

Hermínio Duarte-Ramos
 Prof. Dr. Eng. Electrotécnico (DEE/FCT/UNL)

Princípios da Segurança Intrínseca

1. Introdução

Os equipamentos eléctricos situados numa zona perigosa, na qual haja o perigo de inflamação da atmosfera ambiente e conseqüente explosão, na eventualidade da formação de uma descarga eléctrica no ar, são muitas vezes protegidos com base na chamada "segurança intrínseca". Diz-se que um circuito é intrinsecamente seguro quando for incapaz de provocar explosão por concentração exagerada de energia (eléctrica ou térmica) à custa de limitação da tensão e da corrente eléctrica a níveis insuficientes para originar a ignição da mistura gasosa existente na atmosfera em condições normais ou com eventuais defeitos.

As normas europeias especificam duas categorias de segurança intrínseca: a *categoria ia*, que é a mais exigente, garante a segurança na ocorrência simultânea de duas falhas de qualquer tipo; a *categoria ib*, de menor nível, verifica-se quando a segurança é garantida para uma única falha. Nesta conformidade, a segurança ia recomenda-se para todos os tipos de zonas perigosas e a segurança ib não se aplica à zona 0.

A necessidade de utilizar níveis energéticos muito baixos encontrou resposta nas "barreiras" com díodos zener, separando os componentes dos circuitos localizados na zona perigosa relativamente aos equipamentos colocados na zona segura. Com esta estratégia de limitação da energia eléctrica (tensão e corrente) no circuito situado na atmosfera explosível consegue-se satisfazer as condições de segurança de uma maneira tecnologicamente elegante e relativamente económica.

Para isso, torna-se indispensável que não se desencadeie uma faísca com energia suficiente (mínimo da ordem de 20 J) para inflamar o ar contaminado por uma mistura explosível. Assim, tudo começa por se compreender a formação de uma descarga eléctrica, devido à aplicação da tensão eléctrica do circuito em qualquer defeito da estrutura construtiva com materiais condutivos e isolantes.

2. Corrente eléctrica num gás isolante

Sob o ponto de vista eléctrico, o ar atmosférico é um gás isolante, pois evita a passagem de corrente eléctrica no seu seio, ao contrário de um condutor, como um fio de cobre. Mas o isolamento eléctrico de um condutor nú, através do ar ambiente, apenas se consegue garantir se for suficientemente grande o intervalo de ar, tecnicamente

dito "hiato", entre um condutor sob tensão e outro condutor (como a "terra" ou a "massa" metálica dos equipamentos). A mesma necessidade de manter um certo hiato gasoso surge com qualquer outro gás isolante encapsulado e sob pressão, tal como ocorre nas instalações compactas de alta tensão isoladas por hexafluoreto de enxofre.

Normalmente, as isolações eléctricas fazem-se com isolantes sólidos (por exemplo, o polietileno) e mais raramente isolantes líquidos (nos transformadores de potência, também com a função térmica de arrefecimento). Os isolantes sólidos usam-se bastante porque exigem espessuras de isolação muito menores que os gases, particularmente o ar. Todavia, se ocorrer um defeito num dieléctrico sólido que lhe reduza a espessura localmente, o esforço eléctrico conseqüente poderá originar uma falha do circuito. Este "curtocircuito" caracteriza-se por uma elevação repentina da corrente eléctrica (e portanto da energia), devido à "disrupção" do ar no local do defeito, fenómeno revelado à vista desarmada por uma vulgar "faísca".

Tão importante mecanismo disruptivo despertou natural interesse nos investigadores de circuitos eléctricos, aliás bem patenteado por Tales de Mileto logo nos primitivos processos de descarga electrostática pelo ambar friccionado. Com fundamentos científicos, a interpretação física da condução eléctrica nos gases veio desde a última década do século XIX. Os físicos aperceberam que a elevação da tensão eléctrica aplicada a um hiato gasoso evidenciava comportamentos diferentes conforme o valor do respectivo campo eléctrico. Dado que a intensidade do **campo eléctrico**, exprime a tensão aplicada por unidade de comprimento do hiato, à medida que a tensão aumenta vai crescendo o campo. E o que se concluiu foi que os fenómenos envolvidos dependem directamente do campo eléctrico aplicado e só indirectamente da tensão aplicada ao hiato (Fig. 1).

Para campos pouco intensos, a **corrente eléctrica** na chamada "zona de pré-condução" varia praticamente de maneira linear com o campo. Continuando a subir o campo eléctrico depressa se atinge uma "zona de saturação", relativa a uma inevitável corrente de perdas através do gás isolante (por ser um dieléctrico imperfeito). Campos mais intensos criam a "zona de descarga escura", na qual a corrente cresce muito mas ainda numa descarga não-visível à vista (embora detectável por instrumentos). A partir daí, um pequeno acréscimo do campo culmina na **disrupção** do hiato gasoso, dentro da "zona de descarga autónoma", assim designada porque a disrupção continua a desenvolver-se por si própria, mesmo que se interrompa a aplicação da tensão, ao contrário do que acontece nas zonas anteriores.

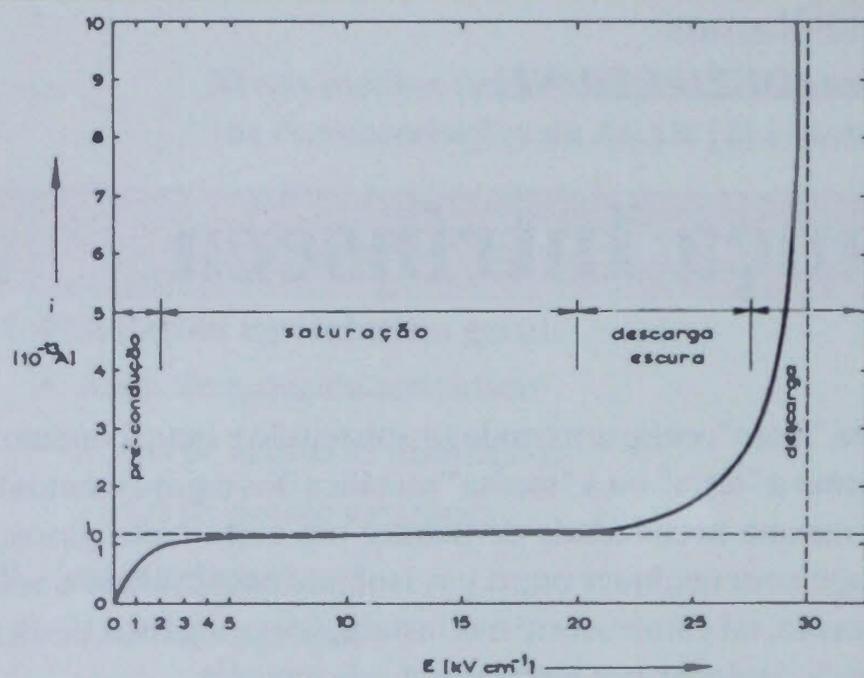


Fig. 1 - Evolução típica da corrente eléctrica num gás isolante em função do campo eléctrico aplicado: valores relativos ao ar à pressão normal de 1 atmosfera.

Esta fenomenologia experimenta-se facilmente num "disruptor plano", formado por duas placas metálicas (ou eléctrodos) de faces paralelas e afastadas entre si de uma certa distância d constante, submetidas à tensão aplicada U . Neste modelo simples, o campo é uniforme, com linhas de campo paralelas e perpendiculares às faces dos eléctrodos, tendo a intensidade $E = U / d$ (pela definição de campo eléctrico) em qualquer ponto do hiato interelectródico e sendo dirigido do eléctrodo positivo (ou ânodo) para o eléctrodo negativo (ou cátodo). A progressiva subida da tensão, e por conseguinte da intensidade do campo, deixa perceber o comportamento de cada uma das referidas zonas. Resta compreender o que se passa fisicamente para as justificar.

A *pré-condução* verificada nos gases para baixos campos eléctricos deve-se à existência de partículas ionizadas no seu seio, por acção natural de radiações externas, quer raios cósmicos quer radiações ultravioletas das emanações radioactivas da crosta terrestre. Assim, atinge-se no ar uma dada concentração de iões naturais, consoante as condições climáticas: cerca de 2000 iões/cm³ em condições normais, até 5000 iões/cm³ quando chove e mesmo 50 000 iões/cm³ nas trovoadas. Então, um campo fraco aplicado ao gás provoca uma densidade de corrente J consequente do movimento de deriva das partículas electricamente carregadas: iões positivos no sentido do campo (orientado para o cátodo) e electrões livres no sentido oposto (para o ânodo), devido à ionização natural dos átomos do ar. Como os electrões possuem massa muito inferior à dos iões, a sua mobilidade é bastante menor (na ordem do milhar), pelo que a corrente eléctrica se deve, praticamente, ao fluxo electrónico (tal como num condutor sólido): a densidade de corrente $J = \sigma E$ estabelece uma relação linear com o campo, através da condutividade σ do gás, fundamentalmente resultante dos electrões livres no gás à pressão e temperatura em que se encontra.

A partir de certo campo aplicado, ainda nas fracas intensidades, verifica-se que a corrente se mantém praticamente constante para qualquer valor do campo. Explica-se esta *corrente de saturação* i_0 por não se formarem mais partículas ionizadas pela actividade das radiações naturais. Deste modo, à elevação do campo não correspondem mais cargas eléctricas no seio do gás que contribuam para intensificar a corrente.

Todavia, quando o campo eléctrico atinge um valor suficientemente alto recomeça o crescimento da corrente, é claro, por um mecanismo físico diferente do que fundamenta a condução anterior. Esta *descarga escura*, não sendo visível mas mensurável no circuito exterior de alimentação, evolui de certa forma exponencial com a distância. Tal propriedade foi revelada experimentalmente, em 1900, pelo físico inglês Townsend, que explicou mais tarde, à volta de 1919, por intermédio da energia transmitida aos átomos do gás pelo campo aplicado: quando os electrões livres, acelerados no seu movimento de deriva (consequente da força do campo cada vez mais intenso), atingem uma velocidade v_e tal que a "energia cinética electrónica" $W_e = m_e v_e^2 / 2$ supera a "energia de ionização atómica" W_i do gás, então as interacções (designadas vulgarmente por "colisões") entre electrões livres e átomos do gás provocam a ionização do ambiente gasoso, donde surgem novos electrões livres (partículas negativas livres) e iões positivos (com massa muito maior). Nestas circunstâncias, amplia-se a intensidade da corrente eléctrica, de natureza electrónica.

Repare-se que o correspondente aumento cessa logo que se retira a fonte de ionização, ou seja, o campo aplicado ao gás. De facto, a descarga escura, também dita "descarga de Townsend", desaparece se se deixa de aplicar tensão ao circuito eléctrico contendo o hiato gasoso, não progredindo para uma descarga autónoma se não se elevar mais a tensão aplicada. Isto significa que o fenómeno de disrupção do gás deve ter origem noutra mecanismo.

3. Interpretação científica da disrupção dos gases

A ideia da ionização do gás por colisão de electrões acelerados pelo campo eléctrico foi desenvolvida por Townsend segundo a **teoria das avalanchas**, quantificando os efeitos físicos verificados, por meio de coeficientes criteriosamente definidos, que representam sucessivas reproduções de fenómenos ionizantes no hiato gasoso (espaço interelectródico sob tensão). Vejamos os seus principais desenvolvimentos [1].

O "coeficiente de ionização α " (ou 1º coeficiente de Townsend) define-se pelo número de colisões ionizantes originadas por um electrão ao percorrer uma unidade de comprimento na direcção do campo (e em sentido oposto, por se tratar de uma carga negativa). Nestas condições, o denominado *efeito α* determina que cada electrão libertado

do cátodo (eléctrodo submetido à fonte de tensão externa) dá lugar a sucessivos novos electrões, por colisão com os átomos do gás. Assim, após o percurso de uma certa distância x , os electrões em número n aí existentes ao percorrerem a distância elementar dx provocam o número de ionizações $dn = \alpha n dx$. Admita-se agora que o cátodo cede n_0 electrões, por efeito de "emissão primária" (do tipo electro-térmico), portanto com $x = 0$. Então, a integração até essa distância x dá lugar a uma reprodução de electrões com a expressão

$$n = n_0 e^{\int_0^x \alpha dx}$$

que representa uma evolução exponencial na distância, desprezando eventuais e insignificantes recombinações de electrões com iões positivos do gás (aproximação válida principalmente nos gases electronegativos).

No caso de um campo uniforme, como ocorre na configuração electródica placa-placa (modelo de geometria plano-plano, que aproxima idealmente a realidade concreta dos circuitos eléctricos), o coeficiente de ionização α é constante. Por isso, a uma distância d entre o cátodo e o ânodo, a chegada de n_d electrões ao ânodo exprime-se por

$$n_d = n_0 e^{\alpha d}$$

se houver a saída de n_0 electrões primários do cátodo. Esta expressão indica que um electrão, ao percorrer a distância d , origina $e^{\alpha d} - 1$ novos electrões por ionização do gás. Daí resulta a formação de uma avalanche electrónica, que justifica a intensificação da corrente eléctrica.

Fica por esclarecer o mecanismo da "descarga autónoma", que se mantém nos níveis superiores do campo, mesmo que este seja anulado (retirando a tensão aplicada). Nesta perspectiva, Townsend propôs a acumulação do *efeito* β : além da ionização do gás por colisão dos electrões, concebeu a ionização suplementar da interacção dos átomos com os iões positivos deixados atrás pelas ionizações primárias. Este raciocínio assenta na força $\vec{F} = q \vec{E}$ exercida pelo campo de intensidade E sobre cargas q no hiato, podendo comunicar aos iões positivos (de grande massa) energia suficiente para causar novas ionizações por colisão. Para isso, sugeriu um "coeficiente de ionização β " (ou 2º coeficiente de Townsend) definido, analogamente, pelo número de colisões ionizantes provocadas por um ião positivo ao percorrer uma unidade de comprimento na direcção do campo (e no mesmo sentido, visto tratar-se de uma carga positiva).

Neste parecer, os efeitos α e β acumulados dão a entender que a corrente pode crescer nos campos mais intensos. Mas permanece por explicar a autonomia do processo de disrupção.

Entretanto, o alemão Rogowski, em 1926, mostrou que o efeito β tem uma contribuição insignificante na disrupção de um gás, ao analisar as primeiras imagens obtidas num

osciloscópio de raios catódicos, pois constatou que a duração da descarga autónoma era da ordem de 10^{-7} segundo, muito menor que o tempo de 10^{-5} segundo exigido pelo efeito β .

De facto, a explicação da descarga autónoma, característica da disrupção, surgiu depois com o *efeito* γ , referente à "emissão secundária" do cátodo por colisão de iões positivos, acelerados pelo campo aplicado, contra a superfície do metal catódico. Na verdade, a "energia de emissão electrónica" W_e desse metal (geralmente, o cobre) é inferior à energia de ionização atómica do gás, sendo possível ocorrer a referida emissão secundária.

Por analogia, define-se o coeficiente γ através da relação entre o número n_e de electrões libertados do cátodo e o número n_i de iões positivos que colidem com esse eléctrodo. Em 1939, o físico Loeb determinou para a razão $\gamma = n_e / n_i$ um valor compreendido entre 0,001 e 0,1, dependente da natureza do material catódico.

Este efeito γ permite interpretar o mecanismo da disrupção gasosa usando a teoria das avalanches, calculando sucessivas acções de emissão secundária (Fig. 2). Considere-se que a emissão primária do cátodo liberta n_0 electrões para o gás, os quais se movem até ao ânodo sob o campo eléctrico aplicado. Após o percurso do hiato d chegam ao metal anódico (onde se recombina) $n_0 e^{\alpha d}$ electrões. Isto significa que o campo faz colidir no cátodo $n_0(e^{\alpha d} - 1)$ iões positivos, os quais causam a emissão secundária de $\gamma n_0(e^{\alpha d} - 1)$ electrões. Estes electrões secundários vão originar ionizações adicionais, aumentando o número de electrões que chegam ao ânodo para o valor $\gamma n_0(e^{\alpha d} - 1) e^{\alpha d}$. Por conseguinte, haverá a quantidade de $\gamma^2 n_0(e^{\alpha d} - 1)^2$ novos iões positivos a colidir no cátodo, provocando assim a emissão secundária de mais $\gamma^2 n_0(e^{\alpha d} - 1)^2$ electrões. Seguindo com este raciocínio conclui-se que n electrões primários (relativos a uma

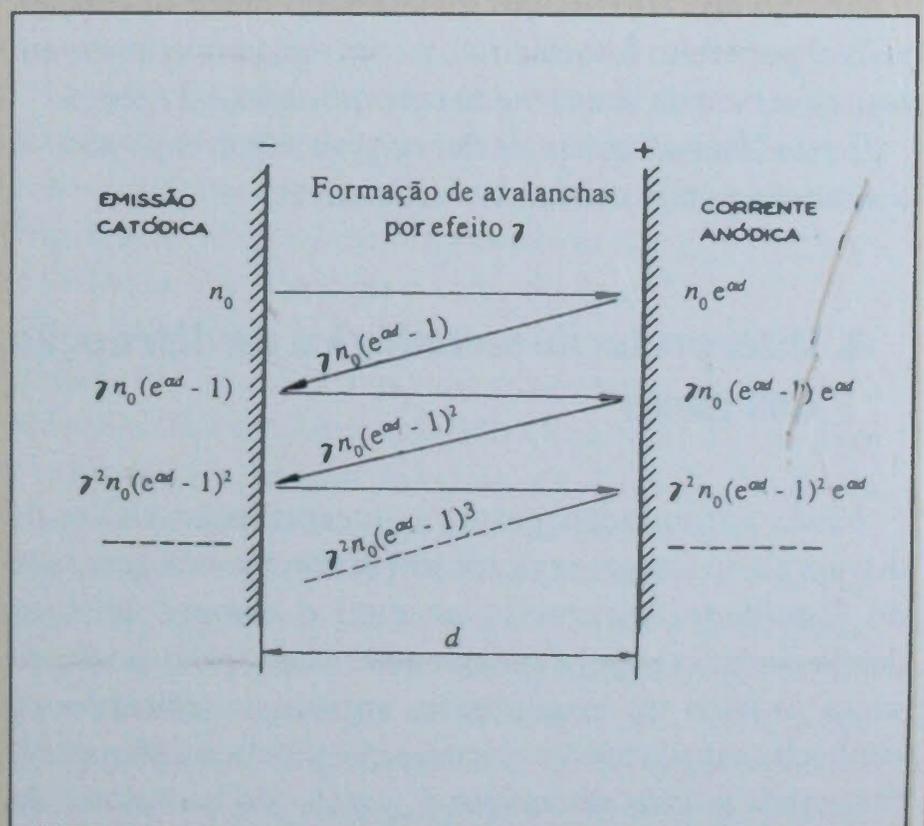


Fig. 2 - Esquematisação do desenvolvimento das avalanches electrónicas por efeito γ com campos eléctricos intensos.

corrente pouco acima da saturação), na sequência de sucessivas avalanchas, provoca o aparecimento no ânodo de um número total de electrões dado por

$$n_d = n_0 e^{\alpha d} + \gamma n_0 (e^{\alpha d} - 1) e^{\alpha d} + \gamma^2 n_0 (e^{\alpha d} - 1)^2 e^{\alpha d} + \dots$$

que constitui uma progressão geométrica de razão com o valor $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$, cujo limite converge para

$$n_d = n_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

na hipótese de reinar um campo uniforme no hiato gasoso.

Esta expressão revela que n_d tende para infinito na **condição de disrupção** estabelecida por $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$, pois então a sucessão deixa de convergir para um valor finito. Como γ é constante para cada configuração electródica, esta condição de disrupção reduz-se a

$$\alpha d = a$$

com a "constante de disrupção" $a = \ln(1 + 1/\gamma)$. Daqui vê-se que uma dada configuração de eléctrodos, caracterizada por um certo valor γ , disrupção conforme o número de ionizações primárias, igual ao produto do coeficiente de ionização α pela "distância disruptiva" d do hiato interelectródico. Ora, como os valores normais de γ variam entre 0,001 e 0,1, calcula-se para a constante de disrupção um valor de $a = 2,5$ até $a = 5$.

Quando se satisfaz a condição de disrupção, o número de ionizações do gás atinge uma amplitude tal que as avalanchas se mantêm autonomamente: a reprodução de electrões é auto-sustentada, independentemente do campo eléctrico aplicado. Daí resulta um canal condutor no hiato, entre os metais catódico e anódico, característico do fenómeno de curto-circuito manifestado numa disrupção, visível por efeito fotoeléctrico e com alta temperatura, em consequência da sua elevada concentração energética.

É esta "faísca" que pode dar origem a uma explosão, se a atmosfera onde ocorrer for inflamável.

4. Interpretação tecnológica da disrupção dos gases

Nesta formulação geral, a interpretação física da disrupção de um gás concede um quadro de compreensão do fenómeno disruptivo, no qual o campo eléctrico desempenha o papel fundamental. Mas, sob o ponto de vista prático da engenharia, interessa sobretudo o conhecimento da tensão eléctrica que provoca a disrupção, designada **tensão disruptiva** U_D , pois são os valores da tensão que facilmente se medem e não da intensidade do campo.

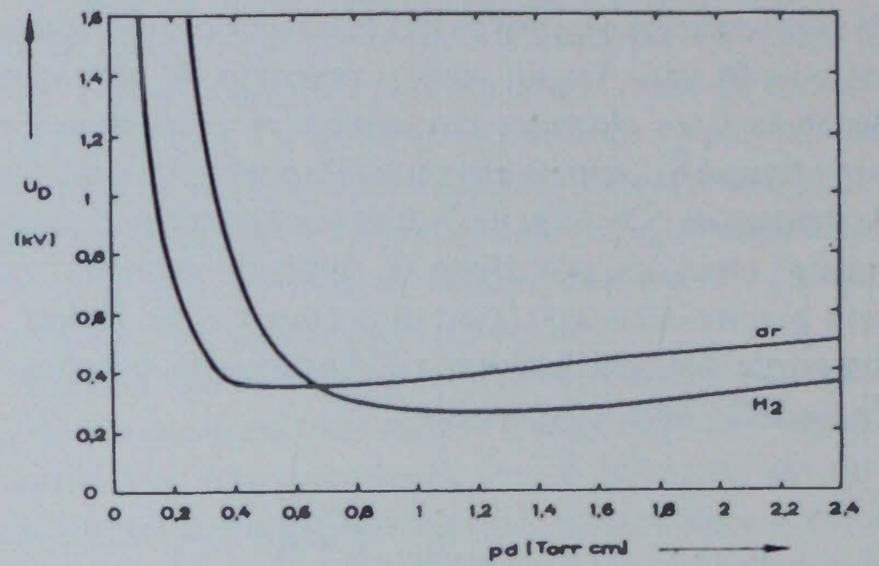


Fig. 3 - Lei de Paschen do ar e do hidrogénio, segundo medidas de Schumann, em 1923 [2].

Esta grandeza foi estudada experimentalmente por Friedrich Paschen, em 1889, no Instituto de Física da Universidade de Estrasburgo. Desses estudos tornou-se clássica a **lei de Paschen**, segundo a qual a tensão de disrupção de um gás ou vapor é função do produto da pressão pela distância disruptiva (Fig. 3), ou seja,

$$U_D = f(pd)$$

Nestas circunstâncias, a tensão disruptiva mantém-se constante se a pressão do gás for aumentada de qualquer factor e a distância disruptiva for reduzida de igual factor, ou inversamente: com $p_2 = k p_1$ e $d_2 = d_1 / k$, sendo k um número real, será $f(p_1 d_1) = f(p_2 d_2)$.

A importância tecnológica deste resultado é apreciável, pois justifica a redução da espessura dos isolantes gasosos à custa do aumento da pressão, como se procede na fabricação de cabos eléctricos ou de equipamentos encapsulados de alta tensão. Além disso, o mínimo da "curva de Paschen", relativa à representação gráfica da tensão disruptiva U_D em função do produto pd , permite dimensionar a distância disruptiva mínima para uma dada pressão (em particular, a pressão atmosférica normal).

À temperatura ambiente normal de 20 °C, o **mínimo de Paschen do ar** (Fig. 3) corresponde ao par de valores ⁽¹⁾ da tensão contínua $U_D = 330$ V e $(pd)_{\min} = 7,36 \cdot 10^{-4}$ atm.cm. Isto significa que a atmosfera normal de 1 atm disrupção na distância mínima de ar igual a $d = 7,36 \cdot 10^{-4}$ cm.

Com a pressão constante, a tensão disruptiva de um gás depende da extensão do hiato gasoso, atingindo o valor mínimo exactamente na distância disruptiva do mínimo de Paschen. Dependente da configuração de eléctrodos planos, definida por uma certa distância interelectródica, assim se estabelece uma determinada tensão de disrupção. Portanto, o valor U_D caracteriza um certo hiato de gás, mas não define as propriedades disruptivas do gás, pois U_D depende da distância d .

(1) A figura 3 apresenta o mínimo de Paschen para $U_D = 330$ V e $(pd)_{\min} = 0,56$ Torr.cm, mas como 1 atm = 760 Torr deduz-se o valor equivalente $(pd)_{\min} = 7,36 \cdot 10^{-4}$ atm.cm, visto que $0,56/760 = 0,000736$.

Todavia, o campo eléctrico a que se dá a disrupção gasosa é praticamente independente da espessura do hiato, pelo menos nas pequenas distâncias. Por isso, define-se a grandeza **rigidez dieléctrica** E_D pela relação entre a tensão disruptiva e a correspondente distância num campo eléctrico uniforme. Por definição, escreve-se

$$E_D = \frac{U_D}{d}$$

cujo valor constitui uma "constante material", referente ao respectivo gás.

Obviamente, o conhecimento da rigidez dieléctrica, obtida por simples ensaios num campo uniforme (a partir das medidas de U_D e d), é importante nos dimensionamentos tecnológicos, permitindo impor a espessura isolante $d > U/E_D$ numa construção para uma dada tensão aplicada U .

Por exemplo, no caso do ar atmosférico (cujo mínimo de Paschen se conhece), a aplicação de uma tensão alternada sinusoidal provoca a sua disrupção ao pico do campo eléctrico $\hat{E}_D = 330/7,36 \cdot 10^{-4} = 44,8 \cdot 10^4$ V/cm, isto é, $\hat{E}_D = 448$ kV/cm, correspondente afinal ao valor eficaz $E_D = 448/\sqrt{2} = 31$ kV/cm. É por este resultado que geralmente se considera a "rigidez dieléctrica do ar" igual a 31 kV/cm, valor do gradiente de tensão usado para indagar qualquer situação crítica no ar em condições ideais.

Note-se que o valor anterior depende do clima, visto que o aumento da humidade facilita a disrupção, tanto pela condução das gotas aquosas como pela acumulação de poeiras nessas gotas. Em geral, admite-se o ar seco e isento de poeiras. Assim, um intervalo de ar uniforme de 1 mm disrupa idealmente à tensão alternada com o valor eficaz de $U_D = 0,1 \cdot 31 = 3,1$ kV.

Na prática da engenharia electrotécnica, a configuração electródica plana, com distribuição de campo uniforme (Fig. 4a), raramente acontece. É costume ocorrer uma distribuição de campo não-uniforme (Fig. 4b), caracterizando-se a respectiva configuração de eléctrodos por um "factor de não-uniformidade" (ou factor de Schwaiger) $\eta > 1$, tal que se verifica

$$E_D = \eta \frac{U_D}{d}$$

donde se deduz que a tensão disruptiva $U_D = dE_D/\eta$ é sempre muito menor que o valor atribuído idealmente por uma configuração placa-placa, na qual se constata $\eta = 1$.

A configuração ponta-placa eleva muito o campo eléctrico junto à ponta, atingindo um factor de não-uniformidade bastante elevado, tanto mais quanto maior for o raio de curvatura da ponta. Chega-se a centenas ou mesmo milhares de vezes a intensidade do campo no "modelo plano-plano", como provam os cálculos no "modelo hiperblóide-plano" [3]. As construções tecnológicas exibem situações intermédias, sendo η da ordem das dezenas ou centenas.

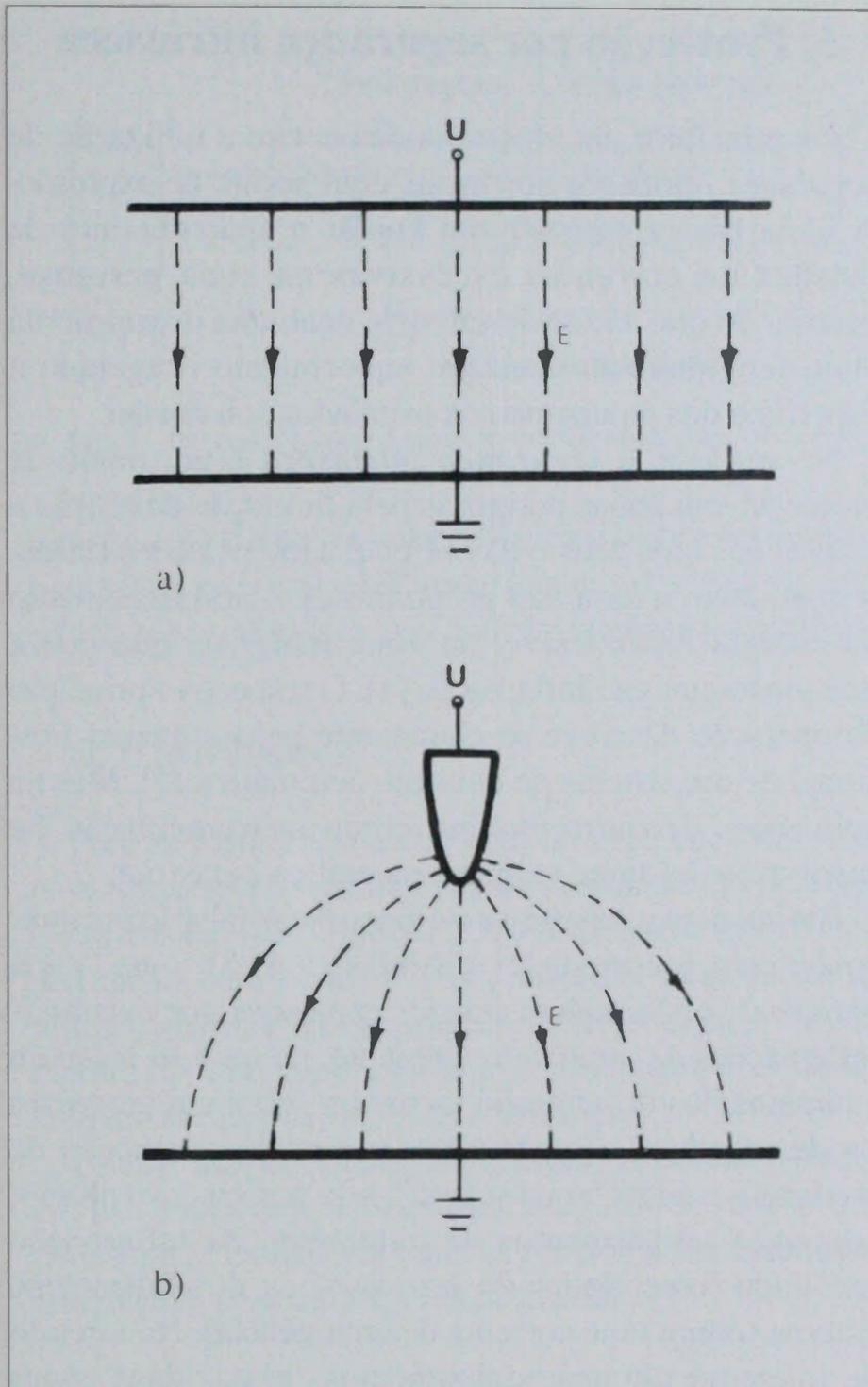


Fig. 4 - Distribuição do campo eléctrico em duas configurações electródicas extremas.

- a) Configuração placa-placa (modelo plano-plano): campo uniforme ($\eta = 1$).
- b) Configuração ponta-placa (modelo hiperbolóide-plano): campo não-uniforme ($\eta \gg 1$).

No exemplo anterior, a baixa tensão de 230 V provoca a disrupção de 1 mm de ar se o factor de não-uniformidade for $\eta = 13,5$, porquanto o campo eléctrico atinge o valor da rigidez dieléctrica do ar, calculando-se $E = 13,5 \cdot 0,23/0,1 = 31$ kV/cm, exactamente o valor E_D do ar.

Este facto leva a que se privilegie a instalação de circuitos electrónicos nas zonas perigosas limitando a tensão eléctrica a valores reduzidos. Exemplificando, num circuito com a tensão máxima de 10 V a distância disruptiva mínima, para uma não-uniformidade $\eta = 13,5$, será apenas $d = 13,5 \cdot 10/31 \cdot 10^3 = 4,4 \cdot 10^{-3}$ cm ou $d = 44$ μ m, quer dizer, a espessura de ar igual a 1 mm está longe de disrupar (havendo um factor de segurança $1/0,04 = 25$). Este raciocínio justifica a utilização de "segurança intrínseca" por limitação da tensão (e da corrente) com barreiras electrónicas à entrada das zonas perigosas, de tal maneira que nunca possam ocorrer tensões (e correntes) superiores aos reduzidos valores estipulados.

5. Protecção por segurança intrínseca

Os princípios anteriores fundamentam a utilização de segurança intrínseca nos locais com perigo de explosão. A ideia básica consiste em anular o aparecimento de tensões ou correntes excessivas na zona perigosa, garantindo que não se desenvolve nenhuma disrupção da atmosfera ambiente nem um aquecimento exagerado à superfície dos equipamentos instalados sob tensão.

Na verdade, a *segurança intrínseca* é um modo de protecção em zonas perigosas pela limitação da tensão a amplitudes reduzidas e da corrente a intensidades fracas, sempre com vista a não proporcionar o armazenamento de energia inadmissível na zona perigosa, que possa ocasionar qualquer inflamação [4]. O respectivo princípio de operação descreve-se claramente pelo esquema funcional de um sistema de controlo automático [5]. Mas há aplicações de outro âmbito, como instrumentação ou supervisão, bastante vulgares na prática industrial.

Basicamente, reparte-se o espaço da instalação em duas zonas com propriedades distintas (Fig. 5): uma "zona perigosa", onde podem ocorrer explosões por eventuais inflamações da atmosfera ambiente, na qual se instalam equipamentos de actuação (actuador sobre um processo) ou de recolha de informação (sensor de retroacção de medidas); e outra "zona segura", sem perigo de explosão, contendo equipamentos de tratamento da informação recolhida (controlador do processo) ou de alimentação externa (como uma corrente de emergência). No circuito de interconexão dos equipamentos nestas duas zonas intercala-se uma "barreira de segurança", montada no lado da zona segura e que protege todo o circuito dentro da zona perigosa.

Na prática, os circuitos de comunicação funcionam com tensões e correntes normalizadas, tanto na comunicação analógica, por dois fios com 0-20 mA ou 4-20 mA e 6 V ou 12 V, como na comunicação digital, onde os impulsos dos valores binários são sinais electrónicos até 5 V ou 10 V. Por isso, a barreira de segurança não tem mais do que deixar operar o circuito normalmente e intervir na

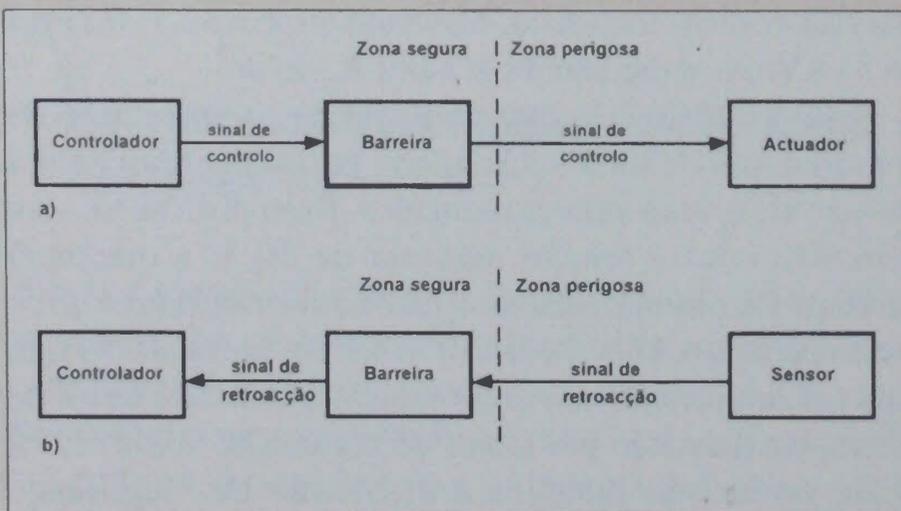


Fig. 5 - Esquema funcional de um sistema de segurança intrínseca.

- a) Sinal gerado na zona segura para a zona perigosa (proacção de controlo).
- b) Sinal gerado na zona perigosa para a zona segura (retroacção de controlo).

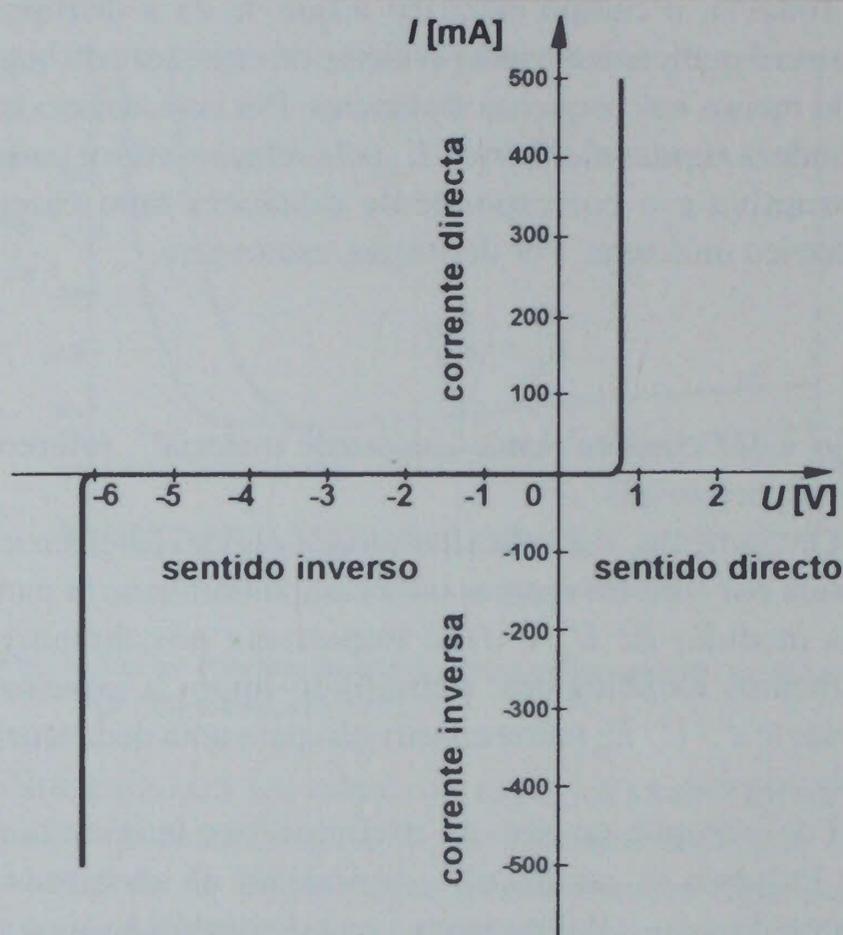


Fig. 6 - Característica típica de um diodo zener.

eventualidade de qualquer anomalia, tendente a fazer aparecer no lado da zona perigosa uma tensão excessiva, que possa desencadear uma faísca de inflamação ambiental, ou uma corrente demasiado intensa que cause sobreaquecimentos nos equipamentos e eleve a temperatura superficial acima da temperatura de inflamação da mistura mais explosível no ar ambiente.

A grande vantagem económica das instalações intrinsecamente seguras é que se podem utilizar equipamentos normais ou pouco modificados, apenas submetidos à preocupação de garantir a não existência de componentes armazenadores de energia na zona perigosa, desde que os circuitos de segurança intrínseca satisfaçam as condições rigorosas das respectivas barreiras.

Ora a barreira de segurança exerce duas funções essenciais: limita a tensão, geralmente por intermédio de um "diodo zener" em paralelo, entre os dois condutores do circuito a proteger, sendo costume montar dois ou três díodos por razões de redundância, para garantir o funcionamento eficaz se um dos díodos se danificar; e limita a corrente através de um "resistor de limitação" da corrente de curto-circuito sob a tensão zener, ou por intermédio de um "fusível" se a corrente se tornar inadmissível por falha do resistor.

O *diodo zener* é um dispositivo electrónico com uma certa "característica" não-linear, relativa à evolução da corrente no diodo em função da tensão aos seus terminais (Fig. 6). No sentido directo do diodo, com tensão positiva entre o ânodo e o cátodo, a corrente directa é nula até à respectiva "tensão de limiar" (0,7 V nos díodos de silício) e cresce a partir deste limite sem que a tensão se altere muito. No sentido inverso, com tensão negativa entre o ânodo e o cátodo, a corrente inversa é insignificante (da

ordem de micro-ampères) até se atingir a "tensão de disrupção" U_Z do diodo (na ordem de alguns volts) e cresce então abruptamente sem deixar que a tensão aplicada exceda este valor.

Num diodo zener típico a corrente directa é de 20 mA à tensão de limiar de 0,7 V e cresce para 500 mA a 0,85 V. No sentido inverso, porém, a corrente através do zener mantém-se na ordem de 100 μ A até à tensão inversa de 5,9 V e cresce depois repentinamente pela disrupção em avalanche no estado sólido, com 20 mA a 6,1 V e 500 mA a 6,4 V. Trata-se de um diodo zener com $U_Z = 6$ V aproximadamente. A polaridade positiva ou negativa do circuito depende do sentido da conexão do zener.

A **resistência limitadora** R_S do resistor de limitação da corrente em série no circuito de segurança intrínseca dimensiona-se tendo em conta a tensão zener U_Z e a máxima corrente de curto-circuito I_{cc} na zona perigosa, sem esquecer a resistência R_c dos condutores do circuito de conexão entre a barreira e os equipamentos de utilização, de maneira a não possibilitar aquecimentos proibitivos na eventual ocorrência de uma falha de curto-circuito nesses equipamentos em serviço numa atmosfera explosível.

O **calibre do fusível** não permite exceder a corrente máxima admissível I_{max} no circuito em cada caso concreto, se a resistência limitadora, suposta "infalível", não exercer completamente a sua acção em consequência de uma falha fortuita. Por sua vez, o valor da corrente de falha $I_{cc} \leq I_{max}$ é condicionado pela corrente de inflamação I_{inf} da atmosfera explosível, atendendo a uma margem de segurança da ordem de 50 %, tal que se satisfaça a relação $I_{inf} \geq 1,5 I_{max}$, tudo dependente do grupo de explosividade I, IIA, IIB ou IIC [6].

Nesta conformidade, o **esquema básico** de um circuito de segurança intrínseca (Fig. 7) contém a barreira zener com os três elementos referidos: diodos zener redundantes em paralelo, resistor em série com resistência R_S e fusível em série de calibre apropriado a I_{max} .

Todas as massas metálicas dos equipamentos e da barreira são ligadas à terra. Como há um grande afastamento entre uns e outros equipamentos nos dois tipos de zonas, as respectivas terras podem não ser equipotenciais.

Com o circuito ligado à terra na barreira de segurança exige-se uma ligação de "igualização dos potenciais" das duas terras. De facto, se não existir esta equipotencialidade pode manifestar-se uma diferença de potencial, que se revela numa faísca caso se toque acidentalmente na estrutura metálica do equipamento da zona perigosa (por exemplo, ao manipular uma chave de parafusos). Ora esta equipotencialidade nem sempre é eficaz,

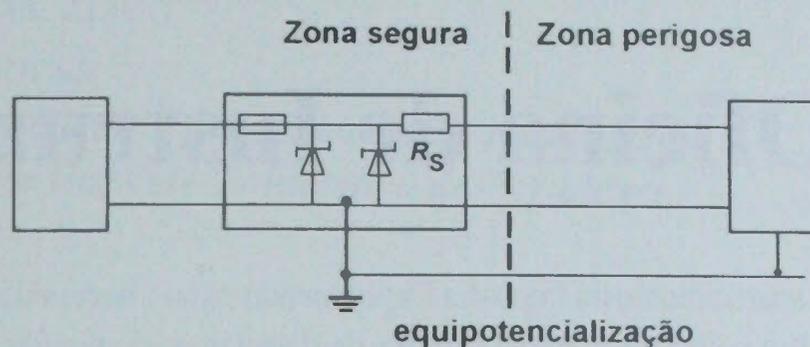


Fig. 7 - Esquema básico de um circuito de segurança intrínseca.

pelo que se pode optar por isolar galvanicamente a barreira e manter o circuito com potencial flutuante (circuito desligado da terra). São técnicas diferentes, que convém analisar em pormenor.

6. Conclusões

Para se justificar a tecnologia de segurança intrínseca deve-se assimilar os princípios fundamentais das descargas eléctricas em meios gasosos. A interpretação científica da disrupção num hiato de gás consolida os métodos tecnológicos usuais na engenharia electrotécnica. E são estes resultados que fundamentam a concepção e o dimensionamento das barreiras de segurança.

A variedade de opções disponíveis e a escolha criteriosa em diferentes aplicações fazem com que devam ser analisados mais cuidadosamente os problemas levantados nas instalações de segurança intrínseca. **E**

Referências Bibliográficas

- [1] H. Duarte-Ramos, *Síntese da Disrupção de Dielétricos Gasosos*, Memória EL-11, Universidade de Luanda, 1974.
- [2] W. O. Schumann, *Elektrische Durchschlag von Gasen*, Springer, 1925.
- [3] H. Duarte-Ramos, *Cálculo da Configuração Electrónica Ponta-Placa através do Modelo Hiperboloide-Plano*, Electricidade, nº 149, Março 1980, p. 133-147.
- [4] H. Duarte-Ramos, *Inflamação de Atmosferas Explosíveis*, Electricidade, nº 366, Maio 1999, p. 123-131.
- [5] H. Duarte-Ramos, *Princípios dos Controladores*, Electricidade, nº 367, Junho 1999, p. 147-153.
- [6] H. Duarte-Ramos, *Zonas de Risco de Explosão*, Electricidade, nº 372, Dezembro 1999, p. 301-307.

Renove a sua Assinatura Anual da Revista ELECTRICIDADE no ano 2000 sem aumento de preço: 6000\$00