

Interação Matéria-Antimatéria e Matéria-Matéria a Energias Intermediárias

Antonio Carlos Fontes dos Santos¹

Department of Physics, University of Missouri – Rolla, Rolla MO 65409 USA

Resumo

Neste artigo mostramos alguns dos recentes avanços experimentais do estudo da interação antimatéria-matéria e matéria-matéria, bem como algumas de suas diferenças sutis que têm estimulado um grande esforço teórico de modo a explicar os resultados observados experimentalmente. Uma característica marcante das teorias perturbativas é o modo no qual a ionização e a excitação deveriam depender do tipo de partícula. As seções de choque de colisões inelásticas (excitação e ionização) deveriam ser proporcionais ao quadrado da carga da partícula incidente e deveriam depender apenas da sua velocidade. No entanto, desvios das teorias de primeira ordem são observados experimentalmente e, a despeito do grande esforço empregado, muitos dos fenômenos ainda não foram explicados de forma satisfatória.

1 Introdução

Em Jornada nas Estrelas era comum assistirmos à manipulação rotineira do feixe de antimatéria para combinar com a matéria de forma a gerar energia para a propulsão e armas. Algumas destas idéias ainda estão na cabeça dos cientistas e, talvez, no futuro possam virar realidade. A palavra antimatéria fascina e é bastante comum encontrá-la em livros de ficção científica.

Em 1905, Einstein apresentou ao mundo a sua famosa equação mostrando a equivalência entre matéria e energia (veja por exemplo [1]):

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4 \quad (1)$$

onde E representa a energia da partícula, p seu momento, c a velocidade da luz e m a massa da partícula. Esta equação possui duas soluções distintas

$$E = \pm [p^2c^2 + m^2c^4]^{1/2}. \quad (2)$$

A solução positiva tem interpretação imediata, correspondendo à matéria ordinária. Mas o que fazer com a solução negativa? Em 1930 Dirac (veja por exemplo [2]) lançou luz sobre o assunto postulando que a parte negativa corresponderia a buracos no “mar” de energia negativa e chamou estes buracos de antipartículas (antielétron ou pósitron no caso da matéria sob consideração ser o elétron). Outra interpretação foi dada por Feynman em 1948 que interpretou que o pósitron, cuja carga era e , consistia de um elétron, de carga $-e$, movendo-se para o passado.

O pósitron foi observado pela primeira vez em 1933 por Anderson [3] e o antipróton em 1955 por Chamberlain e colaboradores [4]. Hoje em dia gozamos da disponibilidade de feixes de elétrons, prótons e suas correspondentes antimatérias, o pósitron e antipróton. A

interação de pósitrons com a matéria tem diversas aplicações. No campo médico, por exemplo, a Tomografia por Emissão de Pósitrons (TEP) é utilizada na terapia de câncer por íons pesados, de modo a determinar precisamente onde a energia dos íons é depositada. Outro exemplo é no campo das ciências dos materiais, onde se estudam vazios estruturais em materiais.

Embora além do escopo deste artigo, uma questão ainda em aberto é por qual motivo há mais matéria do que antimatéria no universo? Existe uma assimetria com respeito matéria/antimatéria, a violação de carga e paridade (“CP violation”). Nos primórdios do universo, esta assimetria pode ter sido a responsável pelo decaimento de antipartículas, desintegrando-as mais rapidamente do que as suas contrapartidas, criando assim um excesso de matéria em relação a antimatéria. Graças a esta assimetria é que hoje existimos, uma vez que matéria e antimatéria tendem a se aniquilar.

O estudo da interação matéria-antimatéria é interessante por si mesmo, mas também contribui para a melhor compreensão da dinâmica da colisão e das suas diferenças sutis. A velocidades suficientemente altas, elétrons, pósitrons, prótons e antiprótons deveriam ser igualmente eficientes para produzir elétrons numa colisão com átomos ou moléculas de acordo com a aproximação de Bethe-Born, que prediz uma dependência da seção de choque com Z_I^2 , onde Z_I corresponde à carga do projétil, não dependendo, portanto, do sinal do agente ionizante. Desvios da aproximação de Born são observáveis a velocidades mais baixas, onde a massa e a carga do projétil são fatores importantes na ionização do alvo.

Nas seções que se seguem, após uma breve descrição dos avanços experimentais que permitem o estudo da interação matéria-matéria e antimatéria-matéria, serão apresentados vários tipos de interação entre elétrons, prótons, pósitrons e antiprótons com a matéria. Ênfase será

dada ao regime de velocidades intermediárias (não relativísticas).

2 Fontes de elétrons, pósitrons, prótons e antiprótons

Um dos fatores que contribuem para o uso relativamente extensivo de feixe de elétrons em relação a outras partículas reside no fato de que o estudo da interação elétron-matéria não requer o uso de grandes e caros aceleradores de partículas. No Brasil, por exemplo, vários grupos utilizam a técnica de impacto de elétrons como ferramenta para desvendar os mistérios da matéria. Podemos citar, por exemplo, o Laboratório de Impacto de Fótons e de Elétrons (LIFE) da Universidade Federal do Rio de Janeiro, o Espectrômetro de Massas por Colisão Eletrônica (EMCE) na Universidade Federal de Santa Catarina, o Grupo da Universidade Federal de São Carlos e, mais recentemente, o Grupo de Física Atômica da Universidade Federal de Juiz de Fora. Uma das formas mais comuns de se produzir elétrons é por emissão termiônica, que consiste em um filamento de tungstênio ou tântalo aquecido por uma corrente de elétrons. Em alguns casos, canhões de elétrons consistem em uma superfície metálica aquecida por uma resistência elétrica. Os elétrons emitidos pelo aquecimento de um filamento possuem energias da ordem de alguns décimos de elétron-volt e são acelerados por lentes especialmente designadas, dependendo da energia final do feixe de elétrons.

Assim como elétrons, feixes de pósitrons também podem ser produzidos em pequenos laboratórios. O pósitron pode ser produzido pelo decaimento nuclear beta. O tipo mais comum de fonte de pósitrons consiste de uma fonte de ^{22}Na com um moderador de tungstênio na forma de uma folha fina ou malhas e produz cerca de 10^4 a 10^5 pósitrons s^{-1} . Grandes aceleradores e reatores podem produzir feixes mais intensos, mas geralmente a altas energias, estando portanto além do escopo deste artigo.

Antiprótons são produzidos pelo bombardeamento de um alvo espesso por um feixe de prótons de alta energia (26 GeV no caso do CERN). O próton colide com o núcleo e pares de próton-antipróton são produzidos, bem como outros produtos como fragmentos nucleares e mésons. O frenamento abrupto dos prótons de alta energia libera esta enorme quantidade de energia num volume pequeno, aquecendo-o a temperaturas extremamente altas de modo que matéria e antimatéria são criadas.

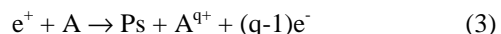
Prótons podem ser produzidos em aceleradores eletrostáticos do tipo Van der Graaff, entre outros. A Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro está equipada com um acelerador de 4 MV, onde feixes de íons simples e multiplamente carregados, inclusive prótons, podem ser produzidos e acelerados. Cargas são agregadas a um condutor por meio de uma correia móvel feita de borracha ou outro material isolante. Na sua versão mais

simples, o acelerador Van der Graaff é composto por uma fonte de alta tensão que carrega a correia através de um condutor dentado. A correia pode ser carregada positiva ou negativamente, dependendo da fonte e transmite a carga a um eletrodo oco localizado no topo do acelerador. A superfície externa do condutor acumula o excesso de carga gerando uma diferença de potencial que depende do meio na forma da sua constante dielétrica e corrente corona. O gerador Van der Graaff foi desenvolvido na década de 20 e tornou-se bastante popular, principalmente em feiras científicas estudantis.

3 Interação de e^- , e^+ , p^+ e p^- com a matéria

Uma vez que pósitrons podem ser criados, eles também podem ser destruídos; de fato, este parece ser o final de todos os pósitrons. O processo mais comum de destruição é aquele no qual o pósitron encontra um elétron e ambos se aniquilam. A energia que aparece é compartilhada igualmente na forma de 2 fótons, como requer a conservação do momento. Se as energias iniciais do pósitron e do elétron são desprezíveis, cada fóton carregará uma energia igual $0,51 \text{ MeV}$, correspondendo a energia de repouso do elétron (pósitron) mc^2 . Outro processo também possível, embora menos provável, é a combinação de um pósitron e um elétron perto do núcleo, seguida pela emissão de um único fóton com a energia $2mc^2 = 1,02 \text{ MeV}$ (se a energia inicial for desprezível). Um dos motivos para que o segundo processo seja pouco provável reside no fato de que a maioria dos pósitrons são freados pela matéria antes de penetrar no interior dos átomos

Um encontro de um pósitron com a matéria pode ainda resultar na formação do positrônio ($e^+ e^-$, Ps). No caso do alvo ser um átomo ou molécula (A), esta interação pode ser representada como

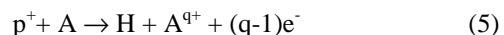


onde q é o estado de carga final do alvo. A energia de ligação do Ps no seu estado fundamental é $6,8 \text{ eV}$. Se I é a energia de ionização de A, o limiar para a formação do Ps (energia cinética mínima do pósitron) é

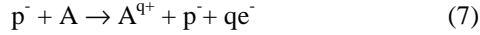
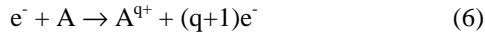
$$E_{\text{Ps}} = I - 6,8 \text{ eV} \quad (4)$$

O protônio ($p^+ p^-$) também pode ser formado através da troca de carga em colisões de antiprótons com alvos densos de hidrogênio.

O próton também pode capturar um elétron do alvo e formar hidrogênio (H)



Por outro lado, as partículas negativas não podem capturar elétrons devido à repulsão Coulombiana e os únicos canais que levam à ionização do alvo são:



Experimentos envolvendo átomos exóticos também são de interesse em física atômica. Por exemplo, pode-se formar átomos exóticos trocando-se o elétron num átomo ordinário por outra partícula negativa. Estes sistemas são geralmente instáveis como é o caso dos átomos formados por múons e antiprótons. O Muônio (μ^+e^- , Mu) foi observado pela primeira vez em 1981 [5]. Átomos exóticos carregados também têm sido observados tais como o muônio negativo ($\mu^+e^-e^-$, Mu⁻) e positrônio negativo ($e^-e^+e^-$, Ps⁻).

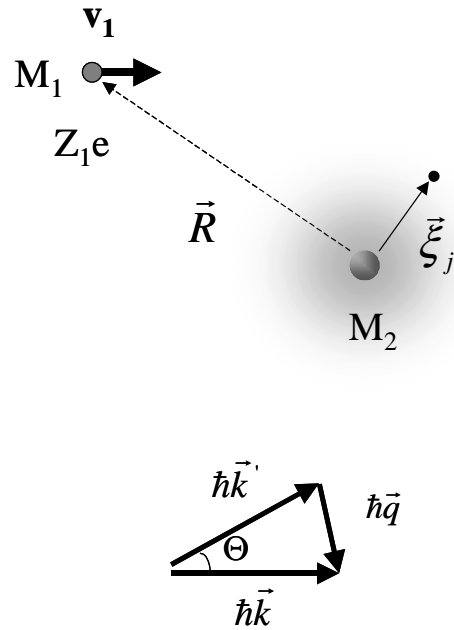
4 A aproximação de Bethe-Born

A referência básica para esta seção é [6]. Podemos classificar o problema de ionização ou excitação de átomos ou moléculas por partículas carregadas em duas categorias: colisões rápidas e colisões lentas. O critério usado para a classificação é a comparação da velocidade do projétil com a velocidade orbital do elétron da camada em consideração.

Para colisões suficientemente rápidas, ou seja, para velocidades do projétil muito maiores do que a velocidade orbital do elétron, a influência da partícula incidente sobre o átomo pode ser considerada como uma perturbação. A expressão para a seção de choque do processo no qual a partícula transfere uma dada quantidade de energia e momentum contém dois fatores, um relacionado com a partícula incidente - carga e velocidade - e outro com o alvo - a força do oscilador.

Consideremos uma partícula de velocidade v_1 , massa M_1 e carga Z_1e (onde $-e$ é a carga do elétron) que colide com um átomo de massa M_2 e N elétrons no seu estado fundamental (veja Fig. 1). Esta partícula é defletida num elemento de ângulo sólido $d\Omega$ numa direção de coordenadas polares θ e ϕ medidas em relação ao centro de massa do sistema. Suponhamos também, que o átomo sofre uma transição para um estado \underline{n} , discreto ou contínuo, de energia E_n medida a partir do estado fundamental 0 . Então, para uma partícula suficientemente rápida (mas não relativística), a seção de choque diferencial calculada em primeira ordem da interação com um potencial V pode ser escrita como [6]:

$$d\sigma_n = (2\pi)^{-2} M^2 \hbar^{-4} (k'/k) \times \left| \int \exp(i\vec{q} \cdot \vec{R}) \phi_n^*(\xi_1, \dots, \xi_N) V \phi_0(\xi_1, \dots, \xi_N) d\xi_1, \dots, d\xi_N \right| \quad (8)$$



$$q^2 = k^2 + k'^2 - 2kk' \cos\theta$$

Figura 1: Diagrama representativo de alguns dos parâmetros definidos no texto.

onde $M = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ é a massa reduzida do sistema, \vec{R} é a posição da partícula em relação ao centro do átomo, $\hbar\vec{k}$ é o momento da partícula antes da colisão, $\hbar\vec{q} = \hbar(\vec{k} - \vec{k}')$ é o momento transferido, $\vec{\xi}_i$ referem-se às posições dos N elétrons atômicos e ϕ à autofunção, no sistema de coordenadas centrado no alvo, dos N elétrons atômicos (veja Fig. 1). O potencial V é escrito como

$$V = -\sum_{i=1}^N \frac{Z_1 e^2}{|\vec{R} - \vec{\xi}_i|} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}. \quad (9)$$

Usando a seguinte igualdade

$$\int \frac{\exp(i\vec{q} \cdot \vec{R}) d\vec{R}}{|\vec{R} - \vec{\xi}_i|} = 4\pi q^{-2} \exp(i\vec{q} \cdot \vec{\xi}_i), \quad (10)$$

a Eq. 8 fica:

$$d\sigma_n = 4Z_1^2 (Me^2 / \hbar^2)^2 (k'/k) q^{-4} |\epsilon_n(\vec{q})|^2 d\Omega, \quad (11)$$

onde

$$\varepsilon_n(\vec{q}) = \langle \phi_n | \sum_{j=1}^N \exp(i\vec{q} \cdot \vec{\xi}_j) | \phi_0 \rangle = \int \phi_n^* \sum_{j=1}^N \exp(i\vec{q} \cdot \vec{\xi}_j) \phi_0 d\vec{\xi}_1 \dots d\vec{\xi}_z \quad (12)$$

é o elemento de matriz de transição. A interação entre os núcleos representada pelo segundo termo da Eq. 9 não contribui para a seção de choque, devido à ortogonalidade dos estados inicial e final. Nos casos em que o elemento de matriz de transição é uma função escalar de \vec{q} e, substituindo $d\Omega$ por $2\pi \sin\theta d\theta = \pi d(q^2) / kk'$ (veja Fig. 1) na Eq. 11, obtemos:

$$d\sigma_n = 4\pi Z_1^2 (Me^2 / \hbar^2)^2 k^{-2} q^{-4} |\varepsilon_n(\vec{q})|^2 d(q^2) \quad (13)$$

Bethe (veja em [6]) introduziu o conceito de força do oscilador generalizado,

$$f_n(q) = (E_n / Q) |\varepsilon_n(\vec{q})|^2, \quad (14)$$

onde

$$Q = (\hbar\vec{q})^2 / 2m, \quad (15)$$

ou, escrevendo a Eq. 14 em termos do raio de Bohr ($a_0 = \hbar^2 / me^2$) e da constante de Rydberg (massa infinita, $R_\infty = me^4 / 2\hbar^2$)

$$f_n(q) = (E_n / R_\infty) (qa_0)^{-2} |\varepsilon_n(\vec{q})|^2. \quad (16)$$

A força do oscilador $f_n(q)$ é a generalização da força do oscilador ótico de dipolo f_n , definida como:

$$f_n = (E_n / R_\infty) |M_n|^2, \quad (17)$$

que é proporcional à seção de choque de fotoabsorção, onde

$$|M_n|^2 = \left| \int \phi_n^* \sum_{j=1}^{Z_2} x_j \phi_0 d\vec{\xi}_1 \dots d\vec{\xi}_N \right|^2 / a_0^2 \quad (18)$$

é o quadrado do elemento de matriz de transição dipolar, e x_j é uma das componentes de $\vec{\xi}_j$. Expandindo a exponencial da Eq. 12 pode-se mostrar que

$$\lim_{q \rightarrow 0} f_n(q) = f_n, \quad (19)$$

que é uma relação importante porque faz a conexão entre a colisão de partículas carregadas rápidas e a fotoabsorção.

É conveniente usar a variável $T = mv_j^2 / 2$, que representa a energia cinética no caso em que a partícula

incidente é um elétron ou um pósitron. Assim, T/R_∞ denota o quadrado da velocidade do projétil em unidades da velocidade de Bohr ($v_0 = e^2 / \hbar$). Então a Eq. 13 fica

$$d\sigma_n = \frac{4\pi a_0^2 Z_1^2 f_n(q)}{(T/R_\infty)(E_n/R_\infty)} d[\ln(qa_0)^2] \quad (20)$$

No caso da ionização, integrando-se a equação acima sobre os estados do contínuo e sobre os momentos transferidos, obtém-se a equação de Bethe

$$\sigma_n = \frac{4\pi a_0^2 Z_1^2}{T/R} \left[M_n^2 \ln\left(\frac{4c_n T}{R}\right) + \frac{\gamma_n}{T/R} + O\left(\frac{E_n^2}{R^2}\right) \right] \quad (21)$$

onde

$$|M_n|^2 = \int_{I_1}^{\infty} \left(\frac{R_\infty}{E} \right) \left(\frac{df}{dE} \right) dE \quad (22)$$

e

$$|M_n|^2 \ln c_i = \int_{I_1}^{\infty} \left(\frac{R_\infty}{E} \right) \left(\frac{df}{dE} \right) \ln c_E dE, \quad (23)$$

e onde c_i e c_E são parâmetros que incluem propriedades do projétil e do alvo. O parâmetro γ_n é dado por

$$\gamma_n = -\left(\frac{m}{4M}\right) f_n - \left(\frac{E_n}{4R}\right) f_n \quad (24)$$

ou, no caso de uma transição opticamente proibida

$$\sigma_n = \frac{4\pi a_0^2 Z_1^2}{T/R} \left[b_n + \frac{\gamma_n}{T/R} + O\left(\frac{E_n^2}{R^2}\right) \right] \quad (25)$$

onde

$$b_n = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_n(K)}{E_n/R} d \ln(Ka_0)^2 \quad (26)$$

A determinação do elemento de matriz de transição atômica pode ser obtida representando os resultados experimentais no assim chamado gráfico de Fano (gráfico de $-\sigma E \times \ln E$). Pela equação (21), se estivermos no regime perturbativo, obteremos uma dependência linear do produto da seção de choque pela energia do projétil incidente com o logaritmo da energia do projétil, para transições opticamente permitidas, ou, no caso de transições opticamente proibidas (Eq. 25) obteremos uma constante para velocidades suficientemente altas. A Fig. 2

(retirada da referência [7]) apresenta o gráfico de Fano para a ionização simples de He por He^+ e elétrons.

5 Recentes experimentos envolvendo matéria e antimatéria: desvios da aproximação de Bethe-Born

De acordo com a primeira aproximação de Bethe-Born (seção anterior), as quatro partículas (e^- , e^+ , p^+ e p^-) têm a mesma eficiência para ionizar um único elétron a velocidades $V_1 \gg V_e$, onde V_1 é a velocidade do projétil e V_e é a velocidade do elétron alvo sob consideração. Entretanto, a velocidades mais baixas, as partículas positivas possuem uma seção de choque maior devido à polarização do alvo. A velocidades mais baixas, a massa do projétil também desempenha um papel importante, uma vez que as partículas mais leves (e^- , e^+) têm suas seções de choque reduzidas devido ao fato de que possuem menos energias cinéticas do que as suas correspondentes mais pesadas (p^- , p^+). Este efeito da massa do projétil torna-se mais evidente quando se aproxima do limiar de ionização do alvo. A Fig. 3 ilustra as diferenças acima para a ionização simples de Ne por elétrons [8], pósitrons [9], prótons [10], [11] e antiprótons [12].

Colisões próximas também são importantes a velocidades mais baixas. O elétron do alvo experimenta um aumento na energia de ligação devido à presença de uma partícula positiva. A recíproca também vale para partículas negativas, onde o elétron do alvo experimenta uma diminuição na sua energia de ligação.

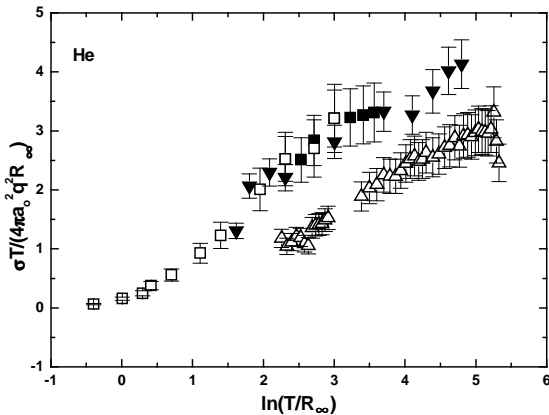


Figura 2 : Gráfico de Fano para as ionizações simples de He. Quadrados cheios, quadrados brancos e triângulos cheios, ionização por He^+ (vários autores); triângulos abertos, ionização por elétrons. Figura retirada da referência [9].

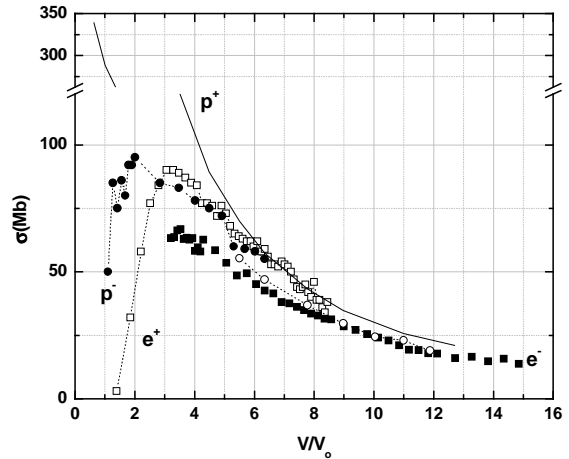


Figura 3 : Seções de choque para a ionização simples de Ne por e^- (quadrados fechados) [7], e^+ (quadrados abertos) [14], p^- (círculos fechados) [8], p^+ (círculos abertos) [16] e linha contínua [17] em função da velocidade do projétil em unidades atômicas ($v_0 = e^2/\hbar$).

Recentemente, Melo e colaboradores [13] reportaram diferenças nas seções de choque de ionização simples e múltipla por impacto de prótons de 2 MeV e elétrons de 1 keV (aproximadamente a mesma velocidade). Para alvos leves (He e Ne), a ionização simples é essencialmente a mesma no caso de prótons e elétrons, mas diferenças tornam-se mais evidentes para alvos com número atômico crescente (Ar, Kr e Xe).

Diferenças entre matéria e antimatéria também se manifestam no estado sólido. As perdas de energia de e^- , e^+ , p^+ e p^- quando passam pela matéria também são distintas. O Efeito Barkas [14] é uma manifestação destas diferenças e está relacionado com o alcance das partículas em um alvo espesso quando somente o sinal da partícula muda. Este efeito corresponde ao aumento da densidade eletrônica em torno de projéteis positivos e a uma diminuição em torno de projéteis negativos, gerando uma dependência do poder de frenamento (“stopping power”) com Z_1^3 .

As diferenças entre as seções de choque de ionização por partículas e antipartículas têm sido explicadas pelos Cálculos de Monte Carlo de Trajetórias Clássicas (MCTC), desenvolvido por Olson e Salop [15] entre outros. A interação entre as partículas participantes da colisão, a dizer, o projétil, o núcleo e os elétrons do alvo é tratada exatamente como a soma de interações Coulombianas de 2 corpos.

O Hamiltoniano do sistema tem a forma:

$$H = \frac{p_1^2}{2M_1} + \frac{p_2^2}{2M_2} + \sum_{j=1}^N \frac{p_j^2}{2m_e} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{|\vec{R}|} - \sum_{j=1}^N \frac{Z_1 e^2}{|\vec{R} - \vec{\xi}_j|} - \sum_{j=1}^N \frac{Z_2 e^2}{|\vec{\xi}_j|} + \sum_{i \neq j}^N V_{ij} (\vec{\xi}_i - \vec{\xi}_j) \quad (27)$$

onde p_1 , p_2 e p_j são os momenta do projétil, núcleo e elétrons do alvo, respectivamente, m_e é a massa do elétron e V_{ij} é a interação elétron-elétron. Um conjunto de equações diferenciais acopladas de primeira ordem é resolvido para as posições, \dot{Q}_i , e momenta, \dot{P}_i , de cada partícula,

$$\dot{Q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \dot{P}_i = -\frac{\partial H}{\partial Q_i} \quad (28)$$

Usando uma fonte radioativa para produzir feixes de pósitrons e elétrons, o grupo de física atômica da University of Missouri - Rolla está estudando as diferenças sutis na interação matéria-matéria e antimatéria-matéria.

Apresentamos alguns resultados recentes das seções de choque duplamente diferenciais em ângulo e energia de ionização múltipla de átomos por elétrons e pósitrons. Mais especificamente, ionização simples, dupla e tripla de Ar por impacto de e^+ e e^- foram medidas em função da perda de energia do projétil. Os processos estudados podem ser representados como



onde E e ΔE são a energia inicial e perdida pelo projétil, $\Delta\theta$ e $\Delta\phi$ são os ângulos de espalhamento azimutal e polar e q o número de elétrons ejetados do alvo. Pela Fig. 4, observa-se que a seção de choque de dupla ionização de Ar por e^- está sistematicamente acima da sua correspondente por impacto de e^+ . No caso da ionização tripla, esta diferença é ainda mais evidente.

6 Conclusão

Foram apresentados neste artigo os resultados mais recentes envolvendo a interação matéria-matéria e matéria-antimatéria. As diferenças encontradas são explicadas em termos de efeitos da dinâmica da colisão envolvendo a carga e a massa do projétil. Estas diferenças não estão presentes em teorias perturbativas de primeira ordem.

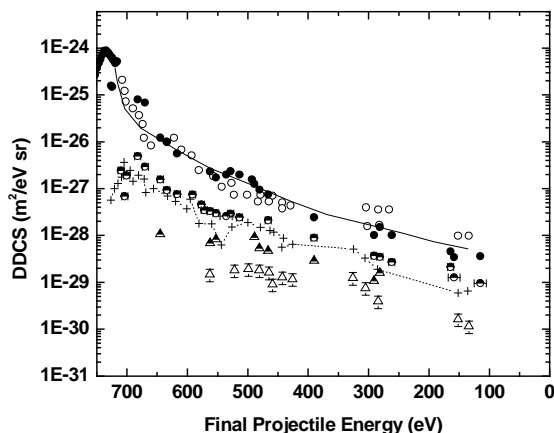


Figura 4 : Seções de choque diferenciais para a ionização múltipla de Ar por 750 eV e^- e e^+ em função da energia final do projétil. Círculos cheios: ionização simples por elétrons [17] (experimento); círculos abertos: ionização simples por pósitrons [16] (experimento); linha contínua: ionização simples (teoria em primeira ordem que não distingue a carga do projétil) [16]; círculos semi-cheios: ionização dupla por elétrons (experimento) [17]; cruces: ionização dupla por pósitrons (experimento) [16]; triângulos semi-cheios: ionização tripla por elétrons (experimento) [17]; triângulos abertos: ionização tripla por pósitrons (experimento) [16].

Referências:

¹ Bolsista de Pós-Doutorado do CNPq.

- [1] H. A. Lorentz, A. Einstein e H. Minkowski, *O Princípio da Relatividade*, Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa (1983).
- [2] <http://www.iop.org/diracbio.html>
- [3] C. D. Anderson, *Science* **76**, 238 (1932).
- [4] O. Chamberlain, E. Segrè, C. Wiegand and T. Ypsilantis, *Phys. Rev.* **100**, 947 (1955).
- [5] P. R. Bolton *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1441 (1981).
- [6] M. Inokuti, *Rev. Mod. Phys.* **43**, 297 (1971).
- [7] A. C. F. Santos, *Processos Multieletrônicos em colisões de He⁺ e C³⁺ com Vários Gases*. Rio de Janeiro: PUC-RIO, 1999. (Tese de Doutorado)

- [8] D. P. Almeida, A. C. F. Santos and C. F. L. Godinho, *Journal of Physics B Atomic Molecular and Optics. Physics* **28**, 3335 (1995).
D. P. Almeida, A. C. Fontes, I. S. Matos and C. L. Godinho, *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **67**, 503 (1994).
D. P. Almeida, A. C. Fontes and F. P. Pontes, *Nuclear Instruments and Methods B* **132**, 280 (1997).
- [9] K. Paludan *et al.*, *J. Phys. B.* **30**, L581 (1997) e referências.
- [10] R. D. DuBois *et al.*, *Phys. Rev. A* **29**, 70 (1984).
- [11] E. G. Cavalcanti *et al.*, *J. Phys. B* **35**, 3937 (2002).
- [12] V. Kara, K. Paludan, J. Moxom, P. Ashley and G. Larichia, *J. Phys. B* **30**, 3933 (1997).
- [13] W. Melo, A. C. F. Santos, M. M. Sant'Anna, G. M. Sigaud and E. C. Montenegro, *J. Phys. B. At. Mol. Opt. Phys.* **35**, L187 (2002).
- [14] G. M. De Azevedo, P. L. Grande, M. Behar, J. F. Dias, and G. Schiwietz, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1482 (2001).
- [15] R. E. Olson and A. Salop, *Phys. Rev. A* **16**, 531 (1977).
- [16] R. D. DuBois, C. Doudna, C. Lloyd, M. Kahveci, Kh Khayyat, Y Zhou, D. H. Madison, *J. Phys. B. At. Mol. Opt. Phys.* **34**, L783 (2001).
- [17] A. C. F. Santos, A. Hasan, R. D. DuBois, *Single and Multiple Electron Removal from Argon by Electron Impact*, 2002 Division of Atomic, Molecular and Optical Physics Annual Meeting, 2002, Williamsburg, Virginia, Estados Unidos. Conference Proceedings.

