO_2-N_2$, 85-10-5, dla detektorów o różnym promieniu anody, b . Linie przerywane – policzone bez korekty, uwzględniono tylko jonizację zderzeniową. Linie ciągłe – uwzględniony transfer Penninga i współczynnik β . Punkty – dane pomiarowe, [11].

Literatura

1. F. M. Penning, *The starting potential of the glow discharge in neon argon mixtures between large parallel plates: II. Discussion of the ionization and excitation by electrons and metastable atoms*, Physica 1(1934) 1028-1044.
2. W.P. Jesse, J. Sadauskis, *Alpha-Particle Ionization In Mixtures of the Noble gases*, Phys. Rev. 88(1952)417.
3. W. Blum, L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer- Verlag Berlin Heidelberg 1993.
4. M.Inokuti, *Introduction to the Symposium on the Jesse Effect and Related Phenomena*, Radiation Research 59(1974)343.
5. T.Z. Kowalski, J. Zając, *Concentration dependence of effective ionization potential in Penning mixtures*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A249(1986)426.
6. T.Z. Kowalski, K.W. Ostrowski and J. Zając, *Concentration dependence of elektron avalanche growth in Krypton+cyclohexane mixtures*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A250(1986)550.
7. ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, 2008 JINST 3 S08003.
8. A. Zastawny, *Standardization of gas amplification description in proportional counters*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 385(1997)239.
9. T. Kowalski, *Manifestation of the Penning effect in gas proportional counters*, Nuclear Instruments and Methods In Physics Research A 735(2014)528-531.
10. Ö. Şahin, T.Z. Kowalski , R. Veenhof, *High-precision gas gain and energy transfer measurements in Ar-CO₂ mixtures*, Nuclear Instruments and Methods In Physics Research A 768(2014)104-111.
11. Ö. Şahin, T.Z. Kowalski , R. Veenhof, *Systematic gas gain measurements and Penning energy transfer rates in Ne – CO₂ mixtures*, Journal of Instrumentation, 2016 JINST 11 P01003.
12. M.J. Druyvesteyn, F.M. F.M. Penning, *The Mechanism of Electrical Discharges in Gases of low Pressures*, Rev. Of Modern Physics 12(1940)87.
13. T. Oka, et al., *Energy transfer of argon excited diatomic molecules*, The Journal of Chemical Physics 70(7)(1979)3384.
14. W. Wieme, J. Lenaerts, *Excimer formation in argon, krypton and xenon discharge afterglows between 200 and 400 K*, Journal of Chemical Physics 74(1981)483.
15. J. Wieser, et al., *Vacuum ultraiolet rare gas excimer light source*, Review of Scientific Instruments 68(1997)1360.

16. Ö. Şahin, T. Kowalski, *Recent gain calculation*, MPGD 2013 & 12th RD51 Collaboration Meeting 14– 17 October 2013, CERN,
<https://indico.cern.ch/conferenceOtherViews.py?view=standard&confId=267513>
17. T.Z. Kowalski, A.R. Stopczyński, *The gas gain process in Ar/CO₂ filled proportional tubes*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A323(1992)289.
18. Ö. Şahin, T.Z. Kowalski, *A comprehensive model of Penning energy transfers in Ar – CO₂ mixtures*, Journal of Instrumentation, 2017 JINST 12 C01035.
19. Ö. Şahin, T. Kowalski, *Status of gas gain measurements and calculations in Ne + CO₂ mixtures*, 3rd Academy-Industry Matching Event on Photon Detection and RD51 Mini-Week , 8– 12 June 2015, CERN, [Ozkan_RD51_CERN_8_12_June_2015.pdf](#).
20. F. Biagi. Magboltz 9. <http://magboltz.web.cern.ch/magboltz>.
S. Biagi. Magboltz - *Transport of electrons in gas mixture*, online at <http://cern.ch/magboltz>.
S.F. Biagi, *Monte Carlo simulation of elektron drift and diffusion In counting gases under the iniinfluence of electric and magnetic fields*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A421(1999) 1-2, 234-240.