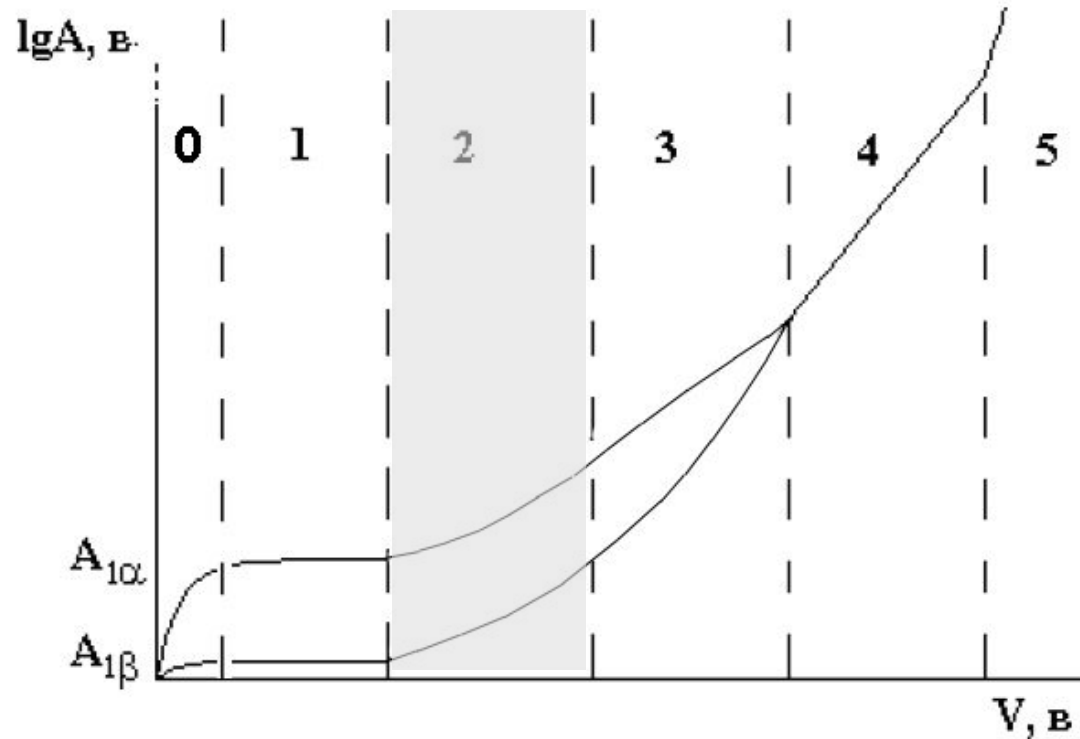


## ПРОПОРЦІЙНИЙ ЛІЧИЛЬНИК

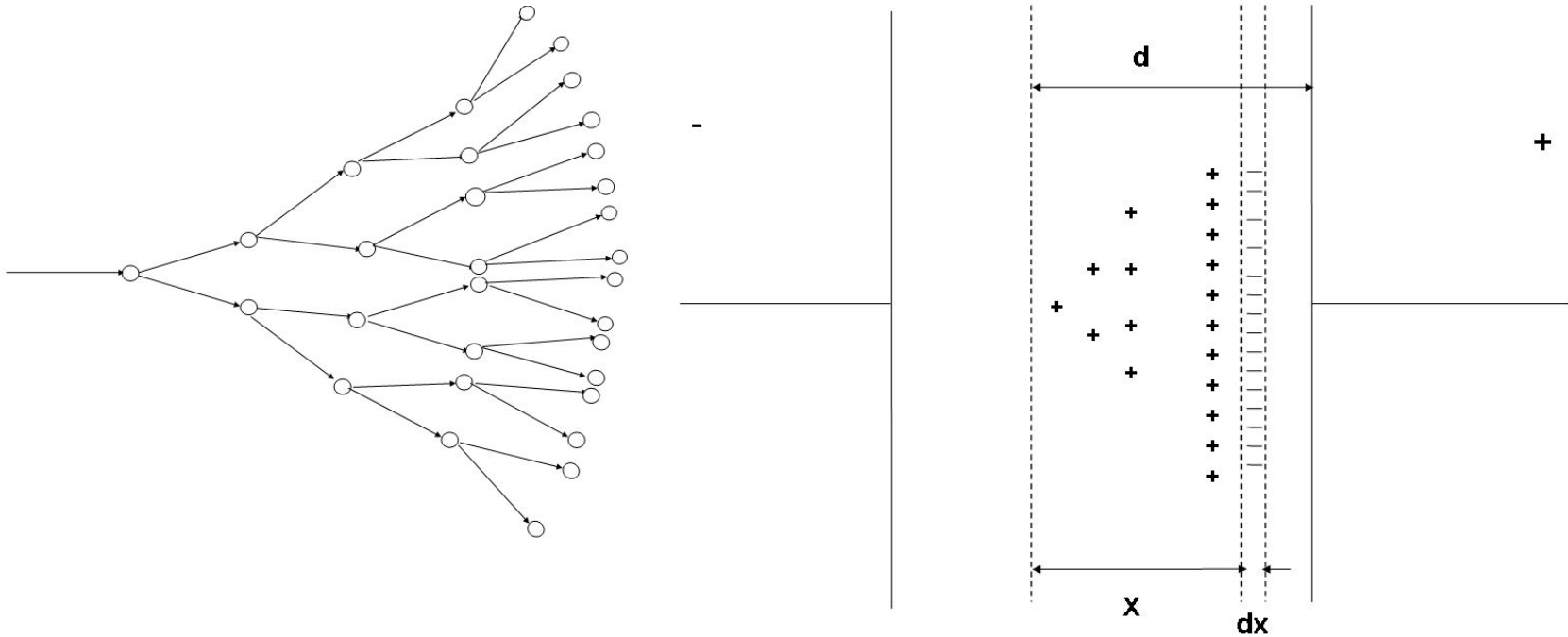


В цьому режимі електрони, які дрейфують до аноду між зіткненнями можуть отримати енергію від електричного поля, яка буде достатньою для іонізації молекул газу, з якими електрони зіштовхуються – **ефект ударної іонізації**

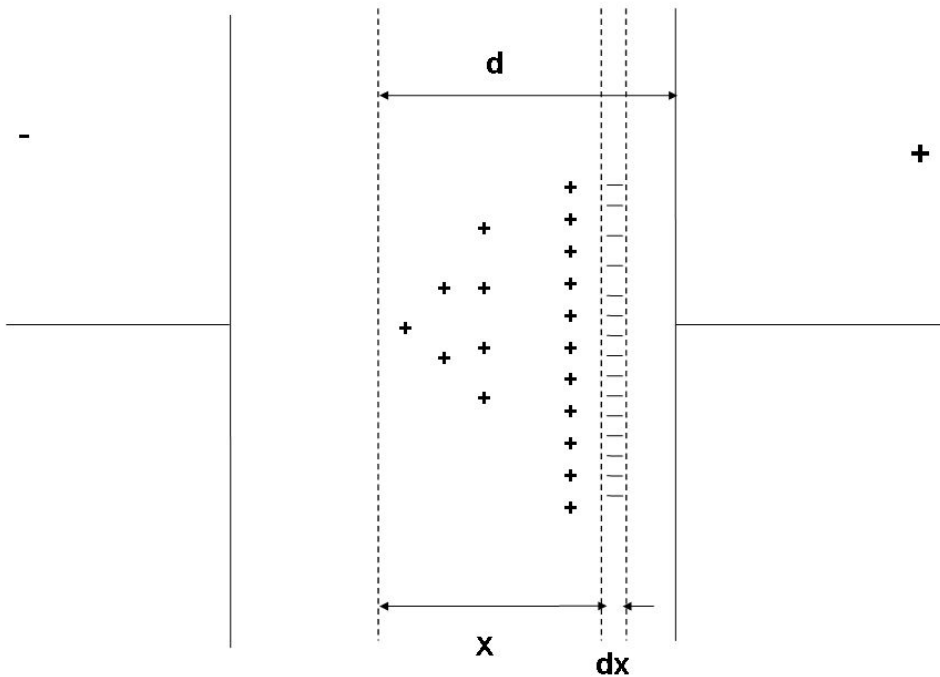
Ударна іонізація призводить до зростання струму (в інтегральному режимі) чи амплітуди імпульсу в імпульсному режимі. Таке явище (збільшення кількості електронів за рахунок вторинної ударної іонізації) носить назву **газового підсилення**.

Воно характеризується **коефіцієнтом газового підсилення  $M$** , який визначають як відношення числа всіх пар іонів  $N_{\text{сум}}$  (разом з тими, які утворюються в детекторі за рахунок вторинної іонізації) до числа пар іонів  $N_{\text{іон}}$ , які утворюються в результаті іонізації іонізуючою частинкою.

$$M = \frac{N_{\text{сум}}}{N_{\text{іон}}}$$



Припустимо, що іонізуюча частинка утворила  $N_{iон}$  пар іонів на відстані  $d$  від аноду (лівий рисунок). Електрони рухаються до аноду і за рахунок ударної іонізації іонізують атоми – утворюються нові додаткові електрони. Після проходження шляху  $x$  кількість електронів збільшиться і становитиме величину  $N(x) > N_{iон}$



Розглянемо на шляху руху електронів шар малої товщини  $dx$ . Якщо припустити, що на одиниці шляху електрон  $\alpha$  раз зіштовхується з атомами, іонізуючи їх, то імовірність утворення ще одного вільного електрона буде дорівнювати  $\alpha \cdot dx$ . Шар  $dx$  вибирається настільки тонким, що можна знехтувати утворенням в ньому двох чи більше нових вільних електронів. Тоді загальна кількість електронів, які утворилися в шарі  $dx$ , дорівнює

$$dN = N(x) \cdot \alpha \cdot dx$$

Враховуючи початкову умову  $N(0) = N_0$  інтегруючи попередню формулу маємо

$$N(x) = N_0 \cdot e^{\alpha \cdot x}$$

якщо розглядати розвиток лавини з самого початку, тоді

$$N_0 = N_{\text{іон}}$$

Коли електрони підйдуть до аноду, число пар утворених іонів дорівнюватиме

$$N(x) = N_0 \cdot e^{\alpha \cdot d}$$

Коефіцієнт  $\alpha$  називається **коефіцієнтом ударної іонізації (перший коефіцієнт Таунсенда)**. Коефіцієнт газового підсилення  $M$  можна визначити як

$$M = \frac{N(d)}{N_{\text{іон}}} = e^{\alpha \cdot d}$$

Оцінимо, від чого залежить коефіцієнт ударної іонізації  $\alpha$ . Якщо використати спрощені припущення, що електрон з енергією, яка дорівнює або більше енергії іонізації  $I_{\text{іон}}$ , обов'язково іонізує молекулу при зіткненні, а напруженість поля  $E$  достатньо велика, щоб знехтувати хаотичним рухом електронів в порівнянні з рухом в напрямку дії поля, тоді імовірність іонізації при зіткненні можна розглядати як імовірність того, що вільний пробіг електрона  $\lambda$  буде більшим чи рівним критичному, який можна визначити з формули

$$e \cdot E \cdot \lambda_{\text{крит}} = I_{\text{іон}} \quad \Leftarrow \quad F \cdot S = I_{\text{іон}}$$

де  $e$  – заряд електрона,  $F$  – сила, яка діє на електрон,  $S = \lambda_{\text{крит}}$  – відстань, яку проходить електрон до зіткнення

Для того, щоб пробіг електрона був не менший за  $\lambda_{\text{крит}}$ , необхідно, щоб електрон на цьому шляху за час  $t$  ні разу не зіткнувся з молекулами. Імовірність такої події визначається як

$$p(0, t) = e^{-\frac{t}{t_{\text{in}}}}$$

де  $t_{\text{in}}$  – середній час між двома появами подій (в нашому випадку - зіткнень)

Справді, згадаємо в формулі при виведенні прорахунків

$$p(0, t) = e^{-n_{in} \cdot t}$$

$$n_{in} = 1/t_{in}$$

$$p(0, t) = e^{-\frac{t}{t_{in}}}$$

Отже по аналогії така ж формула і для зіткнень - імовірність електрону пролетіти час  $t$  не зіткнутися з молекулою газу. Цей час пов'язаний простою формулою із середньою довжиною пробігу електрона  $\lambda_0$  до зіткнення із втратою енергії та його середньою швидкістю  $v$ :

$$t_0 = \frac{\lambda_0}{v}$$

Тому

$$p(0, t) = e^{-\frac{t_{крит}}{t_0}} = e^{-\frac{\lambda_{крит} / v}{\lambda_0 / v}} = e^{-\frac{\lambda_{крит}}{\lambda_0}}$$

Імовірність того, що зіткнення станеться в час  $\Delta t$  через час  $t$  дорівнює добутку імовірності  $p(0,t)$  того, що за час  $t$  не буде зіткнень на імовірність того що за час  $\Delta t$  станеться зіткнення, яку можна записати як  $\frac{\Delta t}{t_0}$  (припущення стаціонарності потоку випадкових подій)

$$p(0,t) = e^{-\frac{\lambda_{\text{крит}}}{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta t}{t_0}} = e^{-\frac{\lambda_{\text{крит}}}{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta x / v}{\lambda_0 / v}} = e^{-\frac{\lambda_{\text{крит}}}{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta x}{\lambda_0}}$$

З іншої сторони ця ж імовірність із визначення  $\alpha$  дорівнює  $\alpha \cdot \Delta x$

З цього випливає, що коефіцієнт ударної іонізації дорівнюватиме:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_0} \exp\left(-\frac{\lambda_{\text{крит}}}{\lambda_0}\right)$$



Якщо врахувати що  $\lambda_{\text{крит}} = \frac{I_{\text{іон}}}{eE}$

тобто залежить тільки від напруженості поля для визначеного газу, а

$\lambda_0 \sim 1/p$ , де  $p$  – тиск газу, то коефіцієнт ударної іонізації можна представити у вигляді

$$\alpha = a1 \cdot p \cdot \exp\left(-\frac{a2}{E/p}\right)$$

де  $a1$ ,  $a2$  – коефіцієнти, постійні для вибраного газу.

Цей вираз у вигляді  $\frac{\alpha}{p} = a1 \cdot \exp\left(-\frac{a2}{E/p}\right)$  був отриманий вперше Таунсендом.

В загальному випадку, коли поле  $E$  неоднорідне коефіцієнт  $\alpha$  разом з  $E$  буде залежати від  $x$  і формула для коефіцієнта газового підсилення дорівнюватиме, наприклад для електродів циліндричної форми

$$M = \exp\left(\int_{ra}^r \alpha(r) dr\right)$$

де  $r$  – відстань до місця виникнення, первинної іонізації,  $ra$  – радіус анода

В області пропорційного лічильника коефіцієнт підсилення може досягати від кількох сотень до кількох тисяч, і при цьому ще буде зберігатися пряма пропорційність між кількістю первинних пар іонів  $N_{iон}$  і кінцевою кількістю пар іонів  $N_{сум}$ .

$$N_{сум} = N_{iон} \cdot M$$

Під час зіткнення електронів крім процесів ударної іонізації молекул газу в частині випадків проходить збудження молекул газу, які, дезбуджуючись випромінюють кванти світла достатньо великої енергії. Ці фотони можуть попадати на поверхню катода. Якщо їх енергія більша за роботу виходу електронів з матеріалу катода, то на катоді буде проходити зовнішній фотоефект (виривання з поверхні катода електрона). Цей електрон буде знову прискорюватися і викликати нову додаткову лавину вторинних електронів. З цієї лавини частина електронів знову збудить молекули і результуючі фотони в наступному кроці знову виб'ють якусь кількість електронів з поверхні катода.

Враховуючи ефект виривання електронів з фотокатоду можна записати таку формулу для загальної кількості утворених електронів:

$$N_{\Sigma} = M \cdot N_{iOH} + (M \cdot N_{iOH} \cdot \gamma) \cdot M + ((M \cdot N_{iOH} \cdot \gamma) \cdot M) \cdot \gamma \cdot M + \dots = N_{iOH} (M + M^2 \cdot \gamma + M^3 \cdot \gamma^2 + \dots)$$

Як правило величина  $\gamma$  складає близько  $10^{-4}$

можна пересвідчитися, що в дужках в формулі знаходиться розклад в ряд Тейлора (точніше ряд Маклорена

$$\frac{1}{1-x} = \sum_{n=0}^{\infty} x^n$$

– в околі нульової точки) формули  $M/(1-\gamma \cdot M)$ . Тому маємо, коли

$$\gamma \cdot M < 1$$

$$N_{\Sigma} = M/(1-\gamma \cdot M) \cdot N_{iOH}$$

Якщо позначити *коефіцієнт повного газового підсилення*  $M_{\Sigma} = M/(1-\gamma \cdot M)$ ,

маємо таку залежність:

$$N_{\Sigma} = M_{\Sigma} \cdot N_{iOH}$$

Якщо позначити *коефіцієнт повного газового підсилення*  $M_{\Sigma} = M/(1-\gamma \cdot M)$ ,

маємо таку залежність:  $N_{\Sigma} = M_{\Sigma} \cdot N_{\text{іон}}$

Неважко зрозуміти, що для газового детектора з плоскопаралельними електродами коефіцієнт газового підсилення  $M$  буде сильно залежати від місця утворення електрону, тому що в залежності від цього буде різна довжина дрейфу до анода і різна кількість вторинних електронів буде вибито в результаті ударної іонізації (чим більша відстань, тим більше електронів). Це дуже небажаний ефект для спектрометрії іонізуючого випромінювання. Уникнути його вдається завдяки використанню циліндричного пропорційного лічильника – анод у вигляді тонкої дротинки по осі детектора, а катод у вигляді металічної трубки діаметром порядку 1 – 3 см, повздовжня вісь симетрії якої співпадає з розташуванням дротинки аноду. В такому детекторі напруженість електричного поля змінюється обернено пропорційно радіусу:

$$E = \frac{1}{r} \frac{U}{\ln \frac{r_K}{r_A}}$$

$U, r_K, r_A$  - напруга між електродами детектора, радіус анода і радіус катода відповідно

В циліндричному пропорційному детекторі легко створити умови, коли ударна іонізація буде проходити тільки поблизу нитки аноду – напруженість поля різко збільшується біля аноду. Інший об'єм лічильника буде працювати як іонізаційна камера в режимі насичення – електрони просто дрейфуватимуть до зони ударної іонізації біля аноду. Тому практично в циліндричних пропорційних лічильниках коефіцієнт газового підсилення не залежить від місця утворення первинної іонізації.

Основна перевага пропорційного лічильника перед іонізаційною камерою – сигнал на виході пропорційного лічильника **достатньо великий** в порівнянні з іонізаційною камерою.

При використанні пропорційних детекторів завдяки внутрішньому газовому підсиленню з'являється можливість реєструвати низькоенергетичні електрони і гамма-кванти. Як правило, пропорційні лічильники *наповнюються аргоном чи гелієм*. Для підвищення ефективності реєстрації гамма-квантів пропорційні часто наповнюють важким газом **ксеноном**

Роздільний час пропорційного лічильника може досягати величин порядку  **$10^{-7}$  с** і навіть в деяких випадках  **$10^{-8}$  с**.

Оцінимо величину імпульсу для іонізаційної камери. Розглянемо  $\alpha$ -частинки, у яких пробіг кілька сантиметрів в газі і використовувати камери з таким об'ємом, в який пробіг  $\alpha$ -частинки вкладається повністю. Максимальна амплітуда напруги сигналу буде

$$V = \frac{q}{C}$$

Енергія  $\alpha$ -частинок порядку 5 МеВ, енергія, яка витрачається на утворення одної пари іонів в аргоні приблизно 26 еВ, візьмемо величину еквівалентної ємності  $C$  порядку 30 пФ. Тоді амплітуда сигналу буде близько

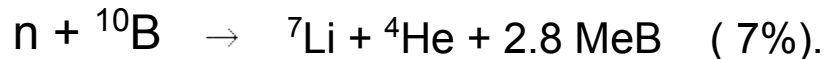
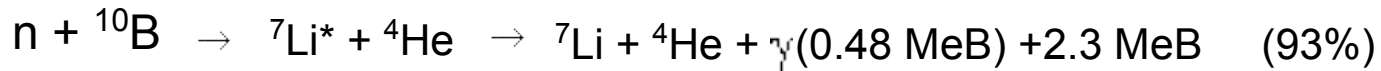
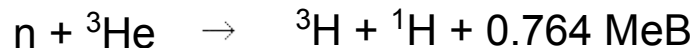
$$V = \frac{E_{\alpha} e}{\omega_i C} \approx 10^{-3} \text{ В} = 1 \text{ мВ}$$

Такі сигнали можна ще достатньо добре виділяти з шумів і використовувати підсилювачі з відносно невеликим коефіцієнтом підсилення (порядку 100 - 1000).

Тепер якщо розглянути **реєстрацію швидких електронів** (чи гамма-квантів, оскільки вони реєструються опосередковано через реєстрацію електронів), то ситуація суттєво погіршується. Для електронів з енергією 5 МеВ пробіг в повітрі при нормальному тиску порядку 20 м. При розмірах камери близько 5 см (релятивістська частинка утворює на один сантиметр шляху в аргоні приблизно 60 пар іонів) утвориться біля 300 пар іонів. В цьому випадку сигнал буде **порядку кількох мікрвольт**. Такий маленький сигнал вже практично неможливо якісно відділити від шумів і потрібні низькошумлячі підсилювачі з коефіцієнтом підсилення порядку  $10^6$ .

Тому іонізаційні камери використовують тільки для реєстрації високоенергетичних  **$\alpha$ -частинок** чи **уламків поділу** (які мають ще вищі енергії і менші довжини пробігів).

Для реєстрації нейтронів пропорційні лічильники заповнюються газами  $^3\text{He}$  та  $^{10}\text{B}$ . В цьому випадку використовуються реакції:



Нейтрони реєструються за допомогою заряджених частинок які виникають в результаті реакцій, перерізи взаємодії низькоенергетичних нейтронів з ядрами  $^3\text{He}$  та  $^{10}\text{B}$  мають великі величини.