



INSTITUTO DE FÍSICA
Universidade Federal Fluminense

Universidade Federal Fluminense
Instituto de Física

**Estudo do Plasma produzido por
descarga elétrica no limiar da transição
Townsend - “glow”**

Eliei Eleuterio Farias

Dissertação apresentada ao Curso de Pós-Graduação em Física
da Universidade Federal Fluminense, como requisito parcial para
obtenção do Grau Mestre em Plasma em Ciências Físicas.

Orientador:

Prof. Dr. Gildo de Holanda Cavalcanti

Niterói - R.J.

2006

*Aos meus pais, irmãos, amigos(as),
noiva, filho, sobrinhos e sobrinhos netos que tanto me apoiaram nes-
tes anos árduos, ao Frei David Raimundo pela sua dedicação em aju-
dar pessoas como eu, que possuem um sonho e tão somente necessitam
de uma ajuda.*

Agradecimento

Agradeço a Deus "... por tudo que tens feito e tudo que vai fazer...", a meu pai, Antonio Farias¹, e minha mãe, Antonia E. Nicácio Farias, pela formação moral e espiritual que me deram, a meus irmãos: Edna, Edson, Eliad, Eli, Eliseu e Elionai pela paciência, incentivo e compreensão, principalmente nos últimos anos suportando minha ausência e falta de paciência com relação a assuntos familiares; a meus sobrinhos: Elionai, Enéas, Roberta, Roseli, Anderson, Alessandra, Késia, Kélem, William, Wallace, Wanesa, Eliseu Jr. e Walesca, que por várias vezes foram minhas cobaias. Aos meus sobrinhos netos: Anderson, Gabrielly e Júlia Kethelen, pela existência e por me provarem que estou ficando velho.

A minha noiva Patricia de Sá e ao meu filho André Felipe de Sá pela agradável e paciente convivência durante estes anos de mestrado.

Aos meus amigos que sempre se fizeram presentes: Helena Ximenes Tompakow de Sá, Eduardo Mendes Terra, Leonardo da Silva Bóia que desde o início da graduação sempre estiveram ao meu lado em tudo (reprovados juntos, aprovados juntos, VS's juntos, estudando juntos, etc.), aos amigos Bernardo Coutinho, William Amorim que sempre me emprestaram seus ouvidos para que eu desabafasse qualquer coisa a qualquer hora. Aos meus amigos e companheiros de laboratório, Fábio de Oliveira Borges, que desde o meu início no laboratório de Plasma

¹02/11/1930 a 10/05/2006

sempre me mostrou o lado crítico da Física e Alexandre Carvalho Pontes que em **todos os momentos** me ajudou nos experimentos e montagem no laboratório, sempre me entusiasmava quando era necessário *medir tudo de novo*. Os(as) alunos(as) da Pós - Graduação Stricto Senso: Claudia Gomes, Karem Luz, Luciana Rios, Scheilla Silva, Wellington Dantas, Armando Aticono, Cinthya Valescka Chianca, Carlos Eduardo Cardoso Galhardo, Aquino Espindula, José Augusto Olivera Huguenin, Luis Fernando, Edésio Miguel, Carlos Educardo Rodrigues (Kadu), Odilon Filho, Mariana Rosa, Tiago José e Barbara Kelly que sempre, de bom humor, ouviam minhas piadas horríveis e achavam graça. Jamais esquecerei meus amigos Marcelo Arcoverde e Keity Corbani Ferraz, pois de muito bom grado me acolheram em sua residência, onde durante doze longos meses eu e Marcelo estudamos Mecânica Quântica, sempre após os estudos nós três pedíamos uma bela pizza de mato com refrigerante light.

A meu orientador, Dr. Gildo de Holanda Cavalcanti, que desde o meu segundo semestre na universidade (março de 1998) se dedicou em me ajudar em minhas dificuldades; sem dúvida que tem sido uma pessoa fundamental para meu caráter profissional. Aos professores integrantes do Laboratório de Física de Plasma, Newton Mansur e Antonio Trigueiros, que se fizeram presentes em minha graduação e mestrado. A Tia Kátia, esposa de meu orientador, que durante os últimos nove anos tem me aturado e por várias vezes me alimentado com aquele delicioso pão caseiro que só ela faz.

As professoras Lúcia Almeida, Sônia Krapas e Isa Costa, aos professores Antonio Miranda e Raul Teixeira, por me mostrar o lado humano da profissão de professor, por compartilhar suas experiências profissionais e de vida. Ao professor Eden Vieira por me mostrar *o caminho das pedras*. A professora Maria Teresa Thomaz pelo carinho e pelas ricas recomendações durante minha graduação e

mestrado.

Ao professor Marcos Santiago pelo incentivo durante os difíceis meses do curso de Mecânica Quântica e pela leitura e ricos comentários desta dissertação.

A todos da Assembléia de Deus em Vila Tiradentes, pelas orações e incentivo constante, em particular meus irmãos na fé Demilson e Marci.

Ao Frei David Raimundo, pela sua fé e presença contínua em meu caminho.

Ao Departamento de Assistência Social (DAS) da UFF, que muito me ajudou ao longo da minha graduação.

Aos amigos físicos Elismar Costa da Silva, Sandro Ricardo Santos de Souza, Rafael Araujo, aos amigos biólogos Ana Cristina, Liege Renata, Renata Cristina, Carlos Henrique, que se fizeram presentes em um momento que muito precisei.

À Kátia Maria, Lúcia, Ana Maria, Irani, Leinha e Rita pela amizade e compreensão com os livros atrasados da biblioteca do Instituto de Física.

Não poderia esquecer de agradecer ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pela bolsa de auxílio **que nunca** atrasou, isso realmente é importante na vida dos alunos de Pós Graduação.

Resumo

Nesta dissertação de mestrado são apresentados resultados de um estudo sobre plasma produzido por descargas elétricas em lâmpada néon. Alguns fenômenos de natureza não linear foram registrados e analisados, dentre os quais demos ênfase ao fenômeno de auto-oscilação. Na análise empreendida a característica tensão versus corrente da lâmpada teve papel decisivo para a elucidação do fenômeno. Para realizar a análise teórica usamos tanto modelos de circuito para descrever o plasma como modelos MHD para fazer a conexão entre os elementos de circuito e os parâmetros MHD de plasma. O perfeito entendimento do mecanismo físico que suscita o fenômeno de auto-oscilação abre portas para aplicações tecnológicas de plasmas produzidos por descargas elétricas como componente de circuitos eletrônicos, ou seja, de sua participação em circuitos eletroeletrônicos simplesmente como um dispositivo. O estudo aqui realizado pode ser considerado como precursor de uma linha de pesquisa sobre formação de plasmas por descargas e dispositivos eletrônicos. Os trabalhos que relataram fenômenos não lineares em plasma do tipo tratado aqui se limitaram a um tratamento fenomenológico e de matemática não linear. Pouco ou nada foi revelado sobre a natureza física dos fenômenos. Neste trabalho, fomos capazes de associar o fenômeno de auto-oscilação com a produção do plasma no limiar na transição entre as descargas do tipo de Townsend e do tipo luminescente “glow discharge”. Propomos duas **inovadoras** abordagens teóricas. A primeira se propõe a descrever o plasma produzido em laboratório através de elementos resistivos, R_P , e/ou reativos, χ_P , de circuito, em combinação com o teorema complexo de Poynting. A principal característica **inovadora** nesta primeira abordagem é fornecer expressões analíticas para R_P e χ_P em função de parâmetros tanto de plasma quanto geométricos da descarga, oferecendo como resultado um guia de como se proceder mudanças na

câmara de descarga que possibilitem adequados ajustes nos valores de resistência e reatância do plasma produzido. A segunda abordagem utiliza teoria de circuito para descrever o plasma como sendo representado por um circuito RC em paralelo e o processo de auto oscilação do plasma como sendo induzido por uma transição espontânea entre regimes de descargas de Townsend e “glow”.

Abstract

In this master thesis we present results from a study of plasma produced by electrical discharges in a neon lamp. Some phenomena of non linear nature are analyzed and registered, in which we emphasize the self oscillation phenomenon. In the analysis performed, the characteristic voltage versus current of the lamp play a decisive role for the elucidation of the phenomenon. In the theoretical analysis we have used a combined description of plasma where we use Circuit Equations and MHD theory to get the connection between the circuit elements and the plasma MHD parameters. The perfect understanding of the physical mechanism that produces the self oscillation phenomenon opens doors for technological applications of plasmas produced by electrical discharges as an electronic device. The study made here can be considered as a start point to a new research line about plasma production by discharges and electronic devices. Previous papers related to non linear phenomena in plasmas cited here were limited to a phenomenological description some experimental results and the use of non linear mathematics. Little or nothing was disclosed about the physical nature of the phenomena. In this work we were able to associate the self oscillation phenomenon with plasma production in the threshold region of transition between Townsend and glow discharge. We propose two innovative theoretical approaches. The first one is to describe the laboratory plasma through resistive elements R_P and/or reactive χ_P of the circuit in connection with the complex Poynting theorem. The output of this approach gives analytical expressions for R_P and χ_P as a function of plasma and geometric discharge parameters, that may be used as a guide to perform changes in the discharge chamber in such way to obtain more adequate values of the plasma resistance and reactance. The second approach uses circuit theory to describe the plasma being represented by

a parallel RC circuit and in the which, the process of plasma self oscillation is induced by a spontaneous transition between the regimes of Townsend and glow discharge.

Sumário

Índice	x
1 Introdução	1
2 Descargas Elétricas em gases	5
2.1 Introdução.	5
2.2 Descarga em meios contínuos	5
2.3 Regimes de Descarga.	7
2.3.1 A descarga de Townsend - <i>Uma análise qualitativa.</i>	9
2.3.2 A descarga luminosa ou “ <i>glow discharge</i> ”.	12
2.3.3 A descarga em arco.	17
3 Teoria Plasma - Circuito	19
3.1 Modelo Plasma Circuito	19
3.1.1 Teorema de Poynting	21
3.1.2 Teorema de Poynting para campos harmônicos	23
3.1.3 Plasma Circuito	28
4 Auto Oscilação	38
4.1 Experimento	40
4.2 Base Teórica para o Modelo RC Paralelo	47

SUMÁRIO	xi
4.3 Resultados	56
4.4 Obtenção experimental da curva IxV	57
4.4.1 Obtendo IxV	60
5 Conclusões	66

Capítulo 1

Introdução

Inicialmente gostaria de ressaltar o fato de que a última dissertação experimental defendida nesta área no IF - UFF data de 1990, ou seja, há mais de vinte e cinco anos!

A principal motivação é o de iniciar estudos para aplicação do plasma produzido por descarga elétrica como componente eletrônico. Tal estudo tem como base a análise teórica e experimental da curva característica tensão versus corrente do mesmo, em outras palavras, esta dissertação visa propor, de maneira pioneira, o uso do plasma como dispositivo eletrônico de interesse tecnológico. O comportamento altamente não linear desta curva, e sua dependência com parâmetros hidrodinâmicos, bem como geométrico da câmara de descarga, abrem portas para investigação sistemática da resposta deste tipo de plasma à diferentes configurações de circuito. Uma breve análise de vários componentes do estado sólido empregados rotineiramente em circuitos, como um simples diodo passando por componentes mais elaborados como por exemplo um triac, mostrará que todos estes componentes tem como ponto de partida para sua análise a curva tensão corrente do componente, assim é justo esperar que uma possível aplicação do

plasma produzido por descarga, tenha como ponto de partida tal curva.

Apesar de ser o estado mais abundante do universo, o estado de plasma não é o mais conhecido entre os estados da matéria. Um dos motivos para isto é que os estados da matéria encontrados na Terra são o sólido, o líquido, e o gasoso. O plasma é onipresente e visível em todo o universo, sendo encontrado nas estrelas, nas nebulosas, nos ventos solares em praticamente todos os objetos astronômicos. Só em 1879, Sir William Crookes, químico e físico inglês, identificou o quarto estado da matéria, hoje conhecido como plasma. A palavra plasma foi usada pela primeira vez em 1929 por Irving Langmuir, físico e químico americano, para identificar um gás ionizado. Assim o meio plasma pode ser entendido como um gás ionizado, que exibe um comportamento coletivo, sendo o mesmo composto por íons, elétrons e algumas partículas neutras.

Já há alguns anos o plasma possui um papel importante na indústria metalúrgica, além de ser um promissor fonte de energia [1, 2, 3]. Recentemente tem-se voltado a utilização do plasma em novas áreas, por exemplo: na ciências da vida e na indústria eletrônica [4, 5]. Podemos relacionar algumas das inúmeras aplicações dadas ao plasma em nossos dias.

- Modificação de superfície, como deposição, corrosão, nitretação, etc;
- Transformação do momento, isto é, usando o plasma como um propulsor de foguete;
- Transformação de energia, por exemplo criação da luz, como em lâmpadas, exposições de plasma ou lasers.
- Tratamento de polímeros empregado em produtos biomedicos. (ex.: prote-ses, cateters, lentes de contato, etc.)

- Tratamento de recipientes e objetos (ex.: esterelização de instrumentos e lixo hospitalar)

Nesta dissertação em particular, é analisado um fenômeno conhecido como auto-oscilação. Fazemos estreita relação deste fenômeno com a curva IxV.

No capítulo 2 apresentamos uma revisão sobre plasma produzido por descarga elétrica visando fazer uma breve revisão dos conceitos e nomenclaturas relativos à descarga elétrica através de gases a pressão controlada, bem como lembrar a interpretação de várias regiões da curva característica, corrente versus tensão, usando argumentos de Física.

No capítulo 3 contido no corpo desta dissertação, apresento um modelo que possui a intenção de ajudar o experimental a manipular o plasma de maneira que ele possua propriedades por ele desejado. Chamo esta manipulação de Plasma Circuito, onde descrevemos o plasma como sendo constituído de uma parte resistiva e outra reativa. Tal manipulação do plasma já tem sido usada a alguns anos, esforços nessa direção tem sido feitos, como por exemplo o trabalho de Tsui e colaboradores[6], que modelaram o plasma formado dentro de uma cavidade de um laser de N_2 pulsado buscando o casamento de impedância entre o circuito externo e o plasma dentro da cavidade. Neste trabalho se concluiu que o plasma formado dentro da cavidade comporta-se como um oscilador LC paralelo, sendo a frequência de plasma à frequência natural do circuito LC igual a frequência de plasma para elétrons, associando-se desta forma, elementos concentrados de circuito a parâmetros de plasma. Guiado por seus resultados, foi possível casar as impedâncias do laser com o circuito externo e com isso foi possível diminuir o período dos pulsos laser, com o conseqüente aumento da potência de saída. Outros trabalhos também propuseram modelar o plasma como elemento de circuito [7]. No capítulo Plasma Circuito combinamos o teorema complexo de Poynting,

teoria MHD e as equações de Maxwell para modelar o plasma formado entre eletrodos. Obtivemos, para algumas situações simples, expressões analíticas que associam resistência e reatâncias de plasma em função de parâmetros geométricos dos eletrodos e de parâmetros de equilíbrio do plasma gerado.

No capítulo 4 estudamos o processo da auto oscilação do plasma formado por uma descarga elétrica, este estudo foi realizado no sentido de verificar a possibilidade da utilização do plasma como dispositivo e seu emprego em circuito eletrônico dedicado a uma dada aplicação. No final do capítulo apresento o resultados da investigação do fenômeno de auto oscilação do plasma vislumbrado com este estudo a possibilidade no futuro de conseguirmos um amplificador de sinais harmônicos usando o plasma. Usando uma análise de circuito RC, foi possível reproduzir numericamente as auto-oscilações e o resultado analítico da equação de circuito. Utilizando valores da montagem experimental, obtivemos valores para as resistências de plasma que estão de acordo com a curva característica $I \times V$ experimentalmente obtida.

Por fim no capítulo 5 apresentamos as conclusões deste trabalho e algumas propostas de continuação do mesmo.

Acredito que os estudos contidos nesta dissertação, juntamente com a análise não-linear de circuitos eletrônicos, podem ser usados como guia para ajustar as condições de descarga, para fins de produzir um plasma que ressalta algum fenômeno não-linear de interesse.

Capítulo 2

Descargas Elétricas em gases

2.1 Introdução.

O objetivo deste capítulo no corpo desta dissertação, é fazer uma breve revisão dos conceitos e nomenclaturas relativos à descarga elétrica através de gases a pressão controlada, bem como lembrar a interpretação de várias regiões da curva característica, corrente versus tensão, usando argumentos de Física. Nesta dissertação estudamos o processo de descarga em gases e a conseqüente produção de plasma. Isto torna oportuna esta revisão, permitindo uma localização precisa sobre qual região da curva corrente versus tensão o texto está se referindo, bem como permite avaliar a interpretação corrente dos processos físicos que influenciam na forma da citada curva, bem como distinguir novas interpretações e abordagens sobre o assunto.

2.2 Descarga em meios contínuos

O processo de descarga elétrica consiste na passagem de portadores de carga elétrica em um meio, seja este, sólido, líquido ou gasoso. Este processo ordenado

de movimentação de portadores surge como resposta do meio a uma excitação imposta externamente. No caso de meios líquidos e sólidos o processo é relativamente simples. Ao se impor uma diferença de potencial elétrico, surge no meio um campo elétrico que põe em movimento os elétrons livres ou íons. Efeitos como polarização e rearranjo espacial de cargas, etc., não são, em geral, importantes nestes meios, o que torna mais simples a interpretação de uma corrente estacionária em termos de processo de aceleração pelo campo elétrico e perda de energia em processo de colisão. Já no processo de formação de descarga elétrica em gases, com a conseqüente formação de plasma, a situação é mais complexa. Todo o processo se inicia com uns poucos elétrons, e se multiplica na evolução temporal da descarga. A multiplicação dos portadores de carga dá origem a uma distribuição espacial de cargas, da qual não se tem controle em princípio. Assim o campo elétrico produzido inicialmente pelo agente externo é modificado de uma maneira não linear. Em suma, não se conhece a priori nem o campo elétrico nem a densidade de cargas desenvolvida no meio. Vários fenômenos concorrem para o processo de descarga ser bastante complicado, onde existem processos como:

Processos envolvidos em colisões eletrônicas

- Absorção de radiação.
- Troca de carga entre íons
- Captura eletrônica
- Recombinação eletrônica

Processos de produção de elétrons

- Emissão termiônica

- Emissão fotoelétrica
- Emissão por impacto eletrônico
- Emissão por impacto com íon
- Emissão por impacto com átomo neutro
- Emissão por efeito de campo
- Emissão secundária

Não entraremos aqui em detalhes sobre estes processos, contudo podemos ressaltar que os mesmos alteram a densidade dos portadores de cargas (íons e elétrons).

2.3 Regimes de Descarga.

Aspectos históricos sobre descargas em gases podem ser obtidos em diversos livros sobre o assunto [8, 9]. No entanto nos fixaremos no principal propósito deste capítulo, ou seja, dissertar sobre nomenclaturas e descrever algumas interpretações físicas correntes sobre a forma da curva característica tensão versus corrente.

Para se produzir uma descarga elétrica em um gás a baixa pressão, precisa-se além da fonte de energia elétrica e adequados eletrodos, que haja um ambiente que seja hermeticamente fechado e que em seu interior possa-se injetar um gás e controlar sua pressão. A análise do processo de descarga é feita em geral, observando a resposta do meio à medida que se vai aumentando a diferença de potencial entre eletrodos, inseridos no recipiente hermeticamente fechado onde se colocou um determinado gás. Esta diferença de potencial cria um campo

elétrico \vec{E} , que é o responsável pela aceleração dos elétrons pré-existentes (elétrons primários) no gás neutro contido dentro do recipiente. Tais elétrons podem existir devido a influência de diversas fontes que serão mencionadas a seguir.

Retornando a análise exclusiva das descargas, podemos classificá-las em três tipos segundo a faixa de corrente elétrica dos estados estacionários atingidos: a descarga de **Townsend** ou *descarga escura*; a descarga **luminosa** ou “*glow discharge*” e a descarga em arco. A descarga de Townsend ou *descarga escura* está caracterizada por suas pequenas correntes. Ela é **invisível**, pois a densidade de átomos excitados é pequena. Não é uma descarga auto mantida, no sentido de que necessita de agentes externos para a produção dos elétrons necessários para se estabelecer a descarga. A descarga de Townsend é obtida com muita facilidade, aplicando-se, por exemplo, uma diferença de potencial da ordem de 100V entre dois eletrodos, num ambiente a uma pressão de alguns militorr. Aumentando-se a tensão no tubo de descarga, a corrente em um determinado momento aumentará bruscamente em várias ordens de grandeza. Este é o ponto é chamado de ponto de ruptura ou “**breakdown**”, e acontece tipicamente a uma tensão entre 200V e 300V. Tais valores dependem da pressão, da natureza do gás e da separação entre os eletrodos. Uma vez ocorrido a ruptura, a descarga se torna auto mantida e toma um aspecto de descarga luminosa conhecida como descarga do tipo “**glow**”. Num nível superior de energia a descarga entra num regime de arco voltaico com intensa emissão de luz, de acordo com o gás e as condições de circuito. Em ambos os casos anteriores a descarga é luminosa, ou seja, visível. Este parágrafo deu uma visão panorâmica do processo. Nos parágrafos posteriores detalharemos um pouco cada regime de descarga. A figura 2.1 mostra a curva característica tensão versus corrente em uma descarga elétrica, nela podemos identificar as regiões Townsend, luminosa e arco em uma descarga elétrica em gases.

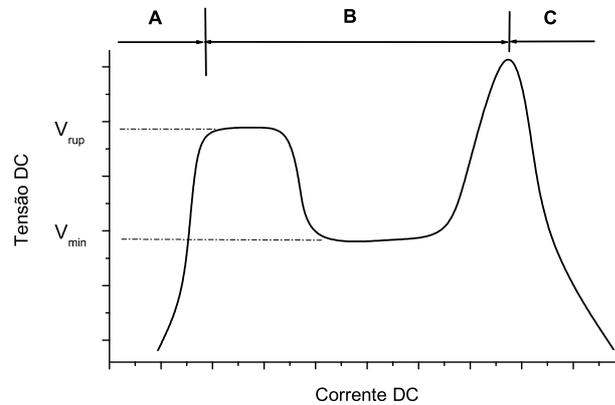


Figura 2.1: Curva tensão versus corrente de uma descarga elétrica. Regiões: A - Descarga escura; B - Descarga Luminosa e C - Descarga em arco.

2.3.1 A descarga de Townsend - *Uma análise qualitativa.*

Em qualquer amostra de gás que se encontre em condições normais, espera-se encontrar um certo número de íons e elétrons. Na atmosfera terrestre estes íons e elétrons podem ser produzidos, por exemplo, pela radiação cósmica, pela radiação térmica, devido à radioatividade, etc. Estas fontes estabelecem uma certa quantidade estacionária de íons e elétrons, pois ao mesmo tempo em que estes agentes produzem no gás partículas carregadas, há processo de perda por recombinação das mesmas. Estes elétrons e íons são chamados de portadores primários de carga, e é a partir deles que se criam os novos portadores ou portadores secundários.

Ao se impor uma diferença de potencial (ddp) variável entre dois eletrodos, um campo elétrico \vec{E} se estabelece no meio e este acelera os elétrons primários em direção ao anodo (eletrodo positivo) e os íons em direção oposta (em direção ao catodo). Na fase inicial, onde a ddp é pequena, o meio exhibe uma característica

ôhmica, ou seja, a curva característica tensão versus corrente ($I \times V$) é linear. Esta linearidade é interpretada da seguinte forma: Enquanto o campo elétrico for muito pequeno, o equilíbrio entre produção e perda de carga no meio será mantido e o valor da corrente será proporcional à velocidade com que os íons e elétrons se movem em direção aos eletrodos. Nestas condições a densidade de corrente é proporcional ao campo elétrico e por consequência, o gás é um condutor ôhmico, cuja condutividade depende do meio e fatores externos. Seguindo esta característica linear, chegaremos à saturação da corrente, onde o aumento da tensão não é acompanhado por um aumento na corrente. Como os portadores de carga estão em constante evolução, num tempo característico T_τ depois de serem criados, estes são neutralizados pelo meio. Se o campo elétrico for suficientemente fraco, alguns deles, durante o trânsito, serão capturados antes de atingirem os eletrodos, e portanto não farão parte da corrente medida externamente. Se a ddp aumenta, o campo elétrico aumenta e assim o número dos elétrons que chegam aos eletrodos também e, por conseguinte, a corrente externa aumenta. Conforme se aumenta a ddp, a corrente irá aumentar até que todos os elétrons disponíveis entre os eletrodos já estejam participando do processo. Depois disso haverá uma saturação da corrente elétrica. À medida que se continua aumentando o campo elétrico, perturba-se o equilíbrio entre a produção e perda de íons e elétrons, pois aumenta-se o coeficiente de recombinação eficaz e como consequência, se reduz o número total de partículas carregadas presentes no gás. Desta forma, temos uma queda no aumento da corrente com a voltagem. Outro efeito que concorre para esta diminuição é o de emissão secundária, pois a medida que continuamos aumentando a ddp, aumentamos a velocidade dos elétrons, e alguns deles irão atingir o anodo com energia suficiente para arrancar-lhes elétrons. Com isso o fluxo de elétrons que chega ao anodo irá diminuir e por consequência a

corrente também. Normalmente estas densidades de corrente de saturação são muito pequenas (menor que $10^{-9} A/cm^2$). Mesmo que a radiação externa usada para ionizar o gás venha de uma fonte potente, enquanto a voltagem entre os eletrodos for de apenas algumas dezenas de volts, a descarga será completamente escura. Este tipo de descarga não se mantém por si mesma, pois depende de radiação externa.

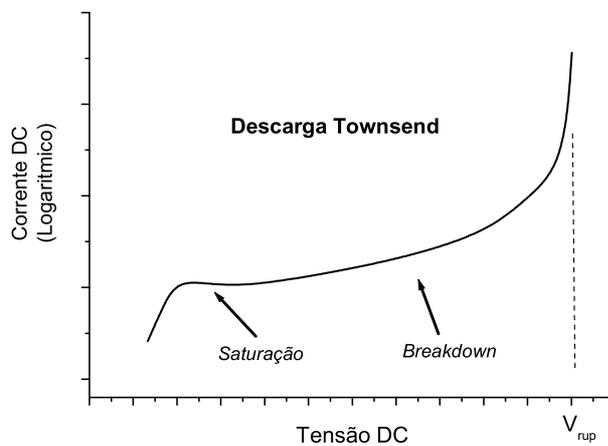


Figura 2.2: Curva tensão versus corrente de uma descarga elétrica mostrando em detalhes o ponto de saturação da corrente e a região de breakdown no regime Townsend.

Se permanecermos com o aumento da ddp, haverá um momento em que alguns elétrons começarão a ter energia suficiente para colidir com os átomos neutros e arrancar-lhes seus elétrons. Estes elétrons por sua vez ganharão energia do campo elétrico e terão energia suficiente para ionizar novos átomos. Este processo em cadeia dá origem a elevação abrupta de corrente, fenômeno conhecido como “**breakdown**” (processo de ruptura). Este processo de multiplicação eletrônica por colisão ionizante (efeito cascata) leva o meio a um novo e mais alto patamar

de energia. Como o valor da corrente elétrica cresce enormemente enquanto a ddp entre os eletrodos varia muito pouco a razão $\Delta V/\Delta I$ tende a zero. A tensão na qual isto acontece é chamada de tensão de ruptura V_{rup} . Até aqui a descarga é dita de Townsend e a sua principal característica é ser invisível, o que induz a pensar que não há descarga alguma ocorrendo, o que é errado. Por ser invisível, este tipo de descarga é conhecida também como descarga escura (*dark discharge*). As figuras 2.2 mostra a região da descarga Townsend.

A figura 2.2 ilustra dois fenômenos distintos que ocorrem no regime Townsend. O primeiro é a saturação da corrente elétrica, o segundo é o enorme crescimento da corrente (*breakdown*) devido a ionização dos átomos neutros pelas colisões dos elétrons.

2.3.2 A descarga luminosa ou “*glow discharge*”.

Quando os eletrodos passam a ser uma fonte importante na produção de elétrons, haverá significativa mudança na forma da curva IxV da descarga. Os eletrodos passarão a serem fontes importantes de elétrons se:

- Sua temperatura T for maior que 1000K devido a emissão termiônica;
- Se ele for iluminado com fótons de energia, $h\nu$, se esta energia for maior que a carga eletrônica multiplicado pela função trabalho do metal, $e\phi$, devido ao efeito de emissão fotoelétrica;
- As partículas que o bombardeiam tiverem energia superior a energia suficiente para arrancar de elétrons devido a emissão por impacto eletrônico efetivo.

Quando os elétrons provenientes dos eletrodos passarem a contribuir para a corrente da descarga, haverá um rápido decréscimo da tensão e um aumento da

corrente e neste pequeno intervalo o $\frac{\Delta V}{\Delta I}$ será negativo, esta região também é conhecida como **região transiente**. Quando isso ocorrer, observa-se o início a uma descarga luminosa, caracterizada por ter regiões que se alternam espacialmente, uma clara seguida por uma escura. Esse regime de descarga é conhecido como descarga luminosa ou *glow discharge*. Acompanhando a curva característica, corrente versus tensão, no sentido crescente da corrente, a descarga luminosa tem início a partir de **breakdown**, quando a tensão vale V_{rup} . Após isso há um decréscimo na tensão conforme a corrente aumenta e a tensão caminhará para uma tensão mínima V_{min} . Pode-se explicar este efeito, considerando o efeito do campo elétrico, tanto na coluna positiva, quanto na região próxima ao catodo (espaço escuro de Aston). Como o campo elétrico na coluna positiva é baixo, a voltagem necessária para manutenção da descarga precisa ser alta, quando a produção de portadores de carga secundários se dá principalmente nesta região, que ocorre quando o mecanismo de produção de novos portadores de carga é o impacto de portadores primários com átomos neutros. Reciprocamente, quando o catodo passa a ser fonte importante de elétrons secundários, o potencial para manter um determinado nível de corrente diminui, devido ao campo elétrico nesta região ser alto. Podemos explicar o decréscimo de potencial com o aumento de corrente observando os processos de aceleração e de entrega de energia pela fonte ao meio gasoso, o plasma. Quando o catodo passa a ser uma fonte potente para elétrons há um grande aumento no valor da corrente. A descarga processada neste intervalo, quando a corrente aumenta ordens de grandeza enquanto a tensão fica praticamente constante é denominada **descarga luminosa normal**. Quando o regime de descarga está dentro do intervalo observa-se que a luminosidade catódica cobre somente uma parte da superfície do catodo e que esta região aumenta ou diminui, de maneira proporcional à corrente de descarga. A voltagem através do tubo

começa a aumentar com a corrente quando a totalidade da superfície do catodo é coberta pela luminosidade catódica. Aparentemente existe um mecanismo que torna constante a densidade de corrente elétrica no catodo e a diferença de potencial entre os eletrodos tende a ser constante. Este aumento de corrente lembra o efeito ocorrido na **região de “breakdown”**. Como lá, um novo mecanismo de produção de portadores de carga se tornou importante e predominou sobre os demais, levando a descarga a um novo patamar de corrente e energia. Saturado o mecanismo, a inclinação da curva tensão versus corrente volta a ser positiva. A estrutura espacial da descarga varia conforme se muda os parâmetros da descarga como pressão, distância dos eletrodos e sua forma. Ela também depende da própria corrente e tensão desenvolvida pela descarga. Por exemplo, é fato experimental conhecido que a coluna positiva diminui de tamanho e as outras regiões permanecem praticamente inalteradas quando a distância entre os eletrodos diminui. Neste processo, quando o anodo se encontra na região luminosa negativa, chegaremos ao ponto em que a voltagem volta a subir com o aumento da corrente. Deste ponto em diante a descarga luminosa é dita **anômala** ou **anormal**.

Dentro de uma descarga luminosa há um comportamento típico do potencial elétrico, da densidade de íons e elétrons. Há regiões da descarga que apresentam maior densidade de íons, já em outras regiões a carga líquida é praticamente nula. O campo elétrico \vec{E} dentro da descarga luminosa não é constante, há regiões onde ele é muito tênue e em outras o campo é bastante intenso. Este comportamento típico está exibido na figura 2.3. As regiões da descarga luminosa estão ilustradas na figura 2.4. Farei um breve comentário sobre cada uma destas regiões ilustradas. Para um detalhamento mais profundo recomendo J Reece Roth, *Industrial Plasma Engineering* Volume 01 Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia 1995.

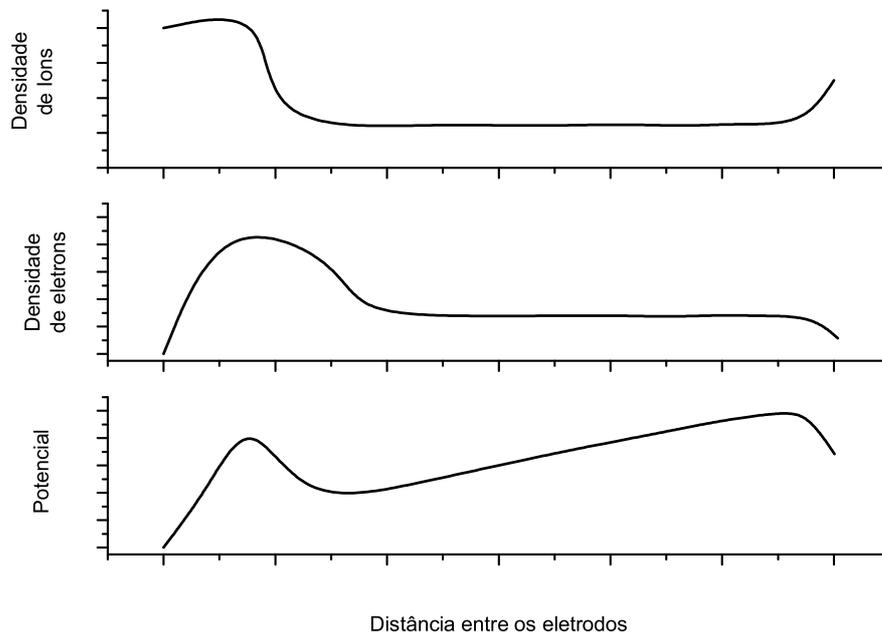


Figura 2.3: Os gráficos acima mostram o comportamento típico da densidade de íons, densidade de corrente e do potencial entre os eletrodos no regime glow.

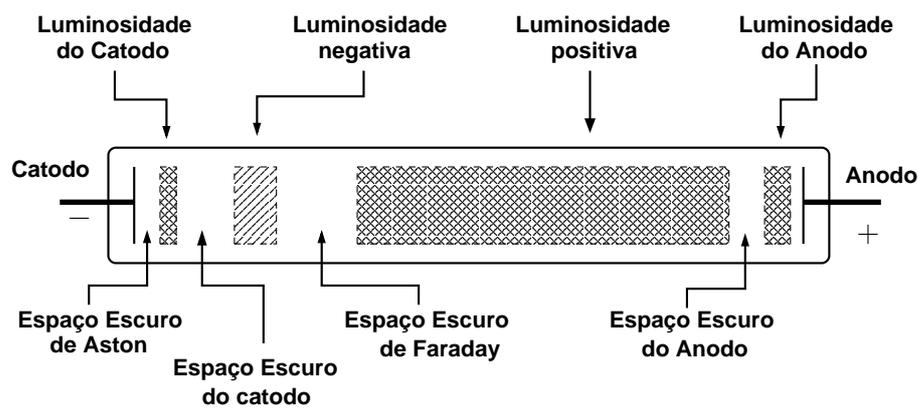


Figura 2.4: Ilustração de uma descarga elétrica em gases mostrando as regiões dentro da descarga luminosa

- **Espaço Escuro de Aston:** Região fina que está na vizinhança do catodo, uma particularidade no espaço escuro de Aston é a alta intensidade do campo elétrico \vec{E} . É nesta região onde os elétrons são acelerados para entrar na descarga. No entanto a densidade de elétrons é muito baixa para excitar o gás, por este motivo é uma região escura.
- **Luminosidade do Catodo:** A principal característica da luminosidade do catodo é a alta densidade de íons, tais íons colidem com o catodo fazendo o processo de geração de elétrons secundários. Seu comprimento depende do tipo de gás e da pressão.
- **Espaço Escuro do Catodo:** Esta região também é conhecida na literatura inglesa como **Espaço Escuro de Crookes**, já na Alemanha como **Espaço Escuro de Hittort**. Possui um campo elétrico \vec{E} moderado comparado com a região de Aston. Existe uma predominância de íons nesta região.
- **Luminosidade Negativa:** Entre o Espaço Escuro do Catodo e o Espaço Escuro de Faraday, a Luminosidade Negativa é região mais brilhante de toda a descarga. Seu campo elétrico \vec{E} é relativamente baixo, seu comprimento é longo comparado a luminosidade do catodo. Os elétrons proveniente da região do catodo são desacelerados ao chegarem aqui, isso explica a luminosidade.
- **Espaço Escuro de Faraday:** Nesta região a energia dos elétrons é baixa em consequência das interações com os íons. A densidade de elétrons diminui por causa da recombinação com íons, a carga líquida no espaço é muito baixa e o campo elétrica é relativamente pequeno.
- **Luminosidade Positiva:** Na Luminosidade Positiva a densidade de carga

líquida é quasi neutra, e é o que Irving Langmuir teve em mente quando definiu o plasma. Uma de suas características é que o campo elétrico \vec{E} é pequeno, tipicamente 1 V/cm. A temperatura típica dos elétrons são de poucos eletrons volts. Esta região costuma ser longa e uniforme.

- **Luminosidade do Anodo:** A Luminosidade do Anodo é uma região brilhante na extremidade do anodo, ligeiramente mais intensa do que a coluna positiva e nem sempre presente.
- **Espaço Escuro do Anodo:** Este espaço localizado entre a luminosidade do anodo e o próprio anodo, possui uma carga espacial negativa devido aos elétrons que atravessam a luminosidade positiva. Possui um campo elétrico \vec{E} mais elevado que a coluna positiva.

2.3.3 A descarga em arco.

Se continuarmos seguindo a curva característica tensão *versus* corrente em direção a maiores correntes, verifica-se que um novo mecanismo de produção de elétrons entra em operação. Observa-se novamente uma modificação na inclinação da curva característica $V \times I$ e que ao fim da descarga anormal, há uma redução da tensão com o aumento da corrente e uma posterior explosão no valor da corrente num regime conhecido como descarga em arco. Novamente o catodo toma papel predominante na geração de portadores de carga. Neste processo os eletrodos são bombardeados e aquecem a ponto de emitir elétrons por efeito termiônico. A figura 2.5 ilustra as regiões de descarga normal, descarga anormal e a descarga em arco. Observe que na descarga normal há uma saturação da corrente, para que haja um aumento da corrente é necessário um aumento da tensão na fonte, temos então o início da descarga anormal. Ao fim da descarga anormal o catodo

está aquecido devido às colisões dos íons sobre ele, a temperatura do catodo é suficiente para iniciar a emissão termoiônica dos elétrons iniciando a descarga em arco.

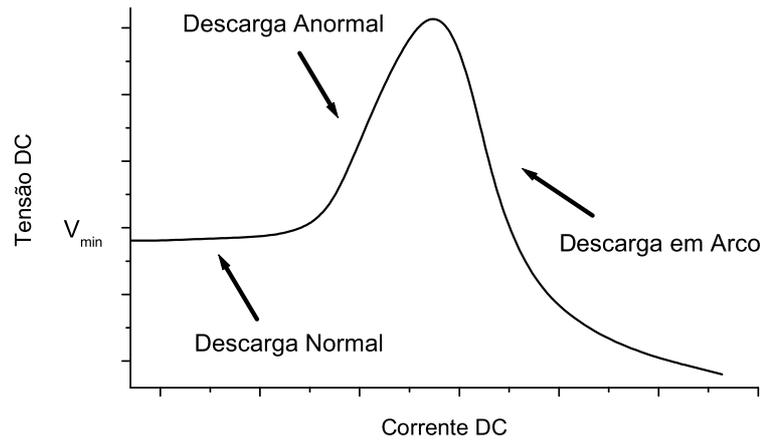


Figura 2.5: O gráfico ilustra parte da região da descarga luminosa e a descarga em arco.

Capítulo 3

Teoria Plasma - Circuito

3.1 Modelo Plasma Circuito

Qualquer que seja o meio condutor, sólido, líquido ou gasoso, pode-se sempre representá-lo como sendo dois elementos de circuito, um puramente resistivo e outro reativo, conectados em série. Em artigo recente, Tsui et al [6] usou este modelamento na representação do plasma usado como meio ativo para um laser de nitrogênio. Sua proposta foi modelar um plasma formado dentro da cavidade de um laser de N_2 em termos de elementos de circuito, e no seu desenvolvimento teórico impôs um casamento das impedâncias entre o circuito formado pelo plasma dentro da cavidade com o circuito externo. Com isto ele pôde relacionar os parâmetros da descarga e os componentes do circuito de disparo do laser, que o guiou a obter na prática o casamento de impedância e um esperado aumento na transferência de energia entre o circuito externo e o laser, o que pode ser verificado experimentalmente. Foi medido o período dos pulsos laser e uma correspondente diminuição do intervalo entre a inversão de população dos átomos na cavidade, conforme se ajustava a descarga para realizá-la de modo ressonante. O modelo

teórico por ele utilizado emprega equações de fluido, e as equações de Maxwell, para os campos dos quais pode se obter a impedância impondo-se a continuidade da corrente entre os eletrodos. As condições de contorno consideradas mostram um plasma uniforme, de condutividade infinita formado por eletrodos de placas paralelas. Ao impor a conservação da corrente entre os eletrodos as grandezas perturbadas foram determinadas pelas equações de fluido e de continuidade de carga e massa. Devido ao casamento de impedância com o circuito externo, pôde-se, após manipulações algébricas, se chegar a conclusão que o plasma comporta-se como um circuito L_p e C_p em paralelo. Com isto surge um método para se obter a densidade de plasma produzido dentro da cavidade do laser.

Nesta linha de atuação, nossa descrição do plasma em termos de elementos de circuito é feita através de sua representação como sendo dado pela associação em série de um elemento resistivo R_p , com um elemento reativo X_p . Destaca-se aqui a primeira diferença, estamos considerando o plasma com uma condutividade finita. Além desta diferença, não impomos um casamento de impedância com o circuito externo, uma vez que esta é uma condição muito restrita para operação de uma descarga. Ao invés disso, produzimos as expressões das partes reativas e resistivas a partir da integração dos campos auto consistentes eletromagnéticos \vec{E} e \vec{B} , relação esta deduzida usando o teorema de Poynting em sua versão complexa, conforme detalhamento mostrado em seção posterior. Nesta dissertação, usamos esta técnica para produzir as expressões da resistência e reatância para alguns plasmas simples. Obtivemos a relação entre os elementos de circuito e as grandezas MHD de equilíbrio do plasma gerado e os parâmetros geométricos da descarga, no caso de **Plasma Livres de Campos sem colisão** e **Plasmas com colisão obedecendo ao modelo de Drud**

3.1.1 Teorema de Poynting

O Teorema de Poynting versa sobre a taxa temporal do fluxo de energia associado a grandezas eletromagnéticas. Para deduzi-lo seguiremos uma dedução semelhante ao livro do Jackson [10]. Como é evidente, é invocado o princípio de conservação de energia. Se tivermos uma dada carga q que se desloca com velocidade \vec{v} numa região onde existe um campo elétrico \vec{E} e um campo magnético \vec{B} , a taxa com que o trabalho é realizado pelos campos é $q\vec{v} \cdot \vec{E}$. Como o deslocamento das carga é sempre perpendicular a força gerada pelo campo magnético, o trabalho realizado por esta força sobre a carga é nulo. Se nesta região existir uma distribuição contínua de cargas e correntes, o trabalho dos campos no volume V é dado por:

$$\int_V \vec{J} \cdot \vec{E} d^3x. \quad (3.1)$$

Usando a equação de Amperé - Maxwell no sistema gaussiano teremos:

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (3.2)$$

é possível substituir a densidade de corrente \vec{J} na equação 3.1 e expressá-la apenas em termos dos campos \vec{H} , \vec{E} e \vec{D} . Fazendo isso obtem-se a seguinte expressão:

$$\int_V \vec{J} \cdot \vec{E} d^3x = \frac{1}{4\pi} \left[\int_V c\vec{E} \cdot (\nabla \times \vec{H}) - \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right] d^3x, \quad (3.3)$$

Se usarmos a identidade vetorial,

$$\nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{B}) = \vec{H} \cdot (\nabla \times \vec{E}) - \vec{E} \cdot (\nabla \times \vec{H}) \quad (3.4)$$

e a lei de Faraday,

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (3.5)$$

A equação 3.3 pode ser expressa por:

$$\int_V \vec{J} \cdot \vec{E} d^3x = \frac{-1}{4\pi} \int_V \left[c \nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) + \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{H} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right] d^3x. \quad (3.6)$$

Fazendo uma mudança de variável temos que

$$\int_V \vec{J} \cdot \vec{E} d^3x = \frac{-1}{4\pi} \int_V \left[\nabla \cdot \vec{S} + \frac{\partial u}{\partial t} \right] d^3x. \quad (3.7)$$

Onde

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} (\vec{E} \times \vec{H})$$

$$u \equiv \frac{1}{8\pi} (\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H}) \quad (3.8)$$

tem-se o teorema de Teorema de Poynting:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{S} = -\vec{J} \cdot \vec{E}. \quad (3.9)$$

As expressões para as energias eletrostáticas e magnéticas são respectivamente,

$$\omega_e = \frac{1}{8\pi} \int \vec{E} \cdot \vec{D} d^3x \quad (3.10)$$

$$\omega_m = \frac{1}{8\pi} \int \vec{B} \cdot \vec{H} d^3x \quad (3.11)$$

As equações 3.10 e 3.11 representam a energia eletromagnética total do sistema mesmo para campos variáveis e \mathbf{u} é a densidade total de energia eletromagnética.

Podemos entender que as equações 3.7 e 3.9 possuem o seguinte significado físico: “a taxa de variação da densidade de energia eletromagnética dentro de um volume V é igual a taxa com que a energia flui através da superfície S que encerra o volume V mais o trabalho realizado pelos campos \vec{E} e \vec{B} dentro do volume”.

A equação 3.9 não é válida para sistemas dissipativos. Para sistema dissipativos é necessário adicionar termos que dão perdas de potência pela dissipação.

3.1.2 Teorema de Poynting para campos harmônicos

É bastante útil ter a definição de parâmetros de circuito, tais como resistência e reatâncias, relacionados com campos \vec{E} e \vec{B} . Trataremos do caso onde os campos são da forma harmônica e faremos uso da notação complexa que nos permite um tratamento analítico mais simples. Usaremos algumas propriedades dos conjuntos dos números complexos, tais como:

$$Z = a + ib \quad (3.12)$$

$$Z^* = a - ib \quad (3.13)$$

Somando as equações 3.12 e 3.13, podemos obter a parte real de Z que é

$$a = \frac{1}{2}(Z + Z^*) \quad (3.14)$$

Temos assim que a parte real de um número complexo é metade da soma deste número com seu complexo conjugado.

Seja $\vec{g}(\vec{x}, t)$ uma grandeza mensurável, assumindo que a sua dependência temporal é da forma $e^{-i\omega t}$, ela pode ser expressa como

$$\vec{g}(\vec{x}, t) \equiv \mathbf{Re} [\vec{g}(\vec{x})e^{-i\omega t}] \quad (3.15)$$

Onde $\vec{g}(\vec{x})$ é uma função complexa.

Podemos usar a propriedade expressa na equação 3.14 reescrevermos $\vec{g}(\vec{x}, t)$ na forma

$$\vec{g}(\vec{x}, t) \equiv \frac{1}{2} \mathbf{Re} [\vec{g}(\vec{x})e^{-i\omega t} + \vec{g}^*(\vec{x})e^{i\omega t}] \quad (3.16)$$

Para as funções complexas utilizadas neste capítulo utilizaremos a expressão 3.16.

Desejamos obter uma formulação complexa para a equação 3.7. Para isso desejamos calcular o produto escalar entre $\vec{J} \cdot \vec{E}$. Usando a equação 3.16 temos

$$\begin{aligned} \vec{J}(\vec{x}, t) \cdot \vec{E}(\vec{x}, t) &= \frac{1}{4} \mathbf{Re} [\vec{J}(\vec{x})e^{-i\omega t} + \vec{J}^*(\vec{x})e^{i\omega t}] \cdot \mathbf{Re} [\vec{E}(\vec{x})e^{-i\omega t} + \vec{E}(\vec{x})^*e^{i\omega t}] \\ &= \frac{1}{2} \mathbf{Re} [\vec{J}^*(\vec{x}) \cdot \vec{E}(\vec{x}) + \vec{J}(\vec{x}) \cdot \vec{E}(\vec{x})e^{-2i\omega t}] \end{aligned}$$

Então, o produto escalar entre \vec{J} e \vec{E} pode ser escrito como a metade da parte real do produto das grandezas complexas pelo complexo conjugado da outra grandeza complexa.

Para campos que oscilam harmonicamente, as equações de Maxwell tem a seguinte forma.

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\
\nabla \times \vec{E} - i\frac{\omega}{c}\vec{B} &= 0 \\
\nabla \times \vec{H} - i\frac{\omega}{c}\vec{D} &= \frac{4\pi}{c}\vec{J} \\
\nabla \cdot \vec{D} &= 4\pi\rho
\end{aligned}$$

Considerando que todas as grandezas são funções complexas de \vec{x} com dependência harmônica no tempo, pode-se calcular a equação para o trabalho dos campos fazendo:

$$\int_V \vec{J}(\vec{x}, t) \cdot \vec{E}(\vec{x}, t) d^3x = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{Re} \left[\vec{J}^*(\vec{x}) \cdot \vec{E}(\vec{x}) + \vec{J}(\vec{x}) \cdot \vec{E}(\vec{x}) e^{-2i\omega t} \right] d^3x \quad (3.17)$$

$$= \frac{1}{2} \int_V \mathbf{Re} \left[\vec{J}^*(\vec{x}) \cdot \vec{E}(\vec{x}) \right] d^3x \quad (3.18)$$

$$+ \frac{1}{2} \int_V \mathbf{Re} \left[\vec{J}(\vec{x}) \cdot \vec{E}(\vec{x}) e^{-2i\omega t} \right] d^3x \quad (3.19)$$

Tomando a média temporal da equação 3.19, o segundo termo do lado direito será nulo. O primeiro termo do lado direito é a taxa temporal média do trabalho realizado pelos campos no volume V. Refazendo os passos já realizados de 3.1 até 3.7, com as equações de Maxwell para campos harmônicos, obtem-se:

$$\frac{1}{2} \int_V \vec{J}^* \cdot \vec{E} d^3x = \frac{c}{8\pi} \int_V \vec{E} \cdot \left[\nabla \times \vec{H}^* - i\frac{\omega}{c}\vec{D}^* \right] d^3x,$$

$$\frac{1}{2} \int_V \vec{J}^* \cdot \vec{E} d^3x = \frac{c}{8\pi} \int_V \left[-\nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*) - i\frac{\omega}{c} (\vec{E} \cdot \vec{D}^* - \vec{B} \cdot \vec{H}^*) \right] d^3x,$$

$$\frac{1}{2} \int_V \vec{J}^* \cdot \vec{E} d^3x = - \int_V \nabla \cdot \vec{S} d^3x - i \frac{\omega}{8\pi} \int_V (\vec{E} \cdot \vec{D}^* - \vec{B} \cdot \vec{H}^*) d^3x, \quad (3.20)$$

onde vetor de Poynting complexo foi definido como

$$\vec{S} \equiv \frac{c}{8\pi} (\vec{E} \times \vec{H}^*) \quad (3.21)$$

As densidades de energia complexas tem a seguinte forma para campos harmônicos

$$\omega_e = \frac{1}{16\pi} (\vec{E} \cdot \vec{D}^*) \quad (3.22)$$

e

$$\omega_m = \frac{1}{16\pi} (\vec{B} \cdot \vec{H}^*) \quad (3.23)$$

A equação 3.20 pode ser reescrita da forma

$$\frac{1}{2} \int_V \vec{J}^* \cdot \vec{E} d^3x + 2i\omega \int_V (\omega_e - \omega_m) d^3x + \oint_S \vec{S} \cdot \vec{n} da = 0 \quad (3.24)$$

A equação 3.24 é análoga a equação 3.7, porem ela se refere a campos harmônico, é uma equação complexa onde a parte real fornece a dissipação da energia e a parte imaginária está relacionada com a energia armazenada. Quando as densidades de energia forem reais, como acontece nos dielétricos e condutores perfeitos, a parte real da equação 3.24 terá a seguinte forma.

$$\frac{1}{2} \int_V \mathbf{Re} (\vec{J}^* \cdot \vec{E}) d^3x = - \oint_S \mathbf{Re} \vec{S} \cdot \vec{n} da \quad (3.25)$$

A equação 3.25 nos diz que o trabalho realizado pelos campos é igual ao fluxo de potência para dentro do volume (sinal negativo).

Pode-se usar o teorema de Poynting complexo para definir a impedância de entrada de um sistema eletromagnético bipolar, linear e passivo¹. Imagine que tenhamos um sistema bipolar dentro de um volume V , sendo limitado por uma superfície S , conforme mostra a figura 3.1. Se este sistema for alimentado por uma fonte que forneça uma tensão, V_i , e corrente, I_i , ambas harmônicas, podemos usar o teorema de Poynting complexo para determinar o fluxo da potência fornecida a este sistema.

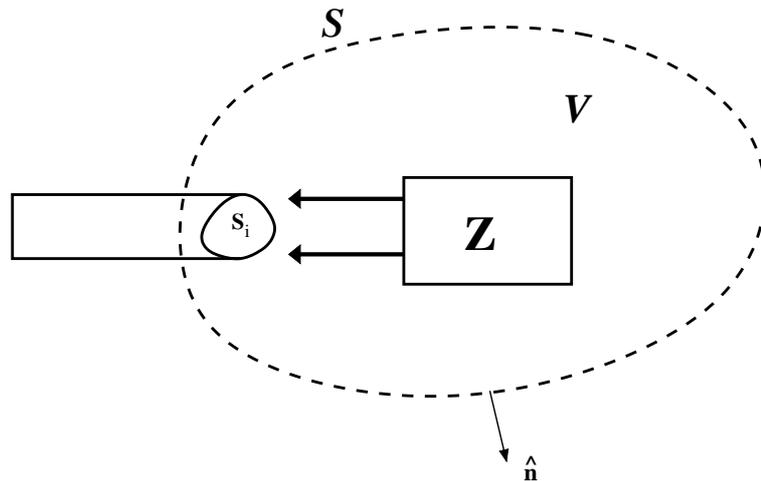


Figura 3.1: Figura que ilustra um sistema passivo dentro de um volume V de superfície S onde um fluxo de energia é injetado pela superfície S_i

$$\frac{1}{2}I_i^*V_i = - \oint_{S_i} \vec{S} \cdot \vec{n} da \quad (3.26)$$

A equação 3.26 nos dá a potência irradiada para dentro do sistema através da superfície S_i . Se considerarmos que toda a potência fornecida flui para dentro do

¹**Elemento passivo**, são elementos de circuito que não possuem energia própria

volume V apenas através da superfície S_i , é possível calcular a potência fornecida usando a equação 3.24, tomando o cuidado de desconsiderar a superfície S_i . Então a nova expressão para potência fornecida pela fonte será

$$\frac{1}{2}I_i^*V_i = \frac{1}{2} \int_V \vec{J}^* \cdot \vec{E} d^3x + 2i\omega \int_V (\omega_e - \omega_m) d^3x + \oint_{S-S_i} \vec{S} \cdot \vec{n} da. \quad (3.27)$$

O termo da esquerda da equação 3.27 é a potência fornecida pela fonte externa ao sistema. Os termos da direita podem ser analisados da seguinte forma: o primeiro termo se refere a perdas térmicas ou mecânicas ocorridas pelo sistema, o segundo está relacionado com o armazenamento de energia eletromagnética e o último será responsável pela potência irradiada para fora do volume V .

Usando a definição de impedância como sendo $Z = R - i \chi$ e usando a impedância de entrada do sistema $Z = \frac{V}{I}$, as partes real e imaginária da impedância serão dadas respectivamente por:

$$R = \frac{1}{|I|^2} \left[\mathbf{Re} \int_V \vec{J}^* \cdot \vec{E} d^3x + 2 \oint_{S-S_i} \vec{S} \cdot \vec{n} da + 4\omega \mathbf{Im} \int_V (\omega_m - \omega_e) d^3x \right] \quad (3.28)$$

e

$$\chi = \frac{1}{|I|^2} \left[\mathbf{Re} 4\omega \int_V (\omega_m - \omega_e) d^3x + 2 \oint_{S-S_i} \vec{S} \cdot \vec{n} da - \mathbf{Im} \int_V \vec{J}^* \cdot \vec{E} d^3x \right] \quad (3.29)$$

Admitindo que o fluxo de potência que sai pela superfície S for real, então o segundo termo da equação 3.28 será a resistência de radiação.

3.1.3 Plasma Circuito

Como o plasma é um meio condutor, podemos considerá-lo como um circuito constituído de um R_p , C_p e L_p em série. Se obtivermos uma expressão teórica

ou mesmo semi-empírica poderemos usar o resultado para ajustar ou o circuito externo, ou mesmo realizar pequenas modificações na montagem experimental de forma a obter, por exemplo, a condição de transferência ressonante de energia. Em resumo, estamos interessados na pergunta geral: como se pode relacionar as expressões para R_p e X_p com as grandezas MHD de equilíbrio e os parâmetros de plasma e geométricos da descarga? Para tentar responder esta pergunta adotaremos o seguinte procedimento:

- Primeiro mede-se os campos de equilíbrio \vec{E} e \vec{B} (ou se calcula situações simples),
- Descreve-se o equilíbrio com expressões analíticas.
- Perturba-se harmonicamente o equilíbrio conforme uma excitação experimental desejada, de modo a poder expressar analiticamente também esta perturbação. (Pode-se, por exemplo, criar uma antena tipo solenóide de modo a criar um campo magnético harmônico de perturbação uniforme). Para configurações simples, os campos harmônicos podem ser obtidos utilizando-se as equações de Maxwell.
- Usa-se as equações de Fluido em conjunto com as equações de Maxwell para obter os campos auto consistentes.
- Por fim, utiliza-se o Teorema de Poynting para campos harmônicos integrando-se, analítica ou numericamente as integrais que expressam a resistência e a reatância.

De uma maneira geral a relação entre o vetor densidade de corrente e o campo elétrico auto consistente é dado por $\vec{J} = \sigma \vec{E}$, onde sigma é o tensor condutividade

complexo. As dependências temporais das grandezas envolvidas são da forma $e^{-i\omega t}$. A equação de Ampere-Maxwell e a Lei de Faraday tem a seguinte forma:

$$\nabla \times \vec{B} = \left(\frac{4\pi}{c} \sigma - \frac{i\omega}{c} \right) \vec{E} = -\frac{i\omega}{c} \epsilon \vec{E} \quad (3.30)$$

e

$$\nabla \times \vec{E} = \frac{i\omega}{c} \vec{B}, \quad (3.31)$$

onde $\epsilon = \left(1 + \frac{4i\pi}{\omega} \sigma \right)$ é o tensor dielétrico.

Para o meio plasma podemos assegurar as seguinte relações constitutivas: $\vec{D} = \vec{E}$ e $\vec{H}^* = \vec{B}^*$, com isso as densidades de energia elétrica e magnética têm a seguinte forma $\omega_e = |\vec{E}|^2/16\pi$ e $\omega_m = |\vec{B}|^2/16\pi$, logo, elas são funções reais. Como o fluxo do vetor de Poynting é importante apenas para altas frequências podemos desconsidera-lo em nossos cálculos uma vez que estamos interessados em regimes de excitações harmônicas de baixas frequências, assim a frequência $\omega \ll \omega_p$ e por este motivo podemos desprezar a resistência de radiação. As expressões 3.28 e 3.29 podem ser simplificadas para

$$R_p = \frac{1}{I_i^2} \int_V \mathbf{Re} \left(\sigma \vec{E} \right)^* \cdot \vec{E} d^3x \quad (3.32)$$

$$\chi_p = \frac{-1}{I_i^2} \mathbf{Im} \int_V \left(\sigma \vec{E}^* \right) \cdot \vec{E} d^3x + \frac{4\omega}{I_i^2} \mathbf{Re} \int_V (\omega_m - \omega_e) d^3x \quad (3.33)$$

As equações acima respondem parcialmente a pergunta do início desta seção, uma vez que relacionam as reatâncias e resistências de plasma com os campos eletromagnéticos e parâmetros geométricos da descarga através das integrais de volume.

Plasma Field Free

Para se produzir uma expressão para a resistência de plasma ou de sua reatância, é necessário conhecer o estado de equilíbrio do plasma a ser submetido a excitação harmônica. Com este intuito, vamos analisar o caso de um plasma com geometria cilíndrica e livre de campos externos. Considerando pequenas perturbações na velocidade, na densidade e nos campos eletromagnéticos na forma:

$$\eta(\vec{r}, t) = \eta^0 + \eta^1(\vec{r})e^{-i\omega t}, \quad (3.34)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}^1(\vec{r})e^{-i\omega t}, \quad (3.35)$$

$$\vec{v}(\vec{r}, t) = \vec{v}^1(\vec{r})e^{-i\omega t}, \quad (3.36)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}^1(\vec{r})e^{-i\omega t}, \quad (3.37)$$

A aproximação conhecida como aproximação de plasma frio é tal que os elétrons se locomovem dentro do plasma muito mais rapidamente que os íons. Para essa aproximação tem-se que

$$\left(\frac{K_B T_e}{m_e} \right) \ll \frac{\omega}{\kappa},$$

onde

$$\kappa^{-1} = \frac{1}{|\vec{E}|} \frac{d\vec{E}}{dx}$$

é a escala de comprimento. Combinando em primeira ordem, as equações da continuidade, de momento, de Ampere-Maxwell e Faraday

$$-i\omega\eta_\alpha^1 + \eta_\alpha^0 \nabla \cdot \vec{v}_\alpha^1 = 0 \quad (3.38)$$

e

$$-i\omega\eta_\alpha^0 \vec{v}_\alpha^1 = \frac{\eta_\alpha^0 q_\alpha}{m_\alpha} \vec{E}^1 \quad (3.39)$$

Usando a expressão para densidade de corrente $\vec{J}_{(\vec{r},t)} = \eta_{(\vec{r},t)} q_\alpha \vec{v}_{(\vec{r},t)}$, a expressão para densidade de corrente perturbada é dada por $\vec{J}^1 = \eta^0 q_\alpha \vec{v}_\alpha^1 e^{-i\omega t}$, onde $q_\alpha = q_e + Zq_e$. é possível agora usar a equação 3.39 para expressar a \vec{v}_α^1 , relacionando o campo elétrico e a densidade de corrente e obter o “tensor” condutividade como sendo uma função escalar que envolve a frequência de plasma, $\omega_p^2 = 4\pi\eta_e q_e^2/m_e$. A equação de Ampere-Maxwell neste caso tem a forma.

$$\nabla \times \vec{B}^1 = \frac{-i\omega}{c} \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{m_e Z^2}{m_i} \right) \right] \vec{E}^1 \quad (3.40)$$

Comparando-se a equação 3.40 com a equação 3.30 obtém-se o tensor dielétrico como:

$$\epsilon = \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{m_e Z^2}{m_i} \right) \right] \quad (3.41)$$

Observando a equação 3.39 e multiplicando os dois termos da igualdade por η_e^0 , é possível determinar que a forma de σ será.

$$\sigma = \frac{i\eta_\alpha^0 q_e^2}{\omega m_\alpha} = \frac{i\omega_p^2}{4\pi\omega^2} \quad (3.42)$$

Temos aqui um importante resultado para o caso de plasmas livre de campos, como a condutividade é neste caso um imaginário puro, a resistência R é nula, independentemente da configuração dos campos de excitação harmônica.

Para consumir a integração apontada nas expressões da resistência e reatância é necessário conhecer os campos autoconsistentes, assim, como exemplo, vamos considerar que as condições de excitação são tais que seja imposto uma perturbação harmônica no campo elétrico, de tal maneira que ele seja uniforme e tenha a direção axial (tal perturbação pode ser feita experimentalmente por um capacitor apropriado, onde a separação entre as placas seja bem menor que a área de suas placas). Neste caso, o campo elétrico perturbado pode ser expresso por: $\vec{E}^1 = V_i/d \hat{z}$. Das equações 3.39 e 3.34 conclui-se que $\eta^1 = 0$, e pela equação 3.40 que o campo magnético terá apenas componente angular, ou seja, $\vec{B}^1 = 0\hat{r} + B_\theta^1\hat{\theta} + 0\hat{z}$. Sendo assim

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rB_\theta^1) = \frac{-i\omega}{c} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \frac{V_i}{d} \simeq \frac{i\omega_p^2}{c\omega} \frac{V_i}{d}. \quad (3.43)$$

Portanto a expressão para B_θ^1 é

$$B_\theta^1 = \frac{i\omega_p^2}{2c\omega} \frac{V_i}{d} r. \quad (3.44)$$

Considerando um plasma com geometria cilíndrica e tendo raio \mathbf{a} igual ao raio dos eletrodos de excitação do campo e comprimento \mathbf{d} igual a separação entre estes eletrodos, integrando-se a equação 3.33 sob esta região cilíndrica, a reatância de plasma será dada por:

$$\chi_p = \frac{\omega}{4I_i^2} \frac{(V_i)^2}{d} \left[\frac{a^4 \omega_p^4}{8c^2 \omega^2} + a^2 \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1 \right) \right] \quad (3.45)$$

A expressão 3.45 relaciona a impedância de plasma com parâmetros geométricos da descarga, parâmetros de equilíbrio (ex. a frequência de plasma.) e da fonte de excitação.

De um modo geral, esta estratégia pode ser repetida para qualquer caso. Uma vez produzido um resultado analítico ou numérico, o experimentalista pode fazer pequenas modificações em seu aparato experimental de modo a ajustá-lo a uma condição mais favorável. Por exemplo, se for desejado aumentar ou diminuir χ_p , então uma boa opção para este caso será variar a área do cilindro onde o plasma é formado, tendo em vista que a χ_p é diretamente proporcional a a^4 .

Alternativamente podemos propor uma excitação do plasma via campo magnético perturbado. Desta forma vamos impor que $\vec{B} = B^1 \hat{z}$. Usando a Lei da Faraday 3.31 referentes a campos harmônicos, tem-se:

$$E_\theta = i \frac{\omega B^1}{2c} r \quad (3.46)$$

Usando-se a relação $\vec{J} = \eta q \vec{v}$, e a expressão para \vec{E}_θ^1 , a densidade de corrente fica dada por:

$$J_\theta = - \frac{\omega_p^2 B^1}{8c\pi} r \quad (3.47)$$

Tecendo considerações como feitas anteriormente, obtém-se que a condutividade tem a forma $\sigma = -\eta^0 q^2 / im\omega = i\omega_p^2 / 4\pi\omega$. A condutividade continua sendo imaginária e por este motivo a R_p será nula mais uma vez. Como anteriormente, para se determinar a expressão para χ_p integra-se a equação 3.33, obtendo-se.

$$\chi_p = \frac{\omega da^2 (B^1)^2}{4I_i^2} \left[1 + \frac{a^2}{c^2} \left(\frac{\omega_p^2 - \omega^2}{8} \right) \right] \quad (3.48)$$

No caso de plasma livre de campos, com excitação magnética, a reatância, χ_p diretamente proporcional a \mathbf{a}^4 e \mathbf{d} .

Plasma colisional (Modelo de Drude)

Ainda como exemplo da estratégia para obter-se a impedância de plasma, vamos considerar efeitos de colisão, esperando com isso obter resistência de plasma diferente de zero. Para tanto, vamos considerar o modelo de Drude. Este modelo consiste supor que os elétrons são acelerados por campos aplicados ao sistema, estes elétrons colidem com outras partículas dentro do plasma, porém as colisões não alteram a direção de propagação dos elétrons. O efeito das colisões pode ser incorporado supondo que no sentido oposto ao sentido de propagação do elétron existe uma força de atrito da forma $\vec{F} = m\nu\vec{v}$, onde ν é a frequência de colisão. É possível relacionar a densidade de corrente da seguinte maneira: $\vec{J} = -\eta_e q_e \vec{v} = -\eta_e q_e m_e \nu \vec{v} / m_e \nu = -\eta_e q_e (-q_e \vec{E}) / m_e \nu = \eta_e q_e^2 \vec{E} / \nu m_e = \omega_p^2 \vec{E} / 4\pi\nu$. Comparando com a relação $\vec{J} = \sigma \vec{E}$, tem-se que σ é real, e portanto isso implica que R_p é diferente de zero.

Tem-se explicitamente para este caso que

$$\vec{J} = \frac{\omega_p^2 \vec{E}}{4\pi\nu} \quad (3.49)$$

$$\nabla \times \vec{E}^1 = \frac{i\omega}{c} \vec{B}^1 \quad (3.50)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \left(\frac{4\pi}{c} \sigma - \frac{i\omega}{c} \right) \vec{E} = \frac{-i\omega}{c} \epsilon \vec{E} \quad (3.51)$$

e o tensor dielétrico é $\epsilon = \left(\frac{ic4\pi\eta_e q_e^2}{\omega c m \nu} + 1 \right) = \left(i \frac{\omega_p^2}{\omega \nu} + 1 \right)$

Considerando uma montagem experimental que produz uma excitação na forma de um campo elétrico $\vec{E} = E^1 \hat{z}$, a densidade de corrente será $\vec{J} = \omega_p^2 E^1 \hat{z} / 4\pi\nu$ e o campo magnético será obtido por $\nabla \times \vec{B} = (-i\omega\epsilon/c)E^1 \hat{z}$. Neste caso o campo \vec{B} tem a forma:

$$B_\theta^1 = \frac{-i\omega}{2c} \left(1 + i \frac{\omega_p^2}{\omega\nu} \right) E^1 r \quad (3.52)$$

Substituindo as expressões para a condutividade e para o campo elétrico em 3.32 e 3.33 obtém-se:

$$R_p = \frac{\eta q_e^2 (E^1)^2}{I_i^2 m \nu} \pi a^2 d = \frac{d}{4\nu} \left(\frac{E^1 \omega_p a}{I} \right)^2 \quad (3.53)$$

e

$$\chi_p = \frac{\omega d a^2 (E^1)^2}{32 I_i^2} \left[\frac{a^2}{c^2} \left(\omega^2 + \frac{\omega_p^4}{\nu^2} \right) - 8 \right] \quad (3.54)$$

Para o caso onde produzimos um campo magnético \vec{B} constante, $\vec{B} = B^1 \hat{z}$, obtemos um campo elétrico da forma $E_\theta = \frac{i\omega B^1 r}{2c}$, neste caso a reatância e reatância são:

$$R_P = \frac{(\omega_p \omega B^1 a^2)^2 d}{32 I^2 c^2 \nu} \quad (3.55)$$

e

$$\chi_P = \frac{d\omega (a^2 B^1)^2}{32 I^2 c^2} \left[\left(8 \frac{c^2}{a^2} - \omega^2 \right) \right] \quad (3.56)$$

Mais uma vez o χ_p é diretamente proporcional a \mathbf{a}^4 e \mathbf{d} . A grande contribuição do modelo de Drude foi a possibilidade de encontrar um termo resistivo não nulo.

Este termo, assim como χ_p para o casos do plasma magnetizado, é diretamente proporcional a distância.

Estes resultados para esta abordagem ainda são preliminares e foram apresentados no XI Latin American Workshop on Plasma Physics realizado no mês de dezembro de 2005 na UNAM - Cidade do México e enviado para publicação nos Proceedings do congresso [11, 12].

Minhas perspectivas futuras para este estudo incluem utilizar o modelo de plasma drift ($\vec{v} \neq 0$) e realizar medidas experimentais com variação de alguns parâmetros como a área dos eletrodos, distância entre eletrodos e a frequência de excitação.

Capítulo 4

Auto Oscilação

O estado da matéria conhecido como plasma é riquíssimo em fenômenos ondulatórios. Dentre estes, a classe de fenômenos não lineares tem chamado a atenção da comunidade científica há alguns anos. Há registro de vários fenômenos não lineares em plasma, tais como auto-oscilações, duplicação de período e bifurcações [13, 14, 15, 16, 17]. Estamos interessados em particular no fenômeno de auto-oscilação, que é de maneira geral, um fenômeno onde certos sistemas exibem oscilações espontâneas, independentemente de haver uma excitação externa. Os primeiros registros de auto-oscilação em plasma apareceram no final da década de 70. Dentre várias referências gostaríamos de citar a referência [18] que reportam as primeiras auto-oscilações de corrente geradas em máquinas do tipo Q. Na década de 90, foi observado o mesmo fenômeno em um sistema de free-electron-laser (FEL) [19, 20, 21]. Todos estes relatos deram início a novas investigações teóricas e experimentais a fim de melhorar o entendimento destes fenômenos não lineares. Greiner e colaboradores [22, 23, 24] analisaram uma descarga termiônica a baixa pressão (0.03 a 0.3 Pa), onde fenômenos como auto-oscilação e duplicação de período foram observados e reproduzidos numericamente utilizando o código

numérico PIC (Particle in Cell). Uma configuração muito comum para o estudo numérico destes fenômenos não lineares em plasma, é a descarga por placas planas e paralelas [14], foi investigada por Hae June e colaboradores para analisar a auto-oscilação de um plasma perturbado por um feixe de elétrons [25, 26]. Apesar do número até certa forma grande de trabalhos sobre o tema, pouco ou nenhum aprofundamento na investigação sobre os fenômenos físicos que regem este fenômeno foi feito. Nesta tese foi realizado um estudo sobre o tema, e acreditamos ter contribuído para ajudar a esclarecer um pouco o mecanismo de produção destas oscilações, que parece ter um caráter universal e aparentemente comum a diversas máquinas que produzem plasma. Reproduzimos a auto-oscilação produzida em um plasma formado dentro de uma lâmpada selada e investigamos seu comportamento e propriedades tendo como parâmetro de controle a tensão do banco de capacitores e a resistência externa.

Neste capítulo é mostrado os alguns resultados de nossa investigação teórico-experimental do processo de auto-oscilação em plasma. Empregamos uma lâmpada néon para produzir plasma por descarga elétrica e o analisamos. Para interpretar os resultados usamos uma abordagem através da teoria de circuitos, onde o plasma é representado por uma associação de elementos de circuito. Com o referido modelo teórico, fomos capazes de reproduzir numericamente a topologia observada experimentalmente. Além disso, empregamos o modelo para ajustar os parâmetros de circuito, de forma que a previsão teórica produzisse o melhor acordo com os dados experimentais. Com base nos resultados obtidos é feita uma sugestão de aplicação tecnológica para o fenômeno.

4.1 Experimento

Para realizar nossa investigação produzimos plasma da maneira simples, que é através de descarga elétrica em um gás a pressão controlada. Utilizamos uma lâmpada néon comercialmente disponível, do tipo que normalmente é usada para detectar a fase de circuitos elétricos. A vantagem de se utilizar tais lâmpadas, é que se pode gerar plasma sem dispor de um sistema de vácuo. A desvantagem desta estratégia de produção de plasma é a impossibilidade de usar sondas para medir parâmetros de plasma como temperatura e densidade de plasma.

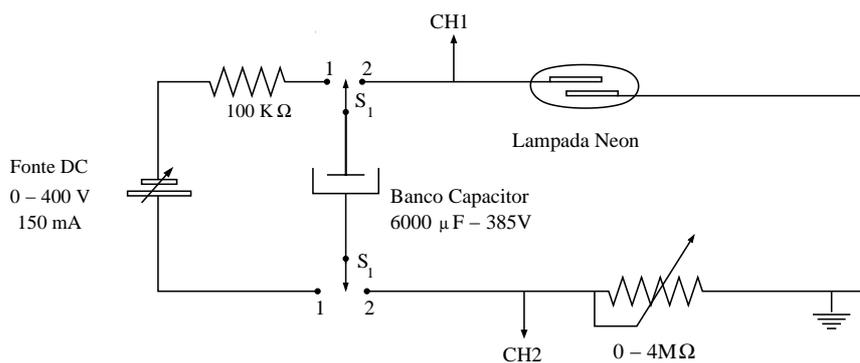


Figura 4.1: Circuito utilizado para investigação da auto-oscilação.

Na figura 4.1 é mostrado o circuito utilizado neste trabalho. Ele é bem simples e consiste em uma fonte DC variável, um banco capacitores, um potenciômetro linear e uma lâmpada néon. A lâmpada néon possui dimensões aproximadamente de 18mm de comprimento e 6mm de diâmetro. Neste circuito o papel da fonte é alimentar o banco capacitores que por sua vez alimenta o plasma formado dentro da lâmpada, enquanto o resistor controla a corrente que circula no circuito. Usamos uma chave de 2 polos e duas posições para desacoplar o banco capacitores

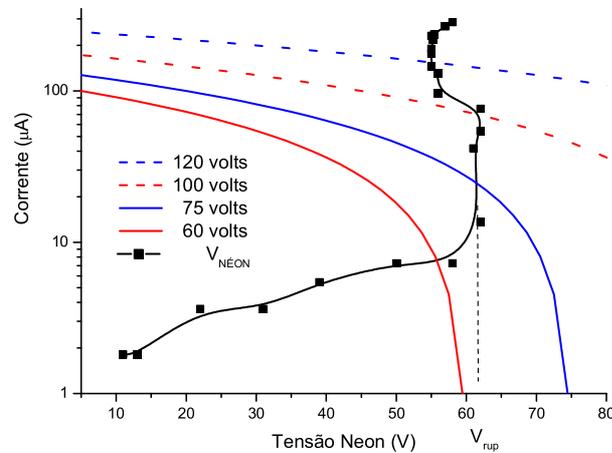


Figura 4.2: Curva tensão versus corrente da lâmpada néon utilizada no experimento.

da fonte DC. O desacoplamento da fonte DC com o circuito é para evitar vários ruídos existentes no ambiente do laboratório. Além de ruídos da rede elétrica haviam ruídos eletromagnéticos proveniente de antenas de celular e outras fontes de sinal. Para eliminar tais ruídos utilizamos um banco capacitor de capacitância alta ($6mF$). Este banco foi de grande importância para eliminação destes ruídos, pois estamos trabalhando em uma região de descarga muito sensível e qualquer forma de ruído é sentida pela descarga. No presente experimento, para ajustar a condição de auto-oscilação, a descarga foi produzida em regimes de corrente que variaram desde $145\mu A$ até $30\mu A$. Sempre variamos a corrente da região “glow” ($145\mu A$) para região Townsend ($30\mu A$), pois desta forma, teríamos um maior controle para ajustarmos o ponto de operação da descarga na região de descarga normal, próximo ao potencial de breakdown. O fenômeno de auto-oscilação ocorria desde uma corrente de $90\mu A$ até uma corrente de corte de aproximadamente $30\mu A$, quando a lâmpada aparentemente apagava. Na verdade a descarga con-

tinuava sob o regime de descarga de Townsend ou descarga escura. A corrente, como parâmetro de controle, desempenha papel fundamental na performance de estabilidade ou oscilação do circuito. Nossa análise teórica tem como base o casamento de impedância entre o circuito externo e o plasma. Deste modo a análise da curva característica tensão versus corrente do plasma é de suma importância. Na condição estacionária do plasma, a estabilidade da descarga será obtida no ponto em que a curva característica tensão versus corrente do circuito externo cruzar com a do plasma. Visto pelo circuito externo a diferença de potencial sobre os eletrodos que formam o plasma é dada pela relação

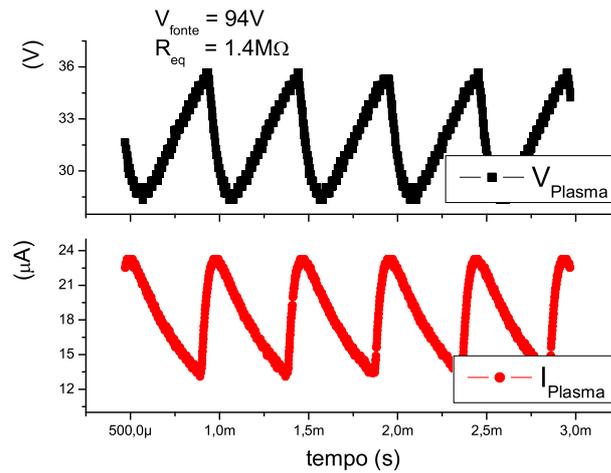


Figura 4.3: Evolução temporal da tensão e da corrente do Plasma num regime de auto-oscilação para $\varepsilon = 94V$ e $R_{EXT} = 1,4M\Omega$.

$$V_p = \varepsilon - iR \quad (4.1)$$

Desta relação conclui-se a curva da fonte é linear com coeficiente angular igual a $-R$ e coeficiente linear igual a ε . Nesta análise estamos supondo que a corrente

é suficientemente pequena de forma a que a tensão no banco de capacitores ε não varie significativamente. Usando uma escala logarítmica tal característica linear é descaracterizada.

Na figura 4.2 mostramos a curva característica tensão versus corrente da lâmpada utilizada e a curva da tensão da fonte. A condição de estabilidade é atingida na intercessão das duas curvas. Tal ponto é conhecido como ponto de operação da descarga. No levantamento do curva característica do Plasma, o ponto de operação é variado ajustando-se a tensão no banco e ou, a resistência externa. Observa-se que curva característica V-I de plasma, próxima ao regime de descarga de Townsend, tem não linearidade potencial para ser usada como dispositivo eletrônico. Uma comparação com a curva característica de um DIAC¹ revela a justeza desta afirmação. Portanto o plasma produzido por descarga elétrica tem potencial aplicação como dispositivo eletrônico de alta performance.

Durante o experimento ajustamos o ponto de operação a descarga variando a resistência externa e a tensão do banco de capacitores. Para obter o diagrama de fase do sistema, referenciamos o terra do osciloscópio entre a lâmpada e um potenciometro linear ajustado em $10K\Omega$, inserido no circuito para medirmos a corrente que circula no circuito. Conectamos o canais X e Y do osciloscópio de forma a medir as tensões sobre o potenciometro e sobre a lâmpada néon respectivamente.

¹O DIAC, ou **Diode for Alternating Current**, é um gatilho bidirecional, ou diodo que conduz corrente apenas após a tensão de disparo ser atingida, e pára de conduzir quando a corrente elétrica cai abaixo de um valor característico, chamada de corrente de corte. Este comportamento é o mesmo nas duas direções de condução de corrente. A tensão de disparo é por volta dos 30 volts para a maioria destes dispositivos. Este comportamento é de certa forma similar, porém mais precisamente controlado e ocorrendo em menor valor, ao comportamento de uma lâmpada de neon. Como um DIAC é um gatilho bidirecional, seus terminais não são marcados como anodo ou catodo. (<http://pt.wikipedia.org/wiki/DIAC>)

Assim, selecionando o modo XY do osciloscópio obtínhamos o diagrama de fase enquanto que acionando a varredura horizontal, obtínhamos a evolução temporal da corrente e da tensão sobre a lâmpada néon. O osciloscópio digital Tektronix modelo TDS 210 usado, permite o armazenamento das formas de onda e da tabela com os dados X, Y, os quais são de extrema utilidade no processamento posterior. Foi observado que em valores próximo a $40\mu A$ a lâmpada se apaga e entre os valores de $90\mu A$. até $40\mu A$ observa-se a auto-oscilação do plasma. A figura 4.3 mostra a auto-oscilação do plasma para $\varepsilon = 94V$ e $R_{EXT} = 1.4M\Omega$. A forma desta curva lembra as curvas características de carga e descarga de um capacitor. Esta observação nos induziu a criar um modelo em que o plasma seria representado por uma combinação de elementos de circuito que envolveria de alguma forma um capacitor. A justificativa para representação do plasma como o capacitor tem base física clara, uma vez que há realmente um capacitor formado pelos eletrodos que compõem a lâmpada. A dificuldade, contudo, estaria no fato de que a fonte de energia externa é contínua e estável. Assim a introdução de apenas um capacitor para modelar o plasma não seria suficiente para dar conta das auto-oscilações, ou seja, uma vez carregado o capacitor, não haveria modificação no valor da tensão sobre este capacitor, assim é necessário incrementar o modelo proposto. Um modelo um pouco mais realista deve contar com um resistor a fim de dar conta das dissipações de energia que ocorrem. Como a fonte usada era contínua é imprescindível que este resistor seja colocado em paralelo como o capacitor, uma vez que os processos de perdas ocorrem mesmo que o capacitor tenha atingido um estado de equilíbrio, o que não ocorreria se o resistor fosse colocado em série com o capacitor. Ainda assim, este modelo mais completo não daria conta de explicar o processo de auto-oscilação mostrado na figura 4.3. Neste ponto foi que surgiu a idéia original de explicar o fenômeno de auto-oscilação como

sendo devido a um processo de transição abrupta entre dois regimes de descarga corrente, induzido por um descasamento de impedância do plasma com o circuito externo. Para cada um dos regimes, o par de valores, para capacitância e para o resistor do modelo, variaria. A mudança nestes valores tem plena justificativa uma vez que o meio entre os eletrodos muda drasticamente quando a descarga passa de luminosa a escura e vice-versa. Como se sabe, a condição de descarga luminosa é caracterizada pela existência de uma bainha de plasma, que altera para menor, a distância efetiva entre os eletrodos, e conseqüentemente o valor do capacitor efetivo, para maior.

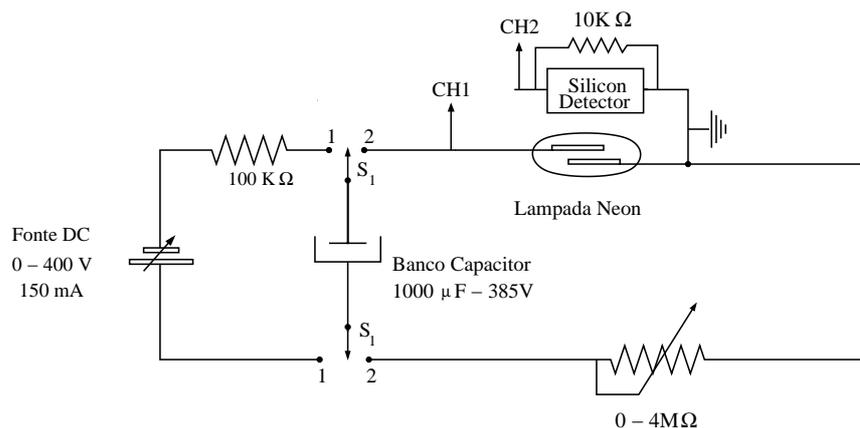


Figura 4.4: Circuito utilizado para o monitoramento óptico da auto-oscilação. O fotodetector é da Edmund Optics, modelo Silicon Detector $5.1mm^2$ BLUE.

A princípio suspeitávamos que auto-oscilação estivesse ligada a carga do capacitor formado pelos dois eletrodos da lâmpada e a interrupção deste processo quando a tensão atingia um certo valor limite. Neste valor limite a lâmpada se apagaria devido a extinção da descarga. Para verificar esta hipótese, montamos um circuito para detectar a luz emitida pelo plasma e verificar sua correlação com a auto-oscilação. Para tal fim, usamos um fotodetector da Edmund Optics,

modelo Silicon Detector 5.1mm^2 BLUE. A figura 4.4 mostra o circuito com fotodetector, onde utilizamos um resistor de $10\text{K}\Omega$ em paralelo com o fotodetector para ajustar o ganho e otimizar o seu tempo de resposta. Para achar a correlação entre a evolução temporal da tensão sobre a lâmpada néon e a luz emitida pelo plasma gerado, monitoramos simultaneamente a tensão sobre o fotodetector e sobre a néon. Para filtrar um ruído indesejado que era induzido no circuito do fotodetector, adquirimos a tensão sobre o fotodetector com a lâmpada néon

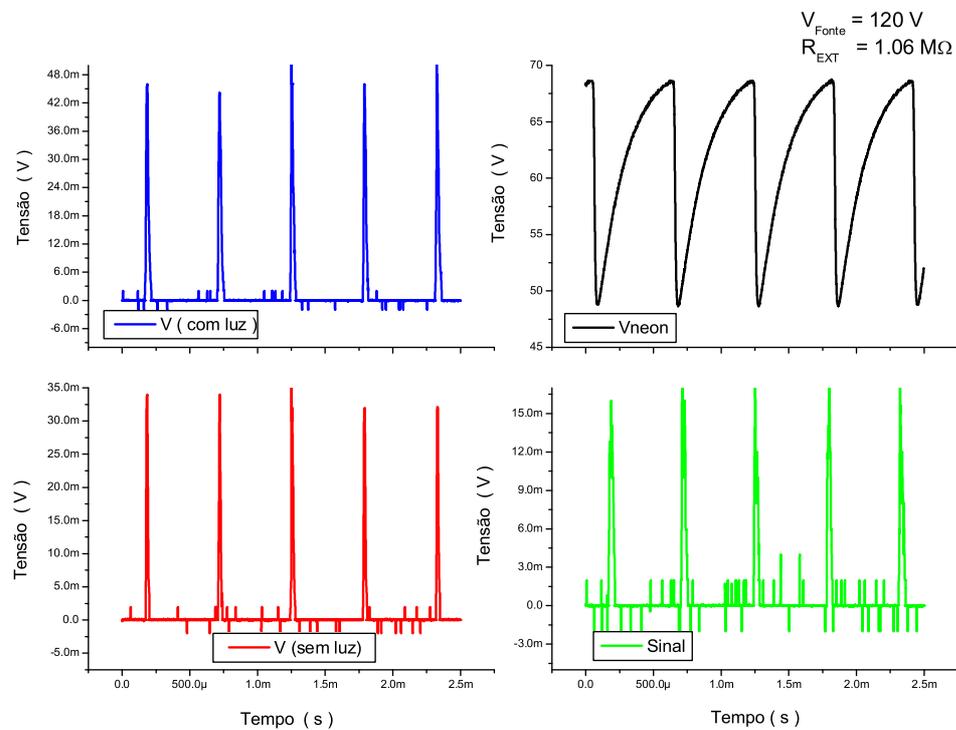


Figura 4.5: Evolução síncrona da tensão sobre o fotodetector. Em preto temos a tensão sobre a lâmpada neon, em vermelho a tensão do fotodetector coberto. Já em azul é a tensão do fotodetector recebendo luz da lâmpada. Em verde temos o resultado da subtração das tensões sobre o fotodetector.

coberta e com a lâmpada descoberta. Transferimos para um PC as duas curvas assim obtidas e subtraímos ponto a ponto as tensões adquiridas. O resultado desta subtração é o sinal luminoso captado pelo fotodetector. A figura 4.5 exhibe os sinais do fotodetector sob as condições mencionadas. Tendo-se em vista que a tensão sobre o fotodetector é nula quando não está sendo iluminado, pode-se concluir que o plasma abandona o regime luminoso, quando a curva de evolução temporal da tensão sobre a lâmpada néon exhibe um perfil de carga de capacitor. A lâmpada está acessa e portanto o plasma está em regime luminescente quando há uma diminuição abrupta da tensão sobre a lâmpada néon.

Pode-se verificar pela 4.3 que a corrente de fato não vai a zero em momento algum. A análise das figuras 4.3 e 4.5 revela que a auto-oscilação está comprovadamente relacionada com transição da descarga entre os regimes de descarga luminosa (“glow”) e de escura (“Townsend”).

4.2 Base Teórica para o Modelo RC Paralelo

Para reproduzirmos teoricamente o fenômeno de auto-oscilação observado, modelamos o plasma através de uma associação de elementos concentrados de circuito. Substituímos o plasma gerado no interior da lâmpada néon por uma associação em paralelo de um capacitor, C_p , e um resistor, R_p . Os valores de C_p e R_p mudam de acordo com o regime da descarga do plasma e estes valores C_p e R_p são parâmetros a serem ajustados de forma que a previsão teórica se ajuste ao resultado experimental. A figura 4.6 mostra o circuito com o plasma sendo modelado pela associação RC e este substitui o circuito original da figura 4.1. Neste circuito temos uma fonte DC que simboliza o banco de capacitores, uma resistência R_{EXT} mantida fixa e que representa a resistência total do circuito

excetuando-se aquela associada ao plasma, um capacitor, C_p , em paralelo um resistor, R_p , que representam o plasma.

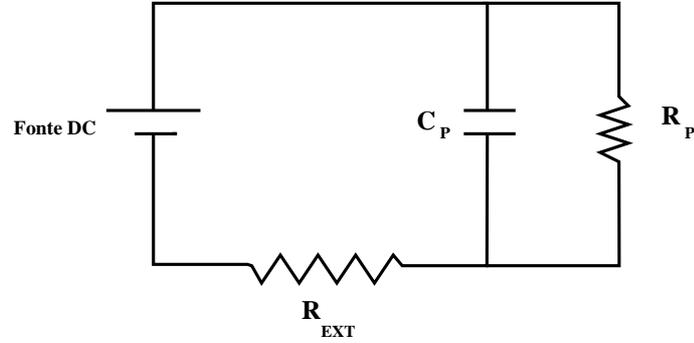


Figura 4.6: Circuito representativo da associação RC em paralelo.

A previsão teórica para evolução da tensão sobre a lâmpada néon é obtida resolvendo-se a segunda lei de Kirchhoff. Para o circuito mostrado na figura 4.6, a carga, $q(t)$ no capacitor C_p é regida pela equação:

$$\frac{dq(t)}{dt} = \frac{\varepsilon}{R_{EXT}} - \left(1 + \frac{R_{EXT}}{R_p}\right) \frac{q(t)}{C_p R_{EXT}} \quad (4.2)$$

A equação 4.2 tem solução analítica e pode ser expressa por:

$$q(t) = \frac{\varepsilon R_p C_p}{R_{EXT} + R_p} + B e^{-\left[\frac{(R_{EXT} + R_p)t}{R_{EXT} R_p C_p}\right]} \quad (4.3)$$

onde B é uma constante a ser determinada pela condição inicial. Para o caso onde $q_{(t=0)} = 0$, a solução analítica é

$$q(t) = \frac{\varepsilon R_p C_p}{R_{EXT} + R_p} \left[1 - e^{-\left[\frac{(R_{EXT} + R_p)t}{R_{EXT} R_p C_p}\right]}\right]. \quad (4.4)$$

Para uma situação em que o valor da resistência de plasma não varia, a equação 4.4 mostra que para tempos curtos o crescimento da carga é exponencial,

chegando a um valor de saturação para tempos longos. Desta forma para valores fixos de C_p e R_p não haverá reprodução teórica do processo de auto-oscilação. Resolvendo a equação 4.2 numericamente é possível mudar os valores de C_p e R_p quando a tensão sobre o capacitor atingir valores predeterminados. Em nossa simulação determinamos que a transição entre o regimes de descarga ocorreriam quando a tensão sobre o capacitor atingisse 80% e 40% do valor da tensão na fonte externa. O resultado da simulação está mostrado na figura 4.7. Para a simulação funcionar existe um vinculo entre os valores de R_p e R_{EXT} de acordo com uma equação simples de divisor de tensão de forma a que os valores para tensão de transição fossem de fato atingidos.

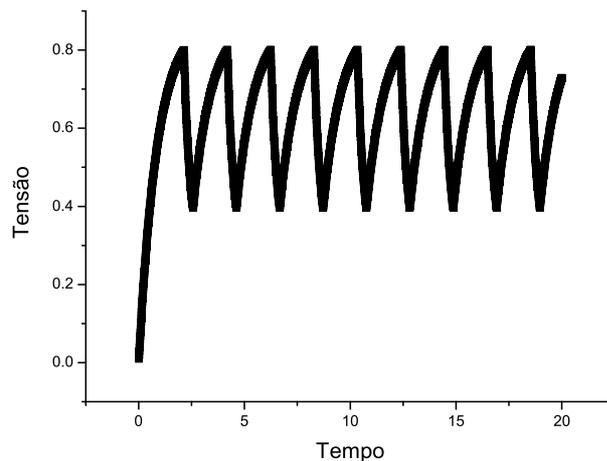


Figura 4.7: Solução numérica da equação 4.2 impondo mudanças nos valores de R_p e C_p .

Animado pelo sucesso da simulação numérica, iniciamos um processo de ajuste não linear da previsão teórica ao resultado experimental.

Manipulamos a equação 4.3 da seguinte forma, dividimos por C_p e fizemos uma mudança de variável, $D = \frac{R_{EXT}}{R_p}$ e $B^* = \frac{B}{C_p}$, desta maneira a nova equação

nos dá a tensão sobre o capacitor.

$$V_c = \frac{\varepsilon}{D+1} + B^* \exp^{-\frac{(D+1)t}{C_P R_{EXT}}} \quad (4.5)$$

Para iniciar o ajuste é necessário fornecer valores razoáveis para os parâmetros teóricos a serem ajustados. Em nosso caso temos cinco parâmetros dois ligados às condições iniciais, um ligado ao circuito externo e dois ligados ao plasma gerado, a saber, C_P e R_P . O objetivo principal do ajuste é o de obter os valores de C_P e R_P em cada um dos regimes de descarga, de Townsend e “glow”. Para verificação do modelo RC paralelo é possível obter estes mesmos valores através de outros métodos. Por exemplo, pode-se obter o valor médio de R_P usando a curva corrente versus tensão. Dá para se obter o valor da capacitância através do tamanho da região bainha de bainha de plasma e da geometria dos eletrodos. Existem modelos que relacionam a ddp entre os eletrodos com o tamanho do bainha tendo em conta a densidade e temperatura do plasma gerado. Em nosso caso não é possível obter estes dados devido a impossibilidade de introdução de sondas no interior da lâmpada néon. Nosso procedimento para inicializar os parâmetros é explicado a seguir.

As análises das curvas foram feitas no programa origin versão 6.1. Digitamos a equação 4.5 no elenco de equações de usuários da biblioteca de funções disponíveis para ajuste não linear de funções do Origin. Usando ferramentas adequadas do Origin, selecionamos trechos da curva experimental de auto-oscilação, de modo a fazer o ajuste por parte, um correspondente ao processo de aumento de tensão, processo de carga do capacitor e outro correspondente ao processo de diminuição de tensão sobre a lâmpada néon, processo de descarga do capacitor. Fizemos tal procedimento porque em tese, a curva experimental de auto-oscilação é periódica e corresponde a transição abrupta entre dois regimes distintos de: a de descarga

de Townsend e a de descarga luminosa ou de descarga do tipo “glow”. Além disso, para cada processo de ajuste, tanto da parte ascendente, quando da parte descendente, foi feita uma translação temporal rígida, de modo a que o início da ascendência quanto descendência estivesse próxima ao tempo “t” igual a zero.

Depois do ajuste obtém-se os valores dos parâmetros C_P e R_P para cada região. Definimos C_T e R_T os valores da capacitância e resistência referentes a região Townsend e C_G e R_G os valores referentes a região “glow”.

Tanto a tensão no banco de capacitores quanto a resistência são reguláveis em nosso experimento. Por esta razão foram deixados como parâmetros ajustáveis na rotina de ajuste. Para cada experimento, os valores experimentais destes parâmetros foram anotados e foram usados no início do processo de ajuste como parâmetros fixos e com valores fixados aos valores experimentais anotados. Na fase final de cada ajuste, todos os parâmetros foram liberados para o programa de ajuste. Portando no início da análise, tínhamos conhecimento de dois parâmetros experimentais, ε e R_{EXT} . O valor da capacitância da lâmpada néon foi determinada fazendo-se cálculos teóricos, supondo duas hastes paralelas de comprimento $1cm$, e que em cada haste há cargas de módulo q , porém de sinais opostos e separadas por uma distância de $2mm$. Supomos que o valor da permeabilidade elétrica era igual a do vácuo. Usando estas informações e que $V = \int \vec{E} \cdot d\vec{l}$, foi possível determinar um valor inicial aproximado para C_P na região Townsend de $C_T = 330pF$. Apesar de ser apenas uma primeira aproximação, o valor para capacitância assim obtido, foi usado como valor inicial da capacitância de plasma, e na rotina de ajuste deixado como parâmetro livre para ser ajustado pelo programa de ajuste não linear de funções

Em todo os ajustes realizados, os valores de ε e R_{EXT} permaneceram inicialmente fixos, pois são parâmetros experimentais. Só no final do processo de ajuste

é que estes parâmetros foram liberados a fim de serem ajustados pelo programa, não ocorrendo grandes variações dos valores inicialmente colocados.

Para acharmos valores iniciais dos parâmetros D e B^* da equação 4.5, nos baseamos na curva experimental de auto-oscilação, nos fixando principalmente nos valores assintoticamente extrapolados, nos valores iniciais e nos relativos ao crescimento ou decaimento por um fator neperiano “e”. A figura 4.8 mostra a curva referente a região Townsend, onde em $t = 0$ temos $V_{C(t=0)} \simeq 28V$. Isso implica que $\frac{\varepsilon}{D+1} + B^* = 28$. Para valores grandes do tempo, o fator exponencial da equação 4.5 tende a zero, enquanto o gráfico mostra que a tensão satura em $50V$. Assim, impondo que a tensão no capacitor é igual a $50V$, implica que $\frac{\varepsilon}{D+1} = 50$. Com isso temos um sistema de duas equações e duas incógnitas, sendo possível desta maneira obter valores para D e B^* para iniciarmos os ajustes. Para o valor de C_T utilizamos o valor de $330pF$. Na primeira interação apenas o parâmetro D ficou livre para variar, pois ele é o de maior incerteza. Na segunda interação permitimos que D e B^* variassem e por último deixamos D , B^* e C_T variando até o ajuste convergir. A análise global do processo de auto oscilação quando $\varepsilon = 84V$ e $R_{EXT} = 1,35M\Omega$, para a região Townsend revela que os valores de C_T e R_T são $1,4nF$ e $2,72M\Omega$ respectivamente. O valor de R_T obtido no ajuste esta próximo ao valor obtido na curva experimental que é de $2,06M\Omega$, já o valor de C_T diverge do valor teórico, no entanto isso já era esperado, pois as suposições usadas no cálculo é que o meio era vácuo e não plasma, e além disso, as dimensões foram visualmente estimadas.

O ajuste para região de crescimento da tensão, região “glow”, segue um rotina parecida com a descrita anteriormente. Na figura 4.9, transladamos o gráfico de maneira que em $t = 0$ tivesse início a parte luminosa. A tensão neste ponto vale aproximadamente $33,5V$, ou seja, $\frac{\varepsilon}{D+1} + B^* = 33,5$. Para tempos gran-

des extrapolamos um valor de tensão de $10V$, e daí concluímos que $\frac{\varepsilon}{D+1} = 10$. Para iniciar o processo de ajuste, necessitávamos obter um valor aproximado para C_G . Adotamos então o método da “meia altura”, $e^{-1} = e^{-\frac{(D+1)t}{C_P R_{EXT}}}$, ou seja, $1 = (D+1)t/C_P R_{EXT}$. O valor de “t” era observado no gráfico. Com isso obtivemos um sistema de três equações e três incógnitas. Desta maneira obtivemos os valores para D , B^* e C_G para iniciarmos os ajustes referentes a região “glow”. Na fase de ajuste propriamente dito, repetimos o procedimento utilizado antes, onde primeiramente apenas D ficou livre para variar. Posteriormente D e B^* ficavam livres e por último D , B^* e C_G variavam. Neste ajuste obtivemos os valores de C_G e R_G iguais a $0,11nF$ e $0,64M\Omega$ respectivamente. O valor de R_G obtido através da curva VxI experimental é de $0,37M\Omega$ o que difere do valor encontrado no ajuste em 58%, no entanto, os valores experimentais na região transiente são muito difíceis de se obter e a incerteza na medida também é alta. Já o valor de C_G é menor do que o encontrado para C_T , este resultado foi diferente do esperado, pois acreditávamos que o valor da capacitância com o plasma fosse maior. As figuras 4.9 e 4.8 mostram as curvas fitadas.

Sabendo os valores de C_P e R_P em cada região, pode-se resolver a equação 4.3 numericamente. Para simular a transição, impomos no programa de cálculo numérico um valor máximo, V_{MAX} , e mínimo, V_{MIN} , para a tensão sobre o capacitor, os quais indicariam ao programa que este deveria comutar os valores de C_P e R_P usados no cálculo. Com base nos gráficos da auto-oscilação experimentais, adotamos o seguinte procedimento:

- Informamos ao programa os valores de C_P e R_P em cada região.
- Iniciamos a integração com os valores de C_T e R_T .
- Quando $V(t) \geq V_{MAX}$, C_P e R_P assumem os valores referentes a região

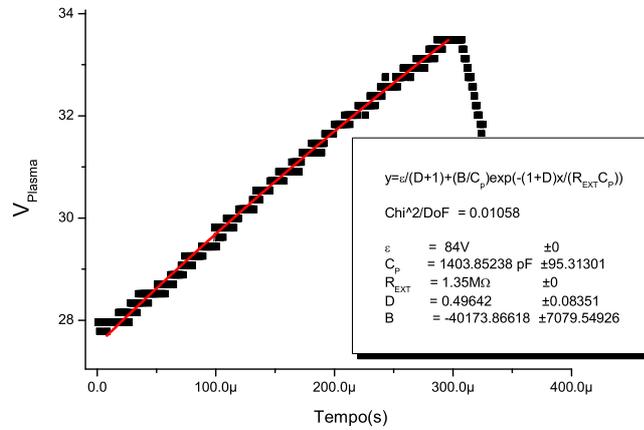


Figura 4.8: Ajuste da curva experimental da auto oscilação $\varepsilon = 84V$ e $R_{EXT} = 1,35M\Omega$. Este curva refere-se a região Townsend. Para esta região os valores de C_T e R_T são respectivamente $1,4nF$ e $2,72M\Omega$.

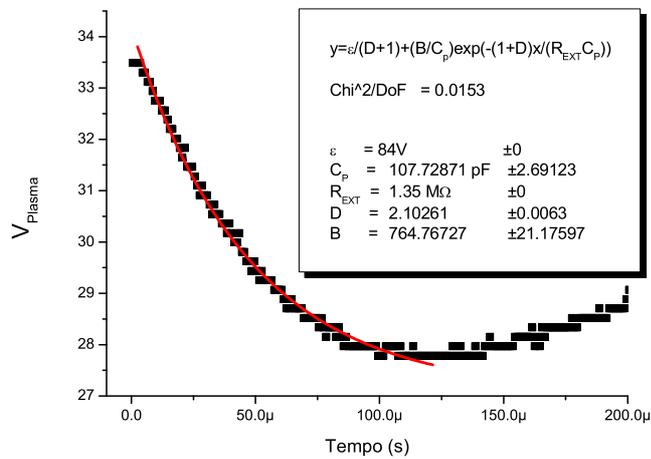


Figura 4.9: Ajuste da curva experimental da auto oscilação para $\varepsilon = 84V$ e $R_{EXT} = 1,35M\Omega$. Este curva refere-se a região glow. Encontramos valores de C_G e R_G são iguais a $0,11nF$ e $0,64M\Omega$.

“glow”.

- Quando $V(t) \leq V_{MIN}$, C_P e R_P retornam para os valores referentes a região Townsend.
- O passo foi de $1\mu s$.

Uma análise do circuito mostrado na figura 4.6 revela que nas condições em que o capacitor de plasma está carregado, o resistor externo e o resistor de plasma funcionam como divisores de tensão da fonte DC. Assim quanto maior for a resistência de plasma maior será a tensão final do capacitor. Desta forma é fácil supor que quando a resistência for maior haverá um aumento da tensão no capacitor, o que pode ser entendido como um processo de carga. Reciprocamente, quando o resistor de plasma diminuir, a tensão no capacitor de plasma se descarregará. Pela análise da curva VxI e através do ajuste obtivemos que $R_T > R_G$. A mesma condição foi necessariamente imposta no programa de cálculo numérico da equação 4.5 sendo que para ser atingida os potenciais de transição critérios de valores mínimos e máximos para R_P deveriam ser obedecidos. A corrente passa por R_{EXT} e se divide em duas, passando tanto pelo capacitor C_T quanto pelo resistor R_T . Por estarem em paralelo, as tensões sobre os dois elementos, C_T e R_T , são iguais e quando o capacitor estiver completamente carregado, esta será ditada pelo divisor de tensão constituído por R_{EXT} e R_P . Na transição, quando trocarmos os valores de C_P e R_P para C_G e R_G , se o novo valor de R_P , for menor que o anterior, a tensão final sobre o capacitor irá diminuir. Como R_G é menor que R_T , a tensão sobre o capacitor diminuirá, com o capacitor se descarregando sobre o resistor. Comutando os valores de C_P e R_P , foi possível reproduzir numericamente o fenômeno da auto - oscilação.

4.3 Resultados

O modelo RC paralelo reproduz satisfatoriamente o processo de a auto-oscilação verificado no plasma produzido por lâmpada néon. A rigor, um modelo mais elaborado poderia ser feito, introduzindo uma transição mais suave entre os dois regimes de descarga. Tal modelo certamente produziria um melhor ajuste entre a previsão teórica e o experimentalmente verificado, principalmente na região temporal de transição. Pode-se perceber que na realidade a mudança nos valores de C_P e R_P não são de forma abrupta como se faz no programa usado neste trabalho. A figura 4.10 mostra a comparação entre a curva experimental e a solução numérica da equação 4.2.

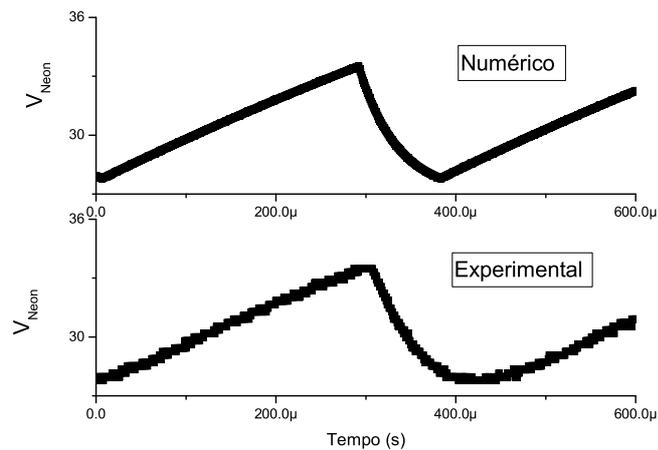


Figura 4.10: Comparação entre o resultado numérico e a curva experimental da auto-oscilação para $\varepsilon = 84V$ e $R_{EXT} = 1.35M\Omega$.

Uma fator verificado experimentalmente foi que a frequência da auto oscilação depende da corrente que circula pelo plasma, tal verificação foi possível variando a resistência no potenciometro e anotando seus valores e os valores da frequência de auto oscilação. A figura 4.11 exhibe a dependência da frequência e do período

da auto - oscilação em função da resistência R_{EXT} .

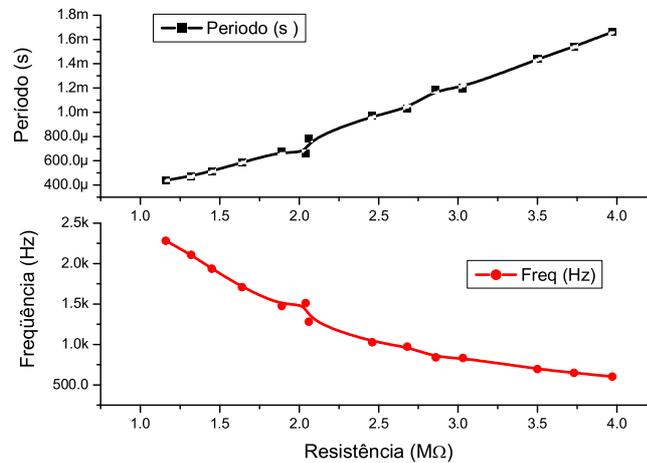


Figura 4.11: Dependência da frequência e do período com a resistência externa R_{EXT} .

4.4 Obtenção experimental da curva IxV

O objetivo de colocar esta seção no fim deste capítulo é auxiliar qualquer pessoa que tenha um pouco de habilidade com multímetro ou osciloscópio obter a curva representada na figura 2.1 experimentalmente. No entanto será necessário ter consciência da importância da fonte externa que *alimentará* a descarga, pois ela é fundamental para o bom funcionamento da descarga como também para o sucesso da obtenção da curva.

Imaginemos uma descarga em laboratório, utilizando um tubo de vidro cilíndrico com eletrodos metálicos. Tais eletrodos devem ser de um material que não deteriore para não *contaminar* o gás dentro do vidro. Para obtenção da curva pode-se usar uma fonte DC de tensão ε , um capacitor, uma chave de dois es-

tágios, um resistor de resistência R e uma lâmpada selada de descarga elétrica, todos estes elementos são conectados em série. Esta montagem esta representada na figura 4.14. A ddp entre os eletrodos será dada por

$$ddp_{\text{eletrodos}} = \varepsilon - IR \quad (4.6)$$

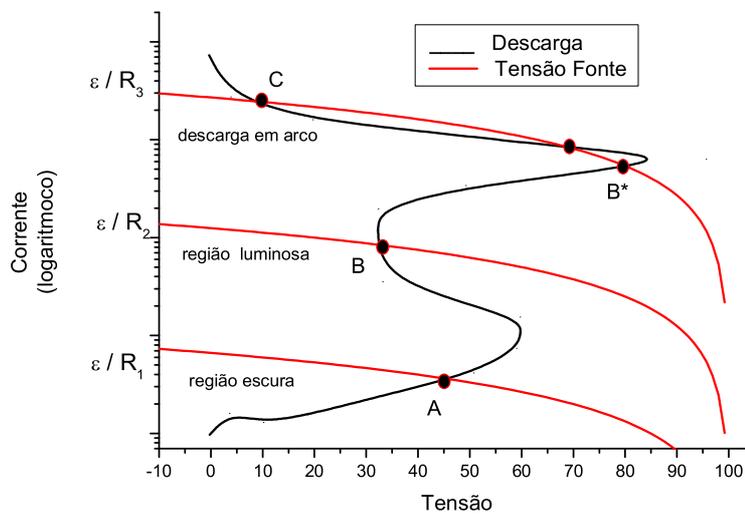


Figura 4.12: A figura mostra os pontos de intercessão na curva IxV do plasma com a fonte DC. Estes pontos são os pontos de operação do sistema. Os pontos A, B e C são estáveis. O ponto B^* é um ponto instável. Consideremos que os valores de $R_1 > R_2 > R_3$.

A figura 4.12 mostra as curvas da descarga elétrica em um gás e a curva da fonte, chamamos de ponto de operação a intercessão entre as curvas². Podemos ajustar a tensão ε em conjunto com o valor do resistor para produzirmos uma descarga desejável. Imaginemos que tenhamos um valor de ε fixo, ao variarmos

²**ponto de operação:** Local onde o plasma é formado.

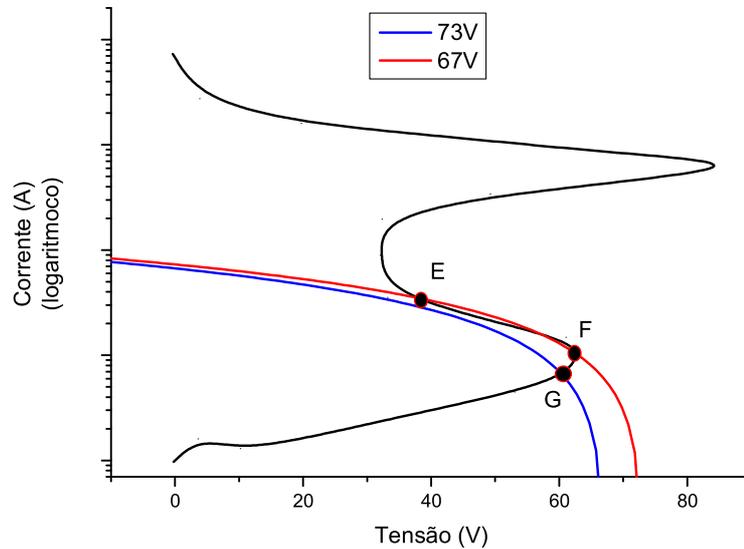


Figura 4.13: A figura mostra os pontos de operação do sistema. Uma pequena diminuição na tensão da fonte faz com que o ponto de operação mude da região luminosa para escura.

o valor de R podemos varrer alguns pontos de operação através da corrente. No entanto, se o valor de ε for menos que o V_{rup} não será possível conseguir uma descarga luminosa. Uma outra dificuldade que pode surgir é termos uma combinação de R e ε que faça com que existam vários pontos de operação, o que pode tornar a descarga instável. Experimentalmente é possível obtermos um ponto de operação que seja estável, porém ao variarmos a tensão na fonte em alguns volts a descarga transita bruscamente para uma outra região. Se observarmos a figura 4.13 podemos ver que “E” é um ponto estável da descarga e está na região luminosa, se diminuirmos a tensão da fonte em alguns poucos volts a descarga transitará rapidamente para o ponto “G” que pertence à região de descarga escura. A combinação de valores para ε e R são fundamentais para

uma descarga estável.

4.4.1 Obtendo IxV

Sabendo da necessidade de combinarmos o valor de ε e R para trabalharmos em um regime estável da descarga, fizemos o levantamento da curva característica tensão *versus* corrente na lâmpada de descarga utilizada nesta dissertação. Para isso fizemos uma montagem que consistiu em uma fonte DC regulável (0 - 400 Volts), um resistor de 100 K Ω , uma chave S_1 de dois estágios, um banco capacitor cuja as características são 6000 μF e 385Volts, um potenciometro linear e uma lâmpada de descarga elétrica. O banco capacitor, o potenciometro linear e a lâmpada de descarga elétrica foram conectados em série. Utilizamos o banco capacitor para evitar ruídos proveniente da rede elétrica, a S_1 de dois estágios desacopla a fonte do circuito. A função da fonte era alimentar o banco capacitor, já o banco capacitor fornecia energia elétrica à lâmpada, e com o intuito de limitar a corrente no circuito utilizamos os resistores. A figura 4.14 mostra o esquema do circuito utilizado para a obtenção da curva.

Para leitura das tensões sobre os elementos, utilizamos um osciloscópio Tektronix modelo TDS 210. Devido a alguns pequenos ruídos existentes optamos realizar as medidas utilizando o modo XY do osciloscópio, pois desta forma medimos apenas as variações das tensões sobre a lâmpada e o resistor. Para realizarmos as medidas fizemos uma *calibração* nos canais do osciloscópio para termos um **zero** como referencial, isso foi feito com a tensão no banco capacitor igual a zero Volts. O canal 1 do osciloscópio estava conectado a lâmpada e corresponde ao deslocamento horizontal na tela do osciloscópio, já o canal 2 foi conectado ao potenciometro e a variação da tensão é dada na direção vertical. Ambos os canais do osciloscópio estavam no acoplamento CC. Ajustamos o **ponto** no centro da

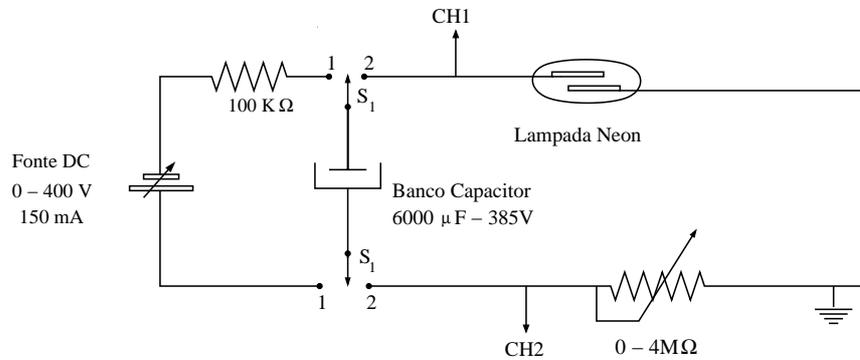


Figura 4.14: Esquema da montagem experimental para obtenção da curva $V \times I$ de uma descarga elétrica em gases, utilizamos uma fonte DC regulável (0 – 400V), um resistor de $100\text{ K}\Omega$, uma chave S_1 de dois estágios, um banco capacitor cuja as características são $6000\mu\text{F}$ e 385Volts , um potenciometro linear e uma lâmpada de descarga elétrica

tela do osciloscópio. Deslocamento horizontal do ponto corresponde a uma variação na tensão na lâmpada, já um deslocamento vertical corresponde a tensão no resistor. Feito isso, o centro da tela passa a ser nosso referencial **zero**³. A figura 4.15 mostra o centro da tela do osciloscópio como o referencial zero. Depois deste processo de calibração demos início as medidas.

Adotamos o seguinte procedimento: A fonte DC partiu do zero e variamos sua tensão progressivamente. Com o canal 1 do osciloscópio fizemos a leitura da tensão sobre a lâmpada e com o canal 2 a leitura sobre a tensão no potenciometro, durante as medidas o potenciometro foi ajustado em $550\text{ K}\Omega$. Ao variar a tensão na fonte, utilizando o acoplamento CC do osciloscópio, observamos as variações

³O centro da tela foi por nós escolhido como zero, no entanto poderia ser qualquer outro ponto na tela do osciloscópio

das tensões na lâmpada e no resistor utilizando o modo XY.

Primeiro elevamos a tensão da fonte em $10V$, carregamos o capacitor colocando a chave S_1 na posição 1, desta maneira carregamos o banco capacitor, feito isso colocamos a chave S_1 na posição 2 e imediatamente observamos uma variação nas tensões, a figura 4.16 exibe a variação das tensões. Por exemplo, para sabermos qual o valor da tensão sobre a lâmpada basta determinarmos qual foi o deslocamento horizontal do ponto. Isso pode ser feito contando quantos centímetros o ponto se deslocou na direção horizontal do centro da tela, depois que fizermos isso multiplicamos este valor pelo valor da base do canal.

Para o caso onde temos $10V$ na fonte, veja figura 4.16, para a tensão na lâmpada o ponto sofre um deslocamento na horizontal de 1 cm , do centro da tela. Multiplicando pelo valor da base que vale $2V$ a tensão na lâmpada vale 2Volts .

O mesmo procedimento foi feito para saber a tensão sobre o resistor, observe na figura 4.16 que o ponto teve um deslocamento na vertical de $0,4\text{cm}$. Multiplicando por $2V$, que é o valor da base no canal, temos que a tensão sobre o resistor vale $0,8\text{Volts}$.

Vale lembrar que a tensão na fonte é a soma **fasorial** das tensões sobre os elementos, só no caso de um circuito puramente resistivo podemos realizar a soma algébrica.

Continuamos nossas medidas variando gradativamente a tensão na fonte, agora elevando a tensão da fonte para $30V$, carregamos o banco capacitor colocando a chave S_1 na posição 1, logo após colocamos a chave na posição 2. Houve outro deslocamento do ponto, observe na figura 4.17. Mais uma vez determinamos as tensões na lâmpada e no resistor. Para a lâmpada, na direção horizontal, o ponto está a $3,1\text{cm}$ do centro da tela. Multiplicando por 2 , que é o valor do canal da base, temos que a tensão sobre a lâmpada é igual a $6,2\text{Volts}$. Para o resistor,

na direção vertical, o ponto está a 1,2cm do centro da tela. Multiplicando por 2, então a tensão sobre o resistor vale 2,4 volts.

A tensão no resistor nos permitiu determinar a corrente que passava pela lâmpada naquele instante. A figura 4.18 mostra o gráfico experimental da curva corrente *versus* tensão da lâmpada utilizada nesta dissertação.

Durante o experimento observamos que ao fim da região de **breakdown** haviam instabilidades nas tensões, evidenciando a dinâmica não linear do processo. A tensão de ruptura para esta lâmpada foi de 62V caindo rapidamente para 55V. As medidas obtidas foram satisfatórias e estão de acordo com a figura 2.1. Ao continuarmos a aumentar a tensão na fonte conseguimos observar a descarga normal da lâmpada e o início da descarga anormal, porém encerramos nossas medidas para conservarmos a integridade física da lâmpada.

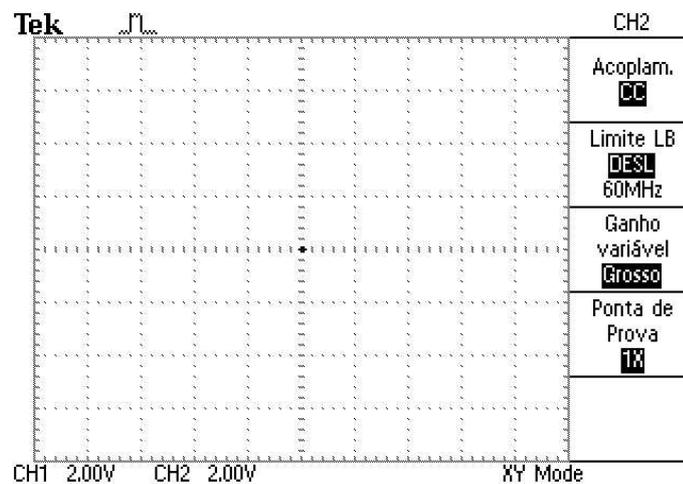


Figura 4.15: Imagem capturada do osciloscópio mostrando o referencial zero das tensões no modo XY. Os canais do osciloscópio estão no acoplamento CC.

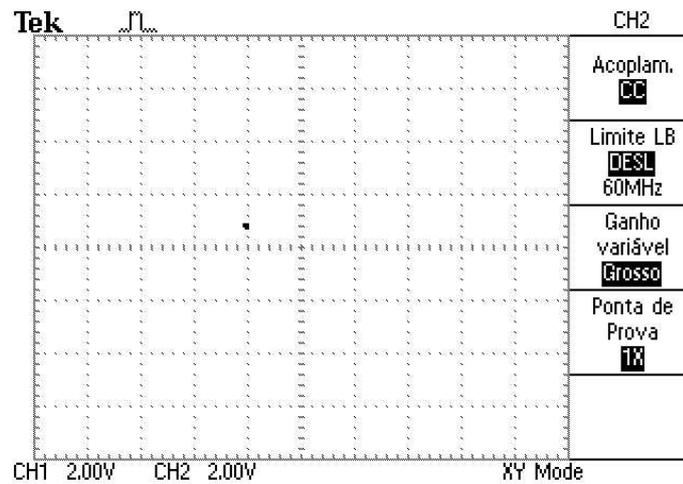


Figura 4.16: Imagem capturada do oscisoscópio mostrado o deslocamento das tensões para uma tensão na fonte igual a 10V, a tensão na lâmpada vale 2Volts e sobre o resistor a tensão é igual a 0,4Volts.

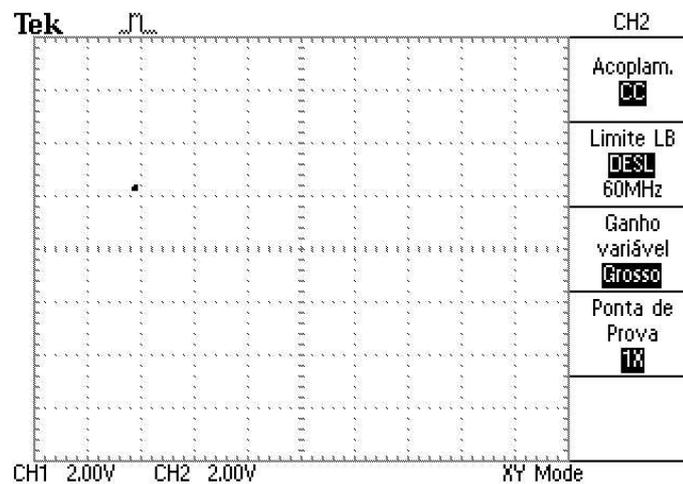


Figura 4.17: Imagem capturada do oscisoscópio mostrado o deslocamento das tensões para uma tensão na fonte igual a 30V, a tensão na lâmpada vale 6,2Volts e sobre o resistor a tensão é igual a 2,2Volts.

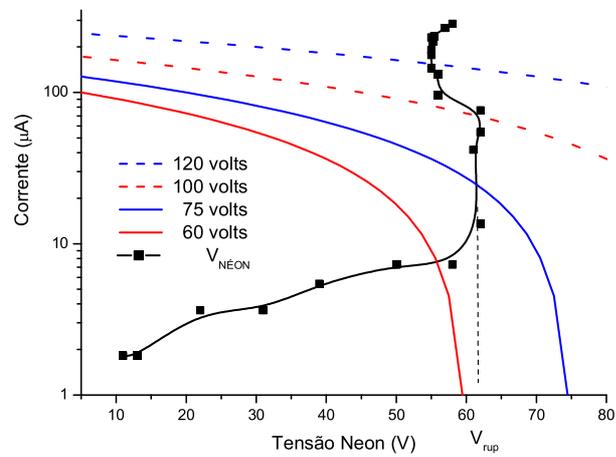


Figura 4.18: Gráfico V x I de uma lâmpada de descarga elétrica obtido experimentalmente mostrando a influência da tensão na fonte nos pontos de operação da descarga. Para esta medida o potenciômetro foi ajustado em $550K\Omega$

Capítulo 5

Conclusões

Esta tese é dedicada a análise do processo de auto - oscilação em Plasma. Visamos principalmente entender os mecanismos físicos que induzem tal processo. Devido a simplicidade da montagem experimental, optamos por produzir o plasma usando uma simples lâmpada néon, dessas usadas em chave de fenda de teste de fase. O circuito empregado na montagem experimental é bastante simples e conta com a associação em série de um banco de capacitores, um potenciometro de limitação de corrente e um lâmpada néon. O principal dispositivo de diagnóstico usado neste trabalho foi um osciloscópio digital TDS 210 da Tecktronix. A análise empreendida se baseou principalmente em teoria de circuitos e magnetohidrodinâmica. Fundamentamos nossas conclusões nas curvas características de tensão versus corrente, tanto da fonte quando do plasma gerado. Com os estudos realizados sobre a característica $I \times V$ do plasma, pudemos concluir que o processo de auto-oscilação era induzido pela transição do regime de descarga elétrica do tipo de Townsend para o regime de descarga luminescente ou descarga do tipo “glow”. A análise experimental do espaço de fase foi fundamental para chegarmos a esta conclusão. A observação da evolução dinâmica da curva de ten-

são versus corrente sobre o plasma revela esta conclusão, apoiada pela exigência de casamento de impedância entre o plasma e a fonte externa para se desenvolver uma descarga estável. O plasma é rico em fenômenos ondulatórios e não lineares. O fenômeno aqui estudado é apenas um de muitos outros que são observados em plasma.

Para testar nossa hipótese sobre o processo de indução da auto oscilação do plasma, o modelamos, utilizando teoria de circuito, como sendo representado por uma associação RC em paralelo. Concluimos que o plasma durante a transição entre os regimes de descarga Townsend - “glow” se comporta como um capacitor e um resistor em paralelo, observando a curva experimental de auto oscilação, que apresentava um aspecto da combinação de duas curva; uma de carga e outro de descarga de um simples capacitor. Este simples modelo permitiu reproduzir o fenômeno satisfatoriamente. Um fato experimental observado é que a capacitância, C_P , e resistência, R_P , de plasma mudam de valores quando este transita de uma região para outra. Durante a avaliação numérica do modelo, supomos que esta transição se dá de forma abrupta, contudo o resultado experimental mostra que a transição é feita de maneira suave. Os valores de R_P encontrados no ajuste da previsão teórica do modelo RC paralelo estão de acordo com os mesmos valores de R_P retirados da curva $V \times I$ obtida experimentalmente. Também concluimos que a frequência da auto oscilação depende da corrente que circula no plasma.

Tendo em vista que a auto-oscilação tem um caráter “on - off”, algumas possibilidades de aplicação deste fenômeno existem, entre elas o de usar o plasma como uma fonte de ondas de modulação do tipo “continuous waves” (CW). Manipulando a corrente do plasma é possível alterar a frequência de oscilação da onda CW. Uma outra possível aplicação está relacionada a amplificação de sinais harmônicos utilizando o plasma, recentes investigações experimentais estão sendo

feitas neste sentido [12].

A abordagem teórica empregada nesta tese que combina teoria de circuito, magnetohidrodinâmica e o teorema complexo de Poynting, se mostra promissora. Obtivemos expressões para resistência e reatância de plasma para o caso de plasma livre de campos e plasma com colisão obedecendo o modelo de Drud. Tais expressões ficaram em função de parâmetros MHD de plasma e geométricos da câmara de descarga. A tabela 5.1 mostra as dependências de R_P e X_P em função dos parâmetros geométricos dos eletrodos. Uma continuação desta linha de pesquisa seria a de analisar modelos mais realísticos de plasma, como por exemplo, no caso em que temos no equilíbrio uma corrente estacionária de plasma.

Para obtermos as expressões de R_P e χ_P é necessário conhecer o tensor condutividade referente ao plasma a ser analisado e os campos autoconsistentes. Um dos campos harmônicos utilizado no modelamento é o experimentalmente imposto pela montagem experimental de excitação, enquanto o segundo campo é obtido através das equações de Maxwell. Para alguns casos, o tensor dielétrico já estão disponíveis na literatura.

As perspectivas futuras para este trabalho envolvem a investigação de como se comporta a topologia das curvas $I \times V$ em função de alguns parâmetros, entre eles: a pressão, tipo de gás, etc. Tal estudo permitiria ajustar o plasma gerado de modo a que o fenômeno de auto-oscilação possa ser usado em faixa de frequência e potência adequados a uma dada aplicação tecnológica. Temos a intenção de investigar o uso deste fenômeno para construir um amplificador a plasma [12].

<i>Modelo</i>	R_P	χ_P
Plasma Livre de Campo $\vec{E} = \text{Constante}$	Nulo	Proporcional \mathbf{a}^4 e Inversamente proporcional a \mathbf{d}
Plasma Livre de Campo $\vec{B} = \text{Constante}$	Nulo	Proporcional \mathbf{a}^4 e \mathbf{d}
Plasma com colisão $\vec{E} = \text{Constante}$	Proporcional \mathbf{a}^2 e \mathbf{d}	Proporcional \mathbf{a}^4 e \mathbf{d}
Plasma com colisão $\vec{E} = \text{Constante}$	Proporcional \mathbf{a}^2 e \mathbf{d}	Proporcional \mathbf{a}^4 e \mathbf{d}

Tabela 5.1: Dependência de R_P e X_P em função dos parâmetros geométricos dos eletrodos.

Referências Bibliográficas

- [1] M. Heintze, R. Zedlitz e G. H. Bauer. *Journal of Physics D* **26**, 10 (1993).
- [2] Q. D. Pang e J. C. McClure. *Spectroscopy Letters* **24**, 487 – 497 (1991).
- [3] B. Goncalves, C. Hidalgo e M. A. Pedrosa. *Czechoslovak Journal of Physics* **53**, 827 – 852 (1991).
- [4] A. Bogaerts, E. Neyts, R. Gijbels e J. van der Mullen. *Spectrochimica Acta Part B* **57**, 609 – 658 (2002).
- [5] B. Goncalves, C. Hidalgo e M. A. Pedrosa. *Czechoslovak Journal of Physics* **10**, 487 – 497 (1991).
- [6] K. Tsui, G. Cavalcanti, A. Farias, M. Marinha, L. Soares e C. Massone. *Journal of Applied Physics* **79**, 8269 (1996).
- [7] K. Tsui, A. V. F. Silva, I. B. Couceiro, A. D. T. Jr. e C. A. Massone. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **27**, 448 (1991).
- [8] V. Engel. *Ionized Gases*. 2 Edição - Oxford At The Clarendon Press (1965).
- [9] Howatson. *Descarga electrica en gases*. Ediciones Urno (1965).
- [10] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. J. Wiley, New York (1975).

- [11] E. E. Farias, G. H. Cavalcanti, F. O. Borges e M. A. M. Santiago. *American Institute of Physics Proceedings, XI Latin American Workshop on Plasma Physics, Cidade do México* (2005).
- [12] E. E. Farias, G. H. Cavalcanti e M. A. M. Santiago. *American Institute of Physics Proceedings, XI Latin American Workshop on Plasma Physics, Cidade do México*. (2005).
- [13] T. Braun, J. A. Lisboa, R. E. Francke e J. A. C. Gallas. *Phys Rev Lett* **59**, 613 (1987).
- [14] P. Y. Cheung e A. Y. Wong. *Phys Rev Lett* **59**, 551 (1987).
- [15] P. Y. Cheung, S. Donovan e A. Y. Wong. *Phys Rev Lett* **61**, 1360 (1988).
- [16] J. Qin, L. Wang, D. P. Yuan, P. Gao e Z. Zhang. *Phys Rev Lett* **63**, 163 (1989).
- [17] D. Weixing, H. Wei, W. Xiaodong e C. X. Yu. *Phys Rev Lett* **70**, 170 (1993).
- [18] N. Sato, G. Popa, E. Märk, E. Mravlag e R. Schrittwieser. *Phys Fluids* **19**, 70 (1976).
- [19] S. J. Hanh e J. K. Lee. *Phys Rev Lett* **68**, 2162 (1993).
- [20] S. J. Hanh, J. K. Lee e E. H. Park. *Nucl Instrum Methods Phys Res A* **341**, 200 (1994).
- [21] G. M. H. Knippels, R. F. X. A. M. Mols, A. F. G. van der Meer, D. Oepts e P. W. van Amersfoort. *Phys Rev Lett* **75**, 1755 (1995).
- [22] P. W. Lee, S. W. Lee e H. Y. Chang. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2024 (1996).

-
- [23] F. Greiner, T. Klenger, H. Klostermann e A. Piel. *Phys Rev Lett* **70**, 3071 (1993).
- [24] F. Greiner, T. Klinger e A. Piel. *Phys Plasma* **2**, 1810 (1995).
- [25] J. L. Hae e J. K. Lee. *Physics of Plasma* **5**, 2878 (1998).
- [26] J. L. Hae, J. K. Lee, M. S. Hur e Y. Yang. *Applied Physics Letters* **72**, 1445 (1998).