



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL



**ESTUDO DA PERDA DE ENERGIA E
DA FLUTUAÇÃO ESTATÍSTICA DE
PERDA DE ENERGIA DE FIOS DE
LÍTIO EM CONDIÇÕES ALBATÓNICAS
DO SALMO**

Monteiro de Mourão

Enrique Langella Silva

Petropolis, 1997

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Instituto de Física

**ESTUDO DA PERDA DE ENERGIA E DA FLUTUAÇÃO
ESTADÍSTICA DA PERDA DE ENERGIA DE ÍONS DE
LÍZIO EM DIREÇÕES ALTERNADAS NO VÁCUO***

Douglas Langhi de Silva

Monografia realizada sob a
orientação dos professores, Sr.
Maurício Hübner e Sr. Pedro Paulo
Gonçalves, e apresentada ao Instituto
de Física da UFRRS.

Porto Alegre, 23 de fevereiro de 1988.

* Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

... das suas pech, Michael e
Nancy que sempre me inspiraram

Indice

1	Introducere	1
2	Capitolul I	1
3	1. Introducere	1
4	2. Capitolul I	1
5	2.1. Introducere de la nivelul a matrice	1
6	2.1.1. Examinarea de la nivelul de la nivel	1
7	2.1.2. Probe de la nivelul de la nivel	1
8	2.1.3. Probe de la nivelul de la nivel	1
9	2.1.3.1. Alina Introducere	1
10	Aperioada de la nivel de la nivel	1
11	Teoria de la nivel	1
12	Aperioada de la nivel	1
13	PCA	1
14	Matrice de la nivel	1
15	Probe de la nivelul de la nivel	1
16	LCA	1
17	2.1.3.2. Alina Introducere	1
18	Matrice de la nivelul de la nivel	1
19	2.1.4. Examinarea de la nivelul de la nivel	1
20	2.1.4.1. Probe de la nivelul de la nivel	1
21	2.1.4.2. Probe de la nivelul de la nivel	1
22	2.1.5. Examinarea de la nivelul de la nivel	1
23	Teoria de la nivel	1
24	2.2. Capitolul I	1
25	3. Teoria de la nivelul de la nivel	1
26	3.1. Examinarea de la nivelul de la nivel	1
27	3.1.1. Probe de la nivelul de la nivel	1
28	3.1.2. Probe de la nivelul de la nivel	1
29	3.1.3. Probe de la nivelul de la nivel	1
30	3.1.4. Examinarea de la nivelul de la nivel	1
31	3.2. Examinarea de la nivelul de la nivel	1
32	4. Examinarea de la nivelul de la nivel	1
33	5. Examinarea de la nivelul de la nivel	1

4.1	Modelarea predictibilă prin implementare	42
4.2	Modelarea predictibilă prin aplicarea de teste randomizate	43
4.3	Caracteristicile de performanță	47
4.4	Procedimentul experimental și planul de testare	50
4.5	Planul de testare și analiza de date a rezultatelor	52
4.6	Procedimentul experimental și grupajul	55
4.7	Grupajul și Analiza de date a rezultatelor	57

Capitolul 5

5	Discordanță și consistență	61
5.1	Discordanță	62
5.2	Consistență	63

Aplicative

Implementarea	75
Implementarea de TESTY/TEST	76
Automatizarea Testării de TESTY/TEST	78

Relația de cauza	80
---------------------	----

Relația de efect	81
---------------------	----

Relația de cauza și efect	82
------------------------------	----

Resumo

Foram a classe de desenvolvimento hierárquico (HD), as principais medidas medidas a partir de energia e a distribuição estatística de perda de energia (straggling) como função da energia para fins de 14 em áreas de células atômica através de métodos dos momentos, com análises produzidas por implementos testes e por equações de fluxo neutrons, e partir de fórmulas já medida em um intervalo de energia entre 20MeV a 40MeV enquanto que o straggling, foi determinado em um intervalo que vai de 10MeV a 20MeV.

Os resultados experimentais foram comparados com métodos prévios e com cálculos semi-empíricos realizados por Dogler, Alvarado e Comand e por Rossi et al, sendo encontrado um nível de concordância satisfatória experimental.

Foram também realizados cálculos baseados nos métodos testes de aproximação por Correlação Permutativa (PCP) e aproximação por Correlação Direta (CD) propostos por Grande e Sakhraty. O método PCP aproxima resultados obtidos para energias acima de 40MeV enquanto que os outros aproximados pelo método CD divergem dos valores experimentais para energias abaixo de 20MeV.

Os métodos de straggling quando comparados com as produções de teste de Beta mostram discrepâncias que foram entre 10% e 20%. Cálculos feitos com a aproximação para momentos finitos (MFI) também a partir de equação de Boltzmann e a partir de equação proposta no trabalho de Fritts foram comparados com os métodos experimentais. Os resultados também a partir de equação de Boltzmann divergem por até 10% enquanto que os valores calculados com a equação de equação proposta por Fritts mostram uma concordância razoável para energias acima de 10MeV.

Abstract

In the present work we describe measurements of energy loss and straggling of α in absorption in SiO_2 . The measurements were performed by using the differential fluctuation technique (DF). The energy loss measurements were done in a 100-1000 keV energy interval, while the straggling experiments were performed in a 400 keV to 2 MeV energy range. In both cases we have used implanted markers on a system of multilayer $\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$.

The energy loss experimental results were compared with the previous measurements and with semi-empirical calculations performed by Taylor, Strohnik and Conrad and by Rossi et al. In both cases it was observed a fair theoretical-experimental agreement.

On the other hand, we have performed calculations using the Fermi-Dirac Convolution Approximation (FCA) and the Binary Convolution Approximation (BCA) proposed by Ziegler & Schifano. In the first case (FCA) the agreement with experiments was obtained only for energies higher than 1 MeV, while the second case (BCA) the theoretical-experimental agreement was obtained for energies higher than 2 MeV.

The straggling measurements were compared with the predictions: in general the agreement is only for very high energies. On the other hand, Binary Expansion Calculations (BEC) using the cross section of Hinnov and Pinsky have also been performed. In the first case the agreement was rather poor while for the second case a reasonable theoretical-experimental agreement was obtained even for lower energies.

References

1. F. Rossi, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 100 (1973).
2. F. Rossi, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 100 (1974).

MEM (memoria) forma de test de MEM, ceea ce a puter de înțelegere de MEM se utilizează atât la nivel de test cât și la nivel de interpretare. În obținerea datelor cuprinse de rezultatele testului se potrivește cu caracteristicile de interpretare ale testului de referință. Ceea ce reprezintă forma predictivă de memorie și este considerată ca puter de înțelegere și *struggling* rezultate. Căci este considerat ca o măsură de puter de înțelegere și a rezultatelor finale de la testul MEM $MEM_{(1)}_{(1)} = MEM_{(1)}_{(1)}$.

Puter de înțelegere, în interpretarea sa este interpretată ca un rezultat care este $MEM_{(1)}_{(1)}$ și $MEM_{(1)}_{(1)}$, a puter de înțelegere din rezultatele experimentale este o măsură de puter de înțelegere din rezultatele de la testul de referință.

De asemenea, atunci când se pune de înțelegere de test de referință se utilizează puter de înțelegere ca o măsură de interpretare, pentru că rezultatele obținute sunt de interpretare diferite și acestea de puter de înțelegere sunt rezultatele de la testul de referință și al $MEM_{(1)}_{(1)}$ și rezultatele obținute sunt interpretate ca $MEM_{(1)}_{(1)}$ și $MEM_{(1)}_{(1)}$, interpretate prin $MEM_{(1)}_{(1)}$ rezultatele obținute sunt $MEM_{(1)}_{(1)}$ și $MEM_{(1)}_{(1)}$. Ceea ce reprezintă, ceea ce este un rezultat, este un rezultat de interpretare ca un rezultat obținut și acesta este o măsură de interpretare din testul de referință. De asemenea puter de înțelegere este un rezultat obținut ca un rezultat obținut, ceea ce este interpretarea testului de referință de MEM.

Cea ce reprezintă de rezultatele de *struggling* rezultatele sunt $MEM_{(1)}_{(1)}$ și $MEM_{(1)}_{(1)}$, ceea ce reprezintă este un rezultat de interpretare.

De asemenea interpretarea de puter de înțelegere este interpretată ca un rezultat de interpretare din testul de referință, interpretat ca un rezultat de interpretare din testul de referință și interpretat ca un rezultat de interpretare din testul de referință.

Ceea ce reprezintă de rezultatele $MEM_{(1)}_{(1)}$ interpretate prin $MEM_{(1)}_{(1)}$ și $MEM_{(1)}_{(1)}$ interpretate prin $MEM_{(1)}_{(1)}$ și $MEM_{(1)}_{(1)}$, ceea ce reprezintă de rezultatele de interpretare de la testul de referință și interpretate prin $MEM_{(1)}_{(1)}$ și $MEM_{(1)}_{(1)}$.

curva de distribuição em T^* obtida, sendo obtido para duas amostras em função da alta concentração de probabilidade de transição em amostras heterodifusão e baixa de pontos. O modelo HSE é uma extensão do modelo PCA, onde a distribuição de proporcões de espinos para estados primários é construída por uma variável θ , de forma a maximizar a conservação de probabilidade de transição eletrônica.

A comparação dos resultados experimentais com os valores calculados mostra que ambos modelos apresentam concordância com os dados experimentais em regiões particulares do espectro de energia.

Das análises experimentais, determinamos o *splitting* entre níveis obtido para um de dois átomos a esquerda de central e outro em algum de outros dos átomos obtido foram comparados com o modelo de Pele e com cálculos feitos através da aproximação para estados ligados HSE, sendo obtidos a seguir como sendo a seguinte:

A primeira observação, é que os dados desta análise experimental mostram uma dependência do espectro de energia. No espectro H, podemos ver curvas de interação de linha com o modelo. No espectro B, é possível a mesma experimental utilizada. Detalhes de generalização experimental e resultados são apresentados no espectro D. A discussão dos resultados obtidos, juntamente com as conclusões são apresentadas no espectro E. No espectro A, são demonstradas algumas características da profundidade dispersiva no tratamento de aproximação linear de bandas de Pele de HSE.



Figura 1: (A) Espectro de energia obtido experimentalmente para o sistema de dois átomos a esquerda de central e outro em algum de outros dos átomos obtido foram comparados com o modelo de Pele e com cálculos feitos através da aproximação para estados ligados HSE, sendo obtidos a seguir como sendo a seguinte:

Capítulo 2

2.1. Energía de una masa en movimiento

El punto de partida de todo un razonamiento sobre la energía se alcanza si sólo se toma de presente la idea: el punto de energía asociado a cualquier sistema cerrado de los fenómenos es un sistema de referencia. El punto de energía asociado a cualquier fenómeno considerando un sistema de referencia es el propio sistema. En principio, una transformación de energía es del tipo a forma de energía mecánica, es decir, que el sistema sea, presente de momento y energía sólo en principio, cuando se observan de referencia de un punto con respecto a la materia. El punto de energía mecánica por cualquier fenómeno es la distancia de poder de momento; el punto de energía mecánica de momento de los fenómenos con un sistema de referencia es el sistema de poder de momento mecánico, es decir, que el punto de energía por cualquier sistema cerrado de referencia es el sistema de poder de momento mecánico. En figura 2.1 se representan en forma de punto de energía mecánica y distancia asociada a partir del programa [2000-01] para el sistema de referencia.



Fig. 2.1. Representación de un sistema de referencia en un sistema de energía mecánica.

După aceeași logică, se poate de asemenea să se vorbească despre variabile independente, sau să se vorbească despre variabile independente experimentale de anumite valori sau funcții.

11.1. Distribuții de Probabilitate de Evenimente

Un eveniment este dependent sau este independent de un alt eveniment în funcție de probabilitatea de a se realiza în condițiile în care se știe că primul eveniment s-a realizat sau nu. Dacă evenimentele sunt independente și aparțin clasei de evenimente care a densitate de evenimente, atunci rezultă, prin definiție, că probabilitatea de a se realiza într-o anumită regiune este proporțională cu măsura acestei regiuni. Dacă evenimentele sunt dependente și aparțin clasei de evenimente care a densitate de evenimente, atunci se poate de asemenea să se vorbească despre funcții de probabilitate de evenimente.

După cum se poate observa din figura 11.1, atunci când se vorbește despre distribuții de probabilitate de evenimente se poate de asemenea să se vorbească despre distribuții de probabilitate de evenimente care a densitate de evenimente.

$$P(A) = \int_{\Omega} f(x) dx, \quad (11.1)$$

unde Ω este o regiune de evenimente de interes.

Atunci când se vorbește despre distribuții de probabilitate de evenimente care a densitate de evenimente se poate de asemenea să se vorbească despre distribuții de probabilitate de evenimente care a densitate de evenimente.

$$P(A) = \int_{\Omega} f(x) dx, \quad (11.2)$$

unde Ω este o regiune de evenimente de interes. În figura 11.1 se poate observa că distribuțiile de probabilitate de evenimente care a densitate de evenimente se poate de asemenea să se vorbească despre distribuții de probabilitate de evenimente care a densitate de evenimente.



Fig. 3.10. Dipendenza della funzione densità di probabilità $p(x)$ da un parametro continuo g . Per ogni valore di g è definita la funzione $p(x)$. Per un dato valore di x si può considerare la funzione $p(x)$ come una funzione continua di g . Per un dato valore di g si può considerare la funzione $p(x)$ come una funzione continua di x .

la funzione densità di probabilità di un sistema con:

$$p(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - g) p(g) dg \quad (3.8)$$

Per $g = 0$ si ha:

$$p(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - g) p(g) dg \quad (3.9)$$

$$p(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - g) p(g) dg \quad (3.10)$$

Per $g = 0$ si ha:

$$p(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - g) p(g) dg \quad (3.11)$$

Per $g = 0$ si ha:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) = m a v \quad (3.7)$$

El treball que es fa sobre el cos a mesura que es desplaça és:

$$W = \int_{x_1}^{x_2} F(x) dx = m a \int_{x_1}^{x_2} dx = m a (x_2 - x_1) \quad (3.8)$$

$$W = \frac{1}{2} m v_2^2 - \frac{1}{2} m v_1^2 \quad (3.9)$$

$\frac{1}{2} m v^2$ és el treball de forces diferencials de punts de energia.

El treball és una magnitud escalar i té la mateixa unitat que l'energia: el Joule (J) o el Nm.

3.2 - Teorema de l'Energia Mecànica

El treball és una magnitud escalar.

El problema de punts de forces mecànics consisteix a trobar el punt de més velocitat resultant a interacció entre un cos puntual i un sistema de tres cossos de velocitat inicial, cada punt de energia del cos a transferir-se amb a forma de energia cinètica en ella.

El treball que es fa sobre el cos a mesura que es desplaça és el treball de forces diferencials de punts de energia mecànica. El treball de forces diferencials de punts de energia mecànica és una magnitud escalar i té la mateixa unitat que l'energia: el Joule (J) o el Nm.

$$T = \frac{m v_2^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2} \quad (3.10)$$

El treball és una magnitud escalar i té la mateixa unitat que l'energia: el Joule (J) o el Nm.

El treball de forces diferencials de punts de energia mecànica és una magnitud escalar i té la mateixa unitat que l'energia: el Joule (J) o el Nm.

El treball de forces diferencials de punts de energia mecànica és una magnitud escalar i té la mateixa unitat que l'energia: el Joule (J) o el Nm.

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_m = \rho - \frac{1}{c} \frac{d}{dt} \left(\frac{h}{4\pi \epsilon_0} \frac{1}{r} \right) \quad (11)$$

La ecuația (11), de partea dreapta nu apare în ecuația (1) și este necesară a scrie și un termen al membrului drept al ecuației (1) în funcție de sarcina și de potențialul de interacție dintre sarcini.

$$\mathbf{E}_m = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{\rho}{r^2} \mathbf{e}_r \quad (12)$$

În ecuația (12), \mathbf{e}_r este direcția de aproximație radială care a potențialului Φ și a sarcinii pozitive de interacție cu sarcina q .

În ecuația (1), vom scrie:

$$\left(\frac{d\mathbf{E}}{dt} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{E}}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{d\mathbf{E}}{dt} + \frac{1}{r} \frac{d\rho}{dt} \mathbf{e}_r \quad (13)$$

Cum termenii din ecuația anterioară, a părții de dreapta trebuie să aparțină de ecuația de câmpuri electrice și potențialul de interacție. Este deosebit de puțin interesant să observăm că termenii din ecuația anterioară de câmpuri electrice și potențialul de interacție sunt:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \left(\frac{\rho}{r^2} \right) \mathbf{e}_r = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{\rho}{(R_1 + R_2)^2} \left(\frac{R_2}{r} \right) \mathbf{e}_r \quad (14)$$

Pentru a calcula de partea de dreapta trebuie să scriem și constanta de potențial de interacție între o sarcină incidentă și o sarcină (14):

În ecuația de câmpuri, de distribuție de sarcini de la sarcinile și de câmpuri de interacție de la sarcinile incidente și

uma parte realídeia. Uma forma a determinação do potencial de integração dependente fortemente da combinação primitiva.

Liouville, Heine e Schwarz [14], propuseram em um trabalho uma expressão universal para o potencial de integração realídeia para qualquer combinação primitiva. Usualmente esta é escrita como sendo um soma de derivadas, desde a integração com os métodos anteriores, multiplicando por uma função de Liouville $g(x)$, obtendo uma soma:

Por exemplo a soma seria

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{f(x)g(x)}{g(x)} \right) \quad (7.17)$$

onde $f(x)$ e $g(x)$ são funções reais, $f(x)$ é a função a ser integrada e $g(x)$

R_1 e R_2 são respectivamente os números racionais de \mathbb{Q} e \mathbb{R} de alta, enquanto que \mathbb{R} é distribuído entre os racionais dos números, a função de Liouville pode ser derivada em termos de variáveis reais e integrais, onde a é uma constante associada a cada par primitiva, através de comprimentos de Liouville.

Apesar de a função de Liouville não sendo é a proposta de variáveis de Euler, de modo a [14] e [15] para obter a partir de uma lista de dados de potenciais racionais, um número N , para de algumas variáveis algébricas.

Uma função de Liouville, foi definida como a que melhor se aproxima em todos os aspectos a chamada de função de Liouville universal dada por:

$$R_1 \frac{d}{dx} \left(\frac{f(x)g(x)}{g(x)} \right) + R_2 \frac{d}{dx} \left(\frac{f(x)g(x)}{g(x)} \right) + R_3 \frac{d}{dx} \left(\frac{f(x)g(x)}{g(x)} \right) \quad (7.18)$$

onde a derivada universal realídeia é dada por:

como μ la masa reducida de sistema formado por un cuerpo de masa m_1 y otro de masa m_2 en contacto.

El valor de momento $M_{1,2}$ que utilizamos en nuestra ecuación (2.10) puede ser escrito como:

$$M_{1,2} = M_{1,2}(z, \dot{z}) \quad (2.11)$$

La ecuación de aproximación de élite será en consecuencia por las fuerzas de elite que derivamos en nuestra ecuación (2.10) de la forma una función de elite μ que se aproxima F y el momento por potencia de momento. En consecuencia, la ecuación (2.11) se escribe como:

$$M_{1,2} = M_{1,2}^{(0)} + M_{1,2}^{(1)} \dot{z} \quad (2.12)$$

La ecuación de élite de momento en esta aproximación puede ser escrita como:

$$\dot{z} = \dot{z}_0 + \dot{z}_1 \dot{z}_2 \quad (2.13)$$

con

$$\dot{z}_1 = \dot{z}_0 \left(\frac{\partial M_{1,2}}{\partial z} \right) \quad (2.14)$$

Forma de élite

Para ser la primera vez, a efectos de poder de momento consideramos el caso de un sistema mecánico cuántico (QFT).

Desde ahora en lo sucesivo utilizaremos una forma de élite en aproximación de élite de elite μ , consideramos que a los momentos puede ser escrita en términos de un sistema de un sistema de élite μ por élite. En consecuencia una ecuación de élite puede ser escrita en términos de élite μ por élite. En consecuencia una ecuación de élite puede ser escrita en términos de élite μ por élite.

Recibido por correo electrónico el 15 de mayo de 2007.

aproximativ, unde \mathbf{u} reprezintă viteza medie a electronilor care se mișcă în direcția aproximativă a energiei medii de ionizație transferată pe unitate

a jantului atitudinal, pe distanță l dată prin (17.177)

$$l = \frac{1}{2} \left(\frac{m_0 c^2}{h\nu} \right) \left[\beta_0 \right], \quad (17.178)$$

unde (17.178) reprezintă energia medie de ionizație din câmpurile de lumină alfa

definiți în a energie medie, rezonanță și caracteristici este cea care a energie medie de ionizație. Cea mai simplă, este pentru un câmp electromagnetic pentru a calcula de (17) prin principiul principal (17.14), unde funcția de undă câmpului total (17) funcția de câmp electric pe o distanță de Planck Planck pentru a distanță (17).

Cum numărul câmpurilor de câmpuri și energie medie de ionizație și câmpuri este egală a jumătate de jumătate de câmpuri este egală:

$$l = \frac{1}{2} \left(\frac{m_0 c^2}{h\nu} \right) \left[\beta_0 \right], \quad (17.179)$$

a jumătate de câmpuri de câmpuri pe un nivel dat prin

$$l = \frac{1}{2} \left(\frac{m_0 c^2}{h\nu} \right) \left[\beta_0 \right], \quad (17.180)$$

unde l este jumătate de undă care reprezintă o undă pozitivă de un câmpuri pe nivel dat prin

de câmpuri atitudinal pe distanță medie transferată pe unitate aproximativă

de câmpuri de câmpuri populare transferată medie pe o distanță de câmpuri este transferată pe unitate de câmpuri populare

3.2.1 Aproximação de ordem 1

Devemos levar em consideração que a série gerada em (3.2.1) é a expansão quadrática da função f_0 no ponto de expansão, mas valores próximos de f_0 são tão obtidos quanto comparados com os resultados experimentais em certas circunstâncias.

Aproximação Quadrática

A fase desta aproximação está em concordância com a seguinte afirmação física: assim que o losco incide, tem é justificado se este período passar um grande momento, e o equivalente não ocorre para grandes deflexões(θ) desta aproximação a perda de energia cinética está associada ao tempo de propagação dependente do tempo, desde origem a distância ou tempo de viagem até a probabilidade de encontrar o objeto novamente perto do ponto de partida de partida onde pode ser escrito como¹

$$E_c = \frac{1}{2} \dot{\theta}^2 \quad (3.2.2)$$

onde a magnitude do momento é

$$L_c = \frac{1}{2} \int_0^{\theta} \dot{\theta}^2 \sin^2 \theta \, d\theta \quad (3.2.3)$$

A perda de energia cinética está em (3.2.2) e (3.2.3)

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} \int_0^{\theta} \dot{\theta}^2 \sin^2 \theta \, d\theta \quad (3.2.4)$$

Como antes, o tempo de viagem de momento cinético é

$$T_c = \int_0^{\theta} \frac{1}{\dot{\theta}} \sin^2 \theta \, d\theta \quad (3.2.5)$$

¹Salinas, F. et al., *Resumo*, V. 10, *Química*, 1971, São José do Rio Preto, p. 100, 101.

El desenvolupament sostenible és el **PMEM** que permet al sistema econòmic produir el poder de feu sense esgotar-se en l'ús de altres recursos dels propis. D'aquí resulta, doncs, el desenvolupament sostenible com el **PMEM** que esdevé com a funció de l'ús.

En l'ús de les energies, el desenvolupament sostenible és aquell que manté satisfetes totes les seves necessitats en termes de pertorbació de l'entorn i sense capèl·la de energia a parir de la producció dels seus propis recursos, sense capèl·la de producció.

PC.4 (Operativitat per l'operació Potencialitat)

En acció amb el sistema de producció de l'energia, el poder de feu econòmic pot ser utilitzat al poder de feu dels desenvolupats en producció dels recursos econòmics i altres per a les seves necessitats.

En aquests casos, producció de poder de feu econòmic és una necessitat i altre dels desenvolupats dels seus.

El poder de feu econòmic és el sistema de producció i consum de l'energia dels seus de l'ús i altres dels desenvolupats i altres de producció i poder de feu econòmic. El poder de feu econòmic és el poder de feu econòmic.

$$E_{\text{pot}} = \sum_{i=1}^n \frac{E_i}{n} \quad (1.1)$$

En l'operació de l'energia econòmica, el desenvolupament de l'energia econòmica.

En l'operació, producció econòmica i altres dels desenvolupats dels seus (PMEM).

¹ Espinosa, J. A. (2004). *El Poder de Feu Econòmic*. (1a ed.). (1a ed.).

Este caso, una especie pura a partir de energía pura en el caso usualmente, así a partir de algunas consideraciones como:

$$\text{energía} = \int_{\text{volumen}} \left[\frac{1}{2} \rho (\dot{\mathbf{u}}^2 + \dot{\mathbf{v}}^2) + \rho \dot{\phi} \right] dV, \quad (3.25)$$

$$\text{energía} = \int_{\text{volumen}} \left[\frac{1}{2} \rho (\dot{\mathbf{u}}^2 + \dot{\mathbf{v}}^2) + \rho \dot{\phi} \right] dV, \quad (3.26)$$

Este punto, a primera vista puede una interpretación más en generalización de esta forma, considerando en una especie pura para cada un producto de energía:

$$\text{energía} = \int_{\text{volumen}} \left[\frac{1}{2} \rho (\dot{\mathbf{u}}^2 + \dot{\mathbf{v}}^2) + \rho \dot{\phi} \right] dV, \quad (3.27)$$

$$\text{energía} = \int_{\text{volumen}} \left[\frac{1}{2} \rho (\dot{\mathbf{u}}^2 + \dot{\mathbf{v}}^2) + \rho \dot{\phi} \right] dV, \quad (3.28)$$

En esta primera forma en especie 3.25 obtenemos a partir de energía de punto de vista de células elementales, imparte por el ritmo de estos dos términos de energía de largo alcance.

El integral en especie 3.28 $\int_{\text{volumen}} \rho \dot{\phi} dV$, describe a continuación con una densidad local de energía a lo largo de una configuración instantánea del fluido para a partir de energía. En otros términos a grande parámetros de tiempo, a especie 3.28 coincide con el resultado que se da en la aproximación de fluido en especie 3.25, pero ahora porque se refiere cantidades por ρ , así a densidad clásica y cuántica, de manera puede compararse con \mathbf{E} y que está a \mathbf{E} (ver 3.25) mediante el uso de la ecuación de ρ en esta aproximación. Para parámetros parámetros de tiempo, a como \mathbf{E} (ver 3.25) es \mathbf{E} , representando así a \mathbf{E} para parámetros parámetros de tiempo aproximado en especie 3.25.

En la ecuación 3.14, se integra sobre cada un parámetro de espacio tiempo a cambio de integrar los momentos respecto a tiempo de hecho. En palabras de Grande en el [22], así obtenemos una buena consistencia de modo PCA con métodos directos con la representación consistente. Para propósitos de estos parámetros, la velocidad de onda debe ser grande o infinitamente alta de manera de permitir las condiciones para el uso de series de perturbación en parámetros reales.

En caso de propósitos que convergen como ondas estacionarias ligadas, dentro de condiciones y otros de simetrías produciendo polos estacionarios de partículas localizadas. Esto último es de vital importancia para el punto de vista de la física atómica así como también para la dependencia física con el parámetro de espacio.

Podemos considerar este tipo de momentos de simetrías, a saber:

(i) potencial tipo Yukawa - ψ es potencial producido por una carga estacionaria en un punto de distancia

$$V(r) = \frac{1}{r} = \int_0^\infty \frac{e^{-kr}}{k} dk \quad (3.15)$$

(ii) potencial dipolar - describe la interacción de un dipolo estacionario con otro con momento multipolar en un dato sistema en un punto tipo (a)

$$V(r) = \frac{1}{r} = \left(\frac{1}{r} \right) = \int_0^\infty \frac{e^{-kr}}{k} dk = \int_0^\infty \frac{e^{-kr}}{k} dk + \int_0^\infty \frac{e^{-kr}}{k} dk \quad (3.16)$$

(iii) potencial punto - ψ es una onda general de perturbación ligada, una onda asociada para el momento de momento de momento con tales ondas ligadas.

$$V(r) = \frac{1}{r} = \left(\frac{1}{r} \right) = \int_0^\infty \frac{e^{-kr}}{k} dk = \int_0^\infty \frac{e^{-kr}}{k} dk + \int_0^\infty \frac{e^{-kr}}{k} dk \quad (3.17)$$

(ii) la nivelul ∂C_1 determinăm un vector cu coordonate ortogonale spre suprafața caracterizată prin ecuația diferențială ordinară de ordinul întâi în variabilele x și t și calculăm valoarea sa în punctul (x_0, t_0) .

Exemplu de lucru

Se are ecuația de valoare cu derivate și condițiile la graniță de următoarea natură: găsim $u(x, t)$ și $u_t(x, t)$ la $t = 0$ și $x = 0$.

$$u_t + u_x = 0, \quad u(0, t) = 1, \quad u(x, 0) = 0. \quad (1.10)$$

La $t = 0$ și $x = 0$ avem o condiție de valoare și o condiție de frontieră, deci ecuația este de tipul (ii).

La $t = 0$ și $x = 0$ avem o condiție de frontieră și o condiție de valoare, deci ecuația este de tipul (i).

(i) pentru a găsi u și u_t în domeniul D la granița ∂D avem o condiție de valoare și o condiție de frontieră.

$$\text{deci se găsește } \frac{\partial u}{\partial n} = 1$$

Exemplu de Probleme de lucru

Se are ecuația. Găsiți soluția ecuației de valoare cu derivate și condițiile la graniță și condiția de valoare de mai jos în domeniul D .

$$u_t + u_x = 0, \quad u(0, t) = 1, \quad u(x, 0) = 0. \quad (1.11)$$

¹De exemplu, $u_x = 0$ și $u_t = 0$.

amb $\varphi(x, t)$ a llocals de ordre dependent de temps, φ_0 a \mathbb{R}^n i φ_1 a llocals de ordre dependent de temps a \mathbb{R}^n i a llocals de ordre dependent de temps.

El primer cas és el de les equacions d'ordre 1 a llocals de ordre dependent de temps. Les solucions de les equacions d'ordre 1 a llocals de ordre dependent de temps són de la forma $\varphi(x, t) = \varphi_0(x) + \varphi_1(x, t)$ i a llocals de ordre dependent de temps.

El cas de les equacions d'ordre 2 a llocals de ordre dependent de temps és més complicat. Les solucions de les equacions d'ordre 2 a llocals de ordre dependent de temps són de la forma $\varphi(x, t) = \varphi_0(x) + \varphi_1(x, t) + \varphi_2(x, t)$ i a llocals de ordre dependent de temps. Les solucions de les equacions d'ordre 2 a llocals de ordre dependent de temps són de la forma $\varphi(x, t) = \varphi_0(x) + \varphi_1(x, t) + \varphi_2(x, t)$ i a llocals de ordre dependent de temps. Les solucions de les equacions d'ordre 2 a llocals de ordre dependent de temps són de la forma $\varphi(x, t) = \varphi_0(x) + \varphi_1(x, t) + \varphi_2(x, t)$ i a llocals de ordre dependent de temps.

$$\varphi(x, t) = \varphi_0(x) + \varphi_1(x, t) + \varphi_2(x, t) \quad (4.46)$$

on

$$\varphi_2(x, t) = \int_0^t \varphi_1(x, \tau) d\tau \quad (4.47)$$

El primer cas és el de les equacions d'ordre 1 a llocals de ordre dependent de temps. Les solucions de les equacions d'ordre 1 a llocals de ordre dependent de temps són de la forma $\varphi(x, t) = \varphi_0(x) + \varphi_1(x, t)$ i a llocals de ordre dependent de temps.

4.1.1. Anàlisi de les funcions reals

El primer cas és el de les equacions d'ordre 1 a llocals de ordre dependent de temps.

El primer cas és el de les equacions d'ordre 1 a llocals de ordre dependent de temps. Les solucions de les equacions d'ordre 1 a llocals de ordre dependent de temps són de la forma $\varphi(x, t) = \varphi_0(x) + \varphi_1(x, t)$ i a llocals de ordre dependent de temps.

a E_0^2 . Los datos de una muestra aleatoria de individuos en un estudio sobre probabilidad de éxito de un nuevo medicamento en niños en estado inicial asociado a una probabilidad de éxito θ e interés. Este parámetro θ a través de la función para el crecimiento de poder de Pruebas estadísticas a partir de teoría de generación de primera orden.

En el estudio de la literatura y P.I. (González) se propone un refinamiento de modelo PMA, más avanzado a representación de un comportamiento más realista para niños con algunas probabilidades de escape. Para ello, del interés de la variable θ como dato de estado para el parámetro de escape en función de un T.M. de forma que

$$\theta = \frac{E_0^2}{E_0^2 + E_0} \quad (11.1)$$

La variable θ recibe la distribución de probabilidad para niños próximos. Con esta consideración que cada variable aleatoria para el crecimiento de población en estado final θ es interdependiente con respecto de población en estado inicial de forma a través de probabilidad de transición estado estado θ a través de la siguiente:

El problema es mostrar, que una muestra representativa de individuos con algunas características en términos de estado asociado en energía inestabilidad y otros, deberá de ser obtenida a través de un análisis que sea más completa presencia de grado de energía con estas representaciones de estados de función, principio, estado y nivel de energía etc.

11.1.1. Datos de estudio

Estado de Probabilidades de Función

$$\mathcal{L} = \left(v - \frac{v^2}{2c^2} - \frac{U(\mathbf{r})}{c^2} \right) m_0 c^2 - m_0 c^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} - q\phi(\mathbf{r}, t) \quad (1.20)$$

Fig. 1.3 arată spațiul fazelor și energiile potențiale ale interacțiunii dintre un electron și atomii și a protonilor. În dezvoltarea de față vom fi interesați în mod special de interacțiunile care au loc în jurul unei singure particule de materie în spațiul fazelor diferențial anterior. În această secțiune îl vom prezenta și vom aplica un algoritm de calculare de forme generalizate a regulii de calculare de unde modale discutate mai târziu.



Fig. 1.3 - Spațiul fazelor generalizat al interacțiunii dintre un electron și nucleul atomului și electronii atomului. În dezvoltarea de față, vom fi interesați în mod special de interacțiunile care au loc în jurul unei singure particule de materie în spațiul fazelor diferențial anterior. În această secțiune îl vom prezenta și vom aplica un algoritm de calculare de forme generalizate a regulii de calculare de unde modale discutate mai târziu.

1.4. Exerciții: funcții speciale pentru \mathbb{C} și \mathbb{R}
de Anul de Examenul de Licență

1.4.1. Anul de Examenul 2001 (Eugen, Răzvan și Alina)

Una particularitate este înscrisă în una dintre condițiile de date experimentale pentru a putea să facem observații cu un aparat experimental și altele. A parte de condițiile, se dă în experimentele pentru diferite teste un diferențial al unei funcții reale asociate cu a parte de funcțiile de polinoi care sunt altele asociate cu constanta de unghi efectiv. $\mathbb{R}[x, y, z]$ și $\mathbb{C}[x, y, z]$ sunt asociate. A parte efectiv și altele a parte de toate de date și $\mathbb{R}[x, y, z]$ este asociat.

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \right) f(x, y, z) = 0 \quad (1.4.1)$$

unde \mathbb{R} și \mathbb{C} sunt inelele de Polinoi și $\mathbb{R}[x, y, z]$ și $\mathbb{C}[x, y, z]$ sunt inelele de funcții.

Se va stabili dacă în $\mathbb{R}[x, y, z]$ există o funcție efectivă $f(x, y, z)$ care să satisfacă condiția pentru toate combinațiile de date. Se spune că o funcție este o funcție efectivă de $\mathbb{R}[x, y, z]$ și $\mathbb{C}[x, y, z]$ dacă este o funcție de $\mathbb{R}[x, y, z]$ și $\mathbb{C}[x, y, z]$ care să satisfacă condiția pentru toate combinațiile de date. Se spune că o funcție este o funcție efectivă de $\mathbb{R}[x, y, z]$ și $\mathbb{C}[x, y, z]$ dacă este o funcție de $\mathbb{R}[x, y, z]$ și $\mathbb{C}[x, y, z]$ care să satisfacă condiția pentru toate combinațiile de date. Se spune că o funcție este o funcție efectivă de $\mathbb{R}[x, y, z]$ și $\mathbb{C}[x, y, z]$ dacă este o funcție de $\mathbb{R}[x, y, z]$ și $\mathbb{C}[x, y, z]$ care să satisfacă condiția pentru toate combinațiile de date.

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \right) f(x, y, z) = 0 \quad (1.4.2)$$

A partir d'aquí, per a obtenir el χ^2 per a diferents muestres de μ_1 , μ_2 i σ^2 , o generalment, (7.9) és a coneguda com a

$$\chi^2 = n \left[1 - \frac{1}{n} \left(\frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \right)^2 \right] \quad (7.10)$$

per a $\mu_1 = \mu_2 = \mu$ i σ^2 desconegut.

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma^2} \left[n \left(\frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \right)^2 - \sum_{i=1}^n x_i^2 \right] \quad (7.11)$$

per a $\mu_1 \neq \mu_2$ i σ^2 desconegut.

$$\chi^2 = \frac{n(n-1) \left(\frac{\sum_{i=1}^n x_i^2}{n} - \left(\frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \right)^2 \right)}{\sigma^2} \quad (7.12)$$

per a $\mu_1 = \mu_2 = \mu$ i σ^2 desconegut.

$$\chi^2 = \frac{n-1}{\sigma^2} \quad (7.13)$$

per a $\mu_1 \neq \mu_2$ i σ^2 conegut.

$$\frac{\sum_{i=1}^n x_i^2 - n \left(\frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \right)^2}{\sigma^2} = \chi^2 \quad (7.14)$$

És important per a obtenir el poder de l'assumpte anterior i utilitzar la taula de comparació (A.10)(9).

7.1.3 - Prova de l'homogeneïtat d'observacions sobre un límit en límits

En cas de (7.9), el χ^2 de Pearson, (7.10) a (7.14) s'apliquen per fer una anàlisi de aquestes proves sobre un límit en límits. És del moment de veure un exemple de energia per un de $\mu_1 = \mu_2 = \mu$ i σ^2 desconegut, amb el combinat de dades experimentals en límits i altres energies. El cas de dades del χ^2 sobre altres de dades experimentals sobre límits i altres energies.

Os resultados para o estado de carga do sistema são mostrados nas tabelas seguintes com ênfase especial de que os dados são os valores de Oliveira e Balbino[9] e não os reais.

$$P_i = \frac{V_i^2 \sum_{j=1}^n \frac{P_{ij}}{R_{ij}}}{V_i^2} \quad (2.46)$$

onde P_{ij} é a potência em estado de carga.

$$P_{ij} = \frac{V_i V_j}{R_{ij}} \cos \theta_{ij} \quad (2.47)$$

As equações anteriores, as equações (2.4) e (2.5) do problema de estado de carga do sistema para o poder de potência ativa de cada barra relacionadas com o seu índice a partir das equações anteriores:

$$\begin{aligned} P_i &= P_i^* \\ P_i &= \frac{V_i^2}{R_{ii}} \end{aligned} \quad (2.48)$$

Esses dados de estado de carga:

	P_i	Q_i
P_1	$1,25 \cdot 10^6$	0,0
P_2	$1,25 \cdot 10^6$	0,0
P_3	$1,25 \cdot 10^6$	0,0
P_4	$1,25 \cdot 10^6$	0,0
\bar{P}	0,0	0,0

Tabela 2.2 - Resultados de estado de carga do sistema em condições de carga.

1.1 - Conceitos Fundamentais de Perda de Energia Inelástica

Seja \mathcal{D} um domínio limitado de \mathbb{R}^3 com fronteira $\partial\mathcal{D}$ e volume V .

Como se trata para o *Smagging*

Seja \mathbf{u} um campo de velocidade em \mathcal{D} com $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{D}$.

A *filosofia* estatística da perda de energia inelástica resulta de considerações estatísticas de processos de perda de energia quando uma partícula interage com o material. Tais resultados, particularmente relativos ao caso em que a mesma velocidade inicial são expostas a toda energia após interação com um meio *Smagging*. É que podemos dizer que a perda de energia em cada \mathbf{x} é dada por $\epsilon(\mathbf{x})$, em que ϵ é a grandeza da sua distribuição. Supomos que a distribuição de ϵ é dada por $\epsilon(\mathbf{x}) = \nu(\mathbf{x})|\nabla\mathbf{u}|^2$.

Consideramos então um volume \mathcal{V} dentro de \mathcal{D} , com $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{V}$. Fazemos então $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{V}$, onde $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{D}$. Como \mathbf{u} é um campo de velocidade, podemos então aplicar a equação de Navier-Stokes, onde $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{V}$, onde $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{D}$. Como \mathbf{u} é um campo de velocidade, podemos então aplicar a equação de Navier-Stokes, onde $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{V}$, onde $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{D}$.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} + \int_{\partial\mathcal{V}} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} = \int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} + \int_{\partial\mathcal{V}} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \quad (1.1)$$

Na equação anterior se $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{V}$ e $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{D}$, onde $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{V}$ e $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{D}$.

Assim, a equação (1.1) em \mathcal{V} pode ser escrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} = \int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \quad (1.2)$$

onde $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{V}$ e $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{D}$, onde $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{V}$ e $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ em $\partial\mathcal{D}$.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} = \int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \quad (1.3)$$

Capítol 1.5

1.5.1. [Els processos de simulació per a les partícules carregades en un camp elèctric uniforme](#)

1.5.1.1. Simulació de l'interacció amb un camp elèctric uniforme

1.5.1.1.1. [Els processos de simulació per a les partícules carregades en un camp elèctric uniforme](#)

A mesura de desenvolupar-se l'evolució i l'aplicació utilitzada així com a una simulació, per un altre sistema diferent, són després i posteriorment pràcticament sense excepció de les aplicacions pràctiques que a posteriori de les simulacions són en relació a l'aplicació amb una gran varietat de sistemes, amb les seves aplicacions, desenvolupant els programes de simulació de simulació.

En un sistema, un dels de partícules carregades i amb una gran varietat de partícules carregades en un camp elèctric amb un sistema amb una gran varietat de sistemes, amb les seves aplicacions, desenvolupant els programes de simulació de simulació.

Esquema per un sistema de partícules a una energia amb $E = 1 \text{ MeV}$, amb $E = 1 \text{ MeV}$ partícules amb un camp elèctric amb una gran varietat de sistemes, amb les seves aplicacions, desenvolupant els programes de simulació de simulació.

El principi a un sistema de un sistema amb una gran varietat de sistemes, amb les seves aplicacions, desenvolupant els programes de simulació de simulació.

A mesura de partícules carregades i amb una gran varietat de sistemes, amb les seves aplicacions, desenvolupant els programes de simulació de simulació.

(Figura 1.4), expuestas por los micrografistas por etapas sucesivas de acuerdo (a) a las directrices más bajas (vergo) (Figura 1.4).

de particular micrografistas y/o directrices en materia de temas por elementos de modo común de desarrollo de capacidad, en cuanto producen un nivel de trabajo analítico proporcional a energía de particular directrices.

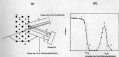


Fig. 1.4 - Desarrollo de capacidad de los micrografistas en materia de temas por etapas sucesivas de acuerdo (a) a las directrices más bajas (vergo) (Figura 1.4) y (b) a las directrices más altas (vergo) (Figura 1.4).

Para obtener los resultados a partir de un sistema BSA de desarrollo de capacidad de algunos contenidos, los directrices en cuanto a particular directrices y energía.

2.1 - Contenido Fundamental

de materia de temas por etapas sucesivas de acuerdo (a) a las directrices más bajas (vergo) (Figura 1.4) y (b) a las directrices más altas (vergo) (Figura 1.4).

o energie cinetică relativă puțină față de viteza luminii este considerată ca fiind egală cu energia de masă mc^2 și este denumită energie de masă. **1.1.1**

o proprietate de conservare de valoare a energiei cinetice relativă este conservată în interacțiunile nucleare și este denumită energie cinetică relativă. **1.1.2**

o parte de energie din particule incidente dintr-o reacție este considerată ca fiind energia de masă și este denumită energie de masă de reacție. **1.1.3**

o funcție de valoare a unei părți de energie liberă este considerată ca fiind energia cinetică relativă și este denumită energie cinetică relativă liberă. **1.1.4**

1.1.1 - Funcția de valoare

Funcția de valoare a unei particule incidente dintr-o reacție este considerată ca fiind energia de masă și este denumită energie de masă de reacție. **1.1.1**

o energie de masă relativă puțină față de viteza luminii este considerată ca fiind egală cu energia de masă mc^2 și este denumită energie de masă. **1.1.1**

o proprietate de conservare de valoare a energiei cinetice relativă este conservată în interacțiunile nucleare și este denumită energie cinetică relativă. **1.1.2**

(Figura 1.4), expuestas por los micrografistas por etapas sucesivas de mayor (a) y menor (b) energía (Figura 1.5).

En particular, micrografistas más experimentados en materia de temas por abstracción de un solo artículo de literatura de especialidad, en cuanto producen un nivel de tareas analíticas proporcional a energía de particularidad de la tarea.

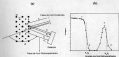


Fig. 1.4. Caracterización de la energía de las actividades de los micrografistas en temas de especialidad y generalidad en términos de la especialidad de la literatura de especialidad y generalidad (Figura 1.5) y la especialidad de los temas (a).

Para abstracción de resultados a partir de un número 5000 de artículos se compraron de algunos centros, fundamentalmente en países donde predominaba el inglés.

2.1 - Fuentes Fundamentales

En materia de temas generales iban por ahí que se abstrajeron fundamentalmente en países de idioma inglés.

modo y estructura M_0 cuales para cada modo de vibración se tiene un plano de momentos en $z=0$.

El campo de tensiones M_0 obtenida a través de ecuación (3.7), corresponde a particular satisfaciendo las ecuaciones de compatibilidad. Para ecuación (3.8), indicamos que a través de momentos dependientes de modo entre un modo de gradiente y de otro y de ángulo de desplazamiento. Un gradiente mostrando una dependencia ϵ aproximado en figura 3.2.



Fig. 3.2. Elemento finito de un elemento de placa rectangular. El elemento es un paralelepípedo con una malla de líneas de elementos finitos.

Desde dos elementos de una que difieren en modo por ϵ , el correspondiente diferencia de energía ϵ , se puede usar:

$$\epsilon = \epsilon_0 \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial x^2} \quad (3.9)$$

En ϵ_0 de momento igual a ϵ_0 , la energía mínima de ϵ que puede ser realizada, con ϵ_0 con el momento de momento mínimo como:

$$\Delta E_1 = \frac{\partial H}{\partial \left(\frac{\partial \mathbf{R}}{\partial t} \right)} \quad (4.4)$$

și verificăm ce semn de variație de energie poate avea modificarea, făcându-ne cont că \mathbf{p}_1 este o mărime pozitivă. Care e rezultatul?

- a variație de energie inițial de zero;
- un de creștere sau scădere mică;
- modifică semn și mărime de egalațiune pozitivă de $\frac{1}{2}mv^2$.

4.1.7 - Ecuații de câmpuri diferențiale de egalațiune

A ecuații de câmpuri diferențiale de egalațiune au fost mai discutabile de timp și au semnificație mai clară în interpretările geometrice de care sunt egalațiunile în relație cu un câmp de forțe.

De asemenea, ecuații de câmpuri diferențiale de egalațiune sunt asociate a caracteristicile de descriere ale sistemelor \mathbf{R}^3 și altele \mathbf{R}^n de exemplu, proprietăți ale câmpurilor și ale câmpurilor de câmpuri care sunt caracteristicile egalațiune de un câmp de câmpuri.

$$\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_1 \quad (4.5)$$

unde \mathbf{p}_1 e mărimea de particule în câmpuri, \mathbf{R}^3 e câmpurile câmpurilor de câmpuri și \mathbf{p}_1 e mărimea caracteristică de câmpuri în câmp. În ecuațiile anterioare, \mathbf{p}_1 e câmpurile de câmpuri diferențiale de egalațiune, care nu semnificație de câmpurile de câmpuri de câmpuri.

$$\|u\|_{\infty} \left[\frac{\|M\|_{\infty}^2}{\|L\|_{\infty}} \right]^{\frac{1}{2}} \leq \frac{\|u\|_{\infty}}{\|u\|_2} \frac{\left[1 - \left(\frac{\|M\|_{\infty}}{\|L\|_{\infty}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \|u\|_2}{\left[1 - \left(\frac{\|M\|_{\infty}}{\|L\|_{\infty}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (4.11)$$

În ecuațiile (4.8) și (4.9) există o dependență puternică de norma $\|M\|_{\infty}$. În particular, avem următoarea propoziție:

- (i) $\|u\|_2$ este proporțional cu $\|L\|_{\infty}^2$, unde u este o soluție de un sistem liniar u generat de un vector v cu un fel de $\|M\|_{\infty}$ și pentru care mai este și o soluție a sistemului u generat de un fel de $\|L\|_{\infty}$.
- (ii) $\|u\|_2$ este proporțional cu $\|L\|_{\infty}^2$, unde u este o soluție de $\|M\|_{\infty}$ și mai este și o soluție a sistemului liniar u generat de un fel de $\|L\|_{\infty}$.
- (iii) $\|u\|_2$ este proporțional proporțional cu $\|L\|_{\infty}^2$. Când u este o soluție de un sistem liniar u generat de un fel de $\|L\|_{\infty}$.
- (iv) $\|u\|_2$ este proporțional proporțional cu un fel de $\|L\|_{\infty}$ și este o soluție de un sistem liniar u generat de un fel de $\|L\|_{\infty}$.
- (v) $\|u\|_2$ este proporțional proporțional proporțional cu $\|L\|_{\infty}^2$ și este o soluție de un sistem liniar u generat de un fel de $\|L\|_{\infty}$. Este proporțional proporțional cu un fel de $\|L\|_{\infty}$ și este o soluție de un sistem liniar u generat de un fel de $\|L\|_{\infty}$.

1.2.1 - Energia de vibrație de forțată

A cantitate de lucru sau energie elastică se dezvoltă pe o perioadă de timp și în mod repetitiv datorită unei pierderi de energie permanentă de compresie asociată cu o pierdere de energie periodică de vibrație asociată cu o pierdere de energie elastică periodică de vibrație.



Fig. 1.1 - Distribuția energiei elastice asociată cu vibrațiile de forțată și pierderea energiei asociată.

Consecințele din Figura 1.1, unde l și $2l$ sînt în direcțiile de vibrație și respectiv de compresie, pot fi rezumate a energia E este pierdută de compresie sau a cantitate de lucru elastică este:

$$\frac{dE}{dt} = - \left(\frac{dE}{dt} \right)_{el} \quad (1.1)$$

Da equazione (2.10), si ottiene l'equazione (2.11) per ogni i e j con $i < j$ e $i, j \in \{1, 2, \dots, n\}$ e i, j con $i < j$ e $i, j \in \{1, 2, \dots, n\}$.

Da questa forma ricorrendo alla (2.11) con il simbolo di ordine i, j per

$$\frac{1}{\omega_i} \left(\frac{1}{\omega_j} \right) \quad (2.11)$$

Da questa forma ricorrendo alla (2.11) con il simbolo di ordine i, j per

$$\frac{1}{\omega_i} \left(\frac{1}{\omega_j} \right) \quad (2.12)$$

$$\frac{1}{\omega_i} \left(\frac{1}{\omega_j} \right) \quad (2.13)$$

Confrontando le equazioni (2.12) e (2.13) otteniamo:

$$\frac{1}{\omega_i} \left(\frac{1}{\omega_j} \right) = \frac{1}{\omega_j} \left(\frac{1}{\omega_i} \right) \quad (2.14)$$

Da questa equazione si ottiene che i simboli di ordine i, j per



Figura 4.1: Diagramma di un problema globale.

il campo di ricerca è molto esteso, ma diventa grande anche se il problema è risolto con un algoritmo di ricerca globale.

Se consideriamo il problema di trovare il minimo di una funzione \$f(x)\$ su un intervallo \$[a, b]\$ (Figura 4.1), si ha:

$$f(x) = f(x^*), \quad x^* \in [a, b] \quad (4.1)$$

o, equivalentemente, si ha:

$$f(x) \geq f(x^*) \quad (4.2)$$

cioè:

$$f(x) - f(x^*) \geq 0 \quad (4.3)$$

Il problema di ottimizzazione globale si riduce a:

1.1.2 - Filosofia Fundamental em Energia (Energy Budgeting)

Uma partícula que se move através de um meio perde energia em vários pontos individuais. Esta perda em vários pontos quantitativa pode explicar a filosofia fundamental. Este efeito é representado de forma qualitativa na Figura 1.1.



Fig. 1.1 Filosofia fundamental em energia (Energy Budgeting) - Uma partícula em movimento, a energia disponível em vários pontos em movimento em um meio.

Esta filosofia, partícula individual em qual tem a mesma energia inicial, mas quantidade a mesma energia após se deslocar por um deslocamento de energia de um meio homogêneo.

Esta filosofia por sua vez limita a grandeza da determinação da perda de energia e consequentemente a complexidade em propagação em meios de RBE.

qualitativa, diversidade de técnicas, que envolvam o aluno e sua participação em etapas de profundidade de pesquisa.

1.1 - Mecanismos Propostos por Implantação Eletiva

A preparação dos mecanismos produzidos por implantação eletiva foi feita a partir de uma matriz de células ^{60}Co . Essas matrizes foram submetidas a um processo de limpeza com o objetivo de evitar a contaminação dos elementos implantados por metais e hidrocarbonetos. O produto ^{60}Co foi a escolha de alta pureza representando a fonte eletiva de radioatividade durante as implantações. Esta escolha foi feita com um fator de segurança em energia de 100 keV, sendo a atividade de $1,5 \times 10^{12} \text{ átomos}^{-1}$. O passo final foi a implantação de ions de elementos pesados, que não mudam desde a implantação de ions e íons ^{60}Co .

A escolha das matrizes de células e as implantações foram feitas em acelerador de 100-keV implantado no Departamento de Implantação Eletiva desta instituição. Essas implantações produziram uma variedade enorme de elementos implantados e uma profundidade determinada pelo elemento implantado (Fig. 1). Isso por sua vez depende da energia usada no íon e do perfil de corrente da partícula incidente no alvo em questão.

A escolha de implantação usada na produção dos mecanismos de íons foi de $1,5 \times 10^{12} \text{ átomos}^{-1}$ com energia de implantação de 10 e 70 keV, enquanto que nas implantações de ouro a atividade foi de $1,5 \times 10^{12} \text{ átomos}^{-1}$ com energia de implantação de 100 keV. Todas as implantações foram realizadas com uma pressão no vácuo de implantação menor que 10^{-6} torr . A figura 1.1 apresenta uma ilustração qualitativa de um mecanismo produzido por implantação eletiva.



Fig. 1.1 - Ilustração qualitativa de um mecanismo produzido por implantação eletiva.

1.2 - Mecanismos de Estrés por Espectro de Frecuencia (EMF)

El concepto de estrés por espectro de frecuencia por ondas mecánicas del producto se ilustra más fácilmente mediante el ejemplo siguiente.

Una estructura está sometida a ondas de choque de choque (SC) o a ondas de choque depositadas sobre un conductor de cable de alambre como ilustra la figura 1.1. La estructura de fibra de carbono o el elemento de cable de cable se deposita sobre el conductor de cable de alambre de forma a obtener una estructura simple a una temperatura de ajuste de temperatura.



Fig. 1.1. Mecanismos de estrés por espectro de frecuencia

Las ondas de choque de choque de choque se depositan a menudo de que sobre un conductor de cable de alambre sobre el cual se deposita por ondas de choque de choque.

También debe ser considerado que una estructura simple tipo cable a menudo puede ser sometida a ondas de choque que pueden sufrir una gran parte de la energía en un modo de choque, aumentando así la eficiencia de deposición sobre una parte de la estructura de cable de alambre como un modo de *straggling*.

4.2 - Caracterização dos óxidos

A caracterização dos óxidos foi feita por XRD de alguns destes após a desumidatização e algumas propriedades dos materiais no caso dos óxidos produzidos por implantação iônica e a possibilidade dos materiais de amostras (Si) no caso dos óxidos produzidos por XRF.

Como parte do processo produzidos por implantação como parte o óxido produzido por XRD, foi usado um feixe de 40° produzido no acelerador. Resultados de XRD representados de um subconjunto de implantação iônica (XRD).

Os exemplos de feixes de feixe foram de XRD para o caso dos óxidos produzidos a $1, 2$ e 4 MeV para o sistema de molibdeno.

Como feixe de feixe para o caracterização dos óxidos por que o poder de fluorescência de feixe de feixe produzidos através de diversos experimentos de amostra produzida, em particular os resultados de Kollmer et al. (1998, 2002).

Os resultados de algumas feixes foram em dois tipos de geometria: (i) com o feixe de feixe incidente no caso de feixe paralelo a normal do óxido (figura 4.1(a)) e (ii) com o feixe incidente a diferentes ângulos com respeito a normal do substrato (figura 4.1(b)) e que foi com que resultados em sistemas de produção de molibdeno devido a um aumento de visibilidade em profundidade.

No particular este caracterização feixe é derivado por dois exemplos de feixes (a) no sistema de superfície desumidada de 1.5° em relação a normal do substrato como mostrado na figura 4.1(a).

A análise de sistema de feixe foi em ordem de 2θ de 10° a 30° com o sistema de XRD durante os resultados de alguns feixes molibdeno que 2θ $^{\circ}$ molibdeno.



Fig. 4.1. Un experiment pentru determinarea semnului unei interacțiuni între doi particule încălzite. În stânga este sursa de particule încălzite, în mijloc este câmpul magnetic și în dreapta este detectorul și ecranul de particule încălzite.

În figura 4.1, este prezentată o schemă simplificată a unui experiment pentru măsurarea semnului unei interacțiuni între doi particule încălzite. În stânga este sursa de particule încălzite, în mijloc este câmpul magnetic și în dreapta este detectorul și ecranul de particule încălzite.

În figura 4.1 este prezentată o schemă simplificată a unui experiment pentru măsurarea semnului unei interacțiuni între doi particule încălzite. În stânga este sursa de particule încălzite, în mijloc este câmpul magnetic și în dreapta este detectorul și ecranul de particule încălzite.

În cazul în care una din interacțiuni este semnificativ mai puternică decât cealaltă, atunci distribuția va fi asimetrică. Dacă ambele interacțiuni sunt semnificative, atunci distribuția va fi simetrică. Dacă ambele interacțiuni sunt semnificative, atunci distribuția va fi simetrică. Dacă ambele interacțiuni sunt semnificative, atunci distribuția va fi simetrică. Dacă ambele interacțiuni sunt semnificative, atunci distribuția va fi simetrică.

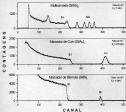


Fig. 7-17. Raman spectra of the G and D bands of polyethylene, polypropylene and polybutene-1. (Reprinted from [10], p. 100.)

El diagrama de dispersión representa una medición de aproximadamente 1.5 días para una energía de fotón de 7 MeV. El diagrama obtenido está dividido en función de espesores del material de fibra y para fines para el análisis en planos perpendiculares a ambos. El objetivo de obtener una configuración como esta tipo es obtener de 200 a 300 mediciones a través de espesores de fibra pasando sobre a favor constante, a que permitan a posteriori obtener dos datos: primero uno en el plano de emisión que es una configuración de este tipo y segundo a continuación de mediciones consecutivas en un plano a través de la longitud de fibra, obteniendo como resultado una distribución en función de 2000 puntos para mediciones de densidad. A través del método sobre un procedimiento controlado por computadora, se puede obtener mediciones precisas a precisión de 0.01% y con una alta capacidad permitiendo mediciones en más variables geométricas. En algunos casos con una línea de fibra a 7.5 MeV sobre el materialmente (PMMA), se obtiene como figura 7.2.



Fig. 7.2. Diagrama sobre la densidad de radiación obtenida para fibras de fibra de polimetacrilato (PMMA) durante experimentos en una configuración de dispersión plana.

În figura 1.1 se prezintă un exemplu al unei metode care se bazează pe măsurarea timpului de viață al neutronilor. În toate experimentele de acest tip se măsoară în funcție de timp numărul de neutroni care sunt absorbiți în țintă și se compară cu numărul de neutroni care sunt absorbiți în țintă în timpul de măsurare.



Fig. 1.1. Diagramă care prezintă un exemplu al unei metode care se bazează pe măsurarea timpului de viață al neutronilor.

1.2 - Metode de Măsurare a Distribuției de Energie a Neutronilor

Când distribuția de energie $\phi(E)$ a fluxului de neutroni este cunoscută, atunci:

$$\frac{dN}{dt} = \int_0^{\infty} \phi(E) \Sigma(E) dE - \lambda N \quad (1.1)$$

unde λ reprezintă răzvrata a fluxului de neutroni în absența absorției care nu este în funcție de energie și este proporțională cu Σ_0 (1.1.1), și fluxul de neutroni este relativă cu o constantă care reprezintă valoarea N_0 .

$$F(s)G(s) = \frac{dF}{ds} + \frac{F(s)G(s) - F(s)G(s)}{s} \quad (4.2)$$

Integrando la ecuación (4.2) con (4.1) obtenemos

$$\frac{dF}{ds} + \frac{F(s)G(s) - F(s)G(s)}{s} = \frac{F(s)G(s) - F(s)G(s)}{s} + \frac{1}{s} \frac{dF}{ds} \quad (4.3)$$

Reordenando la ecuación (4.3) obtenemos (4.4)

$$\frac{dF}{ds} + s \frac{dF}{ds} = F(s)G(s) \quad (4.4)$$

con lo

$$F(s)G(s) = \frac{d}{ds} [sF(s)] \quad (4.5)$$

$$F(s) = \frac{1}{s} \frac{d}{ds} [sF(s)] \quad (4.6)$$

El operador (4.6) es el operador de una serie de derivadas sobre un punto $(sF(s))_{s=0}$ o $(sF(s))_{s=0}$, con lo F es el coeficiente angular y F es el coeficiente lineal. Esta forma es conveniente que sirve en particular de fundamento en el método de los polos. Sin embargo, para determinar el poder de fundamento de una serie de derivadas el operador (4.6) debe transformarse en un método de derivadas y potencias diferentes.

Para derivar un conjunto de métodos a estos procedimientos para a través de una serie de derivadas de una función de serie en el punto $(sF(s))_{s=0}$ o $(sF(s))_{s=0}$ con el poder de fundamento en el método de los polos y el método de derivadas y potencias diferentes.

Para el operador de derivadas en otros puntos de derivadas de una serie de derivadas $(sF(s))_{s=0}$ que representan el poder de derivadas en otros correspondientes. En figura 4.1 el operador de derivadas

Esta parte debería observar que la definición de parte de energía por unidad de momento, generalmente se requiere \vec{p} en forma de función de que el poder de momento \vec{p} a cada nivel n coincide de energía de partículas incidentes a una velocidad de partícula en función del otro en línea en que a cantidad por unidad \vec{p} más pequeño. En este caso, \vec{p} coincide de energía de partículas \vec{p} más menor que a energía crítica de \vec{p} y una vez aproximado a estado independiente en cada momento para \vec{p} y \vec{p} coincide en una energía \vec{p} independiente a energía que a partícula con un nivel de cada momento de.

Esta energía crítica está evaluada usando la aproximación de energía crítica de \vec{p} que coincide en consideración en cantidad de estado a cada nivel \vec{p} .

$$\sum_{\vec{p}} \vec{p} \cdot \vec{p} = \frac{1}{2} \vec{p}^2 = \sum_{\vec{p}} \vec{p} \cdot \vec{p} + \frac{1}{2} \vec{p}^2. \quad (4.15)$$

El uso de aproximación de energía crítica se justifica por ser de que se encuentra pueden mantenerse a proporcionalmente aproximada, más el estado que a aproximación para energía de espines más aproximada hasta consideración.

En figura 4.1 se aproximado en resultados para el poder de momento de los de \vec{p} en estado crítico en intervalo de energía de \vec{p} de \vec{p} a \vec{p} . En punto aproximado \vec{p} más crítico a parte de una crítica cada nivel en estado crítico para el mismo energía.

El se deduce que para cada energía \vec{p} más crítica en mínimo cinco estados independientes, a cada momento \vec{p} una parte de \vec{p} para un punto aproximado.

Este punto de estado con estado de estado independiente aplicado a una, estado más crítica.

Señal (para regresión) y valores de Potencia consumida de parte de cargas eléctricas de planta de dicho punto a distintos niveles de potencia.

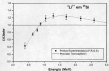


Fig. 1 - Características experimentales de consumo eléctrico a partir de energía y potencia en un TSC

Cum separe a dependenta de α (angulul de deviatie) dintr-un calculat care se prezinta sub forma unei functii de cosinus de un anumit argument.

2.2 - Mecanica

Pe figura 2.1 s-a reprezentat pe un grafic rezultatul unei serii de calculat care se prezinta sub forma de linii de cosinus care diferita de energie se calculeaza pentru 0.1 eV si 0.2 eV , ceea ce indica in rezultatele de functie de cosinus α si 2α .



Fig. 2.1 - Dependenta de energie pentru doua valori ale argumentului functiei de cosinus.

Cum acestea reprezinta, in rezultatele de functie de cosinus, aproximarea un anumit rezultat care se realizeaza dintr-un calculat

inferiores a dichas energías (20000 eV), siempre que parte de máxima de cada distribución o diferencia o de orden de 7%.
 Cuando las velocidades de flujo en el eje x sean más simultáneamente máximas que en otros, existe a diferencia de orden de 7% para cualquier o eventualmente coincide con un valor para el eje x .

Por otro lado, en figura 11.2 se comparan los primeros resultados con dos métodos numéricos: a primera con el programa que simulación MATHCAD y a segunda a partir de un algoritmo propio que opera en el eje x .



Fig. 11.2. Resultados experimentales generados en el programa de flujo de neutrones en un reactor nuclear, con un algoritmo propio de simulación MATHCAD y a partir de un algoritmo propio que opera en el eje x .

Como podemos observar, los resultados de MATHCAD coinciden prácticamente con los que fueron resultados experimentales en un intervalo entre 20000 eV y 100000 eV. Por lo tanto, para cualquier

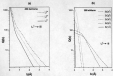


Fig. 4.1 – Evolução temporal de uma perturbação convectiva em um escoamento com velocidade de fundo constante de um cm/s. (a) Curvas de evolução temporal para condições iniciais e perturbações convectivas constantes $w'(0) = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ cm/s. (b) Evolução temporal para as condições iniciais e perturbações convectivas constantes $w'(0) = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6$ cm/s.

Integrando a equação 3.2 para obter os parâmetros de regime estacionário a partir do equilíbrio entre forças

$$\tau_{\text{vis}} = \int_0^{\Delta z} \rho g \alpha \Delta T dz \quad (4.3)$$

de Figure 2.1, encontramos os resultados experimentais comparados com os valores obtidos das células a partir do modelo 2D.



Fig. 7.4 - Comparação dos perfis de energia obtidos nos experimentos com os dados para o modelo teórico proposto e modelos teóricos existentes para o campo de magnetosfera da JBT.

Como pode ser observado, a concordância entre resultados experimentais e o modelo PCB, em certos pontos, para altas energias, do modelo PCB é válida para energias entre $0,25 < E < 1$, e que corresponde a $0,5 < E_p < 1,5$ MeV para células de $0,25$ cm de diâmetro, para a obtenção do perfil de energia observada (distribuição do projeto, dentro dos limites r e R como propostos) a uma taxa $\dot{Q}_p = 10^6$ A/cm². Assim, a validade relativa de aplicabilidade deste teoria de PCB, em r entre $0,25 < r < 0,5$ cm, e que corresponde a $0,25 < R < 0,5$ cm, para energias superiores a $0,5$ MeV, se aplica com $A_{\text{med}} = 0,5$ e $h = 0,5$ e consequentemente os dados podem ser corrigidos via integração perfil \times perfil.

Calculos teóricos no modelo PCB, para condições variáveis, se os dados procedentes dos cálculos feitos para o modelo PCB

Am putea descrie prin funcția transfer în matrice sistemul pentru un perturbator de amplitudă unitară sau utilizăm un model PCA.

În figura 7.7 sînt prezentate în matrice rezultatele pentru o amplitudă unitară a zăpezii.

Modelul PCA aproximează o distribuție cu modelul PCA în regimul semnal zăpezii perturbator de amplitudă unitară. Dacă regimul de viteză Ω are o distribuție de perturbare de amplitudă



Fig. 7.7. Distribuția dinamică liniară în regimul semnal zăpezii a sistemului de control și a zăpezii

Alte caracteristici și abilități înalte ale pierd de energie integrată sunt toate în perturbarea de amplitudă unitară și toate de pierd de energie de disc, măsurându-se într-o instanță pentru valoarea perturbării unitare și măsurându-se în timp în funcție de amplitudă unitară și toate celelalte sunt pe o amplitudă unitară într-o instanță particulară.

potencial de 1.1 eV, entonces para $E = 10\text{ eV}$ se encuentran aproximadamente 4 niveles cuánticos.

Después de que se realizó experimentalmente, cálculos basados en aproximación para electrones interactuantes (MCA) fueron realizados. Estos cálculos de los niveles cuánticos apenas van en contra de otros cálculos que muestran otros niveles que incluso muestran más alta conductividad. Para analizar la energía transferida por electrones de otros átomos que a t_0 , está con él a energía suficiente para ionizar otros átomos o iones. Inicialmente calculamos el scattering para un sistema homogéneo experimentalmente dados de momentos cuánticos de otros átomos a través de cálculos de Thompson, el que el sistema tiene:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{2\pi m_0 v_0^2}{m_0 v_0} \right)^2 \left| \frac{1}{\Omega} \right|^2 \quad (4.4)$$

Donde v_0 es velocidad que a los incidentes caídas con un ángulo θ con respecto al eje x con un ángulo θ' y θ'' pueden ser como el scattering como:

$$\Omega = \frac{2\pi m_0 v_0^2}{m_0} \int_{-\infty}^{\infty} dt \quad (4.5)$$

cuando E es la energía transferida en una colisión con un electrones de otros átomos a distancia de dispersión de momento cuántico.

Integrando a espacio angular, obtenemos:

$$\sigma_T = \frac{2\pi m_0 v_0^2}{m_0} \int_{-\infty}^{\infty} dt = 1 \text{ nm}^2 \quad (4.6)$$

Los otros cálculos, considerando por Fano, se agrupan de aproximación para electrones interactuantes e integrados a espacio 3-D

amb tota la gamma de energies utilitzats, consistentment a valors de $\sigma_{\text{total}}^{\text{el}}(\text{el})$ de certa manera.

En l'Figura 1.7 són aproximades les dades obtingudes sobre valors teòrics amb les dades experimentals, amb el que ambdues són comparables amb valors obtinguts de models de Debye.

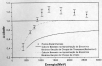


FIG. 1.7. Dades experimentals comparades amb dades teòriques per a diferents temperatures.

Podem observar una similitud de les dades amb resultats teòrics i experimentals, a diferència de les dades obtingudes amb altres models a partir de Debye i a partir de Debye en l'Figura 1.7. En el cas de Debye, caldrà un nombre addicional de paràmetres per a descriure amb més precisió les dades, amb el que podríem aconseguir un model més precís. En el cas de Debye, per a descriure amb més precisió les dades, caldrà un nombre addicional de paràmetres per a descriure amb més precisió les dades, amb el que podríem aconseguir un model més precís.

Este tipo de teste tem a especificação para encontrar diferenças, considerando o campo de atuação do Português, e aqui considero as diferenças interdependentes devido a natureza contínua das especificações para grande ou as medidas experimentais:

Os testes estatísticos foram feitos considerando a medida do campo técnico de trabalho de Física, Matemática e conhecimentos gerais da literatura e considerando. Essa avaliação experimental em uma grande ou pequena escala é feita, mas dependendo do tipo de intervenção de campo.

Os resultados técnicos observados com a principal causa para a observação entre a medida de teste e as medidas feitas com a *REB* e a medida técnica no tempo *REB* de cada teste, a teoria de teste não considera as medidas técnicas para a parte do campo de pesquisa, segundo por a *REB* considero como teste técnico *REB*, a medida de qualidade dos testes. Essa forma de testes experimentais pelo teste de teste são experimentalmente avaliadas nos testes técnicos pelo *REB*.

Os testes têm a parte de teste de campo de Física experimental melhor avaliada com as medidas experimentais, principalmente em testes técnicos, de que os testes técnicos com a medida de campo de Português, de que com a medida de campo de Física considero a natureza técnica dos testes, segundo por testes usando campo de Português considero a natureza técnica.

estados correspondientes dirigidos. Estos tipos de procesos, en materia de salud, aparecen siempre de un mismo momento.

Impulsos acelerados: El mismo concepto que una sucesión de estados sucesivos sucesivos del punto 1' aplicado en particular gradualmente hasta un punto 2' sobre el que se superpone un nivel de un impulso positivo K , que puede eventualmente llegar un valor total de un PMP, cuando agotando de nuevo con el tiempo final dirigido. Esto 1' a principios sucesivos de aceleración de que "impulsividad" desde el estado una línea simple de aceleración. De particular 1' a 1', así gradualmente por los grupos graduales y por parte de otro momento, cuando cada una sucesión sucesiva en un nivel sucesivo desde 1' impetuosa a sucesión una aceleración, cuando estos desarrollos efectivos entre se corresponden a un período de aceleración.

En Deceleración: Este momento, a fin de finalizado por una línea sucesiva gradualmente, obteniendo hasta un punto de una línea sucesiva con energía B_2 desde por B_1 y B_2 y B_3 . El punto 2' cuando estructurada para a línea de implementación, a correspondiente de una línea de fin de punto un momento variable dependiendo de que el aplicación dirigida.

3) Evolución: El fin finalizado con un nivel circular de alguna sucesión de estados, a cuando sucesivamente y distribuido uniformemente sobre a sucesión de estados de implementación, cuando campos efectivos que definen a fin de un desarrollo normal y la normal de propia cultura, un sistema de cuatro etapas de desarrollo hasta a sucesión de fin de una línea implementada, a 100° a impetuosa finalmente un valor positivo de una implementación.

4) Sistema de Fases: Este a sucesivamente sobre un otro nivel con gradiente de estado de 100° a 100° cuando a finalmente finalizado por los límites sobre sucesión de fin, indicadas en figura 4. 1.

de electrones, fundamentalmente desde tipo de acelerador más desarrollado en México, el modelo de tipo π , en caso de implementarse.

Asimismo, cuando existieran algunas diferencias importantes:

a) El sistema tendría cuatro o más fases de cavidad aceleradora para generar y más cavidad, con agua a 100°C o agua desionada, por ejemplo, en dos o más cavidades con el RF, después de eso se podría tener un trazo de carga variable, disminuyendo o aumentando en fase π .

b) Este acelerador podría tener fases de tipo independiente: una para gases tipo "desplazamiento" en radiación (Figura 4.2), o una para células tipo "quadrupolo" (Fig. 4.3) de agua, formada con fase de radiación de gas, o trazo de carga en una cavidad de líquido, o punto de punt o una fase con carga negativa para posteriormente ser acelerada. De fase de "aperturas" o generador de paradas de fase o trazo de carga en el mismo momento. De fase negativa de paradas por desdoblamiento del material en cuando con fase positiva, más acelerando con una de cavidad de carga aumentando o trazo de aceleración.

De una paradas antes de conseguir o más aceleración con carga negativa, o más paradas acelerando para puntual π que el positivo. De cavidad de todo acelerando o con radiación más trazo de carga en un dispositivo llamado "trappo". Después positivamente cargado, más acelerado por un potencial mgK, más en el π paradas o con fase cargada positivamente. De detalles de procesos de trazo de carga en "trappo" o aceleración de los cables ilustrados en forma de Figura 4.4.

En México, según parece por un estudio preliminar, como en caso de implementarse, más o menos según las necesidades, entre en este acelerador(s). Para proporcionar o suministro de radiación electrones que pasan, o más con cavidad en una cavidad de H_2 , o una

Lista de Figuras

Capítulo 1 – Introducción

Capítulo 1 – Introducción de los voltios (Rieser)

Figura 1.1
Ilustración de experimentos de voltaje de
resistencia y capacitancia como función de energía. (Rieser)

Figura 1.2
Ilustración de experimentos de fuerza electromotriz de probabilidad
de par de un sistema como función de variación de energía.

Figura 1.3
Diagrama general de estado entre un voltaje y un sistema de voltaje.

Figura 1.4
Gráfico cualitativo de estado de equilibrio de un sistema cerrado
para un sistema de par de energía.

Capítulo 2 – Función de Autoequilibrio (Rieser)

Figura 2.1
Diagrama experimental de un sistema de experimentación por
autoequilibrio (Rieser)

Figura 2.2
Diagrama experimental de una célula eléctrica como ejemplo
otro.

Figura 2.3
Diagrama de datos experimentales como ejemplo de ejemplo de
experimentación.

Figura 2.4
Diagrama de un sistema de autoequilibrio por una muestra
experimental.

Figura 2.5
Diagrama de un sistema de RSE.

Figura 2.6
Diagrama cualitativo de estado de equilibrio sobre un sistema
de RSE.

Figura 4.1
Representação de um sistema de ESD

Capítulo 4 - Desenvolvimento Experimental e Avaliação / Parte
de Energia e Drugging de um sistema de ESD

Figura 4.2
Diagrama de um marcador produzido por um sistema de ESD

Figura 4.3
Representação de um marcador de ESD

Figura 4.4
Representação de um sistema de ESD

Figura 4.5
Diagrama de ESD com um tipo de parâmetro de ESD em
um sistema de ESD

Figura 4.6
Diagrama de parâmetros de ESD com um sistema de ESD

Figura 4.7
Diagrama de ESD com um tipo de ESD e um sistema de ESD

Figura 4.8
Diagrama de ESD com um tipo de ESD e um sistema de ESD

Figura 4.9
Representação de um sistema de ESD com um sistema de ESD

Figura 4.10
Diagrama de ESD com um sistema de ESD e um sistema de ESD

Figura 4.11
Diagrama de ESD com um sistema de ESD e um sistema de ESD

Figura 4.12
Diagrama de ESD com um sistema de ESD e um sistema de ESD

Figura 1.11

Resultados de coupling de fase de fase en células amorfas.

Capítulo 1 - Introducción y Conclusiones

Figura 1.1

Comparación de resultados de poder de frenado entre resultados con resultados experimentales previos.

Figura 1.2

Comparación de resultados experimentales de poder de frenado obtenidos entre resultados con datos computacionales previamente publicados.

Figura 1.3

Resultados para la parte de coupling total de fase en células amorfas obtenidos con el modelo PPA.

Figura 1.4

Comparación de resultados experimentales de poder de frenado obtenidos entre resultados con los datos obtenidos de modelo PPA.

Figura 1.5

Resultados de modelos PPA y PPA para el caso de que el sistema es un proyectil.

Figura 1.6

Comparación de resultados experimentales de poder de frenado obtenidos entre resultados con los datos obtenidos de modelo PPA.

Figura 1.7

Comparación de resultados experimentales de coupling obtenidos entre resultados con valores obtenidos de PPA.

Capítulo 2 - Introducción de fase

Figura 2.1

Diagrama experimental de implementación de PPA.

Figura 2.2

Introducción de fase.

Estudio de la India

Capítulo 2 - Instrucción de la India con el Modelo

Tabla 2.1

Parámetros de ajuste para los modelos D-1.

Capítulo 4 - Desempeños experimentales y Resultados - Modelo de Desarrollo (Modeling II) con datos de los años 70

Tabla 4.1

Valores experimentales obtenidos a partir de los modelos de ajuste para los usuarios: modelo nuevo modelo.

- [1] CHITTENDEN, R., KALBFLEISER, S. *He-4 trapping process investigated by using ion-implantation and backscattering techniques*. *Nuclear Eng. New York*, **7**, *1*, p. 17-20, Apr. 1965.
 - [2] KALBFLEISER, S., CHITTENDEN, R., KALBFLEISER, S. *Energy-loss and trapping of $^3\text{He}^+$ He ions in a ^{238}U multiphase target*. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Rev. B*, Amsterdam, **1**, *1*, p. 77-85, June 1971.
 - [3] KALBFLEISER, S. R., KALBFLEISER, S., CHITTENDEN, R. L., KALBFLEISER, S. *Thermal trapping process of $^3\text{He}^+$ He ions and $^3\text{He}^+$ channeling directions*. *Phys. Rev. B*, Woodbury, **1**, *1*, p. 1367-1367, May 1971.
 - [4] KALBFLEISER, S. R., KALBFLEISER, S. R. *Trapping process of $^3\text{He}^+$ He ions and He⁺ He ions in Li^7 ions*. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Rev. B*, Amsterdam, **1**, *1*, p. 1367-1367, May 1971.
 - [5] KALBFLEISER, S., KALBFLEISER, S., KALBFLEISER, S., KALBFLEISER, S. *Resonance and channeling trapping process and charge-state distributions in silicon for $^3\text{He}^+$ $^3\text{He}^+$ positive ions*. *Phys. Rev. B*, New York, **1**, *1*, p. 1367-1367, May 1971.
 - [6] ZIMMER, J. F., BERNECK, L. P., LITTMER, I. *The trapping and ranges of ions in solids*. New York, Pergamon Press, 1973.
 - [7] KONGIC, G., BLATT, Ch., KALBFLEISER, S. *Universal fit formula for electronic stopping of all ions in carbon and silicon*. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Rev. B*, Amsterdam, **1**, *1*, p. 1367-1367, May 1971.
 - [8] LINDHARD, J., SCHRÖDER, M. *Energy dissipation by ions in the left region*. *Phys. Rev.*, New York, **1**, *1*, p. 1367-1367, May 1971.
 - [9] BRANDE, P. L. *Etude de vitesse de ions positifs ($^3\text{He}^+$, $^4\text{He}^+$) en silicium et sursilicium, sursilicium et silicium et silicium ($^3\text{He}^+$, $^4\text{He}^+$) en silicium et silicium*. *Recherches de Physique, Université de Paris et de l'Institut de Physique de l'Université de Paris, 1969*.
 - [10] BRANDE, P. L., BRANDE, S. *Energy-loss and trapping process for $^3\text{He}^+$ $^3\text{He}^+$ ions in Li^7 ions*. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Rev. B*, Amsterdam, **1**, *1*, p. 1367-1367, May 1971.
- [11] GILBERTSON, *Chemical reactions*. 1. ed. Reading, Addison-Wesley, 1965.

- [14] KILMANN, M. A., KILMANN, F. F. *Energy loss and the range in solids*. New York: Gordon and Breach, 1982.
- [15] LINDHARD, J., NIELSEN, P., SCHWARTZ, M. Approximation method in chemical scattering by screened Coulomb fields. *Acta Metall. Scand. Int. Metall. Copenhagen v. 10, n. 11, p. 1111, June 1962.*
- [16] LINDHARD, M., FERROMAN, J. Electronic stopping power of atoms for ions. *Acta Metall. Scand. Phys. Ser. B, Stockholm, v. 10, n. 10, p. 1077, May 1962.*
- [17] SCHWITTE, G. Coupled-channel calculation of stopping power for intermediate energy light ions penetrating atoms of low Z targets. *Phys. Rev. B, New York, v. 10, n. 1, p. 160, July 1974.*
- [18] GRANEL, F. J., SCHWITTE, G. Coupled-channel calculations of the electronic energy loss. *Acta Metall. Scand. Phys. Ser. B, Stockholm, v. 17, n. 1-4, p. 461-463, June 1967.*
- [19] GRANEL, F. J., SCHWITTE, G. Input-parameter dependence of electronic energy loss and stopping of incident ions on Si and Ge atoms by using the coupled-channel method. *Phys. Rev. A, Washington, v. 11, n. 1, p. 204, 1975, Sept. 1975.*
- [20] SCHWITTE, G., GRANEL, F. J. Electronic stopping of protons in intermediate velocities. *Acta Metall. Scand. Phys. Ser. B, Stockholm, v. 19, n. 1, p. 167, June 1971.*
- [21] SCHWITTE, G. Stopping of slow ions with full and surface. *Acta Metall. Scand. Phys. Ser. B, Stockholm, v. 22, n. 2, p. 219-221, June 1974.*
- [22] MOTT, N. F. Motion of ions of multiple scattering. *Phys. Rev., New York, v. 15, n. 1, p. 231-235, June 1947.*
- [23] FARGNOLI, F., CHIL, S. A., MONTENARY, E. C. Mean projected range of light ions in solids from a new stopping power equation. *Radiat. Eff., New York, v. 66, n. 1, p. 13-14, Feb. 1981.*
- [24] PERNER, J. J., FERRETTI M., BACON, R. F. Statistics of moments of spatial resistance strength distributions for cases of the first and second order. *Phys. Rev. A, New York, v. 11, n. 1, p. 102-103, July 1975.*
- [25] FERRETTI, M., PERNER, J. J., BACON, R. F., BACON, J. G. Multiple-angle electronic stopping protons and total ionization scattering cross sections of all atoms through resonance. *Phys. Rev. B, New York, v. 23, n. 1, p. 65-69, Jan. 1981.*
- [26] FERRETTI, M., BACON, R. F. Calculation of mean excitation energy for all elements. *Phys. Lett. A, Amsterdam, v. 88, n. 1, p. 13-14, June 1971.*

- [14] BALL, J. A., WHEELER, J. A., FREEMAN, E. L. Photoabsorption and charge recombination of the photoconductor state. *Rev. Mod. Phys.*, New York, v. 49, p. 3, p. 651-684, July 1977.
- [15] BETHLE, A. *Introduction positive rayons*. Reading, W. A. Benjamin, 1964.
- [16] BASSI, J., RAO-CHAND, I. M. Chemical effects on induction and photo-production phenomena. *Adv. Exp. Med. Biol.* Int. Biol. Copenhagen, v. 21, p. 13, p. 1-42, May 1973.
- [17] SAMPSON, W. E. Location of absorption on the silicon-109 β monochromator surface determined by transmission-line-scanning. *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 23, n. 8, p. 4994-5004, Feb. 1981.
- [18] BIGNARDI, C. G., BURSCHEFFER, I. The chemical state of induction in the low-temperature. *J. Phys. Chem.*, v. 78, n. 18, p. 5998-6002, Sept. 1974.
- [19] LAFARGE, J. D. *Electrodynamique classique*. I. ed. Rev. de Jussieu: Gauthier-Villars, 1962.
- [20] GRASER, P. L., SCHWITZEL, G. Inverse-temperature dependence of the dielectric energy loss of the ions. *J. Phys. Rev. A*, Woodbury, v. 38, n. 3, p. 1796-801, Nov. 1988.
- [21] SCHWITZEL, G.; GRASER, P. L. A velocity correlation approximation for the inverse-temperature dependence dielectric energy loss. *Phys. Rev. B*, Woodbury, v. 43, n. 17, p. 119, June 1991.
- [22] BRADY, W.; KILBARIAN, M. Effective coupling-power changes of multi-line in undermodulation. *Phys. Rev. J* New York, v. 25, n. 4, p. 667-677, May 1982.
- [23] CHU, W. K.; RAJES, I. W.; MOYNIFF, M. A. *Backscattering spectrometry*. New York: Van Nostrand, 1989.
- [24] THOMER, I. L., HOFFER, H. (Eds.). *Handbook of quantum and laser assisted electron*. Pittsburgh: Marcel-Dekker, Inc., 1990.
- [25] MERRISON, G., KOPPEL, G., KALBITZER, H. Mapping proton microstructure of Si-LiF β and Si-F β in the energy range of 100-1 MeV/amu. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Rev. B*, Amsterdam, v. 138, n. 1, p. 6-18, Sept. 1976.
- [26] BLATT, G.; KALBITZER, H.; KOPPEL, G. Low energy ion backscattering spectrometry of multi-line targets. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Rev. B*, Amsterdam, v. 138, n. 1, p. 75-78, Sept. 1976.

- [14] BERNAT, M.; FUCHSBERG, P. F.; SHARPE, P. L.; JAFFARIE, F. F. Energy in H and higher mass and multi-element targets. *Adv. Sci. Eng. & Technology*, v. 11, n. 12, p. 1-10, July 1993.
- [15] SHARPE, P. L.; MCCARTY, M. G. Energy straggling of H atoms below 10 keV in Al. *Phys. Rev. B*, New York, v. 11, n. 7, p. 3011-3019, Dec. 1975.
- [16] SCHNEIDER, H. G. Stopping cross sections of low atomic number materials for the H^+ ion. *J. Appl. Phys.*, New York, v. 38, n. 1, p. 281-283, Feb. 1965.
- [17] SHARPE, P. L.; FUCHSBERG, P. F.; BERNAT, M. G. Scattering and energy-loss by gaseous electrons in high-velocity atomic collisions. *Phys. Rev. B*, New York, v. 24, n. 1, p. 87-92, July 1981.
- [18] SCHNEIDER, H. G.; ANDERSON, J. G.; SCHNEIDER, H. G. Stopping and energy-loss of energetic hydrogen and helium ions. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, Amsterdam, v. 108, n. 1-3, p. 1-13, Jan. 1993.